

Ի. Կ. ԿԻԿՈՒՆ, Ա. Կ. ԿԻԿՈՒՆ

Մ Ո Լ Ե Կ Ո Ւ Լ Յ Ա Ր Ֆ Ի Զ Ի Կ Ա

Թույլատրված է

*ՈՍՖՍՀ բարձրագույն և միջնակարգ մասնագիտական
կրթության միջնակարգ կողմից որպես ուսումնական
ձեռնարկ ֆիզիկայի ինստիտուտների և ֆակուլտետների համար*

Ն Ա Խ Ա Բ Ա Ն

Ֆիզիկայի դասընթացի այն բաժինը, որը հայտնի է «Մոլեկուլար ֆիզիկա» անվան տակ, հատուկ տեղ է գրավում նրանում: Հետեւելով սովետական բարձրագույն դպրոցի համար արադիցիոն՝ անմիջականորեն մեխանիկայից հետո շարադրման կարգին, այս բաժինը բնականաբար օգտագործում է մեծ մասամբ կլասիկ մեխանիկայի գաղափարները: Ընդ որում չբացահայտված են մնում մոլեկուլար երևույթների բաղմամբով կարևոր կողմեր, հատկապես նյութի խտացրած վիճակի ֆիզիկայում, որոնց նկարագրության և բացատրության համար կլասիկ մեխանիկան բավական չէ: Այնուամենայնիվ, մենք ճիշտ ենք համարում շարադրման հենց այս ընդունված կարգը, այլ ոչ թե երբևէ առաջարկվող՝ ֆիզիկայի դասընթացի բաժինների այն հաջորդականությունը, որի ղեկավար մոլեկուլար ֆիզիկան հաջորդում է օպտիկային և նախորդում ատոմի և ատոմի միջուկի կառուցվածքին նվիրված բաժնին:

Միևնույն ժամանակ՝ մոլեկուլար ֆիզիկան ընդհանուր ֆիզիկայի դասընթացի այն մասն է, որում ընթերցողը առաջին անգամ հանդիպում է ֆիզիկայի գլխավոր խնդրին՝ նյութի կառուցվածքի խնդրին: Այդ պատճառով այս բաժինը պետք է նախապատրաստի նրան այդ խնդրի հետագա, ավելի խորը ուսումնասիրությանը դասընթացի վերջին բաժնում: Բացի դրանից, մոլեկուլար ֆիզիկայի դասընթացում ընթերցողը ծանոթանում է մի շարք հասկացողությունների, որոնք անհրաժեշտ են էլեկտրական և մագնիսական երևույթների ֆիզիկայի շարադրման ժամանակ, որտեղ, մեր կարծիքով, չպետք է սահմանափակվել երևույթների բացատրության ֆենոմենոլոգիական (երևութաբանական) նկարագրությամբ՝ չշոշափելով նրանց մեխանիզմը: Այս նկատառումներով էլ հեղինակները առաջնորդվել են գիրքը կազմելիս:

Ձևացած որ ներկա դասընթացը կազմված է այն դասախոսությունների հիման վրա, որ շատ տարիների ընթացքում կարդացվել են հեղինակների կողմից Ուրալի Ս. Մ. Կիրովի անվան պոլիտեխնիկական

ինստիտուտում և (ներանցից մեկի կողմից) Մոսկվայի Մ. Վ. Լոմոնոսովի անվան պետ. համալսարանում,— այն իրենից չի ներկայացնում դասախոսությունների կոնսպեկտ: Գրքի համարյա բոլոր բաժինները շարադրված են ավելի լայնորեն, քան դա հնարավոր է դասընթացը դասախոսելիս: Գրքում մտցված է նաև մոլեկուլյար ֆիզիկայի համար բնորոշ գլխավորագույն մեծությունների չափման փորձնական եղանակների նկարագրությունը. մենք օգտակար ենք համարել դասընթացի այդպիսի համալրումը: Սակայն մենք գիտակցաբար հրաժարվեցինք ցուցադրական փորձերի նկարագրություններից, որոնք ընթերցման ժամանակ ընթերցողից չափազանց մեծ ուշադրություն են պահանջում, չբերելով, մեր կարծիքով, այն օգուտը, որ բերում են ցուցադրումները դասախոսությունների ժամանակ նրանց իրականացնելու դեպքում:

Գրքի ձեռագիրը ուշադրությամբ նայվել է 'Ի. Վ. Սիվուխինի կողմից. հեղինակները խորապես շնորհակալ են նրան գործարար քննադատության համար, որը եղել է նույնքան խիստ, ինչքան և բարյացակամ:

Հեղինակները երախտապարտ են նաև Ս. Դ. Գալանինին մի շարք գտակար զիտողությունների համար:

Ի. Կիկոն, Ա. Կիկոն

ՆԵՐԱԾՈՒԹՅՈՒՆ

Մեխանիկայի դասընթացում ուսումնասիրելով մարմինների շարժումները ղեկավարող օրենքները, մենք չէինք հետաքրքրվում, թե ինչ ձևով են կառուցված այդ մարմինները, ինչ հատկություններով են նրանք օժտված:

Մարմինները օժտված են մասսայով և ունեն որոշակի չափեր— ասա ալն ամենը, ինչ մենք գիտեինք նրանց մասին, և դա լիովին բավական էր շարժման ուսումնասիրության համար, որովհետեւ միայն այդ հատկություններից կախում ունի մարմնի վրա ուժի ազդեցության արդյունքը: Մինչդեռ ակնհայտ է, որ մարմինների չափերով և մասսայով չեն սպառվում նրանց բոլոր հատկությունները: Մեզ շրջապատող մարմինները տարրերովում են միմյանցից ոչ միայն չափերով և մասսայով, այլև մի ամբողջ շարք ուրիշ հատկություններով: Եվ եթե բոլոր այդ մյուս հատկությունները էական չեն մեխանիկական շարժումը քննարկելիս, ապա ընտելյան մնացած երևույթները սերտորեն կապված են նրանց հետ: Իսկ մարմինների հատկությունները կախում ունեն նրանից, թե ինչպես են նրանք կառուցված, ինչ մասերից են կազմված, ինչ ուժեր են ազդում այդ մասերի միջև և այլն: Այդ պատճառով հասկանալի է, որ նյութի կառուցվածքի հարցը ֆիզիկայի հիմնական հարցն է:

Ֆիզիկայի դասընթացի ներկա՝ երկրորդ մասում մենք հենց առաջին քայլը կաննք նյութի կառուցվածքի ուսումնասիրության մեջ ալն հաշվով, որ հետագա մասերում ալնելի մանրամասնորեն կուսումնասիրենք բնագիտության ալն կարևորագույն հարցը, որը կենտրոնական տեղ է գրավում ժամանակակից գիտության մեջ:

Նյութի մոլեկուլյար-կինետիկ պատկերացումները

Առօրյա կյանքում մեզ հանդիպող մարմինները (հատկապես պինդ և հեղուկ մարմինները) միշտ մեզ թվում են հոծ, այսինքն՝ լրիվ լցված ալն նյութով, որից բաղկացած են նրանք: Մեր գպայարանները, որոնց

մի քան անմիջականորեն աշխատում է մեզ շրջապատող տրտալիս աշխարհը աշխատում են կառուցված, որ նյութի հոծությունը, անընդհատությունը մեզ թվում է որպես նրա հիմնական և անկասկածելի հատկությունը: Մինչդեռ արդեն վաղուց հայտնի մի շարք երևույթներ վկայում են այն մասին, որ մեր զգայարանները, որոնք ընկալում են մարմինները որպես հոծ անընդհատ, անկասկած մոլորություն մեզ են պցում մեզ ներանց իրական հատկությունների վերաբերյալ:

Լավ հայտնի է, օրինակ, որ արտաքին ներգործության կամ տաքացման և սառեցման ազդեցության տակ մարմինները կարող են փոխել իրենց ծավալը՝ ընդարձակել և սեղմվել: Այս կամ այն չափով դա վերաբերում է առանց բացառության բոլոր մարմիններին: Մարմինների ծավալի աչապիտի փոփոխությունը դժվար է հասկանալ, եթե մարմինները համարենք հոծ, եթե համարենք, որ նյութը, որից բաղկացած է մարմինը, լցնում է նրա տարող ծավալը: Բայց դա հեշտ է բացատրել, համենայն դեպս որակապես, եթե ենթադրենք, որ մարմինները իրականում աչապիտին չեն, ինչպես մեզ թվում են, այսինքն հոծ չեն, այլ կազմված են հսկայական թվով շատ փոքր մասնիկներից, այնքան փոքր, որ չի կարելի նրանց տեսնել ոչ միայն անգին աչքով, այլև ամենաավ միկրոսկոպի միջոցով: Այդ մասնիկները դասավորված են ոչ թե էփպ կպած միմյանց, այլ որոշ հեռավորության վրա: Այս ենթադրությունը ընդունելու դեպքում մարմինների ծավալի փոփոխությունը կարելի է բացատրել նրանով, որ փոխվում են մասնիկների միջև եղած հեռավորությունները: Նյութի այդ մանրադուր մասնիկները կոչվում են մոլեկուլներ (նվազական ձևը լատինական բառի, որ նշանակում է մասսա):

Նյութի ընդհատ, մոլեկուլյար կառուցվածքի մասին պատկերացումը ծնվել է դեռ հեռավոր անդալում: Բայց երկար ժամանակ այն հեղել է ականաւոր մտքերի լույ կռահումը, մի ինչ-որ հիպոթետիկ ենթադրություն: Մեր ժամանակներում այն դարձել է հազարավոր փորձերով լավ ստուգված ներդաշնայ թևորիտ: Մոլեկուլների իրական լինելու բաղմաթիվ ուղղակի և անուղղակի ապացույցները թույլ են տալիս նյութի կառուցվածքի մասին մոլեկուլյար պատկերացումները համարել հաստատված մի այնպիսի արժանահավաստությամբ, որը կարող է մրցել կուպրոֆիտայան սիստեմի արժանահավաստության աստիճանի հետ:

Բաղմաթիվ փաստեր ստիպում են մեզ համարել, որ նյութի մեջ մոլեկուլների միջև ազդում են վանողական և ձգողական ուժեր, որոնք կախում ունեն մասնիկների միջև եղած հեռավորությունից: Իսկ հետևում է հենց թևկուղ այն բանից, որ, օրինակ, պինդ մարմնի ծավալի փոքրիշատի կգալի փոփոխությունը համար նրա վրա պետք է կիրառել խիստ զգալի ուժ: Պարզ է, որ մարմնի ձգմանը խանգարում են մոլեկուլների

միջև եկած ձգտողական ուժերը, իսկ սեղմմանը՝ վաճառական ուժերը: Նյութի երեք ազդեցատալին՝ վիճակների՝ պինդ, հեղուկ և գազալին, դոզավճան փաստը հենց մատնանշում է միջմոլեկուլյար ուժերի գոյությունը: Պինդ և հեղուկ վիճակում մոլեկուլները ալեքսոն են ձգում միմյանց, որ մտրմիները պահպանում են իրենց ծավալը, պինդ մարմնի դեպքում՝ նաև ձևը: Իսկ գազալին վիճակում փոխազդեցությունն ուժերը զգալիորեն փոքր են, այնպես որ գազը լցնում է իրեն հասկացված ամբողջ ծավալը, ինչքան էլ այն մեծ լինի:

Այս վերջին փաստը (ինչպես նաև շատ ուրիշներ) մատնանշում է նյութի մասնիկների ևս մի կարևոր ստանձնահատկություն՝ Իսպիրմի դոզավճանում՝ տարածվել այն անոթի ամբողջ ծավալում, որի մեջ նա պարունակվում է, ցույց է տալիս, որ գազի մոլեկուլները դառնում են մշտական շարժման մեջ: Գազերի մի շարք հատկությունները ցույց են տալիս նաև, որ մոլեկուլների այդ շարժումները աչքի են ընկնում լրիվ անկանոնությունով, քառասանությունով: Դա նշանակում է, որ գոյություն ունի մասնիկների շարժման որևէ ուղղություն, որը մշտների նկատմամբ գերակշռող լինի (մոլեկուլյար շարժումների քառասանության ազդեցիկ ճիշտ սահմանումը կտրվի ստորև): Մոլեկուլների այդ քառասուն շարժումը կրում է քննարկվող շարժում անունը: Մոլեկուլների՝ էնթալպին շարժման մեջ գտնվելու հատկությունը չի հանդիսանում, իհարկե հատկապես գազալին վիճակի ստանձնահատկությունը: Հարատև անընդհատ շարժման վիճակը համասար չափով հատուկ է նաև հեղուկների և պինդ մարմնների մոլեկուլներին, սակայն նրանցում մոլեկուլյար շարժումները որոշ չափով այլ բնույթ ունեն, քան գազերում:

Այսպիսով, նյութը կազմված է մանրագույն մասնիկներից՝ մոլեկուլներից, որոնք փոխազդում են միմյանց հետ և գտնվում են անընդհատ, անկանոն շարժման (շերմային շարժման) մեջ:

Նյութի որոշ վիճակներում (օրինակ՝ պլազմայում, որոշ բյուրեղներում) մոլեկուլներից պոկվում են բացասականորեն լիդքապորված մասնիկներ՝ էլեկտրոններ, ընդ որում մոլեկուլները վերածվում են դրա կանաչակալ լիդքապորված մասնիկների՝ իոնների: Այդ դեպքում ճերմային շարժմանը մասնակցում են ինչպես իոնները, այնպես էլ էլեկտրոնները:

Իսկ ի՞նչ են իրենցից ներկայացնում այն մասնիկները, որոնցից կազմված են բոլոր նյութերը:

Մոլեկուլը նյութի փոքրագույն մասնիկն է, որը պահպանում է նրա բոլոր քիմիական հատկությունները: Իմաստ չունի, օրինակ, խոսել ջրի կես մոլեկուլի մասին, և դա ոչ թե նրա համար, որ մոլեկուլը անբաժանելի է, այլ նրա համար, որ եթե այն տրոհվի, ապա ստացվող մասնիկները արդեն չեն լինի ջրի մասնիկներ:

Իրենք մոլեկուլները կարող են կազմված լինել ավելի պարզ մասնիկներից՝ ատոմներից: Ածխաթթու դազի մոլեկուլը, օրինակ, կազմված է երեք ատոմներից՝ ածխածնի մեկ և թթվածնի երկու ատոմներից: Եթե հայտնի են տարրեր տեսակի հսկայական թվով (միլիոնավոր) մոլեկուլներ, ապա տարրեր ատոմների թիվը բոլորովին մեծ չէ: Ներկայումս հայտնի են 10³¹ տարրեր տեսակի ատոմներ, ընդ որում նրանցից ընթացման մեջ հանդիպում են ընդամենը 83-ը, իսկ 15-ը ստացված են վերջին տարիներում արհեստական ճանապարհով: Սրանք ալպակս կոչվող քիմիական էլեմենտների ատոմներն են: Փիմիալան էլեմենտների ոչ մեծ թվով ատոմներ տարրեր ձևով միակցվելով միմյանց հետ կազմում են նյութերի ողջ հսկայական բազմակերպության մոլեկուլները մեզ շրջապատող աշխարհում: Որոշ դեպքերում դուրս է գալիս, որ մոլեկուլները կազմված են ոչ մեծ թվով միատեսակ ատոմներից: Ալգայես են կառուցված, օրինակ, սովորական պլամաններում որոշ գազերի՝ թթվածնի (O₂), ջրածնի (H₂), ազոտի (N₂) և այլ մոլեկուլներ, որոնք կազմված են համապատասխան քիմիական էլեմենտի երկու ատոմներից: Մենք ալստեղ հիշատակեցինք ռսովորական պլամանների մասին, որովհետև մոլեկուլները կարելի է տարրալուծել բաղադրիչ ատոմների: Մոլեկուլների տարրալուծման ալգալիսի պրոցեսը կոչվում է դիսոցիացիա: Մոլեկուլները կարող են դիսոցվել բարձր ջերմաստիճանի և մի քանի ալլ արտաքին գործոնների ալգեցութլան տալ:

Մոլեկուլների և ատոմների չափերը չափապանց փոքր են: Եթե ալգ մասնիկները պատկերացնենք փոքր գնդիկների տեսքով, ապա ինչպես դա ցուլց կսրվի ստորե, նրանց շառալիղն ունի 10⁻⁸ ալ կարգի թվալին արժեք: Դրա փոխարեն մասնիկների թիվը արտասովոր մեծ է: Մեկ գրամ ջրում, օրինակ, պարունալում է 3,3 · 10²³ մոլեկուլ: Մոլեկուլների չափերի և նրանց թվի փորձնական որոշման եղանակները նկարագրվելու են գասոլնթացի համապատասխան տեղում:

Ալպալիսե են ընդհանուր գծերով նյութի կառուցվածքի մոլեկուլար-կինետիկ տեսութլան հիմնական պատկերացումները, որոնք ընկած են մոլեկուլար ֆիզիկալի հիմքում, որին նվիրված է ալս գիրքը: Մոլեկուլար ֆիզիկալի առարկան կազմում է նյութի ալս հատկութլունների ուսումնասիրութլունը, որոնք պլամանավորված են հենց ալս քանով, որ նյութը հադիսանում է հսկայական թվով շարժվող մոլեկուլների ամբողջութլուն:

1) Գրքի հրատարակութլունից հետո ընկած ժամանակամիջոցում հայտնաբերվել է ես մի նոր էլեմենտ՝ կուրչատովիում (104 K_u ^(266—270)₍₂₇₂₎),

Ինչպես են կառուցված ատոմները

Այս դրքում զլիալորապես քննարկվելու են այնպիսի ֆիզիկական երևույթներ և պրոցեսներ, որոնց նկարագրության և բացատրման համար բավական է իմանալ նյութի մասնիկների մասին միայն այն, որ նրանք փոքր են և շատ։ Այդ երևույթները պետք է բացատրել և՛ որակապես, և՛ քանակապես, եթե ատոմները (իսկ նրանցից են կազմված նաև մոլեկուլները) գիտարկվեն որպես փոքր, պինդ առաձգական զոն-գիկներ, որոնք ստարբերվում են, օրինակ, բիլիարդի գնդերից միայն իրենց չափերով։ Իսկության մեջ, իհարկե, դա չի համապատասխանում իրականությանը, բայց քննարկվող երևույթների համար դա էական չէ, այնպես ինչպես մեխանիկական շարժումների ուսումնասիրության ժամանակ դեր չի խաղում այն փաստը, որ մարմինները կազմված են առանձին մասնիկներից, այլ ոչ թե հոծ են։

Որոշ դեպքերում սակայն մենք չենք կարող բավարարվել ատոմների մասին այդպիսի պարզ պատկերացումներով և պետք է հաշվի առնենք, որ ատոմը նյութի բաժանման սահմանը չէ, ոչնչից կազմված ինչ-որ բան, ինչպես մտածում էին ատոմիստներն անցյալում (ատոմ բառը հենց նշանակում է անբաժանելի)։ Այդ պատճառով մենք այստեղ համառոտակի կշարադրենք ատոմների կառուցվածքի մասին ժամանակակից պատկերացումները, չբերելով, սակայն, այն փորձնական և տեսական տվյալները, որ հանգեցնում են ալդ պատկերացումներին. նրանց մասին ընթերցողը կիմանա դասընթացի մյուս մասերում։

Գոյություն ունեն բազմաթիվ փաստեր, որոնք ցույց են տալիս, որ ատոմներում պարունակվում են էլեկտրականապես լիցքավորված մասնիկներ։ Ամենից առաջ դա հետևում է հենց էլեկտրական և մագնիսական երևույթների գոյությունից։ Ինչպես հայտնի է, էլեկտրական երևույթները կապված են մարմինների առանձնահատուկ հատկության՝ էլեկտրական լիցքի հետ, իսկ մագնիսական երևույթները՝ շարժվող լիցքերի (էլեկտրական հոսանքների) հետ։ Քանի որ միշտ մարմիններն են հանդիսանում էլեկտրական և մագնիսական հատկությունների կրողները, իսկ բոլոր մարմինները վերջին հաշվով կազմված են ատոմներից, ապա ատոմները անպայման պետք է պարունակեն շարժվող էլեկտրական լիցքեր։

Ներկայումս վստահորեն հաստատված է ոչ միայն շարժվող լիցքավորված մասնիկների գոյության փաստը ատոմներում, այլև նույնքան վստահորեն պարզված է ատոմների ճարտարապետությունը։ Սակայն նախքան ատոմների կառուցվածքի ժամանակակից պատկերը ներկայացնելը անհրաժեշտ է որոշ բան պատմել ներատոմային պրոցեսները ղեկավարող օրենքների մասին։ Այդպիսի պրոցեսների ուսում-

նախորդական ժամանակ պարզվել է, որ նրանք չեն կարող լրիվ նկարագրվել ուղորական, այսպես կոչված, կոտակ մեխանիկայի միջոցով: Դեռ ավելին, դրանց նկատմամբ, ինչպես պարզվեց, ընդհանրապես կիրառելի չեն շարժման մասին եղած սովորական ակնասու պատկերացումները: Դրանում զարմանալի ոչինչ չկա, որովհետև կոտակ մեխանիկան ծնվել է մեծ մասշտաբների մարմինների շարժումների գիտումներից, որոնք մենք կարող ենք տեսնել և զգալ: Մասնիկները, որոնցից կազմված են ատոմները, փոքր են նույնիսկ իրենց՝ ատոմների համեմատությամբ: Իրանց չափերը 10^{-13} սմ կարգի են, այսինքն՝ հարյուրավոր միլիոն անգամ փոքր են այն մասնիկից, որ կարելի է տարբերել օպտիկական միկրոսկոպով: Իսկ այդ մասնիկների մասսաները ընկած են 10^{-2} -ից մինչև 10^{-27} գրամաներում: Համեմատման համար նշենք, որ ժամանակակից լավագույն կշեռներով կարելի է կշռել 10^{16} ⁽¹⁾ անգամ ավելի մեծ մասսա ունեցող մասնիկներ:

Փորձնական տվյալները ցույց են տալիս, որ իրենց շարժման ընդլայնում և մլուս հասկացություններով ատոմային մասնիկները որակապես տարբերվում են մեխանիկայում գիտարկվող սովորական մարմիններից:

Ատոմները ստաջացնող մասնիկները օժտված են հատուկ, այսպես կոչված քվանտային հատկություններով և ենթարկվում են քվանտային մեխանիկայի օրենքներին: Այդ օրենքները այնպիսին են, որ չի կարելի սալ ատոմային սխառմի և նրա շարժումների ճիշտ և միևնույն ժամանակ անհատու նկարագրություն, մի այնպիսի նկարագրություն, որը թույլ տալ պատկերացնելու այդ սխառմի երկրաչափական և մեխանիկական պատկերը, որի հետ և կապված է այն, ինչ կոչվում է անհասկացություն: Այդ պատճառով մենք ստիպված ենք այստեղ անտեսել խիստ ճշտությունը հանուն ակնառություն և սալ ատոմի կառուցվածքի կոպիտ, հայանապես սխալ, բայց դրա փոխարեն մեխանիկականին նրա ման պատկեր:

Այդ «մեքենացված» մոդելի համաձայն ատոմը հանդիսանում է մոլորակային սխառմի մանրանկար նմանությունը: Նրա կենտրոնում գտնվում է «արևը»՝ ատոմի միջուկը, որը լիցքավորված է դրականապես, իսկ նրա շուրջը պտտվում են «մոլորակները»՝ բացասականորեն լիցքավորված մասնիկները՝ էլեկտրոնները: Նկատենք, որ էլեկտրոնի լիցքին հավասար (բացարձակ արժեքով) էլեկտրական լիցքը հանդիսանում է էլեկտրական լիցքի յուրատեսակ «աղում»։ Բնության մեջ գոյություն չունեն էլեկտրոնի լիցքից փոքր էլեկտրական լիցքեր, և առանց բացառության բոլոր էլեմենտար մասնիկները, ինչպիսին էլ լինեն նրանց հատկությունները և բնույթը (իսկ ներկայումս հայտնի են մոտ 30 այդպիսի մասնիկներ), կամ բոլորովին լիցք չունեն, կամ

ունեն էլեկտրոնի լիցքին (1,6 · 10⁻¹⁹ կուլոն) թվապես հավասար կամ նրան լավամոտիկ լիցք: Հոսկանալի է, որ ամեն մի էլեկտրական լիցք՝ դրական կամ բացասական, անպայման էլեկտրոնի լիցքի բազմապատիկն է. այնպես որ էլեկտրոնի լիցքը կարող է ծառայել որպես էլեկտրական լիցքի յուրատեսակ միավոր:

Միջուկի և էլեկտրոնների միջև ազդող էլեկտրադին Ժպողական ուժերը պահում են էլեկտրոնները միջուկի շուրջը և նույն դերն են խաղում ատոմում, ինչ որ «իսկական» մոլորակային սիստեմներում խաղում են ատերակական ձգողութլան ուժերը:

Տարրեր քիմիական էլեմենտների ատոմները իրենց մեջ տարրեր թվով էլեկտրոններ են պարունակում: Իրանով իսկ նրանք տարբերվում են միմյանցից: Բայց ոչ միայն դրանով: Քանի որ նորմալ պայմաններում ատոմները էլեկտրապես չեզոք են, ապա դա նշանակում է, որ ինչքան էլ էլեկտրոններ պարունակվեն այս կամ այն էլեմենտի ատոմում, նրանց բնդհանուր բացասական լիցքը պետք է թվապես հավասար լինի ատոմի միջուկի դրական լիցքին: Նշանակում է ոչ միայն միջուկը շրջապատող էլեկտրոնների թվով, այլև լիցքի մեծութլամբ են տարբերվում տարբեր էլեմենտների ատոմները միմյանցից: Ինչպես կտեսնենք, այդ տարբերութլյունը ավելի կարևոր է, քան էլեկտրոնների թվի տարբերութլյունը:

Դ. Ի. Մենդելևի պարբերական սիստեմում էլեկտրոնները դասավորված են ատոմային միջուկների լիցքերի աճման կարգով: էլեմենտի կարգաթիվը այդ աղյուսակում այն թիվն է, որը ցույց է տալիս, թե ատոմի միջուկի դրական լիցքը քանի անգամ է մեծ էլեկտրոնի լիցքից: Միջուկի լիցքը բացարձակ արժեքով հավասար է Z_Ե, որտեղ Ե-ն էլեկտրոնի լիցքն է: Նշանակում է Մենդելևի աղյուսակի կարգաթիվը անմիջականորեն սալիս է մեղ էլեկտրոնների թիվը ատոմում, երբ այն էլեկտրապայպես չեզոք է: Այս գերջին դիտողութլյունը շատ էական է, որովհետև արմը կարող է պաքունակել և ավելի, և պակաս թվով էլեկտրոններ, քան այդ պահանջվում է միջուկի լիցքի չեզոքացման համար: Բանն այն է, որ ատոմից կարելի է պոկել մեկ կամ մի քանի էլեկտրոններ, որը սովորարար չի պահանջում թաքանձնապես մեծ հիգեր, գրվելու արտաքին, միջուկից ամենից ավելի հեռացված էլեկտրոնները հավանադարար թույլ են կապված միջուկի հետ: էլեկտրոնների պոկման գնաքում միջուկը ոչ մի փոփոկութլուն չի կրում, բայց նրա լիցքը արդեն չի չեզոքացվում մնացած էլեկտրոնների լիցքով, և արմը դադարում է չեզոքլլանելուց, պլ վեր է պոկում դրականապես լիցքավորված իրնի: Այսպ կողմից, ատոմին կարող է և միանալ «ավելորդ» էլեկտրոն, որի հետևանքով ատոմը կդառնա բա-

ցասականության լիցքավորված իոն, որովհետև այդ գեպրում էլ միջուկի լիցքը մնում է անփոփոխ:

Ատոմների իոնացումը կարող է իրադրծվել տարբեր եղանակներով՝ մարմինների շփումով, տաքացումով, լուսավորումով, արագ մասնիկներով հարվածելով, քիմիա՛յա՝, ուսելիցիանների հետա՛հաճով և այլն: Ատոմից կաշեի է նա՛ն պոկել նրա բոլոր էլեկտրոնները, բայց բազմաէլեկտրոն ատոմների դեպքում այդպիսի լրիվ իոնացմա՛ն հա՛մար պահանջվում է զգալիորեն ավելի մեծ ներգործություն, քան միալն արտաքին էլեկտրոնները պոկելու համար:

Ատոմները առաջացնող մասնիկները՝ էլեկտրոնները և միջուկները, մոտավորապես միատեսակ չափեր ունեն՝ մոտ 10^{-13} սմ, մինչդեռ ամբողջ ատոմի չափերը մոտ 10^{-8} սմ են: Նշանակում է ատոմը կազմող մասնիկները շատ անգամ ավելի փոքր են, քան ինքը ատոմը, այնպես ինչպես արեգակնային սիստեմի մոլորակների և իրեն՝ արեգակի չափերը փոքր են մոլորակների օրբիտների շառավիղների համեմատությամբ: Ինչ վերաբերում է ատոմային մասնիկների մասսաներին, ապա միջուկները և էլեկտրոնները խիստ տարբերվում են միմյանցից: Ատոմի համարյա ամբողջ մասսան կենտրոնացված է նրա միջուկում, այնպես որ էլեկտրոններին բաժին է ընկնում ատոմի մասսայի միայն հազարերորդական մասը: Այսպես, օրինակ, երկաթի ատոմի միջուկի մասսան մոտավորապես հավասար է $9 \cdot 10^{-23}$ գ, իսկ երկաթի ատոմի բոլոր 26 էլեկտրոնների մասսան հավասար է $2,3 \cdot 10^{-26}$ գ, այնպես որ երկաթի միջուկի մասսան ավելի քան 4000 անգամ գերաշանցում է ատոմի էլեկտրոնների մասսան:

Ատոմի միջուկը, չնայած նրա ժալրահեղ փոքր չափերին, նույնպես բարդ կառուցվածք ունի: Նա կազմված է երկու տեսակի մասնիկներից՝ դրականապես լիցքավորված պրոտոններից, որոնց լիցքը թվապես հավասար է էլեկտրոնի լիցքին, և չլիցքավորված նեյտրոններից: Այդ երկու միջուկային մասնիկները հաճախ միավորում են մեկ անունով՝ նուկլոններ: Այդ մասնիկների մասսան համարյա միատեսակ է և հավասար է $1,7 \cdot 10^{-24}$ գ: Ակներև է, որ պրոտոնների թիվը միջուկում հավասար է էլեկտրոնների թվին ատոմի էլեկտրոնային թաղանթում (երբ նա չեզոք է):

Պրոտոնների թիվը միջուկում հավասար է, հետևաբար, էլեմենտի կարգաթվին՝ Մենդելևի աղյուսակում, և հատկապես այդ թիվն է որոշում ատոմի քիմիական անհատականությունը, և ոչ թե էլեկտրոնների թիվը (վերջինս, ինչպես տեսանք, կարելի է հեշտությամբ փոխել): Եթե, օրինակ, երկաթի ատոմից պոկենք նրա 26 էլեկտրոններից մեկը, ապա կստացվի իոն, բաց երկաթի իոն: Իսկ եթե երկաթի ատոմի միջուկից պոկենք մի պրոտոն (զա նույնպես կարելի է անել, բայց բուրրովին

ալլ միջոցներով), ապա դա կհանդեցնի ատոմի հատկությունների արմատական փոփոխության՝ երկաթի ատոմը կվերածվի մանգանի ատոմի։

Երբ մենք վերը նշեցինք, որ ներկայումս հայտնի են 103 տարրեր ատոմներ, ապա նկատի ունենինք, որ գոյություն ունեն տարրեր թվով պրոտոններ ունեցող 103 ատոմներ, 103 տարրեր քիմիական էլեմենտներ։

Ինչ վերաբերում է նեյտրոններին, ապա միևնույն էլեմենտի ատոմների միջուկներում կարող են լինել տարրեր թվով նեյտրոններ։ Այսպես, օրինակ, երկաթի ատոմի միջուկում 26 պրոտոններից բացի պարունակվում է 30 նեյտրոն (դա ամենատարածված երկաթի միջուկն է, այդպիսի միջուկների թիվը սովորական երկաթում 91.7 % է)։ Բայց կան նաև երկաթի այնպիսի միջուկներ, որոնցում նեյտրոնների թիվը (միևնույն 26 պրոտոնների դեպքում) հաջորդաբար է 28, 31 և 32։ Եվ այդ յուրորդ երկաթի միջուկներ են, և այդպիսի տարրեր միջուկներով ատոմների քիմիական հատկությունները լուրջորովին նույնն են։ Տարբեր են միայն նրանց մասսաները։ Այդպիսի ատոմները, որոնց միջուկները տարբերվում են միմյանցից միայն նրանցում եղած նեյտրոնների թվով, կոչվում են իզոտոպներ։ Եթե համարենք, որ իզոտոպ-ատոմները տարբեր ատոմներ են, ապա նրանց թիվը զգալիորեն ավելի մեծ է և ներկայումս հասնում է 1200-ի։ Պետք է նշել, որ չնայած իզոտոպների ատոմները իրենց քիմիական հատկություններով չեն զանազանվում միմյանցից, նրանց միջուկների որոշ հատկություններ կարող են հիմնավորապես տարբերվել։

Միջուկային մասնիկները՝ պրոտոնները և նեյտրոնները կապված են միմյանց հետ միջուկում հատուկ ձգողական ուժերով՝ միջուկային ուժերով, որոնք ոչ էլեկտրական, ոչ էլ զրավիտացիոն ուժեր են։ Իրենց մեծությունը նրանք միլիոնավոր անգամ գերազանցում են այն էլեկտրական ուժերը, որոնք իրար հետ են կապում էլեկտրոնները և միջուկները։ Հենց միջուկային ուժերն են հանդիսանում այսպես կոչված ատոմային էներգիայի աղբյուրը։ Այդ ուժերի կարևոր առանձնահատկությունն այն է, որ նրանք ազդում են միայն այն դեպքում, երբ նույնների միջև հեռավորությունը շատ փոքր է՝ միջուկի չափերի կարգի։ Հեռավորության մեծացման համեմատ նրանք կտրուկ կերպով նվազում են։ Այդ պատճառով միջուկային ուժերը հաճախ անվանում են կարճ ազդման ուժեր։

Քվանտային սիստեմների մի քանի առանձնահատկությունները

Ինչպես հիշատակվեց, ատոմային մասնիկները ենթարկվում են հատուկ օրենքների՝ քվանտային մեխանիկայի օրենքներին։

Այդ օրենքների գլխավոր առանձնահատկությունը, որը տարբերում է նրանց կլասիկ ֆիզիկայի օրենքներից, այն է, որ ատոմի մեջ մասնիկների շարժումը բնորոշող մեծությունները (օրինակ՝ էներգիան և իմպուլսը) կարող են սատանալ ոչ թե ցանկացած, այլ միանգամայն որոշակի արժեքներ: Իսկ մնացած բոլոր ենթադրվող արժեքները արգելված են: Այսպես օրինակ, եթե մենք օգտվելու ենք ատոմի կառուցվածքի վերը նկարագրված պատկերից, որը, թեպետ արդեն զգալիորեն հնացել է, ապա մենք պետք է ասենք, որ այն օրբիտների շառավիղները, որոնցով էլեկտրոնները պտտվում են միջուկի շուրջը, կարող են ունենալ միայն որոշակի րնտրված արժեքներ, իսկ այլ օրբիտների վրա էլեկտրոնը ոչ մի գեպքում չի կարող գտնվել:

Օրինակ, ատոմներից պարզագույնում՝ ջրածնի ատոմում, նրա միակ էլեկտրոնը նորմալ պայմաններում պտտվում է միջուկի շուրջը մի օրբիտով (ուղեծրով), որի r_0 շառավիղը հավասար է $5,3 \cdot 10^{-9}$ սմ, և ոչ մի պարագայում նա չի կարող գտնվել միջուկին ավելի մոտիկ: Դա բնութագրան կողմից թույլ տրվող հեռավորություններից ամենափոքրն է, որով կարող է ջրածնի ատոմում էլեկտրոնը հեռացած լինել միջուկից: Երկրորդ, միջուկից ավելի հեռացած թույլատրելի օրբիտն ունի r_1 շառավիղ, որը 4 անգամ ավելի մեծ է, քան ատոմիկը, երրորդը՝ 9 անգամ, չորրորդը՝ 16 անգամ և այլն: Բայց ուղե թույլատրելի օրբիտների միջև որևէ տեղում էլեկտրոնի գտնվելը «արգելված» է: Թեպետ էլեկտրոնը կարող է անցնել մեկ թույլատրված օրբիտից մյուսը, բայց ուղե պիսի անցումը պետք է տեղի ունենա սովորական տրամաբանություն տեսանկյանից շատ ուարժալից ձևով: Ենթադրելով, որ օրբիտից մյուսին անցնելիս էլեկտրոնը չի կարող գտնվել միջանկյալ դիրքերից ոչ մեկում: Անցումը պետք է կատարվի թուխջրով: Էլեկտրոնը կարծես թե չքանդում է մի օրբիտի վրայից և հալանվում է մյուսի վրա: Հասկանալի է, որ սովորական մեխանիկայի օրենքներին հետևող մասնիկը այս ձևով թուշկուտել» չի կարող:

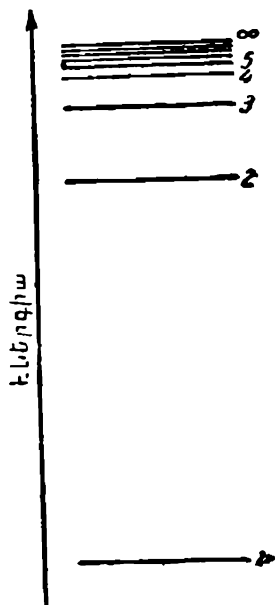
Այսպիսով, ինչպես նշվից վերը, ատոմի՝ մեր բերած պատկերը, որպես ինչ-որ «մոլորականման» սխառն, ճշտորեն չի արտացոլում ատոմի իրական կառուցվածքը, և ավելի լավ է այդ պատկերից ընդհանրապես հրաժարվել, փոխարինելով այն ուրիշ, ոչ այնքան ակնառու պատկերով:

Ատոմի՝ մեր տված մեխանիկական մոդելի օրբիտներին կարելի է գուղադրել էլեկտրոնի էներգիայի որոշակի արժեքներ, քանի որ միջուկի կողմից ձգողական ուժերի ազդեցությամբ առկա շարժելի էլեկտրոնը տարբեր օրբիտների վրա օժտված է տարբեր կինետիկ և պոտենցիալ էներգիաներով: Այդ պատճառով փոխանակ խոսելու օրբիտների մասին, որոնցով պտտվում է էլեկտրոնը, հաճախ խոսում են էլեկտրոնի էներ-

ղեկավարողականների մասին, որոնց վրա նա դառնում է, Այն, ինչ մենք առաջ անվանում էինք: էլեկտրոնի անցում մի օրբիտից մյուսին, իրականում ոչ թե տարածական անցում է, այլ էներգետիկ անցում էներգիայի մի արժեք ունեցող վիճակից էներգիայի մի այլ արժեք ունեցող վիճակի: Հասկանալի է, որ այդպիսի անցումները նույնպես կատարվում են թոփշքով: էլեկտրոնի էներգիան մի անգամից փոխվում է որոշակի մեծությամբ (քվանտ), մի կողմ թողնելով բոլոր միջանկյալ արժեքները: Կլասիկ մեխանիկայում այդպիսի թոփշները, իհարկե, անհրաժեշտ չեն: Այն պիպերում, երբ մենք ստիպված կլինենք օգտագործել պատկերացումները ատոմի կառուցվածքի մասին, մենք օգտվելու ենք էներգետիկ մակարդակների, և ոչ թե էլեկտրոնային օրբիտների կոնցեպցիայով: Նկ. 1-ում ներկայացված է էլեկտրոնի էներգետիկ մակարդակների պատկերը ջրածնի ատոմում:

Այդ նկարի վրա հորիզոնական գծերից լուրաքանչլուրը պայմանականորեն ներկայացնում է էլեկտրոնի էներգիայի որոշակի արժեք Ստորին մակարդակը համապատասխանում է էլեկտրոնի նվազագույն հնարավոր էներգիային. ջրածնի ատոմում այն հավասար է $2,2 \cdot 10^{-11}$ էրգ կամ $13,6$ էլեկտրոն-վոլտ (1 էլեկտրոն-վոլտը հավասար է $1,6 \cdot 10^{-12}$ էրգ): Այդ մակարդակի վրա էլ հենց գտնվում է էլեկտրոնը նորմալ պայմաններում (նա համապատասխանում է միջուկին ամենամոտիկ օրբիտին «մոլորակային» մոդելում): Ավելի բարձր մակարդակները նույնպես թեուլլաուղրված» մակարդակներ են, բայց էլեկտրոնը կարող է ընկնել նրանց վրա միայն դրսից էներգիա կլանելով: Բայց և կլանելով էներգիա և անցնելով ավելի բարձր մակարդակի վրա, որը այս դեպքում կոչվում է զրգոված, էլեկտրոնը նրա վրա երկար չի մնում: Շատ կարճ ժամանակից հետո նա վերադառնում է ցածր մակարդակին: Ընդամեն արձակվում է լույսի մի բաժին (քվանտ), որի էներգիան հավասար է զրգոված էներգիային: «Թուլլատրված» մակարդակների թիվը անվերջ մեծ է, բայց ինչքան բարձր են մակարդակները, այնքան նրանք մոտ են իրար (էներգետիկ իմաստով), կարծես թե միաձուլվելով մի էներգետիկ շերտի մեջ:

Այժմ հասկանալի է դառնում մոլեկուլների և ատոմների միջև աղդող ուժերի բնույթը: Քանի որ ատոմները կազմված են և՛ դրական,



Նկ. 1

և՛ բացասական լիցքեր ունեցող էլիկտրականացված մասնիկներից, ապա նրանց միջև պետք է ազդեն ինչպես ձգողական, այնպես էլ վանողական ուժեր: Բայց այդ ուժերը շատ բարդ բնույթ ունեն, որովհետև ամեն մի ատոմում պարունակվում են շատ լիցքավորված մասնիկներ:

Իդեալական գալ

Ինչպես նշվեց, երևութների մեծ մասում, որոնց նվիրված է այս գիրքը, կարիք չկա ոչ միայն հաշվի առնելու ներատոմային պրոցեսների քվանտային բնույթը, այլ նույնիսկ ատոմների ինչ-որ կառուցվածքի գոյությունը: Մեր խնդիրը կազմում է մեծ թվով մոլեկուլներից կազմված սիստեմների ուսումնասիրությունը, երբ մոլեկուլները դիտվում են որպես փոքր չափերի և մասսաների մարմիններ:

Հասկանալի է, որ այդպիսի մոլեկուլյար սիստեմների տեսական ուսումնասիրությունը կապված է մեծ դժվարությունների հետ, որովհետև դրա համար պահանջվում է հաշվի առնել բոլոր այն ուժերը, որոնք ազդում են յուրաքանչյուր մոլեկուլի վրա մնացած բոլոր մոլեկուլների կողմից: Եթե ենթադրենք, որ մոլեկուլների շարժումները զուտ մեխանիկական են և ենթարկվում են մեխանիկայի որևէ քննարկին, ապա ամեն մի մոլեկուլյար սիստեմի լրիվ նկարագրության համար թվում է, թե պետք է լուծել, տված ուժերի ազդեցության տակ, բոլոր մոլեկուլների շարժման մեխանիկական խնդիրը: Դա նշանակում է, որ պետք է գրվեն և լուծվեն շարժման այնքան հավասարումներ, որոնց թիվը հավասար է տվյալ սիստեմում եղած մոլեկուլների թվին (այլև ճիշտ ասած, հավասարումների թիվը երեք անգամ այլևի պետք է լինի, քանի որ մոլեկուլի գիրքը որոշվում է երեք կոորդինատներով, այսինքն յուրաքանչյուր մոլեկուլ ունի ազատության երեք աստիճան): Եթե հաշվի առնենք, որ, օրինակ, 1 սմ³ դաղը սովորական պայմաններում պարունակում է $2,7 \cdot 10^{19}$ մոլեկուլ, ապա պարզ կլինի, որ անհնարին է ոչ միայն լուծել, այլև գրել այդպիսի ահեղի թվով հավասարումներ:

Սակայն հենց մոլեկուլների թվի այդ մեծությունն է, որ ավելորդ է դարձնում նրանցից յուրաքանչյուրի շարժման առանձին քննարկումը: Այդպիսի մեծ թվով մասնիկների դեպքում հնարավոր է դառնում սահմանափակվել նրանց շարժումը բնորոշող մեծության լոկ միջին արժեքներն իմանալով՝ նրանց միջին արագությունը, միջին էներգիան և այլն: Այս եղանակից էլ մենք օգտվելու ենք մոլեկուլյար սիստեմներն ուսումնասիրելիս:

Վերը նշված երեք վիճակներից, որոնցում կարող է գտնվել ամեն մի նյութ, ամենապարզը գազային վիճակն է, որովհետև այդ դեպքում մոլեկուլների միջև ազդող ուժերը շատ փոքր են, և որոշակի պայման-

ներում կարելի է դրանք արհամարհել: Այդ պատճառով մոլեկուլայր ֆիզիկայի շարադրումը մենք կսկսենք զգպերի հատկութլունների քըն- նարկումից: Ընդ որում սկզբում ենթադրելու ենք, որ ներմոլեկուլայր ուժերը նրանցում ոչ միայն փոքր են, այլև բոլորովին բացտկայում են: Պարզութլան համար կարհամարհենք նսե մոլեկուլների չափերը, այ- սինքն մոլեկուլները կհամարենք նլութական կետեր: Այսպիսի ենթա- դրութլունների դեպքում զապի մոլեկուլները համարվելու են ամբողջո- վին ազաա: Իա նշանակում է, որ նրանք շարժվում են սզղապիտ և հալասարաչափ, ինչպես միշտ շարժվում են որեէ սւժերի ազպեցութլան տակ չգանլող մարմինները: Ամեն մի մոլեկուլ իրեն պահում է հետեա- բար, այնպես, կարծես թե անոթում այլ մոլեկուլներ չկան:

Հետապալում, իրական զապերը քննարկելիս, մենք, իհարկե, կհա- նենք այս կամալական ենթադրութլունները, որոնք սակալն, արդա- բացվում են նրանով, որ որոշակի պալմաններում ալդպիսի իդեալա- կանացումը մեզ շատ չի հեռացնում իրականութլունից:

Այն զազը, որը օտոված է նուլնպիսի հասկութլուններով, ինչպես և չփոխներգործող նլութական կետերի համախումբը, կոչվում է իդեա- լալան զազ: Իդեալալան զապերի կինետիկ տեսութլան շարադրումը լինելու է մեր առաջին խնդիրը:

Գ Լ ՈՒ Խ Ա Ռ Ա Ջ Ի Ն

ԻԴԵԱԼԱԿԱՆ ԳԱԶԵՐԻ ԿԻՆԵՏԻԿ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆԸ

§ 1. Գալի ճնշումը

Գազի մեջ մոլեկուլների շարժումների պատկերը լրիվ չի լինի, եթե չքննարկենք նաև գազի մեջ դտեվոդ ցանկացած մարմնի մակերև-
վույթի և, մասնավորապես, դազը պարունակող անոթի պատերի հետ, ինչպես նաև միմյանց հետ մոլեկուլների բախումներին վերաբերող հարցերը:

Իբրեք, կատարելով անկասկած շարժումներ, մոլեկուլները ժամանակ
առ ժամանակ հայտնվում են անոթի պատերից կամ ալլ մարմինների
մակերևույթներից բավականաչափ փոքր հեռավորության վրա: Ճիշտ
նույն ձևով էլ մոլեկուլները կարող են բախվանաչափ շատ մոտենալ
իրար: Այդ դեպքում գազի մոլեկուլների կամ գազի մոլեկուլի և պատի
նյութի մոլեկուլների միջև առաջանում են փոխազդեցության ուժեր,
որոնք շատ արագորեն նվազում են հեռավորության մեծացման հետ
Այդ ուժերի ազդեցության տակ գազի մոլեկուլները փոխում են իրեն
շարժման ուղղությունը: Այդ պրոցեսը (ուղղության փոխվելը), ինչպես
հայտնի է, կոչվում է բախում:

Մոլեկուլների բախումները միմյանց հետ շատ մեծ դեր են խաղում
գազի վարքում, և մենք հետագայում մանրամասնորեն կուսումնասի-
րենք դրանք: Այժմ կարևոր է հաշվի առնել մոլեկուլների բախումները
անոթի պատերի կամ գազի հետ հպվող ամեն մի ալլ մակերևույթի
հետ: Գազի մոլեկուլների և պատերի փոխազդեցությամբ էլ որոշ-
վում է այն ուժը, որով գազն ազդում է պատերի վրա և, իհարկե
նրան հաջասար ու հակառակ ուղղված այն ուժը, որով ազդում են պա-
տերը գազի վրա: Պարզ է, որ այն ուժը, որով գազն ազդում է պատի
վրա, այնքան ավելի մեծ է, որքան ավելի մեծ է պատի մակերևույթի
մակերեսը: Որպեսզի չօգտագործենք այնպիսի պատահական գործոն

ինչպիսիք են պատերի չափերը, բնդունված է գաղի ազդեցությունը պատի վրա բնորոշել ոչ թե ուժով, այլ ք ճնշումով, այսինքն՝ F ուժի ալն մասով, որը քաժին է բնկնում ուժին ուղղահայաց պատի մակերև-
վայթի S մակերեսի մեկ միավորին՝

$$p = \frac{F}{S}$$

Անոթում գտնվող գաղի կողմից անոթի պատերի վրա ճնշում գոր-
ծադրելու հատկությունը գաղի հիմնական հատկություններից մեկն է:
Հենց իր ճնշման շնորհիվ էլ գաղը շատ հաճախ ի հայտ է բերում իր
առկայությունը: Այդ պատճառով ճնշման մեծությունը գաղի գլխավոր
բնութագրերից մեկն է:

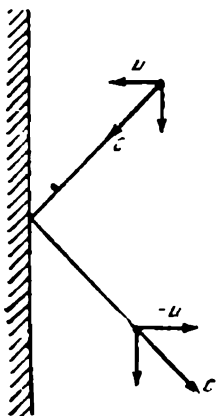
§ 2. Գաղի ճնշման հաշվումը

Ճնշումը, որին ենթարկվում է անոթի պատը (կամ, կրկնում ենք,
ցանկացած այլ մակերևույթ) նրա հետ հպման մեջ գտնվող գաղի կող-
մից, որոշվում է այդ պատի հետ մոլեկուլների բախման ժամանակ
առաջացող ուժերով:

Մենք չգիտենք մոլեկուլի և պատի փոխադդեցություն ուժերի մե-
ծությունը, այդ պատճառով էլ չենք կարող հաշվել այն ուժը, որով
պատի վրա ազդում է մեկ մոլեկուլը իր բախման ժամանակ: Բայց
զժվար չէ հաշվել այն ուժը, որով պատի վրա ազդում են շատ մոլե-
կուլներ իրենց բախումների ժամանակ, եթե հայտնի են մոլեկուլների
տրագությունները և եթե ենթադրենք, որ հարվածները լրիվ առաձգա-
կան են: (Այս վերջին ենթադրությունը անմիջականորեն հաստատվում
է փորձերի միջոցով): Իրոք, եթե հարվածը առաձգական է, ապա պատի
վրա ազդող ուժը հեշտությամբ հաշվվում է Նյուտոնի երկրորդ օրեն-
քով: Այսինքն, ուժը մեծությամբ հավասար է և նշանով հակառակ
միավոր ժամանակում պատին հարվածող մոլեկուլների իմպուլսի (շարժ-
ման քանակի) փոփոխությանը:

Դիցուք, որևէ մոլեկուլ անոթում շարժվում է C արագությամբ
Ինչպես էլ որ ուղղված լինի այդ արագությունը, այն միշտ կարելի է
վերածել երեք բաղադրիչների, որոնցից մեկն ուղղահայաց է անոթի
պատին, իսկ մյուս երկուսը՝ զուգահեռ են նրան: Հասկանալի է, որ մեզ
հետաքրքրում է միայն առաջին բաղադրիչը, որովհետև հարվածի ժա-
մանակ միայն այդ բաղադրիչը կարող է փոխվել (նկ. 1.1): Եթե արա-
գության՝ պատին ուղղահայաց բաղադրիչը հավասար է u -ի, ապա մո-
լեկուլի իմպուլսի (շարժման քանակի) համապատասխան բաղադրիչը
հավասար կլինի mu -ի, որտեղ m -ը մոլեկուլի մասսան է:

Պատին արված հարվածից հետո, որը, ինչպես նշվեց, համարելու ենք լրիվ առաձգական, մոլեկուլը կփոխի արագության և բաղադրիչի ուղղությունը զեպի հակառակ կողմը, բայց նրա թվային արժեքը կմնա անփոփոխ: Մոլեկուլի իմպուլսը այժմ հավասար կլինի — $m u$: Նշանակում է, մոլեկուլի իմպուլսի փոփոխությունը հարվածի ժամանակ հավասար լինի — $2mu$:



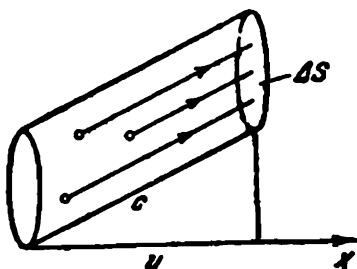
Ինչուք այժմ պատի որևէ ΔS մակերեսի վրա միավոր ժամանակում ընկնում է N մոլեկուլ, որոնց արագությունների՝ ΔS -ին ուղղահայաց բաղադրիչները հավասար են u : Այդ զեպքում բոլոր մոլեկուլների իմպուլսի ընդհանուր փոփոխությունը միավոր ժամանակում հավասար կլինի — $2muN$, որը հավասար է մակերեսի վրա ազդող ուժի մեծությանը՝ վերցրած հակառակ նշանով, այսինքն՝

$$F = 2muN, \quad (1.1)$$

Նկ. 1.1

Մնում է հաշվել ΔS մակերեսի վրա միավոր ժամանակում ընկնող մոլեկուլների N թիվը:

Միավոր ժամանակում մինչև ΔS պատը կհասնեն միայն այն մոլեկուլները, որոնք նրանից գտնվում են ոչ ավելի, քան c հեռավորության վրա, այսինքն այն մոլեկուլները, որոնք ամփոփված են ΔS հիմքի մակերես և c երկարությամբ ծնիչ ունեցող գլանի մեջ: Այդպիսի գլանի ծավալը, անհրեաքար, հավասար է $u\Delta S$ (Նկ. 1.2): Եթե գազի միավոր ծավալում պարունակվում է n մոլեկուլ, ապա $u\Delta S$ ծավալում նրանց թիվը կլինի $nu\Delta S$: Նրանցից միայն կեսը կընկնի ΔS մակերեսի վրա: Մնացածը՝ մոլեկուլյար շարժումների լրիվ անկանոնության պատճառով կշարժվեն ոչ թե զեպի պատը, այլ զեպի հակառակ կողմը: Նշանակում է, միավոր ժամանակում ΔS մակերեսին հարվածում են $\frac{nu\Delta S}{2}$ մոլեկուլ:



$$N = \frac{nu\Delta S}{2}, \quad (1.1a)$$

Նկ. 1.2

Բոլոր N մոլեկուլների հարվածների հետևանքով ΔS մակերեսի վրա ազդող ուժը՝ համաձայն (1.1) քանաձևի, հավասար է.

$$F = nm u^2 \Delta S,$$

նշանակում է, դադի ճնշումը պատի վրա հավասար է.

$$p = \frac{F}{\Delta S} = n m u^2, \quad (1.2)$$

Այսպիսին կլինեն գազի ճնշումը, եթե բոլոր մոլեկուլները ունենալին արագություն՝ պատին ուղղահայաց միատեսակ բաղադրիչներ: Իրականում մենք հիմք չունենք այդ բաղադրիչները միատեսակ համարելու: Այդ պատճառով պետք է ընդունել, որ մոլեկուլները կարող են ինչպես մեծություններ, այնպես էլ ուղղություններ տարբեր արագություններ ունենալ: Այժմ հաշվենք գազի ճնշումը, հաշվի առնելով այս ենթադրությունը:

Դիցուք, գազի որևէ V ծավալում պարունակվում է միևնույն m մասսան ունեցող N մոլեկուլ, այնպես որ մոլեկուլների թիվը միավոր ծավալում, այսինքն՝ նրանց խտությունը

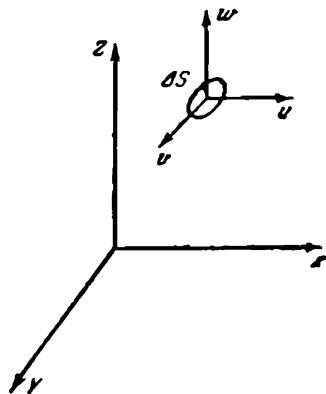
$$n = \frac{N}{V}$$

ֆիզիկայում ընդունված է միավոր ծավալին վերաբերված ամեն մի մեծությունն անվանել այդ մեծության խտություն:

Դիցուք միավոր ծավալում պարունակվող n մոլեկուլներից n_1 մոլեկուլն ունի C_1 արագություն, n_2 -ը՝ C_2 արագություն և այլն, այնպես որ

$$\sum n_i = n_1 + n_2 + n_3 + \dots = n:$$

Այդ արագությունների բաղադրիչները X , Y և Z կոորդինատային առանցքների ուղղությամբ նշանակենք u_1 , v_1 , w_1 , u_2 , v_2 , w_2 և այլն: Հաշվենք գազի ճնշումը որևէ ΔS մակերեսի վրա, որն ուղղահայաց է, օրինակ, X առանցքին (նկ. 1.3), այսինքն՝ հաշվենք p_x ճնշումը: Այդ p_x ճնշումը հավասար կլինի այն ճնշումների գումարին, որոնց ենթարկվում է ΔS մակերեսը մոլեկուլների նշված խմբերից յուրաքանչյուրի կողմից:



Նկ. 1.3

$$p_x = n_1 m u_1^2 + n_2 m u_2^2 + n_3 m u_3^2 + \dots = m \sum n_i u_i^2 \quad (1.3)$$

Ժիշտ նույն ձևով $\{Y$ և $\{Z$ առանցքներին ուղղահայաց ցանկացած մակերեսի վրա ճնշումը որոշվում է հետևյալ հավասարություններով.

$$p_y = n_1 m v_1^2 + n_2 m v_2^2 + n_3 m v_3^2 + \dots = m \sum n_i v_i^2, \quad (1.3a)$$

$$p_z = n_1 m \omega_1^2 + n_2 m \omega_2^2 + n_3 m \omega_3^2 + \dots = m \sum n_i \omega_i^2; \quad (1.3p)$$

Մոլեկուլների շարժումների լրիվ քառասանյության պատճառով գազի ճնշումը ցանկացած ուղղությամբ պեսք է միևնույնը լինի, այսինքն՝

$$p_x = p_y = p_z = p;$$

Սա Պասկալի հայտնի սրենքն է, որը հենց հանդիսանում է մոլեկուլյար շարժումների անկանոնության հետևանքը:

Անդամ առ անդամ դումարենք (1.3), (1.3a) և (1.3p) հավասարումները.

$$p_x + p_y + p_z = 3p = m \sum n_i (u_i^2 + v_i^2 + w_i^2);$$

$$\text{Քանի որ} \quad u_i^2 + v_i^2 + w_i^2 = c_i^2,$$

$$\text{ապա} \quad 3p = m \sum n_i c_i^2; \quad (1.4)$$

$\sum n_i c_i^2$ մեծությունը գազի միավոր ծավալում պարունակվող բոլոր մոլեկուլների արագությունների քառակուսիների գումարն է: Ինչպես արդեն նշվեց, մեծ թվով մոլեկուլների դեպքում անհրաժեշտություն չկա իմանալու յուրաքանչյուր մոլեկուլի արագության քառակուսու արժեքը: Դրանք այդ պատճառով այդ մեծության միջին արժեքը, այսինքն՝ $\overline{c^2}$, Բոտ սահմանման.

$$\overline{c^2} = \frac{\sum n_i c_i^2}{\sum n_i} = \frac{\sum n_i c_i^2}{n},$$

Այստեղից հետևում է, որ (1.4) բանաձևի մեջ մտնող $\sum n_i c_i^2$ մեծությունը հավասար է $n \overline{c^2}$: Տեղադրելով այս արժեքը (1.4)-ի մեջ, կըստանանք.

$$3p = n m \overline{c^2}$$

կամ

$$p = \frac{1}{3} n m \overline{c^2},$$

Ստացված բանաձևը արտադրենք հետևյալ տեսքով (բացառապես կելով և բաժանելով նրա աջ մասը 2-ի վրա).

$$p = \frac{2}{3} n \frac{m \overline{c^2}}{2}; \quad (1.5)$$

$\frac{m \overline{c^2}}{2}$ մեծությունը գազի մի մոլեկուլի միջին կինետիկ էներգիան է: Իդեալական գազի ճնշումը հավասար է գազի միավոր ծավալում պա-

ըուհակվող մոլեկուլների միջին կինետիկ էներգիայի երկու երրորդին: Սա գազերի կինետիկ տեսության ամենակարևոր եզրակացություններից մեկն է: (1.5) բանաձևը կապ է հաստատում մոլեկուլյար մեծությունների (մոլեկուլների մասսան և արագությունը) և ճնշման մեծության միջև, որը ընդ որում է գազն ամբողջապես վերցրած և անմիջականորեն չափվում է փորձով: (1.5) հավասարումը երբեմն անվանում են գազերի կինետիկ տեսության հիմնական հավասարում:

Կարևոր է ընդգծել, որ գազի ճնշումը որոշվում է նրա մոլեկուլների միջին կինետիկ էներգիայով: Դա նշանակում է, որ գազի ճնշումը մի մեծություն է, որն օրգանապես կապված է գազի մեծ թվով մոլեկուլներից բաղկացած լինելու հետ: Այդ պատճառով իմաստ չունի խոսել, օրինակ, մեկ կամ քիչ թվով մոլեկուլների ստեղծած ճնշման մասին: Այնպիսի հասկացողությունների մասին, որոնք իմաստ ունեն միայն շատ մեծ թվով մասնիկներ պարունակող սիստեմների համար, ասում են, որ նրանք ունեն ստատիստիկ բնույթ:

Հենց այստեղ էլ նշենք, որ (1.5) բանաձևի մեջ մտնող արագության քառակուսու միջին արժեքը՝ $\overline{c^2}$, պետք է տարբերել արագության միջին արժեքի քառակուսուց՝ $\overline{c^2}$ -ուց: Եթե $\overline{c^2}$ -ու քառակուսի արմատը հավասար է c միջին արագությանը, ապա $\sqrt{\overline{c^2}}$ հավասար չէ $\overline{c}$:

$\sqrt{\overline{c^2}} = c$ (և ոչ $\overline{c}$) մեծությունը կոչվում է մոլեկուլների միջին քառակուսային արագություն: Եթե մոլեկուլների շարժումը լրիվ քառասալին է, ապա նրանց միջին քառակուսային արագությունը մոտ 9 անգամով մեծ է միջին արագությունից (տես ստորև):

Ճնշման միավորներ: ST սիստեմում որպես ճնշման միավոր ընդունվում է ճնշումը 1 մ² մակերեսի վրա, երբ այդ մակերեսի վրա ազդում է 1 ն ուժ, ուրեմն ճնշման միավորն է $\frac{\text{ն}}{\text{մ}^2}$, CGS սիստեմում

ճնշման միավորն է $\frac{\text{դին}}{\text{սմ}^2}$ (երբեմն այդ միավորը անվանում են բար),

$1 \frac{\text{ն}}{\text{մ}^2} = 10 \frac{\text{դին}}{\text{սմ}^2}$, Ավելի հաճախ որպես ճնշման միավոր օգտագործում են

ստանդարտ մթնոլորտը, որը հավասար է 76 սմ բարձրությամբ սնդիկի սյան ճնշմանը: Ընդունելով սնդիկի խտությունը $13,695 \frac{\text{գ}}{\text{սմ}^3}$ և ծան-

րության ուժի արագացումը $980,665 \frac{\text{սմ}}{\text{վրկ}^2}$, կունենանք.

$$1 \text{ մթն} = 76 \times 980,665 \times 13,695 = 1,01324 \cdot 10^6 \frac{\text{դին}}{\text{սմ}^2},$$

Ցածր ճնշումների չափման ասպարեզում սովորաբար որպես միա-

վոր վերցնում են սնդիկի սլան 1 մմ, որը այլ կերպ կոչվում է առրը (ի պատիվ Տորրիչելլիի)

$$1 \text{ առրը} = 1 \text{ մմ սնդ. սլան} = \frac{1}{760} \text{ մրն} = 1333,2 \frac{\text{դմ}^3}{\text{սմ}^3},$$

(1.5) հալասարումից երևում է, որ գազի ճնշումը որոշվում է միավոր ծավալի էներգիայով: Օգտակար է նշել, որ դա վերաբերում է ոչ միայն գազերին: Ճնշումը միշտ համեմատական է էներգիայի խտությանը (միավոր ծավալի էներգիային): Անկախ նրանից, թե ինչ էներգիայի մասին է խոսքը: Դա երևում է նաև ճնշման չափողականությանից: Ակներև է, որ $\frac{2}{j^3} = \frac{G}{j^3} = \frac{G}{j^2}$,

Ջերմաստիճան: (1.5) հալասարումից երևում է, որ իդեալական գազի ճնշումը կախված է նրա խտությունից (մոլեկուլների թվից միավոր ծավալում) և մոլեկուլների համընթաց շարժման միջին էներգիայից (մոլեկուլ-կետը կարող է կատարել միայն համընթաց շարժում): Շատ կարևոր է իմանալ, որ այդ երկու մեծությունները, ինչպես այդ կարելի է ցույց տալ, կախում չունեն միմյանցից: Իրոք, եթե անոթից հեռացվի մոլեկուլների մի մասը, և այդպիսով փոքրացվի նրանց թիվը միավոր ծավալում, ապա դա ոչ մի կերպ չի ազդի միջին կինետիկ էներգիայի մեծության վրա, եթե, իհարկե, հատուկ միջոցներ չձեռնարկվեն առավելապես ամենաարագ, կամ, ընդհակառակը, ամենադանդաղ մոլեկուլները առանձնացնելու համար, որը, հասկանալի է, չի կարող չանդարդառնալ միջին էներգիայի մեծության վրա:

Եթե հսկման մեջ դրվեն մոլեկուլների միջին կինետիկ էներգիայի տարրեր արժեքներ ունեցող երկու գազեր, ապա որոշ ժամանակից հետո նրանց մոլեկուլների միջին կինետիկ էներգիայի արժեքները միատեսակ կդառնան (տեսությունը թույլ է տալիս դա խստորեն ապացուցել): Այդ հավասարեցումը կկատարվի շնորհիվ այն բանի, որ գազերի մոլեկուլները բախվելով միմյանց (մոլեկուլները իրականում կետեր չեն և այդ պատճառով նրանց միջև լսի ումները անիսոսափելի են), փոխանակում են իրենց էներգիաները: Ընդ որում տեղի է ունենում էներգիայի փոխանցում միջին էներգիայի ավելի բարձր արժեք ունեցող գազից այդ մեծության ավելի ցածր արժեք ունեցող գազին: Գազերում էներգիայի հալասարեցումից հետո կատեղծվի այսպես կոչված ջերմային հալասարակշռության վիճակ, երբ դադարում է էներգիայի փոխանցումը մի գազից մյուսին, չնայած որ շարունակվում են քաոսային ձևով շարժվող մասնիկների բախումները:

Ինչպես հայտնի է ամենօրյա փորձից, ճիշտ նույնն է կատարվում տարբեր չափով տաքացրած, այսինքն՝ տարբեր ջերմաստիճաններ ունե-

ցող երկու մարմինների հետ: Այդպիսի մարմինների հպման գեպքում նույնպես տեղի է ունենում էներգիայի փոխանցում մի մարմնից մյուսին քանի դեռ նրանց ջերմաստիճանները չեն հավասարվում: Ավելի բարձր է համարվում (չնայած դա բոլորովին էլ պարտադիր չէ) այն մարմնի ջերմաստիճանը, որը էներգիա է կորցնում: Հենց իրենք՝ «ավելի տաք», և «պակաս տաք» հասկացողությունները կապված են այն քանի հետ, որ էներգիան անցնում է առաջինից երկրորդին: Այսպիսով, մոլեկուլների համընթաց շարժման միջին էներգիան իրեն պահում է այնպես, ինչպես վաղուց լավ հայտնի մեծությունը՝ ջերմաստիճանը: Այդ երկու մեծություններն էլ մարմինների հպման գեպքում հավասարվում են, որը համապատասխանում է ջերմային հավասարակշռության վիճակի ստեղծմանը:

Այս պատճառով բնական է համարել, որ մոլեկուլների միջին կինետիկ էներգիան, որը իդեալական գազի տվյալ խտության գեպքում որոշում է նրա ճնշումը, միաժամանակ նաև ջերմաստիճանի չափանիշն է: Դա ավելի ևս արդարանում է այն փաստով, որ իդեալական գազի մոլեկուլների միջին կինետիկ էներգիան, ինչպես նշվեց, կախում չունի գազի խտությունից, այսինքն մոլեկուլների թվից միավոր ծավալում: Այդ պատճառով կարելի է համարել, որ նա կապ ունի միայն ջերմաստիճանի հետ:

Իդեալական գազի նկատմամբ կիրառելիս հարմար է ընդունել, որ գազի ջերմաստիճանը հավասար է մի մոլեկուլի միջին կինետիկ էներգիայի երկու երրորդին. քանի որ դա կպահպանի գազի ճնշման համար ստացված (1.5) բանաձևի տեսքը: Նշանակելով ջերմաստիճանը Θ -ով, կարող ենք գրել.

$$\frac{2}{3} \frac{m\bar{c}^2}{2} = \Theta,$$

Այն ժամանակ (1.5) հավասարումը կրնդունի պարզ տեսք:

$$p = n\Theta:$$

Ջերմաստիճանն այսպես սահմանելու գեպքում, ակներևաբար, նա կշափվի էներգիայի միավորներով. SI սիստեմում՝ ջոուլներով, իսկ CGS սիստեմում՝ էրգերով): Սակայն գործնաչափում հարմար չէ օգտվել ջերմաստիճանի այդպիսի միավորից, որովհետև մոլեկուլի կինետիկ էներգիան անմիջականորեն չափելը դժվար է: Բացի դրանից, էներգիայի նույնիսկ այնպիսի փոքր միավորը, ինչպիսին է էրգը, չափազանց մեծ է, որպեսզի ծառայի որպես ջերմաստիճանի միավոր: Նրանից օգտվելու գեպքում հաճախ հանդիպող ջերմաստիճանները կարտահայտվեին չափազանց փոքր թվերով: Օրինակ, սառույցի հալման ջերմաստիճանը հավասար կլիներ $5,65 \cdot 10^{-14}$ էրգի:

Այդ պատճառով, ինչպես նաև այն պատճառով, որ ջերմաստիճանի մեծությունը լայնորեն օգտագործում էին նախքան մոլեկուլյար-կինետիկ պատկերացումների զարգանալը, և ջերմաստիճանի համար վաղուց արդեն ընտրված էր չափման միավոր՝ աստիճան, ընդունված է օգտագործել նևց այդ միավորը, չնայած նրա պայմանականությանը ֆիզիկայում որպես միավոր սովորաբար օգտագործում են այն աստիճանը, որը սահմանվում է որպես եռացող ջրի գոլորշիներում և հալվող սառույցում տեղավորված ջերմաչափի ցուցմունքների տարբերության մեկ-հարյուրերորդական մասը (Ցելսիուսի աստիճան)։ Ներկայումս օգտվում են նաև Բեռնոյուրի աստիճանի և Ֆարենհայտի աստիճանի հասկացությամբ։ Նրանցից առաջինը հավասար է հունց ջերմաստիճանային միջակայքի 1.80 մասին, իսկ երկրորդը՝ 1.180 մասին։

Ջերմաստիճանը աստիճաններով չափելու դեպքում անհրաժեշտ է մոտցենել համապատասխան գործակից, որն էրպերը վեր է ածում աստիճանների։ Նշանակելով այդ անցման բազմապատկիչը K -ով, կստանանք մի բանաձև, որը կապ է հաստատում մոլեկուլի միջին կինետիկ էներգիայի և ջերմաստիճանի միջև.

$$\frac{2}{3} \frac{mc^2}{2} = kT,$$

որտեղ T -ն ջերմաստիճանն է՝ չափված աստիճաններով։ Կամ

$$\frac{mc^2}{2} = \frac{3}{2} kT, \quad (1.6)$$

(1.5) և (1.6) բանաձևերը երբեմն անվանում են գազերի կինետիկ տեսության հիմնական հավասարումներ։

(1.6) բանաձևը վերաբերվում է մոլեկուլին, որը մենք պայմանավորվել ենք ընդունել որպես կետ։ Նրա կինետիկ էներգիան համընթաց շարժման կինետիկ էներգիան է։ Այդ համընթաց շարժման արագությունը կարելի է վերածել 3 բաղադրիչների։ Եթե հաշվի առնենք, որ մոլեկուլների շարժման քաոսային բնույթի պատճառով էներգիան հավասարաչափ բաշխվում է շարժման երեք բաղադրիչների միջև, ապա նրանցից յուրաքանչյուրին կընկնի $\frac{1}{2} kT$ էներգիա։

Կ բաղադրապատկիչը, որը որոշում է էրգի և աստիճանի միջև եղած առնչությունը, կոչվում է Բոլցմանի հաստատուն։ Հասկանալի է, որ նրա թվային արժեքը կարող է որոշվել միայն փորձնականորին։ Այդ հաստատունի հաստիկ կարեորտության պատճառով այն որոշել են բնագիտական իրարից անկախ փորձնական եղանակներով։ Նրանցից մի քան-

Նիսը նկարագրվելու են ստորև: Այդ չափումները ցույց են տվել, որ SI սխառնում

$$k = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{J}}{\text{սսս}}$$

կամ CGS սխառնում

$$k = 1,380 \cdot 10^{-16} \frac{\text{էրգ}}{\text{սսս}}$$

Այստեղ նկատի է առնվում Յեյսիոսի ուստիճանը: Այլ աստիճանների համար k -ի արժեքը ուրիշ կլինի:

Կարևոր է իմանալ, թե ինչ հարաբերակցության մեջ են գտնվում (1.6) բանաձևով մեր մտցրած ջերմաստիճանը և «տրադիցիոն» ջերմաստիճանը, որը սովորաբար նշանակվում է t -ով: Ինչպես մենք կտեսնենք ստորև, այդ երկու մեծությունների միջև բավականաչափ մեծ ճշտությամբ սահմանված է հետևյալ առնչությունը

$$T = 273,15 \quad t:$$

Ջերմաստիճանի՝ մեր ընդունած սահմանումից [(1.6) բանաձև] հետևում է, որ ջերմաստիճանի դրոն այն ջերմաստիճանն է, երբ դադարում են մոլեկուլների քառասալին շարժումները: Այդ ջերմաստիճանը կոչվում է ջերմաստիճանի բացարձակ դրո, ի տարբերություն պայմանականորեն ընդունված դրոյից՝ սառույցի հալման ջերմաստիճանի: Բացարձակ դրոյից հաշվվող ջերմաստիճանը կոչվում է բացարձակ ջերմաստիճան կամ ջերմաստիճան ըստ Կելվինի ($^{\circ}\text{K}$):

(1.6) բանաձևից երևում է նաև, որ բացասական ջերմաստիճաններ չեն կարող լինել, քանի որ կինետիկ էներգիան էապես դրական մեծություն է:

Ի միջի այլոց, ստորև VI գլխում, ցույց կտրվի, որ որոշակի սխառնումների համար ձևականորեն կարելի է մտցնել բացասական ջերմաստիճանների հասկացողություն, բայց չի կարելի ասել, որ այդ ջերմաստիճանները ցածր են բացարձակ դրոյից:

(1.6) բանաձևից երևում է, որ ջերմաստիճանը, ինչպես և ճշումը, որոշվում է իդեալական գազի մոլեկուլի միջին կինետիկ էներգիայով: Այդ պատճառով ջերմաստիճանը, ինչպես և ճշումը, պատկանում է ստատիստիկ մեծությունների թվին: Չի կարելի խոսել մեկ կամ քիչ թվով մոլեկուլների «ջերմաստիճանի» մասին, «տաք» և «սառը» մոլեկուլների մասին: Իմաստ չունի խոսել, օրինակ, գազի ջերմաստիճանի մասին տիեզերական տարածություն մեջ, որտեղ մոլեկուլների թիվը այնքան փոքր է, որ նրանք գազ չեն առաջացնում բառիս սովորական իմաստով, և չի կարելի խոսել մի մոլեկուլի միջին էներգիայի մասին:

Մասնիկների քառասային շարժումների հետ կապված էներգիաները շատ փոքր են (1.6) բանաձևից, մասնավորապես, երևում է, որ 1^{-K} ջերմաստիճանին համապատասխանում է $2 \cdot 10^{16}$ էրգ միջին էներգիա: Ներկայումս ստացված ամենացածր ջերմաստիճանի՝ $1,3 \cdot 10^{-6} \text{ }^{\circ}\text{K}$ -ի դեպքում միջին էներգիան հավասար է $2,8 \cdot 10^{-22}$ էրգ: Նույնիսկ արհեստականորեն ստացված ամենաբարձր ջերմաստիճանում՝ մոտ 100 մլն. աստ., որն առաջանում է ատոմային ռումբի պլոթման ժամանակ, յուրաքանչյուր մոլեկուլին համապատասխանում է չնչին էներգիա՝ $2 \cdot 10^{-8}$ էրգ:

§ 3. Իդեալական գազի վիճակի հավասարումը

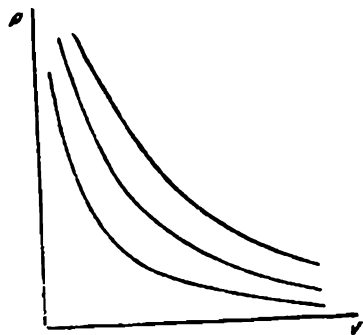
Վերևում զարգացած մոլեկուլյար-կինետիկ պատկերացումները և նրանց հիման վրա ստացված հավասարումները թույլ են տալիս գտնել այն առնչությունները, որոնցով կապված են միմյանց հետ գազի վիճակը որոշող մեծությունները: Այդ մեծություններն են. p ճնշումը, որի տակ գտնվում է գազը, N ջերմաստիճանը և V ծավալը, որ զբաղում է գազի որոշակի մասսան: Այս մեծությունները անվանում են վիճակի պարամետրեր: Թվարկված երեք մեծությունները անկախ չեն. նրանցից յուրաքանչյուրը մյուս երկուսի ֆունկցիա է: Գազի սովորականորեն համար բոլոր երեք մեծությունները՝ գազի ճնշումը, ծավալը և ջերմաստիճանը կապող հավասարումը կոչվում է վիճակի հավասարում և ընդհանուր դեպքում կարող է գրվել այսպես.

$$p = f(V, T);$$

Դա նշանակում է, որ գազի վիճակը որոշվում է միայն երկու պարամետրերով (օրինակ՝ ճնշումով և ծավալով, ճնշումով և ջերմաստիճանով, կամ վերջապես, ծավալով և ջերմաստիճանով), երրորդ պարամետրը միարժեք ձևով որոշվում է մյուս երկուսով: Եթե վիճակի հավասարումը հայտնի է բացահայտ տեսքով, ապա ցանկացած պարամետրը կարելի է հաշվել, եթե հայտնի են մյուս երկուսը:

Գազերում (և ոչ միայն գազերում) կատարվող տարբեր պրոցեսների ուսումնասիրման համար հարմար է օգտվել վիճակի հավասարման պրաֆիկական պատկերումից կորերի տեսքով, որոնք արտահայտում են պարամետրերից մեկի կախումը մյուսից, երբ երրորդ պարամետրը ունի տրված հաստատուն արժեքը: Օրինակ, տրված հաստատուն ջերմաստիճանում գազի ճնշման կախումը նրա ծավալից ունի, ինչպես կտեսնենք ստորև, նկ 14-ում պատկերված տեսքը, որտեղ տարբեր կորերը համապատասխանում են ջերմաստիճանի տարբեր արժեքներին. ինչքան բարձր է ջերմաստիճանը, այնքան ավելի բարձր է ընկած

կորը պրաֆիկի վրա: Դադի վիճակը ալգպիտի դիպրամի վրա պատկերվում է մի կետով: Իսկ մի պարամետրի մշտնից ունեցած կախման կորը ցույց է տալիս վիճակի փոփոխությունը, որը կոչվում է պրոցես գաղում: Այսպես, օրինակ, եկ. 1.4-ում կորերը պատկերում են գազի ընդարձակման կամ սեղմման պրոցեսը տված հաստատուն ճերմաստիճանում: Հետագայում մենք լաջնորեն օգտագործելու ենք նման պրաֆիկներ մոլեկուլար սիստեմներում զանազան պրոցեսներ ուսումնասիրելիս:



Նկ. 1.4

Իդեալական գազերի համար վիճակի հավասարումը հեշտ է ստանալ կինետիկ տեսության (1.5) և (1.6) հիմնական հավասարումներից:

Իրոք, (1.5) հավասարման մեջ մոլեկուլների միջին կինետիկ էներգիայի արժեքի փոխարեն տեղադրելով նրա արտահայտությունը (1.6) հավասարումից, կստանանք

$$p = nkT \quad (1.7)$$

Եթե V ծավալում պարունակվում է N մասնիկ, ապա $n = \frac{N}{V}$, տեղադրելով այս արտահայտությունը (1.7)-ի մեջ, կստանանք.

$$pV = NkT \quad (1.8)$$

Այս հավասարումը, որի մեջ մտնում են վիճակի բոլոր երեք պարամետրերը, հենց հանդիսանում է իդեալական գազերի վիճակի հավասարումը: Սակայն հարմար է այն ձևափոխել այնպես, որ նրա մեջ մասնիկների թվի փոխարեն, որն ուղղակիորեն չափել հնարավոր չէ, մտնի գազի հեշտ չափվող M մասսայի մեծությունը: Ալգպիտի ձևափոխության համար օգտվենք գրամ-մոլեկուլի, կամ մոլի հասկացողությունից: Հիշեցնենք, որ նյութի գրամ-մոլեկուլ (մոլ) կոչվում է նրա այն քանակը, որի մասսան՝ արտահայտված գրամներով, թվապես հավասար է նյութի մոլեկուլար կշռին: Նյութի քանակի այս յուրատեսակ միավորը հատկանշական է, ինչպես հայտնի է, նրանով, որ ցանկացած նյութի մեկ գրամ-մոլեկուլի մեջ պարունակվում են միևնույն թվով մոլեկուլներ: Իրոք, եթե որևէ երկու նյութերի մոլեկուլար կշիռները նշանակենք μ_1 և μ_2 , իսկ նյութերի մոլեկուլների կշիռները նշանակենք m_1 և m_2 , ապա կարելի է գրել այսպիսի ակնհայտ հավասարություններ.

$$\mu_1 = N_1 m_1, \quad \mu_2 = N_2 m_2, \quad (1.9)$$

որտեղ N_1 -ը և N_2 -ը այդ նյութերի պրամ-մոլեկուլում պարունակվող մասնիկների թիվն է: Քանի որ մոլեկուլար կշռի հենց սահմանումից բխում է, որ $\frac{\mu_1}{\mu_2} = \frac{\Gamma_{1,1}}{\Gamma_{1,2}}$, ապա բաժանելով (1.9) հավասարումներից ստաջինք երկրորդի վրա կստանանք, որ $N_1 = N_2$: Փրամ-մոլեկուլում պարունակվող մասնիկների թիվը, որը միևնույնն է բոլոր նյութերի համար, կոչվում է Ավոգադրոյի թիվ: Ենք, ալն նշանակելու ենք N_0 սիմվոլով: Եթե բաժանենք գազի տվյալ M մասնայում եղած N մոլեկուլների թիվը Ավոգադրոյի թվի վրա, ապա կստանանք պրամ-մոլեկուլների (մոլերի) թիվը գազի այդ մասնայում: Նույն մեծությունը կարելի է ստանալ բաժանելով գազի M մասսան նրա մոլեկուլար կշռի վրա՝ Այսպեսով՝

$$\frac{M}{\mu} = \frac{N}{N_0},$$

որտեղից

$$N = \frac{M}{\mu} N_0:$$

Տեղադրենք N -ի այս արտահայտությունը (1.8)-ի մեջ: Այն ժամանակ վիճակի հավասարումը կստանա հետևյալ տեսքը.

$$pV = \frac{M}{\mu} N_0 kT: \quad (1.10)$$

Այս հավասարման մեջ մտնում են երկու ունիվերսալ հաստատուններ՝ N_0 Ավոգադրոյի թիվը և k Բոլցմանի հաստատունը: Իմանալով նրանցից մեկը, օրինակ, Բոլցմանի հաստատունը՝ $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{ջ}}{\text{սստ}}$ (թե ինչպես ենք այն որոշում փորձնականորեն, պատմվելու է ստորև), կարելի է մյուսը (Ավոգադրոյի թիվը) որոշել պարզ փորձերով, օգտվելով (1.10) հավասարումից: Դրա համար պետք է վերցնել որևէ գազ, որի մոլեկուլար կշիռը՝ μ , հայտնի է (օրինակ, թթվածին, որի համար $\mu = 32$), ալզ գազով լցնել V հայտնի ծավալով մի անոթ, չափել այդ գազի p ճնշումը (մանոմետրով) և T ջերմաստիճանը և որոշել նրա M մասսան, կշռելով զատարկ անոթը, ալսին յն՝ օլը դուրս մղված վիճակում, և գազով լցնելուց հետո: Ավոգադրոյի թիվը ստաջելում է հավասար

$$N_0 = 6,02 \cdot 10^{23}:$$

Ունիվերսալ հաստատունների արտադրյալը՝ kN_0 , ակներևաբար, նույնպես ունիվերսալ հաստատուն է: Նա ստաջել է ունիվերսալ գազային հաստադուն անունը և սովորաբար նշանակվում է R տառով.

$$R = N_0 k = 6 \cdot 10^{23} \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} = 8,31 \frac{\text{ջ}}{\text{սստ. մոլ}} = 8,31 \cdot 10^7 \frac{\text{էրց}}{\text{սստ. մոլ}},$$

Փոխարինելով (1.10) հավասարման մեջ $N_0 k$ արտադրյալը R ունիվերսալ գազային հաստատունով, կստանանք.

$$pV = \frac{M}{\mu} RT, \quad (1.11)$$

Իդեալական գազի վիճակի հավասարումը՝ այս ձևով արտահայտված, հաճախ անվանում են *Պլայպերոն-Մենդելևի* հավասարում: Հավասարման մեջ մտնող $\frac{M}{\mu}$ մեծությունը մոլերի թիվն է գազի տվյալ մասնայում: Գազի մեկ մոլի համար, այսինքն՝ այն դեպքում, երբ $M = \mu$, (1.11) հավասարումը կունենա հետևյալ տեսքը.

$$pV = RT, \quad (1.11a)$$

§ 4. Իդեալական գազերի օրենքները

Գազերի վարքը ղեկավարող վաղուց արդեն հայտնի օրենքները իրենց ժամանակին հայտնաբերվել են փորձնականորեն (նրանցից մեկը՝ Բոյլ-Մարիոտի օրենքը, դեռ XVII դարում): Դժվար չէ համոզվել, որ բոլոր այդ օրենքները կարող են ստացվել գազերի կինետիկ տեսությունից:

Բոյլ-Մարիոտի օրենքը: Դիտելով, որ pV -ը գազը այնպիսի պայմաններում, երբ նրա ջերմաստիճանը պահպանվում է հաստատուն (այդպիսի պայմանները կոչվում են իզոթերմիկ), եթե վիճակի (1.11) հավասարման մեջ ընդունենք $T = \text{const}$, ապա պարզ է, որ հավասարման ամբողջ աջ մասը կդառնա հաստատուն մեծություն, այնպես որ

$$pV = \text{const}, \quad (1.12)$$

Այս հավասարումը, որն անվանում են իզոթերմի հավասարում, հենց արտահայտում է, ինչպես հայտնի է, Բոյլ-Մարիոտի օրենքը, որի համաձայն հաստատուն ջերմաստիճանի դեպքում գազի սեղմումը և ընդարձակումն, այսինքն՝ նրա ծավալի և ճնշման փոփոխությունը տեղի է ունենում այնպես, որ ճնշման և ծավալի արտադրյալը մնում է հաստատուն մեծություն: Բ-ի կախումը V-ից տարրեր ջերմաստիճանների համար գրաֆիկորեն պատկերված է նկ. 1.4-ում: (1.12) բանաձևից երևում է, որ իզոթերմ կոչվող այդ կորերը հիպերբոլաներ են:

Բոյլ-Մարիոտի օրենքը ցույց է տալիս, թե ինչպես է փոփոխվում գազի ծավալը, երբ փոխվում է նրա ճնշումը, հաստատուն ջերմաստիճանի և, իհարկե, անփոփոխ մասսայի դեպքում:

Իդեալական գազի սեղմելիությունը: Սեղմելիության իզոթերմիկ գործակիցը: Գազի, ինչպես և ամեն մի այլ մարմնի հատկությունը՝

փոխելու իր ծավալը, երբ փոխվում է ճնշումը, կոչվում է սեղմելիություն: Նթև ծավալի փոփոխությունը կատարվում է այնպես, որ գազի ջերմաստիճանն այդ գեպքում չի փոխվում, ապա սեղմելիությունը բնորոշվում է սեղմելիության իզոթերմիկ գործակիցով՝ χ , որը սահմանվում է որպես ծավալի հարաբերական փոփոխություն, երբ ճնշումը փոփոխվում է մեկ միավորով:

Հաստատուն ջերմաստիճանի տակ ընթացող պրոցեսը կոչվում է իզոթերմիկ: Ակնհերե է, որ

$$\chi = \frac{1}{V} \left(\frac{dV}{dp} \right)_T, \quad (1.13)$$

Այստեղ dV -ն գազի ծավալի փոփոխությունն է, որ առաջանում է ճնշումը dp -ով փոփոխվելու պատճառով, V -ն սկզբնական ծավալն է (որևէ մեծության հարաբերական փոփոխություն կոչվում է հենց այդ մեծության փոփոխության հարաբերությունը նրա նախնական արժեքին): Ածանցյալի T ինդեքսը ցույց է տալիս, որ այն վերցվում է, երբ $T = \text{const}$:

Իդեալական գազի համար հեշտ է հաշվել χ -ի արժեքը: Վիճակի (1.11) հավասարումից ստացվում է:

$$d(pV) = V dp + p dV = 0 \quad \left(\frac{M}{\mu} RT = \text{const} \right),$$

Այստեղից

$$\chi = \frac{1}{V} \left(\frac{dp}{dV} \right)_T = - \frac{1}{p}, \quad (1.13a)$$

Բացասական նշանը ցույց է տալիս, որ ճնշման մեծացումից ծավալը փոքրանում է:

Իդեալական գազի սեղմելիության իզոթերմիկ գործակիցը հավասար է, այսպիսով, նրա ճնշման հակադարձ մեծությանը և չափվում է՝ SI սիստեմում $\frac{J^2}{G}$ միավորներով, իսկ CGS սիստեմում՝ $\frac{cm^2}{g \cdot sec^2}$ միավորներով:

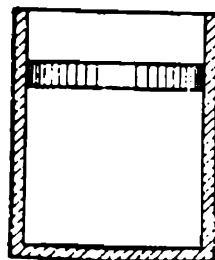
Գործնականում սովորաբար որպես ճնշման միավոր օգտագործում են տեխնիկական մթնոլորտը, այնպես որ χ -ն չափվում է $\frac{cm^2}{kg}$ ներով: Մթնոլորտային ճնշման գեպքում իդեալական գազի սեղմելիության գործակիցը հավասար է, ակնհերե որևէ, $1 \frac{cm^2}{kg}$ -ի, որը հարյուր հազարավոր անգամ ավելի մեծ է, քան պինդ և հեղուկ մարմիններինը: Ճնշման մեծացման հետ χ մեծությունը, իհարկե, փոքրանում է, քանի

որ ինչքան մեծ է ճնշումը, այնքան ավելի փոքր է գազի համար էլ ավելի սեղմվելու հնարավորությունը:

Գեյ-Լյուսակի—Շարլի օրենքը: Դիցուք, այժմ գազը գտնվում է այնպիսի պայմաններում, երբ հաստատուն է Պպահպանվում նրա p ճնշումը: Այդպիսի պայմաններ կարելի է ստեղծել, եթե գազը տեղավորվի շարժական մխոցով փակված գլանի մեջ (նկ. 1.5): Այդպիսի գլանում ճնշման ամեն մի փոփոխություն առաջ է բերում մխոցի շարժում և ծավալի փոփոխություն, իսկ ճնշումը մնում է անփոփոխ:

Վիճակի (1.11) հավասարումից երևում է, որ այս դեպքում հաստատուն կլինի գազի ծավալի հարարերությունը նրա ջերմաստիճանին.

$$\frac{V}{T} = \frac{M}{\mu} \frac{R}{p} = \text{const.} \quad (1.14)$$



նկ. 1.5

Այս հավասարումը, որը կոչվում է իզոթերի (հաստատուն ճնշման տակ կատարվող պրոցես)¹ հավասարում, արտահայտում է Գեյ-Լյուսակի հայտնի օրենքը (երբեմն այն անվանում են Շարլի օրենք, ի դեպ, առանց բավարար հիմք ունենալու): Այդ օրենքը՝ տրադիցիոն ձևով գրված, ունի հետևյալ տեսքը՝

$$V = V_0 (1 + \alpha t); \quad (1.15)$$

Այստեղ α -ն գազի ծավալային ընդարձակման գործակիցն է և հավասար է $1/273$, է-ն՝ ջերմաստիճանը հաշվված 0°C -ից:

(1.15) հավասարությունը կարելի է արտագրել հետևյալ տեսքով.

$$V = V_0 \frac{273 + t}{273},$$

Վանի որ V_0 -ն գազի ծավալն է 0°C -ում, այսինքն՝ $T_0 = 273^\circ\text{K}$ -ում, ապա

$$V = V_0 \frac{T}{T_0},$$

որը համընկնում է (1.14)-ի հետ:

$V = f(T)$ իզոթերի գրաֆիկը, ինչպես երևում է (1.14)-ից, կոորդինատների սկզբնականից դուրս եկող ուղիղ գիծ է:

Գազի ծավալային ընդարձակման գործակիցը հաստատուն ճնշման դեպքում: Ծավալային ընդարձակման գործակիցը՝ α -ն, կարող է

¹ Տվյալ դեպքում ծավալի փոփոխության պրոցեսը կոչվում է իզոթերական պրոցես:

նից: (1.19) հավասարման մեջ մտնում է $\frac{p}{\rho}$ հարարերությունը, իսկ քանի որ ճնշումը և խտությունը միատեսակ են փոփոխվում, ապա նրանց հարարերությունը կախում չունի ոչ խտությունից, ոչ էլ ճնշումից: Հիշենք, որ ինքը ճնշումը համեմատական է խտությանը.

$$p = \frac{2}{3} \frac{nm\bar{c}^2}{2} = \frac{2}{3} \rho \frac{\bar{c}^2}{2},$$

քանի որ $nm = \rho$:

(1.19) բանաձևը ցույց է տալիս, որ մոլեկուլների միջին քառակուսային արագությունը կարող է հաշվվել ղուտ մակրոսկոպիկ մեծությունների՝ զադի ճնշման և խտության չափումների տվյալներից: Այսպես, օրինակ, ազոտի խտությունը մթնոլորտային ճնշման սակ և 0°C ջերմաստիճանում հավասար է $1,25 \cdot 10^{-3} \frac{\text{գ}}{\text{սմ}^3}$: Ազոտի մոլեկուլների միջին քառակուսային արագությունը այդ դեպքում հավասար կլինի.

$$\bar{c} = \sqrt{\frac{3 \cdot 1,013 \cdot 10^5}{1,25 \cdot 10^{-3}}} \cong 5 \cdot 10^4 \text{ սմ/վրկ} = 500 \text{ մ/վրկ}.$$

Ջրածնի խտությունը նույն պայմաններում մոտ 15 անգամ ավելի փոքր է, քան ազոտինը: Այդ պատճառով ջրածնի մոլեկուլների միջին քառակուսային արագությունը համարյա 4 անգամ ավելի մեծ կլինի և հավասար է մոտավորապես $200 \frac{\text{մ}}{\text{վրկ}}$ -ի:

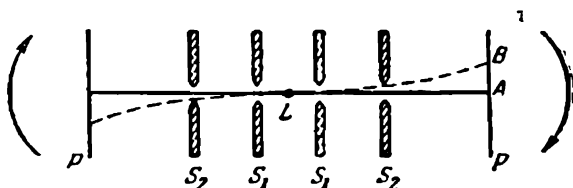
Հետաքրքրական է նշել, որ գազի մոլեկուլների արագությունները մոտ են նույն գազում ձախի ստրաժման արագությանը: Դա բացատրվում է նրանով, որ ձախային ալիքները գազերում փոխանցվում են շարժվող մոլեկուլների միջոցով: Այդ պատճառով զարմանալի չէ, որ ձախի արագությունը գազում նույնպես ստացվում է գազային մոլեկուլների արագությանը մոտ և համեմատական է $\sqrt{\frac{p}{\rho}}$ մեծությանը:

Մեծ հետաքրքրություն է ներկայացնում գազային մոլեկուլների արագության փորձնական որոշումը, որովհետև դա հնարավորություն կտար փորձի միջոցով որոշել Բոլցմանի k հաստատունի արժեքը, որի կարևորությունը կինետիկ տեսության մեջ ականհայտ է:

Դադալին մոլեկուլների արագության անմիջական որոշումը փորձի միջոցով առաջին անգամ կատարել է Շտեբեր (1920 թ.):

Շտեբերի փորձը: Այդ փորձի սխեման ներկայացված է նկ. 1, 6-ում: Շտեբերի փորձում որպես մոլեկուլների աղբյուր ծառայում էր արծաթի շերտով ծածկված պլատինե L լարը, որը տեղավորված էր նկարի հարթու-

թխանն ուղղահայաց: Լարը կարող էր տարացվել էլեկտրական հոսանքի միջոցով մինչև արծաթի հալման ջերմաստիճանին (960°C) մոտ ջերմաստիճան, երբ սկսվում է արծաթի նկատելի դուրսընթացում: Լարի մակերևութից բոլոր ուղղություններով թռչում են արծաթի ատոմներ, որոնց արագությունը և պետք է որոշվի: S_1 և S_2 երկայնական նեղ ճեղքերի օգնությամբ անջատվում է ատոմների նեղ և խիստ եղրագծված փունջ:



Նկ. 1.6

որը խտանում է P թիրախի վրա: Վերջինս արտաքին մի թիթեղ է ամրացված գլանաձև մակերևութի վրա, որի համար որպես առանցք ծառայում է հենց L լարը: Ամբողջ այս սխեման անկախորդաբար է խիստ նոսրացրած տարածություն մեջ՝ 10^{-6} մմ տեղիկի սլան կարգի ճնշմամբ: Սխեման կարող է պատվել L լարով անցնող առանցքի շուրջը մեծ արագությամբ՝ մոտ $2700 \frac{\text{սմ}}{\text{րոպե}}$: Նոսրացման բարձր աստիճանի

շնորհիվ լարից մինչև թիրախ անցնելու ճանապարհին ատոմները բախումներ չեն ունենում և, հետևաբար, թիրախի վրան են ընկնում այն արագությամբ, ինչ արագությամբ դուրս են թռչում լարից:

Քանի դեռ ամբողջ սխեման անշարժ է, լարից դուրս եկող արծաթի ատոմները, անցնելով ճեղքերի սխեմայի միջով, խտանում են P թիրախի վրա, նրա վրա առաջացնելով արծաթի շերտ, որը ճեղքի պատերին է թիրախի վրա: Այդ դեպքում շերտը, ճեղքերը և լարը գտնվում են մի հարթության մեջ, իսկ նրանց պրոյեկցիաները՝ մի ուղղի վրա: Բայց երբ սարքը պտտվում է, ճեղքի միջով անցնող ատոմները արդեն չեն ընկնում այն A դիրքի վրա, ուր ընկնում էին սարքի անշարժ վիճակում: Այն ժամանակահատվածում, որի ընթացքում ատոմները անցնում են ճեղքից մինչև P թիրախը եղած տարածությունը, թիրախն ինքը որոշ չափով շեղվում է իր նախկին դիրքից, այնպես որ ատոմներն այժմ ընկնում են B դիրքի վրա: Սարքը հակառակ կողմը պտտելիս արծաթի շերտը ստացվում է նույն չափով շեղված A -ից մյուս կողմը:

Շերտի շեղման S մեծությունը, որը ստացվում է սարքի պտտման ժամանակ՝ անշարժ սարքի դեպքում ստացվող A շերտի համեմատու-

ների միջոցով տրվում է S_1 պատվով օդակներին, որոնք ամրացված են սարքի լիսեռի վրա: S_1 և S_2 ճեղքերը և P թիրախը դասավորված են պտտման առանցքի երկու կողմերում, սիմետրիկ կերպով:

Սկզբում փորձը կատարվում է սարքը մի ուրեք ուղղությամբ պտտելիս: Այդ դեպքում թիրախի վրա ստացվում էր շեղված (տեղափոխված) շերտ: Դրանից հետո փորձը կրկնվում էր սարքը հակառակ ուղղությամբ և նույն արագությամբ պտտելիս: Այդ դեպքում ստացվող երկրորդ շեղված շերտը ունենում էր առաջինից $2S$ հեռավորություն: Զափելով այդ հեռավորությունը, (1.21) բանաձևով կարելի է հաշվել ատոմների արագությունը:

Կարևոր է նշել, որ Շտերնի փորձերում շեղված շերտերը թիրախի վրա ստացվում էին բավականին լայն, աղավաղված, և բոլորովին չէին հանդիսանում ճեղքի պատկերը թիրախի վրա, ի տարբերություն չշեղված պարզ ու որոշակի շերտի: Դա կարելի է սպասել նկատի ունենալով, որ արժաթի ատոմները զուրա են թոշում աղբյուրից տարբեր արագություններով: Պարզ է, որ արագ ատոմները ընկնում են թիրախի վրա ավելի փոքր շեղումով, քան դանդաղ ատոմները: Շերտերի միջև եղած $2S$ հեռավորությունը շերտերի այն մասերի հեռավորությունն է, որտեղ նկատվում է արժաթի ամենամեծ խտությունը, և որտեղ, հետևաբար, ընկել են ամենամեծ թվով մոլեկուլներ:

Կարելի է ցույց տալ, որ թիրախի վրա ամենամեծ խտությամբ ընկնում են այն մոլեկուլները, որոնց արագությունը մոտ $1,3 \left(\sqrt{\frac{5}{3}} \right)$ անգամ մեծ է միջին քառակուսային արագությունից:

Այդ պատճառով (1.21) բանաձևից որոշված c արագությունը, որտեղ S -ը արժաթի նստվածքների ամենախիտ մասերի միջև եղած հեռավորության կեսն է, հավասար կլինի

$$c = \sqrt{\frac{5}{3}} \bar{c},$$

Ստանալով միջին քառակուսային արագության արժեքը Շտերնի նկարագրված փորձերից, կարելի է (1.17) բանաձևից օգտվելով որոշել Բոլցմանի հաստատունի արժեքը: Շտերնի փորձերը թույլ են տալիս ոչ միայն չափել միջին քառակուսային արագությունը, այլև ըստ նրանց փոխադրված կոպիտ կերպով որոշել նաև մոլեկուլների բաշխումն ըստ արագությունների:

§ 6. Բրոունյան շարժում

Մոլեկուլների շարժման իրական լինելու ամենահամոզիչ ապացույցներից մեկը այսպես կոչված բրոունյան շարժման երևույթն է, որը 1827 թվին հայտնաբերել է անգլիացի բուսաբան Բրոունը ջրում

կախված մանրագույն սպորները դիտելիս: Մեծ խոշորացում ունեցող միկրոսկոպով դիտելիս Բրոունը հայտնաբերեց, որ այդ սպորները գտնվում են անընդհատ անկանոն շարժման մեջ, կարծես թե կառավարում են մի մայրենի երեակայական պար:

Հետագա փորձերը ցույց տվեցին, որ այդ շարժումները կապված չեն մասնիկների կենսաբանական ծաղման կամ հեղուկի շարժումների հետ: Նման շարժումներ կատարում են հեղուկում կամ դազում կախված ամեն տեսակի փոքր մասնիկներ: Այդ կարգի անկանոն շարժումներ են կատարում, օրինակ, ժխի մասնիկներն օդում: Հեղուկի կամ գազի մեջ կախված մասնիկների այդ անկանոն շարժումը ստացել է բրոունյան շարժում անունը:

Հատուկ հետազոտությունները ցույց տվեցին, որ բրոունյան շարժման բնույթը կախված է այն հեղուկի կամ գազի հատկություններից, որոնց մեջ գտնվում են մասնիկները, բայց կախում չունի իրենց՝ մասնիկների նյութի հատկություններից: Բրոունյան մասնիկների շարժման արագությունն աճում է ջերմաստիճանի բարձրացման և մասնիկների չափերի փոքրացման հետ:

Այս բոլոր օրինաչափությունները հեշտ է բացատրել, եթե ընդունենք, որ այդ մասնիկների շարժումներն առաջանում են այն հեղուկի կամ գազի շարժվող մոլեկուլների հարվածներից, որոնց մեջ մասնիկները գտնվում են:

Իհարկե, յուրաքանչյուր բրոունյան մասնիկ այդպիսի հարվածների ենթարկվում է ամեն կողմից: Մոլեկուլյար շարժումների լրիվ անկանոնության դեպքում, թվում է, թե կարելի էր սպասել, որ մի որևէ ուղղությամբ մասնիկին հասցվող հարվածների թիվը պետք է ճշտորեն հավասար լիներ հակառակ ուղղությամբ հասցվող հարվածների թվին, այնպես որ այդ բոլոր հարվածները պիտի լիովին չեղոքացնեին միմյանց, և մասնիկը պետք է անշարժ մնար: Բայց երբ մենք գործ ունենք միկրոսկոպիկ մասնիկների հետ (10^{-4} — 10^{-5} սմ), պատկերը տարբեր է լինում: Չէ՞ որ մոլեկուլյար շարժումների քառասալյունության փաստից հետևում է միայն, որ տարբեր ուղղություններով հարվածների թիվը միևնույն է միջին հաշվով: Բայց այնպիսի ստատիստիկ պիտեմում, ինչպիսին է հեղուկը կամ գազը, անխուսափելի են նաև շեղումներ միջին արժեքներից: Այս կամ այն մեծությունների այդպիսի շեղումները միջին արժեքներից, որոնք տեղի են ունենում փոքր ծավալում կամ փոքր ժամանակամիջոցների ընթացքում, կոչվում են ֆլուկտուացիաներ: Եթե հեղուկում կամ գազում գտնվում է սովորական չափեր ունեցող մի մարմին, ապա այդ մարմինը այնքան մեծ թվով հարվածների է ենթարկվում մոլեկուլների կողմից, որ չի կարելի նկատել ոչ առանձին հարվածներ, ոչ էլ մի որևէ ուղղությամբ հարվածնե-

րի պատահական գերակշռություն մյուս ուղղություններով եղած հարվածների համեմատությամբ: Իսկ փոքր մասնիկների գեպքում նրա կրած հարվածների ընդհանուր թիվը համեմատաբար մեծ չէ, այնպես որ մեկ աչու մեկ այն ուղղությամբ հարվածների թվի գերակշռումը նկատելի է դառնում, և հարվածների թվի այդպիսի ֆլուկտուացիայի շնորհիվ էլ հենց առաջանում են կախված մասնիկների այն բնորոշ, կարծես թե ջղաձղական շարժումները, որոնք և կաջվում են բրոունյան շարժում: Պարզ է, որ բրոունյան մասնիկների շարժումը մոլեկուլյար շարժումներ չեն. մենք տեսնում ենք ոչ թե մի մոլեկուլի հարվածի արդյունքը, այլ մի ուղղությամբ հարվածների թվի գերակշռումը այլ ուղղությունների նկատմամբ: Բրոունյան շարժումը միայն շատ պարզորեն հայտնաբերում է անկանոն մոլեկուլյար շարժումների գոյությունը:

Այսպիսով, բրոունյան շարժումը բացատրվում է նրանով, որ տարրեր ուղղություններով մոլեկուլներից մասնիկի կրած հարվածների թվի պատահական ոչ միատեսակության շնորհիվ առաջանում է որոշակի ուղղություն ունեցող ինչ-որ համազոր ուժ: Քանի որ ֆլուկտուացիաները սովորաբար կարճատև են լինում, ապա կարճ ժամանակամիջոցից հետո համազորի ուղղությունը փոխվում է, իսկ դրա հետ միասին փոխվում է նաև մասնիկի տեղափոխման ուղղությունը: Այստեղից էլ բրոունյան շարժումների նկատմամբ քառասանությունը, որն արտացոլում է մոլեկուլյար շարժումների քառասանությունը:

Բրոունյան շարժման բերված որակական բացատրությունը մենք այժմ կլրացնենք այդ երևույթի քանակական քննարկումով: Դրա քանակական տեսությունը առաջին անգամ տվել է Հինշլոունը և նրանից անկախ՝ Սմոլուխովսկին (1905 թ.): Մենք այստեղ կբերենք այդ տեսության հիմնական առնչության ավելի պարզ արտածումը, քան այդ հեղինակներն են տալիս:

Բրոունյան մասնիկին մոլեկուլների տված հարվածների ոչ լրիվ չեզոքացման հետևանքով մասնիկի վրա ազդում է, ինչպես մենք տեսանք, մի ինչ-որ F համազոր ուժ, որի ազդեցության տակ էլ մասնիկները շարժվում են: Բացի այդ ուժից մասնիկի վրա ազդում է շփման f ուժը, որն առաջանում է միջավայրի մածուցիկության հետևանքով և որն ուղղված է F ուժին հակառակ:

Պարզության համար ընդունենք, թե մասնիկն ունի a շառավղով գնդի ձև: Այդ գեպքում շփման f ուժը կարող է արտահայտվել Ստոքսի բանաձևով՝

$$f = 6\pi\eta av,$$

որտեղ η -ն հեղուկի (կամ գազի) ներքին շփման գործակիցն է, իսկ v -ն՝ մասնիկի շարժման արագությունը:

Մասնիկի շարժման հավասարումը (նյութոսնի երկրորդ օրենքը) կունենա հետևյալ տեսքը.

$$m\ddot{r} = \vec{F} - 6\pi\eta a\dot{r} : \quad (1.22)$$

Այստեղ m -ը մասնիկի մասսան է, $\vec{r}$ -ը՝ նրա շառավիղ-վեկտորը կամայական կոորդինատային սիստեմի նկատմամբ, $\dot{r} = \vec{v}$, մասնիկի արագությունը, $\vec{F}$, մոլեկուլների հարվածների հետևանքով առաջացող ուժերի համագործը:

Դիտենք $\vec{r}$ շառավիղ-վեկտորի պրոյեկցիան կոորդինատային առանցքներից մեկի՝ օրինակ, X առանցքի վրա: Այդ բաղադրիչի համար (1.22) հավասարումը կարտադրվի հետևյալ տեսքով.

$$m\ddot{x} = F_x - 6\pi\eta a\dot{x}, \quad (1.23)$$

որտեղ F_x -ը $\vec{F}$ համագործ ուժի բաղադրիչն է X առանցքի ուղղությամբ:

Մեր խնդիրն է գտնել մոլեկուլների հարվածների ազդեցության տակ բրոունյան մասնիկի x տեղափոխությունը: Մասնիկներից յուրաքանչյուրը ամբողջ ժամանակ ենթարկվում է մոլեկուլների հարվածներին, որից փոխում է իր շարժման ուղղությունը: Տարբեր մասնիկներ տեղափոխվում են թե մեծությամբ և թե ուղղությամբ տարբեր չափերով: Բոլոր մասնիկների տեղափոխությունների գումարի հավանական արժեքը հավասար է զրոյի, որովհետև տեղափոխությունները հավասար հավանականությամբ կարող են ունենալ թե դրական և թե բացասական նշան: Այդ պատճառով մասնիկների տեղափոխման $\bar{x}$ միջին արժեքը հավասար է զրոյի: Սակայն զրոյի հավասար չի լինի տեղափոխման քառակուսու միջին արժեքը, այսինքն $\overline{x^2}$ մեծությունը, որովհետև x^2 -ն չի փոխում իր նշանը x -ի նշանը փոխելիս: Այդ պատճառով (1.23) հավասարումը ձևափոխենք այնպես, որ նրա մեջ մտնի $\overline{x^2}$ մեծությունը: Դրա համար այդ հավասարման երկու մասը բազմապատկենք x -ով՝

$$m x \ddot{x} = x F_x - 6\pi\eta a x \dot{x} : \quad (1.23a)$$

Օգտագործենք հետևյալ ակնհայտ նույնաթյունները.

$$\begin{aligned} x \ddot{x} &= \frac{1}{2} \frac{d^2 (x^2)}{dt^2} - \left(\frac{dx}{dt} \right)^2, \\ x \dot{x} &= \frac{1}{2} \frac{d (x^2)}{dt}, \end{aligned}$$

Տեղադրելով այս արտահայտությունները (1.23a)-ի մեջ, կստանանք.

$$\frac{m}{2} \frac{d^2 (x^2)}{dt^2} - m \left(\frac{dx}{dt} \right)^2 = - 3\pi\eta a \frac{d (x^2)}{dt} + x F_x.$$

Այս հավասարությունն կիրառվի ամեն մի մասնիկի համար, այդ պատճառով նա կիրառվի նաև նրա մեջ մանող մեծությունների միջին արժեքների համար, եթե միջինացումը կատարվի բավականաչափ մեծ թվով մասնիկների համար: Այդ պատճառով կարելի է գրել:

$$\frac{m}{2} \frac{d^2 \langle \bar{x}^2 \rangle}{dt^2} - m \overline{\left(\frac{dx}{dt} \right)^2} = -3\pi\gamma a \frac{d \langle \bar{x}^2 \rangle}{dt} + \overline{x F_x},$$

որտեղ $\bar{x}^2$ -ն մասնիկի տեղափոխման քառակուսու միջին արժեքն է, իսկ $\overline{\left(\frac{dx}{dt} \right)^2}$ -ն՝ նրա արագությունից քառակուսու միջին արժեքը:

Ինչ վերաբերվում է հավասարման մեջ մտնող $\overline{x F_x}$ մեծության միջին արժեքին, ապա այն հավասար է զրոյի, քանի որ մեծ թվով մասնիկների համար x -ը և F_x -ը հավասարաձև հաճախակի ընդունում են ինչպես դրական, այնպես էլ բացասական արժեքներ:

Այդ պատճառով (1.23) հավասարումը ընդունում է հետևյալ տեսքը.

$$\frac{m}{2} \frac{d^2 \langle \bar{x}^2 \rangle}{dt^2} - m \overline{\left(\frac{dx}{dt} \right)^2} = -3\pi\gamma a \frac{d \langle \bar{x}^2 \rangle}{dt}. \quad (1.24)$$

Որտեղ $\overline{\left(\frac{dx}{dt} \right)^2}$ մեծությունը արագության բաղադրիչի քառակուսու միջին արժեքն է x առանցքի ուղղությամբ: Քանի որ մասնիկների շարժումները լրիվ քառասլին են, ապա բոլոր երեք կոորդինատային առանցքների ուղղությամբ արագության բաղադրիչներին քառակուսիների միջին արժեքները պետք է հավասար լինեն իրար, այսինքն՝

$$\overline{\left(\frac{dx}{dt} \right)^2} = \overline{\left(\frac{dy}{dt} \right)^2} = \overline{\left(\frac{dz}{dt} \right)^2},$$

Այնպիսով է նաև, որ երեք կոորդինատային առանցքների ուղղությամբ բաղադրիչ արագությունների միջին արժեքների քառակուսիների գումարը հավասար պետք է լինի մասնիկի արագության քառակուսու միջին արժեքին՝ $\overline{v^2}$: Հետևաբար՝

$$\overline{\left(\frac{dx}{dt} \right)^2} + \overline{\left(\frac{dy}{dt} \right)^2} + \overline{\left(\frac{dz}{dt} \right)^2} = \overline{v^2}$$

և

$$\overline{\left(\frac{dx}{dt} \right)^2} = \frac{1}{3} \overline{v^2},$$

Այսպիսով, (1.24) բանաձևում մեզ հետաքրքրող արտահայտությունը հավասար է.

$$m \overline{\left(\frac{dx}{dt} \right)^2} = \frac{1}{3} m \overline{v^2} = \frac{2}{3} \frac{m \overline{v^2}}{2},$$

$\frac{mv^2}{2}$ -ը բրոունյան մասնիկի միջին կինետիկ էներգիան է: Բախվելով հեղուկի կամ գազի մոլեկուլների հետ, բրոունյան մասնիկները նրանց հետ փոխանակում են էներգիա և ջերմային հավասարակշռության մեջ են գտնվում այն միջավայրի հետ, որի մեջ շարժվում են: Այդ պատճառով բրոունյան մասնիկների համընթաց շարժման միջին կինետիկ էներգիան պետք է հավասար լինի հեղուկի (կամ գազի) մոլեկուլների միջին կինետիկ էներգիային, որը, ինչպես մենք գիտենք, հավասար է $3/2kT$.

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{3}{2} kT$$

և հետևաբար՝

$$m \left(\frac{dx}{dt} \right)^2 = \frac{2}{3} \frac{mv^2}{2} = kT, \quad (1.25)$$

Այն հանգամանքը, որ բրոունյան մասնիկի միջին կինետիկ էներգիան հավասար է $3/2kT$ (ինչպես և գազային մոլեկուլի համար), սկզբունքային նշանակություն ունի: Իրոք, նախապես մեր արտածած (1.6) հիմնական հավասարումը իրավացի է իրար հետ փոխադրեցության մեջ չգտնվող ամեն տեսակի մասնիկների համար, որոնք քառասային շարժում են կատարում, լինեն այդ մասնիկները աչքով անտեսանելի մոլեկուլներ, թե զգալիորեն ավելի խոշոր՝ միլիարդավոր մոլեկուլներ պարունակող բրոունյան մասնիկներ, միևնույն է: Մոլեկուլար-կինետիկ տեսակետից բրոունյան մասնիկը կարելի է մեկնաբանել որպես մի հսկայական մոլեկուլ: Այդ պատճառով այդպիսի մասնիկի միջին կինետիկ էներգիայի արտահայտությունը պետք է նույնպիսին լինի, ինչպիսին մոլեկուլի համար է: Իսկ բրոունյան մասնիկների արագությունները, նրանց մեծ մասսաներին համապատասխան, իհարկե, անհամեմատ փոքր են:

Այժմ վերադառնանք (1.24) հավասարմանը, և հաշվի առնելով (1.25) առնչությունը, այն արտագրենք հետևյալ տեսքով.

$$\frac{m}{2} \frac{d^2(\bar{x}^2)}{dt^2} - kT = -3\pi\eta a \frac{d(\bar{x}^2)}{dt},$$

Այս հավասարումը հեշտությամբ ինտեգրվում է: Նշանակելով $\frac{d(\bar{x}^2)}{dt} = Z$, կստանանք.

$$\frac{m}{2} \frac{dZ}{dt} - kT = -3\pi\eta a Z$$

և փոփոխականների անջատումից հետո մեր հավասարումը կձևափոխվի հետևյալ տեսքի՝

$$\frac{dZ}{Z - \frac{kT}{3\pi\eta a}} = - \frac{6\pi\eta a}{m} dt,$$

Ինտեգրելով այս հավասարման ձախ մասը 0-ից մինչև Z սահմաններում, իսկ աջ մասը՝ 0-ից մինչև t , ստանում ենք:

$$\int_0^Z \frac{dZ}{Z - \frac{kT}{3\pi\eta a}} = - \int_0^t \frac{6\pi\eta a}{m} dt,$$

կամ

$$\ln \left(Z - \frac{kT}{3\pi\eta a} \right) - \ln \left(- \frac{kT}{3\pi\eta a} \right) = - \frac{6\pi\eta a}{m} t,$$

Այստեղից՝

$$Z = \frac{kT}{3\pi\eta a} \left(1 - e^{-\frac{6\pi\eta a}{m} t} \right) = \frac{d(\bar{x}^2)}{dt}.$$

$e^{-\frac{6\pi\eta a}{m} t}$ մեծությունը, ինչպես հեշտ է համոզվել, փորձի սովորական պայմաններում աննշան փոքր է: Իրոք, բրոունյան մասնիկների չափերը չեն գերազանցում 10^{-4} սմ, հեղուկի մածուցիկությունը սովորարար մոտ է ջրի մածուցիկությանը, այսինքն՝ մոտավորապես հավասար է 10^{-2} (միավորների CGS սխառնում), մասնիկների նյութի խտությունը մեկ միավոր կարգի է: Նկատի ունենալով, որ մասնիկի m մասսան հավասար է $\frac{4}{3} \pi a^3 \rho$, կստանանք, որ աստիճանի $\frac{6\pi\eta a}{m} t$ ցու-

ցիչը, երբ $t > 10^{-5}$ վրկ, այնպիսին է, որ $e^{-\frac{6\pi\eta a}{m} t}$ մեծությունը կարելի է արհամարհել: Հետևաբար, եթե մասնիկի հաջորդական դիտումների միջև եղած ժամանակամիջոցը գերազանցում է 10^{-5} վրկ, որը իհարկե, միշտ տեղի ունի, ապա,

$$\frac{d}{dt} (\bar{x}^2) = \frac{kT}{3\pi\eta a}, \quad (1.26)$$

Վերջավոր ժամանակամիջոցների և նրանց համապատասխանող տեղափոխումների համար (1.26) հավասարումը կարելի է արտադրել հետևյալ տեսքով.

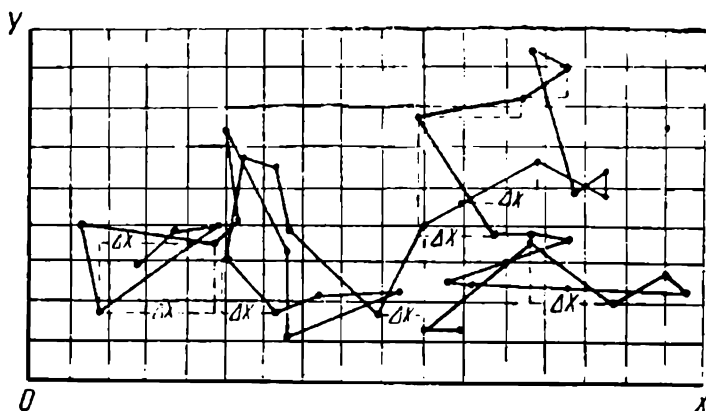
$$\frac{\Delta \bar{x}^2}{\Delta t} = \frac{kT}{3\pi\eta a} \quad (1.26a)$$

և

$$\Delta \bar{x}^2 = \frac{kT}{3\pi\eta a} \Delta t. \quad (1.27)$$

Բրոունյան մասնիկի տեղափոխման քառակուսու միջին արժեքը Δt ժամանակամիջոցում X առանցքի կամ ցանկացած այլ առանցքի ուղղությամբ, համեմատական է այդ ժամանակամիջոցին:

(1.27) բանաձևը թույլ է տալիս հաշվել տեղափոխումների քառակուսի միջին արժեքը, ընդ որում միջինը վերցվում է երևույթին մասնակցող բոլոր մասնիկների համար: Բայց այդ բանաձևը իրավացի է նաև մեկ մասնիկի հավասար ժամանակամիջոցներում կատարած բազմաթիվ հաջորդական տեղափոխումների քառակուսու միջին արժեքի համար: Փորձնական տեսակետից՝ ավելի հարմար է դիտել հենց մեկ մասնիկի տեղափոխումները: Այդպիսի դիտումներ կատարվել են Պերրենի կողմից 1909 թվականին:



Նկ. 1.8

Պերրենը մասնիկների շարժումը դիտում էր մի միկրոսկոպի միջոցով, որի օկուլյարն օժտված էր որպես կոորդինատալին սիստեմ ժառալող փոխադրահալաց գծերի ցանցով: Օգտվելով այդ ցանցից, Պերրենը նրա վրա նշում էր ընտրած մասնիկի հաջորդական դիրքերը որոշակի ժամանակամիջոցներից հետո (30 վրկ.): Այնուհետև միացնելով մասնիկի դիրքերը նշող կետերը, նա ստացավ մի պատկեր, որը նման է նկ. 1.8-ի վրա պատկերվածին: Նկ. 1.8-ի վրա ցույց են տրված ինչպես մասնիկի տեղափոխությունները, այնպես էլ նրանց պրոյեկցիաները X առանցքի վրա: Պետք է նկատի ունենալ, որ մասնիկների շարժումները զգալիորեն ավելի բարդ են, քան կարելի է դատել ելնելով նկ. 1.8-ից, որովհետև այստեղ նշված են դիրքերը ոչ շատ փոքր ժամանակամիջոցներից հետո (30 վրկ-ի սահմաններում): Նթե փոքրացնենք այդ ժամանակամիջոցները, ապա կպարզվի, որ նկ. 1—8-ի ամեն մի ուղղադիմ հատվածը կվերածվի նույնպիսի բարդ զիգզագաձև հետագծի, ինչպիսին է ամբողջ նկ. 1.8-ը: Պերրենը կարող էր իր դիտումների ժամանակ չափել տեղափոխությունները և հաշվել նրանց քառակուսիների միջին արժեքը: Այդ չափումների տվյալները լավ էին

համաձայնվում (1.27) բանաձևի հետ. դրանով իսկ հաստատվում է բրոունյան շարժման երևույթի մոլեկուլյար-կինետիկ բացատրության և իրեն՝ մոլեկուլյար-կինետիկ տեսության ճշտությունը:

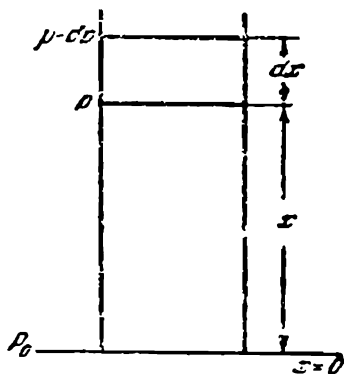
(1.27) բանաձևը կարող է օգտագործվել Բոլցմանի k հաստատունը որոշելու համար: Պերենի և այլ հետազոտողների կողմից նման չափումներով Բոլցմանի հաստատունի համար ստացված արժեքները մոտ են վերեւում բերված արժեքին՝ $k = 1,380 \cdot 10^{-16} \frac{\text{էրգ}}{\text{աստ}}$: Այստեղ նշենք, որ ինքը Պերենը օգտագործեց իր ստացած տվյալները Ալոգադրոյի թիվը որոշելու համար $N_0 = \frac{R}{k}$ բանաձևով, որովհետեւ R հաստատունը կարող է որոշվել վիճակի հավասարումից:

Պերենի փորձերը մեծ նշանակություն ունեցան մոլեկուլյար-կինետիկ տեսության վերջնական հիմնավորման համար:

§ 7. Բարոմետրական բանաձև

Քառասյին մոլեկուլյար շարժումները հանգեցնում են այն բանին որ գազի մոլեկուլները հավասարաչափ բաշխվում են անոթի ծավալի մեջ այնպես, որ ծավալի ամեն մի միավորում պարունակվում են միջին հաշվով միևնույն թվով մասնիկներ: Հավասարակշռված վիճակում գազի ճնշումն ու ջերմաստիճանը նույնպես միատեսակ են ամբողջ ծավալում: Բայց այդպես է վիճակը միայն այն դեպքում, երբ մոլեկուլների վրա արտաքին ուժեր չեն ազդում: Իսկ այդպիսի ուժերի առկայության դեպքում մոլեկուլյար շարժումները առաջ են բերում գազերի վարքի փոփոխություն: Դիտենք, օրինակ, ծանրության ուժի ազդեցության տակ գտնվող որևէ գազ (օրինակ՝ օդ): Եթե բացակայեր մոլեկուլների ջերմային շարժումը, ապա ծանրության ուժի ազդեցության տակ բոլոր մոլեկուլները «կընկնեին» Երկրի վրա, և ամբողջ օդը բարակ շերտով պիտի հավաքվեր Երկրի մակերևույթի մոտ: Եթե բացակայեր ծանրության ուժը, բայց գոյություն ունենային մոլեկուլյար շարժումները, մոլեկուլները պիտի ցրվի գալին ամբողջ տիեզերական տարածության մեջ: Մթնոլորտը՝ Երկրի օդային թաղանթը, իր ալիմ-յան տեսքով պարտական է միաժամանակ և մոլեկուլների ջերմային շարժման, և Երկրի ձգողական ուժի առկայությանը: Ընդ որում մթնոլորտում հաստատվում է մոլեկուլների որոշակի բաշխում ըստ բարձրության: Մոլեկուլների այդ բաշխմանը համապատասխան հաստատվում է նաև ըստ բարձրության գազի ճնշման փոփոխության որոշակի օրենք, որը դժվար չէ գտնել:

Դիտենք օդի մի ուղղաձիգ սյուն (նկ. 1.9): Դիցուք Երկրի մակերևույթի մոտ, որտեղ $x = 0$, ճնշումը հավասար է p_0 -ի, իսկ x բարձրության վրա հավասար է p -ի: Բարձրությունը dx -ով փոխվելիս ճնշումը կփոխվի dp -ով: Նշանակում է dp -ն դա x բարձրության վրա եղած ճնշման և $x + dx$ բարձրության վրա եղած ճնշման տարբերությունն է: Ինչպես հայտնի է օդի ճնշումը մի որևէ բարձրության վրա հավասար է, այդ բարձրության վրա 1 սմ^2 մակերեսի վրա գտնվող օդի ուղղաձիգ սյան կշռին (Պասկալի օրենք): Այդ պատճառով dp -ն հավասար է x և $x + dx$ բարձրությունների վրա գտնվող 1 սմ^2 մակերեսի վրա օդի սյունների կշիռների տարբերությանը, այսինքն՝ հավասար է dx բարձրություն և 1 սմ^2 հիմքի մակերես ունեցող օդի սյան կշռին:



Նկ. 1.9

$$dp = - \rho g dx,$$

որտեղ ρ -ն օդի խտությունն է (միավոր ծավալի մասսան) և g -ն ծանրության ուժի արագացումն է: Փազի ρ խտությունը, ակնհայտաբար, հավասար է մոլեկուլի m մասսայի և միավոր ծավալում մոլեկուլների n թվի արտադրյալին՝

$$\rho = mn,$$

Կինետիկ տեսությունից հայտնի է [(1.7) բանաձև), որ $n = \frac{p}{kT}$,
Հետևաբար՝

$$\rho = \frac{mp}{kT}$$

և

$$dp = - \frac{mg}{kT} p dx,$$

Փոփոխականների անջատումից հետո այս հավասարումը կարելի է արտադրել հետևյալ տեսքով՝

$$\frac{dp}{p} = - \frac{mg}{kT} dx, \quad (1.28)$$

Եթե ընդունենք, որ չեղմաստիճանը բոլոր բարձրությունների վրա

միևնույնն է (մի բան, որն ընդհանրապես ասած ճիշտ չէ), ապա, ին-
տեգրելով այս հավասարումը, կստանանք.

$$\ln p = -\frac{mg}{kT} x + \ln C, \quad (1.28a)$$

որտեղ C -ն ինտեգրման հաստատունն է:

Այստեղից՝

$$p = Ce^{-\frac{mg}{kT} x}, \quad (1.28p)$$

C հաստատունը որոշվում է այն [պայմանից, որ երբ $x=0$, ճշն-
շումը՝ $p=p_0$: (1.28բ) հավասարման մեջ տեղադրելով x -ի և p -ի այս
արժեքները, կստանանք.

$$C = p_0,$$

Հետևաբար, օդի ճնշման մեզ հետաքրքրող կախումը երկրի մակերևույ-
թից ունեցած բարձրությունից ունի հետևյալ տեսքը.

$$p = p_0 e^{-\frac{mg}{kT} x} \quad (1.29)$$

կամ, հաշվի առնելով, որ $m = \frac{\mu}{N_0}$ (μ -ն մոլեկուլյար կշիռը, այսինքն՝
գրամմոլի մասսան է, N_0 -ն՝ Ավոգադրոյի թիվը) կստանանք

$$p = p_0 e^{-\frac{\mu g}{kT} x}, \quad (1.29a)$$

Բարձրության մեծացման հետ ճնշման նվազման օրենքը սահմանող
(1.29) հավասարումը կոչվում է բարոմետրական հավասարում: Այդ
հավասարումից երևում է, որ գազի ճնշումը, բարձրությունը մեծանա-
լիս, նվազում է էքսպոնենցյալ օրենքով: Այս օրենքը օգտագործում
են երկրից եղած բարձրությունը որոշելու համար՝ սովյալ բարձրության
վրա և ծովի մակերևույթի մոտ ճնշումը չափելու միջոցով (իրարկե,
վերջինս բավական է չափել մեկ անգամ): Լեռնագագաթների, օդանա-
վերի թռիչքի և այլ բարձրություններ չափելու համար ծառայող գոր-
ծիքները հատուկ բարոմետրեր են, որոնց սանդղակը աստիճանաբաշխ-
ված է անմիջականորեն մետրերով: Այդ նպատակների համար, սակայն,
անհրաժեշտ է (1.29) հավասարման մեջ ուղղում մտցնել ջերմաստի-
ճանի համար, որը, ինչպես հայտնի է, իջնում է բարձրության անմանը
գոգընթաց, մինչդեռ բարոմետրական բանաձևը ստացվել է այն ենթա-
դրությամբ, որ ջերմաստիճանը հաստատուն է բոլոր բարձրությու-
ներում:

Օգտվելով (1.29) բարոմետրական բանաձևից, կարելի է նաև որոշել Ֆուլցմանի k հաստատունը, սակայն այս դեպքում ճշտությունը մեծ չի լինում հենց ջերմաստիճանային ուղղման պատճառով:

Քանի որ գազի ճնշումը, ինչպես մենք տեսանք ավելի վաղ, համեմատական է մոլեկուլների n թվին միավոր ծավալում ($p = nkT$), ապա (1.29) բանաձևն արտահայտում է նաև բարձրության մեծացման հետ մոլեկուլների խտության նվազման օրենքը՝

$$n = n_0 e^{-\frac{mgx}{kT}}, \quad (1.30)$$

որտեղ n_0 -ը և n_0 -ն, համապատասխանաբար, ցույց են տալիս մոլեկուլների թիվը միավոր ծավալում երկու այնպիսի կետերում, որոնց միջև բարձրությունների տարբերությունը հավասար է x -ի: Այս բանաձևը նույնպես, ինչպես և (1.29) բանաձևը, ցույց է տալիս, որ Երկրի մըթ-նոլիստը պետք է տարածվի մինչև անվերջություն:

Բարոմետրական (1.29) կամ (1.30) բանաձևի արտածման ժամանակ մենք ենթադրում էինք, որ ծանրության ուժի ք արագացումը հաստատուն է, այսինքն՝ կախված չէ x բարձրությունից: Դրա հիման վրա (1.28) հավասարումը ինտեգրելիս մենք ց-ն դուրս հանեցինք ինտեգրալի նշանի տակից:

Այսպիսի պարզեցումը ընդունելի է x -ի համեմատաբար ոչ մեծ արժեքների համար (տասնյակ կիլոմետրերի սահմաններում):

Մեծ բարձրությունների դեպքում պետք է հաշվի առնել, որ ծանրության ուժի արագացումը նվազում է Երկրի մակերևույթից հեռանալուն զուգընթաց: Իրոք, տիեզերական ձգողության օրենքից հետևում է, որ Երկրի կենտրոնից r հեռավորության վրա ծանրության ուժի արագացումը՝

$$g(r) = \gamma \frac{M}{r^2} = \gamma \frac{M}{(r_0 + x)^2},$$

որտեղ γ -ն գրավիտացիոն հաստատունն է (SI սիստեմում $\gamma = 6,67 \times 10^{-5} \frac{\text{մ}^3}{\text{կգ}^2}$ իսկ CGS սիստեմում $\gamma = 6,67 \cdot 10^{-8} \frac{\text{դին} \cdot \text{սմ}^2}{\text{գ}^2}$): M -ը Երկրի մասսան է, իսկ r_0 -ն՝ Երկրի շառավիղը: Այդ պատճառով (1.28) հավասարումը պետք է արտագրվի հետևյալ տեսքով.

$$\frac{dp}{p} = - \gamma \frac{Mm}{kT} \frac{dx}{(r_0 + x)^2},$$

Ինտեգրումից հետո ստանում ենք.

$$\ln p = \gamma \frac{Mm}{kT} \frac{1}{r_0 + x} + \ln C,$$

կամ

$$p = Ce^{\gamma \frac{Mm}{kT} \frac{1}{r_0 + x}} = Ce^{\gamma \frac{M}{r_0^2} \frac{m}{kT} \frac{r_0^2}{r_0 + x}} = Ce^{\frac{mg}{kT} \frac{r_0^2}{r_0 + x}} \quad (1.30a)$$

Ինտեգրման C հաստատունը որոշվում է այն պայմանից, որ երբ $x = 0$, $p = p_0$:

Տեղադրելով x -ի և p -ի այս արժեքները (1.30)-ի մեջ, ստանում ենք.

$$C = p_0 e^{\frac{mgr_0}{kT}}$$

և վերջնականապես ճնշման կախումը բարձրությունից տնի հետևյալ տեսքը.

$$p = p_0 e^{-\frac{mgr_0}{kT} \left(1 - \frac{r_0}{r_0 + x}\right)}, \quad (1.30p)$$

Ելյա բանաձևից հետևում է առաջին հայացքից արտասովոր այն արգելքը, որ Երկրից նույնիսկ անվերջ հեռավորության վրա, այսինքն՝ երբ $x \rightarrow \infty$, ճնշումը համասար չէ զրոյի.

$$p = p_0 e^{-\frac{mgr_0}{kT}}$$

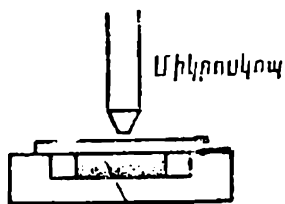
Դա նշանակում է, որ Երկրի (ինչպես և այլ մոլորակների) մթնոլորտը պետք է տարածվեր մինչև անվերջություն, և ոչ մի տեղում գազի ճնշումը զրոյի հավասար չլիներ: Քանի որ դա ֆիզիկապես հնարավոր չէ (մոլեկուլների թիվը վերջավոր է, իսկ տիեզերքի ժապավր անվերջ), ապա անհրաժեշտ է ենթադրել, որ Երկրի մթնոլորտը չի գտնվում հավասարակշռված վիճակում: Վիճակի անհավասարակշռվածությունը կայանում է նրանում, որ մթնոլորտի գազը անընդհատ ցրվում է տիեզերական տարածության մեջ: Դա, սակայն, չհանգեցրեց (և չի հանգեցնի) Երկրի մթնոլորտի կորուստին, որովհետև ոգի միայն անընդան մասն է լքում Երկրի մթնոլորտային թաղանթը: Բայց այդպիսի վիճակը կարող էր հանգեցնել, օրինակ, Լուսնի մթնոլորտի կորուստին, եթե նա երբևէ գոյություն ունեցել է (դրա մասին ավելի մանրամասն տես ստորև):

Պեռեբեի փորձը: (1.30) բանաձևը օգտագործվեց Պեռեբեի կողմից բարոմետրական բանաձևի փորձնական ստուգման և Բուլցմանի հաստատունի (կամ, որ նույնն է, Ավոգադրոյի թվի) որոշման համար:

Պեռեբենը օգտագործեց այն փաստը, որ, ինչպես ցույց տվեցին բրոունյան շարժման հետ կապված նրա փորձերը, կախված վիճակում գտնվող ոչ մեծ մասնիկները կարելի է դիտել որպես իրար հետ փո-

խազդեցություն մեջ չգտնվող շատ մեծ չափերի մոլեկուլներ: Այդ պատճառով կարելի է սպասել, որ բրոունյան տիպի մասնիկները, որոնք կախված են հեղուկում և ենթարկվում են ծանրության ուժի ազդեցությանը, կրաշխվին բոտ բարձրության նույն ձևով: Ինչ որ պզդի մոլեկուլները, այսինքն՝ (1.30) օրինելի համաձայն:

Պերրենը պատրաստեց համարյա միասնասկ չափերի և մոտավորապես գնդաձև մասնիկներ պարունակող էմուլսիա (էմուլսիան կազմված էր երկու շխառնվող հեղուկներից, որոնցից մեկն առաջացնում է մյուսում կախված մասնիկներ): Ցալստեություն շատ փոքր



Նկ. 1.10

խորություն ունեցող ուղղաձիգ դրված մանրադիտակի միջոցով (Նկ. 1.10) դիտվում էր կախված մասնիկների բաշխումը ըստ բարձրության: Դրա համար մանրադիտակը ֆոկուսի էր բերվում տարբեր բարձրությունների վրա գտնվող էմուլսիայի շերտերի վրա: Մանրադիտակի տեսադաշտի մեջ էին ընկնում 0,001 մմ-ից ոչ ավելի խորություն բարձր մասնիկները, և բոլորովին չէին երևում ավելի բարձր կամ ցածր ընկած մասնիկները: Տեսադաշտում գտնվող մասնիկ-

ների թիվը մեծ չէր, այնպես որ կարելի էր հաշվել դրանք: Այդ թիվը, տկներաբար, համեմատական է միավոր ծավալում մասնիկների ռ թվին: Չափումները կատարվում էին բազմաթիվ անգամ, և որոշվում էր շատ չափումների միջինը: Փորձերի մի քանի սերիաներում հաշվված մասնիկների ընդհանուր թիվը հասնում էր շատ հազարների: Այդ չափումները ցույց տվեցին, որ մասնիկների կոնցենտրացիան իսկապես նվազում էր ըստ բարձրության (1.30) բանաձևով արտահայտված էքսպոնենցյալ օրենքով, սակայն հաշվի առնելով նաև մասնիկի կշռի կորուստը ըստ Արքիմեդի օրենքի:

Եթե մասնիկի մասսան հավասար է m -ի, ապա նրա կշիռը՝ Արքիմեդի վերամբարձ ուժի հաշվառումով, հավասար է՝

$$mg \left(1 - \frac{\rho}{\rho_0} \right),$$

որտեղ ρ_0 -ն մասնիկի նյութի խտությունն է, իսկ ρ -ն՝ ալն հեղուկի խտությունը, որի մեջ կախված է մասնիկը: Այդ դեպքում (1.30) բանաձևը ստանում է հետևյալ տեսքը.

$$n = n_0 e^{-\frac{mg \left(1 - \frac{\rho}{\rho_0} \right) x}{kT}} \quad (1.30a)$$

(1.30դ)-ից հետևում է, որ եթե հաշվենք X_1 և X_2 բարձրությունների վրա գտնվող էմուլսիայի շերտերի մանրադիսպերսի տեսողաշտում եղած մասնիկների n_1 և n_2 թիվը, ապա

$$\frac{n_1}{n_2} = e^{-\frac{\pi g \left(1 - \frac{r}{r_0}\right)}{kT}} \quad (1.30դ)$$

հարաբերությունից դժվար է որոշել Բոլցմանի k հաստատունը, չափելով մասնիկի m մասսան և նրա p_0 խտությունը, հեղուկի ρ խտությունը և T ջերմաստիճանը:

Վերջին երկու մեծությունները չափվում են հանրահայտ մեթոդներով: Դժվարություն էին ներկայացնում էմուլսիայի մասնիկների մասսայի և խտության չափումները այդ մասնիկների փոքր (մանրադիսպերսիային) չափերի պատճառով:

Մասնիկների նյութի խտությունը Պերրենը որոշեց չափելով էմուլսիայի մասսան և ծավալը: Դրա համար սկզբում կշռման միջոցով որոշվում էր որոշակի անոթը (պիկնոմետր) լիքը լցնող ջրի մասսան: Այստեղից որոշվում էր պիկնոմետրի ծավալը՝ $\frac{M_0}{\rho_1}$ (ρ_1 -ը ջրի խտությունն է):

Այնուհետև որոշվում էր նույն պիկնոմետրը լիքը լցնող էմուլսիայի (ջրային) M_1 մասսան: Դրանից հետո էմուլսիայով լցված պիկնոմետրը տեղափոխվում էր վառարանի մեջ, որտեղ հեղուկը լրիվ գոլորշիանում էր. պիկնոմետրը նորից կշռվում էր, և արդյունքում որոշվում էր էմուլսիայում եղած մասնիկների M_2 մասսան: Այս չափումներից որոշվում էր ջրի ծավալը էմուլսիայում՝

$$\frac{M_1 - M_2}{\rho_1},$$

էմուլսիայի մասնիկների ծավալը՝

$$\frac{M_0}{\rho_1} - \frac{M_1 - M_2}{\rho_1}$$

և, հետևաբար, մասնիկների նյութի ρ_0 խտությունը.

$$\rho_0 = \frac{M_2 \rho_1}{M_0 - M_1 + M_2},$$

Պերրենը էմուլսիայի մասնիկների (որոնք ինչպես նշվեց, համարյա կանոնավոր գնդեր էին) շառավիղը որոշում էր չափելով նրանց անկման φ արագությունը մազական խողովակի մեջ լցված էմուլսիա-

յում: Հայտնի է, որ η մածուցիկությունն ունեցող հեղուկի մեջ ν արագությունը շարժվող 2 շառավղով գնդի վրա ազդում է շփման ուժ՝

$$F = 6\pi\eta a \nu$$

Եթե գնդի անկումը կատարվում է սևիական կշռի ազդեցության տակ, ապա գնդի վրա ազդող ուժը հավասար կլինի՝

$$\frac{4}{3} \pi a^3 \rho_0 g \left(1 - \frac{\rho}{\rho_0} \right)$$

(ρ_0 -ն գնդի նյութի խտությունն է, ρ -ն՝ հեղուկի խտությունը): Այս երկու հակառակ ուղղված ուժերի ազդեցության տակ կառաջանա գնդի շարժման արագության ν հաստատուն արագություն, որ

$$6\pi\eta a \nu = \frac{4}{3} \pi a^3 \rho_0 g \left(1 - \frac{\rho}{\rho_0} \right),$$

Որտեղից՝

$$a = \sqrt{\frac{9\eta\nu}{2\rho_0 g \left(1 - \frac{\rho}{\rho_0} \right)}}$$

և համապատասխանաբար մասնիկի մասսան՝

$$m = \frac{4}{3} \pi a^3 \rho_0,$$

Այսպիսով, (1.30դ)-ի մեջ մտնող բոլոր մեծությունները ենթակա են չափվելու:

(1.30դ) բանաձևի լոգարիթմումից հետո Բուլցմանի k հաստատունի հաշվման համար բանաձևը ստանում է հետևյալ տեսքը.

$$k = \frac{m \left(1 - \frac{\rho}{\rho_0} \right) g (x_2 - x_1)}{T \ln \frac{n_1}{n_2}},$$

k -ի համար Պերենի փորձերից ստացված արժեքը որոշ չափով փոքր է այժմ ընդունված արժեքից: Ավելի ուշ, այլ հետազոտողների կողմից նույն եղանակով ստացվել է k -ի ավելի ճիշտ արժեքը:

§ 8. Բուլցմանի օրենքը

Վերևում ստացված բարոմետրական բանաձևը վերաբերվում է այն դեպքին, երբ գազը գտնվում է ծանրության ուժի ազդեցության տակ:

$n = n_0 e^{-\frac{mgx}{kT}}$ բանաձևում mgx մեծությունը մոլեկուլի պոտենցիալ էներգիան է x բարձրության վրա: Այդ պատճառով կարելի է ասել, որ

(1.30) բանաձևը տալիս է $U = mgx$ էներգիա ունեցող մասնիկների n թիվը, եթե գրույի հավասար էներգիա ունեցող մասնիկների թիվը հավասար է n_0 (x -ը հաշվվում է գրույից սկսած): Ոչ մի հիմք չկա ենթադրելու, թե գազի վարքը էապես կրիտիկ, եթե ծանրություն ունի փոխարեն նրա վրա ազդի որևէ այլ ուժ, և էներգիայի արտահայտությունը ունենա այլ անսխալ: Եթե գազը գտնվում է մի որևէ ուժային դաշտում, աչնպես որ նրա մասնիկները օժտված են որևէ պոտենցիալ էներգիայով, ապա տրված U էներգիան ունեցող մասնիկների թիվը որոշվում է հետևյալ բանաձևով՝

$$n = n_0 e^{-\frac{U}{kT}} \quad (1.31)$$

(1.31) բանաձևը կոչվում է Բոլցմանի բանաձև: Նա թույլ է տալիս որոշել, թե ջերմային հավասարակշռության պայմաններում U էներգիա ունեցող մասնիկները բոլոր մասնիկների որ մասն են կազմում:

$$\frac{n}{n_0} = e^{-\frac{U}{kT}},$$

(1.31) բանաձևից երևում է, որ տվյալ U էներգիա ունեցող մասնիկների $\frac{n}{n_0}$ մասը, բացի այդ էներգիայի մեծությունից, կախված է միայն ջերմաստիճանից: Այս բանը թույլ է տալիս ջերմաստիճանը մեկնաբանել մասամբ այլ կերպ, այն է՝ որպես մի մեծություն, որից կախված է մասնիկների բաշխումն ըստ էներգիաների:

Տվյալ ջերմաստիճանում այս կամ այն U էներգիայով օժտված մոլեկուլների $\frac{n}{n_0}$ մասը, կախված է U -ի արժեքից և արագորեն նվազում է U -ի աճի հետ: Դա նշանակում է, որ շատ մեծ էներգիա ունեցող մոլեկուլների թիվը միշտ շատ փոքր է: Եվ ինչքան ավելի ցածր է ջերմաստիճանը, այնքան ավելի արագ է նվազում $\frac{n}{n_0}$ -ն U -ի աճին զուգընթաց:

§ 9. Մոլեկուլների բաշխումը ըստ արագությունների

Իդեալական գազերի կինետիկ տեսության հիմնական հավասարումների մեջ, ինչպես մենք գիտենք, մտնում է մոլեկուլների միջին կինետիկ էներգիան, որն իր հերթին որոշվում է միջին քառակուսային արագությամբ: Միջին քառակուսային արագության իմաստը, ակներևաբար, հետևյալն է. դա այն արագությունն է, որով պետք է օժտված լինեին բոլոր մոլեկուլները (եթե նրանց արագությունների մեծությունները լինեին հավասար, իսկ ուղղությունները՝ միատեսակ հավանական), որպեսզի գազի ճնշումը լիներ այն, ինչ է իրականում: Սակայն իրա-

կանում մոլեկուլների արագությունները միատեսակ չեն, և մենք դա նույնիսկ նկատի առանք հիմնական հավասարումն արտածելիս: Այդ բանը ցույց են տալիս նաև փորձնական փաստերը: Այսպես, օրինակ, Շտեբնի փորձերում, որտեղ չափվում էր մոլեկուլների արագությունը, շեղված շերտը ստացվում էր ոչ թե խիստ եզրագծված, այլ ցրված այն պատճառով, որ տարբեր արագություններ ունեցող մոլեկուլներն լսկնում էին թիրախի տարբեր սեղերում: Դրա մասին է վկայում նաև նախորդ պարագրաֆում քննարկված՝ ծանրության ուժի դաշտում մոլեկուլների՝ ըստ բարձրության բաշխման օրենքը (բարոմետրական հավասարում): Եթե բոլոր մոլեկուլներն ունենային միատեսակ արագություններ, ապա բաշխումը բոլորովին այլ կլիներ: Իրոք պատկերացնենք, թե երկրի մակերևույթի մոտ գտնվող բոլոր մոլեկուլներն ունեն միատեսակ արագություն, որի սեղաձիգ բաղադրիչը հավասար է U_0 -ի: Այդ մոլեկուլները կբարձրանային մինչև մի X բարձրություն, որը որոշվում է հետևյալ պայմանից՝

$$\frac{mv_0^2}{2} = m \cdot X,$$

այսինքն՝ մինչև

$$X = \frac{v_0^2}{2g}$$

բարձրությունը, որից հետո նրանք կվերադառնային գեպի Երկիրը իրենց նախկին կինետիկ էներգիայով, այսինքն՝ կպահանջեն իրենց ճիշտ այնպես, ինչպես գեպի վեր նետված մարմինը: Այդպիսի պայմաններում մթնոլորտը կունենար X բարձրության վրա խիստ եզրագծված սահման, որից դուրս մթնոլորտ չէր լինի: Իսկ փորձը ցույց է տալիս, որ մթնոլորտը խիստ սահման չունի, նրա խտությունը նվազում է բարձրության հետ բարոմետրական բանաձևին համապատասխան և փաստորեն տարածվում է անվերջ (տես ստորև): Այսպիսով, բոլոր մոլեկուլների արագությունների հավասարության ենթադրությունը հակասում է փորձին:

Մոլեկուլների անկանոն շարժումների և փոխադարձ բախումների շնորհիվ գազի մոլեկուլները ինչ-որ ձևով բաշխվում են ըստ արագությունների այնպես, որ նրանց մեջ կան ինչպիսի շատ արագ, այնպես էլ շատ դանդաղ մոլեկուլներ: Ձևաված մոլեկուլյար շարժումների լրիվ քառասալմության, չնայած մոլեկուլների բախումների և նրանց հետևանքով առաջացող արագությունների փոփոխությունների պատահական բնույթին, պարզվում է, որ մոլեկուլների բաշխումն ըստ արագությունների, ինչպես ցույց են տալիս տեսությունը և փորձը, ոչ թե պատահ-

հայտն, կամայախոն է. ալ լիովին սրտշակի: Բաշխման լնույթի վրա չեն ազդում ոչ մոլեկուլների միջև տեղի ունեցող բախումները, ոչ էլ նույնիսկ արտաքին գաշտերը: Պարզվում է, որ այդ բաշխումը միարժեք է և միակ հնարավորը: Եվ դա ոչ միայն չի հակասում մոլեկուլյար շարժումների քաոսայնություն, մասին եղած պատկերացմանը, ալ հենց նրանով էլ պայմանավորված է:

Նախքան ըստ արագությունների մոլեկուլների բաշխման օրենքի տրտածմանն անցնելը, պարզենք բաշխման վերաբերյալ խնդրի էությունը: Որոշել մոլեկուլների բաշխումն ըստ արագությունների, թվում է, թե նշանակում է որոշել այս կամ այն տվյալ արագությունն ունեցող մոլեկուլների թիվը: Սակայն այսպիսի հարցադրումն իմաստ չունի, քանի որ ճիշտ (մաթեմատիկորեն ճիշտ) տրված արագությունն ունեցող մոլեկուլների հավանական թիվը հավասար է զրոյի: Զե՞ որ արագության տարբեր արժեքների թիվն անվերջ մեծ է, իսկ մոլեկուլների թիվը՝ վերջավոր: Այդ պատճառով արագության կամայական տրված չափաբանչուր արժեքին ընկնող մոլեկուլների թիվը հավասար է զրոյի: Ուստի հարցը պետք է ձևակերպվի հետևյալ կերպ. քանի՞ մոլեկուլ, կամ մոլեկուլների ռ՞ո մասն ունի տրված արագությանը մոտիկ, մի որոշ միջակայքում ընկած արագություն: Հենց այսպես են միշտ զրույում վիճակագրական խնդիրները: Եթե, օրինակ, պահանջվում է գտնել երկրի բնակչության բաշխումը ըստ տարիքի, ապա դա չի նշանակում, թե պետք է գտնել այս կամ այն ճիշտ տրված (մաթեմատիկորեն ճիշտ) տարիքն ունեցող մարդկանց թիվը: Այսպիսի հարցն իմաստ չունի, քանի որ տարիքի տարբեր արժեքների թիվն անվերջ մեծ է, իսկ մարդկանց թիվը՝ վերջավոր: Կարելի է միայն որոշել այն մարդկանց հավանական թիվը, որոնց տարիքն ընկած է արժեքների որոշակի միջակայքում: Երբ ամենօրյա խոսակցության ժամանակ ասում ենք, թե այսինչ մարդը 18 տարեկան է, ապա մենք դրանով չենք ուզում ուսել, թե նրա տարիքը ճիշտ 18 տարի, 0 օր, 0 րոպե, 0 վայրկյան է: Մեր ասածը նշանակում է միայն, որ նրա տարիքն ընկած է 18 և 19 տարիների միջև ընկած միջակայքում: Ծիշտ այդպես էլ, օրինակ, երբ լուսավորության մինիստրությունը ուսումնական տարում դպրոցների աշխատանքը պլանավորելիս հետաքրքրվում է դպրոց ընդունվող ընթացիկ տարեկան երեխաների թվով, ապա նա հետաքրքրվում է ոչ թե այն երեխաներով, որոնց 7 տարին լրանում է ճիշտ սեպտեմբերի 1-ին տոմարի ժամը 8-ին, ալ նրան հետաքրքրում է այն երեխաների թիվը, որոնց տարիքը գտնվում է 7-ի և 8-ի միջև:

Բաշխման ֆունկցիա: Ուսումնասիրելով մասնիկների բաշխումն ըստ արագությունների, մենք փնտրելու ենք այն մասնիկների թիվը, որոնց արագությունները (կամ որոնց արագությունների բաղադրիչները

բը) ընկած են արագություն (կամ_ նրանց բաղադրիչների) արժեքների որոշակի միջակայքում:

Այնհայտ է, որ միավոր ծավալում այն մասնիկների ծն թիվը, որոնց արագություններն ընկած են մի որոշ c , $c + dc$ միջակայքում, այնքան ավելի մեծ է, որքան մեծ է միջակայքը, այսինքն՝

$$dn \sim dc$$

կամ

$$dn = adc, \quad (1.32)$$

որտեղ a -ն համեմատականության գործակիցն է:

Պարզ է նաև, որ dn -ը կախում ունի նաև հենց արագությունից, որովհետև մեծությունը միատեսակ միջակայքերում, բայց արագության տարբեր բացարձակ արժեքների դեպքում, մասնիկների թիվը տարբեր կլինի, ինչպես, օրինակ, միատեսակ չէ մարդկանց թիվը 99-ից մինչև 100 և 30-ից մինչև 31 տարիքների միջակայքում, չնայած երկու դեպքում էլ միջակայքերի չափերը նույնն են: Դա նշանակում է, որ (1.32) բանաձևում համեմատականության գործակիցը պետք է արագության ֆունկցիա լինի:

$$a = f(c),$$

Վերջապես, dn թիվը համեմատական պետք է լինի նաև միավոր ծավալում եղած մասնիկների n թվին: Այդ պատճառով dn մեծության բանաձևը պետք է ունենա հետևյալ տեսքը.

$$dn = nf(c) dc:$$

Այս բանաձևը սովորաբար գրում են հետևյալ տեսքով.

$$\frac{dn}{n} = f(c) dc, \quad (1.33)$$

Այս բանաձևում $\frac{dn}{n}$ մեծությունը ցույց է տալիս, թե մասնիկների ընդհանուր թվի որ մասն են կազմում այն մասնիկները, որոնց արագություններն ընկած են c և $c + dc$ միջակայքում:

$f(c)$ ֆունկցիան կոչվում է բաշխման ֆունկցիա: Մեր խնդիրն էլ հենց այդ ֆունկցիայի տեսքը գտնելն է: Բաշխման ֆունկցիայի իմաստը պարզ է (1.33) բանաձևից: Իրոք.

$$f(c) = \frac{dn}{n},$$

երբ $dc = 1$:

Դա նշանակում է, որ $f(c)$ -ն թվապես հավասար է մասնիկների այն մասին, որոնց արագությունները գտնվում են c արագությանը մոտիկ միավոր միջակայքում:

Ինչպես արդեն նշեցինք, ավելի վաղ ստացված բարոմետրական բանաձևն իր տեսքով պարտական է այն բանին, որ մոլեկուլների արագությունները միատեսակ չեն, այլ որոշակի կերպով բաշխված են ըստ արագությունների: Այդ բաշխման բնույթը հենց կախում ունի (c) ֆունկցիայի տեսքից: Օգտվելով արդեն հայտնի բարոմետրական բանաձևից, որոշենք բաշխման ֆունկցիայի տեսքը, որը հանգում է մոլեկուլների խտության կախմանը՝ բարձրությունից.

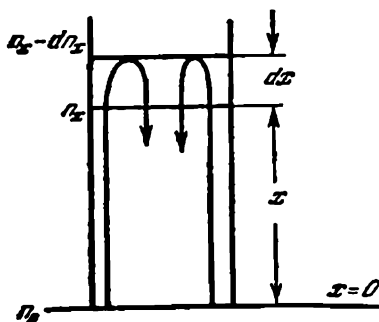
$$n = n_0 e^{-\frac{mg}{kT} x},$$

Նշենք, որ բաշխման ֆունկցիան կարող է գտնվել նաև այլ ճանապարհներով: Մաքսվելը ստացել է այն (1859 թ.) ելնելով հավանականության տեսության վրա հիմնված նկատառումներից: Բոլցմանը (1877 թ.) արտածել է այդ ֆունկցիան քննարկելով գազային մոլեկուլների բախումները, որոնց շնորհիվ և տեղի է ունենում բաշխումը: Ուրպես այդ բանաձևի հետևանք կարող է ստացվել նաև բարոմետրական բանաձևը: Իսկ մենք հաշվարկի պարզության համար կօգտվենք արդեն արտածված բարոմետրական բանաձևից՝ բաշխման օրենքը գտնելու համար:

Պատկերացնենք գազով լցված մի փակ անոթ, որը տեղավորված է անօդ տարածության մեջ: Անոթի մեջ մոլեկուլները ունեն մեղ հետաքրքրող բաշխումն ըստ արագությունների: Եթե ժամանակի որևէ պահին անոթը կտրենք, ապա գազը կտարածվի բոլոր ուղղություններով, մասնավորապես նաև դեպի վեր, հաղթահարելով ծանրության ուժը: Ծանրության ուժի առկայությունը հենց կօգնի մեզ որոշելու այն բաշխումը, որ կար անոթում նախքան այն կտրելը:

Նախ գտնենք մոլեկուլների բաշխումը ըստ արագության բաղադրիչների, որոնք ուղղված են x -երի առանցքի երկայնքով դեպի վեր:

Այսպիսով, վերցնենք 1 սմ² հիմքով գազի սլուն և նրա մեջ, x բարձրության վրա անջատենք dx հաստությամբ շերտ (նկ. 1.11): Եթե մոլեկուլների խտությունը այդ սլան ներքևի հիմքում, այսինքն՝ $x = 0$ բարձրության վրա, հավասար է n_0 , ապա x բարձրության վրա նա հավասար կլինի.



Նկ. 1.11

$$n_x = n_0 e^{-\frac{mg}{kT} x},$$

իսկ $x + dx$ բարձրության վրա խտությունը (միավոր ծավալում մոլեկուլներ թիվը) պակաս է հետևյալ մեծությամբ.

$$dn_x = - \frac{n_0 g}{kT} n_0 e^{-\frac{mg}{kT} x} dx : \quad (1.34)$$

Ինչո՞ւ է պայմանավորված մոլեկուլների խտության այդ նվազումը ըստ բարձրության: Ինչպես արդեն նշվել է, եթե բոլոր մոլեկուլներն ուղղաձիգ ուղղությամբ ունենային միատեսակ u_0 արագություն, ապա բոլորն էլ կբարձրանային $x = \frac{u_0^2}{2g}$ բարձրության վրա:

Խտության dn_x նվազումը, կախված x բարձրությունից, ըստ (1.34) բանաձևի պայմանավորված է նրանով, որ որոշակի թվով մոլեկուլներ այնպիսի սկզբնական արագություններ ունեն, որոնք բավական են x բարձրության հասնելու համար, բայց բավական չեն մինչև $x + dx$ բարձրությանը հասնելու համար: Միավոր ժամանակում x բարձրությանը հասնող մոլեկուլների, այսինքն՝ dx շերտի ստորին հիմքով անցնող մոլեկուլների թիվը հավասար է.

$$n_x u ,$$

որտեղ $\bar{u}$ -ն մոլեկուլների արագության բաղադրիչի միջին արժեքն է ըստ x առանցքի. (հիշենք, որ զադի սլան հիմքի մակերեսը 1 սմ^2 է): Այդ մոլեկուլները x առանցքի ուղղությամբ պետք է ունենան սկզբնական արագության բաղադրիչ՝

$$u_0 = \sqrt{2gx} \quad (1.35)$$

այնպես, որ

$$\frac{mu_0^2}{2} = mgx ,$$

Միավոր ժամանակում շերտի վերին հիմքին հասնող մոլեկուլների թիվը, ակներևաբար, հավասար է,

$$(n_x - dn_x) \bar{u} ,$$

Այդ մոլեկուլները պետք է ունենան սկզբնական արագության այնպիսի $u_0 + du_0$ բաղադրիչ, որ բավարարեն հետևյալ պայմանին.

$$\frac{m(u_0 + du_0)^2}{2} = mg(x + dx)$$

կամ, արհամարհելով $(du_0)^2$ երկրորդ կարգի անվերջ փոքրը՝

$$u_0 du_0 = g dx , \quad (1.36)$$

Այսպիսով, մոլեկուլների այն dN թիվը, որոնց բարձրացման մեծությունը միավոր ժամանակում ընկած է x -ի և $x + dx$ -ի միջև հավասար է.

$$dN = n_x \bar{u} - (n_x - dn_x) \bar{u} = u dn_x,$$

Համաձայն (1.34) բանաձևի կարելի է գրել.

$$dN = n_0 \frac{mg}{kT} \bar{u} e^{-\frac{mgx}{kT}} dx, \quad (1.37)$$

Այսպիսով, եթե գազը գտնվում է հավասարակշռության մեջ, ապա միավոր ժամանակում հենց այդ dN թիվով մոլեկուլները պետք է հեռանան սլան հիմքից ($x=0$): Այդ մոլեկուլների՝ x առանցքի ուղղությամբ ունեցած սկզբնական արագությունների բաղադրիչները այդ բարձրության վրա պետք է գտնվեն u_0 և $u_0 + du_0$ սահմանների միջև. որոնք որոշվում են համապատասխանաբար (1.35) և (1.36) արտահայտություններից:

Այն մոլեկուլների թիվը, որոնք հեռանում են $x=0$ բարձրության վրա գտնվող սլան հիմքից այնպիսի արագությամբ, որի բաղադրիչը x առանցքի ուղղությամբ հավասար է u_0 -ի՝ du_0 միջակայքում, առաջվա նման հավասար է $u_0 dn_0 = dN^1$, որտեղ dn_0 -ն միավոր ծավալում եղած այն մոլեկուլների թիվն է, որոնց արագության բաղադրիչը ընկած է u_0 -ից մինչև $u_0 + du_0$ սահմաններում: Այդպիսի մոլեկուլների թիվը կգտնենք (1.33) հավասարման նմանողությամբ՝

$$dn_0 = n_0 f_1(u_0) du_0,$$

որտեղ $f_1(u_0)$ -ն մոլեկուլների բաշխման ֆունկցիան է ըստ արագությունների x առանցքի ուղղության բաղադրիչների: Այդ ֆունկցիան չի կարելի շփոթել որոնելի $f(c)$ ֆունկցիայի հետ (տես ստորև): Հետևաբար.

$$dN = n_0 u_0 f_1(u_0) du_0, \quad (1.38)$$

Համեմատելով (1.37) և (1.38) բանաձևերը, կստանանք՝

$$n_0 u_0 f_1(u_0) du_0 = n_0 \frac{m\bar{u}}{kT} e^{-\frac{mgx}{kT}} g dx$$

կամ փոխարինելով gx -ը և gdx -ը իրենց արժեքներով (1.35) և (1.36)

$$1) \frac{u_0 + u_0 + du_0}{2} = u_0 + \frac{du_0}{2} \text{ միջին արագության փոխարեն մենք վերցրել ենք}$$

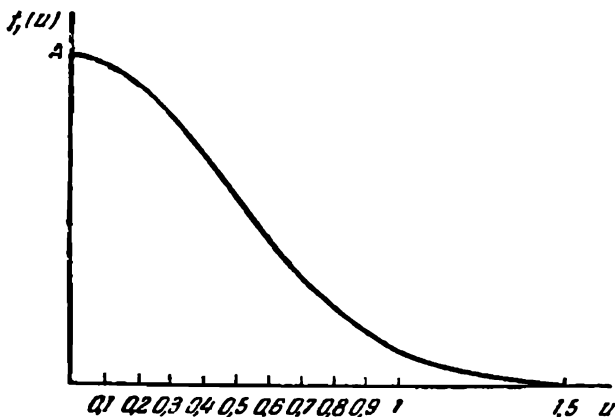
u_0 արագությունը, անտեսելով $\frac{du_0}{2} dn_0$ երկրորդ կարգի անվերջ փոքր մեծությունը,

բանձներից և $\frac{m\bar{u}}{kT}$ -ն նշանակելով A -ով, կրճատումներից հետո կստանանք.

$$f_1(u_0) = Ae^{-\frac{mu_0^2}{2kT}}, \quad (1.39)$$

Այսպիսին է մոլեկուլների բաշխման ֆունկցիան $x=0$ բարձրության վրա բայց x առանցքի ուղղությամբ ունեցած նրանց արագությունների բաղադրիչներին:

Վերը բերված դատողությունները չեն կարող, իհարկե, կախում ունենալ x մակարդակի ընտրությունից, որը բոլորովին կամայական է: Այդ պատճառով (1.39) բաշխման ֆունկցիան պետք է վերաբերվի ցանկացած մոլեկուլներին, և ոչ թե միայն այն մոլեկուլներին, որոնց արագությունները նշանակված է u_0 -ով: Նշանակում է, այդ ֆունկցիան ընդհանուր բնույթ է կրում: Չպետք է մտածել նաև, որ բաշխման ֆունկցիան որևէ ձևով կապված է ծանրության ուժի ազդեցության հետ: Դա արդեն հետևում է այն բանից, որ բաշխման ֆունկցիան բոլորովին չի պարունակում ծանրության դաշտը ընտրողով ց մեծությունը: Ծանրության ուժի դերը լոկ այն է, որ նա թույլ է տալիս հալտնադրել մոլեկուլների բաշխումը ըստ արագությունների:



Նկ. 1.12

Դանի որ u_0 -ն կարող է ունենալ ցանկացած արժեք, 0 ինդեքսը կարող ենք բաց թողնել և (1.39) հավասարումն արտադրել հետևյալ տեսքով.

$$f_1(u) = Ae^{-\frac{mu^2}{2kT}}, \quad (1.40)$$

$f_1(u)$ ֆունկցիայի տեսքը հարաբերական միավորներով ներկայացված է նկ. 1.12-ի վրա: Այդ ֆունկցիան ստանում է Δ արժեքը, երբ $u=0$ (1.40); երբ $u \rightarrow \infty$, $f_1(u)$ ֆունկցիան դառնում է զրո, ինչպես և պետք էր սպասել:

Բաժխումը ըստ արագությունների բաղադրիչների և բաժխումը ըստ արագությունների: (1.40) ֆունկցիան ղեռ բաշխման $f(c)$ որոնելի ֆունկցիան չէ, որ մտնում էր (1.33) հավասարման մեջ, որովհետև $f(c)$ ֆունկցիան բնութագրում է մոլեկուլների բաշխումն ըստ արագությունների անկախ նրանց ուղղություններից, մինչդեռ $f_1(u)$ ֆունկցիան որոշում է բաշխումն ըստ արագությունների տվյալ ուղղությամբ (X առանցքի ուղղությամբ): Օրինակ, $f(c)$ ֆունկցիան պետք է զրո դառնա, երբ $c=0$, որովհետև զրոյից տարբեր ջերմաստիճանում անշարժ մոլեկուլներ չկան:

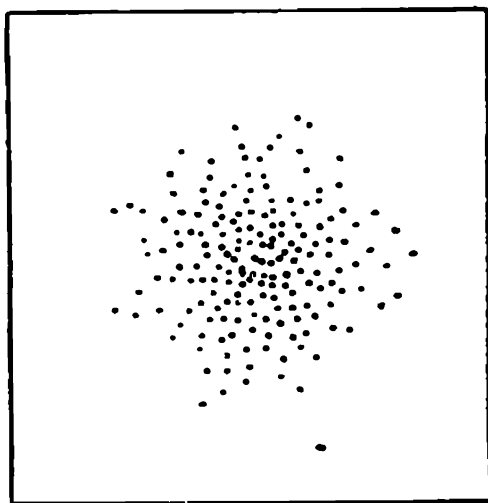
Իսկ $f_1(u)$ ֆունկցիան $u=0$ արժեքի դեպքում զրո չի դառնում, որովհետև միշտ գոյություն ունի մոլեկուլների որոշակի մաս, որը տվյալ մոմենտում շարժվում է X առանցքին ուղղահայաց հարթության մեջ: Այդպիսի մոլեկուլների արագության բաղադրիչը X առանցքի ուղղությամբ հավասար է զրոյի ($u=0$), իսկ մյուս առանցքների ուղղությամբ արագության բաղադրիչները հավասար չեն զրոյի: Ջրոյից տարբեր է նաև C լրիվ արագությունը:

Ավելի լավ հասկանալու համար ըստ արագությունների և ըստ արագությունների բաղադրիչների բաշխման միջև եղած տարբերությունը, քննարկենք համամասնությունը մի այլ պրոցեսի հետ, որի մեջ, ինչպես և մոլեկուլների բաշխման մեջ, գլխավոր դերը խաղում են պատահականության օրենքները:

Պատկերացնենք, թե կատարվում է հրաձգություն մի թիրախի վրա, որի նպատակակետը նրա կենտրոնն է: Ինչքան էլ փորձված լինի հրաձիգը և կատարյալ լինի գնդը, գնդակները բոլորովին էլ չեն ընկնի ճիշտ նպատակի վրա, այլ կդասավորվեն նրա մոտ տարբեր հեռավորությունների վրա (նկ. 1.13): Դա բացատրվում է տարբեր գործոններով, որոնք չի կարելի հաշվի առնել, այն է՝ փամփուշտների լիցքերի, քամու ազդեցության և այլ ֆակտորների ոչ միատեսակությունը (գազի դեպքում այդպիսի պատահական գործոնների դերը խաղում են մոլեկուլների միջև տեղի ունեցող բախումները, որոնց մասին կխոսվի

ստորև): Պարզվում է, որ բավականաչափ մեծ թվով կրակոցների դեպքում պնդակների բաշխումը նպատակակետի շուրջը, այսինքն՝ բաշխումը ըստ այդ կետից ունեցած հեռավորությունների, ենթադրվում է միանգամայն որոշակի օրենքի: Իժմար չէ պարզել այդ օրենքի բնույթը: Նկ. 1.13-ի վրա պատկերված է դիպչումների բաշխումը նպատակակետի շուրջը: Այդ բաշխումը կարելի է պնաստակ երկու ձևով:

Կարելի է թիրախի ամբողջ մակերեսը բաժանել օղակալին շերտերի (նկ. 1.14), ինչպես այդ արվում է հրաձգություն մրցումներում՝ տանելով իրարից Δr համասար հեռավորությունների վրա մի շարք շրջանագծեր և որոշելով դիպչումների Δn թիվը յուրաքանչյուր շերտում,



Նկ. 1.13

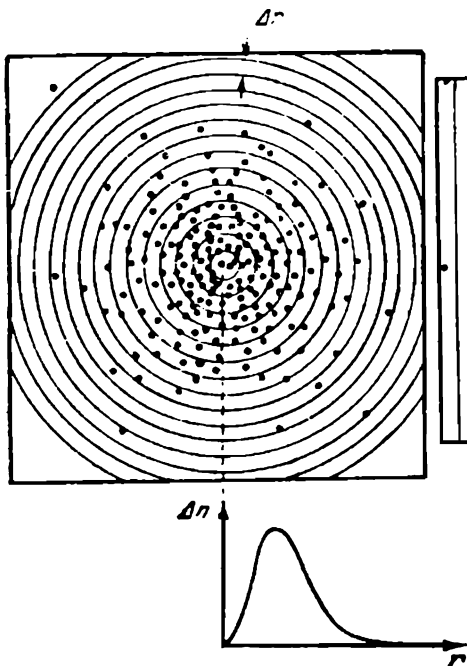
այսինքն՝ նպատակակետից սվյալ r հեռավորության վրա, r -ից մինչև $r + \Delta r$ միջակայքում: Այդ դեպքում կենտրոնական շրջանի մեջ, եթե նա բավականաչափ փոքր է, դիպչումների թիվը մոտ կլինի զրոյի, որովհետև հնարավոր չէ դիպչենել բավականաչափ փոքր շրջանի մեջ: Օղակալին շերտի կենտրոնից r ունեցած հեռավորության r մեծացման հետ՝ նրա մեջ դիպչումների թիվը սկզբում աճում է, հասնում մի որոշ մաքսիմումի, որից հետո սկսում է նվազել

և նշանակետից բավականաչափ հեռանալիս համասար է դառնում զրոյի (տես կորը Նկ. 1.14-ի վրա):

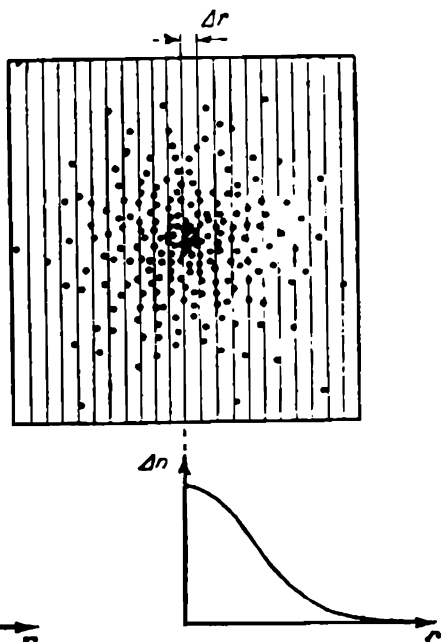
Կարելի է վարվել նաև այլ կերպ: Թիրախի մակերեսը բաժանենք շերտերի. տանելով զուգահեռ ուղիղներ, որոնք հեռացված են միմյանցից միևնույն Δr հեռավորությամբ (նկ. 1.15): Եթե ալժմ որոշենք յուրաքանչյուր շերտին ընկնող դիպչումների Δn թիվը, ապա, ինչպես հեշա է տեսնել նկարի վրա, դուրս կգա, որ այդ թիվը մոնոտոն կերպով նվազում է կենտրոնական շերտից հեռանալուն զուգընթաց՝ ձգտե-

լով զրոյի նպատակակետից բախականաչափ մեծ հեռավորութեան վրա, դա երևում է նկ. 1.15-ի կտրի վրա, որը նման է նկ. 1.12-ի կտրին:

Բաշխման նկարագրման առաջին եղանակը համապատասխանում է $f(r)$ ֆունկցիայի սահմանմանը, իսկ երկրորդը՝ $f_1(u)$ բաշխմանը՝ ըստ արագութեանների բաղադրիչների:



Նկ. 1.14



Նկ. 1.15

Բացիումը ըստ արագութիւնների բաղադրիչների: Այժմ վերադառնանք $f_1(u)$ ֆունկցիայի (1.10) բանաձևին: Այդ ֆունկցիան իմանալով թույլ է տալիս պատասխանելու այն հարցին, թե միավոր ծավալում եղած մոլեկուլների որ մասի արագութիւնների բաղադրիչները ունենալու առանցքի (օրինակ, x) ուղղութեամբ ընկած են u -ից մինչև $u + du$ սահմաններում:

$$\frac{dn_u}{n} = A e^{-\frac{mu^2}{2kT}} du, \quad (1.41a)$$

Այս մեծութիւնը կախում չունի այն բանից, թե ինչպիսին են մոլեկուլների արագութեան բաղադրիչները Y և Z առանցքների ուղղութեամբ. նրանք կարող են ցանկացած արժեքն ունենալ — ∞ -ից մինչև $+\infty$:

(1.41ա) արտահայտություն տեսքը չի կարող կախում տենենայնակ առանցքի ընտրությունից (ներառյալ անվանումից)։ Այդ պատճառով մոլեկուլների այն մասերի համար, որոնք օժտված են արագության ըստ մյուս առանցքների ուղղված բաղադրիչներով, տվյալ սահմաններում համապատասխան արտահայտությունները պետք է ունենան նույն տեսքը.

$$\frac{dn_v}{n} = A e^{-\frac{mv^2}{2kT}} dv, \quad (1.41բ)$$

$$\frac{dn_w}{n} = A e^{-\frac{m\omega^2}{2kT}} d\omega, \quad (1.41գ)$$

Այստեղ v -ն և ω -ն մոլեկուլների արագության բաղադրիչներն են համապատասխանաբար Y և Z առանցքների ուղղությամբ։

Գտնենք (1.41) արտահայտությունների մեջ մտնող A հաստատունի արժեքը։ Դրա համար նրանցից մեկը, օրինակ, (1.41ա)-ն արտագրենք հետևյալ տեսքով.

$$dn_u = n A e^{-\frac{mu^2}{2kT}} du;$$

dn_u -ն միավոր ծավալում եղած այն մոլեկուլների թիվն է, որոնց արագության բաղադրիչները առանցքի ուղղությամբ ընկած են u -ից մինչև $u + du$ սահմաններում։ Եթե այդ արտահայտությունը գումարենք u -ի բոլոր հնարավոր արժեքների համար — ∞ -ից մինչև $+\infty$, կստանանք մոլեկուլների թիվը 1 սմ³-ում, այսինքն՝ n , որովհետև յուրաքանչյուր մոլեկուլ ունի արագության մի ինչ-որ բաղադրիչ առանցքի ուղղությամբ (նա կարող է նաև հավասար լինել զրոյի)¹։

1) Մոլեկուլների հնարավոր արագությունները, իհարկե, չեն տարածվում — ∞ -ից մինչև $+\infty$ ։ Մոլեկուլների արագության բնական սահմանը լույսի արագությունն է (3.10¹⁰ սմ/վրկ)։ Իսկ զործնականորեն դեռ զգալիորեն շատ ավելի փոքր արագությունների գեպըում առաջ են գալիս նոր երևույթներ (օրինակ, մոլեկուլների ճեղքում)։ Ըստ արագությունների բաշխման հարցը ինքնին կորցնում է իր որոշակիությունը։

Այդ պատճառով կարող է թվալ, որ $e^{-\frac{mu^2}{2kT}}$ ֆունկցիայի ինտեգրումը — ∞ -ից մինչև $+\infty$ սահմաններում սխալ է։

Իրականում ինտեգրման հենց այդ սահմանների ընդունումն է, որ չի հանգեցնում սխալի։ Դա բացատրվում է նրանով, որ $e^{-\frac{mu^2}{2kT}}$ ֆունկցիան շատ արագ է նվազում և արագության մեծացման հետ։ Օրինակ, արդեն u -ը համեմատաբար

$\frac{mu^2}{2kT} \approx 5$, այդ ֆունկցիայի արժեքը 1 % է կազմում և — 0-ի գեպըում նրա ունեցած արժեքի (որը հավասար է մեկի)։

$$\int_{-\infty}^{\infty} dn_u = \int_{-\infty}^{+\infty} n A e^{-\frac{mu^2}{2kT}} du = n A \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{mu^2}{2kT}} du = n,$$

Որտեղից.

$$A = \left(\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{mu^2}{2kT}} du \right)^{-1}, \quad (1.42)$$

Այս ինտեգրալի հաշվման համար մտցնենք նոր փոփոխական՝
 $x^2 = \frac{mu^2}{2kT},$

Այդ դեպքում

$$u = \sqrt{\frac{2kT}{m}} x \quad \text{և} \quad du = \sqrt{\frac{2kT}{m}} dx,$$

Այստեղից՝

$$\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{mu^2}{2kT}} du = \sqrt{\frac{2kT}{m}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-x^2} dx,$$

Հայտնի է, որ

$$\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-x^2} dx = \sqrt{\pi},$$

հետևաբար

$$\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{mu^2}{2kT}} du = \sqrt{\frac{2\pi kT}{m}}$$

և մեզ հետաքրքրող A հաստատունը, որը մտնում է (1.42) հավասարման մեջ, հավասար կլինի.

$$A = \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (1.43)$$

Հետևաբար dn_u -ի արտահայտությունը ալժամ կստանա հետևյալ տեսքը.

$$dn_u = n \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{mu^2}{2kT}} du, \quad (1.44)$$

Այս կախման գրաֆիկը ունի նկ. 1.12-ում պատկերված տեսքը:

Այժմ որոշենք 1 սմ³-ում եղած ալն մոլեկուլների թիվը, որոնց արագությունների բաղադրիչները երեք կոորդինատային առանցքների ուղղությամբ ընկած են u-ից մինչև u + du (x առանցքի ուղղությամբ), v-ից մինչև v + dv (Y առանցքի ուղղությամբ) և w-ից մինչև w + dw (Z առանցքի ուղղությամբ) սահմաններում: Այլ կերպ ասած, գտնենք ալն մոլեկուլների dn_{uvw} թիվը, որոնք միաժամանակ բավարարում են երեք պայմանների.

1) ալք մոլեկուլների արագության ըստ X առանցքի ուղղված բաղադրիչները ընկած են u-ից մինչև u + du սահմաններում,

2) ըստ Y առանցքի ուղղված բաղադրիչները՝ v-ից մինչև v + dv,

3) ըստ Z առանցքի ուղղված բաղադրիչները՝ w-ից մինչև w + dw: Ժվար չէ համոզվել, որ

$$dn_{uvw} = n \frac{dn_u}{n} \frac{dn_v}{n} \frac{dn_w}{n} = n A^3 e^{-\frac{m(u^2 + v^2 + w^2)}{2kT}} du dv dw: \quad (1.45)$$

Իրոք, միավոր ծավալում եղած բոլոր մոլեկուլներից սկզբում վերցնենք ալն մոլեկուլները, որոնց արագությունների ըստ X առանցքի ուղղված բաղադրիչներն ընկած են u-ից մինչև u + du սահմաններում: Այդպիսի մոլեկուլների թիվը հավասար է (1.41ա),

$$dn_u = n A e^{-\frac{mu^2}{2kT}} du :$$

Այդ մոլեկուլների արագությունների բաղադրիչներն ըստ մյուս երկու առանցքների կարող են ցանկացած արժեքն ունենալ (—∞-ից մինչև +∞): Այդ թվից ո՞ր մասն է բավարարում նաև ալն պայմանին, որ նրա արագությունների ըստ Y առանցքի ուղղված բաղադրիչներն ընկած են v-ից մինչև v + dv սահմաններում (ցանկացած w-ների դեպքում): (1.41բ) հավասարումից բխում է, որ միավոր ծավալում եղած մոլեկուլների տրված թվից ալք պայմանին բավարարող մասը հավասար է.

$$A e^{-\frac{mv^2}{2kT}} dv :$$

Հետևաբար, ալն մոլեկուլների թիվը, որոնց արագության ըստ X առանցքի ուղղված բաղադրիչները ընկած են u-ից մինչև u + du սահմաններում, իսկ ըստ Y առանցքի ուղղված բաղադրիչները՝ v-ից մինչև v + dv սահմաններում, հավասար է.

$$dn_{uv} = n A^2 e^{-\frac{m(u^2 + v^2)}{2kT}} du dv :$$

Վերջապես, մոլեկուլների այդ dn_{uvw} թվից մի մասը, որը որոշվում է (1.41) հավասարումից, այսինքն՝ $Ae^{-\frac{m\mathbf{w}^2}{2kT}} dw$ մասը Z առանցքի ուղղությամբ ունի w -ից մինչև $w + dw$ սահմաններում ընկած արագությունների բաղադրիչներ: Հետևաբար, վերը նշված երեք պայմաններին բավարարող մոլեկուլների թիվը հավասար է.

$$dn_{uvw} = A e^{-\frac{m\mathbf{w}^2}{2kT}} dw \quad dn_{uvw} = n A^3 e^{-\frac{m(u^2 + v^2 + w^2)}{2kT}} du dv dw, \quad (1.46)$$

Տեղադրելով այստեղ -ի արժեքը (1.43)-ից, կստանանք.

$$dn_{uvw} = n \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{m(u^2 + v^2 + w^2)}{2kT}} du dv dw, \quad (1.47)$$

Այս բանաձևը ցույց է տալիս, թե միավոր ծավալում եղած մոլեկուլների թվից քանիսը ունեն այնպիսի արագություններ, որոնց բաղադրիչները կորոգիչնատալին առանցքների ուղղությամբ ընկած են u և $u + \Delta u$, v և $v + \Delta v$, w և $w + \Delta w$ միջակայքում, այսինքն՝ տվյալ միջակայքում օժտված են տվյալ մեծությունը և ուղղություն ունեցող արագությամբ: Բանաձևին կարելի է տալ ակնառու երկրաչափական մեկնաբանում:

Պատկերացնենք, թե մենք հավաքել ենք բոլոր այն մոլեկուլները, որոնց C արագության բաղադրիչներն ընկած են վերը նշված միջակայքներում, և բաց ենք թողել դրանք 1 վրկ հետո նրանք բոլորը կգտնվեն սկզբնական դիրքից C հեռավորության վրա մի խորանարդի մեջ, որի կողմերն են du , dv և dw այսինքն՝ մի ծավալի մեջ, որը հավասար է (նկ. 1.16)

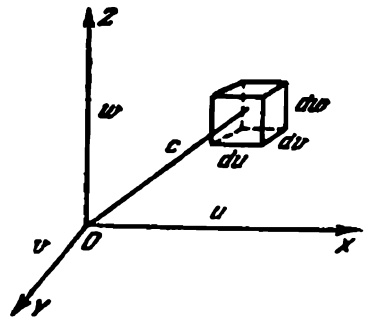
$$d\Omega = du dv dw,$$

Մոլեկուլների խտությունն այդ խորանարդում, այսինքն՝ միավոր ծավալում նրանց թիվը, (1.47) բանաձևի համաձայն հավասար է.

$$\frac{dn_{uvw}}{d\Omega} = \frac{dn_{uvw}}{du dv dw} = n \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{mc^2}{2}},$$

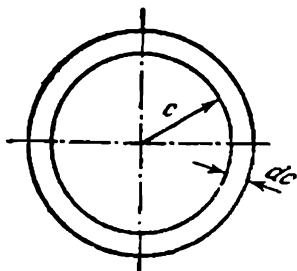
որովհետև՝

$$u^2 + v^2 + w^2 = c^2,$$



Նկ. 1.16

Մաթեմատիկական բացատրություն: Այս խոտորթի լույսը (1.48) բանաձևը չի կարող, իհարկե, կախում ունենալ c արագության մեծությունից: Ուստի մենք այժմ կարող ենք գտնել մոլեկուլների բաշխման ֆունկցիան ըստ արագությունների անկախ նրանց ուղղություններից: Իրոք, եթե հավաքենք միավոր ծավալում եղած բոլոր այն մոլեկուլները, որոնց արագություններն ընկած են c -ից մինչև $c + dc$ միջակայքում անկախ c -ի ուղղությունից, և բաց թողնենք, ապա նրանք, թռչելով տարբեր ուղղություններով, մեկ վայրկյան հետո կլինեն հավասարաչափ բաշխված dc հաստությամբ և c շառավիղ ունեցող գնդաձև շերտում (նկ. 1.17): Այդ գնդաձև շերտը գումարվում է այն «խորանարդիկներին», որոնց մասին խոսվեց վերը (անս նկ. 1.16): Մոլեկուլների խոտորթի շերտում դարձյալ կորոշվի (1.48) հավասարումով:



Նկ. 1.17

Երևում է: Այդ պատճառով մոլեկուլների թիվը նրանում հավասար է խոտորթի (1 սմ³-ում եղած մոլեկուլների թիվը) բազմապատկած շերտի ծավալով.

$$dn = n \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{mc^2}{2kT}} dc,$$

որտեղ dc -ն շերտի ծավալն է, որը հավասար է $4\pi c^2 dc$:

Ուստի dn -ի արտահայտությունը կարելի է արտահայտել հետևյալ տեսքով.

$$dn = 4\pi n \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} c^2 e^{-\frac{mc^2}{2kT}} dc \quad (1.49)$$

կամ

$$\frac{dn}{n} = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} c^2 e^{-\frac{mc^2}{2kT}} dc, \quad (1.49a)$$

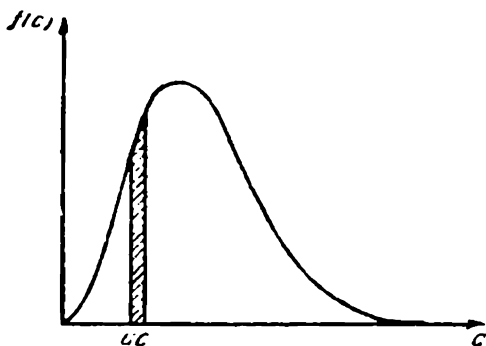
Այս հավասարումը հենց պատասխանում է պարագրաֆի սկզբում դրված հարցին, թե զադի միավոր ծավալում եղած մոլեկուլների որ մասն ունի c -ից մինչև $c + dc$ միջակայքում ընկած արագություններ: (1.49) բանաձևում

$$4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} c^2 e^{-\frac{mc^2}{2kT}} = f(c)$$

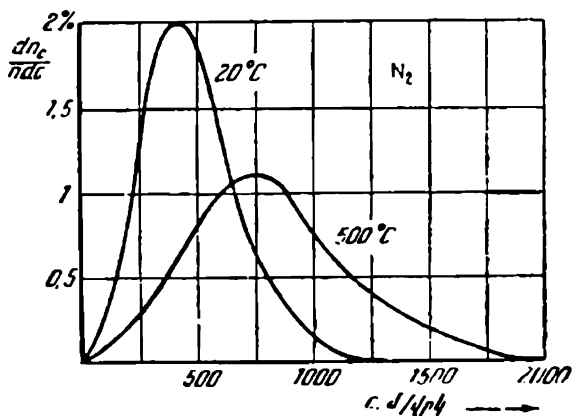
մեծությունը հանդիսանում է ըստ արագությունների բաշխման որոշելի ֆունկցիան: Նա կոչվում է Մաքսվել-Բոլցմանի բաշխման ֆունկցիա: Այդ ֆունկցիայի տեսքը ներկայացված է 1.18 նկարում:

Ինչպես պետք էր սպասել, ֆունկցիան զրո է դառնում $c=0$ և $c=\infty$ արժեքների դեպքում, այսինքն՝ անշարժ մոլեկուլների, ինչպես նաև շատ մեծ արագությամբ շարժվող մոլեկուլների թիվը հավասար է զրոյի։ Կորից երևում է նաև, որ գոյություն ունի այնպիսի c_m արագություն, որով օժտված են բոլոր մոլեկուլների գերակշռող մասը։ Այդ արագությունը կոչվում է ամենահավանական արագություն։ Նա որոշ չափով տարբերվում է ինչպես միջին քառակուսային, այնպես էլ միջին թվաքանական արագությունից (տես ստորև)։

Օգտվելով Մաքսվելի բաշխման կորից (տես նկ. 1.18), կարելի է գրաֆիկորեն որոշել այն մոլեկուլների թիվը, որոնց արագությունը ընկած է c -ից մինչև $c + dc$ միջակայքում։ Այդ թիվը, ականհարար, կարտահայտվի նրա գծված շերտի մակերեսով, որի հիմքը dc է, իսկ բարձրությունը $f(c)$ ։



Նկ. 1.18



Նկ. 1.19

Մոլեկուլների բաշխումն ըստ արագությունների կախում ունի, ինչպես այդ երևում է (1.49) բանաձևից. գազի ջերմաստիճանից։ Նկ. 1.19-ի վրա բերված են ազոտի մոլեկուլների՝ ըստ արագությունների բաշխման կորերը տարբեր ջերմաստիճանների դեպքում, որտեղից

Յերևում է, որ ջերմաստիճանը բարձրանալիս մոլեկուլների արագություններն աճում են, և ամբողջ կորը շեղվում է գեպի մեծ արագությունների կողմը: Այդ կորերով և արագությունների տատնողքով սահմանափակված մակերևույթները համեմատական են մասնիկների ընդհանուր թվին (միավոր ծավալում և չեն կարող փոխվել ջերմաստիճանի փոփոխությունից: Այդ պատճառով կորերի մաքսիմումները ցածրանում են ջերմաստիճանի բարձրացմանը զուգընթաց:

Կարևոր է նշել, որ մոլեկուլների մաքսվելլյան բաշխումն ըստ արագությունների հավասարակշռված վիճակի բաշխում է: Եթե որևէ պատճառով դադր չի դառնում հավասարակշռության վիճակում, ապա մոլեկուլների բաշխումը ըստ արագությունների շեղվում է մաքսվելլյան բաշխումից, բայց հավասարակշռված վիճակի սնցնելու ղեկավար, շնորհիվ մոլեկուլների միջև տեղի ունեցող բախումների, հաստատվում է հենց այդ բաշխումը:

Բոլոր նախորդ դատողություններում մենք հաշվի չէինք առնում մոլեկուլների փոխադարձ բախումները: Մինչդեռ միայն մոլեկուլների միջև տեղի ունեցող բախումների շնորհիվ է, որ կարող է հաստատվել որոշակի բաշխում ըստ արագությունների: Ձեռք բերված չի՝ որ եթե չլինեին բախումները, բոլոր մոլեկուլները կշարժվեին մեկ անգամ ստացած (սկզբնական) արագություններով, և չէր լինի մաքսվելլյան բաշխումը ըստ արագությունների: Այդ պատճառով հարց է առաջանում, հակասական չէ՞ արդյոք մոլեկուլների՝ ըստ արագությունների բաշխման հարցի մեր քննարկումը:

Կարելի է, սակայն, ցույց տալ, որ եթե ամբողջ քննարկումը կատարվի խստորեն, մոլեկուլների միջև տեղի ունեցող բախումների հաշվառումով, ապա կստացվի ճիշտ նույն արդյունքը: Մենք այդ չենք անելու, որովհետև դա կապված է մեծածավալ հաշվումների հետ: Բայց դժվար չէ առանց հաշվումների էլ հասկանալ, որ մոլեկուլների բախումները չեն կարող փոխել նրանց բաշխումը ըստ արագությունների, եթե այդ բաշխումն արդեն հաստատվել է (իսկ մենք պրանից սկսեցինք մեր քննարկումը):

Իրոք, եթե գալի ամբողջ ծավալում գոյություն ունի մոլեկուլների մաքսվելլյան բաշխում ըստ արագությունների, ապա ոչ մի հիմք չկա ենթադրելու, որ մոլեկուլների ինչ-որ խումբ բախումների հետևանքով կմեծացնի իր արագություններն առանց այն բանի, որ մի այլ խումբ համապատասխանաբար փոքրացնի իր արագությունները, որպեսզի բաշխումը ըստ արագությունների պահպանվի:

Նա հետևում է ջերմալիյն շարժման քաոսայնությունից: Այդ պատճառով մոլեկուլների բախումները հաշվի առնելուց հրաժարվելը լիովին արդարանում է:

Մաքսիմալիստական սովետի ճիշտ արտածումը պայքար է առաջին, որ հաշվառում է խոսքի միջոցով, միայն հնարավորություն է, այլ բոլոր հնարավորություններից ամենահամարժեցիկը: Բայց այդ բանական համարժեցիկությունը աշխարհում է գերակշռում իր մեծությունը ամեն մի այլ հնարավոր բանական, որ աշխարհի է համարել միայն հնարավորը:

Պետք է նշել, որ մոլեկուլների բանական լուծարումը արագությունների կարող է ստացվել նաև մասնիկների լուծարումը էներգիաների բանական բույրմանի օրենքից (1.31): Ինչպես և բույրմանի օրենքում, աշխարհի ճիշտագույնը հանդիս է գալիս որպես մի մեծություն, որը որոշում է մասնիկների բանականը՝ աշխարհի գերակշռում լուծարումը:

Անհրաժեշտ է մեկ անգամ ևս ընդգծել, որ ճիշտագույնը կապված է մոլեկուլների հատկապես քառասյուն շարժումների էներգիայի հետ, որոնց համար բնորոշ է մասնիկների՝ լուծարումների մաքսիմալ բանականը:

Այսպիսով, մենք աշխարհում կարող ենք մոլեկուլների ճիշտագույն շարժման քառասյունությունը հատկապես լուծարումը տալ քառասյուն սահմանում մոլեկուլների շարժումը լուծարում է, եթե նրանք լուծարումը արագությունների բանական և մաքսիմալ բանական համարժեցիկության: Հակառակ դեպքում մոլեկուլների շարժումը մասնավոր կարողություններ է: Եթե, օրինակ, բոլոր մոլեկուլների արագություններ միևնույն է, ապա ինչպիսիք էլ լինի նա, ոչ մի անհանգիստ չի ունենա ճիշտագույնի հետ: Այս բանը հասկանալու համար որպես օրինակ քառասյուն ճիշտագույնի ուղղության լուծարումը, որը մասնականացված գիտություն և տեխնիկայի կենսաբանական լուծարումներից մեկն է:

Ջերմամիջուկային ուղղությամբ: Ինչպես արդեն նշեցինք ներառություն մեզ, միջուկային մասնիկների՝ պրոտոնների և նեյտրոնների միջև (կամ ինչպես սովորաբար նրանց անվանում են՝ նուկլոնների միջև) ազդում են շատ մեծ ձգողական ուժեր, որոնք միջուկային անգամ աշխարհի մեծ են, քան բնական մեծ հանդիպող ալլո ուժեր: Այդպիսի մեծ ուժերի գոյությունը լուծարումը քառասյուն լուծարում է նրանց օգտագործման լուծարումը՝ նրանց հաշվին էներգիա ստանալու համար: Ինչպես հայտնի է, աշխարհի օգտագործման կոնսերվացիաներից մեկն արդեն հաջողությամբ կիրառվում է ուտոմատիկ էլեկտրականներում, ատոմային նավերում և այլն: Այդ կոնսերվացիոն էներգիան ստացվում է ծանր միջուկների ճեղքման (բաժանման) միջոցով: Այդ միջուկների արագ բեկորները՝ հենց հանգիստում են էներգիայի կրողները:

Ջգալիորեն աշխարհի հրապուրիչ է միջուկային ուժերի հաշվին էներգիայի ստացման հնարավորությունը ալլո կոնսերվացիոն աշխարհի կոնսերվացիոն միջուկների միացման միջոցով:

Պատկերացնենք, թե երկու միջուկ մոտեցված են իրար աշխարհում,

որ նրանց միջև կարող են ազդել միջուկային տվերը (չէ որ երկու միջուկներն էլ կազմված են նուկլոններից, հիշեցնենք, որ միջուկային ուժերն ազդում են միայն շատ փոքր, միջուկի չափերի կարգի հեռավորությունների վրա)։ Այդ ուժերը միջուկներից յուրաքանչյուրին կհաղորդեն շատ մեծ էներգիա և կստիպեն նրանց միանալ, մեծ էներգիա ստացած միջուկները կարծես թե կներխուժեն մեկը մյուսի մեջ։ Ընդ որում կառաջանա նոր միջուկ, որը կազմված կլինի երկու միացած միջուկներից և կունենա շատ մեծ էներգիա։ Բացի դրանից, այդ միջուկը կդառնա ճառագայթման աղբյուր։ Միջուկային էներգիայի կրողներ կհանդիսանան հենց նոր միջուկը և նրա ճառագայթումը։ Այդ էներգիան միլիոնավոր անգամ ավելի մեծ է, քան, օրինակ, այն էներգիան, որ անջատվում է, երբ ատոմները միանում են ատոմային ժուլետներ, օրինակ, այրման քիմիական ուսկցիայի ժամանակ, այսինքն՝ ամթանի և թթվածնի ատոմների միացման ժամանակ։

Միջուկների միացման ռեակցիայի իրագործման դժվարությունն այն է, որ միջուկային ուժերն ազդում են միայն շատ փոքր հեռավորությունների վրա, այնպես որ միջուկները պետք է նախապես մոտեցնել մինչև այդ հեռավորությունը, իսկ այդպիսի մոտեցմանը խանգարում են վանողական էլեկտրական ուժերը, որոնք նույնպես ազդում են դրական լիցք կրող միջուկների միջև։ Այդ պատճառով նախքան հնարավոր կդառնա միջուկների միացումը միջուկային ուժերի ազդեցության տակ, նրանց պետք է հաղորդել այնքան կինետիկ էներգիա, որը բավական լինի վանողական ուժերը հաղթահարելու համար։ Այդպիսի նախնական մերձեցումից հետո միայն սկսում են գործել միջուկային ուժերը, որոնք մինչև վերջ կհասցնեն միացումը և կհանգեցնեն էներգիայի անջատմանը։

Հետևարար պրոցեսի առաջին էտապում էներգիան պետք է ծախսել, հետագայում՝ երկրորդ էտապում այն ստանալու համար։ Հասկանալի է, որ այդպիսի գործողությունը միայն այն դեպքում ձեռնառու կլինի, եթե ստացված էներգիան գերազանցում է ծախսվածը։

Քանի որ միջուկները վանվում են միմյանցից այն պատճառով, որ նրանցում պարունակվում են պրոտոններ (միայն նրանք ունեն դրական լիցք), ապա միացման ռեակցիայի համար ամենից ավելի շահավետ է օգտագործել ամենափոքր թվով պրոտոններ ունեցող միջուկներ, այսինքն՝ ջրածնի միջուկներ, որոնք պարունակում են մեկական պրոտոն։

Սովորական ջրածնի միջուկները այդ նպատակի համար պիտանի չեն, բայց դրա փոխարեն հարմար նյութ են հանդիսանում ջրածնի ավելի ծանր իզոտոպները՝ գեյտերիումը և տրիտիումը (այդ իզոտոպների միջուկները համապատասխանաբար կոչվում են գեյտոն և տրիտոն)։ Մրանցից առաջինի միջուկում մեկ պրոտոնից բացի պա-

բունարկում է մեկ նեյտրոն, իսկ երկրորդի միջուկում՝ երկու նեյտրոն, միջուկի սովորական ջրածնի միջուկը կազմված է միայն մեկ պրոտոնից:

Իսկ ինչպե՞ս կարող ենք հաղորդել ջրածնի միջուկներին նախնական մերձեցման համար անհրաժեշտ էներգիան: Պարզվում է, որ դրա համար պետք է այդ գազը (գեյտերիումը կամ գեյտերիումի և տրիտիումի խառնուրդը) տաքացնել մինչև բավականաչափ բարձր ջերմաստիճան, այնքան բարձր, որ ջերմային շարժումների կինետիկ էներգիան բավական դառնա վանդակաձև ուժերը հաղթահարելու համար:

Այդ ջերմաստիճանը, ինչպես ցույց է տալիս հաշվարկը, աներեւակայելիորեն բարձր է՝ մոտ 400 միլիոն աստիճան գեյտերիումի և մոտ 50 միլիոն աստիճան՝ գեյտերիում-տրիտիում խառնուրդի համար: Այդպիսի ջերմաստիճաններում գազի մոլեկուլները տրոջվում են ատոմների, իսկ ատոմները զրկվում են իրենց էլեկտրոններից (իոնանում են), այնպես որ գազը բաղկացած կլինի «մերկ» միջուկներից և ազատ էլեկտրոններից:

Այդպիսի լուրատեսակ գազում՝ բարձրջերմաստիճանային պլազմայում, հնարավոր է դառնում ջրածնի միջուկների մասսայական միացումը՝ հելիումի միջուկների առաջացումով, և այդ դեպքում ստացվող ներգիան ավելի մեծ է լինում. քան գազի տաքացման համար ծախսված էներգիան:

400 մլն աստիճան ջերմաստիճանի դեպքում մասնիկների միջին կինետիկ էներգիան (եթե այս դեպքում ևս օգտվենք $\frac{mc^2}{2} = \frac{3}{2} kT$ բանաձևից) կազմում է $8 \cdot 10^{-8}$ էրգ: Այդպիսի էներգիա միջուկներին կաբեղի կլինեն հաղորդել և այլ ձևով. չգիմելով այդպիսի անսովոր տաքացման:

Չէ՞ որ գեյտրոնները և տրիտոնները, որոնք մասնակցում են միացման ռեակցիային, լիցքավորված մասնիկներ են, և այդ պատճառով դրանք կարելի է արագացնել էլեկտրական ուժերի միջոցով: Այդ նպատակի համար զոյուժլուն ունեն հատուկ սարքավորումներ՝ լիցքավորված մասնիկների արագացուցիչներ: Իսկ գեյտերիումի և տրիտիումի ատոմների իոնացման համար բոլորովին էլ չի պահանջվում տաքացնել գազը մինչև տասնյակ միլիոնավոր ջերմաստիճան՝ դրա համար բավական է անհամեմատ ավելի չափավոր տաքացում:

Որպեսզի գեյտոնի և տրիտոնի լիցքավորված մասնիկը ձևռք բերի $8 \cdot 10^{-8}$ էրգ էներգիա, այն պետք է արագացնել մի էլեկտրական դաշտում, որի պոտենցիալների տարբերությունը 50000 Վ է, մի բան, որ բոլորովին դժվար չէ, քանի որ ժամանակակից արագացուցիչները

ընդունակ են արագացնել մասնիկները նույնիսկ մինչև 35 միլիսուրդ փոլտ:

Սակայն արագացուցիչում արագացված լեյտրոնները և տրիտոնները ամենևին համարժեք չեն լինի այդ մասնիկներից կադմված և մինչև 400 ՎՄ առտիճան տաքացված գազին: Լեյտրոններից հետո էլեկտրական դաշտում առաջանում է միևնույն ուղղությամբ միատեսակ արագությունը շարժվող մասնիկների մի փունջ: Փնջի մեջ մասնիկները չեն բախվում միմյանց հետ, նրանց մեջ արագությունների ցրում չկա, մասնիկների շարժումը փնջում քառասլին չէ, այնպես որ մասնիկները փնջում սովորական իմաստով գազ չեն հանդիսանում: Ջարմանայի չէ, որ միջուկների միացման ջերմամիջուկային ռեակցիա իրագործելու նպատակների համար մասնիկների արագացումը արագացուցիչում չի կարող փոխարինել այդպիսի մասնիկներից կադմված գազի տաքացմանը մինչև բարձր ջերմաստիճան, չնայած որ միացման առանձին դեպքեր կարող են նկատվել նաև այդ դեպքում: Միջուկների միացման ռեակցիան հենց նրա համար է կոչվում ջերմամիջուկային, որովհետև այն կարող է ընթանալ (մասնաշաղկապ ընդլծով) միայն շատ բարձր ջերմաստիճանում: Ընդհատ է, կարելի էր արագացրած իոնների փունջը վերածել բարձր ջերմաստիճանային պլազմայի, եթե կարողանայինք դրանք «խառնել», ստիպել բախվելու միմյանց հետ: Այդ պրոցեսը սկզբունքորեն իրագործելի է և կոչվում է պլազմայի թերմալիզացիա, ի պրոցես: Իոնների այդպիսի թերմալիզացիայի տեխնիկային իր ազդեցության ճանապարհին հանդիպել են գեոկա չհաղթահարված դժվարություններ:

Այսպիսով, պետք է տարրերել մասնիկների քառասլին շարժումը գազում և նրանց կարգավորված շարժումը փնջում: Մասնիկների կարգավորված շարժման արագությունների մեծ արժեքները գեոկա այդ մասնիկները չեն դարձնում «տաք» գազ:

Եզրակացնելով նշենք, որ ջրածնի նկատմամբ ջերմամիջուկային կարգավորվող ռեակցիաներ գեոկա չի հաջողվել իրագործել փորձնական մեծ դժվարությունների պատճառով:

§ 10. Մոլեկուլների միջին թվաքանական, միջին քառակուսային և ամենահավանական արագությունները

Օգտվելով Մաքսվելի բաշխման բանաձևից, կարելի է հաշվել մոլեկուլների միջին արագության արժեքը: Ըստ սահմանման, միջին թվաքանական արագությունը հավասար է մոլեկուլների բոլոր արագությունների գումարի հարաբերությանը նրանց ընդհանուր թվին:

Միավոր ծավալում եղած մոլեկուլների բոլոր արագությունների գումարը հավասար է.

$$\int_0^{\infty} \text{cnf}(c) \, dc,$$

Իրոք, ու $\text{cnf}(c) \, dc$ -ն միավոր ծավալում եղած այն մոլեկուլների թիվն է, որոնց արագությունները ընկած են c արագության արժեքին մոտիկ dc միջակայքում: Այդ պատճառով, բազմապատկելով այդ արտահայտությունը c -ով, կստանանք այդ մոլեկուլների արագությունների գումարը, որը հավասար կլինի $\text{cnf}(c) \, dc$, իսկ $\int_0^{\infty} \text{cnf}(c) \, dc$ կլինի

1 սմ³-ում եղած բոլոր մոլեկուլների արագությունների գումարը (c -ն կարող է փոփոխվել 0-ից մինչև ∞): Հետևաբար միջին թվաբանական արագությունը հավասար է.

$$\bar{c} = \frac{\int_0^{\infty} \text{cnf}(c) \, dc}{n},$$

Հստ Մաքսվելի բանաձևի $f(c)$ ֆունկցիան հավասար է.

$$f(c) = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} c^2 e^{-\frac{mc^2}{2kT}},$$

այդ պատճառով

$$\bar{c} = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} \int_0^{\infty} c^3 e^{-\frac{mc^2}{2kT}} \, dc,$$

Մասերով ինտեգրման միջոցով դժվար չէ ցույց տալ, որ

$$\int_0^{\infty} c^3 e^{-\frac{mc^2}{2kT}} \, dc = 2 \left(\frac{kT}{m} \right)^2,$$

Տեղադրելով ինտեգրալի այս արժեքը $\bar{c}$ -ի բանաձևի մեջ, կստանանք՝

$$\bar{c} = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} 2 \left(\frac{kT}{m} \right)^2 = \sqrt{\frac{8}{\pi} \frac{kT}{m}}, \quad (1.50)$$

Նույն ձևով կարելի է հաշվել նաև միջին քառակուսային արագությունը: Այդ մեծությունը հավասար է 1 սմ³-ում եղած բոլոր մոլեկուլների արագությունների քառակուսիների գումարի և նրանց թվի հարաբերու-

թյունից հանած քառակուսի արժատին: Կրկնելով նախորդ դասողությունները, կստանանք.

$$\overline{c^2} = \int_0^{\infty} c^2 i(c) dc,$$

Այստեղ $i(c)$ -ի փոխարեն տեղադրելով Մաքսվելի ֆունկցիան, կստանանք.

$$\overline{c^2} = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} \int_0^{\infty} c^4 e^{-\frac{mc^2}{2kT}} dc,$$

Այս հավասարության մեջ մտնող ինտեգրալը հեղինակս հաշվվում է մասերով ինտեգրելով և հավասար է.

$$\int_0^{\infty} c^4 e^{-\frac{mc^2}{2kT}} dc = \frac{3}{8} \left(\frac{2kT}{m} \right)^{\frac{5}{2}} \frac{1}{\pi},$$

Որտեղից

$$\overline{c^2} = \frac{3kT}{m}$$

կամ

$$\overline{c} = \sqrt{\overline{c^2}} = \sqrt{\frac{3kT}{m}}, \quad (1.51)$$

Միջին քառակուսային արագության այս արտահայտությունը մենք ավելի վաղ ստացել էինք կինետիկ տեսության հիմնական հավասարումից:

Այժմ հաշվենք մոլեկուլների c_m ամենահավանական արագությունը, այսինքն այն արագությունը, որի շուրջը խմբավորվում են գազի ամենամեծ թվով մոլեկուլների արագությունները: Այդ արագությունը համապատասխանում է Մաքսվելի բաշխման կորի մաքսիմումը: Այդ պատճառով.

$$f'(c) = \frac{df(c)}{dc} = 0,$$

Անհերքորեն $f'(c) = 0$ այն դեպքում, երբ

$$\frac{d}{dc} \left(c^2 e^{-\frac{mc^2}{2kT}} \right) = 0$$

կամ ածանցումից հետո.

$$2ce^{-\frac{mc^2}{2kT}} \left(1 - \frac{mc^2}{2kT} \right) = 0,$$

Այս նախատարաթյունը անդի կունենա կամ երբ $C=0$, կամ երբ $C=\infty$,
կամ հետևյալ պայմանի դեպքում.

$$1 - \frac{mc^2}{2kT} = 0,$$

Պարզ է, որ ստաջին երկու դեպքերը չեն համապատասխանում կորի
մալթոսիմոմին: Հետևարար C_m արժեքը որոշվում է հետևյալ պայմանից.

$$1 - \frac{mc_m^2}{2kT} = 0,$$

որտեղից

$$C_m = \sqrt{\frac{2kT}{m}} \quad (1.52)$$

Համեմատելով իրար հետ (1.50), (1.51) և (1.52) արտահայտություն-
ները, հաշված երեք արագությունների միջև գտնում ենք հետևյա
առնչությունները.

$$\bar{c} = \sqrt{\frac{3\pi}{8}} \bar{c} = 1,09 \bar{c} = \sqrt{\frac{3}{2}} C_m = 1,22 C_m:$$

Միջին քառակուսային արագությունը 9 %-ով մեծ է միջին թվա-
բանականից և 22 %-ով՝ ամենահավանական արագությունից:

Միջին թվաբանական արագությունը ստացվում է «միջին» նաև
ալն իմաստով, որ նրա թվային արժեքն ընկած է ամենահավանական
և միջին քառակուսային արագությունների միջև: Ինչպես դա երևում է
բերված թվերից, այդ երեք արագությունների միջև տարբերությունը
աչնքան էլ մեծ չէ:

Ըստ արագությունների մոլեկուլների բաշխման ընտլթի մասին
ակնառու պատկերացում կարելի է ստանալ, եթե մոլեկուլների արագու-
թյունները արտահայտենք ոչ թե արագության բացարձակ միավորնե-
րով, այլ հարաբերական միավորներով, որպես արագության միավոր
վերցնելով մոլեկուլների ամենահավանական արագությունը: Այդ դեպ-
քում ստացվում է, որ օրինակ, 0,9-ից մինչև 1,0 C_m արագությունների
միջակայքում ընկած արագություն ունեցող մոլեկուլները կազմում են
բոլոր մոլեկուլների 8,25 %-ը, 1,1-ից մինչև 1,2 C_m միջակայքում
ընկած արագություն ունեցողները՝ 7,9 %-ը, իսկ ալն մոլեկուլները,
որոնց արագությունը գերազանցում է C_m -ի եռապատիկ արժեքը, ալ-
սինքն, որոնց համար $C > 3C_m$, կազմում են բոլոր մոլեկուլների ըն-
դամենը 0,03 %-ը: Այսպիսով, շատ մեծ արագություններ (ամենահա-
վանականի հետ համեմատած) ունեցող մոլեկուլների թիվը նրանց
ընդհանուր թվի չափազան փոքր մասն է կազմում: Բայց և այդպես,

քանի որ բաշխման կորը սիմետրիկ չէ, ումենաճախանական արագությունից մեծ արագությունն ունեցող մոլեկուլների ընդհանուր թիվը որոշ չափով ավելի մեծ է, քան ամենաճախանականից փոքր արագությունն ունեցող մոլեկուլների թիվը (համապատասխանաբար, 57,24% և 42,76%): Մոլեկուլների բաշխումը ըստ ալպայիի հարաբերական արագությունների, իհարկե, կախում չունի ճերմաստիճանից:

§ 11. Մոլեկուլների ըստ արագությունների բաշխման օրենքը և մոլորակների մթնոլորտները

Մենք արդեն տոիթ ունեցանք ընթերցողների ուշադրությունը հրավիրելու լայն բանի վրա, որ երկրի մթնոլորտը չի կարող գտնվել լրիվ հավասարակշռված վիճակում, և որ պետք է տեղի ունենա օդի ունընդհատ ցրում գնպի տիեզերական տարածություն: Մոլեկուլների ըստ արագությունների բաշխման օրենքը թույլ է տալիս ավելի մանրամասն քննարկել այդ հարցը:

Հայտնի է, որ որպեսպի որևէ մարմին կարողանա հաղթահարել իրերի ձգողությունը և հեռանալ նրանից, պետք է ունենա ալպայի կոչված երկրորդ կոսմիկական արագություն, որը հավասար է $1,12 \cdot 10^4$ մ/վրկ: Ալպայիի արագության զեպքում մարմինը կունենա ալնքան կինետիկ էներգիա, որը բավական է մինչև անոսամանություն հեռանալու համար պահանջվող աշխատանքը կատարելու համար: Այս բանը հավասար չափով վերաբերյում է նաև օդի մոլեկուլներին երկրի մթնոլորտում:

Մաքսվիլի բաշխման օրենքի համաձայն, մթնոլորտի մոլեկուլների մեջ կան նաև ալնպիսիները, որոնց արագությունը գերազանցում է երրորդ կոսմիկական արագությունը: Ակնհայտ է, որ ալպայի (և միայն ալպայի) մոլեկուլներն են հեռանում մթնոլորտից և ցրվում տիեզերական տարածության մեջ:

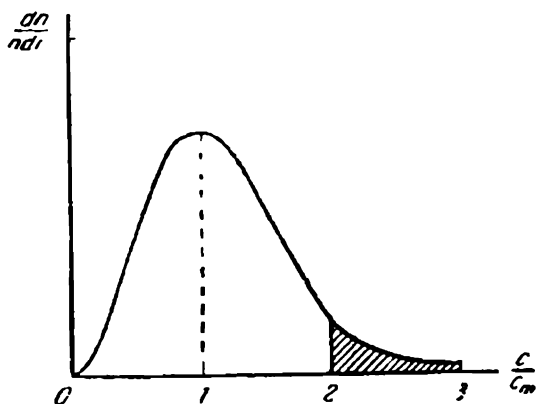
Մոլեկուլների բաշխման բանաձևն ըստ արագությունների թույլ է տալիս որոշել, թե ալպայիի մոլեկուլները որ մասն են կազմում երրորային մթնոլորտի օդում: Ամենից ավելի հեշտ է դա անել գրաֆիկորեն: 1.20 նկարի վրա ներկայացված է Մաքսվիլի բաշխման կորը, ընդ որում արսցիսների առանցքի վրա արագությունները վերյիված են $\frac{c}{c_m}$

հարաբերական միավորներով (տես § 10), ալնպես որ կորի մաքսիմումին (ամենաճախանական արագությունը) համապատասխանող արսցիսը հավասար է մեկի: Քանի որ երկրորդ կոսմիկական արագությունը

28 անգամ գերազանցում է ամենահավանական արագությունը, որը 0 C-ում հավասար է $3,94 \cdot 10^4 \frac{\text{սմ}}{\text{վրկ}}$, այսինքն՝

$$\frac{1,12 \cdot 10^6}{3,94 \cdot 10^4} = 28,$$

այսպես 1.20 նկարի վրա $1,12 \cdot 10^6 \frac{\text{սմ}}{\text{վրկ}}$ արագությունը համապատասխանում է 28-ի հավասար արսցիս: Կորի տեսքից առանց որևէ հաշվարկի երևում է, թե մթնոլորտում ինչքան չնչին մաս են կազմում այն մասնիկները, որոնց արագությունը բավական է, որպեսզի նրանք հե-



Նկ. 1.20

ռանան մթնոլորտից¹: Համեմատման համար 1.20-րդ նկարի վրա նրբագծված է այն մակերեսը, որը համապատասխանում է $2C_m$ -ից մինչև $3C_m$ արագություն ունեցող մասնիկների թվին: $28C_m$ -ից մեծ արագություն ունեցող մասնիկների թվին կհամապատասխանի այդ գիագրամի վրա 28 թվանշանից աջ ընկած մակերեսը: Լուսնի համար, որի մասսան և հետևաբար ձգողության ուժը շատ անգամ ավելի փոքր է, քան յերկրինը, երկրորդ կոսմիկական արագությունը հավասար է $2,4 \cdot 10^5 \frac{\text{սմ}}{\text{վրկ}}$: Նույն գիագրամի վրա այդ արագությունը համապատասխանող արսցիսը հավասար է 6-ի: Դրանից մեծ արագություն ունեցող

¹ Իսկ եթե հաշվի առնենք նաև այն հանգամանքը, որ մթնոլորտի ստորին շերտերում մոլեկուլները ենթարկվում են նաև բախումների միմյանց հետ, ապա մթնոլորտից մոլեկուլի հեռանալու հավանականությունը նորից զգալիորեն կփոքրանա:

մասնիկները նախագես ընդհանուր թվի չափազանց փոքր մասն են կազմում, բայց և այնպես ոչ ալեքսան փոքր, սրտեկի Լուսինը չկարողանար արդեն շատ փառաց ամբողջովին կորցնել իր մթնոլորտը, եթե երբեիցե տնեցի է այն:

§ 12. Գաղափար իսկանականության մասին

Մուկուկները բոլոր արագությունների բաշխման օրենքը, որ մենք հենց հիմա ստացանք, հորմար է մեկնարանել մի փոքր ալլ տեսակետից՝ օգտվելով հավանականության դադափարից:

Այս տերմինին, ի տարբերություն «հավաստիություն», «որոշակիություն» տերմինների, մենք դիմում ենք այն դեպքում, երբ խոսքը պատահական դեպքերի մասին է, այսինքն՝ այնպիսի դեպքերի, որոնց տեղի տնեկալտ պալմանները այն կամ այն պատճառներով հալանի չեն և որոնք ալլ պատճառով չի կարելի նախապես վստահորեն կանխատեսել:

Օրինակ, տրամալում սոմո գնելիս մենք, սովորաբար, նախապես չգիտենք զուլլ կլինի նրա համարը, թե կենա: Ալլ պատճառով այնպիսի «պատահար», ինչպիսին է հատկապես զուլլ համար տնեցող սոմո գնելը, կարելի է համարել պատահական դեպք: Եթե մենք, օրինակ, գնում ենք 10 տոմո (հատկանալի է, ոչ մեկ անգամից), ապա բանց թվում կարող են լինել թե երեք, թե վեց և թե տթ հատ զուլլ համար տնեցող սոմոներ: Բայց կարող է պատահել և այնպես, որ նրանցից ոչ մեկը չլինի զուլլ համարով, կամ ընդհակառակը, բոլոր 10 տոմոներն էլ զուլլ համար տնեկան:

Սակայն, ալլ թվացող կատարյալ կամալականություն մեք կա և որոշակի օրինալափություն: Նա այն է, որ եթե փորձը (սոմոների գնումը) կրկնվի բավականալափ շատ անգամ, ապա մոտավորապես դեպքերից կեսամ սոմոը կտնեկա զուլլ համար: Եվ ինչքան շատ լինի ալլպիսի «փորձերի» թիվը, այնքան զուլլ համար տնեցող սոմոների մասը մոտ կլինի կեսին: Հենց ալլ դեպքում էլ ասում են, որ զուլլ համար տնեցող սոմո վերցնելու հավանականությունը հավասար է 1/2:

Ճիշտ նալն ձևով, շատ անգամ դրամը նեաեկիս, մենք կարող ենք վստահ լինել, որ դեպքերից մոտավորապես կեսամ այն կընկնի գերբով դեպի վեր: Եվ դա այնքան ալլելի ճիշտ կլինի, ինչքան ալլելի շատ լինեն նեաոմները:

Այս և նման ալլ փորձերը թուլլ են աալիս հեոեկալ ձևով սահմանելու հավանականությունը:

Պատահալի հավանականությունը կոչվում է այն ոահմանը, որին ձգտում է տվյալ պատահալի իրագործմանը հանգեցնող փորձերի բվի

հարաբերությունը փոքրների բնորոշումը լավին, երբ վերջինս ամուսնավանորեն անում է:

Եթե N փորձերից (կամ դիտումներից) N'-ը հանդեպնում են մեկ հետաքրքրող պատահարի իրադրոժմանը, ապա այդ պատահարի W հավանականությունը արտահայտվում է հետևյալ բանաձևով.

$$W = \lim \left| \frac{N'}{N} \right|_{N \rightarrow \infty},$$

Տոմսերի համարների վերաբերյալ մեր քննարկած օրինակում դույզ համարի հավանականությունը հավասար է 1/2-ի: Նույնպիսին է, իհարկե, նաև կենտ համարի հավանականությունը: Այս երկու հավանականությունների գումարը հավասար է մեկի: Դա մեկ տալիս է, ակնհերեքաբար, այն «պատահարի» հավանականությունը, որ տոմսը կունենա կամ դույզ, կամ կենտ համար: Բայց այդպիսի պատահարը անխուսափելի է, այնպես որ մեկի հավասար հավանականությունը նշանակում է ստուգություն: Բնականապես, եթե որեէ պատահար անհնարին է (օրինակ, համարի լրիվ բացակայությունը), ապա նրա հավանականությունը հավասար է զրոյի:

Տոմսերի օրինակում (ինչպես նաև դրամի նետումների դեպքում) «փորձը» (տոմսի գնումը) կարող է հանգեցնել երկու ելքերից մեկին՝ տոմսի համարը կարող է լինել զույգ կամ կենտ, և այս երկու ելքերն էլ հավասարապես հնարավոր են: Բայց ոչ միշտ է այդպես լինում: Օրինակ, այն փաստից, որ որեէ նշանակետի վրա կրակելու ժամանակ հնարավոր է միայն երկու ելք՝ նշանին դիպչել կամ վրիպել, չի հետևում, որ նշանին դիպչելու հավանականությունը հավասար է 1/2-ի, որովհետև նշանին դիպչելն ու վրիպելը կրակոցի հավասարապես հնարավոր արդյունքները չեն հանդիսանում: Իսկ եթե կատարվեն շատ մեծ թվով կրակոցներ, ապա նշանին խփելու դեպքերի հարաբերությունը կրակոցների թվին հազիվ թե հավասար լինի կեսի, հնուտ հրաձգի համար, որը կրակում է լավ փորձված զենքով, այդ հարաբերությունը մոտ կլինի մեկի, վատ հրաձգի համար կարող է քիչ տարբերվել զրոյից: Սակայն, չնայած որ կրակոցի երկու հնարավոր ելքերից յուրաքանչյուրի հավանականությունը հավասար չէ 1/2-ի, նրանց հավանականությունների գումարը այդ դեպքում էլ հավասար է մեկի, միանգամայն որոշակիորեն կարելի է պնդել, որ կրակոցը կհանգեցնի երկու ելքերից որեէ մեկին:

Հավանականությունների գումարման բևեռմը: Այժմ քննարկենք մի օրինակ էս, որը հնարավորություն կտա մեկ ձևակերպել հավանականությունների ախտախտի կարեոր չորսվածներից մեկը և, բացի դրա-

նից, տալ հավանականություն մի սահմանում ևս, որն օգտակար կլինի հետագայում:

Նիցոք, արկղում կան 20 հատ ողորկ գնդեր՝ իրենց չափերով և կշռով լիովին միասնակ, և դիցուք, նրանցից 5-ը ներկված են սպիտակ գույնով, իսկ մնացածը՝ սև: Եթե ալժմ մենք արկղից հանենք մի գունդ, ապա, քանի որ բացի գալնից մնացած ամեն ինչում զնդերը իրարից չեն աարբերվում, պարզ է, որ որևէ գնդի հանելու հավանականությունը հավասար է ցանկացած ուրիշի հանելու հավանականությանը: Յուրաքանչյուր զնդի համար, որը մենք կուզենալինք որևէ ձևով նշել, հանվելու հավանականությունը, ակներևորեն, հավասար է $1/20$ -ի:

Ալժմ տեսնենք, թե որքա՞ն է այն բանի հավանականությունը, որ հանվելու է սպիտակ գունդ: Քանի որ յուրաքանչյուր գնդի համար (միևնույն է, սպիտակ թե սև) հանվելու հավանականությունը $1/20$ է, իսկ ընդամենը հինգ սպիտակ գունդ կա (և մեզ համար միևնույնն է, թե նրանցից որ մեկն է հանվելու), ապա որոնելի հավանականությունը, ակներևարար, հավասար է բոլոր սպիտակ գնդերի հանվելու հավանականությունների գումարին:

$$W = \frac{1}{20} + \frac{1}{20} + \frac{1}{20} + \frac{1}{20} + \frac{1}{20} = \frac{5}{20},$$

Այս արդյունքն արտահայտում է հավանականությունների տեսության կարևոր դրույթներից մեկը՝ հավանականությունների գումարման թեորեմը, որն ասում է.

Եթե W_1, W_2, W_3 և այլն — հադիսանում են միմյանց բացառող պատահարների հավանականությունները, ապա այն բանի հավանականությունը, որ կիրագործվի նրանցից որևէ մեկը, հավասար է ալդ բոլոր պատահարների հավանականությունների գումարին:

Հետևարար, մի քանի պատահարների հավանականությունների գումարը մեզ տալիս է այն բանի հավանականությունը, որ հանդես կգա կամ մեկը, կամ մյուսը, կամ երրորդը և այլն: Ընդ որում ենթադրվում է, որ ալդ պատահարները կամ գոնե նրանցից երկուսը չեն կարող միաժամանակ կատարվել: Այսպես, մեր օրինակում $\frac{5}{20}$ -ը այն

բանի հավանականությունն է, որ հանվելու է սպիտակ գնդերից մեկը և քանի որ գունդը հանելու գործողությունը կատարվում է միայն մեկ անգամ, ապա որևէ սպիտակ գունդ հանելիս չի կարող որևէ մեկ ուրիշն էլ հանվել:

Ինքված օրինակը թույլ է տալիս հավանականություն մի նոր սահմանում տալ, որը որոշ չափով տարբերվում է նախորդից:

Ֆհենց դատնք, որ սպիտակ գնդի հանդիլու հալանականութիւնը հալատար է $\frac{5}{20}$ -ի: Բայց 20 թիվը գտնդը հանիլու գործողութիւնը բոլոր հնարավոր ելքերի թիւն է, իսկ 5 թիվը տվյալ պատահարի (սպիտակ գնդի հանդիլու) հանգեալ գալուն բարենպաստ դեպքերի թիւն է (հնարավոր 20-ից):

Հենց այս բանը թույլ է տալիս սահմանելու տվյալ պատահարի հալանականութիւնը որպէս տվյալ պատահարի հանգեալ գալուն բարենպաստ դեպքերի թվի հարաբերութիւնը բոլոր հնարավոր դեպքերի թվին, երբ բոլոր դեպքերը հավասարապէս հնարավոր են: Հալանականութիւնն այս սահմանումը պատկանում է Լապլասին: Ինչպէս հեշտ է տեսնի, նա չի հակասում նախկին սահմանմանը: Հենց հիմա բերված սահմանման համար էական է, որ բոլոր դեպքերը լինեն հալանարապէս հնարավոր, հալանարապէս հալանական: Հենց այդպէս էր դրսևթիւնը մեր քննարկած գնդերի օրինակում:

Հալանականութիւնների տեսութիւնն Ֆիզիկական կիրառութիւններում սովորաբար նույնպէս գործ ենք տեսնում հալանարապէս հալանական պատահարների հետ:

Հալանականութիւնների բազմապատկման թեորեմը: Մեզ մնում է շարադրել հալանականութիւնների տեսութիւնն եւ մի կարեւոր դրսևթ հալանականութիւնների բազմապատկման թեորեմը: Այս թեորեմը վերաբերվում է այն դեպքին, երբ որոշվում է լարդ պատահարի հալանականութիւնը, որը երկու կամ ավելի անկախ պատահարների համատեղումից է կազմված: Պատահարները կոշվում են անկախ, եթե նրանցից յորաքանչորի հանգեալ գալու հալանականութիւնը կախում չունի նրանից, թե ցանկացած մի արիշը հանգեալ կգա, թի ոչ:

Դիմելով տոմսերի գնման եւ կրակոցների նախորդ օրինակներին, մենք կարող ենք, օրինակ, ալսպիսի ինդիք դնել. ինչպիսին է այն բանի հալանականութիւնը, որ հրաձիգը արամվալով հրաձգութիւնն գնալիս կգնի գուլգ համարով տոմս, իսկ նրանից հետո առաջին կրակոցով կլսի նշանակետին: Պարզ է, որ այս երկու պատահարները անկախ են:

Ենթադրենք, թի տվյալ հրաձգի համար նշանակետին խփելու W_1 հալանականութիւնը հալասար է 0,8: Դա նշանակում է, որ միշին հաշիւով 10 անգամ հրաձգութիւնն գնալիս, ութ անգամը առաջին կրակոցով նա խփում է նշանակետին: Բայց այդ դեպքում միայն նրանցից կեսում նա միաժամանակ գնած կլինի գուլգ համարով տոմս, որովհետեւ գուլգ համարով տոմս գնելու W_2 հալանականութիւնը հալասար է 1/2-ի: Նշանակում է, այս բարդ պատահարի՝ գուլգ համար եւ հաշիւ կրակոցի համընկնման W_{12} որոնելի հալանականութիւնը հալասար է

պատահարներից չուրաքանչյուրի հավանականությունների արտադրյալին:

$$W_{12} \Rightarrow W_1 W'_2 = 0,8 \cdot 0,5 = 0,4,$$

Երկու կամ մի քանի անկախ պատահարների համաառնեղման հավանականությունը հավասար է առանձին վերցրած նրանցից յուրաքանչյուրի հավանականությունների արտադրյալին:

Բազմաման վերաբերյալ խնդիրը ուղեկույցը հավանականության խթն-
 գիր: Այժմ դիմենք մեր քննարկած մոլեկուլյար սխտեմների: Յան-
 կացած ալդպիսի սխտեմում (օրինակ, իդեալական գազում) մոլեկուլ-
 ների թվի հսկայական լինելու պատճառով մենք, ինչպես արդեն նշվել
 է, չենք կարող բախականաչափ տվյալներ ունենալ մոլեկուլներից յու-
 րաքանչյուրի շարժման մասին առանձին-առանձին, որպեսզի կարողա-
 նանք, սցտվելով մեխանիկայի օրենքներից, ստուգորեն կանխատեսել
 նրանց ճակատագիրը: Այդ պատճառով այն պատահարները, որոնք
 վերաբերվում են մոլեկուլների շարժման (նրանց արագությունների,
 կոորդինատների, էներգիայի և այլն արժեքները), հանդիսանում են
 պատահական պատահարներ, և ամեն մի մոլեկուլյար սխտեմ հավա-
 նականությունների անսովյան կիրառման համար հարմար օբյեկտ է:

Բացատրենք դա օրինակով: 'Իիցուք պահանջվում է գտնել այն
 բանի W_u հավանականությունը, որ մոլեկուլը (միևնույն է, թե որը,
 որովհետև բոլոր մոլեկուլները միատեսակ են) X առանցքի ուղղու-
 թյամբ ունի արագության C_x բաղադրիչ, որն ընկած է u -ից մինչև
 $u + \Delta u$ միջակայքում: Եթե 1 սմ³-ում մոլեկուլների ընդհանուր թիվը
 n է և նրանցից Δn_u հատը ունի նշված միջակայքում ընկած արագու-
 թյան X -բաղադրիչ, ապա դժվար չէ տեսնել, որ որոշների հավանակա-
 ությունը հավասար է Δn_u -ի հարաբերությունը n -ին:

$$W_u = \frac{\Delta n_u}{n},$$

Սա հենց համապատասխանում է հավանականության համար բերված
 վերջին սահմանմանը: Իրոք, չէ որ n մոլեկուլներից ամեն մեկը կա-
 րող է ունենալ մեզ հետաքրքրող միջակայքում ընկած արագության
 C_x բաղադրիչ: Նշանակում է n -ը բոլոր հնարավոր դեպքերի թիվն է:
 Իրականում մեզ հետաքրքրող պատահարը իրագործվում է Δn_u դեպ-
 քերում, հետևաբար Δn_u -ն ճարենպաստ պատահարների թիվն է: Նշա-
 նակում է $\frac{\Delta n_u}{n}$ հարաբերությունը, որը մենք ավելի վազ անվանել էինք

(և միանգամայն հիմնավորված) այն մոլեկուլների մասը, որոնց C_x
 բաղադրիչի արժեքները ընկած են u -ից մինչև $u + \Delta u$ միջակայքում:

միաժամանակ և այն բանի հավանականությունն է, որ մոլեկուլներից ցանկացածը ունի արագություն այդպիսի X -բաղադրիչ:

$$W = \frac{\Lambda n_{ij}}{n}$$
 արտահայտությունը համապատասխանում է նաև հավա-

նականության այն սահմանմանը, որ տրվել է պարադրաֆի սկզբում: Այդ սահմանման համաձայն պատահարի հավանականությունը հավասար է տվյալ պատահարի հանդեպ գալու դեպքերի թվի և դիտումների ընդհանուր թվի հարաբերության սահմանին, երբ վերջինս ձգատում է անվերջություն: Իրոք, այս դեպքում «պատահարը» ներկայացնում է այն հանդամանքը, որ մոլեկուլի արագության X -բաղադրիչն ընկած լինի u -ից մինչև $u + \Delta u$ միջակայքում: Փաճի որ այդ պայմանին հավասար չափով կարող է բաժանվել ամեն մի մոլեկուլ, ապա N -ը կարելի է համարել դիտումների թիվը, իսկ ΔN_u -ն այն դեպքերի թիվը, որոնցում «պատահարը» իրագործվում է: Իսկ մոլեկուլների թիվը, չնայած որ վերջավոր է, բայց այնքան մեծ է, որ այդքան «գիտումները» լրիվ լավական են, որպեսզի կատարվի սահմանալին անցում ∞ -ի:

Այս հարցին կարելի է մոտենալ և այլ կերպ: Մոլեկուլյար շարժումների լրիվ անկանոնության պատճառով կարելի է ընդունել, որ ամեն մի մոլեկուլի շարժման ժամանակ նրա արագությունը ստանում է ոչ միայն մեկ, այլ նույնիսկ բազմաթիվ անգամ, բոլոր նարմավոր C_x արժեքները՝ մի մասն ավելի հաճախ, մյուսը հազվադեպ, բայց բոլոր արժեքներն անխտիր, որովհետև մենք հիմք չունենք ենթադրելու, որ որևէ C_x արժեք որևիցե մոլեկուլի համար անմատչելի է: Եթե մենք կարողանայինք հետևել որևէ մոլեկուլի շարժմանը շատ երկար ժամանակի ընթացքում, ապա մենք կնկատեինք, որ այդ ժամանակի որևէ մասում մոլեկուլն ունենում է արագության C_x բաղադրիչի մի որևէ արժեք, մի այլ ժամանակամիջոցի ընթացքում մի ուրիշ արժեք և այլն: Պարզ է, որ C_x -ի այն արժեքներին, որ մոլեկուլն ստանում է ավելի հաճախ, բաժին է ընկնում նաև դիտման ընդհանուր ժամանակի ավելի մեծ մասը: Ակնհայտ է նաև, որ այդ արժեքները (ավելի ճիշտ՝ արժեքների միջակայքները) նաև ավելի հավանական են: Այդ պատճառով այն բանի հավանականությունը, որ մոլեկուլն ունի արժեքների որոշակի միջակայքում ընկած արագության X բաղադրիչը, կարելի է սահմանել որպես սահման, որին ձգատում է Δ ժամանակը, որի ընթացքում մոլեկուլն ունի նշված արժեքը, և դիտման ընդհանուր T ժամանակի հարաբերությունը, երբ այդ ժամանակը անսահման աճում է.

$$W = \frac{\Delta t}{T},$$

Այս ձևով ստացված արդյունքը, իհարկե, պետք է նույնը լինի,

ինչ և բոլոր մոլեկուլները միաժամանակ գիտելու զեպքում, որովհետև բոլոր մոլեկուլները միաժամանակ գիտել և կամ գիտել նրանցից միայն մեկը, բայց չափ երկար ժամանակի լնթացքում, հավասար չափով նշանակում է բազմաթիվ անգամ կրկնել «փորձը» ինչպես և պահանջվում է, որպեսզի կաթիլի լինի խոսել հալմանականության մեծության մասին:

Այսպիսով, մենք ստացանք, որ այն լանի W_u հալմանականությունը, որ մոլեկուլը X առանցքի ուղղությամբ ունի արագության բաղադրիչ u -ից մինչև $u + \Delta u$ սահմաններում, հավասար է

$$W_u = \frac{\Delta n_u}{u},$$

Այնչափ է, որ այս հալմանականությունը այնքան ավելի մեծ է, որքան մեծ է բաղադրիչի արժեքի մեր բնարած Δu միջակայքը, այսինքն՝

$$W_u \sim \Delta u, \quad (1.53)$$

Բացի դրանից, W_u հալմանականությունը պետք է կախում ունենա նաև հենց բաղադրիչի u արժեքից: Դա նշանակում է, որ (1.53) արտահայտության մեջ համեմատականության գործակիցը պետք է լինի u -ի որևէ ֆունկցիա: Հետևաբար.

$$W_u = f(u) \Delta u,$$

Նման բանաձև մենք արդեն ավելի վաղ գրել ենք [տես. օրինակ, (1.33) բանաձևը] և $f(u)$ ֆունկցիան այն ժամանակ անվանել ենք բաշխման ֆունկցիա: Իսկ հիմա մենք տեսնում ենք, որ նույն ֆունկցիան որոշում է նաև հալմանականությունը: Այդ պատճառով այն հաճախ անվանում են նաև հալմանականության խտություն:

Այսպիսով, մասնիկների բաշխումն ըստ արագության բաղադրիչների հաշվելիս, մենք ըստ էության հաշվում ենք համապատասխան հալմանականությունը.

$$W_u = \frac{\Delta n_u}{n} - X\text{-բաղադրիչի համար,}$$

$$W_v = \frac{\Delta n_v}{n} - Y\text{-բաղադրիչի համար,}$$

$$W_w = \frac{\Delta n_w}{n} - Z\text{-բաղադրիչի համար:}$$

(տես. (1.41) բանաձևը)¹,

¹ Քանի որ մասնիկի արագությունը և նրա բաղադրիչները փոխվում են անընդհատ կերպով, ապա Δ նշանը ամենուրեք կարելի է փոխարինել դիֆերենցիալի նշանով:

Ճիշտ նույն ձևով, մոլեկուլների բաշխումը ըստ արագությունների (և ոչ թե ըստ արագության բաղադրիչների) հաշվելիս մենք նույնպես հաշվում էինք այն բանի W_c հավանականությունը, որ մոլեկուլն ունի c -ից մինչև $c + \Delta c$ սահմաններում բնկած արագությունը (տես (1.33) բանաձևը): Ընդ որում մենք օգտվեցինք (ոչինչ չստեղծելով այդ մասին) հավանականությունների բազմապատկման թեորեմից: Իրոք, այն «պատահարը», որ մոլեկուլի արագության ըստ X առանցքի ողորդված բաղադրիչն ընկած է u -ից մինչև $u + \Delta u$ սահմաններում, ընդունենք որպես պարզ պատահար: Բայց եթե պահանջենք, որ մոլեկուլը միաժամանակ ունենա v -ից մինչև $v + \Delta v$ սահմաններում բնկած արագության Y -բաղադրիչ և w -ից մինչև $w + \Delta w$ սահմաններում բնկած արագության Z -բաղադրիչ, ապա դա նշանակում է, որ մենք փնտրում ենք բարդ պատահարի հավանականությունը, այն է՝ երեք անկախ պատահարների համառեց իրականացման հավանականությունը, քանի որ այն բանի հավանականությունը, որը մոլեկուլն ունի արագության X —բաղադրիչի օղակալ արժեքը, կախված չէ նրանից, թե ինչպիսին են արագության մյուս բաղադրիչները: Այդ պատճառով որոնելի հավանականությունը, այսինքն՝ մոլեկուլների բաշխումը ըստ արագությունների, հավասար կգտվի հավանականությունների երեք արժեքների արտադրյալին (տես (1.45) բանաձևը):

$$W_c = W_{uvw} = \frac{\Delta n_u}{n} \frac{\Delta n_v}{n} \frac{\Delta n_w}{n} :$$

Այսպիսին է ըստ արագությունների մոլեկուլների բաշխման օրենքի վերը բերված արտածումը, որն ունի հավանական բնույթ: Նշենք, որ մոլեկուլային ֆիզիկայի օրենքները ընդհանրապես կրում են հավանականությունների բնույթ, որովհետև միայն շատ մեծ թվով մասնիկների դեպքում հավանականություննային դատողություններ կարելի է անել նրանց վարքի մասին: Պետք է, սակայն, նշել, որ մոլեկուլային ֆիզիկայի օրինաչափությունների հավանականություննային բնույթը ոչ մի վնաս չի հասցնում նրանց ֆիզիկական որոշակիությունը և ճշտությունը:

Հավաքականությունը և մեծությունների միջին արժեքները: Նախորդ պարագրաֆներում մենք արդեն բազմիցս անգամ օգտվել ենք մոլեկուլների շարժումը բնորոշող տարրեր ֆիզիկական մեծությունների միջին արժեքներից՝ միջին արագություն, միջին էներգիա և այլն: Մոլեկուլային սիստեմների նկարագրման այդպիսի ձևին մենք դիմում էինք այն պատճառով, որ մեծ թվով մասնիկների դեպքում, որոնցից կազմված են այդ սիստեմները, ոչ հնարավորություն, ոչ էլ անհրաժեշտություն կա քննարկել մասնիկներից յուրաքանչյուրին վերաբերվող մեծություններն առանձին-առանձին:

Ինչպես ակտանք, մեծությունների միջին արժեքների օգտագործումը չխանգարեց մեզ ստանալ միանգամաձև ճշգրիտ օրենքներ, ինչպես, որինակ, իդեալական դադների վիճակի հավասարումը Դժվար չէ ակնհեղ, որ ֆիզիկական մեծությունների միջին արժեքները նույնպես սերտորեն կապված են հզվականականության գաղափարի հետ:

Մասնիկների անընդհատ անկանոն շարժումների պատճառով ամեն մի մոլեկուլար սիստեմ բավականաչափ մեծ ժամանակամիջոցի ընթացքում պետք է անցնի անթիվ վիճակների մի շարք, որոնք բազմաթիվ մոլեկուլար վիտադդեյությունների հետևանքով հաջորդում են միմյանց շատ բարդ ձևով: Վիճակներից յուրաքանչյուրում մեր սիստեմը ավելի ժամանակամիջոցում լինում է ոչ թե մեկ, այլ շատ անգամ:

Դիցուք, պահանջվում է որոշել որևէ a մեծություն, որը վերաբերում է սիստեմին կամ նրա ցանկացած մասին: Դրա համար մենք պետք է կատարենք (իհարկե մտքով) սիստեմի բազմաթիվ դիտումներ նրա տարբեր վիճակներում: Լեյպլիսի դիտումների թիվը նշանակենք N -ով: Լին ժամանակ կպարզվի, որ N_1 դիտումների դեպքում (ընդհանուր N -ից) մենք կստանանք, որ մեզ հետաքրքրող մեծությունն ունի a_1 արժեքը, N_2 դիտումները a_2 -ի համար կտան a_2 արժեք և այլն: a -ի միջին արժեքը ըստ սահմանման հավասար է.

$$\bar{a} = \frac{N_1 a_1 + N_2 a_2 + N_3 a_3 + \dots}{N_1 + N_2 + N_3 + \dots} = \frac{\sum N_i a_i}{\sum N_i},$$

Քանի որ $\sum N_i = N_1 + N_2 + \dots$ գումարը հավասար է դիտումների ընդհանուր N թվին, ապա

$$\bar{a} = \frac{N_1}{N} a_1 + \frac{N_2}{N} a_2 + \dots = \sum \frac{N_i}{N} a_i,$$

Բայց $\frac{N_i}{N}$ -ը, այսինքն՝ այն դիտումների թվի հարաբերությունը դիտումների ընդհանուր N թվին, որոնց դեպքում a մեծությունն ունի a_1 արժեքը, այդ արժեքի հավանականությունն է: Ծիշտ նույն ձևով $\frac{N_2}{N}$ -ը այն բանի հավանականությունն է, որ a -ի արժեքը հավասար է a_2 -ի և այլն: Հետևաբար, մեծության $\bar{a}$ միջին արժեքը հավասար է նրա առանձին արժեքների և համապատասխան հավանականությունների արտադրյալների գումարին:

$$\bar{a} = W_1 a_1 + W_2 a_2 + W_3 a_3 + \dots = \sum W_i a_i,$$

Ինչպես մենք գիտենք, հավանականությունը կարող է արտահայտվել բաշխման ֆունկցիայի (կամ հավանականության խտության) մի-

չոցոյով Ալդ պատճառով, եթե հայտնի է որեւէ մեծութիւն համար բաշխման և ֆունկցիան, ապա նրա միջոցով կարելի է հաշիւել նաեւ այդ մեծութիւն միջին արժեքը: Եթե a -ն որեւէ x , $y, \dots$ պարամետրերի ֆունկցիան է, ապա հավանականութիւն խտութիւնը եւ կլինի այդ պարամետրերի ֆունկցիա, եւ մենք կարող ենք գրել

$$\bar{a} = \Sigma a_i(x, y, \dots) f(x, y, \dots) \Delta x \Delta y \dots$$

Այն դեպքում, երբ a մեծութիւնը կարող է փոխվել անընդհատ փերպով, այս բանաձեւը ստանում է հետևյալ տեսքը.

$$\bar{a} = \int a(x, y, \dots) f(x, y, \dots) dx dy \dots$$

Այս ձևով որոշված $\bar{a}$ մեծութիւնը երբեմն կոչվում է a մեծութիւն մաթեմատիկական սպասում:

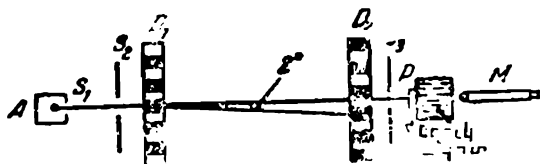
Ինչպէս մենք արդեն նշեցինք, մոլեկուլար ֆիզիկայի օրենքները ունեն հավանականութեանային բնույթ, բայց դրա պատճառով նրանք ոչինչ չեն կորցնում իրենց ճշտութեանից եւ որոշակիութեանից: Ալդ այդպիսի է, որովհետեւ անփոփոխ արտաքին պայմաններում գտնվող ամեն մի սխառմի համար այն նկարագրող ֆիզիկական մեծութիւնները, ինչպէս պարզվում է, գործնականորեն նույնպէս հաստատուն են եւ հավասար են իրենց միջին արժեքներին: Այդպիսի դեպքերում ասում են, որ սխառմը գտնվում է հավասարակշռութեան վիճակում: Ավելի մանրամասն այս հարցը կքննարկվի ստորև:

§ 13. Բաշխման օրենքի փորձնական ստուգումը

Մոլեկուլների՝ ըստ արագութիւնների բաշխման օրենքի փորձնական ստուգման համար օգտագործվել է մոլեկուլար փնջերի եղանակը, որի հետ մենք ծանոթացանք վերը՝ Շտերնի փորձը նկարագրելիս: Հենց այդ փորձն ինքը ոչ էական մասնակի փոփոխութիւններից հետո կարող է տալ ոչ միայն մոլեկուլների արագութիւնների արժեքները, այլեւ կարող է օգտագործվել ըստ արագութիւնների մոլեկուլների բաշխման օրենքը որոշելու համար: Եթե որպէս թիրախ, որի վրա նստում են ատոմները, օգտագործվի, ոչ թե մետաղ, այլ ապակի, ապա շեղված շերտի տարբեր մասերում նստվածքի թափանցիկութեան աստիճանից կարելի է գաղափար կազմել այնտեղ ընկած ատոմների թվի մասին. նշանակում է եւ նրանց բաշխման մասին ըստ արագութիւնների: Այդպիսի փորձ իրոք դրվել է Շտերնի կողմից, բայց չափումների ձեռք բերված ճշտութիւնը բավարար չի ստացվել: Ինքը՝ Շտերնը, իսկ այնուհետեւ Լամերտը (1926 եւ 1929 թթ.) օգտագործել են փոքր-ինչ այլ

եղանակ, որը նույնպես հիմնված է մոլեկուլյար փնջի մեթոդի օգտագործման վրա:

Բերենք ալատեղ Լամերտի այն փորձի համառոտ նկարագրությունը, որը տվել է առանձնապես բավարար արդյունքներ: Այս փորձում որպես մասնիկների աղբյուր ծառայում էր A ճիւղացիչում գոլորշիացող սնդիկը (նկ. 1.21): Երբ ատոմներն անցնում են S_1 և S_2 ճեղքերի միջով, անջատվում է մի նեղ փունջ, որն այնուհետև բնկնում է ատամնանվի ձև ունեցող պտտվող D_1 սկավառակի բացվածքների վրա: Նույն առանցքի վրա D_1 -ից 6 սմ հեռավորու-



Նկ. 1.21

թվամբ զրված է երկրորդ սկավառակը՝ D_2 , որի վրա նույնպես արված են բացվածքներ. բայց նրանք առաջին սկավառակի բացվածքների նկատմամբ շեղված են 2° անկյան տակ: D_2 սկավառակի հետևում գրված է երրորդ ճեղքը՝ S_3 , իսկ նրա հետևում՝ ապակե P թիթեղը, որը սառեցվում է հեղուկ ազոտով: Թիթեղը կարելի էր դիտել M մանրադիտակի միջոցով:

Ամբողջ սխեման (բացի, իհարկե, մանրադիտակից) գտնվում էր բարձր վակուումում:

Պարզ է, որ երբ սկավառակները չեն պտտվում, սնդիկի ատոմների փունջը չի կարող ընկնել P թիթեղի վրա: Իսկ երբ սկավառակները պտտվում են, ապա պտտման արագությունն և փնջի մոլեկուլների արագության միջև որոշակի հարաբերության պակասը նրանք կընկնեն թիթեղի վրա, և միկրոսկոպի օգնությամբ կարելի է դիտել նստվածքը որը տալիս է ճեղքի պատկերը: Փնջի ինտենսիվությունը, որը համեմատական է նրանում եղած մոլեկուլների թվին, գնահատվում էր այն ժամանակով, որ պահանջվում է թիթեղի վրա մանրադիտակով տեսանելի նստվածք երևան գալու համար: Հատուկ փորձերը ցույց տվեցին, որ տեսանելի նստվածք առաջանում է միանգամայն որոշակի և միշտ միատեսակ թվով խտացող մասնիկների դեպքում:

Եթե գոյություն չունենար ատոմների ոչ մի բաշխում ըստ արագությունների, այլ բոլոր նրանք ունենալին միատեսակ արագություն, ապա տեսանելի նստվածքներ կստացվեին միևնույն ժամանակամիջոցներում, որովհետև այդ դեպքում S_3 ճեղքով անցած փունջը կպարունակեր S_1 և S_2 ճեղքերից դուրս եկած բոլոր ատոմները, եթե սկավառակների պտտման արագությունները ընտրված լինեն այնպես, որ D_2

սկավառակի առաջին, երկրորդ, երրորդ և այլ բացվածքները, աստման-
րը ախտեղ հասնելու մոմենտին, ընկնեն S_3 ճեղքի դիմաց:

Իսկ երբ մասնիկները բաշխված են ըստ արագությունների, P թի-
թեղի վրա շատ արագ մոլեկուլների երևան գալը նշվում էր սկավա-
ռակների պտտման արագության մի որոշ, բավականին զգալի արժեքի
դեպքում: Պատման արագության փոքրացման համեմատ ճեղքերի ու
բացվածքների սխառեմի միջով անցնում և թիթեղի վրա նստվածք են
տալիս ավելի ու ավելի դանդաղ աստմաների խմբեր: Ինչքան ավելի
շատ աստմաներ են պարունակվում արագությունների սովյալ միջակալ-
քի խմբում, այնքան ավելի փոքր ժամանակ է պահանջվում, որպեսզի
թիթեղի վրա սևտանելի նստվածք առաջանա:

Լամերտի փորձում սկավառակներն ունեին 50 բացվածք, իսկ նը-
րանց պտտման արագությունները փոփոխվում էին 12,1-ից մինչև
40 $\frac{1}{\text{վրկ}}$: Ընդամեն հնարավոր եղավ անջատել աստմաների մի շարք իւր-
մեկի,

բեր, որոնց արագություններն ընկած էին 50 $\frac{1}{\text{վրկ}}$ միջակայքերում:
Փորձերը լիովին հաստատեցին ըստ արագությունների մասնիկների
բաշխման Մաքսվելի օրենքը: Այստեղ նկարագրված եղանակը հետա-
գալիս օգտագործվել է համարյա միատեսակ արագություններ ունեցող
մասնիկներ պարունակող աստմալին և մոլեկուլյար փնջեր ստանալու
համար (այդպիսի փնջերը լույսի նմանողությամբ կոչվում են մոնո-
քրոմատիկ):

§ 14. Վիճակի պարամետրերի մեծությունների չափումը

Ծավալի չափումը: Կազի ծավալը դա այն անոթի ծավալն է,
որը գրավում է գազը: Այդ պատճառով գազի ծավալի որոշումը հան-
դիմ է անոթի ազատ ծավալի չափմանը:

Անոթի ծավալի չափման ամենապարզ եղանակն այն է, որ չափ-
վող ծավալը լցվում է որևէ հեղուկով, որի խտությունը լավ հայտնի է:
Կշռելով անոթը լցնելուց առաջ և հետո, գտնում ենք ծավալը ակնհայտ
բանաձևով.

$$V = \frac{M_1 - M_2}{\rho}$$

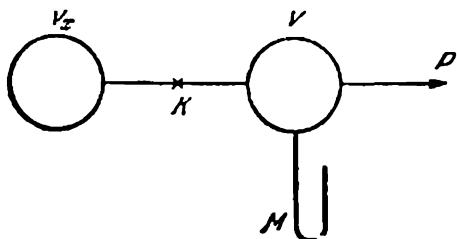
որտեղ M_1 -ը և M_2 -ը լցված և դատարկ անոթի մասսաներն են համա-
պատասխանաբար, ρ -ն՝ լցված հեղուկի խտությունը:

Անոթը լցնելու համար սովորաբար օգտագործում են ջուր կամ
սնդիկ: Երկու դեպքում էլ անհրաժեշտ է ուղղումներ մտցնել հաշվի

առնելով, որ հեղուկներն անոթի մեջ ստաջացնում են մենիսկ: Դոյու-
թյուն ունեն ալդպիսի ողողմաներ մուցնող հատուկ աղյուսակներ:

Անհրաժեշտ է հիշել, որ հենց նոր նկարագրված եղանակով չա-
փումը տալիս է անոթի ճավալի արժեքը ալն ջերմաստիճանում, որում
կատարված է չափումը: Եթե անոթը ողողործվում է ալլ ջերմաստի-
ճանում, պետք է ողողմաներ մուցնել հաշվի առնելով անոթի նյութի
ջերմալիքն ընդարձակումը:

Հաճախ հանդիպող ալնպիսի դեպքերում, երբ չափվող ծավալը
կշռել և հեղուկով լցնել հնարավոր չէ (մասնավորապես զա վերադրի-
վում է շատ մեծ չափեր ունեցող անոթներին), ծավալի չափումը
կատարվում է վոլյումոմետրի
օգնությամբ: Ալդ հղանակը պարզ
է 1.22 նկարից:



Նկ. 1.22

Չափվող V_x ծավալը K ծո-
րակի միջոցով միացվում է մի
անոթի, որի V ծավալը լավ
հայտնի է (չափված է վերը նկա-
րագրված եղանակով): Այնուհետև

երկու անոթներից էլ օդը հանվում է P պոմպի միջոցով: Դրանից հե-
տո K ծորակը փակվում է, և V անոթը լցվում է օդով մինչև որևէ P_1
ճնշում, որը չափվում է M մանոմետրով: Եթե ալծմ ծորակը նորից
բացվի, ապա ճնշումը երկու անոթներում կհավասարվի և կհաստատվի
մի նոր, ավելի ցածր P_2 ճնշում, որը նույնպես կչափվի մանոմետրով:

Ճնշումների հավասարեցումից առաջ և հետո գազի համար կարելի
է գրել Բոյլ-Մարիոտի հավասարությունը.

$$p_1 V = p_2 (V + V_x),$$

Այստեղից որոնելի V_x ծավալի համար ստանում ենք հետևյալ բա-
նաձևը.

$$V_x = \frac{(p_1 - p_2) V}{p_2},$$

ձեռնարկ չափումը: Ճնշումների չափման եղանակները տարբեր-
վում են մեծ տարատեսակությամբ, ինչպես գործիքների գործողությա-
ն սկզբունքով, ալնպես էլ ըստ նրանց կոնստրուկցիայի:

Ճնշման չափման համար ծառայող գործիքները կոչվում են մանո-
մետրեր, բայց շատ ցածր ճնշումների չափման համար կանխորոշված
մանոմետրերը հաճախ անվանվում են վակուումետրեր: Հատկապես
միջնորոտային ճնշման չափման համար նշանակված գործիքները կոչ-
վում են բարոմետրեր:

Ճնշումների չափման պրակտիկայում օգտագործվող մանոմետրերի թվում գոյություն ունեն գործիքներ, որոնք ճնշումը չափում են անմիջականորեն և այդ պատճառով կարող են կոչվել բացարձակ, առաջնային գործիքներ: Ուրիշ մանոմետրեր անմիջականորեն չափում են ոչ թե ճնշումը, այլ որևէ ուրիշ մեծություն, որն այս կամ այն կերպ կապված է ճնշման հետ: Այդպիսի երկրորդային գործիքների կարիք ունեն նախնական աստիճանարաշխման կամ, ինչպես ասում են, տարիրովային: Աստիճանարաշխումը կատարվում է այդ գործիքների ցուցմունքները առաջնային գործիքների ցուցմունքների հետ համեմատելու միջոցով:

Ֆիզիկական հետազոտությունների պրակտիկայում հարկ է լինում չափել չափազանց լայն դիապազոնի ճնշումներ: Ֆիզիկայի ժամանակակից լաբորատորիաներում ստացված ամենացածր ճնշումները հավասար են 10^{-12} մմ սնդիկի սյան, իսկ ամենաբարձրները՝ մոտ $4 \cdot 10^5$ մթն, այնպես որ ամենաբարձր և ամենացածր ճնշումների հարաբերությունը հավասար է մոտավորապես 10^{20} -ի: Հասկանալի է, որ գոյություն չունեն այս ամբողջ դիապազոնում ճնշումների չափման համար պիտանի գործիքներ: Պետք է տարբերել շատ փոքր ճնշումների չափման համար օգտագործվող գործիքները (վակուումմետրերը) մանոմետրերից, որոնք կարող են չափել բարձր և զերրարձր ճնշումներ, ինչպես նաև մթնոլորտայինին մոտ ճնշումները չափող գործիքներից:

Հասկանալի է, որ զծվար է խիստ սահման անցկացնել առանձին տիրույթների միջև, այդ պատճառով պայմանականորեն ցածր ենք համարելու 1 տորից (1 մմ սնդ. սյան) ցածր ճնշումները, բարձր՝ մի քանի հարյուր մթնոլորտից մեծ ճնշումները, գերբարձր՝ 10000 մթն-ից բարձր ճնշումները:

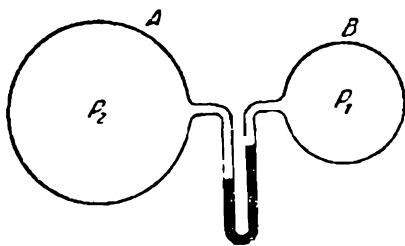
Այս գլխում չենք քննարկելու ցածր ճնշումների չափման համար օգտագործվող գործիքները, որովհետև ցածր ճնշումները վակուումային տեխնիկայի մասն են կազմում, որի մասին կիսովի հաջորդ գլուխներից մեկում:

1 տորից մինչև 1 մթն սահմաններում ճնշումները չափելու համար ամենից հաճախ օգտագործվում են հեղուկային մանոմետրերը՝ սովորաբար սնդիկով լցված: Հեղուկային մանոմետրը Ս-աձև մի խողովակ է, որը մասամբ լցված է սնդիկով կամ որևէ այլ հեղուկով: Ողողակի ծնկերից մեկում օդը հանելու միջոցով ստեղծվում է բարձր վակուում, որից հետո այդ ծալքը զոդվում է, կամ էլ այդ ծնկում օդը հեռացվում է սնդիկով լցնելու միջոցով, այնպես որ սնդիկի մակերևույթի վրա առաջանում է տորիչելյան դատարկություն (նկ. 1.23): Երկրորդ, բաց ծունկը միացվում է



Նկ. 1.23

հետագուովող ծավալին: Երկու ծնկներում մակարդակների տարբերությունը անմիջականորեն տալիս է ճնշումը սնդիկի սյան միլիմետրերով: Հաշվման ավելի մեծ ճշտությամբ համար պետք է, որ երկու ծնկներում էլ խողովակներն ունենան ֆիկսույն տրամագիծը: Դա ապաստում է մեկ հեղուկի մենիսկի հետ կապված հատուկ ուղղումներ մտցնելու անհրաժեշտությունից: Մանոմետրը սնդիկով լցնելիս անհրաժեշտ է հետևել,



Նկ. 1.24

որպեսզի գաղալին պղպջակները, որ սովորաբար լինում են սնդիկում, չթափանցեն փակ ծնկի անոց տարածության մեջ:

Սաձև հեղուկային մանոմետրերն օգտագործվում են նաև ճնշումների փոքր տարբերությունները չափելու համար (ալդպիսի մանոմետրերը կոչվում են դիֆերենցիալ մանոմետրեր): Այդպիսի մանոմետրի

միացման սխեման ցույց է տրված 1.24 նկարում: Այս դեպքում մանոմետրը չափում է A և B անոթներում եղած ճնշումների տարբերությունը: Եթե դիֆերենցիալ մանոմետրի մեջ լցված լինի ոչ թե սնդիկ, այլ թեթև հեղուկ, ապա նրա միջոցով հնարավոր կլինի չափել ճնշումների շատ փոքր տարբերություններ՝ մինչև սնդ. սյան մմ-ի հարյուրերորդական մասերը: Եթե Սաձև խողովակը պատրաստվի ոչ թե ապակուց, այլ մետաղից, ապա ալդպիսի դիֆերենցիալ մանոմետրը կարելի է օգտագործել բացարձակ արժեքով զգալի ճնշումների չափման համար՝ մի քանի հարյուր մթնոլորտի հասնող: Այդ դեպքում սնդիկի մակարդակին կարելի է հետևել խողովակի ներսում սնդիկի մակերևույթի վրա գրված մագնիսական լողանի և խողովակից դուրս գտնվող մագնիսական սլաքի՝ ինդիկատորի միջոցով: Դիտման ալդպիսի եղանակի դեպքում խողովակի նյութը պետք է լինի չմագնիսացող (պողպատի հատուկ չմագնիսացող տեսակներ):

Մթնոլորտային ճնշումը չափելու համար նշանակված գործիքները, ինչպես նշվեց, կոչվում են բարոմետրեր: Մասնավորապես, բարոմետր է նաև 1.23-րդ նկարում պատկերված մանոմետրը, եթե երկրորդ ծունկը, որից օդը չի հանված, թողնվի բաց: Երբեմն բարոմետրին տալիս են 1.25 նկարում ցույց տրված ձևը: Այստեղ միևնույն տրամագծի խողովակից պատրաստված երկու ծնկներն էլ գտնվում են մի ուղղածիդի վրա և միացված են իրար ծոված խողովակով, որը թույլ է տալիս ավելի ճշտ չափել մակարդակների տարբերությունը:

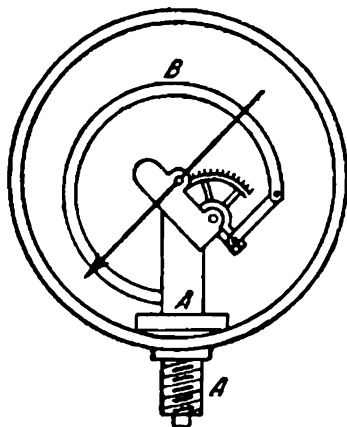


Նկ. 1.25

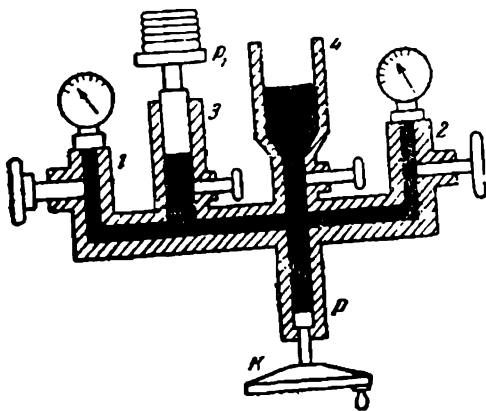
Անմիջականորեն ճնշումը չափող հեղուկային մանոմետրերը ալյումինային համար ծառայող ամենաճիշտ գործիքների շարքին են դասվում:

Բարձր ճնշումների չափման համար ամենից հաճախ օգտագործվում է ալյումին կոշիկող Բուրդոնի մանոմետրը, որի սխեման ցույց է ածելվում նկ. 1.26-ում:

Հետազոտվող ծախսը միացվում է մանոմետրին A նիպելի (պտուկ) միջոցով, որի մյուս ծայրին միացված է մանոմետրի գլխավոր մասը՝ օվալաձև կորվածք ունեցող B սնամեջ մետաղական խողովակը: Ոնշման ազդեցութան տակ խողովակը աշխատում է ուղղվել, այնպես որ նրա փակ ծայրը որոշ չափով տեղաշարժվում է, և ալյումին տեղաշարժը, ինչպես ցույց է տալիս փորձը, պարզ կերպով կապված է ճնշման մեծության հետ: Այդ խողովակ-գոպանակի զոյղած փակ ծայրին միացված է ցուցիչ մեխանիզմը, որի սլաքը սահում է կլոր թվաստախտակի վրայով: Վերջինս աստիճանաբարաշխված է անմիջականորեն ճնշման միավորներով: Ալյումինի մանոմետրերով կարելի է չափել ~ 10000 մթն հասնող ճնշումներ:



Նկ. 1.26



Նկ. 1.27

Բուրդոնի մանոմետրերը կարող են պատրաստված լինել նաև ցածր ճնշումների չափման համար, սակայն ֆիզիկական հետազոտությունների պրակտիկայում ալյումինի գործիքներով սակավ են օգտվում:

Մանոմետրերի մի կարևոր տեսակը մխոցային մանոմետրերն են, որոնք ինչպես և հեղուկայինները, անմիջականորեն ճնշումն են չափում: Սրանք օգտագործվում են երկրորդային մանոմետրերի (մասնավորապես՝ Բուրդոնի մանոմետրի) աստիճանավորման, ինչպես նաև բարձր ճնշումների չափման համար: 1.27 նկարում

են ճնշումն են չափում: Սրանք օգտագործվում են երկրորդային մանոմետրերի (մասնավորապես՝ Բուրդոնի մանոմետրի) աստիճանավորման, ինչպես նաև բարձր ճնշումների չափման համար: 1.27 նկարում

սխեմատիկորեն ցույց է տրված ՄՍՀՄ-ում պատրաստվող միոցալին մանոմետրը (ՄԴ—1 տիպի), որը նախորոշված է մանոմետրերի աստիճանավորման համար: Նա բաղկացած է X պտտատակալին մամլիչից, որից ճնշումը հաղորդվում է P միոցի և վենաիլներ (ծորակներ) ունեցող չորս ուղղաձիգ գլանների միջոցով: Այս գլաններից երկուսը՝ 1 և 2, ծառայում են աստիճանավորվող մանոմետրերի միացման համար: 3 գլանում շարժվում է միոցը, որի վրա ամրացված P_1 ափսեի վրա դրվում են սկավառակաձև բեռները: Այդ բեռները հավասարակշռում են մամլիչի ճնշումը: 4 գլանը ծառայում է մանոմետրը հեղուկով լցնելու համար: Եթե միոցի և ափսեի կշիռը G_1 է, իսկ հավասարակշռող բեռների կշիռը՝ G_2 , ապա p ճնշումը հաշվվում է հետևյալ բանաձևով.

$$p = \frac{G_1 + G_2}{S},$$

որտեղ S-ը միոցի մակերեսն է սմ^2 -ներով, ընդ որում միոցի մակերեսն ասիլով հասկանում ենք հենց իր՝ միոցի կտրվածքի մակերեսը, գումարած միոցի և գլանի միջև եղած ողակալին բացակի մակերեսի կեսը: Սովորաբար միոցի S մակերեսը մոտ է լինում 1 սմ^2 :

Այս տիպի միոցալին մանոմետրերը նմուշալինի դեր են կատարում և ծառայում են ճնշումը չափելու համար նշանակված բոլոր այլ գործիքների ստուգման և տարիրովկալի համար: Երբեմն այդ նպատակների համար ծառայում են նաև Բուրդոնի տիպի նմուշալին մանոմետրեր, քայց նրանք ևս նախապես տարիրովկալի են ենթարկվում միոցալին մանոմետրերի միջոցով:

§ 15. Ջերմաստիճանի չափումը

Ջերմաստիճանի հասկացությունը որպես մի մեծություն, որը բնորոշում է նյութի կամ մարմնի ջերմալին վիճակը, ծագում է «տաքի» և «սառնի» մեր զգալությունից: Այդ պատճառով բնական է մտցնել հատուկ մեծություն՝ ջերմաստիճան, որը «տաք» և «սառը» մարմինների համար ընդունում է տարբեր թվալին արժեքներ: Սակայն այդ զգալությունները ինքնին հնարավորություն չեն տալիս քանակապես գնահատելու ջերմաստիճանը: Նրանք նույնիսկ թույլ չեն տալիս միարժեք կերպով որոշելու, թե որի ջերմաստիճանն է ավելի բարձր՝ տաք թե սառը մարմինը: Որպես պատմական հետաքրքրաշարժ փաստ կարելի է հիշել այն, որ առաջին ջերմաչափերի վրա (XVII դար) հալչող սառույցի ջերմաստիճանը նշվում էր 100 թվով, իսկ ջրի եռմանը՝ 0 թվանշանով:

Ինչպես վերը նշվեց, ջերմաստիճանի չափման հնարավորությունը բխում է այն հանրահայտ փորձնական փաստից, որ եթե երկու ոչ միատեսակ տաքացրած մարմիններ հպման մեջ դրվեն միմյանց հետ, ապա այդ դեպքում ավելի ուժեղ տաքացրած մարմինը սառչում է, իսկ պակաս տաքացրածը՝ տաքանում, և այդ պրոցեսը շարունակվում է այնքան ժամանակ, մինչև երկու մարմիններն էլ զալիս են միևնույն ջերմային վիճակի, դառնում են միատեսակ տաքացրած: Այդ դեպքում ասում են, որ նրանք գտնվում են ջերմային հավասարակշռության մեջ:

Այս փաստը ինքնրատինքյան գեոևս թույլ չի տալիս չափելու ջերմաստիճանը, բայց թույլ է տալիս հաստատելու երկու մարմինների ջերմաստիճանների հավասար լինելը:

Եթե որեւէ A մարմին ջերմային հավասարակշռության մեջ է գտնվում առանձին-առանձին երկու՝ B և C, մարմինների հետ, ապա կարելի է պնդել, որ B և C մարմինները իրար հետ նույնպես գլատնրվում են ջերմային հավասարակշռության մեջ: Իս նշանակում է, որ երկու մարմինների ջերմաստիճանների հավասարության փաստը հաստատելու համար կարիք չկա անպայման դրանք իրար հետ կոնտակտի մեջ դնել: Իրա համար կարելի է օգտվել երրորդ մարմնով (մեր օրինակում A մարմնով) որը և կարող է ծառայել որպես ջերմաստիճանի չափման գործիք՝ ջերմաչափ:

Հետևաբար, ջերմաչափը մի մարմին է, որը ջերմաստիճանը չափելու համար պետք է հպման մեջ դրվի այն մարմնի հետ, որի ջերմաստիճանը չափման ենթակա է: Ջերմային հավասարակշռություն հաստատվելուց հետո կարելի է ընդունել, որ չափող ջերմաստիճանը հավասար է ջերմաչափի ջերմաստիճանին: Անհրաժեշտ է միայն պայմանավորվել, թե ի՞նչ ձևով ջերմաստիճանին վերագրել որոշակի թվեր, այսինքն՝ սահմանել ջերմաստիճանային ցուցանիշը:

Մենք այժմ գիտենք, որ ջերմաստիճանը կապված է մարմնի քառալիս շարժում կատարող մասնիկների միջին կինետիկ էներգիայի հետ: Այդ պատճառով պարզ է, որ ֆիզիկական իմաստ ունի հենց այդ էներգիան: Իսկ ջերմաստիճանը հայտնի չափով պայմանական մեծություն է, որը նյութի մեջ կատարվող կինետիկ պրոցեսների լոկ արտացոլում է: Բնական է, որ ջերմաստիճանն արտահայտող թվերը նույնպես միանգամայն պայմանական են, ինչպես որ պայմանական են նաև ջերմաստիճանի միավորները՝ աստիճանները: Ինչ վերաբերվում է ջերմաստիճանն արտահայտող թվերի հաշվանքի սկզբնականին, ապա, ընդհանրապես ասած, դա էլ պայմանական է: Կարելի է, իհարկե, ջերմաստիճանը հաշվել նրա բնական սահմանից՝ այն ջերմային վիճակից, որի դեպքում մասնիկների անկանոն շարժումներ տեղի չեն ունենում և այդ շարժումների կինետիկ էներգիան հավասար է զրոյի,

ինչպես որ ընական է, օրինակ, փողոցի տների համարակալումը սկսել նրա ծալրից: Կարելի է, սակայն, ջերմաստիճանը հաշվել մի ինչ-որ պայմանական զրոյից, ինչպես որ կարելի է տան տեղը փողոցում նշել ոչ թե նրա ծալրի, այլ գրեթե նկատելի կառուցվածքի նկատմամբ ստանդիրքով: Որպես այդպիսի «Նկատելի» ջերմաստիճաններ, կամ ինչպես նրանց անվանում են՝ ռեպերային կետեր, սովորաբար ծառայում են մաքուր նյութերի հալման կամ եռման ջերմաստիճանները տվյալ արտաքին պայմանների (ճնշումների) դեպքում: Այդպիսի կետերից լուրաքանչյուրը կարող է ծառայել որպես պայմանական զրո ջերմաստիճանի հաշվանքի համար:

Ջերմաստիճանների սանդղակ: Ջերմաչափական սանդղակ ստեղծելու համար պետք է ընտրել որևէ մարմին՝ ջերմաչափական մարմին, և մի ինչ-որ մեծություն՝ ջերմաչափական մեծություն, որը քնորոշում է մարմնի՝ ջերմաստիճանից կախում ունեցող որևէ հատկությունը: Օրինակ, հալտնի սնդիկային ջերմաչափերում ջերմաչափական մարմին է հանդիսանում սնդիկի սյունը, իսկ ջերմաչափական մեծություն՝ այդ սյան երկարությունը: Այնուհետև ընտրելով որևէ հեշտ վերարտադրվող ջերմաստիճանային միջակայք, ջերմաչափական մարմինը բերվում է այդ միջակայքի ծալրերին համապատասխանող ջերմային վիճակների, և որոշվում ջերմաչափական մեծության արժեքն լայդ վիճակներում: Ջերմաստիճանային միջակայքը ընտրում են երկու ռեպերային կետերի միջև և բաժանում որոշակի, կամայական թվով մասերի՝ աստիճանների, իսկ ռեպերային կետերին՝ վերագրում որոշակի, նույնպես կամայական թվային արժեքներ:

Եթե ջերմաչափական մեծության այն արժեքները, որոնք համապատասխանում են միջակայքի ծալրերին, նշանակենք A_1 և A_2 , իսկ միջակայքը բաժանենք N հավասար մասի, ապա աստիճանի մեծությունը հավասար կլինի.

$$\frac{A_1 - A_2}{N},$$

Այդ ժամանակ միջակայքի ներսում ցանկացած t° ջերմաստիճանը կորոշվի հետևյալ արտահայտությամբ՝

$$t^\circ = \frac{A_1 - A_2}{A_1 - A_2} N, \quad (1.54)$$

որտեղ A_1 -ն A ջերմաչափական մեծության արժեքն է t ջերմաստիճանում:

Ինչպես աստիճանի մեծությունը, այնպես էլ ռեպերային կետերին վերագրվող ջերմաստիճանների թվային արժեքները միանգամայն կամայական են:

Հայտնի է, որ ինակ, որ ներկայումս օգտագործվող Յելսիուսի, Ռեոմյուրի և Ֆարենհեյտի ջերմաստիճանային սանդղակներում որպես ռեպերային կետեր ծառայում են սառույցի հալման և ջրի եռման ջերմաստիճանները: Բայց այդ ջերմաստիճանային միջակայքը երեք սանդղակներում քաժանված է համապատասխանաբար 100,80 և 180 մասի: Իսկ ռեպերային կետերը Յելսիուսի (C°), Ռեոմյուրի (R°) և Ֆարենհեյտի (F°) սանդղակներում համապատասխանաբար նշանակված են 0 և 100,0 և 80,32 և 212 թվանշաններով: Մի սանդղակից մյուսին անցումը կարելի է հեշտությամբ կատարել հետևյալ ակնհայտ բանաձևի հիման վրա՝

$$n^{\circ} C - 0,8n^{\circ} R = (1,8n + 32) F,$$

Ուղիղային ջերմաչափի համար, որտեղ ջերմաչափական մեծություն է հանդիսանում մղիկի սլան L երկարությունը, է-ի արտահայտությունը Յելսիուսի սանդղակով ունի հետևյալ տեսքը:

$$t^{\circ} = \frac{L_t - L_0}{L_{100} - L_0} \cdot 100,$$

որովհետև աստիճանի «երկարություն» հավասար է

$$\frac{L_{100} - L_0}{100},$$

Հենց նոր նկարագրված եղանակով կառուցված ջերմաչափական սանդղակը, սակայն, պիտանի չէ ճշգրիտ ֆիզիկական չափումների համար:

Ենթադրենք, որ ինակ, որ որպես ջերմաչափական մարմին ընտրված է պղնձալարը, որպես ջերմաչափական մեծություն՝ նրա երկարությունը, իսկ որպես ռեպերային կետեր՝ սառույցի հալման և ջրի եռման ջերմաստիճանները, որոնց վերադրված են 0 և 100° արժեքները: Կարծես թե սա այն ամենն է, ինչ պահանջվում է ջերմաչափական սանդղակը սահմանելու համար: Սակայն բանը նրանումն է, որ ընտրված ջերմաստիճանային միջակայքը 100 հավասար մասերի բաժանելով մենք լռելյալն ենթադրում ենք, որ այդ 100°-ից յուրաքանչյուրին համապատասխանում է պղնձալարի երկարության միատեսակ փոփոխություն: Բայց իրականում այդպես չէ: Ինչպես ցույց է տալիս փորձը, ջերմաստիճանը, օրինակ, 20°-ից մինչև 21° և 85°-ից մինչև 86° փոփոխվելիս լարի երկարության փոփոխությունները տարբեր կլինեն: Նշանակում է այս սանդղակում աստիճանները միատեսակ չեն:

Բացի դրանից, եթե պղինձը փոխարինենք ուրիշ ջերմաչափական նյութով՝ օրինակ՝ վոլֆրամով, և այդպիսով սահմանենք պղնձային սանդղակի փոխարեն վոլֆրամային սանդղակ, ապա դուրս կգա, որ,

օրինակ, պղնձալին սանդղակի 50 աստիճանին համապատասխանում է վոլֆրամալին սանդղակի 54 աստիճանը:

Նշանակում է, ջերմաստիճանալին սանդղակի սահմանման ընտրված եղանակի դեպքում՝ նախ և առաջ ունենում ենք այնքան սանդղակ, որքան կարելի է ընտրել ջերմաչափական մարմիններ և մեծություններ: Բացի դրանից, միևնույն սանդղակի սահմաններում մենք նկատում ենք, որ նրա տարրեր մասերում աստիճանները ոչ մի կերպ կապված չեն միմյանց հետ:

Իզեալուկան գազի ջերմաստիճանալին սանդղակ: Այս թերություններից զերծ ջերմաստիճանալին սանդղակ կառուցելու համար, ակներևվաբար անհրաժեշտ է գտնել այնպիսի ջերմաչափական մեծություն, որը կախում չունենա ջերմաչափական մարմնից: Այդպիսի մեծություն մատնանշվել է 1848 թվին Կելվինի կողմից, որը դրա հիման վրա սահմանեց այսպես կոչվող ջերմաստիճանների թերմոդինամիկական սանդղակը: Այդ մեծության և այդ սանդղակի մասին պատմվելու է V գլխում: Այստեղ միայն նշենք, որ Կելվինի սանդղակը, ինչպես պարզվեց, կարող է վերարտադրվել, եթե որպես ջերմաչափական նյութ (մարմին) ընտրվի իդեալական գազը, իսկ որպես ջերմաչափական մեծություն՝ որևէ մասսայով իդեալական գազի ծավալը հաստատուն ճնշման տակ, կամ նրա ճնշումը հաստատուն ծավալի դեպքում:

Ինչպես մենք արդեն գիտենք, հաստատուն ճնշման տակ իդեալական գազի ծավալը կապված է ջերմաստիճանի հետ հետևյալ հավասարմով.

$$V = \text{const} \cdot T:$$

Ճիշտ նույն ձևով հաստատուն ծավալի դեպքում գազի ճնշումը հավասար է.

$$p = \text{const} \cdot T:$$

Գազի ինչպես ճնշումը, այնպես էլ ծավալը կախում ունեն բացառապես ջերմաստիճանից: Հայտնի է նաև, որ իդեալական գազերն աչքի են ընկնում նրանով, որ ջերմաստիճանի և ճնշման սկզբնական արժեքների նկատմամբ ընդարձակման ջերմաստիճանալին գործակիցը և ճնշման փոփոխության ջերմաստիճանալին գործակիցը հաստատուն են և հավասար են մոտ $1/273$ (եթե օգտվենք Յելսիուսի աստիճաններով): Եթե սրան ավելացնենք, որ բոլոր իդեալական գազերի հատկությունները նույնն են, ապա պարզ կդառնա, որ իդեալական գազերը ամենալավ ջերմաչափական նյութերն են. նրանց ջերմաչափական հատկությունները կախում չունեն կոնկրետ նյութից, և ամբողջ սանդղակում աստիճանները միատեսակ են:

Հենց այս պատճառով միջազգային համաձայնագրով (1887 թ.) որպես ստանդարտ ընդունվել է հաստատուն ծավալի գազային (ջրածնային) ջերմաչափի ջերմաստիճանային սանդղակը: Ընդ որում որպես ռեպերային կետեր ընդունված են սառույցի հալման և եռացող թորած ջրի գոլորշիների ջերմաստիճանները նորմալ մթնոլորտային ճնշման տակ: Այդ ռեպերային կետերին վերագրվում են 0 և 100 արժեքները:

Հետագայում (1927, 1948 և 1960 թթ.) այս սանդղակը տարածվել է 0—100 C ասիուլթի սահմաններից դուրս և ընտրվել են լրացուցիչ ռեպերային կետեր, որոնց վերագրվում են գազային ջերմաչափի միջոցով չափված ջերմաստիճանների հետևյալ արժեքները.

Ա ղ յ ու ս ա կ 1

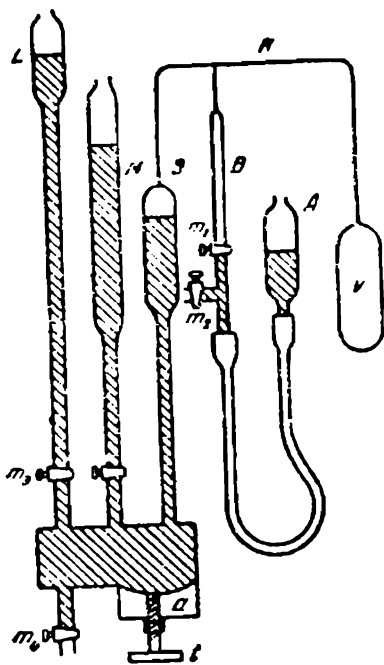
Ջերմաստիճանների սեռնդրաժ սանդղակի ռեպերային կետերը

Ռեպերային կետերը	Ջերմաստիճանը
Թթվածնի եռման կետը	—182,970
Սառույցի հալման կետը	0,000
Ջրի եռակի կետ ¹⁾	0,01
Ջրի եռման կետը	100,000
Ցինկի պնդացման կետը	419,505
Արծաթի պնդացման կետը	960,8
Ոսկու պնդացման կետը	1063,0

¹⁾ Եռակի կետի մասին տես IX գլուխ:

Այսպիսով, որպես հիմք ընդունված է գազային ջերմաչափը: Մնացած բոլոր ջերմաչափերը (օրինակ, սնդիկային) պետք է աստիճանավորվեն նրանց ցուցմունքները գազային ջերմաչափի ցուցմունքների հետ համեմատելու միջոցով (ջերմաստիճանների այն տիրույթում, որտեղ դա հնարավոր է), կամ էլ գազային ջերմաչափի միջոցով արդեն աստիճանավորված մի այլ ջերմաչափի հետ համեմատելու միջոցով: Այն դեպքերում, երբ գազային ջերմաչափի հետ անմիջական համեմատումը անհնարին է (բարձր կամ շատ ցածր ջերմաստիճաններ), ապա սահմանվում են բանաձևեր, որոնց միջոցով ջերմաստիճանները կարող են հաշվվել: Հասկանալի է, որ լրիվ իդեալական գազեր գոլորթյուն չունեն: Այդ պատճառով ճշգրիտ չափումների ժամանակ անհրաժեշտ է օգտվել տարբեր ուղղումներով, որոնց մասին ընթերցողը կարող է իմանալ հատուկ ուղեցույցներից:

Պագալյին ջերմաչափ: Հաստատուն ծավալի գազալին ջերմաչափի կառուցվածքը ցույց է տրված նկ. 1.28-ում: Ջերմաչափը բաղկացած է գազ պարունակող V անոթից և M մանոմետրից, որի միջոցով չափվում է գազի ճնշումը: Անոթը միացված է մանոմետրի հետ K մագաղան խողովակով, որի ծավալը փոքր է համեմատած V անոթի ծավալի հետ: Մանոմետրի աջ ծնկում սընդիկը խստորեն պահպանվում է տրված մակարդակի վրա և վերահսկվում է S սուր ծալրի միջոցով: A օժանդակ անոթը ձևուն փողրակով միացված է մագաղան խողովակի հետ B խողովակի վրա դանդուղ m_1 ծորակի միջոցով: B խողովակն ունի նաև ելուն, որի վրա դրված է m_2 ծորակը: Այս ամբողջ հարմարանքը ծառայում է ջերմաչափը գազով լցնելու համար: Պաղը լցվում է ելունի միջով A անոթի իջեցրած դիրքում: Դրանից հետո այդ անոթը բարձրացնելով սնդիկը հասցվում է համարյա մինչև մաղախոցովակը, որից հետո m_2 ծորակը փակվում է, իսկ սնդիկն իջեցվում է m_1 ծորակից ցած: Այսպիսով V անոթը առանձնացվում է դրսի տարածությունից m_1 և m_2 ծորակներով և սնդիկալին փականով: Ծավալի հաստատունությունը ապահովվում է նրանով, որ մանոմետրի աջ ծնկում սնդիկը պահպանվում է S սուր ծալրի մակարդակին: Մակարդակի տեղակայումը կատարվում է m_3 ծորակ ունեցող L ռեզերվուարի միջոցով կամ m_3 ծորակից սնդիկը բաց թողնելով: Նուրբ կարգավորումը իրագործվում է t պտուտակի միջոցով, որն աղյուս է պողպատե առաձգական a մեմբրանի վրա: V ծավալը պետք է ճնշող գերակշռություն ունենա K մագաղախոցովակի, մինչև m_1 ծորակն ընկած խողովակի և M մանոմետրի աջ ծնկի՝ մինչև S սալը եղած վերին մասի ծավալների համեմատությամբ, որովհետև միայն անոթում եղած գազն է հանդիսանում ջերմաչափական մարմին, իսկ ճնշում ստեղծում է ամբողջ գաղը: Այդ պատճառով V-ից բացի եղած ամբողջ ծավալը վնասակար ծավալ է, որը սխալ է մտցնում չափումների մեջ:



Նկ. 1.28

Լստ միջազգային ստանդարտի գազալին ջերմաչափը պետք է

լցվի ալյումինի քանակությամբ գազով, որ նրա ճնշումը 0.0-ում հասնում է 1000 մմ սնդ. սյան:

Ջերմաստիճանի չափման մասանակ V անոթը կոնտակտի մեջ է դրվում հետադոստովոյ մարմնի հետ (հալյոդ սառույց, եռացող ջուր և այլն), և ջերմաչին հավասարակշռություն հաստատվելուց հետո մանոմետրի միջոցով չափվում է ճնշումը: Ջերմաստիճանը հաշվվում է Գեյ-Լյուսակի բանաձևով:

$$t = \frac{1}{\alpha} \left(\frac{p}{p_0} - 1 \right),$$

Այստեղ p -ն մանոմետրի ցույց տված ճնշումն է, որն ուղղված է հաշվի առնելով միասակար ստրածություն առկայության հետ կապված տարբեր սխալները, տարածություն, որտեղ գազի ջերմաստիճանը տարբեր է V ծավալում եղած ջերմաստիճանից, անոթի ջերմաչին ընդարձակման հետ կապված սխալները և այլն:

Գազաչին ջերմաչափերը, իհարկե, չեն կիրառվում տեխնիկական չափումների համար և բավական հազվագյուտ են օգտագործվում ֆիզիկական հետադոստություններում, որտեղ նրանց միջոցով երբեմն չափում են ցածր ջերմաստիճանները: Գազաչին ջերմաչափերի գլխավոր նշանակությունն այն է, որ նրանց միջոցով աստիճանավորվում են երկրորդային ջերմաչափերը, որոնց աշխատանքները հիմնված են ուրիշ ջերմաչափական մարմինների և մեծությունների օգտագործման վրա: Դա, իհարկե, չի նշանակում, որ յուրաքանչյուր ջերմաչափ աստիճանավորվում է անմիջականորեն գազաչին ջերմաչափի միջոցով: Աստիճանավորման համար կարելի է օգտագործել ցանկացած այլ ջերմաչափ, որն արդեն աստիճանավորված է գազաչին ջերմաչափի հիման վրա: Գազաչին ջերմաչափի միջոցով չափված՝ վերը բերված ռեպերային կետերը հենց ծառայում են այդպիսի աստիճանավորման համար: Ռեպերային կետերի միջև եղած միջակայքում ջերմաստիճանային սանդղակը սահմանվում է միջազգային համաձայնագրով առաջարկված բանաձևերով, որոնք կապում են այս կամ այն ջերմաչափական մեծությունը գազաչին ջերմաչափի սանդղակով չափված ջերմաստիճանի հետ:

Երկրորդային ջերմաչափերից ամենից ավելի կարևորներն են հեղուկային (գլխավորապես սնդիկային) ջերմաչափերը, դիմադրության ջերմաչափերը և ջերմաէլեմենտները:

Հեղուկային ջերմաչափեր: Հեղուկային ջերմաչափերը, որոնք վաղուց արդեն օգտագործվում են տեխնիկայում և կենցաղում, չունեն սակայն բավականաչափ ճշտություն՝ ֆիզիկական հետադոստություններում կիրառվելու համար: Նրանց կիրառության ասպարեզը ցածր ջերմաստիճանների կողմից սահմանափակված է հեղուկի հատկություններ:

րով, իսկ բարձր ջերմաստիճանների կողմից՝ ապակու հատկություններով, ցածր ջերմաստիճաններում հեղուկները սառչում են, իսկ բարձր ջերմաստիճաններում ապակին փափկում է: Այնուամենայնիվ, հեղուկային ջերմաչափերը կարող են օգտագործվել ջերմաստիճանների բավականին լայն տիրույթում՝ —200-ից մինչև 600 °C:

Հեղուկային ջերմաչափերում գլխավորապես օգտագործվում են հետևյալ հեղուկները.

Պնտան՝ ջերմաստիճանների տիրույթը — 200-ից մինչև 20° C:

Էթիլ սպիրտ՝ — 110-ից մինչև 50° C:

Տոլուոլ՝ — 70-ից մինչև 100° C:

Մնդիկ՝ — 38,87-ից մինչև 600° C:

Մնդիկային ջերմաչափերի կառուցվածքը հանրահայտ է, այդ պատճառով այստեղ մանրամասն չենք նկարագրի: Նշենք միայն, որ գոլթի թյուն ունի ջերմաչափերի երկու հիմնական տեսակ: Նրանցից առաջինը բաղկացած է մնդիկով լցված գլանաձև կամ գնդաձև (գերադասելի է գլանաձև) ռեզերվուարից, որին զոդված է նույն տեսակի ապակուց պատրաստված բարակ և բարակապատ մազական խողովակ: Մազական խողովակի հետևում ամրացվում է մետաղից կամ կաթնապակուց պատրաստված սանդղակ, որի վրա աստիճանավորման ժամանակ գծվում են բաժանմունքները՝ աստիճանները և նրանց մասերը: Այսպիսի ջերմաչափերը չեն կարող կիրառվել բարձր ջերմաստիճանների չափման համար, որովհետև 356° C-ից (մնդիկի եռման ջերմաստիճանը մթնոլորտային ճնշման դեպքում) բարձր ջերմաստիճանում մազական խողովակը կլցվի գազով, իսկ բարակապատ մազական խողովակը չի կարող դիմանալ գազի հարկ և դաժնանք, որը հասնում է մինչև 20 և նույնիսկ մինչև 70 մթն: Այս նպատակի համար պիտանի են հաստապատ մազական խողովակներով ջերմաչափերը՝ այսպես կոչվող ձողիկային ջերմաչափերը: Նրանցում մազական խողովակի տրամագիծը համարյա նույնն է, ինչ որ ռեզերվուարի տրամագիծը, իսկ սանդղակը գծվում է հենց մազական խողովակի վրա ուտիչ նյութերի միջոցով: Ճշգրիտ չափումների դեպքում մնդիկային ջերմաչափի ցուցմունքների մեջ պետք է մտցվեն բազմաթիվ ուղղումներ, որոնց համար գոլթի թյուն ունեն համապատասխան բանաձևեր:

Հեղուկային ջերմաչափերի համար օգտագործվող մյուս հեղուկները մնդիկից տարբերվում են ամենից առաջ նրանով, որ նրանք թրջում են ապակին: Այդ պատճառով հեղուկի սյան խզումները կանխելու համար ջերմաչափերի մազական խողովակները պետք է միշտ, և ոչ թե միայն բարձր ջերմաստիճաններում լցված լինեն գազով: Այս ջերմաչափերի կարևոր առանձնահատկությունն է նաև նրանց սանդղակների անհավասարաչափությունը, այսինքն աստիճանային բաժանումների, չափերի

տարրեր լինելը սանդղակի տարրեր մասերում: Դա կապված է այդ հեղուկների ջերմային ընդարձակման առանձնահատկությունների հետ:

Դիմագրության ջերմաչափեր: Այս ջերմաչափերում սովորաբար ջերմաչափական մարմին է հանդիսանում որևէ մետաղական լար, իսկ ջերմաչափական մեծություն՝ այդ լարի էլեկտրական դիմադրությունը: Ինչպես և հեղուկային ջերմաչափերը, սրանք էլ կարիք ունեն աստիճանավորման գազային ջերմաչափի կամ այլ ջերմաչափի միջոցով, որի ցուցմունքներն արդեն համեմատված են գազային ջերմաչափի սանդղակի հետ:

Մետաղի դիմադրությունը ջերմաստիճանի թարձրացմանը զուգընթաց աճում է միանգամայն որոշակի օրենքով, որն ինքնըստինքյան նույնպես կախում ունի ջերմաստիճանից, այնպես որ ջերմաստիճանի տարրեր տիրույթներում հարկ է լինում օգտվել ջերմաստիճանից դիմադրության ունեցած կախման տարրեր բանաձևերից:

Դիմադրության ջերմաչափերի համար ամենակիրառական մետաղները մաքուր պլատինը և պղինձն են: Սրանցից առաջինը պլատինի է ջերմաստիճանի չափման համար լայն միջակայքում՝ —200-ից մինչև 1100°C, իսկ երկրորդը՝ ավելի նեղ միջակայքում՝ —20-ից մինչև 100°C: Զափերի և կշիռների Միջազգային կոմիտեի կողմից հանձնարարված է շատ մաքուր պլատինից պատրաստված մի ջերմաչափ, որը ծառայում է —190-ից մինչև 660°C տիրույթում ջերմաստիճանների թերմոդինամիկական սանդղակի վերարտադրման համար:

Ջերմաստիճանը 1°-ով փոփոխվելու դեպքում պլատինի (և շատ այլ մետաղների) տեսակարար դիմադրությունը սենյակի ջերմաստիճանին մոտիկ սահմաններում փոխվում է 0,4%-ով, որը շատ մոտ է 1/273 արժեքին՝ իդեալական գազերի ծավալի և ճնշման փոփոխության ջերմաստիճանային գործակիցին: Այդ մեծությունը կոչվում է դիմադրության ջերմաստիճանային գործակից: Վերջինիս բերված (վեճառված) արժեքը թույլ է տալիս չափելու աստիճանի հազարերորդական մասերով արտահայտվող ջերմաստիճանային փոփոխությունները, որովհետև ջերմաստիճանի չափումը հանգում է դիմադրության չափմանը, որը կարող է կատարվել մեծ ճշտությամբ և այն էլ շատ մեծ զգայությամբ:

Դիմադրության ջերմաչափերը կիրառվում են նաև շատ ցածր ջերմաստիճանների չափման համար, բայց այդ դեպքում նրանք պատրաստվում են ոչ թե պլատինից կամ պղինձից, այլ ուրիշ նյութերից, գլխավորապես բրոնզից և ածխից (գրաֆիտից):

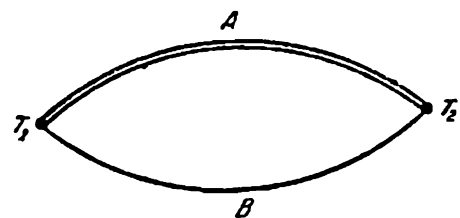
Դիմադրության ջերմաչափերի հատուկ տեսակն են հանդիսանում թերմոդիմադրությունները, կամ ինչպես նրանց երբեմն անվանում են՝ թերմիստորները: Այստեղ ջերմաչափական մարմինը ոչ թե մետաղ է,

այլ կիսահաղորդիչ, որը տարբերվում է մետաղից նրանով, որ ջերմաստիճանի աճման հետ նրա դիմադրությունը ոչ թև աճում է, այլ նվազում: Բացի դրանից, կիսահաղորդիչների համար դիմադրություն ջերմաստիճանային գործակիցը մոտ 10 անգամ ավելի մեծ է, քան մետաղների համար, իսկ տեսակարար դիմադրությունը՝ տասնյակ և հարյուրավոր անգամ ավելի մեծ: Այս երկու առանձնահատկությունների շնորհիվ դիմադրության կիսահաղորդչային ջերմաչափերը օժտված են հակալական զգայունությամբ և կարող են ունենալ բացառիկ փոքր չափեր: Սովորաբար թերմիստորների չափերը չեն անցնում մի քանի միլիմետրից, և նրանցով հոսալիորեն կարելի է չափել աստիճանի հազարերորդական մասերով արտահայտվող ջերմաստիճանային փոփոխություններ:

Սովետական Միությունում արտադրվող կիսահաղորդչային թերմոդիմադրությունները նախորոշված են —100-ից մինչև +120 C տիրույթում ջերմաստիճաններ չափելու համար: Այս գործիքներում ջերմաստիճանի նկատմամբ զգալուն էլեմենտն ունի ձողի, թիթեղի կամ գնդիկի (ուլունքի) ձև:

Վերը հիշատակված դիմադրության ցածր ջերմաստիճանային ածիային ջերմաչափերը նույնպես կարելի է դասել կիսահաղորդչային ջերմաչափերի թվում, որովհետև նրանց համար էլ դիմադրության ջերմաստիճանային գործակիցը նույն նշանն ունի, ինչ որ կիսահաղորդիչների համար (ջերմաստիճանի բարձրացման հետ դիմադրությունը նվազում է, ճիշտ է, այստեղ այլ պատճառներով):

Ջերմաէլեմենտներ (ջերմազույգեր): Երկրորդային ջերմաչափերի կարևոր տեսակ են հանդիսանում ջերմազույգերը: Այստեղ օգտագործվում է մի երևույթ, որը հայտնի է Ջեքսոնի երևույթ անվան տակ:



Նկ. 1.29

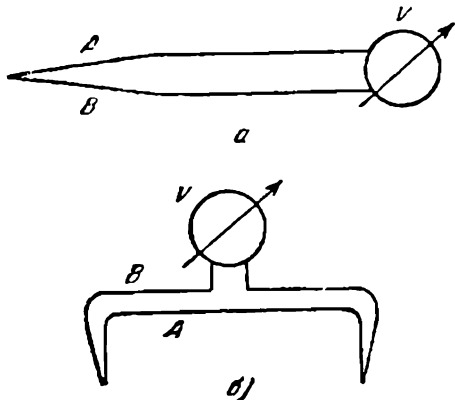
Այդ երևույթը հետևյալն է. եթե ծալրերով իրար զոդված երկու տարբեր հաղորդիչներից (A և B) կազմվի շղթա (Նկ. 1.29), ապա այդպիսի շղթայում, երբ զոդատեղերը գտնվում են տարբեր ջերմաստիճաններում երևան կգա էլեկտրաշարժ ուժ: Այդ՝ այսպես կոչված ջերմաէլեկտրաշարժ ուժի մեծությունը կախում ունի զո-

դատեղերի ջերմաստիճանների տարբերությունից: Եթե զոդատեղերից մեկը պահվի T_1 հաստատուն ջերմաստիճանում, ապա ջերմաէլեկտրաշարժ ուժը կախում կունենա միայն մյուս զոդատեղի T ջերմաստիճանից: Այդ պատճառով 1.29 նկարում ցույց տրված սարքը, որը կոչվում

է ջերմաէլեմենտ կամ ջերմազույգ, կարող է օգտագործվել ջերմաստիճանի չափման համար:

Այսպիսով, ջերմազույգային ջերմաչափում ջերմաչափական մարմինն է հանդիսանում ջերմաէլեմենտը, իսկ ջերմաչափական մեծություն՝ նրա ջերմաէլեկտրաշարժ ուժը:

Ջերմաէլեկտրաշարժ ուժի չափման համար ջերմազույգի շղթայում մտցվում է է. շ. ու. չափող գործիք (միլիվոլտմետր): Նա կարող է միացվել կամ 1.30 ա նկարում, կամ էլ 1.30բ, նկարում ցույց տրված սխեմայով: Առաջին դեպքում ազատ է մնում մի ղողատեղը, որը և կոնտակտի մեջ է դրվում այն մարմնի հետ, որի ջերմաստիճանը պետք է չափվի: Երկրորդ դեպքում երկու ղողատեղերն էլ ազատ են: Նրանցից մեկի համար ապահովվում են ջերմաստիճանի խիստ հաստատունության պայմաններ, որի համար նա սովորաբար տեղավորում են հալչող սառույց պարունակող անոթի մեջ: Իսկ մյուս ղողատեղը կոնտակտի մեջ է դրվում հետապնդող մարմնի հետ: Ճշգրիտ չափումների համար գերադասելի է, իհարկե, երկրորդ սխեման, որի դեպքում գործիքի ցուցմունքը կախում չունի շրջապատող միջավայրի ջերմաստիճանից:



Նկ. 1.30

Ջերմաստիճանների չափման համար օգտագործվող ջերմազույգերից պահանջվում է, որ նրանք ունենան ջերմաէլեկտրաշարժ ուժի հնարավորին չափ քարձր թվային արժեք, այդ ջերմաէլեկտրաշարժ ուժը կիրպով կախում ունենա ջերմաստիճանից, ջերմաէլեկտրաշարժ ուժը ջերմաստիճանի հետ կապող օրենքը հնարավորին չափ պարզ տեսք ունենա, ջերմազույգի նյութերը քարձր ջերմաստիճանների պայմաններում կայուն լինեն:

Ջերմաստիճանների չափման պրակտիկայում ամենից հաճախ օգտագործվող ջերմազույգերի մասին տվյալները բերված են 2 աղյուսակում:

Հատկապես կարևոր նշանակություն ունի պլատին-պլատինառդիում ջերմազույգը, որը քարձր ջերմաստիճանների դեպքում աչքի է ընկնում մեծ կայունությամբ: Չափերի և կշռի Միջազգային կոմիտեի որոշմամբ հենց այս ջերմազույգն է օգտագործվում 860—1063°C տի-

բուլթում ջերմաստիճանների թերմոդինամիկական սանդղակի վերաբերյալ համար:

Ա ղ յ ու ս ա կ 2

Ջերմազույգերի բնութագրերը

Ջերմազույգ	Կազմը	Չափվող ջերմաստիճանների տիրույթը, °C
Պլատին-պլատինառողիում	Pt — 90% Rh — 10%	0 ÷ + 1700
Նրկաթ-կոնստանտան	Cu — 55% Ni — 45%	— 200 ÷ + 600
Խրոմել-ալյումել	Ni — 90%, Cr — 10% Ni — 95%, Al — 5%	— 200 ÷ + 1350
Խրոմել-կոպել	Mn — 2%, Si — 1%	— 50 ÷ + 800
Պղինձ-կոնստանտան	Ni — 43%, Cu — 57%	— 200 ÷ + 600

Բացի թվարկած ջերմազույգերից կիրառվում են նաև ուրիշները՝ խրոմել-կոնստանտան, պլատինառողիում-ռոսկեպալադիում, իրիդիում-իրիդիումռուտենիումի համաձուլվածք (այս ջերմազույգը կարող է չափել մինչև 2000° C ջերմաստիճան) և այլն:

Բարձր և ցածր ջերմաստիճաններ: Շատ բարձր ջերմաստիճանների— հազար աստիճան և ավելի— չափումը հանդիպում է այն ակնհայտ դժվարություններ, որ գոյություն չունեն այնպիսի դժվարահալ ջերմաչափեր, որոնք հնարավոր լինեն անպատիժ կերպով կոնտակտի մեջ դնել այդքան ուժեղ տաքացրած առարկայի հետ, քանի որ ամեն մի պինդ մարմին այդպիսի ջերմաստիճաններում հալվում է: Այդ պատճառով ջերմաստիճանների այդ տիրույթում ջերմաչափական մարմին է դառնում հենց ինքը՝ տաքացրած մարմինը, իսկ ջերմաչափական մեծությունը՝ մարմնի կողմից լույսի ձևով ճառագայթվող էներգիան: Այդ էներգիայի չափումը անմիջական կոնտակտ չի պահանջում նրա աղբյուրի հետ:

Այստեղ օգտագործվող ֆիզիկական օրինաչափությունների մասին և այն գործիքների՝ պիրոմետրերի մասին, որոնց միջոցով չափվում է ճառագայթման էներգիան, ընթերցողը կիմանա օպտիկայի դասընթացում: Այստեղ մենք միայն կնշենք, որ 1063° C-ից բարձր ջերմաստիճանների թերմոդինամիկական սանդղակը, չափերի և կշիռների Միջազգային կոմիտեի որոշման համաձայն, վերաբերում է հենց պիրոմետրերի միջոցով:

Մեծ դժվարություններ են հանդիպում նաև շատ ցածր ջերմաստիճանների (1° K-ից ցածր) չափման ժամանակ: Ամենից առաջ այդ ջերմաստիճաններում, ինչպես ցույց է տալիս փորձը, ջերմաչափի պարզ

կոնտակտը սառեցրած մարմնի հետ երկար ժամանակ չի հանգեցնում նրանց միջև ջերմաստիճանների հավասարեցմանը: Բացի դրանից, մի ամբողջ շարք ջերմաչափական մեծություններ, որոնք պիտանի են օգտագործման համար ավելի բարձր ջերմաստիճաններում, «խափանվում են» ջերմաստիճանների քննարկվող տիրույթում. գազերի ճնշումը դառնում է անչափ փոքր, դիմադրությունը դադարում է կախում ունենալ ջերմաստիճանից և այլն: Այդ պատճառով այստեղ էլ ինչպես և խիստ բարձր ջերմաստիճանների դեպքում, ջերմաչափական մարմին է դառնում հենց ինքը սառեցրած մարմինը: Ինչպես ցույց կտրվի VIII գլխում, ամենացածր ջերմաստիճանները ստացվում են պարամագնիսական աղերի միջոցով: Այդ բանը թույլ է տալիս որպես ջերմաչափական մեծություն օգտագործել այդ աղի պարամագնիսական ընկալունությունը՝ նրա մագնիսական հասկությունների հիմնական բնութագիրը: Սակայն այստեղ առաջ են գալիս լուրջ և դեռևս չհաղթահարված դժվարություններ, որոնք կապված են այս ձևով չափված ջերմաստիճանը ջերմաստիճանների թերմոդինամիկական սանդղակի հետ համաձայնեցնելու հետ: Այստեղ հնարավոր չէ քննարկել այս հարցի մանրամասնությունները:

ԳԼՈՒԽ ԵՐԿՐՈՐԴ

ԶԵՐՄՈՒԹՅԱՆ ԿԻՆԵՏԻԿ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆԸ, ԹԵՐՄՈՂԻՒՆԱՄԻԿԱՅԻ ԱՌԱՋԻՆ ՍԿՋԲՈՒՆՔԸ

Այս գլխում քննարկելու ենք իդեալական գազի վիճակի փոփոխման պրոցեսը էներգետիկ տեսանկյունից և առաջին հերթին՝ գազի վիճակի փոփոխման պրոցեսը նրա ջերմաստիճանը փոփոխվելիս:

§ 1. Իդեալական գազի ներքին էներգիան

Հայտնի է, որ եթե իդեալական գազի մասնիկները համարենք կետեր, նրա մոլեկուլի միջին կինետիկ էներգիան որոշվում է հետևյալ արտահայտությամբ՝

$$\frac{mc^2}{2} = \frac{3}{2} kT ,$$

Մեկ անգամ ևս պետք է նշել, որ այս արտահայտությունն իրավացի է մոլեկուլ-կետերի համար, որոնք ընդունակ են միայն համընթաց շարժում կատարելու: Գազի մասին այսպիսի պատկերացումը կարող է ճիշտ համարվել միատոմանի գազերի համար: Իսկ եթե գազի մոլեկուլը պարունակում է ոչ թե մեկ, այլ ավելի ատոմներ, ապա այդպիսի մոլեկուլը կարող է կատարել և այլ տեսակի շարժումներ՝ պտտական և տատանողական, որոնց հետ նույնպես որոշ էներգիա է կապված:

Սահմանափակվենք, սակայն, առայժմ միայն միատոմանի գազերի զեպքով և գրենք գազի սովյալ մասսայի բոլոր մոլեկուլների էներգիայի արտահայտությունը: Եթե գազը պարունակում է N մոլեկուլ, ապա նրանց ընդհանուր U էներգիան հավասար է

$$U = \frac{3}{2} NkT , \quad (2.1)$$

Մեկ գրամմոլի համար այս արտահայտությունը կստանա հետևյալ տեսքը՝

$$U = 3 N_{\text{ok}} T = \frac{3}{2} \kappa T \quad (2.2)$$

Այս էներգիան կոչվում է իդեալական գազի ներքին էներգիա: Իսկ ընդհանրապես մարմնի ներքին էներգիա կոչվում է հենց իրենց՝ մոլեկուլներին վերաբերվող լրիվ էներգիան, այսինքն՝ նրանց «անտեսանելի» էներգիան: Այստեղ մտնում է մոլեկուլների շարժման կինետիկ էներգիան, մոլեկուլի ներսում ատոմների շարժման կինետիկ էներգիան, (եթե մոլեկուլը միատոմանի չէ), մոլեկուլի ներսում ատոմների միջև փոխազդեցությունը պոտենցիալ էներգիան և նույնիսկ ատոմների կազմի մեջ մտնող մասնիկների (միջուկների և էլեկտրոնների) կինետիկ էներգիան: Ներքին էներգիայի մեջ չի մտնում, սակայն, այն կինետիկ էներգիան, որ կարող է ունենալ գազը, եթե նա ամբողջությամբ շարժվի, և այն պոտենցիալ էներգիան, որ կարող է ունենալ պազը որևէ ուժի դաշտում գտնվելիս:

Իդեալական գազի տվյալ մասսայի ներքին էներգիան, ինչպես դա երևում է (2.1) և (2.2) բանաձևերից, կախում ունի միայն ջերմաստիճանից և կախում չունի ոչ ճնշումից, ոչ էլ գազի ծավալից: (Ոչ իդեալական գազերի համար դա ճիշտ չէ):

Բերված բանաձևերից երևում է, որ վազի ջերմաստիճանը փոփոխելու համար պետք է փոփոխել նրա ներքին էներգիան: Իսկ էներգիայի փոփոխությունը, ինչպես հայտնի է մեխանիկայից, կապված է աշխատանքի հետ. մարմնի էներգիան փոփոխվում է, երբ մարմինը աշխատանք է կատարում, կամ նրա վրա աշխատանք է կատարվում, և այդ փոփոխությունը հենց հավասար է կատարված աշխատանքին:

Այստեղից կարծես թե հետևում է, որ գազի կամ ընդհանրապես որևէ մարմնի ջերմաստիճանի փոփոխությունը կարելի է հասնել միայն մեխանիկական աշխատանքի հաշվին. մարմնի տաքացման համար պետք է նրա վրա աշխատանք կատարել, իսկ սառեցման համար պետք է ախպիսի պայմաններ ստեղծել, որոնց դեպքում ինքը մարմինը կարողանա աշխատանք կատարել: Փորձը ցույց է տալիս, որ իրոք մարմնի ջերմաստիճանը կարելի է փոխել համապատասխան մեխանիկական աշխատանք ծախսելու միջոցով: Այսպես, օրինակ, մարմինները միմյանց ջիվելիս տաքանում են (դրա վրա է հիմնված կրակ ստանալու հնագույն եղանակը): Ինչպես ցույց կտրվի ստորև, գազը նույնպես կարելի է տաքացնել և սառեցնել աշխատանք կատարելու հաշվին:

§ 2. Ջերմության քանակ

Հայտնի է, սակայն, որ գազը, ինչպես և ամեն մի այլ մարմին, կարելի է տաքացնել և սառեցնել նաև այլ եղանակով, երբ առաջին հայացքից աշխատանքը ոչ մի դեր չի խաղում: Այդ եղանակը կայանում է նրանում, որ մարմինը կոնտակտի մեջ է դրվում մի այլ՝ նրա սեփական ջերմաստիճանից տարբեր ջերմաստիճան ունեցող մարմնի հետ: Նույն արդյունքին կարելի է հասնել նաև առանց անմիջական կոնտակտի, երբ տարբեր ջերմաստիճան ունեցող երկու մարմինները բաժանված են որևիցե միջավայրով կամ նույնիսկ դատարկությամբ: Առաջին դեպքում ասում են, որ տաքացումը կամ սառեցումը իրագործվում է ջերմահաղորդությամբ միջոցով, երկրորդ դեպքում՝ ճառագայթումով:

Բայց (2.1) բանաձևից հետևում է, որ գազի ջերմաստիճանի փոփոխությունը միշտ կապված է էներգիայի փոփոխության հետ: Երբ այդ փոփոխությունը կատարվում է աշխատանքի ծախսման հետևանքով, նրա պատճառը պարզ է. չէ որ աշխատանքը հենց էներգիայի փոփոխությունն է: Նշանակում է «կոնտակտային» եղանակի դեպքում էլ ինչ-որ ձևով կատարվում է էներգիայի հաղորդում (տաքացման դեպքում) կամ անջատում (սառեցման դեպքում):

«Կոնտակտային» եղանակով էներգիայի փոխանցումը կատարվում է հետևյալ կերպ. հպվող մարմինների մասնիկները փոխադարձ բախումների ժամանակ էներգիայի փոխանակում են կատարում, այնպես որ ավելի շատ տաքացրած մարմնի մասնիկները կորցնում են իրենց էներգիան՝ այն հաղորդելով պոկաս չափով տաքացրած մարմնի մասնիկներին: Հետևաբար այս դեպքում էներգիայի փոփոխությունը չի կատարվում ի հաշիվ աշխատանքի ծախսման, այլ դրա փոխարեն նույն արդյունքը ստացվում է մի մարմնի քառասային շարժում կատարող մասնիկների էներգիայի փոխանցումով մյուս մարմնի մասնիկներին:

Բայց և այնպես, ֆիզիկայի զարգացման պատմության հետ կապված հանգամանքների բերումով այն դեպքում, երբ մարմնի ջերմաստիճանի փոփոխությունը (տաքացում կամ սառեցում) կատարվում է այս եղանակով («կոնտակտային» կամ ճառագայթման), ասում են, որ մարմնին հաղորդվում է կամ նրանից անջատվում է ջերմության մի որոշ քանակություն:

Նշանակում է, ջերմության քանակությունը այն էներգիան է, որը փոխանցվում է մի մարմնից մյուսին նրանց կոնտակտի դեպքում (անմիջական կամ երրորդ մարմնի միջոցով) կամ ճառագայթման միջոցով: Ըստ էության ջերմության փոխանցման ժամանակ մենք գործ ունենք նույնպես աշխատանքի հետ, բայց այս դեպքում աշխատանք են կա-

տարում ոչ թե մակրոսկոպիկ, կարգավորված շարժում կատարող մարմինները, այլ անկանոն շարժվող միկրոմասնիկները: Ինչպես կոեսենսք ստորև, այս հանգամանքը շատ կարևոր դեր է խաղում:

§ 3. Ջերմության մեխանիկական համարժեք

Ջերմության և աշխատանքի (էներգիայի) միջև ոչ մի այլ տարբերություն չկա: Այդ պատճառով նրանք պետք է չափվեն միևնույն միավորներով: SI սիստեմում որպես ջերմության քանակի միավոր ընդունված է 1 ջուլը (ջ): Բայց պատմական պատճառների բերումով մինչև վերջին ժամանակներս ջերմության քանակը չափվում էր կալորիաներով: Ջերմության քանակի հատուկ միավորը մտցված էր դեռևս այն «նախակինեմտիկ» ժամանակներում, երբ ջերմությունը համարվում էր հատուկ նյութ, որը կարող է ինչ-որ հեղուկի նման հոսել մի մարմնից դեպի մյուսը: Այժմ, երբ պարզ է էներգիայի և ջերմության համարժեքությունը, այդ միավորը կորցրել է իր հատուկ ֆիզիկական իմաստը, բայց տրադիցիայով դեռևս պահպանվել է թե՛ ֆիզիկայում և թե՛ տեխնիկայում:

Կալորիան սահմանվում է որպես ջերմության մի քանակություն, որի՝ մթնոլորտային ճնշման տակ հաղորդելը կամ որի հեռացնելը մեկ գրամ ջրից առաջ է բերում նրա տաքացումը կամ համապատասխանաբար՝ սառեցումը մեկ աստիճանով (ըստ Ցելսիուսի հարյուր աստիճանանոց սանդղակի):

Ջերմության և էներգիայի համարժեքությունը հատկապես ակնառու կերպով ցուցադրվել է դեռևս անցյալ դարի 50-ական թվականներին Ջ. Ջոուլի կողմից, որը մի շարք մանրակրկիտ փորձերի միջոցով ցույց տվեց, որ մեկ կալորիա ջերմության քանակի առաջացրած տաքացումը նույնն է, ինչ-որ տալիս է միանգամայն որոշակի և միշտ միևնույն աշխատանքը: Այն է, պարզվեց, որ

$$1 \text{ կալ} = 0,427 \text{ կՊմ} = 4,18 \text{ ջ:}$$

Այս կալորիան կոչվում է փոքր կամ գրամ կալորիա, ի տարբերություն 1000 անգամ մեծ միավորի՝ կիլոգրամ-կալորիայի կամ մեծ կալորիայի:

Այն թիվը, որը ցույց է տալիս մեխանիկական աշխատանքի միավորի հարաբերությունը ջերմության միավորին, կոչվում է ջերմության մեխանիկական համարժեք՝

$$I = 4,18 \text{ ջ/կալ,}$$

նրա հակադարձ մեծությունը կոչվում է մեխանիկական աշխատանքի ջերմային համարժեք՝

$$I' = 0,239 \text{ կալ/ջ:}$$

Ակնհայտ է, որ $1 \text{ Զ} = 0,24 \text{ կալ և SI սիստեմում ջերմության մեխանիկական համարմունքը հավասար է 1-ի:}$

Հետագա շարադրման ժամանակ մենք չենք ոգտվելու այս համարմունքներից: Այն դեպքերում, երբ միևնույն հավասարման մեջ կամանակցեն թե ջերմության քանակը և թե աշխատանքը կամ էներգիան, մենք կհամարենք, որ նրանք չափվում են միևնույն միավորներով (ջերմության կամ աշխատանքի՝ միևնույնն է):

§ 4. Թերմոդինամիկայի առաջին սկզբունքը

Ամեն մի մարմնի կամ մարմինների սիստեմի վիճակի փոփոխությունը, ընդհանրապես ասած, ուղեկցում է այդ սիստեմի կողմից կատարված, կամ արտաքին ուժերի կողմից նրա վրա կատարած աշխատանքը: Այդ աշխատանքը կարող է արտահայտվել սիստեմի վիճակը որոշող պարամետրերի միջոցով:

Եթե, ինչպես մենք արդեն գիտենք, մարմնի վիճակը որոշվում է P , V և T երեք պարամետրերից որևէ երկուսով, ապա ընդհանուր դեպքում նրանցից ամեն մեկի փոփոխությունը պետք է ուղեկցի արտաքին աշխատանք:

Այսպես, օրինակ, գազի ջերմաստիճանի փոփոխությունը, այսինքն՝ նրա տաքացումը կամ սառեցումը, կարող է իրագործվել մեխանիկական աշխատանքի ծախսումով կամ դրսից (տաքացում), կամ իրեն՝ գազի կողմից արտաքին ուժերի նկատմամբ կատարված աշխատանքի հաշվին (սառեցում):

Այդ մեխանիկական աշխատանքը կատարվում է գազը սեղմելիս արտաքին ուժով, երբ գազը տաքացվում է կամ էլ գազի ընդարձակումով, երբ նա ինքն է աշխատանք կատարում՝ միաժամանակ սառչելով: Գազի ծավալի փոփոխությունը կարող է տեղի ունենալ առանց նրա ջերմաստիճանի փոփոխություն (տես ստորև), այն ժամանակ համապատասխանաբար ավելի քիչ աշխատանք կպահանջվի:

Մակայն ինչպես նշվեց, գազի (կամ այլ մարմինների) վիճակի փոփոխությունը կարելի է իրագործել նրան հաղորդելով կամ, ընդհակառակը նրանից վերցնելով ջերմության որևէ քանակություն, այսինքն՝ նրան՝ «կոնտակտի» մեջ դնելով ավելի տաք կամ ավելի սառը մարմնի հետ:

Ո՞րքան աշխատանք կկատարվի վիճակի այսպիսի փոփոխության դեպքում: Այս հարցի պատասխանը տալիս է Էմբերգիայի պահպանման օրենքը: Եթե գազին (կամ այլ մարմնի) հաղորդված է ջերմության որևէ dQ քանակ, ապա այդ դեպքում, ընդհանրապես ասած, կա-

տարվում է dA աշխատանք և փոխվում է նրա ներքին էներգիան dU չափով:

Էներգիայի պահպանման օրենքն ասում է. սխառմի կողմից կատարված աշխատանքը հավասար է սխառմին հաղորդվող ջերմության քանակի և նրա ներքին էներգիայի փոփոխության տարբերությանը

$$dA = dQ - dU$$

կամ

$$dQ = dU + dA, \quad (2.3)$$

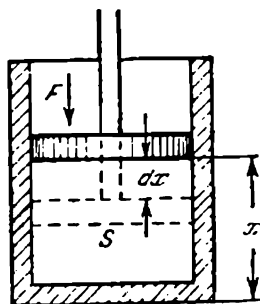
Այս հավասարումն արտահայտում է բնության կարևորագույն օրենքը՝ էներգիայի պահպանման օրենքը մեխանիկական և ջերմային էներգիայի համար: Այս օրենքը ստացել է թերմոդինամիկայի առաջին սկզբունք անունը:

Ասխտանցքը գազի ծավալի փոփոխման ժամանակ: Դժվար չէ հաշվել այն աշխատանքը, որ կապված է գազի ընդարձակման կամ սեղմման, այսինքն՝ նրա ծավալի փոփոխության հետ: Պատկերացնենք, թե գազը գտնվում է մի գլանում, որը ծածկված է S մակերես ունեցող շարժական մխոցով (նկ. 2.1): Դիցուք, F արտաքին ուժի ազդեցության տակ մխոցը իջել է dx չափով՝ սեղմելով գազը: Գազը կշարունակի սեղմվել այնքան ժամանակ, քանի դեռ F ուժը չի հավասարակշռվի գազի կողմից մխոցի վրա ազդող ուժով, որը հավասար է pS -ի, որտեղ p -ն գազի ճնշումն է: Մխոցը dx չափով տեղափոխելու վրա ծախսված dA աշխատանքը, ակնհայտորեն, հավասար է $pSdx$ -ի: Բալց Sdx -ը ոչ այլ ինչ է, եթե ոչ գազի ծավալի dV փոփոխությունը սեղմման ժամանակ, այսինքն

$$Sdx = -dV,$$

որտեղից

$$dA = -pdV, \quad (2.4)$$



Նկ. 2.1

Ընդհակառակը, գազի ընդարձակման ժամանակ, այսինքն՝ նրա ծավալը dV -ով մեծանալու դեպքում, ինքը գազն է կատարում աշխատանք արտաքին ուժերի նկատմամբ, որը հավասար կլինի $+pdV$: Փազի ծավալի փոփոխությանը ուղեկցում է աշխատանք, որը հավասար է գազի ճնշման և նրա ծավալի փոփոխության արտադրյալին: (2.4) բանաձևը իրավացի է ոչ միայն գազի, այլև ամեն մի այլ մարմնի համար: Եթե մարմնի վիճակի փոփոխության ժամանակ արտաքին

աշխատանքը կատարվում է միայն ծավալի փոփոխության հաշվին, ապա թերմոդինամիկայի առաջին սկզբունքը կարող է գրվել հետևյալ տեսքով՝

$$dQ = dU + p dV, \quad * (2.4a)$$

Հնարավոր են դեպքեր, երբ մարմինների վիճակի փոփոխությանը ուղեկցում է էլեկտրական, մագնիսական և այլ պարամետրերի փոփոխություն. այդ դեպքում (2.4ա) հավասարման աջ մասում պետք է ավելացնել համապատասխան գումարելիներ՝ էլեկտրական, մագնիսական և այլ տեսակի էներգիաներ: Մենք այստեղ կսահմանափակվենք միայն p և V պարամետրերի փոփոխության քննարկումով:

Կարելի է հաշվել արտաքին աշխատանքը նաև այն դեպքում, երբ վիճակի պարամետրերի փոփոխությունը անվերջ փոքր չէ:

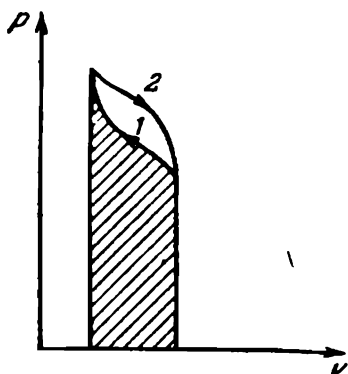
Եթե մարմինը 1 վիճակից անցնում է 2 վիճակին, ապա զրա հետ կապված A աշխատանքը որոշվում է (2.4) հավասարման ինտեգրման միջոցով

$$A = \int_1^2 dA = \int_1^2 p dV:$$

$\int_1^2 p dV$ ինտեգրալը կարելի է որոշել զրաֆիկորեն: Իրոք, մարմնի վի-

ճակը, ինչպես նշվել է, բնորոշվում է $p = f(V)$ կորի մի կետով (նկ. 2.2): Ուստի եթե $p = f(V)$ կախումը կառուցված է զրաֆիկորեն, ապա

$\int_1^2 p dV$ աշխատանքը հավասար է նրազգծված մակերեսին, օրինակ, 1



նկ. 2.2

կորի տակ գտնվող մակերեսին (տես նկ. 2.2):

Եթե անցումը 1 վիճակից 2 վիճակը տեղի է ունենում աֆադես, որ ճնշման փոփոխությունը կախված ծավալից պատկերվում է 2 կորով, ապա այդ անցման հետ կապված աշխատանքը այլ կլինի:

Մարմնի կողմից (կամ նրա վրա) կատարված արտաքին աշխատանքը՝ նրա ծավալի փոփոխման ժամանակ, կախում ունի այն վիճակների հաջորդականությունից, որ անցնում է մարմինը սկզբնական վիճակից վերջնականին անցնելիս:

Ինչ վերաբերվում է U ներքին էներգիային, ապա նա կախում

ունի միայն մարմնի վիճակից, և նրա փոփոխությունը կախում չունի միջանկյալ վիճակներից, որոնցում գտնվել է մարմինը:

Ուստի (2.4) հավասարումը կարող է արտագրվել հետևյալ տեսքով.

$$\int_1^2 dQ \quad U_1 - U_2 + \int_1^2 p dV,$$

որտեղ U_1 -ը և U_2 -ը մարմնի ներքին էներգիայի արժեքներն են համապատասխանաբար 1 և 2 վիճակներում:

Մասնավոր դեպքում, եթե վիճակների թուր փոփոխությունների արդյունքում մարմինը վերադարձել է ելակետային վիճակին, այսինքն՝ $U_1 = U_2$, ապա այդ դեպքում ասում են, որ վիճակի փոփոխության պրոցեսը շրջանային կամ ցիկլային է:

Գրաֆիկորեն այդպիսի պրոցեսը պատկերվում է փակ կորով (նկ. 2.3) և այդ դեպքում կատարված (կամ ծախսված) աշխատանքը որոշվում է նրա գծված մակերեսով:

Այնհայտ է, որ եթե

$$A = \oint p dV$$

աշխատանքը ցիկլի ընթացքում դրական է, այսինքն՝ ինքը մարմինն է կատարել աշխատանք արտաքին ուժերի նկատմամբ, ապա դա նշանակում է, որ նա զրսից ստացել է հավասար քանակության Q ջերմություն:

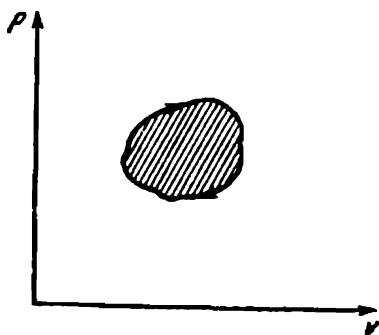
Իսկ եթե այդ A աշխատանքը ցիկլի ընթացքում բացասական է, այսինքն մարմնի վրա է աշխատանք կատարվել արտաքին ուժերի կողմից, ապա այդ դեպքում մարմնից անջատվել է դրան հավասար Q ջերմության քանակություն:

Այսպիսով, ցիկլային պրոցեսի դեպքում

$$Q = A:$$

Ընթերցողին չպետք է շփոթեցնի $p = f(V)$ կորի «անսովոր» տեսքը 2.2-րդ և 2.3-րդ նկարներում, որտեղ կորի որոշ մասերում ճնշումն աճում է ծավալի մեծացման դեպքում: «Սովորական» կախումը, որի դեպքում ճնշումը հակադարձ համեմատական է գազի ծավալին, դիտվում է միայն հաստատուն ջերմաստիճանի դեպքում, այսինքն՝ իզոթերմ պրոցեսի ժամանակ:

Իսկ գազի ծավալի փոփոխության մեր քննարկած պրոցեսը վերաբերվում է այն դեպքին, երբ գազին հաղորդվում է կամ նրանից հեռաց-



Նկ. 2.3

դրոճ է ջերմութիւնն որնէ քանակութիւնն և նրա վրա կատարւում է (կամ ինքն է կտտարում) աշխատանք, և ծափալի փոփոխութիւնն տարբեր է առաջներում դադի ջերմաստիճանն տարբեր է:

Ոչ մի գործունակի բան չկա նրանում. որ բնդարձակման (մխոցի բարձրացման) հետ դուրսից դադը կարող է ջերմութիւնն ազդելու չափին աչնքան բարձրացնել իր ջերմաստիճանն. որ նրա ճնշումը բարձրանա՝ չնույնս ծափալի մեծացմանը և ընդհակառակը սեղմման դեպքում դադը կարող է ջերմութիւնն տալ ավելի սառը մարմնի և նրա ճնշումը կրկնքրանա):

Դրանով էլ իհարկե. բացատրւում է ալն հանգամանքը. որ երբ անցում է կտտարւում միևնույն նախնական վիճակից (P_1, V_1) միևնույն վերջնական վիճակին (P_2, V_2), բալց անդնելով տարբեր միջանկյալ վիճակներով ստացւում են տարբեր աշխատանքներ, և, հետևաբար, շրջանալին պրոցեսի ժամանակ աշխատանքը հավասար չէ գրոլի: Հենց դրա վրա է հիմնւում բոլոր ջերմալին մեքենաների (շարժիչների) աշխատանքը:

Հալիլ թե կարիք կա լնդոնելու. որ մարմինը չի կարող ոչ մի դրակտն աշխատանք կատարել, եթե ամբողջ շրջանալին պրոցեսի ընթացքում մարմնի ջերմաստիճանն հաստատուն արժեք է պահպանում (ալոինչն՝ եթե պրոցեսը իզոթերմիկ է): Դադում ակներևորեն ալգպիսի իզոթերմիկ շրջանալին պրոցեսն ընդհանրապես հնարաւոր չէ, որովհետեւ եթե ճնշման փոփոխութիւնը կախլած ժաւալից կատարւում է իզոթերմ կորով. ապա ելակետալին վիճակին կարելի է վերադառնալ միալն հոլն իզոթերմով. ուստի լրիւ աշխատանքը, իհարկե, հավասար է գրոլի. բալց ալգպիսի պրոցեսը չի կարելի անվանել շրջանալին վերը հիշատակած իմաստով:

Եւլոգիսուսիկ պրոցեսներ: Դադի ժաւալի փոփոխութիւնն հետ կապած աշխատանքի (2.4) հավասարումը արտածելիս լռելալն ենթադրւում էր, որ ժաւալի փոփոխութիւնն ամբողջ պրոցեսի ընթացքում ժամանակի լուրտրանչլուր պահին ճնշումը միևնույն է գադի բոլոր փոներում:

Հախառափ գեպքում P ճնշման արժեքը բոլորովին անորոշ կլինելու: Միևնույն գադի (իևնույն, ի գեպ, և ամեն մի մարմնի) ամբողջ ժաւալում ճնշման արգպիսի հաստատունութիւնն ապահովելը գադի ընդարձակման փամ անգմման պրոցեսում բոլորովին էլ հնշա չէ:

Եթե գադի ընդարձակումը փամ սեղմումը արագ և կտտարւում, ապա ճնշումները նրա տարբեր մասերում չեն հասցնում հալտաարվել:

Ճնշումների տարբերութիւնն ազդեցութիւնն առկա առաջ են գալիս գադի հոտանքներ՝ տարբեր արագութիւններով տարբեր կետերում, մոտեւորապէս, համ ժրքիւլալին հոտանքներ: Սլգ շարժումները իրենց

ստեղծման համար պահանջում են ինչ-որ աշխատանք: Բացի դրանից՝ դադի տարբեր մասերը կարող են այդ դեպքում ունենալ տարբեր ջերմաստիճաններ և խտություններ:

Մի խոսքով, ծավալի արագ փոփոխության դեպքում գազը չի գտնվում հավասարակշռության վիճակում: Որպեսզի իր ծավալի (կամ վիճակը բնորոշող այլ մեծություն) փոփոխության պրոցեսում գազը գտնվի հավասարակշռության մեջ, անհրաժեշտ է, որ այդ պրոցեսն ընթանա չափազանց դանդաղ, սահմանում՝ անսահման դանդաղ: Այդ դեպքում հավասարակշռությունից ունեցած բոլոր շեղումները կհասցընեն վերանալ, գազը կանցնի միմյանց հաջորդող մի շարք հավասարակշռության վիճակներով:

Այդպիսի պրոցեսները կոչվում են կվադրատատիկ այն պատճառով, որ այդ դեպքում յուրաքանչյուր մոմենտում գազի վիճակը քիչ է տարբերվում ստատիկ վիճակից, որի դեպքում վիճակի պարամետրերը միևնույնն են ամբողջ ծավալում: Պարզ է, որ միայն կվադրատատիկ պրոցեսները կարելի է դրաֆիկորեն պատկերացնել 1.4-րդ նկարում բերված կորերի տեսքով: Ոչ կվադրատատիկ պրոցեսը չի կարելի գրաֆիկորեն պատկերել (2.4) հավասարումից և նրանից ստացվող հետևանքներից կարելի է օգտվել միայն կվադրատատիկ պրոցեսների համար: (Ավելի մասնամասն դրա մասին տես V) գլխում):

Իսկ եթե ծավալի փոփոխման պրոցեսը, այսինքն՝ դադի սեղմումը կամ ընդարձակումը կատարվում է ոչ կվադրատատիկորեն, ապա ծավալած (սեղմման դեպքում) կամ համապատասխանորեն ստացված (ընդարձակման դեպքում) աշխատանքը կլինի ավելի փոքր: Դա կարելի է հասկանալ հետևյալ նկատառումներից ելնելով: Պատկերացնենք, թե միոցավոր անոթում (տես նկ. 2.1) պարփակված գազը սկզբում գտնվում է հավասարակշռության մեջ. դա նշանակում է, որ գազի ընդունակությունը անոթի ներսում հավասար է արտաքին ճնշմանը:

Դիցուք, այս կամ այն պատճառների ազդեցության տակ գազը սկսեց ընդարձակվել (ոչ կվադրատատիկորեն), այսինքն՝ միոցը ըսկըսեց տեղափոխվել դեպի վեր: Ակնհերև է, որ արտաքին p_1 ճնշումը ավելի փոքր դարձավ հավասարակշռված վիճակի p ճնշումից, և, հետևաբար, արտաքին աշխատանքը՝

$$p_1 dV < p dV,$$

Համապատասխանաբար գազի ոչ կվադրատատիկ սեղմման դեպքում արտաքին ճնշումը ավելի մեծ է հավասարակշռված վիճակի ճնշումից, ուստի աշխատանքը (այս անգամ նա բացասական է)՝

$$- p_1 dV < - p dV,$$

Նվ միայն կվազիստատիկ պրոցեսի դեպքում արտաքին ճնշումը անվերջ փոքր չափով է տարբերվում հավասարակշռված վիճակի ճնշումից, և, հետևաբար, այդ դեպքում կատարված աշխատանքը ամենամիծն է:

Դիտ ալիլին, գազը կարող է ընդարձակվել, այսինքն՝ միծացնել իր ծավալը, ամենևին ոչ մի արտաքին աշխատանք չկատարելով: Այդպիսի դեպք կարելի է իրագործել միմյանց միադնելով երկու անոթներ. որոնցից մեկը լցված է գազով, իսկ մյուսը դատարկ է: Այդ դեպքում գազը կհոսի առաջին անոթից դեպի երկրորդը և, հետևաբար, կպրալի ավելի մեծ ծավալ: Բայց այդ դեպքում ոչ մի աշխատանք (արտաքին) չի կատարվի (քանի որ չկա ոչ մի արտաքին ուժ, որի հանդեպ այդ աշխատանքը կարողանար կատարվել): Սա այսպես կոչվող դատարկության մեջ ընդարձակվելու պրոցեսն է (տես էջ 154): Նվ իրոք, ամբողջ այդ պրոցեսի ընթացքում գազը չի գտնվում հավասարակշռության մեջ (ինչքան էլ դանդաղ ընթանա այդ պրոցեսը):

§ 5. Իդեալական գազերի ջերմունակությունը

Այժմ որոշենք ջերմության այն քանակը, որն անհրաժեշտ է հաղորդել գազին՝ տաքացնելու համար կամ հեռացնել նրանից՝ սառեցնելու համար:

Նախորդ պարագրաֆում ասածից պարզ է, (որ գազի ջերմաստիճանը փոփոխելու համար պահանջվող ջերմության քանակը կախված է այն բանից, թե արդյոք այդ դեպքում աշխատանք է կատարվում, ալսինքն՝ թե արդյոք այդ դեպքում փոփոխվում է գազի ծավալը:

Եթե տաքացվող (կամ սառեցվող) գազն ամփոփված է բոլոր կողմերից փակ անոթում, որի ծավալը չի կարող փոխվել (անոթի նյութի ջերմալին ընդարձակումը այստեղ անտեսում ենք), ապա գազին հաղորդվող dQ ջերմությունը ծախսվում է բացառապես նրա ներքին էներգիայի փոփոխության վրա:

Տաքացման դեպքում գազի ճնշումը կաճի, իհարկե, Գիլ-Լյուսակի օրինքի համաձայն: Իսկ եթե գազը գտնվում է 2.1 նկարում պատկերված անոթին նման անոթում, ապա նա կընդարձակվի՝ կատարելով մխոցի բարձրացման աշխատանք, ընդ որում ճնշումը պահպանելով հաստատուն: Այս դեպքում հաղորդված ջերմությունը որոշվում է (2.4ա) հավասարումով՝

$$dQ = dU + pdV,$$

Պարզ է, որ գազի ճնշումը հաստատուն պահելու դեպքում կպահանջվի ջերմության ավելի մեծ քանակություն: Գազի տաքացման համար պահանջվող ջերմության քանակը կախում ունի, իհարկե, տաքացվող գազի քանակից և այն բանից, թե քանի աստիճանով պետք է փոփոխվի

ներա ջերմաստիճանը: Ինչքան ավելի մեծ են թե մեկը և թե մյուսը, այնքան ավելի մեծ է պահանջվող ջերմության քանակությունը: Այդ պատճառով գազի, ինչպես նաև ամին մի այլ մարմնի ջերմային հատկությունները բնութագրելու համար օգտագործում են հատուկ մեծություն՝ ջերմունակություն: Մարմնի ջերմունակություն կոչվում է ջերմության այն քանակությունը, որը պետք է հաղորդել նրան կամ հեռացնել նրանից՝ նրա ջերմաստիճանը 1° -ով փոփոխելու համար:

Նյութի մեկ գրամին վերադրված ջերմունակությունը կոչվում է տեսակարար ջերմունակություն: Սա, ակներևաբար, բնորոշում է արդեն ոչ թե մարմինը, այլ այն նյութը, որից մարմինը բաղկացած է:

Նյութի մեկ մոլին վերադրված ջերմունակությունը կոչվում է մոլյար ջերմունակություն: Ինչպես և տեսակարար ջերմունակությունը, սա ևս նյութը բնութագրող մեծություն է:

Ջերմունակության սահմանումից պարզ է, որ մարմնի ջերմունակությունը արտահայտվում է $\frac{Q}{\Delta T}$ կամ $\frac{Q}{\Delta T}$ միավորներով: Դրան հա-

մապատասխան տեսակարար ջերմունակությունը չափվում է $\frac{Q}{\Delta T \cdot m}$ կգ. սստ

կամ $\frac{Q}{\Delta T \cdot \nu}$ միավորներով, իսկ մոլյար ջերմունակությունը՝ $\frac{Q}{\Delta T \cdot \nu}$ սստ. մոլ

կամ $\frac{Q}{\Delta T \cdot \nu}$, Անհայտ է, որ $1 \frac{Q}{\Delta T \cdot \nu} = 4,186 \frac{Q}{\Delta T \cdot \nu}$,

Տեսակարար ջերմունակության, որ մենք նշանակելու ենք C տառով, և մոլյար ջերմունակության՝ C_m -ի միջև գոյություն ունի հետևյալ անհայտ առնչությունը՝

$$C = \frac{C_m}{\mu},$$

որտեղ μ -ն նյութի մոլեկուլյար կշիռն է (որը թվապես հավասար է մոլի մասսային):

Եթե նյութի մեկ մոլը տաքացվում է ոչ թե 1° , այլ dT աստ, ապա դրա համար ժախսված ջերմության քանակը հավասար է՝

$$dQ = C dT,$$

որտեղից

$$C = \frac{dQ}{dT}, \quad (2.5)$$

Դիցուք տաքացումը կատարվում է այնպիսի պայմաններում, որ ժախսվում մնում է հաստատուն ($V = \text{const}$): Համապատասխան մոլյար ջերմունակությունը կոչվում է ջերմունակության հաստատուն ժախսվի

դիպքում կամ իզոխորական ջերմունակություն և նշանակվում է C_v -ով՝

$$C_v = \left(\frac{dQ}{dT} \right)_v,$$

Քանի որ այդ դիպքում ջերմությունը ծախսվում է միայն ներքին էներգիայի dU փոփոխության վրա, ապա $dQ = dU$, և

$$C_v = \left(\frac{dU}{dT} \right)_v, \quad (2.6)$$

Այստեղից $dU = C_v dT$: էներգիայի պահպանման օրինքի (2.4ա) հավասարումը կարելի է այժմ արտայայտել հետևյալ տեսքով՝

$$dQ = C_v dT + p dV, \quad (2.6a)$$

Հետևաբար, մարմնին հաղորդված ջերմությունը ծախսվում է ջերմաստիճանի dT փոփոխության (ներքին էներգիայի փոփոխություն) և ծավալի dV փոփոխության վրա (վերջինիս հետ կապված է արտաքին միխանիկական աշխատանքը):

Եթե տաքացման ժամանակ ճնշումն է հաստատուն մնում, ապա ջերմունակությունը կոչվում է ջերմունակության հաստատուն ճնշման դիպքում C_p (այն կարելի է նաև անվանել իզոբարական ջերմունակություն)

$$C_p = \left(\frac{dQ}{dT} \right)_p,$$

Ոգտվելով գազերի կինետիկ տեսության արդյունքներից, հեշտ է հաշվել իդեալական գազի մոլյար ջերմունակությունները:

Իդեալական միատոմանի գազի համար, ինչպես մենք տեսանք, մեկ մոլի ներքին էներգիան հավասար է՝

$$U = \frac{3}{2} RT,$$

մեր համար

$$C_v = \frac{3}{2} R, \quad (2.7)$$

Եթե մոլյար ջերմունակության այս արժեքը բաժանենք գրամմոլեկուլում եղած մոլեկուլների թվի, այսինքն Ավոգադրոյի թվի վրա, ապա կստանանք այն միջին ավանդը, որ մոլծում է լուրջաբանչուր մոլիկուլը գազի ջերմունակության մեջ: Այն, ակնհերձորեն, հավասար է՝

$$\frac{3}{2} \frac{R}{N_0} = \frac{3}{2} k,$$

Մոտավորապես կարելի է R-ը ընդունել ճափասար 2 $\frac{կալ}{սստ. մոլ}$, Այն դա-
մանակ մենք կստանանք հետևյալ արժեքները.

$$C_v = 3 \frac{կալ}{սստ. մոլ}, \quad (2.9ա)$$

$$C_p = 5 \frac{կալ}{սստ. մոլ}, \quad (2.9բ)$$

Այս ջերմունակությունների տարբերությունը հավասար է

$$C_p - C_v = R \cong 2 \frac{կալ}{սստ. մոլ}, \quad (2.10)$$

իսկ նրանց հարաբերությունը

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} = 1,66: \quad (2.11)$$

Ազյուսակ 3-ում բերված են մուլյար ջերմունակությունների փորձ-
նական արժեքները, որոնք բավականին լավ են համաձայնում հաշ-
վարկային տվյալների հետ միատոմանի գազերի համար (իսկ մեր տե-
սությունը, ինչպես նշվել է, իրավացի պետք է լինի հատկապես ալդ-
պիսի գազերի համար): Իրոք, (2.7) բանաձևից երևում է, որ $\frac{C_v}{R} = 1,5$,
իսկ (2.10) և (2.11) բանաձևերի համաձայն

$$\frac{C_p - C_v}{R} = 1$$

և

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} = 1,66,$$

Այսպիսով, այս արժեքները շատ մոտ են համապատասխան փորձնա-
կան արժեքներին, որոնք բերված են ազյուսակ 3-ում:

Ազյուսակ 3

Միատոմանի գազերի ջերմունակություններ

Գազ	$\frac{C_v}{R}$	$\frac{C_p - C_v}{R}$	$\frac{C_p}{C_v}$
Հելիում	1,519	1,001	1,659
Նեոն	—	—	1,64
Արգոն	1,5	1,008	1,67
Կրիպտոն	—	—	1,68
Քսենոն	—	—	1,68

Ուրեմն ջերմաստիճանը 1°C -ով բարձրանալիս լուրաքանչյուր մոլեկուլի էներգիան միջին հաշվով աճում է $\frac{3}{2} k$ կալորիայով:

Իդեալական գազի C_p ջերմունակությունը հաստատուն ճնշման դեպքում, ակնհրեաբար, մեծ է C_v ջերմունակությունից հաստատուն ծավալի դեպքում և՛ աշխատանքի մեծություն չափով, որ կատարում է գազի մեկ մոլը իր ընդարձակման ժամանակ 1°C -ով տաքանալիս: Այդ աշխատանքը հավասար է՝

$$P \frac{dV}{dT},$$

Այսպիսով,

$$C_p = C_v + P \left(\frac{dV}{dT} \right)_p = \frac{3}{2} R + P \left(\frac{dV}{dT} \right)_p, \quad (2.8)$$

Բայց իդեալական գազի մեկ մոլի համար

$$PV = RT,$$

ուստի

$$P \left(\frac{dV}{dT} \right) = R$$

և

$$C_p = \frac{3}{2} R + R = \frac{5}{2} R, \quad (2.9)$$

(2.9) բանաձևից հրևում է, որ ջերմունակությունը հաստատուն ճնշման դեպքում գերազանցում է ջերմունակությանը հաստատուն ծավալի դեպքում R մեծության չափով: Նշանակում է գաղալին ունիվերսալ հաստատունը թվապես հավասար է և՛ աշխատանքին, որ կատարում է իդեալական գազի 1 մոլը իր ընդարձակման ժամանակ՝ 1°C -ով տաքանալու դեպքում: Սրան համապատասխանում է այդ մեծության մեզ արդեն հայտնի $\frac{k_{\text{գ}}}{\text{ատ. մոլ}}$ չափականությունը: Քանի որ մոլյար ջերմունակության միավորն է $\frac{\text{կալ}}{\text{ատ. մոլ}}$ -ը, ապա R հաստատունը պետք է արտահայտվի նույն միավորներով: Ինչպես արդեն գիտենք, $R = 8.317 \cdot 10^7 \frac{\text{էրգ}}{\text{ատ. մոլ}} = 8.317 \frac{\text{է}}{\text{ատ. մոլ}}$, իսկ $1 \text{ է} = 0.239 \text{ կալ}$, Ուրեմն,

$$R = 1.985 \frac{\text{կալ}}{\text{ատ. մոլ}},$$

Ինչպես երևում է աղյուսակ 3-ից, փորձնական տվյալները գերազանց համաձայնության մեջ են գտնվում տեսական տվյալների հետ:

§ 6. Գազերի ջերմունակությունը և մոլեկուլի պատռության աատիճանների թիվը

Ջերմունակության տեսական հաշվումների արդյունքների հետ համամատեղելու համար մենք ընտրեցինք միատոմանի գազերին վերաբերվող փոքր թվով մոլեկուլները, որոնց մոլեկուլները բաղկացած են ընդամենը մեկ ատոմից: Եվ դա պատահական չէ կինետիկ տեսության հիմքում, որից և հետևում է ջերմունակության վերը շարադրված տեսությունը, ընկած ենթադրություններից մեկն այն է, որ իդեալական գազի մասնիկները կարելի է դիտել որպես կետեր կամ համեմատաբար դեպք, որպես փոքրագույն զնդիրներ: Իսկ գազի մասին այդպիսի պատկերացմանը ամենից ավելի համապատասխանում են հատկապես միատոմանի գազերը:

Այդպիսի մասնիկի միջին կինետիկ էներգիան լրիվ որոշվում է նրա համընթաց շարժման միջին կինետիկ էներգիայով՝ $\frac{m\bar{c}^2}{2}$, Այդ էներգիան կարելի է պատկերացնել որպես գումար երեք գումարիչների՝ երեք փոխուղղահայաց ուղղություններով մոլեկուլի շարժման կինետիկ էներգիաների.

$$\frac{m\bar{c}^2}{2} = \frac{m\bar{u}^2}{2} + \frac{m\bar{v}^2}{2} + \frac{m\bar{w}^2}{2},$$

որտեղ u , v և w -ն մոլեկուլի արագության բաղադրիչներն են կոորդինատային երեք առանցքների ուղղությամբ:

Մոլեկուլար շարժումների լրիվ քառասանությունը թույլ է տալիս մեզ համարելու, որ երեք ուղղություններով կինետիկ էներգիաների միջին արժեքները հավասար են միմյանց՝

$$\frac{m\bar{u}^2}{2} = \frac{m\bar{v}^2}{2} = \frac{m\bar{w}^2}{2} = \frac{1}{3} \frac{m\bar{c}^2}{2} \quad (2.12)$$

Քանի որ կինետիկ տեսության հիմնական հավասարման համաձայն

$$\frac{m\bar{c}^2}{2} = \frac{3}{2} kT,$$

ապա (2.12) հավասարման երեք գումարիչներից յուրաքանչյուրը հավասար է $\frac{1}{2} kT$ -ի:

Մասնիկի կինետիկ էներգիայի բաժանումը երեք անկախ բաղադրիչների հետևանք է այն բանի, որ մասնիկը դիտվում է որպես ազատ նյութական կետ՝ օժտված ազատության երեք աստիճաններով:

Հիշեցնենք, որ միևնույն կազմակերպության աստիճանների թիվը կոչվում է տարածության մեջ նրա դիրքը և կոնֆիգուրացիան որո-

շող անկախ կոորդինատների թիվը՝ Ω -ը, միատոմանի մոլեկուլի ադատություն լուրաքանչյուր աստիճանին բաժին է ընկնում $\frac{1}{2} kT$ էներգիա:

Եթե, որինակ, գոլություն ունենար այնպիսի ենթադրական դադ, որի մոլեկուլները կարողանալին շարժվել միայն մի գծի ուղղությամբ (միաչափ դադ), ապա այդպիսի դադի մոլեկուլի միջին կինետիկ էներգիան հավասար կլիներ $\frac{1}{2} kT$: Այդպիսի դադի մոլայր ջերմունակությունը հաստատուն ծավալի դեպքում հավասար կլիներ ոչ թե $\frac{3}{2} R$ -ի, այլ $\frac{1}{2} R$ -ի:

Երկչափ դադը, այսինքն՝ այնպիսի դադը, որի մոլեկուլների շարժումները սահմանափակված են որևէ հարթությամբ, կունենար $\frac{2}{2} R = R$ -ի հավասար C_v ջերմունակություն:

§ 7. Երկատոմանի և բազմատոմանի գազերի ջերմունակությունը

Ոչ միատոմանի գազերի հետ կատարված չափումները ցույց տվեցին, որ նրանց մոլայր ջերմունակությունները զգալիորեն ավելի մեծ են միատոմանի գազերի ջերմունակություններից:

Դա երևում է աղյուսակ 4-ից, որտեղ մի շարք բազմատոմանի գազերի համար բերված են նույն մեծությունների արժեքները, ինչ-որ նախորդ աղյուսակում:

Աղյուսակ 4

Բազմատոմանի գազերի ջերմունակությունը

Գազ	$\frac{C_v}{R}$	$\frac{C_p - C_v}{R}$	$\gamma = \frac{C_p}{C_v}$
Ջրածին (H_2)	2,44	0,995	1,41
Քլորաջրածին (HCl)	2,54	1,02	1,40
Ազոտ (N_2)	2,45	1,006	1,404
Ածխածնի օքսիդ (CO)	2,48	1,005	1,404
Թթվածին (O_2)	2,50	1,004	1,401
Ազոտի օքսիդ (NO)	2,51	1,005	1,4
Քլոր (Cl_2)	3,02	1,09	1,36
Ջուր (գոլորշի, H_2O)	3,3	1,06	1,32
Ածխածնի դադ (CO_2)	3,4	1,02	1,3
Էթիլեն (C_2H_4)	4,04	1,03	1,25
Մեթան (CH_4)	3,25	1,01	1,31
Ամիակ (NH_3)	3,42	1,06	1,31

1) Երկչափ դադի հասկություններով է մոտավորապես օժտված պինդ մարմնի մակերևույթում կլանված (արտոբցված) դադի ջերմը:

Աղյուսակից հրեում է, որ այն դազերը, որոնց մոլեկուլները պարունակում են հրկու և ավելի ատոմներ, տարբերվում են միատոմանի գազերից $\frac{C_v}{R}$ (ուրեմն և C_v) և $\frac{C_p}{C_v}$ մեծությունների արժեքով: Իսկ $\frac{C_p - C_v}{R}$ արտահայտության արժեքը բոլոր գազերի համար միևնույնն է: Դա նշանակում է, որ անկախ մոլեկուլում հղած ատոմների թվից՝ մոլլար ջերմունակությունների տարբերությունը անփոփոխ կերպով հավասար է R -ի, այսինքն՝ ցանկացած իդեալական գազի մեկ մոլը, ջերմաստիճանը 1° -ով բարձրացնելու հետևանքով ընդարձակվելով հաստատուն ճնշման տակ կատարում է միևնույն աշխատանքը, որը հավասար է R -ի:

Աղյուսակից հրեում է նաև, որ նրանում թվարկված գազերը պարզորոշ կերպով բաժանվում են հրկու խմբի՝ հրկատոմանի գազեր, որոնց համար $\frac{C_v}{R}$ -ը մոտ է 2,5-ի, իսկ $\frac{C_p}{C_v}$ -ն՝ 1,4-ի, և գազեր, որոնց մոլեկուլները պարունակում են հրեք և ավելի ատոմներ: Այս գազերի համար $\frac{C_v}{R}$ -ը մոտ է 3-ի, իսկ $\frac{C_p}{C_v}$ -ն՝ 1,3-ի:

Դա նշանակում է, որ առաջին խմբի գազերի համար (հրկատոմանի) մոլլար ջերմունակությունների արժեքները մոտ են իրար և հավասար են՝

$$C_v = \frac{5}{2} R \cong 20,9 \frac{\text{ձ}}{\text{ատոմ. մոլ}} \cong 5 \frac{\text{կալ}}{\text{ատոմ. մոլ}},$$

$$C_p = \frac{5}{2} R + R \cong 29,3 \frac{\text{ձ}}{\text{ատոմ. մոլ}} \cong 7 \frac{\text{կալ}}{\text{ատոմ. մոլ}},$$

Հետևաբար,

$$\frac{C_p}{C_v} = \frac{7}{5} = 1,4,$$

Այն գազերի համար, որոնց մոլեկուլները բաղկացած են հրեք և ավելի ատոմներից, ջերմունակությունները, ինչպես դա հրեում է աղյուսակ 4-ից, ունեն հետևյալ թվաին արժեքները.

$$C_v = 3R \cong 25,1 \frac{\text{ձ}}{\text{ատոմ. մոլ}} \cong 6 \frac{\text{կալ}}{\text{ատոմ. մոլ}},$$

$$C_p = 3R + R \cong 33,4 \frac{\text{ձ}}{\text{ատոմ. մոլ}} \cong 8 \frac{\text{կալ}}{\text{ատոմ. մոլ}},$$

այստեղից

$$\frac{C_p}{C_v} = \frac{8}{6} \cong 1,33:$$

Ջերմունակության մասին բերված փորձնական տվյալները վերա-

յերում են այն գազերին, որոնք գտնվում են համեմատաբար ոչ մեծ ճնշումների (մթնոլորտային ճնշման կարգի և ավելի ցածր) տակ և սինյակի ջերմաստիճանին մոտ ջերմաստիճաններում:

Այդ պայմաններում գազերը քիչ են տարբերվում իդեալականներից:

Իսկ ինչո՞վ բացատրել երկատոմանի և բազմատոմանի գազերի ջերմունակության մեծություններին վերաբերվող այս օրինաչափությունները: Այս հարցի պատասխանը տալիս է այսպես կոչվող հավասար բաշխման օրենքը:

Հավասար բաշխման օրենքը և բազմատոմանի գազերի ջերմունակությունը: Նախորդ պարագրաֆում, միատոմանի գազի ջերմունակությունը քննարկելիս ուշադրություն էինք դարձնում այն բանի վրա, որ ազատության մեկ աստիճանին բաժին ընկնող մոլեկուլի միջին կինետիկ էներգիան հավասար է $\frac{1}{2}kT$:

Բնական է ենթադրել, որ եթե գազի մոլեկուլն ունենար ևս մի քանի ազատության աստիճաններ, ապա նրանցից յուրաքանչյուրին էլ բաժին կընկներ $\frac{1}{2}kT$ կինետիկ էներգիա:

Իրոք, կլասիկ ստատիստիկական ֆիզիկայում (կլասիկ նշանակում է ոչ քվանտային) այդպիսի թեորեմ ապացուցվում է (Բոլցման): Այդ թեորեմը կարելի է ձևակերպել հետևյալ կերպ. եթե մոլեկուլների սիստեմը ջերմային հավասարակշռության մեջ է գտնվում T ջերմաստիճանում, ապա միջին կինետիկ էներգիան հավասարաչափ բաշխված է ազատության բոլոր աստիճանների միջև և մոլեկուլի ազատության յուրաքանչյուր աստիճանի համար այն հավասար է $\frac{1}{2}kT$: (Այս նույն օրենքի մի այլ ձևակերպումն ասում է. եթե սիստեմի էներգիայի որևէ բաղադրիչը համեմատական է կոորդինատի կամ արագության բաղադրիչի քառակուսուն, ապա T ջերմաստիճանի դեպքում սիստեմի ջերմային հավասարակշռության վիճակում էներգիայի այդ մասի արժեքը հավասար է $\frac{1}{2}kT$):

Այս թեորեմը կոչվում է կինետիկ էներգիայի հավասարաչափ բաշխման օրենք, ըստ ազատության աստիճանների կամ կարճ՝ հավասար բաշխման օրենք:

Այս օրենքը թույլ է տալիս պատասխանելու վերը տրված հարցին:

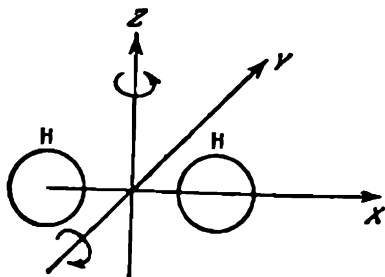
Իրենց ներքին էներգիայի տեսակետից երկատոմանի և բազմատոմանի գազերը տարբերվում են միատոմանիներից իրենց մոլեկուլների ազատության աստիճանների թվով: Ուրեմն, գազի ներքին էներգիայի և, հետևաբար, ջերմունակության հաշվման համար պետք է կարողանալ որոշել գազի մոլեկուլների ազատության աստիճանների թիվը:

Սկզբում քննարկենք երկատոմանի մոլեկուլի պարզագույն դեպքը: Այն կարելի է պատկերացնել միմյանցից որոշ հեռավորության վրա դասա-

վորված երկու ատոմներից բաղկացած սիստեմի տեսքով (նկ. 2.4):

Եթե այդ ատոմների միջև եղած հեռավորությունը չի փոխվում (այդպիսի մոլեկուլներն անվանելու ենք «կոշտ»), ապա այդպիսի սիստեմը, ընդհանրապես ասած, ունի ազատության վեց աստիճան:

Իրոք, այդպիսի մոլեկուլի դիրքը և կոնֆիգուրացիան որոշվում է նրա մասսաների կենտրոնի երեք կոորդինատներով, որոնցով որոշվում է ամբողջապես վերցրած մոլեկուլի համընթաց շարժումը, և երեք կոորդինատներով, որոնք որոշում են մոլեկուլի հնարավոր պտույտները փոխադրահայաց X , Y , Z առանցքների շուրջը:



Նկ. 2.4

Սակայն փորձն ու տեսությունը ցույց են տալիս, որ մոլեկուլի պտույտը X առանցքի շուրջը (տես. նկ. 2.4), որի վրա են գտնվում երկու ատոմների կենտրոններն էլ, կարող է հարուցվել միայն շատ բարձր ջերմաստիճաններում: Սովորական ջերմաստիճաններում X առանցքի շուրջը պտտում չի առաջանում, այնպես, ինչպես չի պտտվում առանձին ատոմը:

Ուստի մեր մոլեկուլի հնարավոր պտույտները նկարագրելու համար բավական են երկու կոորդինատներ:

Հետևաբար, կոշտ երկատոմանի մոլեկուլի ազատության աստիճանների թիվը հավասար է 5, որոնցից երեքը համընթաց (ինչպես ընդունված է ասել), իսկ երկուսը՝ պտտական ազատության աստիճաններ:

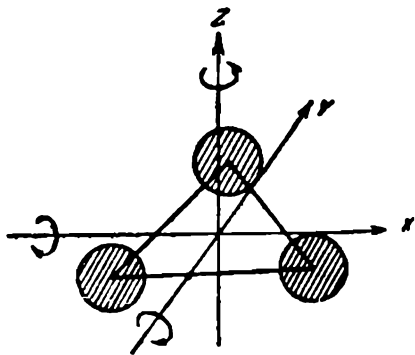
Բայց ատոմները մոլեկուլում ոչ միշտ են կոշտ միացված միմյանց հետ. նրանք կարող են տատանումներ կատարել իրար նկատմամբ: Այդ դեպքում, ակներևաբար, մոլեկուլի կոնֆիգուրացիան որոշելու համար պետք է ևս մի կոորդինատ՝ դա ատոմների միջև եղած հեռավորությունն է:

Հետևաբար, ընդհանուր դեպքում երկատոմանի մոլեկուլն օժտված է ազատության վեց աստիճաններով՝ երեք համընթաց, երկու պտտական և մեկ տատանողական:

Եթե մոլեկուլը բաղկացած է ոչ կոշտ միացված N ատոմներից, ապա նա կունենա ազատության $3N$ աստիճան (լուրաքանչյուր ատոմն ունի ազատության երեք աստիճան): Դրանցից ազատության երեք աստիճանը համընթաց են և երեքը պտտական, բացառությամբ այն դեպքի, երբ ատոմները դասավորված են մի ուղղի վրա. այդ ժամանակ պը-

տըտական ազատության աստիճանների թիվը միայն երկուսն է (ինչպես երկատոմանի մոլեկուլի համար):

Օրինակի համար նկ. 2.5-ում բերված է եռատոմանի մոլեկուլի մոդելը, և ցույց են տրված λ , Y , Z առանցքները, որոնց ուղղություններով կարող է շրջանաձև մոլեկուլի անկյունային արագության վեկտորը: Սկսապիստով, ոչ-գծային Ռ-ատոմանի մոլեկուլն ընդհանուր դեպքում կարող է ունենալ ՅՈՒ-6 հատ տատանողական ազատության աստիճաններ,



Նկ. 2.3

իսկ գծայինը՝ ՅՈՒ-5 հատ:

Շատ դեպքերում ատոմների տատանողական շարժումը թուլորոշվին չի էլ առաջանում:

Բայց եթե մոլեկուլներում ատոմները տատանվում են և եթե նրանց ամպլիտուդները բավականաչափ փոքր են (համեմատած նրանց միջև եղած հեռավորության հետ), ապա արդպիսի տատանումները կարելի է համարել հարմոնիկ. այդ դեպքում ատոմները հանդիսա-

նում են հարմոնիկ օսցիլլատորներ:

Բայց օսցիլլատորն օժտված է ոչ միայն կինետիկ, այլև պոտենցիալ էներգիայով (վերջինս պայմանավորված է այն ուժերով, որոնք վերադարձնում են ատոմները իրենց հավասարակշռության վիճակին):

Ինչպես հայտնի է մեխանիկայից, հարմոնիկ օսցիլլատորի կինետիկ և պոտենցիալ էներգիաների միջին արժեքները հավասար են իրար:

Հետևաբար, եթե մոլեկուլում հարուցված են ատոմների հարմոնիկ տատանումներ, ապա ըստ հավասար բաշխման օրենքի լուրաքանչյուր տատանողական ազատության աստիճանին բաժին է ընկնում $\frac{1}{2}kT$ կինետիկ էներգիայի ձևով և $\frac{1}{2}kT$ պոտենցիալ էներգիայի: Անհարմոնիկ (ոչ հարմոնիկ) տատանումների համար դա ճիշտ չէ:

Այլ կերպ ասած՝ լուրաքանչյուր ազատության տատանողական աստիճանին բաժին ընկնող էներգիան հավասար է ոչ թե $\frac{1}{2}kT$, այլ $2 \times \frac{1}{2}kT = kT$:

Սրանից հետո դժվար չէ հաշվել բազմատոմանի գազերի ջերմունակությունը:

Եթե մոլեկուլի ազատության աստիճանների թիվը հավասար է i -ի, ապա նրա միջին կինետիկ էներգիան հավասար է՝

$$i \cdot \frac{kT}{2},$$

իսկ ալիպիսի գազի մեկ մոլի ներքին էներգիան՝

$$U = \frac{i}{2} RT, \quad (2.13)$$

Սրան համապատասխան գազի մոլյար ջերմունակությունը

$$C_v = \frac{dU}{dT} = \frac{i}{2} R \quad (2.14)$$

և

$$C_p = C_v + R = \left(\frac{i}{2} + 1\right)R, \quad (2.14a)$$

Ընդ որում ազատության աստիճանների i թիվը հաշվելիս պետք է տատանողական ազատության աստիճանների թիվը կրկնապատկել: Վերջինը կարելի է չանել, եթե ազատության աստիճանների i թվին տանք մի քիչ այլ սահմանում. այն է, եթե այդ թիվը սահմանենք որպես սխառեմի էներգիան որոշող անկախ քառակուսային փոփոխականների թիվ:

Իրոք, մոլեկուլների համընթաց և պտտական շարժումների կինետիկ էներգիան համեմատական է արագությունների (գծային և անկյունային) համապատասխան (անկախ) բաղադրիչների քառակուսիների գումարին:

Ինչ վերաբերում է մոլեկուլի ներսում ատոմների, օրինակ, X առանցքի ռոդոթյամբ կատարվող տատանումների էներգիային, ապա նա հավասար է $\left(\frac{dx}{dt}\right)^2$ արագության քառակուսուն համեմատական կինետիկ էներգիայի և պտենցիալ էներգիայի գումարին. վերջինս, ինչպես հայտնի է, համեմատական է x^2 -ուն՝ հավասարակշռության դիրքի նկատմամբ x շեղման քառակուսուն: Այսպիսով, ազատության աստիճանների թվի նոր սահմանման համաձայն, տվյալ առանցքի ռոդոթյամբ ատոմի տատանողական շարժմանը պետք է վերագրել ազատության երկու աստիճան, և (2.13) բանաձևը կիրառելի է առանց վերապահումների (համեմատիկ հավասար բաշխման օրենքի երկրորդ ձևակերպման հետ):

Մոլեկուլների հնարավոր ազատության աստիճանների մասին հենց նոր շարադրված նկատառումները թույլ են տալիս բացատրելու բազմատոմանի գազերի վերաբերյալ վերը բերված փորձնական տվյալները:

Այսպես, օրինակ, այն փաստից, որ ջրածնի, ազոտի, թթվածնի և մի շարք այլ երկատոմանի գազերի ջերմունակությունը բավականին ճշտորեն հավասար է $\frac{5}{2} R$ -ի, հետևում է, որ այդ գազերի մոլեկուլների ազատության աստիճանների թիվը հավասար է 5-ի: Դա նշանա-

կում է, որ այդ գազերի մոլեկուլները կարելի է համարել «կոշտ» (տատանողական ազատության աստիճանները չեն հարուցվում): Նույնը վերաբերվում է մի քանի եռատոմանի գազերին: Բայց այստեղ փորձնական արդյունքները հայտնաբերում են էական շեղումներ տեսականորեն սպասվողներից: (Չ. 14) Բանաձևից հետևում է, որ «կոշտ» եռատոմանի մոլեկուլների համար C_v ջերմունակությունը պետք է հավասար լինի $\frac{6}{2} R = 3R$: Մինչդեռ աղյուսակ 4-ում թվարկված բոլոր եռատոմանի գազերի ջերմունակությունները դուրս են գալիս որոշ չափով ավելի մեծ այդ արժեքից (այնպիսի չափով, որ չի կարելի բացատրել չափումների սխալներով): Դժվարությունների է հանդիպում նաև քլորի ջերմունակության գտնված արժեքները շարադրված տեսության տեսակետից բացատրելու փորձը:

Աղյուսակ 4-ում բերված՝ քլորի ջերմունակության $C_v = 3,02R$ արժեքը համապատասխանում է ազատության վեց աստիճանների քլորի մոլեկուլի համար: Բայց քլորի մոլեկուլը՝ որպես երկատոմանի, կարող է ունենալ ազատության կամ հինգ աստիճան, եթե նրա երկու ատոմը կոշտ կերպով միացված են իրար (այդ դեպքում $C_v = \frac{5}{2} R$ (կամ ազատության յոթ աստիճան) i թվի երկրորդ սահմանման համաձայն), եթե մոլեկուլի ներսում ատոմները կարող են տատանումներ կատարել (այդ դեպքում $C_v = \frac{7}{2} R$),

ինչպես երևում է, այս դեպքում էլ ջերմունակության տեսությունը չի կարող բավարար համարվել: Դա, ակնհայտ է, բացատրվում է նրանով, որ մեր տեսությունը ի վիճակի չէ հարկ եղած ձևով հաշվի առնելու այն էներգիան, որը կապված է ներքին շարժումների հետ մոլեկուլում, որոնց նկատմամբ հավասար բաշխման օրենքը ոչ միշտ է կիրառելի:

Տեսության արդյունքներից հատկապես կարևոր շեղում է հանդիսանում այն փաստը, որ ինչպես պարզվում է, ջերմունակությունը ջերմաստիճանից կախում ունի, մինչդեռ, (Չ. 14) հավասարման համաձայն, այն պետք է հաստատուն մեծություն լինի i-ի տվյալ արժեքն ունեցող տվյալ գազի համար: Փորձը ցույց է տալիս, որ ջերմունակությունը ջերմաստիճանի ցածրացման հետ փոքրանում է:

Այդ կախումը կարելի է բացատրել նրանով, որ ջերմաստիճանի փոփոխության հետ մեկտեղ փոխվում է մոլեկուլի «գործող» ազատության աստիճանների թիվը, այսինքն՝ որ մոլեկուլների ինչ-որ շարժումներ, որոնք տեղի են ունենում ջերմաստիճանների մի տիրույթում, մի այլ տիրույթում դադարում են: Սակայն այդպիսի ենթադրու-

թյունը պահանջում է, որ ջերմունակությունը ջերմաստիճանից կախված փոխվեր թոփաքներով: Չէ՞ որ այս կամ այն շարժումը կարող է կամ տեղի ունենալ, կամ տեղի չունենալ. առաջին դեպքում նրան համապատասխանում է $^{1/2}kT$ էներգիա, երկրորդ դեպքում այդ էներգիան և նրա հետ կապված ավանդը ջերմունակության մեջ բացակայում են: Հնարավոր է, իհարկե, մոլեկուլի այս կամ այն տեսակի շարժման ոչ թե հանկարծակի դադարեցում կամ առաջացում, այլ նրա ինտենսիվության աստիճանական փոփոխություն: Սակայն հավասար բաշխման օրենքը չի տարբերում այդ բանը. ցանկացած ազատության աստիճանի հետ կապված է միևնույն էներգիան¹: Մինչդեռ ջերմունակության կախումը ջերմաստիճանից, ինչպես ցույց է տալիս փորձը, սահուն ընթացք ունի՝ ջերմունակությունը փոփոխվում է աստիճանաբար: Դա վկայում է այն մասին, որ էներգիայի՝ ըստ ազատության աստիճանների հավասարաչափ բաշխման օրենքը չի կարող համարվել լրիվ ճիշտ և ունի սահմանափակ կիրառություն:

Ջրածնի ջերմունակությունը: Ջրածինն ունի այն առանձնահատկությունը, որ նրա ջերմունակության կախումը ջերմաստիճանից առանձնապես խիստ է արահայտված:

Եթե սենյակի ջերմաստիճանում ջրածնի ջերմունակությունը հաստատուն ծավալի դեպքում հավասար է $5 \frac{\text{կալ}}{\text{սսմ. մոլ}}$, ապա մոտ 50°K

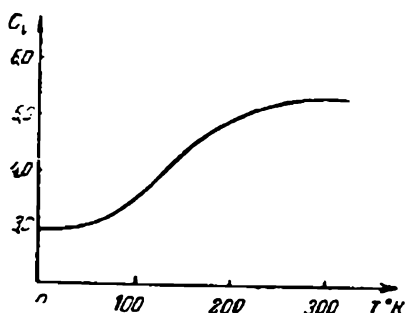
(-223°C .) ջերմաստիճանում դառնում է հավասար $3 \frac{\text{կալ}}{\text{սսմ. մոլ}}$ -ի, այ-

սինքն՝ ջրածինը պահում է իրեն ինչպես ազատության երեք աստիճան ունեցող միատոմանի գազ: Ջրածնի ջերմունակության կախման կորը ջերմաստիճանից ներկայացված է 2. 6-րդ նկարում, որտեղից երևում է, որ ջերմաստիճանի իջնելուն զուգընթաց ջերմունակությունն ընկնում է աստիճանաբար, մի բան, որ, ընդհանրապես ասած, անթույլատրելի է ջերմունակության կլասիկ տեսության տեսակետից: Ճիշտ է, կարելի է ենթադրել, որ ջերմաստիճանի իջեցման հետ պտտական շարժում կատարող մոլեկուլների թիվն աստիճանաբար նվազում, բայց այդ դեպքում ևս պարզ չի լինում, թե ինչու մոլեկուլների հատկապես մի մասը կատարում է այդպիսի շարժումներ, մինչդեռ մնացածների այդ ազատության աստիճանները Վեյգենեցված են:

Այստեղ մենք հանդիպում ենք այն բազմաթիվ դեպքերից մեկին, երբ կլասիկ ֆիզիկան ի վիճակի չի լինում բացատրելու փորձնական փաստերը: Տվյալ դեպքում տեսության և փորձի տարբերությունը, սկ-

1) Ըստ Ջոմերֆելդի դիպուկ արտահայտության, «ազատության աստիճանները հաշվվում են, և ոչ թե գնահատվում»:

ներևարար, վկայում է այն մասին, որ մոլեկուլների մասին եղած պատկերացումները՝ որպես պինդ զնչիկների, որոնց շարժումը տեղի է ունենում մեխանիկայի օրենքների համաձայն, ոչ լիովին են համա-



Նկ. 2.6

պատասխանում իրականությունը Այստեղ լավ հայտնի է, որ դա այդպես չէ, որ մոլեկուլները բաղկացած են միմյանց հետ փոխներգործող ատոմներից. իսկ ատոմներն ունեն բարդ կառուցվածք և բաղկացած են մեծ թվով էլ ավելի փոքր մասնիկներից. որոնք նույնպես շարժվում են բարդ ձևով: Իսկ ատոմային մասնիկների շարժումը չի ենթարկվում կլասիկ մեխանիկային, այլ դեկավարվում է հատուկ օրենք-

ների ժողովածուով՝ քվանտային մեխանիկայով: Այդ պատճառով, քանի դեռ խոսքը վերաբերվում է միատոմանի գազերի ջերմունակությանը, որի վրա չեն ազդում ներատոմային շարժումները և նրանց հետ կապված էներգիան, ապա ջերմունակության՝ վերը շարադրված տեսությունը գերազանց համաձայնություն մեջ է ստացվում փորձի հետ: Բայց բազմատոմանի մոլեկուլներում արդեն էական դեր են խաղում մոլեկուլներում և ատոմներում կատարվող ներքին պրոցեսները, որոնց հետ անկասկած կապված են, օրինակ, տատանողական ազատության աստիճանները: Ինչպես է, որ մեր տեսությունը, որը հաշվի չի առնում ատոմային սիստեմների հատուկ քվանտային հատկությունները, այս դեպքում տալիս է միայն մոտավորապես ճիշտ արդյունքներ: Իսկ քվանտային տեսությունը տալիս է ջերմունակության վերաբերյալ բոլոր փորձնական տվյալների լրիվ բացատրությունը:

Մասնավորապես, ջրածնի ատոմի դեպքում քվանտային տեսությունը ցույց է տալիս, որ ջրածնի ատոմները կարող են գտնվել երկու տարբեր վիճակներում՝ պարաջրածնի և օրթոջրածնի վիճակներում, որոնց ջերմունակությունները պետք է տարբերվեն միմյանցից: Այդ վիճակների միջև տարբերությունը հետևյալն է:

Քվանտային տեսությունից հետևում է, որ ատոմները (ավելի ճիշտ՝ նրանց ատոմային միջուկները) օժտված են ինչ-որ շարժման քանակի մոմենտով (իմպուլսի մոմենտով): Երբ ջրածնի երկու ատոմներից առաջանում է մոլեկուլ, միջուկների այդ մոմենտները (ինչպես և ամեն մի ուրիշ մոմենտ, սրանք էլ վեկտորական մեծություններ են) կարող են դասավորվել իրար նկատմամբ կամ համագուգահեռ (↑↑) կամ հակադուգահեռ (↓↓): Ինչպես միջուկային մոմենտների գոյությունն ինքը,

ալնպես էլ նրանց հնարավոր կողմնորոշումները քվանտային մեխանիկայի հետևություններն են և սովորական մեխանիկայից չեն կարող ստացվել:

Համագուգահեռ կողմնորոշված միջուկային մոմենտներ ունեցող ատոմներից բաղկացած մոլեկուլներով ջրածինը կոչվում է օրթոջրածին, ի տարբերություն մոլեկուլում ատոմների հակագուգահեռ միջուկային մոմենտներ ունեցող ջրածնից, որը կոչվում է պարաջրածին: Սովորական ջրածնում պարունակվում են մոլեկուլների երկու տեսակներն էլ, ընդ որում նրանց հարաբերական պարունակությունը կախված է ջերմաստիճանից:

Սենյակի ջերմաստիճանում նորմալ ջրածինը պարունակում է մոտ 25% պարաջրածին, իսկ ջերմաստիճանի ցածրացման հետ միասին պարաջրածնի պարունակությունն աճում է, այնպես որ 20°K-ում ջրածինը համարյա ամբողջապես բաղկացած է պարաջրածնից (99,8%)¹:

Ջրածնի օրթո- և պարա- վիճակներին համապատասխանում են պտտական շարժման էներգիայի տարրեր արժեքներ, որով և բացատրվում է ջրածնի ջերմունակության տարբեր արժեքը ալդ երկու վիճակներում: Սակայն ցածր ջերմաստիճաններում (մոտ 50°K) մոլեկուլների պտտական շարժումից կախում ունեցող ջերմունակությունը երկու վիճակների համար էլ հավասար է դառնում զրոյի: Դրանով էլ բացատրվում է այն, որ ջրածնի ջերմունակությունը դառնում է այնպիսին, ինչպիսին է միատոմանի գազի մոտ:

Մյուս բաղմատոմանի գազերի ջերմունակությունը նույնպես, ինչպես և ջրածինը, ընկնում է ջերմաստիճանի իջեցման հետ, ձգտելով միատոմանի գազերի ջերմունակության արժեքին ($\frac{3}{2}R$), բայց դա տեղի է ունենում շատ ցածր ջերմաստիճանների տիրույթում, երբ գազերի ջերմունակության անմիջական չափումը հանդիպում է մեծ դժվարությունների:

Ջերմունակության չափումները թույլ են տալիս, այսպիսով, կարևոր եզրակացություններ անել մոլեկուլների կառուցվածքի մասին: Ալդ պատճառով այդպիսի չափումները՝ հատկապես ցածր ջերմաստիճաններում, մեծ նշանակություն ունեն: Բացի դրանից, ջերմունակության մեծությունը և նրա՝ ջերմաստիճանից ունեցած կախումն իմանալը անհրաժեշտ են բազմաթիվ տեխնիկական խնդիրների լուծման ժամանակ:

Ու իզոթալայկան լգազերի ջերմունակությունը: Մենք տեսանք, որ

¹) Սովորական ջերմաստիճաններում մոլեկուլի առումը օրթո- վիճակից պարա- վիճակին տեղի է ունենում շատ դանդաղ, Անցումն արագանում է ջրածինը մի շարք մեաաղների հետ կոնտակտի մեջ գնելիս:

իդեալական գազերի համար մոլլար (կամ տեսակարար) ջերմունակությունը կախում չունի ոչ ջերմաստիճանից, ոչ էլ գազի գրաված ծավալից: Դա կապված է այն բանի հետ, որ իդեալական գազի Ս ներքին էներգիան կախում չունի այդ գազի մեկ մոլի (կամ մեկ գրամի) գրաված ծավալից, այսինքն՝ խտությունից, և որոշվում է միայն ջերմաստիճանով: Բայց դա ճիշտ է միայն իդեալական գազի համար: Ոչ իդեալական գազի, ինչպես և ընդհանրապես ամեն մի մարմնի համար, Ս ներքին էներգիան կարող է կախում ունենալ ոչ միայն ջերմաստիճանից, այլև գազի տվյալ մասնալի գրաված ծավալից (խտությունից) (տես V գլուխ): Դա կապված է այն բանի հետ, որ ոչ իդեալական գազերում ներքին էներգիան գումարվում է մոլեկուլների կինետիկ էներգիայից, որը կախում ունի ջերմաստիճանից և պոտենցիալ էներգիայից, որն, իհարկե, կախում ունի մոլեկուլների միջև եղած փոխադարձ հեռավորությունից, այսինքն՝ խտությունից:

Հետևաբար, ոչ իդեալական գազերի համար մեկ մոլի Ս ներքին էներգիան T ջերմաստիճանի և նրա գրաված V ծավալի ֆունկցիա է՝

$$U = f(T, V):$$

Այդ դեպքում

$$C = \frac{dQ}{dT}$$

մոլլար ջերմունակությունն արդեն չի կարող արտահայտվել (2.8), (2.9) կամ (2.14) պարզ բանաձևերով:

Փորձենք հաշվել ոչ իդեալական գազի ջերմունակությունը (2.5) բանաձևի մեջ dQ -ի փոխարեն տեղադրենք նրա արտահայտությունը թերմոդինամիկայի առաջին սկզբունքից՝

$$dQ = dU + dA,$$

այդ դեպքում

$$C = \frac{dU + p dV}{dT}:$$

Բայց այժմ ներքին էներգիայի dU փոփոխությունը կազմված է երկու մասից. 1) անփոփոխ ծավալի դեպքում միայն ջերմաստիճանի փոփոխությունից կախում ունեցող մասից, որը կնշանակենք $(dU)_v$, և 2) $(dU)_T$ մասից, որը կախում ունի միայն ծավալի փոփոխությունից անփոփոխ ջերմաստիճանի դեպքում: Ակնհայտ է, որ

$$(dU)_v = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_v dT,$$

որտեղ $\left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_v$ -ն ներքին էներգիայի փոփոխությունն է, որ տեղի է

ունենում ջերմաստիճանը մեկ միավորով փոփոխվելիս՝ հաստատուն ծավալի դեպքում: Ճիշտ նույնպես

$$(dU)_T = \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T dV,$$

Հետևաբար,

$$dU = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V dT + \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T dV,$$

Համապատասխանաբար C ջերմունակությունը կլինի՝

$$C = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V + \left[\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T + p\right] \frac{dV}{dT}, \quad (2.15)$$

Ջերմունակության համար (2.15) արտահայտությունը ընդհանուր է, պիտանի բոլոր իզոտրոպ մարմինների համար: Նա տարբերվում է իդեալական գազերի ջերմունակության համար ավելի վաղ ըստացված (2.7) արտահայտությունից նրանով, որ նրա մեջ որպես գումարելի մտնում է $\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T \frac{dV}{dT}$ մեծությունը, որը իդեալական գազի համար հավասար է զրոյի, քանի որ $\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T = 0$, Հաստատուն ծավալի դեպքում C_V ջերմունակության համար (2.15)-ից ստացվում է արդեն հայտնի արտահայտությունը՝

$$C_V = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V, \quad (dV = 0), \quad (2.15a)$$

Իսկ հաստատուն ճնշման դեպքում ջերմունակությունը

$$C_p = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V = \left[p + \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T\right] \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p = C_V + \left[p + \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T\right] \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p, \quad (2.15p)$$

(2.15p)-ի աջ մասում մտնող բոլոր մեծությունները կարող են չափվել փորձով, բացի $\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T$ մեծությունից, որը փորձնականորեն չի չափվում:

Սակայն կարելի է ցույց տալ (դա կարվի VI գլխում), որ ներքին էներգիայի՝ ծավալի (խտության) փոփոխությունից կրած փոփոխությանը բնորոշ $\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T$ մեծությունը պարզ առնչությամբ կապված է հեշտությամբ չափվող ճնշման փոփոխության հետ, որ առաջանում է անփոփոխ ծավալի դեպքում գազը տաքացնելիս: Պարզվում է, որ

$$\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T = T \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V - p,$$

Տեղադրելով այս արտահայտությունը (2.15բ)-ի մեջ, ստանում ենք՝

$$C_p = C_v + T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p, \quad (2.15գ)$$

և, համապատասխանաբար,

$$C_p - C_v = T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p,$$

ինչպես և պետք էր սպասել, իդեալական գազի համար

$$T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p = R,$$

որն անմիջականորեն հետևում է $pV = RT$ հավասարումից: Ոչ իդեալական գազերի համար $C_p - C_v$ ջերմունակությունների տարբերությունը կարող է զգալիորեն տարբերվել R -ից:

Ջերմային ֆունկցիա: Եթե գազին հազորդի ջերմության որևէ քանակություն այնպես, որ նրա ճնշումը մնա հաստատուն, այսինքն՝ նրան հնարավորություն տրվի ազատ կերպով ընդարձակվելու, ապա թերմոդինամիկալի առաջին օրենքն արտահայտող հավասարումը կարելի է արտագրել հետևյալ տեսքով՝

$$(dQ)_p = d(U + pV),$$

իսկ

$$d(U + pV) = dU + pdV + Vdp,$$

Բայց եթե ճնշումը մնում է հաստատուն, ապա

$$dp = 0,$$

և, համապատասխանաբար,

$$d(U + pV) = dU + pdV,$$

Դա նշանակում է, որ եթե գազի (կամ ցանկացած մարմնի) տաքացման կամ սառեցման պրոցեսը կատարվում է հաստատուն ճնշման տակ, ապա նրան հազորդվող կամ նրանից հեռացվող ջերմությունը ստացվում է հավասար

$$I = U + pV$$

մեծության փոփոխությանը. այդ մեծությունը ստացել է ջերմային ֆունկցիա կամ Էնթալպիա անունը: (Տեխնիկայում այդ մեծությունը հաճախ անվանում են ջերմապարունակություն): Ջերմային ֆունկցիան նույնպես կարող է ծառայել որպես գազի վիճակը որոշող պարամետր, եթե վիճակի փոփոխությունը կատարվում է հաստատուն ճնշման դեպ-

քում: Ակնհերե է, որ գազի ջերմունակությունը հաստատուն ճնշման դեպքում կարելի է արտահայտել ջերմային ֆունկցիայի միջոցով՝

$$C_p = \left(\frac{dQ}{dT} \right)_p = \frac{dI}{dT}.$$

Իդեալական գազի համար գազի սովալ մասսայի ջերմային ֆունկցիան համեմատական է ջերմաստիճանին և կախում չունի նրա զրաված ծավալից.

$$I = U - pV = \frac{i}{2} RT + RT,$$

հետևարար,

$$C_p = \left(\frac{i}{2} + 1 \right) R.$$

Ոչ իդեալական գազի համար ջերմային ֆունկցիան կախում ունի ծավալից: Ակնհերե է, որ հաստատուն ճնշման դեպքում 1 ջերմային ֆունկցիայի հատկությունները համանման են հաստատուն ծավալի դեպքում U ներքին էներգիայի հատկություններին:

§ 8. Գազի ծավալի փոփոխությունը:

էներգիայի պահպանման օրենքի (2.6ա) հավասարումից՝

$$dQ = C_v dT + p dV,$$

երևում է, որ գազին հաղորդված ջերմությունը կարող է առաջացնել գազի ջերմաստիճանի փոփոխություն (dT) և նրա ծավալի փոփոխություն (dV): Նախորդ պարագրաֆում մենք քննարկեցինք էներգետիկ տեսակետից գազի ջերմաստիճանի փոփոխման պրոցեսը: Այժմ դիմենք իդեալական գազի ընդարձակման և սեղմման հարցին, այսինքն՝ ծավալը փոփոխելիս նրա վիճակի փոփոխության վերաբերյալ հարցին:

Յույց էր տրվել, որ գազի ջերմաստիճանի փոփոխության համար անհրաժեշտ ջերմության քանակը կախում ունի այն պայմաններից, որոնցում կատարվում է այդ փոփոխությունը, այն բանից, թե գազը տաքացնելիս անփոփոխ է պահվում արդյոք նրա ծավալը, թե ճնշումը, այսինքն՝ թե ջերմաստիճանի փոփոխությունը կատարվում է իզոխոր թե իզոբար պրոցեսով:

Դեպի ընդարձակումը և սեղմումը նույնպես կարող է կատարվել տարբեր պայմաններում, և փորձի պայմաններից կախում ունի պրոցեսի էներգետիկ արդյունքը, այսինքն՝ այդ դեպքում կատարվող աշխատանքը (չէ որ գազի ծավալի փոփոխությունը կախված է հենց աշխատանքի հետ):

Դազի սեղմումն ու ընդարձակումը կարելի է կատարել այնպես, որ նրա ջերմաստիճանը մնա հաստատուն: Այդպիսի պրոցեսը կոչվում է իզոթերմ: Այն կարելի է իրագործել գազը տեղավորելով միոց ունեցող անոթի մեջ, ընդ որում անոթի ջերմաստիճանը պահվում է հաստատուն: Դրա համար անոթը տեղավորում են թերմոստատի մեջ՝ մի սարք, որն ունի էներգիայի որևէ աղբյուր (էլեկտրական վառարան, ալրիչ և այլն): Թերմոստատի միջավայրի և գազի լավ կոնտակտի դեպքում կարելի է հասնել այն բանին, որ գազից էներգիա անջատվելիս աղբյուրի կողմից տրվող ջերմության քանակը նվազի, իսկ գազի կողմից էներգիա կլանվելիս՝ աճի և դրանով իսկ ապահովվի ջերմաստիճանի անփոփոխությունը: Հատուկ հարմարանքով ֆերմակարգավորիչը ավտոմատ կերպով հաստատուն է պահում ջերմաստիճանը թերմոստատում:

Եթե այդ պայմաններում արտաքին ուժի միջոցով միոցը դեպի դժ շարժվի (տես նկ. 2.1), ապա գազը կսեղմվի, իսկ արտաքին ուժը աշխատանք կկատարի: Ընդհակառակը, ընդարձակվելով գազը ինքը կըշարժի միոցը դեպի վեր՝ միաժամանակ կատարելով աշխատանք:

Մովայի փոփոխություն կարելի է կատարել նաև այնպիսի պայմաններում, երբ գազին չի հաղորդվում և նրանից չի հեռացվում ջերմություն: Այդպիսի պրոցեսը կոչվում է ադիաբատ: Ի տարբերություն իզոթերմ պրոցեսի, որը պահանջում է թերմոստատի միջավայրի հետ լավ կոնտակտ, ադիաբատ պրոցեսը, ընդհակառակը, պահանջում է գազի լավ ջերմային մեկուսացում շրջապատող միջավայրից:

Ասեաճանք իգեալական գազի իզոթերմ քնգարձակման դեպքում: Դազի իզոթերմ ընդարձակման դեպքում աշխատանքը որոշելու համար անհրաժեշտ է հաշվել

$$\int dA = \int p dV$$

Ինտեգրալները իզոթերմ կորերի երկարությունում: Մենք չենք կարող ք-ն դուրս հանել ինտեգրալի նշանի տակից, քանի որ ճնշումը (ինչպես միոցի տակ, այնպես էլ նրա վրա) ընդարձակման ժամանակ անընդհատ փոխվում է: Իսկ ճնշումը փոխվում է ժավայի փոփոխության համեմատ ըստ Բոյլ-Մարիոտի օրենքի, այսինքն

$$pV = RT = \text{const},$$

որտեղից

$$p = \frac{RT}{V},$$

Տեղադրելով ք-ի այս արտահայտությունը (2.4)-ի մեջ, կստանանք

$$dA = RT \frac{dV}{V},$$

որտեղից

$$A = \int_{V_1}^{V_2} RT \frac{dV}{V} = RT \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V} = RT \ln \frac{V_2}{V_1}, \quad (2.16)'$$

Սա հենց 1 մոլ իդեալական գազի իզոթերմ ընդարձակման աշխատանքի արտահայտությունն է: Եթե գազի մասսան ոչ թե 1 մոլ է, այլ M գ, ապա (2.16) բանաձևն ստանում է հետևյալ տեսքը.

$$A = \frac{M}{\mu} RT \ln \frac{V_2}{V_1}, \quad (2.17)'$$

որտեղ $\frac{M}{\mu}$ -ն մոլերի թիվն է:

(2.16) և (2.17) բանաձևերից երևում է, որ իզոթերմ ընդարձակման աշխատանքը կախում ունի ոչ թե այն ծավալների տարբերությունից, որոնց միջև կատարվում է ընդարձակումը, այլ նրանց հարաբերությունից: Նույնը վերաբերվում է, իհարկե նաև սեղմմանը:

Քանի որ ըստ Բոյլ-Մարիոտի օրենքի՝

$$p_1 V_1 = p_2 V_2,$$

ապա

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{p_1}{p_2},$$

Այդ պատճառով (2.16) և (2.17) բանաձևերում ծավալների հարաբերության փոխարեն կարելի է տեղադրել ճնշումների հակադարձ հարաբերությունը: Այդ դեպքում

$$A = \frac{M}{\mu} RT \ln \frac{p_1}{p_2},$$

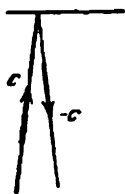
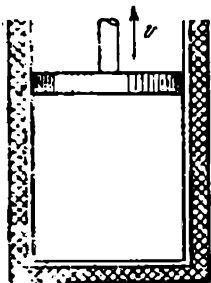
Ինչպես արդեն վերը նշվել է, իզոթերմ ընդարձակման ժամանակ գազին հաղորդվող ջերմությունը ծախսվում է միայն արտաքին աշխատանք կատարելու վրա: Ընդհակառակը, իզոթերմ սեղմման ժամանակ արտաքին ուժերի աշխատանքը վերածվում է շրջապատող մարմինների ջերմային էներգիայի: Ձևականորեն դա համապատասխանում է այն բանին, որ գազի $\frac{dQ}{dT}$ ջերմունակությունը հավասար է ∞ (քանի որ $dT = 0$):

Իդեալական գազի ծավալի ադիաբատ փոփոխությունը: Ազիաբատ պրոցեսի դեպքում գազը ջերմություն չի տալիս շրջապատող

մարմիններին. ինչպես նաև չի ստանում դրսից՝ $dQ = 0$: էներգիայի պահպանման օրենքը այս դեպքում ստանում է հետևյալ տեսքը.

$$-pdV = C_V dT: \quad (2.18)$$

Դա նշանակում է, որ գազի ծավալի փոփոխության հետ կապված աշխատանքին պետք է ուղեկցի ներքին էներգիայի, և հետևաբար, ջերմաստիճանի փոփոխությունը: (2.18) արտահայտության մեջ միևնույն նշանը ցույց է տալիս, որ գազի ծավալի մեծացմանը (ընդարձակմանը) ուղեկցում է նրա ջերմաստիճանի ցածրացում, իսկ սեղմմանը, ջերմաստիճանի բարձրացում: Առաջին դեպքում աշխատանքը կատարվում է գազի կողմից նրա սեփական ներքին էներգիայի հաշվին, այս պատճառով էլ նրա ջերմաստիճանը ցածրանում է: Երկրորդ դեպքում աշխատանքը կատարվում է արտաքին ուժի կողմից, և այդ աշխատանքի հաշվին աճում է գազի ներքին էներգիան, հետևաբար և ջերմաստիճանը: Հեշտ է պատկերացնել ջերմաստիճանի այդ փոփոխության «կինետիկ» պատկերը: Պատկերացնենք գազ պարունակող մի անոթ՝ մխոցավոր գլանի ձևով (նկ. 2.7):



Նկ. 2.7

Դիցուք, մխոցը վեր է բարձրանում v արագությամբ (գազն ընդարձակվում է): Դիտենք մի որևէ մոլեկուլ, որը շարժվում է C արագությամբ նույն ուղղությամբ, ինչ որ մխոցը: Եթե մխոցը «հետապնդող» այդ մոլեկուլ արագությունը անոթի պատերի նկատմամբ հավասար է C -ի, ապա մխոցի նկատմամբ նրա արագությունը հավասար է $C - v$: Այն բանից հետո, երբ մեր մոլեկուլը «հասնի» մխոցին և

տեղի կունենա առաձգական հարված, մոլեկուլի արագությունը մխոցի նկատմամբ պետք է առաջվա նման մնա $C - v$, չնայած հիմա նա արդեն շարժվում է ոչ թե մխոցի հետևից, այլ նրան հակառակ ուղղությամբ: Դա նշանակում է, որ մոլեկուլի արագությունը անոթի պատերի նկատմամբ կլինի $C - 2v$: Այսպիսով, շարժվող մխոցին բախվող բոլոր մոլեկուլներն անդրադառնում են նրանից ավելի փոքր արագությամբ, քան հարվածից առաջ ունեցած արագությունը: Դա էլ հանգեցնում է մոլեկուլների միջին արագության փոքրացմանը, և հետևաբար՝ ջերմաստիճանի ցածրացմանը: Նմանապես, մխոցի հակառակ շարժման դեպքում պետք է տեղի ունենա ջերմաստիճանի բարձրացում:

Պուլսատոնի եավաստումը: Նախքան գազի ծավալի ադիաբատ փոփոխության աշխատանքը հաշվելը անհրաժեշտ է գտնել գազի ծա-

վալի և ճնշման միջև եղած առնչությունը, որովհետև ադիաբատ պրոցեսի դեպքում այդ առնչությունը արդեն չի որոշվի Բոյլ-Մարիոտի, օրենքով: Դրա համար հարկավոր է

$$C_V dT + p dV = 0 \quad (2.19)$$

հավասարումից արտաքսել T -ն: Դա կարելի է անել օգտվելով

$$pV = RT$$

վիճակի հավասարումից, որի դիֆերենցումը տալիս է

$$p dV + V dp = R dT,$$

որտեղից

$$dT = \frac{p dV + V dp}{R},$$

Տեղադրելով dT -ի այս արժեքը (2.19)-ի մեջ, ստանում ենք.

$$C_V \frac{p dV + V dp}{R} + p dV = 0$$

կամ, R -ը փոխարինելով նրան հավասար $C_p - C_V = R$ արժեքով. կունենանք.

$$C_V V dp + C_p p dV = 0;$$

Նշանակենք ջերմունակությունների հարաբերությունը՝

$$\frac{C_p}{C_V} = \gamma,$$

այն ժամանակ հավասարումը կստանա հետևյալ տեսքը.

$$\frac{dp}{p} + \gamma \frac{dV}{V} = 0, \quad (2.20)$$

Ենթադրելով, որ γ -ն հաստատուն է, կարելի է գրել.

$$\int \frac{dp}{p} + \gamma \int \frac{dV}{V} = 0,$$

Ինտեգրումից հետո ստանում ենք.

$$\ln p + \gamma \ln V = \text{const}$$

կամ

$$p V^\gamma = \text{const.} \quad (2.21)$$

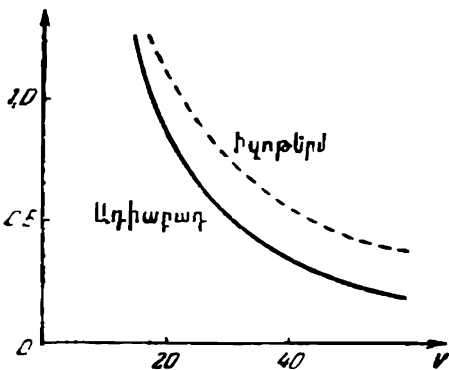
որը մեզ տալիս է իդեալական գազի ճնշման և ծավալի միջև եղած

որոնելի առնչությունը ծավալի փոփոխության ադիաբատ պրոցեսի ղեկավարում:

2.21) հավասարումը կոչվում է Պուլասոնի հավասարում կամ ադիաբատի հավասարում, իսկ $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$ մեծությունը՝ ադիաբատի ցուցիչ:

(2.20) հավասարումն ինտեգրելիս մենք γ -ն համարեցինք հաստատուն: Խիստ ասած, դա այնքան էլ ճիշտ չէ: C_v ջերմունակությունը, հետևաբար և C_p -ն ու γ -ն Վլարով են փոխվել ծավալի, ճնշման և ջերմաստիճանի փոփոխությունից: Այդ պատճառով Պուլասոնի (2.21) հավասարումը խստորեն իրավացի է ճնշումների և ծավալների արժեքների սահմանափակ միջակայքի համար: Մինչդեռ (2.20) դիֆերենցիալ հավասարումը ճշգրիտ է:

Պուլասոնի հավասարումից երևում է, որ ի տարբերություն իզոթերմ պրոցեսի, գազի ծավալի ադիաբատ փոփոխության ղեկավարում նրա ճնշումը փոխվում է հակադարձ համեմատական կերպով ծավալի ոչ թե առաջին աստիճանին, այլ V^{γ} -ին, ընդ որում γ -ն մեծ է մեկից քանի որ $C_p > C_v$: Հասկանալի է, որ ճնշման ծավալից ունեցած կախման գրաֆիկը այժմ արդեն հիպերբոլ չի լինի:



Նկ. 2.8

Քանի որ $\gamma > 1$, ապա ադիաբատ պրոցեսի ղեկավարում $p = f(V)$ կորը, որը կոչվում է ադիաբատ կոր, ավելի շեշտակի է իջնում, քան իզոթերմ կորը, ինչպես դա երևում է 2.8-րդ նկարից, որի վրա պատկերված է իդեալական գազի ադիաբատ կորը և, համեմատման համար, իզոթերմ կորը: Ծավալի մեծացման համեմատ ճնշման ավելի շեշտակի անկումը ադիաբատ պրոցեսի ժամանակ բացատրվում է նրանով, որ իդեալական գազի ադիա-

բատ ընդարձակման ժամանակ նրա ճնշումը նվազում է ոչ միայն ծավալի մեծացման հաշվին, այլև այդ ղեկավարում տեղի ունեցող ջերմաստիճանի ցածրացման հետևանքով:

Դժվար չէ գտնել գազի մյուս պարամետրերի միջև եղած առնչությունները ադիաբատ պրոցեսի ղեկավարում:

Այսպես, օրինակ, (2.21) հավասարումից և $pV = RT$ վիճակի հավասարումից արտաքսելով p ճնշումը, կստանանք առնչություն գազի

չերմաստիճանի և ծավալի միջև վերջինիս ադիաբատ փոփոխության գեպքում:

(2.21) հավասարման մեջ տեղադրելով

$$p = \frac{RT}{V}$$

արժեքը, ստանում ենք.

$$\frac{RT}{V} V^\gamma = \text{const}$$

կամ

$$TV^{\gamma-1} = \text{const} \quad (2.22)$$

(քանի որ R -ը հաստատուն է):

Ճիշտ նույն ձևով (2.21) հավասարման մեջ տեղադրելով V -ի արժեքը վիճակի հավասարումից՝

$$V = \frac{RT}{p},$$

կստանանք ճնշման և չերմաստիճանի առնչությունը ադիաբատ պրոցեսի գեպքում.

$$p \left(\frac{RT}{p} \right)^\gamma = \text{const}$$

և

$$T^\gamma p^{1-\gamma} = \text{const}, \quad (2.23)$$

(2.23) հավասարության երկու մասը բարձրացնելով $1/\gamma$ աստիճան, ստանում ենք.

$$Tp^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} = \text{const}: \quad (2.24)$$

Պարզ է, որ (2.22) և (2.24) բանաձևերին նույնպես վերաբերվում է այն դիտողությունը, որ արվեց Պուասոնի հավասարման կիրառելիության սահմանների մասին:

Առիթունքը գազի ծավալի ադիաբատ փոփոխության գեպքում: Օգտվելով ադիաբատ պրոցեսի հենց նոր ստացված հավասարումից, մենք այժմ կարող ենք հաշվել գազի կատարած աշխատանքը նրա ադիաբատ ընդարձակման ժամանակ (կամ արտաքին ուժերի կատարած աշխատանքը գազի սեղմման ժամանակ):

Հաշվենք գազի (1 մոլի) ընդարձակման աշխատանքը ծավալի որևէ V_1 սկզբնական արժեքից մինչև V_2 -ը: Առաջվա նման ծավալի փոփոխության ժամանակ էլեմենտար աշխատանքը հավասար է

$$dA = pdV,$$

Կապը գազի p ճնշման և նրա V ծավալի միջև որոշվում է ադիաբատ պրոցեսի հավասարումով (որպեսզի պրոցեսը լինի հավասարակշռված, նա պետք է ընթանա ադիաբատ կորով)։

$$pV^{\gamma} = \text{const.}$$

որը մենք կարող ենք գրել նաև հետևյալ տեսքով։

$$pV^{\gamma} = p_1V_1^{\gamma},$$

որտեղ p_1 -ը գազի սկզբնական ճնշումն է, V_1 -ը նրա սկզբնական ծավալը։ Այստեղից

$$p = \frac{p_1V_1^{\gamma}}{V^{\gamma}},$$

Տեղադրելով p -ի այս արժեքը աշխատանքի բանաձևի մեջ, կստանանք-

$$dA = \frac{p_1V_1^{\gamma}}{V^{\gamma}} dV,$$

V_1 -ից մինչև V_2 -ը ընդարձակման աշխատանքը ստանալու համար պետք է ինտեգրել dA -ի արտահայտությունը այդ սահմաններում։

$$A = \int_{V_1}^{V_2} p_1V_1^{\gamma} \frac{dV}{V^{\gamma}} = p_1V_1^{\gamma} \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V^{\gamma}},$$

Ինտեգրումից հետո հավասարության աջ մասում գրված ինտեգրալի համար ստանում ենք հետևյալ արտահայտությունը՝

$$\int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V^{\gamma}} = \frac{1}{\gamma-1} \left(\frac{1}{V_1^{\gamma-1}} - \frac{1}{V_2^{\gamma-1}} \right),$$

Ուստի A աշխատանքի արտահայտությունը ստանում է հետևյալ տեսքը-

$$A = \frac{p_1V_1^{\gamma}}{\gamma-1} \cdot \frac{1}{V_1^{\gamma-1}} \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1} \right],$$

Վիճակի հավասարումից հետևում է, որ

$$p_1 = \frac{RT_1}{V_1},$$

որտեղից ստանում ենք վերջնական արտահայտություն՝

$$A = \frac{RT_1}{\gamma-1} \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1} \right], \quad (2.25)$$

Եթե գազի մասսան հավասար է M -ի, ապա այս բանաձևը ստանում է հետևյալ տեսքը.

$$A = \frac{M}{\mu} \frac{RT_1}{\gamma-1} \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1} \right], \quad (2.25a)$$

(2.25) և (2.17) արտահայտությունների համեմատումը ցույց է տալիս, որ ադիաբատ ընդարձակման ժամանակ ավելի քիչ աշխատանք է կատարվում, քան իզոթերմ ընդարձակման ժամանակ (ժավալի միեևույն փոփոխության դեպքում): Դա, ակնհայտորեն, կապված է այն բանի հետ, որ ադիաբատ կորի թեքությունն ավելի մեծ է, քան իզոթերմ կորինը, որովհետև դրա պատճառով միեևույն նախնական պայմանների դեպքում ընդարձակման պրոցեսի ամեն մի էտապում ճնշումը ադիաբատ պրոցեսի ժամանակ ավելի փոքր կլինի, քան իզոթերմ պրոցեսի ժամանակ:

Գազի ադիաբատ ընդարձակման դեպքում աշխատանքը զգալիորեն կախում ունի ադիաբատի $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$ ցուցչի արժեքից: Հեշտ է տես-

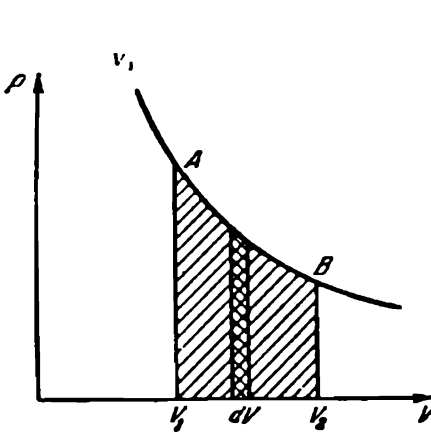
նել, որ եթե $\gamma \rightarrow 1$, ադիաբատ ընդարձակման աշխատանքը ձգտում է իզոթերմ պրոցեսի ժամանակ կատարվող աշխատանքի արժեքին: Դրանում կարելի է համոզվել գտնելով (2.25) հավասարման աջ մասի սահմանային արժեքը, երբ $\gamma \rightarrow 1$ (կիրառելով Լոպիտալի թեորեմը):

Բազմատոմանի գազերի դեպքում, որոնց համար γ -ի արժեքը ամենից ավելի մոտ է մեկին, իզոթերմ և ադիաբատ պրոցեսների աշխատանքների արժեքների տարբերությունը ամենափոքրն է:

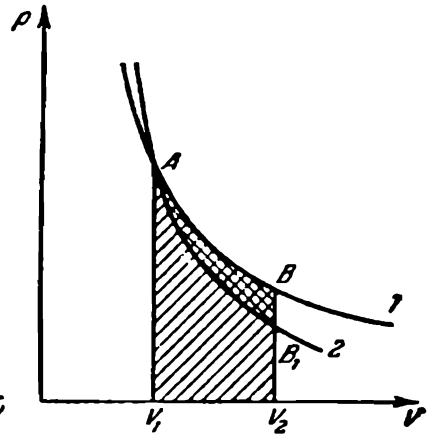
Քննարկված երկու պրոցեսների համեմատումը ամենից ավելի հարմար է կատարել դիմելով գազի ժավալի փոփոխության պրոցեսի գրաֆիկական պատկերին: Գազի ճնշման՝ նրա ժավալից ունեցած կախման գրաֆիկի վրա (նկ. 2.9) գազի ժավալի dV փոփոխությանը համապատասխանող dA էլեմենտար աշխատանքը կպատկերվի AB կորի համապատասխան մասով և աբսցիսների առանցքի վրա dV հատվածով սահմանափակված մակերեսով: Իսկ գազի ժավալի՝ V_1 արժեքից մինչև V_2 արժեքը փոփոխությանը համապատասխանող աշխատանքը, որը

հավասար է $\int_{V_1}^{V_2} p dV$, կպատկերվի նրբագծված մակերեսով, որը սահմա-

նախակված է AB կորի համապատասխան մասով և արացիսների առանցքի համապատասխան հատվածով:



Նկ. 2.9



Նկ. 2.10

2.10-րդ նկարում համեմատման համար բերված են 1 և 2 կորերը, որոնք միևնույն դազի և միատեսակ նախնական պայմանների համար իզոթերմ և ադիաբատ կորերն են: Գազի ծավալի՝ V_1 -ից մինչև V_2 -ը իզոթերմ փոփոխության աշխատանքը հավասար է ABV_2V_1 մակերեսին, իսկ ադիաբատ ընդարձակման համապատասխան աշխատանքը հավասար է $AB_1V_2V_1$ մակերեսին, որը, ակներևորեն, ավելի փոքր է (տես Նկ. 2.10):

Ինչքան ավելի փոքր է ադիաբատի γ հաստատունը, այնքան ավելի մոտ է ադիաբատ կորը իզոթերմ կորին, և այնքան ավելի փոքր է երկու կորերով սահմանափակված մակերեսների տարբերությունը: Սահմանում, երբ $\gamma \rightarrow 1$, ադիաբատ կորը վեր է ածվում իզոթերմի:

Վերը քննարկված՝ մարմնի զիճակի փոփոխության իզոթերմ և ադիաբատ պրոցեսները հանդիսանում են ավելի ընդհանուր պոլիտրոպ պրոցեսի մասնավոր դեպքերը: Այդպես է կոչվում այն պրոցեսը, որի ժամանակ մարմնի C ջերմունակությունը մնում է հաստատուն:

Այլ կերպ ասած, պոլիտրոպ պրոցեսի դեպքում

$$dQ = C dT,$$

Մասնավորապես, իզոթերմ պրոցեսի համար՝ (տես էջ 145).

$$C = \infty,$$

իսկ ադիաբատի համար՝

$$C = 0.$$

Դժվար չէ գտնել պոլիտրոպի հավասարումը, այսինքն՝ V ծավալի և p ճնշման միջև եղած կապը իդեալական գազի համար այդ պայմանի դեպքում:

Պոլիտրոպ պրոցեսի դեպքում թերմոդինամիկայի առաջին օրենքն ունի հետևյալ տեսքը.

$$dQ = C_V dT + p dV = C dT$$

կամ

$$(C - C_V) dT = p dV:$$

dT -ի փոխարեն տեղադրելով նրա արժեքը (2.19)-ից և R -ի փոխարեն տեղադրելով նրան հավասար $C_p - C_V$ արժեքը, կստանանք.

$$\frac{C - C_V}{C - C_V} \frac{dT}{T} = \frac{dp}{p}$$

կամ, նշանակելով

$$\frac{C - C_p}{C - C_V} = n,$$

կստանանք.

$$n \frac{dV}{V} = \frac{dp}{p},$$

n -ը կոչվում է պոլիտրոպի ցուցիչ: Ստացված արտահայտությունը լիովին համանման է (2.20)-ին, որի մեջ $n = \gamma$, այդտեղից էլ ստացվում է պոլիտրոպի մեղ հետաքրքրող հավասարումը

$$pV^n = \text{const}, \quad (2.26)$$

երբ $n = \gamma$, (2.26) հավասարումը վեր է ածվում ադիաբատի հավասարման.

երբ $n = 1$ ($C = \infty$)՝ իզոթերմի հավասարման.

երբ $n = 0$ ($C = C_p$)՝ իզոբարի հավասարման.

երբ $n = \pm \infty$ ($C = C_V$)՝ իզոխորի հավասարման.

Պոլիտրոպ պրոցեսի ժամանակ՝ գազի ծավալի փոփոխության աշխատանքի արտահայտությունը լիովին համանման է (2.25) հավասարմանը, որի մեջ γ -ն պետք է փոխարինել n -ով:

Իզեալական գազի ադիաբատ սեղմելիությունը: I գլխի § 4-ում ցույց տրվեց, որ իդեալական գազի սեղմելիության իզոթերմ գործակիցը հավասար է $-1/p$: Եթե գազի ճնշումը փոփոխվի ադիաբատ պայմաններում, ապա սեղմելիությունն այլ կստացվի: Դա կապված է այն բանի հետ, որ ճնշման ադիաբատ փոփոխության դեպքում փոխվում է գազի ոչ միայն ծավալը, այլև ջերմաստիճանը, որն ինքնուրույն ազդում է ծավալի վրա: Այսպես, եթե ճնշումը մեծացվի, այսինքն՝ գազը սեղմվի, ապա նա կտաքանա: Իսկ գազի տաքացումը

կառաջացնի նրա ծավալի մեծացում, որը մասամբ կչեզոքացնի սեղմումից առաջացած ծավալի փոքրացումը:

Այդ պատճառով որակական նկատառումներից ակնհայտ է՝ որ գազի սեղմելիությունը ճնշման ադիաբատ փոփոխությունն ղեկավարում պետք է ավելի փոքր լինի, քան իզոթերմ փոփոխությունն ղեկավարում:

Քանակապես սեղմելիության ադիաբատ գործակցի արժեքը, որն ըստ սահմանման հավասար է՝

$$\kappa = \frac{1}{V} \frac{dV}{dp},$$

ստացվում է անմիջականորեն (2.20) հավասարումից՝

$$\kappa = - \frac{1}{\gamma p},$$

Այսպիսով զուրա է գալիս, որ գազի ադիաբատ սեղմելիությունը γ անգամ փոքր է իզոթերմ սեղմելիությունից:

Փուգի ընդարձակումը գառարկության մեջ: Գազերում կատարվող ջերմալին պրոցեսների մասին վերը բերված դատողությունների հիմքում դրված էր էներգիայի պահպանման օրենքը, նա արտահայտվում էր հետևյալ հավասարումով՝

$$dQ = dU + pdV,$$

Իրոք, գազը, որն, օրինակ, գտնվում է շարժական մխոց ունեցող անոթում, ճնշում է գործ դնում մխոցի վրա և ընդարձակման ժամանակ աշխատանք է կատարում, ստիպելով, որ մխոցը շարժվի: Իզոթերմ պրոցեսի ղեկավարում աշխատանքը կատարվում է դրսից հաղորդվող ջերմության հաշվին. իսկ ադիաբատի ղեկավարում՝ ներքին էներգիայի հաշվին: Այս վերջին ղեկավարում գազը ընդարձակվելիս սառչում է: Մոլեկուլների կորցրած էներգիայի փոխարեն ստացվում է մխոցի կիներտիկ էներգիա՝ եթե նրան հաղորդվում է զգալի արագություն, կամ էլ պոտենցիալ էներգիա՝ եթե, օրինակ, մխոցի հետ միասին բարձրացվում է որևէ բո, կամ սեղմվում է զսպանակը: Այդ էներգիան կարելի է օգտագործել որևէ մեքենա շարժման մեջ դնելու համար, եթե նա ինչպես հարկն է միացվի մխոցի հետ:

Ադիաբատ սեղմման ղեկավարում, ընդհակառակը, գազի ներքին էներգիան մեծանում է արտաքին ուժերի աշխատանքի հաշվին: Իսկ այդ աշխատանքը կատարող մարմնի էներգիան նվազում է:

Պետք է սակայն նկատել, որ գազի ընդարձակումը ինքնըստինքյան չի կարող հանգեցնել նրա սառելուն, եթե ընդարձակման ժամանակ գազը աշխատանք չի կատարում: Դա նշանակում է, որ եթե

իդեալական գազն ընդարձակվում է, երբ այն անոթին, որտեղ նա գտնվում է, միացվում է մի այլ դատարկ անոթ, ապա գազի ջերմաստիճանը չի փոխվի: Դաւադրկության մեջ ընդարձակման ալքալիսի պրոցեսի դեպքում իդեալական գազը աշխատանք չի կատարում:

Դադի ջերմաստիճանի անփոփոխութիւնն այս դեպքում հետեւում է նրանից, որ իդեալական գազի ներքին էներգիան կախում չունի նրա գրաւած ծավալից: Դա ցույց է տրվել փորձնականորեն դեռ անցյալ դարում (1845 թ.) Զուսլի կողմից:

Զուսլի փորձը հետեւյալն է: Երկու անոթներ, որոնցից մեկը լցված էր օդով մինչև համեմատաբար բարձր ճնշում (մոտ 20 մթնոլորտ), իսկ մյուսը դատարկ էր (նոսրացած), կարող էին միացվել իրար ծորակի միջոցով: Երկու անոթներն էլ տեղավորվում էին շրջապատող միջավայրից խնամքով ջերմամեկուսացված ջրային կալորիմետրի մեջ: Միացնող ծորակի բացումից որոշ ժամանակ հետո չափվում էր ջրի ջերմաստիճանի փոփոխութիւնը կալորիմետրում: Փորձը ցույց տվեց, որ կալորիմետրի ջերմաստիճանը չէր փոխվում: Դա ապացուցում է, որ գազը նույնպէս պահպանում էր իր սկզբնական ջերմաստիճանը:

Զուսլի փորձը դրա հետ մեկտեղ կարող է ծառայել որպէս այն յսանի փորձնական ապացույց, որ գազի (իդեալական) ներքին էներգիան հաստատուն ջերմաստիճանի դեպքում կախում չունի ծավալից:

Ավելի ուշ կատարված ճշգրիտ փորձերը ցույց տվեցին, որ շատ ուժեղ սեղմված գազի ջերմաստիճանը դատարկութիւն մեջ ընդարձակման ժամանակ փոփոխվում է: Սակայն ջերմաստիճանի այդ փոփոխութիւնը, ինչպէս ցույց կտրվի VIII գլխում, կապված է գազի ոչ իդեալականութիւն հետ:

Անցյալ դարում, երբ կինետիկ տեսութիւնը դեռ բաւականաչափ չէր զարգացել, մեծ ջանքեր գործադրվեցին (2.3) առնչութիւն իրավացիութիւն, փորձնական ապացուցման համար: Այն բանից հետո, երբ այդ առնչութիւնը վերջնականապէս հաստատվեց, այն ստացաւ թերմոդինամիկայի առաջին սկզբունք անունը:

Կինետիկ տեսութիւն տեսակետից, որի համաձայն ջերմային էներգիան մոլեկուլների քառասլին շարժումների էներգիան է, թերմոդինամիկայի առաջին սկզբունքը պարզապէս հանդիսանում է էներգիայի պահպանութիւն օրենքի արտահայտութիւնը:

§ 9. Զերմության քանակի և ջերմունակութիւն չափումը

Զերմության բաճակի միավորների մասին: Զերմութիւն քանակի միավորը՝ «փոքր» կալորիան մենք վերը սահմանեցինք որպէս ջերմութիւն այն քանակութիւնը, որը պահանջվում է մթնոլորտային

ճնշման տակ 1 գ ջրի ջերմաստիճանը 1° -ով բարձրացնելու համար Բալց քանի որ ջրի ջերմունակությունը տարբեր ջերմաստիճաններում տարբեր է, անհրաժեշտ է պայմանավորվել այն ջերմաստիճանի մասին, որում ընտրվում է մեկաստիճանային միջակայքը:

ՍՄՆՄ-ում ընդունված է այսպես կոչված քսանաստիճանային կալորիան, որի համար ընդունված է $19,5$ -ից մինչև $20,5$ $^{\circ}\text{C}$ միջակայքը: Որոշ երկրներում օգտագործվում է տասնհինգաստիճանային կալորիան ($14,5 - 15,5^{\circ}\text{C}$ միջակայք): Նրանցից առաջինը հավասար է $4,181$ ջ, իսկ երկրորդը՝ $4,184$ ջ:

Երբեմն օգտագործվում է միջին կալորիան, որը հավասար է 1 գ ջուրը 0 -ից մինչև 100 $^{\circ}\text{C}$ տաքացնելու համար անհրաժեշտ ջերմության քանակի մեկ հարյուրերորդական մասին:

Ջերմության բաճակի չափումը: Մարմնին հաղորդած կամ նրանից ստացված ջերմության քանակի անմիջական չափման համար ծառայում են հատուկ սարքեր՝ կալորիմետրեր:

Ամենապարզ տեսակի կալորիմետրը մի անոթ է, որը լցված է ալնպիսի նյութով, որի ջերմունակությունը լավ հայտնի է, օրինակ՝ ջրով (տեսակարար ջերմունակությունը $1 \frac{\text{կալ}}{\text{գ. աստ}})$,

Չափվող ջերմության քանակը այս կամ այն ճանապարհով հաղորդվում է կալորիմետրին, որի հետևանքով փոխվում է նրա ջերմաստիճանը: Չափելով ջերմաստիճանի այդ ΔT փոփոխությանը մենք կստանանք Q ջերմությունը:

$$Q = Cm\Delta T,$$

որտեղ C -ն կալորիմետրի մեջ լցված նյութի տեսակարար ջերմունակությունն է, m -ը՝ նրա մասսան:

Անհրաժեշտ է հաշվի առնել, որ ջերմությունը հաղորդվում է ոչ միայն կալորիմետրի մեջ լցված նյութին, այլև անոթին և տարբեր հարմարանքներին, որ կարող են տեղավորված լինել նրա մեջ: Այդ պատճառով չափումից ստաջ պետք է հաշվել կալորիմետրի այսպես կոչված ջերմային արժեքը՝ ջերմության այն քանակը, որը տաքացնում է ռեատարկա կալորիմետրը 1° -ով: Երբեմն այդ ուղղումը մտցրնում են ջրի m_1 մասսային ավելացնելով լրացուցիչ m^* մասսա, որի ջերմունակությունը հավասար է անոթի և կալորիմետրի այլ մասերի ջերմունակությանը: Այն ժամանակ կարելի է համարել, որ ջերմությունը հաղորդվում է $M = m_1 + m^*$ -ի հավասար ջրի մասսային: M մեծությունը կոչվում է կալորիմետրի ջրային համարժեք:

Ջերմունակության չափումը: Կալորիմետրը ծառայում է նաև ջերմունակության չափման համար: Այդ դեպքում անհրաժեշտ է ճիշտ

իմանալ հաղորդված (կամ հեռացված) Q ջերմության քանակը: Եթե Q -ն հայտնի է, ապա տեսակարար ջերմունակությունը հաշվվում է

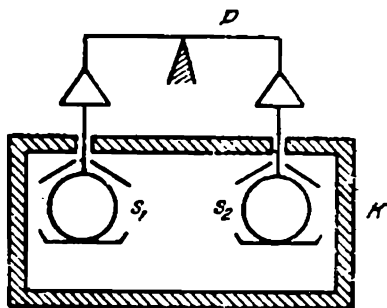
$$C = \frac{Q}{m\Delta T}$$

հավասարությունից, որտեղ m -ը հետազոտվող մարմնի մասսան է, իսկ ΔT -ն՝ նրա ջերմաստիճանի փոփոխությունը, որ առաջանում է Q ջերմությունից:

Ջերմության հաղորդումը մարմնին կատարվում է կալորիմետրի մեջ, որը պետք է ալյակես պատրաստված լինի, որ հաղորդվող ջերմությունը փոխանցվի միայն հետազոտվող մարմնին (և, իհարկե, կալորիմետրին), բայց չկորչի շրջապատող տարածության մեջ: Մինչդեռ ջերմության ալդպիսի կորուստներ որևէ չափով միջոտ տեղի են ունենում, և նրանց հաշվառումը գլխավոր հոգան է հանդիսանում կալորիմետրական չափումների ժամանակ:

Գազերի ջերմունակության չափումը դժվարանում է նրանով, որ նրանց փոքր խտությունը պատճառով գազի այն մասսայի ջերմունակությունը, որ կարող է անդավորվել կալորիմետրում, փոքր է: Սովորական ջերմաստիճանների դեպքում նա կարող է համեմատելի ստացվել դատարկ կալորիմետրի ջերմունակության հետ, իսկ դա անխուսափելիորեն իջեցնում է չափումների ճշտությունը: Դա հատկապես վերաբերվում է հաստատուն ծավալի դեպքում C_V ջերմունակության չափմանը: C_p -ն որոշելիս այդ դժվարությունը կարելի է շրջանցել՝ ստիպելով հետազոտվող գազը հոսելու (հաստատուն ճնշման տակ) կալորիմետրի միջից: (տես ստորև):

C_V -ի չափումը: Հաստատուն ծավալի դեպքում գազի ջերմունակության անմիջական չափման համար լաթե միակ եղանակը այն է, որ առաջարկել է Ժոլին (1889 թ.): Այդ եղանակի սխեման ներկայացված է նկ. 2.11-ում:



Նկ. 2.11

Կալորիմետրը կազմված է K խրջիկից, որի մեջ P ճշգրիտ կշեռքի լծակների ծալրերից կախված են S_1 և S_2 սնամեջ միատեսակ պղնձե գնդեր, որոնք ներքևից ունեն ավաններ և վերևից՝ արտացոլիչներ: Գնդերից մեկի միջից օդը հանվում է, իսկ մյուսը լցվում է հետազոտվող գազով: Որպեսզի գազն ունենա ճնշմանը համարելի ջերմունակություն, այն լցնում են զգալի ճնշման տակ (մինչև 20 մթն):

լցված գազի մասսան որոշում են կշեռքի օգնությամբ՝ ժանրոցների միջոցով վերականգնելով գազը լցնելու հետևանքով առաջացած հավասարակշռության խախտումը:

Այն բանից հետո, երբ գնդերի և խցիկի միջև հաստատվում է ջերմային հավասարակշռություն, խցիկի մեջ բաց են թողնում ջրային գոլորշի (գոլորշու մուտքի և ելքի համար ծառայող խողովակները դադարեցված են խցիկի առջևի և ետևի պատերի վրա և նկ. 2. 11-ում ցույց տրված չեն): Գոլորշին խտանում է երկու պնդերի վրա էլ, տաքացնելով դրանք, և հոսում է ափսեների մեջ: Բայց գազով լցված գնդի վրա ավելի շատ հեղուկ է խտանում, որովհետև նրա ջերմունակությունն ավելի մեծ է: Գնդերից մեկի վրա հեղուկի ավելցուկի պատճառով պնդերի հավասարակշռությունը նորից խախտվում է: Հավասարակշռելով կշեռքը ժանրոցներով, մենք որոշում ենք հեղուկի այն հավելուրդային մասսան, որը խտանում է գնդի վրա, նրա մեջ գազի առկայության շնորհիվ: Եթե ջրի այդ հավելուրդային մասսան հավասար է 10-ի, ապա այն բազմապատկելով ջրի գոլորշիացման r ջերմությամբ կդանենք ջերմության այն քանակը, որ ծախսվեց գազը տաքացնելու համար T_1 սկզբնական ջերմաստիճանից մինչև ջրային գոլորշու T_2 ջերմաստիճանը: Այդ տարբերությունը չափելով ջերմաչափի միջոցով, կստանանք.

$$mr = Mcv(T_2 - T_1),$$

որտեղ Cv -ն գազի տեսակարար ջերմունակությունն է: Իմանալով տեսակարար ջերմունակությունը, մենք կգտնենք մույար ջերմունակությունը $Cv = \mu Cv$:

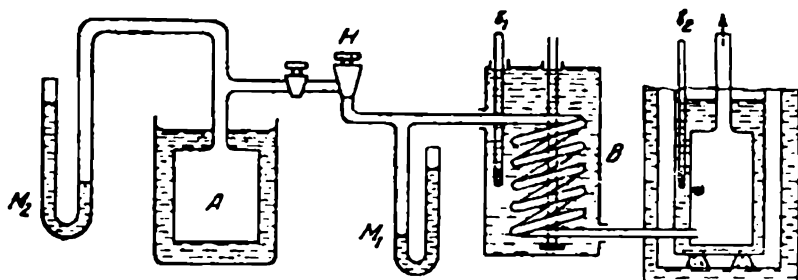
C_p -ի չափումը: Մենք արդեն հիշատակեցինք, որ հաստատուն ճնշման դեպքում ջերմունակությունը չափելու համար ստիպում են հետազոտվող գազը հոսելու կալորիմետրի միջով: Միայն այդ ձևով է հնարավոր ապահովել գազի ճնշման հաստատունությունը նրան ջերմություն հաղորդելու և տաքացնելու պայմաններում, առանց որի հնարավոր չէ չափել ջերմունակությունը:

Որպես այսպիսի եղանակի օրինակ բերենք այստեղ Ռենյուլի կլասիկ փորձի (1862 թ.) նկարագրությունը: Սարքի սխեման ներկայացված է նկ. 2.12-ում:

Հետազոտվող գազը A ռեգերվուարից H ծորակի միջոցով բաց են թողնում գալարախողովակի միջով, որը տեղավորված է B անոթի մեջ. անոթը լցված է ջերմության որևէ աղբյուրի միջոցով տաքացվող լուղով: Գազի ճնշումը կարգավորվում է H ծորակով, իսկ հաստատունությունը վերահսկվում է M_1 մանոմետրով: Երկար ճանապարհ անցնելով գալարախողովակի միջով, գազն ընդունում է լուղի ջերմաստիճանը, որը չափվում է t_1 ջերմաչափով:

Գալարախողովակում տաքացած գազը այնուհետև անցնում է ջրա-

լին կալորիմետրի միջով՝ հովանալով նրա մեջ մինչև որևէ T_2 ջերմաստիճան, որը չափվում է t_2 ջերմաչափով, և դուրս է գալիս արտաքին միջավայրը: Չափելով գազի ճնշումը A ռեգերվուարում փորձի



Նկ. 2.12

սկզբում և վերջում (դրա համար ծառայում է M_2 մանոմետրը) մենք կիմանանք սարքի միջով անցած գազի M մասսան:

Գազի կողմից կալորիմետրին տրված Q ջերմության քանակը հավասար է կալորիմետրի m ջրային համարժեքի և նրա ջերմաստիճանի $T_2 - T_1$ փոփոխության արտադրյալին, որտեղ T_1 -ը կալորիմետրի սկզբնական ջերմաստիճանն է:

$$Q = m(T_2 - T_1):$$

Մյուս կողմից, գազի տված ջերմությունը հավասար է նրա մասսայի, տեսակարար ջերմունակության և ջերմաստիճանի փոփոխության արտադրյալին. վերջինս հաշվվում է սկզբնական T_1 արժեքից մինչև այն ջերմաստիճանը, որ ընդունում է գազը կալորիմետրում: Բալց կալորիմետրի ջերմաստիճանը փոխվում է T_1 -ից մինչև T_2 : Ուստի գազի միջին ջերմաստիճանը կալորիմետրում հավասար է $\frac{T_1 + T_2}{2}$:

Հետևաբար, գազի ջերմաստիճանի փոփոխությունը հավասար է $T - \frac{T_1 + T_2}{2}$, իսկ նրա տված ջերմությունը՝

$$Q = MC_p \left(T - \frac{T_1 + T_2}{2} \right),$$

այսպիսով՝

$$m(T_2 - T_1) = MC_p \left(T - \frac{T_1 + T_2}{2} \right).$$

որտեղից տեսակարար ջերմունակության համար ստացվում է

$$C_p = \frac{m(T_2 - T_1)}{M\left(T - \frac{T_1 + T_2}{2}\right)}$$

հավասարությունը, իսկ մոլյար ջերմունակությունը՝ $C_p = \mu C_p$,

$\frac{C_p}{C_v}$ հարաբերության չափումը: Վերը ցույց տրվեց, որ գազերի

ջերմունակությունների $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$ հարաբերությունը կարևոր դեր է խաղում իդեալական գազերի տեսության մեջ, որովհետև նա որոշում է մոլեկուլների ազատության աստիճանների թիվը: Բացի դրանից, այդ մեծությունը մտնում է ադիաբատի հավասարման մեջ: Այդ մեծության դերը նաև կայանում է նրանում, որ իմանալով այն կարելի է չդիմել C_v -ի չափումներին, որոնք միշտ դժվար են: C_v -ի արժեքը կարելի է ստանալ C_p -ի և γ -ի չափված արժեքներից: Հաճախ հենց այդպես էլ անում են:

Դիտություն ունեն C_p/C_v -ի չափման մի քանի եղանակներ: Նրանցից ամենահարմարը և ճշգրիտը պետք է համարել ձայնի արագության չափման վրա հիմնված եղանակը: Բանը նրանումն է, որ ձայնի և արագությունը գազում որոշվում է

$$u = \sqrt{\gamma \frac{p}{\rho}}$$

քանաձևով, որտեղ p -ն գազի ճնշումն է, ρ -ն, նրա խտությունը: Եթե p -ն ու ρ -ն հայտնի են, ապա չափելով ձայնի արագությունը, մենք ստանում ենք նաև $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$ մեծության արժեքը: Այս եղանակը հարմար է նրանով, որ այն օգտագործելիս հարկ չկա չափել ոչ ջերմության քանակներ, ոչ ջերմաստիճաններ: Ձայնի արագության չափումների եղանակների հետ ընթերցողը կծանոթանա մյուս դասընթացներում:

ԳԼՈՒԽ ԵՐՐՈՐԴ

ՄՈԼԵԿՈՒԼՆԵՐԻ ԲԱԽՈՒՄՆԵՐԸ ԵՎ ՓՈԽԱՆՑՄԱՆ ԵՐԵՎՈՒՅԹՆԵՐԸ

Ինչպես արվեն մի քանի անգամ նշվել է, բախումները մոլեկուլների միջև շատ կարևոր դեր են խաղում գազերի մեջ կատարվող բոլոր պրոցեսներում: Մասնավորապես, բախումներն են լայնատեսիսային մոլեկուլների՝ ըստ արագությունների հավասարակշռված մաքսվելլյան բաշխման հաստատման համար: Բախումներն ընդհանրապես որոշիչ դեր են խաղում գազերում հավասարակշռության հաստատման գործում: Կարելի է նույնիսկ ասել, որ բախումները հենց այն մեխանիզմն են, որ ապահովում է գազի անցումը հավասարակշռված վիճակի և պահպանում է այդ վիճակը:

Այս գլխում մենք ավելի մանրամասնորեն կքննարկենք բախումների և հավասարակշռություն հաստատվելու համար նրանց դերի հարցը:

§ 1. Մոլեկուլյար շարժումները և փոխանցման երևույթները

Գազային մոլեկուլների արագությունների որոշումը կինետիկ տեսության հիմնական հավասարումից՝

$$\frac{mc^2}{2} = \frac{3}{2} kT,$$

ստացվում է մոլեկուլների արագությունների համար չափազանց մեծ թվային արժեք: Սենյակի ջերմաստիճանում նա հավասար է ստացվում մոտավորապես, $500 \frac{մ}{վրկ}$ -ի՝ օդի մոլեկուլների համար, և $1800 \frac{մ}{վրկ}$ -ի՝ ջրածնի մոլեկուլների համար և դա հաստատվում է ուղղակի փորձերով: Այս արժեքները թվում են անպասելիորեն մեծ, որովհետև առաջին հալացքից հակասում են մի շարք լավ հայտնի փաստերի:

Բացատրենք դա օրինակներով: Հավասարակշռված վիճակում գազի ջերմաստիճանը նրա գրաված ծավալի բոլոր մասերում միատեսակ է:

Այդ նշանակում է, որ մասնիկների միջին կինետիկ էներգիան զուգում ամենուրեք միատեսակ է: Եթե որեւէ ձևով զուգի մի մասը տաքացվի, ապա դրանով իսկ հավասարակշռությունը կխախտվի: Բայց եթե դրանից հետո պարբերաբար թողնվի ինքն իրեն, ապա որոշ ժամանակից հետո հավասարակշռությունը կվերականգնվի՝ ջերմաստիճանը նույնը կդադանա զադի բոլոր մասերում: Լինե՞րե՞սրար, ջերմաստիճանի այդ հավասարակշռությունը կատարվում է մոլեկուլների սահմանափակ շարժումների շնորհիվ: Գաղի տաքացրած մասում արագ մոլեկուլները ավելի շատ են, քան նրա այլ մասերում, բայց մոլեկուլյար շարժումների պատճառով այդ արագ մոլեկուլները սլանում է այնտեղ, որտեղ նրանք քիչ են, և այդպիսով նրանց թիվը միջին հաշվով հավասարվում է ամենուրեք:

Իհարկե, միաժամանակ տեղի է ունենում նաև մոլեկուլների տեղաշարժ դեպի տաքացրած մասը, այնպես որ մասնիկների թիվը միավոր ծավալում (նշանակում է և ճնշումը) չի փոփոխվում զադի ոչ տաքացրած, ոչ էլ մյուս մասերում: Տեղի է ունենում միայն էներգիայի փոխանցում զադի այն մասից, որտեղ նա ավելի շատ է, այնտեղ, որտեղ նա ավելի քիչ է: Իկդ պրոցեսը կոչվում է ջերմաաղակալողաճանդություն:

Այն փաստից, որ մոլեկուլների արագությունները շատ մեծ են, հետևում է, կարծես թե, որ ջերմաստիճանը շատ արագ պետք է հավասարվի: Մինչդեռ փորձը ցույց է տալիս, որ զադերի ջերմաաղակալողականությունը փոքր է, որ զգալի ժամանակ է անցնում, մինչև որ զադի ջերմաստիճանը հավասարվում է, երբ նրա մի մասը ավելի է տաքացված մյուսից:

Մի այլ օրինակ. եթե որեւէ ծավալ գրավող զադին ավելացվի մի այլ զադի խառնուկ այնպես, որ ամբողջ ծավալում միատեսակ ճնշման և ջերմաստիճանի դեպքում խառնուկի կոնցենտրացիան մի մասում ավելի մեծ լինի, քան մնացած բոլոր մասերում, ապա, ինչպես ցույց է տալիս փորձը, որոշ ժամանակից հետո խառնուկը կբաշխվի ամբողջ ծավալով, և խառնուկը կդադանա համասեռ: Կոնցենտրացիայի այդպիսի հավասարակշռումը առաջանում է, ակներևորեն, խառնուկի մոլեկուլների տեղափոխման հետևանքով այդ մոլեկուլների ավելի փոքր կոնցենտրացիայի ուղղությամբ, որը կոչվում է դիֆուզիա: Խառնուկի տեղաշարժված մոլեկուլների տեղը զալիս են այլ մոլեկուլներ, այնպես որ զադի ճնշումը այս դեպքում եւս մնում է անփոփոխ: Տեղի է ունենում միայն խառնված զադի մասսայի փոխանցում:

Քանի որ այդ փոխանցումը եւս ապահովվում է մոլեկուլների շարժումով, իսկ այդ շարժումների արագությունները շատ մեծ են, ապա դիֆուզիան պետք է կատարվեր արագ՝ կոնցենտրացիաները պետք է հավասարվեին ակնթարթորեն: Սակայն փորձը ցույց է տալիս, որ

միջնորոտային ճնշման դեպքում դիֆուզիան չափազանց դանդաղ պրոցես է, և ամբողջապես վերցված գազի շարժման բացակայությունը դեպքում խառնումը կարող է օրեր տևել:

Վերջապես, գազի հավասարակշռությունը կարող է խախտվել նրանով, որ նրա մասերից մեկին կարող է հաղորդվել հոսանքի ալնայիսի արագություն, որը տարբեր է հարևան մասերի հոսանքի արագությունից: Այս դեպքում էլ գազի արագ շարժվող մասերից դանդաղ շարժվող մասերին իմպուլսի (շարժման քանակի) փոխանցման շնորհիվ ամբողջ գազի հոսանքի արագությունը որոշ մասնակից հետո միատեսակ կշռանա նրա բոլոր մասերում: Այս երևույթը կոչվում է ներքին շփում կամ մածուցիկություն: Այս դեպքում էլ գազի հոսանքի արագության հավասարեցման պատճառը նրա մասնիկների ջերմային շարժումներն են: Փորձը ցույց է տալիս, որ հավասարակշռության վերականգնումը այս դեպքում էլ կատարվում է ավելի դանդաղ, քան կարելի էր սպասել ելնելով մոլեկուլյար շարժումների մեծ արագություններից:

Իսկ ինչո՞ւ ընդհանուր, որ որպես օրինակ բերված բոլոր երեք փոխանցման երևույթներն ընթանում են դանդաղ, չնայած որ բոլորն էլ կատարվում են մոլեկուլների արագ շարժումների շնորհիվ:

Այդ անհամապատասխանության պատճառն այն է, որ հավասարակշռության հաստատման այդ երևույթներում կարևոր դեր են խաղում ոչ միայն մոլեկուլների շարժման արագությունները, այլև նրանց միջև կատարվող բախումները, որոնք, ակնբերաբար, խոչընդոտ են նանդխանում մոլեկուլների ազատ շարժումներին:

Մոլեկուլների հսկայական թվի դեպքում, որը բնորոշ է գազի համար սովորական ճնշումների տակ, չի կարելի պատկերացնել, որ նրանք կարող են իրենց ամբողջ ճանապարհը գաղում անցնել առանց շարժման ուղղության փոփոխություն առաջացնող փոխադեցություն, այսինքն՝ առանց բախվելու միմյանց հետ:

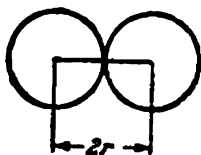
Մոլեկուլների բախումը հենց նրանց փոխադեցության հետևանքն է: Ընդհանրապես ասած, մոլեկուլների փոխադեցությունը կարող է հանգել ամենատարբեր արդյունքների. մոլեկուլները կարող են շեղվել իրենց յուղազիծ ճանապարհից (ցրվել), նրանք կարող են, ընդհակառակը, տրոհվել ավելի պարզ մասերի (դիսոցիել), օրինակ, ատոմների, և այլն:

Այս դիտում մեզ հետաքրքրելու է միայն բախման հետևանքով մոլեկուլների շարժման ուղղության փոփոխվելու պրոցեսը: Այդպիսի պրոցեսը հաճախ անվանում են մոլեկուլների ցրում:

Մոլեկուլների շարժման ուղղության փոփոխությունը առաջանում է նրանց փոխադեցության ուժերով, որոնք նկատելի են դառնում միայն մոլեկուլների միջև փոքր հեռավորությունների դեպքում: Այդ

պատճառով մոլեկուլների շեղումը սկզբնական ուղղությունից տեղի է ունենում միայն նրանց բազմականաչափ մերձեցման դեպքում: Մոլեկուլի շարժման ուղղություն փոփոխությունը նկատելի անկյունով մի այլ մոլեկուլի ազդեցության տակ անվանելու ենք մոլեկուլների բախում (ընդհարում): Հենց բախման ալգպիսի հասկացությունն է հետ է կապված մոլեկուլների երկրաչափական չափերը բնորոշող մեծությունը:

Այս դեպքում օգտագործվում է մակրոսկոպիկ մարմինների չափերի մասին եղած հասկացությունը, որը վերցվում է սովորական, ամենօրյա պրակտիկայից: Պատկերացնենք, օրինակ, բիլիարդի երկու գնդերի բախումը: Բախումը միշտ հանգում է գնդերի շարժման սկզբնական ուղղության փոփոխությանը: Պարզ է, որ գնդերից լուրաքանչլուրի շառավիղը հավասար է նրանց կենտրոնների միջև եղած հեռավորության կեսին՝ նրանց փոխադարձ հպման ժամանակ. հենց ալգպիսի դիրքում են գտնվում գնդերը բախման պահին (նկ. 3.1):



Նկ. 3.1

մենք կարող ենք սահմանել մոլեկուլի շառավիղը որպես այն հեռավորություն կեսը, որի վրա գտնվում է ավելի մոլեկուլի կենտրոնը մյուս մոլեկուլի կենտրոնից, որն առաջացնում է մեր մոլեկուլի շեղումը իր սկզբնական ուղղությունից:

Այլ կերպ ասած, մոլեկուլների միջև բախումները քննարկելիս, մենք նրանց նմանեցնելու ենք պինդ առաձգական գնդիկների: Ալգպիսի կոպիտ, հալոնապես սխալ մոտարկումը արդարացվում է նրանով, որ շատ սեռականներից մոլեկուլները իրոք իրենց պահում են պինդ առաձգական գնդերի նման:

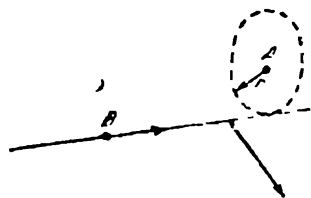
Իրականում այդ «գնդիկները» լիցքավորված մասնիկների՝ միջուկների և էլեկտրոնների բարդ սխառեմներ են, որոնց միջև աղդում են ձգողական և վանողական ուժեր, որոնք բարդ կերպով կախում ունեն մոլեկուլ—«գնդիկների» միջև եղած հեռավորությունից: Չնայած որ այս դեպքում չի էլ կարելի խոսել մոլեկուլների «մակերևութների» հպման մասին, բայց և այնպես մոլեկուլների չափերը կարելի է սահմանել որպես նրանց կենտրոնների միջև եղած հեռավորություն բախման ժամանակ:

Մասնիկների բախումների վերաբերյալ հարցը ֆիզիկայում զգալիորեն ավելի լայն նշանակություն ունի, քան մոլեկուլների բախման մեր քննարկած դեպքը: Ֆիզիկայի շատ բնագավառներում հարկ է լինում քննարկել մասնիկների փոխազդեցությունը միմյանց հետ կամ լուսալին քվանտների փոխազդեցությունը նյութի մասնիկների, մասնավորապես՝ ատոմների միջուկների հետ: Ալգպիսի փոխազդեցությունը կարող է հանգել ամենատարբեր հետևանքների, պրոցեսների:

Փոփազդեցությունն հետևանքով կտրող է, օրինակ, առաջ գալ մասնիկի (կամ լույսի փայնանի՝ ֆոտոնի) առածգտական կամ ոչ առածգտական ցրում, նրա կլանումն (այսպես՝ որոշ պայմաններում նեյտրոնը կարող է կլանվել ալֆա միջուկի կողմից, որի հետ նա բախվում է, առաջացնելով նոր արհեստական միջուկ), ատոմի իոնացում և այլն:

Այս բոլոր դեպքերում պրոցեսի ժանակական բնութագրման համար մտցնում են կտրվածքի էֆեկտիվ մակերեսի կամ, կարճությամբ համար, տվյալ պրոցեսի մակերեսի զաղափարը: Այդ միանգամայն համանման է մոլեկուլի չափի մասին մեր մտքած զաղափարին:

Պատկերացնենք մի B մասնիկ, որ թռչում է ուղղադիմ (նկ. 3.2): Ենթադրենք, այնուհետև, որ մեզ հետաքրքրող այս կամ այն պրոցեսը կատարվելու համար մի այլ A մասնիկի հետ փոփազդեցության դեպքում, տնտեսելով է, որ B մասնիկը A մասնիկից բավականաչափ մոտիկ թռչի, օրինակ, ոչ ավելի, քան ինչ-որ τ հոտավորության վրա: Եթե A մասնիկի շուրջը տարվի τ շառավղով մի շրջան, որի հարթությունն ուղղահայաց է B մասնիկի շարժման ուղղությանը, ապա կարելի է պնդել, որ A և B մասնիկների փոփազդեցությունը միայն այն դեպքում կհանգի մեզ հետաքրքրող պրոցեսին, եթե B մասնիկի նշանառության ուղղությունը, այսինքն՝ նրա կենտրոնի շարժման ուղղության հետ համընկնող ուղիղը, անցնի τ շառավղով շրջանի միջով:



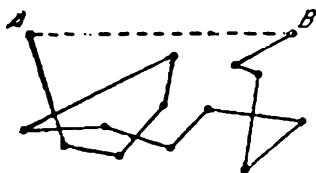
Նկ. 3.2

Այդ շրջանի $\sigma = \pi\tau^2$ մակերեսն էլ հենց կոչվում է տվյալ պրոցեսի մակերես: Մասնավորապես, նկ. 3.2-ում ներկայացված է այն դեպքը երբ բախման հետևանքով տեղի է ունեցել B մասնիկի շեղում (ցրում) իր շարժման սկզբնական ուղղությունից:

Եթե մոլեկուլների բախումը պատկերացնենք որպես պինդ գնդիկների բախում, ապա այդ մոլեկուլների շառավղի, ակնբերորեն, հավասար է τ , քանի որ երկու գնդերի բախման ժամանակ նրանց կենտրոնների միջև եղած հեռավորությունը հավասար է գնդերի շառավղի կրկնապատկին (եթե գնդերը միատեսակ են): Այդպիսի գնդի լայնական կտրվածքի մակերեսը, այսինքն նրա մեծ շրջանի մակերեսը. հավասար է $\pi\tau^2/4$: Դա նշանակում է, որ մոլեկուլների էֆեկտիվ լայնական կտրվածք՝ σ , $\neq$ անգամ մեծ է մոլեկուլի լայնական կտրվածքի մակերեսից:

§ 2. Բախումների միջին թիվը միավոր ժամանակում և մոլեկուլների ազատ վազքի միջին երկարությունը

Առաջվա նման համարելու ենք, որ գազը իդեալական է, այսինքն՝ որ բացի բախման պահերից մոլեկուլները մնացած ժամանակ փոխադրեցություն մեջ չեն գտնվում, որևէ ուժի ազդեցության չեն ենթարկվում և այդ պատճառով շարժվում են ուղղագիծ: Բախման պահին մոլեկուլի արագության ուղղությունը փոխվում է, որից հետո նա նորից շարժվում է ուղղագիծ:



Նկ. 3.3

Այսպիսով, դիցուք, մոլեկուլների հետադեմը գազի մեջ ներկայացնում են բեկյալ գիծ, նման, օրինակ, նկ. 3.3-ում պատկերվածին: Հետադեմի ամեն մի բեկումը նշում է բախման տեղը: Երկու հաջորդական բախումների միջև մոլեկուլի անցած տարածությունը կոչվում է ազատ վազքի երկարություն: Քանի որ գազի մեջ չափազանց շատ մոլեկուլներ կան, ապա չի կարող խոսք լինել բախումների պրոցեսում որևէ կանոնավորության մասին, և մոլեկուլի զիջագագձև ճանապարհի ուղղագիծ տեղամասերի երկարությունները կարող են տարբեր լինել: Այդ պատճառով մեզ հետաքրքրում է ազատ վազքի միջին երկարությունը: Ծիշա նույն ձևով տարբեր կարող է լինել միավոր ժամանակում մոլեկուլի կրած բախումների թիվը, և պետք է խոսել այդ մեծության միջին արժեքի մասին միայն:

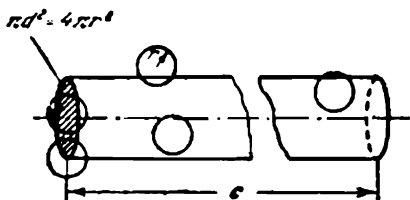
Հենց այդ երկու, իրար հետ կապված մեծությունները՝ ազատ վազքի միջին երկարությունը և միավոր ժամանակում բախումների միջին թիվը, ներկայացնում են գաղաչին մոլեկուլների բախումների պրոցեսի գլխավոր բնութագրերը: Մասնավորապես, փոխանցման երևույթի այն «արգելքները», որոնց մասին վերը հիշատակվեց, կախում ունեն, իհարկե, բախումների թվից: Հենց դրանից կախում ունի այն ճանապարհի երկարությունը, որ անցնում է մոլեկուլը տվյալ երկու կետերի միջև գազի ժավալում: Ինչպես դա երևում է նկ. 3.3-ից, մոլեկուլի անցած իրական ճանապարհը A և B կետերի միջև շատ անգամ ավելի մեծ է, քան այդ կետերը միացնող ուղղով հաշվված AB հեռավորությունը: Պարզ է, որ, օրինակ, դիֆուզիայի երևույթը այսինքն՝ մի գազի թափանցումը մյուսի մեջ, չի կարող կատարվել արագ, չնայած մոլեկուլների մեծ արագությանը. բախումները զգալի չափով հավասարակշռում են արագության ազդեցությունը:

Միավոր ժամանակում գազի մոլեկուլի կրած բախումների միջին թիվը կարելի է հաշվել ելնելով շատ պարզ նկատառումներից: Մոլե-

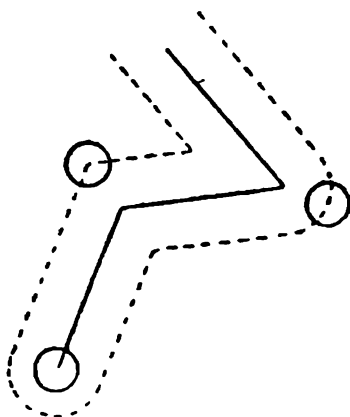
կողմերը համարելու ենք Γ շառավղով պինդ, առաձգական գնդիկներ: Դիցուք, մոլեկուլներից մեկը տղղապիժ շարժվում է զազի մեջ, որտեղ մասնիկները հավասարաչափ բաշխված են ամբողջ ծավալում, աչնպես որ յուրաքանչյուր խորանարդ սանտիմետրում գտնվում է 11 մոլեկուլ: Սկզբում ենթադրենք, թե բոլոր մոլեկուլները, բացի մեկից, գտնվում են հանգստի վիճակում: Այն ժամանակ մեր միակ շարժվող մոլեկուլը, 1 վրկ-ում անցնելով իր C միջին տրադուկցանր հավասար ճանապարհ, բախվում է բոլոր աչն մոլեկուլների հետ, որոնք գտնվում են նրա ճանապարհին: Դրանք կլինեն աչն մոլեկուլները, որոնց կենտրոնները դասավորված են մի գլանի ծավալում, որի երկարությունը $\bar{C}$ է, իսկ հիմքի մակերևոր հավասար է բախման էֆեկտիվ լայնական կտրվածքին (նկ. 3.4): Այդ գլանի ծավալը հավասար է σC , իսկ նրանում գտնվող մոլեկուլների թիվը՝ $\bar{\sigma} C$: Այլքան էլ կլինի մեր մոլեկուլի բախումների Z թիվը՝

$$Z = \bar{\sigma} C \quad (3.1)$$

Իհարկե, մոլեկուլը չի կարող շարժվել տղղապիժ, քանի որ նա բախվում է ալլ մոլեկուլների հետ:



Նկ. 3.4



Նկ. 3.5

Իրականում մոլեկուլի անցած ճանապարհը ցիգզագաձև է, ինչպես դա ցույց է տրված նկ 3.5-ում: Այդ բանը, սակայն, չի փոխում հաշվարկի արդյունքը. ընդունելով, որ մոլեկուլը շարժվում է ուղիղ գծով, մենք միայն մոտվին սուղղում ենք նկ. 3.5-ում պատկերված բեկյալ գլանը:

Պետք է նաև հաշվի առնել, որ շարժվում է ոչ թե մեկ մոլեկուլ, ալլ շարժվում են զազի բոլոր մոլեկուլները: Դա նշանակում է, որ Z -ի արտահայտության մեջ պետք է մտնի մոլեկուլի ոչ թե բացարձակ (անթի պատերի նկատմամբ) արագությունը, ալլ՝ նրա C_{rel} հարաբերական արագությունը, որ նա ունի իրեն բախվող մոլեկուլների նկատմամբ: Ի նկատի առնելով ըստ արագությունների՝ մոլեկուլների մաքս-

վելլան բաշխումը, կարելի է ցույց տալ, որ $C_{\text{բբ}}$ հարաբերական արագությունը կապված է $\bar{c}$ բացարձակ արագության հետ հետևյալ առժամով՝

$$C_{\text{բբ}} = \sqrt{2 \bar{c}}$$

Այն ժամանակ միավոր ժամանակում մոլեկուլի բախումների միջին թվի համար կստանանք հետևյալ բանաձևը՝

$$Z = \sqrt{2} \bar{c} n \quad (3.1a)$$

կամ, քանի որ մենք պայմանավորվեցինք մոլեկուլները համարել զրնգիկներ՝

$$Z = 4 \sqrt{2} \pi r^2 \bar{c} n, \quad (3.2)$$

Միավոր ժամանակում գազի մեջ կատարվող բախումների, այսինքն՝ բոլոր մոլեկուլների կրած բախումների միջին թիվը գտնելու համար պետք է Z -ը բազմապատկել գազի մեջ եղած մոլեկուլների N թվով՝ Բայց քանի որ յուրաքանչյուր բախմանը մասնակցում են երկու մոլեկուլ (միաժամանակ երեք և ավելի մոլեկուլների հանդիպումը չափազանց չի՛ հավանական է), ապա այդ թիվը պետք է նաև բաժանել 2-ի, որպեսզի յուրաքանչյուր բախումը երկու անգամ հաշված չլինենք։ Հետևաբար, N մասնիկներ պարունակող գազում բախումների լրիվ թիվը հավասար է՝

$$Z' = \frac{NZ}{2} = 2 \sqrt{2} \pi r^2 \bar{c} n N,$$

Այսպիսով, գազի միավոր ծավալում յուրաքանչյուր վայրկյանի ընթացքում տեղի ունեցող բախումների թիվը հավասար է

$$Z' = \frac{nZ}{2} = 2 \sqrt{2} \pi r^2 \bar{c} n^2,$$

որտեղ n -ը մոլեկուլների թիվն է միավոր ծավալում։

Իմանալով միավոր ժամանակում մեկ մոլեկուլի բախումների թիվը, հեշտ է հաշվել նաև ազատ վազքի միջին երկարությունը։

Է ժամանակի ընթացքում մոլեկուլն անցնում է $\bar{c} t$ երկարությամբ զիգզագաձև ճանապարհ։ Այդ ճանապարհի վրա բեկումների թիվն այնքան է, ինչքան որ բախումներ է տեղի ունենում, որովհետև ամեն մի բեկում հենց բախումից է առաջանում։ Ազատ վազքի միջին երկարությունը, այսինքն՝ բախումների միջև λ ուղղադիմ հատվածի միջին երկարությունը՝ ակնհայտաբար, հավասար է մոլեկուլի անցած ճանա-

պարհի հարարերությունը նրա կրած բախումների թվին այդ նույն ճանաչարհի վրա՝

$$\lambda = \frac{\bar{c}t}{Zt} = \frac{\bar{c}}{Z},$$

և կամ, սեղադրելով Z -ի փոխարեն նրա արժեքը (3.2) բանաձևից, կստանանք՝

$$\lambda = \frac{1}{4 \sqrt{\frac{1}{2} \pi r^2 n}} = \frac{0,057}{r^2 n}, \quad (3.3)$$

Օգտվելով այս բանաձևից, կտրելի է գտնել Z -ի և λ -ի թվային արժեքները Բերենք այդպիսի հաշվարկ, օրինակ, օդի (ազոտի) համար նորմալ պայմաններում (ճնշումը՝ 1 մրն, ջերմաստիճանը 273°K)։

Ազոտի մոլեկուլի r շառավիղը կարելի է համարել հավասար $1,9 \cdot 10^{-8}$ սմ, միավոր ծավալում մասնիկների թիվը՝ $n = 2,7 \cdot 10^{19}$ սմ $^{-3}$, միջին արագությունը՝ $\bar{c} \approx 5 \cdot 10^4 \frac{\text{սմ}}{\text{վրկ}}$, Այստեղից

$$Z = 4 \sqrt{\frac{1}{2} \cdot 3,14 \cdot (1,9 \cdot 10^{-8})^2 \cdot 5 \cdot 10^{19} \cdot 2,7 \cdot 10^{19}} \approx 6,6 \cdot 10^9 \text{ վրկ}^{-1},$$

Իսկ մոլեկուլի ազատ վազի միջին երկարությունը նույն պայմաններին ղեկավարում հավասար է՝

$$\lambda = \frac{\bar{c}}{Z} \approx 0,6 \cdot 10^{-5} \text{ սմ}:$$

Բնականաբար հարց է ծագում — կարելի՞ է արդյոք իդեալական համարել այնպիսի գազը, որի մեջ մասնիկները չորաքանչյուր վայրկյանի ընթացքում բախվում են միլիարդավոր անգամներ, իսկ թախումների միջև, այսինքն՝ «ազատ» կերպով, անցնում են ճանաչարհի չնչին հատվածներ, որոնք չեն զերադանցում սառնամանի մի քանի հարյուրհազարերորդական մասը։ Կարելի՞ է արդյոք այդպիսի գազի մոլեկուլները համարել «չփոխազդվող»։ Չէ՞ որ բախումը փոխազդեցություն է, որն առաջ է բերում մոլեկուլի արագության ուղղության փոփոխություն, իսկ այդքան հաճախ տեղի ունեցող բախումները թվում է, թե նշանակում են շատ ուժեղ փոխազդեցություն։ Հեշտ է, սակայն, տեսնել, որ դա այդպես չէ։ Իրականում մոլեկուլները, ինչպես նշվել է, փոխազդեցության մեջ են գտնվում միմյանց հետ միայն այն ժամանակի ընթացքում, քանի դեռ նրանք գտնվում են միմյանցից մոլեկուլի d տրամագծի կարգի հեռավորության վրա, այսինքն 10^{-8} սմ-ի, Բախումների միջև եղած մնացած ժամանակը մոլեկուլները շարժվում են ազատ կերպով։ Քանի որ մթնոլորտային ճնշման տակ մոլեկուլի

ազատ վազքի երկարությունը $\lambda \sim 10^{-5}$ սմ է, որը մոտ 1000 անգամ մեծ է մոլեկուլների չափերից, ապա մոլեկուլների փոխադրեցության մեջ գտնվելու ժամանակը հենց այդքան անգամ (λ^2) փոքր է նրանց ազատ շարժման ժամանակից:

Այլ կերպ ասած, մոլեկուլների լատիման ժամանակը մոտավորապես 1000 անգամ փոքր է բախումների միջև անցած ժամանակից: Հետևաբար, ժամանակի ճշող մասը մոլեկուլները շարժվում են ազատ կերպով, իսկ բախումները նույնիսկ միջնորոտային ճնշման տակ, կարելի է համարել «հաղվազյուտ» երևույթ:

Ազատ վազքի երկարությունը կախումը ճնշումից: Ինչպես երևում է (3.3) բանաձևից, մոլեկուլների ազատ վազքի երկարությունը հակադարձ համեմատական է միավոր ծավալում պարունակվող նրանց թվին, հետևաբար և ք ճնշմանը, այնպես որ կարելի է գրել՝

$$\lambda \sim \frac{1}{p},$$

Ճնշման փոքրացման համեմատ մոլեկուլների ազատ վազքի երկարությունն աճում է այն չափով, ինչ չափով ընկնում է ճնշումը: Ճնշման որոշակի արժեքի դեպքում նա համասար կշառնա այն անոթի չափերին, որի մեջ պարունակվում է գազը, իսկ ճնշման հետագա ցածրացման դեպքում՝ կգերազանցի անոթի չափը: Օրինակ, մոտ 25 սմ մեծություն ունեցող անոթում (լաբորատոր պրակտիկայում սովորական չափ) մոլեկուլների ազատ վազքի երկարությունը հավասարվում է անոթի չափերին արդեն մոտ 10^{-7} մրն ($7 \cdot 10^{-5}$ սմ սնդ. սյան) ճնշման դեպքում: Այդպիսի ճնշում համեմատաբար հեշտ է ստեղծել, որովհետև օդի դուրս մղման ժամանակակից միջոցները թույլ են տալիս ստանալ մինչև 10^{-10} — 10^{-11} սմ սնդ. սյան ճնշումներ:

Երբ ազատ վազքի երկարությունը հավասար կամ մեծ է դառնում անոթի չափերից, մոլեկուլների բախումները գաղում գործնականորեն արդեն տեղի չեն ունենում, և մեկ պատից մինչև մյուսը ամբողջ ճանապարհը մոլեկուլներն անցնում են ուղղագիծ:

Բնական է, որ այն գազը, որի մեջ մոլեկուլները չեն բախվում միմյանց հետ, իր հատկություններով տարբերվում է սովորական գազից: Ստորև, IV գլխում, մենք կժանոթանանք այդպիսի գազի լուրատեսակ հատկությունների հետ:

Ազատ վազքի երկարության կախումը ջերմաստիճանից: (3.3) բանաձևից հետևում է, որ մոլեկուլների ազատ վազքի երկարությունը չափաք է կախում ունենա ջերմաստիճանից: Մինչդեռ փորձը ցույց է տալիս, որ այդպիսի կախում, թեկուզ և թույլ, գոյություն ունի. ջերմաստիճանի բարձրացման հետ ազատ վազքի երկարությունն աճում է:

Դա բացատրվում է նրանով, որ (3.3) բանաձևի համաձայն լ-ն հակադարձ համեմատական է մոլեկուլի լաճնական կտրվածքին: Իսկ սա, ինչպես մենք արդեն գիտենք, որոշվում է ալն հեռավորությամբ, որով մոտենում են իրար մոլեկուլները բախման ժամանակ, այսինքն՝ ալն հեռավորությամբ, որի գեպքում մոլեկուլների միջև փոխազդեցություն ուժը առաջացնում է նրանց շարժման ուղղության սրդեն նկատելի փոփոխություն:

Հեռու է անսնել, որ մոլեկուլների լաճական կտրվածքը պետք է կախում ունենա նրանց արագությունից (էներգիայից), որովհետև փոխազդեցություն միևնույն ուժի գեպքում արագ մոլեկուլները ավելի քիչ են շփվում իրենց ճանապարհից, քան ավելի դանդաղ մոլեկուլները: Այդ պատճառով ինչքան ավելի մեծ է մոլեկուլների արագությունը, այնքան ավելի մեծ պետք է լինի նրանց շեղումը առաջացնող ուժի, և նշանակում է, այնքան ավելի փոքր պետք է լինի նրանց միջև եղած հեռավորությունը բախման ժամանակ: Հենց դա էլ նշանակում է, որ մոլեկուլների արագության մեծացման համեմատ, այսինքն՝ Պաշի ջերմաստիճանի մեծացման համեմատ, մոլեկուլների լաճական կտրվածքը փոքրանում է: Իսկ մոլեկուլների աղատ վազարի երկարությունը ջերմաստիճանի բարձրացման համեմատ աճում է: Ն-ի ալն թույլ կախումը ջերմաստիճանից բացատրում է մի քանի երևույթներ, որոնք քննարկվելու են ստորև:

Աղատ վազարի երկարության ջերմաստիճանից կախում ունենալու փաստը կարող են հաստատել ճմոլեկուլի չափ՝ հասկացության վերաբերյալ վերը շարադրված նկատառումները: Եթե մոլեկուլները իրոք պինդ դնդիկներ լինեին, ապա չէր էլ կարող խոսք լինել նրանց չափերի փոփոխության մասին արագությունը փոփոխվելիս: Իրականում մասնիկների (ոչ միայն գաղի մոլեկուլների) չափերը որոշվում են նրանց միջև եղած նվազագույն հեռավորությամբ, երբ նրանք մոտենում են իրար: Իսկ դա չի կարող կախում չունենալ մասնիկների արագությունից, նշանակում է (գազային մոլեկուլների դեպքում) նաև ջերմաստիճանից: Այդ բանը, սակայն, չի խանգարում, որ մի ամբողջ շարք դեպքերում մոլեկուլների միջև փոխազդեցությունը բավարար չափի ճշտությամբ դիտվի որպես փոխազդեցություն պինդ դնդիկների միջև:

§ 3. Մասնիկի էֆեկտիվ լայնական կտրվածքը և հավանականությունը

Մոլեկուլի (ինչպես նաև ցանկացած այլ մասնիկի) էֆեկտիվ լայնական կտրվածքին կարելի է սալ որոշ չափով ալլ, ոչ երկրաչափական իմաստ:

Պատկերացնենք գաղի մի շերտ, որի հաստությունը Δx է, կտրվածքի մակերևույթը՝ 1 սմ^2 և կազմված է օ կտրվածք ունեցող մոլեկուլներից, որոնց խտությունը (միավոր ծավալում նրանց թիվը) հավասար է n -ի: Ենթադրենք, ինչպես դա արդեն արել էինք ազիլի վաղ, շերտի բոլոր մոլեկուլները հանգստի վիճակում են, շերտին մոտենում է մի մոլեկուլ, որը շերտի միջով անցնելիս կարող է բախման ենթարկվել: Հասկանալի է, որ այդ մոլեկուլը ժնշան չի բռնել և շերտի մոլեկուլներից որևէ մեկին, այնպես որ նրա բախումը մոլեկուլներից որևէ մեկի հետ պատահականություն է: Շերտի բոլոր մոլեկուլների կտրվածքների ընդհանուր մակերեսը, ակներևորեն, հավասար է

$$\Delta S = n \Delta x \times 1 \text{ սմ}^2,$$

Եթե գաղն այնքան նոսրացած է, որ մոլեկուլների կտրվածքների պարօղեկցիաները չեն ծածկում միմյանց, ապա զեպի շերտը թույլ մոլեկուլն իր առաջ տեսնում է 1 սմ^2 մակերես, որի մի մասը՝ հավասար $n \Delta x$ -ի, զրավված է մոլեկուլներով: Եթե այդ մասի մակերեսը հավասար լիներ 1 սմ^2 -ի այսինքն՝ ծածկեր շերտի ամբողջ մակերեսը ապա մեր մոլեկուլը չէր կարող խուսափել բախումից շերտի մոլեկուլներից որևէ մեկի հետ: Կարելի է ասել, որ այդ զեպքում բախման հավանականությունը հավասար կլիներ 1-ի: Իսկ ընդհանրապես մոլեկուլի՝ բախման ենթարկվելու հավանականությունը այնքան ավելի մեծ է, ինչքան շերտի բոլոր մոլեկուլների կտրվածքների ընդհանուր մակերեսը շերտի մակերեսի ավելի մեծ մասն է կազմում: Հետևյալ մեխանիկական անալոգիան կօգնի մեզ պարզ պատկերացնելու քննարկվող մոլեկուլար իրադրությունը: Պատկերացնենք ցանկապատի մի տեղամաս, որը շինված է աղատ տարածություններով բաժանված տախտակներից: Ցանկապատից ոչ հեռու մի երկխա հավաքել է մեծ քանակությամբ քարեր (և մեծ համբերություն...) և նետում է քարերը (իհարկե, առանց նշան բռնելու) զեպի ցանկապատը, այնպես որ քարերը մոտավորապես հավասարաչափ բաշխվում են ցանկապատի առանձնացված տեղամասում: Ակնհայտ է, որ նետված քարերից մի քանիսը կանցնեն տախտակների միջև եղած արանքներից, մնացածը՝ կղիպչի տախտակներին: Քարերի պաշարը սպառելուց հետո (եթե այդ պաշարը բավականաչափ մեծ է եղել) մեր պատանի նետողը կարող է համոզվել, որ ցանկապատի միջով անցած քարերի թվի հարաբերությունը նետված քարերի ընդհանուր թվին մոտավորապես հավասար է ցանկապատի ընտրված տեղամասում արանքների մակերեսի հարաբերությունը այդ տեղամասի ընդհանուր մակերեսին: Այդ հարաբերություններից առաջինը որևէ պատահարի (քարի անցնելը ցանկապատի միջով) իրականացմանը բարենպաստ փորձերի թվի հարաբերությունն

է փորձերի ընդհանուր թվին: Ըստ մեր ընդունած սահմանման այդ հարաբերությունը հավասար է պատահարի հավանականությունը: Ուրեմն արանքների մակերեսի հարաբերությունը ամբողջ ցանկապատի մակերեսին հենց հավասար է այդ հավանականությունը:

Նորից դիմելով թուղ մոլեկուլի գազի շերտին հանդիպելու դեպքին, մենք այստեղ էլ կարող ենք ասել, որ դեպի շերտը թուղ լուրարանչուր մոլեկուլ կարող է նրանում ենթարկվել բախման, բայց կարող է և անցնել նրա միջով՝ չբախվելով նրա մոլեկուլներից ոչ մեկի նկատ Բայց եթե նման փորձը բավականաչափ շատ անգամ կրկնվի, ապա պարզ է, որ այն դեպքերի թվի հարաբերությունը, երբ փորձի ելքը կլինի բախումը, փորձերի ընդհանուր թվին հավասար կլինի շերտի բոլոր մոլեկուլների կտրվածքների մակերեսի հարաբերությանը շերտի մակերեսին (վերը բերված դեպքում՝ 1 սմ²-ի):

Այսպիսով, $\pi D \lambda$ մեծությունը, որը հենց հավասար է այդ հարաբերությանը, այն բանի հավանականությունն է, որ մոլեկուլը կենթարկվի բախման դադի մեջ Δx ճանապարհն անցնելիս: Ակնհայտ է՝ որ 1 սմ ճանապարհի վրա բախման հավանականությունը հավասար է $\pi D \lambda$ -ի, այսինքն՝ միավոր ծավալում եղած մոլեկուլների թվի և մոլեկուլների էֆեկտիվ կտրվածքի մակերեսի արտադրյալին: Եթե շերտի հաստությունը հավասար լիներ ազատ վազքի երկարությունը, ապա այդ ճանապարհի վրա մոլեկուլն անպայման կենթարկվեր բախման: Դա նշանակում է, որ այդպիսի շերտի բոլոր մոլեկուլների կտրվածքների ընդհանուր թուեասանելի մակերեսը հավասար է շերտի մակերեսին, այսինքն 1 սմ²-ի:

$$\pi D \lambda \times 1 = 1 \text{ սմ}^2:$$

Հետևաբար ստացվում է, որ մոլեկուլների 3 էֆեկտիվ լայնական կտրվածքը կապված է մոլեկուլների բախման (ցրման) հավանականության հետ, և չունի, ուրեմն, զուտ երկրաչափական իմաստ: Եթե էֆեկտիվ լայնական կտրվածքը մեծ է, ապա դա չի նշանակում, որ մոլեկուլը «մեծ» է, այլ միայն նշանակում է, որ մեծ է բախման հավանականությունը: Այդ պատճառով պարզ է, որ նույնիսկ միևնույն մասնիկների էֆեկտիվ լայնական կտրվածքը տարբեր պայմաններում և տարբեր պրոցեսների համար կարող է տարբեր լինել: Դա անհասկանալի կլիներ, եթե էֆեկտիվ լայնական կտրվածքը իրոք լիներ, պարզապես, պինդ գնդիկ ներկայացնող մոլեկուլի կտրվածքի երկրաչափական մակերեսը:

Մոլեկուլի էֆեկտիվ լայնական կտրվածքի իմաստը հավանականության թվան առումով հատկապես պարզ կդառնա, եթե մենք օգտվենք միավոր

ժամանակում բախումների միջին թվի համար ավելի վաղ ստացված արտահայտությունից [սեւ (3.1) բաձաձե]։

$$Z = n \sigma$$

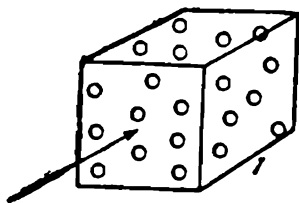
Սրանից հետևում է, որ ու մեծությունը, որը հավասար է Z/c , 1 սմ ճանապարհի վրա եղած բախումների Z' թիվն է։

$$n \sigma = \frac{Z}{c} = Z'$$

որտեղից՝

$$\sigma = \frac{Z'}{n}$$

Այս արտահայտությունից հետևում է, որ σ մեծությունը պետք է վերագրել իմաստ հավանականության ատումով։ Պատկերացնենք նորից գազի մի շերտ, այս անգամ 1 սմ հաստությամբ և 1 սմ² մակերեսով (նկ. 3.6), որին մոտենում է շարժվող մոլեկուլը։ Այն կարող է բախվել մեր շերտում գտնվող n մոլեկուլներից ցանկացածի հետ (շերտի ծավալը 1 սմ³ է)։ Սակայն իրականում տեղի է ունենում ոչ թե n , այլ Z' բախում։ Ուրեմն հենց նոր գրված հավասարության մեջ Z'/n հարաբերությունը հանդիսանում է կատարված պատահարների (բախումների) թվի հարաբերությունը հնարավոր պատահարների թվին, իսկ դա, ինչպես գիտենք, հավասար է քննարկվող պատահարի հավանականությանը (սեւ 1 գլուխ,



նկ. 3.6

§ 11)։

Այն դեպքում, որ մոլեկուլի կամ ցանկացած այլ մասնիկի էֆեկտիվ լայնական կարվածքին վերագրվում է հավանականության ատումով իմաստ չի խանգարում այն բանին, որ այդ կտրվածքը չափվում է մակերեսի միավորներով։ Մասնավորապես, դժվար չէ համոզվել, որ Z'/n մեծությունն ունի մակերեսի չափականություն։

Ֆիզիկական ընդունված է հատուկ միավոր էֆեկտիվ լայնական կտրվածքի համար։ Որպես այդպիսի միավոր ծառայում է $1 \cdot 10^{-24}$ սմ² մակերեսը, որը կապված է ատոմի միջուկի չափերի հետ։ Այդ միավորը կոչվում է բարն։

§ 4. Մոլեկուլյար փնջի ցրումը գազում

Դադում մոլեկուլների բախումների հետ է կապված մոլեկուլյար փնջի թուլացումը՝ գազի միջով նրա անցնելու ժամանակ։

Դիցուք, որոշակի արագությամբ օժտված մի քանի մոլեկուլներ

անցնում են զագի միջով, և նրանց արագությունը մեծությունը և ուղղությունը միատեսակ է բոլոր մոլեկուլների համար (մոլեկուլյար փունջը հենց այդպիսի մասնիկներից է կազմվում): Գազի մոլեկուլների հետ անդի տենցող լախումների հետևանքով փնջի մոլեկուլների մի մասը կփոխի իր շարժման ուղղությունը (կցրվի) և դուրս կգա փնջից: Գազի միջով անցնելուն զուգընթաց փնջից հեռացած այդպիսի մոլեկուլների թիվը կաճի, իսկ փնջում եղած մասնիկների թիվը աստիճանաբար կնվազի, փունջը կարծես թե կհալչի, կորցնելով մասնիկները:

Դիցուք, փունջը շարժվում է դադում X առանցքի ուղղությամբ, և ճանապարհի սկզբին, երբ $x = 0$, մասնիկների թիվը նրանում հավասար է N_0 -ի: Ճանապարհի dx հատված անցնելուց հետո մասնիկների թիվը փնջում կփոքրանա որևէ dN մեծությամբ և հավասար կդառնա N -ի: Ակնհերև է, որ «շարքից դուրս հկած» մասնիկների թվի հարաբերությունը մնացածների թվին հավասար է փնջի անցած dx ճանապարհի հարաբերությանը ազատ վազքի λ երկարությանը, որովհետև ինչքան մեծ է այդ հարաբերությունը (այսինքն՝ ինչքան ավելի շատ ազատ վազքի երկարություն է տեղավորվում dx հատվածի մեջ) այնքան ավելի մեծ է լուրաքանչյուր մոլեկուլի հնարավորությունը՝ բախման շնորհիվ շեղվելու: Ուստի

$$-\frac{dN}{N} = \frac{dx}{\lambda},$$

Մինչև նշանը նշանակում է, որ մասնիկների թիվը փնջում փոքրանում է ($dN < 0$): Այս հավասարությունը կարելի է գրել նաև այսպես՝

$$d \ln N = -\frac{dx}{\lambda},$$

Ինտեգրելով այս հավասարումը, կստանանք.

$$\ln N = -\frac{x}{\lambda} + C,$$

որտեղ C -ն ինտեգրման հաստատունն է, որը կարելի է որոշել այն պայմանից, որ, երբ $x = 0$, $N = N_0$: Ուրեմն $C = \ln N_0$:

Այստեղից

$$\frac{N}{N_0} = e^{-\frac{x}{\lambda}}$$

կամ

$$N = N_0 e^{-\frac{x}{\lambda}}, \quad (3.4)$$

Այս բանաձևը ցույց է տալիս, թե ինչ օրենքով է կատարվում փնջի թուլացումը գաղում. փնջում մասնիկների թիվը գաղի շերտի նրա անցած X հաստություն անհի հետ փոքրանում է էքսպոնենցիալ օրենքով:

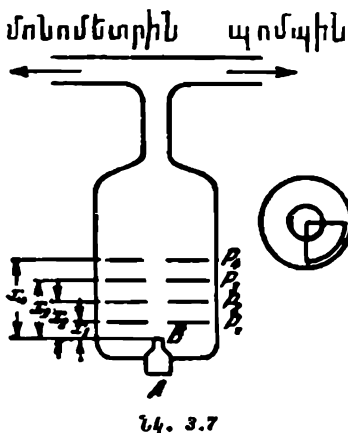
1՝ λ մեծությունը (ազատ վազքի երկարության հակադարձը), որը որոշում է էքսպոնենցիալ կորի թեքությունը, կոչվում է ցրման զոր-
ծակիցը (3.4) բանաձևից հրեում է, որ եթե գաղում բախումներ տեղի
չեն ունենում (ձևականորեն դա համապատասխանում է այն բանին,
որ $\lambda = \infty$), ապա և ցրում չկա՝ փոնջը չի փոխում իր խտությունը,
N-ը մնում է հավասար N₀-ին ցանկացած λ -ի դեպքում:

Նկատենք, որ օգտվելով (3.4) բանաձևից, կարելի է λ -ի համար
ստանալ (3.3)-ի հետ համընկնող արտահայտություն: Իրա համար պետք
է գտնել λ -ի միջին արժեքը ըստ մոլեկուլների բոլոր արագություննե-
րի՝ հաշվի առնելով մաքսվելլյան բաշխումը:

§ 5. Ազատ վազքի երկարության փորձնական որոշումը

Մասնիկների ազատ վազքի երկարության չափումը կարևոր նշա-
նակություն ունի, որովհետև նա կապված է մասնիկների էֆեկտիվ չա-
փերի և, հետևաբար, նրանց փոխազդեցության ուժերի հետ:

Նկարագրենք այստեղ գաղի մեջ մասնիկների ազատ վազքի եր-
կարության անմիջական չափման եղա-
նակներից մեկը, որտեղ օդտագործվում
է մեզ արդեն ծանոթ՝ մոլեկուլյար
փնջի եղանակը (Ս. Բորն և Ն. Բոր-
ման, 1920 թ.):



Նկ. 3.7

Տեղակայման սխեման բերված է
նկ. 3.7-ում: Ա ջեռուցիչից արծաթի
գոլորշիացող ատոմների փունջն անց-
նում է B նեղ դիաֆրագմայի միջով
և նրանից դուրս է գալիս դեպի վեր
խիստ ուղիղացված ատոմային փնջի
ձևով: Փնջի ճանապարհին տեղավոր-
ված են 4 հատ սկալառակներ՝ p_1 , p_2 ,
 p_3 և p_4 , որոնք իրարից հեռացված են

1 սմ-ով: Բոլոր չորս սկալառակներում բացված են կլոր անցքեր, որ-
տեղ և ուղղվում է արծաթի ատոմների փունջը: Բայց սկալառակներից
յուրաքանչյուրին ամրացված է ապակե քառորդակ (կվադրանտ), որի

զագաթի, համընկնում է անցքի կենտրոնի հետ (3.7 նկարում պատկերված է ստանձին)։ Քառորդակները պտտեցրած են իրար նկատմամբ 90° անկյան տակ, այնպես որ նրանք բոլորը միասին լրիվ ծածկում են սկավառակներում առաջացած անցքը։

Փնջի անցման ժամանակ քառորդակներից յուրաքանչյուրի վրա նստվածք են տալիս փնջի բոլոր ատոմների $\frac{1}{4}$ մասը (նստվածք առաջանում է քառորդակների անցքի ծածկող զագաթների մոտ միայն)։ Բայց քանի որ սկավառակները տարրեր հեռավորությունների վրա են դասավորված Ա աղբյուրից, նստվածքի խտությունը նրանց վրա տարրեր կլինի։ Ինչքան ավելի հեռու է դասավորված սկավառակը, այնքան ավելի փոքր է նստվածքի խտությունը։

Քառորդակներով օժտված սկավառակները և ատոմների աղբյուրը տեղավորված են կվարցե խողովակի մեջ, որտեղ պոմպի միջոցով կարող է ստեղծվել օդի այս կամ այն ճնշումը։ Սկավառակները սառեցվում են հեղուկ ազոտով։

Փորձը կախնում է արծաթը գոլորշիացնելում՝ և դրա հետևանքով քառորդակների վրա առաջացած նստվածքների հարաբերական խտությունը չափելում. այդ խտությունը համեմատական է քառորդակներին հասած մասնիկների թվին։

Նիսի գազի սովյալ ճնշման դեպքում քառորդակների վրա նրստվածքների խտությունը նշանակալիք D_1 , D_2 , D_3 և D_4 , ապա քառորդակների ցանկացած զույգի համար կարելի է գրել (3.4) բանաձևը։ Օրինակ, առաջին և երկրորդ քառորդակների համար կստանանք

$$D_1 = D_0 e^{\frac{x_1}{\lambda}}, \quad (3.5)$$

$$D_2 = D_0 e^{-\frac{x_2}{\lambda}},$$

որտեղ x_1 -ը և x_2 -ը այդ սկավառակների հեռավորություններն են Ա-ից, իսկ D_0 -ն նստվածքի խտությունն է մինիմալ ճնշման դեպքում, երբ ազատ վազքի երկարությունը մեծ կամ հավասար է անոթի չափերին և չկա կլանում։ Փորձը լավ ղեկելու դեպքում D_0 նստվածքի խտությունը պետք է միևնույնը լինի բոլոր քառորդակների վրա, որը և հաստատվում է չափումներով։

(3.5) հավասարումներից հեշտ է հաշվել λ -ն.

$$\lambda = \frac{x_2 - x_1}{\ln \frac{D_1}{D_2}},$$

Քանի որ Բորնի և Բորմանի փորձերում սկավառակներն իրարից հետո էին 1 սմ-ով, ապա $x_2 - x_1 = 1$, հետևաբար՝

$$\lambda = -\frac{1}{l_n \frac{D_1}{D_2}},$$

Փորձերը ցույց տվեցին, որ λ -ի արժեքները բավարար չափով համաձայնվում են վերը բերված տեսության հետ: Ցույց տրվեց նաև, որ տեսությունը համապատասխան լը-ն, ալսինքն՝ ազատ վազքի երկարության և գազի ճնշման արտադրյալը մնում է նույնը տարբեր ճնշումների դեպքում:

Ազատ վազքի λ երկարության համար չափումներից ստացված արժեքներից ելնելով կարելի է հաշվել նաև մոլեկուլների չափերը: Հարկավոր է, սակայն, նշել, որ գազային մոլեկուլների ազատ վազքի երկարության, հետևաբար և նրանց լայնական կտրվածքի համար հիմնական քանակական տվյալները ստացված են ոչ թե λ -ի անմիջական չափման միջոցով վերը նկարագրված եղանակով, այլ փոխանցման երևույթների՝ դիֆուզիայի, ջերմահաղորդական և մածուցիկության հետազոտություններից: Ինչպես նշվեց այս գլխի սկզբում, խտության, ջերմաստիճանի կամ գազի շարժման արագության հավասարեցման արագությունը պայմանավորվում է մոլեկուլների բախումներով նրանց ջերմային շարժման ժամանակ: Այդ պատճառով պարզ է, որ փոխանցման երևույթների ուսումնասիրությունը պետք է հնարավորություն տա որոշելու բախումները բնորոշող հիմնական մեծությունը՝ ազատ վազքի երկարությունը, և հետևաբար, նաև մոլեկուլների լայնական կտրվածքը: Այդ երևույթների քննարկմանն էլ մենք կանցնենք:

§ 6. Դիֆուզիան գազերում

Դիֆուզիա կոչվում է երկու կամ մի քանի հալվող նյութերի միմյանց մեջ թափանցելու երևույթը: Դիֆուզիայի երևույթն առաջ է գալիս գազի մեջ (ինչպես և ամեն մի այլ նյութի մեջ), եթե գազն անհամասեռ է իր կազմով, ալսինքն՝ եթե նա կազմված է երկու կամ մի քանի տարբեր բաղադրիչներից, որոնց կոնցենտրացիան կետից կես փոխվում է: Դիֆուզիայի երևույթը խառնուրդի բաղադրիչներից լուրաքանչյուրի անցումն է գազի ծավալի այն մասերից, որտեղ նրա կոնցենտրացիան ավելի մեծ է, դեպի այն մասերը, որտեղ կոնցենտրացիան ավելի փոքր է, ալսինքն՝ կոնցենտրացիայի նվազման ուղղությամբ:

Այս կամ այն բաղադրիչի տեղափոխումը կոնցենտրացիաների տարբերության ազդեցության տակ կոչվում է այդ բաղադրիչի դիֆուզիոն

հոսք: Այդ հոսքը չափվում է գիֆուզիոզ բաղադրիչի այն քանակությամբ, որը միավոր ժամանակում անցնում է գիֆուզիայի ուղղությամբ (այսինքն՝ կոնցենտրացիայի նվազման ուղղությամբ) ուղղահայաց միավոր մակերևույթի միջով:

Դիֆուզիոն հոսքը կարելի է արտահայտել մասնաչափի միավորներով: Այդ դեպքում S_1 սխառնումն ալն չափվում է $\frac{1}{\text{սմ}^2 \cdot \text{վրկ}}$ -ներով,

CGS սխառնումն՝ $\frac{1}{\text{սմ}^2 \cdot \text{վրկ}}$ -ներով: Այն կարելի է արտահայտել

նաև մոլերի թվով՝ $\frac{\text{մոլ}}{\text{սմ}^2 \cdot \text{վրկ}}$ — կամ մոլեկուլների թվով՝ $\frac{\text{մոլեկուլ}}{\text{սմ}^2 \cdot \text{վրկ}}$ և ալն: Նույնը վերաբերում է նաև տվյալ բաղադրիչի կոնցենտրացիային, որը կարող է արտահայտվել $\frac{1}{\text{սմ}^3}$, $\frac{1}{\text{սմ}^3}$ և ալն միավորներով:

Կոնցենտրացիաների տարբերության առկայության դեպքում առաջացող դիֆուզիոն հոսքը հանգում է կոնցենտրացիաների հավասարեցմանը, այսինքն՝ ալդ հոսքն առաջացնող կոնցենտրացիաների տարբերության փոքրացմանը: Անհամասեռ գաղափին խառնուրդը, թողնվելով ինքն իրեն, գիֆուզիայի շնորհիվ ժամանակի ընթացքում կդառնա համասեռ (գաղերը կխառնվեն):

Ամեն մի պրոցես, որի ժամանակ նրա մեջ մասնակցող սխառնվի պարամետրերը ժամանակի ընթացքում փոփոխվում են, կոչվում է ոչ ստացիոնար պրոցես, ի տարբերություն ստացիոնար պրոցեսի, որի ժամանակ սխառնմը բնութագրող մեծությունները չեն փոփոխվում ժամանակի ընթացքում: Այն դիֆուզիան, որը հանգում է կոնցենտրացիաների հավասարեցմանը, այսինքն՝ կոնցենտրացիաների տարբերությունների և հենց իրենց՝ բաղադրիչների կոնցենտրացիաների հավասարեցմանը, կոչվում է ոչ ստացիոնար դիֆուզիա: Կարելի է պատկերացնել նաև ստացիոնար դիֆուզիա, երբ այս կամ այն արհեստական ճանապարհով խառնուրդի բաղադրիչների կոնցենտրացիաների տարբերությունը անփոփոխ է պահպանվում: Դրա համար պետք է, օրինակ, անոթի մի մասում անընդհատ ավելացնել տվյալ բաղադրիչը, իսկ նրա մի ալլ մասից հեռացնել ալն՝ նույն քանակությամբ: Գործնականորեն ամենից հաճախ հարկ է լինում գործ ունենալ ոչ ստացիոնար դիֆուզիայի հետ:

Դիֆուզիայի հիմնական օրենքը (Ֆիկի օրենքը): Փորձը ցույց է տալիս, որ որևէ բաղադրիչի դիֆուզիոն հոսքը համեմատական է ալդ բաղադրիչի կոնցենտրացիայի գրադիենտին, վերցրած հակառակ նշանով (Ֆիկի օրենք):

Հիշեցնենք, որ կոորդինատներից կախում ունեցող որևէ G մեծու-

ժխան (սկալյար) գրադիենտ կոչվում է այն վեկտորը, որը բնորոշում է այդ մեծության փոփոխությունը արագությունը տարածության մեջ: Այդ վեկտորն ուղղված է G-ի ամենամեծ անման կողմը և թվապես հավասար է այդ անման արագությանը:

Մեզ հետաքալում հետաքրքրելու են մի որևէ առանցքի, օրինակ, X առանցքի ուղղությամբ փոփոխվող մեծությունները:

Այդ դեպքում G-ի գրադիենտի (grad G) թվային արժեքը հավասար է G մեծության փոփոխության արագությանը x-ի փոփոխության ժամանակ կամ պարզապես՝ $\frac{\partial G}{\partial x}$ ամենյային.

$$\text{grad } G = \frac{\partial G}{\partial x},$$

այսինքն՝ G մեծության փոփոխությունը միավոր երկարության վրա:

Եթե զադալին խառնուրդի՝ մեզ հետաքրքրող բաղադրիչի q կոնցենտրացիան փոփոխվում է X առանցքի ուղղությամբ (իսկ մյուս ուղղություններով մնում է միատեսակ), ապա q կոնցենտրացիայի գրադիենտ կոչվում է

$$\text{grad } q = \frac{\partial q}{\partial x}$$

մեծությունը: Դիֆուզիայի հիմնական օրենքը (Ֆիկի օրենքը), հետևաբար, ասում է՝

$$I = -D \frac{\partial q}{\partial x}, \quad (3.6)$$

որտեղ I-ն մեզ հետաքրքրող բաղադրիչի դիֆուզիոն հոսքն է X առանցքի ուղղությամբ: (3.6)-ի աջ մասում բացասական նշանը ցույց է տալիս, որ դիֆուզիոն հոսքը ուղղված է կոնցենտրացիայի նվազման կողմը: (3.6) հավասարման մեջ D գործակիցը կոչվում է դիֆուզիայի գործակից: Նրա իմաստը, ակներևաբար, այն է, որ նա թվապես հավասար է դիֆուզիոն հոսքին, երբ կոնցենտրացիայի գրադիենտը հավասար է 1-ի: Ակներև է, որ դիֆուզիայի գործակիցը, չափվում է SI սխառմամբ $\frac{\text{մ}^2}{\text{վրկ}}$ միավորներով, կամ CGS սխառմամբ՝ $\frac{\text{սմ}^2}{\text{վրկ}}$ միավոր-

ներով: Իրոք, I դիֆուզիոն հոսքը չափվում է $\frac{\text{կգ}}{\text{մ}^2 \cdot \text{վրկ}}$ կամ $\frac{\text{գ}}{\text{սմ}^2 \cdot \text{վրկ}}$

միավորներով, q կոնցենտրացիան չափվում է $\frac{\text{կգ}}{\text{մ}^3}$ կամ $\frac{\text{գ}}{\text{սմ}^3}$ միա-

վորներով, իսկ կոնցենտրացիայի գրադիենտը՝ $\frac{\text{կգ}}{\text{մ}^4}$ կամ $\frac{\text{գ}}{\text{սմ}^4}$ ներով: Այս-

տեղից հետևում է, որ $D = I / \frac{\partial q}{\partial x}$ -ը չափում է $\frac{d^2}{d^2x}$ կամ $\frac{u^2}{d^2x}$ ներքոյ:

(3.6) հավասարման մեջ անհրաժեշտ է, իհարկե, նյութի քանակութիւնը հավասարութեան երկու մասում էլ, արտահայտել միևնույն միավորներով: Դա նշանակում է, որ եթե զիֆուզիոն բաղադրիչի հոսքը արտահայտվի միավոր ժամանակում 1 սմ²-մակերեսով հոսող նրա M մասսայով (գրամների թիվը), ապա Q կոնցենտրացիան էլ պետք է արտահայտվի տվյալ բաղադրիչի գրամների թվով խառնուրդի 1 սմ³-ի մեջ. այն դեպքում Q կոնցենտրացիան հանդիսանում է բաղադրիչի պարցիալ խտութիւնը $Q = \rho$: (3.6) հավասարումը այս դեպքում ընդունում է հետևյալ տեսքը՝

$$M = - D \frac{\partial \rho}{\partial x}, \quad (3.6a)$$

Եթե զիֆուզիոն բաղադրիչի հոսքը արտահայտվի ոչ թե մասսայով, այլ 1 վրկ-ում 1 սմ²-ով անցնող մասնիկների N թվով, ապա կոնցենտրացիան պետք է արտահայտվի 1 սմ³-ում եղած մոլեկուլների թվով, և (3.6) հավասարումը կգրվի հետևյալ տեսքով.

$$N = - D \frac{\partial n}{\partial x}, \quad (3.6b)$$

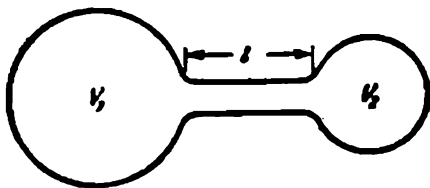
Դիֆուզիայի D գործակիցը կախում ունի զիֆուզիոն նյութի հատկութիւններից և խառնուրդը կազմող մնացած բաղադրիչների հատկութիւններից (հետագայում ենթադրելու ենք, որ ընդամենը երկու բաղադրիչ կա): Սակայն խառնուրդի ոչ շատ մեծ կոնցենտրացիաների դեպքում այդ գործակիցը շատ փոքր չափով կախում ունի կոնցենտրացիայից:

Ստացիոնար դիֆուզիայի դեպքում կոնցենտրացիայի գրադիենտը մնում է հաստատուն (ժամանակի ընթացքում անփոփոխ): Այդ պատճառով հաստատուն է մնում նաև դիֆուզիոն հոսքը: Ոչ ստացիոնար դիֆուզիայի դեպքում կոնցենտրացիայի գրադիենտը փոփոխվում է (կոնցենտրացիաները հավասարվում են): Դրան համապատասխան ժամանակի ընթացքում փոփոխվում է նաև դիֆուզիոն հոսքը:

Ոչ ստացիոնար դիֆուզիա: Քննարկենք ոչ ստացիոնար դիֆուզիայի պրոցեսը՝ կոնցենտրացիաների հավասարեցման պրոցեսը հետևյալ պարզագույն դեպքում, որը գործնականորեն դժվար է լրիվ չափով իրագործել, բայց որը պարզ պատկերացում է տալիս պրոցեսի մեխանիզմի մասին:

Դիցուք, V_1 և V_2 ժամլաներ ունեցող երկու անոթների միացված են իրար հետ 1 երկարութիւն և S կտրվածքի մակերես ունեցող խողովա-

կով (նկ. 3.8) և լցված են տարրեր բաղադրությամբ, բայց միատեսակ ճնշման և ջերմաստիճանի տակ գտնվող գազերի խառնուրդով: Դիցուք, մեզ հետաքրքրող բաղադրիչի կոնցենտրացիան երկու անոթներում համապատասխանաբար հավասար է n_1 և n_2 :



Նկ. 3.8

Դիֆուզիայի հետևանքով կոնցենտրացիան երկու անոթներում կսկսի հավասարվել, այսինքն՝ ժամանակի ընթացքում կնվազի կոնցենտրացիաների տարբերությունը՝

$$\Delta n = n_2 - n_1,$$

Որոշենք, թե ինչ օրենքով է տեղի ունենում այդ նվազումը: Ֆիկի օրենքից հետևում է, որ դիֆուզիոն հոսքը՝

$$I = -D \frac{\partial n}{\partial x},$$

Դատողությունների պարզության համար ենթադրենք, թե քննարկվող բաղադրիչի կոնցենտրացիան փոքր է: Այն ժամանակ կարելի է ընդունել, որ

$$\frac{\partial n}{\partial x} \approx \frac{\Delta n}{l},$$

և (3.6ր) հավասարումը կստանա հետևյալ տեսքը.

$$N = -D \frac{\Delta n}{l},$$

Դիֆուզիայի պրոցեսի ընթացքում մեր բաղադրիչի մոլեկուլները I անոթից կանցնեն II անոթը: Անվերջ փոքր dt ժամանակամիջոցում դեպի II անոթը դիֆուզված մոլեկուլների թիվը, ակնբեկաբար, հավասար է՝

$$dN = -D \frac{\Delta n}{l} S dt \quad (3.7)$$

(հիշեցնենք, որ դիֆուզիոն հոսքը, սովորաբար դեպքում $D \frac{\Delta n}{l}$ -ը, դա ալիմոլեկուլների թիվն է, որ անցնում են 1 սմ² մակերեսի միջով 1 վրկ-ում): Մոլեկուլների այդ անցման հետևանքով նրանց խտությունը I անոթում

փոքրանում է որևէ dn' մեծություն, իսկ $||$ անոթում մեծանում է dn'' մեծությունը: Ակնհերև է, որ

$$dn' = -\frac{dN}{v_1},$$

$$dn'' = \frac{dN}{v_2},$$

Ուստի մոլիկուլների կոնցենտրացիաները I և $||$ անոթներում dt ժամանակից հետո այլ կդառնան՝

$$n_1' = n_1 + dn' = n_1 - \frac{dN}{v_1},$$

$$n_2' = n_2 + dn'' = n_2 + \frac{dN}{v_2},$$

Հետևաբար, dt ժամանակից հետո կոնցենտրացիաների տարբերությունը հավասար կդառնա

$$\Delta n' = n_2' - n_1' = n_2 - n_1 + \left(\frac{1}{v_1} + \frac{1}{v_2}\right)dN = \Delta n + \left(\frac{1}{v_1} + \frac{1}{v_2}\right)dN,$$

Տեղադրելով այստեղ dN -ի արժեքը (3.7)-ից, կստանանք.

$$\Delta n' = \Delta n - D \frac{\Delta n}{l} \left(\frac{1}{v_1} + \frac{1}{v_2}\right) S dt,$$

Այստեղից հետևում է, որ կոնցենտրացիաների տարբերության փոփոխությունը dt ժամանակի ընթացքում հավասար է.

$$d(\Delta n) = \Delta n' - \Delta n = -D \Delta n \frac{v_1 + v_2}{v_1 \cdot v_2} \cdot \frac{S}{l} dt,$$

$\frac{v_1 \cdot v_2}{v_1 + v_2} = V_0$ մեծությունը կոչվում է բերված (վերածված) ծավալ (երբ $v_1 = v_2 = V$, $V_0 = \frac{V}{2}$), հետևաբար,

$$d(\Delta n) = -D \Delta n \frac{1}{V_0} \cdot \frac{S}{l} dt$$

կամ

$$\frac{d(\Delta n)}{\Delta n} = -D \frac{S}{V_0 l} dt, \quad (3.8)$$

(3.8)-ի ինտեգրումից հետո ունենում ենք.

$$\ln \Delta n = -D \frac{S}{V_0 l} t + \ln A, \quad (3.9)$$

որակի Λ -ն ինտեգրման հաստատունն է: Այստեղից

$$\Delta t = \Lambda e^{-D \frac{S}{V_0 t}} \quad (3.10)$$

Λ հաստատունը հեշտ է գտնել, եթե հայանի է կոնցենտրացիաների սկզբնական Δn_0 տարբերությունը, այսինքն՝ կոնցենտրացիաների տարբերությունը ժամանակի $t = 0$ մոմենտում: Իրոք, (3.10)-ի մեջ տեղադրելով $t = 0$ և $\Delta n = \Delta n_0$, կստանանք.

$$\Lambda = \Delta n_0$$

Այն ժամանակ

$$\Delta n = \Delta n_0 e^{-D \frac{S}{V_0 t}} \quad (3.11)$$

Այս հավասարությունն էլ տալիս է դրված հարցի պատասխանը՝ ժամանակի ընթացքում կոնցենտրացիաների տարբերության նվազման մասին: Մենք տեսնում ենք, որ կոնցենտրացիաների տարբերությունը ժամանակի ընթացքում նվազում է էքսպոնենցիալ օրենքով և այնքան ավելի արագ, ինչքան ավելի մեծ է

$$D \frac{S}{V_0 t}$$

մեծության արժեքը, որը սովորաբար փորձի համար հաստատուն մեծություն է: Նկատենք, որ այդ հաստատունի հակադարձ մեծությունը՝

$$\tau = \frac{1}{D} \frac{V_0 t}{S},$$

ունի ժամանակի չափականություն: Նրա ֆիզիկական իմաստը հեշտ է հառկանալ (3.11) հավասարումից, որից հետևում է, որ երբ $t = \tau$, կոնցենտրացիաների Δn տարբերությունը հավասար է դառնում $\Delta n_0/e$ այսինքն՝ սկզբնականի համեմատությամբ փոքրանում է e անգամ: Այսպիսով, τ հաստատունի իմաստն այն է, որ նա հավասար է այն ժամանակամիջոցին, որ պահանջվում է, որպեսզի դիֆուզիոն թաղադրիչի կոնցենտրացիան փոքրանա e անգամ: τ մեծությունը սովորաբար անվանում են պրոցեսի ժամանակի հաստատուն: (3.11) հավասարումը հիմա կարելի է արտագրել հետևյալ ձևով.

$$\Delta n = \Delta n_0 e^{-\frac{t}{\tau}}$$

Այս տիպի հավասարումներ, որոնք այս կամ այն ձևով պարունակում են

ժամանակի հաստատունը, ֆիզիկայում հաճախ են հանդիպում, երբ քըն- նարկվում է ինքն իրեն թողնված ախտնմում որևիցե պարամետրերի հա- վասարեցման պրոցեսը: Այդ իմաստով ցանկացած նման պրոցեսը կա- րելի է համարել յուրատեսակի դիֆուզիա: Պարզ է, որ ինչքան փոքր է ժամանակի հաստատունը, այնքան արագ է տեղի ունենում հավասա- րեցման պրոցեսը:

Մթնոլորտային ճնշման սակ դիֆուզիան դադերում, ընդհանրա- պես ասած, դանդաղ պրոցես է: Որպեսզի քանակական պատկերացում ստանանք այն մասին, թե ինչքան դանդաղ է տեղի ունենում կոն- ցենտրացիաների հավասարեցումը, կատարենք մեր քննարկած ուսումնա- տիկ փորձի թվային հաշվարկը: Դիցուք, նկ. 3.8-ում ներկայացված անոթ- ների ծավալները հավասար են $V_1 = V_2 = 1$ և դիցուք, 1 անոթը լցը- ված է ազոտի և թթվածնի խառնուրդով, և թթվածնի կոնցենտրացիան հավասար է 0,1-ի, իսկ II անոթում պարունակվում է մաքուր ազոտ: Կոնցենտրացիաների տարբերությունը (սկզբնական) հավասար է, հե- տևաբար, $\Delta n_0 = 0,1$: Եթե միացնող խողովակի երկարությունը $l = 10$ սմ և նրա կարվածքի մակերեսը $S = 1$ սմ², ապա, ընդունելով թթված- նի դիֆուզիայի գործակիցը ազոտում հավասար 0,17 $\frac{\text{սմ}^2}{\text{վրկ}}$ (մթնոլոր- տային ճնշման դեպքում) կգտնենք, որ ժամանակի հաստատունը մեր փորձի համար հավասար է.

$$\tau = \frac{1}{D} \frac{V_0 l}{S} = \frac{10^3 \cdot 10}{0,17 \cdot 1} \approx 16,5 \text{ րոպ:}$$

Դա նշանակում է, որ կոնցենտրացիաների տարբերությունը մոտ մեկ օր անցնելուց հետո միայն կիոքրանա հազիվ հրեք անգամ:

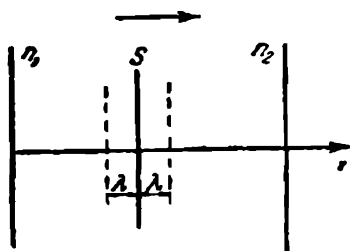
Սեպցիոնառ դիֆուզիա: Դիֆուզիայի գործակցի հասվումը: Ինչպես հիշատակեց, զագերի կինետիկ տեսությունը թույլ է տալիս պարզ կերպով բացատրել դիֆուզիայի պրոցեսի դանդաղ ընթանալու փաստը, չնայած մոլեկուլների ջերմային շարժումների արագություն- ների մեծ արժեքներին: Դա պայմանավորված է նրանով, որ բախում- ների հետևանքով զագի մոլեկուլները ստիպված են անցնել երկար, զիգզագաձև ճանապարհ, որը շատ ու շատ անգամ գերազանցում է զագում երկու կետերի միջև եղած հեռավորությանը ուղիղ գծով:

Բացի այսպիսի որակական բացատրությունից կինետիկ տեսությու- նը թույլ է տալիս նաև քանակապես գնահատել դիֆուզիայի գործակցի արժեքը և այն արտահայտել մոլեկուլար մեծությունների՝ մոլեկուլ- ների ազատ վազքի երկարության և նրանց ջերմային շարժումների արագության միջոցով: Դիտենք զագային խառնուրդ պարունակող անո- թում մի S մակերես, որն ուղղահայաց է X առանցքին, որի ուղղու-

թյամբ պահպանվում է կոնցենտրացիաների հաստատուն $\Delta n - n_1 - n_2$ տարրերություն (հետևաբար, խոսքը վերաբերում է ստացիոնար պրոցեսին) (նկ. 3.9): Որոշակիություն համար ընդունենք,

$$n_1 > n_2$$

Մոլեկուլների ջերմային շարժումների հետևանքով խառնուրդի մեկ հետաքրքրող կոմպոնենտի մոլեկուլների կանցնեն S մակերևույթից ինչպես ձախից աջ, այնպես էլ աջից ձախ: Մակերևույթ երկու կողմում



նկ. 3.9

գոյություն ունեցող կոնցենտրացիաների տարբերության պատճառով միավոր ժամանակում մակերեսը հակառակ ուղղություններով հատող մասնիկների թիվը տարբեր կլինի, այնպես որ առաջ կգա ինչ-որ դիֆուզիոն հոսք X առանցքի ուղղությամբ, որը հավասար կլինի, ակնհայտորեն, S մակերևույթի 1 սմ²-ն 1 վրկ-ի ընթացքում X -երի դրական արժեքների

ուղղությամբ (դեպի աջ) հատող (մակերևույթի հարթության ուղղահայաց) մոլեկուլների N_1 թվի և նույն կտրվածքը նույն ժամանակի ընթացքում հակառակ ուղղությամբ (դեպի ձախ) հատող մոլեկուլների N_2 թվի տարրերությանը՝

$$N = N_1 - N_2$$

Ինչպես՝ որոշենք մակերևույթի 1 սմ²-ին հատող մոլեկուլների թիվը: Եթե բոլոր մոլեկուլները շարժվեն միատեսակ C արագությամբ՝ ուղղված X առանցքով, ապա 1 վրկ-ում 1 սմ² մակերեսն անցնող մոլեկուլների թիվը հավասար կլինի NC , որտեղ N -ը մոլեկուլների թիվն է միավոր ժամկետում:

Իրականում գոյություն ունի մոլեկուլների բաշխում ըստ արագության, բայց կոպիտ գնահատման համար մենք կընդունենք, որ բոլոր մոլեկուլներն ունեն միևնույն արագությունը՝ հավասար $\bar{C}$ միջին արագությանը: Ընդունենք նաև, որ մոլեկուլների ջերմային արագությունները հավասարաչափ բաշխված են հրեք փոխուղղահայաց ուղղություններով: Այն ժամանակ միավոր ժամկետի բոլոր մոլեկուլներից 1/3-ը շարժվում է X առանցքի ուղղությամբ, և նրանցից կեսը շարժվում է X -երի դրական արժեքների ուղղությամբ, այսինքն՝ դեպի մակերեսը, մինչդեռ մյուս կեսը շարժվում է հակառակ ուղղությամբ՝ հեռանալով մակերեսից:

Հետևաբար, S մակերեսի 1 սմ^2 -ը 1 վրկ-ի ընթացքում ձախից աջ հատող մոլեկուլների N_1 թիվը հավասար է.

$$N_1 = \frac{1}{6} n' \bar{c},$$

ձիշտ նույնպես նույն մակերեսը հակառակ ուղղություններ հատող մոլեկուլների N_2 թիվը հավասար է

$$N_2 = \frac{1}{6} n'' \bar{c},$$

որտեղ n' -ը և n'' -ը մոլեկուլների կոնցենտրացիաներն են մակերեսի մեկ և մյուս կողմում: n' -ի և n'' -ի արժեքների մասին անհրաժեշտ է նկատել, որ նրանք փոփոխվում են X առանցքի ուղղությամբ մոլեկուլների միջև տեղի ունեցող բախումների հետևանքով: Այդ պատճառով մեր առանձնացրած մակերեսին մոլեկուլները մոտենում են ունենալով կոնցենտրացիաների այն n' և n'' արժեքները, որոնք ստեղծվել են վերջին բախման ժամանակ մակերեսից առաջ: Ուրիմն մենք պիտք է ընդունենք, որ n' -ը և n'' -ը միավոր ծավալում այն մոլեկուլների թվերն են, որոնք գտնվում էին մակերեսի երկու կողմում, նրանից λ հեռավորության վրա (ազատ վազքի միջին երկարություն), N դիֆուզիոն հոսքը, հետևաբար, որոշվում է

$$N = N_1 - N_2 = \frac{1}{6} (n' - n'') \bar{c}$$

արտահայտությամբ, որտեղ $n' - n''$ -ը զազի կոնցենտրացիաների տարբերությունն է միմյանցից 2λ հեռավորության վրա գտնվող կետերում: Այդ տարբերությունը դժվար չէ որոշել, եթե հայտնի է կոնցենտրացիայի $\frac{dn}{dx}$ գրադիենտի արժեքը (ենթադրելու ենք, որ n -ը փոփոխվում է միայն X առանցքի ուղղությամբ, այսինքն՝ $\frac{\partial n}{\partial x}$ -ի փոխարեն կարելի է գրել $\frac{dn}{dx}$), քանի որ $\frac{dn}{dx}$ -ը կոնցենտրացիաների միավոր երկարությանը բաժին ընկնող տարբերությունն է, ապա 2λ տարածության վրա այն հավասար է՝

$$n' - n'' = -2\lambda \frac{dn}{dx},$$

Այս բանաձևն իրավացի է, եթե λ -ն բավականաչափ փոքր է:

Այսպիսով, դիֆուզիոն հոսքի համար ստանում ենք

$$N = -\frac{1}{3} \lambda \bar{c} \frac{dn}{dx}$$

արտահայտությունը և կամ, բազմապատկելով այս հավասարությունը երկու մասը մոլեկուլի m մասսայով, կունենանք $M = -\frac{1}{3} \lambda \bar{c} \frac{dp}{dx}$, Համեմատելով այս հավասարությունը Ֆիկի օրենքի (3.6ա) և (3.6բ) հավասարումների հետ՝

$$N = -D \frac{dn}{dx}, \quad M = -D \frac{dp}{dx},$$

գտնում ենք դիֆուզիայի դորժակիցի համար մեզ հետաքրքրող ուրտահայտությունը՝

$$D = \frac{1}{3} \lambda \bar{c} \quad (3.12)$$

Այս արտահայտությունից երևում է, որ դիֆուզիայի դորժակիցը հակադարձ համեմատական է գազի ճնշմանը (քանի որ $\lambda \sim \frac{1}{p}$) և ուղիղ համեմատական է ջերմաստիճանի քառակուսի արմատին ($\bar{c} \sim \sqrt{T}$),

(3.12) բանաձևի արտածման ժամանակ ուշադրության չառնվից երկրորդ կոմպոնենտի դիֆուզիան, որը, իհարկե, նույնպես տեղի է ունենում, և չի կարող չազդել խառնուրդի դիսոլուդ կոմպոնենտի դիֆուզիայի վրա:

Այսպես, օրինակ, ջրածնի և ածխածին գազի խառնուրդում ջրածինը պետք է զգալիորեն ավելի արագ դիֆուզվի, քան ածխածին գազը, քանի որ տվյալ ջերմաստիճանի դեպքում ջրածնի մոլեկուլների ջերմային շարժումների միջին արագությունը համարյա 5 անգամ ավելի մեծ է, և, մացի գրանից, ջրածնի մոլեկուլների ազատ վազքի երկարությունը նույնպես ավելի մեծ է: Բայց դա նշանակում է, որ մի ուղղությամբ տեղափոխվող ջրածնի ժապալն ավելի մեծ է, քան հակառակ ուղղությամբ տեղափոխվող ածխածին գազի ժապալը: Այդ դեպքում գազում անխուսափելիորեն կառաջանա ճնշումների տարբերություն և, հետևաբար, ամբողջ զգալի հոսք: Մինչդեռ մենք դիֆուզիան սահմանեցինք որպես մի պրոցես, որի ժամանակ գազային խառնուրդի ճնշումը բոլոր կետերում մնում է հաստատուն, և գազը ամբողջապես վերցրած մնում է հանգստի վիճակում: Իսկ իրականում երկու տարբեր դեպքերի՝ միմյանց մեջ կատարվող փոխադարձ դիֆուզիայի

պրոցեսում նրանցից մեկի զիֆոպիոն հոսքի ղերակշռումը մշտապես հոսքի նկատմամբ հավասարակշռվում է ամբողջ զազի հոսքով դեպի ալն կողմը, որտեղ նախապես գտնվում էին ավելի արագ զիֆոպովող մոլեկուլները:

Այս հանգամանքը, սակայն, մենք հաշվի չառանք զիֆոպիայի գործակիցի համար (3.12) բանաձևը արտածելիս, և այդ բանաձևը փաստորեն իրավացի է միայն դադի մոլեկուլների ալնպիսի զիֆոպիայի համար, որը տեղի է ունենում նույն զազի միջավայրում: Այդպիսի պրոցեսը կոչվում է ինքնադիֆուզիա, իսկ (3.12) բանաձևն արտահայտում է, հետևաբար, ինքնադիֆուզիայի գործակիցը: Այդպիսի երկվուլթի հանդիպում ենք, օրինակ, երբ զազային խառնուրդը բաղկացած է միևնույն նյութի երկու տարրեր իզոտոպներից, որոնք լույս աննշան չափով են տարբերվում իրարից իրենց մասսայով, բայց չեն տարբերվում որևէ այլ հատկություններիով: Եթե իզոտոպներից մեկը ռադիոակտիվ է, ապա այդպիսի ինքնադիֆուզիան հեշտ է գիտել, քանի որ ռադիոակտիվ մասնիկների թափանցմանը հեշտ է հետևել նրանց ճառագայթման շնորհիվ:

Փոխադարձ զիֆուզիայի գործակիցը: Կարելի է, սակայն, ողղել (3.12) արտահայտությունն ալնպիս, որ ալն իրավացի լինի նաև երկու տարբեր զազերի խառնուրդի համար: Բայց զրա համար պետք է հաշվի առնել զազային հավասարակշռող հոսքի գոյությունը: Համարելու ենք, որ (3.12) հավասարումը վերաբերվում է խառնուրդի բաղադրիչներից մեկին և բնորոշում է զուտ ալն բաղադրիչի զիֆոպիոն հոսքը՝

$$M'_1 = -\frac{1}{3} C_1^{-1} \frac{dp_1}{dx}, \quad (3.13)$$

1 ինդեքսները ցույց են տալիս, որ հավասարումը վերաբերվում է առաջին բաղադրիչին, իսկ M_1 -ի գծիկը նշանակում է, որ M_1 -ը զիֆոպիոն ճանապարհով փոխադրված մասսան է:

Միանգամայն նույնպիսի հավասարում պետք է գրենք նաև երկրորդ բաղադրիչի համար՝

$$M'_2 = -\frac{1}{3} C_2^{-1} \frac{dp_2}{dx}, \quad (3.14)$$

Այստեղ $\frac{dp_2}{dx}$ -ը երկրորդ բաղադրիչի խտության գրադիենտն է չ առանցքի ուղղությամբ: Ամբողջ ծավալում միատեսակ ճնշման դեպքում պետք է տեղի ունենա հետևյալ պայմանը՝

$$\frac{dp_1}{dx} = -\frac{dp_2}{dx},$$

Որպեսզի գաղի ճնշումը ամբողջ ժամալում մնա միատեսակ, գազն ամբողջապես վերցրած պետք է շարժվի, և այդ շարժման v արագությունն այնպիսին պիտի է լինի, որ գազի ρv հոսքը (ρ -ն խառնուրդի խտությունն է) հավասարակշռի թեթև բաղադրիչի ավելցուկային զիֆուզիոն հոսքը, այսինքն պետք է տեղի ունենա հետևյալ հավասարությունը՝

$$M_1' + M_2' + \rho v = 0,$$

Այստեղ տեղադրելով M_1' -ի և M_2' -ի արժեքները (3.13)-ից և (3.14)-ից, կստանանք.

$$-\rho v = -\frac{1}{3} \bar{c}_1 \lambda_1 \frac{dp_1}{dx} - \frac{1}{3} \bar{c}_2 \lambda_2 \frac{dp_2}{dx},$$

Կամ քանի որ

$$\frac{dp_1}{dx} = -\frac{dp_2}{dx},$$

ապա

$$-\rho v = \frac{1}{3} \left(\bar{c}_2 \lambda_2 - \bar{c}_1 \lambda_1 \right) \frac{dp_1}{dx},$$

Այստեղից

$$v = -\frac{1}{3} \left(\frac{\bar{c}_2 \lambda_2}{\rho} - \frac{\bar{c}_1 \lambda_1}{\rho} \right) \frac{dp_1}{dx}, \quad (3.15)$$

Եթե ամբողջ գազը շարժվում է, ապա առաջին և երկրորդ կոմպոնենաների՝ միավոր մակերեսը իրականում հատող մասսաները հավասար չեն լինի M_1' և M_2' , որովհետև թե մեկ և թե մյուս կոմպոնենաները տեղափոխվում են ոչ միայն զիֆուզիայի պատճառով, այլև ամբողջապես վերցրած գազի շարժման պատճառով:

Առաջին բաղադրիչի՝ միավոր մակերեսը հատող M_1 մասսան հավասար է այդ պատճառով ոչ թե M_1' -ի, այլ $M_1' + \rho v$: Տեղադրենք այստեղ M_1' -ի և v -ի փոխարին նրանց արժեքները (3.13) և (3.15) բանաձևերից: Այն ժամանակ կունենանք՝

$$M_1 = \left(-\frac{1}{3} \lambda_1 \bar{c}_1 - \frac{1}{3} \frac{\rho_1}{\rho} \lambda_2 \bar{c}_2 + \frac{1}{3} \frac{\rho_1}{\rho} \lambda_1 \bar{c}_1 \right) \frac{dp_1}{dx}$$

Կամ

$$M_1 = -\frac{1}{3} \left(\frac{\rho - \rho_1}{\rho} \lambda_1 \bar{c}_1 + \frac{\rho_1}{\rho} \lambda_2 \bar{c}_2 \right) \frac{dp_1}{dx},$$

Քանի որ $\rho - \rho_1 = \rho_2$, ապա

$$M_1 = -\frac{1}{3} \left(\frac{\rho_2}{\rho} \lambda_1 \bar{c}_1 + \frac{\rho_1}{\rho} \lambda_2 \bar{c}_2 \right) \frac{dp_1}{dx},$$

Երկրորդ մաղաղրիչի համար նույն ձևով կստանանք.

$$M_2 = - \frac{1}{3} \left(\frac{\rho_2}{\rho} \bar{c}_1 \lambda_1 + \frac{\rho_1}{\rho} \lambda_2 \bar{c}_2 \right) \frac{d\rho_2}{dx},$$

Համեմատելով այս երկու հավասարությունները դիֆուզիայի (3.6ա) հավասարման հետ տեսնում ենք, որ խտության գրադիենտի առջևում գտնվող արտահայտությունները (դրանք միատեսակ են երկու հավասարություններում էլ) դիֆուզիայի գործակիցն է: Սակայն հիմա դա արդեն ոչ թե ինքնադիֆուզիայի գործակից է, այլ մի գազի մյուսի մեջ դիֆուզման (փոխադարձ դիֆուզիայի) D_{12} գործակից է՝

$$D_{12} = \frac{1}{3} \left(\frac{\rho_2}{\rho} \lambda_1 \bar{c}_1 + \frac{\rho_1}{\rho} \lambda_2 \bar{c}_2 \right), \quad (3.16)$$

Բաղադրիչների պարզիալ խտությունների հարաբերությունները խառնուրդի խտությանը՝ ρ_1/ρ և ρ_2/ρ ՝ կոչվում են կոմպոնենտների հարաբերական կոնցենտրացիաներ:

Հեշտ է տեսնել, որ եթե կոմպոնենտներից մեկի կոնցենտրացիան փոքր է, ապա (3.16) բանաձևը վեր է ածվում (3.12) բանաձևի, եթե, օրինակ, փոքր է ρ_1/ρ կոնցենտրացիան, ապա (3.16) հավասարության մեջ երկրորդ անդամը կարելի է անտեսել, իսկ ρ_2/ρ -ն մոտ է մեկի: Այն ժամանակ

$$D_{12} = \frac{1}{3} \lambda_1 \bar{c}_1 = D,$$

Այսպիսով, մեր պիլի վաղ ստացած (3.12) արտահայտությունը իրավացի է ոչ միայն ինքնադիֆուզիայի համար, այլև տարբեր գազերի խառնուրդի համար, եթե կոմպոնենտներից մեկը փոքր խառնուկ է:

Օգտվելով (3.12) արտահայտությունից, կարելի է գնահատել իդեալական գազերի դիֆուզիայի (ինքնադիֆուզիայի) գործակցի մեծության կարգը:

Այսպես, օրինակ, թթվածնի համար մթնոլորտային ճնշման տակ

$$\lambda \cong 10^{-5} \text{ սմ}, \quad \bar{c} \cong 5 \cdot 10^4 \text{ սմ/վրկ},$$

հետևաբար, այդ պայմաններում դիֆուզիայի գործակիցը՝

$$D = \frac{1}{3} \lambda \bar{c} = \frac{1}{3} \cdot 5 \cdot 10^4 \cdot 10^{-5} \cong 0.16 \text{ սմ}^2/\text{վրկ}:$$

Փոխադարձ դիֆուզիայի գործակցի արժեքները մի քանի գազերի համար բերված են աղյուսակ 5-ում:

Փոխադարձ դիֆուզիայի գործակիցը մի քանի գազերի համար

Գազեր	D _{1,2} սմ ² /վրկ	Գազեր	D _{1,2} սմ ² /վրկ
H ₂ — O ₂	0,679	CO ₂ — H ₂	0,538
O ₂ — N ₂	0,174	CO ₂ — CO	0,136
CO — H ₂	0,612	H ₂ O — CO ₂	0,098
CO — O ₂	0,183	H ₂ — D ₂ ¹⁾	1,20

1) D₂ — մոլեկուլյար ջեյտերիում (ջրածնի իզոտոպ, որի մոլեկուլյար կշիռը երկու անգամ ավելի մեծ է, քան սովորական ջրածնինը):

Դիֆուզիայի գործակիցի չափումը: Դիֆուզիայի գործակիցի չափման ամենաուպարդ եղանակներից մեկը առաջարկվել է Լոշմիդտի կողմից (1870 թ.): Նրա օգտագործած սարքը բաղկացած է երկու խողովակներից, որոնք դրված են իրար վրա և միացված են ծորակով: Լոշմիդտի դրած փորձում խողովակներն ունեին մոտ 500 սմ երկարություն և 2,6 սմ տրամագիծ:

Ծորակի փակ վիճակում խողովակները լցվում են հետազոտվող գազերով:

Որպեսզի դիֆուզիայի ժամանակ կատարվող խառնումը չարագացվի ծանրության ուժի ազդեցությամբ, գազերից ավելի ծանրը լցնում են ներքևի խողովակը, իսկ ավելի թեթևը՝ վերևի:

Եթե այժմ ծորակը բացվի, ապա կսկսվի մի գազի թափանցումը մյուսի մեջ դիֆուզիայի միջոցով: Որոշակի ժամանակից հետո ծորակը նորից փակվում է, և կատարվում է ստացված խառնուրդի անալիզ (բավական է անալիզի հնթարկել, իհարկե, միայն մի խողովակի պարունակությունը): Ելնելով անալիզի տվյալներից, փորձի ժամանակից և սարքի երկրաչափական չափերից՝ կարելի է հաշվել մի գազի՝ մյուսի մեջ դիֆուզման գործակիցը:

Նման սարքի միջոցով ջրածնի և ռադիոթթվ գազի հետ կատարված փորձը ցույց տվեց, օրինակ, որ հրեաուն բուպի ընթացքում, որի ժամանակ ծորակը բացված էր, ներքևի խողովակը թափանցեց ջրածնի միայն մոտ 33%-ը: Դա ակնառու կերպով վկայում է նորմալ ճնշման դեպքում դիֆուզիայի պրոցեսի դանդաղության մասին:

Նկարագրված տեղակայման միջոցով կատարված փորձերը ցույց տվեցին նաև, որ դիֆուզիայի գործակիցը թույլ կերպով կախում ունի կոմպոնենտների կոնցենտրացիայից խառնուրդում: Դա ցույց է տալիս,

որ (3.16) հավասարումը. որից հետևում է, որ դիֆուզիայի գործակիցը պետք է մեծ կախում ունենա կոնցենտրացիայից, ոչ բոլորովին ճիշտ է:

Ջերմային դիֆուզիա: Դիֆուզիայի երևույթը, որ մենք հենց հիմա նկարագրեցինք, առաջ է գալիս այն ժամանակ, երբ գաղի մեջ գոլուծվում են կոմպոնենտներից որևէ մեկի կոնցենտրացիայի տարբերություն (գրադիենտ): Դիֆուզիայի պրոցեսն այս դեպքում հանգում է գրադիենտի վերանալուն, և անհամասեռ զազային խառնուրդը դարձնում է համասեռ:

Այսպիսի «կոնցենտրացիոն» դիֆուզիայի հետ մեկտեղ գոլուծվում են նաև այլ տեսակի դիֆուզիա, որը կոչվում է ջերմային դիֆուզիա (ջերմադիֆուզիա). նա հանգում է հակառակ արդյունքի, այն է՝ համասեռ զազային խառնուրդի մասնակի բաժանմանը և նրա վերածմանը անհամասեռ խառնուրդի: Այս երևույթը տեսականորեն հայտնաբերվել է 1911 թվականին, իսկ փորձնականորեն ցույց տրվել, 1917 թվականին:

Ջերմադիֆուզիայի երևույթը հետևյալն է. համասեռ զազային խառնուրդում ջերմաստիճանների տարբերությունը առաջ է բերում խառնուրդի կոմպոնենտների կոնցենտրացիաների տարբերություն ջերմաստիճանի անկման ուղղությամբ: Պատկերացնենք հարթ պատեր ունեցող մի անոթ (նկ. 3.10 ա), որը լցված է համասեռ զազային խառնուրդով: Եթե վերևի և ներքևի պատերը պահվեն T_1 և T_2 ջերմաստիճաններում, ընդ որում $T_1 > T_2$, ապա ջերմադիֆուզիայի երևույթը մեծ մասամբ այն հետևանքն է ունենում, որ ավելի շատ տաքացրած վերևի պատի մոտ ստացվում է թեթև մոլեկուլների հավելուրդ, իսկ սառը պատի մոտ՝ ծանր մոլեկուլների հավելուրդ: Որոշ խառնուրդների համար նկատվում է ջերմադիֆուզիայի հակառակ ուղղություն:

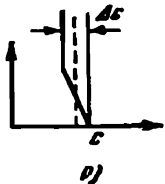
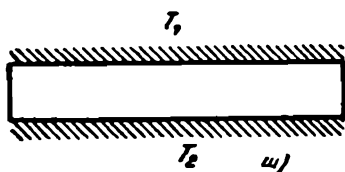
Նկ. 3.10 բ-ում ներկայացված է կոմպոնենտներից մեկի կոնցենտրացիայի բաշխումն ըստ բարձրության: Կետագծով ցույց է տրված կոնցենտրացիայի բաշխումը առանց ջերմաստիճանների տարբերության: Ջերմադիֆուզիան առաջացրել է խառնուրդի մասնակի բաժանում կոմպոնենտների:

Կոնցենտրացիաների առաջացած տարբերությունը ձգտում է հավասարվել սովորական, կոնցենտրացիոն դիֆուզիայի հետևանքով, որի հոսքը, ակնհայտորեն, ուղղված է ջերմադիֆուզիոն հոսքին հակառակ:

Այդ երկու պրոցեսների համատեղման հետևանքով հաստատվում է խառնուրդի բաղադրիչների կոնցենտրացիաների հավասարակշիռ գրադիենտ:

Ջերմադիֆուզիայի երևույթը չի կարելի բացատրել պարզ մոլե-

կուլյար-կինեմատիկ պատկերացումներով, որոնցով մենք հաջողությամբ
օգտվում էինք սովորական գիֆոգիան բացատրելու համար: (Այդ
պատճառով ջերմագիֆոգիան այդքան ուշ է հայտնաբերվել): Պարզվել
է, որ այդ երևույթում էական դեր են խաղում կոմպոնենտների մոլե-



նկ. 3.10

կուլենրի միջև գործող
վանդակալան ուժերը
նրանց բախման ժա-
մանակ, որոնք մո-
տավորապես կարելի է
համարել $\frac{1}{r^n}$ որևե-

քով նվազող ուժեր,

որտեղ r -ը հեռավորությունն է մոլեկուլների միջև:

Պարզվում է, որ եթե ատոմաանի ցուցիչը՝ $n > 5$, ապա ջերմա-
գիֆոգիան տեղի է ունենում վերը նշված ուղղությամբ: Եթե $n < 5$,
ապա կոնցենտրացիաների ջերմագիֆոգիան տարբերության նշանը
փոխվում է հակառակի, և, վերջապես, երբ $n = 5$, ջերմագիֆոգիան
բոլորովին հնարավոր չէ: Կարելի է հաշվարկել խառնուրդի կոմպո-
նենտների կոնցենտրացիաների փոփոխությունը, որ հաստատվում է
ջերմագիֆոգիայի հետևանքով՝ հաշվի առած նաև հակադարձ գիֆո-
գիան:

Դիցուք, երկու գազերի խառնուրդի բաղադրիչների կոնցենտրա-
ցիաները հավասար են c և $1 - c$: Տվյալ բաղադրիչի կոնցենտրացիա
կոչվում է այդ բաղադրիչի մոլեկուլների թվի հարաբերությունը խառ-
նուրդում եղած մոլեկուլների ընդհանուր թվին: Դիցուք, ջերմաստիճա-
նի $\frac{dT}{dx}$ գրադիենտն ուղղած է X առանցքով: Այդ դեպքում, ինչպես ցույց
է տալիս տեսությունը, X առանցքի ուղղությամբ կոնցենտրացիայի
գրադիենտի կալուսնացած արժեքը կլինի.

$$\frac{dc}{dx} = \frac{D_T}{D_{12}} \frac{1}{T} \frac{dT}{dx} = \frac{D_T}{D_{12}} \frac{d}{dx} \ln T, \quad (3.17)$$

Այստեղ D_{12} -ը կոմպոնենտների փոխադարձ գիֆոգիայի գործակիցն է,
իսկ D_T -ն կոչվում է ջերմադիֆուզիայի գործակից, որի չափականու-
թյունը, ակնհայտաբար, նույնպիսին է, ինչ-որ D_{12} -ինը (այսինքն՝
սմ²/վրկ): Բայց ի տարբերություն գիֆոգիայի D_{12} գործակիցի, որը
գործնականորեն կախում չունի կոնցենտրացիաներից, ստացվում է, որ
 D_T -ն համեմատական է երկու կոմպոնենտների կոնցենտրացիաների
արտադրյալին՝

$$\frac{D_T}{D_{12}} = \alpha c(1 - c),$$

որտեղ α -ն այսպես կոչված ջերմադինամիկական հաստատուն CGE է: Հենց այդ α հաստատունը կախում ունի բաժանվող խառնուրդի հատկություններից և, մասնավորապես, վերը նշված աստիճանի n ցուցչից. որ մասնակցում է մոլեկուլների միջև վանդերվալ ամրության օրենքի $1/r^n$ արտահայտության մեջ: Բացի դրանից, α հաստատունը կախում ունի խառնուրդի մոլեկուլների m_1 և m_2 մասսաների հարաբերական տարբերությունից: α -ի համար մոտավոր արտահայտությունն ունի հետևյալ տեսքով՝

$$\alpha \approx \frac{m_2 - m_1}{m_2} \frac{n - 5}{n - 1} \approx \frac{\Delta m}{2m} \frac{n - 5}{n - 1},$$

որտեղ m -ը մոլեկուլների մասսայի միջին արժեքն է: Այստեղից պարզ է, որ ջերմադինամիկական գործակցի նշանը փոխվում է, երբ $n = 5$: Գաղերի մեծամասնության համար $n > 5$: Այժմ (3.17) հավասարումը կարելի է արտահայտել հետևյալ տեսքով.

$$\frac{dc}{dx} = \alpha c(1 - c) \frac{d}{dx} \ln T$$

կամ

$$\frac{dc}{c(1 - c)} = \alpha d \ln T,$$

Խնուրդումից հետո ստանում ենք.

$$\frac{c}{1 - c} = AT^\alpha,$$

A կամայական հաստատունն արտաքայում է, եթե նկատի առնենք, որ $c = c_1$, երբ $T = T_1$ և $c = c_2$, երբ $T = T_2$: Այն ժամանակ

$$\frac{c_1}{1 - c_1} - \frac{c_2}{1 - c_2} = \left(\frac{T_1}{T_2} \right)^\alpha, \quad (3.18)$$

(3.18) հավասարումը թույլ է տալիս հաշվելու կոմպոնենտների հարաբերական կոնցենտրացիաների փոփոխությունը, որն առաջանում է ջերմադինամիկական հասկանքով, որոշելու α հաստատունը և դրանով իսկ մոլեկուլների միջև փոխազդեցության ուժերի բնույթը (տես V պրիմ):

Ջերմադինամիկական կոնցենտրացիաների նաև կարևոր գործնական նշանակություն: Նա օգտագործվում է իզոտոպների բաժանման համար:

Իզոտոպների մասսաները սովորաբար քիչ են տարբերվում միմյանցից (բացի ջրածնից և հելիումից): Դա նշանակում է, որ $\frac{\Delta m}{2m} \ll 1$

և, հետևաբար, $\alpha \ll 1$: Այս դեպքում (3.18) հավասարումը կարող է պարզեցվել՝

$$\frac{c_1}{1-c_1} - \frac{c_2}{1-c_2} = e^{\frac{\alpha \ln T_1}{T_2}} \cong 1 + \alpha \ln \frac{T_1}{T_2}, \quad (3.18a)$$

(3.18a) հավասարման ձախ մասում գտնվող արտահայտությունը՝ $\frac{c_1}{1-c_1} - \frac{c_2}{1-c_2} = q$ բաղադրիչների բաժանման աստիճանի բնութագիրն է և կոչվում է բաժանման զործակից, որը α -ի փոքր արժեքների դեպքում, այսինքն իզոտոպների համար, մոտ է մեկի (եթե $q = 1$, բաժանում բոլորովին չկա): Այդ պատճառով բաժանման աստիճանը հաճախ բնութագրում են $q - 1 = \varepsilon$ մեծությամբ, որը կոչվում է հարստացման զործակից:

Ակնհերս է, որ

$$\varepsilon = \alpha \ln \frac{T_1}{T_2} \cong \frac{\Delta m}{2m} \ln \frac{T_1}{T_2},$$

Օրինակ, նեոնի $\mu_1 = 20$ և $\mu_2 = 22$ ատոմային կշիռներ ունեցող իզոտոպների համար $T_1 = 900^\circ\text{K}$ և $T_2 = 300^\circ\text{K}$ ջերմաստիճանների դեպքում $\varepsilon \cong 0,03$: Դա նշանակում է, որ ելման կոնցենտրացիան ջերմագիֆուգիայի հետևանքով փոփոխվում է ընդամենը 3 տոկոսով: Այս հանգամանքը ստիպեց ջերմագիֆուգիայից առաջացած հարստացման աստիճանը ուժեղացնելու միջոցներ փնտրել: Այդպիսի միջոց գտնվեց, որը հետևյալն է՝ ջերմագիֆուգիան ապահովող ջերմաստիճանների տարբերությունը օգտագործվեց զազային խառնուրդի կոնվեկցիոն հոսք ստեղծելու համար: Այդպիսի կոնվեկցիայի հետևանքով զազի տաքացրած մասը շարժվում է սառը մասի նկատմամբ՝ առաջացնելով «հակահոսք»: Դրա համար անհրաժեշտ է ջերմաստիճանի գրգռիկնուն ուղղել հորիզոնական, այնպես որ ժանրության ուժը կարողանա օգտագործվել ուղղաձիգ կոնվեկցիա առաջացնելու համար: Այս սկզբունքն իրագործվել է «բաժանիչ սյունակաթնայում», որը սխեմատիկորեն պատկերված է 3.11 ա-րդ նկարում: Ուղղաձիգ տեղադրված, հոսող ջրով սառեցվող R խողովակի առանցքով ձգված է D մետաղալարը, որը տաքացվում է էլեկտրական հոսանքով: Հարստացվող զազային խառնուրդը մտցվում է L խողովակի միջով: Ակնհերս է, որ զազի ջերմաստիճանը լարի մոտ ավելի բարձր է, քան խողովակի պատի մոտ, որի հետևանքով առաջանում է ջերմագիֆուգիա:

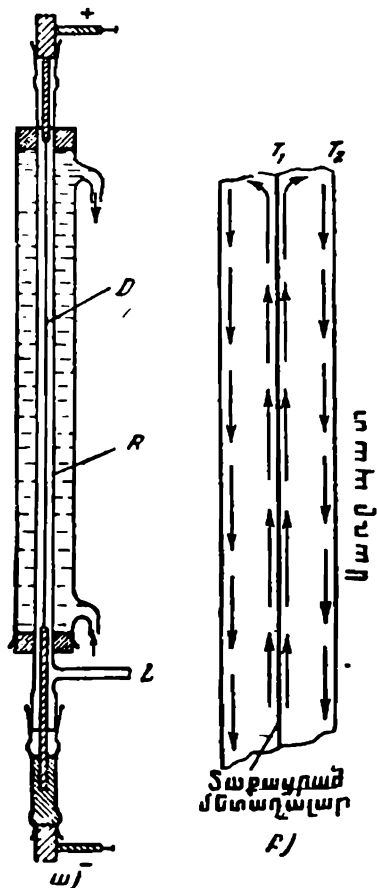
Քննարկենք, թե ինչպես է այդ դեպքում առաջանում բաժանման աստիճանի մեծացում: Ջերմագիֆուգիան հանգում է այն բանին, որ զազը տաք լարի մոտ հարստացված է թեթև բաղադրիչով, իսկ սառը

պատի մոտ՝ ծանրով: Այնուհետև, տաք լարի մոտ գաղն ընդարձակվելով փոքրացնում է իր խտությունը և բարձրանում է դեպի վեր, իսկ պատերի մոտ սառը ջրային խոցում է ներքև: Առաջանում է գազի շրջանառական հոսք, ուղղված նկ. 3.11-ում սլաքներով ցույց արված ուղղությամբ: Ընդ որում ակնհայտ է, որ շրջանառությունը վեր է բարձրացնում ավելի չափ թեթև մուկերին, քան իջեցնում է վար սառը պատի մոտ, չնայած որ գազի գոմարային հոսքերը դեպի վեր և ջրայի վար բոլորովին միասնական են: Դրա հետևանքով վերևի մասում կոտակվում է թեթև կոմպոնենտի ավելցուկ, իսկ ներքևի մասում՝ ծանր կոմպոնենտի:

Ջերմադիֆուզիան թեթև մուկերին բերում է» տաք լարի մոտ, իսկ կոնվեկցիան «տանում է» նրանց դեպի վեր: Որպես հետևանք առաջանում է կոնցենտրացիոն ղաճի գրադիենտ: Ընդ որում ըստացվող բաժանումը այստեղ շատ անգամ ավելի մեծ է, քան զուտ ջերմադիֆուզիոն բաժանման դեպքում:

Այս եղանակով բաժանվել են մի ամբողջ շարք իզոտոպներ: Բաժանման ջերմադիֆուզիոն եղանակը լայն արդյունաբերական կիրառություն չի ստացել, չնայած իր պարզությանը: Դա բացատրվում է ջերմային էներգիայի չափից դուրս մեծ ծախսով, որ ուղեկցում է ջերմադիֆուզիայի պրոցեսին:

Դիուզություն ունի դիֆուզիայի ևս մի տեսակ, որը կոչվում է բարակացնող դիֆուզիա (բարադիֆուզիա): Նա առաջանում է գոգային խառնուրդում ճնշումների տարբերության ազդեցության տակ: Բարադիֆուզիան նույնպես հանդում է գազային խառնուրդների բաժանմանը: Այս եղանակը, սակայն, ինքնըստինքյան գործնական կիրառություն չի գտել:



Նկ. 3.11

§ 7. Գազերի ջերմահաղորդությունը

Եթե գազը անհամասարաչափ է տաքացրած, այսինքն՝ նրա մի մասի ջերմաստիճանը բարձր կամ ցածր է մյուս մասի ջերմաստիճանից, ապա նկատվում է ջերմաստիճանների հավասարեցում. ավելի շատ տաքացրած մասը ստույգում է սա՛ն ժամանակ, երբ սառը մասը տաքանում է:

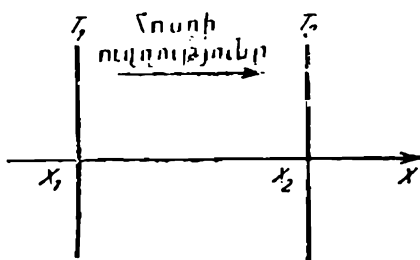
Ուկնե՛րե՛կ է. որ դա կապված է ջերմության հոսքի հետ՝ գազի ավելի շատ տաքացրած մասից դեպի ավելի սառը: Գազի մեջ (կամ ցանկացած այլ նյութի մեջ) ջերմության հոսքի առաջացման այդ երևույթը կոչվում է ջերմափոխադրություն: Ինքն իրեն թողնված ցանկացած մարմնի մեջ, մոտնավորապես՝ զույգի մեջ ջերմահաղորդվումը հանգում է ջերմաստիճանների հավասարեցմանը, և այդ պրոցեսը, իհարկե, ոչ ստացիոնար է: Բայց հաճախ հանդիպում են նաև դեպքեր, երբ ջերմաստիճանների տարբերությունը արհեստականորեն պահպանվում է հաստատուն: Օրինակ, շիկացման էլեկտրական լամպում անմիջականորեն շիկացման թելի մոտ գտնվող գազն ունի բարձր ջերմաստիճան (որը հավասար է հենց իրեն՝ թելի ջերմաստիճանին), մինչդեռ լամպի ապակե անոթի պատերին մոտիկ գտնվող գազն ունի զգալիորեն ավելի ցածր ջերմաստիճան: Լամպի միացումից որոշ ժամանակ հետո թելի և պատերի միջև հաստատվում է ջերմաստիճանների հաստատուն տարբերություն: Այդ հաստատունությունն ապահովվում է մի կողմից էլեկտրական ցանցից թելին հաղորդվող էլեկտրական էներգիայով, մյուս կողմից՝ ջերմության անցումով լամպի պատերից նրան շրջապատող օդին: Այդ պայմանների դեպքում լամպի մեջ գտնվող գազում հաստատվում է ստացիոնար, այսինքն՝ ժամանակի ընթացքում չփոփոխվող ջերմության հոսք: Ջերմաստիճանների հաստատված ստացիոնար տարբերությունը կախում ունի գազի ջերմահաղորդվելու-նից (շիկացման լամպի համար պետք է նկատի ունենալ, որ բացի գազի միջոցով ջերմության հեռացումից, տվյալ մասնավոր դեպքում ջերմության հեռացումը կատարվում է գլխավորապես ճառագայթման հետևանքով): Բերված օրինակում ջերմության հոսքի հաշվարկը մեծ դժվարություն է ներկայացնում՝ կապված թելի և անոթի բարդ ձևի հետ, որի հետևանքով ջերմաստիճանի բաշխումը գազի մեջ նույնպես շատ բարդ է ստացվում:

Ջերմահաղորդական պրոցեսը բնութագրող քանակական օրինաչափություններ գտնելու համար մենք կքննարկենք ավելի պարզ խնդիր, որն իր բնույթով համանման է դիֆուզիայի ուսումնասիրության ժամանակ քննարկված խնդրին:

Դիցու՛ք, գազի մեջ որևէ ուղղությամբ, օրինակ X առանցքի ուղ-

դրվածք, ջերմաստիճանը կետից-կետ փոփոխվում է, այսինքն՝ X -ի ֆունկցիա է, մինչդեռ այդ առանցքին ուղղահայաց հարթության մեջ ջերմաստիճանը ամենուրեք նույնն է (նկ. 3.12):

Ջերմաստիճանի փոփոխությունը X առանցքի ուղղությամբ բնորոշվում է ջերմաստիճանի $\partial T / \partial x$ գրադիենտով (եթե, ինչպես ենթադրեցինք, ջերմաստիճանը փոփոխվում է միայն X առանցքի ուղղությամբ, ապա $\partial T / \partial x$ -ի փոխարեն կարելի է գրել dT / dx): Ինչպես գիտենք, ջերմաստիճանի գրադիենտի իմաստը հետևյալն է, որ նա հավասար է ջերմաստիճանի փոփոխությանը մի կետից մյուսը, երբ նրանց միջև հեռավորությունը մեկ միավոր է: Ջերմաստիճանի գրա-



Նկ. 3.12

դիենտի գոյությունը հենց հանդիսանում է անհրաժեշտ պայման ջերմահաղորդական առաջացման համար, ինչպես որ կոնցենտրացիայի գրադիենտի առկայությունն անհրաժեշտ է դիֆուզիայի պրոցես տեղի ունենալու համար:

Ջերմության հոսքի ուղղությունը համընկնում է ջերմաստիճանի անկման ուղղության հետ: Եթե x -ի աճմանը ($dx > 0$) համապատասխանում է ջերմաստիճանի նվազում ($dT < 0$), ապա ջերմությունը հոսում է x -ի աճման ուղղությամբ. ջերմության հոսքն ուղղված է այնպես, որ փոքրացնի ջերմաստիճանի գոյություն ունեցող գրադիենտը, որը առաջացրել է այդ հոսքը: Փորձը ցույց է տալիս, որ ջերմության Q հոսքը համեմատական է ջերմաստիճանի գրադիենտին (Ֆուրյեի օրենք)

$$Q = -\kappa \frac{dT}{dx}, \quad (3.19)$$

Ջերմության հոսք ասելով մենք դարձյալ հասկանալու ենք միավոր մակերեսի միջով միավոր ժամանակում անցնող ջերմության քանակը: (3.19) հավասարության մեջ κ գործակիցը կոչվում է ջերմաճափողություն: Ինչպես դա երևում է (3.19)-ից, այդ գործակիցը թվապես հավասար է ջերմության այն հոսքին, որն առաջանում է, երբ ջերմաստիճանի գրադիենտը հավասար է մեկի (1աստ/սմ): Հեշտ է տեսնել, որ SJ սխառեմում ջերմահաղորդական գործակիցն արտահայտվում է

$\frac{1}{\text{մ. վրկ. աստ}}$

միավորներով, իսկ CGS սխառեմում՝

էրդ — -Ներսիս: Տեխնիկայում այն հաճախ արտահայտում են
 ում. վրկ. առտ
 — կօ — -Ներսիս:
 մ. ժամ. առտ

Ստացիոնար պայմաններում դադի միջով միավոր ժամանակում հոսած ջերմության Q քանակությունը այն, ակնհայտաբար, հավասար է էներգիայի աղբյուրի նդրությունը, որի հաշվին պահպանվում է ջերմաստիճանի տրված գրադիենտը: Ջերմահաղորդության գործակցի փորձնական որոշման ժամանակ (տես ստորև) հենց այդ հզորությունն է (սովորաբար էլիկտրական) չափման ենթակա:

Այն պեպքերում, երբ գազը, որում դոշություն ունի ջերմաստիճանի գրադիենտ, թողնված է ինքն իրեն, ալսինքն՝ նրան գրսից էներգիա չի հաղորդում. ջերմահաղորդությունը հանդուս է ջերմաստիճանի հավասարեցմանը: Ակզրում մենք կքննարկենք ալսպիսի ոչ ստացիոնար ջերմահաղորդություն: Ինչպիս մենք կտեսնենք, ջերմաստիճանի հավասարեցման օրենքը շատ բանով հիշեցնում է դիֆուզիայի միջոցով կոնցենտրացիայի հավասարեցման պրոցեսը:

Ոչ սաացիոնար քերմահաղորդություն: Դիտենք դարձյալ երկու անոթ I և II (տես նկ. 3.8), որոնց ծավալները համապատասխանաբար հավասար են V_1 և V_2 , բայց ալծմ լցված են ըստ բաղադրության համասեու գազով, և երկու անոթներում էլ ճնշումը նույնն է: Անոթները միացված են I երկարության և լայնական կտրվածքի S մակերես ունեցող խողովակով: Դիցուք, ժամանակի որեէ պահին գազի ջերմաստիճանները անոթներում հավասար են T_1 և T_2 և որոշակիության համար ընդունենք, որ $T_1 > T_2$:

Եթե գազը թողնվի ինքն իրեն, ապա ջերմահաղորդության հետեվանքով գազի ջերմաստիճանները երկու անոթներում էլ կհավասարվեն. ալսինքն՝ ջերմաստիճանները

$$\Delta T = T_1 - T_2$$

տարբերությունը ժամանակի ընթացքում կնվազի: Այս պրոցեսը կարելի էր անվանել «ջերմաստիճանի դիֆուզիա»: Այստեղ, ի դեպ, տեղի ունի նաև սովորական իմաստով դիֆուզիա: Չէ՞ որ եթե գազի ջերմաստիճանը անոթներից մեկում ալելի բարձր է, քան մյուսում, ապա դա նշանակում է, որ այն անոթում, որտեղ ջերմաստիճանն ալելի բարձր է, կան ալելի շատ «արագ» մոլեկուլներ, քան մյուս անոթում, որովհետեւ ջերմաստիճանը որոշվում է մոլեկուլների միջին կինետիկ էներգիայով, իսկ նա ալնքան ալելի մեծ է, ինչքան ալելի շատ են մեծ արագություն ունեցող մոլեկուլները: Ջերմահաղորդության պրոցեսում տեղի է ունենում, իհարկե, ալդ ալելի արագ մասնիկների դի-

ֆուլիա, և այն կարնսր զեր է խաղում ջերմաստիճանային մեխանիզմում:

Այժմ գտնենք ժամանակի ընթացքում ջերմաստիճանների տարբերության նվազման օրենքը: (3.19) բանաձևի համաձայն ջերմության հոսքը խողովակի միջով որոշվում է

$$Q = - \kappa \frac{dT}{dx}$$

հավասարումով:

Դատողությունների պարզության համար Լնթադրենք, թե միացնող խողովակի երկարությամբ ջերմաստիճանը փոխվում է հավասարաչափ, այնպես, որ երկարության ամեն մի միավորին ընկնում է ջերմաստիճանների միևնույն տարբերությունը: Այն ժամանակ անհրաժեշտություն չկա օգտվելու անվերջ փոքր մեծություններից և կարելի է գրել, որ

$$\frac{dT}{dx} = \frac{\Delta T}{l}$$

և

$$Q = - \kappa \frac{\Delta T}{l},$$

Անվերջ փոքր dt ժամանակամիջոցում I անոթից II անոթը խողովակի միջով կանցնի ջերմության մի քանակ, որը հավասար է.

$$dQ = - \kappa \frac{\Delta T}{l} S dt, \quad (3.20)$$

Դրա հետևանքով գազի ջերմաստիճանը I անոթում կփոքրանա որ և է dT_1 մեծությամբ, իսկ II անոթում կբարձրանա dT_2 մեծությամբ: Թե ինչքանով հատկապես կբարձրանա ջերմաստիճանը II անոթում և կփոքրանա I անոթում, կախում ունի գազի C ջերմունակությունից, որը հավասար է գազի տեսակարար c_v ջերմունակության և նրա m մասսայի արտադրյալին: Ջերմության քանակի և ջերմաստիճանի փոփոխության՝ մեզ արդեն հայտնի առնչություններից պարզ է, որ

$$dT_1 = \frac{dQ}{m_1 c_v},$$

$$dT_2 = \frac{dQ}{m_2 c_v},$$

որտեղ m_1 -ը և m_2 -ը համապատասխանաբար գազի մասսաներն են I և II անոթներում. dT_1 -ը և dT_2 -ը ջերմաստիճանների փոփոխությունների

բացարձակ արժեքներն են: Եթե գաղի խտությունն անոթներում հասար և ρ , ապա

$$m_1 = \rho V_1,$$

$$m_2 = \rho V_2$$

և, հետևաբար՝

$$dT_1 = \frac{dQ}{\rho V_1 c_v},$$

$$dT_2 = \frac{dQ}{\rho V_2 c_v},$$

Ջերմաստիճանի փոքրացումը I անոթում dT_1 -ով և II անոթի ջերմաստիճանի մեծացումը dT_2 -ով հանգում է նրանց միջև ջերմաստիճանների տարբերության փոքրացմանը

$$d(\Delta T) = dT_1 + dT_2 = \frac{dQ}{\rho c_v} \left(\frac{1}{V_1} + \frac{1}{V_2} \right) = \frac{dQ}{\rho c_v} \frac{V_1 + V_2}{V_1 \cdot V_2}$$

մեծության չափով:

Տեղադրելով dQ -ի արժեքը (3.20)-ից, կստանանք՝

$$d(\Delta T) = - \frac{\kappa \Delta T}{l \rho c_v} \frac{V_1 + V_2}{V_1 \cdot V_2} dt,$$

Առաջվա նման $\frac{V_1 V_2}{V_1 + V_2}$ բերված ժամալը նշանակենք V_0 -ով: Ինչն ժամանակ՝

$$d(\Delta T) = - \frac{\kappa \Delta T}{l \rho c_v V_0} dt$$

կամ

$$\frac{d(\Delta T)}{\Delta T} = - \frac{\kappa S}{l \rho c_v V_0} dt,$$

Ինտեգրելով այս հավասարումը, ստանում ենք՝

$$\ln \Delta T = - \frac{\kappa S}{l \rho c_v V_0} t + \ln A, \quad (3.21)$$

որտեղ A -ն ինտեգրման հաստատունն է: Նա կարող է հեշտությամբ որոշվել ելնելով այն նկատառումներից, որ ջերմաստիճանների տարբերությունը սկզբնական մոմենտում, այսինքն երբ $t = 0$, հավասար է 202

$(\Delta T)_0$: (3.21)-ի մեջ տեղադրելով $t = 0$ և $\Delta T = (\Delta T)_0$ կոտանանք, որ $A = (\Delta T)_0$ և, հետևաբար՝

$$\Delta T = (\Delta T)_0 e^{-\frac{\gamma S}{v_0 \sqrt{1 - \beta^2}}} \quad (3.22)$$

(3.22) հավասարումն արտահայտում է ջերմահաղորդական միջոցով ժամանակի ընթացքում ջերմաստիճանի հավասարեցման մեկ հետաքրքրույթ օրենքը: Այդ օրենքը լիովին համահման է դիֆուզիայի միջոցով կոնցենտրացիայի հավասարեցման օրենքին՝ (3.11): Երկու դեպքում էլ հավասարեցումը տեղի է տնկնում էքսպոնենցիալ օրենքով:

Եթե համեմատենք (3.22)-ը (3.11)-ի հետ՝

$$\Delta n = (\Delta n)_0 e^{-D \frac{S}{v_0 d}}$$

ապա կտեսնենք, որ երկու հավասարումների աջ մասերում էքսպոնենցիալ բազմապատկիչները համընկնում են, եթե ընդունենք՝

$$\frac{\kappa}{\gamma c v} = D$$

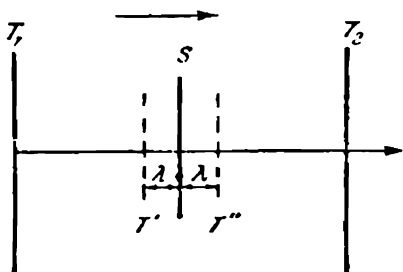
Դա նշանակում է, որ $\kappa/\gamma c v$ արտահայտությունը հանդիսանում է «ջերմաստիճանի դիֆուզիայի» գործակիցը: $\kappa/\gamma c v$ մեծությունը, որ կախում ունի գազի հատկություններից, բնութագրում է ջերմաստիճանի հավասարեցման արագությունը: Այդ ստանդարտ աղ մեծությունը ըստացել է զազի (կամ ցանկացած այլ մարմնի) ջերմատարիճուճահաղորդույթան գործակից անունը: S/V_0 բազմապատկիչը զոտու երկրաչափական մեծություն է և բնութագրում է միայն սարքավորումը:

Դժվար չէ համոզվել, որ ջերմաստիճանահաղորդական զործակիցը ալնպես, ինչպես և դիֆուզիայի գործակիցը, արտահայտվում է $\frac{v d^2}{\gamma S}$ -ներով: Ալնպես, ինչպես և դիֆուզիան քննարկելիս, մոցնենք v ջերմահաղորդական ժամանակի հատատու ուր՝

$$\tau = \frac{\gamma c v}{\kappa} \frac{V_0}{S}$$

Դա ալն ժամանակամիջոցն է, որի ընթացքում երկու ծալալների միջև գազի ջերմահաղորդական հտուանքով ջերմաստիճանների տարբերությունը փոքրանում է Ե անգամ (Ե-ն բնական լոգարիթմների հիմքն է):

Սառցիոճար ջերմահաղորդություն: Ջերմահաղորդությամբ զու-
ծակցի հաշվումը: Դազային մոլեկուլների ջերմային շարժման հե-
տևանքով զազով լցված ծավալի սմեն մի կտրվածքի միջով անցնում
են մոլեկուլներ: Դիտենք, ինչպես դա անում էինք ավելի վաղ, որևէ
S մակերես (նկ. 3.13), որն ուղղահայաց է X առանցքին, որի ուղղու-
թյամբ պահպանվում է ջերմաստիճանների հաստատուն տարբերու-
թյուն (պրոցեսը սառցիոճար է): Լնդունենք, որ T_1 ջերմաստիճանն



նկ. 3.13

ավելի մեծ է, քան T_2 -ը:

S մակերեսի միջով մոլե-
կուլներ են անցնում ինչպես ծա-
խից աչ, ալնպես էլ աչից ծախ,
և եթե գազի ճնշումը բոլոր կե-
անքում միևնույնն է, ապա 1
վրկ-ում S մակերեսի մեկ միա-
վորը աչից և ծախից հատող մո-
լեկուլների թիվը, ակներևաբար,
նույնն է: Բայց ծախից շարժվող
մոլեկուլները իրենց հետ ավելի

մեծ էներգիա են տանում, քան մակերեսին աչից մոտեցող մոլեկուլ-
ները, որովհետև առաջինները զալիս են ավելի բարձր ջերմաստիճան
ունեցող մասից: Այդ պատճառով առաջանում է ջերմություն հոսք
(ծախից աչ), որը հավասար է ծախից և աչից մոլեկուլների կողմից
փոխադրվող էներգիաների տարբերությանը:

Կարելի է, ակներևաբար, առաջվա նման ընդունել, որ ծախից աչ
1 վրկ-ի ընթացքում մակերեսի 1 սմ²-ը հատող մոլեկուլների N_1 թիվը
հավասար է $\frac{1}{6} n \bar{c}$, ձիշտ նույնպես աչից ծախ անցնում են N_2 մո-

լեկուլներ, որտեղ $N_2 = \frac{1}{6} n \bar{c}$, Այստեղ $\bar{c}$ -ն մոլեկուլների ջերմային

շարժման միջին արագությունն է, Ուր՝ մոլեկուլների թիվը միավոր
ծավալում: Ինչպես հենց նոր նշվեց, մոլեկուլների N_1 և N_2 թվերը
նույնն են, բայց նրանք տարբեր էներգիաներ են կրում: Գտնենք
ալծամ ալդ էներգիաները: S մակերեսին ծախից մոտեցող մոլեկուլ-
ները զալիս են նրա մոտ ալն էներգիալով, որ նրանք ունենին մակե-
րեսին հասնելուց առաջ վերջին բախումից հետո:

Տարբեր մոլեկուլների ազատ վազքի երկարությունը տարբեր է,
սակալն համեմատաբար կուլիտ զնահատման համար կարելի է ընդու-
նել, որ S մակերեսին մոտեցող բոլոր մոլեկուլները վերջին անգամ
բախվել են մակերեսից ազատ վազքի λ երկարությամբ հավասար հե-
ռավորության վրա: Դրան համապատասխան կարելի է համարել, որ

ձախից մակերևսին մոտեցող մոլեկուլներն ունեն U_1 միջին էներգիա, որը համապատասխանում է S մակերևսից դեպի ձախ λ հեռավորության վրա գտնվող կետի T' ջերմաստիճանին:

Այդ մոլեկուլների կողմից 1 վրկ-ի ընթացքում մակերևսի 1 սմ²-ին բերվող էներգիայի քանակը հավասար է

$$Q_1 = \frac{1}{6} \bar{n} U_1,$$

Նմանապես, աջից եկող մոլեկուլների բերած էներգիայի քանակը՝

$$Q_2 = \frac{1}{6} \bar{n} U_2,$$

որտեղ U_2 -ը մակերևսից դեպի աջ λ հեռավորության վրա գտնվող կետի T'' ջերմաստիճանին համապատասխանող մոլեկուլների էներգիան է: Հետևաբար, մակերևսի 1 սմ²-ի միջով 1 վրկ-ի ընթացքում անցնող վերջնական էներգիայի քանակը հավասար է

$$Q = Q_1 + Q_2 = \frac{1}{6} \bar{n} (U_1 + U_2),$$

որտեղ U_1 -ը և U_2 -ը մեկ մոլեկուլի էներգիայի միջին արժեքներն են, որ համապատասխանում են իրարից 2 λ հեռավորության վրա գտնվող կետերի T' և T'' ջերմաստիճաններին:

Մի մոլեկուլի U միջին էներգիան համեմատական է ջերմաստիճանին և այն կարելի է արտահայտել գազի C_V ջերմունակության միջոցով:

Իրոք, մոլեկուլի միջին էներգիան հավասար է $\frac{i}{2} kT$, որտեղ i -ն ադատության աստիճանների թիվն է: Մյուս կողմից, գազի մոլային ջերմունակությունը՝ $C_V = \frac{i}{2} R = \frac{i}{2} kN_0$, որտեղ N_0 -ն Ավոգադրոյի թիվն է: Հետևաբար՝

$$U = \frac{i}{2} kT = \frac{C_V}{N_0} T,$$

Q -ի արտահայտությունը այդ պատճառով կարելի է արտահայտել հետևյալ տեսքով՝

$$Q = \frac{1}{6} \bar{n} \frac{C_V}{N_0} (T' + T''),$$

Մակերևսի երկու կողմերում, նրանից λ հեռավորության վրա գտնվող կետերի միջև ջերմաստիճանների $T' - T''$ տարբերությունը

դժվար չէ որոշել ելնելով ջերմաստիճանի գրադիենտի արժեքից: Եթե ջերմաստիճանի գրադիենտը S մակերեսի մոտ հավասար է dT/dx , ապա $T' - T'' = -2\lambda \frac{dT}{dx}$, քանի որ dT/dx -ը ջերմաստիճանի փոփոխությունն է միավոր երկարության վրա: Մինչև նշանը ցույց է տալիս, որ x -ի աճմանը համապատասխանում է T -ի նվազում:

Այստեղից

$$Q = -\frac{1}{3} n\bar{c}\lambda \frac{C_V}{N_0} \frac{dT}{dx}, \quad (3.23)$$

Համեմատելով (3.23)-ը (3.19)-ի հետ, ջերմահաղորդության գործակցի համար ստանում ենք՝

$$\kappa = \frac{1}{3} n\bar{c}\lambda \frac{C_V}{N_0}, \quad (3.24)$$

Եթե հաշվի առնենք, որ $C_V = \mu C_V$, որտեղ C_V -ն տեսակարար ջերմունակությունն է, μ -ն՝ մոլեկուլյար կշիռը, և $\frac{\mu}{N_0} = m$ մի մոլեկուլի մասսան է, ապա (3.24) բանաձևը կարելի է արտագրել հետևյալ տեսքով.

$$\kappa = \frac{1}{3} mn\bar{c}\lambda C_V = \frac{1}{3} \rho \bar{c}\lambda C_V, \quad (3.25)$$

որտեղ ρ -ն գազի խտությունն է, որը հավասար է $m n$ (մոլեկուլի մասսայի և միավոր ծավալում մոլեկուլների թվի արտադրյալը):

(3.24) և (3.25) արտահայտությունները տալիս են գազի ջերմահաղորդական գործակցի մոտավոր արժեքը թվային $1/3$ բազմապատկիչի ճշտությամբ, որի մեծությունը կախում ունի հաշվման ժամանակ մեր կատարած ենթադրություններից: Այդ բազմապատկիչի ճիշտ հաշվումը մեծ դժվարություն է ներկայացնում:

Ջերմահաղորդության գործակցի կախումը ճնշումից և ջերմաստիճանից: Հենց նոր ստացված (3.24) և (3.25) բանաձևերը թույլ են տալիս դատելու այն մասին, թե ջերմահաղորդական գործակիցը ինչպիսի կախում ունի գազի ճնշումից և ջերմաստիճանից:

(3.24) և (3.25) բանաձևերի մեջ մտնող մեծություններից միայն միավոր ծավալում մոլեկուլների n թիվը և ազատ վազքի λ երկարությունը կախում ունեն ճնշումից: Բայց այդ երկու մեծություններից առաջինը ուղիղ համեմատական է, իսկ երկրորդը հակադարձ համեմատական է գազի ճնշմանը: Դրանից բխում է այն խիստ կարևոր եզրակացության, որ գազերի ջերմահաղորդական գործակիցը կախում չունի ճնշումից:

Ուռաշին հալացքից արտասովոր ալս կպրակացությունը, սակայն, ղերպանց համաձայնության մեջ է գտնվում փորձնական տվյալների հետ, որոնք ցույց են տալիս, որ գազի ճնշումը լալն միջակայքում փոփոխվելիս ջերմահաղորդության գործակիցը մնում է անփոփոխ, եւ միայն ամենափոքր ճնշումների ղեպքում ջերմահաղորդության գործակիցն սկսում է փոքրանալ ճնշման ցածրացման հետ: Ինչպես մենք կանենք ստորև, ալդ հանգամանքը ոչ մի չափով չի հակասում ջերմահաղորդության մեխանիզմի մասին վերը շարադրված պատկերացումներին:

Ինչ վերաբերվում է ջերմաստիճանից եղած կախմանը, ապա (3.25) բանաձևից հետևում է, որ ջերմահաղորդության գործակիցը՝ համեմատական լինելով մոլեկուլների ջերմալին շարժման միջին արագությանը, պետք է փոխվի ջերմաստիճանի փոփոխությունից կախված ալնպես. ինչպես փոխվում է $\bar{c}_v$, ալսինքն՝ $\sqrt{T}$ -ին համեմատական:

Իրականում ջերմահաղորդության գործակիցը, ինչպես ցույց է տալիս փորձը, ջերմաստիճանից կախված աճում է որոշ չափով ալելի արագ, քան $\sqrt{T}$ -ն:

Ալդ բանը պետք էր սպասել, որովհետև ջերմահաղորդության գործակիցը համեմատական է, բացի դրանից, նաև ապատ վազքի միջին երկարությանը: Ալդ մեծությունը, ինչպես նշվել է, նույնպես աճում է ջերմաստիճանի հետ: Բազմատոմանի գազերի համար անհրաժեշտ է հաշվի առնել նաև ջերմունակության աճը ջերմաստիճանի աճմանը զուգընթաց:

Ազատ վազքի երկարության աճելը ջերմաստիճանի աճման հետ կապված է, ինչպես մենք գիտենք, ալն բանի հետ, որ մոլեկուլները չի կարելի դիտել որպես պինդ գնդիկներ: Ջերմաստիճանի հետ ջերմահաղորդության գործակցի ալելի արագ աճելը, քան $\sqrt{T}$ օրենքով, որ հալսնարելվում է փորձով, հանդիսանում է ալդ բանի հաստատումը:

Ջերմահաղորդության գործակիցը և մոլեկուլների չափերը: (3.24) հավասարումը կարելի է ձևափոխել, եթե նրա մեջ λ -ի փոխարեն տեղադրվի նրա արժեքը (3.3) բանաձևից: Ալդ ղեպքում ջերմահաղորդության գործակցի արտահալսությունը կստանա՝

$$\kappa = \frac{\bar{c}_v}{3 \sqrt{2} n_0}$$

տեսքը, որտեղ $\sigma = 4\pi r_0^2$:

$\bar{c}_v$ և C_v մեծությունները սովորաբար հալսնի են ալլ աղբյուրներից: Ալդ պատճառով բերված բանաձևը կարող է ծառայել յ լալնական

կտրվածքի կամ մոլեկուլի շառավղի ղեհանաժաման համար, եթե չափված է ջերմահաղորդության գործակցի արժեքը:

Այսպես, օրինակ, չափումների ավյալների հիման վրա թիվածնի ջերմահաղորդության գործակիցը $0\text{ }^{\circ}\text{C}$ -ում հավասար է $5,73 \cdot 10^{-5}$ կալ/սմ. վրկ. առա: Այստեղից, օգտվելով մեղ արդեն հայտնի՝ C -ի և C_{λ} -ի արժեքներից, կստանանք

$$\sigma = \frac{\bar{c} C_{\lambda}}{3 \sqrt{2\pi} N_0} \cong \frac{5 \cdot 10^{15} \cdot 5}{3 \cdot 1,4 \cdot 5,73 \cdot 10^{-5} \cdot 6,02 \cdot 10^{23}} \cong 1,7 \cdot 10^{-15} \text{ սմ}^2:$$

Այստեղից մոլեկուլի շառավիղը

$$r = \sqrt{\frac{\sigma}{4\pi}} \cong 1,4 \cdot 10^{-8} \text{ սմ}:$$

Գազերի մեծամասնության մոլեկուլների չափերը միևնույն կարգի մեծություններ են, ինչպես դա երևում է աղյուսակ 6-ից (մ՝ մոլեկուլների արամադիծն է):

Աղյուսակ 6

Աղյուսակ 7

Մի բանի գազերի մոլեկուլների չափերը

Մի բանի գազերի ջերմահաղորդության գործակիցները

Գազի անունը	$d \cdot 10^8$, սմ
Ջրածին	2,74
Հելիում	2,18
Ազոտ	3,75
Թթվածին	3,61
Արգոն	3,64

Գազի անունը	$\kappa \cdot 10^4$, կալ/սմ.վրկ.առա.
Ջրածին	4,2
Հելիում	3,4
Թթվածին	0,57
Ածխածնի գազ	0,34

Այսպիսով, ջերմահաղորդության գործակցի ($3,25$) արտահայտության մեջ մտնող մեծություններից C_{λ} -ն և κ -ն մոտավորապես նույնն են բոլոր իդեալական գազերի համար: Այդ պատճառով ջերմահաղորդության գործակիցների արժեքների տարբերությունը կարող է բացատրվել միայն մոլեկուլների $\bar{c}$ միջին արագության արժեքների տարբերությամբ: Քանի որ մոլեկուլների արագությունը տվյալ ջերմաստիճանում կախում ունի նրանց մասսայից, ապա պետք է սպասել, որ թեթև գազերի համար, որոնց մոլեկուլներն ունեն ջերմային շարժման ավելի մեծ արագություն, ջերմահաղորդության գործակիցը պետք

է ավելի մեծ լինի, քան ծանր գազերինը: Այդ բանը լավ հաստատում է փորձով, ինչպես դա երևում է աղյուսակ 7-ից, որտեղ բերված են ջերմահաղորդական գործակիցների փորձնական ավալները:

Ջրածինը իր լավ ջերմահաղորդական շնորհիվ ոգտագործվում է զանազան արդյունաբերական ագրեգատների հովացման համար այն դեպքերում, երբ ջրային հովացումն այս կամ այն պատճառներով անթույլատրելի է, օրինակ, խոշոր տուրբոդեներատորներում:

Եթե գազի մոլեկուլների չափերը հալանի են որևէ այլ չափումներից, ապա ջերմահաղորդական չափումը թույլ է տալիս որոշելու օ-ի արժեքները: Մոլեկուլների չափերը կարելի է հաշվել, իհարկե, փոխանցման այլ գործակիցներից ելնելով:

Ջերմահաղորդության գործակցի չափումը: Գազերի ջերմահաղորդական փորձնական ուսումնասիրությունը դժվարանում է սովորաբար նրանով, որ ջերմության փոխանցումը գազում կարող է տեղի ունենալ ոչ միայն վերը նկարագրված ջերմահաղորդական մեխանիզմով, այլև այսպես կոչված ազատ կոնվեկցիայով, որը հեշտությամբ առաջանում է գազի մեջ: Կոնվեկցիան ջերմության փոխանցումն է ծանրության ուժի ազդեցության տակ՝ ջերմաստիճանների տարբերության առկայության դեպքում գազի մասսայի տեղափոխման հետ միասին: Կոնվեկցիան ինչպես և ջերմահաղորդականությունը, ձգտում է հավասարեցնել ջերմաստիճանները գազի մեջ, այդ պատճառով փորձի ժամանակ ջերմափոխանցման այդ երկու մեխանիզմներն իրարից տարբերելը դժվար է, և ջերմահաղորդությունը չափելիս անհրաժեշտ է ապահովել այնպիսի պայմաններ, որոնց դեպքում կոնվեկցիա չի կարող առաջանալ: Գազերի ջերմահաղորդական գործակցի չափման ամենատարածված եղանակներից մեկը հետևյալն է (Շլեյերմախեր, 1888 թ.):

Հետազոտվող գազով լցնում են T_1 և T_2 շառավիղներ ունեցող երկու համառանցք գլանների միջև եղած տարածությունը (նկ. 3.14): Գլաններից մեկը, համարյա միշտ ներքինը, տաքացվում է էլեկտրական վառարանով, որը ծախսում է W հզորություն, իսկ մյուսը սառեցվում է այնպես, որ նրա T_2 ջերմաստիճանը միշտ մնա հաստատուն:

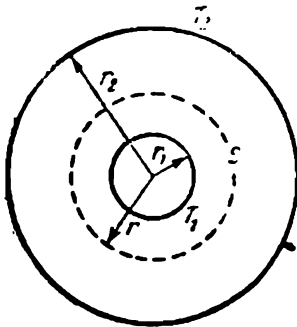
Մասնավորապես, որպես ներքին գլան պարզապես կարող է ծառայել բարակ մետաղալարը, որի միջով բաց է թողնվում էլեկտրական հոսանք, այնպես որ ինքն էլ ծառայում է որպես ջեռուցիչ (նկ. 3.15):

Ջեռուցչի միացումից որոշ ժամանակ հետո հաստատվում է ստացիոնար վիճակ, որի ժամանակ ներքին տաքացվող գլանի T_1 ջերմաստիճանը նույնպես դառնում է հաստատուն: Դրանով իսկ ներքին և արտաքին գլանների միջև հաստատվում է ջերմաստիճանների T_1 — T_2

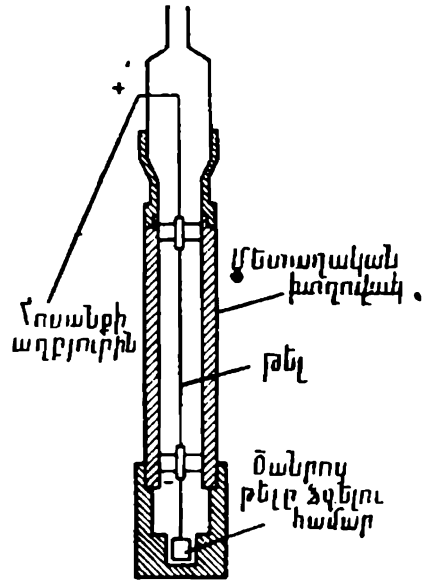
հաստատուն տարբերություն: Ջերմաստիճանների այդ տարբերության մեծությունը կախում ունի զազի ջերմահաղորդությունից: Դժվար չէ գտնել այդ կախումը:

Եթե գլանի բարձրությունը հավասար է h -ի (կոնվեկցիայի հետ կապված սխալից խուսափելու համար սարքը պետք է տեղակայել ուղիվածից դիրքով), ապա ջերմության քանակը, որ 1 վրկ-ի ընթացքում հոսում է r շառավղի ունեցող ցանկադեղ S գլանալիճ կտրվածքի միջով ($S = 2\pi rh$) որոշվում է

$$Q = - \kappa \frac{dT}{dr} S$$



Նկ. 3.14



Նկ. 3.15

հավասարումով, որտեղ dT/dr -ը ջերմաստիճանի գրադիենտն է գլանի շառավղի ուղղությամբ: Եթե գլանի բարձրությունը բավականաչափ մեծ է շառավղի համեմատությամբ, ապա ջերմաստիճանը գլանի առանցքի ուղղությամբ կարելի է համարել ամենուրեք նույնը:

Ստացիոնար վիճակում $Q = W$: Հետևաբար,

$$W = - 2\pi r h \kappa \frac{dT}{dr},$$

որտեղից

$$\frac{dT}{dr} = - \frac{W}{2\pi r h} \frac{1}{r}$$

կամ

$$dT = - \frac{W}{2\pi r h} \frac{dr}{r},$$

$$T = - \frac{W}{2\pi\kappa h} \ln r + C.$$

որակի C -ն ինտեգրման հաստատունն է, որը կարելի է գտնել այն պայմանից, որ երբ $r = r_1$, $T = T_1$, իսկ երբ $r = r_2$, $T = T_2$, այսինքն

$$T_1 = - \frac{W}{2\pi\kappa h} \ln r_1 + C,$$

$$T_2 = - \frac{W}{2\pi\kappa h} \ln r_2 + C$$

և

$$T_1 - T_2 = \frac{W}{2\pi\kappa h} \ln \frac{r_2}{r_1}, \quad (3.26)$$

Այսպիսով, տաքացվող գլանի հաստատված ջերմաստիճանը հավասար է

$$T_1 = T_2 + \frac{W}{2\pi\kappa h} \ln \frac{r_2}{r_1}.$$

Չափելով T_1 և T_2 ջերմաստիճանները և իմանալով սարքի երկրաչափական չափերն ու ջեռուցիչի հզորությունը, կարելի է հաշվել ջերմահաղորդչության գործակիցը՝

$$\kappa = \frac{W}{2\pi h(T_1 - T_2)} \ln \frac{r_2}{r_1},$$

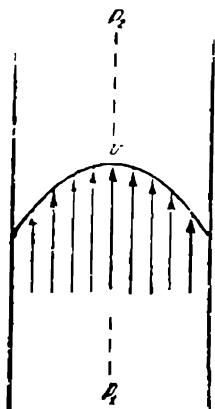
Որպեսզի (3.26) բանաձևով հաշվված ջերմահաղորդչության գործակիցն արտահայտվի կալ/սմ·վրկ·աստ-ներով, W -ն պետք է արտահայտվի կալ/վրկ-ներով, իսկ r_1 , r_2 և h ՝ սմ-ներով:

§ 8. Գազերի մածուցիկությունը (ներքին շփում)

Գազերի մածուցիկությունը (նույնը վերաբերում է նաև հեղուկներին) այն հատկությունն է, որի շնորհիվ հավասարվում են զազի տարբեր շերտերի շարժման արագությունները: Այդ հատկությանն ենք մենք պարտական, օրինակ, որ քամին կամ փոթորիկը ժամանակի ընթացքում հանդարտվում են: Գազի հարեան շերտերի արագությունների հավասարեցումը, եթե նրանք տարբեր են, կատարվում է շնորհիվ այն բանի, որ ավելի մեծ շարժման արագություն ունեցող գազի շերտից իմպուլս (շարժման քանակ) է փոխանցվում ավելի փոքր արագությամբ շարժվող շերտին:

Եթե գազի տարբեր շերտերի շարժման արագությունների տար-

րևությունը արտաքին ուժերի միջոցով պահպանվում է հաստատուն, ապա և իմպուլսի հոսքը մի շերտից մյուսը կլինի հաստատուն (ստացիոնար), բնդ որում այդ հոսքն ուղղված կլինի արագության ուղղությամբ: Այդպիսի դեպքի, օրինակ, մենք հանդիպում ենք գազի (կամ հեղուկի) դանդաղ հոսանքի դեպքում երկու թիթեղների միջև կամ խողովակում՝ շարժման ուղղությամբ ուղղված ճնշումների հաստատուն արտաքին սարքերության ազդեցության տակ:



Նկ. 3.16

Հայտնի է, որ խողովակի միջով գազը հոսելիս սարքեր շերտերի արագությունները բաշխված են ափսոսա, ինչպես այդ ցույց է արված 3.16-րդ նկարում, որտեղ սլաքները գազի շարժման արագության վեկտորներն են: Ամենամեծ արագությունը դիտվում է խողովակի միջին՝ առանցքին հարող մասում, պատերին մոտենալուն զուգընթաց արագությունը փոքրանում է, իսկ անմիջականորեն խողովակի պատերին հարող շերտը գտնվում է հանգստի վիճակում:

Այսպիսի հոսանքի դեպքում տեղի է ունենում իմպուլսի փոխանցում գազի կենտրոնական շերտից, որտեղ արագությունն ամենամեծն է, դեպի ափսոս փոքր արագությամբ շարժվող շերտերը: Քանի որ այդ պրոցեսը կապված է շարժման քանակի փոփոխության հետ, ապա գազը իրեն պահում է ափսոս, կարծեք թե նրա վրա ազդում է ինչ-որ ուժ (ներքին շփման ուժ):

Քանակապես իմպուլսի փոխանցումը կարող է նկարագրվել նույն ձևով, ինչպես որ մենք նկարագրեցինք էներգիայի փոխանցումը ջրամահողորդության պրոցեսում:

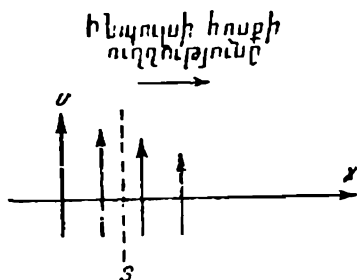
Դիցուք գազի շարժման արագության փոփոխությունը տեղի է ունենում X առանցքի ուղղությամբ, որը տվյալ դեպքում ուղղահայաց է գազի շարժման արագության ուղղությանը (նկ. 3.17):

X առանցքին ուղղահայաց ուղղությամբ բոլոր կետերում շարժման արագությունը նույնն է: Դա նշանակում է, որ U արագությունը միայն x -ի ֆունկցիա է: Այդ ժամանակ, ինչպես ցույց է տալիս փորձը, 1 վրկ-ում X առանցքին ուղղահայաց 1 սմ² կտրվածքի միջով փոխանցվող շարժման L քանակը որոշվում է հետևյալ հավասարումով՝

$$L = -\eta \frac{dv}{dx}, \quad (3.27)$$

որտեղ dv/dx -ը արագության գրադիենտն է X առանցքի ուղղությամբ,

որը բնութագրում է արագության փոփոխությունը արագությունը այդ տառանցքի ուղղությամբ (արագության փոփոխությունը յուրաքանչյուր միավոր երկարության վրա): Բացասական նշանը ցույց է տալիս, որ իմպուլսը փոխանցվում է արագության փոքրացման ուղղությամբ: Վ գործակիցը կոչվում է մածուցիկության գործակից կամ զազի ներքին շփման գործակից, և այնպես, ինչպես դիֆուզիայի և ջերմահաղորդական գործակիցները, կախում ունի զազի հատկություններից: Երբեմն (3.27) հավասարումով սահմանված γ գործակիցը անվանում են դինամիկական մածուցիկության գործակից, ի տարբերություն կինեմատիկական մածուցիկության գործակցի, որը հավասար է γ_0 հարաբերությանը, որտեղ ρ -ն գազի խտությունն է (այդ մեծության մասին տես սուրբ):



Նկ. 3.17

Մածուցիկության գործակցի ֆիզիկական իմաստը հետևյալն է. նա թվապես հավասար է այն շարժման քանակին, որը փոխանցվում է միավոր ժամանակում (1 վրկ) 1 սմ² մակերեսի միջով, երբ արագության գրադիենտը (մակերեսին ուղղահայաց ուղղությամբ) մեկ միավոր է (1 սմ/վրկ 1 սմ երկարության վրա):

Որպես մածուցիկության միավոր SI սխտեմում ընդունված է այնպիսի նյութի (գազի) մածուցիկության գործակիցը, որի մեջ արագության մեկ միավորի (1 վրկ⁻¹) հավասար գրադիենտի դեպքում 1 սմ² մակերեսի միջով փոխանցվում է 1 կգ·սմ/վրկ շարժման քանակ 1 վրկ-ի ընթացքում: Ուրեմն, մածուցիկության գործակիցը չափվում է կգ/սմ·վրկ միավորներով: CGS սխտեմում մածուցիկության գործակիցը չափվում է գ·սմ·վրկ միավորներով: Այդ միավորը կոչվում է պուլազ: Կինեմատիկական մածուցիկության գործակիցը չափվում է համապատասխանաբար սմ²/վրկ և սմ²/վրկ միավորներով: սմ²/վրկ միավորը կոչվում է ստոքս:

Մի շերտից մյուսը իմպուլսի փոխանցման ժամանակ տեղի է ունենում այդ շերտերի իմպուլսների փոփոխություն (մեծացում կամ փոքրացում): Դա նշանակում է, որ շերտերից յուրաքանչյուրի վրա ազդում է մի ուժ, որը հավասար է իմպուլսի փոփոխությանը միավոր ժամանակում (նյութի երկրորդ օրենքը): Չէ՞ որ L-ը (3.27) հավասարման մեջ իմպուլսի փոխանցումն է միավոր ժամանակում: Հետևաբար, մածուցիկությունը հանգեցնում է նրան, որ գազի ցանկացած շերտը, որը շարժվում է հարևան շերտի նկատմամբ, կրում է ինչ-որ տիպի ազդեցություն:

Այդ տժր ոչ ալլ ինչ է, եթև ոչ տարրեր արագություններով շարժվող գազի շերտերի միջև առաջացող շփման տժր: Այստեղից էլ գալիս է ճեկքի շփում անվանումը: Այդ պատճառով (3.27) հավասարումը պետք է գրել նետեյալ տեսքով՝

$$F = \eta \frac{dv}{dz}, \quad (3.27a)$$

որտեղ F -ը գազի երկու հարևան շերտերը բաժանող մակերևույթի 1 սմ^2 -ի վրա ազդող ուժն է: Մածուցիկության գործակիցը թվապես հավասար է 1 սմ^2 -ի վրա ազդող ուժին՝ արագության միավոր դրադիենտի դեպքում: Մածուցիկության գործակիցը CGS սխեմում ավմ պետք է սահմանել որպես այնպիսի գազի մածուցիկության գործակից, որի մեջ արագության $1 \text{ սմ/վրկ} \cdot \text{սմ}$ (1 վրկ^{-1}) գրադիենտի դեպքում 1 սմ^2 -ի վրա ազդում է 1 դին ուժ: Հումապատասխանաբար մածուցիկության միավորը SI սխեմում սահմանվում է որպես այնպիսի գազի մածուցիկության գործակից, որի մեջ արագության $1 \text{ մ/վրկ} \cdot \text{մ}$ (1 վրկ^{-1}) գրադիենտի դեպքում 1 մ^2 -ի վրա ազդում է 1 ն-ի հավասար ուժ:

Ներքին շփումն է պատճառը, որ խողովակի միջով գազի (կամ նեղուկի) հոսելու համար պահանջվում է ճնշումների որոշ տարբերություն: Որպեսզի հոսքի արագությունն ունենա որևէ տված արժեք, ճնշումների այդ տարբերությունը պետք է այնքան ուկելի մեծ լինի, որքան մեծ է ներքին շփման γ գործակիցը:

խողովակի կտրվածքի միջով միավոր ժամանակում հոսող գազի V ծավալի և դրա համար պահանջվող ճնշումների Δp տարբերության միջև կախումը որոշվում է Պուազեյլի հայանի բանաձևով՝

$$V = \frac{\pi R^4}{8\eta} \frac{\Delta p}{l}, \quad (3.28)$$

որտեղ l -ը խողովակի երկարությունն է, R -ը՝ նրա շառավիղը:

Օգտվելով այս բանաձևից կարելի է որոշել գազի մածուցիկության գործակիցը՝ չափելով խողովակի միջով մի որոշ ժամանակամիջոցում հոսած գազի ծավալը, ճնշումների տարբերությունը խողովակի ծայրերում և իմանալով խողովակի երկրաչափական չափերը:

Գազերի մածուցիկությունն գործակցի հաշվումը: Գազի մածուցիկության գործակցի մեծությունը կարելի է գնահատել այնպիսի եղանակով, ինչ-որ կիրառվել էր ջերմահաղորդական և դիֆուզիայի գործակիցները հաշվելիս:

Եթե գազը հոսում է ինչ-որ $\mathcal{D}$ արագությամբ, ապա դա նշանակում է, որ նրա բոլոր մոլեկուլներն օժտված են այդ արագությամբ,

բազմի ջերմային շարժման արագությունից, որը (շարժումը) հոսող գազում առկա է տեղում բոլորովին նույն ձևով, ինչ որ հանգստի վիճակում գտնվող գազում: Հետևաբար, չափաքանչյուր մոլեկուլն ունի m իմպուլս (m -ը մոլեկուլի մասսան է), որն սղված է բոլոր մոլեկուլների համար միևնույն ուղղությամբ: Սովորաբար գազի հոսանքի արագությունը զգալիորեն փոքր է նրա մոլեկուլների ջերմային շարժման միջին արագությունից¹⁾:

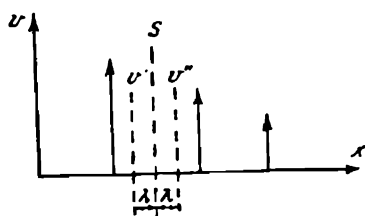
Իհաճնք մի S մակերևույթ, որը զուգահեռ է գազի հոսանքի արագությանը և, հետևաբար, ուղղահայաց է իմպուլսի փոխանցման ուղղությանը: Իկյուք, գազի հոսանքի արագությունը նվազում է X առանցքի ուղղությամբ, այսինքն՝ հոսանքի արագությունը մակերևույթի ղեպի առավել փոքր է, քան նրանցից ղեպի ձախ: Դադի երկու շերտերի միջև մոլեկուլների փոխանցման շնորհիվ (որը կատարվում է ջերմային շարժումների պատճառով) այդ տարբերությունը փոքրանում է: Տ-ից ղեպի առ գտնվող մոլեկուլները տեղակալվում, փոխարինվում են ձախից եկած այլ մոլեկուլներով, որոնք ունեն ավելի մեծ արագություն և, հետևաբար, ավելի մեծ իմպուլս:

Երբ այդ մոլեկուլները բախվում են այն մոլեկուլների հետ, որոնք մինչ այդ գտնվում էին S -ից ղեպի առ, հոսանքի մեծ արագությունը բաշխվում է բոլոր մոլեկուլների միջև աջ կողմում, որից հետո այդ շերտի հոսանքի արագությունը և, հետևաբար, նաև նրա իմպուլսը կհաճան ավելի մեծ, մինչդեռ շերտի արագությունը և իմպուլսը S -ից ձախ փոքրանում են:

Այլ կերպ ասած, ջերմային շարժումներով պայմանավորված մոլեկուլների փոխանակությունը հանգում է գազի տարբեր շերտերի հոսանքի արագությունների հավասարեցմանը: Այդպիսին է X առանցքի ուղղությամբ իմպուլսի փոխանցման մեխանիզմը հոսող գազի մի շերտից մյուսը:

Միավոր ժամանակում (1 վրկ)

S մակերևույթի 1 սմ²-ի միջով փոխանցվող իմպուլսի L հոսքի մեծությունը կորոշվի համապատասխանաբար ձախից և աջից S մակերևույթի միջով անցնող մոլեկուլների միջոցով փոխանցվող L_1 և L_2 իմպուլսների տարբերությամբ:



Նկ. 3.18

¹⁾ Երբ գազի հոսանքի արագությունը մեծ է մոլեկուլների ջերմային շարժումների արագությունից, ավելի ճշգրտակալ գազում ձախի տարածման արագությունից, ապա առաջ են գալիս մի շարք նոր երևույթներ, որոնք կազմում են գազային դիֆուզիայի ու տեմպերատուրայի տարբերության առարկան:

Մոլեկուլների միջոցով ձախից դեպի աջ փոխանցվող L_1 իմպուլսը հալասար է մի առանձին մոլեկուլի իմպուլսի և միավոր ժամանակում 1 սմ^2 մակերեսով անցնող մոլեկուլների թվի արտադրյալին: Վերջինս, ինչպես ցույց է տրվել վերը, հավասար է $1/6 n\bar{c}$ (նշման մոլեկուլների թիվն է միավոր ժամանակում, $\bar{c}$ -ն՝ մոլեկուլների ջերմային շարժման միջին արագությունը): Տ մակերեսը անցնելիս մի առանձին մոլեկուլի բերած իմպուլսը ալն իմպուլսն է, որ ունեն մոլեկուլը վերջին բախման ժամանակ մինչև մակերեսով անցնելը, այսինքն՝ մակերեսից ազատ վազքի և միջին երկարություն կարգի հեռավորության վրա:

Եթե գազի հոսանքի արագությունը S -ից դեպի ձախ և հեռավորության վրա հավասար է v' -ի, ապա գազի հոսանքի հետ կապված մոլեկուլի իմպուլսը հավասար է mv' (m -ը մոլեկուլի մասսան է):

Այսպիսով,

$$L_1 = \frac{1}{6} n\bar{c}mv':$$

Համապատասխանաբար, S մակերեսը աջ կողմից հատող մոլեկուլների համար՝

$$L_2 = \frac{1}{6} n\bar{c}mv'',$$

որտեղ v'' -ը գազի հոսանքի արագությունն է S -ից դեպի աջ և հեռավորության վրա: Իմպուլսի L գումարային հոսքը 1 սմ^2 մակերեսի միջով 1 վրկ-ում հավասար է՝

$$L = L_1 - L_2 = \frac{1}{6} mn\bar{c}(v' - v''),$$

որտեղ $v' - v''$ իրարից 2λ հեռավորության վրա գտնվող կետերում գազի արագությունների տարբերությունն է, այսինքն՝

$$v' - v'' = -2\lambda \frac{dv}{dx},$$

որտեղից

$$L = -\frac{1}{3} mn\bar{c}\lambda \frac{dv}{dx},$$

Համեմատելով այս արտահայտությունը (3.27)-ի հետ, մաթեցիկական գործակցի համար ստանում ենք հետևյալ արտահայտությունը,

$$\gamma = \frac{1}{3} mn\bar{c}\lambda = \frac{1}{3} \rho \bar{c}\lambda, \quad (3.29)$$

որտեղ ρ -ն գազի խտությունն է:

(3.29) արտահայտությունը, ինչպես և ջերմահաղորդական գործակցի ափսոսաբանական արժեքը, մածուցիկության գործակցի ճշմարիտ գնահատական է տալիս 1՝3-ի հավասար լիարժեքի գործակցի ճշտությամբ:

Այս արտահայտությունից երևում է, որ մածուցիկության գործակցը նույնպես չպետք է կախում ունենա ճնշումից, քանի որ ընդհանուր առմամբ կախում չունի ճնշումից: Մածուցիկության չափման վերաբերյալ փորձերը ճնշումների լայն միջակայքում հաստատում են այդ եզրակացությունը:

Ջերմահաղորդական գործակցի (3.25) և մածուցիկության գործակցի (3.29) արտահայտությունների համեմատումից երևում է, որ նրանց միջև գոյություն ունի պարզ առնչություն՝

$$\alpha = \gamma_{CV}, \quad (3.30)$$

որտեղ γ_{CV} -ն տեսակարար ջերմունակությունն է հաստատուն ծավալի դեպքում: Այս հավասարումը կապ է հաստատում գազի մեջ գոտ մեխանիկական և ջերմային երևույթների (ջերմահաղորդական) միջև: Նրա մեջ մտնող մեծություններն անմիջականորեն չափվում են փորձով: Աղյուսակ 8-ում բերված են մի քանի գազերի մածուցիկության և ջերմահաղորդական գործակիցների և տեսակարար ջերմունակության չափումների տվյալները, ինչպես նաև այդ տվյալների միջոցով հաշված α/γ_{CV} հարաբերության արժեքները, որը (3.30)-ի համաձայն պետք է հավասար լինի մեկի:

Աղյուսակ 8

α -ի և γ_{CV} մեծությունների արժեքները մի քանի գազերի համար

Գազի անունը	γ , պուլս	α , կալ/սմ ² վրկ ² սստ	γ_{CV} , կալ/գ ² սստ	$\frac{\alpha}{\gamma_{CV}}$
Ազոտ . . .	$1,66 \cdot 10^{-4}$	$5,66 \cdot 10^{-5}$	0,178	1,9
Թթվածին . .	$1,92 \cdot 10^{-4}$	$5,73 \cdot 10^{-5}$	0,156	1,9
Ջուր . . .	$1,21 \cdot 10^{-4}$	$5,51 \cdot 10^{-5}$	0,366	1,24
Ածխածնի օքսիդ .	$1,38 \cdot 10^{-4}$	$3,40 \cdot 10^{-5}$	0,151	1,64
Ամիակ . . .	$0,91 \cdot 10^{-4}$	$7,18 \cdot 10^{-5}$	0,40	1,40

Աղյուսակ 8-ից երևում է, որ ըստ մեծության կարգի (3.30) հավասարումը լավ է բավարարվում: Փորձի ափսոսաբանական լավ չափման համար $\frac{\alpha}{\gamma_{CV}} = 1$ տեսական արժեքի հետ չի կարելի սպասել, եթե

նկատի ունենք γ և χ գործակիցների հաշվման մոտավոր բնույթը:

Ներքին շփման գործակիցը, ինչպես և ջերմահաղորդական գործակիցը, պետք է կախում ունենա ջերմաստիճանից, քանի որ γ -ի արտահայտության մեջ մտնում է մոլեկուլների ջերմալին շարժումների միջին արագությունը, որը կախում ունի ջերմաստիճանից $\sqrt{T}$ օրինաբով: Ուրեմն, մածուցիկության գործակիցը նույնպես պետք է ունի ջերմաստիճանի բարձրացման հետ $\sqrt{T}$ -ին համեմատական կերպով:

Իրականում մածուցիկությունն աճում է որոշ չափով ավելի արագ, քան $\sqrt{T}$ ՝ իսկ նրանից է, որ ջերմաստիճանի բարձրացման հետ ոչ միայն աճում է մոլեկուլների ջերմալին արագությունը, այլև փոքրահամ է մոլեկուլների էֆեկտիվ լայնական կտրվածքը, և այդ պատճառով աճում է աղաս վազքի երկարությունը: Շնորհիվ այդ բանի, ուվյալ շերտից ստացվելիս լայնական տեղից ունեցած հեռավորությունը դառնում է ավելի մեծ, և, հետևաբար, մեծանում է այն իմպուլսի փոփոխությունը, որ մոլեկուլը բերում է իր հետ:

Այսպիսով, այսուհի բերված մոլեկուլյար-կինետիկ պատկերացումները մածուցիկության մեխանիզմի մասին որակական և քանակական տեսակետից լավ համաձայնություն մեջ են գտնվում փորձի հետ:

Մածուցիկության գործակցի ավելի ճիշտ որոշումը այն ենթադրությամբ, որ մոլեկուլները ձուռձգական գնդիկներ են, տալիս է միայն թվային արտադրելի ալլ արժեք (3.29) արտահայտության մեջ, որը ստանում է հետևյալ տեսքը.

$$\gamma = 0.499\rho c \quad (3.31)$$

Այս բանաձևին հանդող հաշվարկը մենք այսուհի չենք բերի նրա մեծածավալության պատճառով:

Քանի որ γ -ի արտահայտության մեջ մտնում է ազատ վազքի միջին երկարությունը, ապա մածուցիկության, ինչպես և ջերմահաղորդական գործակցի չափումը թույլ է տալիս որոշելու (կամ, համեմատյալ գնահատելու) մոլեկուլի չափերը:

Մածուցիկության գործակցի չափումը (վիսկոզիմետրիա): Ինչպես արդեն հիշատակեց, մածուցիկության գործակիցը կարելի է որոշել՝ երկրաչափական հալունի չափեր ունեցող խողովակի միջով դադի հոսանքի արագությունը չափելով: Օպտվելով Պուազելլի բանաձևից՝ (3.28), այդպիսի չափումներից կարելի է հաշվել մածուցիկության գործակիցը: Հարկավոր է, սակայն, նկատի ունենալ, որ այդպիսի փորձի համար ոչ ամեն խողովակ է պիտանի: Բանն այն է, որ մածուցիկության չափման համար անհրաժեշտ է, որ դադի հոսանքը լինի լամինար: Այսպես է կոչվում դադի (կամ հեղուկի) հոսանքն այն դեպքում, երբ

խողովակի առանցքին ուղղահայաց ուղղությամբ գտնվող շարժման արագությունը բոլոր կետերում համասար է գրգռի, ալսինքն, երբ գտնվող շերտերը թեև հոսում են տարբեր արագություններով, բայց իրար գողաճու են: Մինչդեռ հոսանքի արագության որոշակի արժեքի գեպտում, որը կախում ունի գազի հատկություններից և խողովակի շառավղից, գազի մեջ սկսում են երևան գալ մրրիկներ, որոնք, ինչպես, խախտում են հոսանքի լամինարությունը: Աղբյուրի մրրիկային կամ աուրբուլենում հոսանքի համար Պապկոյի բանաձևը իրավացի է: Ինչքան ավելի փոքր է խողովակի կտրվածքը, այնքան ավելի մեծ արագություն է պահանջվում մրրիկների առաջացման համար: Որակայի հոսանքի սովորական արագությունների գեպտում մրրիկներ չկարողանան առաջանալ, խողովակը պետք է լինի շատ բարակ կամ, ինչպես տաում են, մաղսկան:

Այդ պատճառով Պապկոյի բանաձևի օգտագործման վրա հիմնվում՝ մածուցիկության դրծակցի չափման եղանակը հաճախ անվանում են մաղսկան խողովակի եղանակ, իսկ համապատասխան սարքերը՝ մաղսկան վիսկոզիմետրեր:

Գաղերի և հեղուկների մեխանիկայից հայտնի է, որ լամինար շարժումից մրրկային (տուրբուլենտ) շարժման անցնելը տեղի է ունենում թեկուզ և ոչ թսիչքով, բայց միանգամայն որոշակի պայմաններում՝ կապված գազի (հեղուկի) հատկությունների, խողովակի չափերի և շարժման արագության հա: Այսպես, օրինակ, գլանային խողովակում անցումը տուրբուլենտ շարժման տեղի է ունենում այն գեպտում, երբ

$$\gamma = \frac{\rho v r}{\eta}$$

ուչ անվանական մեծությունը ավելի մեծ է դառնում մի ինչ-որ կրիտիկական արժեքից, որը 1000-ի կարգի մեծություն է: Այստեղ ρ -ն գազի խտությունն է, v -ն՝ հոսանքի միջին արագությունը, r -ը՝ խողովակի շառավղը և η -ն՝ դազի մածուցիկությունը: Այս թիվը կոչվում է Ռեյնոլդսի թիվ (Re): Եթե Re-ն փոքր է կրիտիկական արժեքից, շարժումը լամինար է, եթե գերազանցում է այդ արժեքը՝ տուրբուլենտ է:

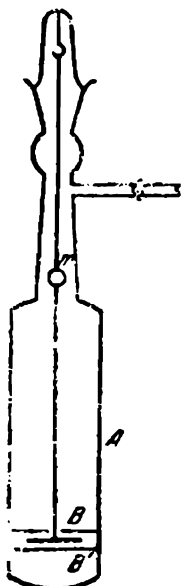
Ռեյնոլդսի թիվը, ընդհանրապես ասած, ընտլծագրում է շարժվող հեղուկում կամ գազում աղբող իներցիոն և մածուցիկության ուժերի միջև եղած առնչությունը: Սակայն այդ թիվն ունի նաև պարզ մոլեկուլար-կինետիկ իմաստ: Re-ի արտահայտության մեջ η -ի փոխարեն տեղադրելով նրա արժեքը (3.29)-ից, կստանանք.

$$\text{Re} \approx \frac{v}{c} \frac{r}{l},$$

Արեմն, որակայի դազի հոսանքը դառնա տուրբուլենտ, հարկա-

վոր է. որ կամ գազի շարժման արագությունը մեծ լինի մոլեկուլների ջերմային շարժումների միջին արագության համեմատությամբ կամ խողովակի շառավիղը պետք է մեծ լինի ազատ վազքի երկարության համեմատությամբ: Երկրորդ պայմանը գազի մեջ տեղի է ունենում գործնականորեն միշտ. առաջինը՝ համարյա երբեք: Այդ բանը, իհարկե, չի խանգարում, որպեսզի Re թիվը կրիտիկականից ավելի մեծ արժեքներ ունենա: Ակնհերթաբար, որպեսզի շարժումը լինի լամինար, գազի շարժման U արագությունը չպետք է մեծ լինի: Միայն այդ դեպքում Re -ն կարող է ավելի փոքր լինել, քան ~ 1000 -ը:

Ֆառանգումների մարման եղանակը: Մածուցիկության գործակցի չափման համար չի պահանջվում, որ գազն առկայման շարժվի անոթի անշարժ պատերի նկատմամբ: Կարելի է նաև սգտագործել պինդ պատի շարժումը գազի նկատմամբ: Հենց այդպես է ալն վիսկոզիմետրերում, որոնց մեջ մածուցիկության գործակիցը որոշվում է հետազոտվող գազի մեջ կախված սկավառակի, զնդի կամ զլանի տատանումների մարման միջոցով: Այդ տիպի վիսկոզիմետրի գործողության սկզբունքը պարզ է 3.19 նկարից:



Նկ. 3.19

Ապակե A անոթում ամրացված են B և B' երկու սկավառակները, որոնց միջև հեռավորությունը կազմում է մի քանի միլիմետր (այդքան փոքր հեռավորությունները հարկավոր են լամինարությանը ապահովելու համար): Նրանց միջև բարակ թևիկայ կախված է մի կլոր սկավառակ (նկարագրվող փորձում՝ ապակե), որը կարող է կատարել ոլորական տատանումներ թևիկ հետ միասին:

Թևիկ վրա ամրացված է M հալելին, որի միջոցով կարելի է դիտել սկավառակի տատանումները, իսկ որպեսզի հնարավոր լինի այդ տատանումները հարուցել զրաից, նույն թևիկ վրա ամրացված են երկու փոքր մագնիսներ՝ զեպի հակառակ կողմերն ուղղված բեռներով:

Եթե սկավառակը տատանողական շարժման մեջ դրվի և դրանից հետո թողնվի ինքն իրեն, ապա անոթի մեջ լցված գազի մածուցիկության հետևանքով տատանումների ամպլիտուդը աստիճանաբար կրճատվի, և այնքան ավելի արագ,

ինչքան ավելի մեծ է գազի մածուցիկության գործակիցը:

Ամպլիտուդի նվազման արագությունը բնութագրվում է այսպես կոչված մարման լողարիթմական ղեկրմաննություն: Նա հավասար է երկու իրար հաջորդող տատանումների ամպլիտուդների հարաբերության բնական լողարիթմին:

Մածուցիկության չափումը հանգում է հենց այն բանին, որ արտաքին մազնիսի օգնությամբ հարուցելով սկավառակի ոլորական տատանումներ՝ հայելու մեջ արտացոլվող լուսավորված սանդղակի միջոցով չափում են իրար հաջորդող տատանումների ամպլիտուդները, ինչպես նաև մեկ լրիվ տատանման ժամանակը (վերջինս գործնականորեն ամպլիտուդից կախում չունի): Այդ սովալներից կարելի է հաշվել մածուցիկության գործակիցը հետևյալ բանաձևով.

$$\eta = \frac{k - k'}{\tau c},$$

Այստեղ k -ն սկավառակի տատանումների մարման լողարիթմական ղեկրեմենտն է, k' -ը՝ մարման լողարիթմական ղեկրեմենտը՝ առանց սկավառակի (երբ կախված է միայն հայելին և մազնիսները), τ -ն մեկ լրիվ տատանման ժամանակն է, c -ն՝ սարքի հատկություններից կախում ունեցող հաստատունը, որը պետք է մեկ անգամ որոշվի: Ամենից ավելի ճիշտ է դա անել վիսկոզիմետրում չափելով արգեն հետազոտված գազի մածուցիկությունը:

Նկարագրված սարքը պիտանի է ցածր ջերմաստիճանների և ցածր ճնշումների ղեպքում մածուցիկությունը չափելու համար:

§ 9. Առնչություններ փոխանցման գործակիցների միջև

Վերը ստացվել էր պարզ առնչություն ջերմահաղորդական և մածուցիկության գործակիցների միջև՝

$$\alpha = \eta C_V :$$

Եթե այժմ համեմատենք մածուցիկության և դիֆուզիայի գործակիցների համար ստացված (3.29) և (3.12) արտահայտությունները, հեշտ է տեսնել, որ նրանք կապված են իրար հետ հետևյալ առնչությամբ՝

$$D = \frac{\eta}{\rho},$$

որտեղ D մածուցիկությունը, ինչպես մենք գիտենք, կոչվում է կիներմատիկալիան մածուցիկություն: Այժմ մենք տեսնում ենք, որ նա ունի նույն չափականությունը, ինչ որ դիֆուզիայի գործակիցը և թվապես հավասար է նրան: Դա պատահական չէ, որովհետև կինեմատիկական մածուցիկությունն, իրոք, ունի դիֆուզիայի մի որոշ գործակիցի իմաստ: Իրոք, դիֆուզիկության գործակիցը իմպուլսի մի որոշ հոսք է (արագության միավոր գրադիենտին բաժին ընկնող): Մյուս կողմից գազի թխտության և արագության արտադրյալը ներկայացնում է միավոր ծավա-

լի իմպուլսը: Այդ պատճառով իմպուլսի γ հոսքի և խոտթված հարարել-
 րությունը ներկայացնում է արագության հոսք: Դա էլ մեզ իրավունք
 է տալիս կինեմատիկական մածուցիկությունն անվանել արագության
 դիֆուզիայի գործակից:

Վերջապես, եթե համեմատենք դիֆուզիայի և ջերմահաղորդու-
 թյան համար ստացված (3.12) և (3.25) արտահայտությունները, ապա
 կտանանք հետևյալ առնչությունը՝

$$D = \frac{\kappa}{\rho C_V}, \quad (3.32)$$

որտեղ C_V -ն տեսակարար ջերմունակությունն է: Այս մեծությունը մենք
 արդեն հանգիսյալ ենք ջերմաստիճանի հավասարեցման պրոցեսը քրո-
 նարկելիս (տես էջ. 203.) և անվանել ենք ջերմաստիճանահաղորդական
 գործակից: Այդ գործակիցը, ինչպես նշվել է, ունի ջերմաստիճանի
 դիֆուզիայի գործակցի իմաստ: Դրանում հեշտ է համոզվել վերլուծե-
 լով (3.32)-ի աջ մասը: Իրոք, κ ջերմահաղորդական գործակի-
 ցը որոշում է գազի միջոցով փոխանցվող ջերմության քանակի հոսքը,
 իսկ ρC_V մեծությունը ոչ այլ ինչ է, եթե ոչ գազի միավոր ծավալի
 ջերմունակությունը: Դազի ջերմաստիճանի փոփոխությունը, ինչպես
 հայտնի է, որոշվում է հաղորդված ջերմության քանակի և գազի ջերմ-
 ունակության հարաբերությամբ ($\Delta T = \frac{\Delta Q}{C}$): Այդ պատճառով ջեր-

մության քանակի հոսքի հարաբերությունը ջերմունակությանը,
 այսինքն՝ $\kappa / \rho C_V$ -ն, ակներևաբար, ջերմաստիճանի հոսքն է ջերմաս-
 տիճանի միավոր գրադիենտի դեպքում. այսինքն՝ ջերմաստիճանի
 դիֆուզիայի գործակիցը:

Անվածից հետոսմ է, որ մեր քննարկած փոխանցման երևույթ-
 ները կարելի է մեկնարկել որպես դիֆուզիայի պրոցեսներ, համա-
 պատասխանաբար՝ նյութի ջերմաստիճանի և արագության դիֆու-
 զիայի: Դրանով էլ բացատրվում են D , κ և γ փոխանցման գործա-
 կիցների միջև եղած՝ վերը բերված քանակական առնչությունները,
 որոնք լավ արդարանում են փորձով:

Փորձով չափված փոխանցման գործակիցներից լուրաքանչյուրը
 թույլ է տալիս գնահատել մոլեկուլի ազատ վազքի λ միջին երկարու-
 թյունը և, հետևաբար, մոլեկուլի չափերը, ինչպես որ դա արվեց ջեր-
 մահաղորդական գործակցի չափված արժեքի միջոցով: Տվյալ գազի
 մոլեկուլների կտրվածքների տարբեր փոխանցման գործակիցների մի-
 ջոցով հաշված արժեքները բավարար մոտավորությամբ համընկնում են
 և կոչվում են զազալյինետիկ կտրվածքներ:

ԳԼՈՒԽ ՋՈՐՐՈՐԴ

ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԵՐԵՎՈՒՅԹՆԵՐԸ ՆՈՍՐԱՑՎԱԾ ԳԱՋԵՐՈՒՄ (ՎԱԿՈՒՈՒՄ)

Մենք տեսանք, որ գազերում կատարվող մի շարք երևույթներ և, ամենից առաջ, փոխանցման երևույթը սերտորեն կապված է մոլեկուլների միջև տեղի ունեցող բախումների հետ: Հետևապես այդ երևույթների քանակական բնութագրերը կախում ունեն մոլեկուլների ազատ վազքի երկարությունից:

Այդ կապակցությամբ մեծ հետաքրքրություն է ներկայացնում ռուսմասերի վազերի հատկությունները այն պայմաններում, երբ մոլեկուլների միջև բախումներ չկան: Այդ պայմանները դժվար է ստեղծել, քանի որ մոլեկուլների ազատ վազքի երկարությունը հակադարձ համեմատական է գազի ճնշմանը՝

$$\lambda \sim \frac{1}{p},$$

Բավականաչափ փոքր ճնշումների դեպքում մոլեկուլների ազատ վազքի երկարությունը կարող է հասնել գազը պարունակող անոթի չափերը դերադանցող մեծության: Օրինակ, մոտ 10^{-6} մմ սնդ. սյան ճնշման դեպքում, որը հեշտությամբ կարող է ստեղծվել գազերը նոսրացնելու ժամանակակից միջոցներով, մոլեկուլների ազատ վազքի միջին երկարությունը կհասնի մի քանի տասնյակ մետրերի, մինչդեռ մթնոլորտային ճնշման դեպքում նա հավասար է մոտ 10^{-5} սմ-ի: Այդպիսի ցածր ճնշման դեպքում սովորական չափերի անոթում (մի քանի տասնյակ սանտիմետրեր) գազի մոլեկուլները գործնականում չեն բախվի միմյանց հետ: Բախումներ տեղի կունենան միայն անոթի պատերի հետ:

Գազի այնպիսի նոսրացումը, երբ մոլեկուլների ազատ վազքի միջին երկարությունը ավելի մեծ է դառնում, քան գազը պարունակող

անոթի չափերը, կոչվում է վակուում: Այսպիսով, վակուում հասկացությունը հարաբերական է. ինչքան ավելի փոքր են անոթի չափսերը, որի մեջ գտնվում է գազը, այնքան ավելի մեծ ճնշումների դեպքում են նրանում ստեղծվում վակուումի պայմանները: Այսպես, ծակոտիկն նյութերում գտնվող գազի համար, երբ ծակոտիկների չափսերը 10^{-5} սմ-ի կարգի են, արդեն մթնոլորտային ճնշումը հանդիսանում է վակուում, և այդ հանգամանքով են բացատրվում այդպիսի նյութերի մի քանի հատկությունները:

Քննարկենք մի քանի երևույթներ, որոնք վակուումում բնթանում են էսպես այլ կերպ, քան մեծ ճնշումների դեպքում: Սրանց թվին են պատկանում ամենից սուղ փոխանցման երևույթները՝ ջերմափոխանցումը, մածուցիկությունը և զիֆուզիան:

§ 1. Ջերմափոխանցումը գազերում փոքր ճնշումների դեպքում

Ջերմահաղորդության գործակիցի նախապես ստացված

$$\alpha = \frac{1}{3} n m c_v \bar{\lambda} \bar{c}$$

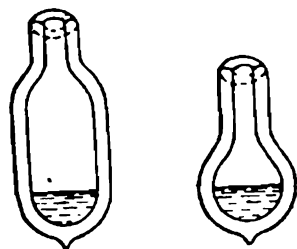
արտահայտությունից հետևում է, որ այդ գործակիցը կախում չունի ճնշումից, որովհետև այդ արտահայտության մեջ մտնող մեծություններից միայն N -ը և λ -ն կախում ունեն ճնշումից, բայց նրանք մտնում են արտադրյալի ձևով, որը ճնշումից կախում չունի: Գինետիկ տեսության այս հետևությունը, որը արդարանում է փորձով սովորական ճնշումների դեպքում, սխալ է դուրս գալիս ցածր ճնշման գազում (վակուումում):

Եթե գազի ճնշումը հասել է այնպիսի արժեքի, որի դեպքում մոլեկուլների ազատ վազքի λ միջին երկարությունը դառնում է ավելի մեծ, քան գազը պարունակող անոթի չափսերը, ապա ջերմահաղորդության սովորական հասկացությունը որպես մոլեկուլների բախումներով պայմանավորված երևույթ, կորցնում է իմաստը: Հենց այդ պատճառով մենք այստեղ օգտագործում ենք ջերմափոխանցում և ոչ թե ջերմահաղորդություն տերմինը:

Իսկ ջերմության փոխանցումը (ջերմափոխանցում) գոյություն ունի նաև նոսրացված գազում, բայց նրա մեխանիզմը բոլորովին այլ է: Քանի որ մոլեկուլներն այստեղ բախվում են միայն անոթի պատերի հետ, ապա ջերմափոխանցման պրոցեսը վակուումում ավելի տաք մակերևույթից դեպի ավելի քիչ տաքացրած մակերևույթը կարելի է մոտավորապես նկարագրել այսպես: Գազի մոլեկուլները ավելի շատ առաքացրած մակերևույթին հարվածելիս ձեռք են բերում այդ մակե-

րևույթի ջերմաստիճանին համապատասխանող էներգիա: Անդրադառնալով նրանից՝ մոլեկուլներն առանց բախվելու միմյանց հետ հասնում են ավելի սառը մակերևույթին, փոխանցում են նրան էներգիայի ավելցուկը և անդրադառնում են նրանից սառը պատի ջերմաստիճանին համապատասխանող էներգիալով: Մի մակերևույթից մյուսին ջերմություն փոխանցման ալյապիսի եղանակի դեպքում գաղի ներսում ջերմաստիճանի պրագիկնեռ չկա, ուստի և ջերմահաղորդության հասկացողությունը կորցնում է իմաստը: Ակնհիւր է, որ գազի կողմից փոխանցվող ջերմության քանակը համեմատական է պատի վրա մոլեկուլների հարվածների թվին, այլ ինքն գազի ճնշմանը: Իրանով էլ տարրերվում է նոսրացված գազը սովորական, խիտ գաղից:

Վակուումում ճնշումից ջերմափոխանցման ունեցած կախման հետ է կապված, օրինակ, ալն հանգամանքը, որ Դյուարի անոթները (որոնք առարկա կենցաղում հաճախ անվանվում են թերմոսներ) պատրաստվում են կրկնակի պատերով, որոնց միջև եղած տարածությունից օդը հանվում է մինչև մինիմալ ննարավոր ճնշումը: Այդ անոթները, որոնք սովորաբար պատրաստվում են գլանի կամ գնդի ձևով (նկ. 4.1), նախատեսվում են իրենց պարունակությունը արտաքին միջավայրի հետ ջերմափոխանակությունից մեկուսացնելու համար: Դյուարի անոթները, մասնավորապես, օգտագործվում են ցածր ջերմաստիճաններում եռացող հեղուկներ պահելու համար, ալնպիսին, ինչպես հեղուկ օդը, հեղուկ ջրածինը և հեղուկ հելիումը: Դյուարի անոթի պատերի միջև ստեղծված վակուումի միջով վառ ջերմափոխանցման շնորհիվ նրա միջի հեղուկը քիչ ջերմություն է ստանում զրսից, և նրա գոլորչիացումը կատարվում է բավականաչափ դանդաղ: Նույն պատճառով Դյուարի անոթում գտնվող տաք հեղուկը՝ քիչ ջերմություն տալով զրսին, դանդաղ է սառչում:



նկ. 4.1

Քանի դեռ օդի ճնշումը Դյուարի անոթի պատերի միջև ալնպիսին է, որ մոլեկուլների ազատ վազքի միջին երկարությունը փոքր է պատերի միջև եղած հեռավորությունից, ջերմափոխանցումը օդի միջով որոշվում է նրա ջերմահաղորդությամբ և գործնականորեն կախում չունի ճնշումից: Չնայած, ինչպես մենք գիտենք, գազերի ջերմահաղորդությունը փոքր է, բալց և ալնպիս նա չափազանց մեծ է, որպեսզի Դյուարի անոթը կարողանա ջերմալին մեկուսիչի իր դերը կատարել, և անհրաժեշտ է ջերմահաղորդությունը փոքրացնել ճնշման ցածրացման միջոցով: Դյուարի անոթների համար պատերի սովորական

հեռավորությունների դեպքում (մոտ 1 սմ) նրանց միջև եղած տարածություն մեջ ճնշման փոքրացումը մինչև 10^{-2} մմ սևղ. սյուն կարգի մեծություն դեռ չի հանգեցնում ճերմահաղորդական փոքրացմանը՝ միջուկոտային ճնշման դեպքում նրա ունեցած արժեքի համեմատությամբ: Սակայն ճնշման հետագա փոքրացման դեպքում ջերմափոխանցումը սկսում է փոքրանալ ճնշման համեմատական կերպով, և երբ ճնշումը հասնում է մոտ 10^{-3} մմ սևղ. սյուն արժեքին, ջերմափոխանցումը դառնում է արդեն 10 անգամ ավելի փոքր. քան միջուկոտային ճնշման դեպքում, և այնուհետև ճնշումը փոքրացնելիս ճերմափոխանցումը շարունակում է փոքրանալ 1 ք-ին համեմատական կերպով:

§ 2. Գազերի հոսանքը փոքր ճնշումների դեպքում (մոլեկուլյար հոսանք)

Գազերի հոսանքը վակուումի պայմաններում նույնպես չի բնթանում այնպես, ինչպես սոփորական ճնշումների դեպքում:

Խիտ գազի հոսանքը խողովակներով (շարժման փոքր արագությունների դեպքում) կախում ունի, ինչպես հալսնի է. նրա մածուցիկությունից: Մասնավորապես, ճնշումների այն տարբերությունը, որն անհրաժեշտ է այդ հոսանքը պահպանելու համար և որը հավասարակշռվում է ներքին շփման ուժով, համեմատական է մածուցիկության η գործակցին (Պուազելլի օրենք): Ինքը՝ մածուցիկությունը, ինչպես արդեն հալսնի է, պայմանավորված է մոլեկուլների բախումներով միմյանց հետ, և այդ պատճառով մածուցիկության գործակիցը համեմատական է ստացվում մոլեկուլների ազատ վազքի երկարությունը՝

$$\eta = \frac{1}{3} m n \bar{c}$$

Վակուումում, երբ մոլեկուլների միջև բախումներ չկան, պայմանները բոլորովին այլ են: Շփումը հիմա կապված է անմիջականորեն պատերի միջև իմպուլսի փոխանցման հետ, որովհետև մոլեկուլները միայն պատերի հետ են բախվում: Ուստի կարելի է ասել, որ շփումը զաղարում է «ներքին» լինելուց, իսկ մածուցիկության հասկացությունը կորցնում է իր նախկին իմաստը:

Գազի հոսանքը այնպիսի պայմաններում, երբ մոլեկուլները չեն բախվում միմյանց հետ, կոչվում է մոլեկուլյար հոսանք:

Մոլեկուլների միջև բախումների բացակայության դեպքում գազի հոսանքն առաջին հալացքից չպետք է կախում ունենա գազի տարրեր մասերում եղած ճնշումների տարբերությունից: Իրոք, մի

պատից մշտաբ անհատ թուշող մոլեկուլը որեւէ աղղեկցութիւն չի կրում մշտա մոլեկուլների կողմից, ուստի նրա շարժումը չպետք է փոխվի նրանից, որ գաղի ինչ-որ մասում փոխվեց մասնիկների խտութիւնը (միաւորը ծովալում մասնիկների թիւը), հետեապես և ճնշումը:

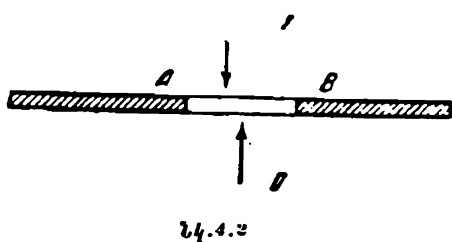
Սակայն ինչպես ցույց է տալիս փորձը, մոլեկուլը հոսանքի համար էլ պահանջվում է ճնշումների տարբերութիւն: Դա բացատրվում է նրանով, որ գաղի մոլեկուլը հոսանքը անոթի մի մասից գեպի մշտաբ անդի է ունենում բացառապես մոլեկուլը շարժումների քառաւորութիւն շնորհիւ:

Պատկերացնենք մի անոթ, որն անցք ունեցող միջնորմով բաժանված է երկու հաւասար մասերի: Եւ գիցուք, ալդ անոթում կա ընդամենը մեկ մոլեկուլ: Հիշա է հասկանալ, որ բաղականաչափ երկար ժամանակամիջոցի ընթացքում ալդ մոլեկուլը նախքան հաճախ կցտնդվի անոթի մի մասում, ինչքան որ մշտա մասում, չնայած չկա որեւէ ուժ, որը անգափոխեր մոլեկուլը անոթի մի մասից մշտաբ:

Եթե անոթում կան շատ մոլեկուլներ և սկզբում նրանք բոլորը հաւաքված են անոթի մի կեսում, ապա ժամանակի ընթացքում մոլեկուլների շարժման քառաւորութիւն շնորհիւ նրանցից մերթ մեկը, մերթ մշտաբ կընկնեն անոթի մշտա կեսը: Բաղականաչափ մեծ ժամանակամիջոցում միջին հաշվով բոլոր մոլեկուլները միատեսակ հաճախ կցտնդվեն անոթի երկու կեսում էլ: Դա ալն հետեանքը կուենա, որ միջին հաշվով անոթի երկու կեսում էլ ժամանակի յորաքանչյուր մոմենտում կցտնդվեն միևնույն թիւով մոլեկուլներ, ալնպես որ անոթի բոլոր մասերում ճնշումը կլինի նույնը: Բալց ճնշումների հաւասարեցումը տեղի է ունեցել ոչ թե ուժերի աղղեկցութիւն տակ, ալլ մոլեկուլների շարժումների քառաւորութիւն շնորհիւ:

Դժվար չէ հաշվել գաղի հոսանքը ալղպիսի անցքի միջով, երբ միջնորմը բաժանում է տարրերի ճնշումների տակ գտնվող գաղի երկու մասեր, եթե ալդ ճնշումները բաղարարում են վալկումի պալմաններին: Էական է, սակայն, որ անցքի չափերը փոքր լինեն մոլեկուլների աղատ վաղքի երկարութիւն հետ համեմատած:

Դիցուք, գաղի մի մասը՝ I, որը գտնվում է P_1 ճնշման տակ բաժանված է նրա մշտա մասից՝ II, որը գտնվում է P_2 ճնշման տակ միջնորմով, որն ունի S մակերեսով անցք (նկ. 4.2): Որոշակիութիւն համար, դիցուք, $P_1 > P_2$: Հաշվենք միաւոր ժամանակում ալդ անցքի միջով անցնող գաղի քանակը:



Միավոր ժամանակում AB անցքի 1 սմ² մակերեսի միջով անցնող մոլեկուլների N թիվը հավասար է, ակներևաբար, միավոր ժամանակում այդ մակերեսի միջով համապատասխանաբար I և II կողմերից անցնող մոլեկուլների N_1 և N_2 թվերի տարբերությանը:

Եթե մոլեկուլների խտությունը (նրանց թիվը միավոր ժավալում) I մասում հավասար է n_1 -ի, ապա 1 սմ²-ի միջով միավոր ժամանակում I կողմից անցնող մոլեկուլների թիվը համեմատական է $n_1 \bar{c}$ արտադրյալին, որտեղ $\bar{c}$ -ն մոլեկուլների ջերմային շարժման միջին արագությունն է: Ծշգրիտ հաշվարկը N_1 -ի համար տալիս է՝

$$N_1 = \frac{1}{4} n_1 \bar{c}, \quad (4.1)$$

Վակուումում յուրաքանչյուր մոլեկուլ շարժվում է անհատապես, նրա շարժման վրա չի ազդում այլ մոլեկուլների ներկայությունը: Ուստի II կողմից մոլեկուլների շարժումը բոլորովին կախում չունի հակառակ ուղղությամբ նրանց շարժումից: Այստեղից հետևում է, որ

$$N_2 = \frac{1}{4} n_2 \bar{c},$$

որտեղ n_2 -ը մոլեկուլների խտությունն է II մասում: Որտեղից N մեծության համար ստանում ենք հետևյալ արտահայտությունը՝

$$N = N_1 - N_2 = \frac{1}{4} (n_1 - n_2) \bar{c}, \quad (4.2)$$

Մոլեկուլների n_1 և n_2 խտությունների համար ունենք հայտնի (1.7) արտահայտությունները

$$n_1 = \frac{p_1}{kT} \text{ և } n_2 = \frac{p_2}{kT},$$

Տեղադրելով դրանք (4.2)-ի մեջ, ստանում ենք՝

$$N = \frac{1}{4} \bar{c} \frac{p_1 - p_2}{kT} = \frac{1}{4} \bar{c} \frac{\Delta p}{kT},$$

Այսպիսին է մեկ վայրկյանում անցքի յուրաքանչյուր քառակուսի սանտիմետրի միջով անցնող մոլեկուլների թիվը:

Անցքի ամբողջ մալերիսի միջով 1 վայրկյանում անցնող մոլեկուլների թիվը հավասար է՝

$$N' = NS = \frac{1}{4} \bar{c} \frac{\Delta p}{kT} S,$$

Մեկ վայրկյանում անցքի միջով անցած գազի մասսան հավասար է՝

$$M = mN_1 = \frac{1}{4} \bar{c} \frac{m}{kT} S \Delta p, \quad (4.3)$$

որտեղ m -ը մի մոլեկուլի մասսան է: Քանի որ $m = \frac{\mu}{N_0}$ (μ -ն գազի մոլեկուլար կշիռն է, N_0 -ն՝ Ավոգադրոյի թիվը), ապա՝

$$M = \frac{1}{4} \bar{c} \frac{\mu}{RT} S \Delta p, \quad (4.4)$$

եթե անցնող գազի քանակն արտահայտենք ոչ թե q/v -ներով, այլ մոլ, վրկ-ներով. (Q), ապա՝

$$Q = \frac{M}{\mu} = \frac{1}{4} \bar{c} \frac{S}{RT} \Delta p,$$

Այստեղ $\bar{c}$ -ի փոխարեն տեղադրելով իր արժեքը՝ $\bar{c} = \sqrt{\frac{8}{\pi} \frac{RT}{\mu}}$, կստանանք.

$$Q = \frac{1}{\sqrt{2\pi\mu RT}} S \Delta p, \quad (4.4a)$$

Այս հավասարումներն էլ որոշում են գազի այն քանակը, որն անցնում է վակուումում տեղավորված դիաֆրագմայի փոքր անցքի միջով: Խիստ գազի քանակը, որ անցնում է նույնպիսի անցքի միջով ճնշումների նույն տարրերություն դեպքում, շատ ավելի մեծ է:

Գազի հոսանքի պրոցեսը փոքր անցքի միջով ճնշումների տարբերության ազդեցության տակ կոչվում է գազի էֆուզիա: Մասնավորապես, գազի հենց նոր քննարկված հոսանքը անցքի միջով վակուումի պայմաններում կոչվում է մոլեկուլար էֆուզիա:

§ 3. Գազի մոլեկուլյար հոսանքը զրանային խողովակում

Սովորական ճնշումների դեպքում գազերի հոսանքը խողովակների միջով (փոքր արագությունների համար) որոշվում է Պուազեյլի բանաձևով, որի համաձայն միավոր ժամանակում r շառավղով և l երկարությամբ խողովակի միջով ճնշումների $p_1 - p_2 = \Delta p$ տարբերության ազդեցության տակ անցնող գազի ծավալը հավասար է՝

$$V = \frac{\pi r^4}{8\eta} \frac{\Delta p}{l}, \quad (4.5)$$

որտեղ η -ն գազի մածուցիկությունն է:

Միավոր ժամանակում խողովակի միջով անցնող գազի M մասնաշաղի համար ստանում ենք հետևյալ բանաձևը՝

$$M = \bar{\rho} V = \bar{\rho} \frac{\pi r^4}{8\eta} \frac{p_1 - p_2}{l}, \quad (4.6)$$

Այստեղ $\bar{\rho}$ -ն գազի միջին խտությունն է խողովակում, որը հավասար է խտությունների կիսագումարին համապատասխանաբար՝ p_1 և p_2 ճնշումների դեպքում: Գազի $\bar{\rho}$ խտությունը բաց իդեալական գազի վիճակի հավասարման հավասար է՝

$$\bar{\rho} = \frac{M}{V} = \frac{\bar{p} \mu}{RT},$$

որտեղ $\bar{p}$ -ն ճնշման միջին արժեքն է, որը հավասար է՝ $\bar{p} = \frac{p_1 + p_2}{2}$,

(4.6)-ի մեջ տեղադրելով $\bar{p}$ -ի և $\bar{\rho}$ -ի այս արժեքները, ստանում ենք՝

$$M = \frac{\pi \mu r^4}{16\eta RT} \frac{p_1^2 - p_2^2}{l}, \quad (4.7)$$

Այսպիսին է միավոր ժամանակում r շառավղով խողովակի միջով հոսող գազի մասսան մածուցիկ հոսանքի դեպքում (մածուցիկությունը՝ η), T ջերմաստիճանում:

Պոուզեյլի օրենքը, որն արտահայտվում է (4.5) և (4.6) բանաձևերով, կիրառելի է միայն խիտ գազի նկատմամբ, երբ մոլեկուլների ազատ վազքի երկարությունը փոքր է այն խողովակի շառավղի համեմատությամբ, որի միջով հոսում է գազը: Այդ դեպքում գազի հոսանքը կարելի է դիտել որպես ճնշումների տարբերության ազդեցության տակ հոծ միջավայրի հոսանք, որտեղ գազի մոլեկուլյար ստրուկտուրան իրեն զգացնել չի տալիս և կարելի է օգտվել հիդրոդինամիկայի մեթոդներով:

Գազի մոլեկուլյար հոսանքի դեպքում, երբ մոլեկուլների ազատ վազքի երկարությունը մեծ է խողովակի լայնակուսն չափերից, գազն արդեն չի կարելի դիտել որպես հոծ միջավայր: Ընդհակառակը, այդ դեպքում գազի մոլեկուլյար կառուցվածքը հանդես է գալիս լրիվ չափով, և հենց նոր բերված բանաձևերը կիրառելի չեն:

Հաշվարկները, որոնք մենք այստեղ չենք բերի, ցույց են տալիս, որ գազի մոլեկուլյար հոսքի դեպքում r շառավղով խողովակի (մազական խողովակի) միջով միավոր ժամանակում հոսող գազի Q քանակությունը (մոլերով) որոշվում է

$$Q = \frac{2}{3} \frac{\bar{c}}{RT} \frac{r}{l} S \Delta p \quad (4.8)$$

բանաձևով, որտեղ $S = \pi r^2$ խողովակի կտրվածքի մակերեսն է՝ Δp -ն՝ ճնշումների տարբերությունը խողովակի և երկարություն վրա: Առաջվա նման հաշվի տոնելով, որ $\bar{c} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi\mu}}$, ստանում ենք.

$$Q = \frac{4}{3} \sqrt{\frac{2\pi}{\mu RT}} \frac{r^3}{l} \Delta p, \quad (4.8a)$$

Այս բանաձևը կարելի է ներկայացնել նաև այսպիսի տեսքով.

$$Q = \frac{8\pi}{3} \frac{1}{\sqrt{2\pi\mu RT}} \frac{r^3}{l} \Delta p, \quad (4.8բ)$$

Համապատասխանաբար գազի այդ մասսան (q /վրկ-նեյրով)

$$M = \frac{8\pi}{3} \sqrt{\frac{\mu}{2\pi RT}} \frac{r^3}{l} \Delta p \quad (\Delta p = p_1 - p_2),$$

Այս բանաձևերը նման են մոլեկուլյար էֆուզիայի համար ստացված համապատասխան բանաձևերին այն տարբերությամբ միայն, որ անցքի S մակերեսի փոխարեն այստեղ մտնում է $\frac{8\pi r^3}{3l}$ մեծությունը, որը նույնպես ունի մակերեսի չափականություն:

Ի տարբերություն մաթուցիկ հոսանքի համար Պուազելլի բանաձևից, վախուռմի պայմաններում գլանային խողովակի միջով հոսող գազի քանակությունը համեմատական է խողովակի շառավղի ոչ թե չորրորդ, այլ երրորդ աստիճանին:

Ինչպես և պետք էր սպասել, խողովակի միջով ճնշումների տվյալ տարբերության տակ մոլեկուլյար հոսանքի դեպքում այնպես, ինչպես և մոլեկուլյար էֆուզիայի դեպքում, միավոր ժամանակում հոսող գազի քանակը կախում ունի մոլեկուլների ջերմային շարժման արագությունից և խողովակի երկրաչափական չափսերից, բայց կախում չունի գազի մածուցիկությունից ((4.8) բանաձև):

Մոլեկուլյար հոսանքի օրենքից հետևում է առաջին հալացքից արտասովոր այսպիսի հետևություն, որ միավոր ժամանակում հոսող գազի մասսան կախում ունի միայն խողովակի մուտքի և ելքի մոտ եղած ճնշումների տարբերությունից (խողովակի տվյալ չափսերի, տվյալ ջերմաստիճանի դեպքում և տվյալ գազի համար), բայց կախում չունի հենց իրենց p_1 և p_2 ճնշումների մեծություններից: Դա նշանակում է, օրինակ, որ 1 վրկ-ում 0,1 մմ տրամագիծ ունեցող անցքի կամ մագլան խողովակի միջով հոսող գազի մասսան կախում չունի նրանից, թե ճնշումները խողովակի ծայրերում (կամ անցքի երկու կողմում կլի-նեն 0,015 և 0,014 մմ սնդ. սյան, թե 0,002 և 0,001 մմ սնդ. սյան,

չնայած գազի միջին խտությունը առաջին դեպքում 10 անգամ ավելի մեծ է, քան երկրորդում (մոլեկուլների ազատ վազքի երկարությունը 0,015 մմ սնդ. սյուն ճնշման դեպքում մոտ 0,5 սմ է, այսինքն զգալիորեն մեծ է մազական խողովակի տրամագծից):

Դա բացատրվում է նրանով, որ անցքի (կամ մազական խողովակի) երկու կողմում էլ ճնշումը միաժամանակ մեծացնելիս մեծանում է ինչպես մեկ, աչնպես էլ մյուս ուղղությամբ անցնող մոլեկուլների թիվը: Բախումների բացակայության դեպքում մոլեկուլների ալդ հանգիստակապ հոսանքների միմյանց վրա չեն ազդում, և ալդ հոսանքների աարրերությունը, որոնցով և որոշվում է հոսող գազի քանակը, մնում է հաստատուն, ճնշումից կախում չունեցող: Իսկ խիտ գազերի համար մազական խողովակների միջով հոսող գազի մասսան ճնշումների տրվելալ տարրերության դեպքում համեմատաական է գազի $\frac{p_1 + p_2}{2}$ միջին

ճնշմանը, ինչպես դա հետևում է Պուազելլի օրենքից (4.7):

(4.7) և (4.8) բանաձևերը ստուգված են բազմաթիվ փորձերով, յուրաքանչյուրը ճնշումների իր արժեքների տիրույթում: Ծնշումների միջանկյալ արժեքների համար սահմանված են գազի հոսանքը նկարագրող մոտավոր էմպիրիկ բանաձևեր:

(4.7) և (4.8) բանաձևերով օգտվում են ալն խողովակաշարերի երկրաչափական չափերը (տրամագծերը և երկարությունները) որոշելու համար, որոնք նախորոշված են գազը տվյալ արագությամբ հեռացնելու համար, օրինակ, որևէ անոթից գազը հանելու համար: Այդ բանաձևից երևում է, թե դուրս քաշելու արագությունը ինչքան մեծ կախում ունի նոսրացվող ժավալը պոմպի հետ միացնող խողովակի տրամագծից:

Խողովակաշարի տրամագծի ոչ ճիշտ (չափից դուրս փոքր) ընտրության դեպքում կարող է ստացվել, որ գազի ալն քանակը, որ կարող է բաց թողնել խողովակաշարը, ավելի փոքր է, քան ալն, որ կարող է քաշել պոմպը: Այդ դեպքում պոմպի արտադրողականությունը չի կարող լրիվ օգտագործվել:

§ 4. Գազերի խառնուրդի մոլեկուլյար հոսանքը: Գազային խառնուրդների բաժանումը

Անցքերի կամ մազական խողովակների միջով գազերի մոլեկուլյար հոսանքի յուրատեսակ հատկություններն օգտագործվում են գազային խառնուրդների բաժանման, անջատման համար:

Վերը ցույց տրվեց, որ ինչպես խողովակների միջով մոլեկուլյար հոսանքի, ալնպես էլ մոլեկուլյար էֆուզիայի ժամանակ միավոր ժա-

մանակում հոսող զոգի քանակը հակադարձ համեմատական է զազի մոլեկուլյար կշռի քառակուսի արմատին.

$$Q \sim \frac{1}{\sqrt{\mu}},$$

Ինչքան ավելի թեթև է զոգը, այնքան մնացած հավասար պայմաններին դեպքում զոգի հոսանքն ավելի մեծ է: Այստեղից հետևում է, որ եթե անցքերի կամ մազական խողովակների սիստեմի միջով անցկացվի միմյանցից իրենց մոլեկուլյար կշիռներով, հետևաբար և մոլեկուլների ջերմային արագություններով տարբերող զազերի խառնուրդ, ապա խառնուրդի ավելի թեթև բաղադրիչի մոլեկուլյար հոսանքը ավելի մեծ կլինի, քան ծանրինը: Դա այն հետևանքը կունենա, որ անցքերից կամ մազական խողովակներից չորս զալիս խառնուրդի բաղադրությունը կփոխվի՝ թեթև բաղադրիչի կոնցենտրացիան խառնուրդում ավելի մեծ կլինի, քան նրա կոնցենտրացիան մուտքի մոտ. խառնուրդը կհարստանա թեթև բաղադրիչով:

Դժվար չէ հաշվել խառնուրդի բաժանման աստիճանը անցքի կամ մազախողովակի միջով նրա մոլեկուլյար հոսանքի դեպքում: Ինչպես արդեն նշվել էր նախորդ գլխում, խառնուրդի հարստացման աստիճանն ընդունված է բնութագրել ϵ հարստացման գործակցով: Մեկ անգամ ևս հիշեցնենք, թե ինչպես է այն սահմանվում:

Դիցուք թեթև բաղադրիչի կոնցենտրացիան զազերի սկզբնական խառնուրդում հավասար է C_0 -ի: Այդ դեպքում ծանր բաղադրիչի կոնցենտրացիան հավասար է $1 - C_0$, և թեթև բաղադրիչի հարաբերական կոնցենտրացիան հավասար է, ակնհայտաբար,

$$\frac{C_0}{1 - C_0},$$

Անցքի կամ մազախողովակի միջով զազի հոսելու հետևանքով, թեթև բաղադրիչի կոնցենտրացիան կաճի մինչև մի որևէ C_1 արժեք և, համապատասխանաբար, ծանր բաղադրիչի կոնցենտրացիան հավասար կդառնա $1 - C_1$, իսկ թեթև բաղադրիչի հարաբերական կոնցենտրացիան հավասար կլինի

$$\frac{C_1}{1 - C_1},$$

Ակնհայտ է, որ այդ հարաբերական կոնցենտրացիան մեծ է սկզբնականից, այսինքն

$$q = \left(\frac{C_1}{1 - C_1} : \frac{C_0}{1 - C_0} \right) > 1, \quad (4.9)$$

Այդ հարաբերությունը հավասար կլինի մեկի, եթե հարստացում չլինի:

Հարստացման ε գործակից մենք անվանեցինք (տես III դրոշ) հարաբերական կոնցենտրացիաների հարաբերության շեղումը մեկից: Դա նշանակում է, որ

$$\frac{C_1}{1-C_1} = \frac{C_0}{1-C_0} (1 + \varepsilon); \quad (4.10)$$

Եթե երկու բաղադրիչների մոլեկուլար կշիռները քիչ են տարբերվում միմյանցից, ինչպես, օրինակ, դա տեղի ունի իզոտոպների համար, ապա հարստացման գործակիցը շատ փոքր է.

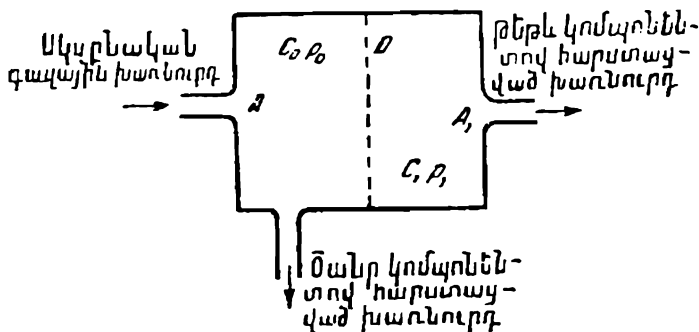
$$\varepsilon \ll 1;$$

Այդ դեպքում (4.10) հավասարումը պարզեցվում է և կարող է ներկայացվել հետևյալ տեսքով.

$$C_1 - C_0 = \varepsilon C_1 (1 - C_1); \quad (4.11)$$

Հաշվենք հարստացման ε գործակցի արժեքը:

Քննարկենք զազի երկու ծավալներ, որոնք բաժանված են միմյանցից անցքերի (կամ մազսկան խողովակների) D սխտեմով (նկ. 4.3):



Նկ. 4.3

Դիցուք, A կետում ներհոսում է սկզբնական զազային խառնուրդը p_0 ճնշման տակ՝ թեթև բաղադրիչի C_0 կոնցենտրացիայով: Խառնուրդի փոքր մասը անցնում է անցքերի D սխտեմի միջով և հարստանալով թեթև բաղադրիչով, դուրս է գալիս A_1 -ից p_1 ճնշման տակ: Մնացած մասը հեռացվում է (տես նկ. 4.3): Ենթադրենք,

$$p_0 > p_1; \quad p_0 - p_1 = \Delta p;$$

Անցքերի չափերն աճադրվում են, որ զադի հոսանքը նրանց միջով մոլեկուլյար է, ալսինքն անցքերի մակերևույթի սահմաններում մոլեկուլները չեն բախվում միմյանց հետ, և, հետևաբար, խառնուրդի լուրջ քանչևոր բաղադրիչը շարժվում է միտակց անկախ թեթև և ծանր բաղադրիչների պարզյալ ճեշումները մատքի և ելքի մոտ նշանակինք համապատասխանաբար.

$$p_p, p_a, p_{1p}, p_{1a}$$

Դա նշանակում է, որ.

$$p_p = C_0 p_0; \quad p_a = (1 - C_0) p_0,$$

$$p_{1p} = C_1 p_1; \quad p_{1a} = (1 - C_1) p_1,$$

Խառնուրդի թեթև և ծանր բաղադրիչների մոլեկուլյար կշիռները համապատասխանաբար նշանակելով μ_p -ով և μ_a -ով, անցքի միջով թեթև բաղադրիչի Q_p հոսանքի համար կստանանք հետևյալ արտահայտությունը ((4.4ա) և (4.4ա) բանաձևերի համաձայն)

$$Q_p = \frac{A}{\sqrt{\mu_p}} (p_p - p_{1p}) = \frac{A}{\sqrt{\mu_p}} (C_0 p_0 - C_1 p_1) \quad (4.12)$$

և ծանր բաղադրիչի հոսանքի համար՝

$$Q_a = \frac{A}{\sqrt{\mu_a}} (p_a - p_{1a}) = \frac{A}{\sqrt{\mu_a}} [(1 - C_0) p_0 - (1 - C_1) p_1],$$

որտեղ

$$A = \frac{S}{\sqrt{2\pi RT}}$$

անցքի համար և

$$\Lambda = \frac{8\pi}{3} \frac{1}{\sqrt{2\pi RT}} \frac{r^3}{l}$$

մագնական խողովակի համար:

Նշանակենք $\frac{p_1}{p_0}$ հարաբերությունը K -ով ($K < 1$): Այդ դեպքում՝

$$Q_p = \frac{A}{\sqrt{\mu_p}} p_0 (C_0 - K C_1)$$

և

$$Q_a = \frac{A}{\sqrt{\mu_a}} p_0 [(1 - C_0) - (1 - C_1) K],$$

Այնուհետև, ակներև է, որ

$$\frac{Q_p}{Q_\delta} = \frac{C_1}{1 - C_1}$$

և հետևաբար

$$\frac{C_1}{1 - C_1} = \sqrt{\frac{\mu_\delta}{\mu_p}} \frac{C_0 - KC_1}{1 - C_0 - K(1 - C_1)}, \quad (4.13)$$

Ոչ բարդ ձև փոփոխություններից հետո ստանում ենք խառնուրդի կոնցենտրացիայի՝ մեզ հետաքրքրող փոփոխությունը.

$$C_1 \quad C_0 = \frac{\left(\sqrt{\frac{\mu_\delta}{\mu_p}} - 1 \right) (1 - K) (1 - C_1) C_1}{1 + \left(\sqrt{\frac{\mu_\delta}{\mu_p}} - 1 \right) (1 - C_1)}, \quad (4.14)$$

Այս բանաձևից երևում է, որ զազերի խառնուրդի կոնցենտրացիայի փոփոխությունը (հարստացումը) անցքի կամ մազական խողովակների միջով մոլեկուլյար էֆուզիայի ժամանակ այնքան ավելի մեծ է, որքան մեծ է $\frac{\mu_\delta}{\mu_p}$ հարաբերությունը. այսինքն որքան ավելի խիստ են տարբերվում իրարից խառնուրդի երկու բաղադրիչները իրենց մասսաներով:

Շարադրված եղանակը հատուկ նշանակություն է ստացել իզոտոպների բաժանման պրոբլեմի կապակցությամբ: Իզոտոպները՝ տարբերվելով իրարից միայն իրենց մասսաներով, չեն կարող բաժանվել սովորական քիմիական եղանակներով:

Իզոտոպատոմների մոլեկուլյար հոսանքի արագությունների տարբերության օգտագործումը նրանց բաժանման համար ավելի էֆեկտիվ եղանակ դուրս եկավ, քան շատ ուրիշ եղանակներ:

Իզոտոպների խառնուրդներում մոլեկուլյար կշիռների տարբերությունը սովորաբար շատ աննշան է (բացառություն են կազմում այնպիսի թեթև էլեմենտները, ինչպիսիք են ջրածինը և հելիումը), այնպես որ $\frac{\mu_\delta}{\mu_p}$ հարաբերությունը մոտ է մեկի:

Այդ դեպքում (4.14) հավասարումը զգալիորեն պարզ տեսք է ստանում:

Եթե $\mu_\delta - \mu_p$ տարբերությունը նշանակենք $\Delta\mu$ -ով, ապա

$$\sqrt{\frac{\mu_\delta}{\mu_p}} = \sqrt{1 + \frac{\Delta\mu}{\mu}},$$

որտեղ $\mu = \frac{\mu_p + \mu_b}{2}$ խառնուրդի միջին մոլեկուլյար կշիռն է:

Քանի որ իզոտոպների համար մոլեկուլյար կշիռները $\frac{\Delta\mu}{\mu}$ հարաբերական տարբերությունը փոքր է՝ $\frac{\Delta\mu}{\mu} \ll 1$, ապա սահմանափակելով $\left(1 + \frac{\Delta\mu}{\mu}\right)^{\frac{1}{2}}$ նյութոտնի երկանդամի վերլուծության առաջին երկու անդամներով, կստանանք.

$$\frac{\mu_b}{\mu_p} = 1 + \frac{1}{2} \frac{\Delta\mu}{\mu},$$

Տեղադրելով $\frac{\mu_b}{\mu_p}$ -ի այս արժեքը (4.14)-ի մեջ, կստանանք.

$$C_1 - C_0 = \frac{\frac{\Delta\mu}{2\mu} (1 - K) C_1 (1 - C_1)}{1 - \frac{\Delta\mu}{2\mu} (1 - C_1)}, \quad (4.14a)$$

Այս բանաձևի աջ մասի հայտարարում $\frac{\Delta\mu}{2\mu} (1 - C_1)$ անդամը կարելի է անտեսել մեկի նկատմամբ, քանի որ $\frac{\Delta\mu}{2\mu} \ll 1$:

Այդ դեպքում

$$C_1 - C_0 = \frac{\Delta\mu}{2\mu} C_1 (1 - C_1) (1 - K), \quad (4.15)$$

Այժմ, օգտվելով (4.11) և (4.15) արտահայտություններից, կարելի է ստանալ հարստացման գործակցի համար հետևյալ արտահայտությունը.

$$\epsilon = \frac{C_1 - C_0}{C_1 (1 - C_1)} = \frac{\Delta\mu}{2\mu} (1 - K), \quad (4.16)$$

Ինչպես և պետք էր սպասել, ստացվեց, որ հարստացման գործակիցը ալիքան ալիքի մեծ է, որքան մեծ է իզոտոպների խառնուրդի բաղադրիչների մոլյար կշիռների $\frac{\Delta\mu}{2\mu}$ հարաբերական տարբերությունը

և աճում է էֆուզիան առաջացնող ճնշումների $\frac{p_0}{p_1} = \frac{1}{K}$ հարաբերության մեծացման համեմատ: Ուստի բաժանման անընդհատ պրոցեսը պահպանելու համար հարկավոր է պոմպ, որը պահպանի ճնշումների

անհրաժեշտ հարարերությունը կամ, ինչպես ասում են, ճնշումների անկում, որի ազդեցությամբ ասակ գազը հոսում է միջնորմի միջով:

Վերջին տասնամյակում մոլեկուլյար էֆուզիայի եղանակով հնարավոր եղավ իրագործել զգալի թվով տնայինի էլեմենտների իզոտոպների խառնուրդների բաժանումը, որոնք գազեր են կամ առաջացնում են գազանման միացություններ: Սկզբիցով բաժանվել են նեոնի (Ne) իզոտոպները: ^{13} ատոմային կշիռ ունեցող ածխածնի իզոտոպը ^{12} ատոմային կշիռ ունեցող հիմնական իզոտոպից (C^{12}) բաժանելու համար օդափոխվել է ածխածնի CH_4 (մեթան) գազանման միացությունը:

Ծիշու նույն ձևով ^{235} և ^{238} ատոմային կշիռներ ունեցող տրանի իզոտոպները (U^{235} և U^{238}) բաժանելու համար օգտագործվում է UF_6 միացությունը՝ վեջժտորային ուրանը, որի ցիլոլըջիների առած-գականությունը բավականին զգալի է:

Ինչպես արդեն նշվեց, մոլեկուլյար կամ ատոմային կշիռների $\frac{\Delta\mu}{\mu}$ հարարերական տարբերությունը իզոտոպների մեծամասնություն μ համար փոքր մեծություն է: Ուրեմն փոքր է նաև հարստացման ϵ գործակցի մեծությունը, այնպես որ էֆուզիան տալիս է համապատասխան իզոտոպի կոնցենտրացիայի լոկ շատ փոքր փոփոխություն: Ուղ պատճառով իզոտոպներից որևէ մեկով խառնուրդի զգալի հարստացման համար մոլեկուլյար հոսքի պրոցեսը բաղմաթիվ անգամ կրկնում են: Հարստացման պրոցեսի աղապիսի հաջորդական կրկնումը, որ կատարվում է անընդհատ կերպով, խիստ բարդացնում է այս եղանակի գործնական օգտագործումը, չնայած իր՝ հարստացման ակորունքի պարզությունը: Այնուամենայնիվ հենց այդ եղանակն է ստացել զգալի արդյունաբերական զարգացում վերջին տարիներում:

Հարստացման նկարագրված եղանակը հաճախ սխալ կերպով անվանում են դիֆուզիոն եղանակ, մինչդեռ իրականում այն պետք է անվանել էֆուզիոն: Դիֆուզիան, ինչպես հայտնի է, տեղի է ունենում բաղադրիչների կոնցենտրացիաների տարբերության հաշվին այն պայմանով, որ գազի ճնշումն ամենուրեք նույնն է:

§ 5. Գազերի դիֆուզիան վակուումում

Ինչպես հայտնի է, դիֆուզիան գազերում տեղի է ունենում մոլեկուլների ջերմային շարժումների շնորհիվ, և եթե այն որոշվեր միայն այդ շարժումների արագությամբ, ապա կընթանար համարյա ակնթաթորեն: Միայն մոլեկուլների միջև հաճախակի բախումներն են, դիֆուզիոն դարձնում գանգաղ պրոցես:

Վակուումում, երբ մոլեկուլների միջև բախումներ չկան, գազերի զիֆուզիան՝ մի գազի թափանցումը մյուսի մեջ, իրոք որոշվում է մոլեկուլների շերմային շարժումների արագությունով, և այստեղ դա արագ են դանդաղ պրոցես չէ: Բախումներով չկաշկանդվող մոլեկուլները ռնտրվել թափանցում են անսթի ցանկացած մասը, և զիֆուզիան կատարվում է շատ արագ:

Բացի մոլեկուլային շարժումների արագություններից զիֆուզիայի վրա ազդում են նաև այն անոթի ձևը և չափսերը, որի մեջ նա կատարվում է: Եթե զիֆուզիան կատարվում է զրանային անոթում, ապա զիֆուզիայի դործակիցը (ավելի ճիշտ՝ ինքնազիֆուզիայի գործակիցը) որոշվում է հետևյալ բանաձևով.

$$D = \frac{1}{3} \bar{c} d,$$

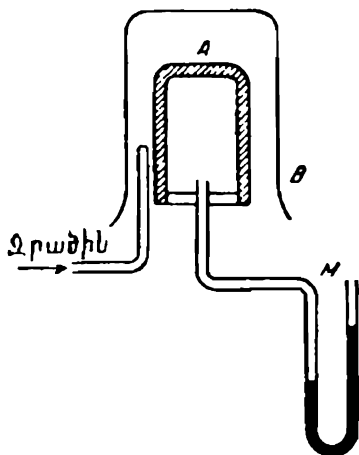
որտեղ $\bar{c}$ -ն մոլեկուլների միջին արագությունն է, d -ն՝ խողովակի տրամագիծը:

Խիստ գազի զիֆուզիայի գործակցի համար ստացված արտահայտությունից այս բանաձևը տարրերվում է նրանով, որ ազատ վազքի երկարություն փոխարեն նրա մեջ մտնում է խողովակի տրամագիծը: Առհեստ, վակուումի պայմաններում անոթի պատերի միջև եղած հեռավորությունն էլ հենց կարող է համարվել ազատ վազքի երկարություն, որովհետև միայն պատերի հետ են բախվում մասնիկները:

Ոչ սեացիոնալ զիֆուզիա: Հետևյալ փորձը պարզաբանում է զիֆուզիայի պրոցեսը վակուումի պայմաններում: Ձնայած այդ փորձում զիֆուզվող գազերը գտնվում են մթնոլորտային ճնշման տակ, բայց և այնպես վակուումի պայմանները ապահովված են նրանով, որ գազը զիֆուզվում է ծակոսկեն նյութի միջով, որի մեջ ծակոսկների չափսերը փոքր են մթնոլորտային ճնշման դեպքում ազատ վազքի երկարությունից: Ծակոսկեն նյութից, որինակ՝ չթրծված ճինապակուց պատրաստված A անոթը (նկ. 4.4) միացված է M մանոմետրի հետ և տեղավորվում է ջրածնով լցված բաժակում (B բաժակը ջրջված է, որպեսզի ջրածինը չցնդի): Մինչ այդ, ընկանաբար, A անոթը լցված էր մթնոլորտային օդով, իսկ դրանից հետո ճնշումը նրանում սկսում է իսկույն բարձրանալ: Դա հայտնաբերվում է M մանոմետրի երկու ծնկներում հեղուկի մակարդակների տարբերությամբ: Այն բանից հետո, երբ ճնշումը A անոթում հասնում է մի ինչ-որ մաքսիմալ մեծության, հետո սկսում է ընկնել և վերջիվերջո հասնում է ելակետային արժեքին: Եթե դրանից հետո ջրածնով բաժակը հեռացվի, ճնշումը A անոթում ընկնում է մթնոլորտայինից ցածր, հասնում է այժմ արդեն մի ինչ-որ միջին ալիքի, իսկ այնուհետև որոշ ժամանակից հետո նո-

րից հասնում է սկզբնական արժեքին: Այս բոլորը պարզ կիրպով բացատրվում է ջրածնի և օդի մոլեկուլների ջերմային շարժումների արագությունների տարբերությամբ:

Իրոք սկզբում, երբ Λ անոթի ներսում գտա օդ էր, իսկ դրսում (B բաժակում)՝ ջրածին, վերջինիս մոլեկուլները թափանցում էին անոթի մեջ ավելի մեծ արագությամբ, քան օդի մոլեկուլները դիֆուզվում էին A-ից դեպի B: Այդ պատճառով ճնշումը A անոթում աճում էր: Առաջացած ճնշումների տարբերության ազդեցության տակ խառնուրդն սկսում է հոսել դեպի դուրս և ճնշումը հավասարվում է:



Նկ. 4.4

պես ավելի թեթև. նորից դիֆուզվում են A անոթի ծակոտիկն պատե-
րի միջով, այս անգամ դեպի դուրս, և քանի որ օդի հանդիպական
դիֆուզիան դեպի A անոթը տեղի է ունենում դանդաղ, ապա անոթի
ներսում ճնշումն ընկնում է:

Նկարագրված փորձը ոչ ստացիոնար դիֆուզիայի օրինակ է, քա-
նի որ դիֆուզվող գազի կոնցենտրացիան անընդհատ փոփոխվում է:
Սակայն նա դիֆուզիայի մեխանիզմի մասին տալիս է շատ ակնառու
պատկերացում:

§ 6. Ճնշումների տարբերությունը գազի տարբեր չափով տաքացված մասերի միջև (ջերմային տրանսպիրացիա)

Մոլեկուլների միջև բախումների բացակայությունը նոսրացրած
գազում հանգում է փակ ծավալում գազի տարբեր մասերի միջև հա-
վասարակշռության լուրատեսակ պայմանի:

Դիցուք, գազով լցված անոթի A և B մասերը, որոնց ջերմա-
տիճանները համապատասխանաբար հավասար են T_A և T_B , միացված
են իրար հետ S անցքով (Նկ. 4.5): Ի՞նչ պայմանների դեպքում A և B
մասերի միջև կհաստատվի հավասարակշռություն, այսինքն՝ տեղի չի
ունենա գազի շարժում:

Ակներև է, որ հավասարակշռությունը կհաստատվի այն դեպքում,

երբ միևնույն ժամանակի ընթացքում, օրինակ՝ 1 վայրկյանում, A-ից դեպի B անցնող մոլեկուլների թիվը հավասար լինի հակառակ ուղղությամբ անցնող մոլեկուլների թվին:

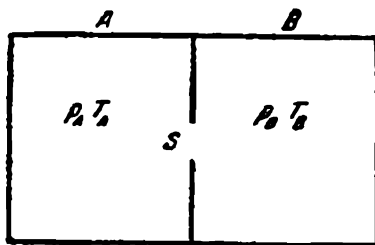
Մեկ վայրկյանում S անցքի միջով անցնող մասնիկների թիվը, ակնբերաբար, համեմատական է միավոր ծավալում եղած մասնիկների թվի և նրանց ջերմային արագություն արտադրյալին: Ուստի զազի հավասարակշռության պայմանը կգրվի հետևյալ ձևով՝

$$n_A c_A = n_B c_B, \quad (4.17)$$

որտեղ n_A , $\bar{c}_A$, n_B և $\bar{c}_B$ ՝ A և B մասերում գազի մոլեկուլների ինքնությունները և միջին ջերմային արագություններն են: Հաշվի առնելով,

$$n_A = \frac{p_A}{kT_A}; \quad n_B = \frac{p_B}{kT_B},$$

կստանանք հավասարակշռության հետևյալ պայմանը՝



$$\frac{p_A}{T_A} = \frac{p_B}{T_B}, \quad (4.18) \quad \text{Նկ. 4.5}$$

այսինքն գազի երկու մասերում ճնշումները ստացվում են համեմատական այդ մասերի ջերմաստիճանների քառակուսի արմատին: Խիտ գազերի համար հավասարակշռության պայմանը, ինչպես հալտեի է, ճնշումների հավասար լինելն է գազի բոլոր մասերում՝

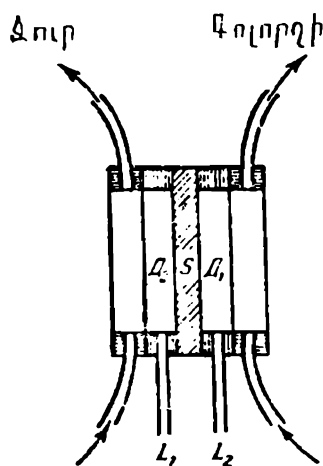
$$p_A = p_B$$

Հավասարակշռության պայմանների միջև եղած այսպիսի տարբերությունը առաջին հայացքից տարօրինակ է թվում, որովհետև (4.17), հավասարությունը չի պարունակում որևէ բան, որ վերաբերվեր բացառապես նոսրացրած գազին. այն իրավացի է նաև խիտ գազի համար: Սակայն սովորական ճնշումների դեպքում մոլեկուլների բախումները առաջ են բերում գազի շարժում՝ ամբողջապես վերցրած, որը և հանգում է ճնշումների հավասարեցմանը: Իսկ նոսրացրած գազում մոլեկուլները շարժվում են իրարից անկախ, և ջերմաստիճանների տարբերությունը չի կարող առաջացնել ամբողջ գազի շարժում: Ահա թե ինչու նոսրացրած գազում խախտվում է Պասկալի օրենքը: Այդ օրենքը վերաբերվում է այն դեպքին, երբ գազը իրեն պահում է ինչպես սովորական հեղուկ, այսինքն ինչպես հոծ միջավայր: Սակայն փոքր ճնշումների դեպքում լրիվ չափով իրեն զգացնել է տալիս գազի

մոլեկուլայր կառուցվածքը, և այն արդեն չի կարելի դիտել որպես հոծ միջավայր: Փորձը իրոք հաստատում է (4.18) բանաձևի ճշտությունը:

Տարրեր չափով տաքացված և մոլեկուլների ազատ միջավայրի միջին երկարություն հետ համեմատած փոքր անցքերով բաժանված անոթի մասերի միջև ճնշումների տարբերության դիտումների փորձերը առաջին անգամ արել է Օ. Մեյնոլդսը (1879 թ.), որն այդ երևույթը անվանել է ջերմային արանսպիրացիա: Մեյնոլդսի փորձի սխեման բերված է նկ. 4.6-ում:

Ծակոտիկն նյութից պատրաստված (անցքի փոխարեն) S թիթեղն սմբացված է երկու էրոնիտե օղակների միջև, որոնք ծածկված են D_1 և D_2 մետաղական սկավառակներով: Հետազոտվող գազը (օդ) գտնվում է այդ սկավառակների և ծակոտիկն միջնորմի միջև եղած ծավալում: D_2 սկավառակը սառեցվում է հոսող ջրով, իսկ D_1 սկավառակը տաքացվում է տաք զոլորչիով, ինչպես ցույց է տրված նկ. 4.6-ում: Այսպիսով ստեղծվում է ջերմաստիճանների տարբերություն ծակոտիկն թիթեղի երկու կողմերում գտնվող գազի ծավալների միջև: L_1 և L_2 խողովակների միջոցով անոթի երկու մասերին միացված մանոմետրերի օգնությամբ չափվում են p_1 և p_2 ճնշումները:



Նկ. 4.6

Չափումները ցույց տվեցին, որ բավականաչափ փոքր ճնշումների դեպքում (4.18) հավասարումը շատ լավ է բավարարվում: Մեծ ճնշումների դեպքում երկու ծավալների միջև ճնշումների տարբերությունը վերանում է:

Ջերմային տրանսպիրացիայի հենց նոր նկարագրված երևույթը կարևոր նշանակություն ունի վակուումում ճնշումը չափելիս այն դեպքում, երբ մանոմետրը, գտնվելով, իհարկե, սենյակի ջերմաստիճանում, հետազոտվող ծավալի հետ միացված է նեղ մղանցքով (խողովակով), իսկ ինքը ծավալը գտնվում է սենյակի ջերմաստիճանից տարբեր ջերմաստիճանում: Այսպես, օրինակ, սարքերի այն մասերում, որոնք գտնվում են հեղուկ

ազոտի ջերմաստիճանում 77°K), ճնշումը կկազմի ընդամենը 0,55 մասը այն ճնշման, որ չափվում է սենյակի ջերմաստիճանում գտնվող մանոմետրով: Ժիշտ և ուլն ձևով վառարանում մինչև 2000 աստիճան տաքացված անոթում ճնշումը համարյա երեք անգամ ավելի բարձր կլինի, քան այդ անոթի հետ միացված մանոմետրի ցուցմունքը:

§ 7. Վակուումային տեխնիկայի տարրերը

Յաճախ ճնշումների կամ, որ հաճախ է, բարձր վակուումի ստացումը այն կամ ուրիշ անոթի ծավալում պահանջում է առանձնահատուկ եղանակներ և համապատասխանորեն հատուկ ապարատուրա:

Վերջին մամանակներում կարևոր նշանակություն են ստացել մեծ թվով ֆիզիկական և տեխնիկական պրոցեսներ, որոնք բնթվանում են շատ բարձր վակուումի պայմաններում: Մշակվել են սարքեր ալգպիսի վակուում ստեղծելու և այն պահպանելու համար, և ստեղծվել են պուլի շատ փոքր ճնշումների չափման համար գործիքներ:

Մամանակակից նոսրացնող հարմարանքների օգնությամբ հաջողվել է հասնել մինչև 10^{-13} մմ սնդ. սյան ճնշման: Ալգպիսի ճնշման զեպքում մոլեկուլների խտությունը (միավոր ծավալում մոլեկուլների թիվը) մոտավորապես կադմում է՝

$$n \approx \frac{3 \cdot 10^{19}}{7(6)} 10^{-13} \approx 4000 \text{ սմ}^{-3};$$

Ժիշտ է, ալգպիսի բարձր վակուում կարելի է ստանալ միայն ոչ մեծ ծավալում՝ ամրոդչապես ապակուց պատրաստված անոթում, որի պատերի մակերևույթում կլանված գազերի հեռացված են երկար տաքացումով: Սակայն մետաղական ապարատուրայի մեծ ծավալներում էլ, չնայած մետաղների ալելի շատ են հալված գազեր կլանելու, քան ապակին, հաջողվում է ստեղծել $10^{-10} \div 10^{-11}$ մմ սնդ. սյան ճնշման համապատասխանող վակուում:

Իհարկե կարելի է սկզբունքորեն շատ պարզ եղանակով ստեղծել էլ ալելի բարձր վակուում, սառեցնելով անոթը, որի մեջ ալգ վակուումը պեսք է ստեղծվի, մինչև աստիճանի հարյուրերորդական մասերի կարգի ջերմաստիճանների (Կելվինի սանդղակով): Ալգպիսի ջերմաստիճանում ցանկացած նյութի գոլորշիների առաձգականությունը շատ փոքր է:

Նույնիսկ հելիումի համար, որը չի պնդանում ոչ մի ջերմաստիճանում, ալգպիսի ջերմաստիճանի զեպքում գոլորշիների առաձգականությունն արդեն ցածր է, քան 10^{-30} սմ սնդ. սյան: Ալգ պայմաններում կարելի է ասել, որ անոթում ստեղծված է լրիվ վակուում: Սակայն բարձր վակուումի ստացման ալսպիսի եղանակը գործնական նըշանակություն չի կարող ունենալ՝ ալգքան ցածր ջերմաստիճանների ստացման, միջոցների բարդություն և թանկության պատճառով:

Ստորե համառոտ կերպով կնկարագրվեն ժամանակակից գիտական և տեխնիկական պրակտիկայում օգտագործվող՝ բարձր վակուումի ըստեղծման միջոցները և փոքր ճնշումների չափման եղանակները:

Պումպեր: Լեմեն մի հարմարանք, որ ծառայում է որևէ ժափալից զազը հանելու, լախնքն՝ նրանից գազալին մոլեկուլները հեռացնելու համար, կոչվում է պումպ:

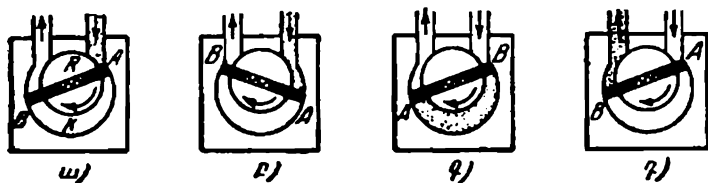
Բարձր վակուում կոչվում է 10^{-5} մմ սնդ, սլան ճնշումից ցածր ճնշումները: Դա, իհարկե, պայմանական սահման է:

Վակուումային պումպը պետք է հեռացնի զազը նոսրացվող անոթից և դուրս մղի պումպի ճարտաթողման՝ անցքից, հաղթահարելով արտաքին ճնշումը, որն այդ պատճառով կոչվում է հակաճնշում:

Ինչքան ավելի բարձր է վակուումը (ինչքան ավելի ցածր է ճնշումը), որը պահանջվում է ստանալ, այնքան ավելի փոքր պետք է լինի հակաճնշումը պումպի արտաթողման անցքի մոտ: Դոյոթյուն չունեն տնային պումպեր, որ կարողանալին հանել զազը մինչև 10^{-5} — 10^{-6} մմ սնդ. սլան (կամ ավելի ցածր) կարդի ճնշումը և հանված զազը արտամղելին դեպի մթնոլորտ, լախնքն՝ 760 մմ սնդ. սլան հակաճնշման դեպքում: Այդ պատճառով բավականաչափ ցածր հակաճնշում ստեղծելու համար օգտագործվում են նախնական նոսրացման պումպեր կամ ինչպես սովորաբար նրանց անվանում են, ֆորվակուումային պումպեր: Դրանք հաջորդաբար միացնում են պահանջվող բարձր վակուումը ստեղծող բարձր վակուումային պումպերի հետ:

Ֆորվակուումային պումպն աշխատում է անմիջականորեն մթնոլորտային ճնշման դեմ:

Ֆորվակուումային պումպեր: Դոյոթյուն տեսնող բաղձաթիվ տիպերի ֆորվակուումային պումպերից ամենակիրառականները հանդիսանում են տարրեր կոնստրուկցիաների ռոտացիոն լուղային պումպերը: Լեչպիսի պումպերից մեկի կառուցվածքը և նրա գործողության սկզբունքը սխեմատիկորեն ներկայացված են նկ. 4.7-ում:

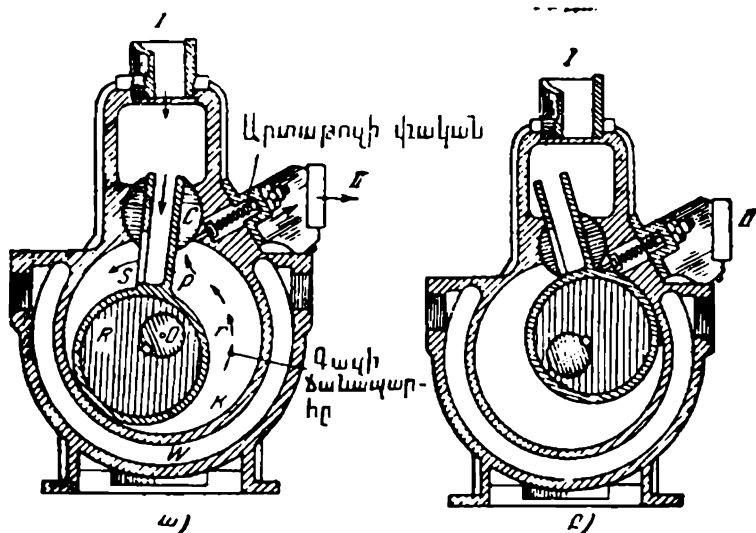


Նկ. 4.7

R պողպատե գլանը (ռոտորը), որն օծվում է լուղով, պտտվում է **K** գլանային պատվանի մեջ, որն ունի երկու կարճախողովակ՝ մուտքի և ելքի: Պատվանի և ռոտորի կենտրոնները չեն համընկնում. վերջինը պտտվում է այնպես, որ ամբողջ ժամանակ կիս հպվում է պատվանի ներքին մակերևույթին նրա վերևի մասում: Ռոտորի տրամա-

զծային հարթության մեջ տեղավորված են A և B երկու հարթ թի-
թեղ-թիակները, որոնք հրվում են նրանց միջև գրված զսպանակով:
Թիակները զսպանակների միջոցով կիպ տեղավում են պատյանի ներ-
քին մակերևույթին՝ նրա ծավալը բաժանելով երկու կամ երեք մասի,
նախած ուտորի գիրքին նրա պտտման ժամանակ: Երբ թիակները
գտնվում են նկ. 4.7 ք-ում ցույց արված դիրքում, գազի մի բաժին
նոսրացվող ծավալից մուտքի կարճախողովակով մտնում է պատյանը:
Այնուհետև (նկ. 4.7 գ-ում ցույց արված դիրքում) այդ բաժինը ուտո-
րի պտտման հետևանքով անջատվում է մնացած ծավալից, և ուտորի
հետագա շարժման ժամանակ սեղմվում է B թիթեղով և արտամղվում
է դուրս կարճախողակի արտաթողման փականի միջով (տես նկ.
4.7 դ): Դրանից անմիջապես հետո դառարկվող ծավալից պատյանի
մեջ է մտնում գազի նոր բաժին և այլն: Հեշտ է տեսնել, որ ուտորի
մեկ պտույտի ընթացքում մանրադաձև տարածությունից օդը թիակնե-
րով հեռացվում է երկու անգամ: Այդպիսի պոմպի միջոցով մուտքի
մոտ կարելի է ստանալ մինչև 0,05 մմ մոդ. սյան ճնշում:

Ֆորվակտումային պոմպի մի այլ կոնստրուկցիա ցույց է արված
նկ. 4.8-ում: Այստեղ է քսցենտրիկի ձև ունեցող R ուտորը պտտվում է K



Նկ. 4.8

պատյանի O կենտրոնով, բայց ոչ ուտորի կենտրոնով անցնող առանցքի
շուրջը: Ուտորը տեղավորված է Ե պահուսակի ներսում, որի վրա ամրաց-
ված է իր լախ մասում S անցքն ունեցող P հարթ սնամեղ թիթեղը:

Օդր ելքի խողովակի միջով արտամղող միաց և հանդիսանում հենց այդ պահունակը: Բ թիթեղն անցնում է C հողանյայի միջով, որը թռչլ է տալիս նրան աղղաձիգ դիրքից դեպի երկու կողմերն էլ թեքվելու: Թողորի պտաման ժամանակ է պահունակը ամրոցը ժամանակ հալում է պատյանի հերքին մակերևութին և Բ թիթեղի հետ միասին բաժանում է պատյանի տարածությունը երկու կամ երեք մասի:

Նկ. 4.8. ա-ում պոմպը ցույց է տրված ալն դիրքում, երբ դալը ներծրծվում է նոսրացվող ծավալից I մուտքի կարճախողովակի միջով, իսկ Նկ. 4.8. բ-ում՝ ալն դիրքում, երբ զալը դուրս է մղվում II ելքի կարճախողովակի միջով: Լեշտատանքի ժամանակ պոմպը հովացվում է պատյանի շրջապատող W տարածության միջով հոսող ջրով:

Քառեվակուումային պոմպեր: Ի տարբերություն նախորդ պտրադրաֆում նկարագրված մեխանիկական ֆորվակուումային պոմպերի, ժամանակակից բարձր վակուումային պոմպերում ոչ մի չարժվող մեխանիկական մաս չկա: Նրանց գործողությունը հիմնված է որևէ հեղուկի (սովորաբար սնդիկի կամ լուղի) գոլորշիների շիթով հանվող դալի մոլեկուլների տարվելու վրա: Լեղ պատճառով ալս պոմպերը կոչվում են շոկեշիքային: Նրանց հաճախ աշվանում են դիֆուզիոն, քանի որ նրանց գործողությունը կապված է հանվող դալի մասնիկների դիֆուզիայի հետ գոլորշու շիթի մեջ:

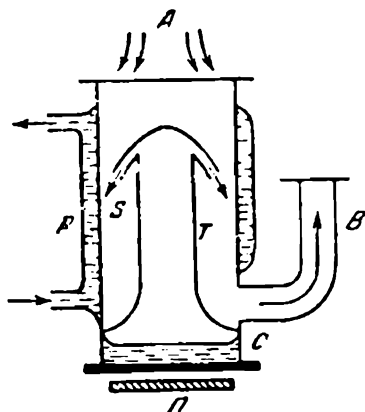
Ալս ալիսի բարձրվակուումային պոմպերը կարող են աշխատել միալն բավականաչափ ցածր հսկանշման դեպքում, որը և ապահովվում է ֆորվակուումային պոմպով: Լեղ պատճառով դիֆուզիոն պոմպը հաջորդաբար միացվում է ֆորվակուումային պոմպի հետ ալնպես, որ դիֆուզիոն պոմպի արտաթողի անցքը միացվում է ֆորվակուումային պոմպի մուտքին:

Ներկայումս ամենից ավելի տարածված՝ շոկեշիքային դիֆուզիոն պոմպի կառուցվածքի սխեման և գործողության սկզբունքը ցույց են տրված Նկ. 4.9-ում:

C ալթի հատակում, որը սովորաբար մետաղական է լինում, գտնվում է M գոլորշիացող հեղուկը: Նրա գոլորշիացումն ապահովվում է էլեկտրական E ջեռուցիչով: Նոսրացվող ծավալը միացվում է պոմպի A վերևի ծալրին, իսկ B արտաթողման կարճախողովակը միացվում է ֆորվակուումային պոմպի մուտքի խողովակին: Ալն բանից հետո, երբ ֆորվակուումային պոմպը ստեղծում է անհրաժեշտ ճնշումը պոմպում և նոսրացվող ծավալում, միացվում է ջեռուցիչը, և հեղուկը սկսում է ինտենսիվորեն գոլորշիանալ: Գոլորշին բարձրանում է հեղուկի վրա տեղավորված T խողովակով և մեծ արագությամբ դուրս է շարվում S ծալրափողից, որով վերջանում է խողովակը: Ախտհետև գոլորշին խտանում է պատերի վրա և ցած է հոսում դեպի անոթի

հաստակը: Անոթի պտտերը շրջապատված են Ը շշապիկով, որի միջով հոսում է ջուր: Ջեռացիչը և ստանարանն ապահովում են, ախպիսով, գոլորշու անընդհատ շրջանառությունը:

Հանվող գազի մոլեկուլները՝ գալով A տարածությունից, տարվում են ծալրափողից դուրս շարավող գոլորշու շիթով գեպի պոմպի ներքևի մասը, որտեղ նրանք լնկնում են Ե կարճախողովակի մեջ և ֆորվակոտմային պոմպով հեռացվում են գեպի մթնոլորտ:



Նկ. 4.9

Գոլորշու շիթի հիմնական գերլին ալն է, որ հանվող գազի մոլեկուլներին հաղորդի իր իմպուլսի (շարժման քանակի) մի մասը և նրանց ուղղի ներքև՝ գեպի արտաթողման խողովակը: Բարձրավակուտմային պոմպի արտաթողման տեղում գազի ճնշումը հավասար է, ակնհայտորեն, ֆորվակոտմային

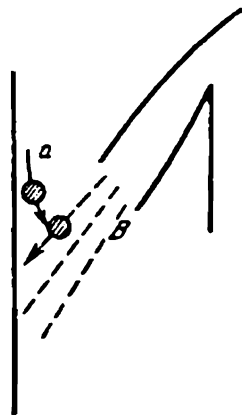
պոմպի ստեղծած ճնշմանը, այսինքն մոտ 10^{-2} մմ սնդ. սլան.

Այն սահմանային ճնշումը, որը կարող է ստեղծվել A-ին միացված նոսրացվող անոթում, գլխավորապես որոշվում է աշխատանքային հեղուկի գոլորշիների առաձգականութվամբ ծալրափողակի վերևի մասում ստեղծող ջրի ջերմաստիճանում: Այդ պատճառով բարձրավակուտմային պոմպերում որպես աշխատանքային հեղուկ ընտրում են լողերի ալնպիտի տեսակներ, որոնց համար սենյակի ջերմաստիճանում գոլորշիների առաձգականությունը փոքր է:

Մի փոքր ավելի մանրամասն քննարկենք շոգեշիթային պոմպի գործողութվան մեխանիզմը:

Նկ. 4.10-ում մեծացրած մասշտաբով ցույց է տրված S ծալրափողի և նրան հարող պոմպի կորպուսի ստեղծվող պատի մի մասը:

Մինչև պոմպի աշխատելը ճնշումը Պատարկվող ծավալում արդեն բավականաչափ փոքր է, որպեսզի մոլեկուլների ազատ վազքի երկարութվումը համեմատելի լինի մուտքի կարճախողովակի չափերի հետ, որը միացնում է պոմպը դատարկվող (նոսրացվող) ծավալի հետ (տես



Նկ. 4.10.

նկ. 4.9)։ Դա նշանակում է, որ գազի մոլեկուլները գործնականորեն չեն բախվում միմյանց հետ։ Համենայն դեպս, մոլեկուլների բախումները պատերի հետ սեղի են ունենում ավելի հաճախ, քան նրանց իդիսադարձ բախումները։ Այդ պայմաններում գազի այս կամ այն մոլեկուլի, օրինակ, α մոլեկուլի (նկ. 4.10) պոմպի մեջ ընկնելու միակ պատճառն այն է, որ այդ մոլեկուլի արագությունը ուղղությունը պատահարար համընկնում է վերելից ներքև ուղղության հետ, այսինքն՝ Ա տեղամասից դեպի գոլորշու B շիթը։ Այլ կերպ ասած, հանվող գազը դիֆուզվում է դատարկվող անոթից դեպի գոլորշու շիթը (հենց այդ պատճառով էլ այս սիսի պոմպերը կոչվում են դիֆուզիոն)։ Եթե α մոլեկուլի և գոլորշու շիթի ուրե՛կ մոլեկուլի միջև բախման հետևանքով α մոլեկուլն ընկնում է շիթի ներսը, ապա գործնականորեն նա այլևս չի կարող ես վերադառնալ, որովհետև գոլորշու ճնշումը շիթում բավականաչափ մեծ է. նա հասնում է մինչև 10 մմ սնդ. սյան արժեքի։ Այդպիսի ճնշման դեպքում կարելի է հաշվի չառնել գազի մոլեկուլների հակադարձ դիֆուզիայի հնարավորությունը։ Դա էլ հենց նշանակում է, որ գազի մոլեկուլները «ստարվում են» շիթի կողմից։

Իհարկե, գազի որոշ մոլեկուլներ՝ բախվելով գոլորշու մոլեկուլների հետ, կարող են ձևով բերել արագության այնպիսի ուղղություն, որ հեռանան շիթից։ Բայց դա չի նշանակում, որ այդ մոլեկուլները չեն հեռացվի անոթից, որովհետև հաջորդ բախումներից մեկի ժամանակ նրանք այնտեղնայնիվ կատսանան շարժման անհրաժեշտ ուղղությունը։ Այն փաստը, որ գոլորշու մոլեկուլների հետ բախվելիս գազի որոշ մոլեկուլներ ստանում են դեպի ետ՝ մուտքի կարճաճողովակը ուղղված արագություն, լոկ որոշ չափով փոքրացնում է գազի հանման արագությունը։ Պոմպի աշխատանքը որոշում են ոչ թե այդ, համեմատաբար հազվագյուտ դեպքերը, այլ այն հանգամանքը, որ շիթի ներսը դիֆուզված մոլեկուլներն այլևս գործնականորեն չեն կարող վերադառնալ։ Եվ քանի որ դիֆուզիայի արագությունը վակուումում, ինչպես գիտենք, շատ մեծ է, ապա շոգեշիթային պոմպերն ունեն դուրս մղման զգալիորեն մեծ արագություն։

Գոլորշու շիթի մեջ ընկած մոլեկուլները կամ նրա կողմից անմիջականորեն շարվում են ֆորվակուումի կողմը, կամ խփվում են պատերին, որոնց վրա կատարվում է գոլորշու կոնդենսացումը։ Այդ կոնդենսացման ժամանակ շոգու կողմից գրավված զազն ազատվում է և նույնպես հեռացվում է ֆորվակուումային պոմպով։

Սովորաբար շոգեշիթային պոմպերն ունենում են ոչ թե մեկ, այլ մի քանի ժալրափողեր (ամենից ավելի՝ 2 - 3 հատ), որոնք գործում են հաջորդաբար (բազմաստիճան պոմպեր)։

Ժամանակակից դիֆոզիոն պոմպերը թույլ են տալիս ստանալու մինչև 10^{-9} — 10^{-11} մմ սնդ. սյան կարգի ճնշում, իսկ որոշ պայմաններում կարելի է ստանալ նաև ավելի ցածր ճնշումներ։ Սակայն այդքան բարձր վակուում կարելի է ստանալ ամբողջ վակուումային սխեմաների լրիվ հերմետիկության ղեկավարման և հնչրամեշտ է նաև, որ դատարկ-վույ անոթի և վակուումային սխեմաների մշտա մասերի մակերևույթը դադեր չանջատի։ Այս երկու պայմաններն էլ, հատկապես երկրորդ պայմանին, շատ դժվար է բավարարել գործնականում։ Բանն այն է, որ սովորաբար համարյա բոլոր մարմնի մակերևույթից միշտ անջատվում է ավելի կամ պակաս քանակությամբ գազ, որը կամ կլանված (ադսորբցված) է մակերևույթի վրա, կամ լուծված է ներսում։ Բարձր վակուումի ղեկավարման բազմակերպ է, որ անջատվի շատ փոքր քանակությամբ գազ, որպեսզի նկատելիորեն փոփոխվի ճնշումը նույնիսկ համեմատաբար մեծ ծավալում։

Գազի սուբսիման (գեներացիա)։ Մի շարք նյութեր օժտված են ըզգալի քանակությամբ գազեր կլանելու ունակությամբ։ Այդպիսի կլանիչները (սորբենտներ) ախտիկ օրինակ է ածուխը, որի ծանր գազեր կլանելու ունակությունը վաղուց օգտագործվում է հակագազերում։ Գազեր կլանելու ածխի ունակությունը հիմնականում որոշվում է նրա խիստ մեծ մակերևույթով, որը պայմանավորված է նրա ծակոտկեն կառուցվածքով։ Մեծ մակերևույթ ստեղծելու համար ածուխը ենթարկում են հատուկ մշակման (ակտիվացնում են)։ Հատկապես մեծ է ածխի կլանման ունակությունը ցածր ջերմաստիճաններում։ Այս հատկությունն օգտագործում են գազերը նոսրացնելու և արդեն ստացված բարձր վակուումը պահպանելու համար։

Որոշ նյութեր օժտված են միանգամայն որոշակի գազեր կլանելու ունակությամբ շնորհիվ այն բանի, որ նրանք քիմիական ռեակցիայի մեջ են մտնում այդ գազերի հետ՝ առաջացնելով պինդ միացություններ։ Այսպիսի հատկություն ունի, օրինակ, տիտանը (Ti), որը կլանում է մեծ քանակությամբ ջրածին։ Տիտանի այս հատկությունը օգտագործվում է մի շարք հարմարանքներում, որտեղ պահանջվում է նոսրացնել ջրածինը։ Գազակլանիչ նյութերը երբեմն անպահում են գեներացիաներ։

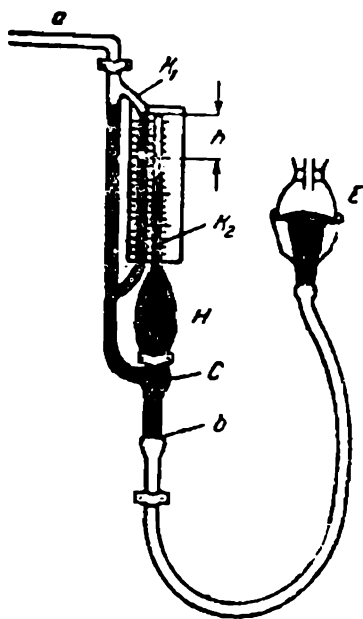
Փոքր ճնշումների չափումը։ Փոքր ճնշումների չափման համար մշակված են մի շարք եղանակներ։ Դրանցից մի քանիսը մենք այստեղ կնկարագրենք։

Պետք է նշել, որ գոյություն չունեն փոքր ճնշումների չափման այնպիսի գործիքներ, որոնք պիտանի լինեին վակուում հասկացողությամբ ընդգրկվող բոլոր ճնշումների համար, այնպես, ինչպես չկան գործիքներ, որոնք ընդունակ են չափելու ցանկացած բարձր ճնշումը,

Մենք այստեղ կնկարագրենք այն գործիքները (մանոմետրեր), որոնք ավելի հաճախ են օգտագործվում բարձր վակուումի տեխնիկայում: Սկսենք ամենափոքր ճնշումներից:

Մակ-Լեոդի մանոմետրը: Սա շատ փոքր ճնշումների չափման ամենաառաջին մանոմետրերից մեկն է, որը իր ժամանակին շատ լայն կիրառություն է գտել և հաճախ մինչև հիմա էլ կիրառվում է: Մակ-Լեոդի մանոմետրի գործողության սկզբունքը շատ պարզ է և կախում ունի հետևյալում:

Սովորական Ս-աձև սնդիկային մանոմետրով չի կարելի չափել չափազանց փոքր ճնշումներ, որովհետև դժվար է մանոմետրի ծնկնիկում հեղուկի մակարդակների փոքր տարբերությունները հաշվելու: Այդ պատճառով դադի փոքր ճնշումը չափելու համար փերցնում են այդ գազի միանգամայն որոշակի, նախապես հայտնի ծավալ և ենթարկում են այնպիսի սեղմման, որի դեպքում գազի ճնշումն արդեն հնչու է չափել սնդիկային մանոմետրի մակարդակների տարբերությամբ: Հասկանալի է, որ դադի առանձնացված բաժնի սեղմման առափնեանը պետք է հայտնի լինի: Այդ պահափարն էլ օգտագործված է Մակ-Լեոդի մանոմետրում, որի սխեման ներկայացված է նկ. 4.11-ում:



Նկ. 4.11

Հայտնի ծավալ ունեցող ապակե H անոթը, որին զուգված է K_0 մագալկան խողովակը, α խողովակի միջոցով հաղորդակցում է այն նոսրացրած ծավալի հետ, որի փոքր ճնշումը չնդվում է: α խողովակին զուգահեռ զուգված է K_1 մագալկան խողովակը, որն ունի նույն տրամագիծը, ինչ որ K_2 -ը: Այսպիսով, K_1H մագալկան խողովակը միշտ միացված է նոսրացվող ծավալին, իսկ K_2 մագալկան խողովակը՝ H անոթին: Վերջինս b ելուծի և ճկուն փողրակի միջոցով միացված է սնդիկով լցված E բաց անոթին: Մինչ չափումը E անոթը տեղափոխվում է այնպիսի բարձրության վրա, որ ձախ ծնկնիկում սնդիկը C կետից ավելի վեր չբարձրանա: Այդ դեպքում մակարդակների տարբերությունը E անոթում և ձախ

ծնկում հավասար է մոտ 760 մմ-ի: Այդ ժամանակ H անոթը հաղորդակցում է նոսրացվող ծավալի հետ: Ճնշումը չափելու համար սնդի-

կով լցված E անոթը բարձրացնում են և դրանով իսկ H անոթը անջատում են նոսրացրած ծավալից: Մնդիկի հետադա բարձրացման ժամանակ գազը H անոթում սեղմվում է և մղվում K_2 մազական խողովակի մեջ: Մնդիկը ալնյաան ժամանակ են բարձրացնում, մինչև որ K_1 մաղախողովակում սնդիկի մակարդակը հավասարվի K_2 մաղախողովակի վերին ծալրի հետ: Դրանից հետո չափում է մակարդակների h տարբերությունը K_2 (ալց մակարդակից վեր գտնվում է գազի սեղմված բաժինը) և K_1 մաղախողովակներում, (K_1 հաղորդակցում է գազի չափվող ծավալի հետ): Ալց վիճակում էլ հաշվվում է մակարդակների տարբերությունը մաղախողովակներում: Նա հավասար է, ակներևաբար, սեղմված գազի ճնշմանը:

Օգտվելով Բոյլ-Մարիոտի օրենքից, գծվար չէ որոշել չափվող p ճնշումը (սնդ. սյան մմ-երով), ալսինքն՝ սկզբնական ճնշումը H անոթում մինչև նրանում գազը սեղմելը:

Իրոք, եթե l անոթի ծավալը հավասար է V -ի, ապա

$$pV = hV_1,$$

որտեղ V_1 -ը K_2 մաղական խողովակում սեղմված գազի ծավալն է.

$$V_1 = \pi r^2 h.$$

ալսակել r -ը մաղական խողովակի շառավիղն է: Որտեղից՝

$$p = \frac{hV_1}{V} = \frac{\pi r^2 h^2}{V},$$

Մաղական խողովակի r շառավիղը և բալոնի V ծավալը որոշվում են նախապես, և, հետևաբար, $\frac{\pi r^2}{V}$ հարաբերությունը տվյալ մանոմետրի բնութագրող հաստատուն է: Զնշման չափումը հանգում է, հետևաբար, մաղական խողովակներում մակարդակների h տարբերությունը չափելուն: Այս պարզ եղանակով կարելի է չափել $0,1$ -ից մինչև 10^{-6} մմ սնդ. սյան ճնշումներ:

Մակ-Նեոդի մանոմետրի թերությունները հետևյալն են.

1. Նա չի չափում այն հազեցած գոլորշիների ճնշումը, որոնք կարող են ներկա լինել վակուումային սխտեմում. այդ գոլորշիները սեղմվելիս հեղուկանում են և չեն փոխում իրենց ճնշումը:

2. Մանոմետրի մեջ լցված սնդիկի գոլորշիները վնասակար են առողջության համար.

3. Նա թույլ չի տալիս անընդհատ ստուգել ճնշումը:

4. Նրանով չի կարելի չափել ավելի փոքր ճնշումներ, քան 10^{-6} մմ սնդ. սյան:

Ի տնայաման մանոմետր: Վերջին ժամանակներս Մակ-Լևոգի մանոմետրը գործնականորեն լրիվ կերպով դուրս է մղվում ի տնայաման մանոմետրի կողմից:

Ի տնայաման մանոմետրի կառուցվածքը քիչ է տարբերվում սովորական եռլեկտրոդային ուժեղացուցիչ լամպերից: Նրա գործողության սկզբունքը հիմնված է այն բանի վրա, որ չափման ենթակա գազի մոլեկուլների կամ ատոմների որոշակի մասը ի տնայվում են, այսինքն՝ վեր են ածում դրականապես լիցքավորված իոնների: Արտաքին էլեկտրական դաշտի ազդեցության տակ առաջանում է իոնային էլեկտրական հոսանք, որի ուժը չափվում է համապատասխան գործիքով (գալվանոմետր):

Եթե ի տնայաման աղբյուրի հզորությունը հաստատուն է, ապա իոնային հոսանքի i ուժը համեմատական է իոնների խտությանը (միավոր ծավալում նրանց թվին): Վերջինս էլ, ինչպես հայտնի է, համեմատական է գազի p ճնշմանը: Ուստի կարելի է գրել.

$$i = \gamma p,$$

Հատուկ փորձի միջոցով սահմանելով γ համեմատականության գործակցի արժեքը, հնարավորություն ենք ստանում որոշելու գազի ճնշումը, կլնելով հոսանքի ուժի i չափվող արժեքից:

Ի տնայաման մանոմետրերում գազի ի տնացումը կատարվում է էլեկտրոնների միջոցով՝ գազի մոլեկուլների (ատոմների) հետ նրանց բախման ժամանակ: Այդ ի տնացումը տեղի է ունենում եռլեկտրոդային լամպում, որը միացված է այն նոսրացրած ծավալին, որտեղ ճնշումը չափվում է: Ի տնացման մանոմետրի միացման սխեման ցույց է տրված նկ. 4.12-ում:

Լամպում լցված գազը (որի ճնշումը, իհարկե, հավասար է չափվող ճնշմանը) ի տնացվում է կատոդ հանդիսացող շիկացման թելիկից արձակված էլեկտրոններով: Շիկացման հոսանքը տրվում է B_1 մարտկոցից և կարգավորվում է ռետատատով:

K կատոդից արձակված էլեկտրոնները արադացվում են կատոդի և C ցանցի միջև եղած էլեկտրական դաշտով: Ցանցի պոտենցիալը, ինչպես ցույց է տրված նկ. 4.12-ում, պահպանվում է կատոդի նկատմամբ դրական էլեկտրաշարժ ուժի B_2 աղբյուրի միջոցով:

Ցանցի միջով անցած էլեկտրոնները ի տնացնում են ցանցի և K_2 կոլեկտորի միջև եղած ստարածություններում գտնվող գազը: K_1 կոլեկտորի պոտենցիալը B_3 աղբյուրի միջոցով պահպանվում է բացառական ցանցի նկատմամբ: Այդ պատճառով գազի ի տնացումից առաջացած դրական իոնները շարժվում են դեպի կոլեկտորը՝ ստեղծելով ի տնային

հոսանքի Իսկ էլեկտրոնները կտ են վերադառնում դեպի ցանցը: Իոնային հոսանքի i ուժը չափվում է ց գալվանոմետրով:

Ուրպեսզի իոնային հոսանքի ուժը համեմատական լինի գազի ճնշմանը, անհրաժեշտ է, որ էլեկտրոնային հոսանքի ուժը (ալսինքն՝ իոնացման աղբյուրի հոդորոթյունը) պահպանվի հաստատուն: Էլեկտրոնային հոսանքի ուժի հաստատունությունը վերահսկվում է E_1 գալվանոմետրով:

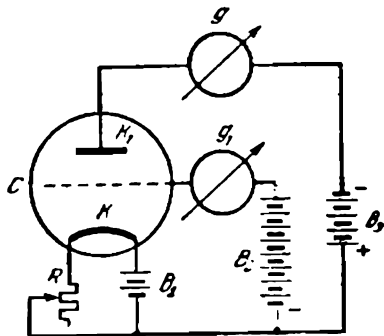
Իոնացման մանոմետրը պետք է աստիճանալորոված լինի, ալսինքն՝ պետք է որոշված լինի γ գործակիցը, որ կապում է իոնային հոսանքը գազի ճնշման հետ: Դրա համար հարկավոր է չափել իոնային հոսանքի ուժը ճնշման մի քանի հայտնի արժեքների դեպքում, որոնք չափվում են այլ մանոմետրով (օրինակ, Մակ-Լևոյի մանոմետրով):

Իոնացման մանոմետրի թերությունները նրա ցուցմունքների կախում ունենալն է գազի բաղադրությունից (γ գործակիցը տարբեր գազերի համար տարբեր է): Իոնացման մանոմետրով կարելի է չափել 10^{-3} -ից մինչև 10^{-12} մմ սնդ. սյան ճնշումներ:

Ջերմաէլեկտրական մանոմետր: Ավելի մեծ, քան 10^{-3} մմ սնդ. սյան ճնշումներ, ալսինքն $0,1$ -ից մինչև 10^{-3} մմ սնդ. սյան սահմաններում ճնշումներ չափելու համար իոնացման մանոմետրը ալիս պիտանի չէ: Ճնշումների այդ միջակայքի համար սովորաբար օգտագործվում է մանոմետր, որի գործողությունը հիմնված է գազի ջերմահազորողության՝ ճնշումից ունեցած կախման վրա:

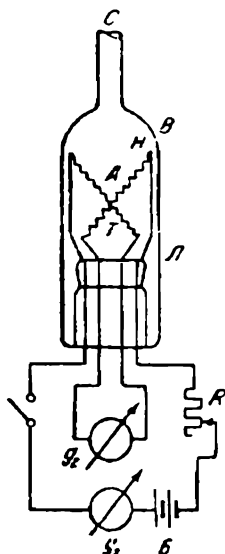
Շատ ցածր ճնշումների դեպքում (բարձր վակուումում) գազի ջերմահաղորդական գործակիցը, ինչպես տեսանք, համեմատական է ճնշմանը: Մեզ հետաքրքրող ճնշումների միջակայքում ($0,1$ — $0,001$ մմ սնդ. սյան) ջերմահաղորդական գործակիցը արդեն նկատելիորեն փոխվում է ճնշման փոփոխությունից, չնայած որ խստորեն համեմատական չէ նրան: Այդ հանգամանքն էլ օգտագործվում է նկարագրվող տիպի մանոմետրերում: Այս տիպի ամենակիրառական մանոմետրերից մեկը ջերմաէլեկտրական մանոմետրն է, որի սխեման բերված է նկ. 4.13-ում:

Ապակե (երբեմն մետաղյա) L անոթում, որը C խողովակով միացվում է նոսրացվող ծավալին, մոնտաժված է T թերմոդուլզը: Նրա A զոդվածքը տաքացվում է H մետաղալարի (ջևուցիչի) միջով անց-



Նկ. 4.12

նույն էլեկտրական հոսանքով, որը ստացվում է էլեկտրաշարժ ուժի E աղբյուրից: Ջեռուցիչը անմիջականորեն կից է թերմոդոչի զոդված-
րին: Հոսանքի ուժը ջեռուցիչում հաստատուն է պահվում R սեռատառի
միջոցով և վերահսկվում է G_1 չափիչ գործիքով: Չողվածքի տաքաց-
ման հետևանքով թերմոդոչի ծալքերում տաք է զալիս թերմոէլեկ-
տրաշարժ ուժ, որը չափվում է G_2 զալվանմետրով: Թերմոէլեկտրա-
շարժ ուժի արժեքը անմիջականորեն կապված է պազի ճնշման հետ:
Իրոք, ջեռուցիչում ավելի հոսանքի ուժի պկպքում թերմոդոչի զոդ-
վածքի ջերմաստիճանը, որով որոշվում է չափող թերմոէլեկտրաշարժ
ուժի մեծությունը, այնքան ավելի բարձր կլինի, ինչքան ավելի քիչ
լինի զոդվածքից զեպի պուրս տրվող ջերմությունը: Չողվածքի ջերմ-
աստիճանը հաստատուն է պառնում, այսինքն՝ հալասարակշուռվուն է
հաստատվում այն ժամանակ, երբ ջեռուցիչի անջատած հզորությունը
հավասար է զազի միջոցով զեպի զուրս տրվող հզորությանը: Իսկ վեր-
ջինս այնքան ավելի մեծ է, ինչքան մեծ է զապի
ջերմահաղորդությունը, այսինքն՝ ինչքան ավելի
բարձր է ճնշումը: Այստեղից հետևում է, որ գոր-
ծիքով չափող թերմոէլեկտրաշարժ ուժի մեծու-
թյունը այնքան ավելի մեծ է, որքան փոքր է
զազի ճնշումը:



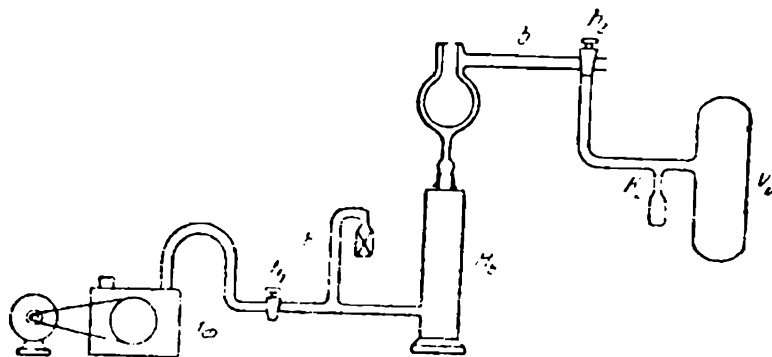
Նկ. 4.1 ա

Նկ. 4.12-ում և 4.13-ում բերված են իոնաց-
ման և ջերմաէլեկտրական մանոմետրերի միաց-
ման սկզբունքային սխեմաները: Այդ սխեմանե-
րում որպես հոսանքի աղբյուր ցույց են տրված
զալվանական մարտկոցներ: Իրականում ժամա-
նակակից մանոմետրերը սնվում են փոփոխական
հոսանքի ցանցից, և համապատասխան մարտ-
կոցների փոխարեն օգտագործվում են ուղղիչներ
և տրանսֆորմատորներ, որոնք մյուս մասերի
հետ միասին տեղավորվում են մի արկղի մեջ:

Վալուումային ճեղաւայում: Նկ. 4.14-ում
բերված է բարձր վակուումի ստացման համար
ծառայող վակուումային տեղակայման տիպական
սխեմա:

H_2 ֆորվակուումային պոմպը H_1 ծորակ ունեցող ճկուն փողրակով
կապված է H_2 բարձրվակուումային պոմպի հետ: Երբեմն պոմպերի
միջև տեղավորում են մեծ ծավալի ֆորվակուումային անոթ: Այդպի-
սի անոթի առկայության դեպքում տեղակայումը կարող է աշխատել
նաև այն ժամանակ, երբ ֆորվակուումային պոմպն անջատված է. նու-
յնպիսի գազը բարձրվակուումային մասից հեռացվում է ոչ թե անմի-

ջականորին դեպի միջնուղորտը, այլ այդ անոթը: K_1 ելունը ծառայում է ցածր վակուումի մանոմետրի միացման համար (U-աձև սնդիկային կամ ջերմաէլեկտրական): Բարձրվակուումային պոմպին հարում է հեղուկ օդով սառեցվող ծողակը, որը ծառայում է աշխատանքային հեղուկի զրուրչիների սառեցման համար, որոնք կարող են թափանցել



Նկ. 4.14.

բարձր վակուումի մասը: Այդպիսի ծողակ հատկապես անհրաժեշտ է այն դեպքում, երբ աշխատանքային հեղուկը H , պոմպում սնդիկն է: Ե խողովակը h_2 ծորակի միջոցով տանում է դեպի V , ծավալը, որում պետք է սառեցվի բարձր վակուումը: K_2 ելունը այդ խողովակում ծառայում է բարձր վակուումի մանոմետրի միացման համար: Այստեղ մանոմետրը լինում է Մակ-Լեոդի կամ իոնացման: Ցանկալի է, որ h_2 ծորակը լինի երեք անցումով, այնպես որ հնարավոր լինի նոսրացվող ծավալը միացնել միջնուղորտի հետ բարձրվակուումային պոմպի աշխատանքի ժամանակ:

Իհարկե, վակուումային տեղակայումները կարող են կազմվել նաև այլ սխեմաներով՝ նախած նրանց նշանակմանը:

ԳԼՈՒԽ ՀԻՆԳԵՐՈՐԴ

ՊԶ ԻԴԵԱԼԱԿԱՆ (ԻՐԱԿԱՆ) ԳԱԶԵՐԻ ՎԱՆ-ԴԵՐ-ՎԱԱԼՍԻ ՀԱՎԱՍԱՐՈՒՄԸ

Նախորդ գլուխներում ցույց տրվեց, որ Կլապերոնի հավասարումը բավականին լավ է նկարագրում զաղերի՝ փորձից հալտնի հատկությունները: Բայց արդյո՞ք այդ հավասարումը իրոք ճիշտ, իրավացի է բոլոր պայմաններում, թե միայն որոշակի մոտավորություններ է համապատասխանում փորձով դիտվող առնչություններին:

Հալտնի է, որ բնության այս կամ այն երևույթներն ուսումնասիրելիս Ֆիզիկոսները փորձերի տվյալների՝ չափումների հիման վրա քանակական առնչություններ են սահմանում ուսումնասիրվող երևույթի բնութագրող մեծությունների միջև: Հաճախ այդ առնչությունները մոտավոր բնույթ են կրում: Դա նշանակում է, որ նրանք իրավացի են միայն այն ժամանակ, երբ այդ առնչությունների մեջ մտնող մեծությունների արժեքները գտնվում են որոշակի սահմաններում: Այդ սահմաններից դուրս նրանք դառնում են ոչ ճիշտ, և հարկավոր է փնտրել այլևի ընդհանուր առնչություններ, որոնք պիտանի են մեզ հետաքրքրող մեծությունների արժեքների ավելի լայն տիրույթների համար: Այս կամ այն ֆիզիկական օրենքի կիրառելիության սահմանները նշելու շատ կարևոր է, որովհետև տվյալ օրենքի կիրառումը նրա կիրառելիության սահմաններից դուրս հաճախ հանգեցնում է խոշոր սխալների:

Շատ քիչ ֆիզիկական օրենքներ ունիվերսալ բնույթ ունեն, այսինքն ճիշտ են միշտ: Այդպիսին են, օրինակ, էներգիայի և իմպուլսի պահպանման օրենքները (փակ սիստեմների համար): Այդ օրենքները և նրանցից բխող հետևանքները միանգամայն ճշգրիտ օրենքներ են, բացառություններ չունեն: Բայց այնպիսի օրենք, ինչպիսին է, օրինակ, հեղուկային շիման օրենքը, մոտավոր օրենք է. հեղուկային շրջման ուժը համեմատական է հարաբերական շարժման արագությանը

միայն փոքր արագությունների դեպքում: Արագությունն մեծ արժեքների դեպքում շփման ուժի կախումը արագությունից ավելի բարդ է դառնում:

§ 1. Գազերի հատկությունների շեղումները իդեալականությունից

Կլապեյրոնի հավասարումը նույնպես մոտավոր է: Նա իրավացի է գուրս գալիս միայն լավականաչափ փոքր ճնշումների դեպքում և այնքան ավելի ճիշտ է, ինչքան ավելի փոքր է ճնշումը: Իսկ ճնշումը մեծանալիս նկատվում են շեղումներ այնպիսի գազային օրենքներից, ինչպիսին են Բոյլ-Մարիոտի և Գիլ-Լյուսակի օրենքները, որոնք Կլապեյրոնի միջակի հավասարման ողղակի հետևանքներն են:

Աղյուսակ 9-ում բերված են ազոտի (N_2) մեկ մոլի գրաված ծավալի՝ փորձից ստացված արժեքները սարբեր ք ճնշումների դեպքում $0^\circ C$ շերմաստիճանում, ինչպես նաև pV արտադրյալի արժեքները:

Ա զ ո տ : ո ս կ 9

Ազոտի I մոլի ծավալը սարբեր ճնշումների դեպքում

p (մբն)	V (սմ ³)	pV (մբն. սմ ³)	p (մբն)	V (սմ ³)	pV (մբն. սմ ³)
1	22,4 · 10 ³	22,41 · 10 ³	700	53,25	37,27 · 10 ³
100	240	24,10 ³	900	48,25	43,40 · 10 ³
300	84,95	25,50 · 10 ³	1000	46,10	46,10 · 10 ³
500	62,35	31,13 · 10 ³			

Աղյուսակ 9-ից երևում է, որ արդեն 100 մբն ճնշման դեպքում V-ի արժեքը տարբերվում է տեսականից ավելի քան 7%-ով: Ճնշման հետագա մեծացման դեպքում գազի ծավալի արժեքն ավելի ու ավելի է տարբերվում Կլապեյրոնի հավասարումով հաշված տեսական արժեքից, այնպես որ 1000 մբն ճնշման տակ գազի ծավալը ավելի քան երկու անգամ գերազանցում է այն արժեքը, որ նա կունենար, եթե իրավացի լիներ Կլապեյրոնի հավասարումը: Նույնը վերաբերվում է նաև pV արտադրյալին, որը Կլապեյրոնի հավասարման համաձայն պետք է նույնը մնա բոլոր ճնշումների դեպքում: Իրականում այդ արտադրյալը մեծ ճնշումների դեպքում անընդհատ աճում է ճնշման մեծացման հետ, ավելի ու ավելի շեղվելով Կլապեյրոնի հավասարումով պահանջվող արժեքից:

Բերված ամփառները ցույց են տալիս, որ բավականաչափ մեծ ճնշումների դեպքում գազը արտաքին ուժերի ազդեցության տակ զգալիորեն ավելի քիչ է սեղմվում, քան այդ կարելի էր սպասել իդեա-

յական գազի վիճակի հավասարումից: Գազի սեղմելիության գործակիցը ճնշման մեծացման հետ փոքրանում է ավելի արագ, քան ճնշմանը հակադարձ համեմատականը մեծությունը, ինչպես պետք է լինի իդեալական գազի պեպքում, որի համար, ինչպես դիտենք.

$$\chi = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial p} \right)_T = - \frac{1}{p}.$$

Այլևի փոքր ճնշումների դեպքում գազի χ ծավալի և p ճնշման միջև տեսչությունը հաստատուն ջերմաստիճանի դեպքում ավելի բարդ է:

Պարզվում է, որ համեմատաբար փոքր ճնշումների դեպքում այն կորը, որ արտահայտում է pV արտադրյալի p ճնշումից ունեցած կախումը ավելի ջերմաստիճանի դեպքում (այդ կորը ուրեմն, իդոթերմ է), ունի միեմում, այսինքն՝ փոքր ճնշումների դեպքում pV մեծությունը նվազում է ճնշումը մեծանալիս (սեղմելիությունն ավելի մեծ է, քան պետք է լիներ իդեալական գազի համար), մի ինչ-որ ճնշման դեպքում հասնում է միեմումի, որից հետո նորից սկսում է աճել (սեղմելիությունն ավելի փոքր է, քան իդեալական գազի համար):

Այն ճնշումը, որի դեպքում pV մեծությունն առնչում է միեմումով, կախում ունի ջերմաստիճանից:

Գոյություն ունի լարաքանչյուր գազի համար բնորոշ մի ջերմաստիճան (Բոլլի ջերմաստիճան), որի դեպքում pV արտադրյալը ճնշումների մի որոշ միջակայքում կախում չունի ճնշումից, այսինքն այդ ջերմաստիճանում գազը ենթարկվում է Բոլլ-Մարիոտի օրենքին:

Այսպիսով, փորձը ցույց է տալիս, որ իրական գազերն, իրենց հատկություններով զգալիորեն տարբերվում են իդեալական գազերից: Դրանում ոչինչ զարմանալի չկա, եթե հիշենք այն ենթադրությունները, որոնք արվել էին իդեալական գազերի վիճակի հավասարումը արտածելիս:

Իրոք, իդեալական գազը մենք սահմանում ենք որպես մի գազ, որը կազմված է իրար հետ փոխազդեցություն չունեցող մոլեկուլներից, ընդ որում իրենք՝ մոլեկուլները համարվում են նյութական կետեր, այսինքն՝ արհամարհում էինք նրանց չափերը և ծավալը:

Մոլեկուլների միջև փոխազդեցության բացակայությունը նշանակում է, որ բախումների միջև ընկած ժամանակամիջոցում մոլեկուլների վրա որևէ ուժ չի ազդում, նրանք ազատ են շարժվում: Միջոցառ իրար հետ բախվելիս մոլեկուլները փոխում են իրենց արագությունը, որը, ակնհերձորեն, հնարավոր չէ առանց ուժի ազդեցության: Հետևաբար, միջմոլեկուլյար ուժեր գոյություն ունեն, բայց նրանք նկատելի են գառնում միայն բախումների ժամանակ, երբ մոլեկուլների միջև հեռավորությունները շատ փոքր են:

Մուլեկուլների ծավալ չափնալը նշանակում է, որ վիճակի համարման մեջ մտնող անոթի V ծավալը, ալոինքն՝ ալն ծավալը, որի մեջ չարժվում են մուլեկուլները, ամբողջապես մատչելի է նրանցից յուրաքանչյուրի համար, որովհետեւ բոլոր մնացած մասնիկները, լինելով կետեր, ծավալ չեն պատում: Այս ենթադրությունից մենք նրա-
մարկեցինք մուլեկուլների բախումների վերաբերյալ հարցը քննարկելիս և մենք պիտենք, որ մուլեկուլներն իրոք տենն որոշակի չափեր: Փոխանցման երևույթների հետ կապված փորձերը ալլ չափերի համար տալիս են 10 ⁻⁶ սմ կարգի արժեք:

Այսպիսով, իդեալական դաղերի տեսության հիմքում դրված երկու ենթադրություններն էլ մոտավոր են: Մթնոլորտային ճնշման դեպքում մուլեկուլների միջև եղած միջին հեռավորությունը 10 անգամ դերադանցում է նրանց սեփական չափերը, իսկ նրանց բնահամար ծավալը 2000 անգամ փոքր է գազի գրաված ծավալից: Այսպիսի պալմաններում (իսկ տալիս ևս էլ տալի փոքր ճնշումների դեպքում) կարելի է արհամարհել ինչպես մուլեկուլների ծավալը, ալնպես էլ նրանց միջև փոխադրեցությունը ուժերը, եթե վերջիններս արաղ նվազում են մուլեկուլների միջև հեռավորության մեծացման համեմատ: Բալլ արդեն 100 մթն ճնշման դեպքում գազի մուլեկուլները միջին հազովի հեռացված են իրարից իրենց սեփական չափերից բնդամենը երկու անգամ ալելի մեծ հեռավորությամբ, իսկ մուլեկուլների սեփական ծավալը միայն 20 անգամ է փոքր գազի ծավալից: Այդ պալմաններում մուլեկուլների ծավալը չի կարելի արհամարհել, իսկ փոխադրեցության ուժերը իրենց պեսք է զգալնել տան ոչ միայն բախումների պահին

§ 2. Գազերի հեղուկացումը (կոնդենսացիա)

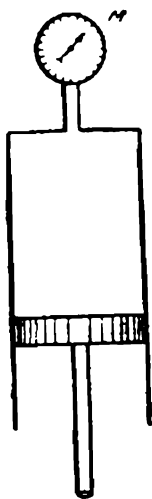
Դազի ծավալի՝ ճնշումից տենցած կալման, վերը նշված անհամապատասխանությունը իդեալական գազի վիճակի հավաարման հետ կաթծք թե միայն քանակական բնույթ է կրում: Մակալն դրա հետ կապված են կարեոր որակական փոփոխություններ, որոնք պիտում են բավականաչափ բարձր ճնշումների և համապատասխան ջերմատի-
ճանների դեպքում:

Հայտնի է, որ ճնշման և ջերմատիճանի որոշակի արժեքների դեպքում դաղերը կոնդենսացվում են, ալոինքն՝ անցնում են հեղուկ վիճակի, որը էապես տարրեր է գաղալին վիճակից: Այդ երևույթը ոչ մի կերպ չի հետևում իդեալական գազի վիճակի հավաարումից:

Այլի մանրամասն քննարկենք ալլ պրոցեսը:

Ալն կարելի է փորձնականորեն հետադոսել նկ. 5.1-ում սխեմատիկորեն ներկայացված սարքում:

Դիցուք, հետազոտող գազը տեղափոխված է շարժական միոցով ծածկված անոթում: Նրա ջերմաստիճանը պահելու ենք հաստատուն՝ լուրարանչյուր գազի համար բնորոշ մի ջերմաստիճանից ցածր: Միոցը դեպի վեր շարժելով, մենք փոքրացնում ենք գազի ծավալը և մե-



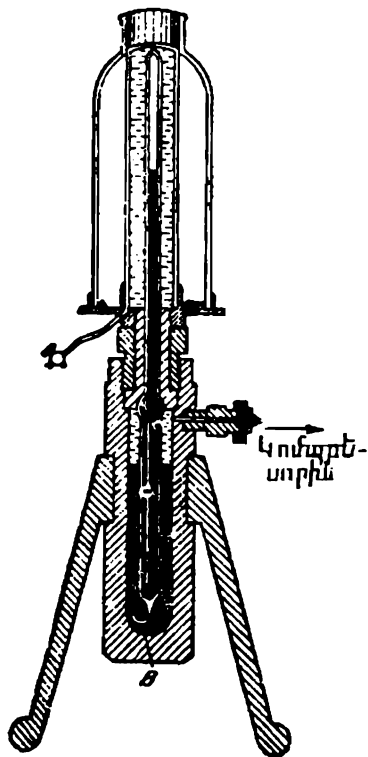
Նկ. 3.1.

ծաղցնում նրա ճնշումը, որը չափվում է M մանոմետրով: Միոցի բարձրացման և, հետևաբար, գազի ծավալի փոքրացման համեմատ նրա ճնշումն անընդհատ աճում է՝ սկզբում ծավալին հակադարձ համեմատական, իսկ ալյնուհետև ավելի ավելի դանդաղ: Վերջուպես ճնշումը հասնում է մի որոշ սահմանային մեծության և այլևս չի փոփոխվում, չնայած որ միոցի վերելքը շարունակվում է: Հենց այդ ժամանակ կարելի է նկատել, որ միոցի մակերևույթի և անոթի պատերի վրա երևան են գալիս հեղուկի կաթիլներ: Միոցի հետագա առաջնթացը դեպի վեր ուղեկցվում է միոցի վրա հեղուկի քանակի մեծացումով և համապատասխանաբար հեղուկի վերևում գազի (գոլորշու) քանակի փոքրացումով, իսկ մանոմետրը ցույց է տալիս անփոփոխ ճնշում: Եվ ճնշումը մնում է հաստատուն ալյնքան ժամանակ, մինչև որ միոցի և անոթի պատերի

միջև եղած ամրողջ ծավալը լցվում է հեղուկով: Եթե դրանից հետո էլ շարունակենք բարձրացնել միոցը, ալսինքն՝ սեղմենք արդեն հեղուկը, ապա ալսմ նյութի ծավալի նույնիսկ ամենաանշան փոքրացումը կստարվում է ճնշման շատ խիստ մեծացման գնով, դա նշանակում է, որ հեղուկի սեղմելիությունը շատ փոքր է: Միոցի փոխարեն, որի տեղափոխումով գազը սեղմվում է, հաճախ կիրառվում է հեղուկալին «միոցը», որը ցույց է արված Նկ. 3.2-ում: Այսպեղ պատկերված է Կալլետի մամլիչը, արսաքին ճնշման աղղեցութլան սակ շարժվում է սնդիկի սլունը, որի վերևում պանվում է հետազոտվող գաղը:

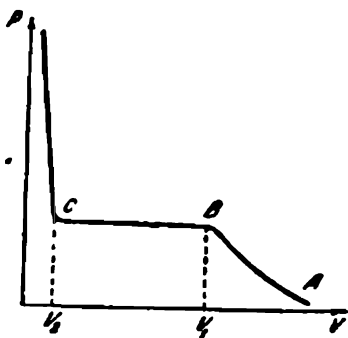
Գաղի սեղմման և հեղուկի վերածման նկարագրված ողղեցեղը հարմար է գրաֆիկորեն պատկերել իղոթերմի միջոցով: Դրաֆիկում (Նկ. 3.3) սրղինատների առանցքի վրա վերղված է ճնշումը, որ չափվում է մանոմետրով, իսկ արսղինների առանցքի վրա մղղար ծավալը, ալսինքն՝ մեկ գրամմղկեղղի ծավալը (նալն հաղղղղղղղղ կարելի էր վերղենլ նաև տեսակարար ծավալը, ալսինքն՝ գաղի մեկ գրամի ծավալը): Նկ. 3.3-ի գրաֆիղը լսոարանում է վերը աղղածը: Համեմատարար մեծ տեսակարար ծավալների (փոքր իսոութլան) դեպղում, գաղի ծավալի փոքրացմանն ողղեղում է ճնշման մեծացում (կորի

AB մասը): Այսպես շարունակվում է, մինչև որ ծավալը փոքրանում է մինչև V_1 արժեքը: Ծավալի հետագա փոքրացումը մինչև V_2 արժեքը ճնշման փոփոխություն չի առաջացնում: V_2 -ից սկսած ծավալի փոքրացումն ուրիշ պահանջում է ճնշման խիստ մեծացում: V_1 ծավալին համապատասխանող B կետում սկսվում է կոնդենսացիայի պրոցեսը, և այն պահին, երբ ծավալը հասնում է V_2 արժեքին, ամբողջ գազն անցնում է հեղուկ վիճակի: Վերջապես, ճնշման խիստ մեծացումը, ծավալը V_2 արժեքից ավելի փոքրացնելիս վկայում է այն մասին, որ արդեն տեղի է ունենում հինց հեղուկի սեղմումը:



Նկ. 5.2:

BC մասին համապատասխանող ճնշումների և ծավալների դեպքում անոթի ծավալի մի մասը գրավված է հեղուկով, մնացած մասը՝ գոլորշիով, որն այդ դեպքում կոչվում է հագեցած գոլորշի: BC մասին համապատասխանող օրդինատը որոշում է հագեցած գոլորշու ճնշումը կամ, ինչպես սովորաբար ասում են, հագեցած գոլորշու առաձգականությունը տվյալ շերմաստիճանում:



Նկ. 5.3:

Կոնդենսացիայի պրոցեսը բնութագրող մեծությունների մասին ավելի պարզ պատկերացում ստանալու համար բերենք մի քանի թվական տվյալներ, որոնք վերաբերվում են ջրին (ջրային գոլորշուն)

20°C -ում ջրի հագեցած գոլորշու առաձգականությունը հավասար է $17,5$ մմ սնդ. սլան: Ջրային գոլորշու մոլյար ծավալը կարելի

է բավականաչափ ճշտությամբ հաշվել իդեալական գազի վիճակի հավասարումից:

$$pV = RT; \quad V = \frac{RT}{p} = \frac{8,3 \cdot 10^7 \cdot 293 \cdot 760}{17,5 \cdot 1,01 \cdot 10^6} = 1,07 \cdot 10^6 \text{ սմ}^3/\text{մոլ}:$$

Իսկ հեղուկի (ջրի) մոլյար ծավալը հավասար է մոտ 18 սմ³-ի: Ուրեմն, գոլորշու և հեղուկի մոլյար ծավալների $\frac{V_1}{V_2}$ հարաբերությունը հավասար է մոտավորապես 60000-ի: Այդ պատճառով 5.3-րդ նկարի դրաֆիկի նման գրաֆիկով ջրի 20°C համապատասխանող իդոթերմը ճիշտ մասշտաբով ներկայացնելը հնարավոր չէ: Ավելի բարձր ջերմաստիճանի դեպքում $\frac{V_1}{V_2}$ հարաբերությունը փոքրանում է, սակայն, նույնիսկ 100°C-ում, երբ գոլորշու V_1 մոլյար ծավալը հավասար է արդեն $3,1 \cdot 10^4$ սմ³/մոլ-ի, նա դեռևս 1700 անգամ ավելի մեծ է, քան V_2 -ը:

Էլ ավելի բարձր ջերմաստիճաններում V_1 -ի և V_2 -ի միջև տարբերությունը դառնում է ավելի փոքր: Դա նշանակում է, որ հագեցած գոլորշու $\frac{p}{V_1}$ խտությունը ջերմաստիճանի բարձրացման հետ միասին աճում է, իսկ հեղուկի $\frac{p}{V_2}$ խտությունը փոքրանում է: Աղյուսակ 10-ում բերված են ջրի և հագեցած գոլորշու խտությունների արժեքները տարբեր ջերմաստիճաններում: Այդ աղյուսակից երևում է, որ 374,15°C ջերմաստիճանում ջրի և նրա հագեցած գոլորշու խտությունները նույնն են դառնում:

Աղյուսակ 10

Ջրի և նրա հագեցած գոլորշու խտությունը օդային ջերմաստիճանների և ճնշման դեպքում

Ջերմաստիճանը, °C	Ճնշումը, մթն	Գոլորշու խտու- թյունը, գ.սմ ³	Ջրի խտությու- նը, գ/սմ ³
0	0,006	0,000004	0,9999
50	0,121	0,000083	0,988
100	1	0,0006	0,958
150	4,69	0,0025	0,917
200	15,34	0,008	0,863
250	39,25	0,0199	0,799
300	84,78	0,462	0,712
350	163,22	0,1136	0,575
374,15	217,72	0,329	0,329

Այդ ջերմաստիճանում, հետևաբար, վերանում է հեղուկի (ջրի) և նրա հագեցած գոլորշու միջև եղած տարբերությունը. 374,15°C-ից բարձր ջերմաստիճաններում ջուրն իրեն պահում է ինչպես սովորա-

կան գալ, ալոխնքն ճնշումը բարձրանալիս նրա ծավալը փոքրանում է: Միաժամանակ գոլորթյուն տեսցույ երկու վիճակների փոխարեն՝ հեղուկ և գազանման, հիմա մնում է միայն մի վիճակ՝ գազանման, չրնալով բովանդակության մեծ ճնշման դեպքում ալգալիտի գազի խտությունը կարող է հավասար գտնույ հեղուկի խտությանը և գերազանցել աչն:

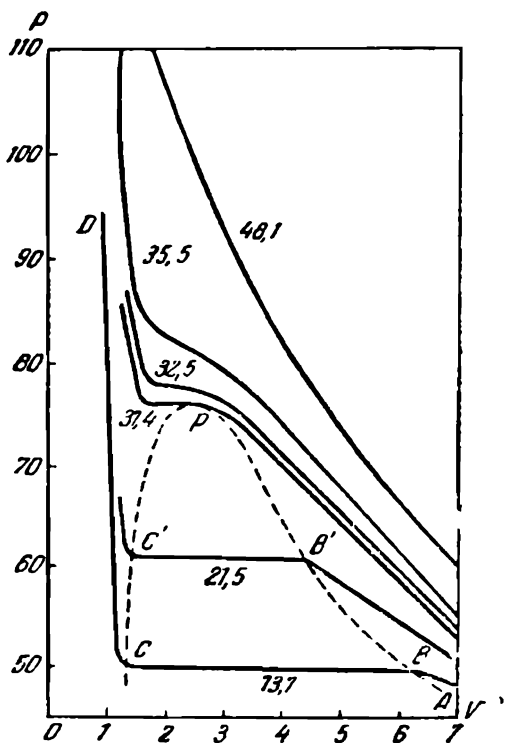
Այս բոլորը վերաբերում է, իհարկե, ոչ միայն ջրին, այլև ամեն մի նյութի: Ֆորաքանչյուր նյութի համար գոլորթյուն տեսի մի ինչ-որ ջերմաստիճան, որի դեպքում վերանում է գոլորշա և հեղուկի միջև եղած տարբերությունը, և որից բարձր նյութը կարող է լինել միայն համասեռ ցանկացած ճնշման դեպքում: Այդ ջերմաստիճանը կոչվում է կրիտիկական ջերմաստիճան:

Տարրեր նյութեր տեսն կրիտիկական ջերմաստիճանի տարրեր արմեքներ: Ջրի համար, ինչպես տեսանք, աչն հավասար է $374,15^\circ\text{C}$ -ի, ազոտի համար կրիտիկական ջերմաստիճանը հավասար է $-147,1^\circ\text{C}$ (126 K), թթվածնի համար՝ $-118,8^\circ\text{C}$ և աչն: Բնության մեջ ամենացածր կրիտիկական ջերմաստիճանն ունի հելիումի He^3 հազվագյուտ իզոտոպը, որի ատոմաչին կրչիոր 3 է: Աչն հավասար է $3,35\text{ K}$ -ի կամ $-269,81^\circ\text{C}$ -ի:

Առաջին սնկամ վիճակի հավասարման մանրամասն հետադոտթյունը բարձր ճնշումների դեպքում կատարվել է էնգրյու-

ոի կողմից անխաթթվով, որի համար կրիտիկական ջերմաստիճանը հալոսար է $31,1^\circ\text{C}$: էնգրյուտի ստացած իզոթերմները ներկայացված են 5.4-րդ նկարում: Այդ գրաֆիկում լուրաքանչյուր կորը համապատասխանում է որոշակի ջերմաստիճանի:

Քննարկենք $13,1^\circ\text{C}$ ջերմաստիճանին համապատասխանող իզո-

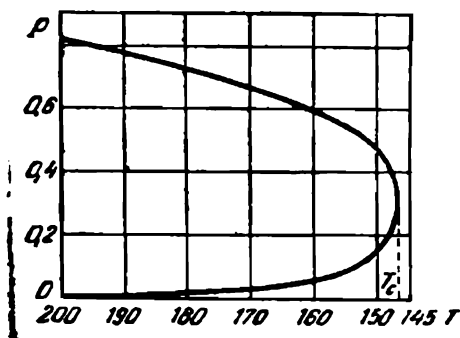


Նկ. 5.4.

թերմը՝ սկսելով մեծ տեսակարար ծավալներից, աչիսն աչից: Մենք տեսնում ենք, որ կորի ալլ մասում ճնշման մեծացումն առաջացնում է ծավալի էսկան փոքրացում (AB մաս), ճիշտ է, ավելի պակաս կտրուկ փոքրացում. քան պեաք է լիներ ըստ կլապեյրոնի հավասարման:

49 մրն ճնշման դեպքում սկսում է ածխածխի կոնդենսցիան: Քանի դեռ այն շարունակվում է, ճնշումը մնում է հաստատուն, բայց դադի ծավալը փոքրանում է նրա հեղուկացման հաշվին: Դա համապատասխանում է իզոթերմի BC հորիզոնական մասին: C կետում գազի ամբողջ ծավալը կոնդենսցված է լինում, որից հետո իզոթերմը կտրուկ կերպով բարձրանում է: Դա նշանակում է, որ սեղմվում է արդեն ոչ թե ածխածխի գազը, այլ հեղուկ ածխածխոն, որի $\frac{1}{V} \frac{dV}{dp}$ սեղմելիությունը, ինչպես և ամեն մի այլ հեղուկինը շատ փոքր է:

Ավելի բարձր ջերմաստիճաններին համապատասխանող իզոթերմերը ունեն նույնպիսի ձև, բայց ալստեղ էլ, ինչպես և ջրի համար. $\frac{V_1}{V_2}$ հարաբերությունը պահում է ավելի փոքր: Փրաֆիկում այդ բանն արտահայտվում է նրանով, որ BC հորիզոնական տեղամասը ավելի ու



Նկ. 5.3:

ավելի կարճ է դառնում. հեղուկի և գոլորշու տեսակարար ծավալների մոտենում են այն պատճառով, որ առաջինը ջերմաստիճանի բարձրացման հետ աճում է, իսկ երկրորդը՝ նվազում: Վերջապես, 31,4° C ջերմաստիճանում կորի հորիզոնական տեղամասը վերանում է՝ վերածվելով P շրջման կետի. հեղուկի և գոլորշու տեսակարար ծավալները (ուրեմըն, նաև նրանց խտությունները) դառնում են նույնը 31,4° C-ն

ածխածխի կրիտիկական ջերմաստիճանն է: Այդ ջերմաստիճանին համապատասխանող իզոթերմը կոչվում է կրիտիկական իզոթերմ: Կրիտիկականից ավելի բարձր ջերմաստիճանում հեղուկի առաջացումը ոչ մի ճնշման դեպքում հնարավոր չէ: Ճնշման մեծացումն առաջացնում է միայն ծավալի փոքրացում (խտություն մեծացում): Կրիտիկականից բարձր ջերմաստիճանում, օրինակ, 48,1° C-ում (Նկ. 5.4) ածխածխի իզոթերմը որակապես ունի նույն տեսքը, ինչ որ իդեալական գազի իզոթերմը:

Ասվածի համար ես մի լուսարանում կարող է հանդիսանալ մի այլ

տիպի գրաֆիկը նկ. 5.5-ում բերված է փորձով ստացված մի կոր, որն արսահալսում է հեղուկ ազոտի և նրա հափեցած գոլորշու ը խտությունը T ջերմաստիճանից (արոցիաներ առանցքի վրա տեղադրված են բացասական ջերմաստիճանները $^{\circ}\text{C}$ -ներով): Այդ կորից երևում է, որ հեղուկ ազոտի խտությունը ջերմաստիճանի բարձրացման համեմատ փոքրանում է (կորի վերևի ճյուղը), իսկ նրա գոլորշիների խտությունն աճում է (ներքևի ճյուղը), մինչև որ կրիտիկական ջերմաստիճանում ($-147,1^{\circ}\text{C}$) երկու խտություններն էլ հասնում են միևնույն արժեքին: Համապատասխան տեսակարար (կամ մոլային) ծավալը կոչվում է կրիտիկական ծավալ (V_k): Կրիտիկական ջերմաստիճանում հափեցած գոլորշու ճնշումը կոչվում է կրիտիկական ճնշում (p_k): Այս երեք կրիտիկական պարամետրերը, p_k , V_k և T_k , որոշում են նյութի կրիտիկական վիճակը: Աղյուսակ 11-ում բերված են մի քանի նյութերի կրիտիկական պարամետրերը:

Աղյուսակ 11

Մի բանի նյութերի կրիտիկական պարամետրերը

Նյութը	$T_k, ^{\circ}\text{C}$	p_k , մթն	V_k , սմ ³ /գ	Նյութը	$T_k, ^{\circ}\text{C}$	p_k , մթն	V_k , սմ ³ /գ
Հելիում (He^3)	-269,8	1,17		Թթվածին	-118,8	49,7	2,32
Հելիում (He^4)	-267,9	2,26	14,43	Մեթան	-82,5	45,8	6,17
Ջրածին	-239,9	12,8	32,26	Ածխաթթու	31,1	73,0	6,17
Նեոն	-228,7	25,9	2,06	Ամիակ	132,4	111,5	4,26
Ազոտ	-147,1	33,5	3,22	Քլոր	144,0	76,1	1,75
Արգոն	-122,0	48,0	1,88	Ջուր	374,1	217,7	2,50

§ 3. Փուլային անցում

Հենց նոր քննարկված՝ գազերի կոնդենսացիայի երևույթի օրինակով մենք տեսանք, որ կարող են գոյություն ունենալ միևնույն նյութի երկու տարրեր՝ վիճակներ՝ միևնույն ջերմաստիճանի և ճնշման դեպքում: Այդ վիճակները տարրելիում են իրենց հասկություններով, տվյալ դեպքում՝ խտությամբ:

Ընդհանրապես, եթե սխառմը բաժանվում է իրար հետ սահմանակցող մասերի. որովք գտնվում են ֆիզիկապես տարրեր վիճակներում, ապա այդ մասերը կոչվում են սխառմի փուլեր:

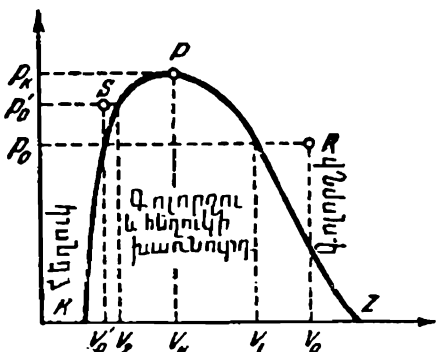
Եթե նյութի երկու կամ ավելի տարրեր փուլեր տվյալ ջերմաստիճանում և ճնշման տակ գոյություն ունեն միաժամանակ, հպման մեջ գտնվելով միմյանց հետ, ընդ որում փուլերից մեկի մասսան չի աճում մյուսի հաշվին, ապա ասում են, որ տեղի ունի փուլային հավասարակշռություն: Նյութի անցումը մի վիճակից (փուլից) մյուսին կոչվում է փուլային անցում կամ փուլային փոխարկում: Հավասար

րակչություն մեջ գտնվելու ընդունակ փուլերի թիվը կարող է տարբեր լինել և կախում ունի նյութի կազմությունից:

Փազի կոնդենսացումը աչնպես, ինչպես և հակադարձ պրոցեսը՝ հեղուկի անցումը գոլորշու (գոլորշիացումը), փուլային անցումների օրինակներ են: Ինչպես հալանի է, նյութը կարող է գտնվել նաև երրորդ՝ պինդ վիճակում: Փազի կամ հեղուկի անցումը պինդ վիճակի նույնպես փուլային անցում է: Սակայն պինդ վիճակի տարբերությունը հեղուկ կամ զազանման վիճակներից չափավոր խորն է, քան հեղուկ և զազանման վիճակների միջև եղած տարբերությունը: Փուլային անցումը պինդ վիճակի կքննարկենք ավելի ուշ:

Այժմ վերադառնանք հեղուկ—գոլորշի (կամ գոլորշի—հեղուկ) փուլային անցմանը:

Եթե իզոթերմների վրա (տես նկ. 5.4) միացնենք գոլորշու՝ հեղուկի անցման և հեղուկի՝ գոլորշու անցման կետերը, ալսինքն B , B' , ... և C , C' , ... կետերը, ապա կստացվի մաքսիմում ունեցող սահուն կոր, որը 5.4-րդ նկարում պատկերված է կետագծով և տոանձին վերադառնալով 5.6-րդ նկարում:



Նկ. 5.6.

P_0 և V_0 կոորդինատներ ունեցող ամեն մի R կետ, որը կորի PZ ճյուղից աջ է գտնվում, համապատասխանում է, ակներևվորեն, գազային վիճակին, որովհետև V_0 տեսակարար ծավալը մեծ է քան ծավալից, որի դեպքում սկսվում է անցումը հեղուկ վիճակի նույն ճնշման տակ: Ճիշտ նույնպես P_0 և V_0 կոորդինատներ ունեցող S կետը, ինչպես և PK ճյուղից ձախ գտնվող ամեն

մի ալլ կետ, համապատասխանում է հեղուկ վիճակին՝ V_0 տեսակարար ծավալը փոքր է քան տեսակարար ծավալից, որի դեպքում վերջանում է կոնդենսացման պրոցեսը: Իսկ KPZ կորի ներսում գտնվող բոլոր կետերը համապատասխանում են երկփուլային վիճակներին, ալսինքն՝ աչն վիճակներին, որոնց դեպքում միաժամանակ գոլորշու և հեղուկ և նրա վերևում հագեցած գոլորշիներ: Իսկ P կետը համապատասխանում է կրիտիկական վիճակին: Նկ. 5.6-ի կորի վրա ալլ կետի կոորդինատները՝ P_k և V_k , կրիտիկական ճնշումը և ծավալն են:

Ինչպես մենք արդեն գիտենք, նյութը կարելի է գազանման վի-

ճակից հեղուկ վիճակի վերածել՝ բարձրացնելով նրա ճնշումը ավելա ջերմաստիճանում, եթե վերջինս կրիտիկականից ցածր է: Եթե ջերմաստիճանը բարձր է T_k -ից, անհրաժեշտ է նախնական սառեցում: Այդպիսի փոխարկման ժամանակ նյութը պետք է անցնի երկփուլային վիճակի միջանկյալ գոլործունը, երբ գոլորշին և հեղուկը գոյակցում են և սահմանակցում միմյանց հետ:

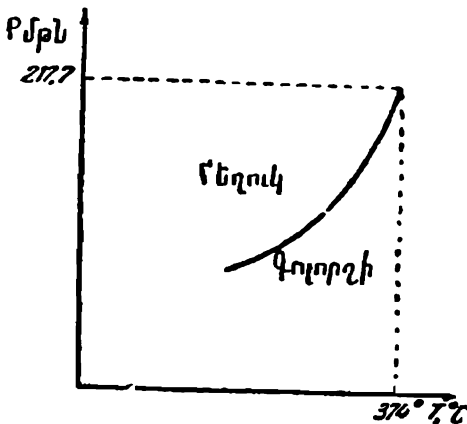
Կարելի է, սակայն, այդ անցումն իրագործել նաև շրջանցելով այդ երկփուլային վիճակները: Այլ կերպ ասած, կարելի է դադար վերածել հեղուկի (և ընդհակառակը) առանց այն բանի, որ ինչ-որ մոմենտում գոլործյուն ունենան երկու փուլն էլ: Օրինակ, որպեսզի V_0 ծավալով, P_0 ճնշմամբ և T_0 ջերմաստիճանով բնութագրվող գազը (տես նկ. 5.6) վերածել նույն ջերմաստիճանի և ճնշման, բայց, իհարկե, այլ V_0 ծավալի հեղուկի, կարելի է վարվել հետևյալ կերպ: Հարկավոր է տաքացնել գազը մինչև կրիտիկականից ավելի բարձր ջերմաստիճան, որից հետո սեղմել այն մինչև որ նրա ծավալը դառնա հավասար V_0 -ի: Վերջապես, պահպանելով ծավալը հաստատուն, հարկավոր է սառեցնել գազը մինչև T_0 ջերմաստիճանը: Նրա ճնշումը այդ դեպքում կդառնա հավասար P_0 -ի: Այսպիսով, մենք կարող ենք գազը վերածել հեղուկի «շրջանցելով» երկփուլային վիճակների տիրույթը, այնպես որ չի լինի այնպիսի միջանկյալ վիճակ, որի դեպքում երևան կգա հեղուկի և գոլորշու միջև, սահման (մենիսկ): Եթե, օրինակ, պահանջվում է $21,5^\circ\text{C}$ -ում և 50 մթն ճնշման տակ գտնվող սծխածխած գազը վերածել հեղուկ ածխածխի նույն ջերմաստիճանում, ապա սկզբում հարկավոր է գազը տաքացնել մինչև $31,4^\circ\text{C}$ -ից բարձր ջերմաստիճան, որին, մինչև 32°C : Այդ ջերմաստիճանում գազը հարկավոր է սեղմել այնպես, որ նրա ծավալը (տեսակարար) հավասար դառնա $1,5$ մ³ գ-ի, ընդ որում նրա ճնշումը համապատասխանաբար կաճի: Դրանից հետո սառեցումը մինչև $21,5^\circ\text{C}$ կառաջացնի ամբողջ գազի փոխարկումը հեղուկ վիճակի:

Գազանման վիճակից հեղուկ վիճակի անընդհատ անցում կատարելու հնարավորությունը՝ շրջանցելով երկու փուլերի միաժամանակ գոլործյուն ունենալու ստացիան, ցույց է տալիս, որ նրանց միջև սկզբունքային որակական տարբերություն չկա: Կրիտիկական վիճակ գոլործյուն ունենալու հենց փաստը վկայում է այն մասին, որ որոշակի պայմաններում հեղուկ և գազանման վիճակները չի կարելի տարբերել: Այդ պատճառով էլ հաճախ խոսում են նրանց միջև անընդհատ անցման մասին: Պինդ վիճակից հեղուկ կամ գազանման վիճակին անցումը հնարավոր չէ իրագործել նման ձևով, այսինքն այնպես, որ ինչ-որ ջերմաստիճանի և ճնշման դեպքում միաժամանակ գոլործյուն չունենան նյութի երկու փուլեր:

§ 4. Փուլային դիագրամներ

Ինչպես նշվեց վերը, հեղուկ և գազալին փուլերի համասարակշռությունը, ալոսինքն՝ հեղուկի և նրա հալեցած գոլորշիների միջև համասարակշռությունը տեղի ունի որոշակի ճնշումների և ջերմաստիճանի դեպքում (կրիտիկականից ցածր)։ Լկյո մեծություններից մեկի, օրինակ՝ ջերմաստիճանի փոփոխությունը առաջացնում է նաև ալն ճնշման փոփոխությունը, որի դեպքում հնարավոր է փուլային համասարակշռությունը, ալոսինքն՝ հալեցած գոլորշու առաձգականությունը փոփոխությունը, ընդ որում, ինչպես դա երևում է 5.4-րդ նկարից ջերմաստիճանի լարձրացնելիս հալեցած գոլորշու առաձգականությունն աճում է։

5.7-րդ նկարում պատկերված է հալեցած գոլորշու առաձգականության կախումը ջերմաստիճանից ջրի համար։ Մնացած բոլոր նյութերի համար ալո կախումն ունի նույնպիսի բնույթ։



Նկ. 5.7.

Բերված կորից աջ գտնվող ամեն մի կետ համապատասխանում է հեղուկ վիճակին, իսկ նրանից աջ գտնվող կետերը համապատասխանում են գազալին փուլին։ Դա նշանակում է, որ գոլորշին, որի վիճակը բնութագրվում է կորից աջ գտնվող որևէ կետով, կկոնդենսացվի, եթե (հաստատուն թողնելով ճնշումը¹⁾), ցածրացնենք նրա ջերմաստիճանը։ Ճիշտ

նույն ձևով հեղուկը, որի վիճակը տված է կորից ձախ գտնվող կետով, կանցնի գոլորշու վիճակի, եթե բարձրացնենք նրա ջերմաստիճանը։ Եվ միայն հենց կորի վրա գտնվող կետերը համապատասխանում են փուլային համասարակշռությանը, ալոսինքն՝ հեղուկի և նրա վրա գտնվող գոլորշու միաժամանակյա գոլորշիանը։

Նկ. 5.7-ի կորը, որի կետերը համապատասխանում են փուլերի համասարակշռությանը, կոչվում է փուլային դիագրամ կամ փուլերի (սովյալ դեպքում հեղուկի և գոլորշու) համասարակշռության կոր։ Նա

¹⁾ Գոլորշու ճնշումը կարելի է հաստատուն պահել, օրինակ, հնարավոր է թողնել տալով գոլորշու վերևում գտնվող միոցին ազատ տեղափոխվելու։

բաժանում է նյութի միափուլ միճակներին համապատասխանող կետերի տիրաթիվները և նյութի կարևոր բնութայրերից մեկն է: Այդպիսի դիպրամները երբեմն կոչվում են նաև միճակի դիպրամներ: Նկ. 5.7-ի կորի բնորոշ տառնձնահատկությունն ալն է, որ նա մերջ տնի, որովհետև չի կարող շարանակվել կրիտիկական ջերմաստիճանից ավելի բարձր: Չէ՞ որ ալջ ջերմաստիճանից ավելի բարձր երկա փուլ գոլթվումն չանի, տատի և չի կարող լինել նրանց համաստրակշռութվադ նը: Ինչպես մենք կտանենք ստորև, հեղուկ-գոլորչի հավասարակշռութվան կորն տնի նաև սիկյր: VV պլսում կրերմի հավասարակշռութվան ալջ կորի անալիտիկ արտահայտութվանը:

§ 5. Կրիտիկական պարամետրերի որոշման եղանակները

Նյութի կրիտիկական միճակով անցնելու պրոցեսը հեշտ է դիտել, օրինակ հետևյալ փորձով:

Հետապոտվող հեղուկը (օրինակ, եթերը, որով հատկապես հարմար է կատարել փորձը) տեղափորում են ապակե խողովակի մեջ, որի միջից օդը հեռացնելուց հետո խողովակի ծալրը գոլում են (նկ. 5.8): Այնահետև խողովակը տեղափորում են գլոման համար փալարե պատահանիկ տնեկյող մատարանի մեջ: Ջերմաստիճանի բարձրացմանը գուգրնթաց հետևում են մենիսկին՝ հեղուկի և նրա գոլորչու միջև բաժանման մակերևութին, ջերմաստիճանի չափվում է խողովակի կողքին դրված ջերմաչափով:

Որոշակի ջերմաստիճանում մենիսկը հանկարծակիորեն չքանում է, և խողովակը լցվում է համասեռ նյութով: Բաժանման երեւոյող սահմանի մերանալը ցուլջ է տալիս, որ նախկին սահմանի երկու կողմում գտնվող նյութերի խտութվունները դարձան միատեսակ: Հետևարար, ալն ջերմաստիճանը, որի ժամանակ մերանում է մենիսկը, հենց կրիտիկական ջերմաստիճանն է: Եթերի համար նա հավասար է 194 C-ի: Եթե ալժամ մինչև կրիտիկականից ավելի բարձր ջերմաստիճան տաքացրած խողովակը սառեցվի, ապա նույնպես հանկարծակիորեն, նույն 194 C ջերմաստիճանում խողովակի ամբողջ ծավալում երեւան կգա հեղուկի փոքր կաթիլներից բաղկացած մշուշ: Ալդ կաթիլները արագ կերպով ընկնում են խողովակի հատակին և առաջացնում են հեղուկ, որը նորից գոլորչուց բաժանված է պարզորոշ սահմանով՝ մենիսկով:

Այսպիսով, հեղուկի կրիտիկական ջերմաստիճանը հեշտ է որոշել



Նկ. 5.8

չափելով այն ջերմաստիճանը, որի ժամանակ հեղուկ պարունակող հերմետիկոնն փակ անոթում վերանում կամ երևան է գալիս մենիսկ:

Եթե վերը նկարագրված փորձում խողովակը պարունակում է ճիշտ այնքան հեղուկ, ինչքան որ հարկավոր է, որպեսզի կրիտիկական խտություն ունեցող նրա գոլորշին լցնի խողովակի ամբողջ ծավալը, ապա առաջացնելիս մենիսկը չի տեղափոխվի խողովակի երկարությամբ: Իսկ եթե խողովակում տեղավորված է ավելի մեծ քանակությամբ հեղուկ, ապա ջերմաստիճանը բարձրացնելիս մենիսկը կտեղափոխվի դեպի վեր, մինչև որ ամբողջ խողովակը լցվի հեղուկով: Լճահանասակը, եթե խողովակը լցված է անբավարար քանակությամբ հեղուկով, ապա առաջացնելիս հեղուկը կգոլորշիանա, մենիսկը կտեղափոխվի դեպի ներքև, մինչև որ ամբողջ խողովակը կլցվի գոլորշիով: Դա պարզ երևում է նաև 5.6-րդ նկարի դիագրամից: Չէ՞ որ մեր փորձում, ի տարբերություն վերը նկարագրվածներից, որտեղ անոթի ծավալը փոփոխվում էր միոցի տեղափոխումից, նյութի ծավալը ամբողջ ժամանակ մնում է հաստատուն (անոթը հերմետիկորեն փակված է): Եթե անոթի ծավալը փոքր է կրիտիկականից, աչի՞նք՝ հեղուկի քանակը մեծ է, ապա մենք ամբողջ ժամանակ կմնանք դիագրամի ձախ ճյուղի վրա, որը, ինչպես դիտենք, համապատասխանում է հեղուկ փուլին: Զերմաստիճանը բարձրացնելիս հեղուկ փուլի ծավալը աճում է գոլորշու կոնցենտացիան հաշվին, և հեղուկը կլցնի ամբողջ ծավալը դեռ նախքան կրիտիկական ջերմաստիճանին հասնելը, որովհետև կրիտիկական ծավալը մեծ է անոթի ծավալից: Իսկ այն դեպքում, երբ անոթի ծավալը մեծ է նրա մեջ տեղավորված նյութի քանակին համապատասխան կրիտիկական ծավալից, ապա նյութի վիճակը կհամապատասխանի դիագրամի աջ ճյուղին (տես նկ. 5.6): Դա նշանակում է, որ տաքանալիս հեղուկի ծավալը կփոքրանա գոլորշիացման հաշվին:

Միայն այն դեպքում, երբ խողովակի ծավալը ճշտիվ համասար է նրա մեջ գտնվող հեղուկի քանակի կրիտիկական ծավալին, ջերմաստիճանի բարձրացումը չի առաջացնի ոչ հեղուկի, ոչ էլ գոլորշու ծավալի նկատելի փոփոխություն: Հեղուկի առաջացումը առաջացնում է նրա գոլորշիացումը, և դրա հաշվին աճում է գոլորշու խտությունը: Բայց այդ դեպքում հեղուկի ծավալը մեծանում է ջերմային ընդարձակման հաշվին մոտավորապես այնքան, որ չեղոքացնում է գոլորշիացումից առաջացած նրա ծավալի փոքրացումը: Դրա շնորհիվ հեղուկի խտությունը փոքրանում է, մինչև որ կրիտիկական ջերմաստիճանում այն հավասարվում է նրա վերևում գտնվող գոլորշու խտությանը, և ամբողջ նյութը գտնվում է կրիտիկական վիճակում, երբ չի կարելի այն համարել ոչ հեղուկ, ոչ էլ գոլորշի:

Այստեղ շարադրված նկատառումներն ընկած են նյութի կրիտիկական

խոտթյան, և հետևաբար, կրիտիկական ծավալի որոշման պարզ եղանակի հիմքում: Ուշ եղանակը հետևյալն է:

Ոչ մեծ, սովորաբար կիսրդյի խողովակներում տեղափոխվում են հետազոտվող հեղուկի տարրեր կշիռ տնեցող քանակներ, բայց աջնպես, որ բոլոր խողովակներում հեղուկը լինի ավելցուկով աջն քանակությամբ նկատմամբ, որը պահանջվում է, որպեսզի կրիտիկական ջերմաստիճանում խողովակի ծավալը լցվի կրիտիկական խոտթյան տնեցող նյութով: Դրանից հետո խողովակների ծալքերը գոցվում են: Ուշնահետևի գրանք տաքացնում են և չափում են աջն ջերմաստիճանը, որում մենխոլը հասնում է վերին եզրին: Իմանալով խողովակում եղած հեղուկի մասսան և խողովակի ծավալը, որոշում են հեղուկի խոտթյունն աջն ջերմաստիճանում, որում խողովակը հեղուկով լրիվ լցվում է: Ուշգպիսի շախտմներ կատարելով տարրեր քանակությամբ հեղուկներով լցված բոլոր խողովակներում, կարելի է կառուցել հեղուկի խոտթյան՝ ջերմաստիճանից տնեցած կախման կորը: Էքստրապոլլացիայի ենթարկելով այդ կորը մինչև կրիտիկական ջերմաստիճանը (որը, իհարկե, պետք է հաշմնի լինի), գտնում են հետազոտվող հեղուկի խոտթյունը կրիտիկական ջերմաստիճանում: Իմանալով խոտթյունը՝ հեշտ է հաշվել նաև կրիտիկական ծավալը:

Նման փորձեր, միայն թե աջնպիսի խողովակների հետ, որոնք պարունակում են տարրեր կշիռներով և կրիտիկական վիճակի ստացման համար հեղուկի ու լավակալի քանակներ, թույլ են տալիս ստանալու գոլորշու խոտթյունը կրիտիկական ջերմաստիճանում, հետևաբար և նյութի կրիտիկական ծավալը: Փորձերի նկարագրված երկու սերիաներն էլ պետք է, իհարկե, տան միենուլն արդյունքը, քանի որ կրիտիկական ջերմաստիճանում հեղուկի և գոլորշու խոտթյունները հալսասար են իրար:

§ 6. Վանդեր-Վաալսի հավասարումը

Դպերի վարքի առանձնահատկությունների բարձր ճնշումների շեպքում և գազ-հեղուկ փուլային անցումը չեն նկարագրվում Կլապեյրոնի հավասարումով, որը պիտանի է միայն փոքր ճնշումների տակ գոլորշու գազերի համար (իդեալական գազերի համար): Կարելի է, սակայն, կատարելագործել այդ հավասարումն աջնպես, որ նա ու միայն ճիշտ նկարագրի իրական գազերի հատկությունները ցանկացած ճնշման շեպքում, ալլև որոշակի մոտափորություններ նկարագրի նաև հեղուկի հատկությունները և փուլային անցումը գազանման վիճակից հեղուկ վիճակի:

Դրա համար հարկավոր է, ակներևաբար, հրաժարվել գազային

մոլեկուլների՝ որպես չափերից գորկ նյութական կետերի պատկերացումից և այն ենթադրությունից, թե մոլեկուլների միջև փոխազդեցության ուժերը բացակայում են: Եթե ընդունենք, որ միջմոլեկուլային ուժերը գոյություն ունեն, և որ մոլեկուլներն ստալում են որոշակի չափերով, և կապելրոնի հավասարման մեջ մտցնենք համապատասխան ուղղումներ, ապա կարելի է հուսալ, որ կստանանք իրական գազերի վիճակի նոր հավասարում, որը ավելի լավ համաձայնություն մեջ կլինի փորձնական փաստերի հետ:

Վիճակի աղգայիսի բարելավված հավասարում, որի մեջ հաշվի են առնված ինչպես մոլեկուլների վերջավոր չափերը, այնպես էլ նրանց միջև եղած փոխազդեցությունն ուժերը, առաջարկվել է 1873 թվին Վանդեր-Վալսի կողմից և կրում է նրա անունը:

Հարկավոր է անմիջապես նշել, որ իրական գազերի վիճակի հավասարումը, որի քննարկումը մենք սկսում ենք, նույնպես մոտավոր է, որովհետև գոյություն չունի մոլեկուլների միջև եղած փոխազդեցության ուժերը ճիշտ հաշվելու եղանակ:

Մոլեկուլների միջև եղած վաճառական ուժերի հաշվառումը:
/դեալական գազերի վիճակի հավասարման մեջ՝

$$pV = RT, \quad (5.1)$$

որը գրված է 1 մոլի համար, V ասելով հասկացվում է այն անոթի ծավալը, որի մեջ պարունակվում է գազը: Միևնույն ժամանակ դա այն ծավալն է, որը մատչելի է այդ ծավալում շարժվող գազի մոլեկուլներից լուրջաքանչյուրի համար: Երբ մենք խոսում ենք իդեալական գազերի մասին, որոնք կազմված են կետ-մասնիկներից, տարբերություն չկա «անոթի ծավալ» և «լուրջաքանչյուր մոլեկուլի համար մատչելի ծավալ» հասկացությունների միջև, որովհետև կետ-մոլեկուլները չեն խանգարում միմյանց շարժվելու: Իսկ իրական գազում անոթի ոչ ամբողջ ծավալն է գտնվում մոլեկուլների տրամադրության տակ, որովհետև լուրջաքանչյուր մոլեկուլ գրավում է անոթի ծավալի որոշակի մասը, և այդ մասը անմատչելի է մնացած բոլորի համար:

Այդ հանգամանքը հաշվի առնելու համար հարկավոր է անոթի ծավալից հանել նրա այն մասը, որն անմատչելի է մոլեկուլների շարժման համար: Նշանակենք այն b -ով: Այն ժամանակ (5.1) հավասարումը կստանա հետևյալ տեսքը.

$$p(V - b) = RT: \quad (5.1a)$$

Այս ձևով մտցված b ուղղումն այն սահմանափին ծավալն է, որ

կղրավեր զազը անվերջ մեծ ճնշման դեպքում: Իրոք, (5.1ա) հավասարումն արտապրելով

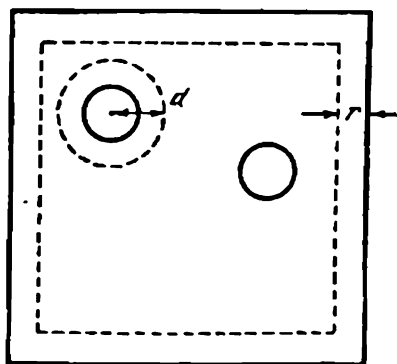
$$p = \frac{RT}{V - b} \quad (5.1բ)$$

տեսքով, գտնում ենք, որ երբ $p = \infty$, $V = b$:

Ե ԽԱՍԱՏԱՐՈՒՄԻ ԽԱՇՎՈՒՄԸ: Վիճակի հավասարման մեջ b հաստատունը մտցնելով մենք հաշվի առանք այն հանգամանքը, որ գազի մոլեկուլները չեն կարող մոտենալ իրար մինչև զրոյի հավասար հեռավորություն (նույնիսկ անվերջ մեծ ճնշման դեպքում): Փաստորեն այստեղ ուշադրության է առնվում մոլեկուլների միջև եղած վանողական ուժերի առկայությունը, որոնք և խանգարում են մոլեկուլներին մոտենալու իրար ինչ-որ միևնույնիսկ ավելի փոքր հեռավորության վրա: Այդ միևնույն հեռավորությունն էլ հենց որոշում է այն, ինչ կոչվում է մոլեկուլի չափ: Ուրեմն մոլեկուլների չափերի հաշվառումը փաստորեն նշանակում է միաժամանակ հաշվի առնել գազի մոտենիկների միջև եղած վանողական ուժերը, իսկ b հաստատունը, որը մտցվեց վիճակի հավասարման մեջ, կարող է պիտվել որպես այդ ուժերի բնութագիր:

Եթե որոշակի ենթադրություններ արվեն մոլեկուլների կառուցվածքի և նրանց միջև ազդող ուժերի բնույթի մասին, ապա կարելի է հաշվել b հաստատունի արժեքը, այսինքն՝ անոթի ծավալի այն մասի մեծությունը, որը անմատչելի է ամեն մի մոլեկուլի համար, որովհետև նա զբաղված է մնացած բոլոր մոլեկուլներով: Ամենից ավելի հեշտ է դա անել ենթադրելով, որ մոլեկուլները պինդ գնդիկներ են:

Պատկերացնենք խորանարդի ձև ունեցող մի անոթ, որի V ծավալը հավասար է սովալ ճնշման և ջերմաստիճանի դեպքում գազի մեկ զրամ-մոլեկուլի պարաված ծավալին (նկ. 5.9): Խորանարդի կողմը ակներևաբար հավասար է, $\sqrt[3]{V}$ -ի: Դիցուք, մոլեկուլի սրամագիծը հավասար է d -ի, իսկ շառավիղը՝ $r = \frac{d}{2}$,



Նկ. 5.9.

Ենթադրենք, թե սկզբում մեր անոթում պարունակվում է ընդամենը մեկ մոլեկուլ: Նրա շարժման համար, ավելի ճիշտ՝ նրա կենտրոնի շարժման համար, մատչելի է անոթի ամբողջ ծավալը՝ հանած

պատերիւն հարող Ի հաստոյթլամբ շերտը. որովհետեւ մոլեկուլի կենտրոնը շի կարող պատին մոտենալ Ե-ից ալիլի փոքր հեռալորութլան վրա (նկ. 5.9-ում ալշ շերտը առանձնացված է կետագծով): Դա նշանակում է, որ մեր մոլեկուլը կարող է շարժվել մի խորանարդի ծավալում, որի կողմը ձ-ով փոքր է իրական խորանարդի՝ անոթի կողմից: Այդ ծավալը հալաոար է.

$$(1 \sqrt{V} - d)^3,$$

Այժմ անոթի մեջ մտցնենք երկրորդ մոլեկուլը (հենց ալշ պահն է պատկերված նկ. 5.9-ում): Անոթում ալժմ եղած երկու մոլեկուլներից ցանկացածի կենտրոնը շարժվելու համար իր սլրամադրութլան տակ ունի նույն ծավալը, ինչ որ առաջ ունիւր, սակայն լրացուցիչ հանած ալն ծավալը, որը անմատչելի է դարձել երկրորդ մոլեկուլի ներկայութլան պատճառով: Նկ. 5.9-ում կետագծով ցուլց է սրված յուրաքանչյուր մոլեկուլը շրջապատող ալն ծավալը, որի սահմաններում շի կարող ընկնել մյուս մոլեկուլի կենտրոնը: Այդ ծավալը հալաոար է $\frac{4}{3} \pi d^3$: Հետեւաբար, երկու մոլեկուլներից ամեն մեկի համար մատչելի ծավալը հալաոար է ստացվում՝

$$(1 \sqrt{V} - d)^3 - \frac{4}{3} \pi d^3:$$

Եթե անոթը մտցվի նաեւ երրորդ մոլեկուլը, ապա անոթում ալժմ գտնվող երեք մասնիկներից ամեն մեկի համար, շարժման համար ազատ կլինի ալսպիսի ծավալ՝

$$(\sqrt[3]{V} - d)^3 - 2 \frac{4}{3} \pi d^3,$$

Վերջապես, երբ անոթում կգանվեն բոլոր N_0 մոլեկուլները ($\sqrt[3]{V}$ -ն Ավոգադրոյի թիւն է), որոնք կազմում են մեկ մոլը, նրանցից յուրաքանչյուրը հնարավորութլուն կունենա շարժվելու ալսպիսի ծավալում՝

$$(\sqrt[3]{V} - d)^3 - N_0 \frac{4}{3} \pi d^3, \quad (5.14)$$

Այս հաշվարկի ժամանակ, սակայն, մենք հաշվի չառանք ալն հանդամանքը, որ մոտեցման (բախման) յուրաքանչյուր գործողութլանը մասնակցում են երկու մոլեկուլ: Նրանցից յուրաքանչյուրի համար էսկան է մոտեցման երկրորդ մասնակցին շրջապատող ոչ թե ամբողջ արգելված գոնդը, ալ միայն նրա ալն կեսը (կիսագունդը), որը դարձած է իր կողմը: Եթե ալշ նկատառումը կիրառենք բոլոր N_0 մոլե-

կունքից տմեն մի զուգի համար, ապա (5.14) արտահայտության մեջ N_0 -ի փոխարեն պետք է գրենք $\frac{N_0}{2}$, և՛ն ժամանակ յուրաքանչյուր մոլեկուլի շարժման համար ազատ ծավալը կոտայվի համասար՝

$$V' = \left(\frac{3}{2} V - d \right)^3 - \frac{N_0}{2} \frac{4}{3} \pi d^3,$$

եթե $d \ll \sqrt{V}$, ինչպես, իհարկե, դա միշտ լինում է ($\frac{1}{2} \bar{V}$ անոթի կողմն է, d ՝ մոլեկուլի արամագիծը), ապա անտեսելով d -ն $\frac{1}{2} \bar{V}$ -ի հետ համեմատած՝ կստանանք.

$$V' = V - N_0 \frac{2}{3} \pi d^3 = V - N_0 \frac{16}{3} \pi r^3,$$

Սա էլ հենց այն V և մեծությունն է, որ մենք ակադգրեցինք V -ի փոխարեն (5.1ա) վիճակի համասարման մեջ: Հետևաբար՝

$$b = \frac{16}{3} \pi r^3 N_0,$$

Ուրեմն, մոլեկուլների ծավալը հաշվի առնող ուղղումը համասար է ոչ թե իրեն՝ մոլեկուլների ծավալին, այլ նրա քառապատիկ արժեքին:

Այս արդյունքը մենք ստացանք մոլեկուլները համարելով պինդ գնդիկներ: Պետք է նշել, որ այդպիսի պատկերացումը կոպիտ մոտարկում է: Իսկ երևում է նրանից, որ ճշգրտորեն անվերջության ձգտելիս դասի ծավալը պետք է ձգտի b արժեքին, ինչպես մենք այդ տեսանք վերը: Բայց այդ դեպքում մոլեկուլները, ակներևորեն, պետք է մաքսիմալ չափով խիտ պարավեն: Ինչպես դարավելու դեպքում գնդիկ-մոլեկուլները իրոք ավելի մեծ ծավալ են դրավում, քան բոլոր զրնգիկների ծավալների գումարը (նրանց միջև եղած արանքների հաշվին): Բայց երկրաչափական նկատառումներից հետևում է, որ միասին վերցրած բոլոր գնդիկների գրաված ծավալի հարաբերությունը նրանց «գուտ» ծավալին համասար է $\frac{6}{\pi \sqrt{2}}$, այսինքն փոքր է երկուսից, մինչ-

դեռ մեր հաշվարկը ցույց է տալիս, որ այդ հարաբերությունը հավասար է չորսի: Բայց և այնպես, ոչ չափազանց մեծ ճշգրտության դեպքում մեր հաշվարկը առկա է մոտավորապես ճշգրիտ արդյունք:

Մոլեկուլների միջև եղած ձգողական ուժերի հաշվարկը: Բացի վանդակաձև ուժերից, որոնք արդեն հաշվի են առնված b ուղղումը յուրանելով, մոլեկուլների միջև գոյություն ունեն նաև ձգողական ուժեր: Ինչ ուժերը հանգեցնում են նրան, որ ցանկացած մակերեսի, օրինակ՝

անոթի պատերի վրա, զազի մոլեկուլների գործադրած ճնշումը մրնացած հավասար պայմանների դեպքում ավելի փոքր է, քան իդեալական գազի դեպքում:

Իրոք, անոթի պատին մոտիկ գտնվող ամեն մի մոլեկուլ մի կողմից ավելի շատ «հարեաններ» ունենալով, քան մյուս կողմից, մնացած մոլեկուլների կողմից ազդվում է մի արդյունաբար ուժով, որն ուղղված է դեպի գազի ներսը: Դրա շնորհիվ ճնշումը անոթի պատի վրա ավելի փոքր կդառնա ինչ-որ Δp մեծությամբ, այնպես որ ($\bar{v} \cdot 1p$) արտահայտության փոխարեն ճնշման համար կստանանք հետևյալ բանաձևը՝

$$p = \frac{RT}{V - b} - \Delta p$$

կամ

$$p + \Delta p = \frac{RT}{V - b},$$

Մոլեկուլների միջև եղած ձգողական ուժերը ձգտում են նրանց մոտեցնել իրար: Բայց ճիշտ նույն ձևով է ազդում նաև p արտաքին ճնշումը:

Դժվար չէ պարզել, թե ինչից պետք է կախում ունենա այդ լրացուցիչ ճնշումը (կամ, ինչ որ նույն է, պատի վրա ճնշման փոքրացումը):

Գազի մոլեկուլների կողմից պատին հարող շերտի կրած ճնշումը, ակնհերքորեն, հավասար է շերտի մակերևույթի մեկ միավորի վրա բոլոր մոլեկուլների վրա ազդող ուժին: Ակներև է, որ այդ ուժը համեմատական է մոլեկուլների n խտության: Մյուս կողմից, պատին հարող մոլեկուլների թիվը, որոնք ենթարկվում են ձգողական ուժին, նույնպես համեմատական է n -ին: Հետևաբար՝ $\Delta p \sim n^2$: Քանի որ n -ը հակադարձ համեմատական է գազի մեկ մոլի զրաված ծավալին, ապա

$\Delta p = \frac{a}{V^2}$, որտեղ V -ն գազի մոլային ծավալն է, a -ն՝ համեմատականության թվային գործակիցը, որի թվային արժեքը կախում ունի մոլեկուլների միջև ձգողական ուժերի բնույթից: Ներկայումս չկա այդ արժեքի որոշման եղանակ (ինչպես, ասենք, չկա նաև b ուղղման համար):

Այսպիսով, մոլեկուլների միջև ձգողական ուժերի հաշվառումով, գազի ճնշման արտահայտությունը, կարելի է այժմ գրել հետևյալ տեսքով.

$$p + \frac{a}{V^2} = \frac{RT}{V - b},$$

այստեղից

$$\left(p + \frac{a}{V^2}\right)(V - b) = RT, \quad (5.2)$$

Այս հավասարումը, որ կապում է գազի ճնշումը, ծավալը և ջերմաստիճանը, հանդիսանում է իրական գազի վիճակի հավասարումը: Նրանում հաշվի են առնված ինչպես մոլեկուլների միջև եղած ձգողական ուժերը ($\frac{a}{V^2}$ ուղղման անդամը), այնպես էլ վանդոգական ուժերը (b ուղղումը): Նա կոչվում է Վան-դեր-Վալսի հավասարում: Ինչպես կատենենք, այդ հավասարումը բավականին լավ բացատրում է իրական գազերին վերաբերվող հիմնական փորձնական փաստերը, որոնք շարադրվել են նախորդ պարագրաֆներում:

(5.2) հավասարումը վերաբերվում է գազի մեկ մոլին: Գազի կամալական քոնակությունը համար նա ստանում է այսպիսի տեսք.

$$\left(p + \frac{M^2}{\mu^2} \frac{a}{V^2}\right) \left(V - \frac{M}{\mu} b\right) = \frac{M}{\mu} RT, \quad (5.2a)$$

Այստեղ M -ը գազի մասսան է, μ -ն՝ նրա մոլեկուլյար կշիռը, V -ն՝ գազի գրաված ծավալն է:

Ճնշման ուղղման արտահայտության մեջ a գործակիցը և b ուղղումը համարվում են հաստատուն մեծություններ, որոնց թվաչին արժեքները տարբեր են տարբեր գազերի համար, այնպես որ (5.2) հավասարումը այն չափով ունիվերսալ չէ, ինչ-որ հյապկյունի հավասարումը:

Ե հաստատունը չափվում է, ակներեաբար, ծավալի միավորներով: Իսկ a հաստատունի չափականությունը որոշվում է նրանով, որ $\frac{a}{V^2}$ մեծությունը, պետք է ունենա ճնշման չափականություն: Ուստի SI սխեմայում a -ն չափվում է $\text{մ}^3 \cdot \text{մ}^{-2} \cdot \text{մ}^2$, այսինքն՝ մ^4 . միավորներով, իսկ CGS սխեմայում՝ դին·սմ⁴-երով: Երբեմն a -ն չափում են նաև մթն·սմ⁶-երով:

§ 7. Վան-դեր-Վալսի իկոթերմերը

Վան-դեր-Վալսի հավասարումը ոչ բարդ ձևափոխություններից հետո կարող է բերվել հետևյալ տեսքի.

$$pV^3 - (bp + RT)V^2 + aV - ab = 0,$$

Այս հավասարության երկու մասը բաժանելով p -ի վրա, կըստանանք.

$$V^3 - \left(b + \frac{RT}{p}\right)V^2 + \frac{a}{p}V - \frac{ab}{p} = 0, \quad (5.3)$$

Այս հավասարումը V ծավալի նկատմամբ երրորդ աստիճանի է և

այդ պատճառով ունի երեք արմատ: Դա նշանակում է, որ ջերմաստիճանի և ճնշման սովորական արժեքների դեպքում կարող են լինել գազի մոլային ծավալի երեք արժեքներ կամ, ինչ որ նույնն է, խտության երեք արժեքներ:

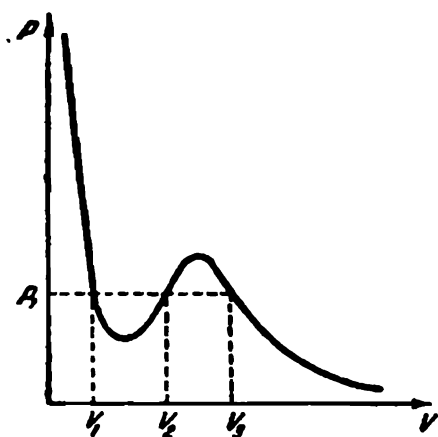
Երրորդ աստիճանի հավասարման երեք արմատները կարող են լինել կամ բոլորն էլ իրական, կամ նրանցից երկուսը կեղծ և մեկն իրական: Մասնավոր դեպքում, հավասարման գործակիցների համապատասխան արժեքների ժամանակ բոլոր երեք իրական արմատները կարող են լինել իրար հավասար (քաղմագառիկ արմատներ), այդ դեպքում հավասարման ձախ մասը լինում է լրիվ խորանարդ:

Վան-դեր-Վաալսի հավասարման կեղծ արմատները ֆիզիկական իմաստ չեն կարող ունենալ, և մենք նրանցով չենք հետաքրքրվի:

Վան-դեր-Վաալսի հավասարման արմատների իմաստը պարզապես չեն համար ամենից հեշտ եղանակն է քննարկել (5.2) հավասարման իզոթերմները, այսինքն ք ճնշման կախումը V ծավալից (մոլային կամ տեսակարար) հաստատուն ջերմաստիճանի դեպքում, և համեմատել դը-

րանք փորձնական ճանապարհով ստացված իզոթերմների հետ:

Ի տարբերություն իդեալական գազի իզոթերմի, որը ներկայացնում է հիպերբոլ, (5.2) հավասարմանը համապատասխանող իզոթերմը, որը մենք անվանելու ենք Վան-դեր-Վաալսի իզոթերմ, ունի նկ. 5.10-ում պատկերված տեսքը: Այդ կորը, հանդիսանալով երրորդ աստիճանի հավասարման գրաֆիկ, ունի մաքսիմում և մինիմում, այնպես որ ճնշման սովորական արժեքին, օրինակ՝ p_1 -ին համապատասխա-



Նկ. 5.10

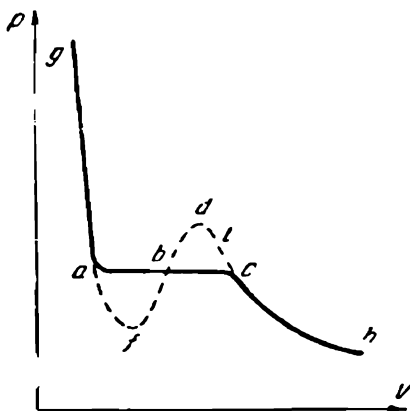
նում են մոլային ծավալի երեք արժեքներ՝ V_1 , V_2 և V_3 : Բնական է ենթադրել, որ ծավալի այդ երեք արժեքներից նվազագույնին (մաքսիմալ խտությունը) համապատասխանում է հեղուկ վիճակը, իսկ առավելագույնին՝ գազային վիճակը: Մնում է պարզաբանել V_2 ծավալն ունեցող երրորդ վիճակի իմաստը:

Վան-դեր-Վաալսի իզոթերմի և փորձնական իզոթերմի միջև գոյություն ունի էական տարբերություն, ինչպես դա երևում է նկ. 5.11-ից, որտեղ կամալական մասշտաբով պատկերված են. անընդհատ գծով՝ փորձնական իզոթերմի բնորոշ տեսքը և կետագծով՝ Վան-դեր-Վաալսի

իդոթերմը: Անմիջապես երևում է, որ $\alpha\beta\gamma$ տողագրիտ հորիզոնական մասի փոխարեն Վան-դեր-Վաալսի իդոթերմն այդ մասում տնի բնորոշ ոլորագրի՝ մաքսիմումով և մինիմումով:

Սակայն այդ կարևոր տարրերությունը հեշտ է բացատրվում, եթե իդոթերմը ճիշտ վերլուծենք:

Ամենից առաջ նշենք, որ Վան-դեր-Վաալսի իդոթերմի h և $\alpha\beta$ մասերը համընկնում են (համեմատյան դեպս որակապես) փորձնական իդոթերմի համապատասխան մոտերի հետ: Հիշեցնենք, որ h մասը համապատասխանում է գոգալին վիճակին, իսկ $\alpha\beta$ մասը՝ հեղուկին: Հետևաբար Վան-դեր-Վաալսի հավասարումից անմիջականորեն հետևում է նյութի երկու փուլերի գոյությունը: Իսկ ինչո՞ւ փորձով չի դիտվում երրորդ փուլը, որը Վան-դեր-Վաալսի իդոթերմի վրա պատկերված է, օրինակ, b կետով:



Նկ. 5.11.

Հեշտ է տեսնել, որ կորի bcd մասի կետերին համապատասխանող վիճակներ չեն կարող գոյություն ունենալ, որովհետև այդ մասին համապատասխանում է ծավալի անսովոր կախում ճնշումից: Ճնշման մեծացման հետ ծավալը ոչ թե փոքրանում է, այլ մեծանում: Պարզ է, որ բնութան մեջ գոյություն չունեն և չեն կարող ունենալ այնպիսի նյութեր, որոնց ծավալը մեծանա, ճնշումն աճելիս, այսինքն՝ խտությունը փոքրանա: Այդպիսի աարօրինակ հատկություններ ունեցող նյութի վիճակը անխուսափելիորեն պետք է լինի ծայր աստիճանի անկայուն: Իրոք, պատկերացնենք, թե այդպիսի վիճակ ինչ-որ ձևով իրագործվում է, և գիցեք, այդպիսի նյութի որևէ մասում պատահական պատճառներով ճնշումը մեծանում է շատ փոքր չափով: Այդպիսի պատահական փոքր փոփոխություններ ոչ միայն հնարավոր, այլև անխուսափելի են: Այդ դեպքում ճնշման այդ մեծացումը պետք է առաջացնի ծավալի մեծացում, որն իր հերթին կհանգի ճնշման էլ ավելի մեծ աճի և այլն, մինչև որ նյութը կանցնի d կետին համապատասխանող վիճակին, որից սկսած ծավալի կախումը ճնշումից դառնում է որակապես նորմալ:

Նույն պատճառներով ճնշման շատ փոքր պատահական փոքրացումը կառաջացնի նյութի ինքնաբեր անցում f կետին համապատասխանող վիճակի:

Այսպիսով, ոչ մի վարմանալի բան չկա նրանում, որ fbd մասին համապատասխանող վիճակները, որոնք ըստ Վան-դեր-Վաալսի հավասարման հնարավոր են, իրականում չեն դիտվում: Ինչ վերաբերվում է իզոթերմի c_d և a_f մասերին համապատասխանող վիճակներին, ապա նրանք, չնայած որ այդ սասիճան անկալուն չեն, սակայն պահաս կալուն են, քան a_{bc} մասին համապատասխանող վիճակները: Այդ վիճակները նույնիսկ կարող են իրագործվել, բայց հատուկ պայմաններում:

Նյութը, որի վիճակը համապատասխանում է կորի c_d մասի կետերին (աես նկ. 5.11), գտնվում է գազանման վիճակում, որովհետև c_d մասը իզոթերմի h_c ճյուղի շարունակությունն է: Բայց գազի (գոլորշու) ճնշումը այդ վիճակներից ամեն մեկում ավելի բարձր է, քան հագեցած գոլորշու առաձգականությունը նույն ջերմաստիճանում, իսկ դա անբնական է:

Նյութի այդ չորահատուկ վիճակը իրոք գիտվում է, օրինակ, անոթի արագ սառեցման դեպքում, եթե անոթում կա ջրային գոլորշիներ պարունակող սպ: Անհրաժեշտ է միայն ողջ խնամքով մաքրել փոշու հեաքերից և հոգ տանել, որ նրանում էլեկտրական լիցքեր չլինեն: Այդ պայմաններում, չնայած սառեցմանը և, հետևաբար, ջրի հագեցած գոլորշիների առաձգականության փոքրացմանը, վերջիններս թափալանին երկար ժամանակի ընթացքում չեն խտանում՝ մնալով գազային վիճակում: Այդ վիճակն էլ հենց համապատասխանում է c_d մասի կետերին, երբ գոլորշին գտնվում է գերհագեցած վիճակում, այսինքն երբ նրա քանակը ավելի մեծ է, քան անհրաժեշտ է, որ նա լինի հագեցած: Ուստի և այդպիսի գոլորշին կոչվում է գերհագեցած կամ գերսառեցրած: Վերջիվերջո որոշ ժամանակից հետո անոթի պատերի վրա աճում են ալիքներ, որոնք կաթիլներ, որոնք վկայում են աճի մասին, որ գերհագեցած գոլորշին բաժանվում է ջրի և տվյալ ավելի ցածր ջերմաստիճանում հագեցած գոլորշու: Հետագայում կրացասովի, թե ինչու գերհագեցած գոլորշու վիճակն ավելի անկալուն է, քան հեղուկի հետ հագեցած գոլորշու խառնուրդի վիճակը:

Ինչ վերաբերվում է Վան-դեր-Վաալսի իզոթերմի a_f մասի կետերով բնութագրվող վիճակներին, ապա նրանք գործնականորեն էլ ավելի դժվար է իրագործել, և դարձյալ նրանց փոքր կալունություն պատճառով:

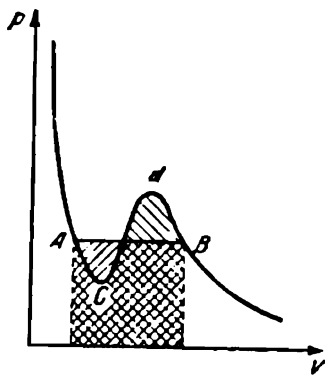
Այդ մասում կետերը համապատասխանում են հեղուկ վիճակին, քանի որ a_f մասը a_g ճյուղի շարունակությունն է: Հաճախ նյութի այդ վիճակը անվանում են գերտաքացած հեղուկ: Այդ անունը չի կարելի հաջող համարել, որովհետև գերտաքացած հեղուկ ընդունված է անվանել բաց անոթում գտնվող հեղուկը, որը առաքացրած է եռման ջեր-

մաստիճանից բարձր, բայց չի եռում: Բայց այդ դեպքում հեղուկը արագ կերպով գոլորշիանում է, աչսինքն՝ փոխվում է նրա մասսան: Իսկ ալյումեղ մեկ հետաքրքրում է փակ անոթում գտնվող օլուշակի մաւսայի (օրինակ՝ մեկ մոլ) հեղուկի կամ գոլորշու վարքը, երբ եռման մասին չի կարելի խոսել:

cd և ճկ մասերին համապատասխանող վիճակները՝ ի տարրերություն 1bժ մասի ոչ ստարիլ վիճակների, կոչվում են մետաստատիլ:

Այսպիսով, Վան-դեր-Վաալսի իզոթերմի և փորձնական իզոթերմի միջև եղած տարրերությանը գտնում է իր բացատրությանը, վիճակի հալտսարման V_2 արմատին համապատասխանող վիճակները փորձով չեն դիտվում նրանց ոչ ստարիլության կամ մետաստատիլության պատճառով: Տվյալ ջերմաստիճանում (տվյալ իզոթերմի համար) ճրնշման միայն մի որոշակի արժեքի դեպքում, այն է՝ հաղեցած գոլորշու ճնշման դեպքում, այդ արմատին համապատասխանում է կոյուն վիճակ՝ հեղակի հետ հալասարակշռության մեջ գտնվող գոլորշու վիճակ, աչսինքն՝ երկրիլ վիճակ:

Վան-դեր-Վաալսի վիճակի հալասարումից չի կարելի որոշել փորձնական կորի հորիզոնական մասի գիրքը Վան-դեր-Վաալսի կորի մարսիմումի և միքիմումի նկատմամբ: Դա նշանակում է, որ չի կարելի որոշել տրվյալ ջերմաստիճանում հաղեցած գոլորշու հալասարակշռութւած վիճակի ճնշման մեծությունը: Սակայն դա կարելի է անել ելնելով ընդհանուր թերմոդինամիկական նկատառումներից: Ինչպես ցույց է ալկլ Մաքսվիլը, եթե պատկերացնենք անցումը A վիճակից B վիճակին (նկ. 5.12), ապա անկախ նրանից, թե այդ անցումը կատարվում է ACժB միափոլ կորով, թե AB երկփոլ ուղղով, նա պետք է ուղեկցվի միևնույն աշխատանքով: Քանի որ p, V կորդդինատներով կառուցված դիագրամի վրա աշխատանքը հալասար է այդ դիագրամի համապատասխան մասերից ցած գտնվող մակերեսին, ապա ACժB կորից ցած եղած մակերեսը պետք է հալասար լինի AB ուղղից ցած եղած մակերեսին: Այստեղից ակներև է, որ AB ուղիղը դասալորված է ալնպես, որ ճեղ գծերով ներագծված ախրուլթների մակերեսները հալասար լինեն միմյանց (տե՛ս նկ. 5.12):



նկ. 5.12.

Վան-դեր-Վաալսի հալասարման նշանակությունը չի ոահմանափակվում նրանով, որ նա նկարագրում է ալն փաստը, որ գոլություն աենն նյութի երկու փուլեր՝ հեղուկ և գազալին, որոնցում կարող է

դանվել նշաթիւ: Ինչպես մենք հիմա կտեսնենք, Վան-դեր-Վաալսի համաատարամից անմիջականորեն հետևում է ալնպիսի կարևոր փաստ, ինչպիսին է կրիտիկական ջերմաստիճանի և կրիտիկական վիճակի գոյութիւնը:

§ 8. Կրիտիկական ջերմաստիճան և կրիտիկական վիճակ

Նախորդ պարադրաֆում մենք քննարկեցինք Վան-դեր-Վաալսի իզոթերմը որևէ կամայական ջերմաստիճանի դեպքում: Այժմ տեսնենք, թե ինչպես են փոխվում այդ իզոթերմերը ջերմաստիճանի փոփոխութիւնից:

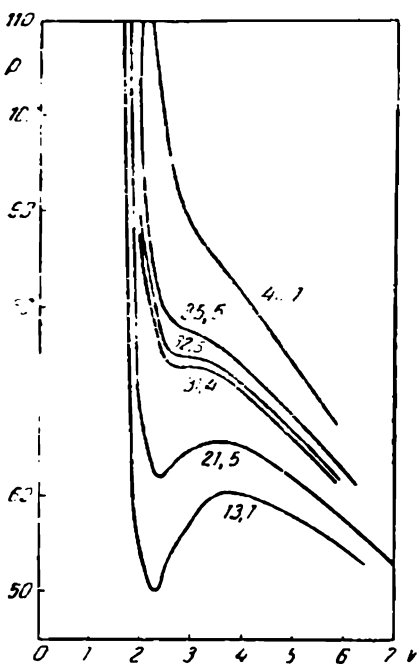
Ջերմաստիճանի փոփոխման հետ Վան-դեր-Վաալսի իզոթերմերի փոփոխման ընդհանուր բնույթը երևում է 5.13 նկարից (աբսցիսների

առանցքի վրա վերցված է տեսակարար ծավալը), որտեղ որպես օրինակ ներկայացված են ամիսաթիթիլի մի շարք իզոթերմեր: Նրանք հաշվված են *a* և *b* հաստատունների հետևյալ արժեքների համար.

$$a = 3,64 \cdot 10^{12} \frac{\text{դին} \cdot \text{սմ}^6}{\text{սմ}^2 \cdot \text{մոլ}} =$$

$$= 3,6 \cdot 10^8 \frac{\text{մրկ} \cdot \text{սմ}^6}{\text{մոլ}},$$

$$b = 42,8 \frac{\text{սմ}^3}{\text{մոլ}},$$



Նկ. 5.13.

Այս արժեքները վերցված են փորձից: Ստորե ցույց կտրվի, թե փորձնականորեն ինչպես են որոշվում այդ հաստատունները:

Նկ. 5.13-ի կորերից երևում է, որ ջերմաստիճանի բարձրացման հետ իզոթերմները դասավորվում են ալիկի բարձր, որը

բնական է. և, բացի դրանից, իզոթերմները մաքսիմումները և մինիմումները մոտենում են ինչպես արոցիսների առանցքի ողողութիւնը (փոքրանում է նրանց համապատասխանող ծավալների միջև եղած տարբերութիւնը), ալնպես էլ օրդինատների առանցքի ողողութիւնը (փոքրանում է ճնշումների համապատասխան տարբերութիւնը): Վերջապես, մի որոշ ջերմաստիճանում (նկ. 5.13-ում՝ 31,4°C-ում) իզոթեր-

մի մաքսիմումը և մինիմումը միաձուլվում են՝ վերածվելով շրջման կետի՝ $V=0,27 \frac{1}{\text{մոլ}}$ և $p=73$ մրն արժեքների ժամանակ: Իս նշանակում է, որ ջերմաստիճանը բարձրանալիս աստիճանաբար փոքրանում է ճնշման միենուլն արժեքին համապատասխանող ծավալի երեք արժեքների միջև եղած տարբերությունը, այսինքն՝ փոքրանում է Վան-դեր-Վաալսի հավասարման երեք արմատների միջև եղած տարբերությունը:

Որոշակի T_K ջերմաստիճանում ծավալի բոլոր երեք արժեքները միաձուլվում են (հավասարման արմատները դառնում են բազմապատիկ): Հետևաբար, այդ ջերմաստիճանում վերանում է նյութի տարբեր վիճակների միջև եղած տարբերությունը: Ակնհերտրեն, դա հենց կրիտիկական ջերմաստիճանն է, որի գոյությունը, ինչպես մենք տեսանք, հանդիսանում է նյութի բնորոշ հատկությունը:

Դժվար չէ հաշվել T_K կրիտիկական ջերմաստիճանի արժեքը և նրան համապատասխանող երկու մյուս կրիտիկական պարամետրերի՝ V_K կրիտիկական ծավալի և p_K կրիտիկական ճնշման արժեքները:

Իրոք, $T=T_K$ և $p=p_K$ արժեքների դեպքում Վան-դեր-Վաալսի (5.3) հավասարման ձախ մասը, այսինքն

$$V^3 - \left(b + \frac{RT_K}{p_K}\right) V^2 + \frac{a}{p_K} V - \frac{ab}{p_K} = 0$$

արտահայտությունը պետք է լինի լրիվ խորանարդ, ուրեմն և կարող է ներկայացվել հետևյալ տեսքով.

$$V^3 - \left(b + \frac{RT_K}{p_K}\right) V^2 + \frac{a}{p_K} V - \frac{ab}{p_K} = V^3 - 3V_K V^2 + 3V_K^2 V - V_K^3 \quad (5.4)$$

Այս հավասարությունը նույնաբար կրավարարվի, եթե նրա երկու մասում V -ի միենուլն աստիճանների գործակիցները հավասար լինեն իրար.

$$b + \frac{RT_K}{p_K} = 3V_K,$$

$$\frac{a}{p_K} = 3V_K^2,$$

$$\frac{ab}{p_K} = V_K^3,$$

Առեկելով այս հավասարումների սխեմներ, ստանում ենք կրիտի-

կական պարամետրերի արժեքները՝ արտահայտված a և b հաստատուններով.

$$\left. \begin{aligned} p_k &= \frac{a}{27b^2}, \\ V_k &= 3b, \\ T_k &= \frac{8a}{27Rb}, \end{aligned} \right\} \quad (5.5)$$

Այս նույն արդյունքները և մի քանի ավելի եզրակացություններ կարելի է ստանալ Վան-դեր-Վալսի հավասարման ավելի մանրամասն մաթեմատիկական վերլուծությունից: Իրա համար այն արտադրենք հետևյալ տեսքով.

$$p = \frac{RT}{V - b} - \frac{a}{V^2}, \quad (5.6)$$

Նախ և առաջ Վան-դեր-Վալսի իզոթերմի վրա գտնենք մաքսիմումին և մինիմումին համապատասխանող ծավալի արժեքները: Այդ երկու կետերում էլ ճնշման առաջին ածանցյալը ըստ ծավալի հավասար է զրոյի.

$$\frac{\partial p}{\partial V} = 0,$$

Ածանցելով (5.6) հավասարությունը և ածանցյալը հավասարեցնելով զրոյի, ստանում ենք.

$$\frac{\partial p}{\partial V} = -\frac{RT}{(V - b)^2} + \frac{2a}{V^3} = \frac{2a}{(V - b)^2} \left[\frac{(V - b)^2}{V^3} - \frac{RT}{2a} \right], \quad (5.7)$$

Այստեղից պարզ է, որ $\frac{\partial p}{\partial V} = 0$ պայմանը տեղի կունենա, եթե

$$\frac{(V - b)^2}{V^3} = \frac{RT}{2a}, \quad (5.8)$$

Այս հավասարությունը խորանարդ հավասարում է: Նրանից հետևում է, որ ցանկացած T -ի դեպքում, այսինքն ամեն մի իզոթերմի համար գոյություն ունեն V -ի երեք արժեքներ, որոնց դեպքում կորն ունի մաքսիմում կամ մինիմում: Այդ արժեքներից մեկը համապատասխանում է, ակներևաբար, իզոթերմի մինիմումին, մյուսը՝ մաքսիմումին. նրանց գոյության մեջ մենք համոզվեցինք իզոթերմների անմիջական կառուցման ժամանակ: Ինչ վերաբերվում է երրորդ արժեքին, այսինքն երրորդ էքստրեմումին, ապա նա գտնվում է $V < b$ տիրույթում և այդ պատճառով ֆիզիկական իմաստ չունի:

Այժմ ցույց տանք, որ ջերմաստիճանի $T = T_K$ արժեքի դեպքում իզոթերմի մաքսիմումն ու մինիմումը միաձուլվում են և նրանց ձուլման կետում կորն ունի շրջման կետ, այսինքն՝ որ այդ կետում երկրորդ ածանցյալն էլ է հավասար լինում զրոյի:

Իրա համար գտնենք $\frac{\partial^2 p}{\partial V^2}$ երկրորդ ածանցյալի արժեքը այն կետերում, որտեղ առաջին ածանցյալը հավասար է զրոյի:

p -ի երկրորդ ածանցյալն ըստ V -ի հավասար է.

$$\frac{\partial^2 p}{\partial V^2} = \frac{2RT}{(V-b)^3} - \frac{6a}{V^4}, \quad (5.9)$$

Այն կետերում, որտեղ $\frac{\partial p}{\partial V} = 0$ տեղի ունի (5.8) պայմանը՝

$$\frac{RT}{2a} = \frac{(V-b)^2}{V^3},$$

Այժմ (5.9)-ի մեջ տեղադրենք T -ի արժեքը (5.8)-ից: Այն ժամանակ ստանում ենք.

$$\left(\frac{\partial^2 p}{\partial V^2} \right)_{RT} T = \frac{2a(3b-V)}{V^4(V-b)}, \quad (5.10)$$

Այստեղից հետևում է, որ $\frac{\partial^2 p}{\partial V^2} = 0$, երբ $V = 3b = V_K$:

Եթե V -ի այս արժեքը տեղադրենք (5.8)-ի մեջ, ապա շրջման կետում T -ի համար կստանանք.

$$T = \frac{8a}{27Rb} = T_K:$$

Այսպիսով, երբ $T = T_K$ և $V = V_K = 3b$, վան-դեր-Վաալսի իզոթերմն ունի շրջման կետ, որտեղ

$$\frac{\partial p}{\partial V} = 0 \text{ և } \frac{\partial^2 p}{\partial V^2} = 0,$$

Այն երև է, որ $T_K = \frac{8a}{27Rb}$ հենց կրիտիկական ջերմաստիճանն է:

(5.7) հավասարումից հետևում է, որ երբ $T > T_K$, ապա $\frac{\partial p}{\partial V} < 0$ բոլոր պայմաններում, որովհետև երբ $T = T_K$, (5.7)-ի աջ մասում

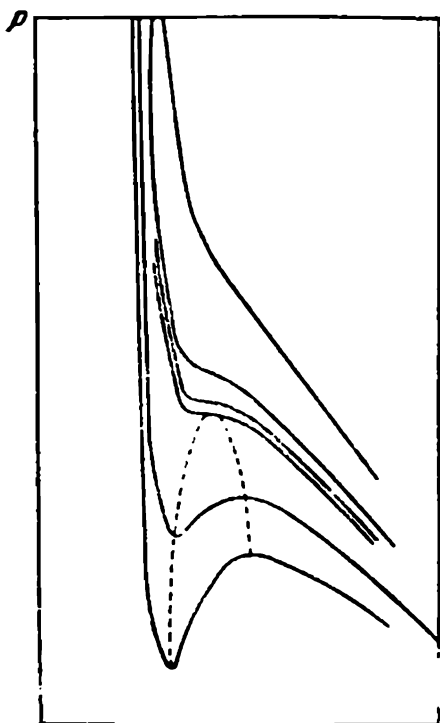
փակագծի միջի արտահայտությունը հավասար է զրոյի: Դա նշանակում է, որ T_K կրիտիկական ջերմաստիճանից բարձր իզոթերմը մոնոտոն նվազող կոր է (ածանցյալը միշտ բացասական է):

P_K կրիտիկական ճնշման արժեքն ստացվում է դարձյալ Վան-դեր-Վաալսի հավասարումից, եթե նրա մեջ տեղադրենք T_K -ի և V_K -ի քստացված արժեքները.

$$P_K = \frac{a}{27b^2},$$

Այսպիսով, մենք այլ ճանապարհով ստացանք (5.5) բանաձևերը կրիտիկական պարամետրերի համար:

Նման ճանապարհով կարելի է գտնել մաքսիմումի և մինիմումի



Նկ. 5.14.

միջև եղած հեռավորության փոփոխությունը մի իզոթերմից մյուսին անցնելիս: Դրա համար բավական է ստանալ իզոթերմների մաքսիմումներով և մինիմումներով անցնող կորի հավասարումը: Այդ կորը պատկերված է Նկ. 5.14-ում, (ինչպես մենք վերը տեսանք, այդ կորը բաժանում է երկփուլ գիճակների տիրույթը):

Ակներև է, որ այդ կորի կետերը պետք է միաժամանակ բավարարեն Վան-դեր-Վաալսի

$$P = \frac{RT}{V-b} - \frac{a}{V^2}$$

և (5.8) հավասարմանը:

Այդ երկու հավասարումներից արտաքսելով T -ն, կստանանք մեզ հետաքրքրող հավասարումը՝

$$P = \frac{a(V-2b)}{V^3},$$

Դա էլ հենց իզոթերմների մաքսիմումներով և մինիմումներով անցնող կորի հավասարումն է: Այդ կորի մաքսիմումը կգտնենք, եթե

հաշվենք p -ի ածանցյալն ըստ V -ի և այն հավասարեցնենք զրոյի.

$$\frac{\partial p}{\partial V} = \frac{2a(3b - V)}{V^4} = 0: \quad (5.11)$$

Այստեղից

$$V = 3b = V_K,$$

այսինքն՝ կետագլծ կորի մաքսիմումը համընկնում է կրիտիկական իզոթերմի շրջման կետի հետ, որը, ինչպես դիտենք, համապատասխանում է $V_K = 3b$ արժեքին:

Ամփոփելով, նկատենք, որ կրիտիկական կետում նյութի սեղմելիությունը հավասար է մասնահամեմատության: Իրոք, սեղմելիությունը՝

$$\chi = \frac{1}{V} \frac{\partial V}{\partial p},$$

Բայց քանի որ կրիտիկական կետում $\frac{\partial p}{\partial V} = 0$, ապա $\frac{\partial V}{\partial p} = \infty$, ուրեմն և χ -ն հավասար է ∞ :

§ 9. Վան-դեր-Վաալսի հավասարման հաստատունների փորձնական որոշումը

a և b հաստատունների արժեքները կարող են որոշվել (5.5) հավասարումների միջոցով, որոնք այդ հաստատունները կապում են կրիտիկական պարամետրերի հետ, իսկ մերջիններս, իրենց հերթին, որոշվում են § 5-ում նկարագրված փորձերից: Այս եղանակն աչքի չի ընկնում ճշտությամբ մասնավորապես նրանով, որ հասկապես կրիտիկական ջերմաստիճանի մոտ վան-դեր-Վաալսի հավասարումը բավականաչափ ճիշտ չի իրագործվում:

a և b հաստատունների որոշման ավելի ճշգրիտ եղանակը հաստատուն ծավալի գեպյոմ գազի ճնշման՝ ջերմաստիճանից ունեցած կախումը չափելու եղանակն է: Դրա համար բավական է հետազոտվող գազը տեղափոխել հալսնի V_0 ծավալով փակ անոթի մեջ և նրան միապնդած մանոմետրով չափել այդ գազի ճնշումը սարրեր ջերմաստիճաններում:

Այդպիսի փորձերից ստանալով $p = f(T)$ կորը, գտնում ենք հետևյալ մեծությունը.

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V,$$

Վան-դեր-Վաալսի հավասարումից հետևում է, որ

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V = \frac{R}{V-b}$$

(R-ը ունիվերսալ գազային հաստատունն է): Այստեղից

$$b = V - \frac{R}{\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V} \quad (5.12)$$

Իսկ a հաստատունը որոշվում է Վան-դեր-Վաալսի հավասարումից՝ նրա մեջ անդադրելով b -ի ստացված արժեքը (5.12)-ից.

$$a = V^2 \left[T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V - p \right]^1,$$

Հիշեցնենք, որ բերված բանաձևերում V մեծությունը նշանակում է մոլյար ծավալը, որը հավասար է.

$$V = \frac{V_0 \mu}{M},$$

որտեղ V_0 -ն անոթի ծավալն է, M -ը՝ անոթում լցված գազի մասսան, որը պետք է որոշվի կշռումով, μ -ն՝ գազի մոլեկուլյար կշիռը:

Նշված փորձը պետք է կատարել գազի բավականաչափ բարձր ճնշումների դեպքում, որպեսզի արդեն նկատվի զգալի շեղում Գեյ-Լյուսակի օրենքից, որի համաձայն

$$\frac{\partial p}{\partial T} = \frac{R}{V},$$

Այլ կերպ ասած, փորձը պետք է տանել այնպիսի ճնշումների տակ, որոնց դեպքում b մեծությունը կազմում է արդեն V -ի զգալի մասը:

§ 10. Վան-դեր-Վաալսի հավասարման համեմատումը փորձի տվյալների հետ

Ձեռքով, Վան-դեր-Վաալսի հավասարումը ճիշտ է նկարագրում այն հիմնական երևույթները, որոնք կապված են գազերի խտություն փոփոխության հետ՝ ճնշումը և ջերմաստիճանը փոփոխելիս, և հեղուկի ու գազի փոխադարձ անցումները, գոլորթյուն ունեն նաև կարևոր

¹⁾ Մասնակի ածանցյալի V ինդեքսը նշանակում է, որ գազի ծավալը պահպանվում է հաստատուն:

շեղումներ այդ համասարումից: Ամենից առաջ դա վերաբերում է տե-
ստիվյան և փորձի քանակական համեմատությունը:

Ամենից առաջ, պարզվում է, որ Վան-դեր-Վաալսի համասարման
մեջ մտնող a և b հաստատունները բոլորովին էլ հաստատուններ չեն:
Ինչպես ցույց են տալիս նախորդ պարագրաֆում նկարագրված փոր-
ձերը, a և b մեծությունները կախում ունեն ջերմաստիճանից. դա
երևում է աղյուսակ 12-ից, որը կազմված է արգոնի համար:

Ա զ յ ու ս ա է 13

Արգոնի համար a և b հաստատունների կախումը ջերմաստիճանից

Ջերմաստի- ճանը, $^{\circ}\text{C}$	$a \cdot 10^{-6}$, մթն. սմ ⁶ մոլ	b , սմ ³ /մոլ	Ջերմաստի- ճանը, $^{\circ}\text{C}$	$a \cdot 10^{-6}$, մթն. սմ ⁶ մոլ	b , սմ ³ /մոլ
151,2	1,90	61	193,2	1,69	51
157,2	1,87	59,5	213,2	1,60	48
163,2	1,84	58	233,2	1,53	45
173,2	1,785	55,5	253,2	1,47	43
183,2	1,735	53	273,2	1,42	41

Մինչդեռ ըստ Վան-դեր-Վաալսի համասարման իմաստի a -ն և
 b -ն պետք է լինեն հաստատուն, սովյալ նյութի համար բնորոշ մեծու-
թյուններ:

Այս բանի հետ է կապված նաև փորձով ստացված և Վան-դեր-
Վաալսի համասարումից հաշված իզոթերմների տարբերությունը: Կա-
րելի է, իհարկե, a և b հաստատուններն այնպես ընտրել, որ ջերմաս-
տիճանի ինչ-որ մի արժեքի դեպքում տեսական և փորձնական իզո-
թերմները համընկնեն: Բայց այդ դեպքում ջերմաստիճանների մնացած
բոլոր արժեքների համար իզոթերմները չեն համընկնի:

Տեսական համասարման և փորձի միջև մյուս քանակական շեղու-
մը կապված է p_k , V_k և T_k կրիտիկական պարամետրերի արժեքնե-
րի հետ:

Համասարումների (5.5) սխեմայից երևում է, որ այդ մեծություն-
ների միջև պետք է գոյություն ունենա հետևյալ ունիվերսալ առնչու-
թյունը՝

$$\frac{RT_k}{p_k V_k} = \frac{8}{3} = 2,67,$$

որը կախում չունի նյութի բնույթից: Իսկ փորձը ցույց է տալիս, որ
չնայած $\frac{RT_k}{p_k V_k}$ մեծությունը մոտավորապես հաստատուն է շատ նյու-

թերի համար, բայց նա հավասար է ոչ թե 2,67-ի, այլ մոտավորապես 3,7-ի:

Վերջապես, Վան-դեր-Վաալսի հավասարումից բխող՝ V, 3b սուրն-չոթյան փոխարեն փորձը ցույց է տալիս, որ զգալիորեն ավելի լավ է իրագործվում $V = 2b$ հավասարությունը:

Մենք այստեղ կանդ չենք առնի Վան-դեր-Վաալսի հավասարման այլ թերությունների վրա: Բերված օրինակներից բավականաչափ պարզ է, որ այդ հավասարումը միայն մոտավորապես է ճիշտ և պիտանի է իրական նյութի վիճակը որոշող պարամետրերի միջև եղած առնչությունների կոպիտ քանակական գնահատումների համար միայն:

Մենք այստեղ չենք բերի նաև վիճակի բաղադրիչ ավելի ճշգրիտ հավասարումներ: Նրանք ավելի լավ են համընկնում փորձի հետ, ավելի մեծ թվով հաստատուններ մտցնելու միջոցով (Վան-դեր-Վաալսի հավասարման մեջ ալգպիսի երկու հաստատուն կա), որոնց ֆիզիկական իմաստը, սակայն, այնքան պարզ չէ, ինչքան Վան-դեր-Վաալսի հավասարման մեջ:

Ներկայումս ընդունված է իրական գազի վիճակը նկարագրել ավելի ընդհանուր հավասարման միջոցով՝ չարքի տեսքով.

$$pV = RT + \frac{B}{V} + \frac{C}{V^2} + \dots \quad (5.14)$$

(ըստ էության սա ճնշման արտահայտության վերլուծությունն է ըստ $\frac{1}{V}$ -ի, այսինքն՝ խտության աստիճանների): B, C, ... գործակիցները, որոնք պետք է որոշվեն փորձից, կոչվում են վիրիալ գործակիցներ: Նրանք, ընդհանրապես ասած, կախում ունեն ջերմաստիճանից:

Եթե (5.14)-ում սահմանափակվենք առաջին երկու անդամներով, ապա երբ $B = bRT - a$ և $\frac{b}{V} \ll 1$, (5.14) հավասարումը վերածվում է Վան-դեր-Վաալսի հավասարման:

§ 11. Վան-դեր-Վաալսի վերածված տեսքի հավասարումը: Համապատասխան վիճակների օրենքը:

Տարբեր գազերի համար միևնույն ջերմաստիճանի դեպքում կառուցված իզոթերմները, իհարկե, տարբեր տեսք ունեն, որովհետև a և b հաստատունները և նրանց հետ կապված p_* , V_* և T_* կրիտիկական մեծությունները տարբեր գազերի համար տարբեր են: Հիշեցնենք, որ իդեալական գազերի իզոթերմները կախում չունեն գազերի անհատական հատկություններից (եթե իզոթերմները կառուցվում են մեկ մոլի համար):

Կարելի է, ստիպել, որ իդեալական գազերի համար էլ իզոթերմի հավասարումը գրել այնպես, որ նա կախում չունենա գազի բնույթից, այսինքն՝ ունիվերսալ լինի:

Պարզվում է, որ դրա համար պետք է, որ գազի վիճակի պարամետրերը միատեսակ հարաբերությունների մեջ գտնվեն համապատասխան կրիտիկական պարամետրերի նկատմամբ: Այլ կերպ ասած, ցանկացած գազեր, որոնք ունեն միատեսակ կամ, ինչպես ասում են, համապատասխան հարաբերություններ՝

$$\frac{T}{T_K} = \theta; \quad \frac{p}{p_K} = \pi \quad \text{և} \quad \frac{V}{V_K} = \omega,$$

կնկարագրվեն նույնանման հավասարումներով: θ , π և ω չափականություն չունեցող պարամետրերը կոչվում են վերածված պարամետրեր: Վան-դեր-Վաալսի հավասարման մեջ՝

$$p = \frac{RT}{V - b} - \frac{a}{V^2},$$

տեղադրենք a -ի և b -ի արժեքները՝ արտահայտված p_K , V_K և T_K կրիտիկական մեծություններով՝ ելնելով (5.5) հավասարումներից: Այն ժամանակ կստանանք.

$$\frac{p}{p_K} + \frac{3}{\left(\frac{V}{V_K}\right)^2} = \frac{8 \frac{T}{T_K}}{3 \frac{V}{V_K} - 1},$$

այստեղից

$$\left(\pi + \frac{3}{\omega^2}\right) \left(\omega - \frac{1}{3}\right) = \frac{8}{3} \theta; \quad (5.15)$$

Այս հավասարումը չի պարունակում առանձին նյութերը բնութագրող հաստատուններ: Ուստի նա հանդիսանում է ունիվերսալ հավասարում, որն իրավացի է բոլոր նյութերի համար:

(5.15) հավասարումը կոչվում է վիճակի վերածված հավասարում: Նրանից հետևում է, որ եթե նյութերի երեք վերածված պարամետրերից երկուսը նույնն են, ապա նույնն է նաև այդ նյութերի երրորդ պարամետրը: Այս օրենքը կոչվում է համապատասխան վիճակների օրենք: Այդ օրենքն արտահայտում է այն փաստը, որ փոխելով այն մասշտաբը, որով չափվում են նյութի վիճակը բնութագրող երեք մեծություններից երկուսը (օրինակ՝ p և V), այսինքն օգտագործելով վե-

րածված պարամետրերը, կարելի է համատեղել բոլոր նյութերի իզոթերմները:

Համապատասխան վիճակների օրենքը նույնպես մոտավոր է, չլնայած, նրա ճշտությունը որոշ չափով ավելի մեծ է, քան բուն Վանդեր-Վալսի հավասարման ճշտությունը, քանի որ նա կախում չունի վիճակի հավասարման կոնկրետ տեսքից:

Համապատասխան վիճակների օրենքի միջոցով կարելի է հաշվել տարրեր գազերի անհալա իզոթերմները, եթե հայտնի են նրանց կրիտիկական պարամետրերը և չափված են ալլ գազերի իզոթերմները:

§ 12. Փոխապդեցության միջնորկույլար ուժերը

Իդեալական գազի հատկություններն ուսումնասիրելիս ենթադրվում էր, որ մասնիկները միմյանց հետ փոխազդեցություն մեջ չեն գտնվում: Բայց արդեն բազմիցս անգամ ասվել է, որ բախումների ժամանակ, որոնք տեղի են ունենում նաև իդեալական գազերում, ալգպիսի փոխազդեցություն իրոք գոյություն ունի: Իդեալական գազի մեջ նա ունի միանգամայն սրտակի բնույթ. մոլեկուլների միջև չառ փոքր հեռավորությունների վրա ազդում են վանդակալան ուժեր, և այդ ուժերով է որոշվում մասնիկների արամագիծը: Իսկ երբ մոլեկուլների կենտրոնները հեռացած են իրարից արամագիծը փոքրիչատե նկատելի չափով գերազանցող հեռավորություններով, ապա այդ ուժերը գործնականորեն արդեն երևան չեն գալիս, և մոլեկուլները շարժվում են ազատ կերպով (ուղղագիծ և հավասարաչափ) ազատ վազքի ամբողջ երկարությունամբ, այսինքն՝ մինչև հաջորդ բախումը:

Մոլեկուլների, որպես պինդ գնդիկների պատկերացումը, որից մենք բազմիցս օգտվել ենք, նշանակում է, որ երբ կենտրոնների միջև հեռավորությունը հավասար է դառնում արամագծին, վանդակալան ուժը հավասար է անսահմանություն, այնպես որ հետագա մերձեցումը հնարավոր չէ, իսկ երբ մոլեկուլների միջև եղած հեռավորությունը մեծ է արամագծից, իդեալական գազի մասնիկների միջև ընդհանրապես ոչ մի ուժ չի ազդում: Ուրեմն, իդեալական գազում մասնիկների միջև փոխազդեցությունները հանգում են միայն փոքր տարածությունների վրա ազդող վանդակալան ուժերի:

Իրականում, վանդակալան ուժերից բացի իրական գազի մեջ գոյություն ունեն նաև ձգողական ուժեր (մենք հաշվի առանք նրանց՝ վիճակի հավասարման մեջ ճնշման ուղղում մտցնելով), ընդ որում թե մեկ և թե մյուս ուժերը ազդում են սկզբունքորեն ցանկացած հեռավորության վրա՝ թչ մի տեղ չատանալով անվերջ մեծ արժեքներ (եթե չը-

հաշվենք մասնիկների կենտրոնների լրիվ միաձուլումը): Դրանով իսկ իրականացվեց տարբերվում է իդեալականից:

Այսպիսով, պինդ գնդիկի մոդելը, որով մենք օգտվում էինք մինչև այժմ մոլեկուլյար փոխազդեցությունների քննարկելիս, չափ կուպիտ մոտավորություն է:

Իրենց բնությունով մոլեկուլների միջև փոխազդեցության ուժերը էլեկտրական ուժեր են, որոնք պայմանավորված են նրանով, որ ատոմները, հետևաբար և մոլեկուլները պարունակում են էլեկտրականապես լիցքավորված մասնիկներ:

Հիշեցնենք, որ ատոմները կազմված են զրականապես լիցքավորված ատոմային միջուկներից, որոնք շրջապատված են բացասականապես լիցքավորված մասնիկների՝ էլեկտրոնների բազմությամբ: Մոլեկուլների միջև փոխազդեցությունը փոխազդեցություն է նրանցում եղած լիցքավորված մասնիկների միջև: Փանի որ ատոմներում կան տարբեր նշանի լիցքերով մասնիկներ, ապա անխուսափելիորեն պետք է գոյություն ունենան ինչպես ձողապան, այնպես էլ վանողական ուժեր. մի մոլեկուլի էլեկտրոնները և մյուսի միջուկները ձգում են իրար, իսկ երկու մոլեկուլների էլեկտրոնների, ինչպես նաև նրանց միջուկների միջև, ազդում են վանողական ուժեր:

Ճիշտ է, չուրաքանչյուր ատոմում և չուրաքանչյուր մոլեկուլում միջուկների ընդհանուր զրական լիցքը և էլեկտրոնների ընդհանուր բացասական լիցքը հավասար են իրար, այնպես որ ամբողջական վերջրած ատոմը և մոլեկուլը էլեկտրականապես չեզոք են: Բայց լիցքերը ատոմում կարող են դասավորվել ոչ միանգամայն սիմետրիկ կերպով, այլ կարծես թե միմյանց նկատմամբ տեղաշարժված՝ առաջացնելով ալպակ կոչված էլեկտրական դիպոլի նմանություն: Իսկ եթե ալպակի սիմետրիկություն չկա, ապա նա կարող է երեան դալ (մակածվել) մոլեկուլների լիցքերի փոխազդեցության հետևանքով: Այդպիսի պայմաններում նույնիսկ չեզոք մոլեկուլների միջև առաջ են գալիս ձողական ուժեր, ընդ որում դժվար չէ համոզվել, որ ձողական ուժերը գերակշռում են վանողական ուժերի նկատմամբ: Եվ միայն ամենափոքր հեռավորությունների վրա վանողական ուժերը սվելի մեծ են դառնում, քան ձողական ուժերը:

Հետ է հասկանալ, որ այդ ձևով կառուցված մոլեկուլները բոլորովին նման չեն պինդ գնդիկների, և նրանց չի կարելի վերագրել միանգամայն որոշակի շառավիղ: Թե հատկապես ինչ հեռավորության վրա կմոտենան մոլեկուլները, և, հետևաբար, ինչպիսին կլինի նրանց տրամագիծը, զգալի չափով կախում ունի նրանից, թե ինչպիսի կինետիկ էներգիայով է մոտենում նրանցից մեկը մյուսին. արագ մոլեկուլը կարող է ավելի հաջող կերպով հաղթահարել վանողական ուժը և

ավելի շատ մոտենալ մյուս մոլեկուլին: Այդ դեպքում մոլեկուլների չափերը մեզ ավելի փոքր կթվան, քան դանդաղ մոլեկուլների մերձեցման դեպքում: Իրանով կարելի է բացատրել Վան-դեր-Վաալսի հավասարման α և b հաստատունների ջերմաստիճանային կախումը:

Մոլեկուլների միջև փոխազդեցություն ուժերը քանակապես գնահատելը չափազանց դժվար է. որովհետև նրանցում պարունակվում են ոչ թե մեկական, այլ շատ լիցքավորված մասնիկներ: Այդ պատճառով նրանց նկատմամբ կիրառելի չէ էլեկտրական ուժերի համար հակադարձ քառակուսիների հայտնի օրենքը (Կուլոնի օրենքը), եվ չնայած նրան, որ միջուկների և էլեկտրոնների լիցքերի մեծությունները, ինչպես նաև նրանց թիվը ցանկացած մոլեկուլում լավ հայտնի է, մոլեկուլների միջև փոխազդեցություն ուժերը կարելի է հաշվել միայն մոտավորապես:

Տարբեր նյութերի համար այդ ուժերը խիստ տարբեր են: Հենց այդ պատճառով այդքան զգալիորեն են տարբերվում Վան-դեր-Վաալսի հավասարման α և b հաստատունները և նրանց հետ կապված կրիտիկական պարամետրերը, հատկապես կրիտիկական ջերմաստիճանները: Այսպես, օրինակ, ամենից ավելի ցածր կրիտիկական ջերմաստիճաններ ունեն այն նյութերը, որոնց մասնիկների միջև ազդում են ամենափոքր ձգողական ուժերը (ջրածին և հելիում):

Ինչպես ցույց են տալիս տեսությունը և փորձը, ձգողական և վանողական ուժերը շատ ուժեղ կերպով կախում ունեն մոլեկուլների կենտրոնների միջև եղած հեռավորությունից: Կոպիտ մոտավորությունը կարելի է բնութանկ, որ թե մեկ, թե մյուս ուժերը հակադարձ համեմատական են մոլեկուլների միջև R հեռավորության ինչ-որ աստիճանին.

$$F \sim \frac{1}{R^m},$$

Ձգողական և վանողական ուժերը բացի նշանից, տարբերվում են նաև R -ի աստիճանացուցի արժեքով: Ձգողական ուժերի համար (Վան-դեր-Վաալսյան ուժեր) $m \cong 7$, այնպես որ $F \sim \frac{1}{R^7}$,

Վանողական ուժերի համար m -ը ստանում է 9-ից մինչև 15 արժեքներ: Հետևաբար, թե մեկ և թե մյուս ուժերը չափազանց արագ նվազում են մոլեկուլների միջև հեռավորության մեծացման զուգընթաց, բայց վանողական ուժերը նվազում են առանձնապես արագ: Նրանք, ուրեմն կարող են դեր խաղալ միայն մոլեկուլների անմիջական մերձեցման ժամանակ: Հենց այդ պատճառով էլ պինդ գնդիկի մոդելը տալիս է մոտավորապես ճիշտ արդյունքներ:

ԳԼՈՒԽ ՎԵՑԵՐՈՐԴ ԹԵՐՄՈԴԻՆԱՄԻԿԱՅԻ ՏԱՐԲԵՐԸ

§ 1. Հավասարակշռված վիճակներ

Դադերի կլինատիկական տեսությունը լավ է բացատրում իդեալական գազերում տեղի ունեցող շատ երևույթներ այն պատճառով, որ այդ գազերում մոլեկուլների շարժումները, նրանց միջև եղած փոխազդեցության ուժերի փոքրության պատճառով, կարող են ազատ համարվել: Այն դեպքերում, երբ չի կարելի անտեսել փոխազդեցության ուժերը, ինչպես, օրինակ, իրական գազերում, տեսությունը ավելի փոքր ճշգրտությամբ է նկարագրում նրանցում տեղի ունեցող երևույթները: Այդ բացատրվում է նրանով, որ դեպքերի մեծամասնության ժամանակ մոլեկուլյար շարժումների մանրամասն պատկերը անհայտ է, քանի որ չի հաջողվում բավարար ճշտությամբ հաշվի առնել մոլեկուլի վրա ազդող բոլոր ուժերը: Ձէ որ ամեն մի մոլեկուլյար սխառն կազմված է հսկայական թվով միմյանց հետ փոխազդեցության մեջ գտնվող, անընդհատ շարժվող ու իրենց փոխադարձ դասավորությունը փոփոխող մասնիկներից: Այդպիսի պայմաններում ժամանակի ցանկացած պահին մոլեկուլների վրա ազդող ուժերը, հետևապես և նրանց շարժումները գիտենալ անհնարին է: Այդ պատճառով հնարավոր չէ նաև տեսականորեն որոշել մոլեկուլյար շարժումների և նյութի հատկությունների միջև եղած կապը:

Համենայն դեպս նյութի մի շարք հատկությունների և նրանում տեղի ունեցող շատ երևույթներ կարող են ուսումնասիրվել նաև առանց մոլեկուլյար շարժումների մեխանիզմը մանրամասնորեն իմանալու, եթե օգտվենք միայն մակրոսկոպիկ մեծություններից, այսինքն՝ այնպիսի մեծություններից, որոնք բնութագրում են նյութը ամբողջապես, սակայն որոնք իմաստ չունեն, երբ կիրառվում են առանձին մասնիկների նկատմամբ: Այդպիսի մեծությունների թվին են պատկանում առաջին հերթին ճնշումը և ջերմաստիճանը: Ինչպես մենք արդեն տես-

սանք. ալիք մեծությունները իմաստ տանն միայն շատ մեծ թվով մաս-
նիկների համախմբության նկատմամբ: Ջի կարելի խոսել մեկ մոլեկու-
լի ճնշման կամ ջերմաստիճանի մասին: Այդ հետևում է թեկույ նրա-
նից, որ ալիք երկու մեծություններն էլ որոշվում են մասնիկների մի-
ջին կինետիկ էներգիայով:

Համոռնման վիճակի մենք հանդիպել ենք մեխանիկայում: Զուտ
մեխանիկական շարժմանը վերաբերող մի շարք խնդիրների լուծման
ժամանակ, հաճախ դժվար է լինում որոշել այն հիմնական պարամետ-
րերը, որոնք բնութագրում են այդ շարժումը, այսինքն՝ սխեմա-
տաճին մարմինների կոորդինատները և իմպուլսները ժամանակի
ցանկացած պահին: Այդպիսի դեպքերում օգնության են գալիս ամբողջ
սխեմային վերաբերվող ընդհանուր օրենքները: Այդպիսի օրենքներ են
էներգիայի և իմպուլսի պահպանման օրենքները: Դրանցից կտրելի է
օգտվել չիմանալով մարմինների փոխազդեցությունների և շարժում-
ների մանրամասն բնույթը. քանի որ ալիք օրենքները ճիշտ են ամեն
մի շարժման և ամեն մի փոխազդեցության համար:

Նման ձևով, երբ ուսումնասիրում են մարմնի մասնիկների ջեր-
մային շարժումների հետ կապված հատկությունները, նույնպես օգտ-
վում են մի քանի ընդհանուր օրենքներից, որոնք միշտ էլ ճիշտ են,
անկախ մոլեկուլների շարժումների բնույթից, նրանց միջև եղած փո-
խազդեցությունից. նյութի կառուցվածքից: Այդ ընդհանուր օրենքները
վերաբերվում են էներգիային, նրա փոփոխություններին և նրա հետ
կապված մեծություններին:

Ֆիզիկայի այն բաժինը, որն զբաղվում է նյութի, հավասարակշ-
ռության պայմաններում ջերմային շարժումներով պայմանավորված,
ընդհանուր հատկությունների ուսումնասիրությամբ, կոչվում է թերմո-
դինամիկա:

Ֆիզիկայում թերմոդինամիկայի ունեցած հատուկ դերը պայմանա-
վորված է նրանով, որ որոշ պատճառներով, որոնց մասին կիսուպի
ստորև, էներգիայի ցանկացած ձևը իր փոխակերպումների ժամանակ
վերջիվերջո վեր է ածվում ջերմային շարժումների էներգիայի: Եթե,
օրինակ, մեխանիկական շարժման պրոցեսում մարմնի կամ մարմին-
ների սխեմայի էներգիան չիման ռմբի ազդեցության տակ փոքրա-
նում է, ապա ալիք տեղի է ունենում այն պատճառով, որ նա վեր է
ածվում ջերմության, շփվող մարմինները տաքանում են: Ջերմության
է փոխարկվում նաև էլեկտրական հոսանքի էներգիան, լույսի էներ-
գիան, քիմիական ռեակցիաների էներգիան և այլն: էներգիայի ամեն
մի տեսակ փոխակերպումների ժամանակ կարող է անցնել էներգիայի
շատ ձևերով, բայց բոլոր այդպիսի փոխակերպումների վերջնական
արդյունքը անպատճառ կհանդիսանա ջերմային էներգիան:

Առավել գործնական նշանակություն ունի մեխանիկական էներգիայի ալյավորումը ջերմայինի և ջերմային էներգիայի հաշվին մեխանիկական աշխատանք ստանալու հսկողական պրոցեսը: Այս հարցը մենք կդիտարկենք առավել մանրամասն կերպով:

Սակայն մինչև այդ հարցին և թերմոդինամիկայի օրենքների ձևակերպմանը, տնցնելը, անհրաժեշտ է որոշ տեղադրություն դարձնել համասարակշռության կարևոր հարցին, հասկացություն, որը թերմոդինամիկայի մեջ է մտնում աշխատանք, ինչպես այդ արվում է մեխանիկայում:

Մեխանիկայում համասարակշռության վիճակ է համարվում մարմնի դադարի վիճակը, որի ժամանակ նա անշարժ է (հասկանալի է ինարկե, կոորդինատային որևէ սխառմի նկատմամբ):

Թերմոդինամիկայում համասարակշռության հասկացությունը մի քիչ ավելի լայն է:

Սխառմը գտնվում է բերմոդինամիկական հավասարակշռության մեջ, եթե նրա վիճակը բնորոշող մակրոսկոպիկ մեծությունները մընում են հաստատուն (այնպես, և համասար իրենց միջին արժեքներին): Առաջին հերթին այդ վերաբերում է ճնշմանը ու ջերմաստիճանին: Այդ պատճառով համասարակշռության վիճակում չեն կարող տեղի տնենալ յայնպիսի երևույթներ, ինչպիսիք են ջերմահաղորդականությունը, դիֆուզիան, քիմիական ռեակցիաների ֆազային անցումները:

Բայց թերմոդինամիկական համասարակշռությունը (նրան հաճախ անվանում են նաև ստատիստիկական) էպես սարբերվում է մեխանիկականից նրանով, որ չնայած սխառմը բնութագրող մակրոսկոպիկ մեծությունները մնում են անփոփոխ, սակայն այն մասնիկները (ատոմները, մոլեկուլները), որոնցից կազմված է սխառմը, չեն դադարեցնում իրենց բարդ շարժումները: Իսկ այն հանգամանքը, որ այդ չի խանգարում սխառմին մնալ անփոփոխ վիճակում, պայմանավորված է այդ մասնիկների մեծ թվով:

Այսպես, օրինակ, եթե միատեսակ ջերմաստիճան ունեցող երկու մարմիններ հպվեն միմյանց, ապա ինչպես լավ հայտնի է ամենօրյա փորձից, ջերմաստիճանը չի անցնի մի մարմնից մյուսին, և հպվող մարմինների ջերմաստիճանները կմնան անփոփոխ, մարմինները կըզտնվեն համասարակշռության մեջ: Միաժամանակ բացառված չէ, որ այդ մարմինների հպման առանձին կետերում նրանցից մեկի մասնիկները օժտված լինեն ավելի մեծ կինետիկ էներգիայով, քան մյուսի մասնիկները: Այդ կետերում, իհարկե, տեղի կունենա ջերմություն անցում մի մարմնից մյուսին: Սակայն դա անպատճառ կփոխհատուցվի

հակառակ անցումով ալլ կետերում. որտեղ էներգիաների տարբերությունը ունի հակառակ նշանը:

Հալոսար ջերմաստիճանն ունեցող մարմինների գեպքում բնականորեն առմամբ ջերմալին էներգիան չի անցնում մի մարմնից մյուսին և ալլ հարկավոր է վերադրել նրան. որ հպման մակերևույթի վրա մասնիկները ունենալով ամենատարբեր «անհատական» էներգիաներ, օժտված են երկու մարմինների համար միատեսակ էներգիայի միջին արժեքներով:

Նույնը վերաբերվում է նաև շատ լավ հալունի այն փաստին, որ հալոսարակշռության վիճակում դադար առնող ամբողջ ծավալով բաշխվում է հավասարաչափ կերպով ալլպես, որ նրա խտությունը անօթի բոլոր մասերում միատեսակ է: Այս ամբողջությունը պալմանավորված է նրանով, որ դադար մոլեկուլների թիվը չափազանց մեծ է: Եթե, օրինակ, անօթում լինել միայն հարյուր մոլեկուլ, ապա մոլեկուլար շարժումների լրիվ քառասունության հետևանքով մենք չէինք կարող սպասել, որ անօթի երկու կեսերում, ժամանակի ցանկացած պահին պարունակվել ճիշտ 50 մոլեկուլ: Նույնիսկ մեծ թվով մասնիկների գեպքում անօթի ստանձին մասերում կարող են լինել որոշ շեղումներ ծավալում անեցած նրանց հավասարաչափ բաշխումից: Ամբողջ ծավալում միատեսակ և հաստատուն է միայն գազի միջին խտությունը:

Համանման վիճակի մենք հանդիպում ենք, երբ փակ անօթում հալոսարակշռություն է ստեղծվում հեղուկի և գոլորշու միջև: Հեղուկի վրա գոլորշին առաջանում է գոլորշիացման հետևանքով. պրոցես, որի ժամանակ հեղուկի ալլն մոլեկուլները, որոնք օժտված են մեծ արագություններով հեռանում են հեղուկից, դուրս թռչելով նրա մակերևույթից: Սակայն հեղուկից հեռացած մոլեկուլների մի մասը իր քառասուն շարժման ժամանակ կարող է նորից վերադառնալ հեղուկի մեջ և ալլ այնքան ավելի հաճախ է տեղի ունենում, որքան ավելի շատ գոլորշի է գոյանում: Հեղուկի և իր գոլորշու միջև հալոսարակշռություն հաստատվում է ալլն ժամանակ, երբ ժամանակի միավորում հեղուկից հեռացող մոլեկուլների թիվը դառնում է հալոսար գոլորշուց հեղուկի մեջ վերադարձող մոլեկուլների թվին: Գոլորշին դառնում է հագեցած, և դրանից հետո սխտեմում ոչ մի մակրոսկոպիկ փոփոխություն չի առաջանում՝ ճշշումը և ջերմաստիճանը մնում են անփոփոխ: Սակայն մոլեկուլների ելքը հեղուկից և նրանց վերադարձը գոլորշուց շարունակվում են նաև հալոսարակշռությունը հաստատվելուց հետո: Այս գեպքում ևս բացառված չէ, որ հալոսարակշռության վիճակում գոլորշու ծավալի առանձին մասերում նրա խտությունը որոշ չափով տարբերվի միջինից, ալլինք՝ հագեցած գոլորշու խտությունից:

Այս օրինակները նշում են հալոսարակշռված վիճակի երկու առանձն

նահապետությունները՝ Սոաջին՝ թերմոդինամիկական հավասարակշռության հասկացողությունը որոշակի իդեալականացում է, քանի որ, խիստ ասած, հավասարակշռության ժամանակ վիճակի պարամետրերը չեն մնում հաստատուն, այլ ունենում են ոչ մեծ տատանումներ իրենց հավասարակշռված (միջին) արժեքների շուրջը։ Այսպիսի տատանումները, ինչպես նշվեց վերը, կոչվում են ֆլուկտուացիաներ։ Երկրորդ՝ թերմոդինամիկական հավասարակշռության մասին կարելի է խոսել միայն այն դեպքում, երբ սխտեմը կազմող մասնիկների թիվը շատ մեծ է։

Նշենք, որ թերմոդինամիկայի սխեմները եւ, որոնց մասին խոսք կլինի այս գլխում, վերաբերում են միայն մեծ թվով մասնիկներից կազմված սխեմներին։

§ 2. Հակադարձելի և ոչ հակադարձելի պրոցեսներ

Եթե ինչ-որ պատճառներով սխտեմը չի գտնվում հավասարակշռության վիճակում կամ դուրս է բերված այդ վիճակից և զբաղեց հետո թողնված է ինքն իրեն (այդ նշանակում է, որ նա չի ենթարկվում արտաքին ազդեցություններին), ապա, ինչպես ցույց է տալիս փորձը, ինքն իրեն տեղի է ունենում անցում հավասարակշռված վիճակին։ Կարելի է նույնիսկ ասել, որ հավասարակշռության վիճակը չենց այն վիճակն է, որին անցնում է ամեն մի մոլեկուլյար սխտեմ արտաքին ազդեցությունների բացակայության դեպքում։ Հավասարակշռության վիճակին անցնելու պրոցեսը կոչվում է ռելաքսացիա, իսկ դրա համար անհրաժեշտ ժամանակամիջոցը կոչվում է ռելաքսացիայի ժամանակ։

Բայց երբ հավասարակշռությունը արդեն հաստատվում է, ապա, ինչպես ցույց է տալիս փորձը, սխտեմը չի կարող ինքն իրեն վերադառնալ նախկին չհավասարակշռված վիճակին։ Այլ խոսքով, վիճակի այն փոփոխությունները, որ կրել է սխտեմը անցնելով հավասարակշռության վիճակին, չեն կարող ընթանալ հակառակ ուղղությամբ առանց արտաքին ազդեցության։

Այսպես, օրինակ, եթե երկու հալոդ մարմիններ, սկզբում ունենալով ջերմաստիճանների տարբերություն, թողնվում են իրենք իրենց, ապա վերջիվերջո երկու մարմինների ջերմաստիճանները հավասարվում են։ Բայց հակառակ պրոցեսը՝ ջերմաստիճանների տարբերության մեծացումը նրանց միջև, առանց արտաքին ազդեցության տեղի չի ունենում։

Ինքն իրեն թողնված գազը միշտ բաշխվում է հավասարաչափ կերպով ամբողջ անոթի ծավալում, և այդպիսի վիճակը համապատաս-

խանութ է հավասարակշռութեանը: Բայց գազը առանց արտաքին ազդեցութեան երբեք չի կոտակվում անոթի մի մասում ավելի մեծ քանակութեաներով (մեծ խտութեամբ), քան մյուս մասում:

Ընդհանուր առմամբ, եթե անոթի մեջ լցված են երկու տարբեր գազեր, ապա փոխադարձ դիֆուզիայի շնորհիվ նրանք իրենք իրենց կլուանւմ են, այնպես որ խառնուրդի բաղադրութեանը ամենուր կհասնա միատեսակ: Դա էլ հենց կլինի հավասարակշռված վիճակ: Մակաշն, որպեսզի այդ գազերը նորից բաժանվեն, պահանջվում է ծախսել արտաքին մեծ ճիգեր:

Բերված օրինակները ցույց են տալիս մոլեկուլար սխառմաներում ընթացող պրոցեսների կարևոր առանձնահատկությունը, նրանց ոչ հակադարձելիությունը (անշրջելիությունը): Դրանով մոլեկուլար պրոցեսները տարբերվում են զուտ մեխանիկականներից, որոնց համար բոնորոշ է խիստ հակադարձելիությունը:

Հակադարձելի պրոցես կոչվում է սխառմի (կամ մեկ առանձին մարմնի) վիճակի այնպիսի փոփոխությունը, որն ընթացողով հակառակ ուղղությամբ վերադարձնում է սխառմը իր նվազագույն վիճակին այնպես, որ նա անցնի այն նույն միջանկյալ վիճակներով, ինչ որ ուղիղ պրոցեսում, միայն հակառակ հաջորդականությամբ, իսկ սխառմից դուրս գտնվող մարմինների վիճակը մնա անփոփոխ:

Հակադարձելի են մեխանիկայում դիտարկվող բոլոր շարժումները, բացի այն շարժումներից, որոնց մասնակցում են շփման ուժերը (շփման ուժերի ազդեցությունը հանգում է ջերմության անջատմանը, և պրոցեսը դադարում է գոտ մեխանիկական լինելուց):

Այսպես, օրինակ, եթե միանգամայն առաձգական պոնդը ընկնում է պինդ մակերևույթի վրա, ապա ուղի է ունենում գնդի պոտենցիալ էներգիայի անցում կինետիկականի, այնպես որ այն պահին, երբ գոնդը հպվում է արգելակին, որի վրա նա ընկնում է, նրա կինետիկական էներգիան ճշտությամբ հավասար է սկզբնական պոտենցիալ էներգիային, եթե գնդի շարժման ժամանակ բացակայում են օդի հետ շփման ուժերը: Հարվածի ժամանակ առաջանում են առաձգական ուժեր (գնդի և արգելակի դեֆորմացիայի հետևանքով), և եթե պրոցեսը չընդհատենք, ապա այդ ուժերը գնդին կստիպեն նորից սկսել հակառակ շարժում դեպի վեր: Այս դեպքում դարձյալ պոտենցիալ էներգիան, այս անգամ դեֆորմացիայի էներգիան, կվերափոխվի գնդի շարժման կինետիկ էներգիային և նա կբարձրանա մինչև նույն բարձրությունը, որից սկսել էր իր անկումը: Այս պրոցեսը կարող է կրկնվել շատ անգամ: Պարզ է, որ գնդի շարժումը դեպի վեր նրա անկման հակադարձ պրոցեսն է, և դժվար չէ նկատել, որ բարձրանալու ժամանակ գոնդը անցնում է նրա կոորդինատներով և արա-

գտնվածներով որոշվող նույն միջանկյալ վիճակները, ինչ որ անկման ժամանակ. միայն հսկողական ուղղությունը: Հետևաբար այս դոստ մեխանիկական պրոցեսը հակադարձելի է: Ընդհանուր առմամբ, պրոցեսը կրթական աշխատանքի, ինչպես մենք հենց նոր նկարագրեցինք, միայն այն դեպքում, երբ բացակայում են օդի հետ շփման ուժերը, եթե գոնե միջանկյալ առաջնական է, եթե միանգամայն առաջնական է այն արգելակը. որի վրա նա բնակվում է: Բոլոր այդ «եթե»-ները դուրս են առնվում. որ հակադարձելի պրոցեսը նույնիսկ դիտարկված մեխանիկական օրինակում որոշակի իդեալականացում է, քանի որ իրականում գոյություն չունեն միանգամայն առաջնական մարմիններ. չփման ուժերը երբեք չի կորելի լրիվ վերադարձնել և այլն: Սակայն մեխանիկական շարժումները, զոնե սկզբունքներն, հակադարձելի են:

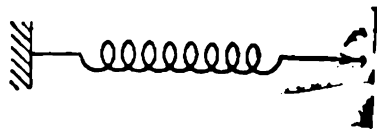
Այն պրոցեսները, որոնք չեն բավարարում հակադարձելիության վերը բերված պայմանին, կոչվում են ոչ հսկողական:

Բերենք այստեղ մի օրինակ, որը հնարավորություն կտա ճշգրտելու փոփոխությունների կամ պրոցեսների հակադարձելիության և ոչ հակադարձելիության հասկացությունը:

Ենթադրենք մի ծալքում ամրացված զսպանակը նրա մյուս ծալքին կիրառված F ուժով ենթարկվում է դեֆորմացիայի (ձգվում է) (նկ. 6.1): Ջսպանակը [ձգվում է ափսոսանքով իր պոտենցիալ էներգիան ի հաշիվ F ուժի կատարած աշխատանքի: Եթե նրանից հետո, երբ զսպանակը արդեն ձգված կլինի որոշ երկարությամբ, դադարեցվի ուժի ազդեցությունը, ապա զսպանակը կվերադառնա ելման վիճակին, համապատասխան կերպով փոքրացնելով իր պոտենցիալ էներգիան:

Կարելի է արդյո՞ք զսպանակի նկարագրված ձգման պրոցեսը համարել հակադարձելի:

Հեշտ է տեսնել, որ եթե զսպանակը ձգվի արագ (ստորև պարզ կլինի, թե ինչ է նշանակում «արագ») և անմիջապես դադարեցվի ուժի ազդեցությունը, ապա պրոցեսը չի լինի հակադարձելի:



Նկ. 6.1.

Իրոք, երբ F ուժը սկսում է ձգել զսպանակը, ապա ամենից առաջ դեֆորմացիայի է ենթարկվում զսպանակի այն մասը, որին անմիջապես կիրառված է ուժը, այսինքն՝ չամրացված ծալքին կից մասը: Դեֆորմացիան աստիճանաբար հաղորդվում է զսպանակի մյուս մասերին, և վերջում դեֆորմացիայի է ենթարկվում նրա այն մասը, որը կից է ամրացված ծալքին:

Ուժի ազդեցությունը դադարեցնելուց հետո զսպանակը կսկսի սեղմվել: Սակայն այժմ էլ դեֆորմացիայի, այս անգամ սեղմման դե-

Ֆորմացիայի, կենթարկվի գոպանակի ալն մասը, որի վրա կիրառված էր ազդող ուժը, քանի որ այդ մասը առաջինը «կզգա», որ ուժը գաղարկ է ազդելուց: Այդ մասից ղեկորմացիան առտիճանարար կհաղորդվի գոպանակի երկայնքով, մինչև որ վերականգնվի ելման վիճակը:

Այսպիսով, շնայած սեղմման պրոցեսը բնթանում է հակոռակ ուղղությամբ, սակայն ուղղ ժամանակ գոպանակը միջանկյալ վիճակները չի անցնում հակառակ կարգով. առաջին պրոցեսում ղեկորմացիայի ենթարկվեց նախ գոպանակի ալն մասը, որ կից է նրա չամրացված ծալրին ու այդ ծալրից ղեկորմացիան հաղորդվեց գոպանակի մնացած մասերին, գոպանակը նույն, և ոչ հակառակ կարգով ղեկորմացիայի ենթարկվեց նաև սեղմման ժամանակ: Այդ պատճառով նկորագրված ալս փորձում գոպանակի ձգման պրոցեսը չի կարելի հակոդարձելի համարել: Ոչ հակադարձելիությունը կարաահայտովի նրանով, որ ուժի ազդեցության արագ վերացման հետևանքով գոպանակը կկատարի աատանողական շարժում, որը հակադարձելի չէ. շփման ուժի ազդեցությամբ աատանումները կմարեն և նրանց էներգիան կլիրածվի ջերմության:

Նույն պատճառով զազի արագ սեղմումը կամ բնդարձակումը՝ իզոթերմիկ կամ սդիսթատիկ, հակադարձելի պրոցեսներ չեն: Ինչպես և գոպանակի ղեկքում, ոչ հակադարձելիությունը ալստեղ արտահայտվում է նրանով, որ ուղիղ և հակառակ պրոցեսներում միջանկյալ վիճակների հաջորդականությունը լինում է միատեսակ:

Ոչ հակադարձելի պրոցեսների թվին է պատկանում նաև զազի արտաքին ուժերով շնայասարակշռված բնդարձակումը դատարկության մեջ: Ոչ հակադարձելի են փոխանցման բոլոր պրոցեսները՝ ջերմահաղորդականությունը, դիֆուզիան և ներքին շփումը:

§ 3. Կվապիստատիկ պրոցեսներ

Պրոցեսների հակադարձելիության և ոչ հակադարձելիության հաակացողության կապակցությամբ հիշեցնենք, թև ինչ էր աաված II գլխում կվազիստատիկ պրոցեսների վերաբերյալ:

Որոշ գեպքերում պրոցեսները, որոնք որոշ պայմաններում բնթանում են ոչ հակադարձելի կերպով, կարող են հանդիսանալ հակադարձելի ալլ պայմաններում: Օրինակ, գոպանակի բնդարձակման վերը նկարագրված պրոցեսը կարող է տարվել և հակադարձելի կերպով: Դրա համար պետք է, որ գոպանակը ձգող արտաքին ուժը ձգման զուգընթաց անընդհատ մեծանա ալնպես, որ ժամանակի լուրաքան-

չլուր տվյալ պահին նա հավատար և հակառակ լինի զսպանակի իր առանձնական ուժին: Այլ խոսքով պետք է, որ զսպանակը ժամանակի չտարաքանչյուր տվյալ պահին դանդի հավասարակշռության մեջ: Դրա համար ձգտմը պետք է կատարվի ալնքան դանդաղ, որ դեֆորմացիան հասցնի հաղորդվել զսպանակի ամբողջ երկարությամբ և լինի միշտ ու բոլոր կետերում միասնական: Հենց այդ դեպքում զսպանակը ժամանակի ամեն մի պահին կլինի հավասարակշռության մեջ: Այդպիսի պրոցեսը պետք է տարվի անսահման դանդաղ: Գործնականում ձգման ժամանակամիջոցը պետք է մեծ լինի ռելսիսացիայի ժամանակամիջոցի համեմատությամբ: Իսկ եթե պրոցեսի տեղադրվումը փոքր է ռելսիսացիայի ժամանակամիջոցից, ապա հավասարակշռությունը հաստատվել չի հասցնում, պրոցեսը դառնում է շատ արագ և նրա հակադարձելիությունը՝ անհնար:

Հիշենք, որ այն պրոցեսները, որոնց ընթացքում սխառմբ ամբողջ ժամանակ մնում և հավասարակշռության մեջ, կոչվում են կվազիստատիկ: Հասկանալի է, որ այդպիսի պրոցեսները, քանի որ միջանկյալ բոլոր վիճակները հավասարակշռված են, հակադարձելի են:

Զսպանակի կամ զսպի սեղմման և ձգման վերը բերված օրինակներում ռելսիսացիայի ժամանակամիջոցը ձայնի տարածման ժամանակամիջոցն է, քանի որ ձայնական ալիքները մարմնի մեջ տարածվող ընդարձակումները և սեղմումներն են:

Օրինակ, միոցի միջոցով առաջացրած գազի ընդարձակումը կամ սեղմումը կլինի կվազիստատիկ, եթե միոցի շարժման արագությունը համեմատած գազում ձայնի տարածման արագության հետ փոքր է, քանի որ այդ պայմանում ճնշումը գազի ամբողջ ծավալում հասցնում է հավասարվել: Ինչպես մենք տեսանք (տես գլ. II, § 4), գազի կատարած աշխատանքը այդ դեպքում ունի մաքսիմում արժեք:

Մի անգամ ևս հիշեցնենք, որ կվազիստատիկ պրոցեսները կարող են պատկերվել ճնշման ծավալից ունեցած կախման կորի տեսքով կամ, օրինակ, ճնշման ջերմաստիճանից ունեցած կախման կորի տեսքով: Ոչ հակադարձելի պրոցեսը չի կարող պատկերվել այդպիսի կորով: Չէ որ երբ պրոցեսը հավասարակշռված չէ (ոչ կվազիստատիկ է), ապա չի կարելի խոսել ծավալի տվյալ արժեքին համապատասխանող որոշակի ճնշման կամ որոշակի ջերմաստիճանի մասին: Բնական կերպով ընթացող բոլոր պրոցեսները, ինչպես, օրինակ, ջերմության անցումը առավել տաք մարմնից պակաս տաք մարմնին, խտությունների հավասարվելը գազային խտություններում և այլն, միշտ լինում են ոչ հակադարձելի և իհարկե ոչ կվազիստատիկ պրոցեսներ:

§ 4. Հակադարձեցիտությունը և հավանականությունը

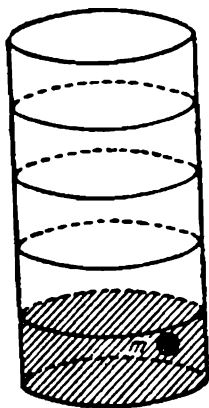
Այսպիսով, մենք տեսնում ենք, որ մոլեկուլների ջերմության հետքերի հետ կապված պրոցեսները տարրերվում են մեխանիկական շարժումներից նրանով, որ նրանք սովորաբար լինում են ոչ հակադարձելի:

Միջնորդեմ մոլեկուլների շարժումները ինքսին, զոնս առաջին մոտավորությամբ, ենթադրվում են մեխանիկայի օրենքներին, և մենք օգտվեցինք ալդ օրենքներից զազի կինետիկ տեսությամբ հիմնական բանաձևերի արտածման ժամանակ:

Բնականաբար հարց է տալանում, թե ինչպես մասնիկների համախմբությունը, որոնցից յուրաքանչյուրը ենթադրվում է մեխանիկայի օրենքներին և հետևաբար, որոնց շարժումները հակադարձելի են, բնական է միայն ոչ հակադարձելի փոփոխությունների (և թե յացատենք կիսպիստատիկ պրոցեսները, որոնք իրենք իրենց չեն բնթանում):

Ինչպես մենք հիմա կտեսնենք, զրա պատճառը մասնիկների թվի փիթիարությունն է և նրանց շարժումների լրիվ քառաչությունը: Որպեսզի պարզարանվի մասնիկների թվի քանակական փոփոխության պատճառով առաջացող որակական ալդիտի տարրերությունը պատճառը, զիտարենք ալսպիտի օրինակ:

Ենթադրենք V ծավալ տնեցող անոթը լցված է օդով: Մտքով անոթի ծավալը բաժանենք, օրինակ, հինգ մասի, յուրաքանչյուրը V' ծավալով, և նրանից մեկի մեջ, օրինակ, ներքինի, որը նշված է նրազծերով (նկ. 6.2), մացրենք մեկ օտար մոլեկուլ, օրինակ, եթերի Մ մոլեկուլը:



Նկ. 6.2:

Օգի մոլեկուլների հետ մասնակցելով ջերմության անխոն շարժմանը, մեր մոլեկուլը շուտով կթողնի նրան արամադրված ծավալը և իր հետագա շարժման պրոցեսում կրննի անոթի բոլոր հինգ մասերը, զրանց թվում և ալն մասը, որը նա հենց նոր լքել էր: Եթե մենք հարցնենք, հանգիսանում է արդյոք եթերի մոլեկուլի անցումը նրազծված V' ծավալից չնրազծված ծավալի մեջ հակադարձելի պրոցես թե ոչ, ապա մենք պարտավոր կլինենք պատասխանել զրան զրականապիս, քանի որ առանց որեէ արտաքին ազդեցությունի մեր մոլեկուլը

շատ շուտով նորից կհալտնվի անոթի ծավալի իր կողմից լքված մասում: Եթե մենք ժամանակի յուրաքանչյուր վալրիլանում ստուգենք նրա տեղը, ապա կասկած չկա, որ մոտավորապես հինգ զիտումներից

մեկի ժամանակ մենք ալն կհաշտնարերենք V' ծավալում: Օգտվելով հավանականություն չափող հատկություն (զր. 1. § 12) համարյաթյունից, կարելի է տեսլ, որ ալն մոլեկուլը V' ծավալում հաշտնարերելու հավանականությունը հավասար է 1/5: Այդ հավանականությունը բավարար չափով մեծ է, որպեսզի դիտարկելի պրոցեսը համարվի հակադարձելի, բնական ընթանալու երկու ուղղություններով:

Եթե ալն մենք մտցնենք եթերի ոչ թե մեկ, այլ երկու մոլեկուլ ապա V ծավալում նրանց միաժամանակյա գոյություն հավանականությունը, համաձայն հավանականությունների բազմապատկման թեորեմին (երկու մոլեկուլները շարժվում են միմյանցից անկախ, ալն պատճառով ալստեղ պետք է կիրառել հենց ալն թեորեմը) հավասար է (1/5)²: Այն հավանականությունը որպես շատ ավելի փոքր է, ալնպես որ երկու մոլեկուլներն անցումը V ծավալից V' ծավալին արդեն ավելի քիչ իրավունքով կարելի է հակադարձելի համարել: Եթե մտցնենք եթերի 3, 4, 5... մոլեկուլներ, ապա նրանց սկզբնական ծավալում կրկին հաշտնարերելու հավանականությունը համապատասխանաբար հավասար կլինի $\left(\frac{1}{5}\right)^3$, $\left(\frac{1}{5}\right)^4$, $\left(\frac{1}{5}\right)^5$, ...

V' ծավալի մեջ նախապես մտցված եթերի մասնիկների թվի անմահ հետ, ալնալն նրանց նորից հաշտնարերելու հավանականությունը դառնում է ավելի փոքր: Ուստի, առավել ոչ հակադարձելի է դառնում եթերի և օդի մասնիկների խառնվելու բնական պրոցեսը: Այդ ավելի պարզ կրառնա, եթե մեր դատողությունները արտահայտենք ժամանակի լեզվով: Ենթադրենք թե V'-ը լքած մեկ մոլեկուլը, վերադառնում է ալնալն 2 վրկ հետո: Որպեսզի սպասենք ոչ թե մեկ, այլ երկու մոլեկուլի վերադարձին, հարկավոր կլինի 2² վրկ, երեք վերադարձին՝ 2³ վրկ և ալն: Բալց եթե եթերի մոլեկուլների թվը լինի 100, ապա, որպեսզի դիտվի բոլոր 100 մոլեկուլների վերադարձը V' ծավալը, կպահանջվի արդեն 2¹⁰⁰ վրկ, իսկ սա արդեն թիվ է, որն ունի երեսուներեք ալելի նիշեր, և ալն ժամանակամիջոցը միլիոնավոր անգամ գերազանցում է երկրի տարիքը: Բնություն մեջ, սակալն, մասնիկների թիվը սովորաբար կազմում է ոչ թե 100, ոչ թե 1000, ալլ միլիարդներ, տանլակ միլիարդներ, հարլուր և հազար միլիարդներ: Պարզ է, որ մի գազի դիֆուզիալի պրոցեսը մլուսի մեջ կարելի է համարել բոլորովին ոչ հակադարձելի, չնալած սկզբունքներն ինքնակամ հակադարձելի պրոցես հնարավոր է: Սակալն ալն ալնալն քիչ հավանական է, որ ալն գործնականում կարելի է համարել բոլորովին անհնար:

Ընդհանրացնելով բերված օրինակը, մենք կարող ենք ասել, որ

ևթև V ծավալից առանձնացվի V' ծավալ, հավասար V -ի $1'm$ մասին

$$V' = \frac{V}{m},$$

ուպա այն բանի W հավանականությունը, որ N մասնիկներ կլինեն այդ առանձնացված ծավալում. հավասար է $\left(\frac{1}{m}\right)^N$ և եթե N -ը մեծ է, ապա W հավանականությունը շատ փոքր է: Պատկերացնենք, այժմ, որ դատարկ. գազից զրկված անոթի V ծավալում ընտրված է $V' = \frac{V}{m}$

ծավալ, որը միջնորմով առանձնացված է մնացած ծավալից: V ծավալի մեջ մտցնենք գազի N մոլեկուլ և հետոցնենք միջնորմը: Պարզ է, որ դրանից հետո գազը, նրա բոլոր մասնիկները կգրավեն ամբողջ V ծավալը: Եթե ջերմաստիճանը պահպանվում է հաստատուն, ապա այդ կլինի գազի իզոթերմ ընդարձակում V' ծավալից մինչև V ծավալը: Այդպիսի ընդարձակումը հանդիսանում է գազի վիճակի փոփոխություն, և այժմ մենք արդեն պետք է խոսենք վիճակի առավել կամ պակաս հավանականություն մասին:

Մեր դեպքում խոսքը վերաբերում է անցմանն այս վիճակից, որի դեպքում գազը պարփակված է V' ծավալում (V' վիճակ), այն վիճակին, երբ նա զբաղեցնում է V ծավալը (V վիճակ):

Դրանցից առաջինի հավանականությունը ինչպես մենք արդեն տեսանք $\left(\frac{1}{m}\right)^N$ է կամ քանի որ $m = \frac{V}{V'}$, ապա

$$W = \left(\frac{V'}{V}\right)^N, \quad (6.1)$$

Ինչ վերաբերում է V վիճակին, քանի որ գազը բացի V ծավալից ուրիշ տեղ գտնվել չի կարող (որովհետև V' -ը V -ի մասն է), ապա այդ վիճակի հավանականությունը հավասար է մեկի: Ի դեպ, այդ երեւյթում է նաև (6.1) բանաձևից, եթե նրանում ընդունենք $V' = V$:

Այն վիճակների W հավանականությունները, որոնց դեպքում գազը կուտակվում է ծավալի մի մասում, փոխանակ զբաղեցնելու նրան ամբողջությամբ, N -ի մեծ արժեքների դեպքում (իսկ նյութի մասնիկների թիվը գործնականում միշտ մեծ է) չափազանց փոքր են, եթե նույնիսկ V' -ը շատ քիչ է տարբերվում V -ից:

Օրինակի համար հաշվենք այն բանի W հավանականությունը, որ գազը մթնոլորտային ճնշման և սենյակի ջերմաստիճանում ($T = 300^\circ K$)

հավասարաչափ լցնի $V = 1$ սմ³ ծավալ ունեցող անոթը. բացի նյութից մեկ միլիարդերորդ մասից: Այդ նշանակում է, որ

$$\frac{V - V'}{V} = 1 - \frac{V'}{V} = \alpha = 10^{-9},$$

մոլեկուլների թիվը

$$N = \frac{p}{kT} \approx 2,4 \cdot 10^{19},$$

այն ժամանակ, համաձայն (6.1)-ի

$$W = \left(\frac{V'}{V} \right)^N = (1 - \alpha)^N \quad (6.1a),$$

կիրառենք α -ի փոքր արժեքների (10^{-9}) համար հայտնի թևորեմը

$$\lim_{\alpha \rightarrow 0} (1 - \alpha)^{-\frac{1}{\alpha}} = e = 10^{0,43} = 10^{0,43}$$

(e -ն բնական լոգարիթմների հիմքն է), այդ ժամանակ (6.1a) կարելի է ձևափոխել

$$W = \left(\frac{V'}{V} \right)^N = (1 - \alpha)^N = \frac{1}{(1 - \alpha)^{-\frac{1}{\alpha} N}} = \frac{1}{10^{0,43 \cdot 2,4 \cdot 10^{19} \cdot 10^{-9}}} \approx \frac{1}{10^{10^{10}}},$$

Այդ կոտորակի հայտարարն է մեկ՝ սոսք միլիարդ զրոներով: Ավելի փոքր է այն բանի հավանականությունը, որ գազի մոլեկուլները կհավաքվեն մի ծավալում, որը կազմում է անոթի ամբողջ ծավալի մի փոքր մասը: Սրանում է հենց բնական կերպով ընթացող երևույթների ոչ հակադարձելիության պատճառը: Եթե գազն ինքն իրեն տարածվում է անոթի ամբողջ ծավալում, բայց երբեք չի կուտակվում այդ ծավալի մի մասում, ապա այդ չի նշանակում, որ այդ պրոցեսներից երկրորդը սկզբունքորեն անհնար է: Ընդհակառակը, մեխանիկայի օրենքները, որոնց ենթարկվում են մոլեկուլները, թույլ են տալիս պրոցեսի երկու ուղղություններն էլ, բայց մասնիկների թվի մեծության պատճառով դրանցից մեկի հավանականությունը այնքան փոքր է, որ գործնականում հնարավոր չէ դիտել:

Բերված դատողությունները վերաբերվում էին մի մասնավոր դեպ-

բի՝ մասնիկների բաշխմանը ծավալում: Սակայն պարզ է, որ դրանք կարելի է վերադրել ամեն մի ալլ պրոցեսի, որի մեջ մասնակցում են մեծ թվով մասնիկներ: Մոլեկուլների ինքնաբերաբար հավաքվելը անոթի ծավալի մի փոքր մասում նույնքան քիչ հավանական է, որքան և չեղմովյան ինքնաբերաբար անցումը սառու մարմնից տաքին կամ գաղաղին խառնուրդի կոմպոնենտների ինքնաբերաբար բաժանումը: Բոլոր նման դեպքերում ինքն իրեն անցում է տեղի ունենում հալուսարակչությամբ վիճակին, որի հավանականությունը մեծ է: Բայց հալուսակ անցումը չհավասարակչությամբ վիճակի, գործնականում երբեք տեղի չի ունենում, քանի որ ալլպիսի վիճակի հավանականությունը շատ փոքր է:

Նշանակում է մոլեկուլար սիստեմներում, որոնք կազմված են մասնիկներից, որոնցից չորսաթանչյուրը ենթարկվում է մեխանիկայի օրենքներին, այսինքն՝ շարժվում է հակադարձելի կերպով, պրոցեսների ոչ հակադարձելիությունը բացառապես բացատրվում է նրանով, որ չափազանց մեծ է ալլ մասնիկների թիվը: Եթե նրանք քիչ լինեին, ապա սիստեմը չէր ունենա ոչ մի հակադարձելի պրոցես:

Ինչ վերաբերվում է կլավիսատատիկ պրոցեսներին, ապա, քանի որ այս դեպքերում հավասարակշռության անցնելը կատարվում է նույնպես հավասարակշռված միջանկյալ վիճակներով, նրանք հավասար հավանականությամբ կարող են ընթանալ ցանկացած ուղղությամբ:

§ 5. Մեխանիկական և ջերմային էներգիաների փոխադարձ փոխակերպումը

Պրոցեսների հավասարակշռության, հակադարձելիության և ոչ հակադարձելիության հասկացողություններն ընդհանուր են և վերաբերում են բնության մեջ տեղի ունեցող բոլոր պրոցեսներին:

Բնության մեջ հաճախ տեղի ունեցող պրոցեսներից մեկը, երբ որևէ սիստեմ անցնում է հավասարակշռության վիճակի, դա մեխանիկական էներգիայի փոխակերպումն է ջերմության: Ալլպիսի փոխակերպման օրինակ է ջերմության առաջացումը շիման ժամանակ: Հիշենք, որ այստեղ և այսուհետև մենք մեխանիկական էներգիա ենք անվանելու մակրոսկոպիկ էներգիան, այսինքն՝ մարմինների շարժման կինետիկ էներգիան և ալլ մարմինների վրա ազդող ուժերով պայմանավորված նրանց պոտենցիալ էներգիան: Դրան հակառակ մոլեկուլների ջերմային շարժման կինետիկ էներգիան և նրանց փոխազդեցության պոտենցիալ էներգիան կոչվում է ներքին էներգիա: Նշանակում է, որ մեխանիկական էներգիայի հաշվին ջերմության առաջացումը, դա մակրոսկոպիկ էներգիան միկրոսկոպիկ ջերմային շարժումների էներգիայի վերածվելու պրոցեսն է: Ալլ պրոցեսին հակառակ պրոցեսը՝ ջե բմության փոխա

կիրառումն է մեխանիկական էներգիայի կամ, որ նույնն է, մեխանիկական աշխատանքի ստացումն է ի հաշիվ ջերմության: Իր ժամանակին ջերմության հաշվին մեխանիկական աշխատանքի ստացման եղանակների հայտնագործումը քաղաքակրթության պատմության նոր դարաշրջանի սկիզբը հանդիսացավ: Մեր ժամանակը (XX դարի 2-րդ կեսի սկիզբը) միջուկային էներգիան աշխատանք ստանալու համար օգտագործելու ոչ պահաս կարևոր դարաշրջանի սկիզբն է հանդիսանում: Սակայն միջուկային էներգիան եւ ներկայումս մեխանիկական աշխատանքի է վերածվում ոչ թե անմիջապես, այլ դարձյալ ջերմության միջոցով: Դրանով է բացատրվում մեխանիկական և ջերմային էներգիաների փոխադարձ փոխակերպման պրոցեսները ղեկավարող ընդհանուր օրինաչափությունների ուսումնասիրության կարևորությունը: Պատմականորեն թերմոդինամիկան հենց սազմնավորվել է որպես ֆիզիկայի մի բաժին, որն ուսումնասիրում է մեխանիկական և ջերմային էներգիաների կապը: Իր հետագա զարգացման ընթացքում թերմոդինամիկան զարձակ ջերմության և մյուս բոլոր տեսակի էներգիաների՝ քիմիական, էլեկտրական, ճառագայթային էներգիայի և այլն, միջև եղած կապը ուսումնասիրող գիտություն:

Հաջորդ պարագրաֆներում մենք կսահմանափակվենք ջերմային և մեխանիկական էներգիաները կապող ընդհանուր օրենքների ուսումնասիրությամբ:

§ 6. Թերմոդինամիկայի ստաջին սկզբունքը

Մեխանիկական և ջերմային էներգիաները կապող առաջին օրենքը էներգիայի պահպանության օրենքն է, որը մենք արդեն մանրամասն դիտարկեցինք կիրառված իդեալական գազի նկատմամբ (գլ. II, §4): Այդ օրենքը հենց անվանում են թերմոդինամիկայի առաջին սկզբունք: Այստեղ հիշեցնենք այդ օրենքի բովանդակությունը:

Եթե սխառեմի վիճակը փոփոխվում է նրան ջերմության որոշ dQ քանակություն հաղորդելու հետևանքով և վիճակի այդ փոփոխության ժամանակ սխառեմը կատարում է dA աշխատանք, ապա էներգիայի պահպանության օրենքն ապում է. հաղորդված ջերմության քանակությունը հավասար է կատարված աշխատանքի և սխառեմի ներքին էներգիայի փոփոխության գումարին: Էներգիայի պահպանության օրենքը մաթեմատիկորեն արտահայտվում է հետևյալ ձևով

$$dQ = dU + dA, \quad (6.2)$$

Ինչպես մենք՝ տեսանք

$$dA = pdV:$$

(6.2) րաճանակը կարելի է և այսպես գրել.

$$dU = dQ - dA:$$

Եթե խոսքը վերաբերում է վիճակի ոչ թե փոքր, այլ մակրոսկոպիկ փոփոխությունը, ապա պետք է դամարել բոլոր dQ -երը և բոլոր dA -երը և այդպիսով հաշվել ներքին էներգիայի փոփոխությունը՝ սխառեմի, օրինակ, 1 վիճակից 2 վիճակին անցնելու մասնակ

$$\int_1^2 dU = \int_1^2 dQ - \int_1^2 dA:$$

Այստեղ անհրաժեշտ է նշել, որ հաղորդված ջերմության քանակությունը, ինչպես և սխառեմի կատարած (կամ նրա նկատմամբ կատարված) աշխատանքը կախված է այն բանից, թե հատկապես ինչպես է իրականացվել անցումը 1 վիճակից 2 վիճակին:

Իսկ էներգիայի dU փոփոխությունը, պարզ է, որ կախում չունի անցման ձևից, այլ կախում ունի միայն սխառեմի սկզբնական և վերջնական վիճակներից: Այդ պատճառով կարելի է գրել, որ

$$\int_1^2 dU = U_2 - U_1 = \int_1^2 dQ - \int_1^2 dA.$$

Բայց չի կարելի գրել

$$\int_1^2 dQ = Q_2 - Q_1 \quad \text{կամ} \quad \int_1^2 dA = A_2 - A_1,$$

Այդ նշանակում է, որ յուրաքանչյուր վիճակում սխառեմը օժտված է ներքին էներգիայի որոշակի U արժեքով, բայց նրա նկատմամբ չի կարելի ասել, որ նա օժտված է ջերմության կամ աշխատանքի որոշակի քանակությամբ: Այդ պատճառով ներքին էներգիան անվանում են վիճակի ֆունկցիա: Բայց Q -ն և A -ն հանդիսանում են ոչ թե վիճակի, այլ վիճակի փոփոխության սլոքների ֆունկցիաներ¹⁾:

Հատուկ նշանակություն ունեն ալսպես կոչված ցիկլիկ կամ շրջանային պրոցեսները, որոնց դեպքում սխառեմը, անցնելով մի շարք վիճակների, վերադառնում է ելման վիճակին: Այդ դեպքում $\oint dU = 0$,

¹⁾ մաթեմատիկորեն այդ նշանակում է, որ ի տարբերություն dU -ի, dQ -ն և dA -ն, dQ -ն լրիվ դիֆերենցիալ չեն հանդիսանում:

Բայց այս յնարին չի նշանակում Q-ն և Λ -ն նույնպես համասար են զրոյի: Յիկլիկ պրոցեսի ժամանակ մարմինը կարող է ստանալ կամ սառ ջերմության որոշ քանակություն, նա կարող է կատարել աշխատանք, կամ կարող է աշխատանք կատարվել նրա նկատմամբ, սակայն ներքին էներգիայի փոփոխությունը կլինի համասար զրոյի: Թերմոդինամիկայի ստաջին սկզբունքը այդ դեպքում գրվում է այսպես.

$$\oint dQ = \oint d\Lambda,$$

որտեղ $\oint$ նշանը նշանակում է ինտեգրում փակ կոնտուրով:

Թերմոդինամիկայի առաջին սկզբունքը համասարապես կիրառելի է համասարակշռված պրոցեսների նկատմամբ: Չնայած վերջիններիս չեն էլ կարող ներկայացվել կորի տեսքով, բայց սխառմի սկզբնական և վերջնական վիճակները այդ դեպքում միանգամայն որոշակի են:

Հիշեցնենք այն հիմնական տանջությունները, որոնք մենք ստացել ենք, կիրառելով թերմոդինամիկայի առաջին սկզբունքը իդեալական գազի նկատմամբ:

1. Մեկ մոլ իդեալական գազի կատարած աշխատանքը Λ_1 ծավալից մինչև V_2 ծավալը նրա իզոթերմիկ լնդարձակման ժամանակ հավասար է

$$\Lambda = RT \ln \frac{V_2}{V_1}, \quad (6.3)$$

2. Ազդարատ ընդարձակման ժամանակ, եթե ջերմաստիճանը T_1 -ից իջնում է մինչև T_2 , գազի կատարած աշխատանքը (հաշված 1 մոլի համար) հավասար է

$$\Lambda = \frac{R(T_1 - T_2)}{\gamma - 1},$$

Այստեղ $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$ -ն ջերմունակությունների հարաբերությունն է հաստատուն ճնշման և ծավալի դեպքում: Հիշեցնենք, որ բերված բանաձևերը վերաբերվում են այն դեպքին, երբ գազի վիճակի փոփոխությունը տեղի է ունենում կվադրատատիկ, այսինքն՝ հակադարձելի կերպով:

Կարևոր է նշել, որ թերմոդինամիկայի առաջին սկզբունքը չի նշում, թե ինչ ուղղությամբ են գնում վիճակի փոփոխության պրոցեսները: Առաջին սկզբունքի տեսակետից, օրինակ, ջերմությունը կարող է անցնել և տաք մարմնից սառը մարմնին և սառը մարմնից տաքին: Միայն թե մի մարմնի տված և մյուս մարմնի ստացած էներգիաները լինեն միմյանց հավասար: Բնութիւնը երևույթների ոչ հակադարձելիու-

թյունը հետևաբար թերմոդինամիկայի առաջին սկզբունքից չի բխում: Վերը բերված առնչությունները հնարավորություն են տալիս հաշվելու ջերմության այն քանակությունը, որն անհատվում է մեխանիկական աշխատանք կատարելու հետևանքով: Ինչպես հայանի է, որոշ դեպքերում կատարված մեխանիկական աշխատանքի արդյունք կարող է հանդիսանալ նրան հավասար քանակությամբ ջերմության առաջացումը: Այդ նշանակում է, որ մակրոսկոպիկ շարժման էներգիան ամբողջությամբ վեր է ածվում նյութի մոլեկուլների միկրոսկոպիկ շարժման էներգիայի:

Այժմ դիտարկենք ջերմությունը մեխանիկական աշխատանքի փոխարկելու հակառակ պրոցեսը:

§ 7. Կարնոյի ցիկլը

ԹԵՄԱՏՈՆԻ սկզբունքը: Որպեսզի հնարավոր լինի ջերմությունը օգտագործել աշխատանք ստանալու համար, պարզ է, որ անհրաժեշտ է ինչ-որ ձևով որևէ մարմնից խլել նրա ջերմային էներգիայի մի մասը: Այդ կարող է կատարվել, որինակ, նրան ավելի ցածր ջերմաստիճան ունեցող մի ուրիշ մարմնի հպելով: Զերմահաղորդականության հետևանքով տեղի կունենա երկու մարմինների ջերմաստիճանների հավասարեցման պրոցես և ջերմության հաղորդում մի մարմնից մյուսին:

Սակայն ջերմահաղորդականության ոչ հակադարձելի պրոցեսը ինքնին չի ուղեկցվում աշխատանքի կատարումով, քանի որ այդ պրոցեսում չկա մարմինների ոչ մի տեղափոխություն: Նշանակում է, երկու տարրեր ջերմաստիճան ունեցող հպվող մարմինների պարզ ջերմափոխանակությունը չի կարող հանգել աշխատանք կատարելուն: Անհրաժեշտ է մի երրորդ, միջանկյալ մարմին, որն ավելի տաք մարմնից ընդունի ջերմությունը և տեղափոխվելով հաղորդի որևէ պակաս տաք մարմնի, և հենց նա, այդ միջանկյալ մարմինը պետք է «ճանապարհին» կատարի մեխանիկական աշխատանք:

Միջանկյալ մարմինն անվանենք բանոց մարմին: Առավել տաք մարմինը, որից բանոց մարմինն ստանում է ջերմություն, կոչվում է ջեռուցիչ, իսկ սառը մարմինը, որին ջերմությունը հաղորդվում է, կըլում է սառնարան անունը:

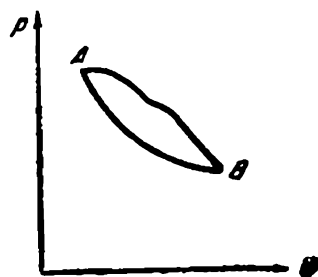
Ամենից լավ է, որ բանոց մարմնի ջեռուցչից ջերմություն ստանալու և նրան սառնարանին հաղորդելու պրոցեսները իրականացվեն այնպես, որ ջերմության փոխանակումը երկու դեպքերում էլ տեղի ունենա առանց ջերմաստիճանների տարբերության, քանի որ ջերմության պարզ անցումը երկու տարբեր ջերմաստիճան ունեցող մարմին-

ների միջև չի զուգակցվում աշխատանքով: Այդ նշանակում է, որ երբ բանող մարմինը ջնտուցչից ջերմություն է ստանում, ապա ինքը պետք է տենետա նույն ջերմաստիճանը, ինչ որ ջնոուցիչը, իսկ սառնարանին ջերմություն տալու ժամանակ բանող մարմնի ջերմաստիճանը պետք է հավասար լինի սառնարանի ջերմաստիճանին: Հակառակ դեպքում ջերմահաղորդականության ոչ հակադարձելի պրոցեսը կհանգի միայն ջերմության անօդուտ կորստի: Այլևի ճիշտ՝ բանող մարմնի ջերմաստիճանը ջնոուցչի և սառնարանի ջերմաստիճաններից պետք է տարբերվի անվերջ փոքր մեծությամբ:

Այս բոլորը վերաբերվում է ջերմությունը մեխանիկական աշխատանքի վերածող, իրապես գոյություն ունեցող բոլոր սարքերին (ջերմալին մեքենաներ, տուրբիններ, ներքին այրման շարժիչներ և այլն), որոնք, ինչպես հայտնի է, գործում են ցիկլիկ եղանակով, այսինքն՝ նրանցում ջերմության փոխանցման պրոցեսը տաք մարմնից սառը մարմնին պարբերաբար կրկնվում է: Մարմնի մեկ անգամվա տաքանալը, իհարկե, ուղեկցվում է նրա ընդարձակման աշխատանքով, սակայն այդ պրոցեսը դադարում է հենց որ մարմնի ջերմաստիճանը հավասարվում է ջնոուցչի ջերմաստիճանին: Մխնադրելի, դատողությունների պարզության համար, կարելի է ընդունել, որ բանող մարմինը կատարելով որոշակի պրոցեսներ, որոնց ընթացքում նրա միջոցով ջնոուցչից սառնարանին հաղորդվում է ջերմության որոշ քանակություն, իսկ իր կողմից կատարվում է որոշ աշխատանք, վերադառնում է ելման վիճակին, որպեսզի նորից սկսի ողջ պրոցեսը: Այլ խոսքով, բանող մարմինը կատարում է շրջանալին պրոցես:

Մարմնի վիճակի փոփոխությունների համախմբությունը, որոնց հետևանքով նա (վիճակը) վերականգնվում է, կոչվում է ցիկլ:

Հիշենք, որ եթե մարմնի վիճակը լնութագրվի նրա ճնշումով և ծավալով, ապա այդ վիճակը P, V կոորդինատներով դիագրամի վրա գրաֆիկորեն պատկերվում է մի կետով: Վիճակի փոփոխությունը այդպիսի դիագրամի վրա պատկերվում է կոր գծով (օրինակ, AB գծով 6.3 նկարի դիագրամի վրա): Իսկ շրջանալին պրոցեսը կպատկերվի ABA փակ կորով (տես նկ. 6.3): Կորով ընդգրկված մակերեսը հավասար է ցիկլի ընթացքում կատարված A աշխատանքին կամ, որ միևնույն է, այդ ժամանակ կլանած ջերմության Q քանակությանը:



Նկ. 6.3

$$Q = A:$$

Յիկլիկի պրոցեսում ջերմությունը աշխատանքի փոխակերպելու վերը նկարագրած պայմանները դեռ անցած դարում Վ. Թոմսոնի արտահայտած բնդհանուր սկզբունքի արտահայտությունն են, սկզբունք, որը թերմոդինամիկայի առաջին սկզբունքի նման, հանդիսանում է փորձի բնդհանրացում:

Նա կարող է ձևակերպվել հետևյալ կերպ. անհնար է իրականացնել ույնպիսի ցիկլիկ պրոցես, որի միակ արդյունքը լինի ուրեք մարմնից վերցրած ջերմության վերածումը աշխատանքի, առանց շրջապատի մարմինների մեջ ուրեք փոփոխություն առաջացնելու:

Համաձայն այս, կրկնում ենք, փորձի սովորների վրա հիմնված սկզբունքի, աղբյուրից (ջեռուցից) խլված ջերմությունը կարող է փոխակերպվել աշխատանքի միայն մի պայմանով, որ բացի այդ փոխակերպումից, տեղի ունենա նաև այլ մարմինների վիճակի փոփոխություն: Մասնավոր դեպքում այդ «այլ մարմինները» հենց սառնարաններն են, որոնց բանոց մարմինը սալիս է իր ստացած ջերմության մի մասը:

Եթե այդպես չլիներ, ապա այդ կնշանակեր, որ ջերմությունը աշխատանքի փոխակերպելու համար սառնարան անհրաժեշտ չէ: Այդ ժամանակ աշխատանք ստանալու համար կարելի էր օգտվել ալնպիսի մարմիններից, ինչպես, օրինակ, օվկիանոսի ջրից, երկրի մթնոլորտից և այլն, որոնցից կարելի է փոխ ունենել ջերմության պորժնականում անսահմանափակ քանակություններ: Այդ սկզբունքով աշխատող մեքենան, կոռնար նույնպիսի նշանակություն, ինչ որ հազարավան շարժիչը, չնայած նրանում չէր էլ լինի էներգիայի պահպանման օրենքի խախտում (աշխատանքը կուտակվեր ի հաշիվ ջերմության): Փորձը ցույց է տալիս, որ այդպիսի մեքենա չի կարող կառուցվել: Այս հարցին մենք նորից կանդրադառնանք ոտորև (տես. գլ 11, § 10):

Ատրնոյի ցիկլը: Այժմ դիտարկենք մի շրջանաչին պրոցես, որի օգնությամբ որևէ մարմնից խլված ջերմությունը կարելի է փոխակերպել աշխատանքի, ըստ որում ամենալավ ձևով, ալսինքն՝ ալնպես, որ ստացված աշխատանքը ունենա հնարավոր մաքսիմում արժեքը:

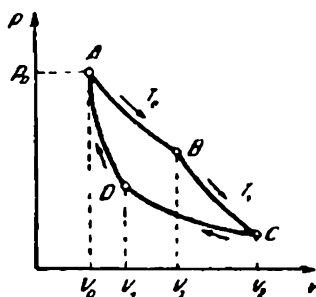
Որպեսզի այդ պրոցեսը իրականացվի, ինչպես մենք գիտենք, պետք է ունենալ երեք մարմին՝ ջերմության աղբյուր, որից ջերմությունը խլվում է (ջեռուցիչ), ավելի սառը մարմին, որին ջերմությունը հաղորդվում է (սառնարան), և բանոց մարմին, որի միջոցով իրականացվում է ջերմության փոխանցումը և կասարվում է աշխատանքը: Դատողությունների պարզության համար ենթադրենք, թե ջեռուցիչը և սառնարանը ալնքան մեծ ջերմունակություն ունեն, որ նրանց ջերմաստիճանները չեն փոխվում ալն բանից հետո, որ ստացիների խլվում, իսկ երկրորդին փոխանցվում է ջերմության որոշ քանակություն: Տես-

նենք, թե ինչպես ալոպիսի պայմաններում, բանոդ մարմինը ջեռուցչի տված ջերմության հաշվին, իրոք, աշխատանք կկատարի:

Մեր շրջանային պրոցեսը բանոդ մարմնի նկատմամբ սկսենք այն բանից, որ նա, սկսված լինելով մինչև մի որևէ ճնշում, ջեռուցչի հետ պտնվում է հպման մեջ և հետևարար ունի նույնպիսի ջերմաստիճան, ինչպիսին ջեռուցիչը (Δ կետը 6.4 նկարում): Ջերմաստիճանային պրոցեսն այս դեպքում տեղի չի ունենում, քանի որ ջերմաստիճանների տարբերություն գոյություն չունի: Նշանակում է տեղի չի ունենում նաև ջերմության փոխանցում առանց աշխատանք կատարելու: Քանի որ մեր նպատակն է մաքսիմում աշխատանք ստանալը, մենք մեր ցիկլում չպիտք է թույլ տանք ալոպիսի պրոցեսներ:

Այժմ առանց խղճու նրա կապը ջեռուցչի հետ, բանոդ մարմնին հնարավորություն տանք ընդարձակվելու, այսինքն՝ իրականացնելու մի որևէ մարմնի սեղանափոխություն: Ընդարձակումը հետևարար կլինի իզոթերմ (AB կորը 6.4 նկարում): Այդ ժամանակ կկատարվի աշխատանք, չափանալի է, որ դա կկատարվի ջեռուցչից իրված ջերմության հաշվին, որը սա-կայն շնորհիվ իր մեծ ջերմունակություն չի փոխի իր ջերմաստիճանը:

Բանոդ մարմնի ստացած ջերմությունը հիմա պետք է փոխանցել սառնարա-նին: Այս փոխանցումը նույնպես պետք է իրականացնել բանոդ մարմնի ուղղակի հպումով սառնարանի հետ, քանի որ իզո-թերմ կերպով ընդարձակված բանոդ մար-մնի ջերմաստիճանը բարձր է սառնա-



Նկ. 6.4

րանի ջերմաստիճանից, և հպման ժամանակ ջերմության փո-խանցումը չի ուղեկցվի օգտակար աշխատանքի կատարումով: Այդ պատճառով բանոդ մարմինը նախ պետք է սառեցնել մինչև սառնա-րանի ջերմաստիճանը և միայն դրանից հետո կարելի է նրանց հպել միմյանց: Բանոդ մարմնի սառեցման համար նրան պետք է մեկու-սացնել ջեռուցչից, և հետո հնարավորություն տալ ազդեցության կերպով ընդարձակվելու (սին BC կորը 6.4 նկարում) այնքան ժամանակ, մին-չև որ նա ընդունի սառնարանի ջերմաստիճանը (ադիաբատ ընդար-ձակման ժամանակ մարմինների ջերմաստիճանը ընկնում է): Այս երկրորդ փուլում մարմինը ընդարձակվելով և տեղափոխելով, որինակ, միոցը, լրացուցիչ կերպով մեխանիկական աշխատանք կկատարի: Բա-նոդ մարմնի այս եղանակով ձեռք բերված սառեցումից հետո այն հպման մեջ են դնում սառնարանի հետ: Սրանով վերջանում է ցիկլի

առաջին կեսը. որի ժամանակ մարմինը ջեոուցչից ստացած ջերմության հաշվին կատարում է օգտակար աշխատանք:

Այժմ անհրաժեշտ է բանոյ մարմինը վերադարձնել ելման վիճակին, այսինքն՝ վերականգնել սկզբնական ճնշումը և ջերմաստիճանը: Այդ նշանակում է, որ բանոյ մարմինը պետք է սեղմվի և նորից հպման մեջ դրվի ջեոուցչի հետ: Այս հպումը դարձյալ չպետք է իրականացնել, այնքան ժամանակ, քանի դեռ բանոյ մարմնի ջերմաստիճանը ցած է ջեոուցչի ջերմաստիճանից: Այդ պատճառով վերադարձը սկզբնական վիճակին նույնպես կատարվում է երկու փուլով: Ակզրում բանոյ մարմինը սեղմում են, չիախուելով նրա հպումը սառնարանին. այսինքն՝ իզոթերմ կերպով (սեռ CD կորը 6.4 նկարում): Այս մեկուսացնելով բանոյ մարմինը սառնարանից, նրան ադիաբատ կերպով լրացուցիչ սեղմում են, այնպես որ նա տաքանա մինչև ջեոուցչի ջերմաստիճանը (սեռ DA կորը 6.4 նկարում): Ադիաբատ սեղմման ժամանակ մարմինը տաքանում է նրա նկատմամբ կատարված արտաքին աշխատանքի հաշվին: Այն բանից հետո, երբ ադիաբատ սեղմման հետևանքով բանոյ մարմնի ջերմաստիճանը դառնում է հավասար ջեոուցչի ջերմաստիճանին, նրանց հպում են իրար, և ցիկլը դրանով ավարտվում է՝ բանոյ մարմինը դառնում է ելման վիճակում, և պրոցեսը կարող է նորից սկսվել:

Այսպիսով, նկարագրված շրջանալին պրոցեսը կազմված է երկու իզոթերմ և երկու ադիաբատ ընդարձակումներից և սեղմումներից: Ընդարձակումների ժամանակ բանոյ մարմինը կատարում է օգտակար աշխատանք. սեղմումները, ընդհակառակը, տեղի են ունենում արտաքին ուժերի բանոյ մարմնի վրա կատարած աշխատանքի հաշվին:

Դիտարկված շրջանալին պրոցեսի բոլոր փուլերում չի թուլատրվում երկու տարրեր ջերմաստիճան տնեցող մարմինների հպում, և այդպիսով հաջողվում է խուսափել ջերմահաղորդականություն ոչ հակադարձելի պրոցեսի առաջացումից: Ամբողջ ցիկլը, հետևաբար, տարվում է հակադարձելի ճանապարհով (լրիվ հակադարձելիություն համար ընդարձակումները և սեղմումները պետք է տանել չափազանց դանդաղ, սկզբունքորեն անվերջ դանդաղ, այնպես որ այդ պրոցեսները լինեն կվադրատատիկ):

Մեր նկարագրած ցիկլը, որը կատարում է բանոյ մարմինը, կոչվում է Կարնոյի ցիկլ Ֆրանսիացի այն գիտնականի անունով, որն առաջին անգամ առաջարկել է այն:

Կարնոյի շրջանալին պրոցեսի շնորհիվ ջերմության որոշ քանակությու՛ն բանոյ մարմնի միջոցով փոխանցվում է ջեոուցչից սառնարանին: Պրոցեսի ընթացքում բանոյ մարմինը, բացի դրանից, կատարում է որոշ աշխատանք: Ի՞նչ հերթին, բանոյ մարմնի նկատմամբ

աշխատանք են կատարում արտաքին ուժերը: Ստացվում է արդյոք այդ դեպքում օգտակար մեխանիկական աշխատանք, այսինքն՝ հասնում ենք արդյոք ամբողջ պրոցեսի հետապնդած նպատակին:

Առաջին հալացքից թվում է, թե բանող մարմնի իր ընդարձակման ժամանակ կատարած աշխատանքը ցիկլի առաջին երկու փուլում լրիվ կերպով փոխհատուցվում է այն աշխատանքով, որ արտաքին ուժերը կատարում են հաջորդ երկու փուլերում, այնպես որ օգտակար աշխատանքը վերջին հաշվով հավասար է զրոյի: Իրականում, սակայն, դժվար չէ համոզվել, որ մարմնի ընդարձակման ժամանակ կատարած զրական աշխատանքը ավելի չատ է, քան սեղմման ժամանակ նրա վրա կատարած բացառական աշխատանքը և, հետևաբար, ջեռուցչից ստացած ջերմության մի մասը հատկապես փոխակերպվում է մեխանիկական աշխատանքի:

Ամենից առաջ դրանում կարելի է համոզվել այն դեպքում, երբ բանող մարմինը իզեալական գազ է, որի համար կարելի է ճիշտ հաշվել ընդարձակման և սեղմման աշխատանքները: Ինչպես մենք կտեսնենք, այն հետևությունները, որ մենք այդ դեպքում կատանանք, կախում չունեն բանող մարմնի բնույթից, այսինքն՝ ճիշտ են ցանկացած մարմնի համար:

Այդ պատճառով Կարնոյի ամբողջ ցիկլը դիտարկենք քանակապես, երբ բանող մարմինը իզեալական գազ է (սեա նկ. 6.4):

Ննթադրենք, որպես բանող նյութ ծառայում է 1 մոլ իզեալական գազը, և ելման վիճակը բնութագրվում է P_0 ճնշումով ու V_0 ծավալով, այսինքն 6.4 նկարի A կետով: Գազի ջերմաստիճանը $T_0 = \frac{P_0 V_0}{R}$, բոտ

մեր պայմանի հավասար է ջեռուցչի ջերմաստիճանին: Սառնարանի ջերմաստիճանը նշանակենք T_1 -ով: Նշանակում է $T_0 > T_1$:

Ելման վիճակում բանող մարմինը կոնսակաի մեջ է ջեռուցչի հետ: Գազի կատարած շրջանաչին պրոցեսի առաջին փուլը իզոթերմիկ ընդարձակումն է (պահպանվում է կոնտակտը ջեռուցչի հետ) մինչև V_1 ծավալը: Համապատասխան կերպով ճնշումը իզոթերմով ընկնում է մինչև P_1 արժեքը (6.4 նկարի B կետը):

Ընդարձակման ժամանակ գազի կատարած զրական աշխատանքը հավասար է

$$A_1 = RT_0 \ln \frac{V_1}{V_0} = Q_0, \quad (6.4)$$

որտեղ Q_0 -ն գազի վերցրած ջերմության քանակությունն է ջեռուցչից: Այդ ջերմության հաշվին էլ կատարված է A աշխատանքը:

Երկրորդ փուլը, այն է, որ գազը մեկուսացվում է ջեռուցչից, և

Նրա հետագա ընդարձակումը տեղի է ունենում ադիաբատ կերպով, որի հետևանքով գազը սառում է: Այդ ադիաբատ ընդարձակումը դադարեցնում են, երբ գազի ջերմաստիճանը հավասարվում է սառնարանի T_1 ջերմաստիճանին: Գազի այս ծավալը, մինչև որը նա պետք է ընդարձակվի, կարելի է հաշվել, խմանալով, որ ադիաբատ ընդարձակման ժամանակ իրավացի է

$$V_1 T_0^{\gamma-1} = V_2 T_1^{\gamma-1} \quad (6.5)$$

առնչությունը, որտեղից

$$V_2 = V_1 \left(\frac{T_0}{T_1} \right)^{\gamma-1}, \quad (6.6)$$

ձնշումն այդ դեպքում ադիաբատով փոփոխվում է մինչև P_2 արժեքը (6.4 նկարի C կետը): Պրոցեսի այդ երկրորդ փուլի ժամանակ գազի կատարած աշխատանքը հավասար է.

$$A = \frac{R(T_0 - T_1)}{\gamma - 1},$$

Այսպիսով, ընդարձակման ժամանակ գազի կատարած ամբողջ գրական աշխատանքը հավասար է

$$A_1 + A_2 = RT_0 \ln \frac{V_1}{V_0} + \frac{R(T_0 - T_1)}{\gamma - 1},$$

Պրոցեսի երրորդ փուլում գազը սառնարանի T_1 ջերմաստիճանում արտաքին ուժերի ազդեցությամբ իզոթերմ կերպով սեղմվում է V_3 ծավալից մինչև V_1 ծավալ: Սեղմվելու վրա ծախսված աշխատանքը՝

$$A_3 = RT_1 \ln \frac{V_3}{V_2} = Q_1 \quad (6.7)$$

անջատվում է ջերմության տեսքով և փոխանցվում է սառնարանին:

Վերջապես գազի կրած վերջին փոփոխությունը, զա ադիաբատ սեղմումն է մինչև ելման V_0 ծավալը և P_0 ճնշումը, որոնց ժամանակ նրա ջերմաստիճանը նորից դառնում է հավասար T_0 -ի: Այդ բանի համար անհրաժեշտ է, որպեսզի V_3 ծավալը, մինչև որը մենք սեղմեցինք գազը իզոթերմ կերպով, հավասար լինի

$$V_3 = V_0 \left(\frac{T_0}{T_1} \right)^{\gamma-1}, \quad (6.8)$$

որովհետև, ինչպես առաջ

$$V_3 T_1^{\gamma-1} = V_0 T_0^{\gamma-1},$$

Յիկլի ալս վերջին փուլում սեղմման աշխատանքը, որը նույնպես կատարվում է արտաքին ուժերով, հավասար է

$$A_4 = \frac{R(T_1 - T_0)}{\gamma - 1}, \quad (6.9)$$

Փազը նորից սկզբնական վիճակում է, Կարնոյի ցիկլը ավարտված է, և պրոցեսը կարելի է նորից սկսել: Պազի կատարած ամբողջ աշխատանքը (հաշվի առնելով նշանները) հավասար է

$$A = A_1 - A_2 + A_3 + A_4 = -RT_0 \ln \frac{V_1}{V_0} + \frac{R(T_0 - T_1)}{\gamma - 1} - RT_1 \ln \frac{V_2}{V_3} - \frac{R(T_0 - T_1)}{\gamma - 1},$$

(6.5) և (6.8) առնչություններից հետևում է, որ

$$\frac{V_1}{V_0} = \frac{V_2}{V_3} = r, \quad (6.10)$$

Հետևաբար, ընդհանուր աշխատանքը

$$A = R(T_0 - T_1) \ln r, \quad (6.11)$$

և քանի որ $T_0 > T_1$, ապա $A > 0$: Նշանակում է, գազի կատարած աշխատանքը ընդարձակման ժամանակ սիլիի մեծ է նրա սեղմման վրա ծախսած արտաքին ուժերի կատարած աշխատանքից: Այսպիսով, բանոց մարմնի ջեռուցչից ստացած ջերմության հաշվին կատարված է որոշ օգտակար աշխատանք: Այդ աշխատանքը, սակայն, հավասար չէ այն Q_0 ջերմության քանակությանը, որ բանոց մարմինը ստացել է ջեռուցչից:

Ջեռուցչի կողմից տրված ջերմության

$$Q_0 = RT_0 \ln \frac{V_1}{V_0}$$

քանակության մի մասը՝

$$Q_1 = RT_1 \ln \frac{V_3}{V_2},$$

տրվել է սառնարանին, գազը իզոթերմ կերպով V_2 ծավալից մինչև V_3 : Ծավալը սեղմելու ժամանակ (գազը այդ ժամանակ կոնտակտի մեջ էր սառնարանի հետ): Այսպիսով հաշուովից օգտակար աշխատանքի փոխակերպել ջերմության միայն մի մասը, հավասար՝

$$Q_0 - Q_1 = R(T_0 - T_1) \ln r = A, \quad (6.12)$$

Ա աշխատանքը գրաֆիկորեն արտահայտվում է ABCD կորով սահմանափակված մակերեսով (տես նկ. 6.4):

Սրանով ջերմությունը աշխատանքի փոխակերպվելու պրոցեսը տարբերվում է աշխատանքը ջերմության փոխակերպվելու հակառակ պրոցեսից: Մեխանիկական աշխատանքը որոշակի պայմաններում կարող է ամբողջությամբ փոխակերպվել ջերմության: Ջերմությունը միայն մասամբ է փոխակերպվում աշխատանքի:

Այստեղ նշենք, որ (6.4), (6.7) և (6.12) հավասարումներից հետևում է չափազանց կարևոր մի առնչություն, որը մեզ հարկավոր կլինի հետագայում՝

$$\frac{Q_0}{T_0} = \frac{Q_1}{T_1} = \frac{A}{T_0 - T_1}, \quad (6.13)$$

Կարնոյի ցիկլի օգտակար գործողության գործակիցը: Կարնոյի շրջանալին պրոցեսի նկարագրված անալիզից հետևում է, որ նրա օգնությամբ չի կարելի ջեռուցչից վերցրած ջերմությունը ամբողջությամբ վերածել մեխանիկական աշխատանքի: Այդ ջերմության մի մասը անպատճառ պետք է տրվի սառնարանին՝ ջեռուցչից ավելի ցած ջերմաստիճան ունեցող մարմնին:

Եթե ջեռուցչից բանոց մարմնի ստացած ջերմությունը հավասար է Q_0 , իսկ աշխատանքի է վերածվում այդ ջերմության $Q_0 - Q_1$ մասը, ապա

$$\frac{Q_0 - Q_1}{Q_0}$$

հարաբերությունը շրջանալին պրոցեսի (ավելի ճիշտ այդ պրոցեսով աշխատող մեքենայի) օգտակար գործողության գործակիցն է: Ինչպես այդ երևում է (6.13) բանաձևից Կարնոյի ցիկլի օգտակար գործողության η գործակիցը որոշվում է հետևյալ առնչությամբ.

$$\eta = \frac{Q_0 - Q_1}{Q_0} = \frac{T_0 - T_1}{T_0} = 1 - \frac{T_1}{T_0}, \quad (6.14)$$

Հետևաբար, օգտակար գործողության գործակիցը (օ. գ. գ.) միշտ փոքր է մեկից և կախում ունի ջեռուցչի և սառնարանի ջերմաստիճանների հարաբերակցությունից:

Կարնոյի մեր գիտարկած ցիկլը իր բոլոր էտապներում տարվեց այնպես, որ սեղի չունեցավ տարբեր ջերմաստիճան ունեցող մարմինների հպում, որը բացառում է ջերմահաղորդականության ոչ հակադարձելի պրոցեսների հնարավորությունը: Բանոց մարմնի ծավալի փոփոխությունները նույնպես տարվում էին հակադարձելի ճանապարհով, որը, ինչպես մենք գիտենք, ապահովում է այդ դեպքում կատարվող աշխատանքի մաքսիմում արժեքը (տես գլ. 2, § 4): Այդ նշանակում է, որ ապահովված են եղել ջերմալիին էներգիայի օգտագործման լավագույն

պայմանները: Այդ պատճառով էլ ավելի բարձր օ. գ. գործակից ստանալ, քան ներկայացվում է (6.14) բանաձևով, սկզբունքորեն հնարավոր է: Ջերմային մեքենան, որն աշխատում է ջեռուցչի և սառնարանի տվյալ ջերմաստիճաններում, չի կարող ունենալ օ. գ. ավելի մեծ գործակից, քան այն մեքենան, որն աշխատում է Կարնոյի հակադարձելի ցիկլով ջեռուցչի և սառնարանի ջերմաստիճանների միևնույն արժեքների դեպքում (այս պնդումը հաճախ անվանում են Կարնոյի առաջին լևոյքնմ):

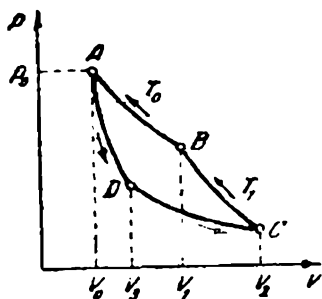
(6.14) բանաձևից երևում է, որ Կարնոյի ցիկլի օգտակար գործողության գործակիցը կախում չունի բանող մարմնի տեսակից, այլ կախում ունի միայն ջեռուցչի և սառնարանի ջերմաստիճաններից (այս պնդումը Կարնոյի երկրորդ թևորեմի բովանդակությունն է): Հաշվումների ժամանակ որպես բանող մարմին մենք ընտրեցինք իդեալական գազը, միայն այն պատճառով, որ նրա համար ճիշտ հայտնի է վիճակի հավասարումը, որը և հնարավորություն տվեց հեշտությամբ հաշվել օգտակար գործողության գործակիցը:

Այն փաստը, որ Կարնոյի ցիկլով աշխատող մեքենայի օգտակար գործողության գործակիցը ամենամեծն է, ինչպես մենք տեսանք (և ինչպես ավելի մանրամասն կտեսնենք ստորև) պայմանավորված է նրանով, որ այդ շրջանային պրոցեսը ամբողջությամբ հակադարձելի է: Մտորե՛ք կրեթվեն Կարնոյի երկու թևորեմների ընդհանուր ապացույցները:

Սառեցնող մեքենա: Ինչպես արդեն նշվել է, հակադարձելի պրոցեսը բնութագրվում է այն բանով, որ եթե նա տարվի հակառակ ուղղությամբ, ապա պրոցեսում մասնակցող մարմինը կանցնի միևնույն վիճակներով, միայն հակառակ ուղղությամբ: Այդ դեպքում, պարզ է, որ ջերմությունը կհաղորդվի ոչ թե ջեռուցչից սառնարանին, այլ ընդհակառակը՝ սառնարանից ջեռուցչին:

Կարնոյի շրջված ցիկլը սկսվում է նրանից, որ, օրինակ, A կետին համապատասխան վիճակում գտնվող բանող մարմինը (նկ. 6.5) ադիաբատ կերպով ընդարձակվում է մինչև D կետին համապատասխանող վիճակը (ուղիղ ցիկլում պրոցեսը սկսվում է իզոթերմ ընդարձակումով): Այնուհետև տեղի է ունենում իզոթերմ ընդարձակում մինչև C վիճակը: Ցիկլի այս երկու առաջին էտապներում բանող մարմինը ընդարձակվելով կատարում է աշխատանք: Ցիկլի երկրորդ կեսում բանող մարմինը սեղմվում է CB ադիաբատով և BA իզոթերմով, և սեղմման աշխատանքը կատարվում է էներգիայի արտաքին աղբյուրի կողմից: Ինչպես մի քիչ առաջ ցույց տրվեց, այդ աշխատանքը գերազանցում է ցիկլի առաջին կեսում մարմնի կողմից կատարված աշխատանքը: Այդ պատճառով Կարնոյի հակառակ ցիկլի արդյունքը կլինի ոչ թե ար-

տալիս օգտակար աշխատանքը, այլ ջերմություն փոխանցումը սառնարանից ջեռուցչին, այսինքն՝ ավելի սառու մարմնից ավելի տաք մարմնին: Պժվար չէ համոզվել, որ Կարնոյի հակառակ պրոցեսի ժամանակ բանոց մարմինը անցնում է միևնույն միջանկյալ վիճակներով ինչ որ ուղիղ պրոցեսի ժամանակ, միայն հակառակ ուղղությամբ:



Նկ. 6.3

Եթե Կարնոյի ուղիղ ցիկլով աշխատող սարքը ծառայում է ջերմությունը մեխանիկական աշխատանքի վերաձևելու համար, այսինքն ջերմային շարժիչ է, սպա Կարնոյի հակառակ ցիկլով գործող մեքենան օգտագործվում է ջերմությունը ավելի սառը մարմնից ավելի տաք մարմնին հաղորդելու համար, այսինքն՝ ստոկեցնող մեքենա է: Նրա օգնությամբ արտաքին մեխանիկական աշխատանքի հաշվին ջերմությունը վերցվում է ավելի սառը մարմնից և հաղորդվում է ավելի

բարձր ջերմաստիճան տնկցող մարմնին:

Այժմ կարելի է բերել Կարնոյի թեորեմի (տես էջ 321) ամփոփ խիստ ապացույցը, որը կարելի է ձևակերպել հետևյալ կերպ. ջեռուցչի և սառնարանի տվյալ ջերմաստիճաններում աշխատող ջերմային մեքենայի օ. գ. գործակիցը չի կարող մեծ լինել ջեռուցչի և սառնարանի միևնույն ջերմաստիճաններում Կարնոյի հսկադարձելի ցիկլով աշխատող մեքենայի օ. գ. գործակիցից:

Ենթադրենք, գոյություն ունեն ջերմային երկու մեքենաներ, որոնք ունեն ընդհանուր ջեռուցիչ և սառնարան: Կարնոյի հսկադարձելի ցիկլով աշխատող I մեքենան և II մեքենան, որը I-ից տարբերվում է կամ նշանում կատարվող պրոցեսների ոչ հակադարձելիությամբ, կամ բանոց մարմնի նյութի տեսակով: Սկզբում ենթադրենք, թե I մեքենայի γ_{12} օ. գ. գործակիցը ավելի մեծ է, քան առաջին մեքենայի γ_{11} օ. գ. գործակիցը՝

$$\gamma_{12} > \gamma_{11}$$

Միացնենք մեր մեքենաներն (ընդհանուր ստնիով, փոկային միացմամբ և այլն) այնպես, որ նրանցից մեկը կարողանա շարժման մեջ դնել մյուսին: Ենթադրենք II մեքենան աշխատում է ուղիղ ցիկլով, այսինքն ջեռուցչից ստանում է Q ջերմություն, կատարում է A_2 աշխատանք և սառնարանին է հաղորդում Q — A_2 քանակությամբ ջերմություն: Այդ ընթացքում նա շարժման մեջ է գնում I մեքենան, այնպես, որ այդ մեքենան կատարում է հակառակ ցիկլ, այսինքն, աշ-

խառնում է որպես սառնացնող մեքենա: Հետևաբար I մեքենան, շնորհիվ II մեքենայի նրա նկատմամբ կատարած աշխատանքի, ջերմությունը տեղափոխում է սառնարանից ջեռոցչին: Ենթադրենք I մեքենան յուրաքանչյուր ցիկլի ժամանակ ջեռոցչին հաղորդում է ջերմության Q քանակություն, այսինքն՝ այնպիսի քանակություն, որպիսին կլանում է մեկ ցիկլի ժամանակ II մեքենան: Ենթադրենք դրա համար անհրաժեշտ աշխատանքը հավասար է A_1 : Նշանակում է, I մեքենայի կողմից սառնարանից վերցրած ջերմությունը հավասար է

$$Q - A_1$$

Մեկ ցիկլից հետո մեր կոմբինացված I-II մեքենայում կատանանք հետևյալ արդյունքը:

1. Ջեռոցչիչը ոչ մի փոփոխություն չի կրել, քանի որ I մեքենան նրան փոխանցեց նույնքան ջերմություն, որքան վերցրել է II մեքենան:

2. Բանող մարմինը, մեքենաներից յուրաքանչյուրում կատարելով շրջանային պրոցես, վերադարձել է ելման վիճակին, այսինքն՝ նույնպես ոչ մի փոփոխություն չի կրել:

3. Սառնարանը II մեքենայից ստացել է $Q - A_2$ ջերմություն, իսկ I մեքենան նրանից խլել է $Q - A_1$ ջերմություն և քանի որ ըստ մեր ենթադրության $\gamma_2 > \gamma_1$, ապա $A_2 > A_1$ և

$$Q - A_1 > Q - A_2$$

Այս նշանակում է, որ ամբողջ ցիկլի միակ արդյունքը եղել է սառնարանից ջերմության $A_2 - A_1$ քանակության վերցնելը և նրան աշխատանքի վերածելը: Սակայն այդ հակասում է Թոմսոնի սկզբունքին: Հետևաբար γ_2 -ը չի կարող ավելի մեծ լինել, քան Կարնոյի հատադարձելի ցիկլի օ. գ. γ_{11} գործակիցը:

Այժմ ապացուցենք Կարնոյի երկրորդ թեորեմի ճշտությունը (տես էջ 321), այն, որ Կարնոյի հակադարձելի ցիկլի օ. գ. գ-ն կախում չունի բանող մարմնի տեսակից: Դարձյալ վերցնենք երկու իրար միացված I և II ջերմային մեքենաները, իրենց ընդհանուր ջեռոցչով և սառնարանով: Այս անգամ երկու մեքենաներն էլ աշխատում են Կարնոյի հակադարձելի ցիկլով, իրարից տարբերվելով միայն բանող նյութով: Ապացուցենք, որ երկու մեքենաների՝ γ_1 և γ_2 օ. գ. գ-ները միմյանց հավասար են: Դարձյալ ենթադրենք, թե II մեքենան կատարում է ուղիղ ցիկլ, իսկ I մեքենան՝ հակառակ: Սկզբում ենթադրենք երկու մեքենաների օ.գ.գ.-ները տարբեր են, թող, օրինակ,

$$\gamma_1 < \gamma_2$$

Կատարելով ուղիղ ցիկլ II մեքենան ջեռոցչից ստանում է ջեր-

մության Q_1 քանակություն, սառնարանին տալիս է ջերմության Q_2 քանակություն և կատարում է $Q_1 - Q_2$ -ին համարժեք աշխատանք: I մեքենան, կատարելով հակառակ ցիկլ, սառնարանից վերցնում է Q ջերմություն, և ի հաշիվ $Q - Q_1$ -ին համարժեք մեխանիկական աշխատանքի ջեռուցչին է տալիս Q_1 ջերմություն: Եթե $\tau_1 < \tau_2$, ապա

$$Q > Q_2,$$

Ջերմությունների $Q - Q_2$ տարբերությունը փոխարկվում է աշխատանքի: Նշանակում է, ցիկլի նետեանքով ջեռուցիչը ոչ մի փոփոխություն չի կրում, քանի որ նա մի մեքենայից ստանում է նույնքան ջերմություն, որքան տալիս է մյուսին: Բանոց մարմինները, կատարելով խմբական պրոցես, նույնպես զալիս են ելման վիճակին: Նշանակում է ցիկլի միակ արդյունքը կլինի $Q - Q_2$ քանակությամբ ջերմության խումբը սառնարանից և նրա փոխարկումը աշխատանքի, որը հակասում է Թոմսոնի սկզբունքին: Ուստի այն ենթադրությունը, որ $\tau_1 < \tau_2$, ճիշտ չէ:

Այժմ փոխելով մեքենաների աշխատանքի կարգը, այսինքն ենթադրելով, որ ուղիղ ցիկլը կատարում է I մեքենան, իսկ հակառակ ցիկլը II մեքենան, մենք նույնպիսի դատողությունների միջոցով կստանանք, որ ևս անհնար է ենթադրել, որ $\tau_1 > \tau_2$: Մնում է, հետևապես, միայն մեկ նախադրություն, որ

$$\tau_1 = \tau_2,$$

Քանի որ մեքենաներից մեկում բանոց մարմինը կարող է լինել իդեալական զգալ, իսկ այդ ղեպքի համար մենք արդեն ջուլից սովորեցինք, որ $\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$, որտեղ T_2 -ը և T_1 -ը համապատասխանաբար սառնարանի և ջեռուցչի ջերմաստիճաններն են, ապա այստեղից հետևում է, որ Կարնոյի ամեն մի հակադարձելի մեքենայի η -ն նույնպես կլինի այդպիսին: Ոչ հակադարձելի ցիկլի համար ոգտակար գործողության գործակիցը՝

$$\eta < \frac{T_1 - T_2}{T_1}, \quad (6.14 \text{ ա})$$

չի շեղենք, որ

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1},$$

որտեղ Q_1 -ը ջեռուցչի (բանոց մարմին) սովորական քանակություն է, իսկ Q_2 -ը՝ սառնարանի (բանոց մարմնից) ստացած ջերմության քանակությունը:

Սակայն, եթե մենք պրոցեսը դիտենք բացող մարմնի մեջ տեղի ունեցող փոփոխությունների տեսանկյունից, ապա Q_1 -ը և Q_2 -ը համապատասխանաբար բանոց մարմնի ստացած և տված ջերմության քանակություններն են: Ակնհերձ է, որ այս Q_1 և Q_2 մեծություններին պետք է վերապրել հակառակ նշաններ:

Մարմնի կողմից ստացած ջերմության Q_1 քանակությունը կհամարենք դրական, այդ դեպքում Q_2 -ը բացասական է:

Ուստի (6.14 ա) անհավասարությունը կգրվի այսպես.

$$\frac{Q_1 + Q_2}{Q_1} < \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

կամ

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} < 0, \quad (6.14բ)$$

Ակնհայտ է (տես 6.13), որ եթե մարմինը կատարում է հակադարձելի շրջանային պրոցես, ապա

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} = 0, \quad (6.14գ)$$

Հետագայում այս (6.14բ) և (6.14գ) առնչությունները կընդհանրացվեն:

Վերը ասածից պարզ է, թե ինչ պետք է արվի, որպեսզի ստացվի ջերմային մեքենայի հնարավոր առավել բարձր օպտակար գործողություն գործակից: Առաջին՝ պետք է ձգտել այն բանին, որ մեքենայի մեջ ըստ հնարավորին տեղի չունենան ոչ հակադարձելի պրոցեսներ, որպեսզի մեքենայի ցիկլը որքան հնարավոր է մոտ լինի հակադարձելի ցիկլին:

Երկրորդ՝ անհրաժեշտ է հնարավորին չափ բարձրացնել ջերմոցչի ջերմաստիճանը և իջեցնել սառնարանի ջերմաստիճանը [տես (6.14) բանաձևը]: Ինչ վերաբերում է բանոց մարմնի ընտրությանը, ապա այդ թեւադրյալ է տեխնիկական և էկոնոմիկական նպատակահարմարության նկատառումներով: Այն հանգամանքը, որ ժամանակակից ջերմային մեքենաներում գլխավորապես օգտագործվում է ջրային գոլորչին, բացատրվում է ջրի մեծ մասշնչիությունը և նրա հետ վարովելու պարզությունը:

Շոգեուժային սարքերի պրոցեսը տեխնիկայում ձևք է բերվում ջերմոցչի ջերմաստիճանի բարձրացումով (որպես սառնարան սովորաբար ծառայում է շրջապատի օդը): Սակայն շոգեուժային սարքերի

հետ հաջողություններով մրցում են ներքին արժան շարժիչները, որոնցում որպես բանող մարմինն ծառայում է օդի և համապատասխան վառելանյութի խառնուրդը: Այս դեպքում ձեռք բերվող ջերմաստիճանները զգալի կերպով ավելի բարձր են, հետևապես և ալդեհիդի մեքենաների օգտակար գործողության գործակիցը ավելի մեծ է: Միաժամանակ այդ շարժիչներում վերացված է վառարանից ջերմություն հաղորդելու ոչ հակադարձիչ պրոցեսը, որը նույնպես բարձրացնում է օ. գ. պ.-ն:

Սակայն անհրաժեշտ է ի նկատի ունենալ, որ հակադարձելի պրոցեսը իդեալական պրոցես է, և գործնականում լրիվ հակադարձելիություն չի կարող ապահովվել: Այդ պատճառով ջերմային մեքենայի օգտակար գործողության գործակիցի այն արժեքը, որ արվում է (6.14) բանաձևով փաստորեն անհասանելի վերին սահման է, որին, սակայն, սկզբունքորեն որքան ասես կարելի է մոտենալ:

§ 8. Ապատ էներգիա

Մենք համոզվեցինք, որ սխտեմի ներքին էներգիան ոչ միշտ կարող է օգտագործվել մեխանիկական աշխատանք ստանալու համար:

Այս հանգամանքը մեզ ստիպում է տարրերել այն ամբողջ էներգիան, որով օժտված է մարմինը կամ մարմինների սխտեմը, նրա լայն մասից, որը տվյալ պայմաններում կարելի է օգտագործել աշխատանք ստանալու համար:

Պատկերացնենք մի մարմին, օրինակ դադ, որի մեջ կարող են տեղի ունենալ լողարձակման կամ սեղմման իզոթերմ ճակագրական պրոցեսներ: Դրա համար զազը պետք է տեղավորվի թերմոստատի մեջ (տես էջ 143) կամ կոնտակտի մեջ դրվի հաստատուն ջերմաստիճան և մեծ ջերմունակություն ունեցող մարմնի հետ:

Ընդարձակվելով զազը կարող է մեխանիկական աշխատանք կատարել, ուստի թերմոստատից և զազից կազմված մեր սխտեմը օժտված է որոշ էներգիայով: Սխտեմի էներգիայի այն մասը, որը տվյալ պայմաններում կարող է օգտագործվել մեխանիկական աշխատանքի վերափոխվելու համար, կոչվում է ապատ էներգիա:

Ուստի սխտեմը չի կարող կատարել այնքան աշխատանք, որը զերազանցի նրա ազատ էներգիայի արժեքը:

Այս իմաստով մենք այստեղ ունենք մեխանիկական սխտեմից փոքր-ինչ տարրերվող մի իրադրություն:

Մեխանիկայում, ինչպես հայտնի է, մարմնի կամ մարմինների սխտեմի էներգիան հավասար է կինետիկ և պոտենցիալ էներգիաների գումարին: Մեխանիկայում դիտարկվող մակրոսկոպիկ մարմինների էներ-

գիտյի այս երկու ձևերն էլ կարող են ամբողջությամբ փոխակերպվել մեխանիկական աշխատանքի: Իսկ մոլեկուլյար սիստեմի ներքին էներգիան տվյալ դեպքում չի կարող ամբողջությամբ վերածվել աշխատանքի:

Ուստի, եթե մենք հետաքրքրվում ենք այն աշխատանքի մեծությամբ, որը տվյալ վիճակում կարող է կատարել սիստեմը իդոթերմ պրոցեսի ժամանակ, ապա ներքին էներգիան այդ վիճակի համար բնութագիր է: Ներքին էներգիան բնորոշում է սիստեմի վիճակը, եթե մենք հետաքրքրվում ենք այն աշխատանքով, որը սիստեմը կարող է կատարել ադիաբատ պրոցեսի ժամանակ: Իրոք, ադիաբատ պրոցեսի ժամանակ կատարված աշխատանքը հավասար է ներքին էներգիայի փոփոխությանը (նվազմանը): Իսկ ազատ էներգիան պետք է բնութագրի սիստեմը նրա «աշխատունակության» տեսանկյունից նրա վիճակի իզոթերմ փոփոխության (ժափայի փոփոխության) ժամանակ:

Որպեսզի հնարավոր լինի լուրաքանչլուր վիճակին վերադրել ազատ էներգիայի որոշակի թվային արժեք, անհրաժեշտ է, որևէ վիճակ ընդունել որպես հաշվանքի (ОТСЧЕТ) սկիզբ, այնպես, ինչպես այդ արվում է մեխանիկայում պտենցիալ էներգիան որոշելու համար:

Ազատ էներգիայի արժեքի բացարձակ մեծության այս անորոշությունը ոչ մի դժվարություն չի առաջացնում, քանի որ էական է ոչ թե սիստեմի ազատ էներգիայի իր արժեքը, այլ նրա փոփոխությունը, որով հենց որոշվում է աշխատանքը:

Հիշենք, նաև, որ մարմնի ընդարձակման կամ սեղմման աշխատանքը ունի որոշակի արժեք, եթե պրոցեսը ընթանում է հավասարակշռված եղանակով, այսինքն՝ կվադիստատիկ կերպով:

Այսպիսով, սիստեմի ազատ էներգիան չափվում է այն աշխատանքով, որ կարող է կատարել սիստեմը (օրինակ իդեալական գազը), իզոթերմ և հակադարձելի կերպով փոփոխելով իր վիճակը այն վիճակից, որի մեջ նա գտնվում է, մինչև մեր կողմից ընտրված սկզբնական վիճակը, որտեղ ազատ էներգիան ընդունվում է հավասար զրոյի (հաշվանքի սկիզբ):

Եթե սիստեմի ազատ էներգիան նշանակենք F -ով, ապա հակադարձելի իզոթերմ պրոցեսի ժամանակ սիստեմի կատարած անվերջ փոքր dA աշխատանքը՝

$$dA = -dF, \quad (6.15)$$

Եթե, օրինակ, սիստեմի վիճակի փոփոխությունը հանգում է մարմնի իզոթերմ ընդարձակմանը (նրա ժափայի մեծացմանը), որի ժամանակ աշխատանքը դրական է, ապա մինչև նշանը նշանակում է, որ այդ ժամանակ ազատ էներգիան փոքրանում է: Ընդհակառակը, մարմնի սեղմման շրջանակ (աշխատանքը բացասական է) ազատ

էներգիան, ի հաշիվ մարմինը (զազը) սեղմող արտաքին ուժերի, աճում է: Մասնավոր դեպքում, իդեալական գազի համար V_1 ծավալից մինչև V_2 ծավալը նրա իզոթերմ ընդարձակման ժամանակ, աշխատանքը, ինչպես հայտնի է, արտահայտվում է հետևյալ բանաձևով (մեկ մոլի համար)

$$A = RT \ln \frac{V_2}{V_1}, \quad (6.16)$$

(6.16) բանաձևի աջ մասը 1 մոլ գազի ազատ էներգիայի նվազումն է ալգպիտի ընդարձակման ժամանակ: Այդ նշանակում է, որ տվյալ ջերմաստիճանում գազի տվյալ մասսայի (որինակ մեկ մոլի) ազատ էներգիան այնքան ավելի մեծ է, որքան ավելի փոքր է նրա զբաղեցրած ծավալը, այսինքն, որքան ավելի շատ է նա սեղմված:

Հիշենք, որ իդեալական գազի ներքին էներգիան կախում չունի նրա զբաղեցրած ծավալից. բախում սեղմված մեկ մոլ գազը ունի նույնքան ներքին էներգիա, որքան և չսեղմված գազը նույն ջերմաստիճանում: Բայց սեղմված գազը ունի ավելի մեծ ազատ էներգիա, որովհետև նա իզոթերմ ընդարձակման ժամանակ կարող է կատարել ավելի մեծ աշխատանք:

Երբ այդ սեղմված գազը իզոթերմ կերպով ընդարձակվի (բարձրացնելով, որինակ, միոցր ծանրոցի հետ միասին) իրոք կատարում է աշխատանք, ապա այդ աշխատանքը կատարվում է ի հաշիվ այն ջերմության, որն անհրաժեշտ է հաղորդել գազին թերմոստատից կամ մի այլ, շատ մեծ ջերմունակություն ունեցող մարմնից (հակառակ դեպքում գազը կսառի, և պրոցեսը չի լինի իզոթերմ):

Բայց մենք, չնայած դրան, խոսում ենք գազի ազատ էներգիայի մասին. նպատակ ունենալով շեշտել, որ հատկապես գազն է հանդիսանում այն մարմինը, որի շնորհիվ հնարավորություն է ստեղծվում աշխատանք կատարել:

Եթե ծավալի իզոթերմ փոփոխության պրոցեսը ընթանում է ոչ հակադարձելի կերպով, քանի որ այս դեպքում կատարվող աշխատանքը ավելի փոքր է (սեես էջ 123), քան հակադարձելի պրոցեսի ժամանակ, ապա ազատ էներգիայի փոփոխությունը կլինի ավելի մեծ, քան կատարած աշխատանքը, այնպես որ (6.15) բանաձևը պետք է գրել

$$dA < dF$$

տեսքով:

Անհավասարության նշանը վերաբերվում է ոչ հակադարձելի, իսկ հավասարության նշանը՝ հակադարձելի պրոցեսին:

Հնարավոր են նաև ալնայինի զեպեր, երբ ազատ էներգիայի փոփոխությունը ընդհանրապես աշխատանքի կատարում չի ուղեկցում:

Մասնավորապես, երբ իդեալական զազր ընդարձակվում է դատարկության մեջ, այդ զեպում ոչ մի աշխատանք չի կատարվում: Գազի ջերմաստիճանը, հետևաբար և ներքին էներգիան մնում են անփոփոխ: Մինչդեռ գազի ազատ էներգիան փոքրանում է, քանի որ փոքրանում է այն աշխատանքը, որ կարող է կատարել գազը: Այդ նրանից է, որ գազի ընդարձակումը դատարկության մեջ չնայած իզոթերմ է, բայց նա ամբողջությամբ ոչ հակադարձելի է:

Այս պարապրաֆի սկզբում ընդգծվեց, որ ազատ էներգիան ընդունում է մարմնի վիճակը: Մեզ մնում է այժմ ապացուցել, որ իրոք նա հանդիսանում է վիճակի ֆունկցիա, այսինքն՝ մեզ անհրաժեշտ է ապացուցել, որ երբ մարմինը իզոթերմ և հակադարձելի կերպով մի վիճակից անցնում է մյուսին, ապա նրա կատարած աշխատանքը, որը հավասար է մարմնի ազատ էներգիաների տարբերությանը այդ վիճակներում, կախում չունի նրա անցած ճանապարհից:

Այս անմիջականորեն բխում է նրանից, որ իզոթերմ հակադարձելի շրջափառումն պրոցեսի մասնակի աշխատանքը հավասար է զրոյի:

Իրոք, ենթադրենք, թե մարմինը 1 վիճակից 2 վիճակին կարող է անցնել երկու տարբեր ճանապարհներով (իզոթերմ կերպով) առաջին ճանապարհի վրա կատարելով A_1 աշխատանք, իսկ երկրորդի վրա՝ A_2 : Բայց այդ զեպում, մենք կարող ենք մեր մարմինը 1 վիճակից 2 վիճակին բերել մի ճանապարհով և ետ վերադարձնել մյուս ճանապարհով, կատարելով շրջանալին պրոցես:

Այդ զեպում կատարված ամբողջ աշխատանքը

$$A_1 - A_2 = 0$$

և, հետևաբար,

$$A_1 = A_2$$

Այս նշանակում է, որ մարմնի կատարած աշխատանքը կախում ունի միայն մարմնի սկզբնական և վերջնական վիճակներից: Հետևաբար ազատ էներգիան վիճակի ֆունկցիա է:

Սաուրե տալիս ենք ազատ էներգիայի ընդհանուր բանաձևը:

§ 9. Էնտրոպիա

Մի անգամ ևս անդրադառնանք Կարնոյի, մեր կողմից արդեն դիտարկված, շրջանալին պրոցեսին և ավելի մեծ ուշադրություն դարձնենք վիճակի այն փոփոխություններին, որ կրում էր բաժող մարմինը այդ պրոցեսում:

Հիշենք, որ բանոց մարմինը P_0 ճնշումով և T_0 ջերմաստիճանով բնորոշվող ելման Λ վիճակից հաջորդաբար կատարվող խզոթերմ և ադիաբատ ընդարձակումներով անցավ C վիճակին, երբ նա արդեն ընդունել էր սառնարանի ջերմաստիճանը: Վիճակի այդ փոփոխությունը տեղի ունեցավ ջեոուցչի կողմից բանոց մարմնին տրված Q_0 ջերմության հաշվին: Բանոց մարմնի հակառակ անցումը C վիճակից ոկզբնական՝ A վիճակին իրականացվեց մարմնի երկու հաջորդական իզոթերմ և ադիաբատ սեղմումներով: Սկզբնական վիճակին այդ վերադարձի ժամանակ անջատված ջերմության քանակությունը հավասար է Q_1 , ընդ որում, ինչպես մենք տեսանք $Q_1 < Q_0$: Այսպիսով, ստացվում է, որ միևնույն մարմնի հակադարձելի անցումը A վիճակից C վիճակին և հակառակ անցումը C -ից A -ին ուղեկցվում է կլանված ու անջատված ջերմությունների ոչ միատեսակ քանակություններով: Ակնհայտ է, որ այդ հետևանք է այն բանի, որ երկու անցումները կատարվել են տարբեր ճանապարհներով, մի դեպքում (A -ից C) ընդարձակման պրոցեսը ընթացել է ավելի բարձր ճնշման տակ, ըսն սեղմման պրոցեսները մյուս դեպքում (C -ից A անցման ժամանակ): Պարզ է, որ եթե մենք C -ից A անցումը իրականացնեինք նույն ճանապարհով, ինչ որ ուղիղ անցումը, այսինքն՝ CBA և ոչ թե CDA կորով (տես նկ. 6.4), ապա ուղիղ անցման ժամանակ ժախսված ջերմության քանակությունը ճիշտ հավասար կլիներ հակառակ անցման ժամանակ անջատված ջերմությանը:

Այստեղից հետևում է շատ կարևոր եզրակացություն, որի վրա արդեն մենք հրավիրել ենք ընթերցողների ուշադրությունը, որ ջերմության քանակությունը, որը պիտք է տրվի մարմնին կամ վերցվի նրանից մի վիճակից մյուսին անցնելու ժամանակ, միարժեք կերպով չի որոշվում սկզբնական և վերջնական վիճակներով, այլ էապես կախում ունի այդ անցման իրականացման եղանակից: Այլ կերպ ասած, ջերմության Q քանակությունը չի հանդիսանում մարմնի վիճակի ֆունկցիա, ինչպես, օրինակ, ներքին U էներգիան (կամ ազատ F էներգիան): Այս, ի միջի այլոց, բխում է թերմոդինամիկայի առաջին սկզբունքի հավասարումից

$$dQ = du + dA,$$

քանի որ մարմնի կատարած (կամ մարմնի նկատմամբ կատարված) dA աշխատանքը, իհարկե, կախում ունի այն բանից, թե ինչ ճանապարհով է նա կատարվում, մինչդեռ ներքին էներգիայի du փոփոխությունը կախում չունի այն բանից, թե հատկապես ինչ ձևով է տեղի ունենում վիճակի փոփոխությունը:

Բայց եթե ջերմաստիճանում մարմնին տրված և մարմնի կողմից T_1 ջերմաստիճանում սառնարանին փոխանցած ջերմության Q_0 և Q_1 քանակությունները իրար հավասար չեն, ապա, ինչպես մենք ասեանք [տես (6.13) բանաձևը], այդ ջերմությունների հարաբերությունը այն ջերմաստիճաններին, որոնց ժամանակ նրանք կլանվել կամ անջատվել են, թվապես հավասար են միմյանց (բայց ունեն հակառակ նշաններ)

$$\left| \frac{Q_0}{T_0} \right| = \left| \frac{Q_1}{T_1} \right|,$$

$\frac{Q}{T}$ հարաբերությունը Լորենցի անվանում են թերված ջերմություն, այնպես որ վերջին հավասարումը խոսում է շրջանային պրոցեսում բանոց մարմնի ստացած և աված թերված ջերմությունների հավասարության մասին:

Ջերմության այս առանձնահատկությունը հնարավորություն է տալիս մտցնել հատուկ թերմոդինամիկական մի մեծություն՝ էնտրոպիա, որը ֆիզիկայում ունի հիմնական նշանակություն: Լեյդ մեծության կարևորությունը, ինչպես ցույց կտրվի ստորև, բնորոշվում է նրանով, որ նա վիճակի ֆունկցիա է, և այն դերով, որ նա խաղում է թնության բոլոր պրոցեսներում և մասնավորապես ջերմությունը աշխատանքի փոխակերպվելու պրոցեսում¹:

Մարմնի կամ մարմինների սխառեմի վիճակի ամեն մի փոփոխություն ընդհանուր դեպքում կարելի է ներկայացնել որպես անվերջ մեծ թվով անվերջ փոքր փոփոխությունների արդյունք: Վիճակի ամեն մի ալդպիսի անվերջ փոքր փոփոխության ժամանակ սխառեմը կամ կլանում, կամ անջատում է ջերմության անվերջ փոքր dQ քանակություն (եթե պրոցեսը ադիաբատ չէ): Պայմանավորվենք dQ -ն համարել ջրական, երբ սխառեմը կլանում է ջերմություն և բացասական, երբ նա անջատում է ջերմություն:

Կարելի է ցույց տալ, որ եթե սխառեմը վիճակի ինչ-որ փոփոխությունների հետևանքով հակադարձելի կերպով A վիճակից անցնում է B վիճակին, ապա ջերմությունների բերված քանակությունների գումարը, այսինքն՝

$$\int_A^B \frac{dQ}{T}$$

¹ «Էնտրոպիա» բառը ծագում է հունական εντροπία՝ այլակերպել (գարձնել) բառից և առաջարկվել է Թերմոդինամիկայի հիմնադիրներից մեկի՝ Կլաուդիուսի Կոլմից:

մեծությունը կախում չունի ալն ճանապարհից, որով կատարվում է անցումը A-ից B: Իրա համար բավական է ցույց տալ, որ շրջանալին պրոցեսի ժամանակ, երբ սկզբնական ու վերջնական վիճակները համընկնում են, ալք ինտեգրալը հավասար է զրոյի

$$\oint \frac{dQ}{T} = 0:$$

Նախ ապացուցենք, որ որի է շրջանալին պրոցեսում $\oint \frac{dQ}{T}$ չի

կարող դրական մեծություն լինել:

Ենթադրենք, որն է M մարմին վիճակի ինչ-որ փոփոխությունների հետևանքով վերադառնում է նյախ վիճակին, ալսինքն՝ կատարում է շրջանալին պրոցես: Պրոցեսի ժամանակ մարմինը առաքել է կլանել է ջերմություն: Պատկերացնենք, թե M մարմնի առաքած ջերմությունը հաղորդվում է մի որն է ջերմալին ռեզերվուարի (մեծ ջերմունակություն ունեցող մարմնի), որի ջերմաստիճանը T_0 է: Ալք հաղորդումը կարելի է իրականացնել հակադարձելի կերպով, օրինակ, Կարնոյի շրջանալին ցիկլ կատարող միջանկյալ մարմնի միջոցով, ալնպես որ M մարմինը միջանկյալ մարմնի համար կծառալի որպես ջեռուցիչ, իսկ ռեզերվուարը՝ սառնարան:

Ինչպես արդեն ցույց տրվեց Կարնոյի ցիկլի դիտարկման ժամանակ, M մարմնից T ջերմաստիճանում խլված ջերմության dQ քանակությունը է ռեզերվուարին T_0 ջերմաստիճանում տրված ջերմության dQ' քանակությունը իրար հավասար չեն, սակալն $\frac{dQ}{T}$ է $\frac{dQ'}{T_0}$ հարաբերությունները հավասար են: Այստեղից հետևում է, որ

$$dQ' = \frac{T_0}{T} dQ, \quad (6.17)$$

եթե $T_0 < T$, ապա ռեզերվուարը կատարում է սառնարանի դեր, իսկ M մարմինը՝ ջեռուցիչ: Եթե, ընդհակառակը, $T_0 > T$, ռեզերվուարը է M մարմինը փոխանակում են իրենց դերերը:

Ալն բանից հետո, երբ M մարմինը կվերջացնի շրջանալին ցիկլը, մարմնի կորցրած ջերմության ամբողջ քանակությունը, ինչպես ալք երևում է (6.17)-ից, պետք է հավասար լինի

$$\oint T_0 \frac{dQ}{T}$$

կամ, քանի որ ռեզերվուարի ջերմունակությունը շատ մեծ է, է նրա

շերմաստիճանը այդ պատճառով մնում է հաստատուն, այս մեծությունը հավասար է

$$T_0 \oint \frac{dQ}{T},$$

Մարմնի կատարած պրոցեսը շրջանային է: Այդ պատճառով նա վերջիվերջո ոչ մի փոփոխություն չի կրի: Միջանկյալ մարմինը նույնպես կատարում է շրջանային պրոցես: Նշանակում է, նրանում ես ոչ մի փոփոխություն չի առաջանա:

Եթե $\oint \frac{dQ}{T}$ մեծությունը լինելի դրական, ապա այդ կնշանակելի,

որ մարմնի կորցրած ջերմության $T_0 \oint \frac{dQ}{T}$ քանակությունը ամբողջ-

ությամբ վեր է ածվել աշխատանքի, այն դեպքում, երբ ոչ M մարմինը, ոչ էլ միջանկյալ մարմինը չեն փոփոխել իրենց վիճակները: Բայց այդ, ըստ Թոմսոնի սկզբունքի անհնար է: Նշանակում է, այն ենթադրությունը, որ $\oint \frac{dQ}{T} > 0$, ճիշտ չէ:

Հեշտ է տեսնել, որ $\oint \frac{dQ}{T}$ չի կարող նաև բացասական լինել.

Իրոք, եթե վիճակի բոլոր փոփոխությունները տարվեն հակառակ ուղղությամբ, ապա ջերմության յուրաքանչյուր քանակությունը կփոխի իր նշանը, և եթե ուղիղ պրոցեսի ժամանակ $\oint \frac{dQ}{T} < 0$, ապա հակառակ պրոցեսի ժամանակ այս ինտեգրալը կդառնա դրական, որը, ինչպես մենք հենց նոր տեսանք, հնարավոր չէ: Նշանակում է, $\oint \frac{dQ}{T}$

չի կարող լինել նաև բացասական: Բայց եթե նա չի կարող լինել ոչ բացասական, ոչ դրական, ապա այդ նշանակում է, որ հակադարձելի շրջանային պրոցեսների համար, որոնք մենք աշխտեղ գիտարկում ենք,

$$\oint \frac{dQ}{T} = 0, \quad (6.18)$$

[Այս հավասարման մասնավոր դեպքը (6.14գ) հավասարումն է]:

Այս թր հերթին նշանակում է, որ ամեն մի հակադարձելի ոչ շրջանային պրոցեսում $\int \frac{dQ}{T}$ արժեքը կախում չունի այն ճանապարհից, որով տեղի է ունենում պրոցեսը:

Այս իրավունք է տալիս մեզ պնդելու, որ գոյություն ունի ինչ-որ մեծություն, նշանակենք այն S տառով. որը նանդիսանում է սխտեմի վիճակի ֆունկցիա և որի $S_B - S_A$ փոփոխությունը, երբ սխտեմը հակադարձելի կերպով A վիճակից անցնում է B վիճակին, նվաստ է

$$S_B - S_A = \int_A^B \frac{dQ}{T}, \quad (6.18a)$$

(6.18a) հավասարումը հնարավորություն է տալիս որոշելու ոչ թե ֆունկցիայի տվյալ վիճակին համապատասխանող բացարձակ արժեքը. այլ միայն նրա փոփոխությունը մի վիճակից մյուսին անցնելու ժամանակ: Սակայն, ինչպես նման դեպքերում վարվում են, կարելի է ընտրել մի որևէ վիճակ, որին վերագրվում է S -ի զրո արժեքը. և դրա հետ համեմատել մնացած այլ վիճակները: Այդ պատճառով նևտադալում կընդունենք, որ հենց S ֆունկցիան է նվաստ

$$S = \int \frac{dQ}{T} \quad (6.19)$$

ինտեգրալին:

Հենց S -ի այս ձևով ընտրված արժեքն է, որ կոչվում է էնտրոպիա:

Փորձնականում միշտ պահանջվում է իմանալ ոչ թե S -ի մեծությունը, այլ միայն նրա փոփոխությունը սխտեմի վիճակի փոփոխության դեպքում: Այդ պատճառով էլ բոլորովին միևնույնն է, թե հատկապես որ վիճակին ենք վերագրում զրոյական էնտրոպիան: Ընդունված է (ինկ դրա համար կա բավարար հիմք) համարել, որ էնտրոպիան հավասար է զրոյի ջերմաստիճանի բացարձակ զրոյում:

Նշանակում է, տվյալ վիճակում սխտեմի էնտրոպիան գտնելու համար պետք է նրան որևէ հակադարձելի ճանապարհով (կարևոր չէ, թե հատկապես ինչպիսի) այդ վիճակից բերել զրոյական վիճակի (այդ կարելի է անել մտքով) և գտնել $\int \frac{dQ}{T}$ -ի արժեքը այդ ճանապարհի վրա: Հասկանալի է, որ սխտեմի էնտրոպիան բոլորովին կախում չունի այն, քանից, թե իրոք կկատարվի այդ հակադարձելի պրոցեսը, թե ոչ:

Նույնի վերաբերում է նաև էնտրոպիայի փոփոխությանը: Համաձայն (6.18a)-ի, որպեսզի որոշվի սխտեմի էնտրոպիայի արժեքները

աւարրիւթիւնը, նրա երկու (հալասարակշիւթ) A և B վիճակներում անհրաժեշտ է սխտեմբ ուրեւ հակադարձելի պրոցեսով A վիճակից լերել B վիճակին և հաշիւել $\int_A^B \frac{dQ}{T}$ -ի արժեքը ալդ պրոցեսի համար:

Այն սխտեմի էնտրոպիայի փոփոխութիւնը, որին հաղորդվել է ջերմութիւն անվերջ փոքր dQ քանակութիւն, պարզ է, որ որոշ-վում է

$$dS = \frac{dQ}{T} \quad (6.20)$$

ստնչութիւնը:

Մաթեմատիկական տեսակետից ալս հալասարումը հետաքրքրա-կան է նրանով, որ dQ մեծութիւնը, որը լրիվ դիֆերենցիալ չէ, որովհետեւ Q -ն վիճակի ֆունկցիա չէ (տես 310 էջի ժանթութիւնը), դառնում է լրիվ դիֆերենցիալ T -ի վրա բաժանելուց հետո: Այսպիսով, $\frac{1}{T}$ մեծութիւնը dQ -ի համար հանդիսանում է ինտեգրող բազմապատ-կիչ: Մինչև անգամ ձեականորեն, մաթեմատիկական մոտեցումով, ջերմաստիճանը կարելի է որոշել որպես մի մեծութիւն, որի հակա-դարձ արժեքը dQ -ի ինտեգրող բազմապատկիչն է:

Օգտվելով (6.20) հալասարումից և հիշելով, որ $dQ = dU + dA$ (թերմոդինամիկայի առաջին սկզբունքը), կստանանք

$$TdS = dU + dA \quad (6.20a)$$

Այս հալասարումը կրում է թերմոդինամիկական նույնութիւն անունը: Այն հաճախ անվանում են թերմոդինամիկայի երկրորդ սկզբ-ունք՝ հակադարձելի պրոցեսների համար:

Իրապես թերմոդինամիկայի երկրորդ սկզբունքը հակադարձելի պրոցեսների համար կայանում է նրանում, որ սխտեմը կարող է բնութագրվել վիճակի ֆունկցիայով՝ էնտրոպիայով, որը որոշվում է (6.20) կամ (6.20a) հալասարումներով: Այս ֆունկցիայի խորը ֆիզիկա-կան իմաստը կպարզաբանվի ստորև:

Եթե սխտեմի կրած շրջանալին պրոցեսը ոչ հալադարձելի է, ապա

$$\oint \frac{dQ}{T} < 0, \quad (6.20բ)$$

Այս անհալասարութիւնը կոչվում է Կլաուզիուսի անհալասարու-թիւն:

կարնույի ոչ հակադարձելի ցիկլի մասնավոր դեպքի համար մենք արդեն համոզվեցինք (տես 6.14բ), որ բերված ջերմությունների զամարը

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} < 0:$$

(6.20բ) անհավասարությունը սրա ընդհանրացումն է ցանկացած սխառեմի համար: Այս անհավասարության խիստ ապացուցման համար ընթերցողը պետք է դիմի թերմոդինամիկայի հատուկ դասընթացներին:

Նույն չափով (6.18) հավասարումը (6.14գ) հավասարման ընդհանրացումն է:

Թերմոդինամիկական մի բանի առնչություններ: Էնտրոպիան լինելով մարմնի կամ մարմինների սխառեմի վիճակի ֆունկցիա, կարող է ծառայել որպես մարմնի (օրինակ, գազի) վիճակի նույնպիսի պարամետր, ինչպիսիք են մեզ արդեն հայտնի մեծությունները՝ T ջերմաստիճանը, P ճնշումը և V ծավալը:

Ժիշտ ալնպես, ինչպես այդ մեծություններից յուրաքանչյուրը ֆունկցիա է մյուս երկուսի, էնտրոպիան էլ կարող է արտահայտվել P , V և T պարամետրերից որևէ երկուսի միջոցով: Ցույց տանք, թե ալդ ինչպես կարելի է անել: Դա հատկապես կարեոր է, քանի որ էնտրոպիան ջերմաստիճանի, ծավալի կամ ճնշման նման անմիջապես չի կարող չափվել փորձի միջոցով: (6.20ա) հավասարումը արտագրենք հաշվի առնելով, որ $dA = pdV$, կատանանք.

$$dS = \frac{dU + pdV}{T}$$

կամ

$$dU = TdS - pdV, \quad (6.20գ)$$

Այս հավասարության մեջ մտնող T , S , p և V չորս մեծություններից յուրաքանչյուր երկուսը կարելի է ընտրել որպես անկախ փոփոխական, որոնց միջոցով կարտահայտվեն մնացածները:

Անալիզի դասընթացից հայտնի է, որ եթե x -ը և y -ը $U(x, y)$ ֆունկցիայի անկախ փոփոխականներն են և dU -ն նրա լրիվ դիֆերենցիալն է, ապա

$$dU = \frac{\partial U}{\partial x} dx + \frac{\partial U}{\partial y} dy$$

և

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x \partial y} = \frac{\partial^2 U}{\partial y \partial x},$$

Կատարելով (6.20դ)-ի կրկնակի դիֆերենցում, կստանանք՝

$$\frac{\partial T}{\partial x} \cdot \frac{dS}{dy} - \frac{\partial T}{\partial y} \frac{\partial S}{\partial x} = \frac{\partial P}{\partial x} \frac{\partial V}{\partial y} - \frac{\partial p}{\partial y} \frac{\partial V}{\partial x}, \quad (6.20դ)$$

Այս հավասարության մեջ x -ի և y -ի փոխարեն կարելի է տեղադրել T , S , p և V չորս մեծություններից ցանկացած երկուսը: Ենթադրենք, օրինակ, սխառեմի վիճակը փոփոխվում է շնորհիվ ծավալի dV և ջերմաստիճանի dT փոփոխությունների. հաշվենք էնտրոպիայի՝ դրանով պայմանավորված dS փոփոխությունը:

Այդ նշանակում է, որ (6.20դ) հավասարության մեջ մենք x -ի և y -ի փոխարեն պետք է համապատասխանաբար տեղադրենք $x = V$ և $y = T$, այսինքն՝

$$\frac{\partial T}{\partial V} \cdot \frac{\partial S}{\partial T} - \frac{\partial T}{\partial T} \frac{\partial S}{\partial V} = \frac{\partial P}{\partial V} \cdot \frac{\partial V}{\partial T} - \frac{\partial p}{\partial T} \cdot \frac{\partial V}{\partial V},$$

բայց եթե T -ն և V -ն անկախ փոփոխականներ են, ապա

$$\frac{\partial T}{\partial V} = \frac{\partial V}{\partial T} = 0$$

և, հետևապես,

$$\left(\frac{\partial S}{\partial V} \right)_T = \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V, \quad (6.21)$$

Բացի դրանից, նկատի ունենալով, որ dS -ը լրիվ դիֆերենցիալ է, կունենանք

$$dS = \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_V dT + \left(\frac{\partial S}{\partial V} \right)_T dV, \quad (6.21ա)$$

Վերջին հավասարությունը նշանակում է, որ էնտրոպիայի լրիվ աճը ստացվում է որպես էնտրոպիայի երկու աճերի գումար, որոնք առաջանում են, առանձին-առանձին վերցրած, ջերմաստիճանի և ծավալի մեծացման հետևանքով:

$$dS = \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_V dT + \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V dV, \quad (6.21բ)$$

Այս (6.21բ) հավասարության աջ մասի առաջին անդամը էնտրոպիայի (dS)_V փոփոխությունն է, որն առաջացել է միայն ջերմաստիճանի փոփոխության հետևանքով անփոփոխ ծավալի ($dV = 0$) դեպքում:

Համաձայն սահմանման [տես (6.20)]

$$(dS)_V = \frac{(dQ)_V}{T},$$

որտեղ $(dQ)_V$ -ն ջերմաթյունն այն քանակություներն է, որը հաղորդվել է մարմնին նրա վիճակը, հաստատուն ծավալի պայմաններում, փոփոխելու համար, այսինքն՝

$$(dQ)_V = C_V dT,$$

որտեղ C_V -ն մարմնի ջերմունակություներն է հաստատուն ծավալի դեպքում, հետևապես,

$$\left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_V dT = \frac{C_V}{T} dT$$

և վերջնականապես

$$dS = \frac{C_V dT}{T} + \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V dV, \quad (6.21\text{գ})$$

Այսպիսով, մենք dS -ը արտահայտեցինք փորձնական ճանապարհով չափվող P , V , T և C_V մեծություններով:

Ճիշտ նման եղանակով էնտրոպիայի dS փոփոխությունը կարելի է արտահայտել ջերմաստիճանի dT փոփոխության և ճնշման dp փոփոխության միջոցով, այսինքն՝ որպես անկախ փոփոխականներ ընտրելով T -ն և p -ն: Դրա համար (6.20դ) հավասարման մեջ x -ի և y -ի փոխարեն պետք է դնել T և p :

Կատանք՝

$$\frac{\partial T}{\partial T} \frac{\partial S}{\partial p} - \frac{\partial T}{\partial p} \frac{\partial S}{\partial T} = \frac{\partial p}{\partial T} \frac{\partial V}{\partial p} - \frac{\partial p}{\partial p} \cdot \frac{\partial V}{\partial T},$$

Բայց

$$\frac{\partial T}{\partial p} = \frac{\partial p}{\partial T} = 0,$$

քանի որ T -ն և p -ն անկախ փոփոխականներ են: Որպես արդյունք կստացվի (6.21)-ին համանման հավասարում՝

$$\left(\frac{\partial S}{\partial p}\right)_T = -\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p \quad (6.22)$$

և համապատասխանաբար (6.21գ)-ի նմանողովում՝

$$dS = \frac{C_p}{T} dT - \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p dp, \quad (6.22\text{ա})$$

Ինտեգրելով (6.21գ) և (6.22ա) հավասարումները, կարելի է հաշվել նյութի տվյալ մասնաչի, օրինակ 1 մոլի էնտրոպիան V ծավալի և T ջերմաստիճանի տվյալ արժեքների համար, որը նշանակենք $S(V, T)$ կամ p ճնշման և T ջերմաստիճանի համար՝ $S(p, T)$, և թե հայտնի են էնտրոպիայի $S(V_0, T_0)$ և $S(p_0, T_0)$ արժեքները, այդ պարամետրերի որևէ ալլ V_0 և T_0 կամ p_0 և T_0 արժեքների դեպքում։ Այնհայտ է, որ

$$S(V, T) - S(V_0, T_0) = \int_{T_0, V_0}^{T, V} \frac{C_V dT}{T} - \int_{T, V_0}^{T, V} \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V dV$$

և

$$S(p, T) - S(p_0, T_0) = \int_{p_0, T_0}^{p, T} \frac{C_p dT}{T} - \int_{p_0, T}^{p, T} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p dp.$$

Մասնավոր դեպքում, իդեալական գազի 1 մոլի համար.

$$\int_{T_0}^T \frac{C_V dT}{T} = C_V \ln \frac{T}{T_0},$$

բայց

$$\int_{V_0}^V \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V dV = R \ln \frac{V}{V_0}, \quad \text{քանի որ } \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V = \frac{R}{V}$$

և

$$\Delta S = S(V, T) - S(V_0, T_0) = C_V \ln \frac{T}{T_0} + R \ln \frac{V}{V_0},$$

Վերջին արտահայտությունից մասնավորապես երևում է, որ էնտրոպիան աճում է ինչպես ծավալի մեծացման, այնպես էլ ջերմաստիճանի մեծացման հետ։ Այսպես, օրինակ, եթե իդեալական գազը ընդարձակվում է իզոթերմ կերպով, այսինքն՝ $T = T_0$, ապա էնտրոպիայի փոփոխությունը՝

$$\Delta S = R \ln \frac{V}{V_0} \left(\ln \frac{T}{T_0} = 0 \right) \quad (6.22բ)$$

Ներքին էնեթալպիայի կախումը ծավալից։ Մենք արդեն ուշադրություն ենք դարձրել (տես գլ. II, §. 7) այն բանին, որ ոչ իդեա-

լական գաղի ներքին U էներգիան կախում ունի ոչ միայն մարմնի ջերմաստիճանից, այլև նաև V ծավալից (խառնիք)՝

$$U = f(T, V):$$

Նույն տեղում նշվել է նաև, որ ներքին էներգիայի փոփոխությունը, պայմանավորված ծավալի փոփոխությամբ, հաստատուն ջերմաստիճանում որոշվում է հետևյալ հավասարմամբ.

$$\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T = T\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V - p,$$

Այժմ, ոգտվելով ստացված թերմոդինամիկական առնչություններից, մենք կարող ենք արտածել այդ կարևոր հավասարումը: Դրա համար նորից ոգտագործենք թերմոդինամիկական (6.22ա) նույնությունը հետևյալ տեսքով.

$$dS = \frac{dU}{T} - \frac{pdV}{T} = \frac{1}{T}dU + \frac{1}{T}pdV,$$

Այն բանից, որ dU -ն լրիվ դիֆերենցիալ է, հետևում է, որ

$$dU = \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T dV + \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V dT,$$

այսինքն՝ սխառմի ներքին էներգիայի լրիվ փոփոխությունը հանդիսանում է գումարը նրա այն փոփոխությունների, որոնք առաջանում են ծավալի փոփոխությունից առանձին՝ $\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T dV$ և ջերմաստիճանի փոփոխությունից առանձին՝ $\left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V dT$:

Այստեղից էլ իր հերթին հետևում է, որ

$$dS = \frac{1}{T} \left[\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T + p \right] dV + \frac{1}{T} \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V dT,$$

Սրա հետ համեմատելով վերը ստացած (6.21բ) հավասարությունը՝

$$dS = \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V dV + \left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_V dT,$$

պարզ է դառնում (dV -ի գործակիցների համեմատությունից երկու հավասարումներում), որ

$$\frac{1}{T} \left[\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T + p \right] = \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V,$$

որտեղից և ստացվում է մեղ հետաքրքրող արտահայտությունը՝

$$\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T = T\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V - p, \quad (6.23)$$

Օգտակար է նշել, որ $T\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V$ արտահայտությունը ոչ այլ ինչ է, եթե ոչ $\frac{\partial Q}{\partial T}$, այսինքն ծավալի միավոր փոփոխությանը բաժին ընկնող ջերմության այն քանակությունը, որը պետք է հաղորդել մարմնին, որպեսզի նրա ծավալը աճի, բայց ջերմաստիճանը այդ ժամանակ մնա հաստատուն: Իդեալական գազի համար

$$T\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V = p$$

և այդ պատճառով

$$\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T = 0,$$

Գիրառենք (6.23)-ը այն գազի ներքին էներգիան հաշվելու համար, որի վիճակը նկարագրվում է Վան-դեր-Վալսի

$$p = \frac{RT}{V-b} - \frac{a}{V^2}$$

հավասարումով:

Ինչպես հեշտ է տեսնել, այդ դեպքում

$$T\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V = \frac{RT}{V-b}$$

և

$$\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T = \frac{a}{V^2},$$

Այստեղից

$$dU = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V dT + \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T dV = C_V dT + \frac{a}{V^2} dV$$

և, հետևաբար,

$$U = \int C_V dT + \int \frac{a}{V^2} dV = C_V T - \frac{a}{V} + B,$$

որտեղ B -ն ինտեգրման հաստատունն է: Նրա արժեքը կարելի է որոշել այն պայմանից, որ իբր $V \rightarrow \infty$, այսինքն, երբ գազը դառնում է

անվերջ նոսրացած, նա պետք է ունենալ լիքնալսկան զապի հասկաթյուններով, որի համար

$$U = C_V dT - \frac{i}{2} RT;$$

Բայց դա նշանակում է, որ

$$B = 0$$

և Վան-դեր-Վաալսյան գազի ներքին էներգիան՝

$$U = C_V T - \frac{a}{V}, \quad (6.23a)$$

Այստեղից հետևում է, որ այդպիսի գազի ներքին էներգիան ստացվում է որպես մոլեկուլների կինետիկ էներգիայի ($C_V T$), որը որոշվում է ջերմաստիճանով, և մոլեկուլների փոխազդեցության ուժերով պայմանավորված պոտենցիալ էներգիայի $\left(-\frac{a}{V}\right)$ գումար: Հասկանալի է, որ այս վերջինս իր թվական արժեքով նվազում է մոլեկուլների միջև եղած հեռավորությունների մեծացմանը զուգընթաց (քանի որ դրա հետ նվազում են փոխազդեցության ուժերը), այսինքն՝ գազի զրաված ծավալի մեծացմանը զուգընթաց:

Էնթալպիան փակ սխեմում սեղի ունեցող հակադարձելի պրոցեսների ժամանակ: Միանգամայն ակնհայտ է, որ ծավալի անփոփոխական հակադարձելի փոփոխության ժամանակ՝

$$dS = 0,$$

քանի որ

$$dQ = 0,$$

այսինքն՝ ադիաբատ պրոցեսի ժամանակ էնտրոպիան մնում է հաստատուն: Ծավալի իզոթերմ փոփոխության ժամանակ ևս էնտրոպիան մնում է անփոփոխ, եթե հաշվի առնենք ոչ միայն ընդարձակվող (կամ սեղմվող) մարմնի էնտրոպիան, այլև ջերմության ալն աղբյուրների էնտրոպիան, որոնց հաշվին տեղի է ունեցել մարմնի ընդարձակումը (կամ ալն մարմինների էնտրոպիան, որոնց մարմինը տվել է իր ջերմությունը սեղմվելու պրոցեսում):

Այս դեպքում գիտարկվող սխեմներ (մարմին + ջերմության աղբյուր) փակ է:

Կամավոր հակադարձելի պրոցեսի ժամանակ փակ սխեմում էնթալպիան մնում է անփոփոխ

$$dS = 0;$$

§ 19. Էնտրոպիայի աճման օրենքը: Թերմոդինամիկայի երկրորդ սկզբունքը

Էնտրոպիայի ամենակարևոր առանձնահատկությունը նրա վարքն է ոչ հավադարձելի պրոցեսների ժամանակ: Դա հատկապես կարևոր է, քանի որ, ինչպես արդեն նշվել է, հակադարձելի պրոցեսն հասկացությունը իդեալականացում է: Չէ՞ որ հակադարձելի պրոցեսի ժամանակ սխտեմը պրոցեսի յուրաքանչյուր ստադիայում պետք է դառնա թերմոդինամիկական հավասարակշռության վիճակում: Հավասարակշռության ստեղծման համար պահանջվում է ժամանակ, և ուղե պատճառով, որպեսզի պրոցեսը լինի լրիվ հակադարձելի, պետք է ընթանա անվերջ դանդաղ, մի բան, որը իհարկե երբեք տեղի չի ունենում:

Իսկ ոչ հակադարձելի պրոցեսների ժամանակ փակ սխտեմներում էնտրոպիան, ինչպես ցույց են տալիս փորձը և տեսությունը, միշտ աճում է և այս հատկությունը նույնքան հատուկ է էնտրոպիային, որքան էներգիային հատուկ է պահպանվելը փակ սխտեմներում, ցանկացած պրոցեսների ժամանակ:

Հատկապես այն պատճառով, որ էներգիան փակ սխտեմում օժաված է պահպանվելու հատկությամբ, նա (էներգիան) չի կարող ծառայել որպես ֆունկցիա, որը ցույց տար, թե ինչ ուղղությամբ են ընթանում պրոցեսները այդպիսի սխտեմում, չէ՞ որ վիճակի յուրաքանչյուր փոփոխության ժամանակ էներգիան պրոցեսի սկզբում և վերջում միևնույնն է, նա այդ պատճառով հնարավորություն չի տալիս տարբերելու սկզբնական և վերջնական վիճակները: Իսկ էնտրոպիան բնական կարգով ընթացող պրոցեսներում միշտ աճող է և հնարավորություն է տալիս դատելու, թե պրոցեսի որ ուղղությունն է հնարավոր և որը՝ ոչ, որ վիճակն է սկզբնականը և որը վերջնականը:

Եթե, օրինակ, մենք խառնում ենք տարբեր ջերմաստիճան ունեցող ջրի երկու մասսաներ, ապա դժվար չէ համոզվել, որ երկու մասսաների էնտրոպիաների գումարը մինչև խառնելը աճելի փոքր է, քան միջանկյալ ջերմաստիճան ունեցող խառնուրդի էնտրոպիան: Պարզ է, որ խառնվելու պրոցեսը կարող է ընթանալ ինքնաբերաբար, բայց խառնված մասսաների առանձնացման հակառակ պրոցեսը ոչ մի դեպքում տեղի ունենալ չի կարող, քանի որ նրան կուղեկցեր էնտրոպիայի նվազում:

Բոլոր պրոցեսներում էլ էնտրոպիայի աճը չի կարող ընթանալ անսահմանորեն, այլ միայն մինչև տվյալ սխտեմի համար բնորոշ մի որոշակի մաքսիմում արժեք: Էնտրոպիայի այդ մաքսիմում արժեքը համապատասխանում է հավասարակշռության վիճակին և նրանից

հետո, երբ այդ արդեն ստացվել է, վիճակի որևէ փոփոխություն տեղի չի ունենում, եթե արտաքին միջամտություն գոյություն չունի:

Այսպիսով, էնտրոպիան որպես վիճակի ֆունկցիա էապես տարբերվում է էներգիայից: Այն ժամանակ, երբ էներգիան չի կարող ոչ ստեղծվել, ոչ էլ ոչնչանալ, էնտրոպիան կարող է ստեղծվել, և նա անընդհատ ստեղծվում է հալստարակշռություն անցնելու ամեն մի պրոցեսում: Բայց մի անգամ ստեղծվելով, նա արդեն չի կարող ոչընչացվել: Հակառակ պրոցեսը՝ էնտրոպիայի փոքրացումով, չի կարող տեղի ունենալ:

Էնտրոպիայի ամման այս օրենքը ոչ հակադարձելի պրոցեսներում կադմում է րեբրոդինամիկայի երկրորդ սկզբունքի բովանդակությամբ:

Բերենք այդ օրենքը պարզաբանող մի քանի օրինակներ:

Էնտրոպիայի մեծացումը ջերմահաղորդման ժամանակ, *եթե* A և B մարմինները, որոնց ջերմաստիճանները համապատասխանաբար հալսասար են T_A և T_B , հպվին միմյանց, ապա ջերմությունը ավելի տաք մարմնից կանցնի ավելի սառը մարմնին, որի հետևանքով երկու մարմինների ջերմաստիճանները կհավասարվեն:

Ենթադրենք $T_A > T_B$:

Հաշվենք էնտրոպիայի այն փոփոխությունը, որն ուղեկցում է այդ ոչ հակադարձելի պրոցեսին:

Λ մարմնի վիճակը այդ դեպքում փոփոխվում է շնորհիվ նրա կորցրած ջերմության որոշ dQ քանակության, համապատասխանաբար B մարմինը փոխում է իր վիճակը ի հաշիվ ստացած ջերմության նույնպիսի dQ քանակության:

Այդ երկու մարմիններից կազմված սիստեմի էնտրոպիայի փոփոխությունը որոշելու համար անհրաժեշտ է հաշվել $\frac{dQ}{T} = dS$ -ի արժեքը մի որևէ հակադարձելի պրոցեսի համար, որը հանգում է սիստեմի վիճակի նույնպիսի փոփոխության (տես էջ 334):

Այդպիսի պրոցես կարող է լինել, օրինակ, A մարմնից B մարմնին ջերմություն հաղորդելու պրոցեսը երրորդ բանող մարմնի օգնությամբ, ինչպես այդ արդեք Կարնոյի պրոցեսի դիտարկման ժամանակ, որը, ինչպես հայտնի է, իր բոլոր ստադիաներում իրականացվում է հակադարձելի կերպով: Այդ ժամանակ A մարմնի համար

$$dS_A = - \frac{dQ}{T_A},$$

համապատասխանաբար՝ B մարմնի համար

$$dS_B = \frac{dQ}{T_B}$$

երկու մարմինների էնտրոպիայի ընդհանուր փոփոխությունը հավասար է

$$dS = \left(\frac{1}{T_B} - \frac{1}{T_A} \right) dQ, \quad (6.24)$$

Քանի որ $T_A > T_B$, ուստի $dS > 0$, այսինքն սխառեմի էնտրոպիան աճում է:

Վերը բերված դասողությունը կախում չունի այն բանից, թե ինչ պրոցեսի օգնությամբ է իրականացվել ջերմության անցումը A մարմնից B մարմնին, ջերմահաղորդականությամբ, թե՞ ճառագայթումով, էական է միայն այն, որ երկու մարմինների ջերմաստիճանները տարբեր են:

էնտրոպիայի աճը, երբ իդեալական գազն ընդարձակվում է դառարկության մեջ: Մենք արդեն նշել ենք, որ գազի ընդարձակման պրոցեսը դատարկության մեջ լիովին ոչ հակադարձելի պրոցես է:

Այժմ ցույց տանք, որ այդ պրոցեսին ուղեկցում է էնտրոպիայի աճ: Ինչպես հայտնի է, իդեալական գազի ընդարձակումը դատարկության մեջ տեղի է ունենում իզոթերմ կերպով, որովհետև իդեալական գազի ներքին էներգիան կախում չունի ծավալից:

Այդ պրոցեսը, հետևաբար, գազի անցումն է մի հավասարակշռված վիճակից (I), որի ժամանակ գազի ծավալը հավասար է V_1 , մի այլ նույնպես հավասարակշռված վիճակի (II), որի ժամանակ ծավալը աճել է մինչև V_2 արժեքը (չնայած բոլոր միջանկյալ վիճակները հավասարակշռված չեն):

Այդ երկու վիճակների էնտրոպիաների ΔS տարբերությունը որոշելու համար անհրաժեշտ է, ինչպես նշվել է, հաշվել $\Delta S = \int_1^2 \frac{dQ}{T}$ ին-

տեգրալը որևէ հսկադարձելի պրոցեսի համար (այս դեպքում հակադարձելի իզոթերմ պրոցեսի համար):

Այդպիսի պրոցես կարող է լինել, օրինակ, գազի հակադարձելի իզոթերմ ընդարձակման պրոցեսը, որի համար մենք սկզբում հաշվեցինք էնտրոպիայի ΔS փոփոխությունը [տես (6.22բ)]

$$\Delta S = R \ln \frac{V_2}{V_1},$$

Քանի որ $V_2 > V_1$, ապա $\Delta S > 0$, այսինքն՝ դատարկության մեջ գազի ընդարձակման ժամանակ էնտրոպիան աճում է:

Ենտրոպիայի ամբողջական փոխադարձ դիֆուզիայի ժամանակ: Եթե միմյանց հպվեն երկու սառրեի զաղեր, ապա նրանք ինքնաբերաբար, առանց արտաքին ազդեցության, սոսի շնորհիվ փոխադարձ դիֆուզիայի, կմիախառնվեն: Հակառակ պրոցեսը՝ այսինքն՝ զազալին խառնուրդի բաժանվելը իր կոմպոնենտներին, ինքնաբերաբար անհիշի ունենում և հնարավոր է միայն որոշակի արտաքին ազդեցության դեպքում: Գազերի միախառնումը դիֆուզիայի միջոցով այդ պատճառով ոչ հակադարձելի պրոցես է. և նա պետք է ուղեկցվի էնտրոպիայի աճով: Իրոք, կարելի է ցույց տալ, որ մեկ մոլ խառնուրդի էնտրոպիայի փոփոխությունը, համեմատած առանձին վերցրած երկու կոմպոնենտների էնտրոպիաների գումարի հետ, հավասար է

$$\Delta S = -R(\ln C_1 + \ln C_2),$$

որտեղ C_1 -ը և C_2 -ը կոմպոնենտների ծավալային խտություններն են: Քանի որ C_1 և C_2 խտությունները կանոնավոր կոտորակներ են, ուստի $\Delta S > 0$: Նշանակում է, գազերի խառնվելու ժամանակ էնտրոպիան աճում է:

Կարելի է ընդհանրապես ցույց տալ, որ բոլոր ոչ հակադարձելի պրոցեսները փակ սիստեմում ուղեկցվում են էնտրոպիայի աճով:

Ենթադրենք որևէ սիստեմ ինքն իրեն, այսինքն՝ ոչ հակադարձելի ճանապարհով, անցնում է A վիճակից B վիճակին: Այժմ մեր սիստեմը հակադարձելի ճանապարհով (չերմոթյան աղբյուրների և աշխատանքի միջոցով) վերադարձնենք սկզբնական A վիճակին: Երկու պրոցեսները միասին վերցրած կազմում են շրջանային պրոցես, բնդ որում ոչ հակադարձելի պրոցես, քանի որ նրա մի մասը ոչ հակադարձելի է: Իսկ ոչ հակադարձելի պրոցեսի համար

$$\int \frac{dQ}{T} < 0,$$

եթե այդ ինտեգրալը պատկերացվի որպես շրջանային պրոցեսի երկու ստացիաներին վերաբերվող երկու ինտեգրալների գումար, ապա մենք կստանանք՝

$$\int_A^B \frac{dQ}{T} + \int_B^A \frac{dQ}{T} < 0,$$

Այս ինտեգրալներից առաջինը հավասար է զրոյի, քանի որ սիստեմը փակ է և սիստեմի կողմից շերմոթյուն չի կլանվում և չի

անջատվում: Իսկ երկրորդ ինտեգրալը, քանի որ նա վերաբերում է հակադարձելի պրոցեսին, հավասար է

$$\int_B^A \frac{dQ}{T} = S_A - S_B \quad \Delta S,$$

հետևապես

$$\int_A^B \frac{dQ}{T} + S_A - S_B < 0$$

և

$$S_A - S_B < 0$$

կամ

$$S_A < S_B,$$

այսինքն՝ ոչ հակադարձելի կերպով մի վիճակից մյուսին անցնելու ժամանակ էնտրոպիան աճում է: Այս ճիշտ է բոլոր պրոցեսների համար և հանդիսանում է ընդհանուր օրենքը՝ թերմոդինամիկայի երկրորդ սկզբունքը. փակ սիստեմում ոչ հակադարձելի պրոցեսներին միշտ ուղեկցում է էնտրոպիայի աճ:

§ 11. Թերմոդինամիկայի երկրորդ սկզբունքը: Ջերմության փոխակերպումը աշխատանքի

Երբ մեխանիկական էներգիան փոխակերպվում է ջերմության, ուսպ այդ պրոցեսը ընթանում է շատ պարզ. մեխանիկական ամբողջ էներգիան ամբողջությամբ փոխակերպվում է ջերմության և, որպեսզի իմացվի, թե քանի կալորիա կստացվի այդպիսի փոխակերպման ժամանակ, բավական է ջոուլների թիվը բազմապատկել 0,239-ով (մեխանիկական աշխատանքի ջերմային համարժեք): Այդ ժամանակ օգտակար գործողության գործակիցը միշտ հավասար է մեկի:

Ջերմության հաշվին մեխանիկական աշխատանք ստանալու հակառակ պրոցեսը, ինչպես մենք տեսանք § 7-ում, շատ ավելի բարդ է: Այդ պարագրաֆում նկարագրված Կարնոյի ցիկլով աշխատող ջերմային մեքենայի մասին ասել ենք, որ դա ենթադրվող բոլոր ջերմային մեքենաներից ամենալավն է, որ, ոչ մի այլ մեքենա ջերմաստիճանային նման պայմաններում չի կարող տալ աշխատանքի ավելի մեծ քանակություն: Բայց նույնիսկ այդ ամենալավ մեքենայի օգտակար գործողության գործակիցը միշտ փոքր է մեկից և շատ դեպքերում

նույնիսկ չափազանց փոքր է: Եթե, օրինակ, ջեռուցչի T_0 ջերմաստիճանը հալասար է 37.3° K (ջրի հոման ջերմաստիճանը), իսկ սառնարանինը՝ 29.3° K (սենյակի ջերմաստիճանը), ապա Կարնոյի իդեալական մեքենայի օ. գ. գ.-ն՝

$$\gamma_1 = 1 - \frac{T_1}{T_0},$$

այսինքն՝ ընդամենը 22% : Այս օ. գ. գ.-ն ամենաբարձր (և անհատանելի, սահմանն է: Իրական մեքենաներում, օրինակ, այնպիսիներում, որոնք տեղակայվում են շոգեքարշերում, օ. գ. գ.-ն հազվադեպ է գերազանցում 10% :

Այսպիսով, ջերմության էազվին անընդհատ (ցիկլիկ) կերպով աշխատանք ստանալու հնարավորությունները որոշակի կերպով սահմանափակված են այն լիմաստով, որ աղբյուրից վերցված ջերմությունը չի կարող ամբողջությամբ փոխակերպվել աշխատանքի: Ջերմության էազվին աշխատանք ստանալու հնարավորությունը, ընդհանրապես ասած, հասուցվում է թանկ գնով, շնորհիվ սառնարանին տրվող անօգուտ կորած ջերմության:

Հետ է համոզվել այն բանում, որ էենց թերմոդինամիկայի երկրորդ սկզբունքն է դնում այդ սահմանափակումները:

Դիցուք, ունենք իդեալական գազով լցված մի անոթ: Սկզբում ենթադրենք, թե թերմոդինամիկայի երկրորդ սկզբունքը չի գործում: Այդ նշանակում է, որ գազի մոլեկուլները կարող են բաշխվել անոթի ամբողջ ծավալով, բայց կարող են և հավաքվել նրա որևէ փոքր մասում (ո՛չ մեխանիկայի օրենքները, ո՛չ թերմոդինամիկայի առաջին սկզբունքը այդ չեն արգելում):

Որսալով այն պահը, երբ գազը ինչն իրեն կհավաքվի անոթի ծավալի մի մասում և այդպիսով կբառնա սեղմված, մենք կարող ենք միոցանման միջնորմով բաժանել այն անոթի մնացած մասից: Այնուհետև թույլ տալով գազին ընդարձակվել, մենք կստիպենք նրան աշխատանք կատարել միոցի տեղափոխման վրա: Որպեսզի գազը այդ ժամանակ չսառի, մենք այն շրջապատի միջավայրի հետ կապահովենք ջերմային կոնտակտով, որտեղից նա կվերցնի ջերմություն (ընդարձակումը, հետևաբար, իզոթերմ է):

Այն բանից հետո, երբ գազը արդեն կատարել է առաջին աշխատանքը, կարելի է սպասել, մինչև որ նա նորից հավաքվի անոթի մի մասում (եթե, ինչպես մենք ենթադրեցինք, թերմոդինամիկայի երկրորդ սկզբունքը չի գործում, ապա մեր սպասումը պետք է որ իզուր չլինի) և նորից հնարավորություն տալ նրան ընդարձակվելու և աշ-

խատանք կատարելու: Այսպիսի ցիկլեր կարելի է կրկնել ցանկացած անգամ:

Նշանակում է այս սկզբունքի հիման վրա կարելի է կառուցել պարբերաբար պործող մեքենա, որի գործողությունն միակ արդյունքը կլինի աշխատանքի կատարում և ջերմային ռեզերվուարի ստեղծում, այսինքն՝ իր էությունը նա կլինի «հավերժական շարժիչ»: Բայց այս շարժիչը չի հակասում էներգիայի պահպանության օրենքին: Ձէ՝ որ աշխատանքը այսուեղ կատարվում է ոչ թե «ոչնչից», այլ այն ջերմության հաշվին, որ գազը վերցնում է շրջապատի միջավայրից: Քանի որ էներգիայի պաշարը միջոցառում, ժովերի և օվիկանոսների ջրերում, երկրի կեղևում կարելի է համարել անսպառ, այդպիսի մեքենան գործնականում չէր տարբերվի հավերժական շարժիչից: Նկարագրված հիպոթետիկ ջերմային մեքենան, որի գործողության էությունը բնորոշվում է միայն նրանով, որ ջերմությունը նրանում աշխատանքի է վերածվում, ըստ Օստվալդի կոշվում է երկրորդ կարգի հավերժական շարժիչ, ի տարբերություն առաջին կարգի հավերժական շարժիչի, որի մեջ, էներգիայի պահպանության օրենքի խախտումով, ստեղծվում է ավելի մեծ աշխատանք, քան ծախսված էներգիան է: Այս մեքենայի օգտակար գործողության գործակիցը կլինե՛ր հավասար մեկի, քանի որ իդեալական գազի իզոթերմ ընդարձակման ժամանակ

$$d\Lambda = dQ,$$

իրականում, սակայն, այդպիսի մեքենան գործել չի կարող, քանի որ մենք իդուր պիտի սպասենք, որ գազի մոլեկուլները իրենք իրենց հավաքվեն անոթի ծավալի մի մասում. մոլեկուլների ալդպիսի ինքնաբեր համախմբմանը ողեկցում է էնտրոպիայի փոքրացում, և այդ պատճառով անհնարին է: Նշենք, որ այսուեղ խոսքը վերաբերում է ցիկլային մեքենայի անհնարինությունը, մեքենայի, որը շարունակ կրկնում է ջերմությունն աշխատանքի վերածելու պրոցեսը: Ջերմության այդպիսի միապատիկ փոխակերպումը միանգամայն հնարավոր է, դա չի հակասում թերմոդինամիկայի ոչ առաջին և ոչ էլ երկրորդ սկզբունքներին:

Երբեմն թերմոդինամիկայի երկրորդ սկզբունքը նախնական կերպում են որպես պնդում երկրորդ կարգի հավերժական շարժիչի անհնարինության մասին այնպես, ինչպես առաջին սկզբունքը կարելի է արտահայտել որպես պնդում առաջին կարգի հավերժական շարժիչի անհնարինության մասին:

Թերմոդինամիկայի երկրորդ օրենքը պատասխան է տալիս նաև այն հարցին, թե ինչ է պահանջվում, որպեսզի ցիկլիկ ջերմային մեքենան կարողանա աշխատել:

Մենք չենք կարող բանող մարմնի միջոցով աղբյուրից (ջեռուցչից) աղյակի խլել ջերմությունը և այդ ջերմությունը վերածել աշխատանքի. քանի որ աղյակիս պրոցեսին ուղեկցում է ջեռուցչի էնտրոպիայի փոքրացում (բանող մարմինը կատարում է շրջանաչին պրոցես, և նրա էնտրոպիան մնում է անփոփոխ): Նշանակում է, պետք է ունենալ սխտեմ՝ կազմված ոչ թե երկու մարմնից՝ ջեռուցչից և բանող մարմնից, այլ երեք մարմնից. ընդ որում երրորդ մարմնի ղերը պետք է լինի այն, որ նրա էնտրոպիան մեծանա գոնե այնքանով, որքանով որ փոքրանում է ջեռուցչի էնտրոպիան, նրանից ջերմություն խլելու հետևանքով

$$\left(dS = -\frac{dQ}{T} \right):$$

Նրաժեշտ է նրան տալ ջեռուցչից վերցրած ջերմության մի մասը: Հենց այդ երրորդ մարմինը սառնարանն է: Փանի որ նրա ջերմաստիճանը ավելի ցածր է, ապա նրան պետք է տրվի ավելի քիչ ջերմություն, քան խլվել է ջեռուցչից, այնպես որ այդ ջերմության մի մասը կարող է փոխարկվել աշխատանքի: Այս պայմաններում ջեռուցիչ-բանող մարմին-սառնարան սխտեմի էնտրոպիան մնում է հաստատուն, սա աղեն թույլատրվում է թերմոդինամիկայի երկրորդ օրենքով, որը արգելում է միայն այն պրոցեսները, որոնցում տեղի է ունենում էնտրոպիայի փոքրացում:

Այստեղից հետևում է, որ սկզբունքորեն չի կարելի ցիկլիկ գործող մեքենայի միջոցով աշխատանքի վերածել ջեռուցչից բանող մարմնի ստացած ամբողջ ջերմությունը: Նրա մի մասը մենք անպատճառ պետք է հաղորդենք սառնարանին: Դա չենք այն գինն է, որը պետք է վճարել, որպեսզի ջերմության մյուս մասը փոխակերպվի աշխատանքի:

Մենք այստեղ դիտարկեցինք այն դեպքը, երբ սառնարանին հաղորդվում է ջերմության այնպիսի քանակություն, որը նրա էնտրոպիան մեծացնում է ճիշտ այնքանով, որքան անհրաժեշտ է, որպեսզի փոխհատուցվի ջեռուցչի էնտրոպիայի փոքրացումը: Պարզ է, որ դա կորչող ջերմության նվազագույն քանակությունն է, առանց որի մեքենան ընդհանրապես չի կարող աշխատել: Այդ դեպքում էնտրոպիան մնում է հաստատուն, իսկ աշխատանքի է փոխակերպվում ջեռուցչից ստացված ջերմության մեծագույն մասը, այնպես որ մեքենայի օգտակար գործողության գործակիցը կլինի ամենամեծը: Մենք արդեն գիտենք, որ էնտրոպիայի անփոփոխ մնալը համապատասխանում է հակադարձելի պրոցեսին: Ահա թե ինչու ամենամեծ օ. գ. գ. ունեցող իդեալական մեքենան պետք է լինի հակադարձելի: Հատկապես այդ պատճառով է, որ Կարնոյի ցիկլի նկարագրության ժամանակ ուշադրություն էինք դարձնում այն բանին, որ նրա ժամանակ

տեղի չունենան ջերմահաղորդականություն ոչ հակադարձելի պրոցեսներ, իսկ ընդարձակումը և սեղմումը կատարվեն հակադարձելի ճանապարհով:

Գործնականում իրական մեքենայում հնարավոր չէ ապահովել միանգամայն հակադարձելի պրոցեսներ ցիկլի բոլոր փուլերում: Այդ պատճառով էնտրոպիան չի մնա հաստատուն, այլ կաճի: Այդ էլ իր հերթին նշանակում է, որ իրական մեքենայում սառնարանին պետք կլինի հաղորդել ավելի չափ ջերմություն, քան այն, որը որոշվում է

$$\frac{Q_0}{T_0} = \frac{Q_1}{T_1}$$

հավասարումով:

Հետևաբար, այդ դեպքում ջեոուջչից ստացած ջերմության ավելի մեծ մասը, քան հակադարձելի մեքենայում, անմատչելի կդառնա աշխատանքի փոխակերպելու համար, և մեքենայի օ. գ. գ.-ն կլինի ավելի փոքր, քան Կարնոյի հակադարձելի ցիկլի համար հաշված օ. գ. գ.-ն

էնտրոպիայի մեծացումը ընդհանրապես նշանակում է որ ջերմությունը մեխանիկական աշխատանքի վերածելու համար ավելի պակաս մատչելի է դառնում: Այդ հեշտ է տեսնել հետևյալ հաշվումից:

Պատկերացնենք T_1 ջերմաստիճան ունեցող ջերմության աղբյուր, որը բանոց մարմնին առաջիկ է ջերմության Q քանակություն: Եթե սառնարանի ջերմաստիճանը T_0 է, ապա նրան հաղորդված ջերմության Q_0 քանակությունը որոշվում է

$$\frac{Q}{T_1} = \frac{Q_0}{T_0}$$

հավասարումից, որտեղից

$$Q_0 = Q \frac{T_0}{T_1},$$

Ջերմության այն քանակությունը, որն այդ ժամանակ կորոց է փոխակերպվել աշխատանքի, հավասար է

$$Q - Q_0 = Q \left(1 - \frac{T_0}{T_1} \right),$$

Եթե վերջնենք T_2 ջերմաստիճան ունեցող մի այլ ջեոուջչի և նրանից վերջնենք ջերմության նույն Q քանակությունը, ապա սառնարանից

յուսին (նախկին T_0 ջերմաստիճանով) պետք է տրվի ջերմության Q_0 քանակություն, որը որոշվում է

$$\frac{Q}{T_2} = \frac{Q_0'}{T_0}$$

հավասարումով, որտեղից

$$Q_0' = Q \frac{T_0}{T_2},$$

իսկ աշխատանքն այս ղեկավարում կփոխակերպվի ջերմության

$$Q - Q_0' = Q \left(1 - \frac{T_0}{T_2} \right)$$

քանակություն:

Այստեղից հետևում է, որ եթե Q քանակությամբ ջերմություն T_1 ջերմաստիճան ունեցող մարմնից փոխանցվում է T_2 ջերմաստիճան ունեցող մարմնին, ապա ջերմության «աշխատունակությունը» (այսինքն՝ նրա այն մասի մեծությունը, որը կարող է փոխակերպվել աշխատանքի) փոփոխվում է հետևյալ չափով.

$$Q \left(1 - \frac{T_0}{T_2} \right) - Q \left(1 - \frac{T_0}{T_1} \right) = Q \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) T_0, \quad (6.24a)$$

Երբ ջերմությունը T_1 ջերմաստիճան ունեցող մարմնից անցնում է T_2 ջերմաստիճան ունեցող մարմնին ($T_1 > T_2$), համաձայն (6.24) բանաձևի $Q \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right)$ արտահայտությունը հավասար է էնտրոպիայի աճին՝ վերցրած հակառակ նշանով: Հետևաբար, ջերմության «աշխատունակության» փոփոխությունը, երբ նա մի մարմնից անցնում է մյուսին, չափվում է այդպիսի անցման ժամանակ առաջացած էնտրոպիայի փոփոխությամբ: (6.24a) բանաձևից երևում է, որ էնտրոպիայի աճը հանգում է ջերմության մատչելիության փոքրացմանը. այն աշխատանքի փոխակերպելու իմաստով: էնտրոպիայի աճը կարծես թե բերում է ջերմային էներգիայի արժեքազրկմանը, նրա հաշվին աշխատանք ստանալու հնարավորության կրճատմանը: Այս տեսակետից թերմոդինամիկայի երկրորդ օրենքը կարելի է դիտել, որպես պնդում այն մասին, որ ցանկացած փակ սխառնում ամեն մի պրոցես (ոչ հակադարձելի) ընթանում է այնպես, որ էներգիայի այն քանակությունը, որն ընդունակ է աշխատանքի փոխակերպվելու, պակասում է, ձգտելով զրոյի հավասարակշռության ղեկավարմ:

Այդ պատճառով հասկանալի է, որ էնտրոպիայի հետ կապված է նաև նախկինում մեր կողմից մոռցված ազատ էներգիան՝ էներգիայի այն մասը, որն իզոթերմ պրոցեսի ($dT = 0$) ժամանակ կարող է փոխակերպվել մեխանիկական աշխատանքի:

Դրենք էներգիայի պահպանության օրենքի հավասարումը՝

$$dQ = dU + dA,$$

Քանի որ

$$dS = \frac{dQ}{T},$$

ապա

$$dQ = TdS$$

և մեր հավասարումը ընդունում է

$$dU = TdS - dA \quad (6.25)$$

տեսքը:

(6.25) հավասարումից հետևում է, որ

$$-dA = dU - TdS = d(U - TS)$$

կամ

$$dA = -d(U - TS)$$

(քանի որ $T = \text{const.}$, ապա $SdT = 0$):

Վերջին հավասարումը ցույց է տալիս, որ իզոթերմ պրոցեսի ժամանակ dA աշխատանքը հավասար է մի որոշ $U - TS$ ֆունկցիայի փոփոխությանը (տես էջ 327): Նա ակնհայտորեն ներկայացնում է սիստեմի ազատ F էներգիան՝

$$F = U - TS:$$

Ազատ էներգիան, այսինքն՝ այն էներգիան, որը կարող է տալ մեխանիկական աշխատանք, հավասար է, հետևապես, ներքին էներգիային, հանած TS մեծությունը: Պարզ է, որ TS -ը էներգիայի այն մասն է, որը չի կարող փոխակերպվել աշխատանքի, և նա այնքան ավելի մեծ է, որքան մեծ է էնտրոպիան: TS մեծությունը երբեմն այդ պատճառով անվանում են կապված էներգիա:

(6.24ա) հավասարման աջ մասում եզած մեծությունը հենց հանդիսանում է կապված էներգիայի $T_0 \Delta S$ փոփոխությունը: Նա հավասար է ջերմային էներգիայի «աշխատունակության» փոփոխությանը:

§ 12. Էնտրոպիայի ֆիզիկական իմաստը: Էնտրոպիան և հավանականությունը

Թերմոդինամիկայի երկրորդ սկզբունքը սահմանում է, որ ոչ հակադարձելի պրոցեսները (իսկ իրականում ալչպիսին են բոլոր ջերմալին պրոցեսները, համենայն դեպս բոլոր բնականորեն ընթացող պրոցեսները) ալնպես են ընթանում, որ պրոցեսում մասնակցող մարմինների սխտեմի էնտրոպիան աճում է, ձգտելով մաքսիմում առժեքի: Էնտրոպիայի մաքսիմում արժեքը ստացվում է ալն ժամանակ, երբ սխտեմը գալիս է հավասարակշռութլան վիճակի:

Միաժամանակ ալս գլխի § 4-ում մենք տեսանք, որ ջերմալին պրոցեսների ոչ հակադարձելիութլան պատճառն ալն է, որ հավասարակշռութլան վիճակին առնելը, համեմատաբ մյուս բոլոր առցումների հետ, առհամեմատ չստիով ալելի հավանական է: Ալդ պատճառով էլ դիտվում են վիճակի միալն ալն փոփոխութլուններ, որոնց ժամանակ սխտեմը ալելի քիչ հավանական վիճակից առնում է ալելի շատ հավանական վիճակի: Ալքի է բնկում երկու մեծութլանների՝ էնտրոպիայի ու հավանականութլան վարքի նմանութլանը, նրանք երկուսն էլ աճում են հավասարակշռութլան վիճակին առնելիս: Ալդ պատճառով բնական է սխտեմի էնտրոպիան ալս կամ ալն վիճակում կապել ալդ վիճակի հավանականութլան հետ: Ալպալիս կապ հալանաբերվեց Լ. Բոլցմանի կողմից:

Ամենից առաջ պետք է ալելի ճշգրիտ չերպով որոշել սխտեմի վիճակի հավանականութլան հասկացութլունը: Ալդ ամենից ալելի հեշտ է առել, եթե նորից, ինչպես 4-րդ պարագրաֆում, դիմենք առնթի ծավալում գազի մասնիկների բաշխման օրինակին:

Պատկերացենք երկու մասի բաժանված մի առնթ և նրա մեջ 6 մոլեկուլ. նրանցից յուրաքանչյուրին, իրարից տարբերելու նպատակով, մտքով վերագրենք որոշակի համար: Պարզ հաշվի միջոցով հեշտ է համոզվել, որ ալդ 6 մոլեկուլները կարող են բաշխվել առնթի երկու մասերում 64 տարբեր եղանակներով: Դրանցից առեն մեկին համապատասխանում է սխտեմի որոշակի վիճակ: Օրինակ, ալն վիճակը, որի ժամանակ առնթի ձախ մասում գառվում է 1 մոլեկուլ, իսկ աշում՝ 5, տարբերվում է ալն վիճակից, որի ժամանակ ձախ կեսում կլինի 2 մոլեկուլ, իսկ աշում՝ 4: Տեսենք, թե մոլեկուլների բաշխման եղանակների ընդհանուր թվից քանիսի դեպքում է իրականանում մեր սխտեմի յուրաքանչյուր վիճակը: Դժվար չէ հաշվել, որ, օրինակ, միալն մեկ բաշխման դեպքում է ստեղծվում ալնպիսի վիճակ, որի ժամանակ առնթի ձախ մասում բոլորովին ոչ մի մոլեկուլ չկա: «Զախում 1, աշում 5» վիճակն իրականանում է 6 եղանակով, «ձախում 2»

աշում 4-ը վիճակը՝ 15 եղանակով: Բաշխումների ամենամեծ թիվ իրականանում է այնպիսի վիճակում, որի ժամանակ ձախում և աշում լինում են 3-ական մոլեկուլ, այսինքն, երբ մոլեկուլները հավասարաչափ են բաշխվում անոթի երկու կեսերում:

Լնդհանրապես կարելի է ցույց տալ, որ եթե անոթում կա N մոլեկուլ, ապա անոթի երկու կեսերում դրանք կարելի է բաշխել 2^N եղանակով: Տարբեր բաշխումների այս ընդհանուր թվից այն Z թվով բաշխումները, որոնց ժամանակ մի կեսում (օրինակ, ձախում) գտնվում է n մոլեկուլ, իսկ մյուսում՝ $N - n$ մոլեկուլ, որոշվում են

$$Z = \frac{N!}{n!(N - n)!}$$

հավասարումով (այդ դեպքում $0!$ համարվում է հավասար 1 -ի):

Հեշտ է համոզվել, որ ցանկացած N -ի համար Z -ը կլինի ամենամեծը $n = \frac{N}{2}$ արժեքի դեպքում, այսինքն՝ եղանակների ամենամեծ թիվն իրականանում է անոթում մոլեկուլների հավասարաչափ բաշխման ժամանակ: Ինքնին հասկանալի է, որ նույն արդյունքը կստացվի, եթե անոթը բաժանենք ոչ թե երկու, այլ կամավոր թվով մասերի:

Այստեղից հեշտ է անցնել մասնիկների այս կամ այն բաշխման հավանականությունը անոթի երկու կեսերի միջև: Եթե 6 մոլեկուլների մեր դիտարկած օրինակում բաշխման եղանակների ընդհանուր թիվը 64 է, իսկ դրանցից 6 -ը հանգում են այն վիճակին, որի ժամանակ անոթի ձախ մասում գտնվում է 1 մոլեկուլ, ապա պարզ է, որ այդ վիճակի հավանականությունը $6/64$ է: Իսկ հավասարաչափ բաշխման հավանականությունը հավասար է $20/64$: Լնդհանրապես այն բանի W հավանականությունը, որ N մասնիկներից անոթի ձախ մասում գտնվում է n -ը, հավասար է՝

$$W = \frac{N!}{n!(N - n)! 2^N},$$

Հասկանալի է, որ W հավանականությունը նույնպես ունի մաքսիմում արժեք, երբ $n = \frac{N}{2}$:

Մասնիկների շատ մեծ N թվի ժամանակ, այն եղանակների թիվը, որով իրականանում է մասնիկների հավասարաչափ բաշխումը անոթի ժավալում, դառնում է չափազանց մեծ, համեմատած ցանկացած այլ, ոչ հավասարաչափ բաշխման եղանակների թվի հետ: Մոլեկուլների անընդհատ քառասույին ջերմային շարժման ընթացքում գազը կարող է

§ 12. Էնտրոպիայի ֆիզիկական իմաստը: Էնտրոպիան և հավանականությունը

Թերմոդինամիկայի երկրորդ սկզբունքը սահմանում է, որ ոչ հակադարձելի պրոցեսները (իսկ իրականում այդպիսին են բոլոր ջերմային պրոցեսները, համենայն դեպս բոլոր բնականորեն ընթացող պրոցեսները) ալոպես են ընթանում, որ պրոդյուսում մասնակցող մարմինների սխտեմի էնտրոպիան աճում է, ձգտելով մաքսիմում արժեքի: Էնտրոպիայի մաքսիմում արժեքը ստացվում է այն ժամանակ, երբ սխտեմը գալիս է հավասարակշռության վիճակի:

Միաժամանակ այս գլխի § 4-ում մենք տեսանք, որ ջերմային պրոցեսների ոչ հակադարձելիության պատճառն այն է, որ հավասարակշռության վիճակին անցնելը, համեմատած մյուս բոլոր անցումների հետ, անհամեմատ չտրոփ ավելի հավանական է: Այդ պատճառով էլ դիտվում են վիճակի միայն այն փոփոխությունները, որոնց ժամանակ սխտեմը ավելի քիչ հավանական վիճակից անցնում է ավելի շատ հավանական վիճակի: Այդի է ընկնում երկու մեծությունների՝ էնտրոպիայի ու հավանականության վարքի նմանությունը, նրանք երկուսն էլ աճում են հավասարակշռության վիճակին անցնելիս: Այդ պատճառով բնական է սխտեմի էնտրոպիան այս կամ այն վիճակում կապել այդ վիճակի հավանականության հետ: Այդպիսի կապ հայտնաբերվեց Լ. Բոլցմանի կողմից:

Ամենից առաջ պետք է ավելի ճշգրիտ կերպով որոշել սխտեմի վիճակի հավանականության հասկացությունը: Այդ ամենից ավելի հեշտ է անել, եթե նորից, ինչպես 4-րդ պարագրաֆում, դիմենք անոթի ծավալում գազի մասնիկների բաշխման օրինակին:

Պատկերացնենք երկու մասի բաժանված մի անոթ և նրա մեջ 6 մոլեկուլ. նրանցից յուրաքանչյուրին, իրարից տարբերելու նպատակով, մտքով վերագրենք որոշակի համար: Պարզ հաշվի միջոցով հեշտ է համոզվել, որ այդ 6 մոլեկուլները կարող են բաշխվել անոթի երկու մասերում 64 տարբեր եղանակներով: Դրանցից ամեն մեկին համապատասխանում է սխտեմի որոշակի վիճակ: Օրինակ, այն վիճակը, որի ժամանակ անոթի ձախ մասում գտնվում է 1 մոլեկուլ, իսկ աջում՝ 5, տարբերվում է այն վիճակից, որի ժամանակ ձախ կեսում կլինի 2 մոլեկուլ, իսկ աջում՝ 4: Տեսնենք, թե մոլեկուլների բաշխման եղանակների ընդհանուր թվից քանիսի դեպքում է իրականանում մեր սխտեմի յուրաքանչյուր վիճակը: Դժվար չէ հաշվել, որ, օրինակ, միայն մեկ բաշխման դեպքում է ստեղծվում այնպիսի վիճակ, որի ժամանակ անոթի ձախ մասում բոլորովին ոչ մի մոլեկուլ չկա: «Ձախում 1, աջում 5» վիճակն իրականանում է 6 եղանակով, «ձախում 2»

աշում 4> վիճակը՝ 15 եղանակով: Բաշխումների ամենամեծ թիվ իրականանում է ախպիսի վիճակում, որի ժամանակ ձախում և աշում լինում են 3-ական մոլեկուլ, այսինքն, երբ մոլեկուլները հավասարաչափ են բաշխվում անոթի երկու կեսերում:

Լնդհանրապես կարելի է ցույց տալ, որ եթե անոթում կա N մոլեկուլ, ապա անոթի երկու կեսերում դրանք կարելի է բաշխել 2^N եղանակով: Տարբեր բաշխումների այս ընդհանուր թվից այն Z թվով բաշխումները, որոնց ժամանակ մի կեսում (օրինակ, ձախում) գտնվում է n մոլեկուլ, իսկ մյուսում՝ $N - n$ մոլեկուլ, որոշվում են

$$Z = \frac{N!}{n!(N - n)!}$$

հավասարումով (այդ դեպքում $0!$ համարվում է հավասար 1 -ի):

Հեշտ է համոզվել, որ ցանկացած N -ի համար Z -ը կլինի ամենամեծը $n = \frac{N}{2}$ արժեքի դեպքում, այսինքն՝ եղանակների ամենամեծ թիվն իրականանում է անոթում մոլեկուլների հավասարաչափ բաշխման ժամանակ: Ինքնին հասկանալի է, որ նույն արդյունքը կստացվի, եթե անոթը բաժանենք ոչ թե երկու, այլ կամավոր թվով մասերի:

Այստեղից հեշտ է անցնել մասնիկների այս կամ այն բաշխման հավանականությունը անոթի երկու կեսերի միջև: Եթե 6 մոլեկուլների մեր դիտարկած օրինակում բաշխման եղանակների ընդհանուր թիվը 64 է, իսկ դրանցից 6 -ը հանգում են այն վիճակին, որի ժամանակ անոթի ձախ մասում գտնվում է 1 մոլեկուլ, ապա պարզ է, որ այդ վիճակի հավանականությունը $6/64$ է: Իսկ հավասարաչափ բաշխման հավանականությունը հավասար է $20/64$: Լնդհանրապես այն բանի W հավանականությունը, որ N մասնիկներից անոթի ձախ մասում գտնվում է n -ը, հավասար է՝

$$W = \frac{N!}{n!(N - n)! 2^N},$$

Հասկանալի է, որ W հավանականությունը նույնպես ունի մաքսիմում արժեք, երբ $n = \frac{N}{2}$:

Մասնիկների շատ մեծ N թվի ժամանակ, այն եղանակների թիվը, որով իրականանում է մասնիկների հավասարաչափ բաշխումը անոթի ծավալում, դառնում է չափազանց մեծ, համեմատած ցանկացած այլ, ոչ հավասարաչափ բաշխման եղանակների թվի հետ: Մոլեկուլների անընդհատ քառասյին ջերմային շարժման ընթացքում գազը կարող է

գտնվել մտածված վիճակներից որևէ մեկում, բայց հասկանալի է, որ դեպքերի ճնշող մեծամասնությունում, մենք նրան կգտնենք այն վիճակում, որը իրականանում է բաշխումների ամենամեծ թվով. այսինքն հավասարաչափ բաշխման վիճակում: Այդ վիճակն էլ հենց հանդիսանում է հավասարակշռված վիճակ: Եվ եթե պարզ ինչ-որ պատճառով չի գտնվում հավասարակշռության մեջ, ապա, ինքն իրեն թողնվելու դեպքում, նա անպատճառ կանցնի այդ վիճակին:

Այսպիսով, սխառեմի ամեն մի վիճակ կարելի է բնութագրել ոչ միայն նրա մասեմասիկական W հավանականությամբ, որը որոշվում է § 4-ում բերված

$$W = \left(\frac{V'}{V} \right)^N$$

հավասարումով. այլև այդ վիճակի իրականացման եղանակների թվով: Այս վերջին մեծությունը կոչվում է Երմոդիմամիկական հավանականություն:

Հասկանալի է, որ այս երկու հավանականությունները կապված են միմյանց հետ: Բայց ի տարբերություն W հավանականության, որը միշտ փոքր է մեկից, Երմոդիմամիկական հավանականությունը, որը մենք կնշանակենք $\mathcal{W}$ տառով, արտահայտվում է մեծ թվերով:

Թերմոդինամիկական հավանականության մեծության հետ կարող է կապվել էնտրոպիան, քանի որ թե՛ մեկը և թե՛ մյուսը հավասարակշռության վիճակում ունեն մաքսիմում արժեք, իսկ ամեն մի սխառեմի անցումը հավասարակշռության ուղեկցվում է և՛ էնտրոպիայի, և՛ Թերմոդինամիկական հավանականության աճով:

Որոշ պատճառներով, որոնց մենք այստեղ չենք սնդրադասնա, Բոլցմանը S էնտրոպիան և Թերմոդինամիկական $\mathcal{W}$ հավանականությունը կապից հետևյալ առնչությամբ՝

$$S = k \ln \frac{\mathcal{W}}{\mathcal{W}_0}, \quad (6.26)$$

որտեղ k -ն Բոլցմանի, մեկ արդեն հայտնի, հաստատունն է: (6.26) բանաձևը կարելի է և այսպես գրել.

$$S = k \ln \mathcal{W} - k \ln \mathcal{W}_0 = k \ln \mathcal{W} - S_0,$$

$$S_0 = k \ln \mathcal{W}_0$$

մեծությունը կարելի է ընդունել որպես էնտրոպիայի հաշվանքի սկիզբ:

Այդ ժամանակ այդ սկզբից հաշված էնարոպիան կարտահայտվի հետևյալ հավասարումով

$$S = k \ln \omega, \quad (6.27)$$

Երբեմն սխտեմի տվյալ վիճակում գտնվելու թերմոդինամիկական հավանականությունը որոշում են այլ եղանակով, որի իդեան կարելի է բազադրել հետևյալ օրինակով:

§ 4-ում մենք տեսանք, որ ալն բանի հավանականությունը, որ N մասնիկներից կազմված զաղը հավաքված լինի անոթի ծավալի

$V' = \frac{V}{m}$ մասում, հավասար է

$$W = \left(\frac{1}{m}\right)^N - \frac{1}{\left(\frac{V}{V'}\right)^N} = \left(\frac{V'}{V}\right)^N,$$

Մացենք դրան հակառակ մեծությունը

$$W = \frac{1}{w} = \left(\frac{V}{V'}\right)^N, \quad (6.28)$$

Այս մեծությունը ցույց է տալիս, թե W հավանականությունը քանի անգամ է փոքր ալն բանի հավանականությունից, որ զաղը զրադեցնում է անոթի ամբողջ ծավալը (այդ հավանականությունը հավասար է մեկի, քանի որ V' -ը կազմում է V ծավալի մի մասը):

Եթե մոլեկուլար սխտեմի վիճակի մաթեմատիկական W հավանականության արժեքները (մեծ N -ի ժամանակ) միշտ շատ փոքր են, ապա թերմոդինամիկական w հավանականության արժեքները, ընդհակառակը, շատ մեծ են: Շ-ի ամենափոքր արժեքը մեր օրինակում հավասար է մեկի (երբ $V' = V$), ալն ժամանակ, երբ W -ի համար մեկը նրա մաքսիմում արժեքն է (նույնպես, երբ $V' = V$):

(6.28) հավասարումով որոշվող w մեծությունն էլ հենց անվանում են թերմոդինամիկական հավանականություն: Ակնհայտ է, որ թերմոդինամիկական հավանականության բերված երկու սահմանումները միմյանց չեն հակասում:

Դրենք (6.28) արտահայտությունը նյութի մեկ մոլի համար.

$$w = \left(\frac{V}{V'}\right)^{N_0},$$

Այսպես N_0 -ն Ավոգադրոյի թիվն է, Քանի որ

$$N_0 = \frac{R}{k},$$

ապա

$$w = \left(\frac{V}{V'} \right)^{\frac{R}{k}}$$

Աղաքիթմելով այս արտահայտությունը, կստանանք

$$\ln w = \frac{R}{k} \ln \frac{V}{V'}$$

կամ

$$k \ln w = R \ln \frac{V}{V'},$$

Այս հավասարման ձախ մասում գտնվող մեծությունը էնտրոպիան է, համաձայն Բոլցմանի բանաձևի՝

$$S = k \ln w,$$

Ենթադրենք մեկ մոլ գազը իզոթերմ կերպով ընդարձակվում է $V' = V_1$ ժավալից մինչև $V = V_2$ ժավալը: Գրենք գազի էնտրոպիայի արտահայտությունները ընդարձակումից առաջ և հետո

$$S_1 = k \ln w_1 = R(\ln V - \ln V_1),$$

$$S_2 = k \ln w_2 = R(\ln V - \ln V_2),$$

Հանելով մի հավասարումը մյուսից, կստանանք էնտրոպիայի փոփոխությունը ընդարձակման հետևանքով

$$\Delta S = S_2 - S_1 = k \ln \frac{w_2}{w_1} = R \ln \frac{V_2}{V_1}, \quad (6.29)$$

Այսպիսի բանաձև մենք ստացել էինք նաև նախկինում [տես (6.22բ)]: Հայտնի է, որ իզոթերմ պրոցեսում ընդարձակման աշխատանքը հավասար է

$$A = RT \ln \frac{V_2}{V_1},$$

Համեմատելով այս արտահայտությունը (6.29)-ի հետ, գտնում ենք, որ

$$\Delta S = \frac{A}{T},$$

Մյուս կողմից ըստ էներգիայի պահպանության օրենքի, իզոթերմ պրոցեսի ժամանակ

$$A = \Delta Q,$$

այստեղից

$$\Delta S = \frac{\Delta Q}{T},$$

Այսպիսով, ΔS -ի համար մենք ստացանք նույնպիսի արտահայտություն, ինչպիսին առաջ ստացել էինք Կարնոյի ցիկլը անալիզի ենթարկելիս:

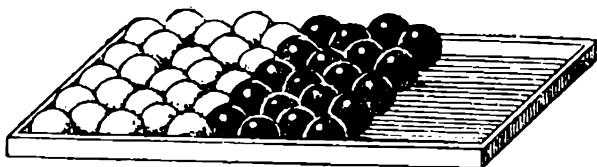
Էնտրոպիայի և հավանականության միջև եղած կապը հնարավորություն է տալիս թերմոդինամիկայի երկրորդ սկզբունքը մի քիչ այլ կերպ մեկնարանելու: Այն հիմա նշանակում է, որ բնության մեջ յուրաքանչյուր պրոցես ընթանում է այնպես, որ սխատմը անցնում է այն վիճակին, որի հավանականությունը ավելի մեծ է: Միաժամանակ երկրորդ սկզբունքում բովանդակվող պնդումը կորցնում է իր կտրականությունը: Ձէ՞ որ այն սխալը, որ յուրաքանչյուր ինքն իրեն ընթացող պրոցես հանգում է ավելի մեծ հավանականություն ունեցող վիճակի, չի նշանակում, որ պրոցեսի այլ ուղղություն հնարավոր չէ: Ինչպես մենք արդեն նշել էինք, դա միայն նշանակում է, որ անցումը հավասարակշռության վիճակին ավելի հավանական է, քան ինքնաբերարար հեռացումը հավասարակշռված վիճակից: Այդ պատճառով երկրորդ սկզբունքը իրականում պետք է հասկանալ այնպես, որ եթե սխատմը գտնվում է որևէ վիճակում իր որոշակի էնտրոպիայով, ապա ճշդող հավանականությամբ պետք է սպասել, որ նա կանցնի ավելի մեծ էնտրոպիա ունեցող վիճակի, այսինքն, որ էնտրոպիայի ամենտեղծվածական փոփոխությունը դա նրա մեծացումն է: Իսկ սկզբունքորեն կարելի է երևակայել և այնպիսի պրոցեսներ, որոնց ուղեկցում է էնտրոպիայի նվազումը: Անհրաժեշտ է այստեղ հիշեցնել, որ մեր կողմից մի շարք անգամներ հիշատակված ֆլուկտուացիաները հառաչիսանում են վիճակի այնպիսի փոփոխությունները, որոնք ուղեկցվում են էնտրոպիայի (և, իհարկե, հավանականության) փոքրացումով, բայց

ալս փոքր շեղումները համապարփաբան վիճակից չեն նակասում երկրորդ սկզբունքին: Նրանք հանդիսանում են հենց էնտրոպիայի հավանականությունային բնույթի անխուսափելի հետևանքը:

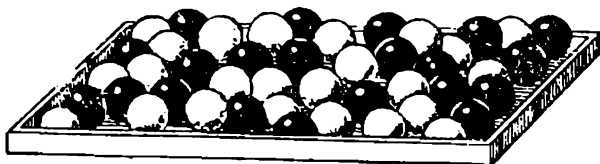
§ 13. Էնտրոպիան և անկարգավորվածությունը

Ինչպես արդեն բազմիցս նշվել է, մարմնի ջերմային էներգիան նրա մոլեկուլների քառասլիքն, անվանոն շարժման էներգիան է: Այդ քառասլիքնամբ մոլեկուլների ջերմային շարժումը աարբերվում է մարմնի մակրոսկոպիկ մեխանիկական շարժումից, որի ժամանակ նրա մոլեկուլները շարժվում են կանոնավորված (կարգավորված) կերպով: Օրինակ, մարմնի համընթաց շարժման ժամանակ նրա բոլոր մոլեկուլները շարժվում են միևնույն արագությամբ, որը գումարվում է նրանց քառասլիքն ջերմային շարժման արագությանը: Ջերմային էներգիայի փոխակերպումը մեխանիկականի հանգում է. հետևապես, քառասլիքն ջերմային շարժման փոխակերպմանը կանոնավորված շարժման:

Ընդհակառակը, մեխանիկական էներգիան փոխակերպել ջերմայինի նշանակում է կանոնավորված շարժման էներգիան վերածել քառասլիքն շարժման էներգիայի: Դժվար չէ հասկանալ, որ այդ երկու միմյանց հակառակ պրոցեսները իրավահավասար չեն. կարգավորված շարժումը



ա/



բ/

Նկ. 6.6.

վերածել քառասլիքնի անհամեմատ ավելի հեշտ է, քան կատարել հակառակ փոխակերպում:

Հետևյալ պարզ օրինակը կպարզաբանի ալդ: Պատկերացնենք մի արկղ, լցված սպիտակ և սև գնդիկներով և շարված ալյնպես, որ արկղի լուրաքանչյուր կեսում գտնվում են միայն մի գույնի գնդիկներ (նկ. 6. 6ա): Բաժանված է ալվմ մի քանի անգամ ցնցել արկղը, որպեսզի գնդիկները նրանում խառնվեն և դասավորվեն միանգամաչն անկանոն կերպով (նկ. 6.6բ): Հասարակ ցնցումը գնդիկների «կանոնավոր» դասավորությունը փոխեց «անկանոնություն»:

Սակայն նարավոր չէ նման ցնցումով գնդիկները նորից բերել կանոնավորված վիճակի ալնպես, որ արկղի լուրաքանչյուր կեսում դարձյալ լինեն միայն մի գույնի գնդիկներ: Խիստ ասած, ԼԹՖ բալականաչափ մեծ թվով անգամ կրկնվի ցնցումը, ապա սկզբունքորեն հնարավոր է, որ ինչ-որ մի հերթական հրում բերի կարգի վերականգնմանը: Բալդ պարզ է, որ ալդպիսի պատահական զեպքը, ըստ երևուլթի, չափազանց քիչ հավանական է:

Գործնականում անկանոն դասավորուլթյուն ստեղծվում է լուրաքանչյուր ցնցումից, իսկ կանոնավոր դասավորուլթյուն ստեղծում է շատերից միայն մեկը:

Այս լուրահատուկ ոչ հակադարձելիուլթյունը պետք է, որ էլ ալելի մեծ չափով արտահայտվի ամեն մի մոլեկուլյար սխտեմում, որտեղ մոլեկուլները թիվը անհամեմատ ալելի մեծ է արկղում եղած գնդիկների թվից:

Մոլեկուլների միջև ևղած բախումները «ցնցում» են սխտեմը և ստեղծում անկանոնուլթյուն, ԼԹՖ նուլնիսկ ժամանակի որեէ պահին սխտեմում ախրում է կարգ:

ԼԹՖ, օրինակ, մարմնի երկու մասերն ունեն տարբեր ջերմաստիճաններ, ապա նրա ալդպիսի վիճակը ալելի կարգավորված է. քան ալն վիճակը, որի ժամանակ նրա ջերմաստիճանը, շնորհիվ ջերմահաղորդականուլթյան, ամենուրեք հավասարվել է:

Ճիշտ նման ձեռով, ԼԹՖ միջնորմով բաժանված անոթում գտնվում են երկու տարրեր գազեր, ապա սխտեմի ալդպիսի վիճակը ալելի կարգավորված է, քան ալդ գազերի խառնուրդինը և ալլն:

Ամեն մի բնական պրոցես միշտ ընթանում է ալնպես, որ սխտեմը ալելի կարգավորված վիճակից անցնում է ալելի մեծ անկանոնուլթյուն ունեցող վիճակի. մարմինների ջերմաստիճանները իրենք իրենց հավասարվում են, գազերը իրենք իրենց խառնվում են և ալլն:

Սխտեմի անկանոնուլթյան աստիճանի և նրա էնտրոպիալի նմանուլթյունը ակնհայտ է:

Ալդ պատճառով բնական է էնտրոպիան համարել սխտեմի անկանոնուլթյան չափ: Ի նկատի ունենալով վիճակի էնտրոպիալի և հա-

զմանականության կապը, կարելի է ասել, որ ավելի անկանոն վիճակը բնորոշվում է թերմոդինամիկական ավելի մեծ հավանականությամբ, քան ավելի կանոնավորված վիճակը:

Դրա հետ կապված է նաև ջերմային պրոցեսների ոչ հակադարձելիությունը. նրանք բնթանում են լայնպես, որ սխառմում անկանոնությունը մեծանա:

Ջերմային պրոցեսների ոչ հակադարձելիությունը կարգի և անկարգության ոչ հակադարձելիությունն է:

Դրա հետ կապված է և ալն փաստը, որ էներգիայի ամեն մի ձև վերջիվերջո փոխակերպվում է ջերմության, քանի որ ջերմային էներգիան անկանոն շարժման էներգիա է, մինչդեռ էներգիայի մյուս բոլոր տեսակները կապված են ավելի կանոնավորված շարժման հետ:

Ամփոփելով էնտրոպիայի վերաբերյալ բոլոր վերը ասածները, մեկ անգամ ևս ձևակերպենք նրա հատկությունները:

Էնտրոպիան սխառմի վիճակի ֆունկցիա է:

Հաշվելու համար սխառմի տվյալ վիճակի էնտրոպիան նրա ալն վիճակի էնտրոպիայի նկատմամբ, որն ընդունված է որպես զրոյական,

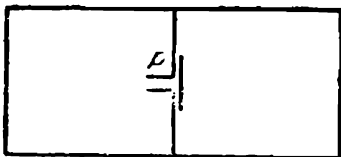
անհրաժեշտ է հաշվել $\int \frac{dQ}{T}$ -ի արժեքը որևէ հակադարձելի պրոցեսի համար, որը սխառմը տվյալ վիճակից բերում է զրոյական վիճակի: Փակ սխառմի էնտրոպիան, երբ սխառմը ենթարկվում է վիճակի հակադարձելի փոփոխության, մնում է հաստատուն: Փակ սխառմի էնտրոպիան, երբ սխառմը ոչ հակադարձելի կերպով փոփոխում է իր վիճակը, աճում է: Էնտրոպիայի մաքսիմում արժեքը համապատասխանում է սխառմի հավասարակշռության վիճակին: Էնտրոպիան անմիջականորեն կապված է վիճակի հավանականության հետ: Սխառմի վիճակի ոչ հակադարձելի փոփոխությունների ժամանակ էնտրոպիայի աճը նշանակում է, որ սխառմը պակաս հավանական վիճակից անցնում է ավելի հավանական վիճակի: Էնտրոպիան սխառմի անկարգավորվածության չափն է:

Էնտրոպիայի աճը, ոչ հակադարձելի պրոցեսի ժամանակ, նշանակում է, որ էներգիան, որով օժտված է սխառմը, դառնում է ավելի պակաս մատչելի մեխանիկական աշխատանքի վերածվելու համար: Հավասարակշռության վիճակում, երբ էնտրոպիան հասել է մաքսիմում արժեքի, սխառմի էներգիան բոլորովին չի կարող աշխատանքի փոխակերպվել:

§ 14. Մաքսվելլի «դեպլ»

Մաքսվելլին է պատկանում հետևյալ մտավոր փորձի իդեան, որն առաջին հալացքից հակասություն մեջ է դրնում թերմոդինամիկայի երկրորդ սկզբունքի հետ:

Պատկերացնենք մի սարք, որն ընդունակ է «զգալու» առանձին մոլեկուլները, և սեղավորենք այն պարզ լցված անոթի երկու մասի բաժանող միջնորմի ընդհանուր մեջ (նկ. 6.7): Ենթադրենք սկզբում գազի ճնշումը և ջերմաստիճանը անոթի երկու մասերում միասնական են: Ձնայած դրան, մոլեկուլները, շնորհիվ իրենց քառասլին ջերմային շարժումների, անընդհատ կերպով անցնում են անցքով, ինչպես ձախից դեպի աջ, այնպես էլ աջից դեպի ձախ, ընդ որում ժամանակի միավորում երկու ուղղություններով անցքի միջով անցնող մասնիկների միջին քանակությունը միասնական է, այնպես, որ անոթի երկու մասերում էլ ճնշումը և ջերմաստիճանը չեն փոփոխվում:



Նկ. 6.7

Այժմ, թող վերոնշյալ սարքը, որը Մաքսվելլը անվանել է «դե», սկսի աշխատել այնպես, որ դեպի մի կողմ նա բաց թողնի միայն արագ, իսկ դեպի մյուս կողմը՝ միայն դանդաղ մոլեկուլները: Այդ պատճառով, որոշ ժամանակի հետ անոթի մի կեսում, նրանում, ուր «դե» թողել էր արագ մասնիկները, մոլեկուլների միջին արագությունը կդառնա ավելի մեծ, քան մյուսում: Դա նշանակում է, որ գազը անոթի մի կեսում կունենա ավելի բարձր ջերմաստիճան:

Այսպիսով, առանց որևէ արտաքին աշխատանքի առաջանում է ջերմաստիճանների տարբերություն. դա աղաղակող հակասություն մեջ է դրնում թերմոդինամիկայի երկրորդ օրենքի հետ, որը թույլ է տալիս միայն ջերմաստիճանների եղած տարբերությունների հավասարեցումը, բայց «արգելում» է ինքնաբերաբար այդպիսի տարբերության առաջացումը:

Իրականում այստեղ հակասություն չկա: Թերմոդինամիկայի երկրորդ օրենքը կիրառելի է միայն շատ մեծ թվով մասնիկներ պարունակող մակրոսկոպիկ մարմինների նկատմամբ: Դա երևում է այն կապից, որ կա էնտրոպիայի և հավանականության միջև, որի մասին ընդհանրապես չի կարելի խոսել, երբ մասնիկների թիվը մեծ չէ: Իսկ մաքսվելլյան «դե» համար գազը մակրոսկոպիկ մարմին չէ, եթե նա կարող է ջոկել առանձին մոլեկուլներ, իսկ երկրորդ սկզբունքը դրանց

չի վերարերում: Երևույթի մեխանիզմի տեսակետից Մաքսվելի պարադոքսը լուծվում է հետևյալ կերպ:

Հրաժարվելով, իհարկե, երկրորդ սկզբունքի խախտելու նպատակով անցքի մոտ տեղափոխված «դեի» մաքից, մենք պետք է ի նկատի ունենանք մի որևէ հարմարանք: Քանի որ այդ հարմարանքը շարժման մեջ է գրվում մոլեկուլների հարվածների միջոցով (թեկուզ միայն արագ), ապա նա ինքը պետք է լինի մոլեկուլար չափերի: Այդ պատճառով այդ հարմարանքի մասերը կմասնակցին մոլեկուլար ջերմային շարժումներին (բրուունյան տիպի): Սակայն այդ շարժումները միանգամայն անկանոն են, ստատիստիկական: Դրա հետևանքով անցքը կրացվի ըստ պատահականության օրենքների, այնպես որ նրա միջով կկարողանան անցնել ոչ միայն արագ, այլև դանդաղ մոլեկուլները, և թերմոդինամիկայի երկրորդ օրենքին միանգամայն համապատասխան ջերմաստիճանների սպասվող սարքերով լուծելը չի առաջանա:

§ 15. Ջերմաստիճանների թերմոդինամիկական սանդղակ

Առաջին գլխում ջերմաստիճանների չափման եղանակները քննարկելիս նշվեց, որ այդպիսի չափումների ժամանակ առաջանում են լուրջ դժվարություններ: Այդ նրանից է, որ տարբեր ջերմաչափային մարմինների միջոցով սահմանված ջերմաստիճանային սանդղակները, մեկը-մյուսի հետ չեն համընկնում:

Մենք այժմ, սակայն, ծանոթացանք մի հատկության հետ, որը բոլորովին կախում չունի նյութի տեսակից, և որը այդ պատճառով կարող է ծառայել որպես անբասիր ջերմաչափային հատկություն՝ ջերմաստիճանային սանդղակ սահմանելու համար: Այդ այն հատկությունն է, որ յուրաքանչյուր նյութ, եթե նա հակադարձելի ջերմային մեքենայում օգտագործվի որպես բանոց մարմին, տալիս է օգտակար գործողության միևնույն գործակիցը (հասկանալի է, որ ջեռուցչի և սառնարանի միևնույն ջերմաստիճանների դեպքում):

Եթե բանոց մարմինը, ինչպիսին էլ նա լինի, T_0 ջերմաստիճանում կլանում է Q_0 ջերմություն և T_1 ջերմաստիճանում սառնարանին է տալիս Q_1 ջերմություն, ապա իրավացի է հետևյալ առնչությունը.

$$\frac{Q_0}{T_0} = \frac{Q_1}{T_1} \quad (6.30)$$

կամ

$$\frac{Q_0}{Q_1} = \frac{T_0}{T_1},$$

Վերջին առնչությունը, որ ճիշտ է ամեն մի նյութի համար, հնարավորություն է տալիս Կարնոյի մեքենան օգտագործելու որպես լուրճատուկ ջերմաչափ: Ընդհանուր է, այդ ջերմաչափը հնարավորություն է տալիս որոշելու ոչ թե ջերմաստիճանները, այլ միայն T_0 և T_1 ջերմաստիճանների հարաբերությունը: Բայց եթե պայմանավորվենք ջերմաստիճաններից մեկին վերադառնալու որոշակի թվային արժեք և, բացի դրանից, այս կամ այն եղանակով բնութենք աստիճանի չափը, ապա դրանով որոշված կլինի և որոշելի ջերմաստիճանը¹:

Այսպիսով կառնմանով նյութի տեսակից անկախ, այսինքն՝ ֆիզիկական տեսակետից անբաժիր ջերմաստիճանային սանդղակ: Որինակով բացատրենք ջերմաստիճանի չափման եղանակը այդպիսի աստվոր ջերմաչափով: Ենթադրենք պահանջվում է չափել որևէ մարմնի T ջերմաստիճանը, ընդ որում մեր ձեռքի տակ ոչ մի ջերմաչափ, բացի Կարնոյի մեքենայից, չկա:

Կարնոյի մեքենայում որպես ճեղքից վերցնենք ջերմություն մի ուղեղովուար, որն ունի ջրի հոսման ջերմաստիճանը (իհարկե, մենք չենք չափի այդ ջերմաստիճանը, քանի որ այդ նպատակի համար ջերմաչափ չունենք), իսկ որպես սառնարան՝ ջերմություն մի ուղեղովուար, որն ունի հալվող սառույցի ջերմաստիճանը (որը մենք նույն պատճառով գործիչ չենք չափի): Պայմանավորվենք նաև, որ ճեղքից և սառնարանի միջև ջերմաստիճանների տարբերությունը մենք կրճատենք 100 մասի (սառնարանների), մենք կարող էինք բնութել և մի այլ կամայական թիվ, ինչպես և ջերմություն այլ ուղեղովուարներ: Բացի Կարնոյի մեքենայից մեզ անհրաժեշտ կլինի նաև կալորիմետր՝ ջերմություն Q_0 և Q_1 քանակությունները չափելու համար: Ձեռք որ Կարնոյի ջերմաչափում ջերմաչափային խնդիրը փոխվում է կալորիմետրականի:

Այժմ իրականացնենք Կարնոյի հակադարձելի ցիկլը մեր ընտրած ճեղքից և սառնարանի միջև, օգտագործելով ցանկացած բանող մարմին (չէ՞ որ նրանից ոչինչ կախում չունի), և չափենք ճեղքից ստացած և սառնարանին տրված ջերմություն քանակությունը: Նշանակենք դրանք, համապատասխանաբար, Q_+ և Q_- և T_+ , T_- և T նշանակենք եռացող ջրի, հալվող սառույցի և փորձարկվող մարմնի ջերմաստիճանները (առաջիմ անհայտ): Այդ դեպքում մենք կարող ենք գրել.

$$\frac{Q_+}{Q_-} = \frac{T_+}{T_-}, \quad (6.30a)$$

¹ Համաձայն չափերի և կշռի 1948 թ. միջազգային կոնֆերանսի որոշման, այն ջերմաստիճանը, որին վերադառնում է որոշակի թվային արժեք, դա ջրի եռակի կետն է (անս զրուի 0-րդ) ջերմաստիճանն է: Նա համարվում է հավասար՝ 273,16,

Այնուհետև մի անգամ ևս իրականացնենք Կարնոյի ցիկլը, նախ-
կին ջեռուցչով, բայց փորձարկվող մարմինը օգտագործելով որպես
սառնարան կամ ընդհակառակը նախկին սառնարանով, բայց փորձարկ-
վող մարմինը օգտագործելով որպես ջեռուցիչ: Չափելով ջեռուցչից
ստացած Q_+ ջերմությունը, որը կմնա նույնը, ինչ որ առաջին փոր-
ձում, և սառնարանին տված (Q_- ջերմությունը, մենք նորից կարող
ենք գրել

$$\frac{Q_-}{Q_+} = \frac{T_-}{T_+} \quad (6.30բ)$$

առնչությունը:

Այսպիսով, T_+ , T_- և T երեք մեծությունների որոշման համար
մենք ունենք (6.30ա) և (6.30բ) երկու հավասարումները: Բայց բացի այդ
մենք կարող ենք գրել աստիճանի չափը որոշող երրորդ հավասա-
րումը.

$$T_+ - T_- = 100,$$

Այս երեք հավասարումները բավարար են՝ որոշելու որոնելի T
ջերմաստիճանը, T_+ և T_- մեծությունները:

Մնում է նաև ավելացնել, որ մենք մեր ջերմային մեքենան կա-
րող ենք աշխատեցնել նաև հակառակ ուղղությամբ աշխատելու, որ նա
աշխատի որպես սառնեցնող մեքենա: Այդ դեպքում մենք պետք է չա-
փենք սառնարանից ջեռուցչին հաղորդված ջերմության քանակու-
թյունը և դրա վրա ծախսված արտաքին աշխատանքի մեծությունը:

Իհարկե, ոչ ոք և երբեք ջերմաստիճանը չի չափել այսպիսի
տեխնիկական անիրագործելի և անսովոր եղանակով: Բայց դրա կարիքն
էլ չկա, որովհետև Կարնոյի մեքենայի միջոցով սահմանված ջերմաս-
տիճանային սանդղակը կարելի է վերաբրտադրել, օգտագործելով որևէ
որոշակի նյութ, որի հատկությունները լավ հայտնի են: Այդպիսի
նյութ է, օրինակ, իշխալական գազը, որի համար ճշգրիտ կերպով
հայտնի է վիճակի հավասարումը: Ինչպես ցույց տրվեց, (6.30) բանա-
ձևը ստացվում է, եթե Կարնոյի մեքենայում որպես բանող մարմին
օգտագործվի իշխալական գազը: Կարելի է ցույց տալ, որ գազային
ջերմաչափի սանդղակով չափվող ջերմաստիճանները, որտեղ ջերմաս-
տիճանը ստացվում է

$$T = \frac{pV}{R}$$

բանաձևից, ճշտությամբ համընկնում են այն ջերմաստիճանի հետ,
որը կստացվեր, եթե կատարվեր վերը նկարագրած փորձը:

Նշենք, որ Կարնոյի հակադարձի մեքենայի հատկությունների վրա հիմնված ջերմաստիճանային սանդղակը կոչվում է Ջելմսսոն-Ուոլի թերմոդինամիկական սանդղակ: Նա առաջարկված է Կելվինի կոդից, այդ պատճառով այդ սանդղակով արտահայտված ջերմաստիճանները չափվում են $^{\circ}\text{K}$ (Կելվինի մասիճանով):

Ինչ վերաբերում է թերմոդինամիկական սանդղակի պրոյին, ապա բանաձևից երևում է, որ իրեն դրո պիսք է ծառայի այն ջերմաստիճանը, որի մեջ $Q_1 = 0$ (6.30) բանաձև: Այդ դեպքում Կարնոյի մեքենայի օգտակար գործողության գործակիցը հավասար է մեկի, և, հետևապես, աժելի ցածր ջերմաստիճան լինել չի կարող, քանի որ օ. պ. պ.-ն չի կարող մեծ լինել մեկից:

Քանի որ ջերմաստիճանների թերմոդինամիկական սանդղակը համընկնում է իդեալական գազի սանդղակի հետ, ապա և Կելվինի սանդղակի դրոն համընկնում է նախկինում մեր որոշած ջերմաստիճանի բացարձակ զրոյի հետ: Ի միջի այլոց հարկավոր է նշել, որ, համաձայն թերմոդինամիկայի երկրորդ սկզբունքի, ջերմային մեքենայի օգտակար գործողության գործակիցը երբեք չի կարող լինել հավասար մեկի: Ջեռուցչից ստացված ջերմության քանակությունը չի կարող ամբողջությամբ փոխակերպվել մեխանիկական աշխատանքի: Այդ պատճառով էլ չի կարող ստացվել ջերմաստիճանի բացարձակ զրո:

§ 16. Թերմոդինամիկայի երրորդ սկզբունքը

Բազմաթիվ փորձերի ցույց են տալիս, որ ամեն մի սխտեմում ջերմաստիճանի նվազման հետ հակում է նվազում դեպի կարգավորվածության տատիճանի էլ աժելի մեծացումը: Այդ են ցույց տալիս մարմինների կառուցվածքի ուսումնասիրությունները, նրանց մագնեիտական հատկությունները և շատ ուրիշ տվյալներ:

Կարելի է ենթադրել, որ կարգավորված վիճակը համապատասխանում է մարմինը կազմող մասնիկների աժելի փոքր էներգիային, և որ կարգի հաստատմանը բարձր ջերմաստիճաններում խանգարում է ջերմային շարժումը:

Եթե հնարավոր լիներ սառեցնել մարմինը մինչև բացարձակ զրո, երբ ջերմային շարժումները արդեն չեն կարող խանգարել կարգի հաստատմանը, ապա սխտեմում կառաջանար ենթադրվող առաջնադաս կարգը, և այդ վիճակին կհամապատասխաներ նվազագույն էնտրոպիա:

Սակայն հարց է առաջանում, ինչպե՞ս կպահի իրեն մարմինը բացարձակ զրոյում, եթե նրա նկատմամբ կատարվի արտաքին աշխա-

տանյ (օրինակ, կիրառվի ճնշում Կարո՞ղ է արդյոք փոփոխվել բացարձակ զրոյում գտնվող մարմնի էնարոպիան:

Ցածր ջերմաստիճաններում կատարվող շատ փորձերի հիման վրա կարելի կլինե՞ր անել մի կարևոր եզրակացություն, որը ձևակերպվում է հետևյալ կերպ (Ներնստ, 1906 թ.).

Ջերմաստիճանի բացարձակ զրոյում վիճակի ամեն մի փոփոխություն տեղի է ունենում առանց էներգիայի փոփոխության:

Այս պնդումը սովորաբար անվանում են Ներնստի բևեռմ: Երբևէ այն բարձրացնում են բերմոգինամիկայի երրորդ սկզբունքի աստիճանին:

Ինչպես մենք տեսանք վերը, էնտրոպիայի հասկացողության պարզարանումը ըստ հավանականության տեսության հնարավորություն է տալիս կատարել հետևյալ եզրակացությունը, որ ջերմաստիճանի բացարձակ զրոյում էնտրոպիան հավասար է զրոյի, որը, իհարկե, չի հակասում Ներնստի ձևակերպմանը:

Այն փաստից, որ երբ $T = 0$ և $S = 0$, հետևում է, որ բացարձակ զրոն սկզբունքորեն անհասանելի է, քանի որ դժվար չէ ցույց տալ, որ եթե զրոյություն ունենար մի մարմին, որի ջերմաստիճանը հավասար լիներ զրոյի, ապա կարելի կլիներ կառուցել երկրորդ կարգի հավերժական շարժիչ, որը հակասում է թերմոդինամիկայի երկրորդ սկզբունքին: Երբևէ թերմոդինամիկայի երրորդ սկզբունքը հենց ձևակերպում են որպես բացարձակ զրոյի անհասանելիության սկզբունք:

Թերմոդինամիկայի երրորդ սկզբունքից (այդպես կանվանենք այն) հետևում են կարևոր եզրակացություններ նյութի վարքի մասին շատ ցածր ջերմաստիճաններում: Այսպես, օրինակ, նրանից հետևում է, որ ջերմաստիճանի իջեցմանը զուգընթաց մարմնի ջերմունակությունը ջերմաստիճանի հետ միասին պետք է ձգտի զրոյի, իսկ բացարձակ զրոյում նա պետք է հավասար լինի զրոյի: Փորձը շատ լավ հաստատում է այդ հակումը: Կարելի է ցույց տալ, որ զրոյի պետք է ձգտեն (իսկ երբ $T = 0$, դառնան զրո) նաև մարմինների ջերմային ընդարձակման գործակիցը, սեղմման գործակիցը և այլն: Ընդ որում այս բոլորը վերաբերվում է հավասարակշռության վիճակում գտնվող սխառմաներին: Հավասարակշռության վիճակում չպտնվող մարմինների էնտրոպիան բացարձակ զրոյում կարող է և տարբեր լինել զրոյից:

§ 17. Բացասական ջերմաստիճաններ

Եթե ելնենք ջերմաստիճանի այն սահմանումից, որը տրվել է այս գրքի սկզբում, այսինքն, որ ջերմաստիճանը համեմատական է մասնիկների միջին կինետիկ էներգիային, ապա այս պարագրաֆի ան-

վանումը կարծես թե զուրկ է իմաստից. չէ՞ որ կինեատիկ էներգիան չի կարող բացասական լինել: Եվ այն ատոմական սխառեմների համար, որոնց էներգիան բաղկացած է միայն մասնիկների շարժման կինեատիկ էներգիայից, բացասական ջերմաստիճանը, իրոք, չունի ֆիզիկական իմաստ:

Սակայն հիշենք, որ բաղի ջերմաստիճանի կինեոտիկա-մոլեկուլյար սահմանումից, մենք երկրորդ գլխում նշեցինք նաև ջերմաստիճանի դերը, որպես մասնիկների բաշխումը ըստ էներգիայի որոշող մեծություն (տես գլ. I, § 9): Եթե օգտվենք ջերմաստիճանի այդ ավելի ընդհանուր հասկացությունից, ապա գոնև սկզբունքորեն մենք կհանգենք և բացասական ջերմաստիճանների գոյություն հնարավորություն:

Ի՞նչպիսի չէ տեսնել, որ Բոլցմանի (1.31) բանաձևը՝

$$\frac{n}{n_0} = e^{-\frac{U}{kT}}$$

ձևականորեն «թույլ է տալիս» ջերմաստիճանին ստանալ ոչ միայն դրական, այլև բացասական արժեքներ:

Իրոք, այդ բանաձևում n/n_0 -ն մասնիկների այն մասն է, որ գտնվում է U էներգիային համապատասխանող վիճակում, ընդ որում n_0 -ն այն մասնիկների թիվն է, որոնք գտնվում են մի ինչ-որ սկզբնական էներգիայի համապատասխանող վիճակում, որից կատարվում է U էներգիայի հաշվարկումը: Բանաձևից երևում է, որ որքան բարձր է U -ն, այնքան ավելի քիչ է մասնիկների n/n_0 մասը, որոնք օժտված են այդ էներգիայով: Այսպես, օրինակ, n/n_0 -ը, երբ $U = kT$, e անդամ (e -ն բնական լոգարիթմների հիմքն է, հավասար $2,71$) ավելի փոքր է, քան n_0 -ն: Իսկ $U = 2kT$ էներգիայով օժտված է արդեն մասնիկների շատ ավելի քիչ մասը. այդ դեպքում n/n_0 -ը e^2 անգամ ավելի փոքր է n_0 -ից:

Պարզ է, որ հավասարակշռված վիճակում, որին, ինչպես մենք գիտենք, հենց վերաբերում է Բոլցմանի օրենքը, n/n_0 միջտնային փոքր է n_0 -ից:

Լոգարիթմելիով (1.31) հավասարումը, կատանանք

$$\ln \frac{n}{n_0} = -\frac{U}{kT},$$

որտեղից

$$T = -\frac{U}{k \ln \frac{n}{n_0}}, \quad (6.31)$$

T-ի այս արտահայտությունից հրեամ է, որ երբ $n < n_0$, ապա $T > 0$,

եթե սակայն, պարզվեր, որ գոյություն ունի այնպիսի մի առումային սխառում, որտեղ n -ը կարող է լինել և ավելի մեծ, քան n_0 -ն, ապա այդ կնշանակեր, որ ջերմաստիճանը կարող է ընդունել նաև բացասական արժեքներ, քանի որ T-ն, երբ $n > n_0$, դառնում է բացասական:

Անց ավելի հեշտ կլինի հասկանալ, թե ինչպիսի պայմաններում է այդ ճնարարություն, եթե մենք ուսումնասիրենք ոչ թե կլասիկ սխառում (որի մեծ թաղանթական ջերմաստիճանը չի կարող իրականացվել), այլ քվանտային, և բացի դրանից, սպավենք էնտրոպիայի կոնցկացիայից, որը ինչպես մենք հենց նոր անանք, սխառումի անկանոնությունն աստիճանը որոշող մեծությունն է:

Դիցուք, մեր սխառմը ներկայացված է իր էներգետիկ մակարդակների այն սխեմայով, որը պատկերված է նկ. 6.8-ում:

Ջերմաստիճանի բացարձակ զրոյում մեր սխառումի բոլոր մասնիկները գտնվում են իրենց ամենացածր էներգետիկ մակարդակներում, իսկ մնացած մակարդակները դատարկ են: Սխառմն այդ վիճակում մաքսիմում կերպով կարգավորված է, և նրա էնտրոպիան հավասար է զրոյի (զրոյի է հավասար նաև նրա ջերմունակությունը):

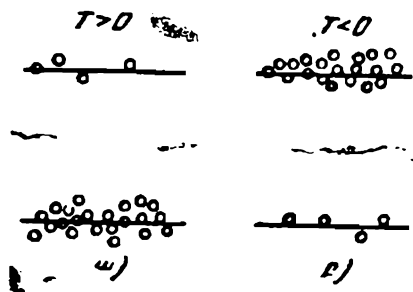
Եթե այժմ էներգիա հաղորդելու միջոցով բարձրացվի սխառումի ջերմաստիճանը, ապա մասնիկները կտեղափոխվեն նաև էներգիայի ավելի բարձր մակարդակների վրա, որոնք, այսպիսով, կդառնան մասնաբաժնակցված, ընդ որում որքան ավելի բարձր է ջերմաստիճանը, այնքան ավելի մեծ է այդ ավելի բարձր էներգետիկ մակարդակների բաժնակցվածությունը: Մասնիկների բաշխումը ըստ էներգետիկ մակարդակների որոշվում է Բոլցմանի բանաձևով: Նշանակում է դա կլինի մի բաշխում, որի ժամանակ բարձր մակարդակներում կլինեն ավելի քիչ մասնիկներ, քան ավելի ցածր մակարդակներում: Մասնիկների «տարարնակցումը» շատ մակարդակներում, իհարկե, սխառում մեծացնում է անկարգավորվածությունը, և նրա էնտրոպիան մեծանում է ջերմաստիճանի աճի հետ միասին: Ամենամեծ անկանոնություն, և հետևապես էնտրոպիայի մաքսիմում կստացվի ըստ էներգիաների մասնիկների այնպիսի բաշխման դեպքում, որի ժամանակ նրանք հավասարապես բաշխված են ըստ բոլոր էներգետիկ մակարդակների: Այդպիսի բաշխումը կնշանակեր, որ (6.31) բանաձևում $n = n_0$ է, հետևապես, $T = \infty$: Հետևաբար, մասնիկների հավասարաչափ բաշխումը ըստ էներգիաների համապատասխանում է անվերջ բարձր ջերմաստիճանին և էնտրոպիայի մաքսիմումին:

Սակայն, քվանտային սխառեմում, որի մասին աչտեղ խոսվում է, ալդպիսի բաշխում հնարավոր չէ, որովհետեւ մակարդակների թիվն անվերջ մեծ է, իսկ մասնիկների թիվը՝ վերջավոր: Այդ պատճառով էնտրոպիան ալդպիսի սխառեմում չի անցնում մաքսիմումով, այլ ջերմաստիճանի հետ միասին մոտոտն կերպով աճում է: Անվերջ բարձր ջերմաստիճանի դեպքում էնտրոպիան նույնպես կլինի անվերջ բարձր:

Այժմ պատկերացնենք ալդպիսի սխառեմ, (քվանտային) որի մեջ գոյություն ունի ներքին էներգիայի վերին սահման, իսկ էներգետիկ մակարդակների թիվը վերջավոր է: Հասկանալի է, որ ալդ հնարավոր է միայն ալդպիսի սխառեմում, որտեղ էներգիան իր մեջ չի պարունակում մասնիկների շարժման կինետիկ էներգիան:

Ալդպիսի սխառեմում ջերմաստիճանի բաղադրակ դրույի ժամանակ մասնիկները նույնպես կլրավեն միայն ամենացածր էներգետիկ մակարդակները, իսկ էնտրոպիան ալդ ժամանակ հավասար կլինի զրոյի: Ջերմաստիճանի աճման հետ մասնիկները «սարաքնակվում» են նաև ավելի բարձր մակարդակներում, առաջացնելով էնտրոպիայի համապատասխան աճ: Ե.Տա նկարում պատկերված է երկու էներգետիկ մակարդակ ունեցող սխառեմ: Բայց քանի որ սխառեմի էներգետիկ մակարդակների, ինչպես և մասնիկների թիվն ալժամ վերջավոր է, ապա վերջիվերջո կարող է ստացվել ալդպիսի վիճակ, երբ մասնիկները հավասարաչափ կերպով բաշխվում են ըստ էներգետիկ մակարդակների: Ինչպես մենք տեսանք հենց նոր, ալդ վիճակին համապատասխանում են անվերջ մեծ ջերմաստիճան և մաքսիմում էնտրոպիա: Սխառեմի էներգիան ալդ ժամանակ նույնպես կլինի մաքսիմում, բայց ոչ անվերջ մեծ, ալդպես որ ջերմաստիճանի, որպես մասնիկների միջին էներգիայի, մեր նախկին սահմանումը դառնում է անրնդունելի:

Եթե ալժամ արդեն անվերջ բարձր ջերմաստիճանում գտնվող սխառեմին ինչ-որ ձևով հաղորդվի լրացուցիչ էներգիա, ապա մասնիկները կշարունակեն տեղափոխվել ավելի բարձր էներգետիկ մակարդակի վրա, իսկ դա այն հետևանքը կունենա, որ ալդ բարձր մակարդակի «բնակեցվածությունը» կդառնա ավելի մեծ, քան ավելի ցածր մակարդակները (նկ. 6.8բ): Պարզ է, որ մասնիկների ալդպիսի առավելակաճ (преимущественный) կուտակումը բարձր մակարդակներում արդեն նշանակում է որոշ կարգավորվածություն, համեմատած ալն



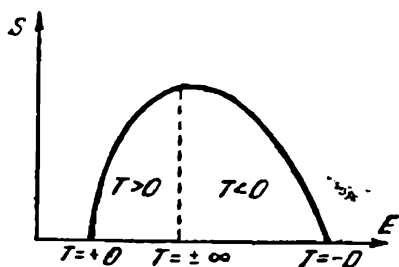
նկ. 6.8

արդեն նշանակում է որոշ կարգավորվածություն, համեմատած ալն

լրիվ անկարգավորվածության հետ, որը գոյություն ունի, երբ $T \rightarrow \infty$.
 ալսինյան՝ ըստ էներգիաների մասնիկների հավասարաչափ բաշխման
 ժամանակ: $T \rightarrow \infty$ ժամանակ մաքսիմալ հասած էներգիայի էներ-
 ցիայի հետագա հաղորդման ժամանակ սկսում է հետևապես նվազել:
 Իսկ, եթե էներգիայի աճի հետ էներգիան չի աճում, այլ նվազում
 է, ապա այդ նշանակում է, որ ջերմաստիճանը գրական չէ, այլ բա-
 ցասական է:

Որքան ավելի շատ էներգիա հաղորդվի սխտեմին, այնքան ավե-
 լի շատ մասնիկներ կհալոնվեն ամենաարագ էներգետիկ մակարդակ-
 ներում: Ի վերջո, կարելի է պատկերացնել մի վիճակ, որի ժամանակ
 լողոր մասնիկները կհավաքվեն ամենաարագ մակարդակներում: Այդ-
 պիսի վիճակը, պարզ է, որ նույնպես հանդիսանում է միանգամայն
 կանոնավորված: Նա ոչնչով ավելի «սառ» չէ այն վիճակից, երբ բո-
 լոր մասնիկները գրադեցնում են ամենացածր մակարդակները: Թե՛
 մեկ և թե՛ մյուս դեպքում սխտեմում տիրում է լրիվ կանոնավոր-
 րություն, և էներգիայի հավասար է զրոյի: Այդ պատճառով այն
 ջերմաստիճանը, որի ժամանակ ուսմանում է այն երկրորդ, միան-
 ցամայն կանոնավորված վիճակը, մենք կարող ենք նշանակել — 0,
 ի տարբերություն «ստորական» բացարձակ զրոյի (+0): Այս երկու
 «զրոները» միջև տարբերությունն այն է, որ նրանցից առաջինին մենք
 նստում ենք բացասական ջերմաստիճանների կողմից, իսկ երկրոր-
 ղին՝ գրական ջերմաստիճանների կողմից:

Այսպիսով, սխտեմի ենթադրվող ջերմաստիճանները չեն սահ-
 մանափակվում բացարձակ զրոյից մինչև անսահմանություն միջակայ-
 քով, այլ տարածվում են 0-ից մինչև ∞ , — ∞ -ից մինչև — 0, ընդ
 որում ∞ և — ∞ համընկնում են միմյանց հետ:



Նկ. 6.9

6.9 նկարում պատկերված է էներ-
 ցիայի՝ սխտեմի էներգիայից
 ունեցած կախման կորը: Կորի մի
 մասը, մաքսիմալից դեպի ձախ,
 համապատասխանում է գրական
 ջերմաստիճաններին, նրանից աջ՝
 բացասական ջերմաստիճաններին:
 Մաքսիմումի կետում ջերմաս-
 տիճանի արժեքը հավասար է $\pm \infty$:

Կանոնավորվածության, հետևապես և էներգիայի տեսակետից,
 հնարավոր են այսպիսի երեք ժալրահեղ վիճակներ.

1. լրիվ կանոնավորվածություն՝ մասնիկները կենտրոնացած են

էներգիայի ամենապոք մակարդակներում: Այդ վիճակը համապատասխանում է «սովորական» բացարձակ զրոյին ($+0$).

2. լրիվ անկոնսնտիթյուն՝ մասնիկները հավասարաչափ կերպով բաշխված են ըստ բոլոր էներգետիկ մակարդակների: Այդ վիճակին համապատասխանում է $\pm \infty$ ջերմաստիճանը.

3. նորից լրիվ կանոնավորվածություն՝ մասնիկները գրավում են միայն էներգետիկ ամենաբարձր մակարդակները: Այդ վիճակին համապատասխանող ջերմաստիճանին վերագրվում է -0 արժեք:

Հետևապես, մենք այստեղ գործ ունենք պարագոքսալին իրադրության հետ. որպեսզի հասնենք բացասական ջերմաստիճանների, մեզ անհրաժեշտ եղավ ոչ թե սառեցնել սխտեմը բացարձակ զրոյից ցած, որը անհնար է, այլ, ընդհակառակը, մեծացնել նրա էներգիան. դուրս է գալիս, որ բացասական ջերմաստիճանը ($T < 0$) ավելի բարձր է անվերջ բարձր ջերմաստիճանից:

Կոլոիդյուն ունի շատ կարևոր ստորբերություն այդ երկու միանգամայն կանոնավորված վիճակների միջև, որոնց մասին մենք հենց նոր նշեցինք, $+0$ և -0 ջերմաստիճաններ ունեցող վիճակները միջև:

«Սովորական» բացարձակ զրոյի վիճակը, եթե հնարավոր լինեի այն ստեղծել սխտեմում, կպահպանվեր նրանում ցանկացած երկար ժամանակ միայն այն դեպքում, երբ նա հուսալի կերպով մեկուսացված է շրջապատի միջավայրից, մեկուսացված է այն իմաստով, որ այդ միջավայրից սխտեմին էներգիա չի փոխանցվում: Այդ վիճակը կալուն հավասարակշռության վիճակ է, որից սխտեմը ինքն իրեն, առանց արտաքին միջամտության, չի կարող դուրս գալ: Այդ նրանից է, որ սխտեմի էներգիան այդ վիճակում ունի միևնույն արժեք:

Մյուս կողմից բացասական բացարձակ զրոյի վիճակը ծայրահեղ ոչ հավասարակշռված վիճակ է, քանի որ սխտեմի էներգիան մաքսիմում է: Եթե հնարավոր լինեի սխտեմը բերել այդ վիճակին և հետո թողնել ինքն իրեն, ապա նա անմիջապես դուրս կգար այդ ոչ հավասարակշռված, անկայուն վիճակից: Այդ վիճակը կարող էր պահպանվել միայն սխտեմին անընդհատ էներգիա հաղորդելու դեպքում: Առանց դրան, բարձր էներգետիկ մակարդակներում գտնվող մասնիկները, անպատճառ «կընկնեն» ավելի ցածր մակարդակների վրա:

Երկու դրոշների ընդհանուր հատկությունը, դա նրանց անհասանելիությունն է, նրանց հասնելու համար անհրաժեշտ է ծախսել անսահման մեծ էներգիա:

Սակայն անկայուն, ոչ հավասարակշռված է ոչ միայն -0 ջերմաստիճանին համապատասխանող վիճակը, այլև բացասական ջերմաստիճաններ ունեցող բոլոր վիճակները: Նրանց բոլորին համապա-

տասխանում են $n > n_0$ արժեքներ, իսկ համասարակշռության համար անհրաժեշտ է n -ի և n_0 -ի հսկողական հարաբերակցությունը:

Մենք արդեն նշել ենք, որ բացասական ջերմաստիճանները, դրանք ավելի բարձր ջերմաստիճաններ են, քան դրականները: Այդ պատճառով, եթե մինչև բացասական ջերմաստիճան տաքացրած (չի կարելի ասել սառեցրած) մարմինը հալվի դրական ջերմաստիճան ունեցող մարմնի հետ, ապա էներգիան կանցնի առաջինից երկրորդին և ոչ թե ընդհակառակը, իսկ դա նշանակում է, որ նրա ջերմաստիճանը չնայած բացասական է, բայց ավելի բարձր է: Բացասական ջերմաստիճան ունեցող երկու մարմինների համար ժամանակ էներգիան կանցնի բացարձակ արժեքով ավելի փոքր ջերմաստիճան ունեցող մարմնից ջերմաստիճանի թվապես ավելի մեծ արժեք ունեցող մարմնին:

Մինչև բացասական ջերմաստիճան տաքացրած մարմինը, գտնվելով ծալրահեղ ոչ համասարակշռված վիճակում, հեշտությամբ առաջին է էներգիա: Այդ պատճառով, որպեսզի այդպիսի վիճակ հնարավոր լինի ստեղծել, սխառեմը հուսալիորեն պետք է մեկուսացված լինի այլ մարմիններից (համեմալն դնպս, ալնպիսի սխառեմներից, որոնք նման չեն իրեն, ալսինքն՝ չունեն վերջավոր թվով էներգետիկ մակարդակներ)¹:

Ընդ որում բացասական ջերմաստիճան ունեցող վիճակը ալն աստիճան անհավասարակշռված է, որ եթե նույնիսկ ալդ վիճակում գտնվող սխառեմը մեկուսացված է և ոչ մի տեղ էներգիա չի հաղորդում, ալնուամենայնիվ նա էներգիան կարող է աալ ճառագալթման ձևով, մինչև չանցնի դրական ջերմաստիճանի համապատասխանող վիճակի (համասարակշռված):

Մնում է նաև ավելացնել, որ բանմանափակ թվով էներգետիկ մակարդակներ ունեցող աստմական սխառեմները, որոնց մեջ, ինչպիս տեսանք, կարելի է իրականացնել բացասական ջերմաստիճան ունեցող վիճակ, միալն մտացածին տեսական կառուցումներ չեն: Այդպիսի սխառեմներ իրապես գոլութլուն ունեն, և նրանցում իրոք կարելի է ստանալ բացասական ջերմաստիճան: Բացասական ջերմաստիճան ունեցող վիճակից սովորական ջերմաստիճան ունեցող վիճակի անցնելու ժամանակ առաջացած ճառագալթումը գործնականում օգտագործվում է հատուկ սարքերում՝ մոլեկուլյար գեներատորներում և ուժեղացուցիչներում (ամազերներում² և շլաղերներում): Բալց մենք ալստեղ ալդ հարցի վրա ավելի մանրամասն կանգ առնել չենք կարող:

¹ Ավելի վաղ ցույց է տրվել, որ ջերմաստիճանի հասկացողութլունը օրգանապես կապված է հավասարակշռութլան հետ: Այդ պատճառով, իխտ առած, դիտարկվող գեպքում ջերմաստիճանի մասին կարելի է խոսել միայն ձևականորեն: Հիշեցնենք, որ Բոլցմանի հավասարումը ևս աալիս է մասնիկների հավասարալլըված բաշխում ըստ էներգիաների:

ԳԼՈՒԽ ՅՈԹԵՐՈՐԴ

Հեղուկների հատկությունները

Դազերի հատկությունների ուսումնասիրությունը բարձր ճնշումների դեպքում, երբ նրանց չի կարելի իդեալական համարել, մեզ բերեց այն եզրակացության, որ հեղուկների հատկությունները եւ չպետք է էապես տարբերվեն նրանցից: Այդ արդեն լինում է կրիտիկական ջերմաստիճանի գոլություն փաստից, որի ժամանակ վերանում է հեղուկի և իր գոլորշու միջև եղած տարբերությունը, և դրա շնորհիվ գազային վիճակից անընդհատ կերպով հեղուկ վիճակին անցնելու գոլություն ունեցող հնարավորությունից: Իսկ իրական գազերի վիճակի հավասարումը իր իսկ իմաստով նկարագրում է ինչպես գազային, այնպես էլ հեղուկ վիճակները և անցումը մեկից մյուսին: Հետևապես ամեն ինչ կարծես թե հաստատում է այն, որ հեղուկի և գազի միջև գոլություն ունի միայն խտության քանակական տարբերություն:

Որոշ չափով այդ բանը ճիշտ է: Սակայն հեղուկի և գազի միջև գոլություն ունեցող քանակական տարբերությունը այնքան մեծ է (կրիտիկական ջերմաստիճանից հետո գտնվող ջերմաստիճաններում նրանց խտությունները տարբերվում են համարյա հազար անգամ), որ հեղուկների և գազերի վարքը և հատկությունները տարբերվում են նաև որակապես:

Հեղուկի գլխավոր առանձնահատկություններն են՝ նախ, իր ծավալը պահպանելու ունակությունը (ի տարբերություն գազերի, հեղուկի ծավալը չի որոշվում անոթի ծավալով) և ապա՝ հեղուկի ազատ մակերևույթի գոլությունը:

Ինչպես արդեն մենք գիտենք, Վան-դեր-Վաալսի հավասարումը մոտավոր հավասարում է և նրանից չի կարելի օգտվել զանազան երևույթների նույնպիսի ճշգրիտ հաշվումների համար, ինչպիսին կարելի էր անել իդեալական գազերի համար կլայպերոնի հավասարման միջոցով: Սակայն հեղուկների որոշ հատկություններ, գոնե որակապես,

կարելի է դիտարկել վիճակի հավասարման հիման վրա: Այդ հատկությունների թվին են պատկանում, օրինակ, ջերմային ընդարձակումը և սեղմելիությունը: Այս ծավալային երևույթներից էլ մենք կոչենք հեղուկների հասկաթյունների ուսումնասիրությունը: Այնուհետև մենք կուսումնասիրենք հեղուկների ծավալային այլ հատկություններ, համեմատելով դրանք գազերի համապատասխան հատկությունների հետ: Դրանից հետո կքննարկվեն մակերևութային երևույթները, այսինքն՝ աչն երևույթները, որոնք պայմանավորված են հեղուկի սպառ մակերևութի գոյությունը:

§ 1. Հեղուկների ծավալային հատկությունները

Նախ քննության առնենք հեղուկի այն հատկությունները, որոնք կարող են ուսումնասիրվել անմիջապես վիճակի հավասարումից՝ սեղմելիությունը և ջերմային ընդարձակումը:

Հեղուկների սեղմելիությունը: Մարմնի սեղմելիության χ գործակիցը, ինչպես հայտնի է, dV ծավալի հարաբերական փոփոխությունն է p ճնշման միավոր փոփոխության դեպքում, այսինքն՝

$$\chi = \frac{1}{V} \frac{dV}{dp}, \quad (7.1)$$

իդեալական գազերի համար, ինչպես ցույց է տրված I գլխում,

$$\chi = - \frac{1}{p},$$

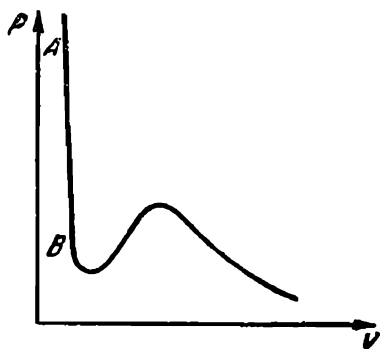
այնպես որ, օրինակ, երբ $p = 1$ մթ, $\chi = -1$ մթ⁻¹, երբ ճնշումը մեծանում է մեկից մինչև երկու մթնոլորտ, գազի ծավալը փոքրանում է երկու անգամ:

Հեղուկների մեջ, ի տարբերություն գազերի, սեղմելիությունը շատ փոքր է: Այդ անմիջապես երևում է Վան-դեր-Վաալսի հավասարման կորից (նկ. 7.1), որի վրա հեղուկ վիճակին համապատասխանում է AB հատվածը: Այդ հատվածի թեքությունը վկայում է, որ $\frac{dV}{dp}$ ամենցյալը

և հետևապես սեղմելիությունը շատ փոքր է. ծավալի աննշան փոփոխության համար պահանջվում է ճնշման շատ մեծ փոփոխություն: Փորձը ցույց է տալիս, որ հեղուկների սեղմելիության գործակիցը, իրոք, շատ փոքր է և նրանցից շատերի համար գտնվում է 10^{-4} մինչև 10^{-5} մթ⁻¹ սահմաններում: Նա, հետևապես, տասնյակ և հարյուր հազար անգամներ փոքր է, քան գազերում: Բոլոր հեղուկներից ամեն-

Նումեժ սեղմելիությունը ուժոված է հեղուկ հեղիումը, որի γ գործակիցը, մի քանի միլնոլորտ ճնշման դեպքում, հավասար է $8 \cdot 10^{-3}$ մթ $^{-1}$: Ջրի սեղմելիության գործակիցը հավասար է $4.53 \cdot 10^{-5}$ մթ $^{-1}$, սնդիկինը՝ $3.95 \cdot 10^{-6}$ մթ $^{-1}$:

Սեղմելիության գործակիցը կախում ունի ճնշումից, փոքրանալով վերջինիս աճման հետ: Այդ միանգամաձև բնական է, քանի որ հեղուկի սեղմվելու զուգընթաց փոքրանում են նրա մասնիկների միջև եղած տարածությունները, և մեծանում են վանդակաձև ուժերը նրանց միջև, որն, իհարկե, դժվարացնում է մասնիկների հետագա մերձեցումը: Անհրաժեշտ է նշել, որ եթե սովորական ճնշումների դեպքում տարբեր հեղուկների սեղմելիությունները կարող են մեծ չափով տարբերվել իրարից, ապա շատ բարձր ճնշումների դեպքում բոլոր հեղուկների սեղմելիության գործակիցները դառնում են համարյա միմյանց հավասար:



Նկ. 7.1.

Հեղուկի սեղմելիության գործակիցը կախում ունի ջերմաստիճանից: Չէ՞ որ տաքանալու ժամանակ ջերմային ընդարձակման հետևանքով հեղուկի ծավալը մեծանում է, ու մոլեկուլների միջև եղած հեռավորություններն աճում են: Այդ պատճառով վանդակաձև ուժերը մասնիկների միջև փոքրանում են, և հեղուկի սեղմումը հեշտանում է: Հետևապես, սեղմելիության գործակիցը ջերմաստիճանի բարձրացման հետ մեծանում է: Ջերմաստիճանի բարձրացումը ալոպիսով ունենում է ճնշման մեծացման ազդեցությանը հակառակ ազդեցությունը (ընդ որում այս վերաբերում է ոչ միայն հեղուկներին և ոչ միայն սեղմելիության հատկությանը):

Սեղմելիության երևույթի վերը նկարագրած առանձնահատկությունները կարող են անմիջապես ստացվել վանդակաձև ուժերի հավասարումից: Քանի որ այդ հավասարումը կապ է հաստատում ճնշման, ծավալի և ջերմաստիճանի միջև, ապա պարզ է, որ նրանից կարելի է հաշվել սեղմելիության գործակիցը որոշող $\frac{1}{V} \frac{dV}{dp}$ մեծությունը (տես 7.1 բանաձևը): Միայն հաշվելիս անհրաժեշտ է նկատի ունենալ, որ վիճակի հավասարման մեջ մտնող a և b հաստատունները իրականում հաստատուններ չեն, այլ կախում ունեն ջերմաստիճանից (b հաստատունը քաջի դրանից կախում ունի նաև նյութի սեռակարար ծավալից), ընդ որում այդ կոնստանտները կարելի է որոշել միայն փորձից: Փորձ-

նական տվյալների հարադրությունը հնարավորություն տվեց հեղուկի սեղմելիության գործակցի համար ստանալ հետևյալ էմպիրիկ բանաձևը:

$$\chi = \frac{A}{V(p - p_T)}, \quad (7.2)$$

որտեղ A -ն ջերմաստիճանին գույճնված աճող ֆունկցիա է, p -ն արտաքին ճնշումն է և p_T -ն Վան-դեր-Վաալսի $\left(\frac{a}{V^2}\right)$ տերմինը նաև կապված ճնշումն է T ջերմաստիճանում:

(7.2) բանաձևը ցույց է տալիս, որ սեղմելիության գործակցի իրոք աճում է ջերմաստիճանի բարձրացմանը գույճնված և փոքրում է ճնշման աճման նկատմամբ:

(7.2) բանաձևը, իհարկե, մոտավոր բանաձև է, պիտանի՝ միայն ճնշումների համեմատաբար սահմանափակ ինտերվալում:

Նեղուկի սեղմելիությանը սրուշումը փորձնական եղանակով: Սեղմելիությունը չափելու համար ծառայող սարքերը և տեղակայումները կոչվում են պլեզոմետրեր: Պարզագույն պլեզոմետրերից մեկը, որը պիտանի է Նեղուկի սեղմելիության գործակցի չափման համար ոչ շատ մեծ ճնշումների դեպքում, սխեմատիկ կերպով բերված է 7.2 նկարում: Ուսումնասիրվող հեղուկը լցնում է A ամանը աչքաձև, որ մտնում է նաև բարակ (մազական) ձ խողովակի մեջ: Վերջինս իր հերթին տեղավորվում է B խցիկի մեջ, որտեղ կարելի է ստեղծել մանոմետրի միջոցով չափվող բարձր ճնշում: Քանի որ հեղուկով լցված A անոթի պատերի վրա թե պրսից և թե՛ ներսից ազդում է միատեսակ ճնշում, ապա անոթի ծավալը կիրառված արտաքին ճնշումից չի փոփոխվում (սեղմելիությունը չափող փորձերում այդ մասին հարկավոր է հոգալ):

Կիրառված ճնշման ազդեցության տակ հեղուկի ծավալը A անոթում որոշ չափով փոքրանում է, և այդ փոքրացումը նկատելի է դառնում ձ մազական խողովակում՝ նրա մակարդակի իջեցումով: Նեղուկի սեղմելիության գործակցի փոքրության պատճառով առանց մազական խողովակի հնարավոր չէր լինի նկատել ծավալի փոփոխությունը անոթի մեջ:

Եթե մազական խողովակի կտրվածքի մակերեսը S է, իսկ հեղուկի մակարդակը նրանում իջել է Δh -ով, ապա ծավալի փոփոխությունը հավասար է $S \cdot \Delta h$ -ի: Իմանալով հեղուկի սկզբնական ծավալը և մանոմետրով որոշելով ճնշման փոփոխությունը, (7.1) բանաձևով կարելի է հաշվել սեղմելիության գործակցը:

Նեղուկի ջերմալիքն քնդառնակումը: Ինչպես հայտնի է, նյութի

ջերմալին ընդարձակումը բնութագրվում է ծավալային ընդարձակման գործակցով

$$\alpha = \frac{1}{V} \frac{dV}{dT}, \quad (7.3)$$

այսինքն՝ V ծավալի հարարերական փոփոխությունը T ջերմաստիճանի 1 փոփոխության դեպքում:

1 գլխում ցույց է տրված, որ իդեալական գազերի համար $\alpha = \frac{1}{T}$,

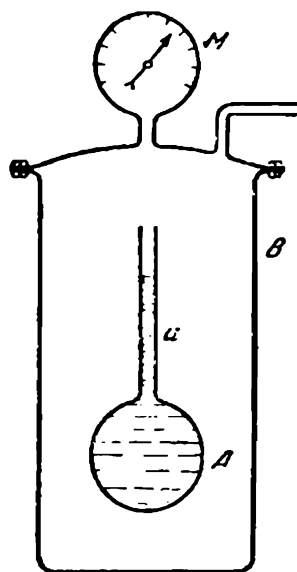
Հետևաբար, 0°C -ում $\alpha = \frac{1}{273} (3,66 \cdot 10^{-3} \text{ աստ}^{-1})$:

Հեղուկների ծավալային ընդարձակման գործակիցը իր թվական արժեքով զգալի չափով ավելի փոքր է և ավելի քիչ կախում ունի ջերմաստիճանից:

13-րդ աղյուսակում մի քանի հեղուկների համար բերված են α և արժեքները սենյակի ջերմաստիճանում:

Աղյուսակ 13

α -ի արժեքները մի բանի
հեղուկների համար



Նկ. 7.2.

Նյութը	α , աստ $^{-1}$
Էթիլային սպիրտ	$1,1 \cdot 10^{-4}$
Եթեր	$1,63 \cdot 10^{-3}$
Գլիցերին	$5,3 \cdot 10^{-4}$
Ուդիկ	$1,8 \cdot 10^{-4}$
Զիթապտղի յուղ	$7,2 \cdot 10^{-4}$
Ջուր (18°C զեպրում)	$1,5 \cdot 10^{-4}$
Ջուր (20°C զեպրում)	$7,0 \cdot 10^{-4}$

Ճնշման և ջերմաստիճանի ազդեցությունն մասին վերը նշվածից բխում է, որ ծավալային ջերմալին ընդարձակման գործակիցը պետք է փոքրանա ճնշման մեծացմանը զուգընթաց (որը, իհարկե, արգելակում է ընդարձակումը) և մեծանա ջերմաստիճանի մեծացման հետ:

Ջերմալին ընդարձակման երևույթը, ինչպես և սեղմելիությունը, կարելի է քննարկել Վան-դեր-Վաալսի հավասարման հիման վրա, որից կարելի է ստանալ α գործակիցը որոշող $\frac{dV}{dT}$ մեծության արժեքը (տես գլ. VIII):

Այստեղ նշենք, որ համապատասխան վիճակների օրենքից հետևում է, որ լուրոր հեղուկները համար միատեսակ բերված ջերմաստիճաններում ջերմային ընդարձակման գործակիցը պետք է լինի միևնույնը՝ նույնը վերաբերվում է նաև սեղմելիության գործակցին: Փորձը շատ լավ (շատ ավելի լավ, քան Վան-դեր-Վաալսի հավասարման այլ հետևությունները) հաստատում է այդ եզրակացությունը:

Սեղմելիության և ծավալային ջերմային քնդարձակման գործակիցների միջև եղած առնչությունը: Ամենարեղհանուր պատկերացումներից, նույնիսկ չիմանալով նյութի վիճակի հավասարումը, կարելի է առնչություններ սահմանել հետևյալ մեծությունների միջև.

1. մարմնի ծավալի փոփոխություն, որը բաժին է ընկնում ջերմաստիճանի միավոր փոփոխությանը հաստատուն ճնշման դեպքում

$$\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p \text{ (ջերմային ընդարձակում)}.$$

2. մարմնի ծավալի փոփոխություն, որը բաժին է ընկնում ճնշման միավոր փոփոխությանը հաստատուն ջերմաստիճանի դեպքում

$$\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_T \text{ (սեղմելիություն)}:$$

3. ճնշման փոփոխություն, որը բաժին է ընկնում ջերմաստիճանի միավոր փոփոխությանը մարմնի հաստատուն ծավալի դեպքում $\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V$ (ջերմային լարում):

Որ այս մեծությունների միջև պետք է կապ գոյություն ունենա, պարզ է հետևյալ դատողություններից:

Եթե տաքացրած մարմինը ընդարձակվում է, այսինքն՝ մեծանում է ծավալով, ապա մեծացնելով արտաքին ը ճնշումը, կարելի է աչն սեղմել մինչև նախնական ծավալը: Նշանակում է ջերմաստիճանի և ճնշման միաժամանակյա մեծացումով կարելի է ծավալը պահպանել հաստատուն:

Հեշտ է հասկանալ, որ ջերմաստիճանի միավոր աճին համապատասխանող ճնշման $\frac{\partial p}{\partial T}$ աճը, որն անհրաժեշտ է ջերմաստիճանի այդ փոփոխությանը պայմանավորված ծավալի աճը փոխհասույցելու համար, աչնքան ավելի մեծ է, որքան ավելի մեծ է $\frac{\partial V}{\partial T}$ ջերմային ընդարձակումը և որքան ավելի փոքր է մարմնի $\frac{\partial V}{\partial p}$ սեղմելիությունը: Այս պայմանով էլ հենց որոշվում է նշված երեք մեծությունների միջև եղած կախումը:

Փորձենք այդ կախումը սահմանել քանակապես: Ընշման, ծավալի

և ջերմաստիճանի միջև գոյություն ունեցող առնչությունը որոշվում է վիճակի հավասարումով՝

$$p = f(V, T), \quad (7.4)$$

Ինչպիսին էլ լինի (7.4) կախման տեսքը, կարելի է պնդել, որ եթե մարմինը V և T արժեքներով որոշվող վիճակից բերվի ծավալի $V + dV$ և ջերմաստիճանի $T + dT$ արժեքներով որոշվող անվերջ մոտ վիճակը, ապա ճնշման զրանով պայմանավորված փոփոխությունը կախում չունի այն բանից, թե ինչ ճանապարհով է առաջացել վիճակի այդ փոփոխությունը: Այդ նշանակում է, որ

$$dp = \left(\frac{\partial p}{\partial V} \right)_T dV + \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V dT \quad (7.5)$$

մեծությունը հանդիսանում է լրիվ դիֆերենցիալ, այսինքն՝ ճնշման լրիվ փոփոխությունը հավասար է ճնշման այն փոփոխություններին, որոնք առանձին-առանձին առաջացել են ծավալի և ջերմաստիճանի փոփոխությունից:

Մի անգամ ևս հիշեցնենք, որ հաստատուն ջերմաստիճանում ($dT=0$) ճնշման փոփոխությունը իր նշանով հակադիր է ծավալի փոփոխությանը:

Իսկ եթե ծավալն է մնում հաստատուն ($dV=0$), ապա ճնշման փոփոխության նշանը համընկնում է ջերմաստիճանի փոփոխության, նշանի հետ:

Եթե ծավալի dV փոփոխության հարաբերությունը ջերմաստիճանի dT փոփոխությանը ընարկի այնպես, որ ճնշումը մնա հաստատուն, այսինքն՝ որ $dp=0$, ապա այդ հարաբերությունը, համաձայն մասնակի ածանցյալի սահմանման, պետք է գրվի

$$\left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p$$

տեսքով:

Այն ժամանակ (7.5) հավասարումից (երբ $dp=0$) նույնաբար հետևում է, որ

$$\left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p = - \frac{\left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V}{\left(\frac{\partial p}{\partial V} \right)_T} \quad (7.6)$$

կամ, ի նկատի ունենալով, որ

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V = \frac{1}{\left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_V},$$

ստանում ենք հետևյալ սիմետրիկ նույնությունը՝

$$\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p \left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_T \left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_V = -1, \quad (7.7)$$

որը և հանդիսանում է մեզ հետաքրքրող մեծությունների կապի քանակական արտահայտությունը:

Այս արտահայտությունը, իհարկե, ճիշտ է բոլոր մարմինների համար:

Արտագրենք (7.7) հավասարումը ալյակես, որ նրա մեջ մտնեն փորձով չափվող ծավալային ընդարձակման գործակիցը՝

$$\alpha = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p$$

և սեղմելիության գործակիցը (իզոթերմիկ)՝

$$\chi = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial p} \right)_T.$$

$$\alpha \cdot V \frac{1}{\chi V} \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_V = -1 \quad (7.8)$$

կամ

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V = - \frac{\alpha}{\chi}. \quad (7.9)$$

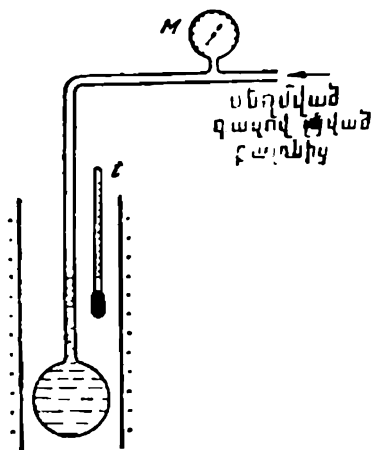
Ստացված (7.9) հավասարումը ցույց է տալիս, որ եթե հեղուկի (հալուսար չափով այդ վերաբերում է ցանկացած նյութին) ջերմաստիճանը փոփոխվի ալյակես, որ նրա ծավալը մնա անփոփոխ, ապա ճնշման, ջերմաստիճանի մեկ աստիճան փոփոխությունը համապատասխանող փոփոխությունը հավասար է ծավալի ջերմային ընդարձակման և սեղմելիության գործակիցների հարաբերությունը:

Եթե, օրինակ, գոյված խողովակը ամբողջությամբ լցված է սնդիկով, ապա ջերմաստիճանի 1°C փոփոխության դեպքում, ճնշումը կփոփոխվի Δp մեծությամբ, որը հավասար է $\frac{\alpha}{\chi}$ -ի (խողովակի պինդ

նյութի ջերմային ընդարձակման գործակիցը անհամեմատ ալեկի փոքր է, քան սնդիկինը, ալյակես որ խողովակի ծավալի փոփոխությունը կարելի է անտեսել): Սնդիկի համար $\alpha = 1,8 \cdot 10^{-4}$, իսկ $\chi = -3,9 \cdot 10^{-6}$, Հետևաբար, $\Delta p = 46,5$ մթ, այսինքն՝ այդ ժամանակ առաջանում է զգալի մեծ ճնշում: Դրանով է մասնավորապես բացատրվում, թե ինչու չի կարելի սնդիկային ջերմաչափը տաքացնել ալյաքան, մինչև որ սնդիկը ընդարձակվելով լցնի ամբողջ մագական խողովակը. դրանից

հետո ջերմաստիճանի սուճնիսկ ամենաշնչին բարձրացման դեպքում մազուկան խողովակը կտարվում է:

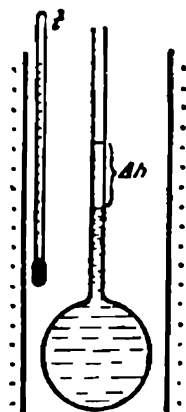
(7.9) Հավասարումից հետևում է, որ եթե հալտնի է հեղուկի ծավալային ջերմային բնդարձակման գործակիցը, ապա կարելի է հաշվել նաև սեղմելիության գործակիցը: Դրա համար կարելի է, օրինակ, օգտվել այն գործիքից, որի կառուցվածքի սխեման ցուցադրված է (7.3, նկարում: Փորձարկվող հեղուկով լցնում են բարակ խողովակով օժտված տնսթը և դնում ջնուցչի մեջ, որի միջոցով կարելի է փոփոխել հեղուկի ջերմաստիճանը: Խողովակը մխացված է սեղմված գազով (աղտոով կամ արդոնով)՝ հեղուկի քիմիական փոփոխությունից խոստիելու համար) լցված բալոնին: Ցաքացման ժամանակ ջերմային բնդարձակման հետևանքով հեղուկի մակարդակը խողովակում պետք է բարձրանա, սակայն այդ բարձրացումը փոխհատուցված է հեղուկի վրա եղած ճնշման մեծացումով: Ե ջերմաչափով չափելով ջերմաստիճանի փոփոխությունը և M մանոմետրով ճնշման այն փոփոխությունը, որը հեղուկի մակարդակը խողովակի մեջ պահում է տնփոփոխ, կարելի է, օգտվելով (7.9) հավասարումից, հաշվել սեղմելիության գործակիցը:



Նկ. 7.3.

Հեղուկի ծավալային ջերմային բնդարձակման գործակիցը սրուելը փորձնական եղանակով: Այն գործիքները և սարքերը, որոնք նախատեսված են մարմինների ջերմային բնդարձակման գործակիցը չափելու համար, կոչվում են դիլատոմետրեր: Դիլատոմետրիայում կիրառվող եղանակներից ամենապարզը հետևյալն է:

Փորձարկվող հեղուկը տեղավորում են ջերմաչափային խողովակ ունեցող անոթում աչնպես, որ հեղուկը լցնի նաև խողովակի մի մասը: Եթե ջնուցչի օգնությամբ, որի մեջ տեղավորված է անոթը (տես նկ. 7.4), բարձրացվի հեղուկի ջերմաստիճանը, ապա նրա մակարդակը ջերմային բնդարձակման հետևանքով կբարձրանա Δh -ով: Ե ջերմաչափով չափելով ջերմաստիճանի Δt փոփոխությունը և իմանա-



Նկ. 7.4.

լով հեղուկի սկզբնական V_0 ծավալը, կարելի է հաշվել ծավալային ընդարձակման գործակիցը՝

$$\alpha = \frac{1}{V_0} \frac{\Delta V}{\Delta t} = \frac{S \Delta h}{V_0 \Delta t} \quad (7.10)$$

րանաձևով, որտեղ S -ը խողովակի կտրվածքի մակերևանն է:

Հեղուկի սկզբնական V_0 ծավալը հեշտությամբ որոշվում է նրա P կշռի և ρ խտության միջոցով.

$$V_0 = \frac{P}{\rho},$$

Խողովակի կտրվածքի մակերեսը նույնպես որոշվում է խողովակի որոշակի (և երկարությամբ) մասը լցնող, հայտնի խտությամբ հեղուկի կշռի միջոցով՝

$$S = \frac{P}{\rho l}:$$

Նկարագրված եղանակը չունի մեծ ճշգրտություն, ամենից առաջ այն պատճառով, որ հաշվի չի առնվում հեղուկը պարունակող անոթի ծավալի փոփոխությունը:

Այդ պատճառով, այս եղանակով օգտվելիս, անհրաժեշտ է համապատասխան ուղղում մտցնել:

Այդ թերություններից ղերծ է ծավալային ընդարձակման գործակցի որոշման մյուս, կյսսիկ եղանակը, առաջարկված Դյուլոնգի և Պոիի կողմից և կատարելագործված Բենյոյի կողմից:

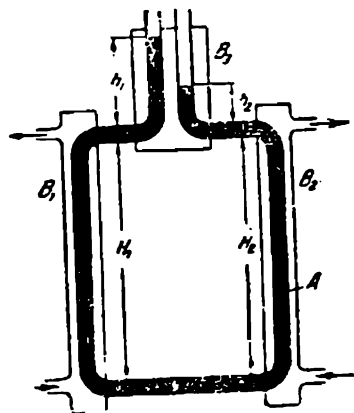
Այս եղանակը հիմնված է հաղորդակից անոթների երկու սլուներում գտնվող հեղուկի հավասարակշռության օգտագործման վրա, երբ հեղուկը նրանցում ունի տարրեր ջերմաստիճաններ: Այս դեպքում սլուների բարձրությունները հակադարձ համեմատական են նրանց պարունակած հեղուկների խտություններին:

Սարքի սխեման ցուցադրված է 7.5 նկարում: Փորձարկվող հեղուկը լցված է A անոթի մեջ, որին տրված է 7.5 նկարում պատկերված տեսքը: Մտկարդակների տարրերությունը հեշտությամբ հաշվելու համար խողովակի բաց ծայրերը մոտեցված են իրար: Խողովակի երկու ուղղաձիգ ծնկերը տեղավորվում են B_1 և B_2 տերմոստատներում. դրանք անոթների են, որոնց միջով բաց են թողնում տվյալ ջերմաստիճան ունեցող ջուր: Այդ անոթների՝ «չապիկների» օգնությամբ խողովակի երկու ծնկերում հաստատվում է հեղուկի ջերմաստիճանների պահանջվող տարբերությունը: Շնորհիվ այդ բանի նաև հեղուկի խտությունը նրանց մեջ կլինի տարբեր: Խողովակի ծայրերը նույնպես տեղավորում են B_3 , թերմոստատի մեջ որը նրանց պահում է ավելի սառը ծնկի ջերմաստիճանում:

Մեր նկարում, ինչպես այդ երևում է մակարդակների տարբերությունից, աչ ծանկը (B_2) ավելի սառն է, քան ձախը: Պարզաթյուն համար ենթադրենք, թե երկու ծնկերի բարձրություններն էլ իրար հավասար են, այնպես որ $H_1 = H_2 = H$:

Նկատի առնելով, որ հեղուկի սյան ճնշումը հավասար է հեղուկի խտության և սյան բարձրության արտադրյալին, մենք կարող ենք գրել, որ ողղաձիգ ծնկերում ճնշումների տարբերությունը հավասար է $H(\rho_2 - \rho_1)$, որտեղ ρ_1 -ը և ρ_2 -ը աջ (սառը) և ձախ (սառ) ծնկերում գտնվող հեղուկների խտություններն են: Ծնշումների այդ տարբերությունը հավասարակշռվում է մակարդակների $h_1 - h_2$ տարբերությամբ, որի շնորհիվ առաջանում է ճնշումների $(h_1 - h_2) \rho_2$ տարբերությունը: Ուստի կարելի է գրել հետևյալ տեղահավասարությունը.

$$H(\rho_2 - \rho_1) = (h_1 - h_2)\rho_2 \quad (7.11)$$



Նկ. 7.8.

Հեղուկի ծավալը որեւէ t ջերմաստիճանում նույն հեղուկի V_0 ծավալի հետ որեւէ այլ t_0 ջերմաստիճանում կապված է հետևյալ հայտնի առնչությամբ.

$$V_t = V_0(1 + \alpha \Delta t),$$

որտեղ

$$\Delta t = t - t_0,$$

իսկ α -ն ջերմային բնորոշական գործակիցն է: Այս բանաձևը կիրառված մեր դեպքի համար կստանան հետևյալ տեսքը.

$$V_{t_1} = V_{t_2}(1 + \alpha \Delta t)$$

կամ

$$\frac{V_{t_1}}{V_{t_2}} = 1 + \alpha \Delta t,$$

որտեղ t_1 -ը և t_2 -ը ձախ և աջ ծնկերի ջերմաստիճաններն են, իսկ $\Delta t = t_1 - t_2$:

Երկու ծնկերի հեղուկների խտությունների հարաբերությունը, իհարկե, հակադարձ համեմատական է ծավալների հարաբերությանը: Այդ պատճառով

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{1}{1 + \alpha \Delta t}$$

կամ

$$\rho_1 = \frac{\rho_2}{1 + \alpha \Delta t},$$

γ_1 -ի ալս արժեքը տեղադրելով (7.11) բանաձևի մեջ, մենք առանց զեմվարություն կատանանք.

$$\frac{H}{1 + \alpha \Delta t} - H = h_1 - h_2,$$

որտեղից α -ի համար ստացվում է

$$\alpha = \frac{h_1 - h_2}{[H - (h_1 - h_2)] \Delta t} \quad (7.12)$$

արաահայտություն:

Այսպիսով, α -ն որոշելու համար հարկավոր է մանրադնին կերպով չափել մակարդակների $h_1 - h_2$ տարրերությունը, սլունների H բարձրությունը և ջերմաստիճանների Δt տարրերությունը: Չափումների ժամանակ անհրաժեշտ է ապահովել երկու ծնկերի բարձրությունների ճիշտ համասարությունը: Էքսպերիմենտալ տեղակայումներում սովորաբար կա հաստի հարմարանք, որի միջոցով հնարավոր է կարգավորել H_1 և H_2 բարձրությունների արժեքները: Սակայն կարելի է չափումներ կատարել նաև ալն դեպքում, երբ խողովակի ողղաձիգ մասերի բարձրությունները համասար չեն: Այդ դեպքում α -ն հաշվելու համար բանաձևը ունի

$$\alpha = \frac{(H_1 - H_2) - (h_1 - h_2)}{[H_2 - (h_1 - h_2)] \Delta t}$$

տեսքը:

Քանի որ հեղուկի սլան ճնշումը կախում ունի միայն նրա բարձրությունից և հեղուկի խտությունից, բայց կախում չունի նրա տրամագծից, ուստի խողովակի նյութի ջերմալին ընդարձակմանը վերաբերվող ողղումը մասնակցություն կարիք չի լինում:

Ջրի անոմալիան: Հեղուկների, ինչպես և մյուս մարմինների մեծամասնություն ծավալը ջերմաստիճանի բարձրացման հետ մեծանում է, իսկ խտությունը՝ փոքրանում:

Ջուրը տարրերվում է հետևյալ հալանի անոմալիայով. ջերմաստիճանների 0°C մինչև 4°C միջակայքում ջերմաստիճանի բարձրացումը առաջացնում է ծավալի ոչ թե մեծացում, այլ փոքրացում, ալնպես որ 4°C ջերմաստիճանում ջուրն ունի ամենամեծ խտությունը:

Այս անոմալիան բացատրվում է նրանով, որ ջրի մոլեկուլները մասամբ զուգորդվում են, ալսինքն՝ մի քանի մոլեկուլ խմբավորվում են, կազմելով լուրահաստակ մեծ մոլեկուլ: Ըստ երևույթին ջուրը կազմված է երեք տեսակի տարրեր տեսակարար ծավալներ ունեցող մոլեկուլներից, որոնք համապատասխանում են H_2O , $(\text{H}_2\text{O})_2$ և $(\text{H}_2\text{O})_3$ բանաձևերին: Տարրեր ջերմաստիճաններում մոլեկուլների ալս խմբերի կոնցենտրացիաների հարաբերակցությունը տարրեր է: Դրանով էլ հենց

բացատրվում է, որ որոշակի ջերմաստիճանում (4 C) ջրի տեսակարար ծավալն ունի միևնույն արժեք:

Նման բնույթի անոմալիա ունի նաև հեղուկ հելիումը՝ որի խտությունն իր ամենամեծ արժեքը ունի 2,180 K-ում: Սակայն այստեղ անոմալիան բացատրվում է նրանով, որ մտքում խտության ջերմաստիճանում հելիումը տեսնում է փալալեն փոխակերպում, այնպես որ այլ ջերմաստիճանից վերև և ներքև մենք տեսնք հեղուկ հելիումի երկու տարրեր՝ փուլեր, որոնք կոչվում են He I և He II (տես զլուխ VII), և որոնց հատկությունները, ինչպես մենք կտեսնենք ստորև, զարմանալի կերպով տարբերվում են մեկը մյուսից: Հետաքրքրական է նշել, որ հեղուկ հելիումը բնութան մեջ միակ հեղուկն է, որում տեղի է տեսնում փալալեն անցում:

Հեղուկների քեմուեմակուքյունը: Ոչնչ պարզ օրինաչափությունները, որոնք ստացվել էին կինետիկական տեսության հավասարումներից իդեալական գազի ջերմունակությունների համար, չեն կարող արդարացի լինել հեղուկների համար (ինչպես նաև իրական գազերի համար), քանի որ նրանց ներքին էներգիան որոշվում է ոչ միայն մասնիկների ջերմալին շարժման կինետիկ էներգիայով, այլև նրանց փոխազդեցության պոտենցիալ էներգիայով:

Փորձը ցույց է տալիս, որ հեղուկների ջերմունակությունը կախում ունի ջերմաստիճանից, ընդ որում կախման տեսքը տարբեր հեղուկների համար տարբեր է: Որոշ հեղուկների ջերմունակությունը (իսկ ալդպի-ալիները մեծամասնություն են) ջերմաստիճանի բարձրացման հետ մեծանում է, մյուսներինը (սնդիկ) ընդհակառակը՝ փոքրանում: Որոշ հեղուկների ջերմունակությունը ջերմաստիճանի բարձրացման հետ սկզբում իջնում է, իսկ հետո, անցնելով միևնույն արժեքից, սկսում է աճել: Ջերմունակության հենց այդպիսի ընթացք է դիտվում ջրի մոտ (այդ ես մեկն է նրա բազմաթիվ անոմալիաներից):

Ինչպես և գաղերում, հեղուկների համար պետք է տարբերել ջերմունակությունը հաստատուն ծավալի դեպքում և հաստատուն ճնշման դեպքում: Մոլյար ջերմունակությունների $C_p - C_v$ տարբերությունը, իհարկե, հավասար է մեկ մոլ հեղուկի ընդարձակման $p dV$ (p -ն մոլեկուլյար ճնշումն է) աշխատանքին՝ այն մեկ ապոիճանով տաքացնելու դեպքում, այդ պատճառով այդ տարբերության թվական արժեքը կախում ունի հեղուկի ծավալային ջերմալին ընդարձակման գործակցի արժեքից: Ի տարբերություն իդեալական գազերի, $C_p - C_v$ տարբերության արժեքը հեղուկների համար հավասար չէ R ունիվերսալ հաստատունին, այլ կարող է լինել և՛ մեծ, և՛ փոքր, նախած α -ի արժեքին և հեղուկի մասնիկների փոխազդեցության ներքին ուժերի արժեքին, որոնց դեմ և կատարվում է ընդարձակման աշխատանքը ($p dV$ արտա-

հայտաթվան մեջ ρ ճնշումը պայմանադրված է հենց այդ ուժերով):
 Այսպես, օրինակ, 140 K ջերմաստիճանում հեղուկ արգոնի համար
 $C_1 = 15,4 \frac{\text{կալ}}{\text{մոլ. աստ}}$, իսկ $C_2 = 4,65 \frac{\text{կալ}}{\text{մոլ. աստ}}$ և, հետևաբար, ջերմա-

նակաթվանների տարբերությունը՝ $C_p - C_v = 10,75 \frac{\text{կալ}}{\text{մոլ. աստ}}$ իսկ ջրի
 համար՝ $C_p - C_v = 18,1 \frac{\text{կալ}}{\text{մոլ. աստ}}$, իսկ $C_v = 18,09$
 $\frac{\text{կալ}}{\text{մոլ. աստ}}$ այնպես որ $C_p - C_v = 0,01 \frac{\text{կալ}}{\text{մոլ. աստ}}$,

Այսպիսով, հեղուկների ջերմոնակաթվանը չի կարող արտահայտ-
 վել ալյուպիսի պարզ բանաձևերով, ինչպես իդեալական գազերի ջերմ-
 անակաթվանը: Ջերմոնակաթվանների թվական արժեքները կարող են
 տենենալ տմենատարբեր մեծություններ: Բացառություն են կազմում
 հեղուկ մետաղները, որոնց մոլային ջերմոնակաթվանը սովորաբար մոտ
 է $3R \sim 6$ կալ մոլ. աստ. արժեքին:

Փոխադրման երևույթները հեղուկներում: Հեղուկներում, ինչպես
 և գազերում, գիտվում են դիֆուզիայի, ջերմահաղորդականության և
 մածուցիկության երևույթներ: Բայց այդ երևույթների մեխանիզմը հե-
 ղուկներում այլ է գազերի հետ համեմատած:

Գազերում փոխանցման երևույթները որոշվում են մոլեկուլների
 ազատ վազքի երկարությունը: Եւ հենց այդ պատճառով փոխանցման
 երևույթների բոլոր գործակիցների արտահայտությունները սրպես բազ-
 մապատկիչ պարունակում են ազատ վազքի երկարությունը: Սակայն
 հեղուկներում, ինչպես նաև շատ խիտ գազերում ազատ վազքի երկա-
 րության հասկացությունը կորցնում է իր իմաստը: Հեղուկներում մո-
 լեկուլների միջև եղած միջին հեռավորությունները նույն կարգի են,
 ինչ որ իրենց, մոլեկուլների չափերը, այդ պատճառով էլ մոլեկուլները
 «ազատ» վազք չունեն: Հեղուկի մոլեկուլները կարող են միայն փոքր
 տատանումներ կատարել միջմոլեկուլային տարածություններով սահ-
 մանափակված միջակայքում, միաժամանակ երբեմն տեղաշարժվելով
 մյուս մոլեկուլների արանքում: Ահա այսպիսին է հեղուկի մոլեկուլների
 ջերմային շարժումների բնույթը: Շնորհիվ հեղուկների մոլեկուլների
 մեծ խտությանը, նրանց համընթաց շարժումները խիստ սահմանա-
 փակված են: Դրանով է բացատրվում դիֆուզիայի գործակիցի շատ փոքր
 արժեքը հեղուկներում: Այսպես, օրինակ, NaCl-ի ջրային լուծույթի
 դիֆուզիայի գործակիցը գտնվում է $1,5 \cdot 10^{-5}$ -ից մինչև $3,5 \cdot 10^{-5}$
 սմ²/վրկ սահմաններում (նայած լուծույթի կոնցենտրացիային), մինչդեռ
 արգոնի դիֆուզիայի գործակիցը հելիումի մեջ հավասար է $7 \cdot 10^{-1}$
 սմ²/վրկ:

Ինչպես և գազերում, հեղուկների դիֆուզիայի գործակիցն աճում

է ջերմաստիճանի բարձրացման հետ և նվազում՝ ճնշման մեծացման հետ:

Ջերմահաղորդականությունը, ինչպես և գազերում, տեղի է տնենում ջերմաստիճանի գրգռվելնախ առկալովթյան դեպքում: Առկալն եթե գտվերում է ներգրիւլի փոխանցումը իրականացվում է համընթաց շարժում կատարող մասնիկների բախումների ժամանակ, ապա հեղուկներում է ներգրիւլի փոխանցվում է տատանվող մասնիկների բախման պրոցեսում: Ավելի մեծ է ներգրիւլ տնեցող մասնիկները տատանվում են ափսի մեծ սոմպրիտոզներով և ալլ մասնիկների հետ բախվելիս, կաթեւ թե ճոճում են նրանց, հաղորդելով նրանց է ներգրիւլ: է ներգրիւլի հաղորդման ալլալիսի մեխանիզմը, ինչպես և գազերում գործող մեխանիզմը, չի ապահովում նրա արագ փոխանցումը, որի պատճառով հեղուկների ջերմահաղորդականությունը չափազանց փոքր է, չնայած մի քանի անգամ մեծ է գազերի ջերմահաղորդականությունից: Այսպես, օրինակ, էթիլալին սպիրտի ջերմահաղորդականությունը գործակիցը համարաբ է 4,2 · 10⁻⁴ կալ սմ. վրկ. ռաւ., իսկ ալինը (1 մթ)՝ համարաբ է 0,57 · 10⁻⁴ (նույն միավորներով): Բացառություն են կազմում հեղուկ մետաղները, որոնց ջերմահաղորդականության գործակիցները մոտ են պինդ մետաղների ջերմահաղորդականության գործակիցներին: Այդ բացառություն է նրանով, որ հեղուկ մետաղներում ջերմությունը մի մասնիկից մյուսին փոխանցվում է ոչ միայն տատանումների՝ հաղորդման հետ միասին, ալլե մետաղների մեջ գոլովություն ունեցող, բալլ մյուս հեղուկներում բացակալող, էլեկտրականությամբ լիցքավորված շարժման մասնիկների՝ էլեկտրոնների միջոցով:

Հեղուկի մածուցիկությունը, ալլինքն՝ իմպուլսի փոխանցումը մի ջերտից մյուսին, իրականացվում է գլխավորապես ալլն մոլեկուլների միջոցով որոնք, երբեմն կատարելով թոխլքածե համընթաց շարժում, փոխում են համասարակշռության դիրքը, որոնց շուրջը նրանք կատարում են տատանումներ: Ոչ շատ բարձր ջերմաստիճանների ժամանակ (կրիտիկականից հետո) մասնիկների ալլալիսի ցատկումները առկա են ունենում համեմատաբար հազվադեպ: Այդ պատճառով հեղուկների մածուցիկությունը գազերի հետ համեմատած շատ մեծ է (գրանով է բացառություն հեղուկների հոսունությունը): Հեղուկի համար ընտրոշ է մածուցիկության գործակիցի շատ ուժեղ կախումը ջերմաստիճանից: Ջերմաստիճանի բարձրացման հետ հեղուկների մածուցիկությունը արագ ընկնում է: (Հիշեցնենք, որ գազերի մածուցիկությունը ջերմաստիճանի հետ աճում է): Ինչ վերաբերում է ճնշումից ունեցած կախմանը, ապա սովորական ճնշումների ժամանակ մածուցիկության գործակիցը համարյա կախում չունի ճնշումից, բալլ հաղար և տաւնյակ հաղար մըթնորտ ճնշումների ժամանակ, ճնշման աճման հետ խիստ աճում է:

Այսպես, օրինակ, էթերի մածուցիկության գործակիցը երբ ճնշումը աճում է $1 \cdot 10^2$ միլիհե $12 \cdot 10^3$ մբն մեծանում է մոտ 10 անգամ: Մածուցիկության աչապիսի փոփոխումը ճնշումից բացատրվում է նրանով, որ խիստ սեղմված հեղուկներում մոլեկուլների համընթաց շարժումները դադարում են ավելի ցմայար, մոլեկուլներին ավելի հազվադեպ է «հաջողվում» թողնել իրենց տեղը, նոր տեղ անցնելու համար, այնպես որ շարժման քանակի փոփոխականը մասնիկների միջև փոքրահուսն է:

Մածուցիկության γ գործակցի թվային արժեքները տարբեր հեղուկների համար խիստ կերպով տարբերվում են իրարից, ինչպես այդ երևում է 14 աղյուսակից, սրանց բերված են γ -ի արժեքները 20 C-ում,

Աղյուսակ 14

γ -ի արժեքները մի շարք հեղուկների համար

Նյութը	γ -ի պուսգ (գ սմ. վրկ)	Նյութը	γ -ի պուսգ (գ սմ. վրկ)
Ջուր	$1 \cdot 10^{-2}$	Մծմբական թթու	$2,2 \cdot 10^{-1}$
Էթիլալին սպիրտ	$1,19 \cdot 10^{-2}$	Գլիցերին	8,3
Հնդյուղ	9,86	Բենզին	$6,49 \cdot 10^{-3}$
Եթեր	$2,34 \cdot 10^{-3}$		

Հեղուկների մածուցիկության գործակիցը որոշելը փորձնական հեղանակով: Մածուցիկության գործակիցը որոշելու համար օգտագործվող սարքերը կոչվում են վիսկոզիմետրեր: Գոյություն ունեն իրենց կառուցվածքով տարբերվող մեծ քանակությամբ միակողմնակի: Վիսկոզիմետրերում չափումը մեծ մասամբ հիմնված է մաղական խողովակներից հեղուկի դուրս հոսելու երևույթը դիտելու վրա, որի արագության կախումը մածուցիկության գործակցից տրվում է Պուազեյլի հալսանի բանաձևով.

$$V = \frac{\pi r^4 \Delta p}{8 \eta l}, \quad (7.13)$$

որտեղ λ -ն մամսնակի միալորում ճնշումների Δp տարբերության աղղեցություն տակ r շատավիզ և l երկարություն ունեցող մաղական խողովակից դուրս հոսող հեղուկի ծավալն է:

Մի քանի վիսկոզիմետրերում մածուցիկության γ գործակցի որոշման համար չափվում է փորձարկվող հեղուկում բնկնող զնդիկի արագությունը: Անկման γ արագությունը մածուցիկության գործակցի հետ կապված է

$$\gamma = \frac{2}{9} \frac{\rho_1 - \rho_2}{\gamma} g a^2 \quad (7.14)$$

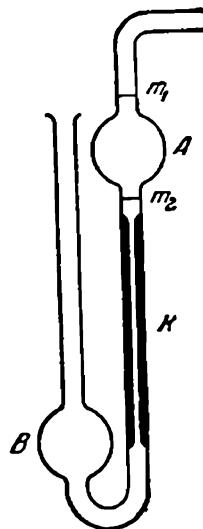
բանաձևով:

Այստեղ α -ն զնդիկի շառավիղն է, β_1 -ը՝ նրա խտությունը, ρ_2 -ը՝ հեղուկի խտությունը և g -ն՝ ծանրության ուժի արագացումը: (7.14) բանաձևը հեշտությամբ ստացվում է Ստոքսի բանաձևից (տես զև. I, § 6):

Վերջ, պես շատ վիսկոզիմետրերում որպես մածուցիկության հետ կապ ունեցող երևալիք օգտագործվում է սկավառակի կամ դյանի տատանումների մարումը փորձարկող հեղուկում:

Մածուցիկության չափման բոլոր դեպքերում հեղուկի կամ նրա նկատմամբ շարժվող մարմինների շարժման արագությունը պետք է լինի ոչ մեծ, որպեսզի հեղուկում մրրիկներ չառաջանան: Հինգ այդ պատճառով է, որ օգտագործվում են մազական խողովակներ:

(7.6) նկարում ցույց է տրված հաճախ օգտագործվող մազական վիսկոզիմետրի սխեմա՝ Դա Ս-աձև խողովակ է, որի ծնկերից մեկում զուգաժամանակ լցվում է A սեղերվուարին վերածվող մազական խողովակը: Մյուս ծոնկը, ներքևում նախկին լաճաքած մասով, սովորական (ոչ մազական) խողովակ է: Փորձից առաջ հեղուկը լցվում է B սեղերվուարի մեջ, որից հետո նա ներծծվում է A սեղերվուարի մեջ: Իրանից հետո հեղուկին հնարավորություն է տրվում հոսել իր ծանրության ուժի ազդեցության տակ, և չափում են այն ժամանակամիջոցը, որի ընթացքում հեղուկի մակարդակը կիջնի M_1 խազից մինչև M_2 խազը (տես նկ. 7.6): Իմանալով հեղուկի խտությունը և վիսկոզիմետրի չափերը, կարելի է որոշել մածուցիկությունը:



Նկ. 7.6.

Հատկապես պարզ են մածուցիկության հարաբերական չափումները, երբ համեմատվում են փորձարկող հեղուկը և այն հեղուկը, որի մածուցիկությունը շատ լավ հայտնի է: Այդ դեպքում հարկավոր է միայն չափել մեկ և մյուս հեղուկի դուրս հոսելու ժամանակամիջոցները:

§ 2. Երևույթներ հեղուկի և աղ մարմինների սահմանում

Մակերևույթային լարման գործակից: Հեղուկի այն մակերևույթը, որը հպվում է ալլ միջավայրի հետ, օրինակ, իր իսկ սեփական դուրրշինների հետ, մի որեւէ ալլ հեղուկի կամ պինդ մարմնի հետ (մասնավորապես այն սնդիկի պատերի հետ, որի մեջ նա պահվում է), համե-

մատած հեղուկի մնացած գտնվումի հետ գտնվում է տառնձնահատուկ պայմաններում:

Այդ առանձնահատուկ պայմանները առաջանում են նրանից, որ հեղուկի սահմանակցում գտնվող մոլեկուլները, ի տարբերություն նրա խորքում գտնվող մոլեկուլների, ոչ բոլոր կողմերից են շրջապատված ալդ նույն հեղուկի մոլեկուլներով. մոլեկուլի մոլեկուլների « ա-րևանների» մի մասը հեղուկին սահմանակից սրև է երկրորդ միջավայրի մոլեկուլներ են: Այդ միջավայրը կարող է տարրերով հեղուկից խնչպես իր բնութով, այնպես էլ մասնիկների խտությամբ: Իսկ մոլեկուլի մոլեկուլների մոլեկուլները, տնկալով տարրեր հարեաններ, տարրեր ձևով էլ փոխազդելով իրենց մեջ են մտնում նրանց հետ: Այդ պատճառով ալդ շերտի լարաքանչյուր մոլեկուլի վրա ազդող ուժերը լինում են չհավասարակշռված, զոլով լինում են մի համագործում, որն ուղղված է կամ հեղուկի ծավալի կողմը, կամ նրան սահմանակից միջավայրի ծավալի կողմը: Այդ պատճառով մոլեկուլի տեղափոխությունը մոլեկուլների շերտից շերտի հեղուկի խորքը կամ նրա հետ սահմանակցող միջավայրի խորքն ազդեցում է որոշ աշխատանք (հեղուկի ներսում մոլեկուլները բոլոր կողմերից շրջապատված լինելով ճիշտ նույն տեսակ մասնիկներով, գտնվում են հավասարակշռության մեջ, և նրանց տեղափոխությունը չի պահանջում աշխատանք կատարել): Այդ աշխատանքի մեծությունը և նշանը կախում ունի մոլեկուլների շերտի մոլեկուլների՝ իրենց իսկ մոլեկուլների և երկրորդ միջավայրի մոլեկուլների հետ ունեցած փոխազդելության ուժերի հարաբերակցությունից:

Այն դեպքում, երբ հեղուկը սահմանակցում է իր սևիական գոլորշու հետ (հագեցած), ալսինքն՝ այն դեպքում, երբ մենք գործ ունենք միևնույն նյութի հետ, մոլեկուլների շերտի մոլեկուլների վրա ազդող ուժեր ուղղված է դեպի հեղուկի ներսը: Այդ բացատրվում է նրանով, որ հեղուկի մեջ մոլեկուլների խտությունը շատ ավելի մեծ է, քան հեղուկի վրա գտնվող հագեցած գոլորշու մեջ (կրիտիկական ջերմաստիճանից հետո) և դրա պատճառով մոլեկուլների շերտի մոլեկուլի վրա հեղուկի մոլեկուլների կողմից ազդող ուժը ավելի մեծ է, քան գոլորշու մոլեկուլների կողմից ազդող ուժը:

Այստեղից բխում է, որ, շարժվելով մոլեկուլների շերտից դեպի հեղուկի խորքը, մոլեկուլը կատարում է դրական աշխատանք: Ընդհակառակը, մոլեկուլների անցումը հեղուկի ծավալից դեպի մոլեկուլի տեղակայված է բացառական աշխատանքով, ալսինքն՝ պահանջում է արտաքին աշխատանքի ծախսում:

Պատկերացնենք, որ ալս կամ այն պատճառով հեղուկի մոլեկուլի-թը մեծանում է (ձգվում է):

Այլ նշանակում է, որ մոլեկուլների սրտ շառավիղի վրա հեղուկի ծավալից անցնում է մակերևութային շերտի մեջ:

Դրա համար, ինչպես մենք հենց հիմա տեսանք, պետք է ձախակալ արտաքին աշխատանք: Այլ խոսքով, հեղուկի մակերևութի մեծացմանը ուղեկցում է բացասական աշխատանք: Ընդհանրապես, հեղուկի մակերևութի կրճատման ժամանակ կատարվում է դրական աշխատանք:

Եթե հաստատուն ջերմաստիճանի դեպքում հեղուկի մակերևութը հակադարձի կերպով փոփոխվի dS մեծությամբ, ապա դրա համար անհրաժեշտ աշխատանքը՝

$$dA = -\sigma dS: \quad (7.15)$$

Բացասական նշանը ցույց է տալիս, որ մակերևութի մեծացմանը ($dS > 0$) ուղեկցում է բացասական աշխատանք:

Ե դործակիցը հեղուկի մակերևութի հատկությունները բնութագրող հիմնական մեծությունն է և կոչվում է մակերևութային լարման գործակից ($\sigma > 0$): Հետևապես մակերևութային լարման գործակիցը չափվում է այն աշխատանքով, որն անհրաժեշտ է կատարել հեղուկի մակերևութը հաստատուն ջերմաստիճանում 1 սմ²-ով մեծացնելու համար:

Այնպես է, որ ՍԻ սիստեմում σ -ն ունի Զ Բ^2 չափողականություն, իսկ CGS-ում՝ էրգ/սմ² չափողականություն:

Առաժից պարզ է, որ հեղուկի մակերևութային շերտի մոլեկուլները համեմատաբար հեղուկի ծավալի ներսում եղած մոլեկուլների հետ, օժտված են պոտենցիալ էներգիայի հավելուրդով: Նշանակենք այդ էներգիան U_s :

Այդ էներգիան, ինչպես միշտ, չափվում է այն աշխատանքով, որը կարող են կատարել մակերևութի մոլեկուլները, շարժվելով դեպի հեղուկի խորքը, նրա ծավալի մեջ գտնվող մոլեկուլների ձգողական ուժերի ազդեցության տակ:

Քանի որ U_s էներգիան իր ծագումով պարտական է հեղուկի մակերևութի գոյությունը, ապա նա պետք է համեմատական լինի հեղուկի մակերևութի S մակերեսին.

$$U_s = \sigma S: \quad (7.16)$$

Այդ դեպքում մակերևութի dS փոփոխությունը կառաջացնի պոտենցիալ էներգիայի փոփոխություն՝

$$dU_s = \sigma dS,$$

որին ուղեկցում է

$$dA = -dU_s = -\sigma dS$$

աշխատանքը լրիվ կերպով համապատասխան (7.15) առնչությանը:

Եթե, ինչպես նշվեց, S մակերևույթի փոփոխությունը իրականաց-
 ավում է հաստատուն ջերմաստիճանում, այսինքն՝ իզոթերմ կերպով (և
 հակադարձելի), ապա, ինչպես հաշանի է, (տես զԼ, V, § 8) զրո հա-
 մար անհրաժեշտ աշխատանքը հավասար է մակերևույթի F ազատ
 էներգիայի փոփոխությանը.

$$dA = - dF:$$

(Եթե հեղուկի մակերևույթի փոփոխությունը կատարվի արագաբա-
 րակա, ապա նրա ջերմաստիճանը կփոփոխվի. օրինակ, մակերևույթի
 մեծացումը պատճառ կդառնա նրա սառնեցմանը): Նշանակում է, հեղու-
 կի մակերևույթի ավելցուկ պոտենցիալ էներգիան, որի մասին խոսվեց
 վերևում, հանդիսանում է մակերևույթի ազատ էներգիան $և$, հետե-
 վապես,

$$\sigma = \frac{F}{S}, \quad (\gamma.17)$$

այսինքն՝ հեղուկի մակերևույթային լարման գործակիցը կարելի է սահ-
 մանել որպես այդ մակերևույթի միավոր մակերեսի ազատ էներգիան:

Այժմ պարզ է, թե որոնք են վերը նշված այն հատուկ պայման-
 ները, որոնց մեջ գտնվում է հեղուկի մակերևույթը: Դրանք պայմանա-
 վորված են նրանով, որ հեղուկի մակերևույթը, համեմատած հեղուկի
 մնացած զանգվածի հետ, օժտված է հավելուրդային պոտենցիալ (ազատ)
 էներգիայով:

Տեսնենք, թե ինչ հետևանքներ է ունենում դա:

Հաշանի է, որ յուրաքանչյուր սիստեմ հավասարակշռության դեպ-
 քում գտնվում է իր համար հնարավոր այն վիճակում, որի մեջ նրա
 էներգիան ունի նվազագույն արժեք:

Դիտարկվող դեպքի համար այդ նշանակում է, որ հեղուկը հավա-
 սարակշռության դեպքում պետք է ունենա հնարավոր նվազագույն մա-
 կերևույթը:

Այդ իր հերթին նշանակում է, որ պետք է գոյություն ունենան
 հեղուկի մակերևույթի մեծացմանն արգելակող ուժեր, այսինքն՝ այն-
 պիսի ուժեր, որոնք ձգտում են փոքրացնել այդ մակերևույթը:

Այնհայտ է, որ այդ ուժերը պետք է ուղղված լինեն մակերևույթի
 երկայնքով, նրա շոշափողի ուղղությամբ:

Հեղուկը պահում է իրեն այնպես, որ կարծես թե նրա մակերևույ-
 թի շոշափողի ուղղությամբ ազդում են ուժեր, որոնք կրճատում (կրճ-
 կում) են այդ մակերևույթը:

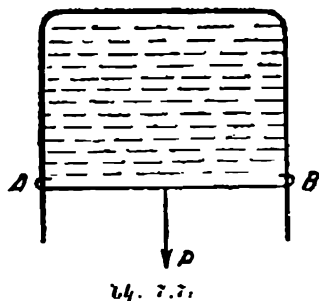
Այդ ուժերը կոչվում են մակերևույթային լարման ուժեր:

Սակայն անհրաժեշտ է հիշել, որ մակերևույթային լարման ուժերի
 առաջացման սկզբնապատճառը մակերևույթային շերտի մոլեկուլների

վրա ազդող ուժերն են, որոնք ազդված են զեպի հեղուկի ներքո, իսկ որոշ զեպերերում զեպի աջն միջավայրի ներքո, որի հետ սահմանակցում է հեղուկը, աչսինքն՝ մակերևույթին ազդահալաց:

Մակերևույթը իսկույ կամ, ինչպես ասում են, մակերևույթը բաժանելու համար անհրաժեշտ է կիրառել մակերևույթին զազահետ և իզման (բաժանման) ենթադրվող գծին ազդահալաց ազդող արտաքին ուժեր:

Այդ առիտայես պարզ երևում է հեղուկի բարակ թաղանթների հետ գրված փորձերից: Որոշ հեղուկներ, ինչպես, օրինակ, օճատաջարը, սապոնինը և ալլն, անեն բարակ թաղանթներ ատաջացնելու հատկություն: Եթե, օրինակ, մետաղալարից պատրաստված շրջանակը, որի մի կողմը շարժական է (նկ. 7.7), խորատուզեն օճատի լուծույթի մեջ, ապա նա ամբողջությամբ կծածկվի հեղուկի թաղանթով: Մակերևութային լարման ուժերը ստիպում են թաղանթին կրճատվել, և շարժական ԱՅ կողմը թաղանթի հետ միատին տեղափոխվում է զեպի վեր: Որպեսզի նա մնա հավասարակշռության մեջ շարժական կողմին անհրաժեշտ է ծանրոցի ձևով կիրառել Ս ուժը (ալյտակ մտնում է նաև շարժական կողմի իր կրճիտը):



Այսպիսով, թաղանթում գործող մակերևութային լարման ուժը ազդահալաց է ԱՅ գծին, որը և ներկա զեպքում հանդիսանում է բաժանման գիծը: Նույնպիսի ուժեր գործում են, իհարկե, նաև քստանկյան մյուս կողմերի վրա: Բալց ալյտակ նրանք հավասարակշռվում են ալն ուժով, որով հեղուկը ձգվում է զեպի անշարժ շրջանակի նյութը:

Վերևում նկարագրված փորձը կարելի է օգտագործել թաղանթը ատաջացնող հեղուկի մակերևութային լարման գործակցի թվական արժեքը որոշելու համար: Իրոք, նկատի ունենալով, որ թաղանթն ունի երկու մակերևույթ (չէ՞ որ թաղանթը իրականում հանգիստանում է հեղուկի բարակ շերտ), մակերևութային լարման ուժը հավասարակշռության ժամանակ հավասար է ծանրոցի Ս կշռին

$$2f = P$$

և

$$f = \frac{P}{2},$$

Եթե ալն ուժի ազդեցության տակ, շրջանակի շարժական կողմը

ձողիկով թաղանթի կողմից, AB գիրքից տեղափոխվեց հասկարտ-
թխան վրա, ապա ուժի կատարած աշխատանքը հավասար

$$dA = f dh:$$

Այս աշխատանքը հավասար է թաղանթի ադամ էներգիայի փոք-
րացմանը, որը, ինչպես մենք գիտենք (7.17), հավասար է

$$dI = -dS:$$

Տվյալ դեպքում $dS = f dh$, որտեղ f -ը շրջանակի երկարությունն է:
Այսանկից

$$dA = -dS = f dh = -\frac{p}{2} dh$$

և

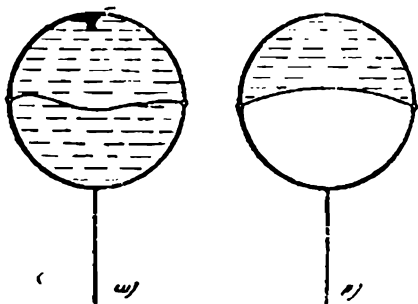
$$\sigma = \frac{p}{2l}, \quad (7.18)$$

(7.18) տոնչությունից հետևում է, որ մակերևութային լարման
գործակիցը կարող է սահմանվել որպես մի մեծություն՝ հավասար հե-
ղուկի մակերևութին տարված շոշափողի աղյուծյամբ աղյուղ ալն
ուժին, որը բաժին է ընկնում բաժանման գծի երկարության մեկ միա-
վորին:

Մակերևութային լարման այս ձևով սահմանված գործակիցը Մի
սիստեմում չափվում է ն/մ միավորներով, իսկ CGS սիստեմում՝
դին/սմ-ով:

Հաջորդ պարզ փորձերը լրացուցիչ կերպով պարզարանում են մա-
կերևութային լարման ուժերի էությունը:

Մեաաղալարի օղակը, որի երկու կետերից կապված է ադամ կախ-
ված (չձգված) թել, խորասուզվում է օճառի լուծույթի մեջ: Այդ ժա-
մանակ օղակի վրա ստացվում է
հեղուկի բարակ թաղանթ, իսկ թելը
դրնում է հավասարակշռության
մեջ, ընդունելով պատահական ձև
(նկ. 7.8ա): Եթե այժմ շիկացած
ասեղով հպվելով թաղանթին պատ-
ռենք թաղանթը թելիկի մի կողմում,
ապա թելը կձգվի, ընդունելով շր-
ջանագծի աղեղի տեսք (նկ. 7.8բ):
Թելի ձգումը, ակներևաբար, տեղի
ունեցավ մակերևութային լարման
ուժի ազդեցության տակ՝ կծկվող

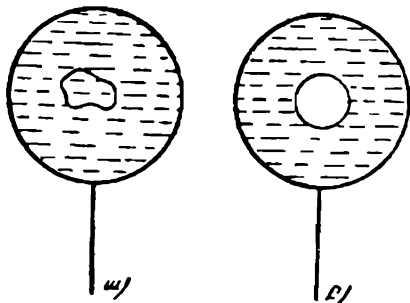


Նկ. 7.8.

թաղանթի կողմից: Այդ ուժը կիրառված էր թելի վրա, որը տվյալ դեպ-
քում հանդիսանում էր բաժանման գիծ: Հասկանալի է, որ այդ ուժը

բորբը կետեքում ուղղահայաց է թեկին: Այդ տեղը ազդում էր թեկի վրա նաև մինչև թաղանթի խախտվելը, սակայն մինչ այդ նրա վրա ազդում էին երկու կազմից հավասար ուժեր: Իսկ թաղանթի մի մասը պատռվելուց հետո, մյուսը հնարավորություն ստացավ փոքրացնելու իր մակերեսը, և, ինչպես ցույց է տալիս ձգված թեկի ձևը, այդ մակերեսը սաացավ մրնխմում արմեք:

Այդ փորձը կարելի է կատարել նաև հետևյալ մի քիչ փոփոխված ձևով: Նախապիսի մի օղակում օճառաջրի թաղանթի վրա տեղափոխված է ճկուն թեկից պատրաստված փակ օղակ, որը լինականաբար ընդունում է պատահական ձև (նկ. 7.9ա): Այժմ պատռենք թաղանթի թեկի օղակի ներսում: Այն մամանակ թաղանթի մնացած մասը, կծկվելով, ձգում է թեկը, տալով նրան շրջանադժի ձև (նկ. 7.9բ), որը դարձյալ պարզ ցույց է տալիս, որ մակերևութային լարման ուժերը ուղղահայաց են բաժանման գծին:



Նկ. 7.9.

Նկարագրված փորձերը ցույց են տալիս, որ մակերևութային լարման ուժերը առաջանում են որպես հետևանք այն բանի, որ նեղուկը ձգտում է կրճատել իր մակերեսը, հետևապես, նաև իր մակերևութային էներգիան:

Այս տեսակի փորձերը կատարվում են այն հեղուկների հետ, որոնք չնորհիվ իրենց մոլեկուլների լուրահատուկ կառուցվածքի, առաջացնում են բարակ թաղանթներ: Հարկավոր է նշել, որ այդպիսի թաղանթներ առաջացնելու ընդունակությունը կախում ունի ոչ թե մակերևութային լարման գործակցի մեծությունից, այլ մոլեկուլների ձևից: Օրինակ, օճառի լուծույթի մակերևութային լարման գործակիցը մոտավորապես երեք անգամ փոքր է, քան մաքուր ջրինը, որը, սակայն կախն թաղանթներ չի կազմում:

Սակայն մակերևութային լարումը հայտնաբերվում է ոչ միայն բարակ թաղանթների հետ կառարված փորձերում: Նա հայտնաբերվում է մի ամբողջ շարք այլ երևույթներում, որոնցից մի քանիսը մենք կգիտարկենք ալյտեղ:

Պլազուի փոռծը: Հասկանալի է, որ մակերեսովի մակերեսը փոքրացնելու ձգտումը բնորոշ է ոչ միայն բարակ թաղանթների համար, այլև հեղուկի ցանկացած ծավալների համար: Եվ եթե մակերևութային էներգիան լինել հեղուկի վարքը բնորոշող էներգիայի միակ ձևը, ապա հեղուկի լուրաքանչուր ծավալ միշտ պետք է ընդունել այնպիսի ձև,

որի ժամանակ նրա մակերևույթը լինեի ամենափոքրը: Ակնհայտ է, որ ալյուրի ձևը հանդիսանում է գունդը, քանի որ գունդն է, որ ավելի ծավալի գեպքում տնի ամենափոքր մակերևույթը:

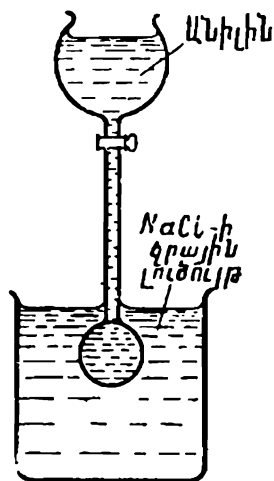
Ասկալն բացի մասնիկների փոխազդեցությունը ներքին ուժերից, որոնց պատճառով տոաջանում են մակերևութային լարման ուժերը, հեղուկի վրա ուղիղաբար ազդում են նաև արտաքին ուժեր: Այդ, նախ՝ ծանրության ուժն է և երկրորդ՝ հեղուկի մասնիկների և այն առթիվ պինդ պատերի մասնիկների փոխազդեցության ուժերն են, որտեղ հեղուկը գտնվում է: Այդ պատճառով հեղուկի ընդունած իսկական ձևը որոշվում է այդ երեք ուժերի հարաբերակցությամբ:

Նախ գիտարկենք ծանրության ուժի դերը: Այդ ուժը ծավալային է, որն ազդում է հեղուկի ամբողջ ծավալի վրա: Քանի որ հեղուկի մասնաչի փոփոխության ժամանակ նրա ծավալը ավելի արագ է փոփոխվում, քան նրա մակերևույթը, ապա բավականաչափ մեծ մասնաչի գեպքում, մակերևութային ուժերի դերը համեմատած ծավալային ուժերի հետ չափազանց փոքր է. մակերևութային էներգիան այս գեպքում համարյա զրո է խաղում, և հեղուկի ձևը զլխավորապես որոշվում է ծանրության ուժով պայմանավորված պոտենցիալ էներգիայով: Մասնավորության ուժի ազդեցության տակ հեղուկը աշխատում է փոփոխել ընդունել իրարակ շերտի ձև՝ դա ծանրության ուժի դաշտում համապատասխանում է պոտենցիալ էներգիայի մինիմումին:

Բայց եթե այս կամ այն ճանապարհով վերացվի կամ զգալի կերպով փոքրացվի ծանրության ուժի ազդեցությունը, ապա որոշոյր կհանգիստանան որդեն մակերևութային լարման ուժերը, եթե նույնիսկ նրանք փոքր էլ են: Պլատոյի հայանի փորձում ծանրության ուժի ազդեցությունը վերացվում է նրանով, որ հեղուկը անդամորվում է միևնույն խտությունն ունեցող մի այլ, նրա հետ չխտանալու հեղուկի մեջ: Այդպիսով հեղուկի կշիռը հավասարակշռվում է Արքիմեդի վերամբարձ ուժով և մակերևութային ուժերը դառնում են միակը, որոնք որոշում են այն երկրաչափական ձևը, որը կընդունի հեղուկը: Այդպիսի գեպքերում հեղուկն ընդունում է գնդի ձև:

Պլատոյի փորձը կատարվում է հետևյալ կերպ: Ապիրտի ջրային լուծույթ պարունակող անոթի մեջ լցնում են որոշ քանակությամբ ձիթապտղի լուղ, որն սպիրտի լուծույթում չի լուծվում (նկ. 7.10): Լուծույթի կոնցենտրացիան ընտրում են այնպես, որ նրա խտությունը հավասար լինի ձիթապտղի լուղի խտությանը: Այդ գեպքում լուղը ընդունում է լուծույթում լողացող գնդի ձև: Մակերևութային ուժերը շատ տպավորիչ կերպով դիտել են մեր ախեզերագնացները թուրքների ժամանակ, որտեղ անկշռությունը ապահովել է հեղուկի գնդաձևությունը անոթից դուրս:

Հեղուկի կաթիճները: Հեղուկը ցնդի ձև է ընդանում ոչ միայն ծանրություն ունի արհեստական հալստարակշռման պակքում (ինչպես այդ արվում է Պլատոյի փորձի ժամանակ): Հեղուկի փոքր ծավալը ինքն իրեն ընդանում է զնդի ձևին մոտիկ ձև, քանի որ շնորհիվ հեղուկի փոքր մասսային նրա վրա ազդող ծանրություն ունի ևս փոքր է: Մակերևութային էներգիան այս պակքում ևս գերազանցում է ծանրության ունի պոտենցիալ էներգիան և հեղուկի ձևը որոշվում է հենց նրանով:



Նկ. 7.10.

Սրանով է բացատրվում հեղուկի փոքր կաթիլների զնդաձևությունը: Լավ հայտնի է, օրինակ, սնդիկի կաթիլների զնգաձևությունը, որի մակերևութային լարման գործակիցը, ինչպես և շատ այլ հալված մետաղներին, բավականաչափ մեծ է, մոտ 500 դին/սմ: Սրանով է բացատրվում նաև հեղ խողովակից դուրս հոսող հեղուկի կաթիլների համարյա ճիշտ զնգաձևությունը:

խողովակից դուրս գալիս կաթիլի չափերը աստիճանաբար աճում են, բայց նա պոկվում է միայն այն ժամանակ, երբ հասնում է միանգամայն որոշակի չափի: Այդ տեղի է ունենում այն պատճառով, որ քանի զեռ կաթիլը բավականաչափ մեծ չէ, մակերևութային լարման ուժերը բավարար են ծանրության ունին հակադրելու և կաթիլի պոկվելը կանխելու համար: Պոկվելը տեղի կունենա միայն այն պահին, երբ կաթիլի կշիռը կհավասարվի կաթիլը պահող մակերևութային լարման ունին:

Այստեղից հետևում է, որ գիտելով կաթիլների պոկվելու պրոցեսը կարելի է որոշել մակերևութային լարման գործակցի թվային արժեքը:

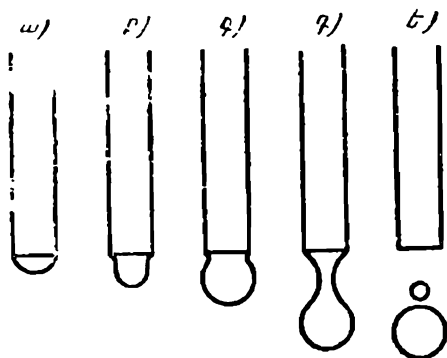
7.11 Նկարում ցույց է տրված կաթիլի առաջացման պրոցեսը: Նախքան պոկվելը առաջանում է վզիկ, որի շառավիղը մի քիչ փոքր է խողովակի շառավղից: Այդ վզիկի շրջանագծով էլ հենց ազդում է մակերևութային լարման ունը (Նկ. 7.12), որը պոկվելու պահին պետք է հավասար լինի ծանրության ունին:

Եթե վզիկի շառավիղը r է, իսկ հեղուկի մակերևութային լարման գործակիցը σ , ապա պարզ է, որ մակերևութային լարման ունը հավասար է $2\pi r\sigma$: Հետևապես, կաթիլի պոկվելը առաջանում է հետևյալ պայմանում.

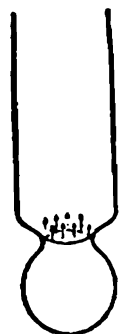
$$2\pi r\sigma = P,$$

$$(7.19)$$

Որոշելով պոկված կաթիլի կշիռը, և նրա վզիկի շառավիղը պոկվելու պահին, կարելի է հաշվել հեղուկի մակերևութային լարման գործակիցը: Վզիկի շառավիղը չափելիս բավարար ճշտությամբ հասնելու համար, պոկվող կաթիլը որոշակի խոշորացումով պրոյեկտում են էկրան-



Նկ. 7.11.



Նկ. 7.12.

նի վրա, որտեղ և կատարվում է տրամագծի չափումը: Պոկվող կաթիլի Բ կշիռը որոշվում է անալիտիկ կշեռքով: Սովորաբար չափման ճշգրտությունը բարձրացնելու համար հաշվում են որոշակի թվով կաթիլներ, և որոշում են նրանց ընդհանուր կշիռը:

Մակերևութային լարման գործակցի որոշման նկարագրված եղանակը տալիս է լավ արդյունքներ, չնայած նրան, որ կաթիլի պոկվելը իրականում կատարվում է ոչ բոլորովին ախպիս, ինչպես նկարագրված է վերը: Իրականում կաթիլը չի պոկվում վզիկի շրջանագծով: Այն պահին, երբ կաթիլի մեծությունը հասնում է (7.19) հավասարումով որոշվող արմեքին, վզիկը սկսում է արագ կերպով բարակել, ինչպես այդ ցույց է արված 7.11 դ նկարում, ընդ որում նրան ուղեկցում է էլի մեկ փոքրիկ կաթիլ, ինչպես այդ ցույց է արված 7.11 և նկարում:

Եկե՛ք ու միջավայրի ազդեցությու՛նը: Վերևում նշվեց, որ հեղուկի մակերևութային էներգիան կախում ունի ոչ միայն հեղուկի հատկություններից, այլ և այն միջավայրի հատկություններից, որի հետ հեղուկը սահմանակցում է: Եվ եթե մենք, չնայած դրան, մտքի՛նք մակերևութային լարման գործակցի գաղափարը, վերադրելով այն միայն հեղուկին, ապա այդ դեպքում ենթադրվում էր, որ հեղուկը սահմանակցում է միայն սեփական գոլորշու հետ: Ընդ որում մակերևութային էներգիան գործնականում չի փոխվի, եթե հեղուկին սահմանակցի ոչ մեծ ճնշում ունեցող որևէ գազ: Այդ բացատրվում է նրանով, որ հեղուկի մոլեկուլների փոխազդեցությունը գազի մոլեկուլների հետ, վեր-

ջինիս փոքր խտությունը պատճառով, շատ ավելի թույլ է հեղուկի սեփական մոլեկուլների փոխազդեցությունը:

Այլ է վիճակը, երբ հեղուկը սահմանակցում է ալլ հեղուկի կամ պինդ մարմնի և կամ մեծ ճնշման (մի քանի հարյուր մթնոլորտ) տակ գտնվող գազի հետ:

Այդ դեպքում նյութերի խտությունները իրար հետ համեմատելի են և չի կորելի առանձին հեղուկի մասնիկների և սահմանակից միջավայրի մասնիկների փոխազդեցությունը:

Այդ փոխազդեցության հետևանքով, իր գոլորշիների հետ սահմանակից հեղուկի և ալիկի խիտ միջավայրի հետ սահմանակից հեղուկի մոկերևութային լարման գործակիցները զգալի կերպով սարքերում են իրարից: Այդ պատճառով մոկերևութային լարման գործակիցը որոշելիս, անհրաժեշտ է հաշվի առնել մոկերևութի երկու կողմերում գտնվող նյութերի հատկությունները: 15 աղյուսակում մոկերևութային գործակիցի վերաբերյալ բերվում են ալլ հանգամանքը լուսաբանող տվյալներ:

Աղյուսակ 15

Ե-ի արժեքները մի քանի հեղուկների համար
սեղսակի ջերմաստիճանում

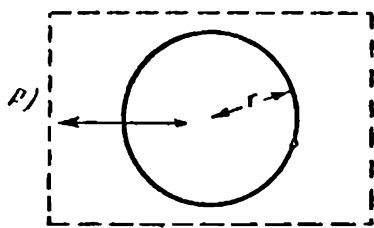
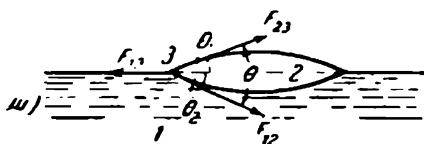
Նյութը	ε դին սմ	Նյութը	ε դին սմ
Ջուր-բենզոլ	33,6	Մեդիկ-սպիրտ	399
Ջուր-էթեր	12,2	Ջուր	73
Մեդիկ-ջուր	427,0	Մեդիկ	490

15 աղյուսակից երևում է, որ մոկերևութային լարման գործակիցը երկու հեղուկների բաժանման սահմանում միշտ ավելի փոքր է, քան հեղուկի առատ մոկերևութում: Այդ միանգամայն բնական է, քանի որ մոկերևութային շերտի մոլեկուլների փոխազդեցության ուժերը սահմանակից միջավայրի մոլեկուլների և «լուրալին» մոլեկուլների միջև ուղղված են զեպի հակադիր կողմեր:

Հսվաստարակու ության պայմանը երկու միջավայրերի բաժանման սահմանում: Եզրային անկյուն: Ավելի մանրամասն դիտարկենք երկու իրար հետ չխառնվող հեղուկների սահմանագրում ստաջացող պայմանները:

Թող, ինչպես ալլ ցույց է տրված 7.13 նկարում, 2 հեղուկի կաթիլը տեղափոխված է մյուս 1 հեղուկի մոկերևութին (որինակ յուղը ջրի վրա): Կաթիլի կշիռը ստիպում է նրան մի քիչ խորանալ 1 հեղուկի մեջ, առաջացնել ուղ ոսպնակ (7.13 նկարում ցույց է տրված տեսքը վերևից):

Մակայն նշենք, որ ոչ միշտ է, որ մի հեղուկի կաթիլը մյուս հեղուկի մակերևույթի վրա առաջացնում է ոսպնյակ: Այսպես, օրինակ, բենզոլինը և կերոսինը ջրի մակերևույթին առաջացնում են ոչ թե ոսպնյակ, այլ փխթանագույն բծերով բարակ թաղանթներ (վերջիններս իրենց ծաղումով պարտական են արեղակի լույսի անդրադարձման մամանակ առաջացած ինտերֆերենցիայի երևույթին):



Նկ. 7.13.

շաղկապի հետ: 3 միջապայը, եթե փորձը կատարվում է սղում, դա 1 և 2 հեղուկների գոլորշիների և ոգի խառնուրդն է: Ի միջի ալլոց մենք արդեն նշել ենք, որ զագային միջապայի առկայությունը էական դեր չի խաղում:

Երեք միջապայերի հպման եզրագիծը ոսպնյակը սահմանափակող շրջանագիծն է (Նկ. 7.13բ): Այդ շրջանագծի երկարության ընդհանուր վրա ազդում են մակերևութային լարման երեք ուժեր՝

$F_{12} = \sigma_{12} dl - 1$ և 2 հեղուկների սահմանում ազդող ուժը,

$F_{13} = \sigma_{13} dl - 1$ հեղուկի և դադի սահմանում ազդող ուժը,

$F_{23} = \sigma_{23} dl$ 2 հեղուկի և դադի սահմանում ազդող ուժը:

Դրանցից չորսքանչուրը ուղղված է համապատասխան երկու միջապայերի հպման մակերևույթի շոշափողի ուղղությամբ. σ_{12} , σ_{13} և σ_{23} -ը մակերևութային լարման համապատասխան գործակիցներն են (գործնականում կարելի է ընդունել, որ $\sigma_{13} = \sigma_1$ և $\sigma_{23} = \sigma_2$, քանի որ զագային միջապայը քիչ է ազդում հեղուկների մակերևութային էներգիայի վրա):

Որպեսզի 2 հեղուկը դանդի հավասարակշռության մեջ անհրաժեշտ է, որ բոլոր երեք ուժերի պրոյեկցիաների դումարը կոորդինատային առանցքների վրա հավասար լինի զրոյի, այսինքն (աես Նկ. 7.13ա)՝

$$F_{13} = F_{23} \cos \theta_1 + F_{12} \cos \theta_2, \quad 0 = F_{23} \sin \theta_1 - F_{12} \sin \theta_2 \quad (7.20)$$

$$\sigma_{13} = \sigma_{23} \cos \theta_1, \quad \sigma_{12} \cos \theta_2, \quad 0, \quad \sigma_{23} \sin \theta_1, \quad \sigma_{12} \sin \theta_2, \quad (7.20a)$$

Այս երկու հավասարումները բարձրացնելով քառակուսի և գումարելով, կստանանք.

$$= \sigma_{23}^2 = \sigma_{12}^2 + 2\sigma_{23}\sigma_{12}(\cos \theta_1 \cos \theta_2 - \sin \theta_1 \sin \theta_2)$$

կամ

$$\sigma_{13}^2 = \sigma_{23}^2 - \sigma_{12}^2 + 2\sigma_{23}\sigma_{12} \cos(\theta_1 + \theta_2):$$

հՀանակելով θ_1 և θ_2 -ը θ -ով, կստանանք

$$\sigma_{13}^2 = \sigma_{23}^2 - \sigma_{12}^2 + 2\sigma_{23}\sigma_{12} \cos \theta:$$

(7.20) և (7.21) հավասարումներով որոշվում են θ_1 , θ_2 և $\theta = \theta_1 - \theta_2$ անկյունները: θ_1 և θ_2 անկյունները, այսինքն՝ 2 հեղուկի կաթիլի մակերևույթներին տարած շոշափողների և նրան հարկող հեղուկի մակերևույթի կադմած անկյունները, կոչվում են և գրվում են անկյուններ:

Նշելով անկյունները (հավասարակշռության ժամանակ) որոշվում են հեղուկների համան սահմանագրի σ_{12} , σ_{13} և σ_{23} երեք գործակիցների հարաբերակցությամբ, այսինքն՝ լուրաքանչյուր հեղուկի ներսում և հեղուկների միջև եղած փոխազդեցության մոլեկուլյար ուժերի հարաբերակցությամբ:

Մասնավոր դեպքում σ_{12} , σ_{13} և σ_{23} գործակիցների հարաբերակցությունը կարող է լինել այնպիսին, որ $\cos \theta = 1$ և, հետևապես, $\theta = 0$: Այդ ժամանակ 2 հեղուկը բարակ թաղանթով փռվում է 1 հեղուկի մակերևույթին (այդպես է լինում բենզինի հետ ջրի մակերևույթին): Այդ դեպքում ասում են, որ 1 հեղուկը ամբողջությամբ թրջվում է 2 հեղուկով (կամ ընդհակառակը): Փիզիկոսին այդ նշանակում է, որ F_{13} ուժը մեծությամբ գերակշռում է $F_{12} + F_{23}$ ուժերի համագործին՝

$$F_{13} > F_{12} + F_{23}, \quad (7.22)$$

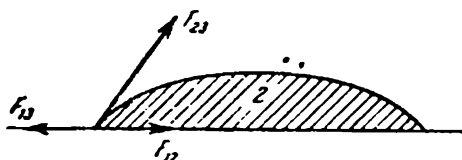
7.13ա նկարից երևում է, որ այդ դեպքում համագործ ուժը ողողված է այնպես, որ նա ձգտում է փռել կաթիլը: Իսկ եթե $F_{13} < F_{23} + F_{12}$, ապա հեղուկը ձգվելով կլծկվի այնքան ժամանակ, մինչև որ F_{13} -ը դառնա հավասար $F_{23} + F_{12}$: Հենց այդ էլ հանդիսանում է ուսպնյակի առաջացման պայմանը՝

$$F_{13} = F_{23} + F_{12}$$

Բոլորին հայտնի է այն տհաճ պատկերները, որն առաջանում է, երբ բերանը հնդյուղ է (касторовое масло) ընկնում, չնայած որ այդ լուղը և անհամ է, և զուրկ է հոսից. այդ բացատրվում է նրանով, որ այդ լուղի և թքի համար տեղի ունի (7.22) պայմանը: Այդ պատճառով հնդյուղը, ջրիվելով թքի հետ փռվում է բարակ շերտով և լցնում է

բերանի ամբողջ խոտոչք, թափանցելով նաև մերձականջային խոռոչները, ուր ստորարար կողմնակի նյութեր չեն մտնում: Այդ է հենց առաջացնում ահա՞ ֆիզիոլոգիական զգալություն:

Հեղուկի և պինդ մարմնի սահմանը: Նման երևույթների տեղի են ունենում նաև հեղուկի և պինդ մարմնի շփման դեպքում: Խե ինչ ձև կրնանք հեղուկը, որովհետ է հեղուկի վրա ազդող երկր ուժերի հարաբերակցությամբ՝ ծանրության ուժի, հեղուկի մոլեկուլների փոխազդեցության ուժերի և հեղուկի մասնիկների և ալն պինդ մարմնի մասնիկների փոխազդեցության ուժերի, որի հետ նա հալվում է: Թված ուժերից վերջին երկուսի հարաբերակցությունը բնորոշողը հանգիստում է եզրային անկյունը, այսինքն՝ հեղուկի մակերևույթին տարած շոշափողի և պինդ նյութի մակերևույթի կազմած անկյունը:



Նկ. 14.

Լնթադրենք. 2 հեղուկը (տես նկ. 7.14), սահմանակցում է 1 պինդ մարմնի մակերևույթի հետ: Եզրային անկյան մեծությունը, ինչպես և վերը ուսումնասիրված դեպքում, որովհետ է հավասարակշռության պայմանից (1, 2 և 3, երեք միջավայրերի շփման գծի որևէ էլեմենտին կիրառված ուժերի պրոյեկցիաների դոմարը պետք է հավասար լինի զրոյի)․

$$F_{13} = F_{23} \cos \theta, \quad F_{12},$$

որտեղից

$$\cos \theta = \frac{F_{13} - F_{12}}{F_{23}} = \frac{\sigma_{13} - \sigma_{12}}{\sigma_{23}}, \quad (7.23)$$

σ_{12} , σ_{13} , σ_{23} -ը համապատասխանաբար մակերևութային լարման գործակիցներն են, որոնցով օժտված են նաև պինդ մարմինները: Եթե

$$\sigma_{13} - \sigma_{12} = \sigma_{23},$$

այսինքն՝

$$\theta = 0,$$

հեղուկը բարակ շերտով փոփում է պինդ մարմնի մակերևույթին: Այդ բանը կդիտվի նաև, երբ $\sigma_{13} - \sigma_{12} > \sigma_{23}$: Հեղուկի լրիվ փոփելու երևույթը կոչվում է լրիվ թրջում: Այդ բնորոշ է օրինակ ջրին՝ մաքուր ապակու մակերևույթի վրա:

Ե $\sigma_{13} + \sigma_{23} = \sigma_{12}$ դեպքը համապատասխանում է հեղուկի կողմից պինդ մարմնի լրիվ չթրջվելուն: Այդ դիտվում է, օրինակ, ջրի համար պարաֆինի վրա:

Իսկ մեծ մասամբ դիտվում են մասնակի թրջման ($\theta < \frac{\pi}{2}$) ինչպես ալյ ցուլց է տրված 7.15ա նկարում. կամ մասնակի չթրջման

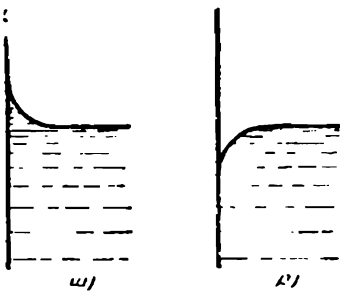


Նկ. 7.15.

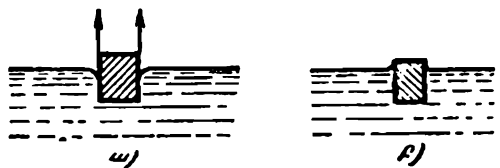
($\theta > \frac{\pi}{2}$), ինչպես ալյ ցուլց է տրված 7.15բ նկարում, միջոնկլայ գեպեր:

Անոթում լցված հեղուկի մասնիկների և պինդ մարմնի մասնիկների միմյանց մոտեցումը ուղղում է նաև հեղուկի մակերևույթի ձևի վրա: Եթե հեղուկի մեծ քանակությամբ լցված է լալն անոթի մեջ, ապա նրա մակերևույթի ձևը որոշվում է ծանրության ուժով, որը բնականաբար ապահովում է հարթ և հորիզոնական մակերևույթ (հալելալին):

Սակայն անոթի պատերին շատ մոտ մասերում հեղուկի մակերևույթը ալնումենալնիվ կորացած է, ալնպես որ առաջանում է մե-
նիսկ, զոպավոր՝ թրջող հեղուկների համար (Նկ. 7.16ա) և ուռուցիկ՝ չթրջող հեղուկների համար (Նկ. 7.16բ): Թրջման հեռանդրով հեղուկի մակերևույթի կորացումը հաճախ հնա-
րավոր է դարձնում ալնպինի մարմին-
ների մնալը հեղուկի մակերևույթի վրա, որոնց խտությունը ավելի մեծ է,



Նկ. 7.16.



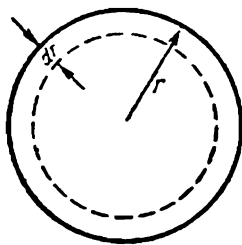
Նկ. 7.17.

քան հեղուկի խտությունը, և որոնք ալյ պատճառով պեսր է նրան ում խորասուզվելին: Ալյ յորահատուկ յլողալը՝ հեշտ է բացատրել օգար-
վելով 7.17ա նկարից, որտեղ ցուլց է տրված հեղուկի մակերևույթի վրա դանկող ուղղանկյուն կտրվածքով չորավակի վրա աղյոց ուժերը, երբ չորավակի նլովը չի թրջվում հեղուկի կողմից: Եթե չորավակի եր-
կարությունը գծադրի մակերեսին ուղղահայաց ուղղությամբ l է, ապա մակերևութալին ուժը նրա կտրվածքում հավասար է $2\sigma l$ և ուղղված է

յեպի վեր: Այդ ուժը համապարփադում է չորսմտիկի կշռի և արգիմե-
զյան ուժի տարրերաթյամբ: Չորսմտիկի բավականաչափ փոքր կշռի
յեպքում, հա կմնա մակերևութի վրա: Եթե չորսմտիկի նյութը թրջվում
է հեղուկով ապա ինչպես այդ ցույց է արված 7.17 նկարում, մակե-
րևութային շարժան ուժը կարող է ստիպել չորսմտիկին խորասուզվել
հեղուկի մեջ նույնիսկ եթե չորսմտիկի նյութի խտությունը ավելի փոքր
է հեղուկի խտությունից:

Հեղուկի կտրմակերևութի վրա առաջացող ուժեր: Մենք տե-
սանք, որ շատ յեպքերում հեղուկի մակերևութի կորացում է լինում:
Կարելի է նույնիսկ ասել, որ հեղուկի համար բնական է հենց ոչ հարթ
մակերևութը, քանի որ, որպեսզի հեղուկի մակերևութը հարթ լինի,
անհրաժեշտ է արտաքին ուժի՝ ծանրության ուժի կամ հեղուկի հեռ
սահմանակցող նյութի մասնիկների փոխադեղակցության ուժի (հեղուկի
փոփոխվող թրջման յեպքում) ազդեցություն:

Հեղուկի մակերևութի կորությունը հանգեցնում է հեղուկի վրա ազ-
դող ուժերի առաջացմանը այդ մակերևութի տակ: Այդ բանում դժվար
է համոզվել հետևյալ պարզ գաղափարով: Պատկերացնենք հե-
ղուկի զնդածե կաթիլ, Ի շատովոր (նկ. 7.18): Գնդի շատովորի մե-
ծացման յեպքում մեծանում է նրա մակերևութի մակերեսը, իսկ զրա
հեռ միասին նաև՝ մակերևութային էներգիան: Պարզ է, որ զա կարող
է ձևոք բերվել միայն աշխատանք կատարելու զնով: Ընդհանրապես



նկ. 7.18.

կաթիլի շատովորի փոքրացման յեպքում մա-
կերևութային էներգիան փոքրանում է: Այդ
նշանակում է, որ աշխատանքը կատարվում է
կաթիլի ներսում ազդող ուժերի միջոցով: Այս-
տեղից հետևում է, որ զնդալին մակերևութի
տակ հեղուկի ծավալը միշտ որոշ չափով սեղմ-
ված է, այսինքն ենթակա է լրացուցիչ ճնշման,
որը ուղղված է շատովորի ուղղությամբ, այ-
սինքն ուղղահայաց է մակերևութին: Այս ցա-
տողությունները հնարավորություն են տալիս

նաև հաշվել մակերևութի կորությունից կախում ունեցող այդ լրացու-
ցիչ ճնշման մեծությունը:

Իրոք, ենթադրենք թե այդ ճնշման ազդեցության տակ հեղուկ
զտնոր ծավալը փոքրացրել է dV -ով, ինչպես այդ ցույց է արված 7.18
նկարում: Պարզ է, որ հեղուկի սեղմման աշխատանքը կատարվել է ի
հաշիվ մակերևութային էներգիայի փոքրացման¹⁾:

¹⁾ Անշմվելու ժամանակ փոքրանում է նաև հեղուկի, ծավալից կախում ունե-
ցող ազատ էներգիան, որը հաճախակի դուրս է հեղուկի մակերևութի վրա զտնվող
հազեցած գոլորշիների ազատ էներգիայի մեծացումով:

Սեղմման dA աշխատանքը, ինչպես հաշվանքի է, հավասար է $p dV$, որտեղ p -ն ճնշումն է, այսինքն՝

$$dA = p dV, \quad (7.24)$$

Իսկ մակերևութային էներգիայի փոքրացումը

$$dF = -\alpha dS, \quad (7.25)$$

որտեղ dS -ը զնդի մակերևութի, շառավղի $d r$ փոքրացմանը համապատասխանող փոքրացումն է:

Գնդի մակերևութի և ծավալի հաշվանք

$$S = 4\pi r^2 \text{ և } V = \frac{4}{3}\pi r^3$$

դրանաձևերից ստանում ենք հետևյալ արտահայտությունները՝

$$dS = 8\pi r dr,$$

$$dV = 4\pi r^2 dr,$$

dS -ի և dV -ի այս արտահայտությունները տեղադրելով (7.24) և (7.25) հավասարումների մեջ և ի նկատի ունենալով, որ $(dA) = (dF)$, ստանում ենք.

$$p 4\pi r^2 dr = -\alpha 8\pi r dr.$$

որտեղից հեղուկի կոր մակերևութի կողմից հեղուկի վրա առաջացրած ճնշման համար ստանում ենք հետևյալ արտահայտությունը.

$$p = \frac{2\alpha}{r}, \quad (7.26)$$

Եթե հեղուկի մակերևութի⁹ ոչ թե գնդաձև, այլ գլանային է, ապա կորուսյալ հետեանքով առաջացած լրացուցիչ ճնշումը որոշվում է

$$p = \frac{\alpha}{r} \quad (7.27)$$

դրանաձևով:

Իրոք, l երկարություն և r շառավղի ունեցող գլանի համար

$$V = \pi r^2 l,$$

$$S = 2\pi r l$$

և համապատասխանաբար

$$dV = 2\pi r l dr,$$

$$dS = 2\pi l dr.$$

որտեղից

$$dA = p dV = 2\pi p l r dr,$$

$$dF = -\alpha dS = -2\pi \alpha l dr:$$

(dA) (dF) պղծմանից անմիջապես ստացվում է (7.27) արտահայտությունը:

Արել ձևի մակերևույթի (ուչ գնդալիճն և ոչ գլանալիճն) ընդհանուր դեպքում, մակերևույթի կորությունը պղծմանափոխված ճնշումը արտահայտվում է մի բանաձևով, որը հայտնի է Լապլասի բանաձև անունով.

$$p = \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right), \quad (7.28)$$

որտեղ r_1 -ը և r_2 -ը մակերևույթի տվյալ կետի, ավելի ճիշտ մակերևույթի տվյալ էլեմենտի կորությունն գլխավոր շառավիղներն են:

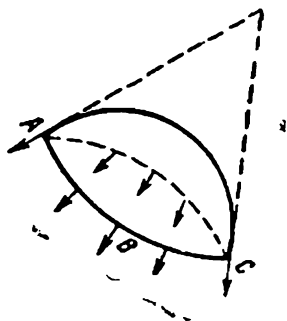
Ճնշո է սեռնել, որ (7.26) և (7.27) բանաձևերը հանգիստանում են (7.28) բանաձևի մասնավոր դեպքերը: Գնդի կորության գլխավոր շառավիղները համընկնում են և հավասար են գնդի շառավիղին, այսինքն $r_1 = r_2 = r$ և (7.28)-ը փոխվում է (7.26)-ի: Գլանի կորության գլխավոր շառավիղներից մեկը հավասար է ∞ , իսկ մյուսը համընկնում է գլանի շառավիղին: (7.28)-ում կառարկող տեղադրումը բերում է (7.27)-ին:

Պարզ է, որ Լապլասի բանաձևով որոշվող լրացուցիչ ճնշումը ուղղված է դեպի մակերևույթի կորության կենտրոնը: Այդ պատճառով ուռուցիկ մակերևույթի դեպքում այն ուղղված է դեպի հեղուկի ներքև և դրամարվում է հեղուկի նորմալ ճնշմանը: Իսկ զոպավոր մակերևույթի դեպքում հեղուկը կգտնվի ավելի փոքր ճնշման տակ, քան այդ նույն հեղուկը հարթ մակերևույթի տակ: Մաթեմատիկորեն այդ համապատասխանում է այն բանին, որ զոպավոր մակերևույթի կորության շառավիղը, երբ կորության կենտրոնը գտնվում է հեղուկից դուրս, համարվում է բացասական, իսկ ուռուցիկ մակերևույթինը՝ դրական:

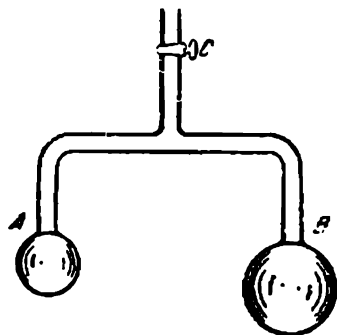
Պետք է հիշել, որ մակերևույթի կորությանը առեղծվող և Լապլասի (7.28) բանաձևով որոշվող լրացուցիչ ճնշումը չի կարելի նույնազանել մակերևութային ուժերի հետ, որոնք, ինչպես մենք գիտենք ուղղված են մակերևույթի շոշափողի ուղղությամբ, մինչդեռ Լապլասի լրացուցիչ ճնշումը ուղղված է նրան ուղղահայաց: Այդ ճնշումը առաջանում է միայն հեղուկի մակերևութի կորացնող մակերևութային լարման ուժերի աղդեցության տակ:

Այդ լարումը որոշ նմանությունն ունի այն լարմանը, որը առաջանում է ողով լցված գնդակի ռետինե կամերայի տակ: Ուրքան ավելի մեծ է գնդակի կամերայի մակերևույթին ուղղահայաց ուղղված ճնշումը, այնքան ավելի է ձգվում կամերայի ռետինե թաղանթը: Սակայն ճնշումը ուղղված է կամերայի մակերևույթին ուղղահայաց, իսկ կամերայի թաղանթը ձգող ուժերը ազդում են նրա շոշափողի ուղղությամբ (միայն ալյուրի ուժերը կարող են լայնացնել կամերայի թաղանթի նյութը):

Լրացուցիչ ճնշման տուաջացումը հասկանալիս պարզ երևում է 7.19 նկարից. որում պատկերված է հեղուկի զնդալին մակերևույթի մի մասը: ABC շրջանագծի երկարությամբ լարաքանջվոր էլեմենտին կիրառված են մակերևութային լարման ուժեր, ազդված զնդի մակերևույթի շոշափողով: Նկարից երևում է, որ այդ ուժերի համագործը ազդված է զեպի զնդի կենտրոնը: Ուլջ համազոր ուժի արժեքը, հաշված մակերևույթի միավոր մակերեսի համար, հենց համեղխաճում է ալն լրացուցիչ ճրնշումը, որին ենթակա է հեղուկը կարացած մակերևույթի տակ և որը



Նկ. 7.19.



7.20.

արտահայտվում է Լապլասի հավասարումով:

Պարզ փորձը հնարավորություն է տալիս հեշտութամբ գիտել այդ ճնշումը և սահմանել այդ ճնշման որակական կախումը կորուծյան շառավղից:

Ապակե եռարաշխիկի A և B ծայրերը (Նկ. 7.20) իջեցվում են օճառաջրի լուծույթի մեջ: Երբ նրանք երկուսն էլ պարուրվում են օճառի թաղանթով, եռարաշխիկը դուրս է հանվում և C ելուստի միջոցով փչվում է օճառի երկու պղպջակ:

Շնորհիվ անխուսափելի պատահականությունների այդ պղպջակները իրենց արամագծերով միշտ որոշ շափով իրարից տարբերվում են: C անցքը փակելուց հետո պղպջակները չեն գտնվում հովասարակչոթյան մեջ: Ուլելի մեծ արամագիծ տնեցող պղպջակը ալելի է ուղշում. իսկ ալելի փոքր արամագիծ ունեցող պղպջակը համապատասխանաբար կրճատվում է:

Այս անմիջականորեն ցուլց է տալիս, որ մակերևույթի կորուծյամբ պալմանավորված ճնշումը մեծանում է կորուծյան շառավղի փոքրացմանը դուզընթաց:

Մագական երևույթներ: Մենք տեսանք, որ անոթի մեջ լցված հեղուկի մակերևույթը հեղուկի և անոթի պինդ պատի սահմանեղրի

մոտերքում, ալսինքն՝ ալնուկ, որտեղ հեղուկի և պինդ նյութի մուկ-
կոշների փոխադրեցություն ունի նկատելի դեր են խաղում, ունի
որոշ կորություն: Իր մնացած մասերում մակերևույթը հարթ է, քանի
որ ալյ սկզբում ծանրության ուժը գերակշռում է փոխադրեցության
մոլեկուլային ուժերի նկատմամբ: Սակայն, եթե մակերևույթի բնչա-
նուր մեծությունը մեծ չէ, օրինակ, երբ հեղուկը գտնվում է նեղ անո-
թում, պատերի ազդեցությունը տարածվում է հեղուկի ամբողջ մակե-
րևույթի վրա և նա գտնում է կորուցած իր տարողը երկարությամբ
(անոթը կարելի է նեղ համարել, երբ նրա չափերը անհամեմատելի
են անոթի պատերին հարմար հեղուկի մակերևույթի կորության շառավղի
հետ):

Եթե անոթի չափերը, որի մեջ գտնվում է հեղուկը, կամ ավելի
ընդհանուր դեպքում, եթե հեղուկը սահմանափակող մակերևույթների
միջև եղած հեռավորությունը համեմատելի են հեղուկի մակերևույթի
կորության շառավղի հետ, ապա ալյպին անոթները կոչվում են մա-
զական (կապիլյար): Ալյպին անոթներում տեղի ունեցող երևույթները
կոչվում են մազական երևույթներ:

Քննության առնելիս մազականությանը բացատրվող մի քանի
առավել բնորոշ երևույթներ:

Քանի որ մազական խողովակների համար բնորոշը ամենից առաջ
նրանց մեջ եղած հեղուկի մակերևույթի կորությունն է, ապա բնական
է, որ այստեղ առավելապես մեծ ազդեցություն ունի մակերևույթի կո-
րությամբ պայմանավորված լրացուցիչ ճնշումը (Լապլասի ճնշումը):

Այդ ճնշման անմիջական հետևանքն է այսպես կոչված մազական
բարձրացումը:

Նշվում է նաև, որ մազական է Տ նեղ խողովակը, որը իջեցված է
լայն անոթում լցված հեղուկի մեջ: Ենթադրենք, խողովակի պատերը
թրջվում են հեղուկի կողմից: Այդ ժամանակ խողովակի մեջ թափան-
ցած հեղուկը կառաջացնի Δz դողավոր մենիսկը: Ենթադրենք, խողովա-
կը ալնքան նեղ է, որ նրա r շառավղիը համեմատելի է մենիսկի r
շառավղի հետ:

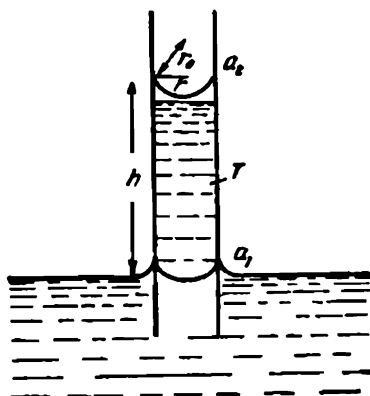
Մակերևույթի կորության պատճառով առաջացած ճնշման հետևան-
քով, խողովակը լցնող հեղուկը ենթարկվում է դեպի մենիսկի կորու-
թյան կենտրոնը, այսինքն՝ դեպի վեր ուղղված և $\frac{2\sigma}{r_0}$ -ին հավասար p
ճնշմանը, որտեղ r_0 -ն մենիսկի շառավղին է, իսկ σ -ն՝ հեղուկի մակե-
րևութային լարման գործակիցը: Այդ ճնշման ազդեցության տակ հեղու-
կը բարձրանում է խողովակով մինչև h բարձրությունը, որի դեպքում
 $h = \Delta z$, բարձրությունն ունեցող հեղուկի սյան հիդրոստատիկ ընդ-
մով հավասարակշռվում է p ճնշումը:

Համաաարակշռության պայմանը, հետևապես, կլինի

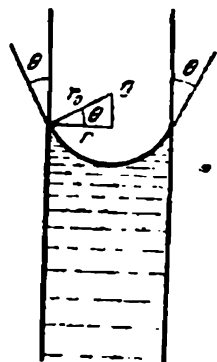
$$\frac{2z}{r_0} = \rho g h$$

համաաարությունը, որտեղ r_0 -ն հեղուկի խտությունն է, իսկ g -ն՝ ծանրության ուժի արագացումը: Այս համաաարությունը որոշում է հեղուկի մակարդակի բարձրացման չափը մազուկան խողովակում:

Դժվար չէ որոշել հեղուկի մակարդակի h բարձրության և խողովակի r շառավղի միջև եղած կապը: Այդ նպատակով ոգտվինք 7.22



Նկ. 7.21.



Նկ. 7.22.

նկարից, որի մեջ մենիսկը և մազական խողովակը պատկերված են խոշոր մասշտաբով: Այն գնդի կենտրոնը, որի մի մասը հանդիսանում է մենիսկը, գտնվում է O կետում: Մազական խողովակի պատերին հպվող հեղուկի եզրալին անկյունը հավասար է θ : Գծագրից անմիջապես հետևում է, որ $r_0 = \frac{r}{\cos \theta}$: Այդ պատճառով $\frac{2z}{r_0} = \rho g h$ հավասարումը ընդունում է

$$\frac{2z \cos \theta}{r} = \rho g h$$

տեսքը, որտեղից

$$h = \frac{2z \cos \theta}{\rho g r} \quad (7.29)$$

Մասնավոր դեպքում մազական խողովակի պատերը լրիվ կերպով թրջող հեղուկի համար, երբ $\theta = 0$ և $\cos 0 = 1$,

$$h = \frac{2z}{\rho g r}, \quad (7.30)$$

ինչպես և պեսք է սպասել, հեղուկի մակարդակի բարձրացումը մա-

դովան խղճովակում (մազական բարձրացում) աճում է մազական խողովակի շտապի փոքրացմանը և հեղուկի մակերևութային լարման գործադի մեծացմանը պայմանավորված:

Եթե հեղուկը չի թրջում մազական խողովակը ապա պատկերը կլինի հանգուցի, քանի որ մենիսկը ալիմ ուտոցիկ է, իսկ կորածված կենտրոնը գտնվում է ոչ թե հեղուկից դուրս, այլ նրա ներսում և Լապլասի ճնշումը հիմա ուղղված կլինի դեպի ցած: Հեղուկի մակարդակը մազական խողովակում ալիմ կլինի ավելի ցած ալն անոթի հեղուկի մակարդակից որի մեջ իջեցված է մազական խողովակը (մազական բացասական բարձրացում):

Մախրադակների և տարբերություններ ալս դեպքում ես որոշվում է (7.29) կամ (7.30) հավասարումով:

Մազական բարձրացումով են բացատրվում մի շարք լավ հայտնի երևույթներ: հեղուկի ներծծվելը ձծողական թղթի մեջ, որը պատրաստվում է ալնակես, որ նրա մեջ լինեն նեղ ոլորտապատկառ անցքեր, կերտիների անցքները պատրույկի երկալնքով, որի հլուովածքները նույնպես հանցլաանում են բարակ մազական խողովակներ, և ալլն: Մազական ուժերը ապահովում են նաև ջրի բարձրանալը հողից ծառերի բներով, փալտի նլուովածքները խաղում են շատ բաղակ մազական խողովակների դեր:

Մազական բարձրացումը (վերելքը) իհարկե կարող է պիտվել ոչ միայն գլանալին մազական խողովակներում: հեղուկը վեր է բարձրանում նաև երկու իրարից բարակ միջակալքով բաժանված թիթեղների միջև (նկ. 7.23): Եթե թիթեղները զուգահեռ են միմյանց, ապա մենիսկը կլինի պլանաձև:

Մազական բարձրացման բարձրությունը ալս դեպքում որոշվում է

$$h = \frac{2\sigma \cos \theta}{\rho g d} \quad (7.31)$$

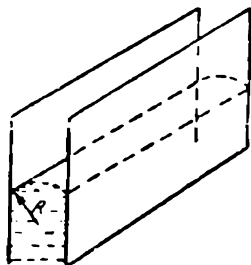
բանաձևով, որտեղ d -ն թիթեղների միջև եղած հեռավորությունն է:

(7.31) բանաձևը ուտացվում է ճիշտ ալնակես, ինչպես և (7.29) բանաձևը: Ինչհարաթեշտ է միայն հաշվի առնել, որ գլանալին մակերևվույթի տակ հեղուկը կրում է σR -ի հավասար ճնշում, որտեղ R -ը մենիսկի շառավիղն է (տես նկ. 7.23) և թիթեղների միջև եղած d հեռավորության հետ կապված է հետևյալ ակնհայտ առնչությամբ.

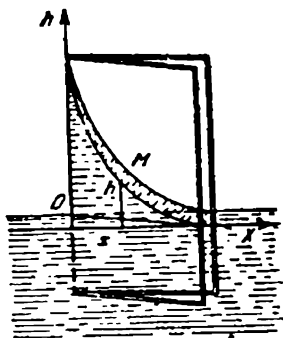
$$R = \frac{d}{2 \cos \theta},$$

(7.31) բանաձևը լուսաբանվում է հետևյալ պարզ ցուցադրական փորձով (նկ. 7.24): Խնամքով լվացված ապակյա երկու թիթեղներ տեղավորվում են միմյանց նկատմամբ անկյան տակ ալնակես, որ առաջա-

նու սեպ է տեղավորում են ջրի մեջ: Ջուրը, որը թրջում է մաքուր ապակին, բարձրանում է վեր բաշց վերելքի բարձրությունը, համաձայն (7.31) բանաձևի փոքրանում է թիթեղների միջև եղած հեռավորության մեծացման հետ: Այդ հեռավորությունը իր հերթին մեծանում



Նկ. 7.23:



Նկ. 7.24:

է սեպի կողից x հեռավորության մեծացմանը զուգընթաց: Եթե c -ն թիթեղների միջև եղած անկյունն է, ապա նրանց միջև եղած հեռավորությունը ($d = \varphi x$; Այդ պատճառով հեղուկի մակարդակի h բարձրությունը x -ի փոփոխության հետևանքով փոփոխվում է

$$h = \frac{2\sigma \cos \theta}{\rho g \varphi x} = \frac{c}{x} \quad (7.32)$$

բանաձևով որտեղ $c = \frac{2\sigma \cos \theta}{\rho g \varphi}$ հաստատուն է, բնորոշ տվյալ պինդ նյութ-հեղուկ զույգի և սեպի տվյալ անկյան համար: (7.32) բանաձևը հիպերբոլայի հալոտարում է: Ինչպես ալդ լավ հայտնի է, հենց ալդ կորի ձևն ունի հեղուկի մակերևույթի և թիթեղների համաման գիծը:

Այն հանգամանքը, որ սեպի հիմքի մոտ հեղուկի մակարդակը շատ վեր չի բարձրանում, բացատրվում է նրանով, որ հնարավոր չէ բոլորովին կիպ միացնել թիթեղները: Նրանց միջև միշտ մնում է ոչ մեծ միջանցք, որի լայնությունն էլ որոշվում է մակարդակի բարձրությունը սեպի հիմքում, որտեղ $x = 0$:

Հաճախակա՞ն ուժերը բացվող քիթեղների միջև: Եթե իրար վրա զրվեն հեղուկով թրջված երկու թիթեղներ, ախպես, որ նրանց միջև եղած տարածությունը լցվի հեղուկով, ապա թիթեղները կսեղմվեն իրար (Նկ. 7.26): Ի՞նչպիսի հաշվել ալդպիսի թիթեղների միջև եղած ձգողության ուժը: Հեղուկի ազատ մակերևույթի լուրաքանչյուր էլե-



Նկ. 7.25:

մենտոր թրջման պատճառով հանդիսանում է զոդավոր դասն: Մակերև-
 ւութի կորություն պատճառով առաջացած ճնշումը ամբողջական
 կլինի բացասական: Ուրեմն, ճնշումը հեղուկի մեջ կլինի $\varnothing \tau$ մեծու-
 թյամբ ավելի փոքր նորմալից (տես (7.27)): Այդ պատճառով թիթեղ-
 ները կենթարկվեն հավելյալ սրտաքին ճնշման՝ հավասար $\varnothing \tau$: Այդ
 հավելյալ ճնշումն էլ հենց սեղմում է թիթեղները միմյանց: Հետևա-
 պես, թիթեղների կրած ճնշումը հավասար է $\varnothing \tau$:

Այս դեպքում առաջացած ուժերի մեծություն մասին կարելի է դա-
 դառնալ կադմել հետևյալ թվական օրինակից: Լենթադրենք 10 սմ^2 մա-
 կերև ունեցող ապակյա թիթեղների միջև հեղուկի շերտի հաստություն-
 նը հավասար է 10^{-4} սմ (1 միկրոն): Թիթեղները սեղմող ճնշումը՝

$$p = \frac{\tau}{r} = \frac{70}{\frac{1}{2} \cdot 10^{-4}} = 1.4 \cdot 10^8 \text{ դին սմ}^2 \sim 1.4 \text{ մթն}$$

(լրիվ թրջելու դեպքում մենիսկի շառավիղը $r = \frac{d}{2}$, որտեղ d -ն հեղու-
 կի շերտի հաստությունն է): Թիթեղների $S=10 \text{ սմ}^2$ մակերեսի դեպքում
 ձգողական ուժը նրանց միջև կլինի՝

$$f = pS \sim 14 \text{ կԳ:}$$

Ճիշտ աղպիսի ուժ պետք է կրատել թիթեղների մակերեսին ուղղա-
 հայաց կերպով, որպեսզի նրանք իրարից պոկվեն:

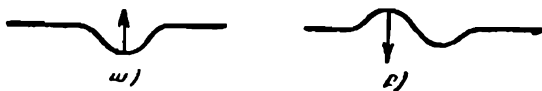
Սակայն թիթեղներին զուգահեռ կերպով կիրառված նույնիսկ ամե-
 նափոքր ուժերի ազդեցության տակ, նրանք հեշտությամբ սառնում են
 իրար վրայով:

§ 3. Մակերևութային լարման գործակցի չափման մի քանի եղանակներ

Հեղուկների մակերևութային լարման գործակցի որոշման վերը
 քննարկած պարզագույն եղանակներից բացի (հեղուկի բարակ թաղանթի
 պահող ուժի չափելը, կաթիլի պոկվելու եղանակը), գոյություն ունեն
 շատ ուրիշ, ավելի ճշգրիտ եղանակներ: Իրանցից մի քանիսը նկարու-
 ցվում են ստորև:

Մազակաճ ալիֆենեի եղանակ: Մազակաճ ալիֆեները՝ հեղուկի մա-
 կերևութի վրա առաջացող բոլորին հալոնի «ծածանք» երևույթի ալլ
 անվանումն է: Այդ ալիֆեները առաջանում են ոչ մեծ զրպուտների
 ազդեցության տակ, և նրանց առաջացումը կախում ունի մակերևութա-

լին յարման ուժերից: Մագական ալիքների ուսուցացման մեխանիզմը բնականորեն դժվար է հետևել: Այս կամ այն արտաքին ազդեցությունների պատճառով հեղուկի մակերևույթի վրա, ուղիղ տեղում «փոս» է ստաջանում և մակերևույթը դառնում է գոգավոր (նկ. 26 ա): Այդ գոգավոր մակերևույթի տակ եղած հեղուկի շերտերի վրա ճնշումը փոքրանում է (5 է մեծությունը) հարևան շերտերի վրա եղած ճնշման համեմատությամբ, որակից մակերևույթը մնացել է հարթ: Ճնշումների այս ձևով ուսուցացած տարրերով ձևերը ստիպում է հեղուկին հարևան շերտերից հոսել դեպի գոգավոր մակերևույթի տակ և հեղուկը ալիքակալ նորից բարձրանում է մինչև նախկին մակարդակը, սակայն իննը ցիկլով ի հաշիվ կոտորված կինետիկ էներգիայի, անցնում է նրանից: Այդ պատճառով մակերևույթը դառնում է ուռուցիկ, և մակերևույթի կորությունը պայմանավորված ճնշումը այժմ ուղիղում է դեպի ցած (նկ. 7.26բ):



Նկ. 7.26:

Պարզ է, որ հեղուկի այս տեսակի առատանումները մի որևէ տեղում կ.տիպեն, որ հարևան կետերը ևս կատարեն նույնպիսի առատանումներ: Իսկ ալիք նշանակում է, որ երևույթն ունի ալիքային բնույթ: Մագական ալիքները տարրերով են փոքր ամպլիտուդով և ալիքի փոքր երկարությամբ: Ամպլիտուդի փոքրության պատճառով կարելի է անտեսել ժանրության ուժի ազդեցությունը, որը կարող է առաջացնել նույնպիսի ազդեցություն (իրենց ժաղումով ժանրության ուժին ևս պարտական ծովային ուղղաձիգ ալիքները):

Եվ ալիքները միայն այն դեպքում են կոչվում մագական, երբ նրանց ուսուցացման մեջ մասնակցում են միայն մակերևութային լարման ուժերը և նրանք առաջանում են ի հաշիվ ալիքի կատարի ու գոգի պալի կորություն:

Հաշվումները ցույց են տալիս, որ մագական ալիքների պարամետրերը կապված են մակերևութային լարման գործակցի հետ հետևյալ հավասարմով.

$$\Pi \cdot \lambda = 2\pi a, \quad (7.33)$$

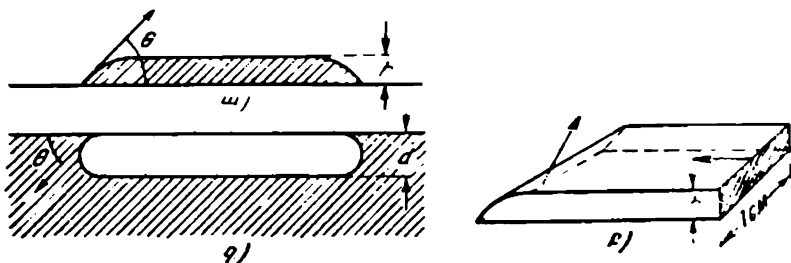
որտեղ Π -ը ուսումնաման հաճախությունն է ալիքում, իսկ λ -ն՝ ալիքի երկարությունը և a -ն՝ հեղուկի խտությունը (7.33) բանաձևը հենց կարող է օգտագործվել հեղուկի մակերևութային լարման գործակցից որոշելու համար, երբ հայտնի է նրա խտությունը: Դրա համար անհրաժեշտ է չափել տատանումների հաճախությունը և ալիքի երկարությունը: Սովորաբար չափում են ալիքի տարածման արագությունը, որի հետ տատանման հաճախությունը կապված է պարզ առնչությամբ:

Կաթիլի և բռփկի եղանակը: Այս եղանակը հիմնված է հարթ մակերևույթի վրա հեղուկի խոշոր կաթիլի և նույն հեղուկի մեջ ողի բշտիկի (նույնպես մեծ չափերի) գիտամանրի վրա:

Ենթադրենք, հարթ մակերևույթի վրա (նկ. 7.27ա) տառապել է տատանատիպ ող հեղուկի մեծ կաթիլ, ունյառն մեծ, որ նրա մակերևույթը, բացի եզրերից, հարթ է. և ենթադրենք θ -ն եզրային անկյունն է կաթիլի սահմանի մոտ:

Կաթիլի հավասարակշռության պայմանը՝ կաթիլը բարավ թաղանթի վերածելու ձգտող ուժի (ժանրության ուժի) և նրան պնդային ձև տալու ձգտող ուժերի (մակերևութային լարում) հավասարակշռումն է:

Այդ ուժերից առաջինը հաշվելու համար պիտանք կաթիլի ողողածիք կտրվածքը և մոքով այդ կտրվածքում առանձնացնենք h բարձրությամբ (կաթիլի բարձրությունը) և 1 սմ երկարությամբ (նկ. 7.27բ) մի մակերես: Կաթիլը փոխ ցանկացող γ ուժի ողողված է ալնպես, ինչ-



Նկ. 7.27:

պես այդ ցույց է տրված սլաքով, և հավասար է կտրվածքի վրա աղողող հիդրոստատիկ միջին ճնշման և կտրվածքի մակերեսի (հավասար h սմ²) արտադրյալին, այսինքն՝

$$F = \rho g \frac{h}{2} \cdot h = \rho g \frac{h^2}{2},$$

որտեղ ρ -ն հեղուկի խտությունն է, իսկ g -ն՝ ժանրության ուժի արագացումը: Այդ ուժին հակադրվում է մակերևութային լարման ուժը, որն իր հերթին կազմված է երկու մասից՝ կտրվածքի գծին կիրառված և γ -ի հավասար ուժից, քանի որ այդ գծի երկարությունը հավասար է մեկ միավորի, և կաթիլի ու պինդ նյութի սահմանագրում ազդող ուժից, որի հորիզոնական բաղադրիչը հավասար է $\gamma \cos \theta$: Նշված ուժերից առաջինը արդյունք է միմյանց հետ, հեղուկի մոլեկուլների փոխազդեցության երկրորդը՝ հեռանք է հեղուկի և պինդ նյութի մասնիկների փոխ-

ազդեցություն: Ինչպես երևում է 7.27ա և 7.27բ նկարներից, նրանք ուղղված են դեպի հակադիր կողմեր:

Այսպիսով, մակերևութային լարման ընդհանուր ուժը հավասար է

$$\sigma - \sigma \cos \theta = \sigma(1 - \cos \theta),$$

Հավասարակշռության պայմանը այդ պատճառով կլինի՝

$$\sigma(1 - \cos \theta) = \rho g \frac{h^2}{2}, \quad (7.34)$$

Այժմ դիտարկենք օդի բշտիկը նույն հեղուկում (նկ. 7.27գ): Եթե բշտիկը բավականաչափ մեծ է, այնքան մեծ, որ նրա «հատակը» հարթ է, ապա վերևում բերված դատողություններն նման դատողություններով ցույց է տրվում, որ բշտիկի հավասարակշռության պայմանը հանդիսանում է հետևյալ հավասարությունը՝

$$\sigma(1 + \cos \theta) = \rho g \frac{d^2}{2}, \quad (7.35)$$

որտեղ d -ն բշտիկի բարձրությունն է:

Դուժարելով (7.34) և (7.35) հավասարումները, կոտանանք՝

$$2\sigma = \frac{h^2 + d^2}{2} \rho g, \quad (7.36)$$

Հետևապես, մակերևութային լարման σ գործակիցը որոշելու համար բավական է չափել կաթիլի և բշտիկի բարձրությունները:

Հետաքրքրական է, որ այս նույն փորձը կարելի է օգտագործել նաև եզրային անկյունը որոշելու համար:

Իրոք, եթե (7.34)-ից հանվի (7.35)-ը, ապա կստանանք.

$$2\sigma \cos \theta = \frac{d^2 - h^2}{2} \rho g,$$

Սակայն ըստ (7.36) հավասարման

$$2\sigma = \frac{h^2 + d^2}{2} \rho g,$$

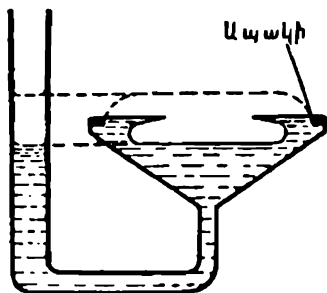
հետևապես θ -ի համար ստացվում է հետևյալ հավասարությունը՝

$$\cos \theta = \frac{d^2 - h^2}{d^2 + h^2},$$

Նշանակում է, θ -ն որոշելու համար նույնպես պահանջվում է չափել միայն d -ն և h -ը:

Փորձում d և h մեծությունները որոշվում են հատուկ ձեռքի մանոմետրի միջոցով, որը ցույց է տրված 7.28 նկարում: Լավ մաքրելուց հետո մանոմետրը լցվում է փորձարկվող հեղուկով, որից հետո հեղուկի

մի մասը դուրս է ծծվում աջնպես, որ առաջանալու բաղադրանքին մեծ չափի բշտիկ: Այնուհետև չափում է կատարվում մանոմետրով և զրանով որոշվում է բշտիկի «հատակի» դիրքը: Դրանից հետո սարքի մեջ հե-



Նկ. 7.28,

զույգ է ավելացվում, մինչև որ մանոմետրի լայն ծունկը ծածկող ապակու վրա առաջանա հեղուկի մեծ կաթիլ (7.28 նկարում ցույց է տրված կետադրով): Մանոմետրով կատարած նոր չափումը կապիլի հիմքի դիրքը Վերջապես հաստիկ գործիքի միջոցով (սֆերոմետր) որոշվում է կաթիլի և բարձրությունը: Իմանալով ապակու հաստությունը, այժմ մանոմետրի երկու ցույմունքների միջոցով կարելի է որոշել Վն և հաշվել ինչպես մակերևութային լարման գործակիցը, այնպես էլ եղրային անկյունը:

Մակերևութային լարման գործակցի կախումը քիմիականից:
Ընդհանուր դատողություններից հեշտ է եզրակացնել, որ ջերմաստիճանի բարձրացումից մակերևութային լարման գործակիցը պետք է փոքրանա: Այդ հետևում է նրանից, որ կրիտիկական ջերմաստիճանում նա պետք է հավասարվի զրույի, քանի որ այդ ջերմաստիճանում անհետանում է հեղուկի և նրա գոլորշու միջև եղած տարբերությունը, և նշանակում է անհետանում է նաև երկու փուլերը լաժանող մակերևւթւթը: Սակայն մակերևութային լարման գործակցի ջերմաստիճանից ունեցած կախման ճիշտ տեսքը չի կարող որոշվել տեսականորեն: Մակերևութային լարման գործակցի կախումը ջերմաստիճանից մոտավոր կերպով արտահայտվում է հետևյալ հավասարումով՝

$$\sigma = B(T_k - T - \tau) \left(\frac{\rho}{\mu} \right)^{2/3}, \quad (7.37)$$

որտեղ B -ն հաստատուն գործակից է, T_k -ն կրիտիկական ջերմաստիճանն է, ρ -ն հեղուկի խտությունն է, μ -ն՝ նրա մոլեկուլային կշիռը և τ -ն, ջերմաստիճանի չափողականություն ունեցող, ոչ մեծ մի մեծություն է:

Հասկանալի է, որ (7.37) բանաձևը կիրառելի չէ անմիջապես կրիտիկական ջերմաստիճանի մոտերքում, քանի որ երբ $T = T_k$, $\sigma = 0$, որը հակասում է (7.37)-ին:

(7.37)-ից հետևում է, որ մակերևութային լարման ջերմաստիճանային կախումը, այսինքն՝ նրա փոփոխությունը ջերմաստիճանը մեկ

աստիճանով փոփոխվելու դեպքում, արտահայտվում է հետևյալ հավասարումով.

$$\frac{d\epsilon}{dT} = -B \left(\frac{p}{\mu} \right)^{2/3}, \quad (7.38)$$

Այս բանաձևից երևում է, որ մակերևութային լարման գործակցի կախումը ջերմաստիճանից ալնքան ավելի մեծ է, որքան ավելի մեծ է հեղուկի խտությունը, և որքան ավելի փոքր է նրա մոլեկուլյար կշիռը:

Չնայած (7.37) և (7.38) բանաձևերի մոտավոր բնույթին, նրանք ալնքան լավ են հաստատվում փորձով, որ նրանցից օգտվում են հեղուկների մոլեկուլյար կշիռը որոշելու համար: B գործակիցը բոլոր հեղուկների համար փաստորեն նույնն է և հավասար է 2,1 (միավորների CGS սխեմայում):

§ 4. Հեղուկների գոլորշիացումը և եռումը

Վան-դեր-Վաալսի հավասարումը քննարկելիս, մենք տեսանք, որ հեղուկը կարող է իր գոլորշիների հետ գտնվել հավասարակշռության մեջ: Այս հավասարակշռությունը իր գոլորշու հետ, որը այդ դեպքում կոչվում է հազեցած գոլորշի, ստեղծվում է ինքն իրեն, եթե հեղուկը գտնվում է փակ անոթում:

Այդպիսի հավասարակշռության բերող պրոցեսի էությունը հետևյալն է:

Մոլեկուլների մի մասը հեղուկի մակերևութից դուրս է թռչում, հեղուկի վրա առաջացնելով գոլորշի: Գոլորշիացող մոլեկուլները հեղուկից դուրս գալու համար պետք է հաղթահարեն մնացած մոլեկուլների ձգողության ուժերը, այսինքն՝ պետք է կատարեն աշխատանք այդ ուժերի դեմ: Բացի դրանից աշխատանք պետք է կատարվի արդեն գոլացած գոլորշու արտաքին p ճնշման դեմ՝ որը հավասար է $p_{\Delta V}$, որտեղ ΔV -ն տվյալ քանակության մոլեկուլների գրաված ծավալի փոփոխությունն է, երբ նրանք հեղուկ վիճակից անցնում են գոլորշու վիճակի (պարզ է, որ անցնելով գոլորշու վիճակին մոլեկուլները զրավում են ավելի մեծ ծավալ): Ակնհայտ է, որ այդ ամբողջ աշխատանքը կարող է կատարվել միայն ի հաշիվ մոլեկուլների ջերմային շարժման կինետիկ էներգիայի:

Ակնհայտ է նույնպես, որ ոչ բոլոր մոլեկուլներն են ի վիճակի կատարելու այդ աշխատանքը, այլ նրանցից միայն նրանք, որոնք ունեն դրա համար անհրաժեշտ կինետիկ էներգիան: Այդ պատճառով

մուկերուները մի մասի անցումը գոլորշու վիճակին հանդեպնում է հեղուկի աղյուսակում արագ մուկերուներից, այսինքն՝ հեղուկի սառեցումը։
Եթե, սակայն, ջերմության արտաքին աղբյուրով հեղուկի ջերմաստիճանը պահպանվի հաստատուն, ապա հեղուկից հեռացող մուկերուները թիվը ժամանակի ընթացքում անընդհատ կաճի։ Բայց հեղուկի ժափալից մուկերուների հեռացման հետ միաժամանակ տեղի է ունենում և հակառակ պրոցեսը. գոլորշու մուկերուների քառասուն շարժման հետեւում լինելով, հեղուկից հեռացած մուկերուների մի մասը նորից վերադառնում է հեղուկի մեջ։ Մուկերուների անցումը հեղուկից դեպի գոլորշին, կոչվում է գոլորշիացում։ Մուկերուների հոսքի անցումը գոլորշուց դեպի հեղուկ, կոչվում է խտացում (կոնդենսացիա)։ Հասկանալի է, որ կոնդենսվող մուկերուների քանակությունը համեմատական է գոլորշու մուկերուների խտությունը։

Այդ պատճառով, եթե անոթը փակ է, ապա անպատճառ կգա ափսոսի մի պահ, երբ հեղուկից միավոր ժամանակի ընթացքում հեռացող մասնիկների թիվը կդադանա հավասար նույն ժամանակամիջոցում հեղուկի մեջ վերադարձող մասնիկների թվին։ Այդ ժամանակ տեղի կունենա հավասարակշռություն, այսինքն՝ հեղուկի և գոլորշու քանակությունները կդադանա հաստատուն։

Գոլորշու այս ձևով հաստատված խտությունը համապատասխանում է միանգամայն որոշակի ճնշում։ Այդ ճնշումը, ինչպես մենք արդեն գիտենք, կոչվում է հագեցած գոլորշու առաձգականություն։

Դժվար չէ տեսնել, որ հագեցած գոլորշու առաձգականությունը մեծանում է ջերմաստիճանի բարձրացման հետ։ Որքան ավելի բարձր է հեղուկի ջերմաստիճանը, այնքան ավելի շատ մուկերուներ կունենան գոլորշիացման համար անհրաժեշտ էներգիա և հետևապես այնքան ավելի մեծ պետք է լինի գոլորշու խտությունը, որպեսզի խտացումը (կոնդենսացիան) կարողանա հավասարվել գոլորշիացմանը, այսինքն՝ որպեսզի տեղի ունենա հավասարակշռություն։

Այն եզրակացությունը, որ ջերմաստիճանի աճման հետ հագեցած գոլորշու առաձգականությունը մեծանում է, մեզ բերեց նաև Վան-դեր-Վաալսի հավասարման ուսումնասիրությունը։

Գոլորշիացման քաճկումը և ջերմությունը։ Ինչպես արդեն նշվել է, հեղուկի գոլորշիացման պրոցեսին պետք է ուղեկցի նրա սառեցումը, ջնդող, այսինքն՝ արագ գոլորշիացող հեղուկով (օրինակ եթերով) թրջված ձեռքի մաշկի ուժեղ սառեցման զգացմունքը այդ էֆեկտի հետեւում։ Մյուս կողմից գոլորշիացման ժամանակ, օրինակ, բաժակում լցված ջրի, մենք չենք նկատում նրա ջերմաստիճանի իջեցում։ Նման դեպքերում հեղուկի ջերմաստիճանը պահպանվում է հաստատուն ի հաշիվ շրջապատի օդից վերցրած ջերմության։ Նշանակում է որպեսզի

հնարավոր լինի հեղուկի գոլորշիացումը առանց նրա ջերմաստիճանի փոփոխության. նրան պետք է հաղորդել ջերմություն: Ջերմության այն քանակությունը, որն անհրաժեշտ է հաղորդել, որպեսզի գոլորշիացվի հեղուկի որոշակի քանակություն առանց նրա ջերմաստիճանի փոփոխության (իզոթերմ կերպով), նրա հաղեցած գոլորշիների առածգականությանը հավասար արտաքին ճնշման պայմաններում, հեղուկի համար ընտրոշ է և կոչվում է գոլորշիացման թաքնված ջերմություն: Սովորաբար այդ մեծությունը որոշում են հեղուկի կամ մեկ գրամի համար, կամ մեկ մոլի համար: «Թաքնված» է կոչվում այն պատճառով, որ այդ ջերմության հաղորդմանը չի ուղեկցում այնպիսի «ակնհայտ» էֆեկտ, ինչպիսին է ջերմաստիճանի բարձրացումը: Ջերմության այն քանակությունը, որն անհրաժեշտ է մեկ մոլ հեղուկը իզոթերմ կերպով գոլորշիացնելու համար, կոչվում է գոլորշիացման մոլյար թաքնված ջերմություն:

Համապատասխանաբար, գոլորշիացման տեսակարար թաքնված ջերմությունը ստացվում է գոլորշիացման մոլյար ջերմության բաժանումից մոլեկուլյար կշռի վրա:

Գոլորշիացման հակառակ, խտացման երևույթին ուղեկցում է՝ ջերմության անջատում. հասկանալի է, որ խտացման թաքնված ջերմությունը հավասար է գոլորշիացման թաքնված ջերմությանը:

Հեղուկի չգոլորշիացումը հանդիսանում է փուլային անցումների տեսակներից մեկը: Այդ պատճառով, գոլորշիացման թաքնված ջերմությունը հաճախ անվանվում է փուլային անցման ջերմություն: Ակնհայտ է, որ գոլորշիացման թաքնված ջերմությունը հանդիսանում է հեղուկի մոլեկուլների կապի ուժերի քանակական բնութագիրը: Որքան ավելի մեծ են այդ ուժերը, այնքան ավելի մեծ է գոլորշիացման թաքնված ջերմությունը:

Գոլորշիացման թաքնված ջերմության չափումը: Հեղուկի գոլորշիացման (կամ խտացման) թաքնված ջերմությունը որոշելու մի շարք եղանակներ կան: Մեծ մասամբ այդ եղանակները հիմնված են կալորիմետրերի օգտագործման վրա, որոնց միջոցով չափվում է խտացման ժամանակ անջատված կամ գոլորշիացման ժամանակ կլանված ջերմության քանակությունը: Ստորև կնկարագրվի գոլորշիացման թաքնված ջերմության հաշվման այն եղանակը, որը հիմնված է հեղուկի հաղեցած գոլորշու առածգականության ջերմաստիճանային կախման վրա:

(7.29)Նկարում ցույց է տրված այն սարքերից մեկը, որոնց օգնությամբ կարելի է անմիջականորեն չափել հեղուկի գոլորշիացման թաքնված ջերմությունը:

Փորձարկվող հեղուկը լցվում է A անոթի մեջ և տաքացվում է

էլեկտրական վառարանի միջոցով, որի O փաթուլթը տեղավորված է անոթի ներսում:

Տաքանալու հետևանքով հեղուկը եռում է և նրա գոլորշիները լցվում են ուղղաձիգ T խողովակի մեջ: Սողովակը շրջապատված է սառեցնող շապիկով, որի միջով հասաատուն արագությունը հոսում է ջուրը: Ջրի հոսանքի ուղղությունը նկարի վրա ցույց է տրված սլաքներով: Գոլորշին խտանում է ջրով սառեցվող T խողովակի պատերի վրա և ելքի B անցքի միջով դուրս է հոսում: Ի հաշիվ խտացման ժամանակ անջատված թափնված ջերմության, հոսող ջուրը տաքանում է: Այդ պատճառով սառեցնող շապիկից դուրս հոսող ջրի t_1 ջերմաստիճանը ավելի բարձր է նրա մեջ մտնող ջրի t ջերմաստիճանից: Բացի դրանից ջրի տաքացումը կատարվում է նաև ի հաշիվ արդեն խտացած հեղուկի սառելուն: Սմբողջ պրոցեսի ջերմային բալանսը կադմելու համար անհրաժեշտ է չափել հետևյալ մեծությունները՝ T խողովակի մեջ մտնող ջրի ջերմաստիճանը, դուրս եկող ջրի ջերմաստիճանը, կարելի է նույնպես՝ անմիջապես չափել այդ ջերմաստիճանների տարբերությունը, դիֆերենցիալ կերպով միացված երկու ջերմուղույգների (th) միջոցով, հեղուկի եռման t_n ջերմաստիճանը և B անցքով դուրս հոսող ջրի t_2 ջերմաստիճանը: Բացի դրանից անհրաժեշտ է չափել միավոր ժամանակում դուրսբերված հեղուկի m մասսան, կշռելով B անցքից որոշակի ժամանակում դուրս հոսող հեղուկը, և սառեցնող ջրի միավոր ժամանակում հոսած M մասսան (նույնպես կշռելով):

Ջերմային բալանսի հավասարումը ունի հետևյալ տեսքը՝

$$M(t_1 - t_0) = mL + mc(t_n - t_2), \quad (7.39)$$

որտեղ L -ը ուսումնասիրվող հեղուկի գոլորշիացման թափնված ջերմությունն է, իսկ C -ն՝ տեսակարար ջերմունակությունը: (7.39) հավասարման ձախ մասը ժամանակի միավորում սառեցնող հեղուկի կլանած ջերմությունն է: Աջ մասի առաջին անդամը խտացված հեղուկի միավոր ժամանակում անջատած թափնված ջերմության քանակությունն է: Իսկ աջ մասի երկրորդ անդամը որոշում է ջերմության այն քանակու-

թյունը, որը անջատվում է խտացված հեղուկի սառեցման հետևանքով եռման $t_{\text{և}}$ ջերմաստիճանից մինչև $1_{\text{ջ}}$ ջերմաստիճանը, որը նա ունենում է T խողովակից դուրս գալիս:

(7.39) հավասարումից հեշտությամբ որոշվում է գոլորշիացման թափնված I ջերմությունը:

(7.29) նկարում պատկերված սարքը հնարավորություն է տալիս L-ը որոշել նաև մի քիչ այլ ձևով: Շնորհիվ անոթի ջերմային մեկուսացման, կարելի է ընդունել, որ O ջեռուցչի առաքած ամրողջ Q ջերմությունը ծախսված է միայն հեղուկի գոլորշիացման վրա: Իսկ քանի որ գոլորշիացած ամրողջ հեղուկը խտանում է T խողովակում և դուրս է հոսում B անցքով, ապա կարելի է գրել՝

$$Q = mL,$$

որտեղ m-ը B-ից դուրս հոսած հեղուկի մասսան է: Նշանակում է, L-ը որոշելու համար հարկավոր է չափել Q-ն և m-ը: Զերմության քանաությունը կարելի է հաշվել, եթե չափվի O ջեռուցչի միջով անցնող հոսանքի ուժը և նրա ծալրերում եղած պոտենցիալների տարբերությունը:

Հեղուկների մեծամասնության գոլորշիացման թափնված ջերմությունը բավականաչափ մեծ է և այդ պատճառով համեմատաբար հեշտ է որոշվում:

Գոլորշիացման թափնված ջերմության ջերմաստիճանային կախումը: Կրիտիկական T_k ջերմաստիճանում, երբ գոլորշու և հեղուկի տարրերությունը վերանում է, գոլորշիացման թափնված ջերմությունը, պարզ է, որ հավասար է զրոյի: Այստեղից հետևում է, որ ջերմաստիճանի բարձրացման հետ գոլորշիացման թափնված ջերմությունը պետք է պակասի: 7.30 նկարի վրա տրված է ածխածնի գոլորշիացման թափնված ջերմության ջերմաստիճանից ունեցած կախման փորձնական կորը: Կորից երևում է, որ կրիտիկական ջերմաստիճանում ($31,4^{\circ}\text{C}$) թափնված ջերմությունը դառնում է հավասար զրոյի:

Հազեցած գոլորշիների առածգալանություն ջերմաստիճանային կախումը: Մենք արդեն գիտենք (օրինակ, Վան-դեր-Վաալսի հավասարման ուսումնասիրությունից), որ հազեցած գոլորշիների առածգալանությունը ջերմաստիճանի բարձրացման հետ չափազանց արագ մեծանում է: Գտնենք այժմ այդ ջերմաստիճանային կախման տեսքը: Այդ մոտավորապես կարելի է անել, օգտվելով Բոլցմանի օրենքից (տես գլ. 1, § 8), որի համաձայն հավասարակշռության ժամանակ U պոտենցիալ էներգիա ունեցող մոլեկուլների n թիվը միավոր ծավալում որոշվում է հետևյալ հավասարումով.

$$n = n_0 e^{-\frac{U}{kT}}, \quad (7.40)$$

որտեղ N_0 -ն այն մոլեկուլների խտությունն է (թիվը միավոր ծավալում), որոնք օժտված են դրոյական (U էներգիայի համեմատությամբ) էներգիայով, T-ն՝ բացարձակ ջերմաստիճանն է, k-ն՝ Բոլցմանի հաստատունը: (7.40) հավասարումը կարելի է կիրառել մեկ հետաքրքրող՝ հեղուկի և նրա հետ սահմանակցող հազեցած գոլորշու հավասարակշռության դեպքի նկատմամբ: Գոլորշիացման ժամանակ հեղուկից հեռացող մոլեկուլները աշխատանք են կատարում մյուս մոլեկուլների՝ ձգողության ուժերի դեմ, և նրանց էներգիան համեմատած սկզբնականի հետ փոփոխվում է կատարված աշխատանքի չափով: Հեղուկից դուրս թռչող մոլեկուլի միջին էներգիան հեղուկի ներքո գտնվող մոլեկուլի էներգիայից տարբերվում է $\frac{L}{N_0}$ մեծությամբ, որտեղ L-ը գոլորշիացման

մոլյար թաքնված ջերմությունն է և N_0 -ն՝ Ավոգադրոյի թիվը: $\frac{L}{N}$ մեծությունը (հանած արտաքին ճնշման դեմ կատարած աշխատանքը) հենց (7.40) բանաձևի մեջ մտնող U էներգիան է: Այդ պատճառով գոլորշու մոլեկուլների N_g խտությունը որոշվում է հետևյալ հավասարումով

$$n_g = n_l e^{-\frac{L}{N_0 k T}}, \quad (7.41)$$

որտեղ N_l -ը հեղուկի մոլեկուլների խտությունն է, որոնց պոտենցիալ էներգիան ընդունվում է հավասար զրոյի: Համաձայն գազերի կինետիկ տեսության հայտնի բանաձևի (տես էջ 29) գոլորշու մոլեկուլների խտությունը կապված է նրա ճնշման հետ

$$n_g = \frac{P}{kT}$$

հավասարումով:

N_g -ի այս արտահայտությունը տեղադրելով (7.41)-ի մեջ, կստանանք

$$P = n_g kT = n_l kT e^{-\frac{L}{N_0 k T}}, \quad (7.42)$$

Այս հավասարումն է որոշում հազեցած գոլորշու առաձգականության ջերմաստիճանային կախումը: Ուրեմն հազեցած գոլորշու առաձգականությունը էկսպոնենցիալ կերպով աճում է ջերմաստիճանի հետ: (7.42) հավասարման խիստ քննարկման դեպքում, անհրաժեշտ է հաշվի առնել, որ նրա մեջ մտնող L և N_0 մեծությունները իրենք կախում ունեն ջերմաստիճանից:

(7.42) հավասարումը գործնականում օգտագործելու համար հարմար է այն արտագրել (ի նկատի ունենալով, որ $N, k \equiv R$)

$$\ln p = -\frac{L}{RT} + \ln T \quad \ln(kn;)$$

կամ

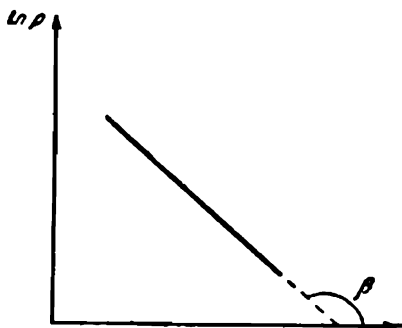
$$\ln p = -\frac{L}{RT} + \ln T + C \quad (7.43)$$

սեպրով, որտեղ $C = \ln(kn;)$ -ը տվյալ հեղուկի համար բնորոշ հաստատուն է: Քանի որ (7.43)-ի աջ մասի երկրորդ անդամը ջերմաստիճանի դանդաղ փոփոխվող ֆունկցիա է, ապա առաջին մոտավորությամբ այն կարելի է համարել հաստատուն մեծություն և մտցնել C հաստատունի մեջ: Այդ ժամանակ (7.43) հավասարումը կընդունի հետևյալ տեսքը՝

$$\ln p = -\frac{L}{RT} + C, \quad (7.44)$$

Այդ ֆունկցիայի գրաֆիկական պատկերման ժամանակ հարմար է աբսցիսների առանցքի վրա վերցնել ոչ թե T -ի, այլ $\frac{1}{T}$ -ի արժեքները: Այդ ժամանակ (7.44) ֆունկցիան կարտահայտվի ուղիղ գծով (նկ. 7.31):

Հագեցած գոլորշու առաձգականության կախումը ջերմաստիճանից ուսումնասիրված է շատ նյութերի համար և այդ ուսումնասիրությունների արդյունքները հաստատում են (7.44) հավասարման և նրան համապատասխանող 7.31 նկարի գրաֆիկի ճշտությունը:



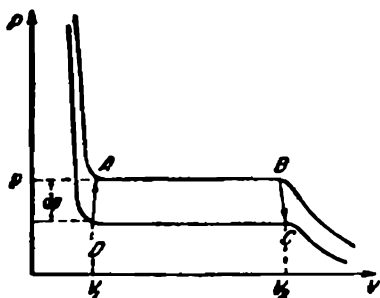
Նկ. 7.31.

Ուղղի թեքության β անկյան տանգենսը, ինչպես երևում է 7.31

նկարից, հավասար է L/R : Նշանակում է, տվյալ նյութի հագեցած գոլորշու առաձգականության ջերմաստիճանային կախման չափումներից, օգտվելով (նկ. 7.31) գրաֆիկից, կարելի է որոշել այդ նյութի գոլորշիացման թաքնված ջերմության (մոլային) արժեքը: Այս եղանակը գոլորշիացման թաքնված ջերմության որոշման առավել օգտագործվող եղանակներից մեկն է:

Հագեցած գոլորշու առաձգականության ջերմաստիճանային կախման բերմոդիմամիկական տեսածույժը: (7.44) հավասարումը, ինչպես մենք տեսանք, ունի մոտավոր բնույթ: (7.43)-ին համանման աղտա-

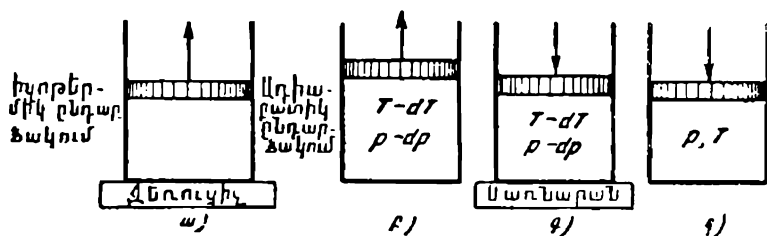
հայտություն կարելի է ստանալ նաև այլ ճանապարհով: Մտքով կատարենք Կարնոյի հետևյալ փակ պրոցեսը, որի մեջ բանոց նյութը մեզ հետաքրքրող հեղուկն է: Ընթացիկները սկզբնական վիճակը բնութագրվում է T ջերմաստիճանով և p ճնշումով և ենթարկենք այդ ժամանակ հեղուկը լցնում է անոթի ամբողջ ծավալը (գոլորշու փուլը չկա): Մուլյար ծավալը հավասար է V_1 : Այդ վիճակը



Նկ. 7.32:

դրաֆիկորեն պատկերվում է իրական գազի, T ջերմաստիճանին համապատասխանող իզոթերմի հորիզոնական մասի A կետով (Նկ. 7.32) (7.32 նկարի վրա արցիսների առանցքի ուղղությամբ վերցված է մուլյար ծավալը): Փորձնական տեսանկյունից այդ նշանակում է, որ միտոց ունեցող անոթում լցված մեր հեղուկը (Նկ. 7.33) կոնտակտի մեջ է դրնվում T ջերմաստիճան ունեցող ջեռուցչի հետ: Ջեռուցչի ջերմության հաշվին հեղուկը սկսում է գոլորշիանալ, որի շնորհիվ միտոցը բարձրանում է, տեղի է ունենում գոլորշու իզոթերմ ընդարձակում (տես Նկ. 7.33ա): Այդ ժամանակ պահպանվում է նախկին p ճնշումը (քանի որ գոլորշին հաղեցած է): Պրոցեսը շարունակենք այնքան ժամանակ, մինչև որ գոլորշիանա մեկ մոլ հեղուկ: Դրա հա-

տուցչի ջերմության հաշվին հեղուկը սկսում է գոլորշիանալ, որի շնորհիվ միտոցը բարձրանում է, տեղի է ունենում գոլորշու իզոթերմ ընդարձակում (տես Նկ. 7.33ա): Այդ ժամանակ պահպանվում է նախկին p ճնշումը (քանի որ գոլորշին հաղեցած է): Պրոցեսը շարունակենք այնքան ժամանակ, մինչև որ գոլորշիանա մեկ մոլ հեղուկ: Դրա հա-



Նկ. 7.33:

մար ջեռուցչից պետք է վերցնել գոլորշիացման մուլյար թափնված L ջերմությանը հավասար Q . Ջերմության քանակություն: Դրա հետևանքով գոլորշու ծավալը կմեծանա մինչև V_2 արժեքը, որ գրավում է գոլորշու մեկ մոլը T ջերմաստիճանում և p ճնշման տակ: Դրաֆիկորեն այդ համապատասխանում է ընդարձակմանը մինչև B կետը (Նկ. 7.32): Դրանից հետո սխատեմը առանձնացնենք ջեռուցչից (Նկ. 7.33բ) և նորից գոլորշին ընդարձակենք ադիաբատ կերպով այնպես, որ նրա ջերմաստիճանը իջնի dT -ով, իսկ ճնշումը dp -ով: Ցիկլի այդ մասը 7.32

նկարում պատկերված է BC հատվածով: C կետը պատկերում է գոլորշու վիճակի $p - dp$ ճնշման տակ և $T - dT$ ջերմաստիճանում:

Այդ վիճակում մեր սխեմայում Q քանակությամբ ($\text{նկ. } 7.33\text{գ}$), որը ունի $T - dT$ ջերմաստիճան, և առաջացնենք գոլորշու իզոթերմ սեղմում $p - dp$ հաստատուն ճնշման տակ մինչև նրա լրիվ խտացումը, այսինքն՝ գոլորշին նոր իզոթերմի CD ուղղով բերենք D կետին համապատասխանող վիճակին ($\text{տես նկ. } 7.32$), Q_1 ջերմության մի մասը հաղորդելով սառնարանին: Վերջապես լրացուցիչ աղիարատ սեղմումով ($\text{նկ. } 7.33\text{գ}$) գոլորշու ճնշումը և ջերմաստիճանը բարձրացնենք մինչև ելման p և T արժեքները, դրանով ավարտելով Կարնոյի ցիկլը: Ցիկլի բնութագրում կատարված dA աշխատանքը, ինչպես հայտնի է, հավասար է $ABCD$ մակերեսին, որը մոտավորապես կարելի է համարել հավասար գուգահեռագծի մակերեսին ($\text{տես նկ. } 7.32$).

$$dA = (V_2 - V_1)dp:$$

Իսկ ջեռուցիչի ստացված ջերմության Q քանակությունը, ինչպես ցույց է տրվել, հավասար է L -ի: Ուստի կատարված ցիկլի օգտակար գործողության գործակիցը, որը որոշվում է ստացված աշխատանքի և ծախսված ջերմության քանակության ($\text{այսինքն՝ ջեռուցիչի ստացված ջերմության քանակության}$) հարաբերությամբ, հավասար է

$$\eta = \frac{V_2 - V_1}{L} dp:$$

Մյուս կողմից, Կարնոյի ցիկլի օգտակար գործողության գործակիցը բոլոր դեպքերում արտահայտվում է

$$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = \frac{dT}{T}$$

հավասարումով:

Հավասարեցնելով η -ի այս երկու արտահայտությունները կստանանք՝

$$\frac{V_2 - V_1}{L} dp = \frac{dT}{T}$$

կամ

$$\frac{dp}{dT} = \frac{L}{T(V_2 - V_1)}, \quad (7.45)$$

Հագեցած գոլորշու առաձգականության ջերմաստիճանային կախումը որոշող (7.45) հավասարումը կոչվում է Վլապերյոն-Կլաուզիուսի հավասարում: Նա ճիշտ է ոչ միայն հեղուկ-գոլորշու անցման համար, այլև բոլոր այլ փուլային անցումների համար, արտահայտելով ճնշ-

ման փոփոխությունը ջերմաստիճանի փոփոխության հետևանքով, փուլային հալասարակչության ժամանակ (7.45) հալասարումը կարելի է բերել վերը ստացված (7.44) հավասարման տեսքին:

Իրոք, (7.45) հավասարման մեջ V_3 -ը և V_1 -ը գոլորշու և հեղուկի մոլլար ծավալներն են: Հայտնի է, որ եթե նյութը գտնվում է կրիտիկական վիճակից հետո վիճակում, ապա հեղուկի մոլլար ծավալը զգալի կերպով փոքր է գոլորշու մոլլար ծավալից (տես գլ. 5, § 2): Այդ պատճառով (7.45) հավասարման մեջ V_1 մեծությունը կարելի է անտեսել V_3 մեծության համեմատությամբ: Եթե, բացի դրանից, հաշվի առնենք, որ հազեցած գոլորշու համեմատաբար ոչ մեծ ճնշումների դեպքում (կրիտիկական վիճակից հետո) V_3 -ը կարող է արտահայտվել ճնշման միջոցով ըստ Կլապեյրոնի բանաձևի

$$V_3 = \frac{RT}{p},$$

ապա (7.45) հավասարումը կարող է արտագրվել հետևյալ տեսքով.

$$\frac{dp}{dT} = - \frac{L}{T \frac{RT}{p}}$$

կամ

$$\frac{dp}{p} = - \frac{L}{R} \frac{dT}{T^2},$$

Ինտեգրելով վերջին հավասարումը ալն ենթադրությամբ, որ L -ը կախում չունի ջերմաստիճանից, կստանանք.

$$\ln p = - \frac{L}{RT} + C,$$

որը համընկնում է (7.44)-ի հետ:

Հազեցած գոլորշու առաձգականությունը հեղուկի կուրացած մակերևույթի վրա: Հեղուկի գոլորշիացումը տեղի է ունենում նրա մակերևույթից: Այդ պատճառով մակերևույթային շերտի հատկությունների փոփոխությունը պետք է փոփոխի հեղուկի և նրա վրա գտնվող գոլորշու հալասարակչության պայմանները: Մասնավորապես հալասարակչության պայմանների վրա, հետևապես և հազեցած գոլորշու առաձգականության վրա պետք է ազդի հեղուկի մակերևույթի կորությունը: Այդ նշանակում է, որ հազեցած գոլորշու առաձգականությունը հեղուկի կորացած մակերևույթի վրա պետք է տարբերվի հարթ մակերևույթի վրա ունեցած նրա առաձգականությունից: Այդ բանում դժվար չէ համոզվել ամենաընդհանուր դատողություններից ելնելով:

Իրոք, երբ հեղուկը գոլորշիանում է հարթ մակերևույթից. նրա մակերևութային էներգիան չի փոփոխվում, քանի որ անփոփոխ է մնում նրա մակերևույթի մակերեսը: Բայց պատկերացնենք, որ գոլորշիանում է հեղուկի զնդային կաթիլը: Գոլորշիացման հետևանքով կաթիլի շառավիղը, իսկ նրա հետ միասին նաև կաթիլի մակերևույթի մակերեսը փոքրանում են: Հետևապես, փոքրանում է նաև հեղուկի կաթիլում եղած մակերևութային էներգիան:

Հայտնի է, որ յուրաքանչյուր սիստեմ ձգտում է ընդունել նախասարակշռության վիճակ, երբ նրա էներգիան ունի մինիմում արժեք (կատարելով համապատասխան աշխատանք):

Այդ պատճառով, եթե որևէ փակ անոթում գտնվում է հարթ մակերևույթ ունեցող հեղուկ և նույն հեղուկի գնդային կաթիլ, ապա հավասարակշռություն կստեղծվի միայն այն բանից հետո, երբ կաթիլը ամբողջությամբ կգոլորշիանա և կխտանա հարթ մակերևույթի վրա: Այդ նշանակում է, որ հազեցած գոլորշիների առաձգականությունը գնդային կաթիլի վրա ավելի մեծ է, քան մնացած հեղուկի հարթ մակերևույթի վրա:

Հասկանալի է, որ այս վերաբերվում է ոչ միայն գնդային կաթիլին, այլ ընդհանրապես ուռուցիկ մակերևույթ ունեցող յուրաքանչյուր հեղուկի: Ընդհակառակը, գոգավոր մակերևույթի վրա հազեցած գոլորշիների առաձգականությունը միշտ ավելի փոքր է, քան հարթ մակերևույթի վրա:

Դժվար չէ հաշվել, թե որքանով են տարբերվում իրարից հազեցած գոլորշու առաձգականությունները կոր և հարթ մակերևույթների վրա:

Պատկերացնենք հեղուկով լցված մի փակ անոթ (նկ. 7.34), որի մեջ մասամբ խորասուզված է հեղուկի կողմից լրիվ կերպով թրջվող մազական K խողովակը: Մազական ուժերի ազդեցության տակ հեղուկը անոթում բարձրանում է h բարձրությամբ, որը որոշվում է (7.30) բանաձևով.

$$\Delta B = h = \frac{2\sigma}{\rho \cdot r},$$

Գոլորշու առաձգականությունը B կետում, այսինքն՝ գոգավոր մակերևույթի վրա, կարելի է որոշել օգտվելով բարոմետրական հավասարումից՝

$$p_B = p_A e^{-\frac{\rho g h}{RT}}, \quad (7.46)$$

Տեղադրելով ալստեղ h -ի արժեքը (7.30)-ից, կստանանք.

$$p_B = p_A e^{-\frac{\mu}{\rho RT} \cdot \frac{2z}{r}}$$

կամ

$$\ln \frac{p_B}{p_A} = -\frac{\mu}{\rho RT} \frac{2z}{r}, \quad (7.47)$$

որը որոշ մոտավորությամբ կարելի է արտահայտել հետևյալ ավելի հարմար տեսքով.

$$p_B = p_A - \frac{2z}{r} \frac{\rho}{\rho_0}, \quad (7.48)$$

որտեղ ρ_0 -ն հազեցած գոլորշու խտությունն է:

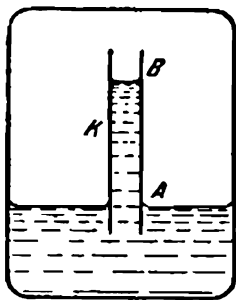
(7.48)-ից երևում է, որ հազեցած գոլորշու առաձգականությունը գոգավոր մակերևույթի վրա $\frac{2z}{r} \frac{\rho}{\rho_0}$ մեծությամբ ավելի փոքր է, քան հարթ մակերևույթի վրա:

Այնհայտ է, որ ճիշտ նման ձևով (միայն մազական անոթը տեղավորելով չթրջող հեղուկի մեջ) կարելի է ցույց տալ, որ հազեցած գոլորշու առաձգականությունը ուռուցիկ մակերևույթի վրա ավելի մեծ է, քան հարթ մակերևույթի վրա, նույն

$$\frac{2z}{r} \frac{\rho}{\rho_0}$$

մեծությամբ:

Որպեսզի ցույց տանք հեղուկի մակերևույթի կորության ազդեցությունը նրա վրա գտնվող հազեցած գոլորշու առաձգականության վրա, բերենք թվական մի օրինակ:



Նկ. 7.34.

Վերցնենք ջրի գնդային կաթիլի և նրա հազեցած գոլորշիների հավասարակշռության պայմանը: Ենթադրենք, շրջապատի միջավայրի ջերմաստիճանը հավասար է 27°C : Այդ ջերմաստիճանում $\sigma = 73 \text{ դին/սմ}$, ջրի ρ խտությունը հավասար է $1, \mu = 18$: Այդ դեպքում (ըստ 7.47)

$$\ln \frac{p}{p_0} = \frac{2 \cdot 73 \cdot 18}{r \cdot 8,31 \cdot 10^7 \cdot 300} = \frac{1,05 \cdot 10^{-7}}{r},$$

եթե կաթիլի շառավիղը $r = 1 \cdot 10^{-5} \text{ սմ}$ (մառախուղի կաթիլները),

$$\frac{p}{p_0} = 1,01,$$

այսինքն՝ հազեցած գոլորշիների առաձգականությունը միայն մեկ տո-

կոտով է տարրերովում նորմալ ճնշումից (հարթ մակերևույթի համար):
Բալց արդեն կաթիլի չառավղի 10^{-7} սմ արժեքի դեպքում

$$\frac{p}{p} = 3,$$

այսինքն՝ գոլորշու առաձգականությունը երեք անգամ մեծ է նորմալից:

Այս հանգամանքը էական դեր է խաղում ալնպիսի երևույթներում, ինչպիսիք են անձրևի կաթիլների առաջացումը, հեղուկի եռալը և այլն:

Իրոք, մթնոլորտում հաճախ ստեղծվում են ալնպիսի պայմաններ, երբ ջրի գոլորշիների պարցիալ (մասնական) ճնշումը գերազանցում է հագեցած գոլորշիների առաձգականությունը նույն ջերմաստիճանում: Որպեսզի ստեղծվի հավասարակշռություն, գոլորշիները պետք է խտանան և առաջացնեն ջրի կաթիլներ: Սակայն, այդ ոչ միշտ է տեղի ունենում: Չէ որ խտացման պրոցեսի հենց սկզբում կաթիլների չափերը բնականաբար շատ փոքր են: Իսկ դա նշանակում է, որ գոլորշու առաձգականությունը նրանց վրա շատ ավելի մեծ է նորմալից: Նա մեծ է նաև մթնոլորտում եղած ջրի գոլորշիների պարցիալ ճնշումից: Այդ պատճառով էլ կաթիլները գոլորշիանում են, մինչև կհասնեն անձրևի թափվելու համար անհրաժեշտ մեծություն: Առաջացած կաթիլների աճը հնարավոր է միայն այն դեպքում, երբ ջրի գոլորշիների պարցիալ ճնշումը օդում մեծ է ոչ միայն հագեցած գոլորշիների առաձգականությունից նույն ջերմաստիճանում, այլև մեծ է փոքր շառավիղ ունեցող կաթիլի մակերևույթի վրայի գոլորշիների առաձգականությունից: Հակառակ դեպքում կաթիլներն աճի համար անհրաժեշտ է, որ հենց սկզբից նրանք ունենան բավականաչափ մեծ չափեր:

Դրանով է բացատրվում այն փաստը, որ մթնոլորտում գտնվող փոշու փոքրիկ հատիկները (աէրոզոլներ) էապես հեշտացնում են գոլորշիների խտացումը և բավականաչափ մեծ կաթիլների առաջացումը, որոնք հետո անձրևի ձևով ցած են թափվում: Փոշու հատիկները, որոնց վրա սկսում է ջրի գոլորշիների խտացումը, հենց սկզբից ապահովում են իրենց վրա առաջացող կաթիլների բավականաչափ մեծ շառավիղ: Նրանց վրա եղած գոլորշու առաձգականությունը աննշան չափով է գերազանցում հարթ մակերևույթի վրա եղած գոլորշու առաձգականությունը: Այդ պայմաններում բավական է օդի շատ չնչին գերհագեցում խոնավությունը, որպեսզի կաթիլները կարողանան առաջանալ և անարդել աճել, մինչև որ թափվին անձրևի ձևով:

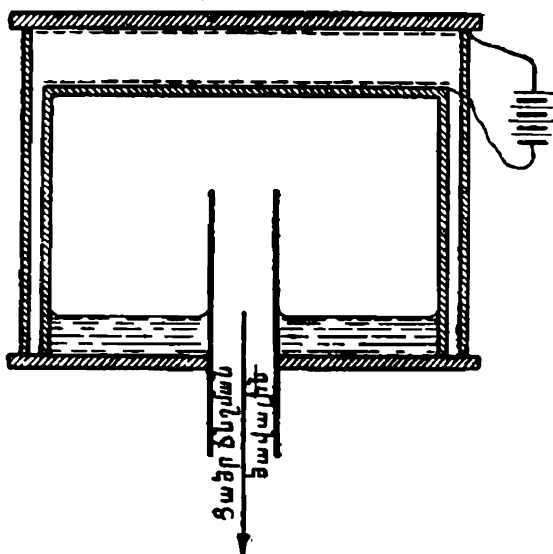
Այսպիսով, փոշու հատիկները ծառայում են որպես գոլորշու խտացման կենտրոններ: Պարզ է, որ գերհագեցած գոլորշիները, այսինքն՝ ալնպիսի գոլորշիները, որոնց առաձգականությունը ավելի մեծ է հա-

զեցած գոլորշու առաձգականությունից, կարող է գոլություն ունենալ միայն այն դեպքում, երբ բացակայում են խտացման կենտրոնները: Այդպիսի սաղմերի, կամ կենտրոնների գոլությունը հանդիսանում է գոլորշիների խտացման անհրաժեշտ պայմանը: Երբեմն նույնիսկ հաջողվում է անձրև առաջացնել, մթնոլորտի մեջ արհեստական ձևով փռշու հատիկներ մտցնելով, որոնք դառնում են խտացման կենտրոններ: Օդի փռշտությունը սակայն ավելի հաճախ հանգում է խիտ մառախուղների առաջացմանը, քան թե անձրևների:

Ինչպես ցույց է տալիս փորձը, որպես խտացման սաղմեր կամ կենտրոններ կարող են ծառայել ոչ միայն փռշու հատիկները, այլև էլեկտրականությամբ լիցքավորված մասնիկները, մասնավորապես գազի մեջ գոլություն ունեցող իոնացած ատոմները:

Վիլսոնի խցիկ: Այս վերջին երևույթի՝ իոնացած ատոմների վրա կաթիլների առաջացման երևույթի վրա է հիմնված միջուկային ուսումնասիրությունների մեջ կարևորագույն նշանակություն ունեցող հրաշալի գործիքի, Վիլսոնի խցիկի աշխատանքը:

Նա մխոցով կամ առաձգական, օրինակ, ռետինյա մեմբրանով երկու իրար հետ կապ չունեցող մասերի բաժանված մի անոթ է (տես. նկ. 35): Մխոցից վեր եղած ծավալը լցված է գազով, որը պարունակում



Նկ. 7.35.

է որևէ հեղուկի հալեցած գոլորշիներ, սովորաբար, արգոնով և սպիրտի ու ջրի գոլորշիների խառնուրդով: Եթե որևէ ձևով մխոցը կամ

մեմբրանը արագ կերպով լիզեցվի, սպա կամերան լցնող խառնուրդը արագ (սպլաշաու կերպով) կընդարձակվի և կսառի: Այդ ժամանակ գոլորշին կդառնա գերհագեցած, սակայն խտացում տեղի չի ունենա, քանի որ հատուկ եղանակներով խցիկում ապահովվում է խտացման կենտրոնները բացակայությունը: Բայց, եթե կամերայի ընդարձակման մոմենտին նրա միջով թռչի ատոմները (մոլեկուլները) խոնացնելու ընդունակ արագ շարժվող մի մասնիկ, սպա նրա ճանապարհին կհայտնվի իոնների շարուն: Այդ իոնների վրա. ինչպես սպաների վրա. անմիջապես կսկսվի գոլորշիների խտացում և մատակարարի կաթիլների առաջացում: Եթե խցիկի գործող մասը ուժեղ կերպով լուսավորվի, ապա մասնիկի ճանապարհին գոյացած կաթիլների շարանը դառնում է տեսանելի և կարող է լուսանկարվել: Այս ձևով դիտվում և հետազոտվում են կոսմիկական ճառագայթների մասնիկները և միջուկային մասնիկները:

Հեղուկների եռալը: Լավ հայտնի է, որ յուրաքանչյուր նյութ որոշակի ջերմաստիճանում և արտաքին ճնշման տակ եռում է: Եռում անվանվում է հեղուկի գոլորշիացման այն պրոցեսը, որը ուղեկցվում է հեղուկի ներսում գոլորշու բշտիկների արագ առաջացումով և մեծացումով, որոնք ձեղքելով հեղուկի մակերևույթը դուրս են գալիս հեղուկից, Դիտարկենք, թե ինչպիսի պայմաններում է տեղի ունենում եռալու պրոցեսը:

Հեղուկի ներսում գոլորշու բշտիկ կարող է առաջանալ միայն այն դեպքում, երբ հեղուկի որևէ մասում առաջանում է ավելի ցածր ճնշման տիրույթ: Սկզբունքորեն այդպիսի տիրույթ կարող է առաջանալ, քանի որ ջերմային շարժման քառասլին բնույթի հետևանքով, ծավալում մասնիկների բաշխման պատահական շեղումները միջին հավասարաչափ բաշխումից, ոչ միայն հնարավոր են, այլև անխուսափելի: Միջինից եղած այդպիսի շեղումները, ինչպես շատ անգամ արդեն ասվել է, կոչվում են ֆլուկտուացիաներ: Գոլորշու բշտիկները հենց առաջանում են որպես ֆլուկտուացիաներ: Սակայն այդ դեպքում պետք է նկատի ունենալ հետևյալը:

Կրիտիկականից հեռու ջերմաստիճաններում գոլորշու խտությունը հազարավոր անգամ ավելի փոքր է հեղուկի խտությունից: Այդ պատճառով, որպեսզի առաջանա բշտիկ, անհրաժեշտ է չափազանց զգալի ֆլուկտուացիա, պատահաբար պետք է առաջանա այնպիսի տիրույթ, որտեղ մասնիկների խտությունը հազարավոր անգամ ավելի փոքր է, քան մնացած ծավալում: Հասկանալի է, որ այդպիսի ֆլուկտուացիայի հավանականությունը շատ փոքր է: Ել ավելի փոքր է նաև այն բանի հավանականությունը, որ նա կգրավի մի որևէ զգալի ծավալ: Դեպքերի ճնշող մեծամասնության դեպքում բշտիկները, եթե նրանք առաջանում էլ են, իրենց չափերով շատ փոքր են: Բայց այդ դեպքում նրանք

չունեն անի համար անհրաժեշտ պայմանները: Չէ՞ որ բշտիկը հաղեցած գոլորշիով լցված անոթ է (որովհետև անոթը փակ է), իսկ որպես անոթի պատեր հանդիսանում է բշտիկը շրջապատող հեղուկի գոլորշիով մակերևույթը: Մակերևույթի կորությունը պատճառով առաջանում է դեպի կորություն կենտրոնն աղղված ուժ: Այդ ուժն էլ հենց կնյմի բշտիկը, քանի որ բշտիկի փոքր չափերի ղեպքում նա շատ մեծ է:

Թվում է, թե այսպիսի պայմաններում հեղուկում գոլորշու բշտիկներ փաստորեն բոլորովին չեն կարող առաջանալ և հետևապես հնարավոր չէ նաև հեղուկի եռալը: Սակայն դրությունը էապես փոխվում է, եթե հեղուկի կամ այն անոթի պատերի մեջ, որտեղ գտնվում է հեղուկը, գոլորշուն ունի լուծված կամ կլանված (աղսորբցիայի ենթարկված) օդ (կամ որևէ մի այլ գազ): Այդ դեպքում՝ հեղուկում նրա տաքանալու ժամանակ, առաջանում են գազի բշտիկներ և նրանց առաջացումը կախում չունի հեղուկի խտության ֆիզիկոտեսագիտականից: Այդ պատճառով նրանք հենց սկզբից էլ կարող են լինել ոչ շատ փոքր չափսերի և պարտադիր չէ, որ մակերևույթի կորությունով պայմանավորված ճնշումը կարողանա նրանց ճգմել:

Հետևապես, գազային բշտիկները շոգեգոյացման (եռման) երևույթում կատարում են նույնպիսի դեր, ինչպիսին կատարում են փոշու հատիկները կամ իոնները կոնդենսացման երևույթում, այսինքն՝ սաղմների դերը:

Այսպիսով, ենթադրենք, այս կամ այն պատճառով հեղուկի մեջ առաջացել է գազի բշտիկ: Իր առաջացումից հետո նա անմիջապես լցվում է շրջապատի հեղուկի հագեցած գոլորշիներով և հեղուկի հետ գտնվում է հավասարակշռության մեջ: Բշտիկի ներսում գտնվող գոլորշու առաձգականությունը պարզ է, որ որոշվում է հեղուկի ջերմաստիճանով: Քանի դեռ հեղուկի ջերմաստիճանը այնպիսին է, որ բշտիկի ներսում հագեցած գոլորշու ճնշումը փոքր է հեղուկի վրա եղած արտաքին ճնշումից, բշտիկը չի կարող աճել, քանի որ հիմա էլ գեոևս պակաս չեն այն ուժերը, որոնք ձգտում են այն ճղմել: Նախկինի նման բշտիկում գոլորշուն ունի հեղուկի մակերևույթի կորության հետ կապված ուժը: Բացի դրանից բշտիկի վրա աղղում է նրա վրա գտնվող հեղուկի սյան հիդրոստատիկ ճնշումը: Վերջապես բշտիկի վրա աղղում է այն արտաքին ճնշումը, որի տակ գտնվում է ամբողջ հեղուկը և հատկապես այդ ճնշումն է խաղում գլխավոր դերը: Մնացած երկու ուժերը միայն հեշտացնում են բշտիկի ճգմվելը արտաքին ճնշումից:

Բայց, երբ հեղուկի ջերմաստիճանը հասնում է այնպիսի արժեքի, որի ժամանակ նրա հագեցած գոլորշու առաձգականությունը դառնում է հավասար արտաքին ճնշմանը, բշտիկի ներսում գոլորշու ճնշումը նույնպես դառնում է հավասար արտաքին ճնշմանը (եթե մենք առաջիմ

հաշվի չառնենք հիդրոստատիկ ճնշումը և մակերևութի կորությունը պայմանավորված ճնշումը): Այդ դեպքում բավական է ջերմաստիճանի ամենաչնչին բարձրացում, որպեսզի բշտիկի ներսի գոլորշու ճնշումը գերազանցի արտաքին ճնշմանը, ճնշումների ալֆ տարբերությունն ապագեցություն տակ բշտիկը կոկսի արագ ուռչել և նա, վերջիվերջո դուրս կլողա ու կպատռվի:

Նշանակում է, եռալու ժամանակ հեղուկը գոլորշիանում է ոչ միայն արտաքին մակերևութից, այլև ներսում եղած բշտիկների մակերևութից: Որպեսզի հեղուկը եռա, անհրաժեշտ է նրա ջերմաստիճանը հասցնել ալֆայիտի արժեքի, որի ժամանակ ալֆ հեղուկի հագեցած գոլորշիների առաձգականությունը հավասար է արտաքին ճնշմանը (ավելի ճիշտ ասած՝ մի քիչ էլ մեծ է):

Պարզ է, որ որքան փոքր է արտաքին ճնշումը, այնքան ավելի ցածր է հեղուկի եռման ջերմաստիճանը: Դրանով է բացատրվում ալֆ փաստը, որ մեծ բարձրությունների վրա, որտեղ մթնոլորտային ճնշումը ավելի ցածր է, հեղուկը եռում է ավելի ցածր ջերմաստիճաններում, քան ծովի մակարդակի վրա: Չափելով որևէ հեղուկի եռման ջերմաստիճանը, կարելի է որոշել բարոմետրիկ ճնշումը և հետևապես նաև ծովի մակերևութից եղած բարձրությունը: Համապատասխան գործիքը կոչվում է բարձրաջերմաչափ (հիպոթերմոմետր):

Ջուրը, որը նորմալ պայմաններում (այսինքն՝ արտաքին 1 մթն. ճնշման տակ) եռում է 100°C-ում (հենց այդ ջերմաստիճանում է, որ ջրի հագեցած գոլորշիների առաձգականությունը հավասար է 1 մթն.), կարող է եռալ նաև սենյակի ջերմաստիճանում, եթե օդը և ջրի գոլորշիները ուժեղ օդահան պոմպով դուրս քաշելով բավարար չափով իջեցվի արտաքին ճնշումը:

Հեշտ է ստանալ հեղուկի եռման ջերմաստիճանի արտաքին ճնշումից ունեցած կախման տեսքը:

Իրոք, վերը մենք ստացանք հեղուկի հագեցած գոլորշիների առաձգականության ջերմաստիճանային կախումը բնորոշող բանաձևը.

$$\frac{dp}{dT} = \frac{L}{(V_2 - V_1)T}$$

(Կլապեյրոն-Կլաուզիուսի բանաձևը):

Քանի որ եռման ժամանակ արտաքին ճնշումը հավասար է հենց հեղուկի հագեցած գոլորշու առաձգականությանը, ապա պարզ է, որ եթե Կլապեյրոն-Կլաուզիուսի բանաձևը շրջվի, ապա մենք կստանանք հեղուկի եռման ջերմաստիճանի կախումը արտաքին ճնշումից: Հետևապես, այդ կախումը ունի

$$\frac{dT}{dp} = \frac{(V_2 - V_1)T}{L} \quad (7.49)$$

տեսքը:

Հեղուկի գերազանցումը: Այն բոլորից, ինչ ասվեց վերը պարզ է դառնում, որ եռման երևույթը կարող է տեղի ունենալ միայն այն դեպքում, երբ հեղուկի մեջ կարող են ստացանալ գազալիքն բշտիկներ, իսկ դրա համար հեղուկը պետք է պարունակի իր մեջ լուծված գազեր: Կարելի է ասել, որ ինչպես խտացումը հնարավոր է միայն խտացման կենտրոնների (փուշու հատիկներ, խոններ) ստեղծված դեպքում, այնպես էլ եռումը, այսինքն՝ ինտենսիվ շոգեգոյացումը, պահանջում է գոլորշիացման կենտրոնների առկայություն, այն է՝ գազալիքն բշտիկների առկայություն: (Այն փուլալիքն անցումները, որոնք առաջանում են միայն սաղմերի առկայություն դեպքում, կոչվում են առաջին կարգի փուլալիքն անցումներ):

Մտացման կենտրոնների բացակայության դեպքում, ինչպես մենք տեսանք, կարելի է ստանալ գերհագեցած գոլորշի: Ճիշտ այդպես, հեղուկի մեջ լուծված գազերի բացակայության դեպքում, որոնք կարող էին բշտիկներ առաջացնել, կարելի է ստանալ գերտաքացած հեղուկ, այսինքն՝ հեղուկ, որի ջերմաստիճանը բարձր է սվլյալ արտաքին ճնշմանը համապատասխանող եռման ջերմաստիճանից, բայց որը, չնայած դրան, չի եռում:

Հեղուկի գերտաքացման հնարավորությունը կապված է կոր մակերևույթի տակ հեղուկի կրած լրացուցիչ ճնշման հետ: Իրոք, բշտիկը շրջապատող հեղուկի զնդալիքն մակերևույթը ձգտում է կրճատվել: Դրա շնորհիվ առաջացած ճնշումը՝

$$\Delta p = \frac{2\sigma}{r}$$

ուղղված է դեպի բշտիկի կենտրոնը, այսինքն՝ դռնարվում է բշտիկը ճզմող արտաքին ճնշման վրա: Իսկ բշտիկի փոքր չափերի դեպքում Δp -ն հասնում է չափապանց զգալի մեծության: Այդ պատճառով, եթե տաքացվող հեղուկը և անոթի պատերը, որի մեջ լցված է հեղուկը, խնամքով մաքրված են լուծված գազերից, ապա հեղուկի մեջ բշտիկների գոյացումը այնքան է դժվարանում, որ այն կարելի է տաքացնել առանց եռացնելու, մինչև եռման ջերմաստիճանից շատ ավելի բարձր ջերմաստիճան: Ավելի ճիշտ ասած, հեղուկը կարելի է գերտաքացնել մինչև այնպիսի ջերմաստիճան, որի ժամանակ հագեցած գոլորշու առաձգականությունը բշտիկներում չի գերազանցում արտաքին ճնշումը՝ գոռարած ամենափոքր բշտիկների մակերևույթի կորույթյամբ պաշմանավորված ճնշումը:

Ինչպես տեսանք, գոլորշու բշտիկների առաջացումը ցածր ջերմաստիճաններում հնարավոր չէ այն պատճառով, որ դրա համար պահանջվում են խտության մեծ ֆլուիտուացիաներ, որոնց հաժախականությունը շատ փոքր է: Սակայն ջերմաստիճանի բարձրացման համեմատ

հեղուկի և գոլորշու խտությունների տարբերությունը փոքրանում է (կրիտիկական ջերմաստիճանում նա լուրջորոշվին անհետանում է): Այդ պատճառով բշտիկների առաջացման համար անհրաժեշտ խտության ֆլուկտուացիաները դառնում են ավելի աննշան: Համապատասխանաբար մեծանում է նրանց հավանականությունը: Բավականաչափ բարձր ջերմաստիճանում (բարձր՝ նշանակում է կրիտիկականին մոտ) բշտիկները կարող են առաջանալ և աճել նույնիսկ դազալին բշտիկների տեսքով հանդես եկող սաղմերի բացակայության դեպքում: Ուրեմն, այս դեպքում ևս հնարավոր է հեղուկի եռալը, բայց արդեն գերադասաբար հեղուկի: Եվ որքան ավելի լավ է մաքրված հեղուկը, այնքան ավելի մեծ չափով կարելի է գերադասել:

Երբ գերադասաբար հեղուկը վերջիվերջո եռում է, ապա եռումը տեղի է ունենում չափազանց բուռն կերպով, պայթյունի ձևով: Այդ ժամանակ հեղուկը արագ սառում է մինչև տվյալ ճնշմանը համապատասխանող եռման նորմալ ջերմաստիճանը:

Հեղուկի գերադասացումը և նրան հետևող բուռն եռումը մեծ վտանգ է հանդիսանում այն ածոթի համար, որի մեջ գտնվում է հեղուկը: Այդ պատճառով հատուկ միջոցներ են ձեռնարկում գերադասացումը կանխելու համար: Դրա համար հեղուկի մեջ տեղափորում են ծակոտկեն մարմիններ, որոնցից տաքացման ժամանակ առատ կիրպով օդ է անջատվում: Որպես այդպիսի մարմիններ ծառայում են խեցե խողովակները (օրինակ, չթրծված ճենապակին), կամ մազական խողովակների կտորտանքները:

Դժվար չէ որոշել հեղուկը նկատելի գերադասացումից ապահովող բշտիկների չափերը: Այդպիսի գնահատում կատարենք ջրի համար: Միաժամանակ ընդունենք, որ նորմալ արտաքին ճնշման ժամանակ ջրի գերադասացումը 0,1 աստիճանով համարվում է թույլատրելի:

Որքա՞ն պետք է լինեն բշտիկների չափերը, որպեսզի գերադասացումը չգերազանցի այդ մեծությունը:

Դրա համար անհրաժեշտ է որոշել, թե որքանով կբարձրանա գոլորշու առաձգականությունը, երբ ջերմաստիճանը բարձրանա 100-ից մինչև 100,1°C: Այդ կարելի է անել օգտվելով ջրի գոլորշիների ջերմաստիճանային կախման կորից: Այդ կորից կարելի է որոշել, որ ջերմաստիճանի փոփոխությունը 0,1°-ով առաջացնում է գոլորշու առաձգականության փոփոխություն $\sim 3 \cdot 10^{-3}$ մթն $\cong 3 \cdot 10^3$ դին/սմ²-ով: Հետևապես, որպեսզի գերադասացումը չգերազանցի 0,1°, անհրաժեշտ է, որ բշտիկների միջին շառավիղը փոքր չլինի $r = \frac{2\sigma}{\Delta p} \cong \frac{2 \cdot 70}{3 \cdot 10^3} \cong 0,5$ մմ-ից:

Գնահատենք նաև բշտիկների վրա ազդող հիդրոստատիկ ճնշման ազդեցությունը հեղուկի գերադասացման վրա:

Հեղուկի մակերևույթի տակ h խորություն վրա գազի բշտիկը Լն-
թարկվում է

$$\Delta p' = \rho g h$$

Նիդրոստատիկ ճնշմանը:

Այս ճնշումը գոմարվում է արտաքին ճնշման վրա (ափսպես, ինչ-
պես բշտիկի մակերևույթի կորությունը պայմանավորված ճնշումը) և
ալք մեծությունը պետք է ավելանա բշտիկի ներսում եղած գոլորշու
ատոմադարձությունը, որպեսզի նա կարողանա դուրս լողալ: Այդ նույն
կորից կարելի է գտնել, թե որքանով է փոփոխվում ջրի ջերմաստի-
ճանքը հոսքի ժամանակ, մակերևույթից ունեցած խորություն փոփո-
խությունը հետ: Օրինակ, $h=1$ սմ դեպքում

$$\Delta p' = 1 \cdot 1 \cdot 981 \cong 10^3 \frac{\text{դին}}{\text{սմ}} \approx 10^{-3} \text{ մբն:}$$

Այդ համապատասխանում է եռման ջերմաստիճանի բարձրացմանը
 $0,03^\circ\text{C}$ -ով:

Ինչպես տեսնում ենք, հոսքից ջրի ջերմաստիճանը չի հանդիսա-
նում միանգամայն որոշակի մեծություն: Մեր կողմից հենց նոր քննարկ-
ված պատճառների հետևանքով, նա փոքր սահմաններում տատանվում
է: Բոլորովին որոշակի ջերմաստիճան ունի ոչ թե ինքը՝ հոսքից ջուրը,
այլ նրա վրա գտնվող ջրալիքն գոլորշին, քանի որ ինչ էլ տեղի
ունենա հեղուկի ներսում, նրա մակերևույթում պայթող բշտիկներից
դուրս եկող գոլորշին ունի միանգամայն որոշակի ջերմաստիճան, այն
ջերմաստիճանը, որի ժամանակ հագեցած գոլորշիների առաձգականու-
թյունը հավասար է արտաքին ճնշմանը: Հենց այդ պատճառով ջերմա-
չափերի աստիճանաբաշխման ժամանակ դրանք տեղավորում են ոչ թե
հոսքից ջրի մեջ, այլ նրա վրա եղած գոլորշիների մեջ:

Բեռիկալին կամ երա: Ինչպես մենք տեսանք, Վիլսոնի կամ երա-
յում օգտագործվում է գոլորշու գերհագեցման երևույթը և գերհագեցած
գոլորշու խտացումը իոնների վրա, ինչպես խտացման կենտրոնների
վրա: Դրա նման և միևնույն նպատակների համար, ալսինքն՝ արագ
մասնիկների զրանցման համար, կարող է օգտագործվել նաև հեղուկի
գերառաքացումը և նրա մեջ դրան հաջորդող բշտիկների առաջացումը՝
Այդ սկզբունքի վրա է հիմնված ալսպես կոչված բշտիկալին խցիկի
աշխատանքը, որը վերջին ժամանակները մեծ տարածում է գտել մի-
ջուկալին ֆիզիկայի և բարձր էներգիայով օժտված մասնիկների ֆիզի-
կայի բնագավառում կատարվող ուսումնասիրությունների ժամանակ:

Բշտիկալին կամ երան հեղուկով լցված մի անոթ է, որի մեջ հե-
ղուկը ջերմացի միջոցով կարող է գերառաքացվել: Այդ անոթը միացված
է մի սարքի հետ, որը հնարավորություն է տալիս հեղուկի վրա բարձր

ճնշում ուսուցացնել և արագ կերպով ավելի ճնշումը վերացնել: Եթե սկզբում հեղուկը տաքացվի և արտաքին ճնշման օգնությամբ սեղմվի, իսկ հետո արտաքին ճնշումը վերացվի, ապա բնականաբար հեղուկը կդառնա գերտաքացած, ոսկայն փորձի համար անհրաժեշտ ժամանակամիջոցում (մի քանի տասնյակ վայրկյաններ) նա չի ելա: Եթե այդ պահին կամերա մտնի արագ մատնիկ, ապա իր ճանապարհին հեղուկի մեջ նա կկորցնի իր էներգիայի մի մասը, որը գլխավորապես կփոխվի ջերմություն: Քանի որ հեղուկը գերտաքացած է, ապա այդ լրացուցիչ ջերմությունը բավարար է մասնիկի ճանապարհին ինտենսիվ կերպով բշտիկներ առաջացնելու համար: Առաջացած բշտիկները արագ միծանում են ընդունելով աչնպիսի չափսեր, որ դառնում են տեսանելի, այնպես որ բշտիկների շղթան, այն է մասնիկի հետքը կարելի է լուսանկարել:

Եթե ոչ խիտ գոլորշիով լցված Վիլսոնի խցիկում, անցնելով ամբողջ խցիկը, մասնիկը կարող է դուրս թռչել, ապա խիտ նյութով՝ հեղուկով, լցված բշտիկային խցիկում, մասնիկն իր ամբողջ ճանապարհն անցնում է ստանց խցիկից դուրս գալու, մի բան, որը հեշտացնում է այդ մասնիկի հատկությունների ուսումնասիրությունը: Սրանում է բշտիկային կամերայի կարևոր առավելություններից մեկը:

§ 5. Հեղուկ լուծույթներ

Համեմատաբար հազվադեպ է պատահում գործ ունենալ մաքուր հեղուկների հետ, այսինքն՝ աչնպիսի հեղուկների, որոնք պարունակում են միայն մի տեսակի մասնիկներ: Մեծ մասամբ հանդիպում են տարբեր նյութերի խառնուրդ հանդիսացող հեղուկներ: Եթե այդպիսի խառնուրդում նյութերից մեկը պարունակվում է շատ ավելի մեծ քանակությամբ, քան մյուսները, ապա խառնուրդը կոչվում է լուծույթ, իսկ վերակշռող նյութը՝ լուծիչ: Այս պարագրաֆում մենք կծանոթանանք հեղուկ լուծույթների մի քանի հատկությունների հետ, ընդ որում մենք կսահմանափակվենք միայն բիւսր լուծույթների դեպքով, որոնք բաղկացած չեն միայն երկու նյութից՝ լուծիչից և լուծված նյութից:

Կոնցենտրացիա: Լուծույթների քանակական բնութագիրը նրանց կոնցենտրացիան է, որը որոշում է լուծույթի այս կամ այն մասի պարունակությունը: Կոնցենտրացիան արտահայտելու շատ եղանակներ գոյություն ունեն: Մենք այստեղ կբերենք միայն ամենակարևորները:

1. Կշռային բաժին՝ տվյալ բաղադրիչ մասի կշռի հարաբերությունը՝ ամբողջ լուծույթի կշռին: Եթե այդ արտահայտվի տոկոսներով, ապա մենք կստանանք կշռային կոնցենտրացիան:

2. Մոլյար բաժին՝ լուծված նյութի մոլերի քանակության հարաբերությունը լուծույթում եղած մոլերի ամբողջ թվին: Դա տոկոսներով արտահայտված կոչվում է մոլյար կոնցենտրացիա: Կոնցենտրացիայի արտահայտման այսպիսի եղանակը հատկապես հարմար է, քանի որ նա միաժամանակ արտահայտում է լուծույթը կազմող նյութերի մոլեկուլների թվերի հարաբերությունը: Այն նյութերի համար, որոնք կազմված են ոչ լին մոլեկուլներից, այլ ատոմներից, ճիշտ նման ձևով որոշվում է ատոմական կոնցենտրացիան: Եթե լուծույթը պարունակում է մի նյութ՝ N_1 մոլեր, իսկ երկրորդ նյութի N_2 մոլեր, ապա մոլյար կոնցենտրացիաները արտահայտվում են հետևյալ կերպ. 1 նյութի մոլյար կոնցենտրացիան կլինի՝

$$N_1 = \frac{n_1}{n_1 + n_2},$$

իսկ 2 նյութինը՝

$$N_2 = \frac{n_2}{n_1 + n_2},$$

3. Մոլալություն՝ լուծված նյութի մոլերի քանակությունը լուծիչի 1000 գրամում:

Հասկանալի է, որ կոնցենտրացիաների այս ձևով ասացած տարբեր արժեքները հեշտությամբ կարող են վերածվել մեկը մյուսին:

Մի քանի հատուկ դեպքերում լուծույթի կոնցենտրացիան բնութագրում են նրա խտության մեծությամբ և արտահայտում են հատուկ պայմանական միավորներով՝ խտությունը չափող գործիքի, օրինակ, արժանապատիվներով:

Լուծույթների հատկությունները ուսումնասիրելու ժամանակ կոնցենտրացիան, ճնշման և ջերմաստիճանի նման, հանդիսանում է վիճակի հիմնական պարամետր:

Որոշ դեպքերում նյութերը մեկը մյուսի մեջ կարող են լուծվել անսահմանափակ քանակությամբ, այսինքն՝ լուծույթի կոնցենտրացիան կարող է ունենալ ցանկացած արժեք: Որպես օրինակ կարող է ծառայել սպիրտի լուծույթը ջրում կամ ջրինը՝ սպիրտի մեջ: Սակայն գոլություն ունեն և այնպիսի նյութեր, որոնք տվյալ լուծիչի մեջ ընդունակ են լուծվելու միայն մինչև մի որոշ, ամենամեծ կոնցենտրացիա: Տվյալ ջերմաստիճանի և ճնշման դեպքում հետագա լուծումը անհնար է: Այդ մաքսիմալ հավասարակշռված կոնցենտրացիան կոչվում է լուծելիության: Մաքսիմալ կոնցենտրացիա (այսինքն՝ լուծելիությանը հավասար կոնցենտրացիա) ունեցող լուծույթը կոչվում է հագեցած լուծույթ: Լուծելիությունը, սովորաբար, կախում ունի ջերմաստիճանից և ճնշու-

մից, ընդհանրապես, մեծանալով ջերմաստիճանի աճման հետ և նյութի մեջ ընդման աճման հետ:

Լուծման մեխանիզմը: Լուծույթների շատ հատկությունները, նույնիսկ լուծված նյութի փոքր կոնցենտրացիաների գեղարված պայլի կերպով տարբերվում են մաքուր հեղուկների հատկություններից, և մասնավորապես մաքուր լուծիչի հատկություններից: Այդ կտրված է տն բանից, որ լուծույթներում մենք գործ ունենք մասնիկների ավելի բարդ փոխազդեցությունների հետ: Եթե սովորական հեղուկների հատկությունները բնորոշվում են մասնիկների միջև եղած փոխազդեցությամբ, ապա այդ ճիշտ է նաև լուծույթների համար:

Բայց մաքուր հեղուկներում բոլոր մասնիկները միասեռակ են, իսկ լուծույթներում կան տարբեր նյութերի մասնիկներ: Եթե օրինակ, A հեղուկում լուծված է B նյութը, ապա այդպիսի լուծույթում գեր են խաղում A մասնիկների փոխազդեցությունը իրար հետ (A—A փոխազդեցություն), B մասնիկների փոխազդեցությունը իրար հետ (B—B փոխազդեցություն) և A մասնիկներին՝ B մասնիկների հետ (A—B): Այս բոլոր փոխազդեցությունները տարբեր են, դրանցից չտարաբանչության մեծությունը և հարաբերական դերը կախում ունի կոնցենտրացիայից և հասկանալի է, որ այդ պատճառով հեղուկ լուծույթը հանդիսանում է շատ ավելի բարդ սիստեմ, քան սովորական հեղուկը, չնայած, որ լուծված նյութը հավասարաչափ բաշխված է լուծիչի մեջ, այնպես, որ լուծույթը հանդիսանում է միափուլ սիստեմ:

Ինքը՝ լուծումը հանդիսանում է լուծված նյութի և լուծիչի մասնիկների փոխազդեցության հետևանք: Այդ փոխազդեցությունն է թուլացնում լուծվող նյութի մասնիկներին միմյանց մոտ պահող ձգողության ուժը, այնպես, որ նրանք ջերմային շարժումների շնորհիվ հեռանում են միմյանցից և աստիճանաբար (դիֆուզիայի մեխանիզմով) տարածվում են լուծիչի ամբողջ ծավալում: Շատ դեպքերում լուծումը ուղեկցվում է իրենց, լուծված նյութի մասնիկների, բնույթի փոփոխությամբ: Այդպես է լինում, օրինակ, երբ ջրում լուծվում են աղեր, թթուներ և հիմքեր: Այդպիսի նյութերի մոլեկուլները լուծույթում բաժանվում են ջրական և բացասական էլեկտրական լիցքեր կրող առանձին մասերի՝ իոնների, այնպես որ լուծույթում արդեն չկան այն մոլեկուլները, որոնք կազմում էին նյութը մինչև նրա լուծվելը:

Լուծման ջերմություն: Լուծված նյութի մասնիկների բաժանումը և նրանց տեղափոխվելը լուծույթի մեջ պահանջում է էներգիայի ծախս: Զե՞ որ այդ մասնիկները, մինչև լուծվելը իրար հետ կապված են ձգողական ուժերով: Այդ ուժերի դեմ էլ պիտի կատարվի աշխատանքը: Այդ աշխատանքը կատարվում է լուծված նյութի և լուծիչի մասնիկների փոխազդեցության ուժերով: Լուծման էներգիան ընդունված է ան-

վանել լուծման ջերմություն: Այդ ջերմությունը վերագրվում է լուծված նյութի մեկ մոլին և չափվում է կալ/մոլ-ով:

Քանի որ լուծման համար (լուծվող նյութի մասնիկների բաժանման համար) ծախսվող ջերմությունը վերցվում է լուծիչի ներքին էներգիայի պահարներից, ապա լուծումը պետք է պատճառ դառնա լուծիչի, հետևաբար և ամբողջ լուծույթի սառելուն: Շատ դեպքերում հենց այդպես էլ լինում է, օրինակ, աղերի լուծման ժամանակ: Սակայն հաճախ լուծումը հանգում է լուծույթի ոչ թե սառելուն, այլ տաքանալուն: Բոլորին հայտնի է, օրինակ, հեղուկի ուժեղ տաքանալը, երբ ծծմբաթթուն լուծվում է ջրի մեջ: Այդ բացատրվում է նրանով, որ լուծիչի և լուծվող նյութի մասնիկների միջև կարող են գործել ձգողության հատկապես մեծ ուժեր, որոնց շնորհիվ նրանք մեծ արագությամբ ձգտում են զեպի իրար և միանում՝ առաջացնելով հատուկ կոմպլեքսներ: Դրա հետևանքով անջատվող ջերմությունը ոչ միայն փոխհատուցում է, այլև զգալի չափով գերապանցում է սառելու էֆեկտը լուծման ժամանակ:

Հնարավոր է նաև արագիսի լուծույթների գոլությունը, որոնց առաջացման ժամանակ ջերմությունը ոչ անջատվում է և ոչ էլ կլանվում: Դրա համար հարկավոր է, որ լուծույթի մեջ բոլոր մասնիկների փոխազդեցության ուժերը լինեն միատեսակ: Այդ նշանակում է, որ փոխազդեցության բոլոր երեք ձևերը՝ $A-A$, $B-B$ և $A-B$ պետք է լինեն միատեսակ: Այդպիսի լուծույթները կոչվում են իդեալական լուծույթներ: Իրենց հատկություններով զրանց մոտ են մի քանի իրական լուծույթներ, օրինակ, մեթիլ սպիրտը (CH_3OH) էթիլ սպիրտի (C_2H_5OH) մեջ, բենզոլը տոլուոլի մեջ և այլն: Իրենց որոշ հատկանիշներով իդեալական կարող են համարվել նաև բոլոր իրական լուծույթները, եթե նրանցում լուծված նյութի կոնցենտրացիան բավականաչափ փոքր է:

Հազեցած գոլորեցիների առաձգականությունը իդեալական լուծույթի վերևում: Շնորհիվ լուծված նյութի ներկայության, լուծիչի մոլեկուլների թիվը նրա մակերևույթի վրա (ինչպես և ծավալում) ավելի քիչ է, քան կլիներ մաքուր լուծիչի դեպքում: Դրան համեմատական կերպով այդպիսի մակերևույթից գոլորշիացող լուծիչի մոլեկուլների թիվը և հետևաբար նրա հազեցած գոլորշիների ճնշումը լուծույթի վրա կլինի ավելի փոքր, քան մաքուր լուծիչի մակերևույթի վրա (եթե լուծված նյութը նույնպես կարող է գոլորշիանալ, ապա այստեղ խոսքը վերաբերվում է լուծիչի գոլորշիների պարբիալ ճնշմանը):

Դժվար չէ հասկանալ, որ գոլորշու այդ առաձգականությունը պետք է համեմատական լինի լուծիչի կոնցենտրացիային լուծույթում: Եթե A լուծիչում լուծված է B նյութը, ընդ որում A -ի կոնցենտրացիան

հավասար է N_A , ապա գոլորշու p_A ճնշումը որոշվում է հետևյալ ակընհայտ հավասարությունով՝

$$p_A = N_A p_A^\circ = \frac{n_A}{n_A + n_B} p_A^\circ \quad (7.50)$$

որտեղ n_A -ն և n_B -ն համապատասխանաբար A և B նյութերի մոլերի թվերն են, և p_A° -ն մաքուր A նյութի հազեցած գոլորշիների ճնշումն է նույն ջերմաստիճանում:

Նույն դատողությունները վերաբերվում են իհարկե նաև լուծված նյութին, որի համար ճիշտ է համանման հավասարությունը.

$$p_B = N_B p_B^\circ = \frac{n_B}{n_A + n_B} p_B^\circ, \quad (7.50a)$$

որտեղ p_B° -ն մաքուր B նյութի հազեցած գոլորշիների ճնշումն է:

Այս պարզ օրինաչափությունը՝ արտահայտված (7.50) և (7.50a) հավասարություններով, կոչվում է Ռաուլի օրենք (1884 թ.): Ինչպես արդեն նշվել է, այս օրենքը ճիշտ է իդեալական լուծույթների համար: Բայց նա հավասարապես կիրառելի է նաև ցանկացած թույլ լուծույթի նկատմամբ: Միայն այդ դեպքում խոսքը սովորաբար վերաբերում է լուծիչի գոլորշիների առաձգականությանը (հենց այդ դեպքի համար էլ հայտնագործվել է Ռաուլի օրենքը): Մասնավոր դեպքում, երբ հեղուկ լուծիչում լուծված է չցնդող նյութ, լուծույթի վրայի գոլորշին կազմված է բացառապես լուծիչի մոլեկուլներից:

Ինչպես դժվար չէ համոզվել, (7.50) և (7.50a) հավասարությունները կարող են գրվել նաև հետևյալ տեսքով.

$$\frac{p_A^\circ - p_A}{p_A^\circ} = \frac{n_B}{n_A + n_B}, \quad (7.51)$$

$$\frac{p_B^\circ - p_B}{p_B^\circ} = \frac{n_A}{n_A + n_B},$$

Այս հավասարումների ձախ մասում գտնվում է կոմպոնենտներից մեկի գոլորշու ճնշման հարաբերական փոփոխությունը այն պատճառով, որ նա մտնում է լուծույթի կազմի մեջ: Բանաձևերից երևում է, որ կոմպոնենտներից մեկի գոլորշու հավասարակշռված ճնշման հարաբերական փոփոխությունը հավասար է մյուս կոմպոնենտի կոնցենտրացիային: Մասնավորապես, երբ լուծված նյութը ցնդող չէ, (7.51) բա-

նաձևեր տալիս է, որ լուծիչի հազեցած գոլորշիների առաձգականության հարաբերական փոփոխությունը համապատասխան է լուծված նյութի կոնցենտրացիային:

Իրական լուծույթներում կոմպոնենտների գոլորշու ճնշման փոփոխությունը. համեմատած հոմոպատասխան մաքուր նյութերի հետ, առաջանում է միայն գոլորշիացող մասնիկների հարաբերական թվի փոփոխությունից: Այսպես, բացի դրանից դեռ է խաղում այն հանգամանքը, որ տարբեր մասնիկների միջև եղած ձգողության ուժերը ($A-B$) տարբերվում են միատեսակ մասնիկների միջև եղած ձգողության ուժերից ($A-A$ և $B-B$): Պարզ է, որ եթե, օրինակ, $A-B$ ուժերը գերազանցում են $A-A$ և $B-B$ ուժերին, ապա նրանք կխանգարեն լուծույթի մասնիկների գոլորշիացմանը, և հազեցած գոլորշու առաձգականությունը կլինի ավելի փոքր. քան այդ բխում է Ռաուլի օրենքից: Մյուս կողմից, կարող է պատահել և ինչպես, որ B մասնիկների ներկայությունը փոքրացնում է $A-A$ ուժերը, իսկ A մասնիկները փոքրացնում են $B-B$ ձգողության ուժերը: Նման դեպքերում երկու կոմպոնենտների մասնիկներն էլ լուծույթից կգոլորշիանան ավելի հեշտությամբ, քան մաքուր նյութերից և գոլորշու ճնշումը լուծույթի վրա կլինի ավելի մեծ, քան պահանջվում է Ռաուլի օրենքով: Այսպիսով, իրական լուծույթներում միշտ նկատվում են շեղումներ Ռաուլի օրենքից և այդ շեղումներով կարելի է դատել լուծույթի մասնիկների միջև գոյություն ունեցող փոխազդեցության ուժերի բնույթի մասին:

Նեցերիի օրենքը: Ինչպես մենք տեսանք, Ռաուլի օրենքը իդեալական լուծույթներում հավասարապես վերաբերում է լուծիչին և լուծված նյութին: Համաձայն այդ օրենքի լուծված նյութի հազեցած գոլորշու $p_{\text{լ}}$ առաձգականությունը լուծույթի վրա համեմատական է այդ նյութի կոնցենտրացիային լուծույթի մեջ՝

$$p_{\text{լ}} = K N_{\text{լ}} = p_{\text{լ}}^{\circ} N_{\text{լ}}, \quad (7.52)$$

որտեղ K -ն հաստատուն է, հավասար (իդեալական լուծույթների համար)՝ հազեցած գոլորշու ճնշմանը մաքուր նյութի վրա նույն ջերմաստիճանում:

Այստեղ խոսքը վերաբերվում է հազեցած գոլորշուն: Այդ նշանակում է. որ լուծույթից գոլորշուն անցնող մասնիկների թիվը հավասար է գոլորշուց լուծույթի մեջ վերադարձող մասնիկների թվին: Այդ պատճառով հավասարապես կարելի է խոսել, ինչպես լուծված նյութի գոլորշիացման մասին լուծույթից, այնպես և նրա գոլորշու լուծման մասին լուծիչի մեջ: Եթե դիտարկվի հատկապես այս վերջին պրոցեսը, այսինքն՝ գոլորշու (կամ ընդհանրապես որևէ գազի) լուծման պրոցեսը

հեղուկի մեջ, ապա (7.52) հավասարումը հարկավոր է արտազրկել հետևյալ տեսքով.

$$N_{r0} = \frac{1}{\rho_{r0}} \rho_{r0} - k' \rho_{r0} :$$

Այս նշանակում է, որ հեղուկում լուծված գազը կոնցենտրացիան համեմատական է նրա ֆինդանը լուծույթի վրա:

Այս դրույթը կոչվում է Հենրիի օրենք (1803 թ.): Այս օրենքը խիստ կերպով ճիշտ է միայն լոծույթների համար, այսինքն այնպիսի լուծույթների համար, որոնց նկատմամբ ճիշտ է Ռաուլի օրենքը: Իրական լուծույթներում միշտ նկատվում են շեղումներ Հենրիի օրենքից:

Լուծույթների եռման ջերմաստիճանը: Երբ լուծված նյութը ցնդող է և նա լուծույթից չի գոլորշիանում, ապա լուծույթի վրայի գոլորշին կազմված է լինում միայն լուծիչի մասնիկներից: Վերը ասածներից պարզ է, որ այդպիսի հազեցած գոլորշու առաձգականությունը լուծույթի վրա ավելի փոքր է, քան նույն գոլորշու առաձգականությունը մաքուր լուծիչի վրա նույն ջերմաստիճանում, և գոլորշու ճնշման այդ փոքրացումը որոշվում է Ռաուլի օրենքով:

Հազեցած գոլորշու առաձգականության այդպիսի փոփոխության հետևանքով փոփոխվում է նաև լուծույթի եռման ջերմաստիճանը համեմատած մաքուր լուծիչի եռման ջերմաստիճանի հետ: Մենք արդեն գիտենք, որ եռման կետը, այն ջերմաստիճանն է, որի ժամանակ հեղուկի հազեցած գոլորշիների ճնշումը հավասար է արտաքին ճնշմանը (օրինակ մթնոլորտային): Բայց քանի որ հազեցած գոլորշու ճնշումը լուծույթի վրա ավելի ցածր է, քան մաքուր նյութի վրա, ապա լուծույթը պետք է տաքացնել մինչև ավելի բարձր ջերմաստիճան, որպեսզի այդ ճնշումը դառնա հավասար արտաքինին: Այդ նշանակում է, որ լուծույթի եռման ջերմաստիճանը ավելի բարձր է, քան մաքուր լուծիչինը:

Օգտվելով Ռաուլի օրենքից, որը որոշում է գոլորշու առաձգականության փոքրացումը լուծույթի վրա և կլատզիուս-կլապեյրոնի հավասարումից, որը կապ է հաստատում հեղուկի եռման ջերմաստիճանի և արտաքին ճնշման միջև, կարելի է լուծույթի եռման կետի իջեցման համար ստանալ հետևյալ հավասարումը.

$$\Delta T_{\text{ևս}} = \frac{RT^2}{L} N_{r0} \quad (7.53)$$

Այստեղ $\Delta T_{\text{ևս}}$ -ն լուծույթի և մաքուր նյութի եռման ջերմաստիճանների տարբերությունն է, L -ը մաքուր լուծիչի գոլորշիացման թաքնված մոլլար ջերմությունն է և N_{r0} -ը լուծույթի կոնցենտրացիան է (լուծված նյութի մոլլար մասը):

Եթե մուլտար կոնցենտրացիայի փոխարեն օգտվենք մոլալուծչու-
նից, ապա (7.53) հավասարումը, ինչպես դժվար չէ համոզվել, ընդո-
նում է (թույլ լուծույթների համար) հետևյալ տեսքը.

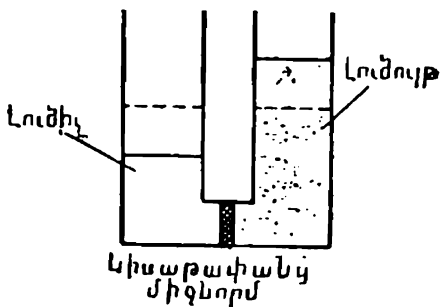
$$\Delta T_{\text{lim}} = \frac{RT_{\text{am}}^2}{1000L}, \quad (7.54)$$

որտեղ L -ն լուծված նյութի մոլեկուլյար կշիռն է և M -ը լուծույթի
մոլալուծչունն է: Այս հավասարումը կարելի է օգտագործել լուծված
նյութի L մոլեկուլյար կշիռը որոշելու համար. չափելով այն լուծույթի
եռման ջերմաստիճանի փոփոխությունները, որում նա պարունակում է
(էրուլիոսկոպիա): (7.53) և (7.54) հավասարումները հատկապես լավ
կիրառելի են թույլ լուծույթների համար:

Օսմոսիկ ճնշում: Պատկերացենք, որ միևնույն անոթի մեջ՝ մի-
մյանից հալում են լուծույթ և մաքուր լուծիչ: Պարզ է, որ լուծված
նյութի մասնիկները լուծույթից կանցնեն լուծիչի մեջ և դիֆուզիայի
ալդ պրոցեսը կվերջանա միայն այն ժամանակ, երբ կառաջանա հավա-
սարակչություն, այսինքն՝ երբ լուծված նյութը հավասարաչափ կեր-
պով կրաշովի լուծիչի ամբողջ ծավալում: Հիշտ այդպես, երբ սահմա-
նակցում են ոչ թե լուծույթը և մաքուր լուծիչը, այլ տարրեր կոնցեն-
տրացիայի երկու լուծույթներ, ապա ալդ դեպքում ես ակդի կունենա
լուծված նյութի մասնիկների դիֆուզիա ավելի խիտ լուծույթից դեպի
ավելի նոսր լուծույթը, մինչև կոնցենտրացիան ամբողջ ծավալում կդա-
նա միասնակ: Լուծված նյութը կարծես ընդարձակվում է, ձգտելով
գրավել լուծիչի՝ իրեն մատչելի ամբողջ ծավալը, հիշտ այնպես, ինչ-
պես ընդարձակվում է գազը, որպեսզի գրավի իրեն տրամադրված ամ-
բողջ ծավալը:

Այնպես, ինչպես գազը տուգացնում է ճնշում անոթի պատերի
վրա, իսկ ընդարձակման ժամանակ կարող է կատարել պատի տեղա-
շարժման աշխատանք, եթե պատը շարժական է (մխոց), լուծված
նյութը նույնպես պետք է տուգացնի ճնշում այն սահմանի վրա, որը
բաժանում է լուծույթը մաքուր լուծիչից, կամ տարրեր կոնցենտրա-
ցիաներ ունեցող երկու լուծույթները (կոնցենտրացիաների տարրերու-
թյունը ալստեղ խաղում է նույն դերը, ինչ դեր, որ խաղում է ճնշում-
ների տարրերությունը գազերում): Այդ ճնշումը կարելի է դիտել, եթե
լուծույթի և մաքուր լուծիչի միջև տեղավորվի կիսաթափանց միջնորմ,
այսինքն՝ այնպիսի միջնորմ, որի միջով հեշտույթյամբ անցնում է լու-
ծիչը, բայց չի անցնում լուծված նյութը (նկ. 7.36): Այդ ժամանակ
լուծիչը կանցնի լուծույթի մեջ և անոթի այն մասում, որտեղ գտնվում
է լուծույթը հեղուկի մակարդակը կբարձրանա: Լուծված նյութի մաս-
նիկները կարծես թե ձգտում են միջնորմը շարժել լուծիչի միջով, բայց

իրականում տեղաշարժվում է ոչ թե անշարժ ամրացրած միջնորմը, այլ հեղուկի մակարդակը (եթե հնարավոր լիներ դնել կիսաթափանց շորժական միտց, ապա կտեղաշարժվեր ինքը՝ միտցը)։ Այն ճնշումը, որ առաջացնում է լուծված նյութը կիսաթափանց միջնորմի վրա, կոչվում է օսմոտիկ ճնշում, իսկ դրա հետևանքով լուծիչի ներթափանցումը լուծույթի մեջ՝ օսմոս։ Լուծույթի մակարդակի բարձրացումը կշարունակվի ալնքան ժամանակ, մինչև որ առաջացած հիդրոստատիկ ճնշումը դառնա հավասար օսմոտիկ ճնշմանը։ Կարելի է թույլ չտալ հեղուկի մակարդակի բարձրացում. եթե լուծույթի նրկատամբ կիրառվի արտաքին ճնշում։ Այնհայտ է, որ այդ ճնշման ալն արժեքը, որը պահանջվում է միջնորմի երկու կողմում մակարդակները հավասար պահելու համար, հավասար է օսմոտիկ ճնշմանը։



Նկ. 7.36.

Ինչպես ցույց է տալիս փորձը, օսմոտիկ ճնշումը համեմատական է լուծույթի կոնցենտրացիային և հակադարձ համեմատական է նրա ծավալին։ Նա կախում ունի նաև ջերմաստիճանից։ Վանտ-Հոֆը ցույց տվեց (1887 թ.), որ այդ մեծությունների միջև եղած կախումը ունի հետևյալ տեսքը՝

$$\pi V = nRT,$$

Այստեղ π -ն օսմոտիկ ճնշումն է, V -ն՝ լուծույթի ծավալը, n -ը՝ լուծված նյութի մոլերի քանակությունը, R -ը՝ գազային ունիվերսալ հաստատունը և T -ն՝ ջերմաստիճանը։

Այս հավասարումով արտահայտված օրենքը կոչվում է Վանտ-Հոֆի օրենք։

Վանտ-Հոֆի հավասարման լրիվ նմանությունը իդեալական գազերի վիճակի հավասարման հետ, ցույց է տալիս, որ թույլ լուծույթում լուծված նյութի մասնիկները իրենց պահում են ալնպես, ինչպես իդեալական գազի մոլեկուլները, ալնպես, որ Վանտ-Հոֆի օրենքը կարելի է ձևակերպել այսպես. լուծված նյութի առաջացրած օսմոտիկ ճնշումը հավասար է այն ճնշմանը, որ կուռաջացներ այդ նույն նյութը գազային վիճակում ունենալով նույն ծավալը և միևնույն ջերմաստիճանը։ Հաժկանալի է, որ օսմոտիկ ճնշումը կախում չունի կիսաթափանց միջնորմի կամ լուծիչի տեսակից, որ բոլոր միատեսակ մոլայր կոնցենտրացիա ունեցող լուծույթները առաջացնում են միատեսակ օսմոտիկ ճնշում։

Լուծված նյութի և իդեալական գազի վարքի նմանությունը, խաբկե, պայմանավորված է նրանով, որ խիստ նոսրացած լուծույթում լուծված նյութի մասնիկները միմյանց վրա չեն փոխազդում, ալնպես, ինչպես չեն փոխազդում իդեալական գազի մասնիկները:

Պետք է նշել, որ Վանա-Նոֆի օրենքը հնարավոր չէ կիրառել ալն պայքերում, երբ լուծվող նյութը լուծման ժամանակ բաժանվում է իոնների (դիսոցիում է): Այս, հետևապես, վերաբերում է թթուների, աղերի և հիմքերի բոլոր լուծույթներին (էլեկտրոլիտներին):

Օսմոտիկ ճնշումը մեծ պեր է խաղում կենդանիների և բույսերի կյանքում: Նրանով է մեծ մասամբ բացատրվում ջրի և նրա մեջ լուծված նյութերի բաշխումը հյուսվածքներում: Այդ նրանից է, որ շատ օրգանների թաղանթները հանդիսանում են կիսաթափանց միջոորմներ:

ԳԼՈՒԽ ՈՒԹԵՐՈՐՈՂ

ՅԱԾԻ ԶԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆՆԵՐ

Ունենդհատ քառասուն ջերմային շարժումները, որոնց միշտ մասնակցում են ցանկացած նյութի մասնիկները և որոնց ինտենսիվությամբ (էներգիայով) որոշվում է նյութի ջերմաստիճանը, էական ազդեցություն են ունենում նյութի մեջ աեղի ունեցող բոլոր երևույթների վրա: Նրանք կարծեք թե այն ֆոնն են, որի վրա նյութի ներսում կատարվում են բոլոր պրոցեսները: Ոհա այդ պատճառով է, որ նյութի համարյա չորաքանչյուր հատկություն, այսպես թե այնպես, կախում ունի ջերմաստիճանից, այսինքն՝ նրա մեջ եղած մասնիկների ջերմային շարժումների ինտենսիվությունից:

Բնական է, որ նյութի հատկությունների ուսումնասիրությունը շատ ցածր ջերմաստիճաններում, երբ մոլեկուլյար շարժումները առավել կամ պակաս չափով թուլացած են, մեծ հետաքրքրություն է ներկայացնում: Միայն ցածր ջերմաստիճաններում կարելի է ուսումնասիրել այս կամ այն երևույթները այնպիսի պայմաններում, երբ ջերմային շարժումների մշտական ֆոնը չի ազդում նրանց վրա:

Յածր ջերմաստիճաններում կատարվող ուսումնասիրությունների ժամանակ հետազոտվող մարմինը հպում են բավականաչափ ցածր ջերմաստիճան ունեցող մարմնին, այսպես կոչված սառմիջնորդին (адаптер): Յածր ջերմաստիճանների ակնիկայի խնդիրն է ազդպիսի սառմիջնորդների սաեղծումը: Իրանք սովորաբար հանդիսանում են եռման ջերմաստիճանում գտնվող զանազան հեղուկացած գազեր: Իրանք հատկապես հարմար են նրանով, որ սառեցվող մարմնի հետ ունեցած հպումը չի փոխում նրանց ջերմաստիճանը, այլ միայն առաջացնում է ավելի ուժեղ զոլորչիացում:

Հատկապես գազերի հեղուկացումն էր, որ ուսումնասիրությունների

համար բաղեց ցածր ջերմաստիճանների տիրույթը, այդ թվում նաև տմենապածը՝ բացարձակ զրոյին մոտիկ տիրույթները:

Ստորև մենք հսկիրճ կերպով կ'ըմտոթանանք գազերի հեղուկացման ֆիզիկայի և տեխնիկայի հետ:

§ 1. Գազերի հեղուկացումը

Վանդեր-Վաալսի հավասարումը իրական գազերի համար ցույց է տալիս, որ լարաքանչյուր գազ կարող է անցնել հեղուկ վիճակի, բայց դրա համար անհրաժեշտ պայման է հանդիսանում գազի նախնական սառեցումը մինչև մի սրճէ, կրիտիկականից ցածր ջերմաստիճան: Ածխաթթու գազը, օրինակ, կարելի է հեղուկացնել սենյակի ջերմաստիճանում, քանի որ նրա կրիտիկական ջերմաստիճանը հավասար է 31.1°C : Նույնը կարելի է ասել նաև ալնպիտի գազերի մասին, ինչպիսիք են ամոնիակը և քլորը (սեւ. 11 աղյուսակը):

Սակայն կան նաև ալնպիտի գազեր, որոնք ունչակի ջերմաստիճանում չի կարելի վերածել հեղուկի, ինչպիսի ճնշումներ էլ կիրառվեն նրանց վրա և ինչպիսի խտութչան էլ նրանք հասցվեն: Ալդպիտի գազերից են, օրինակ, օդը (ինչպես նաև նրա բաղադրիչ մասերը՝ ազոտը, թթվածինը և արգոնը), ջրածինը և հելիումը, որոնց կրիտիկական ջերմաստիճանները շատ ցածր են սենյակի ջերմաստիճանից: Մինչև կրիտիկական ջերմաստիճանի հալոնարերվելը (Վանդեր-ղե-լա-Տուր, 1882), նրանք նույնիսկ համարվում էին հաստատուն գազեր, ընդհանրապես անընդունակ հեղուկանալու:

Ալդպիտի գազերը հեղուկացնելու համար նախապես հարկավոր է սառեցնել, դոնե մինչև կրիտիկական ջերմաստիճանից մի քիչ ցածր, որից հետո ճնշման մեծացումով գազը կարող է բերվել հեղուկ վիճակի: Այս ձևով հեղուկացրած գազերը ամենից հարմար է պահել մթնոլորտային ճնշման սակ (բաց անոթի մեջ), սակայն այդ դեպքում նրանց ջերմաստիճանը պետք է լինի էլ ավելի ցած, պետք է ունենա ալնպիտի արժեք, որի ժամանակ իրական գազի իզոթերմի հորիզոնական մասին համապատասխանող ճնշումը հավասար լինի 1 մրն : Ազոտի համար այդ իզոթերմը համապատասխանում է $195,8^{\circ}\text{C}$, մինչդեռ ազոտի կրիտիկական ջերմաստիճանը հավասար է $-147,1^{\circ}\text{C}$: Թթվածնի համար այդ թվերը համապատասխանաբար հավասար են 183°C և $118,8^{\circ}\text{C}$, ջրածնի համար՝ $-252,7^{\circ}\text{C}$ և $-239,9^{\circ}\text{C}$, և վերջապես, հելիումի համար՝ $-268,8^{\circ}\text{C}$ և $-267,9^{\circ}\text{C}$: Մենք նշեցինք այս չորս գազերը ալն պատճառով, որովհետև հատկապես դրանք են, որ դործնականում լալն կերպով օդաազործվում են թե՛ որպես ցածր ջերմաստիճանների ստանալու միջոց (սառմիջնորդներ), և թե՛ այլ նպատակների համար:

Բերված թվերից, ինչպես կրիտիկական ջերմաստիճաններին, այնպես էլ այն վերջնական ջերմաստիճաններին, մինչև որ պետք է ստանեցվեն հեղուկացվող գազերը, երևում է, որ պահանջվում է չափազանց մեծ սառեցում, որպիսին բնաթխան մեջ ոչ մի տեղ (երկրային պայմաններում) չի հանդիպում:

Այլպիսի ուժեղ սառեցման հասնելու համար սովորաբար օգտագործվում է երկու ելանակ (առանձին և զուգորդված), որոնք և մենք այստեղ կկրտարենք:

Դրանցից առաջինը կապված է ալսպես կոչված Ջոուլ-Թոմսոնի էֆեկտի օգտագործման հետ:

§ 2. Ջոուլ-Թոմսոնի էֆեկտը

II գլխում նշվեց, որ իդեալական գազի ընդարձակմանը դասարկություն մեջ չի տրեկցում նրա ջերմաստիճանի փոփոխություն: Ընդլիստ չափումների ժամանակ դիտվող ջերմաստիճանի աննշան փոփոխությունը բացատրվում է գազի ոչ իդեալական լինելով:

Գազի ընդարձակման փորձի վերաբերյալ Ջոուլի և Թոմսոնի առաջարկած հետևյալ ձևափոխությունը հնարավորություն է տալիս հասնել գազի ջերմաստիճանի զգալի փոփոխության, հատկապես նրա ոչ իդեալականությանը պայմանավորված սառեցման:

Բավականաչափ մեծ, սակայն հաստատուն ճնշման տակ սախյում են, որ գազը հոսի ջերմամեկուսացված ծակոտկեն միջնորմի միջով: Այդ նշանակում է, որ գազը հոսում է ադիաբատ կերպով:

Միջնորմի հիպոթիզամիկական դիմադրությունը հանգեցնում է այն բանին, որ գազի ճնշման մի մասը կորչում է նրա հաղթահարման վրա և գազը միջնորմից դուրս է գալիս ավելի ցածր ճնշման տակ: Գազը հետևաբար ընդարձակվում է, կամ ինչպես ասում են տեխնիկական լեզվում, դրոսելվում է: Դրոսել է կոչվում յուրաքանչյուր սարք, որը գազի հոսելուն դիմադրություն է ցույց տալիս: Ցեխնիկական պայմաններում, գազերի սառեցման համար ծակոտկեն միջնորմների փոխարեն օգտագործում են բավականաչափ նեղ ծորաններ:

Որպեսզի գազի հոսանքը լինի սողացիոնար, այսինքն՝ տեղի ունենա դրոսելի երկու կողմերում ճնշման հաստատուն արժեքների պայմաններում, անհրաժեշտ է որևէ պոմպ (կոմպրեսոր), որը ալդ ճնշումները պահպանի հաստատուն:

Այդ կոմպրեսորը կատարում է գազը ճնշելու արտաքին աշխատանքը, որը ծախսվում է դրոսելի դիմադրությունը հաղթահարելու համար: Սրանով գազի դրոսելումը տարրերվում է դասարկության մեջ

զագի ընդարձակումից, որի ընկճացյալ մարտաքին աշխատանքը համար է գրուի:

Մենք ցույց կաանք, որ ոչ իդեալական զազի համար Զոուլ-Թոմսոնի պրոցեսին, ալիքնքն՝ դրոսելման պրոցեսին, բնդհանրապես ասած, պետք է ուղեկցի նրա ջերմաստիճանի փոփոխության: Իդեալական զազի հմառ ընդարձակումը ջերմաստիճանի մի փոփոխություն չի առաջացնում:

Գազի քերամաստիճանի փոփոխության երևույթը, մի հաստատուն ևնշումից միևնի մյուս հաստատուն ևնշումը դրոսելման եղանակով ևրա աշխարհառ ընդարձակման ժամանակ, կոչվում է Զոուլ-Թոմսոնի էֆեկտ:

Ոչ իդեալական զազի ջերմաստիճանի փոփոխությունը Զոուլ-Թոմսոնի պրոցեսում բացատրվում է նրանով, որ զազի ընդարձակման ժամանակ մոլեկուլների միջև եղած հեռավորությունները մեծանում են և հետևապես, մոլեկուլների փոխազդեցության ուժերի վեմ կատարվում է ներքին աշխատանք: Այդ աշխատանքի պատճառով փոփոխվում է մոլեկուլների կինետիկ էներգիան, հետևաբար և զազի ջերմաստիճանը: Իդեալական զազի մեջ, որտեղ մոլեկուլների փոխազդեցության ուժերը հավասար են զրոյի, Զոուլ-Թոմսոնի էֆեկտ գոյության չունի:

Զոուլ-Թոմսոնի էֆեկտը քանակապես ընորոշվում է Զոուլ-Թոմսոնի դիֆերենցիալ ը գործակցով, որը որոշվում է ջերմաստիճանի ΔT փոփոխության և ալի փոփոխությունը առաջացնող ճնշումների Δp տարրերության հարաբերությամբ

$$\alpha = \frac{\Delta T}{\Delta p},$$

Օգտվելով նախկինում ստացած թերմոդինամիկական առնչություններից, հաշվենք Զոուլ-Թոմսոնի գործակիցը: Այս հաշվումը թերմոդինամիկալի կիրառման օգտակար լրսաբանում կհանդիսանա առանձին խնդիրների լուծման համար: Բայց նախքան այդ հաշվումներն տկսելը, ուվելի մանրամասնորեն պարզարանենք Զոուլ-Թոմսոնի պրոցեսը: Այդ նպատակով որոշ չափով պարզեցնենք այդ պրոցեսը:

Պատկերացնենք, թե գազի որոշակի զանգված, օրինակ 1 մոլ, ջերմամեկուսացված գլանի մեջ դրած է ծակոտկեն միջնորմի միջով հոսում է ձախից դեպի աջ (նկ. 8.1):

Ընթացիկներ, 1 մոլ գազը գրադեցնում է L միջնորմի և ձախ կողմում գտնվող M կետի միջև եղած V_1 ծավալը (տես նկ. 8.1ա), իսկ միջնորմի միջով անցնելուց հետո, ալսինքն՝ ընդարձակվելուց հետո դրադեցնում է L միջնորմի և աջ կողմում գտնվող N կետի միջև եղած V_2 ծավալը (տես նկ. 8.1բ): Պարզ պատկերացման համար M կետում

մտքով տեղափոխենք K_1 միտցը, որի շարժումը զեպի աջ առաջացնում է զազի անցումը միջնորմի միջով p_1 հաստատուն ճնշման տակ:

Միջնորմն անցնելուց հետո, աջ նույն զազի տեղաշարժում է p_2 (նույնպես հաստատուն) ճնշման տակ զանիսկ երեակալական K_2 միտցը մինչև N գիրքը:

Իրականում K_1 և K_2 միտցների զերը կատարում է վերը հիշված կոմպրեսորը:

Հաշվենք զազի կատարած առաքին աշխատանքը: K_1 միտցը M զիրքից մինչև L միջնորմը տեղափոխվելու ժամանակ զազի ծավալը փոփոխվում է V_1 արժեքից մինչև զրո: Հաստատուն ճնշման զեպում կատարած աշխատանքը հավասար է աջ ճնշման և ծավալի փոփոխության արտադրյալին, հետևապես միջնորմի ձախ մասում մեկ մոլ գազի տեղափոխության աշխատանքը հավասար է $p_1 V_1$: Նույն պատճառներով զազի կատարած աշխատանքը միջնորմից զեպի աջ հավասար է $p_2 V_2$: Գազի ընդարձակման ընդհանուր ΔA աշխատանքը

$$\Delta A = p_2 V_2 - p_1 V_1:$$

Համաձայն թերմոդինամիկալի առաջին սկզբունքի, զազի կատարած աշխատանքը պետք է հավասար լինի նրա ներքին էներգիայի փոփոխությանը, քանի որ ընդարձակման պրոցեսը կատարվել է ադիաբատ կերպով, $\Delta Q = 0$:

Ուստի, եթե U_1 և U_2 -ը զազի ներքին էներգիաներն են ընդարձակվելուց առաջ և հետո, սպա

$$p_2 V_2 - p_1 V_1 = U_1 - U_2$$

կամ

$$U_1 + p_1 V_1 = U_2 + p_2 V_2:$$

Հիշենք, որ

$$U + pV = i$$

ոչ ալ ինչ է, եթե ոչ մեկ մոլ գազի ջերմալին ֆունկցիան (տես էջ 142):

Ուրեմն Զոուլ-Թոմսոնի պրոցեսը ընթանում է այնպես, որ զազի ջերմալին ֆունկցիան միջնորմի (գրիսիլի) երկու կողմերում մնում է հաստատուն՝

$$d(U + pV) = 0,$$

(8.1)

Իզևալական զուգի ինչպես ներքին էներգիան, այնպես էլ pV արտադրյալը կախում ունեն միայն ջերմաստիճանից (ներքին, համեմատական են T -ին)։ Այդ պատճառով և ջերմային $U + pV$ ֆունկցիան կախում ունի միայն ջերմաստիճանից։ Իզևալական զուգի ջերմային ֆունկցիաների համասարտվածնր միջնորմի երկու կողմերում նշանակում է նաև ջերմաստիճանների համասարտվածնը։ Նշանակում է. իզևալական զուգի համար $\Delta u + p\Delta v = 0$ (6.23)]:

Ինչպես գիտենք, իզևալական զուգի համար ներքին էներգիան կախում ունի ոչ միայն ջերմաստիճանից, այլև զուգի զրաված V ծավալից, ճիշտ այդպես էլ pV -ն կախում ունի V -ից [տես, օրինակ, (6.23)]:

Այդ պատճառով իրական զուգերի դեպքում ջերմային ֆունկցիաների համասարտվածնր գեոմետրիկական չի վկայում ջերմաստիճանների հավասարությունը։

Իրոք, փորձը ցույց է տալիս, որ գազերի մեծամասնությունը, ինչպես ազոտը, թթվածինը, ածխածինը և այլն, դրոսելման պրոցեսում սենյակի ջերմաստիճանում սառում են։ Սակայն, այնպիսի գազեր, ինչպիսիք են ջրածինը և հելիումը, միևնույն պայմաններում սաքացում են։

Այդ նշանակում է, որ առաջին դեպքում $\Delta u + p\Delta v < 0$ նաև $\Delta T < 0$), երկրորդ դեպքում նա բացասական է։

Վերջապես նշենք նաև, որ $\Delta u + p\Delta v$ -ի պրոցեսը էսպես անհակադարձելի է, հետևապես, նա ուղեկցվում է էնտրոպիայի աճով $dS > 0$ ։

Բերված դիտողություններից հետո դժվար չէ հաշվել $\Delta u + p\Delta v$ -ի գործակիցը։

(8.1) համասարտմը կարող է արտագրվել հետևյալ տեսքով.

$$d(U + pV) = dU + p dV + V dp = 0,$$

բայց

$$dU + p dV = T dS,$$

հետևապես

$$T dS + V dp = 0: \quad (8.1a)$$

Այժմ անհրաժեշտ է էնտրոպիայի dS փոփոխությունը արտահայտել ջերմաստիճանի dT և ճնշման dp փոփոխություններով։ Այդ արված է VI գլխում, որտեղ ցույց ● տրվել (տես 6.22ա), որ

$$dS = \frac{C_p dT}{T} - \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p dp:$$

(Տ.3-ի աջո տրամեքը տեղադրելով (Տ.1ա)-ի մեջ, կստանանք՝

$$C_p dT - T \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p dp - V dp = 0, \quad (8.2)$$

որտեղից և ստացվում է Ջոուլ-Թոմսոնի մեկ հետաքրքրող գործակիցը՝

$$\mu = \frac{dT}{dp} = \frac{T \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p}{C_p} - \frac{V}{C_p} = \frac{V}{C_p} (zT - 1), \quad (8.3)$$

որտեղ $z = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p$ -ն՝ գազի բնդարձակման գործակիցն է:

(8.3)-ի մեջ մանող բոլոր մեծությունները կարող են որոշվել, եթե հալոսնի է գազի վիճակի հավասարումը և կամ համեմատյն դեպք կարող են չափվել:

Հետևապես, ք գործակիցը կարող է որոշվել:

(8.3) հավասարումից երևում է, որ ք գործակցի նշանը կախում ունի zT մեծությունից:

Երբ $zT > 1$, $\mu > 0$. Երբ $zT < 1$, $\mu < 0$:

Բյուրեղի մեջ գազերի համար

$$\alpha = \frac{1}{T}$$

և

$$\mu = 0,$$

որում մենք համոզվեցինք վերը:

Իրական գազերի համար ք-ն կարող է լինել ինչպես դրական, այնպես և բացասական: Այվիլին, միևնույն գազի համար ջերմաստիճանների մի տիրույթում ք-ն կարող է լինել դրական, իսկ մյուսում՝ բացասական: Այլ խոսքով, գոլումբյուն ունի տվյալ գազի համար բնորոշ T_i ջերմաստիճան, որի ժամանակ Ջոուլ-Թոմսոնի գործակիցը փոխում է իր նշանը: Այդ T_i ջերմաստիճանը կոչվում է ինվերսիայի ջերմաստիճան:

Եթե գազի վիճակը բնութագրվում է Վան-դեր-Վաալսի հավասարումով, ապա օգտվելով (8.3) առնչությունից դժվար չէ գտնել Ջոուլ-Թոմսոնի գործակցի նաև թվային արժեքը:

Դրա համար պետք է հաշվել (8.3)-ի մեջ մտնող $\left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p$ ածանցյալը:

Բացելով վան-դեր-Վաալսի

$$\left(p + \frac{a}{V^2}\right)(V-b) = RT$$

հավասարման ձախ մասի փակագծերը, կստանանք.

$$pV - \frac{a}{V} - \frac{ab}{V^2} - bp = RT;$$

Հավասարման երկու մասի դիֆերենցումը ըստ T -ի, երբ $p = \text{const}$, տալիս է

$$\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p \left(p - \frac{a}{V^2} + \frac{2ab}{V^3}\right) = R;$$

p -ի փոխարեն տեղադրելով նրա արժեքը վան-դեր-Վաալսի հավասարումից՝

$$p = \frac{RT}{V-b} - \frac{a}{V^2},$$

կստանանք

$$\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p = \frac{RV^3(V-b)}{RTV^3 - 2a(V-b)^2},$$

որտեղից

$$\begin{aligned} \mu &= - \frac{T \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p - V}{C_p} = - \frac{V}{C_p} \frac{2a(V-b)^2 - bRTV^2}{RTV^3 - 2a(V-b)^2} = \\ &= \frac{1}{C_p} \cdot \frac{\frac{2a}{RT} \left(1 - \frac{b}{V}\right)^2 - b}{1 - \frac{2a}{RTV} \left(1 - \frac{b}{V}\right)^2}, \end{aligned} \quad (8.4)$$

եթե գազի ճնշումը շատ մեծ չէ ($100-200$ մթն կարգի), ապա

$$\frac{b}{V} \ll 1,$$

$$\frac{2a}{RTV} \ll 1,$$

և (8.4)-ի մեջ դրանք կարելի է անտեսել. այն ժամանակ

$$\mu \approx \frac{1}{C_p} \left(\frac{2a}{RT} - b \right), \quad (8.5)$$

Այս բանաձևից անմիջապես երևում է, որ Զոուլ-Բոմսոնի գործա-
կիցը դրական է, քանի դեռ $\frac{2a}{RT} > b$, կամ $T < \frac{2a}{bR}$.

կրբ $\Gamma = \frac{2a}{bR}$, Ջոուլ-Թոմսոնի գործակիցը՝ $\mu < 0$, այսինքն՝ գազը

գրոտելման ժամանակ տաքանում է:

Պարզ է, որ ինվերսիայի T_i ջերմաստիճանը որոշվում է հետևյալ հավասարումով.

$$T_i = \frac{2a}{bR}; \quad (8.6)$$

Համեմատելով (8.6)-ը կրիտիկական ջերմաստիճանի

$$T_4 = \frac{8a}{27bR}$$

արտահայտություն հետ, ինվերսիայի ջերմաստիճանի և կրիտիկական ջերմաստիճանի միջև ստանում ենք հետևյալ պարզ առնչությունը

$$T_i = \frac{27}{4} T_4 \approx 6.7 T_4:$$

Այս առնչությունը, որը ստացված է շատ կոպիտ մոտավորությունը, բավականաչափ բավարար կերպով հաստատվում է փորձով:

Համեմատելով գեպս, որքան ավելի ցածր է կրիտիկական T_4 ջերմաստիճանը, այնքան ավելի ցածր է և T_i -ն: Թթվածնի համար, որինակ, ինվերսիայի ջերմաստիճանը հավասար է 89.3 K ($T_4 = 15.4, 36 \text{ K}$): Ջրածնի և հելիումի ինվերսիայի ջերմաստիճանները համապատասխանաբար հավասար են 204.6 և 40 K (կրիտիկական ջերմաստիճանները՝ 33 և $5,2 \text{ K}$):

Այն դասար, որ սենյակի ջերմաստիճանում գրված Ջոուլ-Թոմսոնի փորձում, ջրածինը ընդարձակման ժամանակ տաքանում էր, մինչդեռ մյուս գազերը սառում էին, իհարկե, չի հանդիսանում ջրածնի արտակարգ հատկությունը: Յուրաքանչյուր գազ կցուցադրի նույնպիսի հատկություն, եթե փորձը գրվի ինվերսիայի ջերմաստիճանից բարձր ջերմաստիճանում: Ինչպես մենք կասենք սուրբ, Ջոուլ-Թոմսոնի էֆեկտը օգտագործվում է հատկապես ջրածնի և հելիումի սառեցման համար նրանց հեղուկացման ժամանակ:

Այժմ գիտարկենք գազերի սառեցման երկրորդ եղանակը, որը նույնպես կիրառվում է նրանց հեղուկացման համար:

§ 3. Գազի ադիաբատ ընդարձակումը արտաքին աշխատանք կատարելով

Գազի գրոտելման ժամանակ (Ջոուլ-Թոմսոնի էֆեկտ) սառեցումը ստացվում է ի հաշիվ մոլեկուլների միջև եղած ձգողության ուժերի ղեմ գազի կաշարած ներքին աշխատանքի:

Ինչպես հաշտնի է (տես § 8, գլ. III), գազի սառեցում տեղի է տնկնում և այն պակշում, երբ նա կատարելով արտաքին աշխատանք ապիարատ կերպով ընդարձակում է (օրինակ, բարձրացնելով միացր): Այդ անմիջապես բխում է թերմոդինամիկայի ստաճին սկզբունքից.

$$dQ = dU + p dV,$$

որտեղից հաշտնի է, որ ապիարատ ($dQ = 0$) ընդարձակման ժամանակ

$$dU = - p dV:$$

Այդ նշանակում է, որ գազը ընդարձակելով և դրա հետ աշխատանք կատարելով, փոքրացնում է իր ներքին էներգիան. հետևապես և ջերմաստիճանը: Դա համասարուպես վերաբերվում է և իդեալական, և իրական գազերին:

Ինչպես արդեն նշվել է II գլխում, արտաքին աշխատանք կատարելիս գազի սառելու պատճառը մոլեկուլների արագությունների փոքրացումն է հետացող միացին նրանց հաուցրած հարվածների հետևանքով, որին նրանք հաղորդում են իրենց կինետիկ էներգիայի մի մասը:

Ընդհանրապես առած, ապիարատ ընդարձակման ժամանակ, երբ գազը կատարում է արտաքին աշխատանք, սառեցման էֆեկտը պետք է լինի ավելի մեծ, քան դրոսկման ժամանակ, քանի որ ապիարատ ընդարձակումը հակադարձելի պրոցես է (կամ դոնե կարող է լինել հակադարձելի), մինչդեռ Ջոուլ-Թոմսոնի էֆեկտը անհակադարձելի պրոցես է: Մեզ արդեն հաշտնի է, որ մեքենաներում պրոցեսների հակադարձելիությունը ապահովում է օգտակար գործույություն մեծ գործակից: Ճիշտ է, այն կարակացությունը վերաբերում էր ջերմությունը մեխանիկական աշխատանքի կերպարանափոխող մեքենային և ոչ թե սառեցնող մեքենային: Սակայն այն բոլորը, ինչ որ տավել է ջերմային մեքենայի օ.գ.դ.-ի մասին, սամրողչությունը վերաբերում է նաև սառեցնող սարքերին, որոնց կարելի է համարել ջերմային շարժիչների հակադարձ սարքեր:

Նիշենք, որ սառեցնող մեքենայում ջերմությունը խլվում է ավելի սառը մարմնից և փոխանցվում է ավելի տաքին: Միաժամանակ ծախսվում է մեխանիկական աշխատանք, որի հաշվին և տեղի է տնկնում ջերմության անցումը ավելի սառը մարմնից ավելի տաքին: Ինչպես գիտենք աշտպիսի պրոցեսը չի կարող ընթանալ ինքն իրեն: Սառնարանի համար որպես «տաք» մարմին հանդիսանում է շրջապատող միջավայրը, որը ջերմային շարժիչի համար հանդիսանում է որպես սառնարան: Ջերմությունը շրջապատին է տրվում այն մարմնից, որը պահանջվում է սառեցնել:

Այսպիսով, ստանցնող մեքենան հանդիսանում է հովադարձելի շարժիչ: Ստանցնող մեքենայի օգտակար գործադրված գործակիցը մենք պետք է համարենք, ստանցվող մարմնից խլված Q քանակությամբ ջերմության հարարերությունը, որո համար ժախտված A աշխատանքին

$$\xi = \frac{Q}{A}$$

Սա, կիրառված ստանցնող սարքերի նկատմամբ, կոչվում է ստանցման գործակից: Հեշտ է ցույց տալ, որ Կարնոյի ցիկլով աշխատող ստանցնող մեքենայի համար ստանցման գործակիցը հավասար է

$$\xi = \frac{T_1}{T_2 - T_1},$$

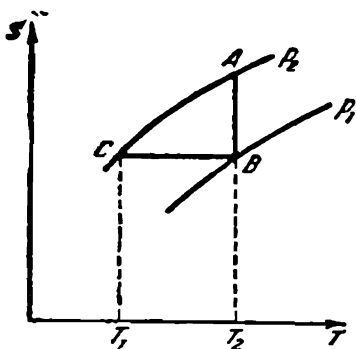
որտեղ T_1 -ը ստանցվող մարմնի ջերմաստիճանն է և T_2 -ը այն մարմնի ջերմաստիճանն է, որին ջերմությունը հաղորդվում է: Հստակապես է, որ ստանցման գործակիցը կարող է լինել և մեկից մեծ: Լավագույն է համարվում այն մեքենան, որը ստանցվող մարմնից ավելի քանակությամբ ջերմություն խլելու համար ժախտում է ամենաքիչ աշխատանքը:

Այնպես, ինչպես ջերմային շարժիչում նրա նպատակին՝ աշխատանք կատարելուն, համարում են դադի ընդարձակման միջոցով, ստանցնող սարքում, նրա նպատակին՝ ստանցմանը, նույնպես հասնում են դադի ընդարձակումով (աղիաբառ կերպով): Այդ պատճառով աչքալիս մեքենայի ամենաէական մասն աչն մասն է, որտեղ գաղն ընդարձակվում է: Այդ մասը կոչվում է դետանդեր, որի կառուցվածքը կարող է շատ բազմազան լինել:

Որպեսզի հնարավոր լինի դադը ենթարկել ընդարձակման (դետանդերի մեջ), նա պետք է նախապես սեղմվի կոմպրեսորի միջոցով: Կոմպրեսորի կատարած աշխատանքը, այն աշխատանքն է, որի միջոցով հնարավոր է գտնում ջերմության հաղորդումը սառը մարմնից տաք մարմնին: Բնայ դադի սեղմման ժամանակ նա տաքանում է, որը իհարկե փոքրացնում է նրա հետագա ստանցման էֆեկտը ընդարձակման ժամանակ: Այդ պատճառով սեղմման ժամանակ անջատված ջերմությունը հետացվում է (օրինակ հոսող ջրով), այնպես որ սեղմման պրոցեսը կարելի է իզոթերմ համարել:

Թերմոդինամիկական անսակերից դադի աղիաբառ ընդարձակման վրա հիմնված ստանցնող մեքենայի աշխատանքի էությունը ամենից պարզ երևում է էնտրոպիայի ջերմաստիճանային կախման դիագրամից: Աչքալիսի դիագրամ տրված է Տ.Չ նկարում, որի վրա պատկերված է գազի S էնտրոպիայի կախումը T ջերմաստիճանից հաստատուն ճնշման դեպքում՝ երկու տարրեր ճնշումների համար, բարձր՝ p_1 և ցածր՝ p_2 :

Հնչոտ է տեսնել, որ կորերը ճիշտ են արտահայտում էնտրոպիայի ստանձնահատկությունները որպես անկանոնություն չափ: Պարզ է, որ անկանոնությունը (նշանակում է h էնտրոպիան) աչնյառն ավելի մեծ է, որքան ավելի մեծ է ջերմաստիճանը, և աչնյառն ավելի փոքր, որքան ավելի մեծ է ճնշումը: Հատկապես այդ է արտահայտում 8.2 նկարի գրաֆիկը: P_2 ճնշումից մինչև P_1 ճնշումը իզոթերմ սեպման պրոցեսը 8.2 նկարում պատկերված է AB ուղղալիծ հատվածով (էնտրոպիան փոքրանում է): P_1 ճնշումից մինչև P_2 ճնշումը հատկապարձի ադիաբատ ընդարձակմանը համապատասխանում է հորիզոնական CB ուղիղը, քանի որ այդ պրոցեսում էնտրոպիան մնում է հաստատուն: 8.2 նկարից երևում է, որ ընդարձակմանը ադեկցում է ջերմաստիճանի իջեցում, T_2 ջերմաստիճանից մինչև T_1 ջերմաստիճանը: Այդ նշանակում է, որ էնտրոպիայի աճը, որն առաջանում է գազի ընդարձակումից, կարծես թե հավասարակշռվում է ստեղծման հետևանքով նրա ունեցած փոքրացումով:



Նկ. 8.2:

Դադի գետանդերում վերը քննարկված ընդարձակման հետևանքով առաջացած ստեղծումը, աչնպես, ինչպես Ջոուլ-Թոմսոնի էֆեկտը, օգտագործվում է կրիտիկական ցածր ջերմաստիճաններ ունեցող գազերի հեղուկացումից առաջ, նրանց ջերմաստիճանների նախնական իջեցման համար: Սովորաբար ընդարձակումը գետանդերում ժառանգում է միայն հեղուկացվող գազերի նախնական ստեղծման համար մինչև հնարավոր ամենապարզ ջերմաստիճանը (համեմատել գետա կրիտիկականից ցածր): Հեղուկացումը իրականացվում է արդեն ստեղծված գազի դրոսկման միջոցով: Հատկանալի է, իհարկե, որ կարելի է ստանալ գազի հեղուկացում հենց գետանդերի մեջ, առանց գիմելու դրոսկման, սակայն շատ ցածր ջերմաստիճաններում հեղուկացվող գազերի դեպքում գետանդերի աշխատանքի համար ստեղծվում են շատ ծանր պայմաններ: Այդ պատճառով աչն մեքենաներում, որտեղ գետանդերներում կիրառվում է ադիաբատ ընդարձակման եղանակը, նա զուգակցվում է դրոսկման եղանակի հետ:

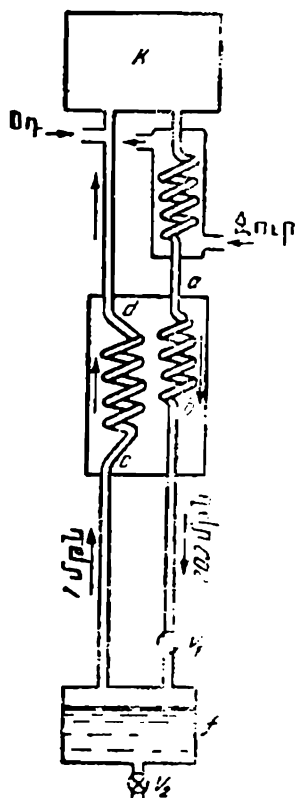
Այժմ դիտարկենք մեքենաների մի քանի օրինակներ, որոնց մեջ կիրառվում են ստեղծման մեր նկարագրած եղանակները՝ Ջոուլ-Թոմսոնի եղանակը և արտաքին աշխատանք կատարելով ադիաբատ ընդարձակման եղանակը:

§ 4. Գազերի հեղուկացումը Ջոուլ-Թոմսոնի էֆեկտի օգտագործումով (Լինդեյի եղանակ)

Գազերը (օդը) տեխնիկական մոտոշատիկայում հեղուկացնելու համար ստեղծված պատմականորեն առաջին մեքենայում (Լինդեյի և Դեմպստեր, 1825 թ.) գազերը մինչև կրիտիկականից ցածր ջերմաստիճանը սառեցնելու և հետագա հեղուկացման համար օգտագործվում էր գրոտեկման եղանակը: Ներկայումս այդ նպատակի համար կիրառվում են գլխավորապես ալնայիտի մեքենաներ, որոնց մեջ ընդարձակումը տեղի է ունենում զետանցներում: Համեմատյն գնալ մենք այստեղ կրեքենք Լինդեյի մեքենայի սխեման, քանի որ նրա մեջ Ջոուլ-Թոմսոնի էֆեկտի օգտագործման հետ միասին կիրառվել է համահասանքային ջերմափոխանակիչի կոնստրուկտիվ կարևոր սկզբունքը, որը այս կամ այն ձևով ալվում էլ կիրառվում է բոլոր հեղուկացնող մեքենաներում:

Լինդեյի մեքենայի սխեման պատկերված է 8.3 նկարում:

Օդը մտնում է K կոմպրեսորի մեջ, որտեղ նա սեղմվում է մինչև 200 մթն: Դրանից հետո նա անցնում է հոսող ջրով սառեցվող օձապատու խողովակով, որտեղ նա ջրին է տալիս սեղմման ժամանակ առաջացած ջերմությունը: Այսպիսով, հեղուկացման համար մնացած ճանապարհն անցնելիս սեղմված գազն ունենում է նույն ջերմաստիճանը, ինչ ջերմաստիճանն որ նա ուներ մինչև սեղմվելը: Այնուհետև այդ գազը անցնում է ab օձապատու խողովակով դեպի գրոտեկային V_1 փափանի (ծորակ) և նրա միջով ընդարձակվում է (ընդունարանում) մինչև 1 մթն ճնշմամբ: Այդ ընդարձակման ժամանակ գազը որոշ չափով սառում է, բայց իհարկե ոչ այնքան, որ վերածվի հեղուկի:



Նկ. 8.3:

Սառեցված, բայց չհեղուկացված գազը այնուհետև cd գալարապատու խողովակով վերադառնում է ետ ab և cd երկու գալարախողովակներն էլ իրար նկատմամբ տեղափոխված են այնպես, որ նրանց միջև ինչպես և նրանց

միջոցով անցնող գազի բաժինների միջև գոյաթիվան աճի ջերմաչին կան-
տակա: Այդ բանի շնորհիվ ընդարձակված և սառեցված գազի սառեց-
չում է իրեն հանդիպական եկող սեղմված գազի բաժինը, որը գեո-
պետք է ընդարձակվի V_1 փականի միջոց: Արանում է կաշանում հակա-
հոսանքային ջերմափոխանակման եղանակը: Պարզ է, որ գազի երկրորդ
բաժինը ընդարձակման V_1 փականին կմոտենա անհնարով ավելի ցածր
ջերմաստիճան, քան սառչինը, իսկ զրոսելացման հետևանքով նրա
ջերմաստիճանը ավելի կիջնի: Իր հերթին անցնելով ջերմափոխանակչի
միջով, աչք արդեն երկու անգամ սառեցված գազի հանդիպական գազի
նոր բաժնից կխլի ջերմաթիվան և ալլն: Այսպիսով ընդարձակման V_1
փականին կսկսի մոտենալ ավելի և ավելի սառը գազ: Ահաքենայի աշ-
խատանքը սկսելուց մի որոշ ժամանակ անց, գազի աստիճանական
սառեցումը հանդիպական սառը հոսանքներից այն հետևանքը կունենա,
որ հերթական զրոսելման ժամանակ գազը կսկսի մոտամը հեղուկանալ
և կստակվի V ընդունարանում, որակից նա կարող է V' ժրոսնով
գուրս հոսել 'Իլուարի անոթի մեջ:

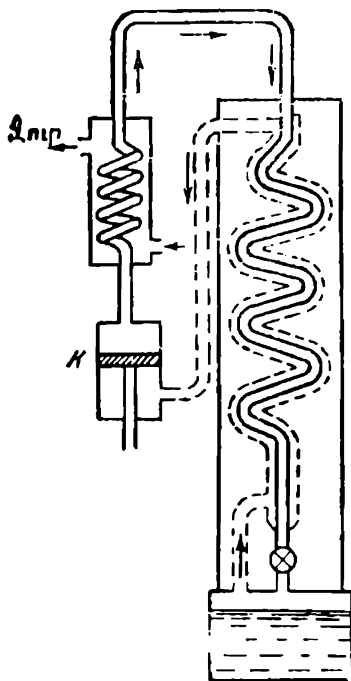
Ահաքենայի կաշանացած աշխատանքի ժամանակ նրա տարրեր մո-
տերում պիտվում են մոտավորապես հետևյալ ջերմաստիճանները, գա-
լարախողովակի մուտքի մոտ 293°K (սենյակի ջերմաստիճան), աչք
խողովակից դուրս գալիս 170°K , զրոսելումից հետո 80°K , գալարախո-
ղովակի մուտքի մոտ (C կետում) 80°K , նրանից գուրս գալիս՝ սենյա-
կի ջերմաստիճան: Ճնշումը փականից ասած 200 մրն է, զրոսելումից
հետո՝ 1 մրն:

ab և cd գալարախողովակներն ընդգրկող սարքը, որակից տեղի է
ունենում գազի սառեցումը հանդիպական սառեցված գազի հոսանքով,
կոչվում է ջերմափոխանակիչ: Լինյելի մեքենայում ջերմափոխանակիչը
պարտադրական էր իրար մեջ գրված խողովակներից, որոնց բոլորին
միասին արվում էր գալարքի ձև: Բարձր ճնշման ենթարկված գազը
մտնում է ներքին խողովակի միջով (նկ. 8.4): Ցածր ճնշում ունեցող
սառեցրած գազի հանդիպական հոսանքը անցնում է արտաքին խողո-
վակով, պարուրելով ներքին խողովակը և զրանով սառեցնելով նրա մեջ
եղած գազը:

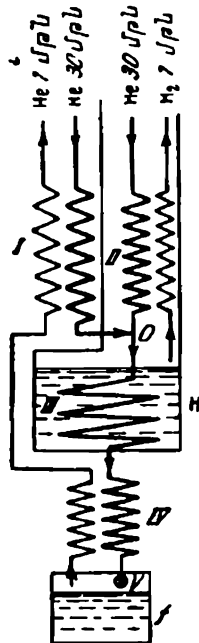
Հանդիպական հոսանքների նկարագրված սկզբունքը կիրառվում է
բոլոր սառեցնող մեքենաներում, չնայած ջերմափոխանակչի կառույց-
վածքները ենթարկվել են էական փոփոխությունների: Ժամանակակից
սարքերում նրանք ապահովում են ավելի լավ ջերմափոխանակում և
բացի դրանից հնարավոր են դարձնում հեղուկացվող գազի մաքրումը
խառնուրդներից:

Ահաքենայի մեքենայում ջերմափոխանակիչը կապակերենք իրար
կողք սեղմվորված գալարապատույա խողովակների ձևով, ընդ որում

հասա գծերով պատկերվում են աչն խողովակները, սրունցով գալը անցնում է ընդհանուր տակ, բարակ գծերով ցալց են տրվում աչն խողովակները, սրունցով գալը անցնում է դսծր ճնշման տակ:



Նկ. 8.4:



Նկ. 8.5:

Ինչպես մենք արդեն նշել ենք, ներկայումս գազի հեղուկացման համար Լինդեյի տիպի մեքենաներ հաղվադեպ են օգտագործվում: Սակայն ջրածնի և հելիումի հեղուկացման համար այդ տիպի մեքենաները, սրունց աշխատանքը հիմնված է Ջոուլ-Թոմսոնի էֆեկտի օգտագործման վրա, կիրառվում են զեռ միջին աչժամ: Որպես օրինակ բերենք հելիումի հեղուկացման համար օգտագործվող մեքենայի սխեման:

Քանի որ Ջոուլ-Թոմսոնի էֆեկտի ինվերսիայի T_i ջերմաստիճանը հելիումի համար շատ ցածր է (մոտավորապես 50°K), ապա նա նախապես պետք է ստանցվի մինչև T_i -ից ցածր ջերմաստիճան: Նկարագրվող այս մեքենայում հելիումը հեղուկ ջրածնի միջոցով ստանցվում է մինչև $14,5^\circ \text{K}$: Մեքենայի աշխատանքը պարզարանում է (8.5) նկարում բերված սխեման:

Կոմպրեսորով մինչև 30 մթն սեղմված հելիումը մեքենայի մեջ է մտնում երկու հոսանքներով, երկու խողովակների միջով, սրունք իրար են միանում Օ կետում: Այդ երկու խողովակները հանդիսանում են I և

II ջերմափոխանակիչների մասերը: I ջերմափոխանակչում հեղուկը սառում է I ընդունարանից գոլորշիացած և IV ջերմափոխանակչի մեջ տնցած գազային հեղուկի հոսքի պական հոսանքով: II ջերմափոխանակչում սեղմված գազի երկրորդ մասը սառում է հեղուկ ջրածնով լցված II ամոնից գոլորշիացած ջրածնի հոսքի պական հոսանքի միջոցով: Երկու հոսանքները Օ կետում միանալով միասին մտնում են III գալարապտույտ խողովակը, որը անցնում է հեղուկ ջրածնով լցված II ամանի միջով և ընդունում է նրա ջերմաստիճանը (14,5 K): Անցնելով այդ ամանի միջով, հեղուկը մտնում է IV ջերմափոխանակիչը, որտեղ նա լրացուցիչ կերպով սառում է ընդունարանից գոլորշիացած հեղուկում մինչև 5,8 K: Այս ջերմաստիճանում հեղուկը գրոսկման է ենթարկվում V փականի միջով և հեղուկանում է:

Ամբողջ սարքը տեղավորվում է վակուումային շապիկի մեջ, որը ապահովում է ջերմալին մեկուսացումը:

Սարքի տարրեր մասերի ջերմաստիճանների համար վերը բերված թվերը, իհարկե, վերաբերում են աշխատանքի կալոնացված վիճակին: Մեքենայի աշխատանքի սկզբում հեղուկի ջերմաստիճանը գրոսկումից առաջ ավելի բարձր է, քան 5,8 K (բայց իհարկե ոչ բարձր 14,5 K-ից), քանի որ այդ ժամանակ ընդունարանում գեոեո հեղուկ հեղում չկա: Մեքենայի արտադրողականութունը մոտափորայեո հավասար է 10 և հեղուկ հեղուկի մեկ ժամում, որը իհարկե համեմատաբար շատ մեծ թիվ է:

§ 5. Գազերի հեղուկացումը դետաեդերներում ադիաբատ ընդարձակման եղանակով (Կլոդի եղանակ)

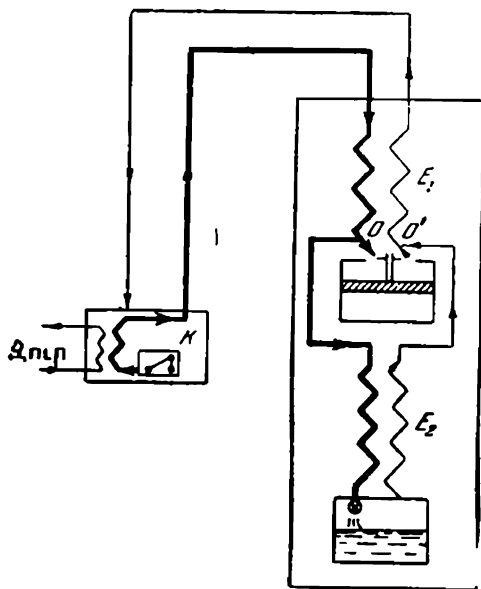
Ինչպես տեսանք, դետաեդերների օգտագործումը, որոնցում գազը սառնցվում է ադիաբատ ընդարձակման ժամանակ արտաքին աշխատանք կատարելով, բարձրացնում է հեղուկացնող մեքենաների էֆեկտիվությունը: Բացի դրանից հեղուկը հեղուկացնող մեքենաներում, օգտագործելով ընդարձակումը դետաեդերներում, հնարավորութուն է ստեղծվում հրաժարվել գազի նախնական սառնցումից հեղուկ ջրածնի միջոցով, մի նյութ, որը հեշտությամը յոճկվում է և պայթուցիկ է: Այս երկու պատճառները հանգեցրին դետաեդերային մեքենաների լայն օգտագործմանը:

Առաջին անգամ ալյուպիսի մեքենա օդի հեղուկացման համար պատրաստեց Կլոդը (1902 թ.): Մեքենայի սխեման տրված է 8.6 նկարում:

Գազը K կոմպրեսորում ենթարկվում է իզոթերմ սեղմման, որտեղից նա մտնում է E₁ ջերմափոխանակչի մեջ: Այստեղ նա (Օ կետում)

բաժանվում է երկու հոսանքի: Առաջինը E_2 ջերմափոխանակչի միջով գնում է գեպի գրոսելային փականը, ենթարկվում է գրոսելման և ի հաշիվ Ջոուլ-Թոմսոնի էֆեկտի սառում է. երկրորդ հոսանքը (նա կազմում է գազի 80%) մտնում է գետանդերի մեջ, ընդարձակվում է՝ կատարելով աշխատանք, և այդ պատճառով սառում է: Դեռանդերից սառած գազը վերադառնում է E_1 ջերմափոխանակչի մեջ. սառեցնելով սեղմված գազի հանդիպական հերթական բաժինը: Օ՝ կետում նրան միանում է նաև ախն գազը, որը սառել էր գրոսելման հետևանքով: Մինչ այդ նա անցնելով E_2 ջերմափոխանակչով սառեցրել է նաև հանդիպական գազի հոսանքը:

Քերված հակիրճ նկարազրույթից երևում է, որ սառեցումը դետանդերում օգտագործվում է գրոսելումից առաջ նախնական սառեցման համար:



Նկ. 8.6:

Կլոդի առաջին մեքենայում դետանդերը հանդիսանում էր մխոցավոր մեքենա: Նրա մեջ սեղմված գազի կատարած աշխատանքը կարելի է օգտագործել կոմպրեսորի աշխատանքը թեթևացնելու համար, մեքենան ստիպողաբար յուղելու համար և այլն:

Կլոդի (օդը հեղուկացնող) մեքենայի համար բնորոշ պայմանները մոտավորապես հետևյալն են. ճնշումը K կոմպրեսորի ելքի վրա՝ 40 մթն, ջերմաստիճանը դետանդերի մուտքի մոտ (այսինքն՝ ջերմափոխանակչում սառելուց հետո) $200^\circ K$, ջերմաստիճանը դետանդերում ընդարձակվելուց հետո՝ $110^\circ K$ 1 մթն ճնշման տակ:

Օդի հեղուկացման համար գոյություն ունեն Կլոդի մեքենայի տիպի տարրեր կառուցվածքի շատ մեքենաներ: Ամենահետաքրքրականներից մեկը հանդիսանում է Պ. Լ. Կապիցայի մեքենան, որի մեջ մխոցային դետանդերը փոխարինված է տուրբինով (տուրբոդետանդեր): Այս մեքենայի մյուս առանձնահատկությունը՝ դետանդեր մտնող գազի ցածր ճնշումն է: Նա հավասար է ընդամենը 6,5 մթն: Բացի դրանից այստեղ ամբողջ գազը (և ոչ թե 80%-ը, ինչպես Կլոդի մեքենայում)

անցնում է գետանցներով: Պագր տարրուղեառններում ընդարձակվելու հետևանքով ստաում է մինչև 86 Վ և հեղուկացնում է գազի ուն մասը, որը չի անցել գետանցներով: Ստացված հեղուկը գտնվում է բարձր ճնշման տակ և համապատասխան փակմամբ պրոսեկվում է գեպի ավելի ցածր ճնշումը:

Գետանցներնրում (բացատապես միտցալին) տեղի ունեցող ընդարձակումը օգտագործվում է նաև ջրածինը և հելիումը հեղուկացնող մեքենաներում: Հելիումը հեղուկացնող առաջին գետանցներովն մեքենան նույնպես կառուցվել է Պ. Լ. Կապիցայի կողմից (1934 թ.): Հաշված էր նրանում հելիումի նախնական ստեղծումը կատարել ոչ թե հեղուկ ջրածնով, այլ հեղուկ ազոտով: Ստեղծման պակասը լրացվում էր գետանցներում տեղի ունեցող ընդարձակումով: Իսկ գազի հեղուկացումը կատարվում էր պրոսեկումով:

Հելիումը հեղուկացնող մեքենաներում գետանցներնրի օգտագործումը դժվարացնում է մեքենան յուղելու խնդիրը, քանի որ այն ցածր ջերմաստիճաններում, որոնք առաջանում են նման մեքենաներում, բոլոր քսանյութերը պնդանում են: Պ. Լ. Կապիցայի գետանցներում քսանյութը ինքը հելիումն է, որի համար միտցի և գլանի միջև թողնվում է մոտ 0,05 մմ արանք: Հետագայում Կոլլինզը (1947 թ.) կատարելագործելով Պ. Լ. Կապիցայի գետանցները, հելիումի հեղուկացման համար կառուցեց գետանցներովն մեքենա (Կոլլինզի գետանցներում արանքը 10 միկրոնից չի անցնում): Կոլլինզի մեքենան ունի երկաստիճան գետանցեր և կարող է աշխատել առանց հելիումի նախնական սառեցման: Մեքենայի արապրոդականությունը համեմատաբար մեծ է՝ մինչև 10 կժամ, իսկ հեղուկ ազոտով կատարվող նախնական սառեցման դեպքում մինչև 30 կժամ:

§ 6. Հեղուկացված գազերի մի քանի հատկություններ

Հեղուկացված գազերը՝ ազոտը, թթվածինը, ջրածինը և հելիումը հնարավորություն են առաջի ստանալ ցածր ջերմաստիճաններ՝ մթնոլորտային ճնշման տակ այդ գազերի եռման ջերմաստիճանից մինչև նրանց պնդացման ջերմաստիճանն ընկած միջակայքում. ընդ որում պնդացման ջերմաստիճանին կարելի է հասնել անընդհատ հետաքննելով նրանց վրաի գոլորշին (բացառությամբ է կադմում հելիումը, որը չի պնդանում ոչ մի սառեցման դեպքում): Պնդացած վիճակում այն գազերը չեն կարող ծառայել որպես սառեցման միջնորդներ (աղնոտներ), քանի որ շատ դժվար է այդ գազերի և սառեցիվող մարմիններն միջև ստեղծել հուսալի ջերմային կոնտակտ:

16) աղյուսակում բերված են տվյալներ, որոնք ցույց են տալիս, թե ջերմաստիճանները որ միջակայքերն են ստացվում այդ հեղուկացրած գազերի միջոցով: Նույն տեղում նրանց մասին բերված են մի շարք այլ տեղեկություններ:

Աղյուսակ 16

Հեղուկացրած մի քառք գազերի քեմիոդինամիկական պարամետրեր

	N ₂	O ₂	H ₂	He
կաման ջերմաստիճանը 1 մրև ճնշման տակ, K	77,32	90,12	20,39	4,21
Պնդացման ջերմաստիճանը, K	63,14	54,36	14,04	2,17
Դուրսի առաջացականությունը պրոպանի քիմիատիճանում, սև. ու. մմ	96,4	1,12	57,0	—
1 մրև ճնշման տակ, գ սմ ³	0,80	1,15	0,071	0,125
Դուրսի առաջացման քիմիատիճանում 1 մրև ճնշման տակ, կալ գ	17,6	50,8	106,5	—
Խտությունը պինդ վիճակում, գ սմ ³	1,026	1,425	0,080	—

16) աղյուսակից երևում է, որ հեղուկացրած գազերը հնարավորություն են ստեղծում անմիջապես ստանալ ցածր ջերմաստիճաններ հետևյալ միջակայքում:

63,14 77,32°K հեղուկ ազոտ,

54,36 90,19 K — հեղուկ թթվածին,

14,04 20,39 K հեղուկ ջրածին,

0,7 — 4,21 K հեղուկ հելիում:

Հեղուկացրած այս գազերի միջոցով կարող են ստացվել նաև ցանկացած միջանկյալ ջերմաստիճաններ, չնայած այդ պահանջում է կիրառել հատուկ երբեմն չափազանց բարդ, սարքավորումներ: Այն սարքավորումները, որոնք ծառայում են վերը նշված ջերմաստիճանային միջակայքերում, ինչպես նաև նրանցից դուրս գտնվող ջերմաստիճաններում ուսումնասիրություններ կատարելու համար, կոչվում են կրիոստատներ: Նրանք հնարավորություն են տալիս ոչ միայն ստանալ ցանկացած ջերմաստիճանը, այլև ուսումնասիրության ժամանակ պահպանել այն հաստատուն: Նրանք ջերմաստիճանը չափելու համար ունեն նաև այս կամ այն տեսակի ջերմաչափ:

Հելիումային ջերմաստիճանների միջակայքում ուսումնասիրություններ կատարելու համար օգտագործվող պարզագույն կրիոստատը ցույց է տրված 8.7 նկարում:

Նա բաղկացած է Դյուարի երկու իրար մեջ դրված, ներքին A և արտաքին B անոթներից: Նրանցից առաջինը լցվում է հեղուկ հելիում:

Լով. Երկրորդը՝ հեղուկ ապտտով: Աղտտային ուղղության շարժապատճառներն անհրաժեշտ է արտաքինից եկող ջերմությանը փոքրացնելու համար, որը հնարավորություն է տալիս գանգաղեցնել գոլորշիացումը և պահել Երկրորդը հեղուկ չլցված հեղուկ հեղիումի ճեմատություն ժամկետը: Ներքին անոթը փակվում է ժակտամաշին անվտանգ կապիչով (անվտանգությունը ապահովվում է ռետինե Ս օղակով, որը պարտում է կախարչը և անոթը): Կախարչի մեջ եղած Ն խողովակը մտնում է հեղիումի գոլորշիների դուրս հանելու համար, որը հնարավորություն է տալիս փոփոխել նրա ջերմաստիճանը: Գոլորշիների առաձգականությունը պահպանելով հոսոտատուն (կրիոստատից) դուրս գանձող հոսոտի հարմարանքի օգնությամբ, որը նկատում ցույց չի տրված), կարելի է պահպանել հոսոտատուն նաև հեղուկի ջերմաստիճանը: Մանրմետրը (նույնպես նկատում ցույց չի տրված), որը կրիոստատին է միացված Ս խողովակի միջոցով, չափում է գոլորշիների առաձգականությունը, իսկ ըստ այնմ դատում են հեղուկի ջերմաստիճանի մասին: Հեղուկ հեղիումի մեջ իջեցված փորձարկվող մարմինը ջերմության վատ հաղորդիչ նյութից պատրաստված և բարակ պատեր ունեցող խողովակներով ամրացված է կախարչին:



Նկ. 8.7.

§ 7. Գերցածր ջերմաստիճաններ

Այն տվյալները, որոնք բերված են 16 աղյուսակում ցույց են տալիս, որ հեղուկացված գազերը հնարավորություն են տալիս ստանալու ընդհուպ մինչև $4,21 \text{ K}$ (հեղուկ հելիում) ջերմաստիճաններ:

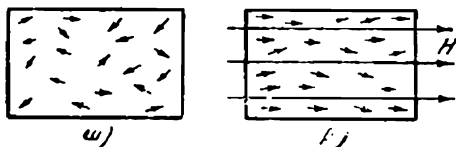
Եթե ստիպենք, որ հեղուկ հելիումը եռա ցածր ճնշման տակ (որի համար անհրաժեշտ է հեռացնել նրա վրա եղած գոլորշիները), ապա նրա ջերմաստիճանը կարելի է իջեցնել մոտավորապես մինչև 1 K : Այդ ձևով ստացված ստույգ ցածր ջերմաստիճանը հավասար է $0,69 \text{ K}$: Հեղուկ հելիումի ջերմաստիճանի հետագա իջեցումը նրա գոլորշիները դուրս քաշելու եղանակով, գործնականորեն անհնար է դառնում, քանի որ հելիումի գոլորշու առաձգականությունը ջերմաստիճանների այդ միջակայքում դառնում է շատ փոքր: Եթե $0,7^\circ \text{ K}$ ջերմաստիճանում հելիումի գոլորշիների առաձգականությունը հավասար է $2,2 \cdot 10^{-3}$ մմ սև. ս., ապա $0,5^\circ \text{ K}$ ջերմաստիճանում նա դառնում է հավասար $1,6 \cdot 10^{-5}$, իսկ $0,3 \text{ K}$ ջերմաստիճանում՝ $3,2 \cdot 10^{-10}$ մմ սև. ս.: Ի նկատի ունենալով, որ հեղուկ հելիումը չափազանց հեշտությամբ է գոլորշիանում (գոլորշիաց-

ման ջերմությունը 3.5 կալ գ, պարզ է, որ պոմպերը չեն «հառցնի» զուրա քաշել գոլորշիները մինչև այդ ստաիճանն հասնելը Ծնշումներ:

Այդ պատճառով ավելի հաճախ ջերմաստիճաններ ստանալու համար (որոնք անվանում են պեղյաժը) օգտագործում են այլ եղանակ՝ ալյուպես կոչված ստեղծման մազնիսական եղանակը: Այդ եղանակի էությունը հեշտ է հատկանալ թերմոպինամիկայի երկրորդ օրենքից:

Այս եղանակում սրպես ստեղծման միջոց օգտագործվում է նյութերի հատակ տեսակ՝ ալյուպես կոչված պարամագնիսական աղեր: Սրանք քիմիական բարդ միադաթյուններ են, որոնց օրինակ կարող է ծառայել $\text{Fe}(\text{SO}_4)_2(\text{NH}_4)_2\text{SO}_4 \cdot 24\text{H}_2\text{O}$ աղը (երկաթսամանիակային չիր): Այս նյութերը նշանավոր են ալն բանով, որ նրանց չարաքանչյուր մոլեկուլը օժտված է մագնիսական մոմենտով, այսինքն՝ պահում է իրեն որպես աղատ փոքրիկ հաստատուն մագնիս: Սովորական պայմաններում, ալսինքն՝ մագնիսական դաշտի բաղակալության պակքում, ալք միկրոսկոպիկ մագնիսները, ջերմալին շարժման հետևանքով, որին մասնակցում են աղի մոլեկուլները բաշխված են բոլորովին քառասալին ձևով (նկ. 8ա): Մագնիսական ալք անկանոնություն հետ ալնպես, ինչպես և ջերմալին անկանոնություն հետ, կապված է որոշակի էնտրոպիա:

Եթե պարամագնիսական նյութը տեղավորվի մագնիսական դաշտի մեջ, ապա մագնիսական մոմենտները մասամբ կշրջվեն դաշտի ուղղությամբ, ալնպես, որ նրանց դասավորություն մեջ կընկաավի որոշ կարգ (նկ. 8բ): Այդ պրոցեսը կոչվում է մագնիսացում: Նշանակում է մագնիսական



նկ. 8.8.

կան դաշտը պատճառ է դառնում անկանոնություն (մագնիսական) աստիճանի փոքրացման: Այդ պատճառով փոքրանում է հետև նրա հետ կապված էնտրոպիան:

Այժմ պատկերալենք, թե պարամագնիսական նյութի մագնիսացում է աղիարատ ալայմանկյում (հակադարձելի կերպով): Ինչպես գիտենք, ալք պակքում էնտրոպիան մնում է հաստատուն: Բալք քանի որ էնտրոպիալի մագնիսական մասը մագնիսացման ժամանակ փոքրանում է, ուստի էնտրոպիալի ջերմալին մասը համապատասխանաբար պետք է մեծանա, ալսինքն՝ պետք է բարձրանա ջերմաստիճանը: Լնդհակառակը, եթե նախապես մագնիսացված նմաշը աղիարատ կերպով մագնիսաթմաի արվի, ապա նա պետք է ոտտի, մագնիսաթմաի ման հետևանքով առաջացած մագնիսական անկանոնություն մեծացումը, և հետևապես նաև նրա հետ կապված էնտրոպիալի մեծացումը պետք է

փոխհատուցվի էնտրոպիայի ջերմաչին մասի փոքրացումով, որը և տեղի է ունենում սառեցման ժամանակ: Մագնիսական եղանակում, մագնիսաթափումը կատարում է նույն գերը, ինչ-որ գույների սառեցման ժամանակ կատարում է նրանց ընդարձակումը:

Մագնիսական սառեցման փորձը զբվում է այսպես. սկզբում հեղուկ հելիումի միջոցով պարամագնիսական աղը սառեցնում են մինչև հնարավոր ամենացածր ջերմաստիճանը: Այնուհետև չիախտելով աղի կոնտակտը հեղուկ հելիումի հետ, աչն մագնիսացնում են հնարավոր ամենաուժեղ մագնիսական դաշտում: Այդ պեպքում սոնջառվող ջերմաթվունը կլանվում է հեղուկ հելիումի կողմից, աչնպես որ մագնիսացումը կատարվում է իլոթերմ պալմոններում: Իրանից հետո աղը մեկուսացնում են հեղուկ հելիումից և աչն մագնիսաթափում են (աղիարատ կերպով), հոապնելով մագնիսական դաշտից: Դրա հետեանքով աղը սառչում է: Այս եղանակով հաջողվում է սառնույ սեկորդային, աստիճանի հարյուր հաղարերորդական մասով չուփույ ցածր ջերմաստիճաններ:

Այսպես սառեցված աղը օգտագործվում է աչլ հետազոտվող նյութերի սառեցման համար: Դոլութուն տնեն աղի և ոսումնասիրվող նմոշների մեջ ջերմաչին կոնտակտ ստեղծելու զոնաղան միջոցներ:

§ 8. Նյութի հատկությունները ցածր ջերմաստիճաններում

Ցածր ջերմաստիճաններում, երբ ջերմաչին շարժման ինտենսիվութունը թուլացած է, պետք է, իհարկե, նյութի հատկութունների էական փոփոխութուններ նկատվեն: Սակայն աղ փոփոխութունների քննարկման ժամանակ ամենից առաջ պետք է սահմանվի, թե որ ջերմաստիճանները պետք է համարվեն ցածր: Դժվար չէ տեսնել, որ տարբեր նյութերի նկատմամբ և աչլ նյութերի տարբեր հատկութունների համար «ցածր» պետք է համարվեն բոլորովին տարբեր ջերմաստիճաններ: Այսպես, օրինակ, եթե խոսքը վերաբերվում է հեղուկների հատկութուններին, ապա պարզ է, որ նրանց համար իմաստ չունի խոսել աչն ջերմաստիճանների մասին, որոնք ավելի ցածր են, քան նրանց պնդացման $T_{պ}$ ջերմաստիճանը (հեղուկ հելիումի բացառիկ դեպքի համար տես ոտորև): Ջրի համար, օրինակ, սենյակի ջերմաստիճանը կարող է համարվել չափապանց ցածր, քանի որ նրա հարաբերութունը $T_{պ}$ -ին քիչ է տարբերվում մեկից:

Այստեղ հնարավորութուն չկա քիչ թե շատ մանրամասն կերպով նկարագրելու նյութերի վարքը և բոլոր սառնանհատկութունները ցածր ջերմաստիճաններում: Այդ պատճառով սահմանափակվենք միայն որոշ,

ընդհանուր գիտողութիւններով ցածր ջերմաստիճանային երևույթների մասին և տարրեր տեսակի նյութերի հատկութիւնների մասին այդ պայմաններում:

Ամենացածր ջերմաստիճաններում, որոնք ստացւում են հեղուկ հելիումի միջոցով («հելիումային» ջերմաստիճաններ) և, առավել ևս, մագնիսական եղանակով, ջերմային շարժումները այն աստիճան թուլանում են, որ նրանք շատ «կարկուտ» մեծ գեր չեն խաղում: Դրա շնորհիվ կարծես թե բացահայտւում են ատոմների և մոլեկուլների միջև եղած այն բարդ փոխհարաբերութիւնները, որոնք պայմանավորւած են նրանց կառուցվածքով և որոնք ափսիս բարձր ջերմաստիճաններում ամբողջովին կամ մասամբ քողարկւում են ջերմային շարժումների ազդեցութեամբ: Ի՞նչ քանի որ ատոմները և մոլեկուլները բաղկացած են քվանտային մեխանիկայի օրենքներին ենթարկվող մասնիկներից, ապա բացարձակ պրոյին մոտ ջերմաստիճաններում քվանտային էֆեկտները դառնում են չափապանց նկատելի, իսկ մի քանի երևույթներ ունենում են մաքուր քվանտային բնույթ: Այդպիսի երևույթներից մեկի հետ մենք կծանոթանանք այս գլխի վերջում:

Պագերը ցածր ջերմաստիճաններում: Դագերը սովորական ջերմաստիճանների և ճնշումների դեպքում մեծ ճշտութեամբ կարող են համարվել իդեալական: Այդ նշանակում է, որ գազի մոլեկուլները իրենց պահում են այնպես, կարծես թե նրանք իրար հետ բոլորովին փոխադրեցութեան մեջ չեն գտնւում, և այդ պատճառով լուրջաքանչուր մոլեկուլի վերագրւում է միայն ջերմային շարժումների կինետիկ էներգիա:

Իրականում, սակայն, մասնիկների միջև միշտ էլ փոխազդեցութիւն գոյութիւն ունի, և գազի մոլեկուլները օտմոված են ոչ միայն կինետիկ, այլև փոխազդեցութեան ուժերով պայմանավորւած և նրանց փոխադարձ հեռավորութիւններից կախում ունեցող պոտենցիալ էներգիայով: Բայց բարձր ջերմաստիճանների դեպքում, երբ մոլեկուլների կինետիկ էներգիան մեծ է, պոտենցիալ էներգիան նրա հետ համեմատած կարելի է անտեսել և գազը համարել իդեալական: Իսկ ցածր ջերմաստիճաններում պոտենցիալ էներգիայի հարաբերական դերն աճում է, որը և առաջացնում է գազի հատկութիւնների շեղում իդեալականութիւնից:

Վան-դեր-Վալսի վերածված հավասարման վրա հիմնված համապատասխան վիճակների օրենքը՝

$$\left(\pi + \frac{3}{\omega^2} \right) \left(\omega - \frac{1}{3} \right) = \frac{8}{3} \epsilon,$$

հնարավորութիւն է տալիս իսկույն որոշել՝ սովալ ջերմաստիճանը հանդիսանում է արդիւք բարձր, թե ցածր այս կամ այն նյութի համար: Պարզ է, որ ցածր կհամարվեն այն ջերմաստիճանները, որոնց ժամա-

նակ $\epsilon = \frac{T}{T_4}$ մոտ է մեկին կամ փոքր է մեկից: Այսպես, որինակ, ջրի գոլորշիների համար ($T_4 = 647,1 \text{ K}$) սենյակի ջերմաստիճանը ($T = 290 \text{ K}$) շատ ցածր ջերմաստիճան է, որովհետև

$$\frac{T}{T_4} = \frac{290}{647,1} = 0,45:$$

Սենյակի ջերմաստիճանը կարելի է համարել ցածր նաև քսենոնի համար ($T_4 = 289,1^\circ \text{ K}$).

$$\frac{T}{T_4} = \frac{290}{289,1} \approx 1:$$

Բայց թթվածնի համար ($T_4 = 154,2 \text{ K}$) սենյակի ջերմաստիճանը պետք է արդեն համարվի բարձր, քանի որ ϵ -ն զգալի կերպով մեծ է մեկից.

$$\frac{T}{T_4} = \frac{290}{154,2} = 1,88:$$

Դապի մոլեկուլների փոխազդեցության ուժերի բարդությունը հանդիմ է ալն բանին, որ ցածր ջերմաստիճաններում Վան-դեր-Վաալսի հավասարումը դառնում է ոչ բավարար չափով ճշգրիտ: Ինչպես արդեն նշվեց V գլխում, կրիտիկականին մոտ ϵ նրանից ցածր ջերմաստիճաններում փորձի հետ ամենից լավ համընկնում է վիճակի հավասարումը արված հետևյալ շարքի ձևով (1 մոլի համար)

$$P = \frac{RT}{V} \left(1 - \frac{B}{V} + \frac{C}{V^2} + \dots \right) \quad (8.7)$$

որտեղ փոխազդեցության ուժերը իրենց արտահայտությունն են դառնում ջերմաստիճանից կախում ունեցող B, C և այլ վիրիալ գործակիցներում:

Շարքի առաջին անդամը համապատասխանում է փոխազդեցության ուժերի բացակայությանը, եթե սահմանափակվենք այդ անդամով, ապա ինչպես երևում է (8.7) հավասարումից, մենք կստանանք իդեալական գազի վիճակի հավասարումը: Երկրորդ վիրիալ B գործակիցը արտահայտում է ալնիկի փոխազդեցություններ, որոնց մեջ մասնակցում են երկու իրար մոտեցող մոլեկուլներ (զույգ փոխազդեցություն), երրորդը՝ հաշվի է առնում ալն փոխազդեցությունները, որոնք կապված են երեք մասնիկների միաժամանակ իրար մոտենալուն և ալն:

Եթե դապի ճնշումը շատ մեծ չէ, ապա դեր է խաղում միայն շարքի երկրորդ անդամը, ալսինքն՝ երկրորդ վիրիալ գործակիցը, քանի որ երեք (առավել ևս չորս և ավելի) մասնիկների հանդիպման (բախման)

հավանականությունը կարող է զգալի գտնալ միայն գաղի մեծ խտությունների դեպքում:

Երկրորդ վերիայ գործակցի ճշգրիտ հաշվումը կարող է կատարվել միայն հաշվի տոնելով ստոմի կառուցվածքը և քվանտային օրենքները:

Ինչպես արդեն նշվեց վերը (տես զլ. V), որոշակի մոտավորությունների դեպքում (8.7) համաստրումը վեր է ածվում Վան-Վեր-Վաուլսի համաստրմանը:

Ամենացածր ջերմաստիճաններում միայն եզրու նյութ՝ ջրածինը և հելիումը, տեղեկություն զգալի ճնշում կարող են պահպանել զուգային վիճակում: Մյուս բոլոր գազերը համեմատաբար շատ ավելի բարձր ջերմաստիճաններում պնդանում են, իսկ նրանց գոլորշիների առաձգականությունը գտնում է աննշան: Սակայն երկու, «ցածր ջերմաստիճանային» զգալի հաշանարեքում են քվանտային նկատելի էֆեկտներ: Որոշ արտահայտվելով, պետք է տեսլ, որ ջրածնի և հելիումի կրիտիկական ցածր ջերմաստիճաններն ինքնին բացատրվում են քվանտային էֆեկտներով:

Հեղուկները ցածր ջերմաստիճաններում: Հեղուկ վիճակի գոյություն տիրույթը բարձր ջերմաստիճանների կողմից սահմանափակված է կրիտիկական կետով, իսկ ցածր ջերմաստիճանների կողմից՝ պնդացման կետով (վերջինս կախում ունի ճնշումից, տես հաջորդ զլուխը): Հեղուկի հատկությունների փոփոխությունը ցածր ջերմաստիճաններում (պնդացման մոտ կետում) հանդիմ է մոակերելովային լարման գործակցի աճին և ներքին շփման գործակցի խիստ մեծացմանը: Մի շարք նյութերի մոտ մածուցիկության աճը հանդիմ է նախնակ այն բանին, որ հեղուկը ձևով է բերում պինդ նյութի որոշ հատկանիշներ և ամենից առաջ բնագնախություն պահպանելու ոչ միայն ծավալը, ալլի ձևը:

Ինչպես արդեն նշվեց վերը, ամենացածր ջերմաստիճաններում դիտվում են մի քանի բնորոշ քվանտային երևույթներ, որոնք չի կարելի համարել նյութի հատկությունների աստիճանական փոփոխման արդյունք ջերմաստիճանի իջնցման հետևանքով: Այդ երևույթները ի հայտ են գալիս թոփչքային ձևով, միանգամայն որոշակի ջերմաստիճանում և չունեն անալոգների բարձր ջերմաստիճաններում: Մենք ի նկատի ունենք գերհոդորդականության և գերհոսունություն երևույթները: Դրանցից առաջինը վերաբերում է մետաղներում թոփչքային ձևով էլեկտրական դիմադրության անհետացմանը և դիտվում է բավականին մեծ թվով մաքուր մետաղների և համաձուլվածքների մեջ: Երկրորդը վերաբերում է բնության մեջ մեկ եզակի նյութի՝ հեղուկ հելիումին:

Հաջորդ պարագրաֆում մենք կպատմենք հեղուկ հելիումի ալլ արտասովոր հատկության և նրա հետ կապված երևույթների մասին:

§ 9. Հեղուկ հեղիում

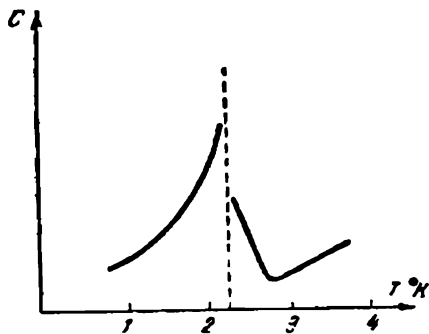
Հեղուկ հելիումը ամենից ատաճ նշանավոր է նրանով, որ նա բնության ամենատաք հեղուկն է։ Սովորական հելիումը (He^0) բաղկացած է 4-ի հալոստար ատոմական կշիռ ունեցող ատոմներից և ունի 5,25 կրիտիկական ջերմաստիճան։ Ուստի հեղուկ վիճակում նա կարող է գոյություն ունենալ միայն ուղի ջերմաստիճանից ցածր ջերմաստիճաններում։ 1 մրն ճնշման տակ նա եռում է 4,21 ջերմաստիճանում։ Ավելի ցածր կրիտիկական ջերմաստիճան ունի հելիումի հալվադեպ մի բոտոսպր, որի ատոմական կշիռը հալասար է 3 (He^3)։ Այդ ջերմաստիճանը հալասար է 3,35 K, իսկ իր գոլորշիների 1 մրն ճնշման տակ հեղուկ He^3 -ը եռում է 3,195 K ջերմաստիճանում։

Մշտաբեր նյութերը համեմատաբար ավելի բարձր ջերմաստիճաններում արդեն անցնում են պինդ վիճակի։ Իսկ հեղուկ հելիումը չի պնդանում նաև բացարձակ զրոյին մոտ ջերմաստիճաններում, և բոլոր նշաններից երևում է, որ նաև բացարձակ զրոյում հելիումի նորմալ վիճակը հեղուկ վիճակն է։ Բայց այդ չի նշանակում, որ հելիումը ընդհանրապես չի կարող դառնալ պինդ վիճակում։ Պինդ վիճակի նա կարող է բերվել միայն մեծ ճնշման տակ, և այնքան ավելի մեծ, որքան ավելի բարձր է ջերմաստիճանը։ Նույնիսկ բացարձակ զրո աստիճանում հելիումի բյուրեղացման համար կուանցվել 25,27 մթն ճնշում։

Հեղուկ հելիումի ամենակարևոր առանձնահատկությունը նրա երկու մոդիֆիկացիաների գոլությունն է, որոնք անցնում են մեկից մյուսին 2,186°K ջերմաստիճանում (այդ ջերմաստիճանում անցումը կատարվում է գոլորշիների մեկ միջնորտ ճնշման տակ։ Բարձր ճնշման դեպքում անցման ջերմաստիճանը ավելի ցածր է)։ Այդ երկու մոդիֆիկացիաները կոչվում են HeI և HeII ։ HeI HeII անցման կետը սովորաբար կոչվում է λ կետ։ Այդ անունը ստացվել է հեղուկ հելիումի ջերմունակության ջերմաստիճանային կախման կորի ձևից, որը հիշեցնում է λ տառը (նկ. 8,9)։ Ջերմունակության թռիչքը անցման կետում այդ անցման կարևոր հատկանիշն է, որը նրան տարբերում է այնպիսի փոխակերպումներից, ինչպիսիք են, օրինակ, գոլորշիացումը կամ հալումը, որոնք չեն ուղեկցվում ջերմունակության թռիչքով, բայց որոնց ժամանակ անջատվում է թաքնված ջերմությունը (տես գլ. IX)։ HeI -ի անցումը HeII -ի տեղի է ունենում առանց թաքնված ջերմության անջատման կամ կլանման։

Հեղուկ HeI -ը, այսինքն՝ հեղուկ հելիումը λ կետից վեր օժտված է հեղուկացրած գազերին հատուկ նորմալ հատկություններով, եթե հաշվի չառնենք նրա շատ ցածր ջերմաստիճանը։ Արտաքինից դա անգույն

հեղուկ է, որը բառն կերպով ետում է անջատելով տառա պղպջավորներ: Հեղուկ հելիումի խտությունը մոտ $0,12 \text{ գ սմ}^3$ է: Մինչդեռ հելիումի ցածր ջերմաստիճանային մոդիֆիկացիան՝ HeII-ը, իր հատկություններով խիստ տարբերվում է ինչպես HeI-ից, այնպես էլ բնության մեջ եղած բոլոր մնացած հեղուկներից: Նույնիսկ արտաբնական HeII-ը խիստ տարբերվում է HeI-ից նրանով, որ ջերմաստիճանը λ կետից իջնելուց անմիջապես հետո դադարում է բառն ետումը և պղպջակների առաջացումը: Այդ երևույթի պատճառների մասին կապի ստորև:



Նկ. 8.9:

Հեղուկ հելիում II: Գերհոսունություն: Հեղուկ հելիում II-ի ամենապարամանալի հատկությունը գերհոսունությունն է: Այդ հատկությունը, որով օժտված չէ ոչ մի այլ

նյութ (չբացառելով նաև հելիումի լեկթև իզոտոպը), այն է, որ հեղուկ հելիում II-ը նեղ մազական խողովակներով, ճեղքերով և նման տեղերով հոսելիս, չի ենթարկվում ոչ մի շփման: Հեղուկ հելիում II-ի հոսանքը այնպես է ընթանում, որ կարծես թե նրա մածուցիկությունը հավասար է զրոյի (η , է. Կապիցա, 1940 թ.):

Ինչպես հայտնի է, մածուցիկությունը կամ ներքին շփումը կապված է շարժման քանակի (իմպուլսի) փոխադրման հետ շարժվող հեղուկի կամ գազի մի շերտից մյուսին: Այդ պրոցեսը տեղի է ունենում ջերմալիկ շարժում կատարող մոլեկուլների բախումների ժամանակ, երբ ամբողջ հեղուկը կամ գազը որպես մի ամբողջություն կատարում է կարգավորված շարժում:

Հեղուկ HeI-ը, ինչպես և ամեն մի այլ հեղուկ, օժտված է մածուցիկությամբ, չնայած շատ փոքր, ոչ ավելի, քան դադալին հելիումինը (մոտավորապես $2 \cdot 10^{-5}$ պուազ): HeI-ի հոսանքը տեղի է ունենում նույն ձևով, ինչ որ սովորական հեղուկների հոսանքը:

Սակայն λ կետից անցնելու ժամանակ հելիումի մածուցիկությունը հանկարծակի փոքրանում է առնվազն միլիոն անգամ և դառնում 10^{-11} պուազից փոքր, այսինքն՝ դործնականում հավասար զրոյի (Նիշեյնենք, որ ջրի մածուցիկությունը հավասար է 10^{-2} պուազի): Այդ նշանակում է, որ հեղուկ HeII-ը կարող է ազատ կերպով հոսել ամենանեղ մազական խողովակներով, ճեղքերով և անցքերով, որոնք անթափանցելի են նույնիսկ գազի համար: Հեղուկ HeII-ի հոսանքը հատկապես ամենանեղ մազական խողովակներում բնութագրվում է այնպիսի օրինաչափու-

թրանսներով, որոնք արմատապես տարբերվում են սովորական հեղուկների հոսանքի օրինաչափություններից:

Ինչպես նախանի է, սովորական հեղուկների հոսանքի արագությունը որոշվում է Պասալեյի հավասարումով՝

$$V = \frac{\pi r^4 \Delta p}{8 \eta l},$$

որտեղ V -ն մեկ վայրկյանում խողովակի կտրվածքով դուրս հոսող հեղուկի ընթացքն է, Δp -ն՝ ճնշման անկումը, l -ը և r -ը՝ խողովակի երկարությունը և շառավիղը, η -ն՝ հեղուկի մածուցիկության գործակիցը: Հոսանքի արագությունը, հետևապես, ավելի մածուցիկության դեպքում անոթ է Δp -ի անման հետ և փոքրանում է l -ի մեծացման հետ:

Միջին հեղուկ Hell-ի հոսանքի արագությունը նեղ մազական խողովակներում (10^{-3} — 10^{-5} սմ) ճնշումների տարբերությունից և մազական խողովակի երկարությունից ընդհանրապես կախում չունի, իսկ մազական խողովակի արամագծի մեծացումից արագությունը ոչ թե մեծանում, այլ փոքրանում է: Հենց այդ էլ ցույց է տալիս, որ Hell-ի շարժումը ալգայիսի մազական խողովակներում բոլորովին ոչ մածուցիկ է: Սակայն գոյություն ունի հոսանքի որոշակի արագություն, այսպես կոչված կրիտիկական արագություն, որից ավելի բարձր արագությունների դեպքում սկսում են գործել շփման ուժերը, և շարժումը դառնում է մածուցիկ: Կրիտիկական արագության մեծությունը անոթ է ջերմաստիճանի իջնջման հետ և միայն ամենացածր ջերմաստիճաններում դառնում է հաստատուն մեծություն:

Լայն մազական խողովակներում (հեղուկ Hell-ի համար «լայն» են 10^{-3} սմ-ից լայն խողովակները) հեղուկ Hell-ի հոսանքը անդի է ունենում մի քիչ այլ ձևով: Այստեղ չկա որոշակի կրիտիկական արագություն, որից ավելի բարձրի դեպքում հանդես են գալիս շփման ուժերը: Լայն մազական խողովակներում հոսանքի արագությունը համեմատական է ճնշման տարբերությանը: Այդ նշանակում է, որ եթե նեղ մազական խողովակներում ընդհուպ մինչև կրիտիկական արագությունը շփման ուժերը բոլորովին բացակայում են, ապա լայններում ալգայիսի ուժերը համարյա բոլոր արագությունների ժամանակ գոյություն ունեն, բայց նրանք բավականաչափ փոքր են, որպեսզի չխանգարեն արագության աճին, երբ մեծանում է ճնշումների տարբերությունը: Հետևապես, լայն մազական խողովակներում գոյություն չունի Hell-ի բոլորովին ոչ մածուցիկ հոսանք: Սակայն այստեղ ևս հոսանքի օրինաչափությունները խիստ տարբերվում են սովորական օրինաչափություններից:

Hell-ի մեջ դիտվող գերհոսունության զարմանալի հասկությունը հնարավոր չէ բացատրել նյութի հեղուկ վիճակի սովորական պատկեր-

բաղադրանքով: Չէ՛ որ ալյուպիսի պատկերացումները վերաբերվում են սովորական մոլեկուլային սխեմաներին, որոնցում ջերմային շարժումները շատ մեծ դեր են խաղում: Հեղուկ հեղիումը սակայն գոյություն ունի միայն ամենացածր ջերմաստիճաններում երբ ջերմային շարժումների էներգիան շատ փոքրանում է: Զարմանալի չէ, որ ալյուպիսի պայմաններում կարող են առաջանալ ալնպիսի երևույթներ, որոնք չեն դիտվում ավելի բարձր ջերմաստիճաններում: Գերհոսոնություն հասկալով, ինչպես և բաղադրված գրգռված մաս ջերմաստիճաններում բնթագույ թույր մշտ երևույթները յվանաալին էֆեկտ են, ալսինքն՝ մի երևույթ, որը կարելի է բաղադրել միայն քվանտալին մեխանիկալով: Ալյուպիսի բաղադրությունը ավել է Լ. Դ. Լանդաուն, 1941 թվին:

Լ. Դ. Լանդաուն տեսությունը էությունը հետևյալն է:

Հեղուկ հեղիումը, ինչպես և չորաքանչյուր ալլ նյութ, բաղադրված գրգռված գտնվում է ալնպիսի վիճակում, որի ժամանակ նրա աստիճանների էներգիան (և խաղալը) չի կարող փոփոխվել: Ալդ պատճառով որեւէ ալլ մարմնի, օրինակ, մոդուլներին պատերի նկատմամբ հարաբերական շարժման ժամանակ (կամ որ միևնույնն է մարմնի շարժման ժամանակ հեղուկի նկատմամբ) հեղուկը չի կարող մեծացնել իր խաղալը կամ էներգիան (գրգռվել), եթե ալդ հարաբերական շարժման արագությունը փոքր է որոշ կրիտիկական արժեքից: Պարզ է, որ ալն հեղուկը, որի մասնիկները չեն կարող իմպուլս փոխանակել ալլ աստիճանների հետ, օժտված չէ մոծուցիկությամբ և գերհոսուն է:

Բաղադրված գրգռից տարրեր ջերմաստիճաններում հեղուկ հեղիումը գրգռվում է, բալց ալդ ընթանում է ալնպես, որ կարծեք թե գրգռվում է հեղուկի միայն մի մասը: Մնացած մասը մնում է չգրգռված, ալսինքն՝ մնում է ալնպիսի վիճակում, ինչպիսի վիճակում կլինել բաղադրված գրգռի ժամանակ: Ալապիտով, բաղադրված գրգռից բարձր և չ. կետից ցածր թույր ջերմաստիճաններում հեղուկ հեղիումը կարծեք հանդիսանում է երկու՝ գրգռված և չգրգռված կոմպոնենտների իսաունորդ: Առաջինը օժտված է մոծուցիկությամբ, իսկ երկրորդը՝ ոչ: Կոմպոնենտներից չորաքանչյուրը օժտված է իր խաղալով, սակայն փորձի ընթացքում չափվում է, իհարկե, հեղուկի լրիվ խաղալունը: Եթե նորմալ կոմպոնենտի խաղալունը նշանակվի ρ_n -ով, գերհոսունինը՝ ρ_s -ով, իսկ դոմար խաղալունը՝ ρ -ով, ապա իմանալով ρ -ի և բաղադրիչներից մեկի՝ ρ_n -ի կամ ρ_s -ի ջերմաստիճանային կախումը, կարելի է որոշել և ալդ վերջինները:

Ինչպես պարզվում է, կարելի է փորձնական ճանապարհով որոշել

$\frac{\rho_n}{\rho} = f(T)$ հարաբերությունը: Ուստի (գիտենալով ρ և $\frac{\rho_n}{\rho}$) կարելի է հաշվել նաև ρ_n -ի և ρ_s -ի արժեքները: Ակնհայտ է, որ 0°K -ից մինչև λ

կետր ջերմաստիճանի փոփոխությունն մասնական Բ-ի արժեքը փոփոխվում է զրոյից մինչև 9, իսկ Բ-ինը 9-ից մինչև զրո. բացարձակ զրոյի ժամանակ ամբողջ հիդրոլը գերհոսուն է. իսկ Ն կետից բարձր նա ամբողջությամբ նորմալ է. մածուցիկ: Այս տեսակետից Hel Hell անցումը կախնում է նրանում, որ նորմալ հեղուկ հեղիամի մեջ հանդես է գալիս գերհոսուն կոմպոնենտը, որի քանակը ջերմաստիճանի հետագա անկմանը պայմանավորված է մեծանում է: Այսպիսով, հեղուկ հեղիամի մի նյութ է, որը փաստորեն կարող է գոյություն ունենալ բացարձակ զրոյի պայմաններում (որը, ինչպես գիտենք, անհասանելի է): Իսկ ընտելացնում է միակ ալգայիսի նյութն է:

Հեղուկ Hell-ի վերը նկարագրված պատկերը հնարավորություն է տալիս հասկանալ այդ հեղուկի այն առանձնահատկությունները մազանոթներում հոսելիս, որոնց մասին խոսվեց վերևում:

Իրոք, հեղուկ հեղիամի հոսքը մոպանոթներում իրականանում է, իհարկե, հեղուկի երկու կոմպոնենտների մասնակցությամբ: Բայց նորմալ կոմպոնենտը այդ պրոցեսի ժամանակ ենթարկվում է շփման ուժի ազդեցությանը, իսկ գերհոսուն կոմպոնենտի վրա ալգայիսի ուժ չի ազդում: Որքան ավելի նեղ է մազական անոթը, այնքան հոսանքում ավելի փոքր է նորմալ կոմպոնենտի մասնակցությունը, որը ալգայիսի մազական անոթներում կրում է ամենամեծ շփումը: Նեղ մազանոթներում փաստորեն նորմալ կոմպոնենտը հոսանքի մեջ մասնակցել չի կարող և հոսանքը ստացվում է ոչ մածուցիկ: Իսկ լայն մոպանոթներում նորմալ կոմպոնենտի դերը ավելի զգալի է և լրիվ ոչ մածուցիկ հոսանք ալյես գիտվել չի կարող: Սակայն, գերհոսուն կոմպոնենտի ներկայության շնորհիվ հիդրոլինամիկայի սովորական օրենքները այնուամենայնիվ այս դեպքում ևս սեղի չեն տնենում:

Բարակ թաղանթները հեղուկ հեղիում II-ում: Հեղուկ հեղիամի նկարագրված գերհոսունության հատկության հետ սերտ կապված է մի այլ երևույթ՝ հեղուկ Hell-ի բարակ, շարժան թաղանթի ատոջացումը նրա հետ շփվող շարժանչյուր պինդ մարմնի մակերևույթի վրա:

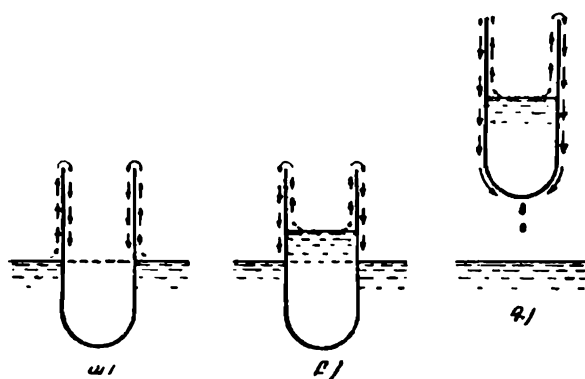
Այս երևույթի էությունը այն է, որ երբ որևէ մարմին մատամբ խորատուգված է հեղուկ Hell-ի մեջ, ըստ որում մարմնի վերին մասը ունի ավելի բարձր ջերմաստիճան, քան հեղուկը, ապա հեղուկի մի բարակ թաղանթ մարմնի չխորատուգված մասի վրայով սկսում է բարձրանալ մինչև մարմնի մակերևույթի այն մասը, որտեղ ջերմաստիճանը բարձր է Ն կետից: Այստեղ թաղանթի մեծ մասը գոլորշիանում է: Հասկանալի է, որ նման թաղանթ ատոջանում է նաև Hell պարունակող անոթի պատերին, հեղուկի մակարդակից բարձր: Նշենք, որ այդ թաղանթը մեծացնում է այն մակերևույթը, որից կատարվում է հեղուկ հեղիամի գոլորշիացումը և դժվարացնում նրա գոլորշիների հեռացնելը:

Ինչպես արդեն նշվել է, հեղուկ հեղիումի թաղանթը շարժուն է և շարժվում է դեպի ավելի բարձր ջերմաստիճանի կողմը: Իսկ եթե մարմնի մակերևույթը իր բոլոր մասերում ունի միևնույն ջերմաստիճանը (1. Կետից պած), ապա մարմնի չիրաասողված մասը ծածկվում է առհարժ թաղանթով:

Որպես Hell-ի թաղանթի տաջացման և շարժման հետաքրքրական օրինակներ կարող են ծառայել 8.10 նկարում սխեմատիկ կերպով պատկերված փորձերը:

Եթե հեղուկ Hell-ի մեջ խորասուզվի գառարկ փորձանոթ՝ ալնպես, ինչպես արդ ցույց է տրված 8.10ա նկարում, ապա փորձանոթի արտաքին մակերևույթի վրա առաջանում է հեղուկի թաղանթ: Այդ թաղանթը պատի վրայով շարժվելով դեպի վեր, մտնում է փորձանոթի ներսը և վերջնիկերջո հեղուկը լցնում է փորձանոթը, ալնպես որ հեղուկի մակարդակները փորձանոթի ներսում և ալն ամանում, որի մեջ նա խորասուզված է, հավասարվում են:

Ընդհակառակը, եթե ամանի մեջ խորասուզված փորձանոթում հեղուկ հեղիումի մակարդակը ավելի բարձր է, քան ամանի՝ իր մեջ, ապա հեղուկ հեղիումը, շարժվելով փորձանոթի ներքին պատին առաջացած թաղանթի վրայով դուրս է հոսում փորձանոթից ալնքան ժամանակը մինչև որ հեղուկի մակարդակները փորձանոթում և նրանից դուրս հավասարվում են (նկ. 8.10բ):



Նկ. 8.10.

Վերջապես, եթե հեղուկ հեղիումով լցված փորձանոթը կախվի ամանի մեջ լցված հեղուկի մակերևույթի վերևում (նկ. 8.10գ), ապա թաղանթի շնորհիվ, հեղիումը կտեղափոխվի փորձանոթի պատերով և կաթիլներով կհոսի ամանի մեջ, ալնքան ժամանակ մինչև որ ամբողջ հեղիումը դուրս կհոսի փորձանոթից: Հետևաբար, թաղանթի դոլումբլան

պատճառով հեղուկ հեղիումը չի կարող պահվել բաց անոթի մեջ. որի բոլոր մասերը պահվում են ի կետից ցածր ջերմաստիճանում:

Ինչպես ցույց են տվել չափումները, թաղանթի հաստությունը մոտավորապես հավասար է $2 \cdot 10^{-6}$ սմ, այսինքն՝ համասար է ատոմական մոտ 100 շերտի հաստության (Ս. Կիկոին և Բ. Լադարև, 1939 թ.):

Հետաքրքրական է, որ հեղուկ HeII-ի թաղանթի վրայով հոսելու արագության կախումը ջերմաստիճանից ունի նույն տեսքը, ինչ որ հոսանքի արագության համար նեղ մազանոթներում: Այնպես, ինչպես և վերջինիս համար թաղանթի մեջ շարժման արագությունը կախում չունի բարձրությունների տարբերությունից: Վերջապես, ինչպես նեղ մազանոթներում հոսելու մամանակ, թաղանթի վրայով շարժվելու համար ևս զոյություն ունի որոշակի կրիտիկական արագություն, որից ավելի մեծ արագության դեպքում հոսանքը զադարում է ոչ մաժուցիկ լինելուց: Այս բոլորը թույլ է տալիս հեղուկ հեղիումի հոսանքը նեղ մազանոթներում գիտել որպես ոչ ժալալալին, քանի որ նա հիմնականում կատարվում է պատին կից շերտում և հենց այդ հոսանքն է, որը իրականանում է հեղուկ HeII-ի գերհոսուն կոմպոնենտի միջոցով:

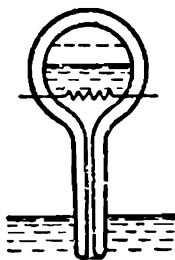
Թաղանթների առաջացման երևույթը ինքնուրուքյան հեղուկ HeII-ի բացառիկ հատկությունը չէ: Բազմաթիվ այլ հեղուկներ ևս առաջացնում են նման թաղանթներ (ամենահալոնի օրինակն է կերոսինը): Դրանց առաջացման պատճառները հեղուկ և պինդ մարմնի մասնիկների միջև եղած փոխազդեցության ուժերն են: Բայց սովորական հեղուկներում մաժուցիկությունը արդելք է հանդիսանում թաղանթի առաջացմանը և շարժմանը: Իսկ հեղիումում գերհոսունության շնորհիվ թաղանթը առաջանում է հեշատվումը և անարդելք շարժվում է: Այսպիսով թաղանթալին երևույթները հեղուկ HeII-ի մեջ հատանք են նրա ամենազլխալոր ուտանձնահատկության՝ գերհոսունության:

Ջերմամեխանիկական երևույթները հեղուկ հեղիում II-ում: Մենք արդեն նշել ենք, որ հեղուկ հեղիումի շարժումը թաղանթի միջով կատարվում է ջերմաստիճանների տարբերության դեպքում, ընդ որում դեպի բարձր ջերմաստիճանի կողմը: Ինչպես պարզվում է, այդ շարժումը հանդիսանում է ալոպես կոչված ջերմաուելինիկական Լ.Ֆելտի մաժնալոր դեպքը, որը կալանում է նրանում, որ երբ հեղուկ հեղիումով լցված բարակ մազանոթում զոյություն ունի ջերմալին հոսք, ապա այդ հոսքին հակառակ ուղղությամբ ժադում է հեղուկի հոսք:

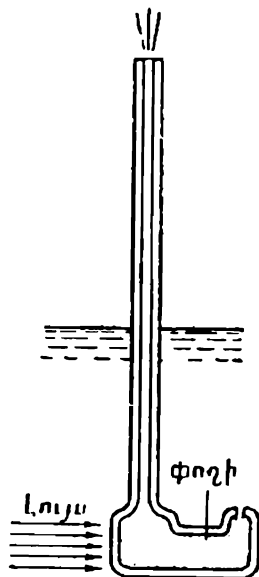
Այդ երևույթը հեշտ է գիտել, օրինակ 8.11 նկարի վրա ռիսմալիկ կերպով ցույց տրված պարզ ուարքի մեջ: Մազական անոթով օժոլած և ներսում ջեսուցիչ ունեցող անոթը խորասուլված է հեղուկ հեղիումով լցված թալի մեջ (8.11 նկարում անոթը պաակերված է վերելից փակ, բայց նա կարող է լինել և բաց): Ջեռուցում էլկերական հոսանքի

բացակայութիւնն ժամանակ հեղուկի մակարդակը անոթում և նրանից դուրս միասեռակ է: Սակայն ջեռուցչի մեջ հոսանք միադնելուց հետո, մազանոթում ելած հեղիումի միջով առաջանում է ջերմալին հոսք, որը ուղղված է դեպի թասում եղած հեղուկը: Նրան հանդիման առաջանում է հեղուկ Hell-ի հոսք և հեղուկի մակարդակը անոթում բարձրանում է:

Ջերմամեխանիկական էֆեկտը առանձնապէս վստ ինքզով արտահայտւում է այսպէս կոչված շատրվաճնելու երեւոյթում: Այն դիտելու համար համապատասխան սարքը պատկերված է 8.12 նկարում: Դա բարակ երկար մազական խողովակ է, որի ներքևի



Նկ. 8.11:



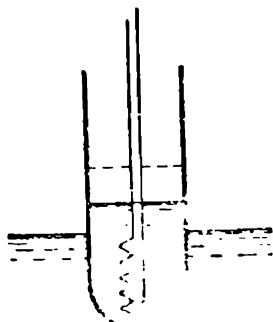
Նկ. 8.12:

մասը լաւնայած է և լցված մասն մուգ փոշիով (օրինակ, հղկաքարի): Սողովակը տեղադրւում է հեղուկ Hell-ի մեջ, ինչպէս ցույց է տրված 8.12 նկարում: Եթե խողովակի ներքևի լաւնայած մասի վրա ուղղենք լույսի փունջ ալնպէս, որ փոշին տաքանա, ապա ջերմութիւնը փոշու հատիկների միջև ելած ամենանեղ անցքերը լցնող հեղուկ հեղիումի միջով հաղորդւում է արտաքին հեղիումին: Այդ ժամանակ հակառակ ուղղութեամբ թափի դեպի խողովակն է ուղղւում հեղուկ հեղիումը և շատրվանի ձևով դուրս է գալիս նրա վերին բաց ծալրից: Այդ շատրվանային հեղիումալին պոմպը հեղուկը կարող է բարձրացնել մինչև 30 սմ բարձրութիւն:

Ջերմամեխանիկական էֆեկտ կարող է դիտվել նաև այնպիսի սարքում, որի մեջ բարակ մազանոթի դերը կատարում է Hell-ի թաղանթը: Այնպիսի սարք ցույց է տրված 8.13 նկարում:

Էլեկտրական ջեռուցիչ ունեցող բաց գլանալին անոթը խորասուզված է հեղիումալին վաճառի մեջ: Թաղանթի շնորհիվ անոթը արագ ինքզով լցվում է հեղուկ հեղիումով, այնպէս որ հեղուկ հեղիումի մակարդակները անոթում և նրանից դուրս հավասարվում են: Եթե այժմ

ջեռուցչի միջով էլեկտրական հոսանք անցկացվի. ապա թաղանթով, նրա երկարությունը գեպի արտաքին հեյտմար կանցնի ջերմության հոսք, իսկ հակառակ ուղղությամբ կառաջանա հեղուկի հոսքը՝ Պրա հետեանքով հեղուկի մակարդակը անոթում կբարձրանա:



Նկ. 8.13.

Վերը նկարագրած գալմանայի երևույթը նույնպես կարող է բացատրվել հեղուկ Hell-ի զերհոստոնություն հատկությամբ: Իրոք, հեղուկ Hell-ի տաքանալը հանգեցնում է տաքացվող մասի աղքատացմանը՝ զերհոստոն կոմպոնենտից: Այդ պատճառով մաղանոթի կամ թաղանթի երկու կողմերում առաջանում է այդ կոմպոնենտի կոնցենտրացիաների տարբերություն: Քանի որ նրա մասնագրկությունը համասար է զրոյի, ապա մաղանոթի կամ թաղանթի միջով առաջանում է կոնցենտրացիաների համաստրեշում:

Այսպիսով, ջերմամեխանիկական էֆեկտը որոշ չափով չիճեցնում է օսմոսի երևույթը, րնդ որում մաղանոթի կամ թաղանթի կտաարում են կիսաթափանց միջնորմի դերը:

Մեխանիկապեմանային էֆեկտ: Նկարագրված ջերմամեխանիկական էֆեկտի կողքին գոյություն ունի նաև նրան հակառակ էֆեկտը. որը կարելի է անվանել մեխանիկապեմանային (կամ մեխանիկա-կալորիական) էֆեկտ: Այդ ալն է. որ երբ մաղանոթով կամ թաղանթով հոսում է հեղուկ Hell, ապա հեղուկի այդ նուսանքին հակառակ ուղղությամբ առաջանում է ջերմության հոսք: Պրա հետեանքով հեղուկի այն մասի միջև, որտեղից հեղումը դուրս է հոսում և այն մասի միջև, ուր հեղումը ներս է հոսում, առաջանում է ջերմաստիճանների տարբերություն: Այդ երևույթը կարելի է դիտել 8.14 նկարում ցույց տրված սարքում:

Մի փակ (բացառություն մի ոչ մեծ անցքի) անոթ, որը իր մեջ ունի դիմադրություն ջերմաչափ, խորասուզվում է հեղուկ Hell-ով լրացված ռեզերվուարի մեջ: Անոթի ներքևի անցքը փակող փոշու մեջ առաջացած բազմաթիվ շատ նեղ մաղանոթներով հեղուկ հեղումը թափանցում է անոթի մեջ և լցնում այն մինչև ռեզերվուարում հեղուկի ունեցած մակարդակը: Եթե այժմ անոթը դուրս հանվի և պահվի ռեզերվուարի վրա, ապա հեղուկ հեղումը փոշու մեջ եղած նեղ ուղիներով կսկսի դուրս հոսել: Այդ ժամանակ ջերմաչափը ցույց է տալիս անոթի վերին մասում եղած հեղուկ հեղումի ջերմաստիճանի բարձրացում: Սա բացատրվում է նրանով, որ փոշու մաղանոթներով թափանցում է հիմնականում գերհոսուն կոմպոնենտը, այսինքն՝ հեղուկի այն մասը, որը

օժտված չէ էնտրոպիայով և հետևապես, դառնում է բացարձակ զրոյի պայմաններում:

Ակնհայտ է, որ եթե ջերմաստիճանը չափվի այն մասում, ուր թափվում է դուրս հոսող հեղուկը, ապա կպարզվի, որ այդ տեղում ջերմաստիճանը իջնում է: Այսպիսով հեղուկ հեղիումի ժքամումը նեղ մազանոթներով, պոհն ակղլունքորեն, կարող է հանդիսանալ որպես հեղուկ հեղիումի ջերմաստիճանից ավելի ցածր ջերմաստիճաններ ստանալու եղանակ:

Պարզ է, որ թերմոդինամիկական տեսակետից մեխանիկաջերմային էֆեկտը հակադարձ է ջերմամեխանիկականին:

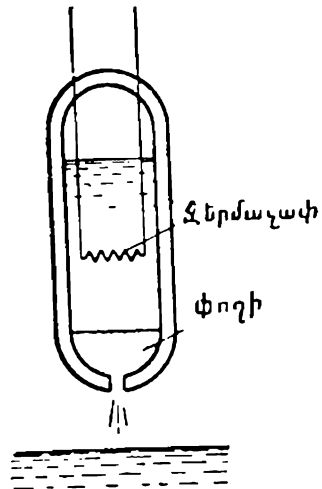
Հեղուկ հեղիում II-ի ջերմահաղորդականությունը: Ջերմահաղորդականությունը պատկանում է հեղուկ հեղիումի այն հասկությունների թվին, որոնք չկեսում խիստ փոփոխություն են կրում: Իր ջերմահաղորդականությամբ (ինչպես և մոծուցիկությամբ) հեղուկ HeII-ը նմանվում է գազերին ոչ միայն ջերմահաղորդականության գործակցի թվական արժեքով այլև նրանով, որ ինչպես գազերի համար, այնպես էլ հեղուկ հեղիումի համար ճիշտ է

$$\frac{\kappa}{\gamma} = C_v$$

հարաբերությունը, որտեղ κ -ն ջերմահաղորդականության գործակիցն է, γ -ն՝ մոծուցիկության գործակիցը և C_v -ն տեսակարար ջերմունակությունը հաստատուն ծավալի դեպքում:

Սակայն չկետով անցնելիս, հեղուկ հեղիումի ջերմահաղորդականությունը շեշտալի բարձրանում է մոտավորապես $5 \cdot 10^3$ անգամ այնպես, որ հեղուկ հեղիումի ջերմահաղորդականությունը դառնում է հազարավոր անգամ ավելի մեծ, քան ջերմության լավագույն մետաղական հաղորդիչներին: Հետևաբար հեղուկ HeII-ը ոչ միայն գերհոսուն է, այլև «գերջերմահաղորդիչ»:

Սակայն հեշտ է տեսնել, որ դիտվող ջերմահաղորդականությունը բոլորովին չի հանդիսանում ջերմահաղորդականություն սովորական իմաստով, և որ ջերմության փոխանցումը հեղուկ HeII-ում, իրականացվում է ավելի բարդ մեխանիզմով, քան ջերմահաղորդականության մեխանիզմն է: Իրոք, ինչպես մենք գիտենք, ջերմության տեղափոխման համար անհրաժեշտ է ջերմաստիճանների տարբերություն: Բայց հե-

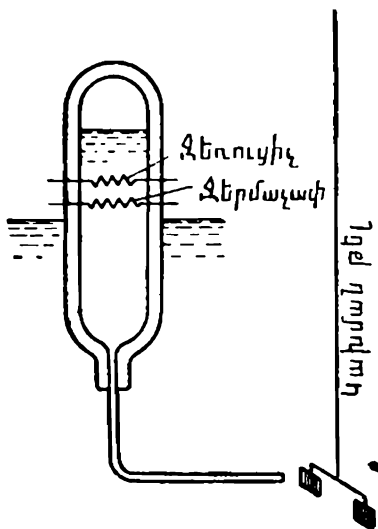


Նկ. 8.14.

դուկ Hell-ում, ջերմաստիճանների տարբերությունն ժառանգում է ջերմալիս հոսքին հակառակ ուղղված գերհոսուն կոմպոնենտի հոսք (ջերմամեխանիկական էֆեկտ): Այդ պատճառով հեղուկ Hell-ում ջերմության փոխանցումը անպայմանորեն ուղեկցվում է հեղուկի մասնալի փոխանցումով, որը իհարկե սովորական ջերմահաղորդականության ժամանակ տեղի չի ունենում: Նշանակում է, հեղուկ հեղուկի մեջ ջերմափոխանցումը իրականանում է ոչ ալնքան ջերմահաղորդականության, որքան հեղուկի հատակ հոսսոնքների լուրջ փոխանակ կոնվեկցիայով:

Ջերմության փոխանցման ժամանակ ալյսյիսի հոսքերի գոյությունը ցալսուն կերպով ցույց է տրված Պ. Լ. Կապիցայի փորձերում (1941 թ.): Այդ փորձերից մեկը սխեմատիկ կերպով պատկերված է 8.15 նկարում:

Ապակյա ոչ մեծ անոթը, որին զոդված են ջնտոցիչ և ջերմաչափ, ցածի մասում վերջանում է նեղ խողովակով: Անոթը տեղադրվում է հեղուկ հեղուկում լցված Դյուարի անոթի մեջ, իսկ խողովակի ծալքի դիմաց, բարակ կախիչի վրա, տեղադրվում է մի նորր թերթիկ: Կախիչի թերթիկին, նրա ոլորմանը հետևելու համար, ամրացված է մի փոքրիկ հալելի:



Նկ. 8.15:

Ջնտոցիչով էլեկտրական հոսանք թողնելու և հեղուկի տաքանալու ժամանակ նկատվում է թերթիկի պտուլտ թերթիկի հետ միասին: Իս նշանակում է, որ նա ենթարկվում է ուժի ազդեցության, որը կարող է առաջանալ միայն խողովակից դուրս եկող հեղուկի շիթից: Հավանաբար այդ շիթը բաղկացած է հեղուկ Hell-ի նորմալ բաղադրիչից, քանի որ իր իմպուլսը փոխելու անընդունակ

գերհոսուն բաղադրիչը չի կարող և ուժ առաջացնել:

Իհարկե, անոթից դուրս եկող նորմալ բաղադրիչի շիթը պետք է հավասարակշռվի գերհոսուն բաղադրիչի հակառակ շիթով (որը, ինչպես երևում է, հոսում է խողովակի պատին կից շերտում): Բայց ջերմության աղբյուրի կողմը ուղղված այս շիթը թերթիկի վրա չի ազդում և անմիջականորեն չի հալստաբերվում:

Այսպիսով, հեղուկ Hell-ի մեջ ջերմության փոխանցումը կապված է հեղուկի մեջ կատարվող բարդ շարժումների հետ և հենց նրանք են

ապահովում հեղուկ Hell-ի արտակարգ բարձր թվացող ջերմահաղորդականությունը: Հալման արագ, այս շարժումներով է բացատրվում նաև հեղուկ հեյիտմի տեսանկյնի նուման ընդհատումը չ-կետով անցնելիս:

Բնական է, որ հեղուկի հոսքերի բնույթը, նշանակում է և հեղուկ Hell-ի ջերմահաղորդականությունը պետք է կախում ունենան մազանոթների լայնությունից, քանի որ խիտո նեղ խողովակներում հնարավոր է միայն գերհոսուն բաղադրիչի հոսանքը: Ջերմահաղորդականությունը պետք է կախում ունենա նաև հոսքերի արագությունից, քանի որ կրիտիկականից բարձր արագությամբ շարժվող հոսանքը, նույնիսկ գերհոսուն բաղադրիչի համար, դադարում է ոչ մաթուցիկ լինելուց:

ԳԼՈՒԽ ԻՆՆԵՐՈՐԴ

ՊԻՆԳ ՄԱՐՄԻՆ

Ինչպես հայտնի է, պինգ մարմնի համար բնորոշ է ոչ միայն ծավալի պահպանման հատկությունը, որը նկատվում է հեղուկների մեջ, այլև ձևի պահպանման հատկությունը: Միայն մեկ եզակի բացառություն (հեղուկ) բոլոր նյութերը բավականաչափ ցածր ջերմաստիճաններում անցնում են պինգ վիճակի: Դա նշանակում է, որ երբ մասնիկների ջերմային շարժման արագությունները փոքրանում են, նրանց միջև եղած փոխազդեցության ուժերը այնքան են սահմանափակում ատոմների աեղաշարժումները, որ մարմինը ձևը է բերում իր ձևը պահպանելու և այն վերականգնելու հատկություն, երբ արտաքին ուժերի ազդեցության տակ մարմնի ձևը փոփոխվում է: Ձևի պահպանման հատկությունը (ձևի առաձգականությունը) պինգ նյութերի գլխավոր արտաքին տարրերությունն է հեղուկ և գազային նյութերից: Սրա հետ միասին պինգ մարմինները օժտված են շատ ուրիշ առանձնահատկություններով, որով նրանք տարբերվում են հեղուկ մարմիններից: Ի՞նչ այդ տարրերությունները որոշ առումներով ավելի խորն են, քան այն տարրերությունները, որ բաժանում են հեղուկները գազերից: Ի միջի թվոց այդ վերաբերում է ոչ բոլոր պինգ մարմիններին: Դիտվում են ունեն նյութեր, որոնք ձևի պահպանման հասկանչով պետք է պատկանեն պինգ մարմիններին, բայց որոնք բոլոր մնացած հատկություններով չեն տարբերվում հեղուկներից: Ամորֆ կոշկող այդ նյութերի թվին են պատկանում ապակին, տարբեր տեսակի խեժերը, պլաստմասսաները: Լեզ նյութերը իրենց պահում են որպես անոմալ մեծ մածուցիկություն ունեցող հեղուկներ, որի շնորհիվ նրանք սովորական կամ ցածր ջերմաստիճաններում չեն կարողանում հոսել: Մակայն ջերմաստիճանը բարձրանալիս նրանց մածուցիկությունը փոքրանում է, նրանք աստիճանաբար, ինչպես սոսում են, փափկում են և ձևը են բերում հեղուկների համար սովորական հոսելու հատկությունը:

«Իսկական» պինդ մարմինները, հակառակ որան, ալյոպևս չեն փափկանում, չնալած սրանք ես, ջերմաստիճանը բարձրանալիս անցնում են հեղուկ վիճակի: Բալց ալդ անցումը կատարվում է ոչ թե ջերմաստիճանի աստիճանական բարձրացումով, այլ թոփչքածե. տվյալ նյութի համար միանգամայն որոշակի ջերմաստիճանում՝ հալման ջերմաստիճանում: Սա «Իսկական» պինդ մարմինները ամորֆներից տարբերող ամենակարևոր առանձնահատկություններից մեկն է: Պինդ վիճակի այս և մի քանի այլ հատկություններ խոսում են պինդ մարմինների ներքին կառուցվածքի որոշ յուրահատկությունների մասին. որոնցից զուրկ են հեղուկ և ամորֆ նյութերը:

Պինդ մարմինների թերմոդինամիկական վիճակը այնպես, ինչպես և հեղուկները և գազները, որոշվում է վիճակի մեղ արդեն հայտնի պարամետրերով՝ ծավալով, ճնշումով և ջերմաստիճանով: Իդեալական գազերի համար այս երեք պարամետրերը կապող հավասարումը, այսինքն՝ վիճակի հավասարումը դուրս է բերվել բավարար խոստովյամբ, գազալին մոլեկուլների հատկությունների և վարքի մասին արված որոշակի ենթադրությունների հիման վրա: Իրական գազերի և հեղուկների համար, նրանց մասնիկների միջև եղած փոխադրեցություն ուժերի հաշվառման րարդություն պատճառով, վիճակի ճշգրիտ հավասարում ստանալ արդեն հնարավոր չէ: Այստեղ հարկ եղավ բավարարվել մոտավոր հավասարումներով, մասնավորապես՝ Վան-դեր-Վաալսի հավասարումով: Զարմանալի չէ, որ հեղուկների մեջ տեղի ունեցող շատ երևույթների բացատրության և նկարագրության համար ալդ հավասարումները չեն կարող անմիջապես օգտագործվել:

Պինդ մարմինների դեպքում խնդիրը դառնում է էլ ավելի դժվար և վիճակի հավասարումը նրանց համար ևս բացահայտ ձևով չի կարող գրվել:

Վիճակի պարամետրերի միջև եղած կապը, սակայն, առանձին կոնկրետ խնդիրներում հնարավոր է գտնել փորձնական ճանապարհով: Բալց ալդ ճանապարհով ստացված հավասարումները համընդհանուր բնույթ չեն կրում: Այսպես, օրինակ, փորձից հայտնի է մարմնի ծավալի և ջերմաստիճանի միջև եղած կախումը հաստատուն ճնշման դեպքում, լայնքին՝ $V = f(T)$ ֆունկցիայի տեսքը: Նա բացահայտում է մարմինների ջերմալին ընդարձակման հայտնի երևույթը: Նույնպես փորձից հայտնի է մարմնի ծավալի և ճնշման միջև եղած կախումը հաստատուն ջերմաստիճանի դեպքում՝ $V = f(p)$: Նա բացահայտում է պինդ մարմինների ամեն տեսակի դեֆորմացիաները արտաքին ուժերի ազդեցության տակ: Թերմոդինամիկայի օրենքները, որոնք իհարկե ճիշտ են նաև պինդ մարմինների համար, հնրաավորություն են տալիս գտնելու վիճակի պարամետրերի միջև եղած ավելի բարդ կապերը:

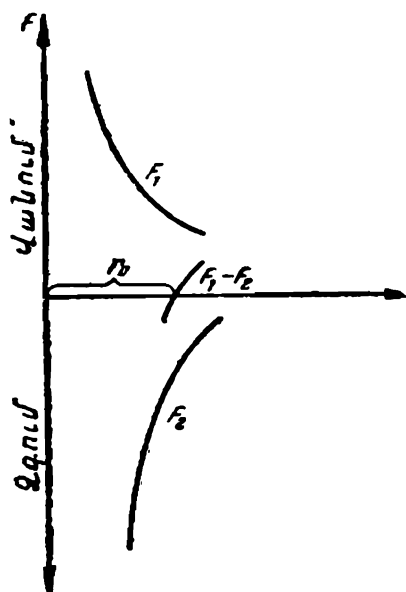
Սակայն, պայմանների խիստ բարդացման պատճառով պինդ մարմինների համար հնարավոր չէ արտածել P , V և T պարամետրերը կապող ալյապիսի մի ընդհանուր հավասարում, որը կարողանար պինդ մարմինների նկարագրման համար տալ այն, ինչ օրինակի համար N կապելորտի հավասարումը տալիս է իդեալական գազերի համար։

Պինդ մարմինների հատկությունների ուսումնասիրությունը մենք սկսում ենք այն յուրահատկությունների գիտարկումից, որոնք տարբերում են պինդ մարմինը հեղուկից և գազից, և այն հատկությունների յննարկումից, որոնք հանգիստում են այդ յուրահատկությունների հետեանքով։

Այժմ կարելի է արգեն հաստատված համարել, որ պինդ մարմինների հատկությունները գլխավորապես պայմանավորված են նրանով, որ ատոմները (կամ այլ մասնիկներ) նրանցում դասավորված են ոչ թե քառասլին, անկանոն ձևով, ինչպես հեղուկ և գազային նյութերում, այլ յուրաքանչյուր նյութի համար բնորոշ որոշակի կարգով, ընդ որում ատոմների ալյապիսի կարգավորվածությունը պինդ մարմինների մեջ տարածվում է մարմնի ամբողջ ծավալում (հեռավոր կարգ)։ Մասնիկների կանոնավոր դասավորությունն անցող ալյապիսի մարմինները կոչվում են բյուրեղային։ Միայն որանք էլ պետք է համարվեն պինդ մարմիններ։ Իսկ ամորֆ և, ըստ երևույթին, հեղուկ մարմիններում մասնիկների

կարգավորված դասավորությունը տարածվում է միայն հարևան ատոմների վրա (մոտակա կարգ)։

Պարզ է, որ պինդ մարմնի ռոտացիոն ժամանակ ատոմների կարգավորված դասավորության անցնելու պատճառը նրանց միջև եղած փոխադեզությունների ուժերն են։ Քանի որ ատոմային ժամանակ ընթացքի առաջացումը կատարվում է ինքն իրեն, ուստի ատոմները ընթացիկ մեջ դասավորվում են այնպես, որ փոխադեզության ուժերի դաշտում նրանց պստենցիալ էներգիան լինի ամենափոքրը։ Հակառակ դեպքում նրանք հավա-



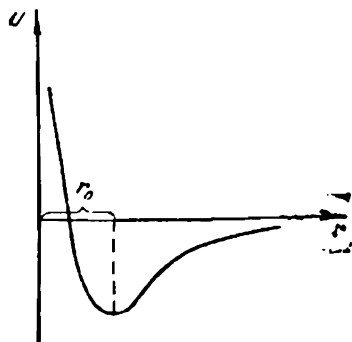
Նկ. 9.1.

սարակչություն մեջ գտնվել չեն կարող։ Այստեղից հետևում է, որ ատոմների միջև պետք է միաժամանակ գործեն ձգողական և վան-

դական ուժեր, բոտ որոժ և՛ մեկ, և՛ մյուս ուժերը կախում ունեն միջատամալին տարածություններից:

Բյուրեղի մեջ ատոմների կոնֆիգուրացիան և նրանց փոխադարձ հեռավորությունները նորմալ պայմաններում պետք է ախպիսին լինեն, որ ձգողական և վանողական ուժերը միմյանց հավասար լինեն:

9.1 նկարում տրված են ձգողական V_1 ուժի և վանողական V_2 ուժի միջատամալին տարածությունից ունեցած կախման կորերը: Այդ կորերը անհամաչափ են՝ հեռավորության մեծացմանը պարենթաց վանողական ուժերը նվազում են շատ ավելի արագ, քան ձգողական ուժերը: Այդ պատճառով, եթե ատոմների միջև եղած տարածությունը մեծ է մի օրեկ r_0 -ից, ապա պտմարալին ուժը ձգողական ուժ է, իսկ փոքրության դեպքում՝ վանողական ուժ է: r_0 -ին հավասար հեռավորության դեպքում գտմարալին ուժը հավասար է զրոյի: Պարզ է, որ զո էլ հենց հանգիստանում է ատոմի հավասարակշռության դիրքը: Այդ դիրքում նրա պտակնցիալ էներգիան ավելի փոքր է, քան օրեկ հարևան դիրքում: 9.2 նկարում պատկերված է մասնիկի պտակնցիալ էներգիալի կախումը միջատամալին հեռավորությունից: Երբ $r = r_0$, կորն ունի մինիմում, որը և համապատասխանում է միջատոմալին հավասարակշռված հեռավորությանը, որի ժամանակ կարծեք թե ատոմը դանվում է պտակնցիալ «փոսի» հատակում:

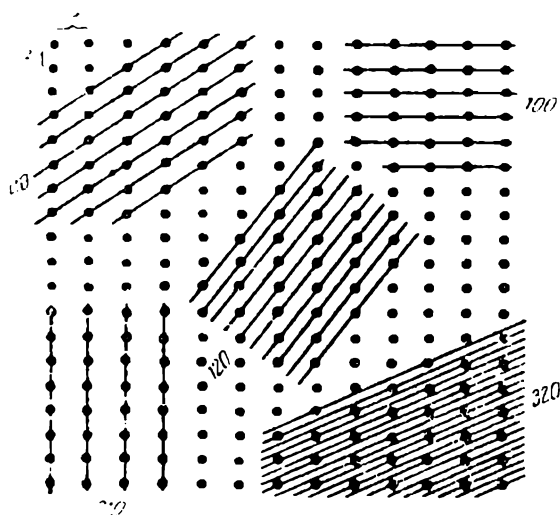


Նկ. 9.2:

§ 1. Բյուրեղների մի քանի հատկություններ

Բյուրեղների մեջ ատոմները կամ բյուրեղներ առաջացնող մյուս մասնիկները (իոններ, մոլեկուլներ), ինչպես արդեն ասվել է, դասավորվում են կանոնավոր կերպով: Ատոմների ախպիսի կանոնավոր դասավորման ամենակարևոր հետևանքներից մեկը, տարբեր ուղղություններով բյուրեղի հատկությունների բաղմազանությունն է կամ, ինչպես անվանում են ալգպիսի բաղմազանությունը, անիզոտրոպիան է: Կանոնավոր դասավորության ժամանակ ատոմները տարբեր ուղղություններով անիստաափնիորեն դասավորվում են տարբեր խտությամբ: Այդ պարզ երևում է 9.3 նկարից, որտեղ ցուցադրված է ատոմների դասավորության սխեման բյուրեղում: Պետք է միայն պատկերացնել, որ նույն ձևով ատոմները դասավորված են նաև զծագրի հարթություն-

նից զուրա, առաջացնելով տարածական ցանց, որի «Հանգույցներում» գտնվում են ատոմներ: Եթե ցանցի հանգույցներով տարրեր ազդեցություններով հարթություններ անցկացվեն (մեր նկարում աղիվ գծեր), ապա



Նկ. 9.3.

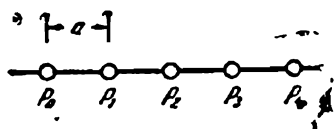
երևում է, որ ալիք հարթություններում ատոմների զասավորության խտությունը տարբեր է: Հետևաբար, բյուրեղում զուգակցուն ունեն ատոմներով տարրեր ձևով «բնակեցված» հարթություններ: Սրանով է զբաղվում ինտերապես բացատրվում բյուրեղների ամենաարևոտ հատկությունը՝ անիզոտրոպիան: Անիզոտրոպիան ի հայտ է գալիս, օրինակ, նրանում, որ երբ բյուրեղը ձևավորվում է ալիքի ու պայմաններում, որ նրա անի-

զրա ոչ մի արտաքին ազդեցություն չի լինում, ապա նա ընդունում է որոշակի ձև, տվյալ բյուրեղի համար բնորոշ նիստավորումով: Բյուրեղը սահմանադրվում է միմյանց հետ տվյալ բյուրեղի համար բնորոշ անկյուններ կազմող հարթ նիստերով: Այդ նիստերը հենց ալիք հարթություններն են, որտեղ ատոմները զասավորված են առավել մեծ խտությամբ, քանի որ բյուրեղի մեծացման ժամանակ հենց ալիք և ոչ թե ուրիշ հարթություններին են զբաղվում միանում նոր ատոմները: Հասկանալի է, որ ատոմներով ավելի խիտ լցված հարթություններում ատոմները միմյանց հետ ավելի ամուր են կապված, քանի որ ալիքի փոխադարձ հեռավորությունները նրանց միջև համեմատաբար ավելի փոքր են: Մյուս կողմից 9.3 նկարից երևում է, որ խիտ կերպով լցված հարթությունները միմյանցից համեմատաբար ավելի հեռու են գտնվում, քան ավելի նոսր բնակեցված հարթությունները: Նշանակում է, ատոմներով խիտ բնակեցված հարթություններում ատոմները միմյանց ավելի ամուր են միացված, բայց փոխազդեցության ուժերը ալիքի հարթությունների միջև մեծ չեն, և նրանք համեմատաբար հեշտությամբ են անջատվում միմյանցից: Այդ պատճառով բյուրեղի մեխանիկական քաղցրաման ժամանակ միշտ կարելի է նկատել, որ նա ջարդվում է մի քանի որոշակի, ալի-

պես կոչված, շերտակցության հարթություններով: Օրինակ, քարաղի բլուրեղը կտրվում է ուղղանկյուն գոգահեռանիստի ձև ունեցող կտորներով: Իսրահայական չպատի բլուրեղի բեկորներն ունեն ոչ ուղղանկյուն գոգահեռանիստերի ձև, սխալորը և զբաֆիտը բաժանվում են բարակ թիթեղիկների և ալյն: Կարելի է մտածել, որ բլուրեղների կտրածան հարթությունները (շերտակցության հարթությունները) հենց ալն հարթություններն են, որոնք պարունակում են ատոմների ամենամեծ յանակություն: Շերտակցության հարթությունների գոյությունը բլուրեղների բնորոշ հատկություններից մեկն է: Ալն դեպքերում, երբ բլուրեղի աճի պայմանների հետևանքով նրա վրա չեն կարողանում առաջանալ կանոնավոր նիստեր և այդ պատճառով նրա ձևը լինում է պատահական. նրանում պահպանվում են բլուրեղի մյուս բոլոր ատանձնահատկությունները, և հատկապես շերտակցությունը:

ԲՆՈՒՐԵՊԱՒԻՆ ԳԱՆԿԻ ԵՐԿՐԱՅԱՓՈՒՐՈՒՆԸ: Բլուրեղի բնորոշ հատկությունը, ինչպես արդեն նշվել է, ալն կազմող մասնիկների (ատոմների, մոլեկուլների, իոնների) երկրաչափական ճիշտ դասավորվածությունն է: Հետևաբար բլուրեղն ունի ընդհատ պարբերական կազմություն: Երկրաչափական սեռակետից մասնիկների պարբերաբար կրկրնվող Նման դասավորությունը կարելի է իրականացնել զուգահեռ տեղափոխման (ТРАНСЛЯЦИИ) գործողության միջոցով:

Պատկերացենք, թե մենք ինչ որ P_0 կետ (թող դա լինի օրինակ մասնիկի ծանրության կենտրոնը) տեղափոխում ենք (նկ. 9.4) որեէ ուղղի երկարությունը a հեռավորության վրա մինչև P_1 դիրքը. ալնուհետև նույն հեռավորությամբ մինչև P_2 դիրքը և ալն:



Նկ. 9.4.

Այսպիսով a տեղափոխության օղնությունամբ մենք ստանում ենք մի շարք կետեր կամ կետերի միաչափ շղթա: a տեղափոխությունը կարելի է ներկայացնել որպես վեկտոր, որն ունի որոշակի ուղղություն և թվային a արժեք, ընդ որում a -ն կոչվում է տեղափոխության պարբերություն:

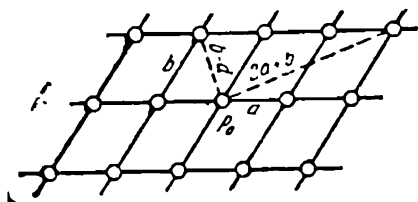
Հասկանալի է, որ տեղափոխության $\vec{a}$ վեկտորի օգնությամբ հնարավոր է պատկերացնել $\vec{2a}, \vec{3a}, \vec{4a}$ և ալլ անթիվ բազմությունամբ գոգահեռ տեղափոխություններ, ընդհանուր դեպքում $m\vec{a}$ տեղափոխություններ, որոնցից ամենափոքրը $\vec{2a}$ -ն է:

Եթե P_0 կետը միաժամանակ ենթարկվի տեղափոխության երկու

գործողությունների՝ $\vec{a}$ և $\vec{b}$, ապա որպես արդյունք կստացվի ոչ թե կետերի շարք, այլ հարթ ցանց (նկ. 9.5): Այդ ցանցի վրա շարադրանշյալ կետի դիրքը որոշվում է հետևյալ վեկտորական գումարով՝

$$\vec{ma} + \vec{nb},$$

որտեղ՝ m -ը և n -ը ամբողջական թվեր են (ներառյալ և դրոն):

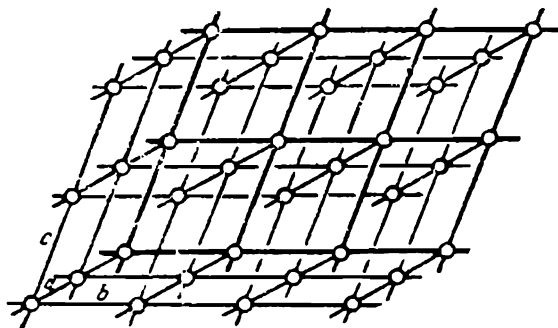


նկ. 9.5.

Եթե վերջապես p_0 կետը միաժամանակ ենթարկվի երեք տարրեր ու եղափոխությունների՝ a , b և c , ապա կստացվի տխպես կոչված տարածական ցանց: Այս դեպքում շարադրանշյալ կետի դիրքը որոշվում է տեղափոխությունների համապատասխան համակցությունով:

$$\vec{ma} + \vec{nb} + \vec{pc},$$

a , b և c երեք վեկտորների համակցությունը կոչվում է տեղափոխական խումբ: a , b և c վեկտորներով կազմված զուգահեռանիստը կոչվում է ապրրական վանդակ (նկ. 9.6):



նկ. 9.6.

Տարածական ցանցի ցանկացած երեք կետերով անցնող շարադրանշյալ հարթությունում կետերը (մասնիկները) դասավորված են որոշակի կարգով, առաջացնելով հարթ ցանց: Դրանք հենց հանդիսանում են

վերը հիշատակված բյուրեղային հարթությունները: Նրանցից մի քանիսը (առավել խիտ շրջակցվածները) հանդիսանում են շերտակցության հարթություններ:

Տեղափոխման a , b և c վեկտորները բյուրեղային ցանցի միջատոմային տարածություններն են: Սովորաբար նրանց թվական արժեքները մոտ 10^{-8} սմ կարգի մեծություններ են:

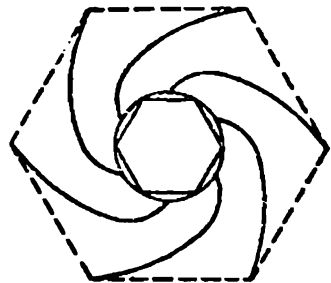
Բյուրեղների համաչափությունը: Համաչափությունը սահմանափակում է բյուրեղի մեջ ատոմների դասավորության կանոնավոր, պար-

քերարար կրկնվող պատկերին, բխրեղը օժտված է որոշակի համաչափությամբ:

Առօրյա կյանքում համաչափության հասկացությունը միանգամայն սովորական է:

Բոլորի համար սովորական է, որ մարդկային մարմինը համաչափ է, որ գունդը համաչափ է և այլն: Իսկ ինչով է բնորոշվում մարմնի համաչափությունը: Ինչու՞մն է օրինակ մարդկային մարմնի համաչափությունը: Այն սովորական պատասխանը, թե մեր մարմնի համաչափությունը որոշվում է նրանով, որ նա բաղկացած է երկու միանման աջ և ձախ մասերից, չի կարող ճիշտ համարվել: Օրինակ, աջ և ձախ ձեռքերը բոլորովին էլ միանման չեն, չի կարելի աջ ձեռնոցը հագնել ձախ ձեռքին և ընդհանրապես: Երկու ձեռքերը միանման կարող են դառնալ, եթե նրանցից մեկը արտացոլվի հարթ հայելում: Ձախ ձեռնոցի հայելային պատկերը հնարավոր կլիներ հագցնել աջ ձեռքին: Եթե մեր մարմնի երկարությամբ, նրա մեջտեղով, մտքով տարվի հարթություն և այդ հարթությունը պատկերացվի որպես երկու կողմից էլ հայելային անդրադարձնող, ապա մարմնի մի կեսի (արտաքին) յուրաքանչյուր կեստ արտապատկերվելով այդ հարթության մեջ կհամատեղվի մարմնի մյուս կեսի նույնպիսի կեսի հետ: Այս մտավոր հայելին կոչվում է մարմնի համաչափության հարթություն: Մարդկային մարմնի համաչափությունը այն է, որ եթե կատարվի մարմնի մի կեսի անդրադարձումը համաչափության հարթությունից, ապա նա կհամատեղվի մյուս կեսի հետ. ընդունված է ասել, որ մարդկային մարմնի համաչափության տարրը՝ համաչափության հարթությունն է:

Համաչափ է նաև Զ.7 նկարում տրված պատկերը: Նրա համաչափությունը այն է, որ նա համատեղվում է ինքն իր հետ, երբ նկարի հարթությունը պատկերի կենտրոնով անցնող գծագրի հարթությանը ուղղահայաց առանցքի շուրջը պտտում ենք 60° -ով: Այս առանցքը կոչվում է պատկերի համաչափության առանցք և նրա համաչափության տարրն է:



Նկ. Զ.7.

Ընդհանրապես ասած, բյուրեղի (կամ ցանկացած պատկերի) համաչափության հատկությունն այն է, որ մտավոր մի քանի գործողություններից հետո բյուրեղի մասնիկների սխառեմը (կամ ընդհանրապես կետերի ցանկացած սխառեմ) համատեղվում է ինքն իր հետ, անցնում է սկզբնականից չտարբերվող դիրքի:

Հարմար է բյուրեղի աչա կամ այն համաչափությունը պատկերացրել որպես համաչափության առանձին տարրերի հարադրություն. որոնցից յուրաքանչյուրին համապատասխանում է վերը հիշատակված գործողություններից որևէ մեկը: Բյուրեղի համար, որպես ամբողջություն, համաչափության այդպիսի տարրերը չորսն են: Նրանք կրում են հետևյալ անունները՝ համաչափության առանցք, համաչափության հարթություն, համաչափության կենտրոն, համաչափության կային-չըքման առանցք:

Համաչափության առանցք: Եթե բյուրեղն ունի համաչափության առանցք (կամ ինչպես հաճախ անվանում են՝ շրջման առանցք), ապա այդ առանցքի շուրջը որոշ անկյանով պտտելու միջոցով այն կարելի է համատեղել ինքն իր հետ, այսինքն՝ բերել ելակետային վիճակի:

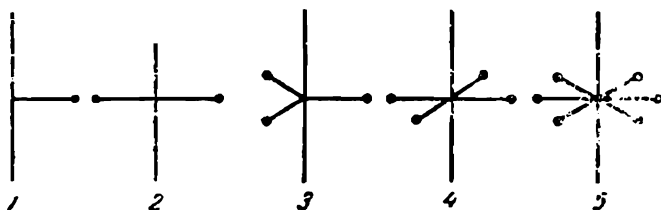
Նայած բյուրեղի համաչափության, պտտման այդ անկյունը կարող է լինել 360, 180, 120, 90 և 60 աստիճան (այսինքն՝ $\frac{360}{n}$, որտեղ $n = 1, 2, 3, 4$ կամ 6): Սրան համապատասխան համաչափություն առանցքը կոչվում է՝ առաջին, երկրորդ, երրորդ, չորրորդ կամ վեցերորդ կարգի: Միայն երկրաչափական դատողություններով կարելի է ցույց առաքել, որ առանցքի շուրջը որևէ այլ անկյանով կատարված պտույտը չի կարող բյուրեղը բերել համատեղման, այդ պատճառով չի կարող լինել հինգերորդ կարգի առանցք, որը համապատասխաներ պտտման $\frac{360}{5} = 72^\circ$ անկյանը կամ վեցից ավելի բարձր կարգի առանցք: Այդ բխում է նրանից, որ սիստեմը ինքն իր հետ համատեղելու համար պտտելիս անհրաժեշտ է, որ ամբողջ տարածությունը զբաղեցված լինի առանց դատարկ միջակայքեր թողնելու: Մինչդեռ հաշմանի է, որ հարթությունը կարելի է ամբողջությամբ ծածկել եռանկյուններով, զուգահեռագծերով, վեցանկյուն բաղձանկյուններով, բայց չի կարելի այդ անել հնգանկյուն, յոթանկյուն, ութանկյուն և այլ բաղձանկյուններով:

9.8 Նկարի վրա պատկերված են համաչափության բոլոր հնարավոր առանցքները, թվերով նշված է համաչափության կարգը: Պարզ է, որ 9.7 Նկարի պատկերն ունի համաչափության 6-րդ կարգի առանցք:

Այդ պատկերի պտտումը իր կենտրոնով, գծագրի հարթությունը ուղղահայաց անցնող առանցքի շուրջը՝ $\frac{360}{6} = 60$ անկյան տակ, այն բերում է նորից իր սկզբնական դիրքին:

Համաչափության հարթություն: Եթե բյուրեղի մի կեսը որևէ հարթության մեջ, ինչպես հալելու մեջ, անդրադառնալով համատեղվում է իր մյուս կեսի հետ, ապա այդպիսի հարթությունը բյուրեղի

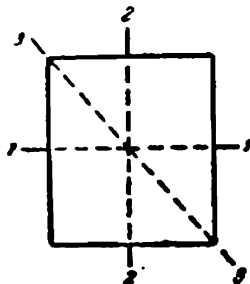
համաչափության տարրն է և կոչվում է համաչափության հարթություն: Գ.9 նկարում տրված պատկերի համար համաչափության այդպիսի տարրեր են օրինակ 1 -- 1, 2 -- 2 հարթությունները, այդ հարթությունների երկու կողմերում ընկած մասերը միմյանց հա-



Նկ. 9.8.

կելալին արտապատկերումն են:

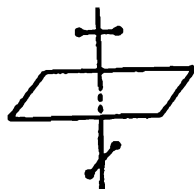
Սակայն պատկերը նույնպես երկու կեսի բաժանող 3 -- 3 հարթությունը համաչափության հարթություն չէ, քանի որ անդրադարձումը այդ հարթության մեջ բյուրեղի մի մասը մյուսի հետ չի համատեղում:



Նկ. 9.9.

Համաչափության կենտրոն: Եթե բյուրեղի մեջ գոյություն ունի մի կետ, որը օժտված է այն հատկությամբ, որ բյուրեղը կազմող յուրաքանչյուր մասնիկի այդ կետից տարված r շառավիղ՝ վեկտորի սիմետրիկումը նրան հակառակ — r վեկտորով, բյուրեղը բերում է սկզբնականից չըտարբերվող վիճակի, ապա այդ կետը կոչվում է համաչափության կենտրոն (կամ ինվերսիայի կենտրոն) և բյուրեղի համաչափության տարրն է:

Պտույտա-հայելային առանցք: Համաչափության այս տարրին հանգեցնում է միաժամանակյա երկու գործողությունների կիրառումը՝ պտույտ առանցքի շուրջը և հայելային արտապատկերում առանցքին ուղղահայաց հարթության մեջ: Այդ նշանակում է, որ բյուրեղը ունի համաչափության պտույտա-հայելային առանցք, եթե այն կարելի է համատեղել ինքն իր հետ՝ պտտելով առանցքի շուրջը որևէ անկյունով (Նկ. 9.10) և ապա արտապատկերելով այդ առանցքին ուղղահայաց հարթության մեջ: Եթե պտտման անկյունը հավասար է $\frac{2\pi}{n}$, ապա n -ը որոշում է պտույտա-հայելային առանցքի կարգը:



Նկ. 9.10.

Ծանկացած բյու-

րեղի համաչափությունը կարող է նկարագրվել համաչափության թվաբան չորս տարրերի օգնությամբ:

Համաչափությունը դասեր: Համաչափության թվաբան տարրերը տարրեր բյուրեղներում կարող են տարրեր ձևով համակցվել: Այլ խոսքով, տարրեր բյուրեղներ կարող են օժտված լինել համաչափության մի քանի տարրերով: Պարզ է, որ համաչափության որքան ավելի մեծ թվով տարրերով է օժտված տվյալ մարմինը, այնքան նա ավելի համաչափ է: Անվերջ մեծ թվով համաչափության առանցքներով, համաչափության հարթությունով և համաչափության կենտրոնով օժտված գունդը, ամենահամաչափ մարմինն է:

Մանրամասն դիտողությունը ցույց է տալիս (ալլա արված է Ա. Վ. Գադոլինի կողմից 1867 թ.), որ գոյություն ունեն համաչափության տարրերի ընդամենը 32 հնարավոր համակցություններ: Համաչափության էլեմենտների յուրաքանչյուր ակզպիսի հնարավոր համակցությունը կոչվում է համաչափության դաս:

Փորձով հաստատվել է, որ բնության մեջ կարող են գոյություն ունենալ միայն այնպիսի բյուրեղներ, որոնք պատկանում են համաչափության այդ 32 դասերից որևէ մեկին: Այսպես, օրինակ, համաչափության մեկ առանցք ունեցող բյուրեղները կազմում են համաչափության հինգ դաս (32-ից), որոնք համապատասխանում են այդ առանցքների հինգ կարգերին, ներառյալ նաև առաջին կարգի առանցքը, երբ համաչափություն բոլորովին գոյություն չունի: Չորս կաս կազմում են այն բյուրեղները, որոնք բացի համաչափության նշված առանցքից օժտված են նաև նրան ուղղահայաց երկրորդ կարգի առանցքներով:

Համաչափության առանձին դաս են կազմում միայն համաչափության կենտրոնով օժտված բյուրեղները և այլն:

Բյուրեղագիտության մեջ ընդունված է նշված 32 դասը խմբավորել համաչափության անմասն կարգի կրում են հետևյալ անունները:

Նռանկ սիստեմ, որը ընդգրկում է համաչափության 2 դաս:

Միասնակ սիստեմ, ուր մտնում են 2 դաս:

Շեղանկյուն սիստեմ համաչափության 3 դասերով:

Նռանկատ սիստեմ ընդգրկում է 7 դաս:

Վեցանիստ սիստեմ 5 դասերով:

Քառանիստ սիստեմ 7 դասերով:

Խորանարդ սիստեմ, ամենահամաչափը, ընդգրկում է 5 դաս:

Բնավելի ցանց: Նախորդ պարագրաֆում քննարկված համաչափության տարրերը և նրանց դասակարգումը վերաբերում էին բյուրեղային մարմիններին: Համաչափության այդ տարրերը բնորոշում են բյուրե-

դալին մարմնի համաչափությունը, որպես ամբողջություն. դա ալապես կոչված մակրոսկոպիկ համաչափությունն է: Վերադառնանք նորից բյուրեղային ցանցի կառուցվածքին:

Վերը պարզվեց, որ ցանցը կարող է համատեղվել ինքն իր հետ, ալսինքն՝ ընթել ալապիսի վիճակի, որը շտարբերվի սկզբնական վիճակից, տեղափոխման միջոցով, ալսինքն՝ որոշակի ուղղություններով որոշակի հեռավորություն վաւարված զուգահեռ տեղափոխումով:

Բյուրեղային ցանցի համար տեղափոխումը (տրանսլացիան) համաչափության հիմնական տարրն է:

Ինչպես նշվեց, ամեն մի բյուրեղային ցանց կարող է պատկերացվել կանոնավոր կերպով դասավորված՝ զուգահեռանիստների տարրական վանդակների ձևով: Պարզ է, որ ցանցը կազմող բոլոր տաշրական վանդակները ձևով ու ծավալով միատեսակ են և նրանցից յուրաքանչյուրում գտնվում են միատեսակ թվով ատոմներ: Տարրական վանդակների բոլոր զաղաթներում գտնվում են միատեսակ ատոմներ կամ ատոմների խմբեր, ալդ պատճառով ալդ բոլոր զաղաթները համարժեք են միմյանց և հանդիսանում են ցանցի հանգույցները:

Ալդ հանգույցներից յուրաքանչյուրը, ալսինքն՝ տարրական վանդակների զաղաթներից յուրաքանչյուրը կարող է համատեղվել ցանկացած ուրիշ զաղաթի հետ բյուրեղի պարբերություններից որեէ մեկին հալասար զուգահեռ տեղափոխություն միջոցով: Սակալն ալդ հանգույցները ցանցի մեջ միակը չեն: Յանցում կարող են լինել կետեր. որոնք համատեղվում են միմյանց հետ բյուրեղին, որպես ամբողջությանը յուրահասուկ համաչափության տարրերի օգնությամբ, ալսինքն՝ պլատությունների և անդրադարձումների միջոցով:

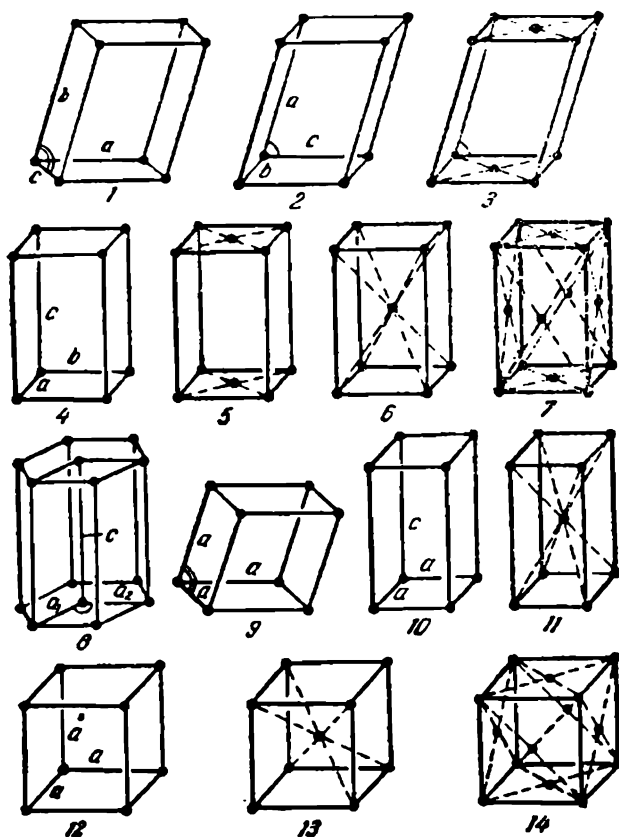
Ալլ խոսքով, բյուրեղային ցանցում զուգահեռ տեղափոխությունները կարող են զուգակցվել համաչափության մակրոսկոպիկ տարրերի հետ: Եթե, սրինակ, բյուրեղն օժտված է համաչափության որեէ առանցքով կամ համաչափության հարթությամբ, ապա դրանք բյուրեղի պարբերությանը հալասար զուգահեռ տեղափոխումով առաջանում են անվերջ մեծ թվով ալդպիսի միմյանց զուգահեռ առանցքներ և, համապատասխանաբար, համաչափության հարթություններ:

Բացի դրանից, տեղափոխման և ալդ տեղափոխման ուղղության հետ համընկնող առանցքի շուրջը պտտելու օգնությամբ հանդում ենք համաչափության նոր տարրի, որը կոչվում է պտտականալին առանցք:

Նման ձևով, եթե ցանցի որեէ կետ կարող է իր տեղափոխման և տեղափոխման ուղղությանը զուգահեռ հարթությունից անդրադարձման զուգակցումով համատեղվել մի ալլ կետի հետ, ապա առաջանում է համաչափության համապատասխան տարր, որը կոչվում է հալելալին սահքի հարթություն: Յանցի ալն համարժեք հանգույցների համախում-

ռությունը, որոնք կարող են համատեղվել մեկը մյուսի հետ միայն զուգահեռ տեղափոխումով (տրանսլացիայով), կազմում են բյուրեղի աչապևս կոչված տրանսլացիոն ցանց կամ Բրավեյի ցանց:

Հետևաբար Բրավեյի ցանցը մի զուգահեռանիստ է, որը կառուցված է ցանցի հանգույցներից սրեւ մեկի երեք ուղղութիւններով կատարած զուգահեռ տեղափոխութիւնների միջոցով: Որպես այդպիսի ուղղութիւններ (կոորդինատային առանցքներ) ընտրվում են բյուրեղի համաչափության առանցքներին՝ զուգահեռ կամ համաչափության հարթութիւններին ուղղահայաց ուղղութիւնները: Բյուրեղագիտության մեջ



Նկ. 9.11.

այդ ուղղութիւնները սովորաբար ընտրվում են որպես բյուրեղագիտական առանցքներ: Այդ եղանակով կառուցված զուգահեռանիստերում համարժեք հանգույցները (ատոմները) կարող են տեղափոխվել ոչ

միտյն զազաթներում, ալլե նիստերի կենտրոնում և տնկյունագծային հարթության կենտրոնում:

Առաջին գեպքում՝ Բրավելլի ցանցը կոչվում է ուստակենտրոնացված, իսկ երկրորդ գեպքում՝ ծավալակենտրոնացված:

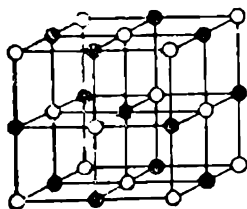
Բրավելլի ցանցի a, b, c կողերի հարաբերությունը և նրանք միջև եղած անկյունները կարող են տարբեր լինել: Այդ դեպքում հարց է առաջանում, թե Բրավելլի ցանցի քանի՞ տարբեր տեսակներ կարող են գոյություն ունենալ:

Կարելի է ցույց տալ, որ գոյություն ունեն Բրավելլի ցանցի ընդամենը 14 տարբեր տեսակներ: Փանի որ իրեն կոորդինատային առանցքներ, որոնց վրա կառուցվում են ալլե տարրական զուգահեռանիստերը, ընարված են բյուրեղի բյուրեղագիտական առանցքները, ապա Բրավելլի ցանցերից լուրաքանչյուրը կարող է վերաբերվել վերը նշված բյուրեղագիտական լոթ սիստեմներից որևէ մեկին: 9.11 նկարում պատկերված են Բրավելլի ցանցերի բոլոր 14 տարրական զուգահեռանիստերը նրանց համաչափության ածանց կարգով: Առաջին տեղում զբաղեցնում է առանափոքը համաչափություն ունեցող եռանկյան վանդակը՝ 1, որի մեջ հանգուցյուններ տեղավորված են կամավոր երկարություններ կողեր ($a \neq b \neq c$), և նրանց միջև կամավոր անկյուններ ունեցող զուգահեռանիստի զազաթներում: Աջնունեա հետևում են՝ պարզ միասնակ՝ 2, նստակենտրոնացված միասնակ՝ 3, պարզ շեղանկյուն՝ 4, կենտրոնացված հիմքով շեղանկյուն՝ 5, ծավալակենտրոնացված շեղանկյուն՝ 6, նստակենտրոնացված շեղանկյուն՝ 7 վանդակները:

Վեցանիստ ցանցում 8 հանգուցյուններ տեղավորված են կանոնավոր վեցանիստ պրիզմայի զազաթներում և նրանց վեցանկյուն հիմքերի կենտրոններում: Ապա հետևում են՝ Բրավելլի շեղանիստ վանդակը՝ 9, որի տարրական զուգահեռանիստը տարածական անկյունագծի ուղղությամբ ձգված կամ սեղմված խորանարդ է (շեղանիստ), պարզ քառանիստ՝ 10, ծավալակենտրոնացված քառանիստ՝ 11: Մաքսիմում համաչափություն ունեցող խորանարդական սիստեմին են պատկանում Բրավելլի ցանցի երեք տեսակները՝ պարզ խորանարդային՝ 12, ծավալակենտրոնացված՝ 13 և նստակենտրոնացված՝ 14:

Ինչպես նշվեց, Բրավելլի ցանցը կառուցվում է բյուրեղային ցանցի միանգամաչն սրուշակի հանգուցյուն համար երեք բյուրեղագիտական առանցքների ուղղությամբ նրա զուգահեռ տեղափոխումով: Եթե որպես կրկնաչափ վերցվի որևէ ալլե հանգուցյուն (ատոմ), մենք կստանանք Բրավելլի մի ալլե ցանց: Այստեղից հետևում է, որ կարող են լինել ալլեպիսի բյուրեղային ցանցեր, որոնք ներկայացնեն Բրավելլի մեկը մյուսի նկատմամբ տեղաշարժված մի քանի ցանցերի սիստեմ: Այսպես, օրինակ, կերակրողի NaCl -ի բյուրեղային ցանցը կազմված է

Բրավեյի երկու ցանցերից, այն խմատով՝ որ Na-ի իոնները (սե չրջանակները) և Cl-ի իոնները (սպիտակ շրջանակները), յուրաքանչյուրը ստանձին, կազմում են Բրավեյի նստակենսաբոնապիր խորանարդային ցանց (նկ. 9.12): Այդ երկու ցանցերը մեկը մյուսի նկատմամբ տեղաշարժված են խորանարդի կողի երկարությամբ կեսի չափով:



նկ. 9.12:

Ցաւածական խմբեր: Բյուրեղային ցանցի լրիվ համաչափությանը, ալսինքն՝ նրա ստոմնէրի դասավորութեան համաչափութեանը որոշում է, ինչպէս այդ ցանց տրվեց նախորդ պարագրաֆում, տեղափոխման համաչափութեան և պտտմաների և անդրադարձումների հետ կապված համաչափութեան տարրերի համակցումով: Այդ համակցումը բերում է համաչափութեան հետեւյալ երկու տարրերին՝ պտտականային ստանցքների և հաշկալին սահքի հարթութուններին:

Համաչափութեան այն բոլոր տարրերի համախումբը, որով օժտված է տվյալ բյուրեղային ցանցը կոչվում է այդ ցանցի սալածական խումբ:

Բյուրեղային ցանցի տարածական խումբը որոշելու համար պարզ է, որ պէտք է նշել նրա Բրավեյի ցանցը և համաչափութեան այն տարրերը, որոնք կապված են պտույտների և անդրադարձումների հետ, ալսինքն՝ համաչափութեան հարթութունների և ստանցքների դասավորութեանը:

Ցանկացած տարածական խումբ կարող է դասվել բյուրեղային 32 դասերից որեւէ մեկում:

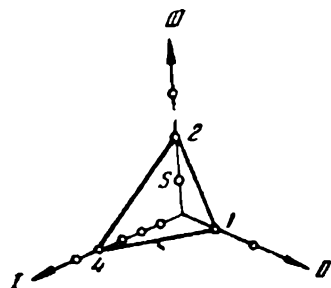
Ինչպէս ցույց է տալիս մանրամասն ուսումնասիրութեանը, հնարավոր են ընդամենը 230 տարբեր տարածական խմբեր, որոնք և բաշխվում են ըստ նշված բյուրեղային դասերի: Տարածական այս 230 խմբերը ստաջին անգամ հայտնաբերվել են հոշակավոր բյուրեղագետ Ե. Ս. Ֆեդորովի կողմից:

Հարցութեան և ուղղութեան սխմվոյիկ ճաւոնկումները բյուրեղում: Բյուրեղի անիզոտրոպութեանը անհրաժեշտ է զարձնում տարբեր հարթութունները (նիստերը) և ուղղութեանները (օրինակ, կողերը) բյուրեղում առանձնացնել և որոշակի կերպով նշանակել: Դրա համար օգտագործում են կոորդինատային հատուկ սխտեմ, որը բյուրեղի հետ կապված է ալնպես, որ կոորդինատային առանցքները, սովորաբար, տարվում են համաչափութեան առանցքներին զուգահեռ կամ համաչափութեան հարթութուններին ուղղահայաց, իսկ կոորդինատների սկզբնակետը համընկնում է ցանցի հանգույցներից որեւէ մեկի հետ:

Այդպիսի սխառմամբ կոորդինատները չտալովում են ավելալ ուղղություններ միջատումալին հեռավորություններին հալաասար միավորներով (ալդ հեռավորությունները կոչվում են ցանցի հաստատունների կամ ցանցի պարամետրեր):

Որեւ հարթութլան դիրքը և կոդմնորոշումը միարժեք կերպով որոշվում է ալդ հարթութլան որեւ երեք կետերի կոորդինատներով, օրինակ ալն կետերի, որտեղ նա հատվում է կոորդինատների երեք առանցքների հետ:

Ենթադրենք, I, II և III առանցքների կոորդինատալին առանցքներ ևն և պետք է որոշվի S հարթութլունը (նկ. 9.13): Եթե, օրինակ, ալդ հարթութլունը I առանցքը հատում է 4 միավոր հեռավորութլան վրա (ալսինքն միջատումալին չորս միավոր հեռավորութլան վրա I առանցքի ուղղությամբ), II առանցքը՝ 1 միավոր հեռավորութլան վրա և III առանցքը՝ երկու միավոր հեռավորութլան վրա, ապա հարթութլան դիրքը արվում է թվերի եռակով՝ 4, 1 և 2: Սակալն, բյուրեղում հարթութլունների դիրքը նշանակելու համար ընդունված է օգտվել ոչ թե ալդ թվերով, ալլ Միլլերի հատուկ ինդեքսներով, որոնք որոշվում են ալսպետ. զանում ենք կոորդինատալին առանցքների հետ հարթութլան հատման երեք կետերի կոորդինատները (ցանցի հաստատունների միավորներով): Ստացված թվերի հալադարձ մեծութլունները բերում ենք մի հալատարարի և դեն ենք զցում հալատարարը: Ալդ կոտորակների համարիչները տալիս են Միլլերի ինդեքսները: Ալսպետ, օրինակ, հենց նոր դիտարկված հարթութլան համար, որը կոորդինատական առանցքները հատում է 4, 1 և 2 կետերում, կոորդինատների հակադարձ մեծութլունները համապատասխանաբար կլինեն $1/4$, 1 և $1/2$, ալս կոտորակների ընդհանուր հալատարարը հալասար է 4 և Միլլերի ինդեքսները ալսպիստով կլինեն հալասար 1, 4 և 2: Ալս թվերը առնվում են կլոր փակագծերի մեջ, ալնպես, որ մեզ հետաքրքրող հարթութլունը սիմվոլիկ կերպով նշանակվում է (142) (կարդացվում է ոչ թե «հարլուր քառասուն երկու», ալլ «մեկ, չորս, երկու»): Թվերի տվլալ խումբը ակներևաբար բնորոշում է ոչ թե մեկ հարթութլուն, ալլ զուգահեռ հարթութլունների ամբողջ ընտանիք: Միլլերի ինդեքսները նշանակվում են h, k, l տառերով:

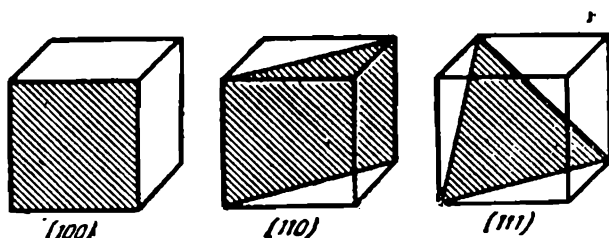


Նկ. 9.13:

Եթե հարթութլունը զուգահեռ է կոորդինատալին առանցքներից որեւ մեկին, ալսինքն՝ հատում է ալն անվերջութլան մեջ, ապա համապատասխան ինդեքսը հալասար է գրոլի: 9.14 նկարի վրա ցույց

են տրված խորանարդային բյուրեղի մի քանի տառիկ կարևոր հարթությունների ինդեքսները:

Ուղղանկյուն ճեղքը բյուրեղում, նույնպես տրվում են ինդեքսներով, որոնք որոշվում են հետևյալ կերպ. որոշակի ուղղությամբ բնաշում են



դ. 9.1

կամավոր երկարություն որևէ վեկտոր և որոշում են այդ վեկտորի բաղադրիչների մեծությունները կոորդինատական առանցքների ուղղությամբ՝ հաշված դանցի հաստատունի միավորներով: Այդ ժամանակ այդ ուղղության ինդեքսները կլինեն այն երեք ամենափոքր թվերը, որոնց հարաբերությունները միմյանց հավասար են վեկտորի բաղադրիչների հարաբերությանը: Օրինակ, եթե վեկտորի կոմպոնենտները համապատասխանաբար հավասար են 6, 4 և 8 միավորների, ապա այդ վեկտորին համապատասխանող ուղղության ինդեքսները կլինեն 3, 2 և 4: Այս թվերը գրվում են քառակուսի փակագծերի մեջ [324]: Ուղղության ինդեքսները արտահայտվում են u , v և w տառերով:

Այն ուղղությունը, որը որոշվում է ինդեքսների տվյալ [u , v , w] հավաքածով, երբեմն (իսկ խորանարդ բյուրեղի համար միշտ ուղղահայաց է ինդեքսների նույնպիսի (h , k , l) հավաքածու ունեցող հարթությանը:

Մառանքի բյուրեղներում: Իրական բյուրեղներում հնարավոր չէ դիտել ատոմների դասավորության այն անբասիր կարգը և խիստ պարբերականությունը, որի մասին խոսվեց վերը: Ամենատարբեր փորձերը ցույց են տալիս, որ բյուրեղներում սովորաբար ատոմների դասավորության կանոնավորությունը այս կամ այն չափով խախտվում է:

Նախ և առաջ անհրաժեշտ է նշել, որ չնայած բյուրեղային վանդակում ատոմները տեղավորված են իրենց հավասարակշռությանը համապատասխանող տեղերում, սակայն այդ չի նշանակում, որ նրանք զտնվում են հանգստի վիճակում: Ինչպես հեղուկներում և գազերում, ահպես էլ պինդ մարմիններում, ատոմները կատարում են անընդհատ շերմալին շարժումներ, որոնց էներգիան որոշում է մարմնի ջերմաստիճանը: Ինչպես մենք կտեսնենք ստորև, այդ շարժումները ունեն

ցանցի նախուցյալ նախապայմանով հավասարակշռության գիւրքի շուրջը կատարվող մոքք տատանումների բնույթ: Եթե նախնիական բյուրեղը ունենար իդեալական կանոնավոր կառուցվածք, առումների ջերմային շարժումները ինքնին կխախտեին ցանցի խիստ պարբերականությունը: Չէ՞ որ շարժանքի տվյալ պահին տատանների սրտ՝ մասը գտնվում է հավասարակշռության գիւրքից ծայրահեղ շեղման գիւրքում, մյուս մասը՝ միջինին մոտ գիւրքում, երրորդը՝ ինչ որ միջանկյալ գիւրքում և այլն: Եվ քանի որ նախնիական ոչ բարձր ջերմաստիճաններում առումների տատանման թափը կարող է հասնել միջատոմային հեռավորության մի քանի տոկոսին, ապա այդ բերում է ցանցի պարբերականության նկատելի խախտման: Զերմաստիճանի փոփոխմամբ, փոփոխվում է և ցանցի պարբերականության խախտման աստիճանը: Ցանցի կառուցվածքի կանոնավորության այդպիսի ջերմային խախտումները միշտ գոյություն ունեն և կարծես թե հանդիսանում են ֆոն, որի վրա տեղի են ունենում բյուրեղի մեջ բնթացող բոլոր երևույթները: Սրանով է բացատրվում, որ դործնականում բյուրեղների բոլոր հատկությունները, այսպես թե այնպես, կախում ունեն ջերմաստիճանից: Միայն բացարձակ զրոյում բյուրեղը կարող էր գերծ լինել պարբերականության նման խախտումներից և լինել լրիվ կարգավորված: Միայն բացարձակ զրոյում հնարավոր է լրիվ հավասարակշռված միջակ, բայց միայն այն դեպքում, եթե նրանում չկան կառուցվածքի որևէ այլ խախտումներ կամ ինչպես ընդունված է ասել՝ արատներ:

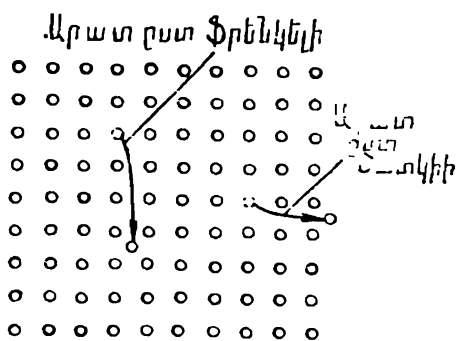
Իսկ այնպիսի արատներ, որոնք ջերմային շարժումների հետևանք չեն, չնայած որ սովորաբար հենց նրանց պատճառով են ի հայտ գալիս, դործնականում հուշակա միշտ գոյություն ունեն և մենք այստեղ կընթանք արատների մի քանի կարևոր սկսակները: Նրանք բոլորը բյուրեղների հատկությունների վրա խիստ էական ազդեցություն են թողնում:

Արատների առաջին տեսակը, որոնք կոչվում են Շոտտիի տիպի արատներ, այն է, որ ցանցի այն հանգույցները, որտեղ պետք է առումներ լինեին, զբաղեցված չեն լինում: Բնական է, որ այսպիսի «թափուր տեղերը», ցանցի հանգույցներում առումի բացակայությունը, առաջ են բերում հարևան առումների տեղաշարժումներ իրենց նորմալ գիւրքերից, որը և «թափուր տեղի» շրջանում բերում է ցանցի նորմալ կառուցվածքի զգալի խախտմանը:

Արատների մյուս տիպը, դրանք կոչվում են արատներ ըստ Ֆրենկելի, առաջանում է այն դեպքում, երբ որևէ մասնիկ թողնում է իր տեղը ցանցի հանգույցում և տեղավորվում է հանգույցների միջև ինչ-որ մի տեղում («միջհանգույցներում») շրջապատված ցանցում իրենց «օրինական» տեղը զբաղեցնող առումներով: Այս դեպքում, հետևաբար, միանգամից առաջանում են երկու արատ, քանի որ դատարկ

հանդուգոր և միջհանդուգորում գտնվող մատմոր հափասար չափով խախտում են վանդակի կանոնադրությունը: 9.15 նկարում ցույց է արված նշված երկու տեսակի արատների սխեման:

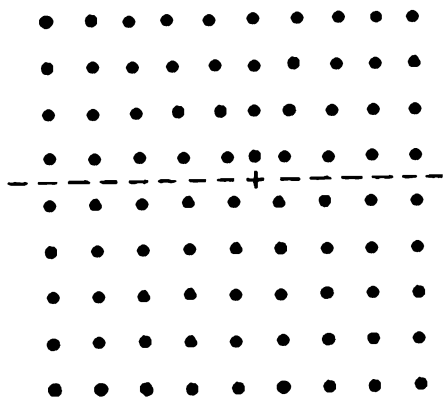
Բյուրեղում արատների երրորդ տեսակը աչն է, որ վանդակի որոշ տեղերը զրոյացվում են հիմնական նյութի հետ ոչ մեծ չափով խառնուրդ կազմող օտար ատոմների կողմից: Որոշ դեպքերում աչո տիպի արատները շատ մեծ ազդեցություն են թողնում բյուրեղի հատկությունների վրա: Այդ վերաբերվում է հատկապես կիսահաղորդիչներին, որոնց հատկությունները որոշվում են պլազմոնային հենց նման խառնուրդային արատներով:



Նկ. 9.15:

Եթե բյուրեղը առաջացել

է որոշակի քիմիական միացություն ներկայացնող նյութից, ապա կարող են առաջանալ արատներ նախած աչն բանին, թե ինչպիսիք են արագությամբ կոմպոնենտներից որևէ մեկի պակաս կամ ավելցուկ: Այս դեպքում արատները կարող են լինել տարրեր բնութի, օրինակ, հավելուրդային ատոմները կարող են տեղափոխվել միջհանդուգորներում, նրանք կարող են իրենց պահել խառնուրդի ատոմների նման և ալին:



Նկ. 9.16:

Բյուրեղում արատների խիստ կարևոր տեսակ են հանդիսանում այսպես կոչված գիսլուկացիաները: Այս տեսակ արատների բնութը երևում է 9.16 նկարի սխեմայից: Արատն աչն է, որ բյուրեղի մի մասում (9.16 նկարի վերևի մասում, հորիզոնական կետագծից վերև) երևան է գալիս ատոմային մեկ հարթություն ավելի, քան մյուսում: Իհարկե, «ավելորդ» ատոմային հարթությունը բյուրեղային ցան-

ցի աղավաղումն է, ըստ որում, ինչպես երևում է 9.16 նկարից, ամենից շատ աղավաղված է բյուրեղի աչն մասը, որը անմիջականորեն կից

է լրացուցիչ հարթությանը: Այդ տեղից հեռանալուն զուգընթաց ազա-
վաղումները աստիճանաբար հարթվում են ավնայիւ, որ սովորաբար
բլուրեղի կանոնավորութեան խիստ խախտված շրջանը չի անցնում մի
քանի միջհանգուցային հեռավորություններից: Գոյություն ունի և մի
ալլ տեսակի, ալպին կոչված պտուտակային դիսլոկացիա, որը մենք
ախտից չենք նկարագրի: Միայն նշենք, որ դիսլոկացիաները մեծ դեր
են խաղում բլուրեղներում, հատկապես բլուրեղների գեֆորմացիաների
հետ կապված երևույթներում, քանի որ դիսլոկացիաների ներկայութե-
նը բերում է նրանց ամրութեան պակասեցմանը: Դիսլոկացիայի առա-
ջացումը խիստ ազդում է նաև բլուրեղների աճի ընթացքի վրա, ընդ-
հանրապես ասած, հեշտացնում է այդ սեղը: Դիսլոկացիաների թիվը
բլուրեղներում բավականին մեծ է, նույնիսկ լավ բնական բլուրեղներում
հաճախ է 10^8 -ի 1 սմ²-ի մեջ:

§ 2. Պինդ մարմինների մեխանիկական հատկությունները

Մեխանիկական կոչվում են պինդ մարմնի այն հատկությունները,
որոնցով որոշվում է արտաքին մեխանիկական ուժերի ազդեցության
տակ նրանց ձևափոխվելու (գեֆորմացիայի ենթարկվելու) և այդ ուժերի
առաջացրած քայքայմանը դիմադրելու ընդունակությունը:

Պինդ մարմնի գեֆորմացիան հետևանք է արտաքին ուժի ազդե-
ցության տակ մարմինը կազմող մասնիկների փոխադարձ դիրքի և
միջմասնիկային հեռավորությունների փոփոխության:

Դեֆորմացիան կոչվում է առաձգական, եթե այն ստաճացնող ուժի
ազդեցությունը դադարելուց հետո նա անհետանում է, և պլաստիկ,
եթե նա պահպանվում է բեռնազրկության ազդեցությունը դադարելուց
հետո եւ: Բոլոր պինդ մարմինները, նախած ազդող ուժերի մեծությու-
ներին, կարող են ենթարկվել թե առաձգական և թե պլաստիկ դեֆոր-
մացիայի: Բավականաչափ փոքր ուժերի դեպքում պինդ մարմինները
ենթարկվում են առաձգական դեֆորմացիայի: Ակնհայտ է, որ երկարա-
տև աշխատանքի համար նախատեսված տեխնիկական տարրեր տեսակի
կառուցվածքների, մեքենաների և այլն, դետայնելում թուլաստվում
են միայն առաձգական դեֆորմացիաներ:

Առաձգական դեֆորմացիաներ: Մասնիկների փոխադարձ դիրքի
և նրանց միջև կաած հեռավորությունների փոփոխությունը, իհարկե,
առաջացնում է ներքին ուժեր, որոնք խախտում են միջև դեֆորմա-
ցիա առաջացնող ուժի կիրառումը գոյություն ունեցող հավասարակշ-
ռությունը: Փանի որ առաձգական դեֆորմացիայի ժամանակ, արտա-
քին ուժի ազդեցությունը վերանալուց հետո մարմինը վերականգնում
է իր ձևը, նշանակում է ներքին ուժերը ուղղված են արտաքին ուժին

հակառակ և հավասարակշռում են ալն: Հետևաբար զեֆորմացիայի առաջացումը չի հանդում մարմնի տարրեր մասերի միջև գոյություն ունեցող հավասարակշռության խախտման, արագացումների առաջացման: Այսպիսի զեֆորմացիաները կոչվում են ստատիկ:

Բևոնվածություն հետադարձից հետո մարմնի ձևը վերականգնող ներքին ուժերի երևան գալը հենց պատճառ է հանդիսանում ալն ալսպես կոչված առաձգական ուժերի առաջացմանը, որոնք միշտ գործում են իրար հետ հպվող և միմյանց զեֆորմացիայի ենթարկող մարմինների միջև:

Առաձգական զեֆորմացիա առաջացնող ուժերի և զեֆորմացիայի մեծություն հարաբերակցությունը որոշվում է Հուկի օրենքով, որը կրճատ կերպով կարող է արտահայտվել այսպես. զեֆորմացիան ողիղ համեմատական է զեֆորմացիա առաջացնող ուժին: Այս օրենքը քանակական ձևով արտահայտելու համար պետք է պայմանավորվել, թե զեֆորմացիաները և պրանք առաջացնող ուժերը ինչ մեծություններով են բնութագրվում:

Փորձը ցույց է տալիս, որ զեֆորմացիան որոշվում է ոչ թե մարմնի վրա ազդող ուժով, ալլ ալդ ուժի և նրա ազդեցությունը ենթադրվող մակերևույթի լայնական կտրվածքի մակերեսի հարաբերությամբ: Ալդ p մեծությունը՝ հավասար $\frac{F}{S}$ -ի, որտեղ F -ը ուժն է և S -ը՝ մակերևույթի մակերեսը, կոչվում է լարում: Նա չափվում է նույն միավորներով, ինչ որ ճնշումը: Հուկի օրենքի մեջ «զեֆորմացիա առաջացնող ուժ» տակով մենք հասկանում ենք հենց լարումը:

Ինչ վերաբերվում է զեֆորմացիային, ապա հալած ալն բանին, թե ուժերը ինչպես են կիրառված մարմնի վրա, նա կարող է լինել տարբեր բնույթի: Ալդ պատճառով էլ տարրեր զեպրերում նա նկարագրվում է տարրեր մեծություններով: Այստեղ կահամանապակվենք միայն իզոտրոպ մարմինների քննարկումով:

Եթե զեֆորմացիան ընորոշող մեծությունը նշանակենք ϵ տառով (տարրեր տեսակի զեֆորմացիաների համար դրանք կլինեն տարբեր մեծություններ), ապա Հուկի օրենքը կարող է գրվել հետևյալ տեսքով՝

$$\frac{p}{\epsilon} = \text{const:} \quad (9.1)$$

Ալն հաստատունը, որը հավասար է լարման և զեֆորմացիայի մեծության հարաբերությանը, կոչվում է առաձգական զեֆորմացիայի համապատասխան ձևի մոդուլ (ալս տերմինը մտցվել է Յունգի կողմից, որով մաթեմատիկական տեսք է տրվել Հուկի օրենքին):

Կիրառված լարումների ազդեցության տակ պինդ մարմնի կրած

գեֆորմացիաները հանդում են ևրկու հիմնական աստակի, քանի որ մարմնի մակերեսի վրա ազդող լուրաքանչյուր ուժ կարող է վերածվել երկու բաղադրիչների, մեկը մակերեսին ուղղահայաց և մյուսը նրան զուգահեռ։ Սրանցից առաջինը առաջացնում է ձգում կամ սեղմում կոչվող գեֆորմացիա։ Այս աստակի գեֆորմացիան բնորոշվում է նրանով, որ փոխվում է միայն մարմնի ծավալը, բայց անփոփոխ է մնում մարմնի ձևը։

Մակերեսին զուգահեռ երկրորդ բաղադրիչը առաջացնում է սահքի գեֆորմացիա։ Սահքի գեֆորմացիայի դեպքում փոփոխվում է մարմնի ձևը, բայց անփոփոխ է մնում մարմնի ծավալը։

Եթե լարման ալն բաղադրիչը, որը զուգահեռ է մակերեսին, հավասար է զրոյի, ապա տեղի կունենա միայն ձգման կամ սեղմման մաքուր գեֆորմացիա։ Եթե զրոյի է հավասար լարման ուղղահայաց բաղադրիչը, ապա գեֆորմացիան կլինի մաքուր սահք։

Ջգման և սեղմման գեֆորմացիա։ Միակողմանի ձգում և սեղմում։ Էնթալպիան, ϵ երկարություն և լայնական կտրվածքի S մակերես ունեցող գլանաձև ձողը ենթարկվում է իր առանցքին զուգահեռ F ուժի ազդեցությանը, ինչպես այդ ցույց է արված 9. 17-րդ նկարում։ Այս ուժի ազդեցության տակ ձողի երկարությունը մեծանում է որոշ Δl մեծությամբ (եթե ուժի ուղղությունը փոխվի հակառակ ուղղությունամբ, ապա երկարությունը չի մեծանա, այլ կփոքրանա)։ Բայց այս



Նկ. 9.17.

Δl երկարացումը չի կարող բնորոշվել որպես գեֆորմացիայի բնութագիր։ Զե՞ որ ուժը ազդում է ձողի երկարության լուրաքանչյուր միավորի վրա, այդ պատճառով ընդհանուր երկարացումը կախված կլինի l երկարությունից և այդպիսով կորոշվի ոչ միայն ազդող լարումով, այլև նմուշի սկզբնական երկարությամբ։

Տվյալ դեպքում որպես գեֆորմացիայի մեծություն անհրաժեշտ է ընտրել Δl երկարացման և l երկարության հարաբերությունը, որը արդեն l -ից կախում չունի։ Այս հարաբերությունը կոչվում է ձողի հարաբերական երկարացում։ Օգտվելով միակողմանի ձգման գեֆորմացիայի (սեղմում, նշանակում է միայն գեֆորմացիայի նշանի փոփոխու-

թյուն, երբ փոխվում է ուժի ուղղությունը) նման բնութագրումից, մենք կարող ենք Հուլի օրենքը գրել հետևյալ ձևով՝

$$\frac{p}{\frac{\Delta l}{l}} = E$$

կամ

$$\frac{\Delta l}{l} = \frac{p}{E}, \quad (9.2)$$

Ե մեծությունը կոչվում է Յունգի մոդուլ կամ առաձգականության մոդուլ և պինդ մարմնի առաձգական հատկությունները բնութագրող հիմնական մեծություններից մեկն է:

Նրա չափողականությունը համընկնում է ճնշման չափողականության հետ: Երբեմն Յունգի մոդուլը որոշում են որպես ձգվող նմուշի երկարությունը կրկնապատկող լարման մեծություն: Այդ հետևում է նրանից, որ եթե (9.2)-ում ընդունվի $\frac{\Delta l}{l} = 1$ (այդ էլ նշանակում է, որ նմուշի երկարությունը կրկնապատկվում է), ապա $p = E$:

Յունգի մոդուլի այսպիսի սահմանումը վերացական բնույթ ունի, քանի որ իրականում դեֆորմացիայի և լարման միջև 9.2 հավասարումով արտահայտված գծային կախումը, դիտվում է միայն փոքր դեֆորմացիաների ժամանակ ($\frac{dl}{l} \ll 1$): Պինդ մարմնի նմուշի երկարության կրկնապատկման մասին խոսք անգամ լինել չի կարող, քանի որ այդպիսի դեֆորմացիաների հասնելուց շատ ավելի շուտ նմուշը ենթարկվում է խզման:

Ավելին, նմուշի քայքայումից շատ առաջ դադարում է գոյություն ունենալ նրա դեֆորմացիայի լարումից ունեցած գծային կախումը և հետևաբար Յունգի մոդուլ հասկացությունը կորցնում է իր իմաստը:

(9.2) հավասարումը կարող է գրվել և այլ տեսքով՝

$$\frac{\Delta l}{l} = Kp, \quad (9.2a)$$

որտեղ

$$K = \frac{1}{E},$$

K գործակիցը, որը հավասար է Յունգի մոդուլի հակադարձ մեծությանը, կոչվում է առաձգականության գործակից: (Երբեմն այն անվանում են նաև միավորմանի ձգման՝ գործակից): (9.2a) բանաձևից հե-

տեում է, որ նա թվապես հավասար է ձողի ալն հարաբերական երկարացմանը, որ առաջանում է միավոր լարումով:

Միակողմանի ձգման կամ սեղմման ժամանակ փոփոխվում է ոչ միայն ձողի երկարությունը, այլև նրա լայնական կտրվածքը, ալսինքն՝ նրա շառավիղը: Սեղմման ժամանակ շառավիղը մեծանում է, ձգման ժամանակ՝ փոքրանում: Եթե ալս դեֆորմացիան եւ բնութագրենք շառավղի հարաբերական $\frac{\Delta r}{r}$ փոփոխությամբ, ապա կարելի է գրել՝

$$\frac{p}{\frac{\Delta r}{r}} = M',$$

որտեղ M' -ը համեմատականության գործակից է, որը կարելի է անվանել լայնական սեղմման մոդուլ երկալնական ճգման դեպքում:

Պարզ է, որ $\frac{\Delta l}{l}$ եւ $\frac{\Delta r}{r}$ մեծությունների միջև պետք է լինի պարզ կապ: Դա արտահայտվում է ալն բանով, որ $-\frac{\Delta r}{\Delta l} \frac{r}{l}$ հարաբերությունը սովալ նյութի համար, հաստատուն մեծություն է՝

$$\frac{\frac{\Delta r}{r}}{\frac{\Delta l}{l}} = \nu:$$

ν հաստատունը, որը հավասար է լայնական եւ երկալնական երկարացումների հարաբերությանը, կոչվում է Պուասոնի գործակից: Պարզ է, որ Պուասոնի գործակցի մեծությամբ որոշվում է դեֆորմացիալի ելթարկվող նմուշի ծավալի փոփոխությունը:

Եթե դեֆորմացիալի ժամանակ մարմնի ծավալը չփոփոխվեր, ալսինքն՝ եթե նմուշի երկարության Δl փոփոխությունը փոխաաուցվեր շառավղի (գլանալին նմուշի համար) համապատասխան փոփոխությամբ, ապա տեղի կունենար հետևյալ հավասարությունը

$$\nu = \frac{1}{2},$$

Իրոք, նմուշի ծավալը

$$V = \pi r^2 l,$$

որտեղ r -ը գլանի շառավիղն է. l -ը՝ նրա երկարությունը: Ծավալի փոփոխությունը

$$\Delta V = \pi(2lr\Delta r + r^2\Delta l),$$

Որպեսզի

$$\Delta V = 0,$$

անհրաժեշտ է, որ

$$2/r \Delta r = - r^2 \Delta l,$$

որտեղից

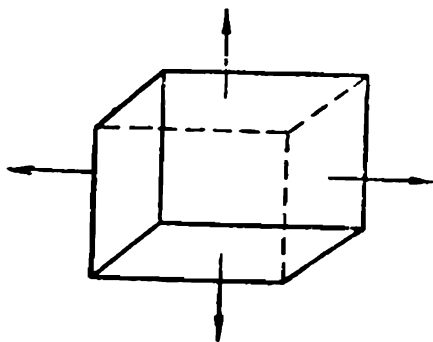
$$\frac{\Delta r}{r} = - \frac{1}{2} \frac{\Delta l}{l}.$$

այսինքն՝

$$(\mu) = - \frac{\frac{\Delta r}{r}}{\frac{\Delta l}{l}} = \frac{1}{2},$$

Իրականում բոլոր նյութերի համար Պուազոնի գործակիցը փոքր է $1/2$ -ից և մոտ է $0,30$ -ի, այսինքն՝ դժային դեֆորմացիայի ժամանակ մարմնի ծավալը մեծանում է (խցանի համար Պուասոնի գործակիցը հավասար է զրոյի)։

Համակոորդինատների և սեղմում։ Այս տեսակի դեֆորմացիան, իր բնույթով չտարբերվելով վերը նկարագրվածից, առաջանում է, երբ մարմնի վրա ազդող ուժը բաշխված է նրա ամբողջ մակերևույթի վրա (նկ. 9.18)։



Նկ. 9.18.

Այն նույն նկատառումներով, որոնք բերեցինք վերևում, որպես դեֆորմացիայի մեծություն այս դեպքում պետք է ընդունել մարմնի ծավալի հարաբերական փոփոխությունը, այսինքն՝ $\frac{\Delta V}{V}$ մեծությունը։ Այդ պատճառով ըստ Հուկի օրենքի մենք կարող ենք գրել՝

$$\frac{p}{\frac{\Delta V}{V}} = M, \quad (9.3)$$

M հաստատունը համակոորդինատների սեղմման (կամ ձգման) մոդուլն է։ Յունգի մոդուլի նման, նա թվապես հավասար է այն լար մասնի ռը մարմնի ծավալը փոխում է կրկնակի անգամ (երբեմն M մոդուլը անվանում են նաև ծավալային դեֆորմացիայի մոդուլ)։

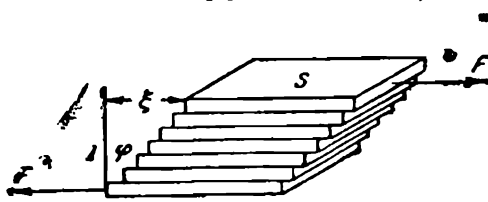
Գրենք (9.3) բանաձևը հետևյալ տեսքով՝

$$\frac{\Delta V}{V} = \chi p,$$

չ գործակիցը, որը հավասար է համակողմանի սեղմման մոդուլի հակադարձ մեծությունը, կոչվում է համակողմանի սեղմման գործակից: Պարզ է, որ այդ գործակիցը պինդ մարմինների համար շատ փոքր է (10^{-6} մքն $^{-1}$ կարգի):

Ակնհայտ է, որ համակողմանի ձգումը կամ սեղմումը կարելի է դիտել որպես երեք միակողմանի ձգման կամ սեղմման (եթե նրանք փոքր են) դեֆորմացիաների գումարման արդյունք: Այդ պատճառով E և M մոդուլները կապված են միմյանց հետ պարզ առնչությամբ: Հեշտ է համոզվել այն բանում, որ եթե Պուասոնի գործակիցը հավասար է զրոյի, ապա $E = 3M$: Երբ $\nu = \frac{1}{3}$, երկու մոդուլները հավասար են միմյանց:

Սահիֆ դեֆորմացիա: Դեֆորմացիաների այս ձևը առաջանում է մարմնի տրամագծորեն հակառակ նիստերի նկատմամբ կիրառված ուժերի ազդեցությամբ (նկ. 9.19): Ուժերի ալյպիսի սիստեմը առա-



Նկ. 9.19.

ջացնում է ուժերի ուղղությամբ գուգահեռ հարթ շերտերի տեղափոխություն մեկը մյուսի նկատմամբ: 9.19 նկարից երևում է, որ այդ ժամանակ զգրալին նիստերը տեղաշարժվում են որևէ ξ հեռավորությամբ: Եթե նմուշի սկզբնա-

կան երկարությունը հավասար է l -ի, ապա դեֆորմացիայի մեծությունը կարող է բնութագրվել ξ/l հարաբերությամբ: Քանի որ ξ -ի փոքր արժեքի դեպքում այս հարաբերությունը հավասար է φ -ի, որտեղ φ -ն հարթությունների սահքի անկյունն է, ուստի որպես դեֆորմացիայի չափ ընդունվում է հենց այդ անկյունը: Այդ պատճառով Հուկի օրենքը կարող է գրվել հետևյալ տեսքով,

$$\frac{p}{\varphi} = G, \quad (9.4)$$

որտեղ p -ն լարումն է:

G հաստատունը կոչվում է սահքի մոդուլ: Նա, ինչպես և առաձգական դեֆորմացիայի մյուս մոդուլները, չափվում է ճնշման միավորներով:

Այն հաստատունը, որը հավասար է սահքի մոդուլի հակադարձ մեծությանը, կոչվում է սահքի գործակից: Նա թվապես հավասար է սահքի այն անկյանը, որը առաջանում է մեկ միավոր լարումով, մինչդեռ սահքի մոդուլը հավասար է այն լարմանը, որի առաջացրած սահքի անկյունը հավասար է մեկ ռադիանի:

Ինչպես արդեն նշվեց, սահքի դեֆորմացիան չի ուղեկցվում դեֆորմացիայի ենթարկվող մարմնի ծավալի փոփոխությամբ:

Առաձգականության մոդուլների միջև եղած կապը: Առաձգականության ու սահքի մոդուլները բնականաբար կապված են միմյանց հետ, քանի որ նրանք ըստ էության հանդիսանում են միևնույն պրոցեսի, այն է արտաքին ուժերի ազդեցության տակ բյուրեղային ցանցում ատոմների վերադասավորման պրոցեսի, բնութագրերը: Մենք կըզտանենք առաձգական մոդուլները միմյանց հետ կապող առնչությունները, եթե դիտարկենք մարմնի վրա կամավոր ուժերի ազդեցության ընդհանուր դեպքը:

Ենթադրենք, օրինակ, խորանարդի ձև ունեցող մարմնի վրա կիրառված են կամավոր ուժեր: Նրանցից լուրաքանչյուրը մենք կարող ենք վերածել բաղադրիչների ըստ կոորդինատային հրեք առանցքների, X, Y, Z առանցքներով ուղղված լարումները նշանակենք p_x , p_y և p_z : Դրանցից լուրաքանչյուրը առաջացնում է համապատասխան հարարելական երկարացումներ՝

$$\left(\frac{\Delta l}{l}\right)_x = \lambda_x, \quad \left(\frac{\Delta l}{l}\right)_y = \lambda_y \quad \text{և} \quad \left(\frac{\Delta l}{l}\right)_z = \lambda_z$$

$$\lambda_x = \frac{p_x}{E}, \quad \lambda_y = \frac{p_y}{E}, \quad \lambda_z = \frac{p_z}{E},$$

Սակայն անհրաժեշտ է ի նկատի ունենալ, որ առանցքներից մեկի ուղղությամբ եղած լուրաքանչյուր երկարացում ուղեկցվում է լայնական սեղմումով մյուս երկու առանցքների ուղղությամբ: Այսպիսով, λ_x երկարացումը ուղեկցվում է $\mu\lambda_x$ -ին հավասար սեղմումով Y առանցքի ուղղությամբ, դարձյալ $\mu\lambda_x$ -ին հավասար սեղմումով Z առանցքի ուղղությամբ: Ճիշտ այդպես p_y լարումը առաջացնում է ոչ միայն λ_y երկարացում, այլև $\mu\lambda_y$ սեղմում X և Z առանցքներով, իսկ p_z լարումը երկարացում է նմուշը Z առանցքի ուղղությամբ λ_z մեծությամբ, սակայն X և Y առանցքներով առաջացնում է $\mu\lambda_z$ սեղմում:

Այդ պատճառով երկարացման համար եղած λ -ի արտահայտություններից պետք է հանել համապատասխան ուղղահայաց առանցքներով եղած սեղմումները: Այդ դեպքում առանցքների ուղղությամբ եղած երկարացման բանաձևերը կընդունեն հետևյալ տեսքը:

$$\left. \begin{aligned} \lambda_x &= \frac{p_x}{E} - \mu\lambda_z - \mu\lambda_y = \frac{p_x - \mu(p_z + p_y)}{E}, \\ \lambda_y &= \frac{p_y}{E} - \mu\lambda_z - \mu\lambda_x = \frac{p_y - \mu(p_z + p_x)}{E}, \\ \lambda_z &= \frac{p_z}{E} - \mu\lambda_x - \mu\lambda_y = \frac{p_z - \mu(p_x + p_y)}{E}, \end{aligned} \right\} \quad (9.5)$$

Այս արտահայտությունները ընդհանուր ձևով տալիս են դեֆորմացիաների մեծությունը X , Y և Z առանցքների երկայնքով:

Այժմ ենթադրենք, թե $p_x = p_y = p_z$ (համակողմանի սեղմում):

Այդ դեպքում $\left(\frac{\Delta l}{l}\right)_x$ -ի արտահայտությունը կընդունի հետևյալ տեսքը՝

$$\left(\frac{\Delta l}{l}\right)_x = \lambda_x = \frac{p - 2\mu p}{E} = (1 - 2\mu) \frac{p}{E}, \quad (9.6)$$

Նման տեսք ունեն նաև λ_y -ին և λ_z -ին վերաբերվող արտահայտությունները: Նշանակում է, համակողմանի սեղմման ժամանակ հարաբերական երկարացումը առանցքներից մեկի ուղղությամբ հավասար է $(1 - 2\mu) \frac{p}{E}$, մինչդեռ միակողմանի սեղմման ժամանակ նա հավասար է p/E (լարման ուղղությամբ):

(9.6) բանաձևից հետևություններ ստացվում է համապատասխան արտահայտությունները ծավալի հարաբերական փոփոխության համար ցանկացած դեֆորմացիայի ժամանակ, ինչպես նաև ծավալային դեֆորմացիայի մոդուլի և Յունգի մոդուլի կապը:

Ենթադրենք դեֆորմացիայի է ենթարկվում ուղիղ գուգահեռանիստի ձև ունեցող մի մարմին, որի կողերի երկարություններն են l_x , l_y , l_z : Ակնհայտ է, որ այդ մարմնի ծավալը հավասար է $V = l_x l_y l_z$: Կիրառված p_x , p_y և p_z լարումների ազդեցության տակ մարմնի ծավալը կըփոփոխվի

$$\Delta V = \Delta(l_x l_y l_z) = l_y l_z \Delta l_x + l_z l_x \Delta l_y + l_x l_y \Delta l_z$$

մեծությամբ:

Ծավալի հարաբերական փոփոխությունը այդ ժամանակ հավասար կլինի՝

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{\Delta l_x}{l_x} + \frac{\Delta l_y}{l_y} + \frac{\Delta l_z}{l_z}$$

Օգտվելով (9.6) բանաձևից մենք կստանանք, որ համակողմանի ձգման կամ սեղմման ժամանակ, երբ $p_x = p_y = p_z$, ծավալի հարաբերական փոփոխությունը հավասար է

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{3(1 - 2\mu)p}{E},$$

բայց ինչպես գիտենք

$$\frac{p}{\frac{\Delta V}{V}} = M,$$

հետևապես, ծավալային դեֆորմացիայի M մոդուլը β -ունդի մոդուլի հետ կապված է հետևյալ առնչությամբ.

$$M = \frac{E}{3(1-2\nu)},$$

ինչպես հալոնի է, սահքի մոդուլը չի ուղեկցվում ծավալի փոփոխությամբ: Այդ նշանակում է, որ

$$\frac{\Delta V}{V} = \lambda_x + \lambda_y + \lambda_z = 0:$$

Այս բանաձևի մեջ λ_x -ի, λ_y -ի և λ_z -ի փոփոխումներն տեղադրենք նրանց արժեքները (9.5) բանաձևից: Այդ ժամանակ

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{p_x(1-2\nu) + p_y(1-2\nu) + p_z(1-2\nu)}{E} = 0$$

կամ

$$p_x + p_y + p_z = 0:$$

Լարումների միայն ալյապիսի ընտրության ժամանակ է հնարավոր սահքի դեֆորմացիան:

$$p_x + p_y + p_z = 0$$

հավասարումից հետևում է, որ

$$p_x = -(p_y + p_z):$$

Տեղադրելով p_x -ի այս արտահայտությունը (9.5)-ի մեջ, կստանանք՝

$$\lambda_x = \frac{p_x + \mu p_x}{E} = \frac{1+\mu}{E} p_x, \quad (9.7)$$

$\lambda_x = \left(\frac{\Delta l}{l}\right)_x$ հարաբերությունը սահքի ժամանակ կողի շեղման հարաբերությունն է այդ կողի երկարությանը: Նա, ինչպես դժվար չէ տեսնել, հավասար է սահքի անկյան կեսին (փոքր շեղումների ժամանակ) և ընտրում է սահքի դեֆորմացիան, այնպես որ (9.7) բանաձևը կարող է գրվել

$$\frac{\varphi}{2} = \frac{1+\mu}{E} p_x$$

կամ

$$G = \frac{p_x}{\varphi} = \frac{E}{2(1+\mu)}$$

տեսքով:

Այստեղից հետևում է, որ սահքի մոդուլը

$$G = \frac{E}{2(1 + \mu)},$$

Հենց այս բանաձևն էլ տալիս է սահքի մոդուլը, Յունգի մոդուլը և Պոասոնի գործակցի կապը:

Բացի գեֆորմացիայի դիստրիբյուցիոն հիմնական ձևերից հաճախ հանդիպում են և շատ մեծ դեր են խաղում գեֆորմացիայի երկու ձևեր ևս՝ ոլորումը և ճկումը: Դրանցից առաջինը հանգում է սահքին, երկրորդը՝ ձգման և սեղմման գեֆորմացիային: Մի շարք նյութերի առաձգականության մոդուլների արժեքները բերված են 17 աղյուսակում:

Աղյուսակ 17

Մի շարք նյութերի առաձգականության մոդուլների արժեքները CGS սխեմանում

Նյութը	Յունգի մոդուլը	Սահքի մոդուլը	Պոասոնի գործակցը
Ալյումին	7 · 10 ¹¹	2,5 · 10 ¹¹	0,34
Պղինձ	11 · 10 ¹¹	4,4 · 10 ¹¹	0,34
Կապար	1,6 · 10 ¹¹	0,6 · 10 ¹¹	0,44
Պլատին	17 · 10 ¹¹	6,3 · 10 ¹¹	0,39
Բիսմուտ	3,2 · 10 ¹¹	1,2 · 10 ¹¹	0,33
Վոլֆրամ	39 · 10 ¹¹	15,0 · 10 ¹¹	—
Նիկել	21 · 10 ¹¹	7,8 · 10 ¹¹	0,30
Պողպատ	22 · 10 ¹¹	8,0 · 10 ¹¹	0,28
Բրոնզ	12 · 10 ¹¹	4,4 · 10 ¹¹	0,38
Կվարց	5,4 · 10 ¹¹	3,0 · 10 ¹¹	—

Առաձգական գեֆորմացիան և ջերմային ընդարձակումը: Պինդ նյութի առաձգական հատկությունները պետք է կապ ունենան ջերմային ընդարձակման հետ, քանի որ ջերմային ընդարձակումը իր բնույթով նույնպես գեֆորմացիա է հանդիսանում, չնայած նա չի առաջանում մեխանիկական բեռնվածության հետևանքով: Չէ՞ որ մարմնի չափերի և ծավալի փոփոխությունը ջերմային ընդարձակման հետևանքով կամ արտաքին լարման ազդեցությամբ վերջիվերջո հավասարապես որոշվում է փոխազդեցության միջատոմային ուժերով:

Առաձգական հատկությունների և ջերմային ընդարձակման միջև գոյություն ունեցող կապը հետևանք է այն բանի, որ ձգման կամ սեղմման ժամանակ բեռնվածության ազդեցությամբ առաջացած ծավալի փոփոխությունը պահանջում է աշխատանքի ծախս, որը ինչպես հալու-նի է հալվասար է ճնշման (լարման) և ծավալի փոփոխության արտա-

դրվալին: Իսկ այդ աշխատանքը հավասար է ջերմունակությունների տարբերությունը հաստատուն ճնշման և հաստատուն ծավալի դեպքում: Եվ հենց այդ մեծությունը կարող է արտահայտվել ջերմալին ընդարձակման գործակցի և Յունգի մոդուլի միջոցով: Թերմոդինամիկական դատողությունները բերում են միմյանց հետ այդ մեծությունները կապող [տես (2.15գ) և (7.5)] հետևյալ բանաձևին.

$$C_p - C_v = TE\beta^2V: \quad (9.8)$$

Այստեղ T -ն՝ ջերմաստիճանն է, E -ն՝ Յունգի մոդուլը, β -ն՝ ծավալի ջերմալին ընդարձակման գործակիցը, V -ն՝ նյութի մոլային ծավալը:

Քանի որ իզոտրոպ նյութերի համար β -ն հավասար է 3α , ուր α -ն գծալին ընդարձակման գործակիցն է, ապա (9.8) բանաձևը կարող է գրվել նաև այս ձևով՝

$$C_p - C_v = 9\alpha^2TEV: \quad (9.9)$$

Սահքի մոդուլը կամ գործակիցը բանաձևի մեջ չի մտնում, քանի որ սահքի ղեֆորմացիան ծավալի փոփոխություն չի առաջացնում:

(9.8) և (9.9) բանաձևերը կարող են օգտագործվել C_p -ի արժեքը որոշելու համար, եթե հայտնի է C_p -ն, որը և միայն կարող է որոշվել փորձով:

Նշենք, որ պինդ մարմինների դեպքում ջերմունակությունների $C_p - C_v$ տարբերությունը, այնպես ինչպես հեղուկ և գազային մարմինների դեպքում, հավասար է այն աշխատանքին, որը կատարվում է 1 մոլ նյութի ընդարձակման ժամանակ (եթե իհարկե C_p -ն և C_v -ն մոլային ջերմունակություններն են) մեկ աստիճանով տաքացնելու դեպքում: Սակայն պինդ նյութերի համար նա հավասար չէ R -ի (ինչպես իդեալական գազերի համար), որովհետև պինդ նյութերի դեպքում ջերմալին ընդարձակման ժամանակ կատարված աշխատանքը հիմնականում որոշվում է մոլեկուլային ուժերով և ոչ թե արտաքին ճնշմամբ:

Առաձգական և անաճողություն: Վերը դիտարկված առաձգական ղեֆորմացիաները տարբերվում են նրանով, որ ղեֆորմացիաները խնստորեն հետևում են մարմնին կիրառված լարումներին, աճելով լարումների աճման հետ զուգընթաց և նրանց հետ միասին անհետանալով: Սակայն այդպիսի ղեֆորմացիաներ միշտ չէ որ դիտվում են, նույնիսկ դեռևս պլաստիկ ղեֆորմացիաներ չառաջացնող լարումների դեպքում:

Որոշ դեպքերում կարելի է տեսնել, որ մարմինը շարունակում է ղեֆորմացիայի ենթարկվել նաև կիրառված լարման աճը դադարեցնելուց հետո, իսկ բեռնվածությունը հեռացնելուց հետո ղեֆորմացիան անհետանում է ոչ թե անմիջապես, այլ աստիճանաբար: Դեֆորմացիան կարծես թե ետ է մնում այն առաջացնող լարումից: Մարմինը

շարունակում է ենթարկվել դեֆորմացիայի այն բանից հետո, երբ լարման աճը դադարել է, իսկ լարումը վերադառնալուց հետո իր նախնական ձևի վերականգնում է միայն որոշ ժամանակից հետո, որը կոչվում է ռելախսացիայի ժամանակ: Այս երևույթը կոչվում է առաձգական հետադդեցություն: Առաձգական հետադդեցության մեծությունը և ռելախսացիայի ժամանակը կախում ունեն ջերմաստիճանից և բավականաչափ ցածր ջերմաստիճաններում բևեռավածությունը հետադդեցիկացնող հետո դեֆորմացիան բոլորովին չի անհետանում, ընդունելով պլաստիկ դեֆորմացիայի բնույթ:

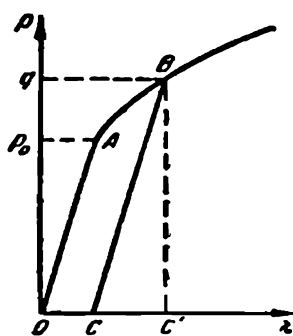
Առաձգական հետադդեցությունը, ըստ երևույթին արդյունք է բյուրեղների (նույնիսկ միարյուրեղների) կադմության ոչ կատարելության: Ինչպես ցույց տվեց Ա. Ֆ. Իոֆֆեն, կատարյալ միարյուրեղներում առաձգական հետադդեցությունը բացակայում է:

Պլաստիկ դեֆորմացիա: Վերը նշվեց, որ առաձգական դեֆորմացիան բնորոշվում է իր հակադարձելիությամբ՝ դեֆորմացիան անհետանում է այն առաջացնող լարման անհետացման հետ միասին: Հատկապես այդ դեֆորմացիայի համար է իրավացի Հուկի օրենքը, որը արտահայտում է դեֆորմացիայի լարումից ունեցած գծային կախումը:

Փորձը ցույց է տալիս, որ դեֆորմացիան մնում է առաձգական, այսինքն՝ պահպանում է իր հակադարձելիությունը, մինչև դեֆորմացիա առաջացնող լարման տվյալ նյութի համար միանգամայն որոշակի արժեքը: Լարման հետագա մեծացումը արդեն առաջացնում է դեֆորմացիայի ավելի արագ աճ, քան գծային աճը:

Այն ամենամեծ լարումը, որի ժամանակ դեֆորմացիան դեռևս մնում է առաձգական, կոչվում է առաձգականության սահման: 9.20 նկարի վրա պատկերված է դեֆորմացիայի կախումը լարումից, որն ստացված է փորձով:

Պարզ է, որ առաձգական դեֆորմացիա տեղի է ունենում մինչև լարման σ_0 արժեքը: σ_0 -ից ավելի մեծ լարումների դեպքում ուղիղը փոխվում է կորի: Հուկի օրենքը դադարում է գործելուց, դեֆորմացիան դադարում է առաձգական լինելուց: Եթե լարումը մեծացվի, օրինակ, մինչև σ արժեքը, որի ժամանակ դեֆորմացիան հավասար է OC' -ի, և ապա աստիճանաբար փոքրացվի մինչև զրո, ապա դեֆորմացիան իհարկե նույնպես կփոքրանա, սակայն ոչ թե BAO կորով, այլ BC ուղղով:



Նկ. 9.20:

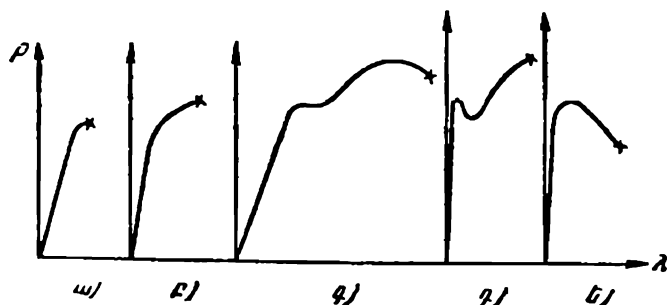
Այն բանից հետո, երբ լարումը լրիվ կերպով վերացվի, մարմինը

կմնա ձևափոխված ՕՇ մեծությունը (մնացորդային ղեֆորմացիա): Դեֆորմացիան դադարում է հակադարձելի լինելուց: Այդպիսի ղեֆորմացիան կոչվում է պլաստիկ:

Շատ պինդ նյութերի համար, առաձգականության սահմանից մի քիչ ավելի մեծ լարումների դեպքում, ղեֆորմացիան անում է լարման հաստատուն արժեքի դեպքում. նյութը, ինչպես բնությունում է առել, ճեղքում է: Լարման այդ արժեքը կոչվում է հոսունության սահման: Այդ դեպքում լարման կախումը ղեֆորմացիայից ունի 9.21 գ նկարում պատկերված տեսքը:

Կորի հորիզոնական մասը կոչվում է ճեղքումից հարթակ:

Լարման հետագա աճը վերջիվերջո հանգում է ձևափոխվող մարմնի քայքայմանը (ձգող լարման դեպքում՝ խզման): Այդ լարման մեծությունը կոչվում է նյութի ամրություն սահման:



Նկ. 9.21.

Դեֆորմացիա-լարում կորի ($\rho = f(\lambda)$) տեսքը, քայքայմանը նախորդող տիրույթում, տարբեր նյութերի մոտ կարող է տարբեր լինել:

9.21 նկարի վրա պատկերված են խլիպիսի կորերի մի քանի բնորոշ օրինակներ (նրանց վրա քայքայումը նշված է աստղիկով): Այդ կորերից երևում է, որ որոշ նյութերի մեջ (բրոնզ, արույր) հոսունություն համարյա չի նկատվում (տես նկ. 9.21 բ): Մյուսների մեջ առաձգականության սահմանը և ամրության սահմանը շատ մոտ են միմյանց: Այդպիսի նյութերում (չուգուն, կոփված պողպատ) պլաստիկ ղեֆորմացիաներ իրականում անհնար են՝ առաձգական ղեֆորմացիան անմիջապես վերջանում է քայքայումով (տես նկ. 9.21 ա): Այդպիսի նյութերը կոչվում են փխրուն: Երբևմն ղեֆորմացիայի կորերը ունենում են բոլորովին արտասովոր տեսք, ինչպես օրինակ 9.21 դ և ե նկարներում:

Պլաստիկ ղեֆորմացիայի հետ կապված առավել հետաքրքրական երևույթ տեղի է ունենում մարմինը երկրորդ անգամ բեռնավորելիս.

կրր նա արդեն մեկ անգամ (կամ անդամներ) ենթարկվի և պլաստիկ դեֆորմացիայի:

Ենթադրենք, մարմինը դեֆորմացիայի է ենթարկվել Q -ի հավասար լարման ազդեցությանը, որի մեծությունը դերադանդում է առաձգականության սահմանը, ինչպես ալյ գալը է արված 9.20 նկարում: Բեռնվածությունը վերադնելալ հետ մարմինը, ինչպես մենք տեսանք, մնում է ձևափոխված ՕՇ-ին հավասար մնացորդային դեֆորմացիայով (տես նկ. 9.20):

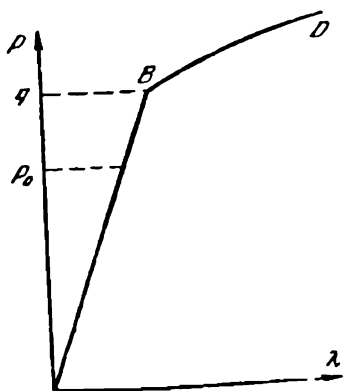
Եթե ալում ալյ պլաստիկ կերպով ձևափոխված մարմինը նորից ենթարկվի լարման ազդեցությանը, ապա լարման անձան հետ դեֆորմացիան նորից կսկսի անկ բառ Հոկի օրենքի, Նույնիսկ Յունգի նույն մոդուլով (սալսինքն ողղի նույն թեքությամբ): Սակայն ալում առաձգականության սահմանը կլինի ավելի մեծ, քան առաջին բեռնավորման ժամանակ: Առաձգականության նոր սահմանը մոտավորապես հավասար կլինի ալն ամենամեծ լարմանը, որով ալարտվել էր առաջին ձևափոխումը: 9.22 նկարի վրա, որտեղ պատկերված է ալյ կրկնակի բեռնավորումը, առաջին բեռնավորումից մնացած դեֆորմացիան բնդունված է հավասար զրոյի: Ալում առաձգականության սահմանը կլինի ոչ թե p_0 -ն, ալլ Q -ն: 9.22 նկարի կորի AB մասը 9.20 նկարի կորի AB մասի շարունակությունն է:

Այսպիսով, պլաստիկ դեֆորմացիան պատճառ է դառնում նյութի առաձգականության սահմանի բարձրացմանը, ալսինքն՝ նրա ամրացմանը: Ալք բանից լալն կերպով օգտվում են մետաղների և համաձուլվածքների օգտագործման պրակտիկայում:

Պլաստիկ դեֆորմացիայի ժամանակ տեղի ունեցող պրոցեսը, որը հանգում է մետաղների ամրացմանը կոչվում է մակակոխում, իսկ պլաստիկ դեֆորմացիայի հետևանքով ամրացած մարմնի վիճակը՝ մակակոխման վիճակ:

Ձեռնամուկում: Պլաստիկ դեֆորմացիայի հետևանքով առաջացած ամրացումը կարելի է վերացնել ձևափոխվող մարմինը ենթարկելով երկարատև առքացման բավականաչափ բարձր ջերմաստիճանում:

Շիկափափկացում կոչվող ալքպիսի ջերմալին մշակումից հետո վերականգնվում է հոսունության նախկին սահմանը և մարմնի մեջ անհետանում են ալն մնացորդային լարումները, որոնք կարող էին առա-



Նկ. 9.22:

շանալ, եթե գեֆորմացիան եղել է անհամասեու Սակալն մարմնի չափերը և ձևը շիկափափկացման ժամանակ չեն վերականգնվում:

Ջերմալին մշակման մյուս տեսակը կոչվում է մխում, որը որոշ համաձուլվածքների մեջ, օրինակ, պողպատի մեջ, հանգում է հոսունության սահմանի ոչ թե իջեցման, այլ բարձրացման, այսինքն՝ ամրացման: Մխումը կաշանում է նրանում, որ մարմինը նախ տաքացնում են մինչև բարձր ջերմաստիճան, ապա արագ կերպով սառեցնում են, սովորաբար ջրի կամ յուղի մեջ խորասուղելով:

Որոշ դեպքերում (որոշ պողպատներ, գունավոր մետաղների համաձուլվածքներ) մխումից անմիջապես հետո կատարվում է ջերմալին մշակման դարձյալ մեկ տեսակ՝ կրկնվող տաքացում մինչև մխման ջերմաստիճանից ավելի ցած ջերմաստիճան: Այս ջերմամշակումը կոչվում է մխամեղմում կամ արհեստական ծերացում:

Ջերմամշակման զանազան ձևերը լայնորեն կիրառվում են մետաղամշակման արդյունաբերության մեջ մետաղների և համաձուլվածքների հատկությունները լավացնելու համար:

Հետաքրքրական է նշել, որ մխումը մեծացնում է միայն համաձուլվածքների ամրությունը: Մաքուր մետաղները, ինչպես ասում են, «մխման չեն ենթարկվում», այսինքն՝ ալդպիսի մշակման հետևանքով չեն ամրանում: Այդ կապակցությամբ նշենք, որ ընդհանրապես մաքուր մետաղները իրենց մեխանիկական հատկություններով խիստ տարրելվում են խառնուրդներ պարունակող մետաղներից և համաձուլվածքներից: Այդ տարրելությունները հանգում են այն բանին, որ մաքուր մետաղները շատ փափուկ են, ունեն առաձգականության ցածր սահման, մխման չեն ենթարկվում և, ընդհանրապես, ունեն շատ ավելի վատ մեխանիկական հատկություններ, քան համաձուլվածքները: Այս հանգամանքը հայտնի է վաղ ժամանակներից. առաջին մետաղական գործիքները՝ պատրաստվում էին ոչ թե մաքուր մետաղից (պղնձից), այլ պղնձի և անագի համաձուլվածքից՝ բրոնզից, որի պնդությունը և ամրությունը շատ ավելի մեծ է: Նույնը պետք է ասել նաև կատարյալ բյուրեղային կազմություն ունեցող մարմինների մասին. միաբյուրեղները օժտված են ավելի վատ մեխանիկական հատկություններով, քան նույն նյութի բազմաբյուրեղները:

Ստորև մենք կտեսնենք, թե ինչն է պլաստիկ դեֆորմացիայի հետ կապված այդ և շատ այլ առանձնահատկությունների պատճառը:

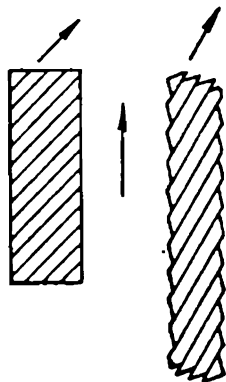
§ 3. Պլաստիկ դեֆորմացիայի մեխանիզմը

Առաձգական դեֆորմացիան հանգում է այն բանին, որ կիրառված արտաքին ուժերի ազդեցության տակ տեղի է ունենում ատոմների ոչ

մեծ տեղաշարժ նրանց նորմալ հավասարակշռված վիճակներից, որի շնորհիվ բյուրեղում նորից վերականգնվում է հավասարակշռությունը, այս անգամ արդեն մի կողմից ատոմների միջև եղած ձգողական և վանողական ուժերի և մյուս կողմից արտաքին ուժերի միջև:

Ինչ վերաբերում է պլաստիկ դեֆորմացիային, ապա նրա բնույթը և մեխանիզմը դեռևս լրիվ ուսումնասիրված չեն, չնայած նրան, որ ալյումինիումի երևույթներ, ինչպիսիք են պլաստիկ կերպով ձևափոխված մարմնի ամրացումը, ջերմամշակումը և այլն, ոչ միայն վաղուց հայտնի են, այլև հազարամյակներ շարունակ օգտագործվում են:

Սակայն կարելի է արդեն հաստատված համարել, որ ի տարբերություն առաձգական դեֆորմացիայի, որի ժամանակ ատոմները միայն աննշան չափով են շեղվում իրենց հավասարակշռությունից, պլաստիկ դեֆորմացիայի ժամանակ բյուրեղի շերտերը սահում են միմյանց նկատմամբ (նկ. 9.23):



Նկ. 9.23.

Ատոմական հարթությունների ուղղությամբ տեղի ունեցող այդ սահումները «մեղավոր» են ոչ միայն սահքի դեֆորմացիայի առաջացման մեջ, այլև բնդհանրապես դեֆորմացիայի բոլոր տեսակների մեջ, չրացառելով նաև ձգման դեֆորմացիան: Այդ են ցույց տալիս պլաստիկ դեֆորմացիայի ենթարկված միաբյուրեղների մակերևույթի միկրոսկոպում դիտվող ալյուսակ կոչված սահումի շերտերը, որոնք սահումի մակերևույթների և բյուրեղի մակերևույթի հատման գծերն են:

Շատ դեպքերում կարելի է տեսնել ձգված ձողերի լայնական կտրվածքների ձևի փոփոխություն, նրանց մակերևույթի անհարթություն, ալսինքն՝ ույն, ինչ պետք է սպասել, եթե ձգման ժամանակ տեղի է ունենում բյուրեղի շերտերի սահում միմյանց նկատմամբ: Շերտերի սահումը տեղի է ունենում գերազանցապես ատոմներով առավելապես «քնակեցված» շերտակցման հարթությունների ուղղությամբ:

Այսպիսով պլաստիկ դեֆորմացիան կապված է սահելու երևույթի հետ, ալսինքն՝ բյուրեղի հարթությունների սահքի հետ: Պարզ է, որ դրա համար անհրաժեշտ է որպեսզի գործեն այդ հարթությունների շոշափոդների ուղղությամբ ուղղված ուժեր: Արտաքին ձևափոխող բևեռվածության կիրառման դեպքում ալյուսի ուժեր միշտ էլ գոյություն ունենալու են, ինչպես էլ որ ուղղված լինի արտաքին ուժը, բյուրեղի մեջ միշտ էլ կգտնվեն սահումի ալյուսի հարթություններ, որոնց

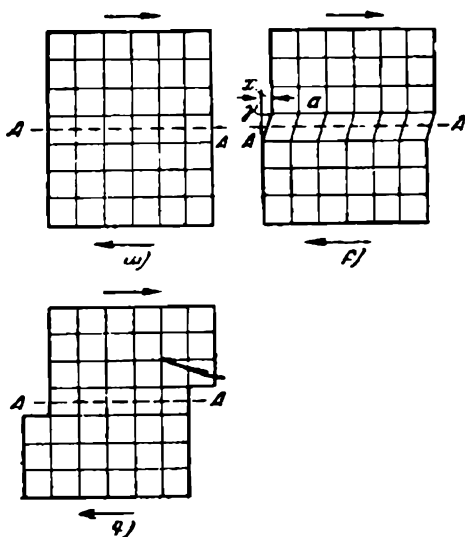
երկայնքով կապդի ալդ արտաքին ուժի որեւէ բաղադրիչ, աչնպես որ սահքի հնարավորութիւնը պոլաթլան տնի նալնիսկ ձգման դեֆորմացիալի ժամանակ:

Պլաստիկ հոսանքութիւնը, ինչպես մենք պիտենք, սկսում է յարման մի որոշակի արժեքից միայն (հոսունքութիւն սահման): Նշանակում է, սահմաները բլարեղալին հարթութիւններով նալնպես սկսում են ալդ հարթութիւնների շոտալողների ուղղութլամբ ազդող լարման միանպամալն որոշակի կրիտիկական արժեքից: Իհարկե, լարման ալդ կրիտիկական արժեքը (կոտորող լարում, ինչպես սովորաբար անվանում են աչն) անպատճառ հալասար չէ առաձգականութլան սահմանին, քանի որ հարթութիւնների ուղղութլամբ գործում է արտաքին լարման միայն որոշ բաղադրիչը: Սկսում սահումը տեղի է ունենում բլուրեղալին աչն հարթութլամբ, որի ուղղութլամբ ազդում է կիրառված ուժի ամենամեծ բաղադրիչը: Մլուս հարթութլաններով սահումը սկսվում է, երբ նրանց վրա նալնպես լարումը դառնում է կրիտիկական:

Ընդհանուր գծերով ալսպիսին է պլաստիկ դեֆորմացիալի մեխանիզմը: Քանի որ պլաստիկ հոսքը վերջիվերջո հանպում է ատումական շերտերի սահքին, կարելի է մոտալորապես գնահատել, թե ինչպիսի լարումների ժամանակ բլուրեղում պետք է սկսվի սահումը, նշանակում է և պլաստիկ դեֆորմացիան, ալսինքն՝ ինչպիսին պետք է լինի բլուրեղի առաձգականութլան սահմանը:

Դրա համար դիտենք 9.24 նկարում պատկերված սահքի պրոցեսի սխեման իղեալական բլուրեղում: 9.24 ա նկարում պատկերված է իղեալական, դուես չձեափոխված բլուրեղը: Դժերի հատման կետերում պետք է պատկերացնել ատումներ, իսկ բլուրեղը տարածված նաե գծադրի հարթութլանը ուղղահալաց ուղղութլամբ:

Սլաքներով պատկերված են կոտորող լարումների ուղղութլունները: AA կետագիծը պատկերում է սահնլու հարթութլունը:



Նկ. 9.24.

թլունը: Մինչև սահումը (տես Նկ. 9.24 ա) բլուրեղը գտնվում է հալասարակշռութլան մեջ: Երբ լարումների ազդեցութլան տակ բլուրեղի մի կեսը

մյուսի նկատմամբ տեղափոխվի ցանցի հաստատունին հավասար հեռավորություն (տես նկ. 9.24 գ), ապա նա նորից կգտնվի հավասարակշռության մեջ, քանի որ ատոմների փոխադարձ դասավորությունը կլինի նույնը. ինչ որ ստաց էր: Եվ մեկ և մյուս դիրքում սահքի լարումը հավասար է զրոյի: Բայց նա զրոյի է հավասար նաև ալն զեպչում, երբ տեղաշարժվող ատոմները գտնվում են միջանկյալ դիրքում, եթե այդ ատոմները դասավորված են համաչափ կերպով հարևան ատոմների նկատմամբ: Այստեղից հետևում է, որ սահքի ուժը (ք լարումը) x -ի պարբերական ֆունկցիա է (տես նկ. 9.24 բ) ցանցի հաստատունին հավասար a պարբերություն: Որպես պարբերական ֆունկցիա վերցնելով նրանցից պարզագույնը՝ սինուսոյդականը, ամենակոպիտ մոտավորություն կարելի է ընդունել, որ

$$p = p_{\text{max}} \sin \frac{2\pi x}{a},$$

եթե $p < p_{\text{max}}$, ապա այդպիսի լարման ապացույթներ վերացնելուց հետո, ատոմը կվերադառնա սկզբնական դիրքին և, հետևապես, սահում տեղի չի ունենա: Նա տեղի կունենա միայն երբ $p = p_{\text{max}}$:

Նշանակում է, որ p_{max} -ը սահելու համար անհրաժեշտ կոտրոզ կրիտիկական լարումն է: Նա իր մեծությունը մոտ պեսք է լինի առած-գականություն սահմանին:

$\frac{x}{a}$ հարաբերության փոքր արժեքների համար կարելի է ընդունել որ

$$\sin \frac{2\pi x}{a} = \frac{2\pi x}{a}$$

Այդ պատճառով

$$p = 2\pi p_{\text{max}} \frac{x}{a},$$

Բայց

$$\frac{x}{a} \cong \gamma,$$

որտեղ γ -ն սահքի անկյունն է (տես նկ. 9.24 բ), նշանակում է

$$p = 2\pi p_{\text{max}} \gamma$$

Մյուս կողմից մենք գիտենք, որ սահքի զեֆորմացիայի ժամանակ p/γ հարաբերությունը, ալիքնքն՝ լարման հարաբերությունը սահքի անկյանը, հավասար է սահքի մոդուլին, հետևաբար՝

$$G = 2\pi p_{\text{max}}$$

$$\rho_{\text{ազ}} = \frac{G}{2\pi},$$

Իսկ սահքի մոդուլը, ինչպես մենք գիտենք, թվապես հավասար է այն լարմանը, որը առաջացնում է սահք՝ 1 ռադ. հավասար անկյունով:

Այդ նշանակում է, որ քանի դեռ լարումը փոքր է $\frac{G}{2\pi}$ -ից, սահում տեղի չպիտի ունենա, ուրեմն չպետք է լինի նաև պլաստիկ դեֆորմացիա (չէ որ $\frac{P}{\gamma} =$ բանաձևը արտահայտում է Հուլի օրենքը):

Այստեղից հետևում է, որ $G/2\pi$ -ին հավասար լարման դեպքում սահքի անկյունը մոտավորապես հավասար կլինի $1/6$ ռադ-ի, այսինքն՝ մոտ $9,5^\circ$ -ի: Եթե այդ անկյունը ավելի փոքր լինի, օրինակ 9° , ապա պլաստիկ դեֆորմացիա չի առաջանա: Քանի որ պլաստիկ դեֆորմացիան համապատասխանում է 9.24° նկարին (սահումը տեղի է ունեցել), երբ γ անկյունը հավասար է 90° -ի, ապա այդ նշանակում է, որ հնարավոր է դեֆորմացիա մոտավորապես 15° -ով, առանց հոսունություն առաջացնելու:

Փորձը, սակայն, ցույց է տալիս, որ բոլոր միաբյուրեղներում պլաստիկ հոսունությունը սկսվում է հենց նոր հաշված դեֆորմացիայից հարյուր և հազար անգամ ավելի փոքր դեֆորմացիաների ժամանակ: Նույնիսկ միաբյուրեղներից շատ ավելի ամուր քաղմարյուրեղ մարմինների մեջ պլաստիկ հոսունությունը սկսվում է սահքի ոչ թե մի քանի աստիճանի հավասար անկյունների ժամանակ, այլ արդեն աստիճանի տասներորդական մասին հավասար սահքի անկյան դեպքում: Այսպիսով, բյուրեղների համար պլաստիկ դեֆորմացիայի նկատմամբ տեսականորեն հաշված ամրությունը շատ ավելի մեծ է, քան փորձի ժամանակ դիտվողը: Տեսություն և փորձի այս տարրերուծված պատճառների պարզաբանումը պլաստիկ դեֆորմացիայի ֆիզիկայի գլխավոր խնդիրներից մեկն է:

Դիսլոկացիաները բյուրեղներում: Սահքի նկատմամբ բյուրեղների տեսական ամրության վերը բերված հաշվարկը ելնում է այն ենթադրությունից, որ մենք գործ ունենք կատարյալ բյուրեղի հետ, որի մեջ ատոմները դասավորված են անթերի կարգով: Հասկապես այդպիսի բյուրեղը պետք է աչքի ընկնի արտակարգ մեծ ամրությամբ, այսինքն՝ հոսունության բարձր սահմանով (հիշեցնենք, որ ձգման պլաստիկ դեֆորմացիան նույնպես հանգում է բազմաթիվ սահքերի բյուրեղի փոքր տիրույթներում):

Եթե փորձը ցույց է տալիս, որ իրական բյուրեղի հոսունության սահմանը փաստորեն շատ ավելի ցածր է, ապա բնական է ենթադրել,

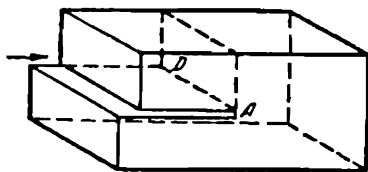
որ դրա պատճառը բյուրեղի անկատարելությունն է, նրա մեջ եղած ինչ-որ սողավաղումները, այսինքն՝ ալն, ինչ մենք արդեն անվանեցինք բյուրեղի արատները:

Բայց մյուս կողմից հայտնի է, որ շատ ղեպերում նախապես արատավոր բյուրեղները օժտված են ավելի բարձր ամրությամբ, քան սովելի քիչ աղավաղվածները: Օրինակ կասկածից դուրս է, որ պողպատի, այսինքն՝ ածխածնի խառնուրդ ունեցող երկաթի, մեխանիկական հատկությունները ավելի բարձր են, քան մաքուր երկաթինը, որը զերծ է ալնպիտի արատներից, ինչպիսին են օտար նյութի ատոմները: Հիշտ նման ձևով, պլաստիկ դեֆորմացիայի ենթարկված բյուրեղը նույնպես «փչացած», արատավոր բյուրեղ է, սակայն նրա հոսունության սահմանը ավելի բարձր է, քան ղեռնու մակակոփման չենթարկված ավելի կատարյալ բյուրեղինը: Այստեղից հետևում է, որ ոչ բոլոր արատներն են «մեղավոր», որ բյուրեղի ամրությունը փոքր է տեսականորեն հաշվածից:

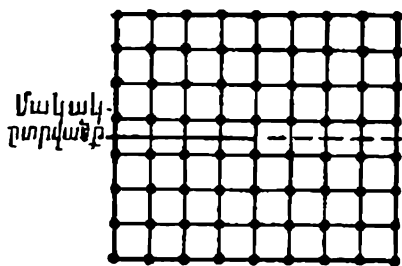
Ըստ ժամանակակից պատկերացումների պլաստիկ դեֆորմացիայի հետ կապված շատ երևույթներ կարող են բացատրվել բյուրեղի հատուկ տեսակի արատների զիսլոկացիաների առկայությամբ, որոնք արդեն համառոտակի նկարագրվեցին վերևում:

Այժմ ավելի մանրամասն կերպով ծանոթանանք զիսլոկացիաների և նրանց հատկությունների հետ:

Պատկերացրեք բյուրեղ, որի մեջ որևէ հարթության երկայնքով, բյուրեղի խորության կեսի չափով փտրվածք է արված (նկ. 9.25 և 9.26): 'Իցուք, այժմ բյուրեղի՝ կտրվածքից վերև ընկած մասը սեղմված է սլաքի ցուլց տված



Նկ. 9.25.



Նկ. 9.26.

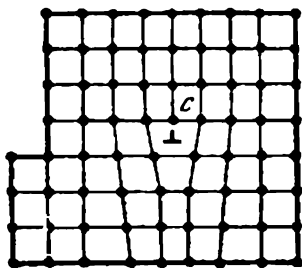
ուղղությամբ ալնպես, որ եզրալին ձախ ատոմալին հարթությունը տեղաշարժվում է ցանցի հաստատունին հավասար չափով (տես Նկ. 9.25), իսկ ներքևի մասը (կտրվածքի տակ) սահքի չի ենթարկվում: Բյուրեղի ներսի AD գիծը բյուրեղի ալն մասի եզրն է, որը ենթարկ-

վել է սահճիւ Բյուրեղի տիրութիւն ալդ գծի երկայնքով կոչվում է եզրա-
յին դիսլոկացիա:

9.27 նկարի վրա պատկերված է ատոմների դասավորութիւնը AD
գծին ուղղահայաց հարթութիւն մէջ (տես նկ. 9.25): 9.27 նկարից երե-
վում է, որ դիսլոկացիա կոչվող արատն ալն է, որ անմիջապէս դիսլո-
կացիայի գծի վրա անդամորդված C ատոմը զրկված է բյուրեղի ատոմ-
ների համար նորմալ հարեան ատոմների շրջապատումից:

Դիսլոկացիան ալոտեղ մէնք պատկերացրեցինք որպէս մոտովին կա-
տարված ոչ իրական գործողութիւնների՝ «կտրվածքի» և սեղմման
արդունք: Իրականում, նկարագրված տիպի դիսլոկացիաներ բյուրեղում
կարող են հանդես գալ նաև ինքնարեւարար, որպէս հետեանք ատոմ-
ների ոչ հավասարաչափ շարժման սահճի ժամանակ ալնպէս, ինչպէս
գորդի առանձին մասերի ոչ միատեսակ շարժումը նրա վրա ծալքեր է
առաջացնում: Դիսլոկացիաներ կարող են առաջանալ և բյուրեղի աճի
ժամանակ հալվածքից: Հետեարար կարելի է բնկոտնել, որ դիսլոկա-
ցիաներ գոյութիւն ունեն ամեն մի բյուրեղում ալնպէս, ինչպէս նրա-
նում գոյութիւն ունեն և ալլ արատներ:

Դիսլոկացիաների կարեւոր հատկութիւնը նրանց շարժվելու ընդո-
նակութիւնն է սահճի հարթութիւն մէջ: Եթե ընդոտնենք, որ 9.27 նկա-
րում պատկերված դիսլոկացիան շարժվում է դեպի բյուրեղի աջ եզրը,



Նկ. 9.27.

ապա հեշտ է տեսնել, որ երբ դիսլոկա-
ցիան հասնի ալդ եզրին, ապա բյուրեղի
հետ տեղի կոտնենա նույն բանը, ինչ տե-
ղի կոտնենար 9.24 նկարի վրա պատկեր-
ված նորմալ սահճի դեպքում. ալսինքն՝
բյուրեղի ամբողջ վերին կեսը ներքեի
կեսի նկատմամբ կտեղաշարժվի ցանցի
հաստատունին հավասար հեռավորու-
թիւմը: Սակայն կարելի է ցույց տալ,
որ դիսլոկացիայի տեղաշարժման համար
պահանջվում է անհամեմատ ավելի փոքր

շարում, քան սովորական սահճի համար: Որպէս անալոգ կարող են
ծառայել նույն գորգի ծալքերը, որոնք ավելի հեշտ է ուղղել նրանց
տեղաշարժելով, քան թափահարելով գորգը մի ծալքից:

Եթե նույնիսկ բյուրեղում լինեն միայն մեկ եզակի դիսլոկացիա,
ապա նա ևս կհանգեցնեն բյուրեղի հոսունութիւն սահմանի բազմապատ-
տիկ փոքրացմանը:

Այսպիսով բյուրեղի առաձգականութիւն սահմանի տեսականորեն
հաշված և փորձնական կերպով չափված արժեքների միջև եղած տար-
բերութիւնը կարող է բացատրվել դիսլոկացիաների գոյութիւնը բոլոր

ալլ տեսականներից կատարյալ բյուրեղում: Այդպիսի բաղադրության հշտությունը կարծես թե հաստատվում է գիսլոկացիաների առաջացումը բացառույ պայմաններում պատրաստված միարյութների հետ ոչ շատ վաղուց կատարված փորձերով: Պարզվեց, որ ալլ ձևով աճեցրած միարյութների հստակության սահմանը մոտ է տեսականներին հաշվածին, այսինքն՝ շատ բարձր է:

Բյուրեղներում գիսլոկացիաների կոտակմանը նպաստում են նրանց մակերևութների վրա եղած միկրոսկոպիկ ճեղքվածքները: Այդ պատճառով ճեղքվածքները իջեցնում են բյուրեղի ամրությունը: Եթե որեւէ ձևով հետազոտեն ալլպիսի ճեղքվածքները, ապա բյուրեղի ամրությունը պետք է կարող կերպով աճել: Այդ բանը ապացուցվեց Ա. Ֆ. Իսֆֆեի փորձերով: Փորձը կատարվել է կերակրադի ջրի մեջ իջեցված բյուրեղի հետ: Լուծվելով մակերևութից բյուրեղը համարյա լիովին զրկվում էր մակերևութային ճեղքվածքներից և չափված ամրությունը ստացվում էր շատ ավելի մեծ, քան սովորական պայմաններում կատարված չափումների ժամանակ (Իսֆֆեի էֆեկտ):

Դիսլոկացիաների մասին պատկերապատմություն է տալիս բացատրելու նաև պինդ մարմինների մեխանիկական հատկությունների մի շարք ալլ առանձին հատկություններ:

Դիսլոկացիաները և մակակոփումը: Վերը ասածից պարզ է, որ բյուրեղի ամրությունը կախում ունի այն բանից, թե ինչպիսի հեշտություն է տեղափոխվում գիսլոկացիաները: Որքան ավելի քիչ են դիսլոկացիաների շարժմանը ցույց տրվող արգելքները, այնքան ավելի փոքր պետք է լինի բյուրեղի հոսունության սահմանը:

Եթե, ինչպես ալլ միշտ լինում է, բյուրեղում կա ոչ թե մեկ, այլ շատ դիսլոկացիաներ, ապա նրանց փոխադասությունը հանգում է դիսլոկացիաների շարժունակության փոքրացմանը: Ինչպես ցույց տվեցին Ֆրանկը և Ռիդը, պլաստիկ դեֆորմացիայի պրոցեսում առաջանում է դիսլոկացիաների թվի մեծացում: Այդ պատճառով, դիսլոկացիաները իրենց շարժման ժամանակ ստիպված են անցնել մեկը մյուսի միջով, իսկ քանի որ լուրջաքանչյուր դիսլոկացիա դա մի տեղ է, որտեղ բյուրեղում կարգը խանգարված է, ապա ալլպիսի փոխադարձներթափանցման ժամանակ նրանց մեջ առաջանում են վանդակաձև և ձգողական ուժեր: Դրա հետևանքով դիսլոկացիաների շարժունակությունը փոքրանում է և հետևապես բյուրեղը ամրանում է: Դրանում է բյուրեղների ամրացման պատճառը պլաստիկ դեֆորմացիայի ժամանակ:

Դիսլոկացիաները և խառնուրդները: Ինչպես մենք արդեն նշեցինք, խառնուրդները հանգեցնում են հիմնական նյութի ամրության և կարծրության մեծացմանը: Դիսլոկացիայի տեսության տեսակետից

այդ ամրացումը նույնպես պետք է լինի գիսլոկացիաների շարժունակության պակասելու հետևանք: Իրոք, խառնուրդների ներկայությունը հանգում է այն բանին, որ գիսլոկացիաների տեղափոխությունը ավելի զգալարանում է:

Այն բոլորից, ինչ վերևում ասվեց գիսլոկացիաների վերաբերյալ (տես նկ. 9.27), պարզ է, որ բյուրեղի ատոմների վիճակը գիսլոկացիայի երկու կողմերում՝ սահքի գծից վեր և նրանից ցած, տարբեր է: Դիսլոկացիայի գծից բարձր բյուրեղային ցանցը մի քիչ սեղմված է, իսկ ցած՝ ընդարձակված: Դրա պատճառով խառնուրդի ատոմները կուտակվում են զլխավորապես գիսլոկացիաների շրջանում, այն ատոմները, որոնց չափերը փոքր են հիմնական ցանցի ատոմների չափերից տեղավորվում են սեղմված մասում, այսինքն՝ գիսլոկացիայի գծից վերև, ավելի մեծ չափերի ատոմները՝ նրանից ցած, ընդարձակված մասում: Խառնուրդի ատոմների այսպիսի կուտակումը գիսլոկացիաների մոտ պատճառ է դառնում, որ գիսլոկացիան տեղաշարժելու համար պահանջվում է ավելի մեծ լարում: Իսկ այդ նշանակում է, որ մարմինը ամրանում է: Ինչպես ցույց է տալիս հաշվարկը բավական է խառնուրդի շատ աննշան քանակության ատոմներ (մոտավորապես 0,01% և ավելի քիչ), որպեսզի նրանց կուտակումը գիսլոկացիաների մոտ արդեն առաջացնի ամրացում: Դրանով է բացատրվում այն մեծ ազդեցությունը, որ առաջացնում են նույնիսկ ամենաքիչ խառնուրդները պինդ մարմինների մեխանիկական հատկությունների վրա:

Դրանով է բացատրվում և այն, որ այն ղեպքում երբ համաձուլվածքը բաղկացած է համարյա միատեսակ չափերի երկու տեսակի ատոմներից (օրինակ, ոսկի և արծաթ), ամրացումը շատ աննշան չափով է արտահայտվում, քանի որ այդ ղեպքում խառնուրդի ատոմներին «կարիք չկա» կուտակվելու գիսլոկացիաների մոտ, ցանցի ամեն մի այլ տեղում նրանց էներգիան կլինի մոտավորապես նույնքան:

Դիսլոկացիաներ և ջեմամբացումը: Մակակոիման հետևանքները շիկափափկացման ժամանակ վերացնելը, մեխանիկական հատկությունների փոփոխության այլ ղեպքերի նման, կապված է գիսլոկացիաների շարժունակության փոփոխության հետ:

Այս ղեպքում գիսլոկացիաների շարժունակությունը, ըստ երևույթին, մեծանում է, քանի որ հոսունության սահմանը փոքրանում է: Առաջանում է այդ այն պատճառով, որ բարձր ջերմաստիճանի ժամանակ, երբ ատոմների կինետիկ էներգիան մեծանում է, խառնուրդի գիսլոկացիաների մոտ համախմբված ատոմները դիֆուզիայի շնորհիվ, գոնե մասամբ, թողնում են իրենց տեղերը գիսլոկացիաների մոտ, ձգտելով հավասարացնել իրենց կոնցենտրացիան մարմնի ամբողջ ծավալում: Հենց դա էլ հանգում է այն բանին, որ գիսլոկացիաները ստա-

չու՞մ են տեղափոխման մեծ ազատութիւն, իսկ հոստնութեան սահմանը դրա պատճառով իջնում է, ձգտելով մինչև ղեֆորմացիան եղած արժեքին:

Մի քիչ ավելի բարդ են այլ տեսակի ջերմամշակումների (մխում, մխամեղմում) հետ կապված պրոցեսները, քանի որ նրանք կապված են համաձուլվածքներում տարբեր փուլերի գոլուծվան հետ: Այս պարի խնդիրների մեջ չի մտնում այդ երևույթների քննարկումը: Նշենք միայն, որ դիսլոկացիաների լեռորիան շատ ողտակար է նաև այս պրոցեսների ուսումնասիրութեան ժամանակ:

Դիսլոկացիաների վերաբերյալ բոլոր ասածներին պետք է ավելացնել, որ վերջին ժամանակներս բյուրեղներում դիսլոկացիաների ռեալ գոլուծվան մասին ստացվել են շատ ողղակի և ոչ ողղակի փորձական ապացույցներ:

§ 4. Անցումը պինդ վիճակի

Ատոմների դասավորութեան մեջ իղեալական կարգի ստեղծմանը, այսինքն՝ պինդ մարմնի կազմավորմանը արգելակում են ջերմային շարժումները, որոնց գլխավոր առանձնահատկութիւնն է քառասանութիւնը, անկարգավորվածութիւնը: Այդ պատճառով, որպեսզի նյութը կարողանա գտնվել պինդ վիճակում, նրա ջերմաստիճանը պետք է բաւականաչափ ցածր լինի, այնքան ցածր, որ ջերմային շարժման kT էներգիան լինի ավելի քիչ, քան ատոմների փոխազդեցութեան պոտենցիալ էներգիան:

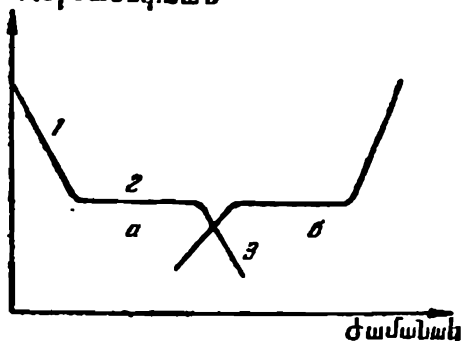
Միանգամայն իղեալական բյուրեղ, որի մեջ բոլոր ատոմները գտնվում են հավասարակշռութեան մեջ և օժտված են էներգիայի մինիմումով, մարմինը կարող է լինել միայն բացարձակ զրոյում: Իրականում, բոլոր մարմինները պնդանում են շատ ավելի բարձր ջերմաստիճաններում: Բացառութիւն է կազմում միայն հելիումը, որը հեղուկ է մնում նաև բացարձակ զրոյի ժամանակ, բայց այդ կապված է որոշ յփստալին էֆեկտների հետ, որոնց մասին մենք հակիրճ կերպով կասենք սուրբ:

Նյութը պինդ վիճակին կարող է անցնել ինչպես հեղուկ վիճակից, այնպես էլ գազային վիճակից: Խե՛ մեկ և թե՛ մյուս դեպքում այդ անցումը, անցում է համաչափութիւնից գոլուկ վիճակից մի այլ վիճակի, որում գոլուծիւն ունի համաչափութիւն (համենայն դեպս այդ վերաբերվում է բյուրեղներում գոլուծիւն տնեցող հոսավոր կարգին, բայց որը գոլուծիւն չունի ոչ հեղուկ, ոչ էլ գազային նյութերում): Այդ պատճառով պինդ վիճակին անցնելը պետք է տեղի ունենա թուխքով, այսինքն՝ որոշակի ջերմաստիճանում, ի տարբերութիւն գազ-

հեղուկ անցմանը, որը ինչպես մենք գիտենք կարող է տեղի ունենալ նաև անընդհատ կերպով:

Նախ ուսումնասիրենք հեղուկ-պինդ մարմին անցումը: Պինդ մարմնի կազմավորման պրոցեսը դա բյուրեղի կազմավորման պրոցեսն է հեղուկի սառեցման ժամանակ (բյուրեղացում) և առաջանում է որոշակի ջերմաստիճանում՝ բյուրեղացման կամ պնդացման ջերմաստիճանում: Փանի որ այդպիսի փոխակերպման ժամանակ էներգիան փոքրանում է, ապա այդ անցումը ուղեկցվում է էներգիայի անջատումով, բյուրեղացման թաքնված ջերմության տեսքով: Հակառակ փոխակերպումը՝ հալումը, նույնպես տեղի է ունենում թոփչքով միևնույն ջերմաստիճանում և ուղեկցվում է էներգիայի կլանումով իր մեծությամբ բյուրեղացման ջերմությանը հավասար հալման թաքնված ջերմության տեսքով: Այդ պարզ երևում է սառեցվող հեղուկի ջերմաստիճանի ժամանակից ունեցած կախման գրաֆիկից, որը պատկերված է 9.28 նկարի վրա (Ա կորը):

Ջերմաստիճան



Նկ. 9.28.

Ա կորի 1 հատվածը տալիս է հեղուկի ջերմաստիճանի միալար իջեցումը նրանից ջերմության հեռացման պատճառով: Հորիզոնական 2 հատվածը ցույց է տալիս, որ ջերմաստիճանի որոշ արժեքի ժամանակ նրա նվազումը դադարում է, չնայած որ ջերմության հեռացումը շարունակվում է: Որոշ ժամանակից հետո ջերմաստիճանը նորից սկսում է իջնել (3 հատված):

Այն ջերմաստիճանը, որը համապատասխանում է 2 հատ-

վածին, հենց բյուրեղացման ջերմաստիճանն է: Նյութից հեռացվող ջերմությունը փոխհատուցվում է բյուրեղացման ժամանակ անջատված ջերմությամբ և այդ պատճառով ջերմաստիճանի նվազումը ժամանակավորապես դադարում է: Բյուրեղացման պրոցեսը վերջանալուց հետո ջերմաստիճանը (այժմ արդեն պինդ մարմնի) նորից սկսում է իջնել:

Ջերմաստիճանի իջեցման գրաֆիկի այդպիսի ընթացքը բնորոշ է բյուրեղային նյութերի համար: Հեղուկների, չբյուրեղացող (ամորֆ) նյութերի սառեցման դեպքում թաքնված ջերմությունը չի անջատվում, և սառեցման գրաֆիկը հանդիսանում է մոնոտոն մի կոր, առանց սառեցման կանգառի:

Հակառակ պրոցեսի ժամանակ, երբ նյութը պինդ վիճակից անցնում է հեղուկ վիճակի (հալում), տաքացման կորի վրա նույնպես դիտ-

վում է ջերմատտիվանի բարձրացման կանգառ, շնորհիվ հալման թափանցիված ջերմություն կլանմանը, ալն ջերմություն, որի հաշվին անդի է տեսնում բյուրեղային ցանցի ավերում (b կարր 9.28 նկարում):

Բյուրեղացումը սկսվելու համար անհրաժեշտ է բյուրեղացման կենտրոնի կամ կենտրոնների գոյությունը: Ալլոպիի կենտրոններ կարող էին լինել հեղուկի իրար կպած մասնիկների պատահական խորափորումները, սրունց կարող էին միանալ նոր և նոր մասնիկներ, մինչև որ ամբողջ հեղուկը կվերածվեր պինդ մարմնի: Սակայն հեղուկի մեջ ալլոպիի խորափորումների առաջացումը զեփարանում է ջերմային չարմանների շնորհիվ, սրունք նրանց ավերում են ավելի շատ, քան նրանք կարողանում են ձևը բերել ինչ-որ նկատելի չափեր: Բյուրեղացումը էտպես հեշտանում է, եթե հեղուկում հենց սկզբից գտնվում են բավականաչափ մեծ պինդ մասնիկներ, փոշու հատիկների և մարմինների ձևով, սրունք գտնում են բյուրեղացման կենտրոններ:

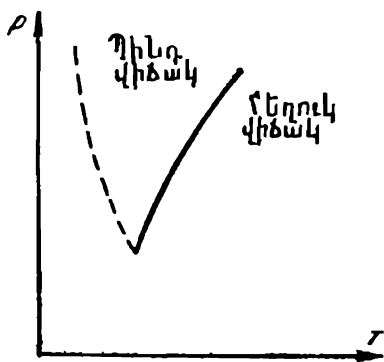
Հեղուկի ներսում բյուրեղացման կենտրոնների առաջացումը, իհարկե, հեշտանում է ջերմատտիվանի իջեցման հետ: Այդ պատճառով մաքուր, կողմնակի գոյացումներից զուրկ, հեղուկի բյուրեղացումը սովորաբար սկսվում է բյուրեղացման իսկական ջերմատտիվանից մի քիչ ավելի ցածր ջերմատտիվանում: Սովորական պայմաններում բյուրեղացող հեղուկում լինում են բյուրեղացման շատ կենտրոններ, այնպես որ հեղուկում առաջանում են բազմաթիվ բյուրեղիկներ, որոնք միասին սերտանում են և պնդացած նյութը լինում է բազմաբյուրեղային:

Միայն առանձնակի պայմաններում, որոնք սովորաբար զեփար է ապահովել, կարելի է ստանալ միաչափ բյուրեղ՝ միաբյուրեղ, որը աճել է բյուրեղացման միակ կենտրոնից: Եթե այդ դեպքում բոլոր ուղղություններով ապահովված են մասնիկների կոտակման միատեսակ պայմաններ, ապա բյուրեղը ստացվում է կանոնավոր եզրավորված համապատասխան նրա սիմետրիայի հատկությունների:

Հեղուկ-պինդ մարմին անցումը այնպես, ինչպես և հակառակ փոխակերպումը, հանդիսանում է փուլային անցում, քանի որ հեղուկ և պինդ միակները կարելի է դիտել որպես նյութի երկու փուլեր: Երկու փուլերն էլ բյուրեղացման (հալման) ջերմատտիվանում կարող են չլիվել միմյանց հետ, լինելով հավասարակշռության մեջ (օրինակ, սառույցը կարող է լողալ ջրում տոնաց հալվելու), այնպես, ինչպես կարող են հավասարակշռության մեջ գտնվել հեղուկը և նրա հալեցած գոլորշիները:

ձիշտ այնպես, ինչպես եռման ջերմատտիվանը կախում ունի ճնշումից, բյուրեղացման ջերմատտիվանը և նրան հավասար հալման ջերմատտիվանը նույնպես կախում ունեն ճնշումից, սովորաբար աճելով ճնշման մեծացման հետ: Աճում է նա այն պատճառով, որ արտաքին

ճնշումը ատոմներին մոտեցնում է իրար, իսկ հալման ժամանակ բյուրեղային ցանցի քայքայման համար, ատոմները պետք է հեռացվեն միմյանցից. ավելի մեծ ճնշման ժամանակ դրա համար պահանջվում է ավելի մեծ ջերմային էներգիա, այսինքն՝ ավելի բարձր ջերմաստիճան:



Նկ. 9.29.

9.29 նկարի վրա ցույց է տրված հալման (բյուրեղացման) ջերմաստիճանի կախումը ճնշումից: Անընդհատ կորը ամբողջ $p - T$ տիրույթը բաժանում է երկու մասի: Կորից ձախ գտնվող տիրույթը համապատասխանում է պինդ վիճակին, իսկ կորից աջ գտնվող տիրույթը՝ հեղուկ վիճակին: Հալման կորի վրա գտնվող լուրաքանչյուր կետ համապատասխանում է պինդ և հեղուկ փուլերի հավասարակշռությանը, այդ ճնշումների և ջերմաստիճանների դեպքում նյութի պինդ և հեղուկ վիճակները շփվելով իրար հետ գտնվում

են հավասարակշռության մեջ, և այդ ժամանակ հեղուկը չի պնդանում, իսկ պինդ մարմինն էլ չի հալվում:

Կետագծով 9.29 նկարի վրա ցույց է տրված այն փոքրաթիվ նյութերի (բիսմութ, անտիմոն, սառույց, գերմանիում) հալման կորը, որոնց ծավալը պնդացման ժամանակ ոչ թե փոքրանում, այլ մեծանում է: Այսպիսի նյութերի հալման ջերմաստիճանը, բնականաբար, ճնշման մեծացման հետ նվազում է:

Հալման կորի dT փոփոխությունը, ճնշման dp փոփոխության հետ կապված է Կլապեյրոն-Կլաուզիուսի առնչությամբ.

$$\frac{dT}{dp} = \frac{T(V_2 - V_1)}{L},$$

Այստեղ T -ն հալման (բյուրեղացման) ջերմաստիճանն է, V_1 -ը և V_2 -ը, համապատասխանաբար, հեղուկ և պինդ փուլերի մոլային ծավալներն են և L -ը՝ հալման մոլային ջերմությունը:

Այս բանաձևը ճիշտ է նաև փուլային այլ անցումների ժամանակ, գոլորշիացման և կոնդենսացիայի մասնավոր դեպքի համար Կլապեյրոն-Կլաուզիուսի բանաձևը դուրս է բերված VII գլ. (տես 7.45):

Կլապեյրոն-Կլաուզիուսի բանաձևից երևում է, որ հալման ջերմաստիճանի փոփոխության նշանը կախված ճնշման փոփոխությունից, որովհետև է այն բանով, թե V_1 և V_2 մեծություններից որն է ավելի մեծ: Կորի թեքությունը կախում ունի նաև անցման թաքնված ջերմու-

թվունից՝ Լ-ից, որքան ավելի փոքր է Լ-ը, այնքան ավելի քիչ է փոփոխվում հալման ջերմաստիճանը ճնշման փոփոխություն հետևանքով: 18 աղյուսակում բերված են հալման տեսակարար (այսինքն՝ ժափալի միավորին վերաբերված) ջերմության արժեքները մի շարք նյութերի համար:

Աղյուսակ 18

Մի շարք նյութերի հալման ճեսակարար ջերմությունը

Նյութը	Հալման ջերմությունը կալ/գ	Նյութը	Հալման ջերմությունը կալ/գ
Ալյումին	94	Արծաթ	26
Կապար	5,5	Կերակրի աղ	124
Սակի	15,9	Ջուր	79,5
Պղինձ	41	Սնդիկ	2,75

Կլապերոն-Կլաուդիուսի բանաձևը կարող է գրվել նաև հետևյալ տեսքով.

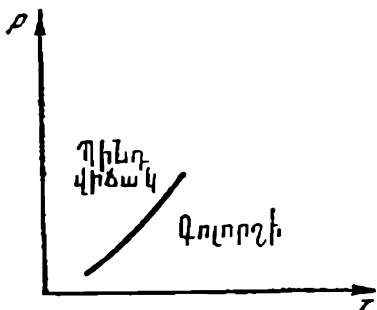
$$\frac{dp}{dT} = \frac{L}{T(V_2 - V_1)},$$

Այս հավասարումը ցույց է տալիս, թե ինչպես է փոփոխվում ճնշումը, որի առկա գտնվում են երկու հավասարակշռված փուլերը, ջերմաստիճանի փոփոխության ժամանակ:

Պինդ մարմին կարող է առաջանալ ոչ միայն հեղուկի բյուրեղացման ճանապարհով, այլև գազի (գոլորշու) խտացման ճանապարհով առանց հեղուկ փուլին անցնելու: Այս դեպքում ևս անջատվում է անցման թաքնված ջերմություն, որը, սակայն, միշտ ավելի մեծ է հալման թաքնված ջերմությունից: Չէ՞ որ որոշակի ջերմաստիճանում և ճնշման տակ պինդ մարմին կարող է առաջանալ ինչպես անմիջապես գազային վիճակից, այնպես էլ նախնական հեղուկացման հղանակով: Երկու դեպքերում էլ սկզբնական և վերջնական վիճակները նույնն են: Նշանակում է, նույնն է նաև ալգ վիճակների էներգիաների տարբերությունը: Մինչդեռ երկրորդ դեպքում անջատվում է նախ՝ խտացման թաքնված ջերմությունը գազային վիճակից հեղուկ վիճակին անցնելու ժամանակ և ապա՝ բյուրեղացման թաքնված ջերմությունը, հեղուկ վիճակից պինդ վիճակին անցնելու ժամանակ: Այստեղից հետևում է, որ պինդ մարմնի առաջացման թաքնված ջերմությունը անմիջապես գազային փուլից պետք է հավասար լինի խտացման և հեղուկի բյուրեղացման ջերմությունների գումարին: Այս վերաբերվում է միայն հալման

ջերմաստիճանում չափված ջերմություններին: Այնպիսի ցածր ջերմաստիճաններում գազի խտացման ջերմությունը տաժամ է:

Պինդ մարմնի գոլորշիացման հակառակ պրոցեսը սովորաբար կոչվում է ցնդում (սառլիմացում): Պինդ մարմնի գոլորշիացող մասնիկները նրա վրա ստաջացնում են գոլորշի ճիշտ ունչակա, ինչպես այդ տեղի է տնենում հեղուկի գոլորշիացման մամանակ: Սրոշակի ճնշման տակ և ջերմաստիճանում գոլորշին և պինդ մարմինը կարող են գտնվել հավասարակշռված վիճակում: Պինդ մարմնի հետ հավասարակշռության մեջ գտնվող գոլորշին նույնպես կոչվում է հալեցած գոլորշի: Ինչպես և հեղուկի դեպքում, պինդ մարմնի վրա գտնվող հաղեցած գոլորշու ատոմականությունը կախում ունի ջերմաստիճանից և արալ փոքրանում է ջերմաստիճանի իջեցման հետ, ալնպես որ սովորական ջերմաստիճաններում շատ պինդ նյութերի հաղեցած գոլորշիների ատոմականությունն ուննչան է:



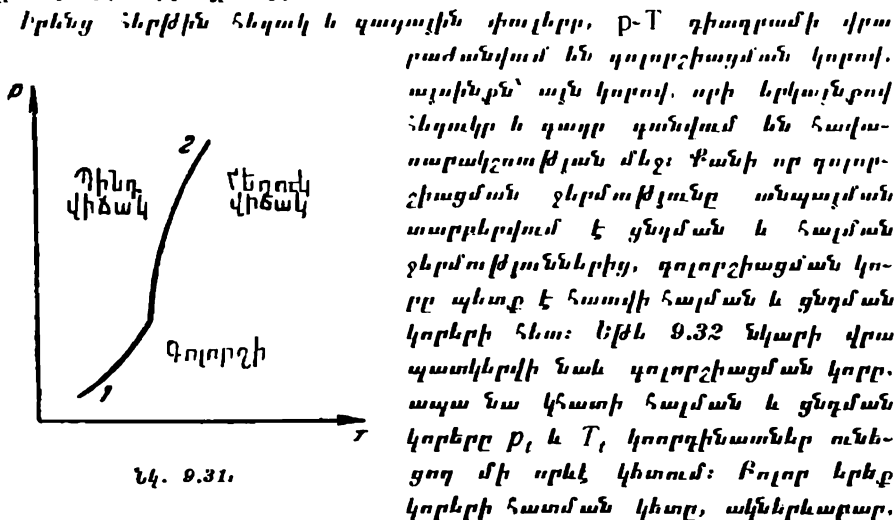
Նկ. 9.30.

Նկ. 9.30-ում ցույց է տրված հաղեցած գոլորշու ատոմականության ջերմաստիճանից ունեցած կախման կորի ակաքը: Այդ կորը պինդ և հաղալին փուլերի հավասարակշռության դիմն է: Կորից դեպի ձախ ընկած տիրույթը համապատասխանում է պինդ վիճակին, նրանից դեպի աջ՝ հաղալին վիճակին: Յնդումը, նույնպես ինչպես և հալումը, պալմանավորված է բյուրեղալին ցանցի ավերումով և պա-

հանցում է դրա համար անհրաժեշտ էներգիա: Այդ էներգիան արտահալվում է որպես ցնդման թաքնված ջերմություն, և իհարկե հավասար է խտացման թաքնված ջերմությանը: Յնդման ջերմությունը այդ պատճառով հավասար է հալման և գոլորշիացման ջերմությունների գումարին:

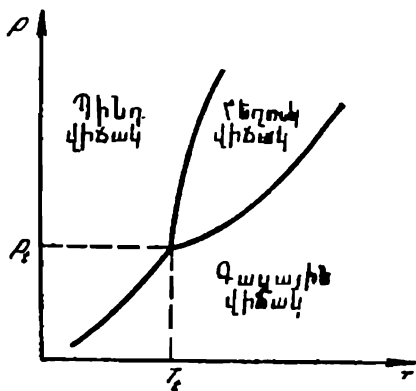
Վիճակի դիագրամ: Մոակի կես: Այժմ p և T կոորդինատներով միենուն զրաֆիկի վրա պատկերենք հալման և ցնդման կորերը: Ինչպես երեւում է 9.31 նկարից, այդ երկու կորերը, հալման և ցնդման թաքնված ջերմությունների տարբերության հետեանքով, ունենալով տարրեր թեքություններ, հատվում են որոշակի p ճնշման և T ջերմաստիճանի համապատասխանող մի որեէ կետում: Հալման 2 կորը ինչպես հալտնի է, հանդիսանում է պինդ և հեղուկ փուլերի հավասարակշռության կորը: Ճիշտ նման ձեով ցնդման 1 կորը հանդիսանում է պինդ և հաղալին վիճակների հավասարակշռության կորը: Նշանակում է 1 և 2 կորերից դեպի ձախ գտնվում է ճնշումների և ջերմաստիճան-

ներքի ալն տիրույթը, որոնց գեպքում նյութի կալուն վիճակը պինդ վիճակն է: Այդ կորերից գեպի աջ անդամը մասնաձևն է հեղուկ և գազային վիճակների տիրույթները:



Իրենց ներքին հեղուկ և գազային փուլերը, p - T դիագրամի վրա բաժանվում են գոլորշիացման կորով, ալսինքն՝ ալն կորով, որի երկայնքով հեղուկ և գազը պահվում են հավասարակշռության մեջ: Քանի որ գոլորշիացման ջերմությունը անպայման տարբերվում է ցնդման և հալման ջերմություններից, գոլորշիացման կորը պետք է հատվի հալման և ցնդման կորերի հետ: Եթե 9.32 նկարի վրա պատկերվի նաև գոլորշիացման կորը, ապա նա կհատի հալման և ցնդման կորերը p_1 և T_1 կոորդինատներ ունեցող մի որևէ կետում: Բոլոր երեք կորերի հատման կետը, ակնհայտաբար,

հանդիսանում է նյութի բոլոր երեք փուլերի՝ պինդ, հեղուկ և գազային, հավասարակշռության կետը: Նշանակում է T_1 ջերմաստիճանի և p_1 ճնշման գեպքում, նյութի բոլոր երեք փուլերը, շփվելով իրար հետ, կըզդտնվեն հավասարակշռության մեջ, ալսինքն՝ հեղուկը ալս գեպքում չի գոլորշիանում և չի էլ բլուրեղանում, պինդ մարմինը չի հալվում, գազը (գոլորշին) չի խտանում: Ոչ մի ալս ճնշման և ջերմաստիճանի գեպքում բոլոր երեք փուլերի ալս պիսի հավասարակշռություն հնարավոր չէ:



Վիճակի դիագրամի վրա նյութի բոլոր երեք փուլերի հավասարակշռությանը համապատասխանող կետը կոչվում է եռակի կետ:

Եռակի կետի p_1 ճնշումը և T_1 ջերմաստիճանը տարբեր նյութերի համար տարբեր են: Այսպես, օրինակ, ջրի համար $p_1 = 4,6$ մմ սն. ս. $T_1 = 0,0075^\circ \text{C}$: 19 աղյուսակում բերված են մի քանի նյութերի եռակի կետերի պարամետրերը:

Վիճակի դիագրամից (նկ. 9.32) երևում է, որ պինդ մարմինը

միշտ չէ որ տաքացումով կարող է բերվել հեղուկ վիճակի: Եթե մարմինը տաքացվի քիչ ավելի ցած ճնշման տակ, ապա նա չի հալվի, այլ անմիջականորեն կանցնի գազային վիճակի առանց հեղուկ փուլին անցնելու, նյութը կցնդի և ոչ թե կհալվի:

Ա զ յ ու ս ա կ 19

Մի քանի նյութերի եռակի կետերը

Նյութը	Ջերմաստիճանը եռակի կետում, °K	Ճնշումը եռակի կետում, մթն.
Ածխածխածին	216,5	5,11
Ամիակ	195,4	6·10 ⁻²
Ջուր	273,1	6·20 ⁻³
Եթեր	152,9	8,5·10 ⁻⁶

Հալումը, այսինքն՝ անցումը հեղուկ վիճակի հնարավոր է միայն քիչ ավելի մեծ ճնշման տակ տաքացնելիս:

Շատ նյութերի համար եռակի կետին համապատասխանող ճնշումը փոքր է 1 մթն-ից: Այդպիսի նյութերը միջնորոտային ճնշման տակ տաքացնելիս հալվում են: Սակայն գոլորշիուն ունեն և այնպիսի նյութեր, որոնց քիչ գերազանցում է 1 մթն: Սովորական ճնշման տակ տաքացնելիս նրանք չեն հալվում, այլ ցնդում են: Այսպես, ածխածին (CO₂) համար $p_t = 5,1$ մթն և $T_t = -57^\circ \text{C}$: Այդ պատճառով պինդ ածխածին միջնորոտային ճնշման տակ կարող է գոլորշիուն փոխել միայն ցածր ջերմաստիճանում: Ընդ որում միջնորոտային ճնշման տակ իր գոլորշու հետ ածխածին գտնվում է հավասարակշռության մեջ -80°C -ում: Դա լայնորեն օգտագործվող Վչոր սառույցըն է, որը երբեք չի հալվում, այլ միայն գոլորշիանում է:

Համասարակշռության երեք գծերից երկուսը՝ ցնդման կորը և գոլորշիացման կորը, ունեն սկիզբ և վերջ: Իրոք, ցնդման կորը սկսվելով բացարձակ զրոյում վերջանում է եռակի կետում, գոլորշիացման կորը սկսվելով եռակի կետում, վերջանում է կրիտիկական կետում: Ինչ վերաբերվում է հալման կորին, ապա նա նույնպես սկսվում է եռակի կետում, բայց նա վերջ չունի: Համեմատյալ դեպք հայտնի չեն այնպիսի փորձեր, որոնք ցույց տալին, որ հալման կորը ճշմարտորեն վերջանում է որևէ կետում: Ընդհակառակը, փորձերը ցույց են տալիս, որ ճնշման մեծացման հետ հալման ջերմաստիճանը անընդհատ աճում է: Անոմալ նյութերի մոտ, այսինքն՝ այնպիսի նյութերի, որոնց հալման ջերմաստիճանը ճնշման բարձրացման հետ իջնում է,

հալման կորը էքստրապոլյացիայի ժամանակ հատում է ճնշումների առանցքը: Այդ նշանակում է, որ բավականաչափ բարձր ճնշումների ժամանակ նյութը պետք է հալվի շատ ցածր ջերմաստիճանում և կտրոդ է նույնիսկ մնալ հեղուկ վիճակում՝ բացարձակ զրոյում:

Փորձերը ցույց են տվել, օրինակ, որ ճնշման աճը մինչև 180000 մբն հանդեցնում է գերմանիումի հալման ջերմաստիճանի իջեցմանը 986-ից մինչև 276° C:

Եզրափակելով նկատենք, որ մի կոմպոնենտից կազմված նյութի մեջ հավասարակշռության մեջ չլին կարող գտնվել երեք փուլից ավելի փուլեր (փուլերի օրենք): Այդ պատճառով, եթե այդ տեսակի նյութի մեջ գոյություն ունեն երեքից ավելի տարրեր փուլեր, ապա և կլինեն մեկից ավելի եռակի կետեր, բայց նրանցից յուրաքանչյուրում կհամարեն հավասարակշռության միայն երեք կորեր: Այդպիսի իրադրության մեջ հանդիպում ենք, օրինակ, հրե միենուլն նյութը կարող է ունենալ բյուրեղային մի քանի մոդիֆիկացիաներ (բազմաձևություններ), որոնք կայուն են տարբեր ճնշումների և ջերմաստիճանների դեպքում: Ցարբեր ալլաձևումներ ունենալու բյուրեղների հատկությունը կոչվում է պոլիմորֆիզմ. մի այդպիսի ալլաձևությունից մյուսին անցնելը կոչվում է պոլիմորֆ անցում:

Պոլիմորֆ փոխակերպումը նույնպես փուլային անցում է: Նա ողիկցվում է անցման թաքնված ջերմության առաքումով (կամ կլանումով), քանի որ յուրաքանչյուր այդպիսի անցման ժամանակ տեղի է ունենում բյուրեղային ցանցի վերակարգավորում, որը անպատճառ կապված է բյուրեղում եղած մասնիկների էներգիայի փոփոխության հետ: Պոլիմորֆ փոխակերպումների ատկալության ժամանակ հալման կորը կարող է ունենալ սկիզբ և վերջ՝ սկսվելով մի եռակի կետում նա կարող է վերջանալ մյուսում:

Փուլային առաջին և երկրորդ ճեսակի անցումներ: Մենք դիտարկեցինք հեղուկ և գազային վիճակներից պինդ վիճակին անցնելը, այսինքն՝ բյուրեղացումը և հակառակ անցումը՝ հալումը և ցնդումը: Ավելի վաղ, VII գլ. մենք ծանոթացանք հեղուկից գոլորշու անցնելու՝ գոլորշիացման, և հակառակ անցման՝ խտացման հետ:

Այս բոլոր փուլային անցումների (փոխակերպումների) ժամանակ մարմինը, համապատասխան անցման թաքնված ջերմության տեսքով (հալման ջերմության, գոլորշիացման ջերմություն և այլն) կամ անջատում, կամ կլանում է էներգիա:

Փուլային այն անցումները, որոնք ուղեկցվում են էներգիայի կամ էներգիայի հետ կապված այլ մեծությունների, օրինակ, խտության, թափաքան փոփոխությունով, կոչվում են փուլային առաջին տեսակի անցումներ:

Փուլային առաջին տեսակի անցումների համար ընդորդ է նյութի հատկությունների թուլօրոշում, ալիսին՝ ջերմաստիճանային շատ նեղ միջակայքում տեղի ունեցող, փոփոխություն: Հետևաբար կարելի է խոսել անցման որոշակի ջերմաստիճանի կամ անցման կետի մասին՝ հոման կետ: Հայտնի կետ և այլն:

Փուլային անցումների ջերմաստիճանները կախում ունեն արտաքին ճնշման ք պարամետրից. տվյալ ջերմաստիճանում ալիս փուլների հավասարակշռությունը, որոնց միջև տեղի է ունենում անցումը, հաստատվում է ճնշման միանգամայն որոշակի արժեքի դեպքում: Փուլային հավասարակշռության կորը արտահայտվում է կլապերոն-կլաուզիուսի մեկ հայտնի հավասարումով.

$$\frac{dp}{dT} = \frac{L}{T(V_2 - V_1)},$$

որտեղ L -ը անցման մոլյար ջերմությունն է, V_1 -ը և V_2 -ը՝ երկու փուլերի մոլյար ծավալները:

Փուլային առաջին տեսակի անցումների ժամանակ նոր փուլը ամբողջ ծավալում միանգամից չի առաջանում: Սկզբում կազմակերպվում են նոր փուլի սաղմերը, որոնք հետո աճում են, տարածվելով ամբողջ ծավալով:

Սաղմերի առաջացման պրոցեսի հետ մենք հանդիպեցինք հեղուկի խտացման պրոցեսի դիտարկման ժամանակ: Ստացման համար անհրաժեշտ է խտացման կենտրոնների (սաղմերի) գոյություն փոշու հատիկների, իոնների և այլ տեսքով:

Ճիշտ ալիպես հեղուկի պնդացման համար անհրաժեշտ են բյուրեղացման կենտրոններ:

Ալիպեսի կենտրոնների բացակայության դեպքում գոլորշին կամ հեղուկը կարող են լինել դերաստեցրած վիճակում, կարող է, օրինակ, տեական ժամանակ մաքուր ջուրը գոլորշի ունենալ -10°C ջերմաստիճանում:

Սակայն դիտվում են փուլային ալիպեսի անցումներ, որոնց ժամանակ թուլօրոշում փոխվում է ոչ թե էներգիան, կամ նրա հետ կապված մեծությունները, այլ դրանց ածանցյալները ըստ ջերմաստիճանի: Այս դեպքում փուլային անցումը տեղի է ունենում առանց թաքնված ջերմության առաքման կամ կլանման:

Փուլային այն անցումները, որոնք ուղեկցվում են էներգիայի ըստ ջերմաստիճանի ածանցյալի թուլօրոշում փոփոխությամբ, կոչվում են փուլային երկրորդ տեսակի անցումներ:

Երկրորդ տեսակի փուլային անցումը ուղեկցվում է ջերմունակությւն թուխչածակ փոփոխությունների (ջերմունակություն «թուխչություն»)

$$C = \frac{dU}{dT},$$

որտեղ U -ն սիստեմի ներքին էներգիան է:

Նա ուղեկցվում է նաև ծավալային ընդարձակման գործակցի

$$\beta = \frac{1}{V} \frac{dV}{dT} \quad (V\text{-ն մարմնի ծավալն է}) \quad \text{թուխչություն և այլն:}$$

Որպես երկրորդ տեսակի փուլային անցման ակնառու օրինակներ կարող են ծառայել՝ նյութի անցումը ֆերոմագնիսական վիճակից ոչ ֆերոմագնիսական վիճակի, որը տեղի է ունենում միանգամայն որոշակի ջերմաստիճանում, որը կոչվում է կյուրիի ջերմաստիճան կամ կյուրիի կետ (երկաթի համար այդ ջերմաստիճանը հավասար է 750°C , նիկելի համար՝ 358°C , գադոլինի համար՝ 16°C), մի շարք մետաղների անցումը նորմալ վիճակից դերհադրոդիչ վիճակի, որի ժամանակ թուխչություն անհետանում է էլեկտրական դիմադրությունը, VIII գլխում դիտարկված հեղուկ հելիումի անցումը HeI-ից HeII-ի:

Երկրորդ տեսակի փուլային անցումները կարող են տեղի ունենալ միայն պինդ մարմիններում: Հեղուկ հելիումը միակ բացառությունն է այդ օրենքից:

Երկրորդ տեսակի փուլային անցումը կապված է նյութի մասնիկների դասավորության համաչափության փոփոխության հետ:

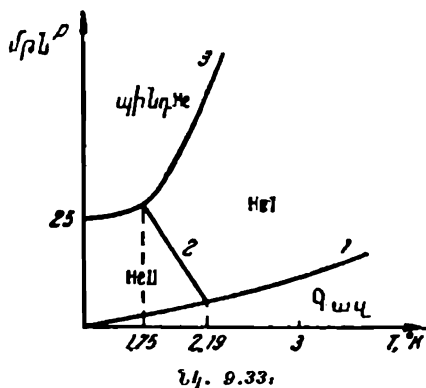
Երկրորդ տեսակի փուլային անցման ջերմաստիճանը կոչվում է կյուրիի կետ կամ λ -կետ, վերջին անվանման պատճառը բացատրվել է VIII գլխում:

Պինդ հելիում: Բոլոր նյութերի մեջ հետաքրքրական բացառություն է կազմում հելիումը, միակ նյութը, որը չի պնդանում ընդհուպ մինչև բացարձակ զրո աստիճանը:

Ինչպես արդեն գիտենք, հեղուկ հելիումը հալտնի է երկու մոդիֆիկացիաներով, որոնք. եթե հելիումը գտնվում է իր հագեցած գոլորշիների ճնշման տակ, անցնում են մեկը մյուսին $2,19^\circ \text{K}$ (λ կետը) ջերմաստիճանում: Այս անցումը երկրորդ տեսակի փուլային անցում է: Մասնավորապես HeI — HeII անցման ժամանակ բացակայում է անցման թաքնված ջերմությունը:

Հելիումի հեղուկ վիճակի հիշված առանձնահատկությունների հետևանքով նրա վիճակի դիագրամը ունի միանգամայն ուրուշ տեսք և իր տեսակի մեջ միակն է: Նա պատկերված է 9.33 նկարում (այդ նկարում մասշտաբը լրիվ կերպով պահպանված չէ): 1 կորը՝ գոլորշիացման կորն է: 2 կորը՝ λ կետերի գիծն է: Նա ցույց է տալիս, թե ինչ-

պէս է փոփոխվում $\text{HeI} - \text{HeII}$ անցման ջերմաստիճանը ճնշման մեծացմանը զուգընթաց: Վերջապէս 3 կորը՝ հալման կորն է: Այդ բոլոր



է դիագրամից, նա կարող է ստացվել միայն բարձր ճնշման տակ, որը նույնիսկ բացարձակ զրոյում չպետք է փոքր լինի 2.5 մթն: Եվ որքան ավելի բարձր է ջերմաստիճանը, այնքան ավելի բարձր ճնշում է պահանջվում հելիումի բյուրեղացման համար:

Այսպէս, $50^\circ K$ -ում հելիումը պնդանում է 7000 մթն ճնշման տակ: Հալման կորը, իհարկե, պինդ հելիումի հալասարակչութեան կորն է հեղուկ HeI -ի հետ՝ չկետերի գծից դեպի աջ, և հեղուկ HeII -ի հետ՝ նրանցից ձախ: Գոլորշիացման կորը նույնպէս հանդիսանում է գազային հելիումի հալասարակչութեան կորը հեղուկ հելիումի երկու փուլերի հետ, համապատասխանաբար, այդ գծից դեպի ձախ և դեպի աջ: Բայց չկետերի գիծը հալասարակչութեան գիծ չի հանդիսանում երկու հեղուկ փուլերի համար:

Հելիումի վիճակի պիագրամի շատ հետաքրքրական առանձնահատկությունը պինդ և գազային փուլերի միջև հալասարակչութեան գծի բացակայությունն է: Այդ նշանակում է, որ ոչ մի պայմանով պինդ հելիումը իր գոլորշիների հետ չի կարող գտնվել հալասարակչութեան մեջ: Պինդ հելիումի վրա կարող է գտնվել միայն հեղուկ HeI կամ HeII , բայց ոչ գազային հելիում: Հետեւապէս հելիումը չի կարող ցնդել:

Հելիումի այս բոլոր առանձնահատկությունները, մասնավորապէս այն փաստը, որ նա մնում է հեղուկ վիճակում և բացարձակ զրոյում, կարող են բացատրվել միայն քվանտային տեսութեան հիման վրա. հելիումը բնութեան մեջ միակ նյութն է, որի մեջ քվանտային տեսութեանից բխող δ -ֆեկտները իրենց արտահայտությունն են գտնում մակրոսկոպիկ հատկություններում:

Բանն այն է, որ համաձայն քվանտային տեսութեան մասնիկների էներգիան բացարձակ զրոյում հավասար չէ զրոյի, ինչպէս այդ հետե-

կորերը դիագրամը բաժանում են չորս մասի՝ գազային հելիումի, հեղուկ HeI -ի, հեղուկ HeII -ի և պինդ հելիումի գոլորշիան տիրույթների: Գիագրամից երևում է, որ հեղուկ HeII -ի տիրույթը տարածվում է մինչև բացարձակ զրո: Այդ նշանակում է, որ բացարձակ զրոյում ևս հելիումի կայուն վիճակը հեղուկ վիճակն է: Ինչ վերաբերվում է պինդ հելիումին, ապա, ինչպէս այդ երևում

վում է նյութի կլասիկ կինեմատիկ տեսությունից: Մասնիկները, նույնիսկ բացարձակ զրոյում օժտված են այսպես կոչված զրոյական էներգիայով, որը այնքան ավելի մեծ է, որքան ավելի փոքր է ատոմների մասսան: Այդ պատճառով հելիումի ատոմները օժտված են հասկապես մեծ զրոյական էներգիայով (ջրածնից հետո ամենամեծը): Մյուս կողմից, շնորհիվ հելիումի ատոմի կառուցվածքի առանձնահատկությունների, հելիումի (ինչպես նաև մյուս ազնիվ գազերի) ատոմների փոխազդեցության ուժերը շատ փոքր են: Բնական է այդ պատճառով, որ ատոմների միջև փոխազդեցության փոքր ուժերի դեպքում զրոյական էներգիան բավարար է լինում, որպեսզի խանգարի հելիումի ատոմներին զստավորվել կանոնավոր կերպով, այսինքն բյուրեղային ցանց ստեղծել և միայն արտաքին ճնշումով կարելի է ատոմները մոտեցնել միմյանց այնքան, որ նրանք կարողանան բյուրեղ ստեղծել:

Հելիումի առանձնահատկությունը հենց այն է, որ ցածր ջերմաստիճաններում հասկապես զրոյական էներգիան, և ոչ թե ջերմային շարժման էներգիան է որոշում նրա վարքը:

Թվում է, թե զրոյական էներգիան ավելի մեծ դեր պիտի խաղար ջրածնի մեջ, որի ատոմները ունեն ավելի փոքր մասսա: Իրոք, ջրածնի ատոմների զրոյական էներգիան ավելի մեծ է, քան հելիումինը: Բայց, ինչպես մենք հենց հիմա տեսանք, որոշիչ դեր է խաղում զրոյական էներգիայի և մասնիկների փոխազդեցության էներգիայի միջև եղած առնչությունը: Իսկ այս վերջինս ջրածնի ատոմների համար շատ ավելի մեծ է, քան հելիումի համար: Քանակական գնահատումը ցույց է տալիս, որ պինդ ջրածնում զրոյական էներգիան կազմում է ամբողջ էներգիայի կեսը, իսկ հելիումում նրան բաժին է ընկնում մոտավորապես 80%-ը: Հենց դրանով է բացատրվում և հելիումի հեղուկացման ցածր ջերմաստիճանը և նրա բյուրեղացման անհնարինությունը սովորական պայմաններում: Զրոյական էներգիան ավելի մեծ դեր է խաղում հելիումի թեթև իզոտոպի (He^3) մեջ: Այստեղ զրոյական էներգիան կազմում է լրիվ էներգիայի 95%-ը: Այդ պատճառով հեղուկացման ջերմաստիճանը (նորմալ ճնշման տակ) He^3 -ի համար էլ ավելի ցածր է ($3,2^\circ \text{K}$, սովորական հելիումի համար $4,2^\circ \text{K}$): He^3 -ի բյուրեղացման համար պահանջվում է էլ ավելի բարձր ճնշում, քան He^4 -ի համար. բացարձակ զրոյում՝ ավելի քան 29 մրն:

Լուծում և բյուրեղացում լուծույթից: Բյուրեղային ցանցի քաղաքում բացի հալումից և գոլորշիացումից կարող է տեղի ունենալ նաև պինդ նյութը որևէ լուծիչում լուծվելու հետեանքով:

Շնորհիվ բյուրեղի և լուծիչի մասնիկների փոխազդեցության, ատոմները ցանցի հանգուցներում պահող ուժերը կարող են այնքան փոքրանալ, որ ջերմային շարժումները բավարար կլինեն ցանցը

քալքալեւու համար: Արդյունքում լուծված նյութը լուծիչի հետ միասին կկազմի համասեռ մի խառնուրդ՝ լուծույթ: Լուծույթի հիմնական բնութագիրը նրա կոնցենտրացիան է, այսինքն՝ լուծված նյութի մասսայի տոկոսային պարունակությունը լուծույթի մասսայի մեջ: Ընդման և ջերմաստիճանի հետ միասին կոնցենտրացիան ևս լուծույթի վիճակի կարևոր պարամետր է հանդիսանում:

Պինդ նյութի լուծվելը հեղուկի մեջ սովորաբար աղեկացվում է լուծույթի ջերմաստիճանի իջեցումով: Այդ սեղի է տեսնում այն պատճառով, որ լուծումը բյուրեղային ցանցի քալքալումն է, իսկ ալդպիսի քալքալման համար միշտ էլ պահանջվում է որոշ էներգիա: Երբ ցանցը քալքալվում է հալման ժամանակ, ապա Լներգիան մատակարարվում է ջերմալին աղբյուրի կողմից: Իսկ լուծման ժամանակ ցանցը քալքալվում է ի հաշիվ լուծիչի ներքին էներգիայի, որը և պատճառ է դառնում լուծույթի ջերմաստիճանի իջեցմանը:

Լուծում կարող է սեղի տեսնալ և իդոթերմ պալմաններում, բայց ալդպիսի դեպքում անհրաժեշտ է ջերմութլան մատակարարում դրսից: Ջերմութլան այն քանակութլանը, որը անհրաժեշտ է նյութի միավոր մասսայի իդոթերմ լուծման համար, կոչվում է լուծման տեսակարար ջերմութլուն: Արքան ալկլի ամոր ևն կապված միմլանց հետ բլուրեղի մասնիկները, այնքան ալկլի մեծ է լուծման ջերմութլունը:

Լուծվելու հսանքով ջերմաստիճանի իջեցումը ցածր ջերմաստիճաններ ստանալու եղանակներից մեկն է: Նանրահալտ է ձլան և ստոուլցի ջերմաստիճանի իջեցումը կերակրողի կամ քլորակսն կալցիումի հետ խառնվելու հետեսնքով: Ահաջին դեպքում կարելի է ստանալ մոտ — 20°, իսկ երկրորդ դեպքում մինչև — 55 C: Լուծույթի պնդացման ջերմաստիճանը միշտ ալկլի ցածր է, քան մաքուր լուծիչներ, քանի որ լուծման հսանքով կապի ուժերը մասնիկների միջև փոքրանում են:

Սովորաբար լուծիչի ուլլալ քանակութլան մեջ կարող է լուծվել լուծվող նյութի որոշակի քանակութլունից (մաքսիմում) ոչ ալկլի քանակութլուն, և ալդպիսի մաքսիմում կոնցենտրացիա ունեցող լուծույթը կոչվում է հագեցած լուծույթ: Մաքսիմում կոնցենտրացիայի մեծութլունը որոշում է նյութի լուծելիութլունը ուլլալ լուծիչում: Լուծելիութլունն աճում է ջերմաստիճանի աճմանը ցողրնթաց, այնպես որ որեւէ ջերմաստիճանում հագեցած լուծույթը ալկլի բարձր ջերմաստիճանում դառնում է չհագեցած, իսկ ալկլի ցածրում՝ գերհագեցած¹⁾: Այս վերջին դեպքում բյուրեղացման կենտրոնների աււալութլան ժամանակ լուծված նյութի ալկլցուկը բլուրեղանում է նստելով փոքրիկ

1) Բացահոթլուն է կազմում կերակրի աղը (NaCl), որի լուծելիութլունը ջրում գործնականորեն կախում չունի ջերմաստիճանից:

բյուրեղների ձևով, մինչև որ լուծույթը դառնում է հազեցած։ Լուծույթում բյուրեղացում կարելի է ստանալ նաև առանց ջերմաստիճանի իջեցնելով, լուծույթը գերհագեցնելու։ Բյուրեղներ կառաջանան նաև լուծիչի գոլորշիացման ժամանակ։ Բյուրեղացումը լուծույթում արհեստական միաբյուրեղներ ստանալու կարևորագույն եղանակներից մեկն է։ Ոչնչև եղանակով կարելի է հեշտությամբ ստանալ կանոնավոր նստափորված միաբյուրեղներ (երբեմն բավականին մեծ չափերի)։

Պնդացման կեսի իջեցումը լուծույթներում։ VII դրիում մենք տեսանք, որ շնորհիվ լուծիչում մասնիկների միջև եղած փոխազդեցության ուժերի փոփոխության, փոփոխվում է հազեցած գոլորշու առաձգականությունը և լուծույթի եռման ջերմաստիճանը մաքուր լուծիչի հետ համեմատած։ Պարզ է, որ եթե լուծույթում կապի ուժերը փոքրանում են, ապա այդ պետք է պատճառ դառնա լուծույթի պնդացման ջերմաստիճանի իջեցմանը համեմատած մաքուր լուծիչի հետ։ Այդպիսի իջեցում իրոք տեղի է ունենում և նա կախում ունի լուծված նյութի խտությունից (կոնցենտրացիայից) և լուծիչի հալման ջերմությունից։

Օգտվելով Ռաուլի օրենքից և Կլապեյրոն-Կլաուզիուսի հավասարումից, կարելի է պնդացման կետի $\Delta T_{\text{հե}}$ փոփոխության համար րստանալ ճիշտ նույնպիսի արտահայտություն, ինչպիսին մենք ստացել էինք եռման կետի բարձրացման համար

$$\Delta T_{\text{հե}} = \frac{RT_{\text{հե}}^2}{L} N_2$$

կամ

$$\Delta T_{\text{հե}} = \frac{RT_{\text{հե}}^2}{L} \cdot \frac{m\mu}{1000},$$

Այստեղ $\Delta T_{\text{հե}}$ -ը մաքուր լուծիչի և լուծույթի պնդացման կետերի տարբերությունն է, $T_{\text{հե}}$ -ը մաքուր լուծիչի պնդացման կետն է, N_2 -ը՝ լուծույթի մոլյար կոնցենտրացիան, μ -ն՝ լուծված նյութի մոլյար կշիռը, m -ը՝ լուծույթի մոլալությունը և L -ը՝ մաքուր լուծիչի հալման ջերմությունը։ Գրված արտահայտություններից երկրորդը օգտագործվում է լուծույթի պնդացման կետի իջեցման հիման վրա լուծված նյութի մոլեկուլյար կշիռը որոշելու համար։ μ -ի չափման այդ եղանակը կոչվում է կրիոսկոպիայի եղանակ։

Ինչպես մենք կանանք հաջորդ պարագրաֆում, լուծույթը սառելու ժամանակ ամբողջությամբ լրիվ չի պնդանում մի որոշակի ջերմաստիճանում (բացառություն է կազմում որոշակի, ալսպես կոչված եվտեկտիկ կոնցենտրացիայի լուծույթը)։ Այդ պատճառով $\Delta T_{\text{հե}}$ -ի տակ պետք է հասկանալ պնդացումը սկսվելու ջերմաստիճանը, երբ հեղուկ լուծույթում առաջանում են լուծիչի պինդ բյուրեղներ (տես ստորև)։

Համաձուլվածքներ: Հալուճուքյան գիագրամներ: Համաձուլվածքը երկու կամ ավելի նյութերի, օրինակ, մետաղների խառնուրդ է: Ուստի համաձուլվածքը նույնպես մի նյութի լուծույթն է մյուսի մեջ:

Համաձուլվածքների հալման և բյուրեղացման պրոցեսները հարմար է պատկերել վիճակի գիագրամների վրա (դրանք հաճախ նաև անվանվում են հալուսուլթյան գիագրամներ): Եթե նախկինում մենք միակուսպոնենտ նյութերի վիճակը արտահայտում էինք երկու փոփոխականներով, օրինակ, ճնշումով և ջերմաստիճանով (երրորդ փոփոխականը միաբեր կերպով որոշվում է այդ երկուսով), ապա երկկուսպոնենտ համաձուլվածքի (միայն այդպիսի համաձուլվածքներ են այստեղ դիտարկվում) դեպքում անհրաժեշտ է տալ նաև երրորդ փոփոխականը, օրինակ, խտությունը (կոնցենտրացիան): Նշանակում է որևէ երկու փուլերի հավասարակշռությունը համապատասխանող վիճակները գրաֆիկորեն արտահայտվում են ոչ թե գծով, այլ մակերեսով: Սակայն մենք կպոփենք երկչափ գիագրամով՝ ջերմաստիճան-կոնցենտրացիա, ճնշումը համարելով հաստատուն: Հետևաբար այդ գիագրամը եռաչափ տարածություն և $p = \text{const}$ հարթության հատման գիծն է:

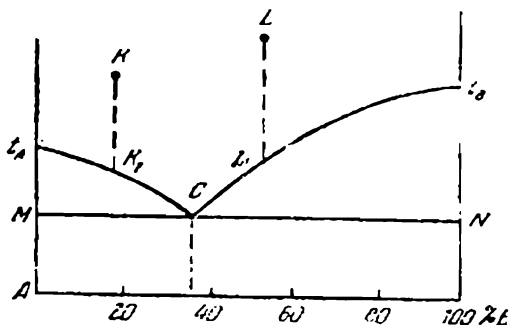
Եվ այսպես, ենթադրենք, երկու կուսպոնենտ պարունակող հեղուկ համաձուլվածքը (օրինար համաձուլվածք) սառնցվում է և որոշ ջերմաստիճանում սկսվում է նրա բյուրեղացումը, որը կարող է ընթանալ զանազան եղանակներով: Այստեղ դիտարկենք միայն երկու պարզագույն դեպք: Առաջին՝ առաջացող բյուրեղները կարող են պարունակել լուրաքանչյուրը միայն բաղադրիչներից որևէ մեկը, այնպես որ պլնդացած համաձուլվածքը բաղկացած է նրա երկու բաղադրիչ մասերի բյուրեղիկներից, և ոչ թե ատոմների խառնուրդ է միեւնույն ցանցում:

Երկրորդ՝ պնդացման ժամանակ առաջացած բյուրեղները կարող են բաղկացած լինել երկու բաղադրիչների ատոմներից՝ միատեսակ իրավունքով տեղավորված նրանց համար ընդհանուր բյուրեղային ցանցի հանգույցներում: Այս վերջին դեպքում ասում են, որ առաջանում է պինդ լուծույթ:

Նախ դիտարկենք առաջին տեսակի սիստեմի վիճակի գիագրամը: Այդպիսի գիագրամի պարզագույն տեսակը տրված է 9.34 նկարում: Դիագրամը ցույց է տալիս հալման ջերմաստիճանի կախումը A և B բաղադրիչներից կազմված համաձուլվածքի բաղադրությունից: Արագիանների առանցքի վրա, աջ և ձախ ուղղությամբ վերցված են երկու բաղադրիչների կոնցենտրացիաները, ընդ որում A բաղադրիչի կոնցենտրացիան աճում է աջից դեպի ձախ, այնպես որ A կետը համապատասխանում է մաքուր A նյութին (կոնցենտրացիան 100%), իսկ B բաղադրիչի կոնցենտրացիան աճում է ձախից դեպի աջ և B կետը համապատասխանում է մաքուր B նյութին:

Օրդինատների առանցքի վրա վերցված են համաձուլվածքների հալման ջերմաստիճանները: t_A և t_B կետերը համապատասխանաբար A և B մաքուր բաղադրիչների հալման ջերմաստիճաններն են:

Այն բանից, ինչ վերը ասվեց խառնուրդների բյուրեղացման ջերմաստիճանի մասին, հետևում է, որ նա պետք է նվազի ինչպես Δ -ի կոնցենտրացիայի աճման, այնպես էլ B-ի կոնցենտրացիայի աճման հետ: Ճիշտ այդպիսին է պնդաման ջերմաստիճանի փոփոխությունը գիտվող կորի ընթացքը, ինչպես՝ այդ ցույց է տրված 9.34 նկարում: Ըսկըսած t_A կետից Δ բաղադրիչի հալման ջերմաստիճանը նվազում է նրանում B բաղադրիչի կոնցենտրացիայի մեծացմանը զուգընթաց: Ճիշտ նույն ձևով B նյութի բյուրեղացման ջերմաստիճանը նրանում A խառնուրդի կոնցենտրացիայի մեծացման հետ նվազում է:



Նկ. 9.34:

Այդ պատճառով, մի որևէ կետում հալման երկու կորերը հատվում են: Այդ C կետը տալիս է հալման (բյուրեղացման) այն ամենացածր ջերմաստիճանը, որը կարող է ունենալ տվյալ սխառմի համաձուլվածքը, և հալման ամենացածր ջերմաստիճանն ունեցող այդ համաձուլվածքի բաղադրիչների կոնցենտրացիան:

Այդպիսի բաղադրություն համաձուլվածքը կոչվում է էվտեկտիկ: C կետը կոչվում է էվտեկտիկայի կետ:

Եթե էվտեկտիկ բաղադրությունից ձախ գտնվող որևէ K կետին համապատասխանող կոնցենտրացիայով համաձուլվածքը սառեցվի, ապա, երբ ջերմաստիճանը հասնի K_1 կետին, A բաղադրիչը կսկսի բյուրեղանալ և անջատվել լուծույթի մեջ այնպես, ինչպես բյուրեղանիլը հեղուկ հալվածքում: Դրա հետ միասին B բաղադրիչի կոնցենտրացիան մնացած հալվածքում մեծանում է: Իսկ դա առաջացնում է պնդացման ջերմաստիճանի հետագա նվազում: Այսպիսով ջերմաստիճանի իջեցման հետ անընդհատ փոփոխվում է հալվածքի բաղադրությունը, մինչև որ C կետում նա ամբողջությամբ պնդանում է առաջացնելով եր-

կու բաղադրիչների բյուրեղիկների էվտեկտիկայի համար բնորոշ համասեռ մեխանիկական խառնուրդ:

Ճիշտ նման ձևով L կետին (էվտեկտիկայից աջ) համապատասխանող կոնցենտրացիայով համաձուլվածքի սառեցման դեպքում այն բաժնից հետո, երբ ջերմաստիճանը կիջնի մինչև L_1 կետը, կսկսեն անջատվել B բաղադրիչի բյուրեղները. որը, շնորհիվ A -ի կոնցենտրացիայի աճի, պատճառ կդառնա հալման ջերմաստիճանի հետագա իջեցմանը: Համաձուլվածքը ամբողջությամբ կպնդանա էվտեկտիկայի C կետին համապատասխանող ջերմաստիճանում և կոնցենտրացիայում:

Եթե սառեցվի էվտեկտիկ կոնցենտրացիայով հեղուկ համաձուլվածքը C կետին համապատասխանող ջերմաստիճանում, ապա նա անմիջապես ամբողջությամբ կպնդանա: Ավելորդ է նշեցնել այստեղ, որ պինդ համաձուլվածքը տաքացնելու ժամանակ պրոցեսն ընթանում է վերը նկարագրածին հակառակ ուղղությամբ:

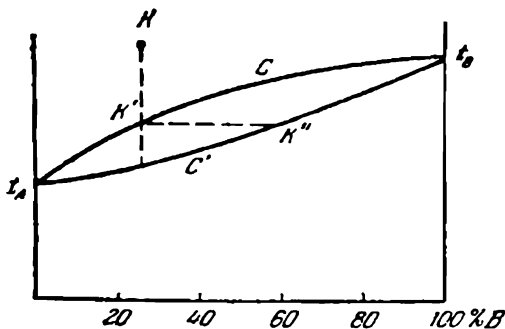
Ջերմաստիճանների և կոնցենտրացիաների $t_A C t_B$ գծից վեր գրանրվող տիրույթը հեղուկ փուլի տիրույթն է: Այդ կորի և էվտեկտիկայի կետով անցնող հորիզոնական գծի (MN գիծը 9.34 նկարում) միջև եղած տիրույթն այն տիրույթն է, որտեղ A կամ B կոմպոնենտների բյուրեղները գտնվում են հեղուկ հալվածքում: Վերջապես MN գծից ցած գտնվող տիրույթը պինդ վիճակի տիրույթն է, ընդ որում նրա ձախ մասում A -ի բյուրեղներ են ցողված էվտեկտիկայի մեջ, իսկ աջ մասում էվտեկտիկայի մեջ ցողված են B կոմպոնենտի բյուրեղները:

Համաձուլվածքների բնորոշ հատկությունն այսպիսով այն է, որ նրանց պնդացումը տեղի է ունենում ոչ թե մի որոշակի ջերմաստիճանում, ինչպես այդ լինում է միակոմպոնենտ նյութերի դեպքում, այլ ջերմաստիճանային որոշ միջակայքում: Պնդացումը սկսվում է $t_A C t_B$ գծի վրա (այն հաճախ անվանում են լիկվիդուսի գիծ) և վերջանում է էվտեկտիկայի C կետով անցնող MN հորիզոնական գծի վրա (այդ գիծը կոչվում է սոլիդուսի գիծ): Միայն էվտեկտիկ բաղադրություն ունեցող համաձուլվածքը պնդանում է միանգամից C կետին համապատասխանող ջերմաստիճանում:

Որպես բինար սիստեմի օրինակ, որի վիճակի դիագրամը ունի 9.34 նկարում պատկերված տեսքը, կարող է ծառայել անագ-ցինկ սիստեմը: Անագը հալվում է 232°C , ցինկը՝ 419°C , էվտեկտիկայի (8% ցինկ) հալման ջերմաստիճանը հավասար է 199°C :

Երկրորդ խմբի համաձուլվածքների համար, այսինքն՝ պինդ լուծույթներ կազմող համաձուլվածքների համար, վիճակի դիագրամը ունի մի քիչ այլ տեսք: Այդ տեսքի տիպիկ դիագրամը ցույց է տրված 9.35 նկարում: Այստեղ դարձյալ կոորդինատային առանցքների վրա վերցված են կոմպոնենտների կոնցենտրացիաները և հալման ջերմաստիճա-

նր. «Սիգարաձև» $t_A C t_B C'$ կորից վեր ընկած տիրույթը համաձուլվածքի հեղուկ վիճակի տիրույթն է, իսկ նրանից ցած ընկածը՝ պինդ վիճակի: $t_A C t_B$ կորը տալիս է հեղուկ համաձուլվածքի պնդացման ջերմաստիճանի կախումը նրա բաղադրությունից (լիկվիդուսի գիծ): Ներքևի $t_A C' t_B$ կորը տալիս է պինդ համաձուլվածքի հալման ջերմաստիճանի կախումը կոնցենտրացիայից: Հետևաբար համաձուլվածքի միենույն բաղադրության դեպքում նրա հալման ջերմաստիճանը տարբերվում է պնդացման ջերմաստիճանից, պինդ համաձուլվածքը հալվում է մի



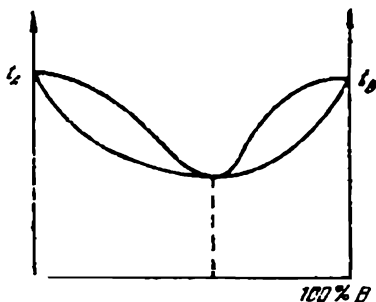
Նկ. 9.35:

ջերմաստիճանում, իսկ հեղուկ համաձուլվածքը պնդանում է մի ուրիշում: Ընդհակառակը, միենույն ջերմաստիճանում բլուրնեղանում է մի որոշ բաղադրություն ունեցող հեղուկ համաձուլվածքը և հալվում է մի այլ բաղադրություն ունեցող պինդ համաձուլվածքի:

Այստեղ դարձյալ պնդացումը և հալումը տեղի են ունենում ոչ թե մի որոշակի ջերմաստիճանում, այլ ջերմաստիճանների որոշ միջակայքում: Այսպես, օրինակ, եթե սառեցվի K կետով պատկերված բաղադրություն ունեցող հեղուկ համաձուլվածքը, ապա K' կետին համապատասխանող ջերմաստիճանին հասնելիս, կսկսեն առաջանալ բլուրնեղներ, որոնց բաղադրությունը սակայն կտրվի ոչ թե K կետով, այլ K'' կետով: Նշանակում է, նրանք կպարունակեն ավելի շատ B բաղադրիչ, քան հեղուկ համաձուլվածքը: Այդ պատճառով հեղուկը կհարստանա A բաղադրիչով և պնդացման ջերմաստիճանը կիջնի $t_A C' t_B$ կորի երկայնքով:

«Սիգարաձև» կորի ներսում պարփակված տիրույթը ալապիսով, բաղկացած է հեղուկ համաձուլվածքից և պինդ լուծույթի բլուրնեղներից:

Որոշ դեպքերում համաձուլվածքների վիճակի դիագրամները ունենում են 9.36 նկարում պատկերված տեսքը: Այստեղ «սիգար» ճնշված է», այնպես որ սովորուսի և



Նկ. 9.36:

լիկվիդուսի կորերը ունեն միևնույն և միևնույն կետում երկու կորերը շոշափում են միմյանց: Շոշափման կետին համապատասխանող բազադրություն համաձուլվածքը պնդանում և հալվում է միանգամից, որոշակի ջերմաստիճանում, ինչպես ալդ տեղի է ունենում էվտեկտիկայի հետ, առաջին տեսակի համաձուլվածքներում:

Վիճակի (հալունություն) դիագրամները փորձնական եղանակով կառուցվում են այսպես կոչված ջերմային անալիզի հիման վրա, այսինքն՝ ուսումնասիրվող կոմպոնենտների տարբեր բազադրություններ ունեցող խառնուրդների սառեցման և տաքացման կորերը ստանալով: Այդպիսի չափումներից ստանում են տվյալների ջերմաստիճանների վերաբերյալ, բյուրեղացման սկզբում և վերջում, որոնց հիման վրա և կառուցվում են վերը նկարագրված դրաֆիկները (տես ստորև):

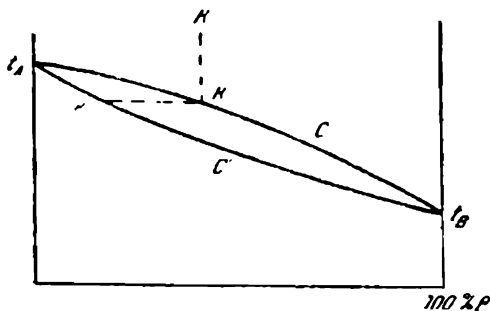
Սխեմայի առանձնահատկությունները և նրա կոմպոնենտների փոխազդեցությունը մեկը մյուսի հետ մանրամասն կերպով անալիզի ենթարկելու համար, բացի դրանից, կառուցում են այսպես կոչված հալունություն-բազադրություն դիագրամներ, այսինքն՝ սխեմայի որևէ հալունությունը (ամրությունը, էլեկտրական դիմադրությունը, մածուցիկությունը և այլն) բնորոշող մեծություն կախման կորերը նրա բազադրությունից, հաստատուն ջերմաստիճանի դեպքում: Այդպիսի դիագրամները վիճակի դիագրամների հետ միասին հիմք են հանդիսանում Ն. Ս. Կուրնակովի կողմից մշակված կրկնակի և ավելի բարդ սխեմաների այսպես կոչված ֆիզիկո-քիմիական անալիզի համար:

Մեծագների գոնալ մաքում: Պինդ լուծույթներ կազմող բինար սխեմայի 9. 35 նկարում բերված վիճակի դիագրամը ցույց է տալիս, որ համաձուլվածքի նյութի պինդ և հեղուկ վիճակները կարող են գտնվել հավասարակշռության մեջ, ունենալով բազադրիչների տարբեր կոնցենտրացիաներ: Այսպես, օրինակ, համաձուլվածքը հեղուկ լուծույթին համապատասխանող K կետից, մինչև լիկվիդուսի գծի վրա գտնվող K' կետը (տես նկ. 9. 35) սառեցնելու դեպքում հալվածքում հայտնվում են պինդ բյուրեղներ, որոնցում կոմպոնենտների պարունակությունը համապատասխանում է ոչ թե K' կետին, այլ K'' կետին: 9. 35 նկարում պատկերված դեպքի համար պինդ բյուրեղում B կոմպոնենտի պարունակությունը այդպիսով ավելի մեծ է, քան այն հեղուկում, որի հետ նա գտնվում է հավասարակշռության մեջ:

Այդպես է լինում այն ժամանակ, երբ B կոմպոնենտի ավելացումը բարձրացնում է A նյութի հալման ջերմաստիճանը: Եթե B նյութը չբարձրացնի, այլ իջեցնի A-ի հալման ջերմաստիճանը, ապա այդպիսի սխեմայի վիճակի դիագրամը կունենար 9. 37 նկարում պատկերված տեսքը: Այդ դեպքում սառեցման ժամանակ անջատվող բյուրեղների մեջ B բազադրիչի կոնցենտրացիան կլինի ավելի քիչ, քան

այն հեղուկում, որի հետ նրանք գտնվում են հավասարակշռության մեջ:

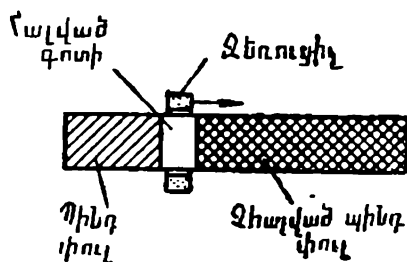
Այն հանգամանքը, որ իրար հետ սահմանակցող պինդ և հեղուկ փուլերի մեջ համաձուլվածքի բաղադրիչներից որևէ մեկի կոնցենտրացիան կարող է լինել տարբեր, օգտագործվում է ալպես կոչված զոնալ հալեցման եղանակում մետաղները խառնուրդներից մաքրելու (դուելու) համար:



Նկ. 9.37:

պատրաստման պրոցեսում և որոնք չափազանց դժվար է հեռացնել որևէ այլ եղանակով: Այդ շատ կարևոր խնդիր է, որի հետ հանդիպում են ոչ միայն գիտական հետազոտությունների ժամանակ, այլ, վերջին ժամանակներս, նաև տեխնիկայի շատ կարևոր բնագավառներում:

Ջտման զոնալ եղանակը հետևյալն է: Մաքրման ենթակա նմուշում ջեռուցչի օգնությամբ ստեղծվում է նմուշի երկարությամբ շարժվող հալված նեղ շերտ (Նկ. 9.38): Այդ շերտի շարժումը իրականացվում է կամ ջեռուցչի շարժումով նմուշի երկարությամբ, կամ նմուշի շարժումով անշարժ ջեռուցչի գեպըքում:



Նկ. 9.38:

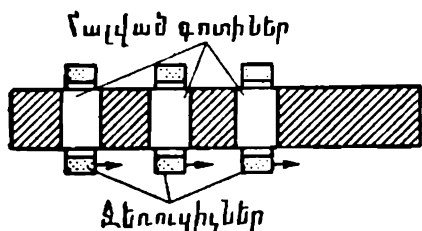
Հալված շերտը շարժվելով նմուշի երկարությամբ իր ետևում թողնում է շերտի հեղուկ փուլի հետ սահմանակցող հալվածքի պլնդացած տիրույթ: Եթե խառնուրդը այնպիսին է, որ իջեցնում է հիմնական նյութի հալման ջերմաստիճանը (տես Նկ. 9.37), ապա խառնուրդի կոնցենտրացիան հալված

շերտում կլինի ավելի մեծ, քան նրա ետևում գտնվող պլնդացած փուլի տիրույթում: Նշանակում է խառնված նյութերը մասամբ թողել են պինդ փուլը, անցել են հեղուկ փուլի մեջ և նրա հետ միասին շարժվում են նմուշի երկարությամբ: Ցառնված նյութերի ամենամեծ կոնցենտրացիան կլինի նմուշի այն եզրային աջ մասում, ուր վերջիվեր-

ջո կգա հալված զոնան (նկ. 9.38): Իսկ ձախ մասը կաղաթափանա խառնուրդներից, ալսինքն՝ մասամբ կմաքրվի:

Հալված զոնալի մեկ անցումով ստացվող մաքրման աստիճանը համեմատաբար մեծ չէ, իսկ մաքրված մասը գլխավորապես նմուշի ծայրն է: Սակայն եղանակի արդյունավետությունը կարելի է զգալի չափով բարձրացնել, բազմաթիվ անգամ կրկնելով հալված զոնալի անցումը նմուշի երկարությունում: Այդ կարելի է իրականացնել օրինակ օգտագործելով, ոչ թե մեկ ջեռուցիչ, այլ իրար հետևող մի քանի ջեռուցիչներ, ինչպես այդ ցույց է տված 9.39 նկարում:

Զոնալ հալման ժամանակ մաքրման արդյունքը կախում ունի շատ մեծ թվով գործոններից և ամենից առաջ մաքրվող նյութի և նրա մեջ գտնվող խառնուրդների հատկություններից:



նկ. 9.39.

Ամենակարևոր գործոններից մեկը, որից կախում ունի զոնալ մաքրման արդյունավետությունը, այսպես կոչված բաշխման K գործակիցն է, որը հավասար է խառնուրդի նյութի կոնցենտրացիաների հարաբերությանը պինդ (C_p) և հե-

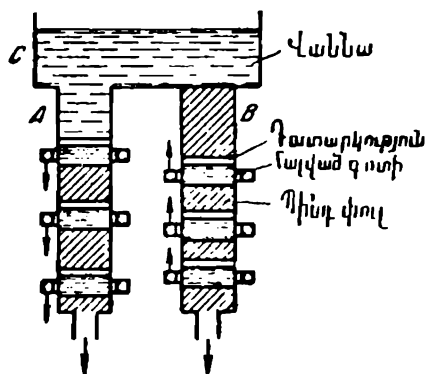
ղուկ (C_l) փուլերում

$$K = \frac{C_p}{C_l},$$

Այն սխտեմներում, որոնցում խառնված նյութը իջեցնում է հիմնական նյութի հալման կետը, K գործակիցը փոքր է մեկից: Իսկ այն սխտեմներում, որոնցում խառնուրդը բարձրացնում է հալման ջերմաստիճանը՝ K -ն մեծ է մեկից: Երբ K -ն հավասար է մեկի, ապա մաքրումը զոնալ հալումով, իհարկե, հնարավոր չէ, քանի որ այդ եզանակը հիմնված է հենց C_p և C_l կոնցենտրացիաների տարբերության վրա: Այնհայտ է, որ զոնալ հալումը այնքան ավելի արդյունավետ է, որքան ավելի փոքր է բաշխման գործակիցը (այն սխտեմների համար, որոնց վիճակի դիագրամները ունեն 9.37 նկարում պատկերված տեսքը):

Նմուշի զոնալ մաքրման նկարագրված պրոցեսը պարբերական պրոցես է: Բայց այն կարելի է դարձնել նաև անընդհատ, եթե զոնալ մաքրման սարքավորումը օժտված է մաքրող նյութ մատակարարող աղբյուրով և սարքավորման աշխատանքի ընթացքում հեռացվեն մաքրված և կեղտոտված նյութերը: Այդպիսի սարքավորման սխեման տրված է 9.40 նկարում: Նա բաղկացած է A և B ուղղաձիգ դրված

խողովակներից և սարքը սնուցող հալված նյութով լցված C անոթից, Ջախ խողովակում ջեռուցիչներն են, որոնք ստեղծում են հալված զոնաներ և շարժում են նրանց դեպի ցած: Այդ պատճառով էլ այդ խողովակի ներքևի մասում հավաքվում է կեղտոտված նյութը, որը և դուրս է թողնվում: Աջ խողովակում, ընդհակառակը, ջեռուցիչները, իսկ նրանց հետ միասին նաև հալված զոնաները շարժվում են դեպի վեր: Այդ խողովակի ներքևի մասում կուտակվում է մաքրված նյութը, որի համար այստեղ նույնպես գոյություն ունի ելք: Կեղտոտված և մաքրված նյութերը դուրս թողնելուց առաջացած դատարկությունները դուրս են լողում դեպի



Նկ. 9.40.

վեր, դրանով ապահովվելով նյութի շարժումը սարքավորման մեջ: Այդ պատճառով անընդհատ գտման նկարագրված եղանակը հաճախ անվանում են զոնալ-դատարկության եղանակ:

Ջոնալ հալման եղանակը հնարավորություն է տալիս ստանալ մաքրման չափազանց բարձր աստիճաններ: Այսպես, օրինակ, այդ ճանապարհով հնարավոր է լինում ստանալ գերմանիում (նրա մաքրման համար է առաջին անգամ մշակվել զոնալ հալման եղանակը), որի մեջ խառնուրդի կոնցենտրացիան կազմում է $10^{-20}\%$: Այդ եղանակով ստանում են նաև այլ մետաղներ և կիսահաղորդիչներ խառնուրդների չափանված փոքր պարունակությամբ: Նրանով կարելի է օգտվել ոչ միայն մետաղների և կիսահաղորդիչների, այլև տարբեր օրգանական և ոչ օրգանական միացությունների մաքրման համար և այլն:

Ջոնալ հալումը կիրառվում է ոչ միայն նյութերը խառնուրդներից մտքերելու համար: Նրա օգնությամբ վճռվում են մի շարք այլ խնդիրներ, դրանց թվում և այնպիսիները, որոնք այլ միջոցներով ընդհանրապես չի կարելի վճռել: Այսպես, օրինակ, մշակված է զոնալ հալման մի այնպիսի տարբերակ, որը ապահովում է խառնուրդների հավասարաչափ բաշխումը նմուշի մեջ (զոնալ հավասարեցում), և որը շատ կարևոր է կիսահաղորդչալին սարքերի արտադրության ժամանակ: Ջոնալ հալումը հնարավորություն է տալիս նյութի մաքրման հետ միասին նաև նրանից աճեցնել միաբյուրեղներ, նրա մեջ մտցնել և բաշխել խառնուրդներ և այլն: Ընդհանրապես դա նյութի մեջ եղած խառնուրդների ղեկավարման եղանակ է: Զարմանալի չէ, որ նա ան-

ընդհատ գտնում է նոր ու նոր կիրառություններ և ավելի լայնանում է այն նյութերի շրջանը, որոնց նկատմամբ նա դառնում է կիրառելի:

Հալման ջերմաստիճանի փոփոխականությունը: Դյուլթյուն ունեն հալման ջերմաստիճանը որոշելու շատ եղանակներ: Առավելապես հաճախ կիրառվող եղանակներից մեկը հալման կամ պնդացման կորի, ալսինքն՝ արտաքին անփոփոխ պայմաններում հալվող կամ պնդացող նյութի ջերմաստիճանի ժամանակից ունեցած կախման կորի ստացման եղանակն է: Ինչպես արդեն նշվել է, ալսպիտի կորերի վրա (տես նկ. 9.28) դյուլթյուն ունի տաքացման կամ սառեցման ընդհատմանը համապատասխանող հորիզոնական հատված: Այդ հատվածին համապատասխանող ջերմաստիճանն էլ հենց հանդիսանում է նյութի հալման կետ, որը համընկնում է (մաքուր նյութերի համար) պնդացման ջերմաստիճանի հետ:

Կորի ստացման համար, ուսումնասիրվող նյութով լցված անոթը (տիգելը) տեղավորում են վառարանի մեջ և տաքացնելով՝ որոշակի ժամանակամիջոցներից հետո չափում են տիգելում եղած նյութի ջերմաստիճանը (ջերմաչափը պետք է անմիջական հպում ունենա նյութի հետ): Սովորաբար ստանում են ոչ թե հալման կորը, այլ պնդացման կորը, սկսելով հալման ջերմաստիճանից 10—20 -ով ավելի բարձր ջերմաստիճանից: Այնուհետև կառուցելով $T_{\text{հ}}$ ջերմաստիճանի կախման գրաֆիկը և ժամանակից, հեշտ է որոշել հալման կետը:

Չափումների հարմարության համար ցանկալի է, որ սառեցման արագությունը մեծ չլինի՝ մոտավորապես 2°C մեկ րոպեում: Օգտակար է փորձի ժամանակ թեթև կերպով ցնցել տիգելը, ռոպեադի հալվածքի ծավալում չառաջանան ջերմաստիճանի գրադիենտներ:

Անհրաժեշտ է, իհարկե, հոգ տանել այն մասին, որ տիգելի, ջերմաչափի և ուսումնասիրվող նյութի հետ չփվող այլ մասերի նյութերը չլեղտոտեն ուսումնասիրվող նյութը, քանի որ խառնուրդները կարող են փոխել հալման ջերմաստիճանը:

Հալման ջերմաստիճանի որոշման նկարագրված պարզ եղանակը կարող է օգտագործվել նաև հալման թաքնված ջերմությունը որոշելու համար: Դրա համար, սակայն, պետք է ստանալ տաքացման կորը հալման դեպքում:

Հալման ջերմությունը որոշվում է այդ կորի հորիզոնական մասի լայնությունից, որը ակնհերեորեն տալիս է այն Δt ժամանակամիջոցը, որի ընթացքում տեղի է ունենում հալման ջերմության կլանումը: Եթե փորձի համար օգտագործվում է էլեկտրական վառարան, ապա յուրաքանչյուր վայրկյանում նա անջատում է ջերմություն՝ հավասար $0,239 \text{ UI}$, որտեղ U -ն վառարանի փաթույթի ծալրերում եղած լարումն է, իսկ I -ն հոսանքի ուժն է նրանում: Δt ժամանակամիջոցում (հորիզոնական

մասի լալնությունը), հետևաբար, անջատվում է 0,239 ՍԱՏ կալորիա: Եթե տիգելում եղած նյութի մասսան m է, ապա հալման թաքնված տեսակարար L ջերմությունը կորոշվի հետևյալ բանաձևից՝

$$L = \frac{0,239 \text{ ՍԱՏ}}{m},$$

Հասկանալի է, որ L -ի որոշման ժամանակ վառարանի էլեկտրական շղթայի մեջ պետք է մտցնել U և I մեծությունները չափող գործիքներ: Անհրաժեշտ է նույնպես ապահովել վառարանի ջերմային հոսանքի մեկուսացում, որպեսզի կարելի լինի համարել, որ 0,239 ՍԱՏ ջերմությունը իրոք ծախսվել է նյութի հալման վրա:

Հալման ջերմաստիճանը հաճախ որոշում են նաև դիտելով նյութի որոշ ֆիզիկական հատկությունների թռիչքաձև փոփոխությունը հալման կեսով անցնելիս: Այդպիսի հատկություններ են, օրինակ, էլեկտրական դիմադրությունը, տեսակարար ծավալը, մագնիսական հատկությունները և այլն:

§ 5. Պինդ մարմնի ջերմային հատկությունները

Ջերմային Շարժումները պինդ մարմիններում: Արդեն հիշատակվեց, որ պինդ մարմնի մեջ մասնիկների ջերմային շարժումները՝ ալնպիսին չեն, ինչպիսին հեղուկում և գազում են: Պինդ մարմնի մասնիկները իրար հետ կապված լինելով միջատոմային հեռավորություններից կախում ունեցող փոխազդեցության ուժերով, կարող են միայն տատանվել հավասարակշռության մի որոշ դիրքի շուրջը բյուրեղային ցանցի հանգույցներում: Քանի որ նյութը կարող է լինել պինդ միայն բավականաչափ ցածր ջերմաստիճաններում, երբ ջերմային շարժումների էներգիան, այսինքն՝ kT -ն, շատ ավելի փոքր է, քան մասնիկների իրար նկատմամբ ունեցած փոխազդեցության պոտենցիալ էներգիան, ապա ատոմների տատանումները հավասարակշռության դիրքի շուրջը հանդիսանում են փոքր տատանումներ: Այդ տատանումների էներգիայով հենց պայմանավորվում է պինդ մարմնի ներքին էներգիան, որով որոշվում է մարմնի ջերմաստիճանը:

Ջերմաստիճանի բացարձակ զրոյում ամեն տեսակի ատոմային շարժումները մարում են: Բյուրեղը պետք է լինի միանգամայն կարգավորված, ալնպես, որ նրա էնտրոպիան հավասար լինի զրոյի: Սակայն քվանտային տեսությունը բերում է այն հետևություն, որ բացարձակ զրոյում էլ մասնիկները օժտված են որոշ էներգիայով, և այնքան ավելի մեծ, որքան ավելի փոքր է մասնիկի մասսան: Այդ էներգիան ոչ մի պայմանով մասնիկից խլել հնարավոր չէ: Այդպիսի զրոյական

էներգիայի գոյութիւնը չի խանգարում, որ պինդ մարմնի էնտրոպիան բացարձակ զրոյում հաժապօրէն լինի զրոյի, քանի որ էնտրոպիան կապված է ջերմային անկանոն շարժումների հետ, իսկ զրոյական էներգիան ջերմային էներգիա չէ: Լ:վ հիթէ Բոլթսմէրը դրկված է արատաներից, ապա նրա էնտրոպիան բացարձակ զրոյի մոտենալիս ձգտում է զրոյի:

Սովորաբար զրոյական էներգիան զգալիորեն փոքր է մասնիկների միջև եղած փոխազդեցութեան էներգիայից, այնպէս որ նա չի խանգարում նյութի պնդացմանը: Միայն մեկ եզակի դեպքում, այն է՝ հելիումի դեպքում, զրոյական էներգիան այնքան կարեւոր դեր է խաղում, որ առանց արտաքին ճնշման հելիումի պնդացումը դառնում է անհնարին: Միւս բոլոր նյութերը պնդանում են ավելի շուտ, քան զրոյական էներգիան կկարողանա էական ազդեցութիւն ունենալ նրանց հատկութիւնների վրա:

Պիճճ մառմիճճերի ջերմոնակութիւնը: Այսպիսով, պինդ մարմինը տատանվող մասնիկների՝ օսցիլլատորների, համախմբութիւն է: Մարմնին ջերմութիւն հաղորդելու ժամանակ նա ծախսվում է օսցիլլատորների տատանման էներգիան մեծացնելու վրա, որը բաղկացած է կինետիկ և պոտենցիալ էներգիաներից: Լ:թե տատանումները հարմոնիկ են, լրիվ էներգիայի այդ երկու մասերը հաժապօրէն միմյանց:

Յուրաքանչյուր տատանում կարելի է վերածել երեք բաղադրիչների ըստ կոորդինատային առանցքների և յուրաքանչյուր բաղադրիչի էներգիան նույնպէս արտահայտվում է իրար հաժապօրէն պոտենցիալ և կինետիկ էներգիաների գումարով:

Գազերի կինետիկ տեսութիւնից մենք գիտենք, որ ատոմի միջին կինետիկ էներգիան առանցքներից մեկի ուղղութեամբ հաժապօրէն է $\frac{1}{2} kT$: Սա ազատութեան մեկ աստիճանին բաժին ընկնող կինետիկ էներգիան է: Բայց քանի որ օսցիլլատորի պոտենցիալ էներգիան հաժապօրէն է կինետիկին, ապա ազատութեան մեկ աստիճանին բաժին ընկնող լրիվ էներգիան հաժապօրէն է $2 \times \frac{1}{2} kT = kT$:

Քանի որ յուրաքանչյուր ատոմ (օսցիլլատոր) օժտված է ազատութեան երեք աստիճանով, և եթե, ինչպէս անում էինք իդեալական գազերի տեսութեան մեջ, ընդունենք, որ ազատութեան յուրաքանչյուր աստիճանին բաժին է ընկնում միեւնոյն $\frac{1}{2} kT$ կինետիկ էներգիան, ապա պինդ մարմնի մի ատոմի լրիվ էներգիան հաժապօրէն է $3 \times 2 \times \frac{1}{2} kT = 3kT$:

Եթե մարմինը պարունակում է N ատոմ, ապա մարմնի ներքին

էներգիան հավասար է $3NkT$: Այսպիսով մեկ մոլի ներքին էներգիան հավասար է $3N_0kT = 3RT$, որտեղ N_0 -ն՝ Ավոգադրոյի թիվն է:

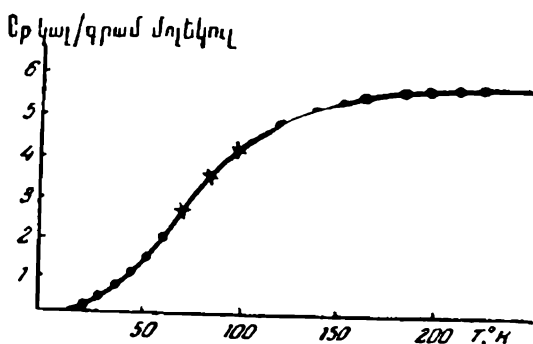
Երբ ջերմությունը հաղորդվում է հաստատուն ծավալի պայմաններում, ապա ամբողջ ջերմությունը ծախսվում է ներքին էներգիայի աճի վրա: Այդ պատճառով ատոմական ջերմունակությունը հաստատուն ծավալի դեպքում որոշվում է հետևյալ հավասարումով:

$$C_V = \left(\frac{dU}{dT} \right)_V = 3R \cong 6 \text{ կալ/աստ.մոլ:} \quad (9.10)$$

Սա ևրկու անգամ մեծ է իդեալական գազի (միատոմ) մոլյար ջերմունակությունից: Բավական է ուրեմն նյութը գազային վիճակից բերել պինդ վիճակի, որպեսզի նրա մոլյար ջերմունակությունը կրկնապատկվի: Վերը ասածից պարզ է դառնում, որ ջերմունակության կրկնապատկումը առաջանում է այն պատճառով, որ պինդ մարմնի տաքացման ժամանակ հաղորդվող ջերմությունը ծախսվում է ոչ միայն կլինստիկ էներգիայի աճի վրա, այլև մասնիկների պոտենցիալ էներգիայի աճի վրա:

(9.10) բանաձևից հետևում է, որ պինդ մարմինների ատոմային ջերմունակությունը (այսինքն՝ դրամ-ատոմի ջերմունակությունը) հաստատուն մեծություն է, միատեսակ է բոլոր նյութերի համար և անկախ է ջերմաստիճանից: Այս պնդումը կոչվում է Դյուլոնգի և Պտիի օրենք:

Փորձը ցույց է տալիս, որ սովորական ջերմաստիճաններում պինդ մարմինների (քիմիական էլեմենտների) մեծամասնության ատոմական ջերմունակությունը իրոք մոտ է 6 կալ/աստ.մոլ արժեքին և համարյա կախում չունի ջերմաստիճանից: Սակայն գոյություն ունեն բացառություններ: Չորս քիմիական տարրերի, բերիլիումի, բորի, սիլիցիումի և ալմաստի ջերմունակությունները սովորական ջերմաստիճաններում զգալիորեն փոքր են $3R$ -ից և նկատելի կերպով կախում ունեն ջերմաստիճանից: Ջերմաստիճանի բարձրացման հետ այդ նյութերի ջերմունակությունն աճում է, համեմատաբար դեպք ձգտելով $3R$ արժեքին:



Նկ. 9.41.

Սա միակ շեղումը չէ Դյուլոնգի և Պտիի օրենքից: Ցածր ջերմաստիճան-

ներում (սենյակի ջերմաստիճանից շատ ցածր) բոլոր նյութերի ջերմունակությունները, դրանց թվում և նրանց, որոնք սովորական ջերմաստիճաններում հետևում են Նյուլթոնգի և Պտիի օրենքին, արագ ընկնում են, ձգակալով զրոյի ջերմաստիճանի բացարձակ զրոյում: 9.41 նկարի վրա թերթած է արժաթի C_p (հենց միայն հաստատուն ճնշման դեպքում եղած ջերմունակությունն է որոշվում փորձի միջոցով) ջերմաստիճանի ջերմաստիճանից ունեցած կախման փորձնականորեն որոշված կորը:

Բաղմաթիվ փորձերը ցույց են տվել, որ բոլոր պինդ մարմինների համար ընդհանուր օրինաչափություն է հանդիսանում ոչ թե Նյուլթոնգի և Պտիի օրենքը, այլ շեղումները նրանից: Իրականում պինդ մարմինների ջերմունակությունը կախում ունի ջերմաստիճանից, ընդ որում այնպես, որ ջերմաստիճանի նվազման հետ նա փոքրանում է ջերմաստիճանի խորանարդին համեմատական կերպով և ձգտում է զրոյի բացարձակ զրոյում: Նշանակում է բերիլիում, բոր, սիլիցիում և ալմաստ տարրերը ոչ թե բացառություն են, այլ նրանց վարքը օրինաչափ է, միայն նրանց համար սենյակի ջերմաստիճանը արդեն ցածր ջերմաստիճան է:

Նյուլթոնգի և Պտիի օրենքը, ինչպես մենք տեսանք, հետևանք է էներգիայի հավասարաչափ բաշխման ըստ ազատության աստիճանների: Նրա համար այն փաստը, որ պինդ մարմինները ցածր ջերմաստիճաններում իրականում չեն ենթարկվում Նյուլթոնգի և Պտիի օրենքին, ցույց է տալիս, որ էներգիայի ըստ ազատության աստիճանի հավասարաչափ բաշխման հիպոթեզը մոտավոր է:

Ջերմունակության փորձում դիտվող կախումը ջերմաստիճանից կարող է բացատրվել քվանտային պատկերացումների հիման վրա:

Վերը նշվեց, որ պինդ մարմնի մոլեկուլները օսցիլյատորներ են: Համաձայն քվանտային տեսության օսցիլյատորի էներգիան ամբողջ թվով բազմապատիկ է $h\nu$ մեծությանը, որտեղ ν -ն օսցիլյատորի տատանման հաճախությունն է, h -ը՝ Պլանկի ունիվերսալ հաստատունը՝ հավասար է $6.5 \cdot 10^{-27}$ էրգ. վրկ:

Այսպիսով, տատանվող մոլեկուլի էներգիան կարող է գրվել հետևյալ տեսքով.

$$W = nh\nu, \quad (9.11)$$

որտեղ n -ը որևէ ամբողջ թիվ է:

Պինդ մարմնի տարբեր մոլեկուլների համար ν -ն կարող է տարբեր լինել և, դրան համապատասխան, նրանց էներգիաներն էլ տարբեր են: Մենք ենթադրում ենք, ինչպես այդ արեց էյնշտեյնը, պարզության համար, որ բոլոր մոլեկուլները տատանվում են միատեսակ հաճախությամբ, ինչ իրականում այդպես չէ:

Որքան է մեկ մոլեկուլի միջին $\overline{W}$ էներգիան:

Օգտվելով Բոլցմանի բանաձևից (տես գլ. I, § 8), կարելի է գտնել, թե մոլեկուլների որ մասն է օժտված $W = nh\nu$ էներգիայով

$$N = N_0 e^{-\frac{nh\nu}{kT}},$$

Այդ դեպքում մոլեկուլի միջին $\bar{W}$ էներգիան, որը հավասար է էներգիաների գումարի հարաբերությանը, մոլեկուլների թվի գումարին, որոշվում է հետևյալ արտահայտությամբ.

$$\bar{W} = \frac{\sum_n n N_0 e^{-\frac{nh\nu}{kT}}}{\sum_n N_0 e^{-\frac{nh\nu}{kT}}} = \frac{h\nu \sum_n n e^{-\frac{nh\nu}{kT}}}{\sum_n e^{-\frac{nh\nu}{kT}}},$$

կամ, նշանակելով

$$\frac{h\nu}{kT} = x$$

ստանում ենք

$$\bar{W} = \frac{h\nu \sum_n n e^{-nx}}{\sum_n e^{-nx}}.$$

Բայց մեծ n -ի դեպքում

$$\frac{\sum_n n e^{-nx}}{\sum_n e^{-nx}} = -\frac{d}{dx} \ln \sum_n e^{-nx} = -\frac{d}{dx} \ln \frac{1}{1 - e^{-x}} = \frac{1}{e^x - 1}$$

և

$$W = \frac{h\nu}{e^x - 1} = \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1},$$

Այսպիսով, ի տարբերություն կլասիկ տեսության, ըստ որի մեկ մոլեկուլի միջին էներգիան $W = kT$, համաձայն քվանտային տեսության նա հավասար է

$$W = \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}, \quad (9.12)$$

Հեշտությամբ կարելի է համոզվել. ուր բարձր ջերմաստիճաններում, երբ $kT \gg h\nu$, երկու արտահայտություններն էլ համընկնում են:

Իրոք, եթե սահմանափակվենք չարքի վերածված e^{kT} ֆոնկցիայի առաջին երկու անդամներով, կստանանք.

$$e^{\frac{h\nu}{kT}} = 1 + \frac{h\nu}{kT}$$

և (9.12)-ը կընդունի հետևյալ արտահայտությունը

$$W = \frac{h\nu}{1 - \frac{h\nu}{kT}} = kT:$$

Մեկ մոլի էներգիան կլասիկ աստվածյան տված $3N_0kT$ արժեքի փոխարեն ստանում է

$$U = 3N_0 \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}$$

արժեքը, իսկ ջերմունակությունը

$$C_V = \frac{dU}{dT} = 3N_0k \frac{\left(\frac{h\nu}{kT}\right)^2 e^{\frac{h\nu}{kT}}}{\left(e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1\right)^2} \quad (9.13)$$

արժեքը: Երբ T -ն մեծ է, (9.13)-ը C_V ջերմունակության համար տալիս է $3R$ արժեքը, այսինքն՝ Դյուլոնգի և Պաիի օրենքը, իսկ երբ $T=0$, ջերմունակությունը փորձի տվյալներին լիովին համապատասխան դառնում է հավասար զրոյի:

Ջերմունակության կախումը ջերմաստիճանից, հաշված ըստ էյնշտեյնի տեսության, ընդհանուր առմամբ մոտ է գործնականում դիտվող կախմանը և միայն ցածր ջերմաստիճաններում տեսության և փորձի տարբերությունները դառնում են շատ նկատելի:

Այդ տարբերությունները, իհարկե, բացատրվում են այն ենթադրության կամայականությամբ, թե պինդ մարմնի բոլոր մոլեկուլների տատանումները կատարվում են միևնույն ν հաճախությամբ:

Այդ հաճախությունը ընտրվում է այնպես, որ C_V -ի ըստ (9.13)-ի հաշված արժեքները հնարավորին չափ մոտ լինեն փորձնական տվյալներին:

Զարմանալի չէ, որ բոլոր ջերմաստիճանների համար այդ անել չի հաջողվում:

Դերալը, պահպանելով էյնշտեյնի հիմնական իղեան, էական կերպով կատարելագործեց տեսությունը, ենթադրելով, որ պինդ մարմնում գոյություն ունի հաճախությունների մի ամբողջ հավաքածու: Միատեմի տատանումների հաճախությունների հավաքածուն կոչվում է սպեկտր: Տատանումները, որոնց մասին այստեղ խոսվում է, այն առաձգական տատանումներն են, որոնց շնորհիվ ձայնը տարածվում է պինդ մարմնի մեջ, իսկ տարածման արագությունը առաջին մոտավորությամբ հավասար է $\sqrt{\frac{E}{\rho}}$ (E-ն Յունգի մոդուլն է, ρ -ն՝ մարմնի խտությունը):

Հաճախությունների սպեկտրի հետ մենք հանդիպում ենք, օրինակ, լարի տատանումներն ուսումնասիրելիս, որոնք արդյունք են անվերջ թվով օրբիտոնների տատանումների գումարմանը լարի հիմնական տոնին:

Քվանտային տեսության մեջ ձայնային տատանումների ին էներգիան դիտարկում են որպես հատուկ մասնիկներ՝ ֆոնոններ (տես ստորև): Տատանումների հնարավոր հաճախությունների թիվը անվերջ մեծ է: Իսկ ատոմների թիվը պինդ մարմնում, չնայած որ շատ մեծ է (մոտավորապես 10^{22} 1 սմ³-ում), բայց վերջավոր է. այդ պատճառով էլ պետք է ընդունել, ինչպես և այդ արեց Դերալը, որ պինդ մարմնի մեջ տատանումների սպեկտրը սահմանափակված է մի ինչ-որ մաքսիմում ν_m հաճախությամբ: Դերալի տեսությունից հետևում է, որ սկսած մի որևէ θ ջերմաստիճանից (Դերալի բնութագրող ջերմաստիճան) ջերմունակությունը ջերմաստիճանի իջեցման հետ սկսում է արագ նվազել: Դա այն ջերմաստիճանն է, որի ժամանակ ջերմային շարժումների $k\theta$ էներգիան դառնում է հավասար օսցիլյատորի մաքսիմում էներգիային:

$$k\theta = h\nu_m,$$

այստեղից

$$\theta = \frac{h\nu_m}{k},$$

θ -ից շատ ավելի փոքր ջերմաստիճաններում ջերմունակությունը նվազում է ջերմաստիճանի երրորդ աստիճանին համեմատական կերպով ($\propto T^3$ -ի օրենք), որը, ինչպես մենք տեսանք, համապատասխանում է փորձնական տվյալներին:

Դերալի θ ջերմաստիճանը կարող է սահման համարվել (և ոչ միայն ջերմունակության նկատմամբ) բարձր և ցածր ջերմաստիճանների միջև:

Ջերմության կոտլային լայնատալին տեսության տեսակետից այն փաստը, որ որոշ նյութեր (ալմաստ, բոր և այլն) նույնիսկ սենյակի ջերմաստիճաններում չեն ենթարկվում Նյուլոնգի և Պտիի օրենքին, բացառվում է հենց նրանով, որ այդ նյութերի համար Դերայի բնութագրող γ ջերմաստիճանը այնքան բարձր է, որ սենյակի ջերմաստիճանը պետք է համարվի ցածր ջերմաստիճան: Այսպես, եթե արծաթի համար $\gamma = 210^\circ\text{C}$, ալյումինիումի համար $\div 400^\circ\text{C}$, կապարի համար $\div 90^\circ\text{C}$, ապա ուլմաստի համար բնութագրող ջերմաստիճանը հավասար է 2600°C :

Ջերմունակության և նրա ջերմաստիճանային ընթացքի չափումները մեծ դեր են խաղում պինդ նյութերի ուսումնասիրությունների մեջ: Դա նրանից է, որ ջերմունակությունը անմիջականորեն որոշվում է ատոմների տատանումներով բյուրեղային ցանցում: Պարզ է, որ այդ տատանումների բնույթը պետք է կախում ունենա ցանցի կառուցվածքից, նրա համաչափությունից և այլն: Դրա շնորհիվ, չառ դեպքերում այն փոխակերպումները, որոնք կարող են տեղի ունենալ նյութի մեջ, ուղեկցվում են ջերմունակության զանազան անոմալիաներով: Մասնավորապես երկրորդ տեսակի փուլային անցումները, որոնց ժամանակ չի անջատվում (և չի կլանվում) անցման թաքնված ջերմություն, ուղեկցվում են ջերմունակության թռիչքով, ջերմաստիճանից նրա ունեցած կախման մոնոտոն փոփոխության խզումով: Ուսումնասիրելով ջերմունակության ջերմաստիճանային ընթացքը, կարելի է հայտնաբերել նման փոփոխություններ:

Եզրափակման մեջ նշենք, որ անմիջական չափման ենթակա է միայն ջերմունակությունը հաստատուն ճնշման դեպքում և ոչ թե հաստատուն ծավալի դեպքում, քանի որ ջերմային ընդարձակման շնորհիվ չի կարելի ապահովել մարմնի ծավալի հաստատունությունը: Սակայն տաքացնելու ժամանակ ծավալի փոփոխության փոքրության հետևանքով C_v -ի և C_p -ի տարբերությունը փոքր է:

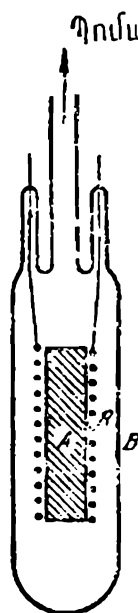
Ջերմունակության չափումը: Ինչպես հայտնի է ջերմունակությունը որոշվում է մարմնին հաղորդված ջերմության ΔQ քանակության և այդ ջերմության շնորհիվ առաջացած ջերմաստիճանի ΔT աճի հարաբերությամբ:

$$C = \frac{\Delta Q}{\Delta T},$$

Ուստի C ջերմունակությունը որոշելու համար փորձարկվող նմուշին պետք է հաղորդել ջերմության ճշգրիտ չափված ΔQ քանակություն և չափել ջերմաստիճանի դրան հետևող ΔT փոփոխությունը: ΔT -ի չափումը լուրջ դժվարությունների չի հանդիպում: Ջերմաստի-

ճանի չափման ժամանակակից եղանակները հնարավորություն են տալիս հեշտությամբ չափելու ջերմաստիճանների ոչ մեծ տարբերությունը 0,001 -ի ճշտությամբ, որը սովորաբար միանգամայն բավարար է: Կարելի է նույնպես մեծ ճշտությամբ չափել հաղորդվող ջերմության քանակությունը: Բայց այդ դեպքում անհրաժեշտ է համոզված լինել, որ ճշգրիտ կերպով չափված հաղորդվող ջերմության քանակությունը իրոք ամբողջությամբ կլանված է նմուշի կողմից, այսինքն, որ ջերմաստիճանի չափված ΔT փոփոխությունը իրոք առաջացել է չափված ջերմության ΔQ քանակությամբ: Մինչդեռ նմուշին հաղորդվող ջերմության ֆանակությունը կարող է նրա կողմից լրիվ չկլանվել: Բացի դրանից նմուշը կարող է ջերմություն ստանալ այլ աղբյուրներից կամ կորցնել այն, այդ պատճառով ΔQ -ի որոշման մեջ միշտ գոյություն ունի մի ինչ որ անորոշություն, հետևապես և սխալ՝ C -ի որոշման մեջ: Փորձարկողների ջանքերը ուղղված են այն բանին, որ փոքրացնեն չափումների մեջ եղած հենց այդ սխալները:

Ջերմունակության չափման համար ծառայող գործիքները կոչվում են կալորիմետրեր (հայտնի ջերմունակության դեպքում նրանք ծառայում են ջերմության քանակությունը չափելու համար): Հայանի են շատ մեծ թվով տարրեր կառուցվածք և նույնիսկ գործողության տարբեր սկզբունք ունեցող կալորիմետրեր: Որպես օրինակ մենք այստեղ բերենք ջերմունակությունների չափման համար բավականաչափ հաճախ օգտագործվող (գլխավորապես ցածր ջերմաստիճաններում) կալորիմետրերից մեկի սխեման: Գործիքը կազմված է (նկ. 9.42) բուն կալորիմետրից, որը փորձարկվող նյութից պատրաստված A նմուշն է նրա վրա փաթաթված էլեկտրական R ջեռուցչով, որը միաժամանակ կատարում է նմուշի հետ հալվող դիմադրության ջերմաչափի դերը, և նմուշը շրջապատող B պատյանից: Պատյանի դերն է ջերմալիսն մեկուսացման ենթարկել հետազոտվող նմուշը շրջապատող միջավայրից: Մեկուսացումը իրականացվում է նրանով, որ պատյանի ներսի ամբողջ տարածությունը դատարկվում է մինչև բարձր վակուում: Նմուշը կախվում է բարակ մետաղական թելերից, որոնք միաժամանակ ծառայում են հոսանքը ջեռուցչին միացնելու համար: Իդեալական կալորիմետրի մեջ պատյանը պետք է միանգամայն հուսալի կերպով պաշտպանի նմուշը կալորիմետրը շրջապատող միջավայրի հետ ջերմալիս փոխազդեցությունից այնպես, որ նմուշը ոչ ստանա



Նկ. 9.42.

և ոչ էլ հաղորդի նրան ջերմութուն: Զերմության հաղորդման և ջերմաստիճանի չափման հարմարաճյունները չպետք է խախտեն ալդ մեկուսացումը: Ալդպիտի իդեալական կալորիմետրի մեջ չափումները կհանգեն հետևյալ պարզ գործողություններին: Ակզրում, ասանց կալորիմետրի ներսում վակուում ստեղծելու, ալն սեղավորում են թերմոստատի մեջ (օրինակ, էլեկտրական վառարանի մեջ, որոշակի ջերմաստիճան ունեցող հեղուկով լցված անոթի մեջ և ալն), ալնպես որ նմուշը ընդունի ալն ջերմաստիճանը, որի մեջ պետք է կատարվեն չափումները: Դրանից հետո կալորիմետրի ներքին սարածությունից օդը հանում են, և դրանով նմուշը մեկուսացնում թերմոստատից: Անուհետև ջեռուցչի միջով որոշակի ժամանակամիջոցում (ճշգրիտ կերպով չափված) հոսանք են բաց թողնում, միաժամանակ չափելով պտենցիալների տարրերությունը նրա ծալրերում և հոսանքի ուժը նրա մեջ: Այժմ չափելով ջեռուցչի առաջացրած ջերմաստիճանի բարձրացումը, կարելի է հաշվել նմուշի ջերմունակությունը: Բաժանելով C-ի համար ստացված արժեքը նմուշի մասսայի վրա՝ արտահայտված գրամներով կամ մոլերով, համապատասխանաբար ստանում են ալն նյութի տեսակարար կամ մոլար ջերմունակությունը, որից պատրաստված է նմուշը:

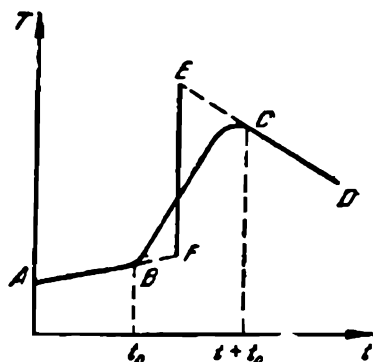
Իրականում պատշաճը երբեք չի ապահովում կալորիմետրի լրիվ ջերմալին մեկուսացումը: Նույնիսկ ամենալավ նոսրացման դեպքում նմուշի և շրջապատի միջավայրի միջև որոշ ջերմափոխանակություն տեղի է ունենում: Բացի դրանից ջեռուցիչը և ջերմաչափը մետաղական լարերով անպատճառ միացած են կալորիմետրից դուրս գտնվող հոսանքի աղբյուրի և չափիչ գործիքների հետ: Ալդ լարերով նմուշին հաղորդվում կամ նրանից հեռացվում է ջերմություն: Դրա շնորհիվ, ինչպես ցույց է տալիս փորձը, նույնիսկ ջեռուցչում հոսանքի բացակայությամբ ջերմության դեպքում, նմուշի ջերմաստիճանը չի մնում հաստատուն:

Ալդ պատճառով ջերմունակության չափման ժամանակ ստիպված են լինում վարվել հետևյալ կերպ: Նախքան ջեռուցիչը հոսանքին միացնելը, կառուցում են կալորիմետրի T ջերմաստիճանի փոփոխությունը կորը ի ժամանակից կախված: 9.43 նկարի կորի վրա դրան համապատասխանում է AB հատվածը: Ժամանակի որևէ $t = t_0$ պահին միացվում է ջեռուցիչը (T ջերմաստիճանի փոփոխության գիտումները ի ժամանակից կախված չեն դադարեցվում): Դրանից հետո կալորիմետրի ջերմաստիճանը իհարկե փոփոխվում է ավելի արագ: Ալդ ժամանակամիջոցին համապատասխանում է կորի BC հատվածը: Անուհետև, երբ ի վրի հետո ջեռուցիչը անջատվի, կալորիմետրի ջերմաստիճանը կսկսի նվազել (կորի CD հատվածը նկ. 9.43):

Օգտվելով ալս կորից, կարելի է հաշվել ջերմաստիճանի ալն իսկական ΔT փոփոխությունը, որը առաջացել է կալորիմետրին ջերմու-

թիւն հաղորդելով: Շատ դեպքերում կարելի է սահմանափակվել կորից գրաֆիկորեն ստացված ΔI -ի մոտավոր արժեքով:

Այդ նպատակով AB և CD ուղիղները շարունակում են ախպես, ինչպես այդ կետագծերով ցույց է տրված 9.43 նկարի վրա և միացնում են նրանց ուղղաձիգ ուղիղով, որը անցնում է BC հատվածի ախ կետով, որը համապատասխանում է ջեռուցչի միացման և անջատման պահերին չափված ջերմաստիճանների սարքերութլան կեսին: Այդ ուղղաձիգ ուղիղի EF երկարութլունը աալիս է ΔI -ի իսկական արժեքը:



Նկ. 9.43.

Չնայած ախտեղ մենք նկարագրեցինք կալորիմետրի մի տեսակին վերաբերող չափումները, սակայն հիմնական գծերով այդ մնում է նույնը ջերմունակութլան չափման բոլոր դեպքերում:

Պիճոգ մառմիճնեթի ջեռմալիճն քնդառճակումը: Բոլորին հալտնի է, որ ընդարճակվելիս պինդ մարմինների ծավալը մեծանում է: Դա ջերմալիճն քնդարճակումն է: Դիտարկենք ախ պատճառները, որոնք առաջ են բերում մարմնի ծավալի մեծացում տաքացնելու ժամանակ:

Այնհալտ է, որ բլուրեղի ծավալը աճում է ատոմների միջև եղած միջին հեռավորութլան մեծացման հետ: Նշանակում է, ջերմաստիճանի բարձրացումը պատճառ է դառնում բլուրեղի մեջ ատոմալիճն միջին հեռավորութլունների մեծացմանը: Իսկ ինչո՞վ է պալմանավորված ատոմների միջև եղած հեռավորութլան մեծացումը տաքանալու ժամանակ:

Բլուրեղի ջերմաստիճանի բարձրացումը նշանակում է ջերմալիճն շարժումների, ալսինքն՝ ցանցի ատոմների ջերմալիճն սատանումների (տես էջ 553) էներգիալի մեծացում և հետևապես նաև ալդ տատանումների ամպլիտուդի մեծացում:

Բալց ատոմների տատանումների ամպլիտուդի մեծացումը ոչ միշտ է պատճառ դառնում նրանց միջև եղած միջին հեռավորութլան մեծացմանը:

Եթե ատոմների տատանումները միանգամալն հարմոնիկ լինեն, ապա քանի որ ալդ դեպքում լուրաքանչլուր ատոմ նույնքան կմոտենար իր հարևաններից մեկին, որքան որ կհեռանար մլուսից, նրա տատանումների ամպլիտուդի մեծացումը չէր հանգեցնի միջատոմալիճն միջին հեռավորութլան փոփոխութլանը և, նշանակում է, նաև ջերմալիճն ընդարճակման:

Իրականում ատոմները բյուրեղային ցանցում կատարում են ան-
 ձարժոցիկ (այսինքն՝ ոչ հարմոնիկ) տատանումներ: Դա պայմանա-
 վորված է այն կախման բնույթով, որ ատոմների միջև գործող
 փոխազդեցության ուժերն ունեն ատոմների միջև եղած հեռավորու-
 թյունից: Ինչպես նշվել է այս գլխի սկզբում (տես նկ. 9.1 և 9.2),
 այդ կախումը այնպիսին է, որ ատոմների միջև եղած մեծ հե-
 ռավորությունների դեպքում փոխազդեցության ուժերն արտահայտվում
 են որպես ձգողության ուժեր, իսկ այդ հեռավորության փոքրացման
 դեպքում փոխում են իրենց նշանը և դառնում են հեռավորության
 փոքրացման հետ արագ կերպով աճող վանողական ուժեր:

Այս հանգամանքը հանգեցնում է այն բանին, որ բյուրեղի տա-
 քացման հետևանքով ատոմների տատանումների «ամպլիտուդի» մե-
 ժացման ժամանակ ատոմների միջև եղած վանողական ուժերի աճը
 գերակշռում է ձգողական ուժերի աճի համեմատությամբ: Այլ խոսքով
 ասումի համար ավելի «հեշտ» է հեռանալ հարևանից, քան մոտենալ
 մյուսին:

Սա, իհարկե, պետք է հանգեցնի միջատոմային միջին հեռավորու-
 թյան մեծացմանը, այսինքն՝ մարմնի ծավալի մեծացմանը նրա տա-
 քացման ժամանակ:

Այստեղից հետևում է, որ պինդ մարմինների ջերմային ընդար-
 ձակման պատճառը բյուրեղային ցանցում ատոմների տատանումնե-
 րի անհարմոնիկ լինելն է:

Ջերմային ընդարձակումը քանակապես բնութագրվում է ընդար-
 ձակման ծավալային և գծային գործակիցներով, որոնք սահմանվում
 են այսպես՝ ենթադրենք l երկարություն ունեցող մարմինը ջերմաստի-
 ճանի ΔT փոփոխության հետևանքով փոխում է իր երկարությունը Δl -ով:
 Գծային ընդարձակման գործակիցը որոշվում է հետևյալ առնչությու-
 նից

$$\alpha = \frac{1}{l} \cdot \frac{\Delta l}{\Delta T},$$

այսինքն՝ գծային ընդարձակման գործակիցը հավասար է երկարության
 հարաբերական փոփոխությանը, ջերմաստիճանը 1° -ով փոփոխելիս:

Ճիշտ նման ձևով ծավալային ընդարձակման գործակիցը որոշվում
 է հետևյալ բանաձևով.

$$\beta = \frac{1}{V} \frac{\Delta V}{\Delta T},$$

այսինքն՝ β գործակիցը հավասար է ծավալի հարաբերական $\frac{\Delta V}{V}$ փոփո-
 խությանը, վերաբերած 1 աստիճան:

Այս բանաձևերից հետևում է, որ l_T երկարությունը և V_T ծավալը,

սկզբնականից ΔT աստիճանով տարբերվող որևէ ջերմաստիճանում, արտահայտվում են հետևյալ բանաձևերով (փոքր ΔT -ի դեպքում)

$$l_T = l_0(1 + \alpha \Delta T)$$

և

$$V_T = V_0(1 + \beta \Delta T),$$

որտեղ l_0 -ն և V_0 -ն սկզբնական երկարությունը և ծավալն են:

Բյուրեղների անիզոտրոպիայի պատճառով գծային ընդարձակման գործակիցը կարող է տարբեր ուղղություններով տարբեր լինել: Դա նշանակում է, որ եթե տվյալ բյուրեղից պտնդ շրջատաշեն, ապա տաքացնելուց հետո նա կկորցնի իր գնդաձևությունը: Կարելի է ցույց տալ, որ ամենաընդհանուր դեպքում, այդպիսի գունդը տաքանալիս ձևափոխվում է եռառանցք էլիպսոիդի, որի առանցքները կապված են բյուրեղի բյուրեղագիտական առանցքների հետ:

Գծային ընդարձակման գործակիցները այդ էլիպսոիդի երեք առանցքների ուղղությամբ կոչվում են բյուրեղի ընդարձակման գլխավոր գործակիցներ:

Եթե դրանք համապատասխանաբար նշանակենք α_1 , α_2 և α_3 , ապա բյուրեղի ծավալային ընդարձակման գործակիցը

$$\beta = \alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3,$$

և որանարդային համաչափություն ունեցող բյուրեղների համար այնպես, ինչպես և իզոտրոպ մարմինների համար

$$\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = \alpha,$$

և

$$\beta = 3\alpha,$$

Այդպիսի մարմիններից շրջատաշած գունդը, գունդ է մնում նաև տաքացնելուց հետո (հասկանալի է, որ ավելի մեծ ծավալով):

Մի քանի բյուրեղներում (օրինակ, վեցանկյուն)

$$\alpha_1 = \alpha_2$$

և

$$\beta = 2\alpha_1 + \alpha_3,$$

Գծային և ծավալային ընդարձակման գործակիցները փոստորեն մնում են անփոփոխ, եթե ջերմաստիճանների տիրույթը, որի մեջ նրանք չափվում են, փոքր է, իսկ իրենք ջերմաստիճանները բարձր են: Իսկ ընդհանրապես ջերմային ընդարձակման գործակիցները կախում ունեն ջերմաստիճանից, ընդ որում այնպես, ինչպես ջերմունակությունը, այսինքն՝ ցածր ջերմաստիճաններում α և β գործակիցները ջերմաստիճանի իջեցման հետ փոքրանում են ջերմաստիճանի երրորդ աստիճա-

նին համեմատական կերպով բացարձակ գոյում, ինչպես և ջերմունակությունը, ձգտելով պրոյի: Սա զարմանալի չէ, քանի որ և ջերմունակությունը և ջերմալին ընդարձակումը կապված են ցանցի տատանումների հետ, ջերմունակությունը տալիս է ջերմության այն քանակը, որը անհրաժեշտ է ատոմների տատանումների ամպլիտուդից կախում ունեցող ջերմալին տատանումների միջին էներգիան մեծացնելու համար, իսկ ջերմալին ընդարձակման գործակիցը անմիջականորեն կապված է միջատումալին միջին հեռավորությունների հետ, որոնք նույնպես կախում ունեն ատոմական տատանումների ամպլիտուդից:

Այսանդից հետևում է Գրյունկվեյնի հայտնաբերած կարևոր օրենքը՝ պինդ մարմնի ջերմալին ընդարձակման գործակցի հարաբերությունը ատոմական ջերմունակությանը տվյալ նյութի համար հաստատուն մեծություն է (այսինքն կախում չունի ջերմաստիճանից):

Պինդ մարմինների ջերմալին ընդարձակման գործակիցները սովորաբար չափ փոքր են, ինչպես այդ երևում է 20 աղյուսակից:

Ա ղ յ ռ ս ա կ 20

Պինդ մարմինների ջերմալին ընդարձակման գործակիցները

Նյութը		Նյութը	
Ալյումինիում	26.10 ⁻⁶	Արույր	19.10 ⁻⁶
Արծաթ	19.10 ⁻⁶	Դյուրալյումինիում	22,6.10 ⁻⁶
Սիլիցիում	7.10 ⁻⁶	Մոլիբդեն	5.10 ⁻⁶
Երկաթ	12.10 ⁻⁶	Ֆոսֆոր	12,4.10 ⁻⁶
Վոլֆրամ	4.10 ⁻⁶	Պղինձ	17.10 ⁻⁶
Նատրիում	80.10 ⁻⁶	Ցինկ	28.10 ⁻⁶

2 գործակցի 20 աղյուսակում բերված արժեքները վերաբերվում են ջերմաստիճանների 0-ից մինչև 100° միջակայքին:

Մի քանի նյութեր ունեն ջերմալին ընդարձակման ատանձնապես փոքր գործակից: Այդպիսի հատկությամբ աչքի է ընկնում, օրինակ, կվարցը ($\alpha = 0,5 \cdot 10^{-6}$): Մի այլ օրինակ կարող է ծառայել նիկելի և երկաթի (36% նիկել) համաձուլվածքը, որը հայտնի է ինվար անունով ($\alpha = 1 \cdot 10^{-6}$): Այս նյութերը լայն կիրառություն են ստացել ճշգրիտ սարքաշինության մեջ:

Ջերմահաղորդականություն: Եթե պինդ մարմնի տարբեր մասերի միջև գոյություն ունի ջերմաստիճանների տարբերություն, ապա ճիշտ այնպես, ինչպես այդ տեղի է ունենում գազերում և հեղուկներում, ջերմությունը ավելի տաք մասից տեղափոխվում է ավելի սառը մասը:

Ի տարբերություն հեղուկների և գազերի, պինդ մարմնում չի կարող առաջանալ կոնվեկցիա, այսինքն՝ նյութի տեղափոխություն ջեր-

մության հետ միասին: Այդ պատճառով պինդ մարմնի մեջ ջերմության փոխանցումը տեղի է ունենում միայն ջերմահաղորդականությունով:

Պինդ մարմնի մեջ ջերմության տեղափոխման մեխանիզմը բխում է նրանում կատարվող ջերմալին շարժումների բնույթից: Պինդ մարմինը տատանումներ կատարող ատոմների համախմբություն է: Սակայն այդ տատանումները միմյանցից անկախ չեն: Տատանումները կարող են հաղորդվել մի ատոմից մյուսին (ձայնի արագություն): Այդ ժամանակ առաջանում է ալիք, որը և տեղափոխում է տատանումների էներգիան: Տատանումների այդպիսի տարածումով էլ իրականացվում է ջերմության փոխանցումը:

Ջերմության փոխանցումը պինդ մարմնում քանակապես նկարագրվում է նույն ձևով, ինչպես և գազերում: Եթե կտրվածքի միավոր մակերեսով նրա հարթությանը ուղղահայաց ուղղությամբ ժամանակի միավորում փոխանցվում է ջերմության Q քանակություն, ապա նա այդ փոխանցումը առաջացնող ջերմաստիճանների տարբերության հետ կապված է հետևյալ առնչությամբ [տես (3.19)]

$$Q = - \gamma \frac{dT}{dx},$$

որտեղ $\frac{dT}{dx}$ -ը ջերմաստիճանի գրադիենտն է x առանցքի ուղղությամբ: Q մեծությունը կոչվում է ջերմության հոսք: Ջերմահաղորդականության γ գործակիցը չի կարելի հաշվել այնպես, ինչպես այդ արվում է միմյանց հետ փոխազդեցության մեջ չգտնվող մասնիկներից կազմված ավելի պարզ սիստեմի՝ գազերի համար:

Պինդ մարմնի ջերմահաղորդականության գործակցի հաշվումը մոտավոր կերպով կարելի է կատարել քվանտային պատկերացումների օգնությամբ:

Ֆոնոններ: Գլանտային տեսությունը հնարավորություն է տալիս պինդ մարմնի մեջ ձայնի արագությունը տարածվող տատանումներին համադրել ինչ որ ֆիկտիվ մասնիկների՝ ֆոնոնների: Յուրաքանչյուր մասնիկ բնորոշվում է էներգիայով, որը հավասար է Պլանկի մեզ արդեն հայտնի հաստատունը բազմապատկած այն մեծությամբ, որը կլասիկ ֆիզիկայում կոչվում է տատանման հաճախություն: Ուրեմն ֆոնոնի էներգիան հավասար է ին:

Եթե օգտվենք ֆոնոնների վերաբերյալ եղած պատկերացումից, ապա կարելի է ասել, որ պինդ մարմնի մեջ ջերմալին շարժումները պայմանավորված են հենց դրանցով, այնպես որ բացարձակ զրոյում ֆոնոնները բացակայում են, իսկ ջերմաստիճանի բարձրացման հետ նրանց թիվը մեծանում է, սակայն ոչ թե գծալին ձևով, այլ ավելի

բարդ օրենքով (ցածր ջերմաստիճաններում համեմատական ջերմաստիճանի երրորդ աստիճանին):

Պինդ մարմինը մենք հիմա կարող ենք դիտել որպես անոթ, որը պարունակում է ֆոնոններից բաղկացած գաղ, գազ, որը ոչ շատ բարձր ջերմաստիճաններում կարող է իդեալական համարվել: Ինչպես սովորական գաղի մեջ, ալնպես էլ ֆոնոնային գազում ջերմության փոխանցումը տեղի է ունենում ֆոնոնների և ցանցի ատոմների բախումների միջոցով, և ալն բոլոր դատողությունները, որոնք բերվել էին իդեալական գազերի ջերմահաղորդականության գործակիցը հաշվելու ժամանակ (տես գլ. III), իրավացի են նաև այստեղ: Այդ պատճառով պինդ մարմնի ջերմահաղորդականության գործակիցը կարող է արտահայտվել նույնպիսի բանաձևով (տես (3.25)):

$$\chi = \frac{1}{3} \rho C_v \lambda c,$$

որտեղ ρ -ն—մարմնի խտությունն է, C_v -ն՝ նրա տեսակարար ջերմունակությունը, իսկ C_v -ն՝ ձայնի արագությունը:

Մի քիչ ավելի բարդ է ֆոնոնների ազատ վազքի λ երկարության հաշվելը: Մոտավոր հաշիվները ցույց են տալիս, որ այդ մեծությունը հակադարձ համեմատական է բացարձակ ջերմաստիճանին: Այդ պատճառով էլ ջերմահաղորդականության χ գործակիցը ևս հակադարձ համեմատական է ջերմաստիճանին

$$\chi = \frac{a}{T},$$

որտեղ a -ն տարբեր նյութերի համար տարբեր արժեք ունեցող ինչ-որ հաստատուն է:

Մետաղների մեջ, բացի ցանցի տատանումներից ջերմափոխանցմանը մասնակցում են նաև լիցքավորված մասնիկներ՝ էլեկտրոնները, որոնք միաժամանակ մետաղներում էլեկտրական հոսանքի կրողներն են: Բարձր ջերմաստիճաններում ջերմահաղորդականության էլեկտրոնային մասը շատ ավելի մեծ է ցանցայինից: Սրանով է բացատրվում մետաղների բարձր ջերմահաղորդականությունը համեմատած ոչ մետաղների հետ, որոնց մեջ ֆոնոնները ջերմության միակ փոխադրողներն են:

Այսպես, ալյումինիումի ջերմահաղորդականության գործակիցը հավասար է 0,54 կալ/սմ.աստ.վրկ, ալն ժամանակ, երբ կվարցի համար նա չի գերազանցում 0,003: Հիշեցնենք, որ նորմալ պայմաններում գազերի ջերմահաղորդականության գործակիցը $\sim 10^{-5}$ կալ/սմ.աստ.վրկ է: Ավելի ցածր (բալց ոչ ամենացածր) ջերմաստիճաններում սկսում է գերակշռել ցանցային ջերմահաղորդականությունը, քանի որ նա աճում է

ջերմաստիճանի նվազման հետ, իսկ էլեկտրոնայինը՝ ջերմաստիճանից կախում չունի: Ամենացածր ջերմաստիճաններում ջերմահաղորդականություն էլեկտրոնային մասը նորից ակտիվ է գերակշռել:

Սակայն դերձադորդիչներում, որոնց մեջ էլեկտրական հոսանքը դիմադրության չի հանդիպում, էլեկտրոնային ջերմահաղորդականությունը գործնականորեն բացակայում է. էլեկտրոնները, որոնք ատոմներից դիմադրության փոխանցում են էլեկտրական հոսանքը, ջերմության փոխանցման մեջ չեն մասնակցում և ջերմահաղորդականությունը գերհաղորդիչներում զուտ ցանցային է:

Ջերմահաղորդականության չափումը: Ջերմահաղորդականության

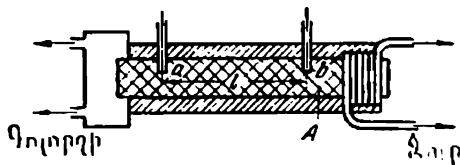
$$q = - \gamma \frac{dT}{dx}$$

հավասարումից երևում է, որ ջերմահաղորդականության գործակցի որոշման համար պետք է չափել պինդ մարմնի կտրվածքի միավոր մակերեսի միջով միավոր ժամանակում հոսող ջերմության Q քանակությունը, և ջերմաստիճանի գրադիենտը մարմնի երկարությամբ:

Այդ կարգի չափումների ժամանակ հանդիպում են նույն կարգի դժվարություններ, ինչ որ ջերմունակության չափման ժամանակ: Չէ՞ որ թե մեկ և թե մյուս դեպքում պետք է չափել ջերմության քանակությունը և ջերմաստիճանի փոփոխությունը: Երկու դեպքում էլ հազորդվող ջերմությունը կարող է կորչել և չմասնակցել ուսումնասիրվող պրոցեսում: Այդ պատճառով ջերմահաղորդականության չափման ժամանակ ճիշտ աշխատել, ինչպես և ջերմունակության չափման ժամանակ, գլխավոր ուշադրությունը պետք է դարձնել այն սխալները կանխելու վրա, որոնք առաջանում են նրանից, որ ոչ ամբողջ ջերմությունն է փոխանցվում ուսումնասիրվող մարմնի միջով ջերմահաղորդականության միջոցով, այլ մասամբ կարող է փոխանցվել շրջապատող միջավայրին կողմնային մակերևույթների միջով:

9.44 նկարի վրա պատկերված է պինդ մարմնի ջերմահաղորդականության չափման պարզագույն սխեման:

Ա ձողի տեսք ունեցող ուսումնասիրվող նյութը ջերմության որևէ աղբյուրի (էլեկտրական ջեռոցի, հոսքող հեղուկի գոլորշիների) միջոցով մի ծայրից տաքաց-



Նկ. 9.44.

վում է, իսկ մյուս ծայրը պահպանվում է հաստատուն ջերմաստիճանի տակ (օրինակ, հոսող ջրի միջոցով): Ձողի a և b երկու կետերում, հառուկ փոսերի մեջ տեղավորվում են ջերմաչափեր կամ ջերմազուգներ:

Ջերմության հաղորդումը կողմնալին մակերևութներից փոքրացնելու համար ձողը ամբողջ երկարությամբ պատվում է մեկուսացնող շերտով: Նույն նպատակի համար խորհուրդ է տրվում ձողի մակերևութի վրա ողորկել:

Ջեռուցիչը միացնելուց որոշ ժամանակ հետո ստեղծվում է ստացիոնար վիճակ, որի ժամանակ ձողի ամբողջ երկարությամբ ջերմաստիճանի գրադիենտը դառնում է միատեսակ: Այդ պատճառով նա կարող է որոշվել որպես $\frac{T_1 - T_2}{l}$, որտեղ T_1 -ը և T_2 -ը ջերմաստիճաններն են α և β կետերում, իսկ l -ը ալգ կետերի միջև եղած հեռավորությունն է: Ջերմահաղորդականության գործակիցը որոշվում է հետևյալ առնչությունից

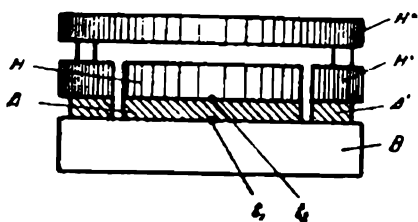
$$\lambda = \frac{ql}{T_1 - T_2},$$

Ջեռուցչի զ հզորությունը որոշվում է չափելով հոսանքի ուժը և պտտեցիալների տարբերությունը:

Եթե q -ն չափվում է կալ/վրկ-ով, l -ը՝ սմ-ով, T -ն՝ աստ-ով և կտրվածքի մակերեսը սմ²-ով, ապա ջերմահաղորդականության գործակիցը կարտահայտվի կալ/սմ.վրկ.աստ-ով:

Բերենք ջերմահաղորդականությունը չափող սարքի ևս մի օրինակ, որը օգտագործվում է ջերմության վատ հաղորդիչ նյութերի ուսումնասիրության համար: Այս դեպքում փորձարկվող նմուշին հարմար է տալ թիթեղի կամ սկավառակի տեսք:

Փորձի սխեման պատկերված է 9.45 նկարում: Փորձարկվող նյութի A թիթեղը տեղավորվում է սառեցվող զանգվածեղ B թիթեղի վրա: Նմուշի թիթեղի վրա տեղավորվում է էլեկտրական հոսանքով տաքացվող H թիթեղ-ջեռուցիչը: Որպեսզի չեզոքացվի նմուշի եզրերի ազդեցությունը, նա շրջապատվում է նույն նյութից պատրաստված A' օղակով: Պաշտպանող H' օղակով շրջապատվում է նաև ջեռուցիչը: Վերջապես, ջեռուցչի վրա տեղավորվում է ևս մի H'' ջեռուցիչ, որի մեջ պահպանվում է ալնպիսի ջերմաստիճան, որ հիմնական H ջեռուցչի վերևի և ներքևի մակերեսները ունենան միևնույն ջերմաստիճանը:



Նկ. 9.45.

Այդ նշանակում է, H -ից դեպի վեր գնացող ջերմությունը փոխադարձվում է H' -ից եկող ջերմությամբ:

Սարքի այդպիսի կազմության դեպքում կարելի է ընդունել, որ H շեռուցչից ջերմությունը ամրոցություն փոխանցվում է փորձարկվող նմուշի միջով, իսկ ինքը նմուշը ջերմություն չի հաղորդում կողմնալին մակերևութից, քանի որ նա պաշտպանված է նույն չափով տաքացվող օդավով:

t_1 և t_2 ջերմաչափերի օգնությամբ չափվում են նմուշի երկու մակերևույթների T_1 և T_2 ջերմաստիճանները:

Ջեռուցչի Q հզորության, և ջերմաստիճանների տարբերության չափումներից ջերմահաղորդականության գործակիցը հաշվվում է ըստ հետևյալ բանաձևի.

$$\gamma = \frac{qd}{(T_1 - T_2)S},$$

որտեղ d -ն A թիթեղի հաստությունն է, իսկ S -ը՝ նրա մակերևութի մակերեսը:

Նմուշի կողմից ջերմության կորուստը կարելի է կանխել նմուշը պատրաստելով սնամեջ դլանի կամ գնդի ձևով և շեռուցիչը տեղավորելով դլանի առանցքի վրա և կամ գնդի կենտրոնում:

§ 6. Դիֆուզիան պինդ մարմիններում

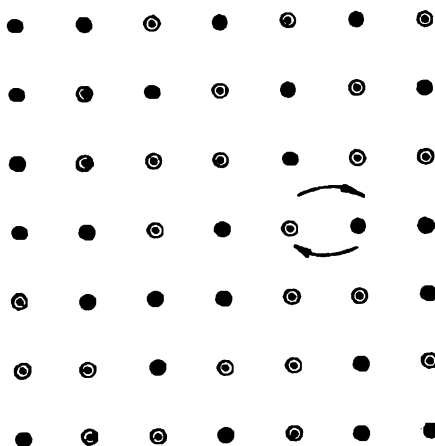
Չնայած այն բանին, որ պինդ մարմինների համար բնորոշ է ատոմների կարգավորված դասավորությունը բյուրեղային ցանցում, ատոմների տեղափոխություն հնարավոր է նաև նրանցում: Հիմնականում փոքր տատանումների բնույթ ունեցող ջերմալին շարժումները որոշ դեպքերում բերում են այն բանին, որ ատոմները բոլորովին թողնում են իրենց տեղերը բյուրեղային ցանցում: Ատոմների պոկման այդպիսի հնարավորության մասին է ասում արդեն այն փաստը, որ պինդ մարմինները կարող են գոլորշիանալ: Ճիշտ է, գոլորշիացման ժամանակ ատոմների պոկում տեղի է ունենում մակերևութային շերտում, սակայն հիմք չկա պնդելու, որ այդպիսի պոկում չի կարող տեղի ունենալ նաև մարմնի ներսում:

Հենց այն պատճառով, որ ատոմները թողնում են իրենց տեղերը ցանցի հանգուցյաներում, բյուրեղներում առաջանում են մի շարք արատներ, ինչպես օրինակ, Շոտկիի և Ֆրենկելի արատների տիպի արատները: Ատոմների այդպիսի պոկումներով և բյուրեղի մեջ նրանց հետագա տեղափոխություններով է պայմանավորված նաև դիֆուզիան պինդ մարմիններում:

Այնպես, ինչպես գազերում, պինդ մարմիններում ևս մասնիկներն ունեն ջերմալին շարժումների տարբեր էներգիաներ և լուրաքաճյալ

չերմաստիճանում գոյութլուն ունի ատոմների մի որոշ մաս, որոնց էներգիան նշանակալիորեն դերագանցում է միջին էներգիան և բավականաչափ մեծ է, որպեսզի նրանք կարողանան թողնել իրենց տեղը և բյուրեղային ցանցում գրավել նոր դիրք: Որքան ավելի բարձր է ջերմաստիճանը, այնքան ալդպիսի ատոմները ավելի շատ են և ալդ պատճառով դիֆուզիայի D գործակիցը ջերմաստիճանի բարձրացման հետ արագ աճում է (էքսպոնենցիալ օրենքով): Բայց քանի որ բավականաչափ բարձր էներգիա ունեցող ատոմների թիվը միշտ քիչ է (եթե ջերմաստիճանը հալման ջերմաստիճանից շատ ցածր է), ապա դիֆուզիայի պրոցեսը պինդ մարմնում դառնում է էլ ավելի դանդաղ, քան գազերում և հեղուկներում: Օրինակ պղնձի դիֆուզիայի գործակիցը ոսկու մեջ 300°C -ում հավասար է $1,5 \cdot 10^{-13}$ սմ²/վրկ, Համբաժատութլան համար նշենք, որ մեթիլային սպիրտի ջրային լուծուլթի ջրում դիֆուզիայի ժամանակ $D = 1,3 \cdot 10^{-5}$ սմ²/վրկ, իսկ արգոնի դիֆուզումը հելիումի մեջ ընթանում է $D = 0,7$ սմ²/վրկ գործակցով: Ահռումենաչնիվ մի շարք երևութներում դիֆուզիան պինդ մարմիններում խաղում է մեծ դեր: Նա դիտվում է ինչպես միակոմպոնենտ (ալդ դեպքում խոսքը ինֆնադիֆուզման մասին է), այնպես էլ բաղմալոմպոնենտ նյութերում, միա- և բազմաբյուրեղներում:

Փորձը (մասնալորապես, ալսպես կոչված նշանակիր ատոմների օգնութլամբ կատարված ուսումնասիրութլունները) ցոլց են տալիս,



Նկ. 9.46,

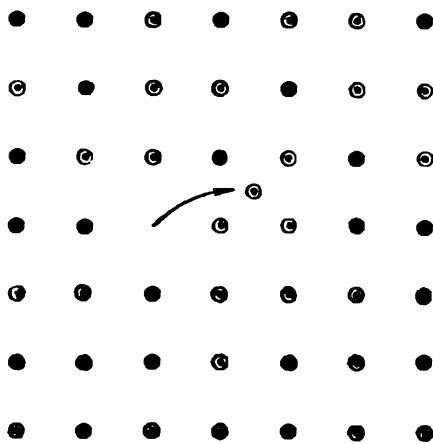
որ դիֆուզիան պինդ մարմիններում իրականանում է ղլխալորապես հետևալ երիք եղանակներով:

1. Բյուրեղում հարեան ատոմները փոխանակում են իրենց տեղերը բյուրեղային ցանցում, ինչպես ցոլց է տրված 9.46 նկարում: Ալդ փոխանակումը կարող է, օրինակ, հետևանք լինել ցանցում գտնվող ատոմների ղուլդի պտալիլուն միջին կետի շուրջը:

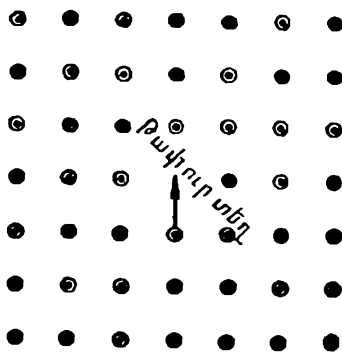
2. Ցանցի հանգուլցում «իր» տեղում գտնվող ատոմը թողնում է այն և տե-

ղալորվում է միջնագուցալին տարածութլան մեջ, և ալնուհետե թափառում է միջնագուլցներում (Նկ. 9.47):

3. Յանցի հանգուցներից ատոմները տեղափոխվում են չգրավված հանգուցները, այսպես կոչված թափուր տեղերը (նկ. 9.48): Այս վեր-



Նկ. 9.47:



Նկ. 9.48:

ջին պրոցեսը հնարավոր է միայն արատավոր բյուրեղներում, քանի որ թափուր տեղերը չլրանք բյուրեղի արատներն են: Պարզ է, որ ատոմների անցումը թափուր տեղերը համարժեք է թափուր տեղերի տեղափոխությանը ատոմների շարժմանը հակառակ ուղղությամբ:

Ըստ երևույթին առավել կարևոր դեր է խաղում դիֆուզիայի վերջին մեխանիզմը: Նրա իրականացման համար պինդ նյութի մեջ պետք է գոյություն ունենա թափուր տեղերի խտության գրադիենտ այնպես, որ ատոմները (ուրեմն և թափուր տեղերը) մի ուղղությամբ ավելի հաճախ տեղափոխվեն, քան մի այլ ուղղությամբ: Բազմաբյուրեղներում կարևոր դեր է խաղում թափուր տեղերի գրավման պրոցեսը փոքր բյուրեղիկների (հատիկների) սահմանափակումով: Ըստ երևույթին թափուր տեղերի ստեղծման պրոցեսում, առանց որի դիֆուզիան անհնար է, կարևոր դեր են խաղում դիսլոկացիաները:

Պինդ մարմիններում դիֆուզիայի փորձնական ուսումնասիրության ժամանակ փորձարկվող նյութերը միմյանց հետ գրվում են հուսալի կոնտակտի մեջ և այնուհետև փորձի ընթացքում հրկար ժամանակ պահվում են այս կամ այն ջերմաստիճանում: Այդպիսի երկարատև հպումից հետո դիֆուզիայի ուղղությանը ուղղահայաց ուղղությամբ հաջորդաբար կտրում են բարակ շերտեր և նրանց մեջ ուսումնասիրում դիֆուզվող նյութերի խտությունը՝ նալած հպման տեղից ունեցած հե-

Վերջին ժամանակներս լալն կերպով կիրառվում են արհեստական
ոադիոակտիվ նյութերը, որոնց ներկայությունը շատ հեշտութվամբ
հալտնաբերվում է նրանց ճառագայթման ճնորհիվ:

Այդ հղանակը (նշանակիր ատոմների մեթոդը) հնարավորութվուն
է տալիս ուսումնասիրել նաև ինքնադիֆուզիայի երևույթը, ախինքն՝
պինդ մարմնի ատոմների դիֆուզիան ալդ նույն պինդ մարմնի մեջ:

ՄՈԼԵԿՈՒԼԱՐ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ՄԵԾՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ
ԶԱԳՄԱՆ ՄԻԱՎՈՐՆԵՐԸ ՍԻՍՏԵՄՈՒՄ

1960 թվի հոկտեմբերին չափերի և կշիռների XI զլիավոր կոնֆերանսը հաստատեց և բոլոր կառավարություններին առաջարկեց գիտության և տեխնիկայի բոլոր բաժինների համար միասնական միավորների նոր Միջազգային սխտեմ (կարճ նշանակումը SI, հայերեն՝ ՍԻ): Մոլեկուլային Միությունն ելնելով չափերի միջազգային միասնության մեծ կարևորությունից, ընդունեց միավորների նոր սխտեմը, և 1961 թվի սեպտեմբերին հաստատվեց պետական 9867—61 ստանդարտը՝ «Միավորների Միջազգային սխտեմը», որով այդ սխտեմը 1963 թ. հունվարի 1-ից մտցվում է գործածության մեջ որպես գերադասելի սխտեմ:

Նոր սխտեմը հիմնված է վեց հիմնական մեծությունների վրա՝ երկարություն, մասսա, ժամանակ, ջերմաստիճան, էլեկտրական հոսանքի ուժ և լույսի ուժ: Մոլեկուլյար ֆիզիկայում հաճախորդ մեծությունների չափման միավորները սահմանելու համար էական են միայն առաջին չորսը: Որպես այդ չորս հիմնական մեծությունների չափման միավորներ ընդունված են՝ մետրը (մ), կիլոգրամը (կգ), վայրկյանը (վրկ) և Կելվինի աստիճանը ($^{\circ}\text{K}$): Ուստի ընթերցողին արդեն հայտնի մեխանիկական մեծությունների միավորների MKS սխտեմը, լրացված չորրորդ հիմնական մեծությամբ՝ Կելվինի աստիճաններով չափվող ջերմաստիճանով, մտել է միավորների նոր սխտեմի մեջ որպես նյաքազարիչ մասը: Հիմնական միավորների այս քառյակը և նրա վրա հիմնված միավորների սխտեմը օգտագործվել է նաև նախկինում (ՄՍՀՄ-ում նա մտցվել է 1958 թվի հունվարի 1-ից՝ ԳՈՍՏ 8550—57): Սակայն մոլեկուլյար ֆիզիկայի ամենակարևոր մեծություններից մեկի, ջերմության քանակի համար, փաստորեն օգտագործվում էր արտասխառնակված միավոր՝ կալորիան, և անհրաժեշտ էր լինում կիրառել կալորիան մյուս միավորների հետ կոպող վերածման բազմապատկիչներ:

Արտասոստեմալին զանազան միավորներ օգտագործվում էին նաև ճնշման չափման համար (մրն, կգ/սմ², տոր), որը նույնպես պահանջում էր վերածման գործակիցների կիրառում:

Այս հավելվածում մենք կքննարկենք միայն այն փոփոխությունները, որ ՍԻ սխտեմը մտցնում է մոլեկուլյար ֆիզիկալում հանդիպող մեծությունների չափման միավորների մեջ, քանի որ մեր դասընթացում մենք գլխավորապես օգտվել ենք CGS սխտեմի միավորներով:

Ամենից առաջ պետք է նշել, որ միավորների նոր սխտեմ մուծելու հետ միասին չափերի և կշիռների XI գլխավոր կոնֆերենցիան ընդունեց մետրի և վայրկյանի նոր սահմանում: Եթե նախկինում մետրը, որպես երկարության միավոր, սահմանվում էր նրա իրեղեն էտալոնի՝ մետրի միջազգային նախատիպի միջոցով, ապա հիմա հնարավոր է համարվում մետրը կապել բնությունից վերցրած երկարության հետ: Դա համապատասխանում է վաղ ժամանակների տենդենցին՝ հատկապես այդ ձևով սահմանելու հիմնական մեծությունների միավորները: Հիշեցնենք, որ մետրական սխտեմը մտցնելու ժամանակ մետրը սահմանվում էր որպես երկրագնդի միջօրեականի մեկ քառասուն միլիոներորդական մաս: Այժմ մետրը նորից, ինչպես մետրական սխտեմի արշալույսին, կապված է բնական երկարության հետ:

Մետրը այն երկարությունն է, որը հավասար է որոշակի էլեկտրոնաֆոն անցման ժամանակ կրիպտոն 86-ի ատոմների ճառագայթման տիքի 1650763,73 երկարությանը վավերացնում (անցման ստեռնումը մենք այստեղ չենք բերում):

Մետրի նոր սահմանումը ոչ միայն վերականգնում է բնական չափի նրա անոչնչանալի բնույթը, այլև երկու կարգով մեծացնում է նրա սահմանման ճշգրտությունը:

Ժամանակի միավորը՝ վայրկյանը, որը նախկինում սահմանվում էր որպես միջին արեգակնային օրվա 1/86400-րդ մասը, այժմ կապվում է ոչ թե երկրագնդի օրական, այլ Արեգակի շուրջը իր ուղեծիրով կատարած տարեկան շարժման հետ:

Վայրկյանը 1900 թվականի տրոպիկական տարվա (տրոպիկական տարին երկու իրար հաջորդող գարնանային օրահավասարների միջև ընկած ժամանակամիջոցն է) 1/31556925,9747-րդ մասն է: Այն ճշգրտությունը, որով կարելի է որոշել տրոպիկական տարին, երեք կարգով մեծացնում է վայրկյանի որոշման նախկին ճշգրտությունը:

Աստիճանի և կիլոգրամի սահմանումները փոփոխություն չեն կրել:

**Մի ֆանի կառնտագույն թծանցյալ միավորների սահմանումը
ՍԻ սիսեմում**

Ուժ	1 նյութոն (ն) — այն ուժն է, որը 1 կգ մասսային հաշորդում է 1 մ/վրկ ² արագացում:
Աշխատանք	1 ջոուլ (ջ) — այն աշխատանքն է, որը կատարում է 1 ն ուժը 1 մ ճանապարհի վրա, որը անցնում է մարմինը այդ ուժի ազդեցության տակ ուժի ուղղության հետ համընկնող ուղղությամբ:
Հզորություն	1 վատտ (վտ) = 1 ջ/վրկ — այն հզորությունն է, որի դիպքում 1 վրկ-ում կատարվում է 1 ջ աշխատանք:
Ծնշում	1 ե/մ ² — այն հավասարաչափ բաշխված ճնշումն է, որի դիպքում 1 մ ² մակերեսի վրա ազդում է 1 ն ուժ:
Քստություն	1 կգ/մ ³ — այն նյութի խտությունն է, որի 1 մ ³ -ում պարունակվում է 1 կգ մասսա:
Ջերմության բանակ	1 ջոուլ (ջ) — ջերմության այն քանակն է, որը համարվել է 1 ջ աշխատանքին:
Տեսակարար ջերմունակություն	1 ջ/կգ աստ — այն նյութի տեսակարար ջերմությունն է, որի 1 կգ-ը, 1 աստ տաքացնելու համար պահանջվում է 1 ջ ջերմության քանակ:
Մոլյար ջերմունակություն	1 ջ/կմոլ աստ — այն նյութի մոլյար ջերմունակությունն է, որի 1 կմոլը 1 աստ տաքացնելու համար պահանջվում է 1 ջ ջերմության քանակ: Մանրություն: 1 կմոլ-նյութի այն քանակն է, որի մասսան արտահայտված կիլոգրամներով հավասար է այդ նյութի մոլեկուլյար կշռին:
Դինամիկ մածուցիկություն	1 ն. վրկ/մ ² — այն հեղուկի մածուցիկությունն է, որի մեղքում 1 մ ² վրկ զրադիենտի դեպքում, 1 մ ² մակերեսով շերտերի միջև ազդում է 1 ն ուժ:
Ջերմահաղորդականության գործակից	1 վտ/մ. աստ = 1 ջ/մ. վրկ. աստ — այն նյութի ջերմահաղորդականության գործակիցն է, որում, կտրվածքի 1 մ ² -ով ջերմաստիճանի 1 աստ/մ զրադիենտի դեպքում, 1 վրկ-ում անցնում է 1 ջ ջերմության քանակ:
Դիֆուզիայի գործակից	1 մ ² /վրկ — այն նյութի դիֆուզիայի գործակիցն է, որում 1 մ ² մակերեսով, խտության 1 կգ/մ ³ զրադիենտի դեպքում, 1 վրկ-ում տեղափոխվում է նյութի 1 կգ մասսա:
Մակերևութային լարման գործակից	1 ջ/մ ² = 1 ե/մ — այն հեղուկի մակերևութային լարման գործակիցն է, որի մակերևութի շրջագծի 1 մ երկարության վրա ազդում է 1 ն ուժ:

Սի սիստեմում ճնշման միավորը իր փոքրությունն պատճառով պրակտիկ գործածության համար անհարմար է: Այդ պատճառով առաջարկվում է ընդունել բար միավորը, որը հավասար է 10^5 և/մ^2 : Իր արժեքով այս միավորը մոտ է 1 մթն (տես աղյուսակը): Բարը միակ արտասիստեմային միավորն է, որը առաջարկվում է օգտագործման համար:

Ա ղ յ յ ու ս ա կ 2

Սի սիստեմի միավորները այլ սիստեմների միավորների և արտասիստեմային միավորների հետ կապող վերաձևման գործակիցները

Մեծության անունը	միավորների թիվը	Գետը է բազմապատկել	որպեսզի ստացվի
Ուժ	դին	10^{-5} $1,02 \cdot 10^{-6}$	Ը կգ
	կՎ	9,80665 $9,80 \cdot 10^5$	Ը դին
	Ը	10^5 0,102	դին կգ
Աշխատանք, էներգիա, ջերմության քանակ	էրգ	10^{-7} $1,02 \cdot 10^{-8}$ $2,39 \cdot 10^{-8}$	2 կՋմ կալ
	Ջ	10^7 0,239 0,102	էրգ կալ կՋմ
	կալ	4,1868 $4,1868 \cdot 10^7$ 0,427	2 էրգ կՋմ
	կՋմ	9,80665 $9,80665 \cdot 10^7$ 2,34	2 էրգ կալ
	վտ	10^7 0,239 $1,36 \cdot 10^{-3}$	էրգ/վրկ կալ/վրկ ձ.ուժ
Հզորություն	ձ.ուժ	735,5 $7,355 \cdot 10^9$ 175,78	վտ էրգ/վրկ կալ/վրկ
	կալ/վրկ	4,1868 $4,1868 \cdot 10^7$ $5,69 \cdot 10^{-3}$	վտ էրգ/վրկ ձ.ուժ

	էրգ/վրկ	10^{-7} $1,36 \cdot 10^{-10}$ $2,39 \cdot 10^{-8}$	վտ ձ.ուժ կալ/վրկ
	ն/մ ²	10 10^{-5} $9,87 \cdot 10^{-8}$ $7,52 \cdot 10^{-3}$	դին/սմ ² բար մբն տորր
	մբն	$1,013 \cdot 10^5$ $1,013 \cdot 10^6$ 1,013 760	ն/մ ² դին/սմ ² բար տորր
	տորր(սն. ս.մմ)	$1,31 \cdot 10^{-3}$ $1,33 \cdot 10^{-3}$ $1,33 \cdot 10^2$ $1,33 \cdot 10^3$	մբն բար ն/մ ² դին/սմ ²
	բար	10^5 10^6 0,987 750,24	ն/մ ² դին/սմ ² մբն տորր
	դին/սմ ²	0,1 10^{-6} $9,87 \cdot 10^{-7}$ $7,52 \cdot 10^{-4}$	ն/մ ² բար մբն տորր
Տեսակարար ջերմունակություն	ջ/կգ. աստ կալ/գ.աստ	$2,39 \cdot 10^{-4}$ $4,1868 \cdot 10^3$	կալ/գ.աստ ջ/կգ.աստ
Մոլայր ջերմունակություն	ջ/կմոլ. աստ կալ/մոլ.աստ	$2,39 \cdot 10^{-4}$ $4,1868 \cdot 10^3$	կալ/մոլ.աստ ջ/կմոլ.աստ
Մածուցիկություն (ներքին շփման գործակից)	ն.վրկ մ ² պուլսզ (դին. վրկ, սմ ²)	10 0,1	պուլսզ (դին. վրկ, սմ ²) ն.վրկ, մ ²
Ջերմահաղորդականության գործակից	վտ/մ. աստ կալ/սմ. վրկ.աստ	$2,39 \cdot 10^{-3}$ 418,68	կալ/սմ.վրկ.աստ վտ/մ.աստ
Դիֆուզիայի գործակից	մ ² , վրկ սմ ² , վրկ	10^4 10^{-4}	սմ ² , վրկ մ ² /վրկ
Մակերևութային լարման գործակից	նմ (ջ, մ ²) դին/սմ	10^3 10^{-3}	դին/սմ(էրգ, սմ ²) ն, մ
Տեսակարար ջերմություն	ջ/կգ կալ/գ	$2,39 \cdot 10^{-4}$ 4186,8	կալ/գ ջ/կգ

Մոլեկուլյար ֆիզիկայի կարևորագույն հաստատունները, արտահայտված ՍԻ սխեմայի միավորներով, ունեն հետևյալ արժեքները.
Բոլցմանի հաստատունը՝

$$k=1,38 \cdot 10^{-23} \text{ ջ/աստ},$$

Գազային ունիվերսալ հաստատունը՝

$$R=8310 \text{ ջ/աստ. կմոլ},$$

Մասնիկների թիվը կմոլի մեջ (Ավոգադրոյի թիվը)՝

$$N_0=6,02 \cdot 10^{26} \text{ կմոլ}^{-1},$$

Իդեալական գազի կմոլի ծավալը նորմալ պայմաններում՝

$$V_0=22,42 \text{ մ}^3/\text{կմոլ},$$

Մասնիկների թիվը միավոր ծավալում նորմալ պայմաններում
(Լոշմիդտի թիվը)՝

$$n_0=2,68 \cdot 10^{25} \text{ մ}^{-3},$$

ԱՌԱՐԿԱՅԱԿԱՆ ՑԱՆԿ

- Ադիաբատ ընդարձակման աշխատանք 149
- Ադիաբատ պրոցես 144
- Ազատության աստիճանների թիվ 129
- Անիզոտրոպություն 489
- Անոմալիա չրի 386
- Առաձգական հետազդեցություն 516
- Առաձգականության սահման 517
- Ավոգադրոյի թիվը 30, 580
- Ավոգադրոյի օրենքը 34
- Արատներ բյուրեղներում 502
- Ատոմ 8
- Ատոմի կառուցվածքը 9
- Բախումների միջին թիվը միավոր ժամանակում 166
- Բարոմետրական բանաձև 49
- Բացասական չեռմասստիճաններ 368
- Բացարձակ ջրո 27
- Բացարձակ չեռմասստիճան 27
- Բյուրեղ 488
- Բյուրեղային ցանց 491
- Բյուրեղացում 530
- Բնութագրող չեռմասստիճան 559
- Բշտիկային կամերա 438
- Բուցմանի հաստատուն 26
- Բուցմանի օրենք 56
- Բոյլ-Մարիոտի օրենք 31
- Բրոունյան շարժում 41
- Գազային չեռմաչափ 106
- Գազային օրենքներ 31
- Գազեր իզեալական 16
- Գազեր իրական 256
- Գազերի հեղուկացում 450
- Գալի ընդարձակման աշխատանք 119
- Գեյ-Լյուսակի օրենք 34
- Գերհոռունություն 475
- Գերտաքացած հեղուկ 436
- Գուրդիացման թաքնված չեռմություն 420
- Գրադիենտ արագության 212
- Գրադիենտ կոնցենտրացիայի 180
- Գրադիենտ չեռմաստիճանի 289
- Գրամ-մոլեկուլ 29
- Դալտոնի օրենք 35
- Դետանդեր 459
- Դեֆորմացիաներ առաձգական 505
- Դեֆորմացիաներ պլաստիկ 517
- Դիագրամներ հալուսության 544
- Դիագրամներ վիճակի 268, 544
- Դիսլոկացիաներ 504, 524
- Դիֆուզիա ոչ ստացիոնար 181
- Դիֆուզիա ստացիոնար 185
- Դիֆուզիայի գործակից 180, 185
- Դյուլոնդի և Պտիի օրենք 555
- Դրոսիում 451
- Եռակի կետ 534
- Երկարություն աղատ վազքի 166
- Էլեմենտների մենգեյենկյան աղյուսակ 11
- Էներգիա աղատ 326
- Էներգիա կապված 353
- Էներգիայի պահպանման օրենք 118
- Էնտալպիա 142
- Էնտրոպիա 329
- Էվտեկտիկա 545
- Էֆֆեկտիվ լայնական կտրվածք 170
- Էֆուզիա 229
- Քերմոդինամիկական հավասարակշռություն 297
- Քերմոդինամիկայի առաջին սկզբունք 119
- Քերմոդինամիկայի երկրորդ սկզբունք 343
- Քերմոդինամիկա 193
- Քրջում 403
- Փամանակի հաստատուն 184, 203

Իզոթերմ ընդարձակման աշխատանք 144
 Իզոթերմ պրոցես 144
 Իզոթերմներ 31, 277
 Իզոտապներ 13
 Իզոտոպների բաժանումը 236
 Լամինար հոսանք 218
 Լամինարի փորձը 94
 Լոշմիդտի թիվ 35, 580
 Լուծույթներ 439
 Լուծույթներ իդեալական 442
 Լուծույթների կոնցենտրացիան 439
 Կալորիա 117, 155
 Կալորիմետրիա 155
 Կլապեյրոն-Կլաուզիուսի հավասարում
 427, 532
 Կլապեյրոնի հավասարում 31
 Կոնգենսացիա գոլորշիների 259
 Կոնգենսացման (խտացման) թաքնված
 ջերմություն 421
 Կրիտիկական պարամետրեր 265
 Կրիտիկական ջերմաստիճան 258, 263
 Կրիտիկական վիճակ 265, 282
 Հագեցած գոլորշի 261
 Հագեցած գոլորշու առաձգականություն
 261, 420
 Հալում 530
 Հալման թաքնված ջերմություն 531
 Հակադարձելի պրոցեսներ 299
 Համապատասխան վիճակների օրենք 290
 Հավանականությունը 84
 Հավանականությունը և էնտրոպիան 354
 Հավանականությունը և էֆեկտիվ կտր-
 վածքները 171
 Հավանականությունը և միջին արժեքնե-
 րը 91
 Հավանականությունը և ոչ հակադարձե-
 լիությունը 304
 Հավասարաչափ բաշխման օրենք 132
 Հարստացման գործակից 196, 233
 Հելիում հեղուկ 474
 Հելիում պինդ 539
 Հեղուկային ջերմաչափեր 107
 Հեղուկների գոլորշիացում 419
 Հեղուկների հոսքը 419
 Հենրիի օրենք 444
 Հոսունության սահման 518
 Հուկի օրենք 506
 Ճնշման միավորներ 23, 577, 579

Ճնշում գազի 18
 Մագնիսական եղանակ սառեցման 469
 Մազական ալիքներ 414
 Մազական երևույթներ 409
 Մածուցիկության գործակից 213
 Մածուցիկություն կինեմատիկական 221
 Մակերևութային լարում 391
 Մանոմետր Բուրգոնի 99
 Մանոմետր ջերմոչեցկտրական 253
 Մանոմետր իոնացման 252
 Մանոմետր Մակ-Լեոգի 250
 Մաքսվելի բաշխման օրենք
 Մաքսվելի «Դեք» 363
 Մետաղների զոնայ մաքրում 548
 Միլլերի ինդեքսներ 501
 Մոդուլ համակոդմանի ձգման 510
 Մոդուլ համակոդմանի սեղմման 510
 Մոդուլ համակոդմանի սահքի 511
 Մուլտություն 440
 Մոլեկուլյար հոսանք 226
 Մոլեկուլների արագությունները 37
 Մոլեկուլների բախումները 164
 Մոլեկուլների ցրում 174
 Մուլյար կոնցենտրացիա 440
 Ներնստի ջերմային թեորեմը 368
 Ներքին էներգիա 114
 Շարլի օրենք 33
 Շտերնի փորձը 38
 Ոչ հակադարձելի պրոցեսներ 299
 Պերենի փորձերը 53
 Պլանկի հաստատուն 556
 Պլառոյի փորձը 397
 Պլեզոմետրիա 378
 Պոմպ վակուումային 246
 Պոմպ ֆորվակուումային 244
 Պուասոնի հավասարումը 146
 Զերմահաղորդականության գործակից 199
 Զերմահաղորդականություն գազերի 198
 Զերմահաղորդականություն հեղուկների
 388
 Զերմահաղորդականություն ոչ ստացիո-
 նար 200
 Զերմահաղորդականություն պինդ մար-
 միների 566
 Զերմահաղորդականություն ստացիոնար
 204
 Զերմային տրանսպիրացիա 240
 Զերմաստիճան 25

Զերմաստիճանն հոման 435
 Զերմաստիճանն հայման 531
 Զերմաստիճանահաղորդման գործակից 206
 Զերմաստիճանային սանդղակ 102, 364
 Զերմաստիճանների թերմոդինամիկական սանդղակ 364
 Զերմաստիճանների Կելվինի սանդղակ 104
 Զերմաստիճանների միջազգային սանդղակ 105
 Զերմության մեխանիկական համարժեք 117
 Զերմության քանակություն 116
 Զերմունակություն զաղերի 124
 Զերմունակություն հեղուկների 387
 Զերմունակություն պինդ մարմինների 554
 Զոոլ-Քոմսոնի էֆեկտ 451
 Ռաուլի օրենք 443
 Ռենյուլի թիվ 219
 Ռենյուլի եղանակ 158
 Ռեոմյուրի սանդղակ 26
 Սահբի դեֆորմացիա 511
 Սառեցման գործակից 459
 Սառեցնող մեքենա 321, 459

Սեղմելիություն ադիաբատ 153
 Սեղմելիություն զաղերի 31
 Սեղմելիություն հեղուկների 376
 Սեղմելիություն պինդ մարմինների 510
 Ստատիստիկական մեծություններ 23
 Սուբլիմացիա 534
 Վակուում 223
 Վան-դեր-Վաալսի հավասարումը 271
 Վան-դեր-Վաալսի իզոթերմերը 277
 Վանտ-Հոֆի օրենք 447
 Վերածված (բերված) ծավալ 183
 Վերածված պարամետրեր 291
 Վիլսոնի կամերա 432
 Վիճակի պարամետրեր 28
 Վիրիալ գործակիցներ 472
 Վիսկոզիմետրիա 218
 Ճելսիոսի սանդղակ 26
 Փոխազարձ դիֆուզիայի գործակից 189
 Փուլ 265
 Փուլային անցում 265
 Օսմոս 446
 Օսմոտիկ ճնշում 446
 Ֆարենհայտի սանդղակ 26
 Ֆիկի օրենք 179
 Ֆունկցիոններ 567
 Ֆուրյեի օրենք 199

Յ Ա Ն Կ

Նախարան
Ներածությունը

3
5

ԳԼՈՒԽ ԱՌԱՋԻՆ

Իդեալական գազի կիներտիկ տեսությունը

§ 1. Գազի ճնշումը	18
§ 2. Գազի ճնշման հաշվումը	19
§ 3. Իդեալական գազի վիճակի հավասարումը	28
§ 4. Իդեալական գազերի օրենքները	31
§ 5. Գազային մոլեկուլների արագությունները	37
§ 6. Բրոունյան շարժում	41
§ 7. Բարոմետրական բանաձև	49
§ 8. Բուլցմանի օրենքը	56
§ 9. Մոլեկուլների բաշխումը ըստ արագությունների	57
§ 10. Մոլեկուլների միջին թվաքանակային, միջին քառակուսային և ամենահավանական արագությունները	78
§ 11. Մոլեկուլների ըստ արագությունների բաշխման օրենքը և մոլորակների մթնոլորտները	82
§ 12. Գազափար հավանականության մասին	84
§ 13. Բաշխման օրենքի փորձնական ստուգումը	93
§ 14. Վիճակի պարամետրերի մեծությունների չափումը	95
§ 15. Ջերմաստիճանի չափումը	100

ԳԼՈՒԽ ԵՐԿՐՈՐԴ

Ջերմության կիներտիկ տեսությունը, բերմողինամիկայի առաջին սկզբունքը

§ 1. Իդեալական գազի ներքին էներգիան	114
§ 2. Ջերմության քանակ	116
§ 3. Ջերմության մեխանիկական համարժեքը	117
§ 4. Թերմոդինամիկայի առաջին սկզբունքը	118
§ 5. Իդեալական գազերի ջերմունակությունը	124
§ 6. Գազերի ջերմունակությունը և մոլեկուլի ազատության աստիճանների թիվը	129

§ 7. Երկատոմանի և բազմատոմանի գազերի շերտունակությունը	130
§ 8. Գազի ծավալի փոփոխությունը	143
§ 9. Զերմության քանակի և շերտունակության չափումը	155

ԳԼՈՒԽ ԵՐՐՈՐԴ

Մոլեկուլների բախումներ և փոխանցման երևույթները

§ 1. Մոլեկուլյար շարժումները և փոխանցման երևույթները	161
§ 2. Բախումների միջին թիվը միավոր ժամանակում և մոլեկուլների ազատ վազքի միջին երկարությունը	166
§ 3. Մասնիկի էֆեկտիվ լայնական կտրվածքը և հավանականությունը	171
§ 4. Մոլեկուլյար փնջի ցրումը գազում	174
§ 5. Ազատ վազքի երկարության փորձնական որոշումը	176
§ 6. Դիֆուզիան գազերում	178
§ 7. Գազերի շերմահաղորդությունը	198
§ 8. Գազերի մածուցիկությունը (ներքին շփում)	211
§ 9. Առնչություններ փոխանցման գործակիցների միջև	221

ԳԼՈՒԽ ՋՈՐՐՈՐԴ

Ֆիզիկական երևույթներ նոսրացված գազերում (վակուում)

§ 1. Զերմափոխանցումը գազերում փոքր ճնշումների դեպքում	224
§ 2. Գազերի հոսանքը փոքր ճնշումների դեպքում (մոլեկուլյար հոսանք)	226
§ 3. Գազի մոլեկուլյար հոսանքը զլանային խողովակներում	229
§ 4. Գազերի խառնուրդի հոսանքը, Գազային խառնուրդների բաժանումը	232
§ 5. Գազերի դիֆուզիան վակուումում	238
§ 6. Ընշումների տարբերությունը զազի տարբեր չափով տաքացված մասերի միջև (շերմային տրանսպիրացիա)	240
§ 7. Վակուումային տեխնիկայի տարրերը	248

ԳԼՈՒԽ ՀԻԵԳԵՐՈՐԴ

Ոչ իզոբարական (իսոկան) գազեր: Վաճ-գեր-Վաալսի նալաասարումը

§ 1. Գազերի հատկությունների շեղումները իզոբարականությունից	257
§ 2. Գազերի հեղուկացումը (կոնդենսացիա)	259
§ 3. Փուլային անցում	265
§ 4. Փուլային դիագրամներ	268
§ 5. Կրիտիկական պարամետրերի որոշման եղանակները	269
§ 6. Վան-գեր-Վաալսի հավասարումը	271
§ 7. Վան-գեր-Վաալսի իզոթերմերը	277
§ 8. Կրիտիկական շերմաստիճան և կրիտիկական վիճակ	282
§ 9. Վան-գեր-Վաալսի հավասարման հաստատունների փորձնական որոշումը	287
§ 10. Վան-գեր-Վաալսի հավասարման համեմատումը փորձի տվյալների հետ	288
§ 11. Վան-գեր-Վաալսի վերածված տեսքի հավասարումը, Համապատասխան վիճակների օրենքը	290
§ 12. Փոխազդեցության միջմոլեկուլային ուժերը	292

ԳԼՈՒԽ ՎԵՑՆՐՈՐԴ

ԹԵՐՄՈԳԻՆԱՄԻԿԱՅԻ ՄԱՐԴԵՐ

§ 1. Հավասարակշռված վիճակներ	296
§ 2. Հակադարձելի և ոչ հակադարձելի պրոցեսներ	299
§ 3. Կվադրատտիկ պրոցեսներ	302
§ 4. Հակադարձելիությունը և հավանականությունը	304
§ 5. Մեխանիկական և ջերմային էներգիաների փոխակերպումը	308
§ 6. Թերմոդինամիկայի առաջին սկզբունքը	309
§ 7. Կարնոյի ցիկլը	312
§ 8. Աղատ էներգիա	326
§ 9. Էնտրոպիա	329
§ 10. Էնտրոպիայի աճման օրենքը, Թերմոդինամիկայի՝ երկրորդ սկզբունքը	343
§ 11. Թերմոդինամիկայի երկրորդ սկզբունքը, Ջերմության փոխակերպումը աշխատանքի	347
§ 12. Էնտրոպիայի ֆիզիկական իմաստը, էնտրոպիան և հավանականություն	354
§ 13. Էնտրոպիան և անկարգավորվածություն	360
§ 14. Մաքսվելի «Գևը»	363
§ 15. Ջերմաստիճանների թերմոդինամիկական սանդղակ	364
§ 16. Թերմոդինամիկայի երրորդ սկզբունքը	367
§ 17. Բացասական ջերմաստիճաններ	368

ԳԼՈՒԽ ՅՈՒԹԵՐՈՐԴ

Հեղուկների ճատկությունները

§ 1. Հեղուկների ծավալային հատկությունները	376
§ 2. Նրևույթների հեղուկի և այլ մարմինների սահմանում	391
§ 3. Մակերևութային լարման գործակցի շափման մի քանի եղանակներ	414
§ 4. Հեղուկների գոլորշիացումը և եռումը	419
§ 5. Հեղուկ լուծույթներ	439

ԳԼՈՒԽ ՈՒԹԵՐՈՐԴ

Ցածր ջերմաստիճաններ

§ 1. Գազերի հեղուկացում	450
§ 2. Զուլ-Թոմսոնի էֆեկտը	451
§ 3. Գազի ադիաբատ ընդարձակումը արտաքին աշխատանք կատարելով	457
§ 4. Գազերի հեղուկացումը Զուլ-Թոմսոնի էֆեկտի օգտագործումով (Լինդեի եղանակ)	461
§ 5. Գազերի հեղուկացումը գետնագերաներում ադիաբատ ընդարձակման եղանակով (Գլադի եղանակ)	464
§ 6. Հեղուկացած գազերի մի քանի հատկություններ	466
§ 7. Գերցածր ջերմաստիճաններ	468
§ 8. Նյութի հատկությունները ցածր ջերմաստիճաններում	470
§ 9. Հեղուկ հելիում	474

ՔՆՈՒՆ ԻՆՆԵՐՈՐԴ

Պիճդ մարմին

§ 1.	Քյուրեղների մի թանի հատկություններ	406
§ 2.	Պիճդ մարմինների մեխանիկական հատկություններ	506
§ 3.	Պլաստիկ գեֆորմացիայի մեխանիզմը	510
§ 4.	Անցումը պիճդ վիճակի .	530
§ 5.	Պիճդ մարմինների ջերմային հատկություններ	553
§ 6.	Դիֆուզիան պիճդ մարմիններում	571
	Հավելված	576
	Առարկայական ցանկ	581
	Գլխացանկ .	584

**Իսահակ Կոնստանդինովիչ Կիկոին
Աբրահամ Կոնստանդինովիչ Կիկոին**

ՄՈԼԵԿՈՒԼՅԱՐ ՖԻԶԻԿԱ

Թարգմանիչներ՝ Վ. Վ. Վարդանյան (1—5 գլուխներ)

Շ. Գ. Վրբանեսյան (6—9 գլուխներ)

Թարգմ. խմբագիր՝ Ս. Հ. Բալյան

Հրատ. խմբագիր՝ Ռ. Հ. Բաբանյան

Ֆեզ. խմբագիր՝ Բ. Վ. Մազմանյան

Տեխն. խմբագիր՝ Ռ. Ե. Լևիթյան

Վերստուգող սրբագրիչ՝ ՈՒ. Ի. Մարգարյան

Պատվեր 799

Տպաքանակ 7000

**Հանձնված է արտագրության 29. III 1968 թ. ստորագրված է տպագրության
24 XII 1968 թ. Թուղթ № 2 60X90¹/₁₀ Տպադր. 36,75 մամ., հրատ. 32,1 մամուլ,
Գինը՝ 1 ռուբ.:**

**ՀՍՍՀ Մինիստրների սովետի մամուլի պետական կոմիտեի
պոլիգրաֆարդյունաբերության գլխավոր վարչության Հակոբ
Մեղապարտի անվան պոլիգրաֆկոմբինատ, Երևան, Տեղյան 91:**

ԿԱՏԱՎԱՍ ԿԱՐԵՎՈՐ ՎՐԻՊԱԿՆԵՐ

Էջ	Տող	Տպագրված է	Պետք է լինի
250	13 Ն.	Կ₁ H	Կ₁
304	1 վ.	Հակադարձեցիությունը	առհակադարձեցիությունը
575	3 վ.	միավորները սխառեմում	միավորները Սի սխառեմում