

ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆ

ՖԵՐԴԻՆԱՆՏ ԳԱՍՊԱՐՅԱՆ

ՊԻՆԴՄԱՐՄՆԱՅԻՆ
ԷԼԵԿՏՐՈՆԻԿԱ

ՈՒՍՈՒՄՆԱԿԱՆ ՁԵՌՆԱՐԿ

ԵՐԵՎԱՆ
ԵՊՀ ՀՐԱՏԱՐԱԿԶՈՒԹՅՈՒՆ
2021

ՀՏԴ 621.382(07)

ԳՄԴ 32.85Գ7

Գ 316

*Հրատարակության է երաշխավորել ԵՊՀ ռադիոֆիզիկայի
ֆակուլտետի խորհուրդը:*

Գրախոսներ՝ ֆ.մ.գ.դ., պրոֆեսոր Խ. Ներկարարյան
ֆ.մ.գ.դ., պրոֆեսոր Կ. Ղամբարյան

Գասպարյան Ֆ. Վ.

Գ 316 Պինդմարմնային էլեկտրոնիկա / Ֆ. Վ. Գասպարյան: ԵՊՀ
հրատ., Եր., 2021, 220 էջ:

Դասընթացն ընդգրկում է կիսահաղորդիչների ֆիզիկայի, պինդ-մարմնային էլեկտրոնիկայի գրեթե բոլոր բաժինները. բյուրեղների սի-մետրիան և կառուցվածքը, պինդ մարմնի գոտիական տեսության հիմունքները, լիցքակիրների վիճակագրությունը կիսահաղորդիչներում, Բոլցմանի կինետիկական հավասարումը, գալվանական, մագնիսական և ջերմա-էլեկտրական երևույթները, անհավասարակշիռ լիցքակիրների գեներացիան և ռեկոմբինացիան, դիֆուզիան և դրեյֆը, կիսահաղորդիչների օպտիկական և ֆոտոէլեկտրական հատկությունները, կոնտակտային երևույթները, դիոդների ու տրանզիստորների տարատեսակներն ու դրանց աշխատանքի սկզբունքը:

Նախատեսված է ԵՊՀ և ՀԱՊՀ ուսանողների ու ասպիրանտների համար, որոնք մասնագիտանում են պինդմարմնային էլեկտրոնիկայի, կիսահաղորդիչների ֆիզիկայի, ռադիոֆիզիկայի, ռադիոէլեկտրոնիկայի և հարա-կից այլ մասնագիտությունների գծով:

ՀՏԴ 621.382(07)

ԳՄԴ 32.85Գ7

ISBN 978-5-8084-2517-0

© ԵՊՀ հրատ., 2021 թ.

© Գասպարյան Ֆ. Վ., 2021 թ.

ԱՌԱՋԱԲԱՆ

Գրքում քննարկվում են բյուրեղների սիմետրիայի, անիզոտրոպիայի, կառուցվածքի և կառուցվածքային արատների հետ կապված հարցերը, պինդ մարմնի գոտիական տեսության տարրերը, կիսահաղորդիչներում էլեկտրոնների և խոռոչների վիճակագրության հետ կապված խնդիրները, Բուլցմանի կինետիկական հավասարումը, կինետիկական երևույթները կիսահաղորդիչներում (կիսահաղորդիչների տեսակարար էլեկտրահաղորդականություն, գալվանամագնիսական էֆեկտ, ջերմաէլեկտրական երևույթներ), կիսահաղորդիչների օպտիկական և ֆոտոէլեկտրական հատկությունները: Քննարկվում են անհավասարակշիռ լիցքակիրների գեներացիան և ռեկոմբինացիան, դիֆուզիան ու դրեյֆը կիսահաղորդիչներում: Մանրամասն ներկայացված են մետաղ-կիսահաղորդիչ, էլեկտրոնային և խոռոչային կիսահաղորդիչների կոնտակտի հատկությունները, ուղղման դիոդային և դիֆուզիոն տեսությունները, կիսահաղորդչային լազերների, թունելային և երկար դիոդների, ֆոտոդիոդների, ֆոտոէլեմենտների, երկբևեռ և դաշտային տրանզիստորների աշխատանքի սկզբունքները:

Գիրքը նախատեսված է ԵՊՀ ռադիոֆիզիկայի և ֆիզիկայի ֆակուլտետների, ՀԱՊՀ կիբեռնետիկայի, կոմպյուտերային համակարգերի և ինֆորմատիկայի, ռադիոտեխնիկայի և կապի համակարգերի դեպարտամենտների, «Մինոփսիս»-ի ուսումնական դեպարտամենտի, ինչպես նաև այն բուհերի ուսանողների և ասպիրանտների համար, որոնք մասնագիտանում են պինդմարմնային էլեկտրոնիկայի, կիսահաղորդիչների և կիսահաղորդչային սարքերի ֆիզիկայի և միկրոէլեկտրոնիկայի մասնագիտություններով:

ԳԼՈՒԽ 1
ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐԻ ՍԻՄԵՏՐԻԱՆ ԵՎ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔԸ

1.1. Բյուրեղների անիզոտրոպիան և սիմետրիան

Բնական բյուրեղական բազմանիստերի արտաքին տեսքի սիմետրիան և ճշգրտությունը բյուրեղների տարբերակիչ, բայց ոչ պարտադիր առանձնահատկությունն են: Բնական և արհեստականորեն աճեցված բյուրեղներից կտրվում են թիթեղներ, պրիզմաներ, ձողեր, որոնցում արդեն բացակայում են բյուրեղի արտաքին բազմանիստ տեսքի նույնիսկ հետքերն անգամ, սակայն պահպանվում են բյուրեղական նյութի կառուցվածքի սիմետրիան և հատկությունները: Եթե տեղադրենք բյուրեղի փոքրիկ կտոր կամ թիթեղ նույն այդ նյութի հալույթի կամ լուծույթի մեջ և պայմաններ ստեղծենք բյուրեղի ազատ աճի համար, ապա կրկին կաճի ճշգրիտ և սիմետրիկ բազմանիստի տեսքով բյուրեղ: Դա տեղի է ունենում այն պատճառով, որ բյուրեղի աճի արագությունը տարբեր ուղղություններով տարբեր է: Սա բյուրեղի հատկությունների անիզոտրոպիայի միայն մեկ օրինակ է: Բյուրեղների գրեթե բոլոր ֆիզիկական հատկությունները տարբեր ուղղություններով տարբեր են, այսինքն՝ **անիզոտրոպ** են:

Ֆիզիկական հատկությունների անիզոտրոպիան և սիմետրիան բյուրեղների բնորոշ առանձնահատկությունն են՝ պայմանավորված դրանց ներքին կառուցվածքի օրինաչափությամբ և սիմետրիայով: Բյուրեղական բազմանիստում մասնիկները դասավորված են օրինաչափ, սիմետրիկ և պարբերական: Բյուրեղ կազմող մասնիկները՝ ատոմները, իոնները և մոլեկուլները առաջացնում են ճշգրիտ և սիմետրիկ շարքեր ու ցանցեր: Դրանք բնական դիֆրակցիոն եռաչափ ցանցեր են՝ ռենտգենյան ճառագայթների համար: Բյուրեղի կառուցվածքը հետազոտվում է ռենտգենյան ճառագայթների, էլեկտրոնների դիֆրակցիայով, էլեկտրոնային միկրոսկոպով և այլ մեթոդներով:

Առանձին, ամբողջական բյուրեղներն առաջացնում են **միաբյուրեղներ**, գոյություն ունեն նաև **բազմաբյուրեղներ**՝ բազմաթիվ միաբյուրեղների միացություններ, երբեմն այնքան փոքր միաբյուրեղների հատիկների տեսքով, որ դրանցում արդեն հնարավոր չէ տարբերակել բյուրեղին բնորոշ առանձնահատկությունները:

Յուրաքանչյուր բյուրեղական նյութին հատուկ են մասնիկների դասավորության որոշակի կարգ և սիմետրիա, որոշակի հեռավորու-

թյուններ մասնիկների միջև: Մասնիկների դասավորությունը դառնում է օրինաչափ և կարգավորված, երբ նյութը ամորֆ վիճակից (զազ, հեղուկ, ապակենման վիճակ) անցնում է բյուրեղականի, ինչը համապատասխանում է տվյալ պայմաններում ազատ էներգիայի փոքրագույն արժեքի: Բյուրեղի ֆիզիկական հատկությունները բնութագրվում և որոշվում են հենց մասնիկների տեղաբաշխման օրինաչափությամբ, դրանց բնույթով, էներգետիկ սպեկտրով, դրանց միջև գործող կապի ուժերով: Բյուրեղի կառուցվածքի օրինաչափությունն ու սիմետրիան բազմաթիվ ուժերի կամ պրոցեսների դինամիկ հավասարակշռության արդյունք է: Արտաքին ազդեցությունները, ինչպիսիք են էլեկտրական կամ մագնիսական դաշտերը, մեխանիկական լարումը, բյուրեղում այլաձին ատոմների ավելացումը, կարող են խախտել այդ դինամիկ հավասարակշռությունը և համապատասխանաբար փոխել բյուրեղի հատկությունները: Վերջինս լայն հնարավորություններ է բացում բյուրեղի հատկությունները կառավարելու գործում:

Կառուցվածքի օրինաչափության և սիմետրիայի հետևանքով բյուրեղները համասեռ են և անիզոտրոպ: Բյուրեղը կոչվում է **համասեռ**, եթե նրա ներսում վերցրած ցանկացած կետի համար կգտնվի ևս մի այնպիսին, որ այդ երկու կետերում էլ բյուրեղի հատկությունները ամբողջովին նույնը կլինեն, ընդ որում, երկրորդ կետը առաջինից կգտնվի որոշակի և վերջավոր հեռավորության վրա: Այդպիսի «նույնական» կամ համարժեք կետերը պարբերաբար կրկնվում են տարածության մեջ առաջացնելով անվերջ շարքեր, երկչափ կամ եռաչափ ցանցեր:

Բյուրեղների բազմաթիվ հատկությունների նկարագրման համար բավական է սահմանափակվել այնպիսի ծավալների դիտարկմամբ, որոնք զգալի մեծ են մասնիկի ծավալից և էապես փոքր ողջ բյուրեղի ծավալից: Այսպիսի պատկերացումը թույլ է տալիս բյուրեղները դիտարկել որպես **հոծ և համասեռ միջավայր**:

Բյուրեղի կառուցվածքում տարբեր ուղղություններով մասնիկների միջև հեռավորությունների ու գործող ուժերի տարբերության հետևանքով բյուրեղի հատկությունների մեծ մասը անիզոտրոպ է: Անիզոտրոպ է նաև բյուրեղի աճի արագությունը: Եթե այն իզոտրոպ լիներ, ապա բյուրեղը կաճեր գնդի տեսքով: Հենց այն պատճառով, որ բյուրեղի աճի արագությունները տարբեր են, տարբեր ուղղություն-

ներով բյուրեղն աճում է ճշգրիտ բազմանիստի տեսքով: Աճի արագության անիզոտրոպությունը որոշվում է բյուրեղի կառուցվածքով:

Այսպիսով, բյուրեղական վիճակի բնորոշիչներն են **կառուցվածքի սիմետրիան, պարբերականությունը և օրինաչափությունը:**

1.2. Կապերի տեսակները բյուրեղական կառուցվածքներում

Բյուրեղի կառուցվածքում մասնիկների միջև կապերը բաժանվում են չորս սահմանային տեսակների. մետաղական, վան-դեր վաալսյան, իոնային, կովալենտ (գույգ էլեկտրոնային): Կապի յուրաքանչյուր տեսակ որոշակի պայմաններ է առաջադրում կառուցվածքի երկրաչափությանը, բյուրեղի ֆիզիկական և քիմիական հատկություններին: Բյուրեղներում մեծամասամբ գործում են կապերի մի քանի տեսակներ, ինչը պայմանականորեն բնութագրվում է խառը կապերով:

1.2.1. Մետաղական կապ: Այն իրագործվում է (օրինակ՝ պղնձում) ազատ էլեկտրոնների և դրական լիցքավորված ատոմական միջուկների փոխազդեցությամբ: Մետաղական բյուրեղը կարելի է պատկերացնել որպես դրական լիցքավորված ատոմական միջուկների ցանց մտցրած բացասական լիցքավորված ազատ էլեկտրոններից կազմված «գազի» մեջ: Յուրաքանչյուր ատոմից կարող է պոկվել մի քանի էլեկտրոն և դրանք բոլորը ընդհանրացվում են: Այս կապին բնորոշ են մասնիկների խիտ ծրարում, էլեկտրահաղորդականության և ջերմահաղորդականության բարձր արժեքներ (պայմանավորված ազատ էլեկտրոններով), արգելված էներգետիկ գոտու փոքր լայնություն, սեղմման և ջերմային ընդարձակման ցածր գործակիցներ: Մետաղների էլեկտրադիմադրությունը աճում է ջերմաստիճանի աճից, քանի որ ուժեղանում է էլեկտրոնների շարժման քառասյությունը և փոքրանում դրանց արագության վեկտորի պրոյեկցիան շարժման ուղղությամբ: Մետաղներն անթափանց են էլեկտրամագնիսական ալիքների նկատմամբ՝ սկսած ամենացածր հաճախություններից մինչև հեռու ուլտրամանուշակագույն տիրույթ և աչքի են ընկնում անդրադարձման բարձր կարողությամբ:

1.2.2. Վան-դեր վաալսյան կապ: Այս կապը (օրինակ՝ արգոնում) բնորոշ է մոլեկուլյար բյուրեղներին: Մրանք «փլվող» կառուցվածք-

ներ են հալման ցածր ջերմաստիճանով, հալման և գոլորշացման ցածր ջերմությամբ, բարձր սեղմելիությամբ: Մոլեկուլյար բյուրեղները դիէլեկտրիկներ են, սովորաբար թափանցիկ են էլեկտրամագնիսական ալիքների նկատմամբ՝ մինչև հեռու ուլտրամանուշակագույն տիրույթ: Մոլեկուլյար բյուրեղներից են՝ ազնիվ գազերը պինդ վիճակում, հազեցված մոլեկուլներով այնպիսի բյուրեղները, ինչպիսիք են O_2 -ը, H_2 -ը, HCl -ը, CH_4 -ը և օրգանական բյուրեղները:

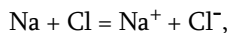
1.2.3. Իոնական կապ: Սա իրագործվում է (օրինակ՝ $NaCl$ -ում) դրական և բացասական իոնների (որոնք առաջանում են ատոմի էլեկտրոնի պակասի կամ ավելցուկի դեպքում) միջև գործող էլեկտրաստատիկ փոխազդեցության ուժերով: Կապը թույլ ուղղորդված է, թեկուզև ուղղվածությունն ավելի զգալի է, քան մետաղներում: Կապին բնորոշ է խիտ ծրարումը: Իոնային բյուրեղներին են վերաբերում դիէլեկտրիկների մեծ մասը: Իոնային բյուրեղների էլեկտրահաղորդականությունը 300 Կ ջերմաստիճանում 20 կարգով փոքր է համեմատած մետաղների էլեկտրահաղորդականության հետ: Ջերմաստիճանի աճից էլեկտրահաղորդականությունը աճում է: Ի տարբերություն մետաղների, իոնային բյուրեղների էլեկտրահաղորդականությունը հիմնականում իրականացվում է իոնների շարժմամբ, ինչը կապված է զանգվածի տեղափոխման հետ: Հիշենք, որ մետաղում հաղորդականությունը միջանցիկ է և զանգվածի տեղափոխումը բացակայում է: Իոնային բյուրեղները թափանցիկ են էլեկտրամագնիսական ալիքների նկատմամբ հաճախությունների լայն միջակայքում:

1.2.4. Կովալենտ կապ: Այս կապը (օրինակ՝ ալմաստում) իրականացվում է գույզավորված (ընդհանրացված) էլեկտրոնների միջոցով. արտաքին երկու հակազուգահեռ սպինով էլեկտրոնները միաժամանակ պատկանում են երկու ատոմների: Կապը խիստ ուղղորդված է: կովալենտ բյուրեղներին բնորոշ է խիտ ծրարման բացակայություն, արգելված գոտու էներգիայի ջերմաստիճանային ուժեղ կախվածություն, խառնուրդների և ջերմաստիճանի էական ազդեցություն հաղորդականության վրա, կարծրության, հալման ջերմաստիճանի բարձր արժեքներ: Կովալենտ կապը կիսահաղորդչային բյուրեղների հայտանիշ է: Այս բյուրեղների էլեկտրահաղորդականությունը փոփոխվում է շատ լայն սահմաններում. լավ մեկուսիչ-

ներից մինչև լավ մետաղներ: Կովալենտ բոլոր բյուրեղներում տեղի ունի «8-N» կանոնը. յուրաքանչյուր ատոմ կապված է մոտակա 8-N հարևանների հետ, որտեղ N-ը այն խմբի կարգաթիվն է պարբերական աղյուսակում, որին պատկանում է տվյալ ատոմը: Այսպես, օրինակ՝ ածխածինը, սիլիցիումը, գերմանիումը և գորշ անագը, որոնք պատկանում են պարբերական համակարգի չորրորդ խմբին, առաջացնում են ավաստի տեսակի կովալենտ բյուրեղներ. յուրաքանչյուր ատոմ հարևան ատոմների հետ կապված է չորս (8-4) կապերով: Նույնպիսի տեղայնացված գույզ կապեր կան նաև SiC-ում՝ սիլիցիումի և ածխածնի ատոմների միջև:

Որքան ներքև է գտնվում չորրորդ խմբի ատոմը պարբերական աղյուսակում, այնքան նրանում ավելի վառ է սկսում արտահայտվել մետաղական կապը: Օրինակ՝ անագը ունի նաև մեկ այլ, շատ ավելի տարածված մոդիֆիկացիա՝ մետաղական սպիտակ անագը, իսկ նույն չորրորդ խմբում դրանից հետո եկող կապարը տիպիկ մետաղ է: Երրորդ խմբի էլեմենտները (B, Al, Ga) կովալենտ կապերով միանում են հինգերորդ խմբի էլեմենտների (N, P, As) հետ՝ առաջացնելով A_3B_5 տեսակի կիսահաղորդչային միացություններ (օրինակ՝ GaAs): Երկրորդ խմբի էլեմենտները (Zn, Cd) միանում են վեցերորդ խմբի էլեմենտների հետ (S, Se, Te)՝ առաջացնելով A_2B_6 տեսակի միցություններ (օրինակ CdSe): Բոլոր այս միացություններում կապն արդեն մաքուր կովալենտ չէ, կա նաև իոնական կապի բաղադրիչ:

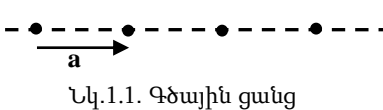
Իոնական կապի առաջացումը պայմանավորված է նրանով, որ ատոմը ձգտում է էլեկտրոնների լրիվ քանակով կայուն արտաքին թաղանթ ձևավորել: Օրինակ՝ Na-ի ատոմը (11-րդ էլեմենտ) ունի երկու լցված թաղանթներ էլեկտրոնների 2+8 թվով և մեկ էլեկտրոն արտաքին թաղանթում, որին նա ձգտում է տալ, իսկ Cl-ը ունի 7 էլեկտրոն արտաքին թաղանթում և նրան չի բավականացնում մեկ էլեկտրոն, որպեսզի ձեռք բերի արգոնի նման կոնֆիգուրացիա: Այդ պատճառով իոնական բյուրեղում միավորում է տեղի ունենում



և առաջանում է NaCl-ի իոնային բյուրեղը: Ատոմի կողմից արտաքին էլեկտրոնը տալու կարողությունը բնութագրվում է իոնիզացիայի *I* պոտենցիալով, այսինքն՝ այնպիսի էներգիայով, որը պետք է հաղորդել ատոմին արտաքին էլեկտրոնը պոկելու համար: Էլեկտրոն միացնելու կարողությունը չափվում է էլեկտրոնի նկատմամբ *E*

խնամակցությամբ, այսինքն՝ միացման էներգիայով: **Տարատեսակ ատոմների փոխազդեցության դեպքում էական է էլեկտրոն գրավելու կամ տալու դրանց կարողությունը, ինչը բնութագրվում է χ էլեկտրաբացասականությամբ՝ $\chi = (I + E)/2$:** Եթե ատոմների χ -ները մեծությամբ հավասար կամ շատ մոտ են, ապա կապը դրանց միջև կովալենտ բնույթ ունի, իսկ եթե ատոմների էլեկտրաբացասականությունները խիստ տարբեր են, ապա կապերը խիստ բևեռային են, այսինքն՝ գերազանցապես իոնային են: Կապի իոնականության կամ կովալենտության աստիճանը բնութագրվում է էլեկտրոնային խտությամբ: Մաքուր իոնային բյուրեղներում էլեկտրոնային խտության մեծագույն արժեքները համընկնում են իոնների կենտրոնների հետ, իսկ մաքուր կովալենտ բյուրեղներում էլեկտրոնային խտությունը սիմետրիկորեն բաշխված է ատոմների միջև:

1.3. Բյուրեղի կառուցվածքն ու տարածական ցանցը



Իրական բյուրեղներում մասնիկների օրինաչափ հերթագայումը միշտ էլ որոշ չափով խախտվում է դրանց ջերմային շարժման,

գրգռման և մի շարք այլ պատճառներով:

Առայժմ հաշվի չենք առնի բյուրեղական կառուցվածքի արատներն ու անկատարելությունները և բյուրեղը կհամարենք իդեալական, այն է, դիտարկվող բյուրեղում խախտումներ չկան, բոլոր միատեսակ մասնիկները տեղաբաշխված են միանման գույքահեռ շարքերով, որոնք միշտ կհամարենք անվերջ: Բյուրեղական նյութերի մեծ մասում մասնիկների միջև հեռավորությունը նանոմետրի (10^{-9} մ) մի քանի տասնորդական մասեր են, ուստի նույնիսկ 1 մմ հեռավորության վրա տեղաբաշխվում են մոտ 10^7 մասնիկներ, ինչը գործնականորեն անվերջ թիվ կարելի է համարել: Շարքում միատեսակ կետերի միջև եղած հնարավոր ամենակարճ հեռավորությունը կոչվում է **տարրական տրանսլյացիա կամ նույնականության պարբերություն** (նկ.1.1): Երբեմն օգտագործվում է նաև **տրանսլյացիոն պարբերություն, շարքի պարամետր, ցանցի հաստատուն** անվանումները: Եթե անվերջ շարքի կետը տեղաշարժենք նույնականության մեկ պարբերությամբ տրանսլյացիայի ուղղությամբ, ապա բո-

լոր նույնական կետերը կտեղաշարժվեն միևնույն հեռավորությամբ, շարքը կհամընկնի ինքն իր հետ, այնպես որ դրա տեսքը չի փոխվի: Այսպես է իրագործվում սիմետրիկ ձևափոխությունը. շարքը սիմետրիկորեն տեղաշարժվում է տրանսլյացիայի մեկ a պարբերությամբ: Միմետրիկ ձևափոխությունը, որի օգնությամբ կետը կրկնվում է տարածության մեջ կոչվում է **տրանսլյացիոն ձևափոխություն** կամ պարզապես՝ **տրանսլյացիա**: Կրկնելով որևէ կետ՝ տրանսլյացիայի օգնությամբ կստանանք նույն կետերի անվերջ պարբերական շարք $a, 2a, 3a, \dots, na$ հեռավորություններով: Այս շարքի բնութագիրը a տրանսլյացիան է: Այն միատեսակ կետերը, որոնք անվերջ շարքում միացված են a տրանսլյացիայով կոչվում են շարքի **հանգույցներ**: Ընդ որում, պարտադիր չէ, որ հանգույցները համընկնեն նյութական մասնիկների հետ: Կրկնելով միատեսակ կետերը մեկ այլ, առաջինին ոչ գուգահեռ տրանսլյացիայով՝ կստանանք **երկչափ հարթ ցանց**, որն ամբողջովին կորոշվի երկու տարրական a և b տրանսլյացիաներով, կամ՝ մեկ ուղղի վրա չգտնվող երեք կամայական հանգույցներով: **Այն գուգահեռազծերը, որոնց գագաթները հանգույցներն են կոչվում են հարթ ցանցի բջիջներ**: Հարթ ցանցը կարելի է որոշել մեկ ուղղի վրա չգտնվող հիմնական տրանսլյացիաների ցանկացած գույգով (նկ. 1.2 ա):

Հիմնական պարամետրերի այդպիսի գույգի ընտրությունը միարժեք չէ, սակայն ընդունված է ընտրել տարրական այն տրանսլյացիաները, որոնք լավագույնս են արտացոլում ցանցի սիմետրիան:

Հարթ ցանցում ընտրենք տարրական բջիջ: Կրկնելով այն միատեսակ տրանսլյացիաներով՝ կստանանք հարթ ցանց, որը կլցնի հարթությունը առանց բաց տեղերի: Տարրական բջիջը կարելի է տարբեր կերպ ընտրել (նկ. 1.2գ), սակայն ընդունված է ընտրել այնպես, որպեսզի այն բավարարի հետևյալ պայմաններին.

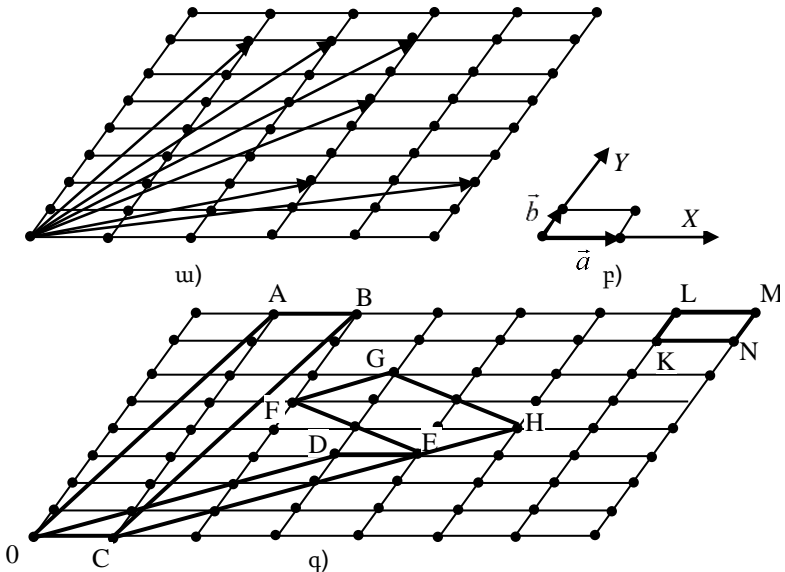
- լավագույնս արտացոլի ցանցի սիմետրիան,
- ունենա ուղիղ անկյուններ, եթե դա հնարավոր է,
- ունենա նվազագույն մակերես:

Պարզագույն կոչվում է այն բջիջը, որի ներսում չկան հանգույցներ (նկ. 1.2բ): Այդպիսի բջիջի գագաթում գտնվող յուրաքանչյուր հանգույց միաժամանակ պատկանում է 4 բջիջների, հետևաբար յուրաքանչյուր բջիջն բաժին է հասնում այդ հանգույցի $1/4$ մասը: Այդ դեպքում մեկ բջիջն բաժին կհասնի $4 \times 1/4 = 1$ հանգույց: Բջիջը, որին բաժին է հասնում մեկ հանգույց կարելի է ընտրել տարբեր ձևերով, սակայն

այդպիսի բջիջների մակերեսները նույնն են անկախ բջիխ տեսքից, քանի որ **մեկ հանգույցին բաժին հասնող մակերեսը հաստատուն մեծություն է տվյալ ցանցի համար: Միավոր մակերեսին բաժին հասնող հանգույցների քանակը կոչվում է ցանցի ռետիկուլյար խտություն:**

Կամայական կետին այժմ կիրառենք մեկ հարթության մեջ չգտնվող (ոչ զուգահեռ) կամայական երեք տարրական տրանսլյացիաներ (նկ. 1.3) և անվերջ թվով կրկնենք այն տարածության մեջ: Կստանանք տարածական ցանց, այսինքն՝ համարժեք հանգույցների եռաչափ համակարգ (նկ. 1.3բ): Տրանսլյացիաների հիմնական եռյակը կարելի է ընտրել տարբեր ձևերով, սակայն ընդունված է ընտրել ամենակարճ այն տրանսլյացիաները, որոնք կհամապատասխանեն ցանցի սիմետրիային և, որ հնարավորության դեպքում միմյանց հետ կազմեն ուղիղ անկյուններ:

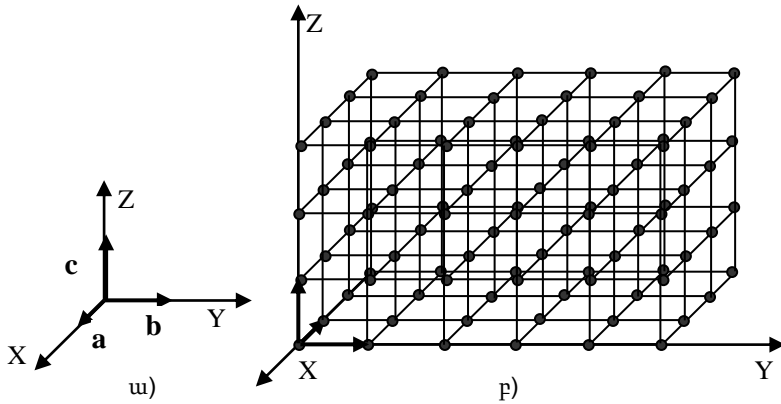
Երեք **a**, **b** և **c** տարրական տրանսլյացիաներով կառուցված զուգահեռանիստը կոչվում է **տարրական բջիջ:**



Նկ. 1.2. Երկչափ ցանց

Ինչպես և հարթ ցանցում, տարրական պարագույն բջջի ծավալը կախված չէ վերջինիս ձևից և հաստատուն մեծություն է տվյալ ցանցի համար. **այն հավասար է մեկ հանգույցին բաժին հասնող ծավալին**: Տարածական ցանցը կարելի է դիտարկել որպես այնպիսի զուգահեռ տարրական բջիջների հավաքածու, որոնք շփվում են միմյանց հետ ամբողջական նիստերով և լցնում են տարածությունը առանց բացակների: Այսպիսով, տարածական ցանցը կարելի է որոշել որպես

- տարրական, ոչ զուգահեռ տրանսլյացիաների եռյակ, կամ
- երեք հիմնական տրանսլյացիաների օգնությամբ միմյանց ձևափոխվող համարժեք հանգույցների համակարգ, կամ
- միանման զուգահեռանիստերի համակարգ, որոնք կիպ լցնում են տարածությունը և համընկնում մեկը մյուսի հետ երեք հիմնական տրանսլյացիաների օգնությամբ:



Նկ. 1.3. Տարածական ցանց

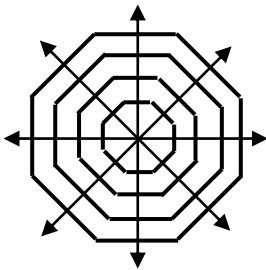
Որպես տարրական բջջի կողեր, այսինքն՝ տարրական տրանսլյացիաներ վերցվում են այն ուղղությունները տարածական ցանցում, որոնցում տրանսլյացիաների պարբերությունը ամենափոքրն է, և որոնք լավագույնս են արտացոլում ցանցի սիմետրիան: Առավելություն է տրվում փոխուղղահայաց այնպիսի տրանսլյացիաներին, որոնց պարբերությունները հավասար են: Հիմնական տրանսլյացիաների ընտրությունը բյուրեղական կառուցվածքում շատ կարևոր է, քանի որ դրանցով են որոշվում կոորդինատների բյուրեղագի-

տական համակարգերը: Անիզոտրոպ բյուրեղական միջավայրում հարմար է կողմնորոշվել բյուրեղի սիմետրիային համապատասխանող եռաչափ կոորդինատական համակարգից: Ընդհանուր դեպքում դրանք, ըստ առանցքների, ոչ միատեսակ մասշտաբային հատվածներով շեղանկյուն կոորդինատներն են՝

$$a \neq b \neq c, \alpha \neq \beta \neq \gamma \neq 90^{\circ}:$$

1.4. Անկյունների հաստատունության օրենքը: Բրեզի բանաձևը

Բյուրեղի աճի ժամանակ մասնիկները շարվում են օրինաչափ և սիմետրիկ շարքերով, ցանցերով: Բյուրեղական կառուցվածքների նիստերը համապատասխանում են նյութական կետերից կազմված հարթություններին, բյուրեղի կողերը այդ հարթությունների հատման գծերին, այսինքն՝ նյութական մասնիկների շարքերին: Մասնիկների զանգվածի կենտրոնները կարող են առաջացնել հարթ ցանցեր և ցանցի շարքեր: Ցանկացած շարք կառուցվածքում համապատասխանում է բյուրեղի հնարավոր կողի, իսկ յուրաքանչյուր հարթություն՝ բյուրեղի հնարավոր նիստի: Բյուրեղն աճում է այնպես, որ նյութի մասնիկները նստում են դրա նիստերի վրա: Նիստերն աճում են մեկը մյուսին զուգահեռ (նկ. 1.4): Փոխվում են նիստերի մակերեսները, դրանց ձևը, որոշ նիստեր կարող են սեղմվել, աճել, սակայն նիստերի փոխադարձ թեքությունը մնում է անփոփոխ: Ուստի և



Նկ. 1.4. Բյուրեղի նիստերի զուգահեռ աճի սխեման: Սլաքներով ցույց են տրված նիստերի նորմալները:

անկյունները նիստերի միջև ևս մնում են անփոփոխ: Սրանում է կայանում բյուրեղաֆիզիկայի քանակական օրենքը՝ **անկյունների հաստատունության օրենքը**. Երկրորդ բյուրեղներում միննույն պայմաններում **անկյունները բյուրեղի համապատասխան նիստերի միջև հաստատուն են:**

Նյութերի բյուրեղները տարբերվում են միմյանցից արտաքին ձևով, միննույն բյուրեղի արտաքին տեսքը, չափսերը, ձևը և նույնիսկ նիստերի

քանակը կարող են շատ տարբեր լինել, սակայն նույն նյութի բյուրեղներում անկյունները համապատասխան նիստերի միջև միշտ հաստատուն են: Անկյունների հաստատունության օրենքը հնարավորություն է տալիս բյուրեղական բազմանիստերի ձևերի ողջ բազմությունը հանգեցնել նիստերի միջև եղած անկյունների ամբողջությանը: Քանի որ բյուրեղական բազմանիստի նիստերը համապատասխանում են կառուցվածքի որոշակի ցանցերի, ապա անկյունները նիստերի միջև համապատասխանում են բյուրեղի հարթ ցանցերի միջև եղած անկյուններին: Այդ անկյունները չափվում են ռենտգենագրամների օգնությամբ: Քանի որ ռենտգենյան ճառագայթների ալիքի երկարությունները համաչափելի են բյուրեղական կառուցվածքների միջատոմական հեռավորություններին, ապա **բյուրեղը բնական դիֆրակցիոն ցանց է** դրանց համար: Հենց ռենտգենյան ճառագայթների դիֆրակցիայի միջոցով էլ ապացուցվեց բյուրեղների ցանցային կառուցվածքը (Ս. Լաուե, 1912թ.):

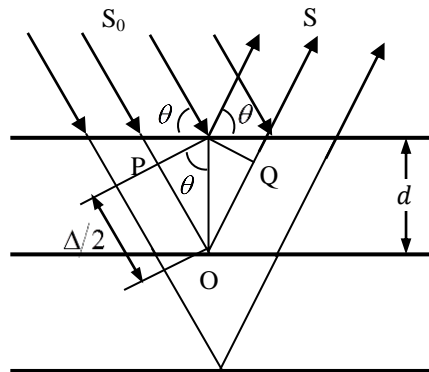
Դիֆրակցիայի երևույթի բացատրությունը կարելի է գտնել նկ. 1.6-ի օգնությամբ: Այստեղ S_0 -ն միագույն ռենտգենյան ճառագայթների փունջ է, որն ընկնում է զուգահեռ ատոմական հարթությունների ընտանիքի վրա θ անկյան տակ, S -ը դիֆրակցված ճառագայթների փունջն է: Դիֆրակցված ճառագայթները ուժեղացնում են միմյանց, եթե համաձայն ինտերֆերենցի պայմանի ընթացքների տարբերությունը դրանց միջև հավասար լինի ամբողջ թիվ անգամ ալիքի երկարություն

$$\Delta = n\lambda, \quad (n = 1, 2, 3, \dots):$$

Նկ. 1.5-ից երևում է, որ ընթացքների տարբերությունը ընկնող և անդրադարձած ճառագայթների միջև հավասար է՝

$$\Delta = PO + OQ = 2PO = 2d \sin \theta:$$

Որպեսզի երկու հարևան հարթ ցանցերի (նշանակում է նաև հարթ ցանցերի զուգահեռ ողջ ընտանիքի) կողմից անդրադարձված



Նկ. 1.5. Բրեզի պայմանի արտաձևան վերաբերյալ

ալիքները առաջացնեն ինտենսիվության մաքսիմում, անհրաժեշտ է, որ բյուրեղում կատարվի ռենտգենյան ճառագայթների դիֆրակցիայի հիմնական օրենքը՝

$$2d \sin \theta = n\lambda, \quad (n = 1, 2, 3, \dots): \quad (1.1)$$

Այս հավասարությունը Բրեգի պայմանն է:

Եթե ալիքի λ երկարությամբ ճառագայթը ընկնում է միմյանցից d հեռավորության վրա գտնվող ատոմական զուգահեռ հարթությունների ընտանիքի վրա, ապա առաջանում է դիֆրակցված ճառագայթ, որը գնում է այնպես, ինչպես կգնար θ անկյամբ անդրադարձված ճառագայթը: Այսպիսով, անկման որոշակի անկյունների դեպքում բյուրեղի կառուցվածքում հարթ ցանցերը կարող են «անդրադարձնել» ռենտգենյան ճառագայթները: Այդ անդրադարձումները (դիֆրակցված ճառագայթների ինտենսիվության մաքսիմումները) կարելի է գրանցել ֆոտոթիթեղի վրա: Միմետրիկ և օրինաչափ պատկերը ռենտգենագրամի վրա արտացոլում է բյուրեղի սիմետրիան և օրինաչափությունը, հնարավորություն է տալիս չափել հեռավորությունը և անկյունները ատոմական հարթությունների միջև: Հիմք ընդունելով (1.1) պայմանը, ըստ ռենտգենագրամների, կարելի է հետազոտել բյուրեղների կառուցվածքը, որոշել հարթությունների միջև հեռավորությունը, ախտորոշել բյուրեղական նյութերը:

1.5. Բյուրեղական բազմանիստերի սիմետրիայի առաջին սեռի գործողություններ և տարրեր

Բյուրեղների տեսքի սիմետրիան արտացոլում է դրանց ֆիզիկական հատկությունների սիմետրիան և առաջին հերթին աճի արագությունների սիմետրիան: Միմետրիկ բազմանիստ կոչվում է այն բազմանիստը, որը կարող է ինքն իր հետ համընկնել սիմետրիկ ձևափոխությունների հետևանքով: Անդրադարձն ու պտույտը, ինչի հետևանքով բազմանիստը համընկնում է ինքն իր հետ, կոչվում են **սիմետրիայի ձևափոխություններ կամ սիմետրիկ գործողություններ**: Այն հարթությունները, զծերն ու կետերը, որոնց օգնությամբ կատարվում են այդ անդրադարձումներն ու պտույտը կոչվում են **սիմետրիայի տարրեր**:

Աղյուսակ 1.1. Վերջավոր պատկերների սիմետրիայի տարրերն ու դրանց նշանակումները

Անվանումը	Միջազգային սիմվոլ	Ըստ սիմետրիայի բանաձևի
Սիմետրիայի հարթություն	m	P
Սիմետրիայի կենտրոն	$\bar{1}$	C
Սիմետրիայի պտտման առանցք.	n	L_n
Կրկնակի	2	L_2
Եռակի	3	L_3
Քառակի	4	L_4
Վեցակի	6	L_6

Սիմետրիկ ձևափոխությունների ու դրանց համապատասխանող սիմետրիայի տարրերի նշանակման համար բյուրեղաֆիզիկայում օգտագործվում են պայմանական սիմվոլներ: Տարածված են նշանակումների երկու համակարգեր (աղյուսակ 1.1).

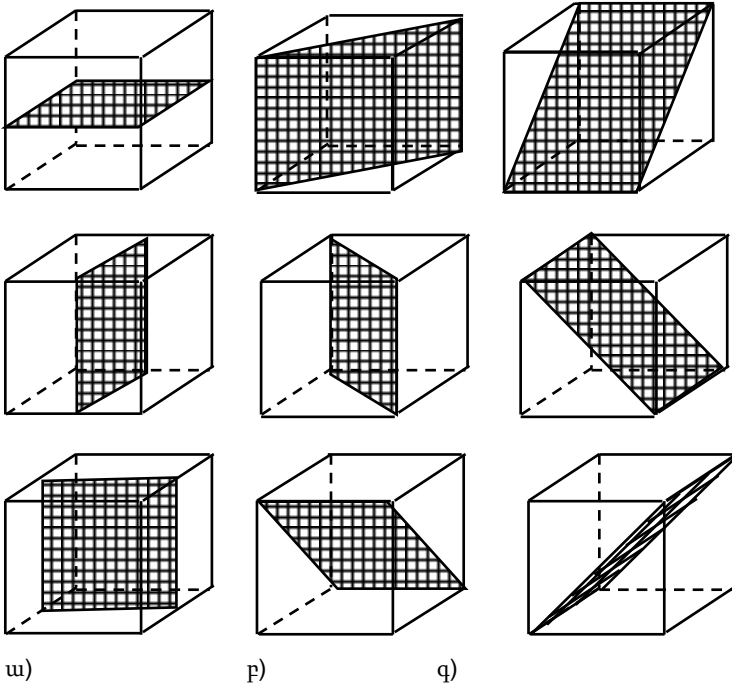
- 1) միջազգային սիմվոլիկա,
- 2) սիմետրիայի բանաձևերի վրա հիմնված սիմվոլիկա:

Սիմետրիայի հարթությունները, առանցքները և կենտրոնը բյուրեղական բազմանիստերի սիմետրիայի տարրերն են: Աղյուսակ 1.1-ում ներկայացված են նաև սիմետրիայի տարրերի պայմանական նշանակումները:

1.5.1. Սիմետրիայի հարթությունը այնպիսի հարթություն է, որը բաժանում է բյուրեղը երկու մասի, որոնք միմյանց նկատմամբ տեղադրված են ինչպես առարկան և դրա հայելային անդրադարձը: Խորանարդում սիմետրիայի երեք փոխադրահայաց հարթությունները կիսում են խորանարդի հանդիպակաց կողերը ինչպես ուղղանկյուն կոորդինատական համակարգի կոորդինատական հարթությունները (նկ. 1.6 ա), իսկ սիմետրիայի վեց հարթությունները անցնում են խորանարդի նիստերի անկյունագծերով (նկ. 1.6 բ, գ): Խորանարդի սիմետրիայի բոլոր ինը հարթությունները հատվում են մի կետում՝ խորանարդի կենտրոնում: Խորանարդում սիմետրիայի այլ հարթություններ չկան:

Գունդը ունի սիմետրիայի անվերջ թվով հարթություններ, որոնք անցնում են տրամագծերով և հատվում գնդի կենտրոնում: Հարթ հավասարակողմ եռանկյունով անցնում են մի կետում հատ-

վող և եռանկյան հարթությանն ուղղահայաց սիմետրիայի երեք հարթություններ:



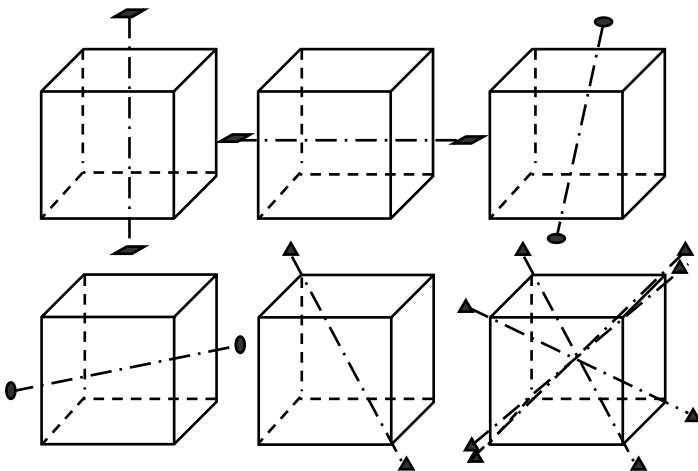
Սկ. 1.6. Խորանարդի սիմետրիայի հարթությունները. ա) սիմետրիայի կոորդինատական երեք հարթությունները, բ) և գ) սիմետրիայի վեց անկյունաձային հարթությունները

1.5.2. Սիմետրիայի առանցք կոչվում է այն ուղիղ գիծը, որի շուրջ պտտվյալը որոշակի անկյամբ հանգեցնում է բյուրեղի ինքնահամընկնման: Սիմետրիայի առանցքի n կարգը ցույց է տալիս թե քանի անգամ է բյուրեղը համընկնում ինքն իր հետ այդ առանցքի շուրջ մեկ լրիվ պտտվոտի դեպքում: Խորանարդն ունի երեք հատ 4-րդ կարգի առանցքներ (L_4), որոնք անցնում են հանդիպակաց նիստերի կենտրոններով, չորս հատ 3-րդ կարգի առանցքներ (L_3), որոնք խորանարդի տարածական անկյունագծերն են, 6 հատ 2-րդ կարգի առանցքներ (L_2), որոնք անցնում են հանդիպակաց գույգ կողերի կենտրոններով (նկ.1.7): Համապատասխան պտտման անկյունները դրանց համար կլինեն $2\pi/4$, $2\pi/3$, $2\pi/2$: Խորանարդի սիմետրիայի

բոլոր առանցքները հատվում են մեկ կետում՝ խորանարդի կենտրոնում:

1.5.3. Միմետրիայի կենտրոնը հատուկ կետ է բյուրեղի ներսում, որով տարված ցանկացած ուղիղ կենտրոնից երկու կողմերում հավասար հեռավորության վրա հանդիպում է նմանատիպ կետերի: Միմետրիկ ձևափոխությունը սիմետրիայի կենտրոնում հայելային անդրադարձ է կետի նկատմամբ: Բյուրեղի յուրաքանչյուր կետ անդրադառնում է այնպես, կարծեք թե բյուրեղը պտտվում է «երեսից թարս» կողմ:

Պտույտը սիմետրիայի առանցքի շուրջ, հայելային անդրադարձը հարթության մեջ և սիմետրիայի կենտրոնում սիմետրիայի վերջավոր կամ կետային ձևափոխություններ են: Այդպիսի ձևափոխությունների դեպքում պատկերը որպես ամբողջություն չի տեղաշարժվում, և դրա գոնե մեկ կետը մնում է տեղում: Բնության մեջ կարելի է գտնել ամենատարբեր կարգի սիմետրիայի առանցքների օրինակներ: Այսպես, հնգաթև աստղը ունի 5-րդ կարգի (L_5), երիցուկը կամ արևածաղիկը ունեն n -րդ կարգի (L_n) սիմետրիայի առանցքներ, որտեղ n -ը ծաղկի թերթիկների (ընդունվում է, որ դրանք միատեսակ են) թիվն է: Գունդն ունի անվերջ կարգի անթիվ սիմետրիայի առանցքներ. գնդի յուրաքանչյուր տրամագիծ այդպիսի



Նկ. 1.7. Խորանարդի սիմետրիայի առանցքներից մի քանիսը

առանցք է: Իր հերթին գնդի յուրաքանչյուր տրամագծով անցնում են անթիվ սիմետրիայի առանցքներ: Ձևականորեն կարելի է խոսել նաև 1-ին կարգի սիմետրիայի առանցքի մասին, նույնիսկ ոչ սիմետրիկ պատկերը կհամընկնի ինքն իր հետ այդ պատկերի միջով անցնող ցանկացած առանցքի շուրջ մեկ լրիվ պտույտի դեպքում:

1.6. Բյուրեղագիտական ինդեքսավորման մեթոդ

Բյուրեղի սիմետրիային համապատասխան ընտրվող կոորդինատների բյուրեղագիտական համակարգերը կարող են լինել նաև ուղղանկյուն: Բյուրեղական ցանցը բնութագրվում է տարրական բջջի վեց պարամետրերով. կողերի a , b , c երկարություններով և α , β , γ անկյուններով (նկ. 1.4): Ընդհանուր դեպքում $a \neq b \neq c$, $\alpha \neq \beta \neq \gamma \neq 90^\circ$: Բյուրեղական բազմանիստերը նկարագրելու համար կիրառվում է բյուրեղագիտական ինդեքսավորման մեթոդը, որը հարմար է կոորդինատների բոլոր համակարգերի համար անկախ նրանից, դրանք ուղղանկյուն են, թե շեղանկյուն, մասշտաբային հատվածներն ըստ առանցքների, նույնն են թե ոչ: Ծանոթանանք այդ մեթոդին:

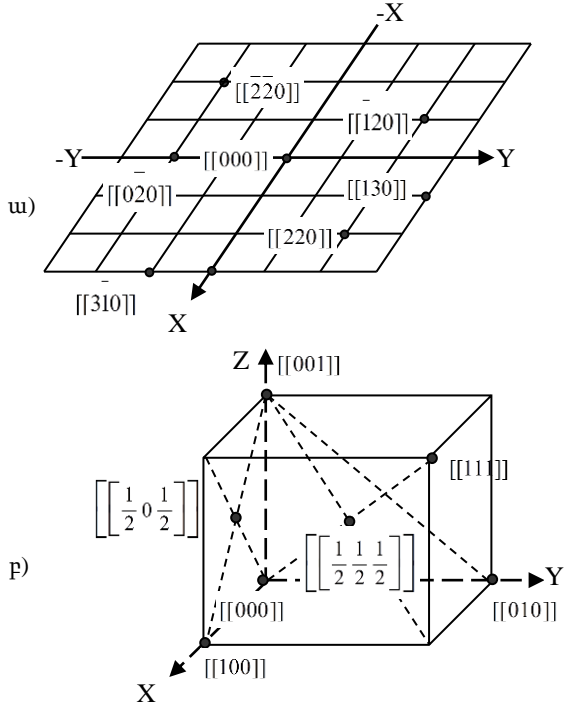
1.6.1. Հանգույցների սիմվոլներ: Եթե ցանցի որևէ հանգույց ընտրվի կոորդինատների սկզբնակետ, ապա ցանկացած այլ հանգույց կորոշվի

$$\mathbf{R} = m\mathbf{a} + n\mathbf{b} + p\mathbf{c}$$

շառավիղ վեկտորով, որտեղ m -ը, n -ը և p -ն երեք թվեր են, որոնք կոչվում են տվյալ հանգույցի ինդեքսներ: m , n , p թվերի ամբողջությունը գրված կրկնակի քառակուսի փակագծերի մեջ՝ $[[mnp]]$, կոչվում է հանգույցի սիմվոլ: Միմվոլում թվերը գրվում են միմյանց ետևից, առանց ստորակետերի: Ստորակետ դրվում է միայն երկնիշ ինդեքսների դեպքում, մինուս նշանը՝ թվի վերևում: Օրինակ $[[130]]$ -ը կարդացվում է «մեկ, երեք, զրո», $[[02\bar{3}]]$ -ը՝ «զրո, մինուս երկու, երեք»:

Նկ. 1.8ա-ում շեղանկյուն հարթ ցանցում ցույց են տրված մի քանի հանգույցների սիմվոլներ (ինդեքսն ըստ Z առանցքի զրո է), իսկ նկ. 1.8 բ-ի վրա՝ տարրական բջջի գագաթների, նիստերի կենտրոնների և կենտրոնի սիմվոլները, եթե իհարկե բջջի գագաթներից մեկը

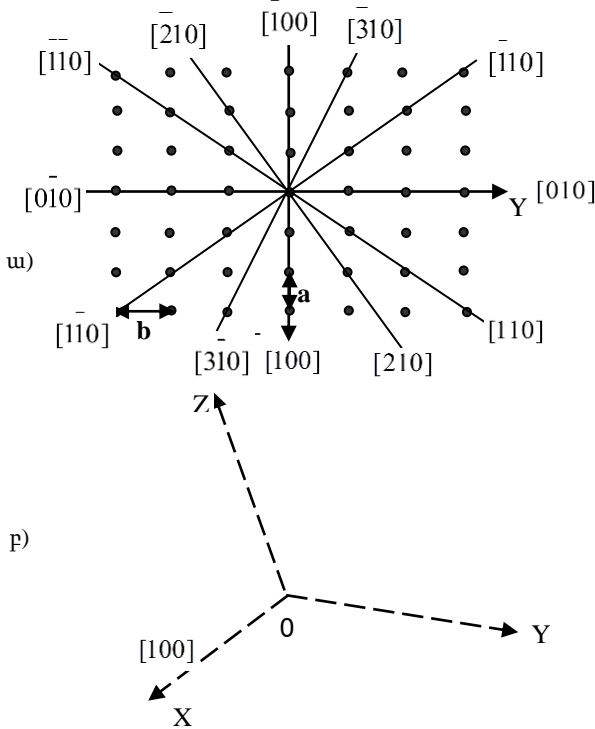
ընդունվի կոորդինատների սկզբնակետ: Հանգույցների սիմվոլներում կարող են կիրառվել նաև կոտորակային ինդեքսներ: Ուղղությունների և հարթությունների (կողերի և նիստերի) սիմվոլների համար օգտագործվում են միայն ամբողջական թվերով ինդեքսներ:



Նկ. 1.8. Հարթ ցանցում հանգույցների (ա) և խորանարդում գագաթների, կենտրոնի և նիստերի կենտրոնների սիմվոլները (բ)

1.6.2. Շաքերի (կողերի) սիմվոլներ: Շաքը, ինչպես նաև բյուրեղական բազմանիստի կողը բնութագրվում են թեքությամբ կոորդինատների ընտրված համակարգում: Եթե շաքը չի անցնում կոորդինատների սկզբնակետով, մտովի տեղաշարժենք այն ինքն իրեն զուգահեռ այնպես, որ անցնի կոորդինատների սկզբնակետով: Մենք միշտ այդպիսի զուգահեռ տեղաշարժի իրավունք ունենք, քանի որ բոլոր զուգահեռ ուղղությունները բյուրեղում հավասարազոր են: Այդ դեպքում շաքի ուղղությունը կորոշվի երկու կետերով՝

կոորդինատների սկզբնակետով և շարքի կամայական հանգույցով: Այդ հանգույցի սիմվոլը ընդունվում է որպես շարքի սիմվոլ և գրվում քառակուսի փակագծերի մեջ՝ [mnp]: Պարզ է, որ այդ սիմվոլը բնութագրում է զուգահեռ շարքերի ընտանիք, բազմանիստի զուգահեռ կողեր: Զուգահեռ կողերով հատվող բյուրեղի նիստերը առաջացում են գոտի: Այդ կողերի ընդհանուր ուղղությունը կոչվում է գոտու առանցք: [mnp] սիմվոլը բնութագրում է գոտու առանցքը: Մի քանի ուղղությունների սիմվոլները հարթ ցանցում ցույց են տրված նկ. 1.9 ա-ում: Նկ. 1.8-ից և 1.9-ից հետևում է, որ օրինակ, [110] շարքը կարելի է բնութագրել նաև [220], [330] և այլ սիմվոլներով, սակայն շարքի սիմվոլի որոշման համար ընդունված է ընտրել կոորդինատների սկզբնակետին ամենամոտ հանգույցը: Եթե շարքի սիմվոլում ինդեքսները բազմապատիկներ են, ապա դրանք կարելի է կրճատել



Նկ. 1.9. Շարք ցանցում մի քանի ուղղությունների (ա) և կոորդինատական ռանգքների (բ) սիմվոլները

ամբողջ դրական թվով: Կոորդինատների OX , OY , OZ առանցքների սիմվոլներն են $[100]$ -ը, $[010]$ -ը և $[001]$ -ը (նկ. 1.9 ք):

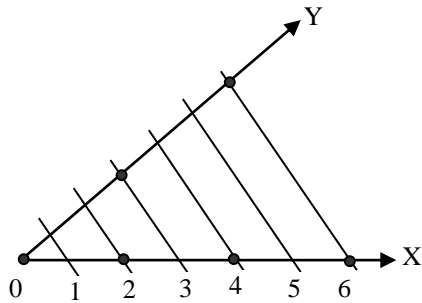
1.6.3. Հարթությունների սիմվոլներ: Վեյսի պարամետրեր և Միլերի ինդեքսներ

Հարթ ցանցերը և բազմանիստի նիստերը նույնպես բնութագրվում են թեքությամբ կոորդինատների տրված համակարգում: Բյուրեղի ցանկացած նիստ զուգահեռ է որևէ հարթ ցանցի, նշանակում է նաև դրան զուգահեռ անվերջ թվով հարթ ցանցերի: Դիցուք ցանցի որևէ հարթություն հատում է կոորդինատական առանցքները՝ կտրելով դրանցից ma , nb և pc հատվածներ: Թվերի $m:n:p$ հարաբերությունը բնութագրում է հարթության թեքությունը կոորդինատական առանցքների նկատմամբ: Նույն հարաբերակցությամբ է որոշվում նաև զուգահեռ հարթությունների ողջ ընտանիքի կողմնորոշումը:

Նկ. 1.11-ի հարթությունների ընտանիքի համար ունենք.

Հարթության համարը	Հատվածները ըստ առանցքների			m:n:p
	X	Y	Z	
1	$a/2$	$b/3$	∞	$1/2:1/3:\infty=3:2:\infty$
2	a	$2b/3$	∞	$1:2/3:\infty=3:2:\infty$
3	$3a/2$	b	∞	$3/2:1:\infty=3:2:\infty$
4	$2a$	$4b/3$	∞	$2:4/3:\infty=3:2:\infty$

Ռացիոնալ թվերի հարաբերության շարքը բոլոր զուգահեռ հարթությունների համար կարելի է ներկայացնել որպես ամբողջ և միմյանց նկատմամբ պարզ թվերի, այսպես կոչված, **Վեյսի $p:q:r$ պարամետրերի** հարաբերակցություն: Բերված օրինակում $1/2:1/3:\infty=1:2/3:\infty=3/2:1:\infty=2:4/3:\infty=...$ $p:q:r=3:2:\infty$:



Նկ. 1.10. Չուգահեռ հարթությունների սիմվոլների որոշման շուրջ

h, k և l թվերը կոչվում են հարթության ինդեքսներ: Միմյանց տեսից գրված և կլոր փակագծերի մեջ առնված ինդեքսները (hkl) կոչվում են հարթության սիմվոլներ: Մեր օրինակում (230)-ն է: (hkl) սիմվոլով բնութագրվում է զուգահեռ հարթությունների ողջ համախումբը: Այդ սիմվոլը նշանակում է, որ զուգահեռ հարթությունների համակարգը կտրում է a հատվածը h մասերի, b-ն՝ k մասերի և c-ն՝ l մասերի, այսինքն՝ կտրում է կոորդինատական առանցքներից a/h, b/k և c/l հատվածներ: Նշանակում է (hkl) հարթությունը կառուցելու համար հարկավոր է կոորդինատական առանցքների վրա տեղադրել այդ հատվածները և դրանցով հարթություն տանել: Կոորդինատական հարթությունների սիմվոլները անկախ դրանց միջև եղած անկյուններից միշտ կլինեն հավասար $XOY=(001)$, $YOZ=(100)$, $XOZ=(010)$:

1.7. Բյուրեղագիտական կատեգորիաներ և սինգոնիաներ

Բյուրեղներում սիմետրիայի հարթությունները, առանցքները և կենտրոնը դրսևորվում են զանազան զուգորդումներով: Օրինակ՝ NaCl-ը բյուրեղանում է խորանարդի, ալմաստը՝ օկտաէդրի (ութանիստերի) տեսքով: Միմետրիայի տարրերի լրիվ հավաքածուն այս տարրեր բազմանիստերի համար նույնն է, սրանք ունեն սիմետրիայի ինը հարթություններ $m(P)$ (երեք կոորդինատային, վեց անկյունագծային), երեք հատ 4 առանցք (L_4), չորս հատ 3 առանցք (L_3), վեց հատ 2 առանցք (L_2) սիմետրիայի կենտրոն՝ C: Վեցանիստ մատիտում հստակ երևում է այլ սիմետրիա, որում սիմետրիայի 6(L_6) առանցքը միակն է և այն չի կարելի կրկնել տվյալ բյուրեղներին բնորոշ սիմետրիայի ոչ մի այլ գործողությամբ: **Միակ, չկրկնվող ուղղությունը բազմանիստում կոչվում է հատուկ կամ միավոր:** Միավոր ուղղություն է 6 առանցքը վեցանիստ պրիզմայում, բուրգում և վեցանիստ մատիտում, 4 առանցքը՝ քառանիստ պրիզմայում և բուրգում: Սակայն 4 առանցքը խորանարդում և օկտաէդրում արդեն հատուկ ուղղություն չէ: Այդպիսիք երեքն են և դրանցից յուրաքանչյուրը կարող է համատեղվել մյուսի հետ, օրինակ՝ սիմետրիայի հարթության մեջ անդրադարձի միջոցով: Խորանարդում և օկտաէդրում չկան միավոր ուղղություններ: Դրանցում ցանկացած ուղ-

ղույթյան համար կարելի է գտնել սիմետրիկորեն համարժեք ուղղություններ:

1.7.1. Կատեգորիաներ: Ըստ սիմետրիայի և միավոր ուղղությունների թվի՝ բյուրեղները բաժանվում են երեք կատեգորիաների՝ **Բարձրագույն, միջին, ստորին:**

Խորանարդի և օկտաէդրի սիմետրիան բնորոշ է բարձրագույն կատեգորիայի բյուրեղներին: **Բարձրագույն կատեգորիայի բյուրեղները չունեն միավոր ուղղություններ:** Դրանցում անպայմանորեն կան 2-րդից բարձր կարգով մի քանի առանցքներ, մասնավորապես չորս հատ 3 առանցք, որոնք անցնում են խորանարդի տարածական անկյունագծերով: Սրանք բարձր սիմետրիկության բյուրեղներն են: Բարձրագույն կատեգորիայի բյուրեղում ցանկացած ուղղության համապատասխանում են այլ՝ սիմետրիկորեն համարժեք ուղղություններ: Բյուրեղի հատկությունները սիմետրիկորեն համարժեք ուղղություններով պետք է նույնը լինեն, ուստի հատկությունների անիզոտրոպիան բարձրագույն կատեգորիայի բյուրեղներում ամենաթույլն է արտահայտված: Ֆիզիկական շատ հատկություններ (էլեկտրա- և, ջերմահաղորդականություն, բեկման ցուցիչ) այս բյուրեղներում իզոտրոպ են, ինչպես ամորֆ նյութերում, և մյուս հատկությունների (առաձգականություն, էլեկտրաօպտիկական էֆեկտ) անիզոտրոպիան անհամեմատ թույլ է, քան մյուս կատեգորիայի բյուրեղներում: Որպես կանոն բարձրագույն կատեգորիայի բյուրեղների արտաքին տեսքը համաչափ է, այսինքն՝ բոլոր ուղղություններով միատեսակ է զարգացած, այնպես, ինչպես խորանարդը, օկտաէդրը, տետրաէդրը:

Միջին կատեգորիայի բյուրեղները ունեն մեկ հատուկ ուղղություն, այն է. սիմետրիայի առանցքներից մեկի կարգն ավելի բարձր է, քան 2-ը (3, 4 կամ 6-րդ կարգի): Այս բյուրեղների ֆիզիկական հատկությունների անիզոտրոպիան շատ ավելի ուժեղ է, քան բարձրագույն կատեգորիայի բյուրեղներում: Հատկությունների տարբերությունը առանձնապես նկատելի է սիմետրիայի գլխավոր առանցքին զուգահեռ և ուղղահայաց ուղղություններով: Միջին կատեգորիային բնորոշ են պրիզմաների և բուրգերի տեսքի բյուրեղները:

Ստորին կատեգորիային պատկանում են այն բյուրեղները, որոնցում չկան 2-րդից բարձր կարգի սիմետրիայի առանցքներ, իսկ

միավոր ուղղությունները մի քանիսն են: Մրանք ամենից ոչ սիմետրիկ բյուրեղներն են անիզոտրոպ հատկություններով:

Երեք կատեգորիաները իրենց հերթին բաժանվում են 7 սինգոնիաների: **Սինգոնիայի մեջ միավորվում են այն բյուրեղները, որոնց համար նույնն են դրանց կառուցվածքի տարրական բջիջների սիմետրիան և կոորդինատների համակարգը:**

Սինգոնիա (հունարեն) նշանակում է անկյունահամընկնողություն: Բյուրեղագիտական տերմինների մեծ մասի ստեղծման ժամանակ օգտագործվում են մի քանի հունարեն բառեր. *մոնոն*՝ մեկ, *դի*՝ երկու, *տրի*՝ երեք, *տետրա*՝ չորս, *պենտա*՝ հինգ, *հեքսա*՝ վեց, *օկտա*՝ ութ, *էդրա*՝ նիստ, *գոնիա*՝ անկյուն, *կլինո*՝ թեքում եմ, *մորֆո*՝ ձև, տեսք:

Բյուրեղագիտությունում միշտ օգտագործվում է կոորդինատների աջ համակարգ: Կոորդինատների առանցքներն ընտրվում են ըստ սիմետրիայի առանցքների կամ սիմետրիայի հարթությունների նորմալների, իսկ վերջիններիս բացակայության դեպքում (ստորին կատեգորիայում)՝ բյուրեղական բազմանիստի կողերով:

1.7.2. Սինգոնիաներ: Բյուրեղների դասակարգումը, ըստ սինգոնիաների, որոշվում է կոորդինատների բյուրեղագիտական համակարգի կամ այլ կերպ ասած՝ բյուրեղի տարրական բջջի ընտրությամբ (այսպես կոչված մետրիկայով՝ $a, b, c, \alpha, \beta, \gamma$, նկ. 4): Աղյուսակ 1.2-ում ներկայացված են բյուրեղների ստորաբաժանումը կատեգորիաների և սինգոնիաների, ինչպես նաև բյուրեղների կարգավորման կանոնները:

Բարձրագույն կատեգորիայում կա միայն մեկ սինգոնիա՝ **խորանարդային**: Սա միակ սինգոնիան է, որի սիմետրիային համապատասխանում է կոորդինատների սովորական դեկարտյան համակարգը՝ $a=b=c, \alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$, տարրական բջիջը խորանարդ է: Այս սինգոնիայի բյուրեղները անպայման ունեն չորս հատ 3 առանցք՝ տեղադրված խորանարդի տարածական անկյունագծերով:

Միջին կատեգորիայում կան երեք սինգոնիաներ.

✓ **տրիգոնալ** սիմետրիայի գլխավոր առանցքը սիմետրիայի 3 առանցքն է՝ $a = b \neq c; \alpha = \beta = 90^\circ \gamma = 120^\circ$:

✓ **տետրագոնալ** սիմետրիայի գլխավոր առանցքը սիմետրիայի 4 առանցքն է՝ $a = b \neq c; \alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$:

✓ **հեքսագոնալ**՝ սիմետրիայի գլխավոր առանցքը սիմետրիայի 6 առանցքն է՝ $a = b \neq c$; $\alpha = \beta = 90^\circ$; $\gamma = 120^\circ$:

Միմետրիայի գլխավոր առանցքը բոլոր այս երեք սինգոնիաներում միշտ ընդունվում է Z առանցքը, իսկ X և Y առանցքները տեղադրվում են գլխավոր առանցքին ուղղահայաց հարթության մեջ: Հատվածները, ըստ X և Y ուղղությունների, այստեղ նույնն են ($a=b$), ուստի միջին կատեգորիայի բյուրեղների մետրիկան բնութագրվում է c/a հարաբերությամբ: Հեքսագոնալ և տրիգոնալ սինգոնիաների համար սովորաբար օգտագործվում է կոորդինատների միևնույն համակարգը. 3 առանցքը (տրիգոնալ), 6 առանցքը (հեքսագոնալ) ընտրվում է որպես Z առանցք: Z առանցքին ուղղահայաց X և Y առանցքները միմյանց հետ կազմում են $\gamma = 120^\circ$ անկյուն: Միմետրիայի առանձնահատկություններից ելնելով՝ հարմար է դրանց ավելացնել կոորդինատական չորրորդ U առանցքը, որը նույնպես գտնվում է Z առանցքին ուղղահայաց հարթության մեջ՝ X և Y առանցքների հետ կազմելով 120° անկյուն: Կոորդինատների այդպիսի համակարգում տարրական բջիջը ուղղանկյուն պրիզմա է, որի հիմքը 120° անկյուններով ժոմբ է: Երեք այդպիսի պրիզմաները միասին առաջացնում են վեցանիստ պրիզմա, բայց արդեն ոչ պարագոյն:

Տրիգոնալ սինգոնիայի բյուրեղների համար կարելի է նաև տարրական բջիջը ընտրել ժոմբոէդրի տեսքով, որը հարմար է ներկայացնել որպես վերջինիս տարածական անկյունագծերից որևէ մեկի ուղղությամբ հավասարաչափ ձգված կամ սեղմված խորանարդ, այնպես, որ $a=b=c$, $\alpha = \beta = \gamma \neq 90^\circ$: Կոորդինատների այդպիսի համակարգը կոչվում է **ռոմբաէդրիկ**:

Ստորին կատեգորիային պատկանում են երեք սինգոնիաներ՝ ռոմբային, մոնոկլինային և տրիկլինային:

✓ **Ռոմբային** (օրթոռոմբային) ($a \neq b \neq c$, $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$) սինգոնիային համապատասխանում է կոորդինատների ուղղանկյուն համակարգ, սովորաբար ընդունվում է $c < a < b$: Տարրական բջիջը «աղյուսիկ» է: Կոորդինատական առանցքներն անցնում են 2 առանցքների ուղղությամբ կամ ուղղահայաց են սիմետրիայի հարթություններին:

✓ **Մոնոկլինային** սինգոնիայում ($a \neq b \neq c$, $\alpha = \gamma = 90^\circ \neq \beta$) տարրական բջիջը մեկ շեղանկյունով գուրահեռանիստ է: Y առանց-

քը անցնում է 2 առանցքով կամ ուղղահայաց է m -ին, X և Z առանցքները գտնվում են Y -ին ուղղահայաց հարթության մեջ, սակայն դրանց փոխադարձ տեղադրումը և անկյունը դրանց միջև տրված չեն բյուրեղի սիմետրիայով: Դրանք ընտրվում են ըստ բյուրեղի կողերի:

✓ **Տրիկլինային** սինգոնիայում ($a \neq b \neq c, \alpha \neq \beta \neq \gamma \neq 90^\circ$) տարրական բջիջը ամենից ոչ սիմետրիկն է: Կոորդինատների բոլոր առանցքները տրված չեն սիմետրիայի էլեմենտներով, այլ ընտրվում են ըստ բյուրեղի կողերի պարտադիր $c < a < b$ պայմանով:

Ցուրաքանչյուր սինգոնիայի համար պետք է գիտենալ կոորդինատների առանցքների հաստատված կարգը, այսպես կոչված, բյուրեղագիտական կարգավորման կանոնը (աղյուսակ 1.3), քանի որ առանցքների տեղաբաշխումից են կախված բյուրեղագիտական ինդեքսները:

1.8. Բրավեի ցանցեր

Բյուրեղական ցանցն առաջացնող նյութական մասնիկները տեղաբաշխվում են տարածության մեջ օրինաչափ, պարբերաբար կրկնվելով խիստ որոշակի ուղղություններով խիստ որոշակի հեռավորությունների վրա: Նյութական մասնիկների բաշխումը նկարագրող երկրաչափական սխեման տարածական ցանցն է: Այն կառուցվում է ցանցի երեք ոչ զուգահեռ՝ a, b, c , տրանսյացիաների կամ պարամետրերի միջոցով: Կախված տրանսյացիաների մեծություններից և փոխադարձ կողմնորոշումից տարածական ցանցերն ունենում են տարբեր սիմետրիա: Բյուրեղական կառուցվածքի սիմետրիան սահմանափակում է հնարավոր ցանցերի քանակը: Հիմնական տրանսյացիաները, նշանակում է նաև՝ ցանցերը, պետք է համապատասխանեն բյուրեղի կառուցվածքի սիմետրիային: Ցանցի երեք տարրական տրանսյացիաները որոշում են **տարրական բջիջը**: Տարրական բջջի ընտրության բազմաթիվ եղանակներ կան, սակայն ընդունված է ընտրել այնպես, որ այն համապատասխանի ցանցի սիմետրիային (նկ. 1.2): Բյուրեղական նյութում գնդային նյութական մասնիկների զանգվածների կենտրոնների պարբերական դասավորության գաղափարի վրա հիմնվելով՝ Բրավեն 1848 թ. ցույց տվեց, որ բյուրեղական կառուցվածքների ողջ բազմազանությունը կարելի է նկարագրել 14 տեսակի ցանցերի օգնությամբ, որոնք միմյանցից

տարբերվում են տարրական բջիջների տեսքով, սիմետրիայով և բաժանվում են բյուրեղագիտական 7 սինգոնիաների:

Աղյուսակ 1.2. Բյուրեղագիտական կատեգորիաներ և սինգոնիաներ

Միավոր վեկտորների թիվը	Սինգոնիա	Կորորդինատների առանցքները (մետրիկա)	Սիմետրիան	Առանցքների տեղաբաշխումը	Տարրական բջիջը	Պարամետրերը
Մ Ս Ո Ր Ի Ն Կ Ա Տ Ե Գ Ո Ր Ի Ա						
Մի քանի	Տրիկլինային	$a \neq b \neq c$ $\alpha \neq \beta \neq \gamma$ $\gamma = 90^0$	L_1 կամ L_2	Ըստ բյուրեղի կողերի	Շեղանկյուն զուգահեռանիստ	$a, b, c,$ α, β
	Մոնոկլինային	$a \neq b \neq c$ $\alpha = \gamma = 90^0 \neq \beta$	L_2 կամ m	γ առանցքը $\parallel L_2$ առանցքին կամ $\perp m$	Ուղիղ պրիզմա	$a, b, c,$ β
	Ռոմբային	$a \neq b \neq c$ $\alpha = \gamma = 90^0 = \beta$	$3L_2$ կամ $3m$	X, Y, Z առանցքները $\parallel L_2$ կամ $\perp 3m$	Ուղղանկյուն զուգահեռանիստ	a, b, c
Մ Ի Զ Ի Ն Կ Ա Տ Ե Գ Ո Ր Ի Ա						
Մեկ	Տրիգոնալ	$a = b \neq c$ $\alpha = \beta = 90^0$ $\gamma = 120^0$	L_3 կամ L_3	Գլխավոր առանցքը ըստ Z -ի, մյուսները XY հարթության մեջ	Պրիզմա (հիմքը 120^0 անկյունով ռոմբ)	c/a
	Չեքսագոնալ	$a = b \neq c$ $\alpha = \beta = \gamma = 90^0$	L_6 կամ L_6			
	Տետրագոնալ	$a = b \neq c$ $\alpha = \beta = \gamma = 90^0$	L_4 կամ L_4		Պրիզմա քառանկյունի հիմքով	
Բ Ա Ր Զ Բ Ա Գ Ո Ւ Ց Ն Կ Ա Տ Ե Գ Ո Ր Ի Ա						
Չկա	Խորանարդային	$a = b = c$ $\alpha = \beta = \gamma = 90^0$	$4L_3$	X, Y, Z առանցքները $\parallel L_4$ -ին, $\parallel L_4$ -ին, կամ L_2 -ին	Խորանարդ	a

Այդ ցանցերը կոչվեցին **Բրավեի ցանցեր**: Բրավեի ցանցը նյութական մասնիկների տեղաբաշխումը նկարագրող տրանսյա-ցիաների խումբ է: Ցանկացած բյուրեղական կառուցվածք կարելի է ներկայացնել Բրավեի 14 ցանցերից որևէ մեկով:

Բրավեի ցանցի ընտրությունը պետք է բավարարի հետևյալ երեք պայմաններին.

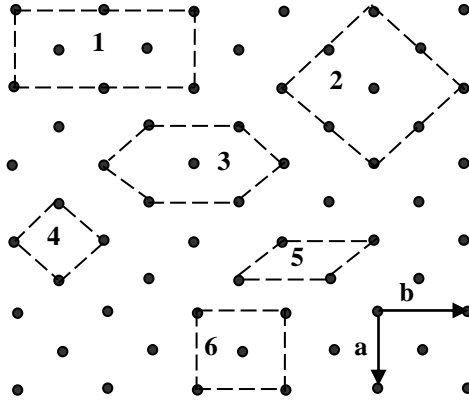
✓ Տարրական բջջի սիմետրիան պետք է համապատասխանի բյուրեղի սիմետրիային, ավելի ճշգրիտ՝ այն սինգոնիայի ամենաբարձր սիմետրիային, որին պատկանում է բյուրեղը: Տարրական բջջի կողերը պետք է լինեն ցանցի տրանսյացիաները:

✓ Տարրական բջիջը պետք է պարունակի հնարավոր մեծագույն քանակով ուղիղ անկյուններ կամ հավասար անկյուններ և կողեր,

✓ Տարրական բջիջը պետք է ունենա նվազագույն ծավալ:

Այս պայմանները պետք է կատարվեն հաջորդաբար, այսինքն՝ բջջի ընտրության դեպքում առաջին պայմանը կարևոր է երկրորդից, իսկ երկրորդը՝ երրորդից:

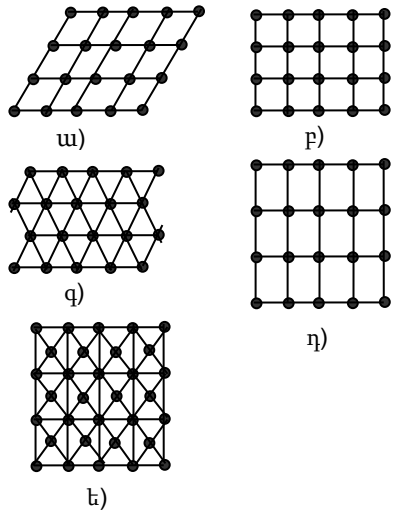
Տարրական բջջի (հանգույցներ կան միայն գագաթներում) ընտրությունը, ըստ Բրավեի պայմանի, բյուրեղի կառուցվածքն ու հատկությունները նկարագրելու համար տալիս է կոորդինատների ամենահարմար համակարգը: Որոշ դեպքերում հարմար է ընտրել ոչ պարզագույն բջիջներ: Օրինակի համար դիտարկենք երկչափ ցանցում հարթ տարրական բջջի ընտրության դեպքը (նկ. 1.11): Թիվ 5 բջիջը ամենափոքրն է ըստ մակերեսի, սակայն այն չի համապատասխանում ցանցի սիմետրիային (չկա սիմետրիայի ոչ մի հարթություն) և չունի ուղիղ անկյուններ: 2, 3, և 4 բջիջները համապատասխանում են ցանցի սիմետրիային, սակայն սրանք չունեն ուղիղ անկյուններ և դրանք չեն բավարարում մակերեսի նվազագույն լինելու պայմանին (բացի 4 բջջից), այդ պատճառով էլ դրանք չի կարելի վերցնել որպես տարրական: 1 և 6 բջիջները բավարարում են ցանցի սիմետրիային, ունեն հնարավոր մեծագույն թվով ուղիղ անկյուններ, սակայն 1 բջիջը չի բավարարում մակերեսի նվազագույն լինելու պայմանին: Այսպիսով, հաջորդաբար օգտագործելով տարրական բջջի ընտրության երեք պայմանները, պարզ ցանցի համար ընտրում ենք 6 բջիջը: Այս դեպքում կենտրոնադրված բջիջը բավարարում է բջջի ընտրության կանոններին ավելի լավ, քան պարզագույնը:



Նկ. 1.11. Հարթ ցանցում Բրավեի բջջի ընտրությունը:
Տարրական \mathbf{a} և \mathbf{b} տրանսլյացիաները ցույց են տրված ներքևում աջից:

Դիտարկենք Բրավեի ցանցերի բոլոր հնարավոր տեսակները ցանկացած հարթ ցանցի համար: Հարթ ցանցը որոշվում է տրանսլյացիաների \mathbf{a} և \mathbf{b} գույգով: Հարթ ցանցի բջիջները պետք է լցնեն հարթությունը առանց դատարկ տեղերի: Հարթ ցանցում կարող են գոյություն ունենալ միայն ցանցի հարթությանն ուղղահայաց պտույտներ 1, 2, 3, 4 և 6 առանցքների շուրջ, ինչպես նաև անդրադարձներ նույնպես ցանցի հարթությանն ուղղահայաց սիմետրիայի հարթություններում: \mathbf{a} և \mathbf{b} տրանսլյացիաների և դրանց միջև γ անկյան բոլոր հնարավոր արժեքները, նշանակում է նաև հարթ ցանցերում հնարավոր տարրական բջիջների բոլոր տեսակները ցույց են տրված նկ. 1.13-ում:

Բջջի ոչ միատեսակ կողերով ($a \neq b, \gamma \neq 90^\circ$) շեղանկյուն ցանցը համապատասխանում է 1 և 2 կետային խմբերին (նկ. 1.12 ա): 4 առանցքի գոյությունը կե-

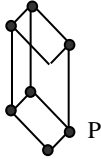
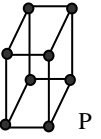
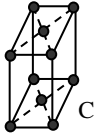
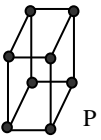
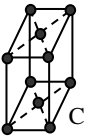
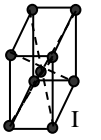
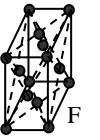

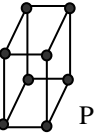
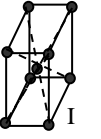
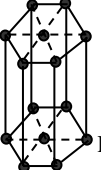
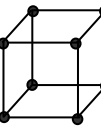
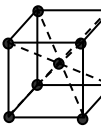
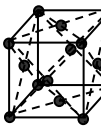


Նկ. 1.12. Հարթ ցանցերի հինգ տեսակները

տային 4 և 4mm խմբերում պահանջում է, որպեսզի ցանցը լինի քառակուսի, այսինքն՝ $a = b, \gamma = 90^\circ$ (նկ. 1.12 բ): Ռոմբի տեսք ունեցող տարրական բջջով հեքսագոնալ ցանցը ($a = b, \gamma = 120^\circ$) համապատասխանում է հարթ կետային 3, 3m, 6 և 6m խմբերին (նկ. 1.12 գ): Ուղղանկյուն բջջով ($a \neq b, \gamma = 90^\circ$) ուղղանկյուն ցանցը համապատասխանում է հարթ կետային m և mm2 խմբերին (նկ. 1.12 դ): Նույն խմբերին համապատասխանում է նաև մեկ այլ ուղղանկյուն ցանց, որում նույնպես ($a \neq b, \gamma = 90^\circ$), բայց տարրական բջիջը պարզագույն չէ, այլ կենտրոնադրված է (նկ. 1.12 ե). տարրական բջջի կենտրոնում կա $(a + b)/2$ տրանսլյացիայով հանգույց: Այդպիսի ցանցի համար կարելի էր ընտրել ռոմբի տեսքով տարրական բջիջ, սակայն կենտրոնադրված բջջի ընտրությունը բավարարում է առաջին երկու պայմաններին, իսկ պարզագույն բջիջը՝ միայն երրորդին:

Այսպիսով, գոյություն ունեն Բրավեի միայն հինգ հարթ ցանցեր:

Նույն կերպ ստացվում են Բրավեի 14 եռաչափ ցանցերը (նկ. 1.14): Հիմնական տրանսլյացիաների կամ հանգույցների փոխադարձ տեղադրման բնույթով բոլոր բյուրեղական ցանցերը, ըստ Բրավեի, բաժանվում են չորս տեսակի՝ պարզագույն (P), հիմքակենտրոնադրված (C, B կամ A), ծավալակենտրոնադրված՝ ԾԿԴ (I), նիստակենտրոնադրված՝ ՆԿԴ (F): Պարզագույն P բջջում ցանցի հանգույցները տեղաբաշխվում են միայն բջջի զագագթներում, իսկ բարդ բջիջներում կան լրացուցիչ հանգույցներ. ԾԿԴ I բջջում՝ մեկ հանգույց բջջի կենտրոնում, ՆԿԴ F բջջում՝ մեկական հանգույց յուրաքանչյուր նիստի կենտրոնում, հիմքակենտրոնադրված C (A, B) բջջում՝ մեկական հանգույց զուգահեռ նիստերի զույգերի կենտրոններում: Բրավեի պարզագույն բջիջներով են բնութագրվում բյուրեղի սինգոնիաները: Հեքսագոնալ սինգոնիայում պարզագույն տարրական բջիջը 6 առանցքին զուգահեռ կողով և ռոմբաձև հիմքով պրիզմա է, որում $a = b \neq c, \alpha = \beta = 90^\circ, \gamma = 120^\circ$: Բջիջը բնութագրվում է երկու պարամետրերով: Ուստի, օգտվում են երեք պարզագույն բջիջներից կազմված հեքսագոնալ պրիզմայից: Այդ բջիջն արդեն պարզագույն չէ: Տրիգոնալ սինգոնիայի համար Բրավեի պայմաններին բավարարող պարզագույն բջիջը ռոմբաձևն է, որում $a = b = c, \alpha = \beta = \gamma \neq 90^\circ$: Ռոմբաձևի կոորդինատային կողերը առաջացնում են միատեսակ շեղ անկյուններ սիմետրիայի գլխավոր առանցքի հետ:

Մինգոնիան	Ց ա ն ց ի տ է ս ա կ ը			
	Պարզագույն	Հիմքակենտրոնացրված	ԾԿԴ	ՆԿԴ
Տրիկլինային				
Մոնոկլինային				
Ռոմբային				
Տրիգոնալ (Ռոմբաէդրական)				
Տետրագոնալ				
Հեքսագոնալ				
Խորանարդային				

Նկ. 1.13. Բրավեի 14 ցանցերը

Բրավեի տարրական բջիջը առանձնացնելու համար պետք է գտնել երեք **a, b, c**, ամենակարճ ոչ զուգահեռ տրանսլյացիաները, ընդ որում, յուրաքանչյուր տրանսլյացիա պետք է սկսի և վերջանա միատեսակ հանգույցներում: Հետո պետք է ստուգել հիմնական պահանջները.

1. Կարելի՞ է արդյոք այդ տրանսլյացիաների վրա կառուցել բջիջ, որը բավարարի Բրավեի բջջի ընտրության կանոններին:

2. Կառուցվածքում արդյո՞ք բոլոր մասնիկները կարելի է ստանալ տրանսլյացիաների այդպիսի ընտրությամբ:

Ընդհանուր դեպքում յուրաքանչյուր սինգոնիայի կարող են համապատասխանել բոլոր չորս տեսակի ցանցերը (P, C, I, F), սակայն գործնականում բոլոր սինգոնիաներում էլ, բացի ռոմբայինից, Բրավեի հնարավոր ցանցերի քանակը կրճատվում է մի տեսակի ցանցերի այլ տեսակներին անցնելու հետևանքով: Այսպես, խորանարդային սինգոնիայում չի կարող լինել հիմքակենտրոնադրված ցանց եթե խորանարդային տարրական բջջի զույգ նիստերը լինեն կենտրոնադրված, ապա խորանարդային սիմետրիայի հետևանքով կկենտրոնադրվեն մնացած նիստերը ևս, և հիմքակենտրոնադրվածի փոխարեն կստացվի նիստակենտրոնադրված ցանց:

Աղյուսակ 1.3. Բրավեի բջջի բնութագրերը

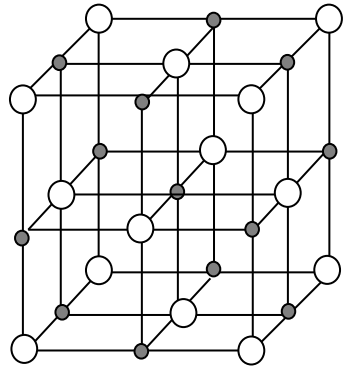
Բջջի տեսակն ու սիմվոլը	Տրանսլյացիաներ	Բազիս	Հանգույցների թիվը բջջում
Պարզագույն՝ P	a, b, c	000	1
Ծավալակենտրոնադրված՝ I	$a, b, c, \frac{a+b+c}{2}$	000; $\frac{1}{2} \frac{1}{2} \frac{1}{2}$	2
Նիստակենտրոնադրված՝ F	$a, b, c, \frac{a+b}{2}, \frac{b+c}{2}, \frac{c+a}{2}$	000; $\frac{1}{2} \frac{1}{2} 0$; $\frac{1}{2} 0 \frac{1}{2}$; $0 \frac{1}{2} \frac{1}{2}$	4
Հիմքակենտրոնադրված՝ A	$a, b, c, \frac{b+c}{2}$	000; $0 \frac{1}{2} \frac{1}{2}$	2
Հիմքակենտրոնադրված՝ B	$a, b, c, \frac{c+a}{2}$	000; $\frac{1}{2} 0 \frac{1}{2}$	2
Հիմքակենտրոնադրված՝ C	$a, b, c, \frac{a+b}{2}$	000; $\frac{1}{2} \frac{1}{2} 0$	2

Հանգույցների ինդեքսները տրված են առանց քառակուսի փակագծերի

Տրիկլինային սինգոնիայում տարրական բջիջը այլ կերպ ընտրելով բոլոր ոչ պարզագույն C , I , F ցանցերը բերվում են պարզագույնի, օրինակ՝ $(a+b+c)/2$, b , c տրանսյազիայով $\overline{C}C\overline{C}$ ցանցը կարելի է բերել $a'=a$, $b'=b$, $c'=(a+b+c)/2$ տրանսյազիաներով պարզագույնի, հիմքակենտրոնադրվածը՝ երկու անգամ փոքր տարրական բջջով պարզագույնի: Բրավեի 14 ցանցերը բաշխվում են սինգոնիաների մեջ, ինչպես ցույց է տրված նկ. 1.13-ում:

Տարրական բջջի մեջ մտնող հանգույցների կոորդինատների համախումբը կոչվում է **բջջի բազիս**: Ողջ բյուրեղական կառուցվածքը կարելի է ստանալ կրկնելով բազիսի հանգույցները Բրավեի բջջի տրանսյազիաներով: Այդ դեպքում կոորդինատների սկզբնակետը ընտրվում է բջջի գագաթին և հանգույցների կոորդինատները արտահայտվում են տարրական \mathbf{a} , \mathbf{b} և \mathbf{c} տրանսյազիաների մասերով: Օրինակ, պարզագույն բջջի համար բավական է նշել $[[000]]$ հանգույցի կոորդինատները, իսկ մնացած բոլոր հանգույցները կարելի է ստանալ կրկնելով այդ հանգույցը հիմնական տրանսյազիաների միջոցով: Աղյուսակ 1.3-ում նշված են մնացած տեսակի բջիջների բազիսները: Ներկայացնենք Բրավեի բջջի ընտրությունը

կոնկրետ դեպքի կերակրի աղի՝ NaCl -ի համար: (նկ. 1.14): Երկու հարևան իոնների միջև հեռավորությունը չի կարելի համարել տարրական տրանսյազիա, քանի որ իոնները տարբեր են: Տարրական տրանսյազիան այստեղ պետք է հավասար լինի Na-Na կամ Cl-Cl հեռավորությանը, այսինքն՝ Na -ի և Cl -ի իոնների միջև հեռավորության կրկնապատկին: Նույնպիսի տարրական տրանսյազիաներ կան երեք փոխուղղահայաց ուղղություններով, այսինքն՝ $a=b=c$, $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$: Նշանակում է տարրական բջիջը խորանարդային է: Բացի a , b , c տրանսյազիաներից, կան նաև $(a+b)/2$, $(b+c)/2$, $(c+a)/2$ տրանսյազիաները ինչպես Na^+ , այնպես էլ Cl^- իոնի համար: Նշանակում է, քարաղի կառուցվածքում տարրական բջիջը $\overline{C}C\overline{C}$ է:



Նկ.1.14. Կերակրի աղի կառուցվածքը. \circ - Cl^- , \bullet - Na^+

1.9. Բյուրեղների կառուցվածքի փորձնական որոշման մասին

Բյուրեղի ատոմական կառուցվածքը որոշվում է ռենտգենյան ճառագայթների, էլեկտրոնների դիֆրակցիայի և ցրման միջոցով: Մ. Լաուեն 1912թ. կատարված հայտնի փորձով ցույց տրվեց, որ ռենտգենյան ճառագայթների փունջը անցնելով բյուրեղով դիֆրակցվում է, ընդ որում, դիֆրակցիոն մաքսիմումների (այսինքն՝ ֆոտոթիթեղի վրայի բծերի) բաշխման սիմետրիան համապատասխանում է բյուրեղի սիմետրիային: Եռաչափ պարբերական կառուցվածքով բյուրեղները բնական դիֆրակցիոն ցանցեր են ռենտգենյան ճառագայթների համար, քանի որ ռենտգենյան ալիքի երկարությունները և միջատոմական հեռավորությունները բյուրեղներում համաչափելի մեծություններ են: Դիֆրակցիոն մաքսիմումներ առաջանում են ռենտգենակառուցվածքային վերլուծության հիմնական օրենքին՝ Բրեգի $2d \sin \theta = n\lambda$ պայմանին համապատասխանող բոլոր ուղղություններով: Համաձայն Բրեգի պայմանի՝ դիֆրակցիոն մաքսիմումներ ստացվում են միայն որոշակի ուղղությունների և միջհարթությունային հեռավորությունների համար: Ռենտգենակառուցվածքային վերլուծության մեթոդները կախված լուսանկարահանման պայմաններից՝ լինում են երկու տեսակի.

ա) բյուրեղի վրա ընկնող ճառագայթների անկման անկյունը հաստատուն է, բայց փոփոխվում է ալիքի երկարությունը,

բ) ալիքի երկարությունը հաստատուն է, բայց փոփոխվում է անկման անկյունը:

Երկու դեպքում էլ ֆոտոթիթեղի վրա կամ հաշվիչներում ստացվում են Բրեգի պայմանին համապատասխան դիֆրակցիոն մաքսիմումներ:

Լաուեի մեթոդը պատկանում է ա) տեսակին. ճառագայթի նկատմամբ որոշակի անկյամբ կողմնորոշված բյուրեղի վրա ընկնում է ոչ միագույն («սպիտակ») ճառագայթում, որն ունի ալիքի երկարությունների անընդհատ սպեկտր, այնպես որ սպեկտրում եղած ալիքներից որևէ մեկը բավարարում է Բրեգի պայմանին: Մեթոդը կիրառվում է միաբյուրեղների կողմնորոշման և սիմետրիայի որոշման համար:

Երկրորդ՝ բ) տեսակի մեթոդները ունեն երկակի կիրառություն:

Պատման մեթոդի դեպքում միաբյուրեղը պտտում են ընկնող միագույն փնջին ուղղահայաց բյուրեղագիտական գոտու առանցքի

շուրջ, այնպես որ բյուրեղի տարբեր հարթությունները հերթականությամբ դրվում են դիֆրակցիայի պայմանին բավարարող դիրքերում:

Դեբայ-Շերերի մեթոդը այն է, որ բազմաբյուրեղը կամ միաբյուրեղային հատիկների մանրափոշին լուսավորվում է միագույն ճառագայթմամբ: Կամայական կողմնորոշված միաբյուրեղների բազմության մեջ միշտ էլ կգտնվեն այնպիսիք, որոնց կողմնորոշումը համապատասխանում է Բրեգի պայմանին:

Ըստ դիֆրակցիոն պատկերի կարելի է դատել ցանցի երկրաչափության, իսկ ըստ դիֆրակցիոն մաքսիմումների ինտենսիվության՝ բջջում ատոմների տեղաբաշխման մասին: Ռենտգենակառուցվածքային վերլուծության առաջին փուլը տարածական խմբի երկրաչափության որոշումն է, իսկ երկրորդը՝ բջջի ներսում այդ տարածական խմբի «հագցնելն» է զանազան ատոմների կոնկրետ հավաքածուով, այսինքն՝ բյուրեղի կառուցվածքի կոնկրետ որոշումը: Ատոմներով ճառագայթների ցրման ինտենսիվությունը կախված է ատոմի տեսակից և բջջում ունեցած դիրքից: Դիֆրակցիոն մաքսիմումների ինտենսիվությունը չափվում է ֆոտոթիթեղի սևացման չափով կամ՝ ավելի ճշգրիտ, էլեկտրոնային մեթոդներով՝ դիֆրակտոմետրերով: Դիֆրակցիոն մաքսիմումների հարաբերական ինտենսիվությունների չափմամբ որոշվում է էլեկտրոնային խտության բաշխումը՝ բյուրեղի այս կամ այն կետում էլեկտրոնների գտնվելու հավանականությունը:

1.10. Բյուրեղների արատները

Մինչև այժմ քննարկվում էին բյուրեղներ, որոնց տարրերը (ատոմներ, իոններ կամ մոլեկուլներ) շարված են իդեալական պարբերական կարգով և միայն տատանումներ են կատարում իրենց հավասարակշռության դիրքի շուրջ: Իրականում այդպիսի բյուրեղներ իհարկե չկան: Իրական բյուրեղներում մի շարք պատճառներով առաջանում են տարատեսակ արատներ (դեֆեկտներ)।

✓ **Կետային արատներ**՝ դատարկ հանգույցներ (վականսիաներ), միջհանգուցային ատոմներ, հիմնական նյութի ատոմների դասավորության ճշգրիտ հերթագայության խախտումներ, ինչպես նաև այլաձին խառնուրդային ատոմներ, որոնք, կախված իրենց չափերից, նույնպես կարող են գտնվել ինչպես հանգույցներում, այնպես էլ

միջհանգույցներում, երկվականսիա (նկ. 1.16): Եթե կետային արատների թիվը մեծ է, ապա դրանք սկսում են փոխազդել միմյանց հետ, այսինքն՝ առաջացնել քիչ թե շատ խոշոր կոմպլեքսներ:

✓ **Գծային արատներ**՝ դիսլոկացիաներ:

✓ **Հարթ արատներ**՝ միաբյուրեղի և հատիկների սահմաններ:

✓ **Օավալային արատներ**՝ ճաքեր, խոռոչներ, այլ ֆազի ներդրումներ:

Պինդ մարմնի ֆիզիկայում կատարվող հետազոտությունների մեծ մասը այս կամ այլ կերպ առնչվում են բյուրեղների արատների ուսումնասիրությանը: Դա հասկանալի է, եթե հաշվի առնենք, որ արատները գործնականորեն ազդում են բյուրեղների, մասնավորապես կիսահաղորդիչների, բոլոր հատկությունների վրա և դրանցով են որոշվում.

✓ Լիցքակիրների տեսակն ու կոնցենտրացիան խառնուրդային կիսահաղորդիչներում և բյուրեղական ցանցի ջերմահաղորդականությունը, հատկապես ցածր ջերմաստիճաններում:

✓ Լիցքակիրների գեներացիայի, ռեկոմբինացիայի և կաչողականության պրոցեսները:

✓ Գավանամագնիսական, ջերմամագնիսական և ջերմաէլեկտրական երևույթները:

✓ Դիֆուզիայի և իոնային հաղորդականության պրոցեսները:

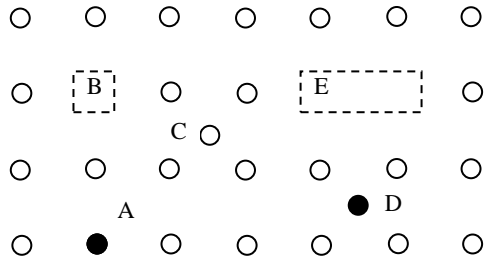
✓ Մեխանիկական և կատալիտիկ հատկությունները:

✓ Ելքի աշխատանքը:

✓ Փոխազդեցությունը ճառագայթման հետ (ֆոտոհաղորդականություն, հարկադրական ճառագայթում, ռեզոնանսային երևույթներ):

Վերը թվարկած երևույթների վրա առավել ազդեցություն ունեն կետային արատները, որոնց կոնցենտրացիան կարող է փոփոխվել շատ լայն սահմաններում: Օրինակ՝ խառնուրդային ատոմների կոնցենտրացիան շատ մաքուր հոծ Si-ում և Ge-ում չեն գերազանցում 10^{11} - 10^{12} սմ⁻³, թաղանթային սիլիցիումում՝ 10^{10} - 10^{11} սմ⁻³ արժեքը: Ներկայումս աճեցվում են գրեթե առանց դիսլոկացիաների ծավալային բյուրեղներ: Պարզ է, որ այսպիսի «մաքրության» բյուրեղները, որոնց օգտագործման շրջանակը բավական սահմանափակ է, համեմատաբար թանկ են:

Կիսահաղորդչային միկրո- և օպտոէլեկտրոնիկայի սարքերի մեծ մասի համար օգտագործվում են խառնուրդների 10^{14} - 10^{18} սմ⁻³ կոնցենտրացիայով լեգիրացված բյուրեղներ: Լազերներում, թունելային դիոդներում և ջերմաէլեմենտներում կիրառվում են այլատեսակի կիսահաղորդիչներ, որոնցում խառնուրդների կոնցենտրացիան հասնում է 10^{19} - 10^{21} սմ⁻³:



Նկ. 1.16. Կետային արատները բյուրեղական ցանցում. A՝ տեղակալման խառնուրդային ատոմ, B՝ վականսիա, C՝ ատոմ միջհանգույցում, D՝ ներդրման խառնուրդային ատոմ, E՝ կրկնակի վականսիա

Վերջնարդյունքներ 1-ին գլխի համար

- Որո՞նք են կառուցվածքի բյուրեղական վիճակի բնորոշիչները:
- Կապերի ինչպի՞սի տեսակներ կան բյուրեղներում:
- Ի՞նչ է ատոմների էլեկտրաբացասականությունը:
- Ի՞նչ է սիմետրիկ կամ տրանսլյացիոն ձևափոխությունը:
- Ո՞րն է հարթ և տարածական ցանցի բջիջը:
- Ի՞նչ է պարզագույն բջիջը:
- Ի՞նչ է ռետիկուլյար խտությունը:
- Ո՞րն է անկյունների հաստատունության օրենքը:
- Ինչպե՞ս է սահմանվում Բրեգի պայմանը:
- Ի՞նչ է հատուկ կամ միավոր ուղղությունը:
- Ինչպե՞ս են սահմանվում կատեգորիաները և քանի՞սն են դրանք:
- Ինչպե՞ս են սահմանվում սինգոնիաները և քանի՞սն են դրանք:
- Որ՞ն է խորանարդային բյուրեղի սիմետրիայի բանաձևը:
- Որո՞նք և քանի՞սն են Բրավեի երկչափ և տարածական ցանցերը:
- Ի՞նչ է տարրական բջջի բազիսը:
- Որո՞նք են բյուրեղների կառուցվածքի փորձնական որոշման մեթոդները:
- Բյուրեղների ինչպիսի՞ արատներ կան:

ԳԼՈՒԽ 2

ՊԻՆԴ ՄԱՐՄՆԻ ԳՈՏԻԱԿԱՆ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ՀԻՄՈՒՆՔՆԵՐ

2.1. Շրջողինգերի հավասարումը բյուրեղի համար

Պինդ մարմինը կազմված է ատոմների միջուկներից և էլեկտրոններից: Ատոմների միջուկները առաջացնում են բյուրեղական ցանց, որն օժտված է տարածական պարբերականությամբ: Արտաքին էլեկտրական դաշտի կիրառման դեպքում ցանցը գործնականորեն չի ձևախախտվում, թեկուզև ատոմների միջուկները լիցքավորված են: Դա տեղի ունի այն պատճառով, որ ցանցի հանգույցներում միջուկներին պահող ուժերը սովորաբար զգալիորեն մեծ են արտաքին դաշտերի կողմից ստեղծվող ուժերից: Այն էլեկտրոնները, որոնք մոտ չեն գտնվում ատոմների միջուկներին և հետևաբար դրանց կողմից ուժեղ չեն ձգվում կարող են տեղաշարժվել պինդ մարմնում՝ ստեղծելով էլեկտրական հոսանք: Այս երևույթի քանակական նկարագրման ժամանակ առաջանում են լուրջ դժվարություններ պայմանավորված նրանով, որ էլեկտրոնները լիցքավորված մասնիկներ են և պինդ մարմնում տեղաշարժվելիս հանդիպում են այլ էլեկտրոնների: Սակայն, քանի որ էլեկտրոնների միջև գործում են էլեկտրական վանող ուժեր, ապա էլեկտրոնի շարժումը կախված է լինում շրջապատի էլեկտրոնների շարժումից: Այլ կերպ ասած, քննարկվող դեպքում պետք է լուծել ոչ թե միաէլեկտրոնային, այլ՝ բազմաէլեկտրոնային խնդիր: Այդ իսկ պատճառով բյուրեղում մեծ թվով ատոմային միջուկների և էլեկտրոնների համախմբի ստացիոնար վիճակներն ու էներգետիկական սպեկտրը որոշելու համար պետք է լուծել Շրջողինգերի հավասարումը: Այն է.

$$\hat{H}\Phi = \mathcal{E}\Phi, \quad (2.1)$$

որտեղ \hat{H} -ը բյուրեղի համախմբինն է՝ կինետիկական և պոտենցիալ էներգիաների օպերատորների գումարը, Φ -ն՝ համախմբինի սեփական ալիքային ֆունկցիան, \mathcal{E} -ն՝ բյուրեղի էներգիան:

Բյուրեղի ալիքային ֆունկցիայի արժեքը կախված է բոլոր էլեկտրոնների՝ r_i , և ատոմային միջուկների՝ R_i , կոորդինատներից.

$$\Phi = \Phi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_n; \mathbf{R}_1, \mathbf{R}_1, \dots, \mathbf{R}_N):$$

Համախմբինի օպերատորը իր մեջ ներառում է.

1) էլեկտրոնների կինետիկ էներգիայի օպերատորը՝

$$\sum_i \left(-\frac{\hbar^2}{2m_0} \Delta_i \right)$$

\hbar -ը, Պլանկի հաստատունն է ($\hbar = h/2\pi$), m_0 -ն՝ էլեկտրոնի զանգվածը,

$$\Delta_i = \frac{\partial^2}{\partial x_i^2} + \frac{\partial^2}{\partial y_i^2} + \frac{\partial^2}{\partial z_i^2} \quad - \text{ը՝}$$

Լապլասի օպերատորն է i -րդ էլեկտրոնի համար:

2) Միջուկների կինետիկ էներգիայի օպերատորը՝

$$\sum_\alpha \left(-\frac{\hbar^2}{2M_\alpha} \Delta_\alpha \right),$$

որտեղ M_α -ը միջուկի զանգվածն է,

$$\Delta_\alpha = \frac{\partial^2}{\partial X_\alpha^2} + \frac{\partial^2}{\partial Y_\alpha^2} + \frac{\partial^2}{\partial Z_\alpha^2};$$

3) էլեկտրոնների փոխադարձ փոխազդեցության պոտենցիալ էներգիան՝

$$\frac{1}{2} \sum_i \sum_{j \neq i} \frac{e^2}{r_{ij}} :$$

4) Միջուկների փոխադարձ փոխազդեցության պոտենցիալ էներգիան՝

$$V_0(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_1, \dots, \mathbf{R}_N):$$

5) Միջուկների հետ էլեկտրոնների փոխազդեցության պոտենցիալ էներգիան՝

$$U(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_n; \mathbf{R}_1, \mathbf{R}_1, \dots, \mathbf{R}_N):$$

Համախառնիանի այս բաղադրիչները հաշվի առնելուց հետո Շրյոդինգերի հավասարումն ընդունում է հետևյալ տեսքը՝

$$\left[\sum_i \left(-\frac{\hbar^2}{2m_0} \Delta_i \right) + \sum_\alpha \left(-\frac{\hbar^2}{2M_\alpha} \Delta_\alpha \right) + \frac{1}{2} \sum_i \sum_{j \neq i} \frac{e^2}{r_{ij}} + V_0(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2, \dots, \mathbf{R}_N) + U(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_n; \mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2, \dots, \mathbf{R}_N) \right] \Phi = \varepsilon \Phi: \quad (2.2)$$

Անկախ փոփոխականների թիվը հավասարման մեջ որոշվում է բյուրեղում պարունակվող մասնիկների թվով, ինչը նյութի 1սմ^3 ծավալում 10^{23} կարգի մեծություն է: Ընդհանուր տեսքով այդպիսի խնդիր անալիտիկորեն չի լուծվում: Հնարավոր են միայն մոտավոր լուծումներ:

2.2. Էներգետիկ գոտիների առաջացումը

Շրջողինգերի հավասարման լուծման համար կան մի շարք մեթոդներ՝ ադիաբատ կամ Բորն-Օպենհեյմերի մոտավորություն, միաէլեկտրոն մոտավորություն, ուժեղ կապված էլեկտրոնների մոտավորություն, զրեթե ազատ էլեկտրոնների մոտավորություն, արդյունաբար զանգվածի մեթոդը: Կիսահաղորդիչների ֆիզիկական հատկությունների վերլուծությունը ավելի ցայտուն է ուժեղ կապված էլեկտրոնների մոտավորության դեպքում, որում համարվում է, որ էլեկտրոնի վիճակը բյուրեղում քիչ է տարբերվում մեկուսացված ատոմում ունեցած վիճակից: Այդպիսի մոտեցումը կիրառելի է միայն ատոմի խորը էներգետիկ վիճակներում գտնվող էլեկտրոնների համար, այսինքն՝ այն կիրառելի է այն էլեկտրոնների նկատմամբ, որոնք թույլ են փոխազդում ցանցի այլ հանգույցների ատոմների հետ: Այդ պատճառով էլ ոչ թույլ, և ոչ էլ ուժեղ կապված էլեկտրոնների մոտավորությունները թույլ չեն տալիս քանակապես նկարագրել վալենտային էլեկտրոնների վիճակը բյուրեղում: Այլ կերպ ասած, այդ մոտավորությունները չեն կարող օգտագործվել կոնկրետ նյութի էլեկտրոնների էներգետիկ սպեկտրի քանակական հաշվարկներ կատարելիս, սակայն լավ նկարագրում են բյուրեղի պարբերական դաշտում էլեկտրոնի շարժման օրինաչափությունները:

Պարզ խորանարդային ցանցի պարբերական դաշտում էլեկտրոնի էներգիայի արտահայտությունը ուժեղ կապի մոտավորությամբ կլինի.

$$E = E_a + C + 2A(\cos k_x a + \cos k_y a + \cos k_z a) : \quad (2.3)$$

Այստեղ E_a -ն՝ որևէ մակարդակի էներգիան է մեկուսացված ատոմում, a -ն ցանցի հաստատունն է, k_x, k_y, k_z -երը ալիքային \mathbf{k} վեկտորի բաղադրիչներն են, A -ն՝ փոխանակային ինտեգրալն է, C -ն հաստատուն մեծություն է և կախված չէ \mathbf{k} -ից:

Այս արտահայտության վերլուծությունը թույլ է տալիս կատարել մի շարք հիմնարար դատողություններ բյուրեղում էլեկտրոնների էներգետիկական սպեկտրի մասին.

1. Մեկուսացված ատոմի E_a մակարդակը բյուրեղական ցանցի ձևա-վորման ժամանակ ատոմների փոխազդեցության հետևանքով շեղվում է C -ի չափով: Շեղման ուղղությունը կախված է C -ի նշանից:

2. Ատոմական մակարդակը բյուրեղական ցանցում ճեղքվում է՝ վերածվելով շերտի կամ գոտու, որի ներսում էլեկտրոնի էներգիան պարբերական է կախված ալիքային \mathbf{k} վեկտորի բաղադրիչներից:

3. (2.3) արտահայտության էքստրեմալ արժեքները, որոնք տեղի ունեն $\cos k_i a = \pm 1$ ($i = x, y, z$) դեպքում, կլինեն՝

$$E_{max} = E_a + C + 6A, \quad E_{min} = E_a + C - 6A :$$

Հետևաբար՝ պարզ խորանարդային ցանցի համար էներգետիկ թույլատրելի գոտու լայնությունը հավասար է՝

$$E_{max} - E_{min} = 12A, \quad (2.4)$$

Այսինքն՝ կախված է փոխանակային ինտեգրալի արժեքից:

4. Մեկուսացված ատոմի յուրաքանչյուր էներգետիկ մակարդակ բյուրեղում ճեղքվում է՝ վերածվելով գոտու: Քանի որ փոխանակային ինտեգրալի արժեքը որոշվում է հարևան ատոմների էլեկտրոնային ամպերի փոխձածկմամբ, ապա, որքան ուժեղ են փոխձածկվում ատոմների ալիքային ֆունկցիաները, այնքան մեծ է A -ն, հետևաբար՝ էներգետիկական գոտու լայնությունը: Դրա հետևանքով ավելի բարձր ատոմական մակարդակների համար ալիքային ֆունկցիաների ավելի մեծ փոխձածկման հետևանքով առաջանում է ավելի լայն էներգետիկական գոտի (նկ. 2.1):

5. էներգետիկական գոտիները ընդհանուր դեպքում բաժանված են էներգիայի արգելված միջակայքով, որոնք կոչվում են արգելված գոտիներ (նկ. 2.1):

6. էներգիայի մեծացումից արգելված գոտու լայնությունը փոքրանում է (նկ. 2.1):

7. E_a մակարդակը մեկուսացված ատոմում կարող է այլասերված լինել, այսինքն՝ էլեկտրոնի էներգիան կախված չէ ջերմաստիճանից:

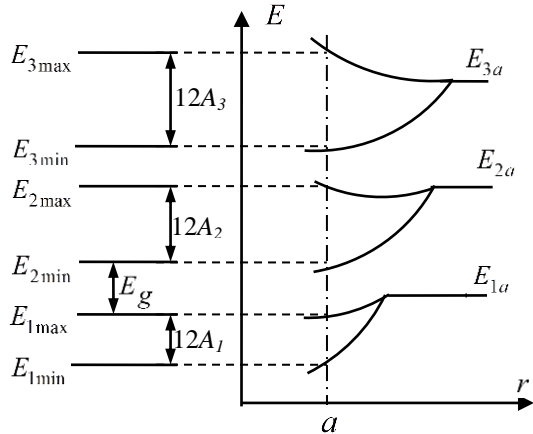
Բյուրեղական ցանցում այլասերումը կարող է մասնակիորեն կամ լրիվ հանվել: Այդ դեպքում ատոմական մակարդակը ճեղքվում

է մի քանի գոտիների, որոնց թիվը համապատասխանում է այլասերման աստիճանին:

8. Բյուրեղում էլեկտրոնի էներգիան կախված է ալիքային \mathbf{k} վեկտորի բաղադրիչներից: Այն գույգ ֆունկցիա է ալիքային թվից, այսինքն՝

$$E(\mathbf{k}) = E(-\mathbf{k}) :$$

9. Բյուրեղի վրա ջերմաստիճանի և ճնշման ադդեցությունից, ինչը հանգեցնում է միջատոմային հեռավորությունների փոփոխման, կփոխվի ալիքային ֆունկցիաների փոխձածկման տիրույթը, հետևաբար՝ փոխանակային ինտեգրալի մեծությունը: Դա կհանգեցնի էներգետիկական գոտիների լայնության փոփոխության, ինչի արդյունքում կփոխվի արգելված գոտու լայնությունը այդ գոտիների միջև:



Նկ. 2.1. Էներգիայի գոտիների առաջացումը էներգետիկական մակարդակներից՝ ատոմների մոտեցումից: a -ն բյուրեղի ցանցի հաստատունն է

10. Ուժեղ կապի մեթոդը կիրառելի չէ բյուրեղի ատոմների արտաքին վալենտային էլեկտրոնների համար, քանի որ ազատ ատոմների ալիքային ֆունկցիաների մեծ փոխձածկման հետևանքով վալենտային էլեկտրոնների արգելված գոտու լայնությունը մոտավորապես հավասար է կամ գերազանցում է մեկուսացված ատոմում էներգիայի մակարդակների միջև հեռավորությանը:

2.3. Էլեկտրոնների վիճակների թիվը էներգետիկ գոտում

Թույլատրելի գոտում վիճակների թիվը հաշվելու համար հարկավոր է էլեկտրոնների համար Շրյոդինգերի հավասարման

լուծման ժամանակ հաշվի առնել բյուրեղի եզրերին ներկայացվող պայմանները: Բյուրեղի սահմաններին դրվող ցանկացած պայման էապես չի անդրադառնա դրա ծավալում եղած էլեկտրոնների վիճակների վրա, քանի որ հանգույցների թիվը ցանկացած իրական բյուրեղում շատ մեծ է: Դրված խնդրի լուծման համար ամենահարմարը **Բորն-Կորմանի շրջանային պայմաններն են:**

Դիտարկենք զուգահեռանիստի տեսք ունեցող խորանարդային բյուրեղ (նկ. 2.2), որի չափսերը X , Y և Z առանցքներով՝ համապատասխանաբար L_x -ը, L_y -ը և L_z -ն են: a պարամետրով խորանարդային բյուրեղի համար

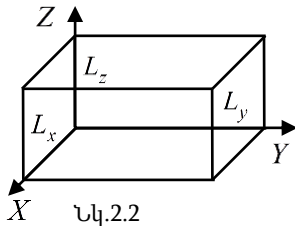
$$L_x = aN_x, \quad L_y = aN_y, \quad L_z = aN_z, \quad (2.5)$$

որտեղ N_x -ը, N_y -ը և N_z -ը բյուրեղի համապատասխան կողերին տեղաբաշխված ատոմների թիվն է:

Պահանջենք, որպեսզի ավիքային Ψ ֆունկցիան բյուրեղի հանդիպակաց նիստերին ունենա միևնույն արժեքը.

$$\Psi(x + L_x, y + L_y, z + L_z) = \Psi(x, y, z): \quad (2.6)$$

Բյուրեղի սահմանների հետ կապված այսպիսի պայմանը որևէ ֆիզիկական սահմանափակում չի դնում ավիքային ֆունկցիայի տեսքի վրա. (2.6) հավասարումը, ըստ էության, արտահայտում է Բորն-Կորմանի շրջանային եզրային պայմանը:



Հաշվի առնելով, որ էլեկտրոնի ստացիոնար ավիքային ֆունկցիան արտահայտվում է Բլոխի

$$\Psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = U_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}$$

ֆունկցիայով, որտեղ $U_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ -ը բյուրեղական ցանցի եռաչափ պարբերականությամբ ֆունկցիա է, (2.6)-ը կդառնա՝

$$\Psi(x + L_x, y + L_y, z + L_z) = U_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} e^{ik_x L_x} e^{ik_y L_y} e^{ik_z L_z} = \Psi(x, y, z): \quad (2.7)$$

Պարզ է, որ (2.7)-ում պետք է ընդունել

$$e^{ik_x L_x} = e^{ik_y L_y} = e^{ik_z L_z} = 1: \quad (2.8)$$

Այս հավասարությունը տեղի կունենա, եթե էքսպոնենտի ցուցիչը ամբողջ թիվ է բազմապատկած $2\pi i$ -ով, այսինքն՝

$$k_x L_x = 2\pi n_1, \quad k_y L_y = 2\pi n_2, \quad k_z L_z = 2\pi n_3,$$

n_1 -ը, n_2 -ը և n_3 -ը կամայական ամբողջ թվեր են: Այստեղից հետևում է՝

$$k_x = \frac{2\pi}{L_x} n_1, k_y = \frac{2\pi}{L_y} n_2, \quad k_z = \frac{2\pi}{L_z} n_3, \quad (2.9)$$

որտեղ

$$n_1 = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, n_2 = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, n_3 = 0, \pm 1, \pm 2, \dots :$$

Այսպիսով, ալիքային \mathbf{k} վեկտորի բաղադրիչները անընդահատ չեն փոփոխվում, այլ ընդունում են **դիսկրետ արժեքներ**: Դրան համապատասխան **էլեկտրոնի էներգիան էլ է քվանտացվում արգելված գոտում**: Դա նշանակում է, որ k_x բաղադրիչն ունի տարբեր n_1 -երի համապատասխանող N_x հատ արժեք: Ընդ որում՝ n_1 -ը կարող է ընդունել միայն $0, 1, 2, \dots, (N_x - 1)$ արժեքներ, քանի որ $E(\mathbf{k}) = E(-\mathbf{k})$, այսինքն՝ n_1 -ը փոփոխվում է միայն

$$0 \leq n_1 < N_x, \quad \text{կամ՝} \quad -\frac{N_x}{2} \leq n_1 < \frac{N_x}{2} \quad (2.10)$$

սահմաններում: (2.10)-ից, (2.9)-ից և (2.5)-ից ստանում ենք, որ \mathbf{k} վեկտորի բաղադրիչները գտնվում են արժեքների հետևյալ միջակայքում՝

$$-\frac{\pi}{a} \leq k_x < \frac{\pi}{a}, \quad -\frac{\pi}{a} \leq k_y < \frac{\pi}{a}, \quad -\frac{\pi}{a} \leq k_z < \frac{\pi}{a}, \quad (2.11)$$

որտեղ k_x -ը, k_y -ը և k_z -ը ընդունում են N_x , N_y և N_z տարբեր արժեքներ: Հետևաբար՝ բյուրեղի թույլատրելի գոտում կան տարբեր \mathbf{k} -երի համապատասխանող ընդամենը

$$N = N_x N_y N_z = \frac{L_x L_y L_z}{a^3} = \frac{V}{V_0} \quad (2.12)$$

հատ տարբեր էներգետիկական վիճակներ (էներգետիկական մակարդակներ), **ինչը հավասար է բյուրեղում եղած տարրական բջիջների թվին**: Այստեղ V -ն բյուրեղի, իսկ V_0 -ն՝ տարրական բջիջի ծավալն է:

Համաձայն քվանտային մեխանիկայի՝ էլեկտրոնի վիճակը ատոմում բնութագրվում է գլխավոր քվանտային n թվով, ազիմուտային քվանտային l թվով, մագնիսական քվանտային m թվով և z առանցքի վրա սպինի s_z պրոյեկցիայով: Էլեկտրոնի վիճակը բյուրե-

դում, համաձայն Պաուլի սկզբունքի, նույնպես պետք է նկարագրվի քվանտային չորս թվերով: Ինչպես հետևում է (2.9)-ից, երեք քվանտային թվեր են հանդիսանում ալիքային վեկտորի k_x , k_y և k_z պրոյեկցիաները, իսկ որպես քվանտային չորրորդ թիվ պետք է լինի s_z -ը: s_z -ի պրոյեկցիան կարող է ընդունել միայն երկու արժեք՝ $+1/2$ և $-1/2$: Դա նշանակում է, որ (k_x, k_y, k_z) վիճակում կարող է լինել ոչ ավելի, քան երկու էլեկտրոն: Մակայն (k_x, k_y, k_z) հավաքածուն որոշում է $E(\mathbf{k})$ էներգիայի մեծությունը տվյալ գոտու համար: Հետևաբար ալիքային \mathbf{k} վեկտորով որոշվող գոտու էներգետիկական յուրաքանչյուր մակարդակի վրա Պաուլիի սկզբունքին համապատասխան կարող են գտնվել ոչ ավելի, քան երկու էլեկտրոն հակառակ ուղղված սպիններով: Այսպիսով, չայլասերված ատոմական մակարդակից առաջացած պարզ էներգետիկական գոտում կան $2N$ քվանտային վիճակներ, համապատասխանաբար N հատ էներգետիկական մակարդակներ, և գոտում չեն կարող լինել $2N$ -ից ավելի էլեկտրոններ: Եթե գոտին g պատիկ այլասերված է, ապա այնտեղ կարող են լինել $2gN$ հատ էլեկտրոններ: Այստեղից հետևում է, որ քվանտային վիճակների թիվը գոտում հավասար է մեկուսացված ատոմների (որոնցից առաջացել է գոտին) մակարդակների վրա եղած ընդհանուր տեղերի թվին, այսինքն՝ **վիճակների թիվը պահպանվում է ատոմներից բյուրեղի ձևավորման ընթացքում**:

Գնահատենք թույլատրված գոտում հարևան մակարդակների միջև եղած միջին հեռավորությունը: Ընդունենք, որ ցանցի պարամետրը՝ $a = 4 \text{ \AA} = 4 \times 10^{-8}$ սմ, որի դեպքում տարրական բջջի ծավալը կլինի $a^3 = 64 \times 10^{-24}$ սմ³: Տարրական բջջիջների թիվը $V = 1$ սմ³ միավոր ծավալով բյուրեղում (հավասար է բյուրեղում եղած վիճակների թվին) կլինի

$$N = \frac{V}{a^3} = \frac{1}{64 \times 10^{-24}} \approx 10^{22} :$$

Գոտու 1 էՎ լայնության դեպքում մակարդակների միջև եղած միջին հեռավորությունը կլինի 10^{-22} էՎ կարգի մեծություն, այսինքն՝ **էներգետիկական գոտին կարելի է համարել քվազիանընդհատ միջավայր**:

2.4. Քվազիիմպուլս

Տարածության մեջ ազատ շարժվող էլեկտրոնի վիճակը բնութագրվում է E էներգիայով և \mathbf{P} իմպուլսով: Ընդ որում՝ կապը էներգիայի և իմպուլսի միջև տրվում է դասական բանաձևով՝

$$E = \frac{p^2}{2m_0} : \quad (2.13)$$

Մյուս կողմից, ըստ դե Բրոյլի, m_0 զանգվածով և ν արագությամբ շարժվող ազատ էլեկտրոնին համապատասխանում է ալիք, որի երկարությունը կարելի է որոշել

$$\lambda = \frac{h}{P} = \frac{h}{m_0\nu} \quad (2.14)$$

առնչությունից, որտեղ h -ը Պլանկի հաստատունն է:

Քանի որ ալիքային k թիվը (ալիքների այն թիվն է, որը տեղադրվում է 2π սմ երկարության վրա) հավասար է

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} , \quad (2.15)$$

ապա ազատ էլեկտրոնի իմպուլսը՝

$$\mathbf{P} = \frac{h}{\lambda} = \frac{h}{2\pi} \mathbf{k} = \hbar \mathbf{k} , \quad (2.16)$$

իսկ էներգիան՝

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_0} , \quad (2.17)$$

որտեղ $\hbar = h/2\pi$:

Բյուրեղի պարբերական դաշտում շարժվող էլեկտրոնի համար կարելի է ներմուծել $\mathbf{p} = \hbar \mathbf{k}$ մեծություն, որը կոչվում է քվազիիմպուլս: \mathbf{k} -ի դիսկրետ սպեկտրին համապատասխան \mathbf{p} -ն ևս քվանտացված է: Համաձայն (2.11) անհավասարությունների՝ խորանարդային բյուրեղում քվազիիմպուլսը պետք է փոփոխվի հետևյալ սահմաններում՝

$$-\frac{\pi\hbar}{a} \leq p_i < \frac{\pi\hbar}{a} , \quad i = x, y, z : \quad (2.18)$$

Այս դեպքում խորանարդային բյուրեղի համար էլեկտրոնի էներգիան կլինի.

$$E = E_a + C + 2A \left(\cos \frac{a}{\hbar} p_x + \cos \frac{a}{\hbar} p_y + \cos \frac{a}{\hbar} p_z \right): \quad (2.19)$$

(2.19) առնչությունից հետևում է, որ էլեկտրոնի էներգիան բյուրեղում գույգ ֆունկցիա է քվադրիմպուլսից, այսինքն՝

$$E(\mathbf{p}) = E(-\mathbf{p}): \quad (2.20)$$

2.5. Բրիլյուենի գոտիներ

Բյուրեղի էներգետիկական գոտում կան N հատ էներգետիկական վիճակներ, որոնց համապատասխանում են ալիքային վեկտորի

$$k_i = \frac{2\pi}{L_i} n_j \quad (2.21)$$

բաղադրիչներ և քվադրիմպուլսի

$$p_i = \frac{h}{L_i} n_j \quad (2.22)$$

բաղադրիչներ, որտեղ $i = x, y, z$, իսկ $j = 1, 2, 3$:

Պարզ խորանարդային ցանցով բյուրեղի համար, ըստ (2.11) և (2.18)-ի, բավական է դիտարկել k_i -ի և p_i -ի բաղադրիչների փոփոխությունը

$$-\frac{\pi}{a} \leq k_i < \frac{\pi}{a}, \quad -\frac{\pi\hbar}{a} \leq p_i < \frac{\pi\hbar}{a}, \quad (2.23)$$

սահմաններում: Կոորդինատների (p_x, p_y, p_z) համակարգում քվադրիմպուլսի այդ արժեքներին կհամապատասխանի բոլոր հնարավոր վիճակները պարունակող և կոորդինատների սկզբնակետի շուրջ կառուցված որոշ տիրույթ: Այդ տիրույթը կոչվում է **Բրիլյուենի առաջին կամ հիմնական գոտի**:

Պարզ խորանարդային ցանցով բյուրեղի համար Բրիլյուենի առաջին գոտին ինչպես \mathbf{p} , այնպես էլ \mathbf{k} տարածության մեջ խորանարդ է

$$V_B^{(p)} = \left(\frac{2\pi\hbar}{a} \right)^3 = \frac{h^3}{a^3} \quad (2.24)$$

$$V_B^{(k)} = \left(\frac{2\pi}{a}\right)^3 = \frac{8\pi^3}{a^3} \quad (2.25)$$

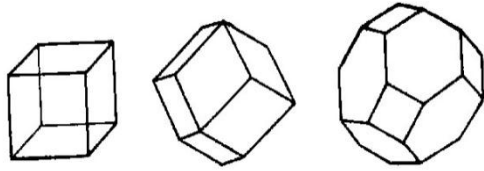
ծավալներով (նկ. 2.3 ա):

Բրիլլուենի առաջին գոտին կարելի է բաժանել

$$\Delta V_B^{(p)} = \left(\frac{2\pi\hbar}{L}\right)^3 = \frac{h^3}{a^3 N} = \frac{h^3}{V}, \quad \text{և} \quad \Delta V_B^{(k)} = \left(\frac{2\pi}{L}\right)^3 = \frac{8\pi^3}{a^3 N} = \frac{8\pi^3}{V} \quad (2.26)$$

ծավալներով տարրական խորանարդային բջիջների, որտեղ $V = L^3 = a^3 N_x N_y N_z = a^3 N$ -ն բյուրեղի ծավալն է, իսկ $N = N_x N_y N_z$ -ը՝ տարրական բջիջների լրիվ թիվը բյուրեղում:

Քանի որ Բրիլլուենի առաջին գոտու ծավալը պարզ խորանարդային բյուրեղի համար հավասար է $(h/a)^3$ -ի, իսկ տարրական բջիջի ծավալը՝ $h^3/a^3 N$ -ի, ապա տարրական բջիջների թիվը դրանում կազմում է N , այսինքն՝ հավասար է գոտում եղած էներգետիկական վիճակների քանակին:



ա) բ) գ)

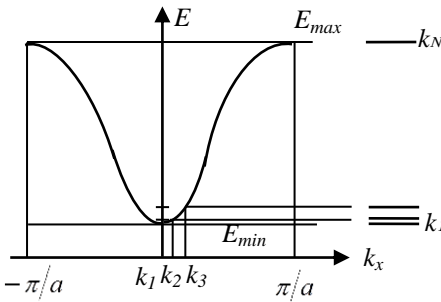
Նկ. 2.3. Բրիլլուենի առաջին գոտին պարզ խորանարդային ցանցով բյուրեղի (ա), խորանարդային ԾԿԴ բյուրեղի (բ), և խորանարդային ՆԿԴ բյուրեղի (գ) համար

Սակայն էներգետիկական գոտում կարող են լինել $2N$ էլեկտրոններ, հետևաբար Բրիլլուենի առաջին գոտում ևս կարող են լինել $2N$ էլեկտրոններ, իսկ դրա յուրաքանչյուր բջջում կարող է գտնվել միայն երկու էլեկտրոն՝ հակառակ ուղղված սպիններով: Երկրորդ և հաջորդող էներգետիկական գոտիներին համապատասխանող Բրիլլուենի երկրորդ և հաջորդող գոտիները ավելի բարդ կառուցվածք ունեն, սակայն դրանց ծավալը մնում է հաստատուն: Դրանք նույնպես պարունակում են N հատ տարրական բջիջ, որոնցից յուրաքանչյուրին կարելի է համապատասխանեցնել համարժեք վիճակ պատկերող բջիջ առաջին գոտում: Պարզ, ԾԿԴ և ՆԿԴ խորանարդային ցանցերով բյուրեղի Բրիլլուենի առաջին գոտիները ցույց են տրված նկ. 2.3-ում:

2.6. $E(k)$ կախումը թույլատրելի գոտիների հատակին և առաստաղին

Էլեկտրոնի էներգիան պարզ խորանարդային ցանցում որոշվում է փոխանակային ինտեգրալի մեծությամբ և նշանով: Փոխանակային ինտեգրալի նշանը կախված է համապատասխան վիճակի ատոմական ալիքային ֆունկցիաների փոխձածկումից և գրգռման էներգիայի նշանից: Գրգռման էներգիան միշտ բացասական մեծություն է: Հետևաբար, գնդաձև էներգետիկ թաղանթ ունեցող s -վիճակի համար $A < 0$: Եթե հաշվի առնենք փոխանակային ինտեգրալի նշանը, ապա էլեկտրոնի էներգիան s վիճակներով ձևավորված գոտում կլինի

$$E = E' - 2|A|(\cos k_x a + \cos k_y a + \cos k_z a), \quad E' = E_a + C: \quad (2.27)$$



Նկ. 2.4. $E(k_x)$ կախվածությունը s -վիճակներից ձևավորված գոտու համար

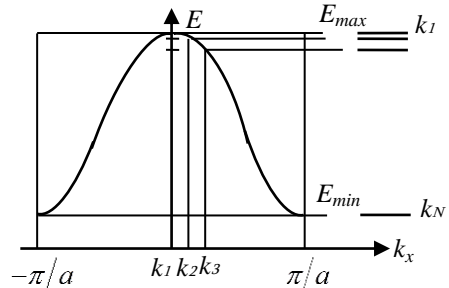
Այս կախվածությունը Բրիլյուենի առաջին գոտու սահմաններում փոփոխվող ալիքային վեկտորի արժեքների համար ցույց է տրված նկ. 2.4-ում: $E(\mathbf{k})$ կորը s -գոտու համար նույն տեսքն ունի նաև ալիքային k_y և k_z բաղադրիչների համար: Նկ. 2.4-ում $\mathbf{k}_1 = 0$ կետը որոշում է էներգիայի նվազագույն արժեքով վիճակը:

Էներգիայի թույլատրելի մակարդակները համապատասխանում են $k = 2\pi n/L_x$ արժեքներին: $k_N = 2\pi(N-1)/L_x$ կետին համապատասխանում է էներգիայի մեծագույն արժեքով վիճակ: p -վիճակի համար տարբեր կոորդինատներով ատոմների ալիքային ֆունկցիաների փոխձածկվող մասերը հիմնականում ունեն հակառակ նշաններ: Նույն նշանի ալիքային ֆունկցիաների փոխձածկվող մասերի արտադրյալը փոքր է, ուստի կարելի է համարել, որ $A > 0$: Այդ դեպքում (2.27)-ի փոխարեն ստանում ենք.

$$E = E' + 2|A|(\cos k_x a + \cos k_y a + \cos k_z a): \quad (2.29)$$

p-վիճակներով ձևավորված գոտու համար էներգիայի կախվածությունը k_x -ից տրված է նկ. 2.5-ում: Այստեղ $k_1 = 0$ դեպքում կա էներգիայի մաքսիմում, իսկ k_N -ը համապատասխանում է էներգիայի մինիմումին: d-վիճակներով ձևավորված գոտու համար $E(\mathbf{k})$ կախվածությունը նման է s-վիճակներից ստեղծված պատկերին և $E(\mathbf{k})$ -ի գրաֆիկը նման է նկ. 2.4-ում պատկերվածին:

Մանրամասն քննարկենք պարզ խորանարդային ցանցի պոտենցիալ դաշտում շարժվող էլեկտրոնների էներգիայի (2.3) արտահայտությունը: էներգիայի հաշվարկի սկիզբը ընտրենք այնպես, որ $E' = E_a + C = 0$, այդ դեպքում էլեկտրոնի էներգիան S -վիճակներով ստեղծված գոտում կլինի



Նկ. 2.5. $E(k_x)$ կախվածությունը p-վիճակներից ձևավորված գոտու համար

$$E = -2|A|(\cos k_x a + \cos k_y a + \cos k_z a), \quad (2.30)$$

որտեղ $A > 0$: Նշանակենք

$$E_{\min} = -6A = E_a, \quad E_{\max} = 6A = E_b: \quad (2.31)$$

Քննարկենք (2.30)-ը $\mathbf{k} = 0$ կետի մոտակայքում: $E(\mathbf{k})$ ֆունկցիան վերլուծենք շարքի և սահմանափակվենք առաջին անդամներով հաշվի առնելով, որ $k_i a \ll 1$.

$$E = -2|A| \left\{ \left[1 - \frac{(k_x a)^2}{2} \right] + \left[1 - \frac{(k_y a)^2}{2} \right] + \left[1 - \frac{(k_z a)^2}{2} \right] \right\} =$$

$$= -6A + Aa^2(k_x^2 + k_y^2 + k_z^2) = -6A + Aa^2 k^2: \quad (2.32)$$

Այսպիսով, էլեկտրոնի էներգիան գոտու հատակին կախված չէ ալիքային \mathbf{k} վեկտորի ուղղությունից և համեմատական է k^2 -ուն:

Ազատ էլեկտրոնի E էներգիայի համար գրված (2.17) արտահայտության նման, օգտագործելով (2.31) և (2.32) հավասարությունները, գրենք բյուրեղում գտնվող էլեկտրոնի էներգիան այսպես՝

$$E = E_d + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_n^*(d)}, \quad (2.33)$$

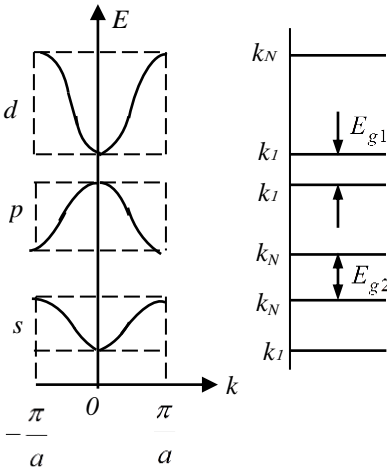
որտեղ

$$m_n^*(d) = \frac{\hbar^2}{2Aa^2} \quad (2.34)$$

էլեկտրոնի արդյունաբար զանգվածն է էներգետիկական գոտու հատակին:

Այժմ քննարկենք (2.30) բանաձևը գոտու վերին եզրին մոտակա վիճակների համար: Ներմուծենք \mathbf{k}' վեկտոր $k'_i = \pi/a - k_i$ բաղադրիչներով: Այդ դեպքում գոտու առաստաղին $k'_i a \ll 1$ և հաշվի առնելով (2.31)-ը, (2.30)-ի շարքի վերլուծումից կստանանք՝

$$\begin{aligned} E &= -2A \left[\cos(\pi - k'_x a) + \cos(\pi - k'_y a) + \cos(\pi - k'_z a) \right] = \\ &= 2A \left\{ \left[1 - \frac{(k'_x a)^2}{2} \right] + \left[1 - \frac{(k'_y a)^2}{2} \right] + \left[1 - \frac{(k'_z a)^2}{2} \right] \right\} = \\ &= 6A - Aa^2 (k')^2 = E_b + \frac{\hbar^2}{2m_n^*(b)} (k')^2 : \quad (2.35) \end{aligned}$$



Նկ. 2.6. $E(k)$ կախվածությունը միաչափ ցանցի ատոմների s -, p - և d -վիճակներով ձևավորված երեք հարևան գոտիների համար

Այսպիսով, էլեկտրոնի էներգիան գոտու վերին եզրի մոտ նույնպես համեմատական է $(k')^2$ -ուն և կախված չէ \mathbf{k}' -ի նշանից, բայց արդյունաբար զանգվածը այդ դեպքում ստացվում է բացասական՝

$$m_n^* = -\frac{\hbar^2}{2Aa^2} : \quad (2.36)$$

Քանի որ զանգվածը չի կարող բացասական լինել, ապա գոտու վերին եզրի մոտի վիճակների համար ներմուծվում է **խոռոչի** հասկացություն, որն իրենից ներկայացնում է էլեկտրոնի լիցքին հավասար դրական լիցքով և դրական արդյունաբար զանգվածով մասնիկ է.

$$m_p^*(b) = -m_n^*(b) = \frac{\hbar^2}{2Aa^2} : \quad (2.37)$$

Հետևաբար՝ խոռոչի արդյունարար զանգվածը գոտու վերին եզրին մեծությամբ համընկնում է գոտու հատակին էլեկտրոնի արդյունարար զանգվածին և հակադարձ համեմատական է փոխանակային ինտեգրալի մեծությանը: Սակայն, փոխանակային ինտեգրալը, ըստ (2.4) առնչության, որոշում է արգելված գոտու լայնությունը: Այստեղից հետևում է, որ արդյունարար զանգվածը հակադարձ համեմատական է արգելված գոտու լայնությանը: Որքան բարձր է էներգիայի գոտին, այնքան այն լայն է և այնքան փոքր է դրանում լիցքակիրների արդյունարար զանգվածը: Նկ. 2.6-ում ցույց է տրված $E(\mathbf{k})$ կախվածությունը միաչափ ցանցի երեք հարևան գոտիների համար, որոնք ձևավորվել են ատոմների s-, p- և d-վիճակներից k -ի փոփոխման $\pm\pi/a$ միջակայքի համար: Յուրաքանչյուր թույլատրելի գոտի պարունակում է N հատ էներգետիկական մակարդակներ, միջին հեռավորությունը որոնց միջև 10^{-22} էՎ կարգի մեծություն է: $k = 0$ և $k = \pm\pi/a$ կետերում էլեկտրոնի էներգիան ընդունում է հերթականությամբ մինիմալ և մաքսիմալ արժեքներ: Եթե դիտարկենք k_x, k_y, k_z կամ p_x, p_y, p_z տարածությունը, ապա

$$E(\mathbf{k}) = const \quad \text{կամ} \quad E(\mathbf{p}) = const \quad (2.38)$$

հավասարումը նկարագրում է հաստատուն էներգիայի իզոէներգետիկ մակերևույթ: Համաձայն (2.32)-ի և (2.35)-ի՝ էլեկտրոնի էներգիան գոտու հատակին և առաստաղին կախված չէ \mathbf{k} վեկտորի ուղղությունից, և իզոէներգետիկ մակերևույթները Բրիլյուենի գոտու կենտրոնի մոտակայքում $k = 0$ դեպքում և $k = \pm\pi/a$ կետերի մոտակայքում գնդեր են: Այդ կետերից հեռանալիս գնդերը սկսում են ձևախախտվել:

2.7. Լիցքակիրների արդյունարար զանգված: Խոռոչներ

Դիցուք m_0 զանգվածով ազատ էլեկտրոնը գտնվում է համասեռ էլեկտրական դաշտում: Էլեկտրոնի վրա կազդի $\mathbf{F} = -e\mathcal{E}$ ուժ, որի ազդեցության տակ էլեկտրոնը ձեռք կբերի արտաքին ուժի ուղղությամբ, այսինքն՝ \mathcal{E} դաշտին հակառակ ուղղված արագացում՝

$$\mathbf{a} = \frac{1}{m_0} \mathbf{F} = -\frac{1}{m_0} e\boldsymbol{\varepsilon} : \quad (2.39)$$

Արտաքին էլեկտրական դաշտում գտնվող բյուրեղի էլեկտրոնի համար կարելի է գրել.

$$a = \frac{dv}{dt} = \frac{\partial v}{\partial p} \frac{\partial p}{\partial t} = \frac{\partial^2 E}{\partial p^2} F : \quad (2.40)$$

Ընդհանրացնելով (2.40) հավասարությունը եռաչափ դեպքի համար՝ ստանում ենք.

$$\begin{aligned} a_x &= \frac{\partial^2 E}{\partial p_x^2} F_x + \frac{\partial^2 E}{\partial p_x \partial p_y} F_y + \frac{\partial^2 E}{\partial p_x \partial p_z} F_z, \\ a_y &= \frac{\partial^2 E}{\partial p_y \partial p_x} F_x + \frac{\partial^2 E}{\partial p_y^2} F_y + \frac{\partial^2 E}{\partial p_y \partial p_z} F_z, \\ a_z &= \frac{\partial^2 E}{\partial p_z \partial p_x} F_x + \frac{\partial^2 E}{\partial p_z \partial p_y} F_y + \frac{\partial^2 E}{\partial p_z^2} F_z : \end{aligned} \quad (2.41)$$

Այս դեպքում արագացման \mathbf{a} վեկտորը ուղղությամբ չի համընկնում \mathbf{F} ուժի վեկտորի ուղղության հետ: \mathbf{a} և \mathbf{F} վեկտորները

կապակցող $\frac{\partial^2 E}{\partial p_i \partial p_j} = \frac{1}{m_{ij}}$ մեծությունների համախումբը երկրորդ

ռանգի թենզոր է.

$$m_{ij}^{-1} = \begin{vmatrix} \frac{\partial^2 E}{\partial p_x^2} & \frac{\partial^2 E}{\partial p_x \partial p_y} & \frac{\partial^2 E}{\partial p_x \partial p_z} \\ \frac{\partial^2 E}{\partial p_y \partial p_x} & \frac{\partial^2 E}{\partial p_y^2} & \frac{\partial^2 E}{\partial p_y \partial p_z} \\ \frac{\partial^2 E}{\partial p_z \partial p_x} & \frac{\partial^2 E}{\partial p_z \partial p_y} & \frac{\partial^2 E}{\partial p_z^2} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} m_{xx}^{-1} & m_{xy}^{-1} & m_{xz}^{-1} \\ m_{yx}^{-1} & m_{yy}^{-1} & m_{yz}^{-1} \\ m_{zx}^{-1} & m_{zy}^{-1} & m_{zz}^{-1} \end{vmatrix} : \quad (2.42)$$

$\frac{\partial^2 E}{\partial p_i \partial p_j} = m_{ij}^{-1}$ մեծությունները կոչվում են թենզորի բաղադրիչներ: Քանի որ քվադրիմաուլսի չափողականությունը համընկնում է իմպուլսի չափողականության հետ, ապա m_{ij}^{-1} թենզորի բաղադրիչներն ունեն գանգվածի հակադարձ չափողականություն, իսկ

$m_{ij} = \left(\frac{\partial^2 E}{\partial p_i \partial p_j} \right)^{-1}$ -ը՝ զանգվածի չափողականություն: Ուստի, ազատ էլեկտրոնի համար (2.39)-ի նմանությամբ (2.42) թենզորը կոչվում է հակադարձ արդյունարար զանգվածի թենզոր: Վերջինս սիմետրիկ է գլխավոր անկյունագծով, այսինքն՝ $m_{ij}^{-1} = m_{ji}^{-1}$, քանի որ $\frac{\partial^2 E}{\partial p_i \partial p_j} = \frac{\partial^2 E}{\partial p_j \partial p_i}$: Ընտրելով կոորդինատների համապատասխան համակարգ՝ կարելի է սիմետրիկ թենզորը բերել անկյունագծային տեսքի, երբ զրո չեն միայն այն անդամները, որոնք գտնվում են գլխավոր անկյունագծի վրա.

$$m^{-1} = \begin{vmatrix} m_{xx}^{-1} & 0 & 0 \\ 0 & m_{yy}^{-1} & 0 \\ 0 & 0 & m_{zz}^{-1} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} m_1^{-1} & 0 & 0 \\ 0 & m_2^{-1} & 0 \\ 0 & 0 & m_3^{-1} \end{vmatrix}, \quad (2.43)$$

որտեղ $m_1^{-1} = m_{xx}^{-1}$, $m_2^{-1} = m_{yy}^{-1}$, $m_3^{-1} = m_{zz}^{-1}$:

Այդ դեպքում հակադարձ արդյունարար զանգվածի թենզորի հակադարձը կլինի **արդյունարար զանգվածի թենզորը**.

$$(m^{-1})^{-1} = m = \begin{vmatrix} m_1 & 0 & 0 \\ 0 & m_2 & 0 \\ 0 & 0 & m_3 \end{vmatrix}: \quad (2.44)$$

m_i ($i = 1, 2, 3$) մեծությունները կոչվում են արդյունարար զանգվածի թենզորի բաղադրիչներ: Եթե հաշվի առնենք արդյունարար զանգվածի թենզորի բաղադրիչները, ապա էլեկտրոնի էներգիան էքստրեմալ \mathbf{k}_0 կետի մոտակայքում կգրվի հետևյալ կերպ՝

$$E(\mathbf{k}) = E(\mathbf{k}_0) + \frac{\hbar^2(k_x - k_{0x})^2}{2m_1} + \frac{\hbar^2(k_y - k_{0y})^2}{2m_2} + \frac{\hbar^2(k_z - k_{0z})^2}{2m_3} \quad (2.45)$$

կամ՝

$$E(\mathbf{p}) = E(\mathbf{p}_0) + \frac{\hbar^2(p_x - p_{0x})^2}{2m_1} + \frac{\hbar^2(p_y - p_{0y})^2}{2m_2} + \frac{\hbar^2(p_z - p_{0z})^2}{2m_3}: \quad (2.46)$$

(2.46)-ից հետևում է, որ հավասար էներգիայի մակերևույթները \mathbf{p} -տարածության մեջ էներգիայի էքստրեմումի մոտակայքում $E(\mathbf{p}) - E(\mathbf{p}_0) = const$ էլիպսոիդներ են, իսկ m_1 -ը, m_2 -ը և m_3 -ը՝ արդյունարար զանգվածներն են էներգիայի էլիպսոիդալ մակերևույթների հիմնական առանցքների ուղղությամբ:

Գրենք էլիպսոիդի հավասարումը կանոնիկ տեսքով՝

$$\frac{(p_x - p_{0x})^2}{a^2} + \frac{(p_y - p_{0y})^2}{b^2} + \frac{(p_z - p_{0z})^2}{c^2} = 1, \quad (2.47)$$

որտեղ x , y և z առանցքներով ուղղված էլիպսոիդի a , b և c կիսաառանցքները որոշվում են հետևյալ առնչություններից՝

$$a^2 = 2m_1[E(p) - E(p_0)], \quad b^2 = 2m_2[E(p) - E(p_0)], \quad c^2 = 2m_3[E(p) - E(p_0)]:$$

Եթե բյուրեղի սիմետրիան այնպիսին է, որ թենզորի երկու գլխավոր առանցքները ֆիզիկորեն համարժեք են (օրինակ՝ x -ը և y -ը), ապա արդյունաբար զանգվածի համապատասխան բաղադրիչները հավասար են, այսինքն՝ $m_1 = m_2$, և հետևաբար՝ $a = b$: Իզոտրոպիկ մակերևույթի հավասարումն այդ դեպքում պարզ տեսք է ընդունում.

$$E(\mathbf{p}) = E(\mathbf{p}_0) + \frac{(p_x - p_{0x})^2}{2m_1} + \frac{(p_y - p_{0y})^2}{2m_2} + \frac{(p_z - p_{0z})^2}{2m_3}: \quad (2.48)$$

(2.48) հավասարմամբ նկարագրվող իզոտրոպիկ մակերևույթը պտտման էլիպսոիդ է, որում պտտման առանցքը համընկնում է p_z առանցքի հետ: Քանի որ m_3 -ը արդյունաբար զանգվածն է սիմետրիայի առանցքի ուղղությամբ, այսինքն՝ էլիպսոիդի պտտման ուղղությամբ, ապա այն ստացել է **երկայնակի արդյունաբար զանգված** անվանումը և նշանակվում է m_l -ով: $m_1 = m_2$ մեծությունն արդյունաբար զանգվածն է սիմետրիայի առանցքի լայնակի ուղղությամբ, այդ պատճառով էլ կոչվում է **լայնակի արդյունաբար զանգված** և նշանակվում է m_t -ով: Եթե $m_1 < m_3$, ապա պտտման էլիպսոիդը ձգված է պտտման առանցքի ուղղությամբ, ընդ որում, այնքան ուժեղ, որքան մեծ է արդյունաբար զանգվածների m_3/m_1 հարաբերությունը: Եթե $m_1 > m_3$, ապա էլիպսոիդը սեղմված է պտտման առանցքի ուղղությամբ: Խորանարդային սիմետրիայով օժտված բյուրեղների համար բոլոր գլխավոր առանցքները համարժեք են: Ընդ որում՝ $m_1 = m_2 = m_3 = m^*$ և արդյունաբար զանգվածի թենզորը այլասերվում է՝ վերածվելով սկալյարի (գրոյական ռանգի թենզոր): Այդ դեպքում իզոտրոպիկ մակերևույթները գնդեր են և կնկարագրվեն

$$E(\mathbf{p}) = E(\mathbf{p}_0) + \frac{p^2}{2m^*} = const \quad (2.49)$$

հավասարմամբ: Արդյունաբար զանգվածի արտահայտությունը դառնում է

$$\frac{1}{m^*} = \frac{\partial^2 E}{\partial p^2} = \frac{1}{\hbar^2} \frac{\partial^2 E}{\partial k^2}: \quad (2.50)$$

Խորանարդային սիմետրիայով բյուրեղների համար լիցքակիրների արդյունաբար զանգվածը հակադարձ համեմատական է իզոէներգետիկ մակերևույթի թեքությանը \mathbf{k} (կամ \mathbf{p}) տարածության մեջ: Այն դեպքում, երբ էլեկտրոնը գտնվում է էներգիայի մինիմումի մոտակայքում, այսինքն՝ հաղորդականության գոտու հատակի մոտակայքում, ապա

$$\frac{\partial^2 E}{\partial k^2} > 0 \quad \text{և} \quad m^* = \text{const} > 0: \quad (2.51)$$

Այսինքն՝ էլեկտրոններն իրենց պահում են որպես բացասական լիցքավորված մասնիկներ **դրական արդյունաբար զանգվածով**: Այդ դեպքում, համաձայն (2.49) և (2.50) բանաձևերի, ստանում ենք՝

$$\mathbf{F} = m^* \mathbf{a}, \quad (2.52)$$

Այսինքն՝ արագացումը ուղղված է արտաքին ուժի ուղղությամբ, նշանակում է՝ հակառակ արտաքին \mathcal{E} դաշտին: Հետևաբար, արտաքին էլեկտրական դաշտի ազդեցության տակ խորանարդային բյուրեղի էներգետիկական գոտու հատակում գտնվող էլեկտրոնի շարժումը նման է m^* զանգվածով ազատ էլեկտրոնի շարժմանը:

(2.52) հավասարությունից հետևում է, որ **բյուրեղում էլեկտրոնին արագացում հաղորդում է միայն արտաքին ուժը**: Ցանցի դաշտի ազդեցությունը դրսևորվում է նրանով, որ արտաքին ուժի առկայության դեպքում էլեկտրոնի շարժումը որոշվում է ոչ թե նրա սովորական m_0 զանգվածով, այլ արդյունաբար m^* զանգվածով:

Վալենտային գոտու առաստաղի մոտակայքում՝

$$\frac{\partial^2 E}{\partial k^2} < 0 \quad \text{և} \quad m^* = \text{const} < 0:$$

Այսինքն՝ գոտու վերին եզրին գտնվող էլեկտրոնի արագացման ուղղությունը հակառակ է իր վրա ազդող արտաքին ուժին՝ $\mathbf{a} = -\mathbf{F}/m^*$:

Համասեռ էլեկտրական դաշտում էլեկտրոնի վրա ազդում է $\mathbf{F} = -e\mathcal{E}$ ուժ, ուստի, էներգետիկական գոտու առաստաղի մոտակայքում գտնվող էլեկտրոնի համար, որի $m^* < 0$, արտաքին դաշտի կողմից հաղորդած արագացումը ուղղված է դաշտի ուղղությամբ: Վալենտային գոտու առաստաղի մոտակայքում գտնվող այդպիսի լիցքակիրն իրեն պահում է դրական լիցքով և դրական արդյունաբար զանգվածով մասնիկի նման և կոչվում է **խոռոչ**: Գոտու եզրից հեռանալուն զուգընթաց $E(\mathbf{k})$ կախվածությունը շեղվում է քառակուսային օրենքից: Շրջման կետերում $E(\mathbf{k})$ կորի համար

$$\frac{\partial^2 E}{\partial k^2} = 0 \quad \text{և} \quad m^* \rightarrow \infty :$$

Այստեղից հետևում է, որ $\frac{dp}{dt} = F$ առնչության կիրառումն արտաքին դաշտի ազդեցության տակ բյուրեղում լիցքակրի շարժումը նկարագրելու համար հնարավոր է միայն էներգետիկական գոտու հատակում կամ առաստաղին գտնվող լիցքակրի համար:

Գործնականում կարևոր է էներգետիկ գոտիների լրացման երկու դեպք.

➤ Գոտին գրեթե ազատ է: Այս դեպքում գոտում էլեկտրոնների քանակը շատ փոքր է հնարավոր քվանտային վիճակների $2N$ թվից: Էլեկտրոնները, ձգտելով զբաղեցնել ստորին էներգետիկական վիճակները, հավաքվում են գոտու հատակին: Այս դեպքում $m_n^* = const > 0$:

➤ Գոտին գրեթե զբաղեցված է էլեկտրոններով: Այսպիսի գոտում կան որոշ քանակի ազատ վիճակներ: Էլեկտրոններից ազատ վիճակները գտնվում են գոտու ամենավերին մասում, այսինքն՝ խոռոչները տեղաբաշխվում են գոտու առաստաղին, որտեղ դրանց էներգիան նվազագույն է: Խոռոչների էներգիան հաշվվում է էլեկտրոնների էներգիայի հաշվարկի ուղղության հակառակ ուղղությամբ և $m_p^* = const > 0$:

Բացարձակ զրո ջերմաստիճանում կիսահաղորդչի վալենտային գոտին զբաղեցված է էլեկտրոններով, իսկ հաղորդականության գոտին՝ ազատ է: Ջերմաստիճանի բարձրացումից վալենտային գոտու էլեկտրոնների մի փոքր մասը ջերմային զրգոման հետևանքով անցնում է հաղորդականության գոտի: Այդ դեպքում իրականացվում է վերը դիտարկված դեպքը՝ փոքր քանակությամբ էլեկտրոնների առկայություն հաղորդականության գոտու հատակին, և խոռոչներ՝ վալենտային գոտու առաստաղին: **Քանի որ հաղորդականության գոտու լայնությունը մեծ է վալենտային գոտու լայնությունից, իսկ արդյունաբար զանգվածը հակադարձ համեմատական է էներգետիկ գոտու լայնությանը, ապա խոռոչի արդյունաբար զանգվածը պետք է մեծ լինի էլեկտրոնի արդյունաբար զանգվածից, այսինքն՝ $m_p^* > m_n^*$:** Խոռոչն ու հաղորդականության էլեկտրոնը տարբերվում են միմյանցից ոչ միայն իրենց լիցքի նշանով, այլ նաև արդյունաբար զանգվածներով:

Վերջնարդյունքներ 2-րդ գլխի համար

- \mathcal{H}^s տեսք ունի բյուրեղում աստմային միջուկների և էլեկտրոնների համախմբի ստացիոնար վիճակներն ու էներգետիկական սպեկտրը որոշելու Շրյոդինգերի հավասարումը:
- Ω ըն է էլեկտրոնների կինետիկ էներգիայի օպերատորը:
- Ω ըն է միջուկների կինետիկ էներգիայի օպերատորը:
- Ω ըն է էլեկտրոնների փոխադարձ փոխազդեցության պոտենցիալ էներգիայի օպերատորը:
- Ω ըն է միջուկների փոխադարձ փոխազդեցության պոտենցիալ էներգիայի օպերատորը:
- Ω ըն է միջուկների հետ էլեկտրոնների փոխազդեցության պոտենցիալ էներգիայի օպերատորը:
- \mathcal{H}^s տեսք ունի պարզ խորանարդային ցանցի պարբերական դաշտում գտնվող էլեկտրոնի էներգիայի արտահայտությունն ուժեղ կապի մոտավորությամբ:
- Ինչպիսի՞ն է թույլատրելի էներգետիկական գոտիների լայնության կախումը էներգիայից:
- Որքա՞ն է էներգետիկական վիճակների (էներգետիկական մակարդակների) թիվը բյուրեղում:
- Ω ըն է Բորն-Կորմանի շրջանային պայմանը:
- Ինչո՞վ են տարբերվում իմպուլսը և քվազիիմպուլսը:
- Ω ըն է Բրիլլուենի գոտիները:
- Ինչի՞ են հավասար Բրիլլուենի առաջին գոտու ծավալները k և p տարածություններում:
- \mathcal{H}^s տեսք ունեն $E(k)$ կախվածությունները E_c գոտու հատակին և E_v գոտու առաստաղին:
- \mathcal{H}^s է լիցքակիրների էֆեկտիվ զանգվածը և ինչով է տարբերվում ազատ էլեկտրոնի զանգվածից:
- \mathcal{H}^s է խոռոչը:
- Ω ըն է բյուրեղում էլեկտրոնին արագացում հաղորդող ուժը:
- Ինչպիսի՞ն է էլեկտրոնի և խոռոչի արդյունարար զանգվածների հարաբերակցությունը:
- Ω ըն է էլեկտրոններից գրեթե ազատ էներգետիկ գոտին:
- Ω ըն է էլեկտրոններով գրեթե զբաղեցված էներգետիկ գոտին:

ԳԼՈՒԽ 3

ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ ԵՎ ԽՈՌՈՉՆԵՐԻ ՎԻՃԱԿԱԳՐՈՒԹՅՈՒՆԸ ԿԻՍՏԱՆԱՂՈՐԴԻՉՆԵՐՈՒՄ

3.1. Քվանտային վիճակների խտությունը

Որոշակի միջակայքում էներգիա ունեցող մասնիկների թվի որոշման համար հարկավոր է գիտենալ քվանտային վիճակների թիվը և այդ վիճակներում մասնիկների գտնվելու հավանականությունը: Հետևաբար՝ կիսահաղորդիչներում լիցքակիրների կոնցենտրացիայի որոշման համար անհրաժեշտ է իմանալ էլեկտրոններով և խոռոչներով զբաղեցված վիճակների փաստացի թիվը:

Դիցուք, միավոր ծավալով բյուրեղում էներգիաների E -ից $E + dE$ միջակայքում կան dZ հատ քվանտային վիճակներ (սպինը հաշվի առած): Նշանակենք $N(E)$ -ով վիճակների խտությունը, այսինքն՝ վիճակների թիվը էներգիաների միավոր միջակայքում բյուրեղի միավոր ծավալի համար: Այդ դեպքում, ըստ սահմանման՝

$$N(E) = \frac{dZ}{dE} : \quad (3.1)$$

Եթե E էներգիայով վիճակների զբաղվածության հավանականությունը $f(E, T)$ է, ապա dZ վիճակներում կգտնվեն dn էլեկտրոններ՝

$$dn = f(E, T)dZ = f(E, T)N(E)dE : \quad (3.2)$$

Հետևաբար՝ այն էլեկտրոնների լրիվ թիվը, որոնց համար էներգիաների հնարավոր միջակայքը գտնվում է E_1 -ից E_2 , կլինի՝

$$n = \int_{E_1}^{E_2} f(E, T)N(E)dE : \quad (3.3)$$

Գտնենք քվանտային վիճակների խտության արտահայտություն այն դեպքի համար, երբ հաղորդականության և վալենտային գոտիների իզոէներգետիկ մակարդակները գնդեր են: Որոշենք վիճակների խտությունը հաղորդականության գոտու ստորին եզրի մոտակայքում: Համաձայն (2.60)-ի՝ էլեկտրոնի էներգիան գոտու հատակին

$$E = E_c + \frac{p^2}{2m_n^*}, \quad (3.4)$$

որտեղ $E_c = E(\mathbf{p}_0)$ -ն էլեկտրոնի էներգիան է Բրիլյուենի գոտու կենտրոնում, m_n^* -ը՝ էլեկտրոնի արդյունաբար զանգվածը:

Առանձնացնենք երկու $E(\mathbf{p}) = const$ և $E(\mathbf{p}) + dE = const$ իզոէներգետիկ մակերևույթներով պարփակված գնդային շերտ (նկ. 3.1): Այդ շերտի ծավալը կազմում է

$$dV_p = 4\pi p^2 dp: \quad (3.5)$$

\mathbf{p} -տարածության մեջ միավոր ծավալով բյուրեղի Բրիլյուենի գոտու տարրական բջջի ծավալը, համաձայն (2.26)-ի, հավասար է h^3 : Յուրաքանչյուր բջջում կարող են գտնվել երկու էլեկտրոն հակառակ ուղղված սպիններով: Հաշվի առնելով դա, վիճակների թիվը dV_p ծավալում հավասար է

$$dZ = 2 \frac{dV_p}{h^3} = \frac{8\pi}{h^3} p^2 dp: \quad (3.6)$$

(3.4) հավասարության հիման վրա

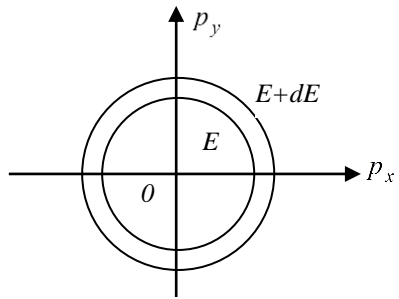
$$p^2 = 2m_n^*(E - E_c), \quad (3.7)$$

որտեղից

$$p = \sqrt{2m_n^*(E - E_c)}, \quad dp = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{2m_n^*}{E - E_c}} dE: \quad (3.8)$$

Տեղադրելով (3.6)-ը, (3.7)-ը և (3.8)-ը (3.1)-ում՝ կստանանք հարողականության գոտու հատակում քվանտային վիճակների խտության համար գնդային սիմետրիա ունեցող արտահայտություն՝

$$N(E) = 4\pi \left(\frac{2m_n^*}{h^2}\right)^{3/2} (E - E_c)^{1/2}: \quad (3.9)$$



Նկ. 3.1. Իզոէներգետիկ երկու E և $E+dE$ մակերևույթների միջև սահմանափակված շերտի ծավալը Բրիլյուենի գոտում

Որոշենք վիճակների խտությունը վալենտային գոտու առաստաղի մոտակայքում: Այդ նպատակով օգտվենք խոռոչների էներգիայի համար բանաձևից՝

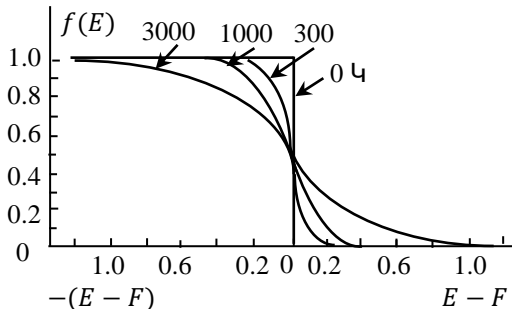
$$E = E_v - \frac{p^2}{2m_p^*} : \quad (3.10)$$

Այստեղ $E_v = E(\mathbf{p}_0)$ -ն խոռոչի էներգիան է վալենտային գոտու առաստաղին, m_p^* -ը՝ խոռոչի արդյունաբար զանգվածը: Վերը կատարված հաշվարկների նմանությամբ կստանանք.

$$N(E) = 4\pi \left(\frac{2m_p^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} (E_v - E)^{1/2} : \quad (3.11)$$

Նշենք, որ (3.9)-ը և (3.11)-ը իրավացի են միայն էներգիայի էքստրեմումների մոտակայքում, այսինքն՝ գոտու հատակին և առաստաղին:

3.2. Ֆերմի-Դիրակի բաշխման ֆունկցիա



Նկ. 3.2. Ֆերմի-Դիրակի բաշխման ֆունկցիայի տեսքը

հարկավոր է գիտենալ բաշխման $f(E)$ ֆունկցիան: Ջերմային հավասարակշռության պայմաններում Պաուլիի սկզբունքին ենթարկվող կիսասափռոջ սպինով մասնիկների համար իրավացի է Ֆերմի-Դիրակի բաշխումը՝

$$f_0(E) = \frac{1}{e^{(E-F)/kT} + 1} , \quad (3.12)$$

Տվյալ միջակայքում էներգիա ունեցող մասնիկների թվի որոշման համար, բացի քվանտային վիճակների $N(E)$ խտությունից, հարկավոր է գիտենալ նաև այն բանի հավանականությունը, որ տվյալ E էներգիայով վիճակը զբաղեցված է մասնիկով, այսինքն՝

որտեղ k -ն Բոլցմանի հաստատունն է, T -ն՝ բացարձակ ջերմաստիճանը, F -ը՝ Ֆերմիի էներգիան կամ քիմիական պոտենցիալը, այսինքն՝ **համակարգում մասնիկների թիվը մեկով ավելացնելու վրա ծախսվող աշխատանքը**:

Դիտարկենք Ֆերմի-Դիրակի բաշխման ֆունկցիայի տեսքը տարբեր ջերմաստիճաններում (նկ. 3.2): (3.12)-ից հետևում է, որ $T = 0$ դեպքում էներգիաների $0 \leq E < F$ միջակայքում ունենք $f_0 = 1$ և $f_0 = 0$ արդեն $E > F$ դեպքում: Դա նշանակում է, որ Ֆերմիի էներգիայից ցածր էներգիայով բոլոր քվանտային վիճակները զբաղեցված են էլեկտրոններով, իսկ Ֆերմիի մակարդակից բարձր մակարդակները ամբողջովին ազատ են, զբաղեցված չեն էլեկտրոններով: **Չետևաբար Ֆերմիի էներգիան այն մեծագույն հնարավոր էներգիան է, որ ունեն էլեկտրոնները մետաղում բացարձակ զրո ջերմաստիճանում:**

Դիտարկենք այն դեպքը, երբ $T > 0$: (3.12)-ից Ֆերմիի էներգիային հավասար էներգիայի արժեքների համար ($E = F$) ունենք $f_0 = 1/2$: Այսպիսով, **Ֆերմիի մակարդակը էներգետիկական մակարդակ է, որի զբաղեցվածության հավանականությունը բացարձակ զրոյից տարբեր ջերմաստիճանների համար հավասար է 1/2-ի**: $T > 0$ դեպքում էլեկտրոնների մի մասը ջերմային շարժման հետևանքով կանցնի Ֆերմիի էներգիայից բարձր էներգիայով $E > F$ վիճակներ և, համապատասխանաբար, Ֆերմիի մակարդակից ցած գտնվող վիճակների մի մասը կդառնան չզբաղեցված կամ ազատ: Այդ դեպքում ավելի բարձր էներգետիկական մակարդակներ անցած մասնիկների թիվը հավասար կլինի ստեղծված ազատ վիճակների թվին $E < F$ տիրույթում:

Գնահատումը ցույց է տալիս, որ վիճակների զբաղեցվածության հավանականությունը էապես տարբերվում է մեկից կամ զրոյից միայն $E = F$ արժեքից ($2 \div 3$) kT չափով մոտակա սահմաններում (նկ. 3.4):

Ֆերմի-Դիրակի բաշխման ֆունկցիան բնութագրում է տվյալ քվանտային վիճակը էլեկտրոնով զբաղվելու հավանականությունը: Այն բանի հավանականությունը, որ ջերմային հավասարակշռության դեպքում E էներգիայով վիճակում էլեկտրոնը բացակայում է (զբաղեցված է խոռոչով) հավասար կլինի

$$f_{0p}(E) = 1 - f_0(E) = 1 - \frac{1}{e^{(E-F)/kT} + 1} = \frac{1}{e^{(F-E)/kT} + 1}: \quad (3.13)$$

Խոռոչների բաշխման ֆունկցիան նման է էլեկտրոնների բաշխման ֆունկցիային, եթե խոռոչի էներգիան հաշվենք Ֆերմիի մակարդակից հակառակ ուղղությամբ համեմատած էլեկտրոնների էներգիայի հաշվարկի ուղղությունից:

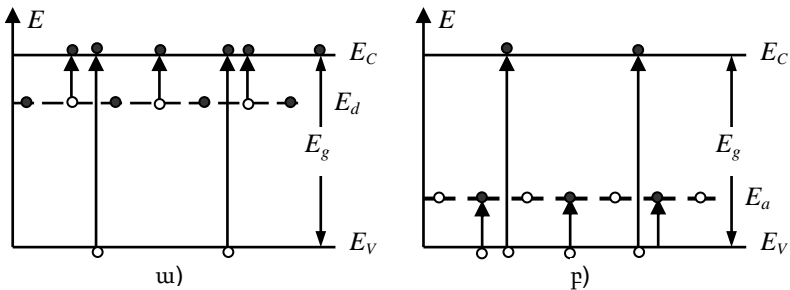
Այն էլեկտրոնների համար, որոնք գտնվում են $E - F \gg kT$ էներգիայով վիճակներում, f_0 -ի արտահայտությունը դառնում է

$$f_0(E) = e^{(F-E)/kT} = Ce^{-E/kT} \quad (3.14)$$

և համընկնում դասական օրենքներին ենթարկվող մասնիկների համար գրված Մաքսվել-Բոլցմանի բաշխման ֆունկցիայի հետ: Եթե լիցքակիրները ենթարկվում են Բոլցմանի վիճակագրությանը, ապա կիսահաղորդիչը **չայլասերված է:**

3.3. Էլեկտրոնների և խոռոչների կոնցենտրացիան կիսահաղորդչում

Դիտարկենք ջերմության ազդեցության տակ խառնուրդային կիսահաղորդչում (օրինակ՝ դոնորային) ազատ լիցքակիրների առաջացման պրոցեսը (նկ. 3.3 ա):



Նկ. 3.3. Էլեկտրոնային (ա) և խոռոչային (բ) կիսահաղորդիչ

Բացարձակ զրո ջերմաստիճանում էլեկտրոնները զբաղեցնում են ստորին էներգետիկական վիճակները: Այլ խոսքերով $T = 0$ Կ դեպքում դոնորական խառնուրդի և վալենտական գոտու բոլոր վիճակները զբաղեցված են էլեկտրոններով, այդ պատճառով էլ հաղորդականության գոտում չկան էլեկտրոններ: Ջերմաստիճանի բարձրացումից բյուրեղի ատոմների տատանումները ավելի ինտենսիվ են դառնում: Դա կարող է հանգեցնել էլեկտրոնի պոկման դոնո-

րական խառնուրդից և նույնիսկ հիմնական նյութի վալենտային կապերի խզման, ինչի հետևանքով կարող են առաջանալ ազատ էլեկտրոններ և խոռոչներ: **Ցանցի ջերմային տատանումների հաշվին առաջացող և դրա հետ ջերմադինամիկական հավասարակշռության մեջ գտնվող ազատ լիցքակիրները կոչվում են հավասարակշիռ, ջերմային կամ մթնային, իսկ դրանց առաջացման պրոցեսը՝ ջերմային գեներացիա:** Հետևաբար դոնորական կիսահաղորդչում ջերմային գրգռման դեպքում տեղի ունի էլեկտրոնների անցում հաղորդականության գոտի դոնորային մակարդակներից և վալենտային գոտուց (այս դեպքում վալենտային գոտում առաջանում են հավասարակշիռ խոռոչներ): Այդ անցումները նկ. 3.3 ա-ում ցույց են տրված սլաքներով: Հաղորդականության գոտուց դոնորային խառնուրդի մակարդակ կամ վալենտային գոտի էլեկտրոնի անցման հակառակ պրոցեսը կոչվում է **ռեկոմբինացիա:**

Ակցեպտորային կիսահաղորդչի դեպքում հավասարակշիռ էլեկտրոններն ու խոռոչները առաջանում են էլեկտրոնների անցմամբ վալենտային գոտուց ակցեպտորային խառնուրդի մակարդակի վրա կամ հաղորդականության գոտի (նկ. 3.3 բ):

Ջերմադինամիկական հավասարակշռության պայմաններում խառնուրդային կիսահաղորդչի համար որոշենք էլեկտրոնների n_0 կոնցենտրացիան հաղորդականության գոտում և խոռոչների p_0 կոնցենտրացիան վալենտական գոտում: Խնդիրը լուծենք այնպիսի կիսահաղորդչի համար, որի թույլատրելի գոտիներում հավասար են երգիայի մակերևույթները գնդային են: Էլեկտրոնների հավասարակշիռ կոնցենտրացիան կարելի է գտնել, եթե (3.3) հավասարության մեջ տեղադրենք իզոէներգետիկական մակերևույթների դեպքի համար ստացված քվանտային վիճակների խտության (3.9) արտահայտությունը և օգտվենք Ֆերմի-Դիրակի բաշխման ֆունկցիայից: Ինտեգրումը պետք է կատարվի հաղորդականության գոտու E_c հատակից մինչև առաստաղ: Եթե հաշվի առնենք $f_0(E)$ ֆունկցիայի կտրուկ կախվածությունը էներգիայից, ապա ինտեգրման վերին սահմանը կարելի է փոխարինել անվերջությամբ: Այս ամենի արդյունքում կստանանք.

$$n_0 = \int_{E_c}^{\infty} f_0(E)N(E)dE = \int_{E_c}^{\infty} \frac{4\pi \left(\frac{2m_n^*}{h^2}\right)^{3/2} (E - E_c)^{1/2} dE}{e^{(E-F)/kT} + 1} : \quad (3.15)$$

Ներմուծենք հետևյալ անչափ նշանակումները.

$$\frac{E-E_c}{kT} = \varepsilon, \quad \frac{F-E_c}{kT} = \eta : \quad (3.16)$$

η մեծությունը կոչվում է **Ֆերմիի բերված մակարդակ**: Այդ դեպքում (3.15) հավասարությունը ձևափոխվում է և դառնում

$$n_0 = N_c F_{1/2}(\eta), \quad (3.17)$$

որտեղ՝

$$N_c = 2 \left(\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2} \right)^{3/2} \quad (3.18)$$

Վիճակների արդյունաբար խտությունն է հադորդականության գոտում,

$$F_{1/2}(\eta) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \frac{\varepsilon^{1/2} d\varepsilon}{e^{\varepsilon-\eta} + 1} \quad (3.19)$$

անդամը $1/2$ կարգի Ֆերմի-Դիրակի ինտեգրալն է:

Վիճակների արդյունաբար N_c խտությունը կախված է ջերմաստիճանից: Եթե (3.18)-ում տեղադրենք հաստատունների թվային արժեքները, ապա կստանանք՝

$$N_c = 2 \left(\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2} \right)^{3/2} = 2.5 \times 10^{19} \left(\frac{m_n^*}{m_0} \right)^{3/2} \left(\frac{T}{300} \right)^{3/2} : \quad (3.20)$$

$m_n^* = m_p^* = m_0$, և $T = 300$ Կ դեպքում $N_c = N_v = 2.5 \times 10^{19}$ սմ⁻³: Դա մոտավորապես կազմում է 1 սմ³ -ում ատոմների թվի $1/2000$ -րդ մասը:

Խոռոչների քանակը վալենտական գոտում կլինի

$$p_0 = \int_{E_{min}}^{E_v} f_{0p}(E) N(E) dE = 4\pi \left(\frac{2m_p^*}{h^2} \right)^{3/2} \int_{-\infty}^{E_v} \frac{(E_v-E)^{1/2} dE}{e^{(F-E)/kT} + 1} : \quad (3.21)$$

Այս հավասարության մեջ ինտեգրման ներքևի $E_{v,min}$ սահմանը փոխարինվել է $-\infty$ -ով՝ հաշվի առնելով f_{0p} -ի կտրուկ կախվածությունը էներգիայից: Նշանակենք

$$\frac{E_v-E}{kT} = \varepsilon_p, \quad \frac{E_c-E_v}{kT} = \frac{E_g}{kT} = \varepsilon_i, \quad \frac{F-E}{kT} = \eta + \varepsilon_i + \varepsilon_p : \quad (3.22)$$

Այստեղ $E_c - E_v = E_g$ - ն արգելված գոտու լայնությունն է: Այժմ արդեն խոռոչների կոնցենտրացիայի արտահայտությունը կդառնա՝

$$p_0 = N_v F_{1/2}(-\eta - \varepsilon_i), \quad (3.23)$$

որտեղ

$$N_c = 2 \left(\frac{2\pi m_p^* kT}{h^2} \right)^{3/2} \quad (3.24)$$

Վիճակների արդյունաբար խտությունն է վալենտական գոտում:

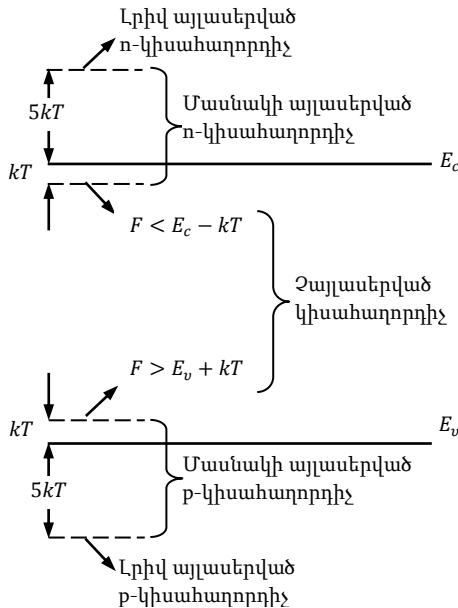
$$F_{1/2}(-\eta - \varepsilon_i) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} \frac{\varepsilon_p^{1/2} d\varepsilon}{e^{\varepsilon_p + \eta + \varepsilon_i} + 1}$$

մեծությունը $(-\eta - \varepsilon_i)$ արգումենտով Ֆերմի-Դիրակի ինտեգրալն է:

3.4. Չայլասերված խառնուրդային կիսահաղորդիչ

Էլեկտրոնների և խոռոչների հավասարակշիռ n_0 և p_0 կոնցենտրացիաները հաշվելու համար հարկավոր է հաշվել Ֆերմի-Դիրակի ինտեգրալները: Դրանց համար գոյություն ունեն մոտավոր անալիտիկ արտահայտություններ և կազմված են աղյուսակներ:

Կախված Ֆերմիի բերված մակարդակի արժեքից, էլեկտրոնների և խոռոչների հավասարակշիռ կոնցենտրացիաները կարելի է արտահայտել հետևյալ կերպ: Էներգիաների տիրույթը բաժանենք երեք տեղամասերի՝ $-\infty \div -1$, $-1 \div 5$ և $5 \div +\infty$:



Նկ. 3.4: Չայլասերված, մասնակի և լրիվ այլասերված կիսահաղորդիչի դեպքերը

1. $-\infty < \eta < -1$ դեպքում

$$F_{1/2}(\eta) = e^{\eta}, \quad (3.25)$$

իսկ $-\infty < -\eta - \varepsilon_i < -1$ դեպքում

$$F_{1/2}(-\eta - \varepsilon_i) = e^{-\eta - \varepsilon_i}: \quad (3.26)$$

Այսպիսի մոտավորությունները համապատասխանում են Բոլցմանի վիճակագրությանը, իսկ **կիսահաղորդիչը չայլասերված է** (նկ. 3.4): Սա դասական մոտավորություն է, որի համար էլեկտրոնների և խոռոչների հավասարակշիռ կոնցենտրացիաները համապատասխանաբար հավասար են.

$$n_0 = N_c e^{\eta}, \quad (3.27)$$

$$p_0 = N_v e^{-\eta - \varepsilon_i}: \quad (3.28)$$

2. $5 < \eta < \infty$ և $5 < -\eta - \varepsilon_i < \infty$ դեպքերը համապատասխանում են կիսահաղորդչի մասնակի այլասերմանը (նկ. 3.4):

3. $-1 < \eta < 5$ և $-1 < -\eta - \varepsilon_i < 5$ դեպքերը համապատասխանում են կիսահաղորդչի լրիվ այլասերմանը (նկ. 3.4):

Այսպիսով, էլեկտրոնների n_0 և խոռոչների p_0 հավասարակշիռ կոնցենտրացիաները չայլասերված կիսահաղորդչի համար կլինեն.

$$n_0 = N_c F_{1/2}(\eta) = N_c e^{\eta} = N_c e^{-(E_c - F)/kT}, \quad (3.29)$$

$$p_0 = N_v F_{1/2}(-\eta - \varepsilon_i) = N_v e^{-\eta - \varepsilon_i} = N_v e^{(E_v - F)/kT}: \quad (3.30)$$

Ակցեպտորային կիսահաղորդիչը այլասերված չէ $-\eta - \varepsilon_i < 1$ կամ $F > E_v + kT$ դեպքում: Հետևաբար խոռոչային կիսահաղորդիչը այլասերված չէ, եթե Ֆերմիի մակարդակը գտնվում է արգելված գոտում վալենտային գոտու առաստաղից ոչ ավելի բարձր, քան kT -ն, ինչի հետևանքով էլեկտրոնների և խոռոչների հավասարակշիռ կոնցենտրացիան ենթարկվում է Մաքսվել-Բոլցմանի վիճակագրությանը և որոշվում (3.29) և (3.30) հավասարություններով: Սեփական կիսահաղորդչում ազատ լիցքակիրները ծնվում են վալենտային կապերի խզման հետևանքով, ուստի ազատ էլեկտրոնների և խոռոչների կոնցենտրացիաները հավասար են $n_0 = p_0 = n_i$: n_i -ն **լիցքակիրների սեփական կոնցենտրացիան է**: Եթե սեփական կիսահաղորդչի համար Ֆերմիի բերված մակարդակը նշանակենք η_i -ով, ապա

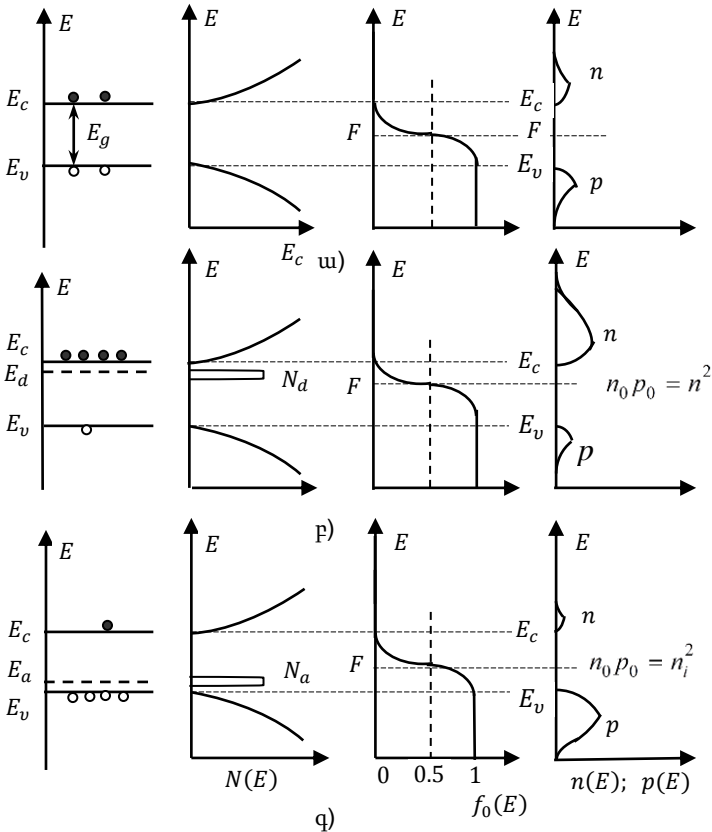
$$n_i = N_c e^{\eta_i} = N_v e^{-\eta_i - \varepsilon_i}: \quad (3.31)$$

Արտահայտենք էլեկտրոնների և խոռոչների հավասարակշիռ (3.29) և (3.30) կոնցենտրացիաները չայլասերված խառնուրդային կիսահաղորդչի համար n_i -ի միջոցով: Այդ դեպքում՝

$$n_0 = N_c e^{\eta} = n_i e^{\eta - \eta_i}, \quad p_0 = N_v e^{-\eta - \varepsilon_i} = n_i e^{\eta_i - \eta}: \quad (3.32)$$

Այստեղից հետևում է, որ

$$n_0 p_0 = n_i^2: \quad (3.33)$$



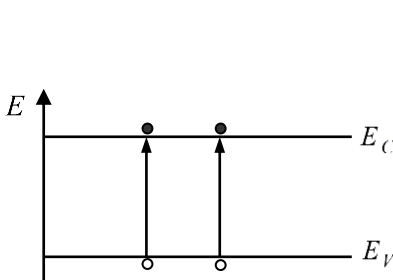
Նկ. 3.5. Սեփական (ա), դոնորային (բ) և ակցեպտորային (գ) կիսահաղորդչիչների գոտիական կառուցվածքը, վիճակների խտությունը, Ֆերմի-Դիրակի բաշխման և լիցքակիրների կոնցենտրացիաների բաշխումները ջերմադինամիկական հավասարակշռության պայմաններում

Այսպիսով, չայլասերված խառնուրդային կիսահաղորդչում ազատ էլեկտրոնների և խոռոչների կոնցենտրացիաների արտադրյալը ջերմային հավասարակշռության դեպքում հաստատուն մեծություն է և հավասար է նույն ջերմաստիճանում գտնվող սեփական կիսահաղորդչում լիցքակիրների կոնցենտրացիայի քառակուսուն:

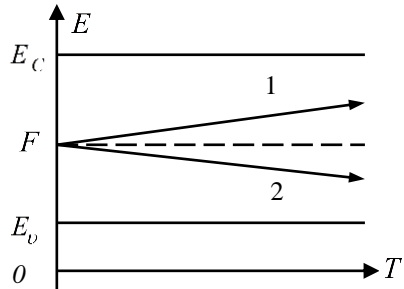
Նկ. 3.5-ում ցույց են տրված ջերմադինամիկական հավասարակշռության պայմաններում գոտիական դիագրամը, վիճակների $N(E)$ խտությունը, Ֆերմի-Դիրակի $f_0(E)$ ֆունկցիայի բաշխումը և լիցքակիրների կոնցենտրացիան սեփական (ա), էլեկտրոնային (բ) և խոռոչային (գ) կիսահաղորդիչներում: Եթե լիցքակիրների գրգռումը տեղի է ունենում ջերմային էներգիայի հաշվին, ապա այդպիսի պրոցեսի հավանականությունը համեմատական է $e^{-w/kT}$ -ին, w -ն **ակտիվացիայի էներգիան է**: Հետևաբար էլեկտրոնների n_0 կոնցենտրացիան կարելի է արտահայտել նաև ակտիվացիայի էներգիայի միջոցով: Այն հավասար կլինի՝ $n_0 = C e^{-w/kT}$, որտեղ C -ն հաստատուն մեծություն է: Ակտիվացիայի էներգիան կախված է Ֆերմիի մակարդակի դիրքից:

3.5. Չայլասերված սեփական կիսահաղորդիչ

Կիսահաղորդիչը կհամարենք սեփական, եթե խառնուրդների ազդեցությունը նրա հատկությունների վրա արհամարհելի է:



Նկ. 3.6. Լիցքակիրների ջերմային գեներացիան սեփական կիսահաղորդչում



Նկ. 3.7. Ֆերմիի մակարդակի փոփոխությունը ջերմաստիճանից սեփական կիսահաղորդչում

Նրանում ազատ լիցքակիրներն առաջանում են միայն վալենային կապերի խզման հաշվին (նկ. 3.6), հետևաբար՝

$$n_0 = p_0: \quad (3.34)$$

(3.34)-ը սեփական կիսահաղորդչի էլեկտրաչեզոքության պայմանն է, ըստ որի բյուրեղի լիցքավորված բոլոր մասնիկների գումարային լիցքը պետք է հավասար լինի զրոյի: Այս պայմանը որոշում է Ֆերմիի մակարդակի դիրքը: Այն կարելի է գտնել լուծելով

$$N_c F_{1/2}(\eta) = N_v F_{1/2}(-\eta - \varepsilon_i) \quad (3.35)$$

հավասարումը:

Որոշենք լիցքակիրների սեփական կոնցենտրացիան.

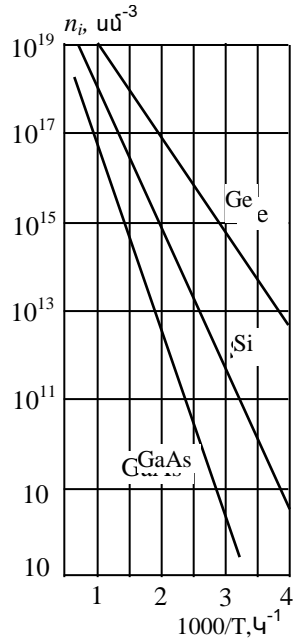
$$\begin{aligned} n_i &= (n_0 p_0)^{1/2} = 2 \left(\frac{2\pi k}{h^2} \right)^{3/2} (m_n^* m_p^*)^{3/4} T^{3/2} e^{-\frac{E_g}{2kT}} = \\ &= 4.9 \times 10^{15} \left(\frac{m_n^* m_p^*}{m_0^2} \right)^{3/4} T^{3/2} e^{-\frac{E_g}{2kT}}: \end{aligned} \quad (3.37)$$

Այսպիսով, լիցքակիրների կոնցենտրացիան չայլասերված սեփական կիսահաղորդչում կախված է ջերմաստիճանից, արգելված գոտու լայնությունից, էլեկտրոնների և խոռոչների արդյունարար զանգվածներից, և կախված չէ Ֆերմիի մակարդակի դիրքից: Լիցքակիրների սեփական կոնցենտրացիայի ջերմաստիճանային կախվածությունը $E_g \gg kT$ դեպքում որոշվում է հիմնականում էքսպոնենցիալ անդամով: Դրա ապացույցն են նկ. 3.8-ի տվյալները:

Գնահատենք լիցքակիրների սեփական կոնցենտրացիան Si-ի և Ge-ի համար: Միլիցիումի համար $m_{dn}^* = 1.08m_0$, $m_{dp}^* = 0.56m_0$, $T = 300$ Կ դեպքում, $E_g = 1.11$ էՎ, ուստի $n_i = 1.9 \times 10^{10}$ սմ⁻³: Ge-ի համար $m_{dn}^* = 0.56m_0$, $m_{dp}^* = 0.35m_0$, $E_g = 0.67$ էՎ և $n_i = 2 \times 10^{13}$ սմ⁻³:

Կիսահաղորդիչների արգելված գոտու լայնությունը կախված է ջերմաստիճանից՝

$$E_g = E_{g0} - \alpha T,$$

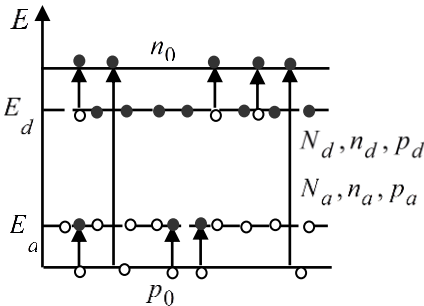


Նկ. 3.8. Լիցքակիրների սեփական կոնցենտրացիայի կախումը T -ից

որտեղ E_{g0} -ն արգելված գոտու լայնությունն է 0 Կ ջերմաստիճանում: Si-ի և Ge-ի համար արգելված գոտու լայնության փոփոխության ջերմաստիճանային $\alpha = dE/dT$ գործակիցը բացասական մեծություն է և հավասար է $\alpha_{Ge} = 3.9 \times 10^{-4}$ էՎ/Կ, $\alpha_{Si} = 2.4 \times 10^{-4}$ էՎ/Կ: PbS-ում ջերմաստիճանային գործակիցը դրական է և արգելված գոտու լայնությունը աճում է 0,34 էՎ-ից 0 Կ դեպքում մինչև 0,41 էՎ 300 Կ ջերմաստիճանում:

3.6. Ֆերմիի մակարդակի դիրքի կախումը ջերմաստիճանից չայասերված խառնուրդային կիսահաղորդչում

Կիսահաղորդիչը կարող է պարունակել ինչպես դոնորային, այնպես էլ ակցեպտորային խառնուրդներ: Դիցուք, այդ խառնուրդների կոնցենտրացիաները համապատասխանաբար հավասար են N_d -ի և N_a -ի: Այդպիսի կիսահաղորդչի էներգետիկ սխեման ներկայացված է նկ. 3.9-ում: Էլեկտրոնները հաղորդականության գոտում և խոռոչները վալենտային գոտում առաջանում են վալենտային գոտուց և խառնուրդի ատոմներից էլեկտրոնների ջերմային գրգռմամբ: Այդ անցումները ցույց են տրված սլաքներով:



Նկ. 3.9. Ակցեպտորային և դոնորային խառնուրդներ ունեցող կիսահաղորդիչ

կետում լիցքավորված բոլոր մասնիկների գումարային լիցքը պետք է լինի զրո: Երկու տեսակի խառնուրդներով կիսահաղորդչի համար էլեկտրաչեզոքության հավասարումը կգրվի հետևյալ կերպ՝

$$n_0 + n_a = p_0 + p_d, \quad (3.38)$$

$n_a = N_a - p_a$ -ն ակցեպտորային խառնուրդի հետ կապված էլեկտրոնների քանակն է, $p_d = N_d - n_d$ -ն՝ դոնորային խառնուրդի իոնացված ատոմների թիվը: Օգտվելով n_a -ի և p_d -ի արտահայտու-

թյուններից՝ էլեկտրաչեզոքության պայմանը կարելի է ներկայացնել այսպես՝

$$(n_0 + n_d) - (p_0 + p_a) = N_d - N_a : \quad (3.39)$$

Քննարկենք Ղոնորային կիսահաղորդչի դեպքը ($N_a = 0$) :

Սկզբում սահմանափակվենք ջերմաստիճանների այնպիսի միջակայքով, երբ իոնացվում են միայն խառնուրդային կենտրոնները, իսկ սեփական հաղորդականությունը բացակայում է, այսինքն՝ $p_0 = 0$: Էլեկտրաչեզոքության (3.39) պայմանը կգրվի հետևյալ կերպ՝

$$n_0 + n_d = N_d : \quad (3.40)$$

Լուծելով (3.40)-ը՝ ստանում ենք

$$F = E_c - kT \ln \left[\frac{N_c}{2N_d} + \sqrt{\left(\frac{N_c}{2N_d}\right)^2 + g e^{\varepsilon_d} \frac{N_c}{2N_d}} \right] : \quad (3.41)$$

Վերլուծենք Ֆերմիի մակարդակի համար ստացված արտահայտությունը: Ցածր ջերմաստիճաններում իրավացի է $e^{-(E_c - E_d)/kT} \gg N_c/2N_d$ պայմանը, (3.41) բանաձևը պարզ տեսք է ընդունում, և Ֆերմիի մակարդակի դիրքի որոշման համար ստանում ենք.

$$F = E_c - \frac{E_c - E_d}{2} - \frac{kT}{2} \ln \frac{gN_c}{N_d} = \frac{E_c + E_d}{2} - \frac{kT}{2} \ln \frac{gN_c}{N_d} : \quad (3.42)$$

Ինչպես հետևում է (3.42)-ից՝ ղոնորային կիսահաղորդչում բացարձակ զրո ջերմաստիճանում Ֆերմիի մակարդակը գտնվում է հաղորդականության գոտու հատակի և ղոնորային մակարդակի միջև դրանց կենտրոնում: Բավական ցածր ջերմաստիճանների տիրույթում (մի քանի Կելվին), երբ $gN_c < N_d$, Ֆերմիի մակարդակը սկզբում բարձրանում է մինչև որոշ մաքսիմալ արժեք, այնուհետև սկսում է իջնել և $gN_c = N_d$ դեպքում կրկին $F = (E_c + E_d)/2$, ինչպիսին էր $T = 0$ դեպքում: Ջերմաստիճանի հետագա բարձրացումը ուղեկցվում է N_c -ի աճով և ջերմաստիճանների այն միջակայքում, որտեղ $gN_c > N_d$, Ֆերմիի մակարդակը շարունակում է իջնել: Ֆերմիի մակարդակի այդպիսի տեղաշարժին համապատասխանում է էլեկտրոնների կոնցենտրացիայի էքսպոնենցիալ կախվածություն՝

$$n_0 = \left(\frac{N_c N_d}{g}\right)^{1/2} e^{-\frac{E_c - E_d}{2kT}} :$$

Ջերմաստիճանից Ֆերմիի մակարդակի փոփոխության այդ տիրույթը խառնուրդի թույլ իոնիզացիայի տիրույթն է կամ՝ **սառեցման տիրույթը**: Այն նշանակված է 1 թվով նկ.3.10-ում: Ջերմաստիճանի հետագա բարձրացման դեպքում էլեկտրոնների կոնցենտրացիան E_c գոտում դառնում է համեմատելի մեծություն խառնուրդի կոնցենտրացիայի հետ, և (3.41) բանաձևը կարելի է մոտարկել

$$F = E_c - kT \ln \frac{N_c}{N_d}$$

տեսքով, որին համապատասխանում է՝ $n_0 = N_d$: Դա նշանակում է, որ գործնականորեն դոնորային ամբողջ խառնուրդը իոնացված է և էլեկտրոնների կոնցենտրացիան հաղորդականության գոտում կախված չէ ջերմաստիճանից: Ջերմաստիճանների այդ տիրույթը, որի դեպքում տեղի ունի խառնուրդի լրիվ իոնիզացիա, կոչվում է **խառնուրդի հյուծվածության/աղքատացման** տիրույթ կամ հազեցման տիրույթ և նկ. 3.10-ում նշված է 2 թվով: Դոնորային խառնուրդի լրիվ իոնիզացիայի պայմանը, երբ $n_0 = N_d$, համապատասխանում է Ֆերմիի մակարդակի դիրքին մի քանի kT -ով ներքև խառնուրդի E_d մակարդակից: Դա նշանակում է, որ ջերմաստիճանի բարձրացումից Ֆերմիի մակարդակը իջնելով հատում է E_d մակարդակը և գնում ներքև: Այն ջերմաստիճանը, որի դեպքում $F = E_d$, կոչվում է **հազեցման ջերմաստիճան** և նշանակվում է T_s -ով: Վերջինս որոշվում է հետևյալ բանաձևով՝

$$T_s = (E_c - E_d) / k \ln \left(\frac{N_c}{N_d} \right) :$$

Հազեցման ջերմաստիճանը այնքան ցածր է, որքան փոքր են իոնիզացիայի $E_c - E_d$ էներգիան և դոնորային խառնուրդի N_d կոնցենտրացիան, և որքան բարձր է էլեկտրոնների արդյունարար զանգվածը, որով որոշվում է N_c -ի մեծությունը: $E_c - E_d$ -ի փոքր արժեքների դեպքում հազեցումը վրա է հասնում շատ ցածր ջերմաստիճանների տակ: Օրինակ՝ խառնուրդների $N_d = 10^{16}$ սմ⁻³ կոնցենտրացիայով Ge:Sb-ում (Sb-ի իոնիզացիայի էներգիան 0.0096 էՎ է) հազեցումը վրա է հասնում արդեն 32 Կ ջերմաստիճանում:

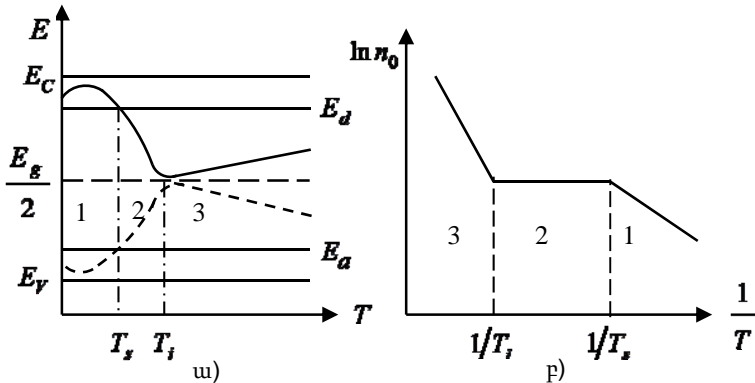
Ջերմաստիճանի հետագա բարձրացման դեպքում էլեկտրոնների կոնցենտրացիայի աճը հաղորդականության գոտում կիրականացվի վալենտային գոտուց կատարվող էլեկտրոնների անց-

մամբ: Այդ դեպքում Ֆերմիի մակարդակի դիրքը կորոշվի հետևյալ բանաձևով՝

$$F_i = E_c - \frac{1}{2}E_g - \frac{kT_i}{2} \ln \frac{N_c}{N_v} = E_c - kT_i \ln \left(\frac{N_c}{N_d} \right),$$

որտեղից հազեցման ջերմաստիճանի համար ստանում ենք

$$T_i = E_g / k \ln \left(\frac{N_c N_v}{N_d^2} \right):$$



Նկ. 3.10. Ֆերմիի մակարդակի դիրքի (ա, հոծ գիծը) ու էլեկտրոնների կոնցենտրացիայի (բ) փոփոխությունը ջերմաստիճանից դոնորական կիսահաղորդչի համար: Նկար (ա)-ում ընդհատ գծով ներկայացված է նաև Ֆերմիի մակարդակի վաքը ք-կիսահաղորդչում:

Այս արտահայտության վերլուծությունը ցույց է տալիս, որ T_i ջերմաստիճանը, որի դեպքում վրա է հասնում սեփական հաղորդականությունը n-կիսահաղորդչում, այնքան ցածր է, որքան փոքր են արգելված գոտու լայնությունն ու խառնուրդների կոնցենտրացիան և որքան բարձր են լիցքակիրների արդյունաբար զանգվածները:

Այսպիսով, օգտագործելով նկարագրված մոտավորությունները, կարելի է հետևել էլեկտրոնների կոնցենտրացիայի փոփոխությանը և Ֆերմիի մակարդակի դիրքի փոփոխությանը n-կիսահաղորդչի արգելված գոտում ջերմաստիճանների փոփոխության ողջ տիրույթում:

Քննարկենք ակցեպտորային կիսահաղորդչի դեպքը ($N_d = 0$):

Ակցեպտորային խառնուրդով լեգիրացված կիսահաղորդչի համար խնդրի լուծումը ամբողջովին նման է *n*-կիսահաղորդչի դեպքին: Էլեկտրաչեզոքության պայմանը այժմ հետևյալն է՝

$$p_0 = n_a = -p_a :$$

Նախորդ դեպքի նմանությամբ Ֆերմիի մակարդակի համար ստացվում է՝

$$F = E_c - E_g + kT \ln \left[\frac{N_v}{2N_a} + \sqrt{\left(\frac{N_v}{2N_a} \right)^2 + g \frac{N_v}{N_a} e^{(E_a - E_v)/kT}} \right] :$$

Ցածր ջերմաստիճանների տիրույթում, երբ $e^{(E_a - E_v)/kT} \gg N_v/2N_a$ և

$$F = E_c - E_g + \frac{1}{2}(E_a - E_v) + \frac{kT}{2} \ln \frac{gN_v}{N_a} = \frac{E_v + E_a}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{gN_v}{N_a} :$$

Այս բանաձևերի քննարկումը ցույց է տալիս, որ Ֆերմիի մակարդակի ջերմաստիճանային վարքը *p*-կիսահաղորդչում *n*-կիսահաղորդչի դեպքի հայելային արտապատկերն է արգելված գոտու կենտրոնի նկատմամբ (տես նկ. 3.10 ա, ընդհատ գիծը):

Ակցեպտորային կիսահաղորդչում նույնպես բարձր ջերմաստիճաններում վրա է հասնում հյուծվածության տիրույթը, ինչը բնութագրվում է ակցեպտորների ամբողջական իոնիզացիայով: Ջերմաստիճանի հետագա բարձրացման դեպքում Ֆերմիի մակարդակը բարձրանում է դեպի արգելված գոտու կենտրոն, և կիսահաղորդիչը իրեն պահում է որպես սեփական:

Վերջնարդյունքներ 3-րդ գլխի համար

- Ինչի՞ է հավասար քվանտային վիճակների խտությունը հադրոդականության գոտու հատակի մոտակայքում:
- Ինչի՞ է հավասար քվանտային վիճակների խտությունը վալենտային գոտու առաստաղի մոտակայքում:
- Ի՞նչ տեսք ունի Ֆերմի-Դիրակի բաշխման ֆունկցիան:
- Ի՞նչ է Ֆերմիի էներգիան կամ քիմիական պոտենցիալը:
- Ի՞նչ է Ֆերմիի մակարդակը:
- Ի՞նչ տեսք ունի Մաքսվել-Բոլցմանի բաշխման ֆունկցիան:
- Ինչպե՞ս է որոշվում էլեկտրոնների և խոռոչների կոնցենտրացիան կիսահաղորդչում:
- Ո՞րն է հավասարակշիռ (ջերմային կամ մթնային) կոնցենտրացիան:
- Ի՞նչ ենք հասկանում լիցքակիրների ջերմային գեներացիա ասելով:
- Ի՞նչ ենք հասկանում լիցքակիրների ռեկոմբինացիա ասելով:
- Ո՞րն է Ֆերմիի բերված մակարդակը:
- Ինչպե՞ս է որոշվում վիճակների արդյունարար խտությունը հադրոդականության գոտում:
- Ինչպե՞ս է որոշվում վիճակների արդյունարար խտությունը վալենտային գոտում:
- Որո՞նք են չայլասերված, մասնակի այլասերված և ամբողջովին այլասերված կիսահաղորդիչները:
- Ինչի՞ է հավասար լիցքակիրների սեփական կոնցենտրացիան:
- Ինչպիսի՞ն է կիսահաղորդիչների արգելված գոտու լայնության կախումը ջերմաստիճանից:
- Ինչպիսի՞ն է Ֆերմիի մակարդակի դիրքի կախումը ջերմաստիճանից չայլասերված n- կիսահաղորդչում:
- Ինչպիսի՞ն է Ֆերմիի մակարդակի դիրքի կախումը ջերմաստիճանից չայլասերված p- կիսահաղորդչում:
- Որն է խառնուրդի հյուսվածության/աղքատացման տիրույթը և ջերմաստիճանը:

ԳԼՈՒԽ 4

ԲՈՒՑՄԱՆԻ ԿԻՆԵՏԻԿԱԿԱՆ ՀԱՎԱՍՏԱՐՈՒՄ

4.1. Բոյցմանի կինետիկական հավասարում

Մինչև այժմ դիտարկում էինք լիցքակիրների համախումբը որպես բյուրեղում ջերմադինամիկական հավասարակշռության պայմաններում գտնվող մասնիկների համակարգ: Լիցքակիրների շարժումը քառասային էր, իսկ վարքը տրվում էր բաշխման հավասարակշիռ ֆունկցիայով, որն ընդհանուր դեպքում կախված է էներգիայից՝

$$f_0 = \frac{1}{e^{(E-F)/kT} + 1}: \quad (4.1)$$

Արտաքին հաստատուն դաշտում տեղադրված բյուրեղում լիցքակիրների շարժումը կդառնա կարգավորված: Էլեկտրական և մագնիսական դաշտերի, ջերմաստիճանի գրադիենտի և լիցքակիրների կենցենտրացիայի գրադիենտի ազդեցության տակ լիցքակիրների շարժմամբ պայմանավորված երևույթները կոչվում են **տեղափոխման կամ կինետիկական երևույթներ**: Սրանց են վերաբերում էլեկտրահաղորդականությունը, էլեկտրոնային ջերմահաղորդականությունը, գալվանամագնիսական, ջերմաէլեկտրական և ջերմամագնիսական էֆեկտները: Արտաքին ուժերի առկայության դեպքում լիցքակիրները գտնվում են անհավասարակշիռ, պայմաններում: Բնական է, որ անհավասարակշիռ վիճակում լիցքակիրների համախումբը կնկարագրվի այլ՝ անհավասարակշիռ բաշխման ֆունկցիայով, որը կախված կլինի ինչպես մասնիկների էներգիայից, այսինքն՝ \mathbf{k} -ից, այնպես էլ դրանց \mathbf{r} կոորդինատից և t ժամանակից, հետևաբար՝ $f(\mathbf{k}, \mathbf{r}, t)$:

Էլեկտրոնների կոնցենտրացիան անհավասարակշիռ պայմաններում որոշելու համար վարվենք հետևյալ կերպ: Միավոր ծավալի բյուրեղի ֆազային տարածության մեջ, այսինքն՝ կոորդինատների x , y , z և քվադրիմպուլսի p_x , p_y , p_z տարածության մեջ, առանձնացնենք ծավալի $d\Gamma$ էլեմենտ: Դա կլինի (x, y, z, p_x, p_y, p_z) կոորդինատներով կետի շուրջ կառուցված տարածություն

$$d\Gamma = dx dy dz dp_x dp_y dp_z = d\tau_{\mathbf{r}} d\tau_{\mathbf{p}} = \hbar^3 d\tau_{\mathbf{k}} d\tau_{\mathbf{r}} \quad (4.2)$$

ծավալով, որտեղ

$$d\tau_{\mathbf{r}} = dx dy dz, \quad d\tau_{\mathbf{p}} = dp_x dp_y dp_z = \hbar^3 dk_x dk_y dk_z = \hbar^3 d\tau_{\mathbf{k}} :$$

Միավոր ծավալով բյուրեղի ֆազային տարածության ծավալի էլեմենտում կան $d\Gamma/h^3$ ֆազային բջիջներ, որոնցից յուրաքանչյուրում կարող են լինել 2 էլեկտրոն հակառակ ուղղված սպիններով: Հետևաբար, ֆազային տարածության ծավալի $d\Gamma$ էլեմենտում

կպարունակվեն $2 \frac{d\Gamma}{h^3}$ քվանտային

վիճակներ: Եթե $f(\mathbf{k}, \mathbf{r}, t)$ -ը այդ վիճակներում էլեկտրոնի գտնվելու հավանականությունն է, ապա էլեկտրոնների թիվը ֆազային տարածության էլեմենտում ժամանակի t պահին հավասար կլինի՝

$$dn = 2 \frac{d\Gamma}{h^3} f(\mathbf{k}, \mathbf{r}, t) = \frac{1}{4\pi^3} f(\mathbf{k}, \mathbf{r}, t) d\tau_{\mathbf{k}} d\tau_{\mathbf{r}} : \quad (4.3)$$

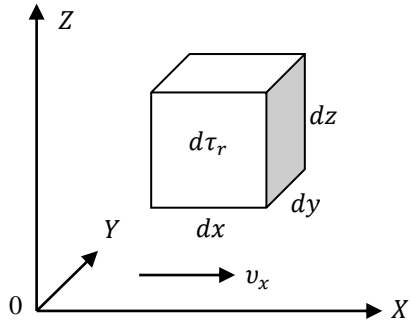
Ինտեգրելով (4.3) արտահայտությունը ըստ ֆազային ողջ V_{Γ} տարածության, կստանանք էլեկտրոնների լրիվ քանակը.

$$n = \frac{1}{4\pi^3} \int_{(V_{\Gamma})} f(\mathbf{k}, \mathbf{r}, t) d\tau_{\mathbf{k}} d\tau_{\mathbf{r}} : \quad (4.4)$$

Այսպիսով, կինետիկական երևույթները դիտարկելիս պետք է գիտենալ բաշխման անհավասարակշիռ ֆունկցիան:

Ստանանք հավասարում, որին կբավարարի բաշխման անհավասարակշիռ $f(\mathbf{k}, \mathbf{r}, t)$ ֆունկցիան: Դրա համար դիտարկենք էլեկտրոնի շարժումը ինչպես երկրաչափական տարածության, այնպես էլ ալիքային վեկտորների տարածության մեջ:

Սկզբում դիտարկենք էլեկտրոնների համակարգը սովորական, երկրաչափական տարածության մեջ: Դիցուք, արտաքին դաշտը կիրառված է այնպես, որ էլեկտրոնները շարժվում են v_x արագությամբ x առանցքի դրական ուղղությամբ: Որոշենք էլեկտրոնների թվի փո-



Նկ. 4.1. Տարրական ծավալ երկրաչափական տարածության մեջ

փոփոխությունը dt ժամանակի ընթացքում $d\tau_r$ ծավալով էլեմենտի ներսում (նկ. 4.1): Նկ. 4.1-ում պատկերված ծավալի $d\tau_r$ էլեմենտի ձախ նիստից dt ժամանակի ընթացքում, համաձայն (4.3)-ի, կմտնեն v_x արագությամբ շարժվող dN_L էլեկտրոններ.

$$dN_L = f(\mathbf{k}, x, y, z, t) \frac{d\tau_{\mathbf{k}}}{4\pi^3} v_x dydzdt : \quad (4.5)$$

Նույն ժամանակում ծավալի աջ նիստից հեռացած էլեկտրոնների dN_R թիվը կլինի՝

$$dN_R = -f(\mathbf{k}, x + dx, y, z, t) \frac{d\tau_{\mathbf{k}}}{4\pi^3} v_x dydzdt : \quad (4.6)$$

Հետևաբար՝ dt ժամանակում էլեկտրոնների քանակը ծավալի միավորում կփոփոխվի

$$\begin{aligned} dN_L + dN_R &= [f(\mathbf{k}, x, y, z, t) - f(\mathbf{k}, x + dx, y, z, t)] \frac{d\tau_{\mathbf{k}}}{4\pi^3} v_x dydzdt = \\ &= -v_x \frac{\partial f}{\partial x} \frac{d\tau_{\mathbf{k}}}{4\pi^3} dx dy dz dt = -v_x \frac{\partial f}{\partial x} \frac{d\tau_{\mathbf{k}}}{4\pi^3} d\tau_{\mathbf{r}} dt \end{aligned} \quad (4.7)$$

մեծությամբ:

v_x , v_y , v_z բաղադրիչներ ունեցող \mathbf{v} արագությամբ լիցքակիրների շարժման կամայական ուղղության դեպքում տվյալ \mathbf{k} -ով էլեկտրոնների թվի փոփոխությունը ֆազային տարածության ծավալի $d\Gamma$ էլեմենտում dt ժամանակի ընթացքում կկազմի

$$-\left[v_x \frac{\partial f}{\partial x} + v_y \frac{\partial f}{\partial y} + v_z \frac{\partial f}{\partial z} \right] \frac{d\tau_{\mathbf{k}}}{4\pi^3} d\tau_{\mathbf{r}} dt = -(\mathbf{v} \nabla_{\mathbf{r}} f) \frac{d\tau_{\mathbf{k}}}{4\pi^3} d\tau_{\mathbf{r}} dt : \quad (4.8)$$

Էլեկտրոնների քանակի այս փոփոխությունը պայմանավորված է տեղափոխման պրոցեսներով, որոնք տեղի են ունենում լիցքակիրների դիֆուզիայի հետևանքով դրանց կոնցենտրացիայի գրադիենտի կամ ջերմաստիճանի գրադիենտի առկայության դեպքում:

Դիտարկենք էլեկտրոնների շարժումը ալիքային վեկտորների տարածության մեջ: Հաշվենք էլեկտրոնների թվի փոփոխությունը dt ժամանակի ընթացքում $d\tau_r$ ծավալով էլեմենտի նիստերից՝ դրանց մուտքի և ելքի արդյունքում:

Դրա համար պետք է հաշվել $d\tau$, ծավալով էլեմենտի բոլոր նիստերից մտնող և հեռացող էլեկտրոնների քանակները: Արդյունքում ստանում ենք, որ ալիքային վեկտորների տարածության մեջ էլեկտրոնների շարժման դեպքում դրանք քանակը ֆազային տարածության ծավալում dt ժամանակի ընթացքում կփոխվի

$$-\left[\frac{\partial k_x}{\partial t} \frac{\partial f}{\partial k_x} + \frac{\partial k_y}{\partial t} \frac{\partial f}{\partial k_y} + \frac{\partial k_z}{\partial t} \frac{\partial f}{\partial k_z} \right] \frac{d\tau_{\mathbf{k}}}{4\pi^3} d\tau_{\mathbf{r}} dt = -\left[\frac{d\mathbf{k}}{dt} \nabla_{\mathbf{k}} f \right] \frac{d\tau_{\mathbf{k}}}{4\pi^3} d\tau_{\mathbf{r}} dt = -\frac{1}{\hbar} (\mathbf{F} \nabla_{\mathbf{k}} f) \frac{d\tau_{\mathbf{k}}}{4\pi^3} d\tau_{\mathbf{r}} dt \quad (4.9)$$

մեծությամբ, որտեղ

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}, t) = \frac{d\mathbf{p}}{dt} = \hbar \frac{d\mathbf{k}}{dt} \quad (4.10)$$

\mathbf{r} կետում ժամանակի t պահին էլեկտրոնի վրա ազդող արտաքին ուժն է: (4.9)-ը արտահայտում է էլեկտրոնների քանակի փոփոխությունը էլեկտրական և մագնիսական դաշտերով պայմանավորված արտաքին ուժի ազդեցության տակ:

Բացի այդ, ֆազային տարածության ծավալի $d\Gamma$ էլեմենտում էլեկտրոնների քանակը կարող է փոփոխվել բյուրեղական ցանցի պարբերական դաշտի տեղային խախտումների հետ էլեկտրոնների փոխազդեցության հետևանքով: Տեղային գրգռման ազդեցության տիրույթը տարածվում է 10^{-7} սմ կարգի հեռավորության վրա, որն ընդգրկում է ցանցի մի քանի պարբերություն: Քանի որ էլեկտրոնի ջերմային արագությունը կիսահաղորդչում սենյակային ջերմաստիճանում 10^7 սմ/վ կարգի մեծություն է, ապա բյուրեղի կառուցվածքային անկատարելության հետ էլեկտրոնի փոխազդեցության ժամանակը կազմում է 10^{-14} վ: Այսպիսի կարճատև փոխազդեցությունը չի կարող հանգեցնել կոորդինատի էական փոփոխության, բայց խիստ կփոխի էլեկտրոնի արագությունն ու քվադրիպոլը: Այս պրոցեսը նման է հարվածին մեխանիկայում, այդ իսկ պատճառով այն ստացել է բախում կամ հարված անվանումը: Հարվածի ժամանակ տեղի է ունենում տվյալ ուղղությամբ շարժվող էլեկտրոնների թվի փոփոխություն, ուստի և բախման պրոցեսները կոչվում են նաև ցրման պրոցեսներ:

Ենթադրենք, ցրվելիս լիցքակիրները (\mathbf{r}, \mathbf{k}) վիճակից անցնում են $(\mathbf{r}', \mathbf{k}')$ վիճակ: Քանի որ բախման ժամանակ տեղի ունի կարճատև փոխազդեցություն, որը չի հանգեցնում կոորդինատի փոփոխության, ապա անցման հավանականությունը կախված չի լինի \mathbf{r} -ից և \mathbf{r}' -ից: Նշանակենք այդպիսի անցման հավանականությունը միավոր ժամանակում $W(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$ -ով: Ծավալի $d\tau_k$ էլեմենտում զբաղեցված վիճակների թիվը հավասար է $f(\mathbf{k}, \mathbf{r}, t) \frac{d\tau_k}{4\pi^3}$, իսկ ազատ վիճակների թիվը, համապատասխանաբար՝ $[1 - f(\mathbf{k}, \mathbf{r}, t)] \frac{d\tau_k}{4\pi^3}$: Յուրաքանչյուր բախում ուղեկցվում է \mathbf{k} վիճակից էլեկտրոնի անցմամբ \mathbf{k}' վիճակ: Սակայն, որպեսզի այդպիսի անցումը տեղի ունենա, \mathbf{k}' վիճակը պետք է ազատ լինի: Եթե $f(\mathbf{k}', \mathbf{r}, t) \frac{d\tau_{k'}}{4\pi^3}$ -ը էլեմենտի ծավալում զբաղված \mathbf{k}' վիճակների թիվն է, ապա $[1 - f(\mathbf{k}', \mathbf{r}, t)] \frac{d\tau_{k'}}{4\pi^3}$ -ը կլինի ազատ վիճակների թիվը: Ուստի, էլեկտրոնների այն քանակը, որը ի վիճակի է dt ժամանակի ընթացքում ցրման հետևանքով անցնել \mathbf{k} -ից \mathbf{k}' վիճակ, ինչը կհանգեցնի էլեկտրոնների թվի նվազման ֆազային տարածության ծավալի $d\Gamma$ էլեմենտում dt ժամանակի ընթացքում, որոշվում է անցման $W(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$ հավանականությամբ, նախապես զբաղեցված վիճակների թվով և վերջնական ազատ վիճակների թվով.

$$-W(\mathbf{k}, \mathbf{k}') f(\mathbf{k}, \mathbf{r}, t) \frac{d\tau_{\mathbf{k}}}{4\pi^3} [1 - f(\mathbf{k}', \mathbf{r}, t)] \frac{d\tau_{\mathbf{k}'}}{4\pi^3} d\tau_{\mathbf{r}} dt : \quad (4.11)$$

Ցանցի արատների հետ լիցքակիրների բախման դեպքում հնարավոր է նաև էլեկտրոնների հակառակ անցում \mathbf{k}' վիճակից \mathbf{k} վիճակ: Դիցուք այդպիսի անցման հավանականությունը ժամանակի միավորում $W(\mathbf{k}', \mathbf{k})$ է: Այդ դեպքում dt ժամանակի ընթացքում հակառակ անցում կատարող էլեկտրոնների թիվը հավասար կլինի՝

$$-W(\mathbf{k}', \mathbf{k}) f(\mathbf{k}', \mathbf{r}, t) \frac{d\tau_{\mathbf{k}'}}{4\pi^3} [1 - f(\mathbf{k}, \mathbf{r}, t)] \frac{d\tau_{\mathbf{k}}}{4\pi^3} d\tau_{\mathbf{r}} dt : \quad (4.12)$$

Ուստի ֆազային տարածության ծավալի $d\Gamma$ էլեմենտում ուղիղ \mathbf{k} -ից \mathbf{k}' , և հակառակ \mathbf{k}' -ից \mathbf{k} ցրման հետևանքով էլեկտրոնների քանակը կփոփոխվի: Գրառումները համառոտ դարձնելու նպատակով f -ը ներկայացնենք որպես ֆունկցիա ալիքային վեկտորից, այդ դեպքում dt ժամանակում էլեկտրոնների քանակի փոփոխությունը կլինի

$$\left\{ W(\mathbf{k}', \mathbf{k})f(\mathbf{k}') [1 - f(\mathbf{k})] - W(\mathbf{k}, \mathbf{k}')f(\mathbf{k}) [1 - f(\mathbf{k}')] \right\} \frac{d\tau_{\mathbf{k}}}{4\pi^3} \frac{d\tau_{\mathbf{k}'}}{4\pi^3} d\tau_{\mathbf{r}} dt : (4.13)$$

Ֆազային տարածության ծավալի էլեմենտում ցրման հետևանքով dt ժամանակի ընթացքում էլեկտրոններով զբաղեցված վիճակների փոփոխության լրիվ թիվը գտնելու համար հարկավոր է հաշվի առնել բոլոր հնարավոր \mathbf{k}' -երը, այսինքն՝ հարկավոր է (4.13) արտահայտությունն ինտեգրել Բրիլյուեների գոտու V_B ծավալով.

$$\frac{d\tau_{\mathbf{k}}}{4\pi^3} d\tau_{\mathbf{r}} dt \int_{(V_B)} \left\{ W(\mathbf{k}', \mathbf{k})f(\mathbf{k}') [1 - f(\mathbf{k})] - W(\mathbf{k}, \mathbf{k}')f(\mathbf{k}) [1 - f(\mathbf{k}')] \right\} \frac{d\tau_{\mathbf{k}'}}{4\pi^3} : (4.14)$$

Էլեկտրոնների թվի փոփոխությունը ֆազային $d\Gamma$ տարածության ծավալի էլեմենտում t -ից $t + dt$ ժամանակի ընթացքում կազմում է

$$f(\mathbf{k}, \mathbf{r}, t + dt) \frac{d\tau_{\mathbf{k}}}{4\pi^3} d\tau_{\mathbf{r}} - f(\mathbf{k}, \mathbf{r}, t) \frac{d\tau_{\mathbf{k}}}{4\pi^3} d\tau_{\mathbf{r}} = \frac{\partial f}{\partial t} \frac{d\tau_{\mathbf{k}}}{4\pi^3} d\tau_{\mathbf{r}} dt : (4.15)$$

Լիցքակիրների թվի այս փոփոխությունը պայմանավորված է էլեկտրոնների դիֆուզիոն շարժմամբ, արտաքին ուժերի ազդեցությամբ և ցրման պրոցեսներով: Հետևաբար, (4.15)-ը հավասար է (4.8)-ի, (4.9)-ի և (4.14)-ի գումարին: Կրճատելով $\frac{d\tau_{\mathbf{k}}}{4\pi^3} d\tau_{\mathbf{r}} dt$ անդամով՝ կստանանք.

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} = & -(\mathbf{v} \nabla_{\mathbf{r}} f) - \frac{1}{\hbar} (\mathbf{F} \nabla_{\mathbf{k}} f) + \\ & + \int_{(V_B)} \left\{ W(\mathbf{k}', \mathbf{k})f(\mathbf{k}') [1 - f(\mathbf{k})] - W(\mathbf{k}, \mathbf{k}')f(\mathbf{k}) [1 - f(\mathbf{k}')] \right\} \frac{d\tau_{\mathbf{k}'}}{4\pi^3} : \end{aligned} (4.16)$$

Համաձայն միկրոսկոպիկ դարձելիության սկզբունքի՝ ուղիղ և հակադարձ անցումների հավանականությունները հավասար են, այսինքն՝

$$W(\mathbf{k}, \mathbf{k}') = W(\mathbf{k}', \mathbf{k}) : (4.17)$$

Հաշվի առնելով (4.17)-ը՝ (4.16) առնչությունը կընդունի պարզ տեսք.

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -(\mathbf{v}\nabla_{\mathbf{r}}f) - \frac{1}{\hbar}(\mathbf{F}\nabla_{\mathbf{k}}f) + \int_{(V_B)} W(\mathbf{k}, \mathbf{k}') [f(\mathbf{k}') - f(\mathbf{k})] \frac{d\tau_{\mathbf{k}'}}{4\pi^3} : \quad (4.18)$$

(4.18)-ը կոչվում է **Բոլցմանի կինետիկական հավասարում**: Այն ինտեգրալֆերենցիալ է: (4.18)-ի ֆիզիկական իմաստը պարզ է: Դրա ձախ մասը արտացոլում է բաշխման ֆունկցիայի փոփոխությունը ժամանակից: Աջ մասի առաջին և երկրորդ անդամները ցույց են տալիս բաշխման ֆունկցիայի փոփոխությունը արտաքին դաշտերի ազդեցության տակ, որոնք հանգեցնում են էլեկտրոնի շարժմանը սովորական տարածության մեջ և ալիքային վեկտորների տարածության մեջ: Էլեկտրոնների բաշխման ֆունկցիայի փոփոխությունը ըստ վիճակների դրանց ցրման հետևանքով հաշվի է առնված հավասարման վերջին անդամով: **Այսպիսով, լիցքակիրների վրա մի կողմից ազդում են արտաքին ուժերը, որոնք ձգտում են կարգավորել դրանց շարժումը, իսկ մյուս կողմից՝ բախումները, որոնք ձգտում են անկանոն դարձնել էլեկտրոնների շարժումը**: Այդ պատճառով (4.18) հավասարումը կա-րելի է գրել հետևյալ կերպ.

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_F + \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_S : \quad (4.19)$$

Այստեղ

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_F = -(\mathbf{v}\nabla_{\mathbf{r}}f) - \frac{1}{\hbar}(\mathbf{F}\nabla_{\mathbf{k}}f) \quad (4.20)$$

անդամը կոչվում է Բոլցմանի հավասարման **դաշտային անդամ**, իսկ

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_S = \int_{(V_B)} W(\mathbf{k}, \mathbf{k}') [f(\mathbf{k}') - f(\mathbf{k})] \frac{d\tau_{\mathbf{k}'}}{4\pi^3} \quad (4.21)$$

անդամը կոչվում է **բախումների ինտեգրալ**:

Ստացիոնար պրոցեսների դեպքում, երբ տեղափոխման երևույթները նկարագրող մեծությունները կախված չեն ժամանակից՝

$$\frac{\partial f}{\partial t} = 0, \quad (4.22)$$

և Բոլցմանի կինետիկական (4.19) հավասարումը դառնում է

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_F = -\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_S, \quad (4.23)$$

կամ՝

$$(\mathbf{v}\nabla_{\mathbf{r}}f) + \frac{1}{\hbar}(\mathbf{F}\nabla_{\mathbf{k}}f) = \int_{(V_B)} W(\mathbf{k}, \mathbf{k}') [f(\mathbf{k}') - f(\mathbf{k})] \frac{d\tau_{\mathbf{k}'}}{4\pi^3}: \quad (4.24)$$

(4.23) և (4.24) արտահայտություններից հետևում է, որ ստացվող նար վիճակում լիցքակիրների շարժմամբ և դրանց վրա արտաքին ուժերի ազդեցությամբ պայմանավորված բաշխման ֆունկցիայի փոփոխությունները փոխհատուցվում են ցանցի պարբերական դաշտի խախտումների հետ լիցքակիրների բախումներով:

Հարկ է նշել, որ Բոլցմանի կինետիկական հավասարումը, ըստ էության, **քվազիդասական** է, քանի որ բաշխման ֆունկցիայում միաժամանակ տրվում են կոորդինատն ու ալիքային վեկտորը: Այդ պատճառով էլ այն կիրառելի է այն պրոցեսների նկատմամբ, որոնց համար իմաստ ունի ազատ վազքի երկարության հասկացությունը: Դա նշանակում է, որ լիցքակիրների ազատ վազքի միջին երկարությունը պետք է մեծ լինի դե Բրոյլի ալիքի երկարությունից: Բացի այդ, այս հավասարումը կարելի է օգտագործել մագնիսական դաշտում տեղափոխման երևույթները նկարագրելու համար, եթե այդ դաշտը չի փոխում լիցքակիրների էներգիայի սպեկտրը բյուրեղում, այսինքն՝ էական չեն դառնում քվանտային էֆեկտները:

4.2. Հավասարակշիռ վիճակ

Ջերմադինամիկական հավասարակշռության դեպքում, երբ էլեկտրոնների վիճակը նկարագրվում է բաշխման հավասարակշիռ ֆունկցիայով, էլեկտրոնի շարժումը բյուրեղում պայմանավորվում է ջերմային էներգիայով, այդ պատճառով էլ հավասարակշիռ դեպքի համար (4.24) հավասարման ձախ մասը հավասար է զրոյի: Դա նշանակում է, որ

$$\int_{(V_B)} W(\mathbf{k}, \mathbf{k}') [f_0(\mathbf{k}') - f_0(\mathbf{k})] d\tau_{\mathbf{k}'} = 0: \quad (4.25)$$

Այստեղից հետևում է, որ հավասարակշիռ վիճակում գտնվող համակարգում ուղիղ և հակառակ պրոցեսներով պայմանավորված լիցքակիրների հոսքերը նույնն են, ինչը համապատասխանում է մանրամասն հավասարակշռության սկզբունքին: (4.25)-ից ստանում ենք՝

$$f_0(\mathbf{k}') = f_0(\mathbf{k}) : \quad (4.26)$$

Տեղադրելով (4.26)-ում բաշխման հավասարակշիռ ֆունկցիայի (3.14) արտահայտությունը՝ ($f_0 = e^{-(E-F)}$), կստանանք՝

$$E_1 - F_1 = E_2 - F_2, \quad (4.27)$$

որտեղ E_1 -ը, F_1 -ը և E_2 -ը, F_2 -ը ալիքային \mathbf{k} և \mathbf{k}' վեկտորներով էլեկտրոնների լրիվ էներգիան և Ֆերմիի մակարդակն են: Քանի որ ջերմադինամիկ հավասարակշռության պայմաններում էլեկտրոնի լրիվ էներգիան չի փոփոխվում, ապա $E_1 = E_2$, որտեղից հետևում է, որ

$$F_1 = F_2 : \quad (4.28)$$

Այս արտահայտությունը ցույց է տալիս, որ հավասարակշիռ վիճակում համակարգի բոլոր մասերում, որտեղ կարող է տեղի ունենալ էլեկտրոնների անցում, Ֆերմիի մակարդակի դիրքը նույնն է:

4.3. Ռեկաքսացիայի ժամանակ

Կինետիկական (4.18) հավասարման լուծումը, նույնիսկ ստացիոնար (4.24) դեպքի համար, շատ բարդ խնդիր է: Այն բավական պարզվում է այն դեպքերում, երբ հնարավոր է լինում ներմուծել ռեկաքսացիայի ժամանակի հասկացությունը: Ցրման պրոցեսների նկարագրումը ռեկաքսացիայի ժամանակի օգնությամբ հնարավոր է, եթե մասնիկների բախումները առաձգական են, այսինքն՝ այնպիսին են, որոնց դեպքում լիցքակրի էներգիան քիչ է փոփոխվում, և որ ցրման պրոցեսները հանգեցնում են լիցքակիրների պատահական բաշխման ըստ արագությունների, այսինքն տեղի ունի լիցքակիրների հավասարակշիռ ցրում բոլոր ուղղություններով:

Դիցուք, $t = 0$ պահին բաշխման անհավասարակշիռ f ֆունկցիայով նկարագրվող համակարգի վրա դադարել են ազդել արտաքին գրգռումները (ներառյալ դաշտերը) և դաշտային անդամը դարձել է զրո: Բախման պրոցեսների հետևանքով համակարգը կգա բաշխման հավասարակշիռ ֆունկցիայով նկարագրվող հավասարակշիռ վիճակի: Դա նշանակում է, որ արտաքին դաշտի անջատումից հետո բաշխման ֆունկցիան փոփոխվում է ցանցի արատների հետ էլեկտրոնների բախման շնորհիվ, և

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_S : \quad (4.29)$$

Այն դեպքում, երբ լիցքակիրների բաշխման ֆունկցիայի շեղումը հավասարակշիռ վիճակից մեծ չէ, կարելի է համարել, որ արտաքին դաշտերի բացակայության դեպքում բախումների հետևանքով բաշխման ֆունկցիայի փոփոխության արագությունը համեմատական է հավասարակշռությունից բաշխման ֆունկցիայի շեղման մեծությանը, այսինքն՝ $f - f_0$ -ին՝

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_S = -\frac{f - f_0}{\tau(\mathbf{k})}, \quad (4.30)$$

որտեղ $1/\tau(\mathbf{k})$ -ն \mathbf{k} -ից կախված համեմատականության գործակից է: Լուծելով (4.30) հավասարումը՝ ստանում ենք՝

$$f - f_0 = (f - f_0)_{t=0} e^{-t/\tau} : \quad (4.31)$$

(4.31)-ից հետևում է, որ արտաքին դաշտերի ազդեցության դադարումից հետո $f - f_0$ տարբերությունը նվազում է էքսպոնենցիալ օրենքով ժամանակի τ հաստատունով, որը կոչվում է **ռելաքսացիայի ժամանակ**: Հետևաբար, τ -ն այն միջին ժամանակն է որի ընթացքում համակարգում գոյություն ունի լիցքակիրների անհավասարակշիռ բաշխում արտաքին դաշտերի անջատումից հետո: Քանի որ հավասարակշիռ վիճակի հաստատումը տեղի է ունենում բախումների հետևանքով, ընդ որում, բավական է մի քանի բախում, ապա ռելաքսացիայի ժամանակը կարող է մոտավորապես հավասար լինել էլեկտրոնի ազատ վազքի ժամանակին: Հաշվի առնելով դա, կարելի է համարել, որ ազատ վազքի l երկարությունը որոշվում է էլեկտրոնների շարժման v արագությամբ և ռելաքսացիայի $\tau(\mathbf{k})$ ժամանակով:

Օգտագործելով (3.30) արտահայտությունը, բախումների (4.21) ինտեգրալը կարելի է ներկայացնել այսպես.

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_S = \int_{(V_B)} W(\mathbf{k}, \mathbf{k}') [f(\mathbf{k}') - f(\mathbf{k})] \frac{d\tau_{\mathbf{k}'}}{4\pi^3} = -\frac{f(\mathbf{k}) - f_0(\mathbf{k})}{\tau(\mathbf{k})} : \quad (4.32)$$

Քանի որ արտաքին ուժերը, համաձայն (4.30) հավասարության, չեն հանգեցնում հավասարակշռությունից լիցքակիրների

բաշխման մեծ շեղումների, ապա բաշխման անհավասարակշիռ ֆունկցիան կարելի է ներկայացնել հետևյալ կերպ՝

$$f(\mathbf{k}) = f_0 - f_1(\mathbf{k}), \quad (4.33)$$

որտեղ $f_1(\mathbf{k})$ -ն բաշխման հավասարակշիռ ֆունկցիայի ուղղումն է, որն առաջանում է մասնիկների համակարգի վրա արտաքին ազդեցությունների հետևանքով: Այն գրենք հետևյալ կերպ՝

$$f_1(\mathbf{k}) = -\frac{\partial f_0}{\partial E} \mathbf{k}\chi(E), \quad (4.34)$$

որտեղ $\chi(E)$ -ն միայն լիցքակիրների էներգիայից կախված որոշ վեկտոր է: Կհամարենք, որ ռելաքսացիայի ժամանակը կախված չէ արտաքին դաշտերից: Դա նշանակում է, որ $\tau(\mathbf{k})$ -ն որոշում է նաև ցրման պրոցեսները արտաքին դաշտերի առկայության դեպքում: Դա թույլ կտա (4.24) հավասարման համար օգտագործել բախումների (4.32) ինտեգրալը, և կինետիկական հավասարումը ստացիոնար դեպքի համար կընդունի այսպիսի տեսք.

$$(\mathbf{v}\nabla_{\mathbf{r}}f) + \frac{1}{\hbar}(\mathbf{F}\nabla_{\mathbf{k}}f) = -\frac{f - f_0}{\tau(\mathbf{k})} = -\frac{f_1(\mathbf{k})}{\tau(\mathbf{k})}: \quad (4.35)$$

Այսպիսով, տեղափոխման խնդիրները դիտարկելիս հիմնական խնդիրը բաշխման անհավասարակշիռ ֆունկցիան գտնելն է, որի օգնությամբ կարելի է հաշվել կինետիկական էֆեկտները բնութագրող բոլոր մեծությունները: Բնչպես հետևում է (4.35)-ից, այդ խնդիրը լուծվում է, եթե հայտնի է ռելաքսացիայի ժամանակը, և հետևաբար հարկավոր է գիտենալ լիցքակիրների ցրման մեխանիզմները:

4.4. Ռելաքսացիայի ժամանակ: Ցրումը խառնուրդի իոնների, խառնուրդի ատոմների և դիպոկացիաների վրա

Խառնուրդի իոնների վրա ցրման դեպքում

$$\tau_I = \tau_{0I} E^{3/2},$$

որտեղ τ_{0I} -ն խառնուրդային ատոմների պարամետրերից կախված մեծություն է: Լիցքակիրների ցրումը խառնուրդի չեզոք ատոմների վրա շատ ավելի հազվադեպ է հանդիպում, քան ցրումը խառնուրդի իոնների վրա: Սակայն ցածր ջերմաստիճաններում, երբ խառնուրդի իոնացված ատոմների կոնցենտրացիան փոքր է խառնուրդի չեզոք

ատոմների քանակից, ցրման այս մեխանիզմը էական դեր է խաղում: Այս դեպքում լիցքակիրների ցրումը կարող է իրականացվել երկու ճանապարհով. Անմիջական առաձգական հարվածի օգնությամբ և խառնուրդային ատոմի էլեկտրոնի հետ ընկնող էլեկտրոնի փոխանակմամբ: Չեզոք ատոմների վրա էլեկտրոնների ցրումը դիտարկելով որպես դանդաղ էլեկտրոնների ցրում դիէլեկտրիկական ε թափանցելությամբ միջավայրում գտնվող ջրածնի ատոմի վրա, ստացվել է.

$$\tau_A = \frac{e^2 m^* 2}{20 \varepsilon \hbar^3 N_A},$$

որտեղ N_A -ն խառնուրդի չեզոք ատոմների կոնցենտրացիան է սվյալ ջերմաստիճանում: Ինչպես տեսնում ենք, ռելաքսացիայի ժամանակը խառնուրդի չեզոք ատոմների վրա էլեկտրոնների ցրման դեպքում կախված չէ n ջերմաստիճանից, n չ էլ ցրվող լիցքակրի էներգիայից, սակայն որոշվում է խառնուրդի ատոմների կոնցենտրացիայով:

Լիցքակիրների ցրում կարող է տեղի ունենալ նաև դիսլոկացիաներով ստեղծվող ցանցի խախտումների վրա: Դիսլոկացիայի շուրջը գոյություն ունի տիրույթ, որտեղ բյուրեղը դեֆորմացված է, ուստի դիսլոկացիայի մոտակայքում էներգիայի կախվածությունը ալիքային վեկտորից տարբերվում է իդեալական բյուրեղի դիսպերսիայի օրենքից: Դա հանգեցնում է ազատ լիցքակիրների ցրման: Ալմաստի կառուցվածքով կիսահաղորդիչներում դիսլոկացիաները գործում են ակցեպտորների շղթայի նման, որոնք գրավում են ազատ էլեկտրոններ: Այդ պատճառով էլ դրանք բացասական լիցքավորված կենտրոնական գծով դրական խողովակի են նման, այսինքն դիսլոկացիան կարելի է նմանեցնել գծային բացասական լիցքով R շառավղով անվերջ երկար խողովակի, որի շուրջ կա դրական տարածական լիցք: Դիսլոկացիաներին ուղղահայաց շարժվող էլեկտրոնները չեն կարող ազատ շարժվել դաշտի ուղղությամբ, քանի որ պետք է հաղթահարեն դրանց՝ ցրվելով վերջիններիս վրա: Դիսլոկացիաների վրա լիցքակիրների ցրման դեպքում ռելաքսացիայի ժամանակը կախված չէ բյուրեղի ջերմաստիճանից, այլ որոշվում է միավոր մակերեսի վրա դիսլոկացիաների N_D խտությամբ և ցրվող էլեկտրոնի v արագությամբ՝

$$\tau_D = \frac{3}{8RvN_D} :$$

Եթե ընդունենք $v = 10^7$ սմ/վ, $R = 3 \times 10^{-5}$ սմ, $N_D = 10^6$ սմ⁻², ապա ռելաքսացիայի ժամանակը $\tau_D = 1.25 \times 10^{-9}$ վ: Այս մեծությունը 4-5 կարգով մեծ է, քան ռելաքսացիայի ժամանակը սենյակային ջերմաստիճանում ցանցի ջերմային տատանումների վրա կատարվող ցրման դեպքում, բայց կարող է էական լինել ցածր ջերմաստիճաններում:

Վերջնարդյունքներ 4-րդ գլխի համար

- Ո՞րն է Բոլցմանի կինետիկական հավասարումը և ի՞նչ ֆիզիկական իմաստ ունի:
- Ի՞նչ է և ինչպե՞ս է ներմուծվում լիցքակիրների բաշխման անհավասարակշիռ ֆունկցիան:
- Ինչո՞վ է բնութագրվում հավասարակշիռ վիճակը:
- Ինչպիսի՞ն է Ֆերմիի մակարդակի դիրքը հավասարակշիռ վիճակում գտնվող համակարգում:
- Ի՞նչ է լիցքակիրների ռելաքսացիայի ժամանակը և ինչպիսի՞ն է դրա կախվածությունը էլեկտրոնի էներգիայից ցրման տարբեր մեխանիզմների դեպքում:

ԳԼՈՒԽ 5
ԿԻՆԵՏԻԿԱԿԱՆ ԵՐԵՎՈՒՅԹՆԵՐԸ
ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻՉՆԵՐՈՒՄ

5.1. Տեսակարար հաղորդականություն

5.1.1. Կիսահաղորդիչների տեսակարար հաղորդականություն

Դիտարկենք գնդային իզոէներգետիկ մակերևույթներ ունեցող համասեռ և չայլասերված կիսահաղորդիչի տեսակարար հաղորդականությունը ջերմաստիճանի գրադիենտի բացակայության ($\nabla T = 0$) և մագնիսական դաշտի բացակայության ($\mathbf{B} = 0$) դեպքում:

Միավոր ծավալի բյուրեղի $d\tau_k$ ֆազային ծավալի էլեմենտում, համաձայն (4.3)-ի, էլեկտրոնների քանակը հավասար է՝

$$dn = f(\mathbf{k}) \frac{d\tau_{\mathbf{k}}}{4\pi^3} : \quad (5.1)$$

Այս էլեկտրոնները շարժվելով էլեկտրական դաշտում \mathbf{v} արագությամբ, ստեղծում են հոսանքի էլեմենտար խտություն՝

$$d\mathbf{j} = -e\mathbf{v}f(\mathbf{k}) \frac{d\tau_{\mathbf{k}}}{4\pi^3} : \quad (5.2)$$

Եթե կիսահաղորդչում կան երկու տեսակի լիցքակիրներ, ապա հոսանքի լրիվ խտությունը

$$\mathbf{j} = \mathbf{j}_n + \mathbf{j}_p = -\frac{e}{4\pi^3} \int_{(V_B)} \mathbf{v}_n f_n(\mathbf{k}) d\tau_{\mathbf{k}} + \frac{e}{4\pi^3} \int_{(V_B)} \mathbf{v}_p f_p(\mathbf{k}') d\tau_{\mathbf{k}'}, \quad (5.3)$$

որտեղ \mathbf{v}_n -ը, $f_n(\mathbf{k})$ -ը և \mathbf{v}_p -ն, $f_p(\mathbf{k}')$ -ը էլեկտրոնների և խոռոչների արագությունն ու բաշխման անհավասարակշիռ ֆունկցիաներն են: Ինտեգրումը կատարվում է Բրիլյուենի առաջին գոտու սահմաններով:

Եթե (5.3)-ում տեղադրենք բաշխման հավասարակշիռ f_0 ֆունկցիան, ապա կստանանք

$$\mathbf{j} = \frac{e}{4\pi^3} \int_{(V_B)} \mathbf{v} f_0(\mathbf{k}) d\tau_{\mathbf{k}} = 0, \quad (5.4)$$

քանի որ $f_0(\mathbf{k})$ -ն գույգ, իսկ $\mathbf{v}f_0(\mathbf{k}) = \frac{\hbar}{m} \mathbf{k}f_0(\mathbf{k})$ -ն կենտ ֆունկցիա է և կենտ ֆունկցիայի ինտեգրալը սիմետրիկ սահմաններով ինտեգրելիս գրո է: Նշանակում է **ջերմադինամիկական հավասարակշռության դեպքում նյութում էլեկտրական հոսանքը բացակայում է:**
 Եթե անհավասարակշիռ ֆունկցիան՝

$$f_n(\mathbf{k}) = f_0 + f_1^{(n)}(\mathbf{k}) = f_0 - \frac{\partial f_0}{\partial E}(\chi_n \mathbf{k}), \quad (5.5)$$

ապա, հաշվի առնելով (5.4)-ը, (5.3)-ի փոխարեն կստանանք՝

$$\begin{aligned} \mathbf{j} &= -\frac{e}{4\pi^3} \int_{(V_B)} \mathbf{v}_n f_1^{(n)}(\mathbf{k}) d\tau_{\mathbf{k}} + \frac{e}{4\pi^3} \int_{(V_B)} \mathbf{v}_p f_1^{(p)}(\mathbf{k}') d\tau_{\mathbf{k}'} = \\ &= \frac{e\hbar}{4\pi^3 m_n^* (V_B)} \int \frac{\partial f_0}{\partial E}(\chi_n \mathbf{k}) \mathbf{k} d\tau_{\mathbf{k}} - \frac{e\hbar}{4\pi^3 m_p^* (V_B)} \int \frac{\partial f_0}{\partial E'}(\chi_p \mathbf{k}') \mathbf{k}' d\tau_{\mathbf{k}'} : \quad (5.6) \end{aligned}$$

Համասեռ կիսահաղորդչի համար ($\nabla_r f = 0$), ջերմաստիճանի գրադիենտի և մագնիսական դաշտի բացակայության ($\nabla T = 0, \mathbf{B} = 0$) և էլեկտրական $\boldsymbol{\varepsilon} = -\nabla\varphi$ դաշտի առկայության դեպքում

$$\chi_n = -\frac{e\hbar\tau_e}{m_n^*} \boldsymbol{\varepsilon}, \quad \chi_p = \frac{e\hbar\tau_h}{m_p^*} \boldsymbol{\varepsilon}, \quad (5.7)$$

որտեղ τ_e -ն և τ_p -ն էլեկտրոնների և խոռոչների ռելաքսացիայի ժամանակներն են:

Այդ դեպքում, օրինակ, էլեկտրոնային հոսանքի խտության արտահայտությունը կգրենք հետևյալ կերպ՝

$$\mathbf{j}_n = \frac{e^2 \hbar^2}{4\pi^3 m_n^{*2}} \int_{(V_B)} \tau_e \frac{\partial f_0}{\partial E}(\mathbf{k}\boldsymbol{\varepsilon}) \mathbf{k} d\tau_{\mathbf{k}} : \quad (5.8)$$

Չայլասերված կիսահաղորդչի համար, երբ էներգիայի հաշվարկը կատարվում է հաղորդականության գոտու հատակից, էլեկտրոնային հոսանքի խտության համար ստանում ենք

$$\mathbf{j}_n = \frac{e^2 n}{m_n^*} \boldsymbol{\varepsilon} \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \tau_e e^{-\alpha} \alpha^{3/2} d\alpha, \quad (5.9)$$

որտեղ $\alpha \equiv e/kT$:

Կատարենք նշանակում՝

$$\langle \tau_e \rangle = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} \tau_e e^{-\alpha} \alpha^{3/2} d\alpha : \quad (5.10)$$

Այդ դեպքում՝

$$\mathbf{j}_n = \frac{e^2 n \langle \tau_e \rangle}{m_n^*} \boldsymbol{\varepsilon} = epn \boldsymbol{\varepsilon} = \sigma_n \boldsymbol{\varepsilon}, \quad (5.11)$$

որտեղ

$$\mu_n = \frac{e \langle \tau_e \rangle}{m_n^*} \quad (5.12)$$

էլեկտրոնների դրեյֆային շարժունակությունն է, իսկ

$$\sigma_n = en\mu_n \quad (5.13)$$

էլեկտրոններով պայմանավորված տեսակարար հաղորդականությունը:

Համապատասխանաբար, հոսանքի խոռոչային բաղադրիչը կլինի

$$\mathbf{j}_p = \frac{e^2 p \langle \tau_h \rangle}{m_p^*} \boldsymbol{\varepsilon} = ep\mu_p \boldsymbol{\varepsilon} = \sigma_p \boldsymbol{\varepsilon}: \quad (5.14)$$

Այստեղ խոռոչների ռելաքսացիայի միջին $\langle \tau_h \rangle$ ժամանակը հավասար է՝

$$\langle \tau_h \rangle = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} \tau_h e^{-\alpha} \alpha^{3/2} d\alpha, \quad (5.15)$$

խոռոչների դրեյֆային շարժունակությունը՝

$$\mu_p = \frac{e \langle \tau_h \rangle}{m_p^*}, \quad (5.16)$$

խոռոչներով պայմանավորված տեսակարար հաղորդականությունը՝

$$\sigma_p = ep\mu_p: \quad (5.17)$$

Հետևաբար, հոսանքի լրիվ խտությունը երկու տեսակի լիցքակիրներ ունեցող կիսահաղորդչում հավասար է

$$\mathbf{j} = \mathbf{j}_n + \mathbf{j}_p = (\sigma_n + \sigma_p) \boldsymbol{\varepsilon} = \sigma \boldsymbol{\varepsilon}, \quad (5.18)$$

$\sigma = \sigma_n + \sigma_p$ -ն կիսահաղորդչի տեսակարար հաղորդականությունն է:

5.1.2. Լիցքակիրների շարժունակության ջերմաստիճանային կախվածությունը

Ինչպես հետևում է (5.12)-ից և (5.16)-ից, լիցքակիրների շարժունակությունը հաշվելու համար հարկավոր է իմանալ ռելաքսացիայի միջին ժամանակը: Ռելաքսացիայի ժամանակի վրա էական ազդեցություն է գործում ցրման մեխանիզմը, այդ պատճառով բյուրեղական ցանցի տարբեր արատների հետ բախվելիս լիցքակիրների շարժունակությունը կունենա տարբեր ջերմաստիճանային կախվածություն:

Ցրումը ցանցի վրա: Ատոմական կառուցվածքով կիսահաղորդիչներում ցանցի ակուստիկական տատանումների վրա լիցքակիրների ցրման դեպքում

$$\mu_l = \frac{4e}{3\sqrt{\pi}} \frac{\tau_{0l}}{(m^*)^{5/2} k^{1/2}} T^{-3/2} : \quad (5.19)$$

Այստեղ τ_{0l} -ը հաստատուն է: Ատոմական կառուցվածքով կիսահաղորդիչներում ցանցի տատանումների վրա ցրվելիս, լիցքակիրների շարժունակությունը նվազում է ջերմաստիճանի աճից: Շարժունակությունը հակադարձ համեմատական է լիցքակրի արդյունարար զանգվածին: Իրոք, ինչպես ցույց է տալիս գիտափորձը, էլեկտրոնների շարժունակությունը մեծ է խոռոչների շարժունակությունից, իսկ արդյունարար փոքր զանգվածով կիսահաղորդիչներում շարժունակությունը շատ բարձր է (տես, Աղյուսակ 5.1):

Ցրումը իոնացված խառնուրդներով: Խառնուրդի իոնների վրա ցրման դեպքում շարժունակությունը կարելի է գրել հետևյալ կերպ՝

$$\mu_l = \frac{8\sqrt{2}e^2 k^{3/2} \tau^{3/2}}{\pi^{3/2} Z^2 e^3 N_l (m^*)^{1/2}} \left\{ \ln \left[1 + \left(\frac{3\epsilon k T}{Z e^2 N_l^{1/3}} \right)^2 \right] \right\}^{-1} : \quad (5.20)$$

Այստեղ ϵ -ը կիսահաղորդիչի դիէլեկտրիկական թափանցելիությունն է, Z -ը՝ իոնի կարգաթիվը, N_l -ն՝ իոնների կոնցենտրացիան: Բավական բարձր ջերմաստիճաններում կարելի է համարել, որ

$$\mu_l \propto T^{3/2} : \quad (5.21)$$

Խառնուրդի իոնների վրա ցրման դեպքում լիցքակիրների շարժունակությունը նվազում է ջերմաստիճանի ցածրացումից: Դա տեղի ունի այն պատճառով, որ բյուրեղի ջերմաստիճանի աճից բարձրանում է լիցքակիրների ջերմային արագությունը, իսկ դա հանգեցնում է խառնուրդի իոնացված ատոմների հետ լիցքակիր-

ների փոխազդեցության թուլացման, քանի որ փոքրանում է փոխազդեցության տևողությունը: Տվյալ ջերմաստիճանում շարժունակությունը նվազում է նաև խառնուրդի կոնցենտրացիայի աճից, ինչը ուժեղացնում է ցրման էֆեկտը:

Ցրումը չեզոք խառնուրդներով: Չեզոք ատոմների վրա ցրմամբ պայմանավորված լիցքակիրների շարժունակությունը ակնհայտ տեսքով կախված չէ ջերմաստիճանից և ունի տեսնյալ տեսքը՝

$$\mu_A = \frac{e^2 m^*}{20 \varepsilon \hbar^3} \frac{1}{N_A}, \quad (5.22)$$

որտեղ N_A -ն չեզոք ատոմների կոնցենտրացիան է:

Աղյուսակ 5.1

Որոշ կիսահաղորդիչներում էլեկտրոնների և խոռոչների շարժունակությունների արժեքները

Կիսահաղորդիչ	Էլեկտրոնների շարժունակություն, սմ ² /(Վվ)		Խոռոչների շարժունակություն, սմ ² /(Վվ)		Ցանցային շարժունակության ջերմաստիճանային կախվածության աստիճանագույցը		$b = \frac{\mu_n}{\mu_p}$	
	300 Կ	77 Կ	300 Կ	77 Կ	Էլեկտրոններ	Խոռոչներ	300 Կ	77 Կ
Ge	3900	37100	1900	43700	1.66	2.33	2.05	0.85
Si	1350	45500	480	11600	2.6	2.3	2.81	3.9
InSb	78000	120000	750	10000	1.6	2.1	100	120
InP	4600	820000	150	1200	2.0	2.4	30	20
GaSb	4000	24000	1400	3600	2.0	0.9	3	1.7
GaAs	8500	6000	420	4200	1.0	2.1	20	5
GaP	110	21000	75	420	1.5	1.5	1.5	1.2

Ցրումը դիպոլկացիաների վրա: Դիպոլկացիաների վրա լիցքակիրների ցրման դեպքում շարժունակությունը՝

$$\mu_D = \frac{eT^{-1/2}}{2\sqrt{2\pi km^* RN_D}}, \quad (5.23)$$

որտեղ R -ը զլանաձև դիպոլկացիայի շառավիղն է, N_D -ն՝ դիպոլկացիաների կոնցենտրացիան:

5.1.3. Տեսակարար հաղորդականության ջերմաստիճանային կախվածությունը

Հաշվի առնելով լիցքակիրների շարժունակության և կոնցենտրացիայի ջերմաստիճանային կախվածությունները, սեփական կիսահաղորդչի տեսակարար հաղորդականությունը կարելի է գրել

$$\sigma = en_i\mu_n + ep_i\mu_p = AT^{2+p} e^{-\frac{E_g}{2kT}} \quad (5.24)$$

տեսքով: $E_g \gg kT$ դեպքում $T^{3/2+p}$ բազմապատկիչը թույլ, իսկ $e^{-E_g/kT}$ բազմապատկիչը ուժեղ է կախված ջերմաստիճանից: Ուստի, ոչ շատ բարձր ջերմաստիճանների համար կարելի է համարել, որ

$$AT^{2+p} = \sigma_0 = const, \quad (5.25)$$

և (5.24) արտահայտությունը փոխարինել ավելի պարզով՝

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{E_g}{2kT}}: \quad (5.26)$$

Խառնուրդային կիսահաղորդչում բարձր ջերմաստիճաններում էլեկտրահաղորդականությունը սեփական է: Ցածր ջերմաստիճաններում խառնուրդի հյուծվածության տիրույթում հիմնական լիցքակիրների կոնցենտրացիան մնում է հաստատուն, և էլեկտրահաղորդականությունը փոփոխվում է ջերմաստիճանից լիցքակիրների շարժունակության փոփոխության հաշվին:

5.2. Գալվանամագնիսական էֆեկտներ

5.2.1. Հոլի էֆեկտը

Հաղորդչի վրա էլեկտրական և մագնիսական դաշտերի համատեղ ազդեցության ժամանակ առաջացող էֆեկտները կոչվում են **գալվանամագնիսական էֆեկտներ**: Դրանցից է Հոլի էֆեկտը: Հոլի էֆեկտի քննարկումը կկատարենք մագնիսական թույլ դաշտերի համար: Թույլ ասելով պետք է հասկանալ այնպիսի դաշտեր, որոնց համար լիցքակիրների ռելաքսացիայի τ ժամանակը շատ փոքր է

մագնիսական դաշտում շրջանային ուղեծրով դրա պտտման T_c պարբերությունից՝

$$\tau \ll T_c : \quad (5.27)$$

Մագնիսական \mathbf{B} ինդուկցիայով դաշտում m^* զանգվածով լիցքակրի պտտման հաճախականությունը, այսինքն՝ ցիկլատրոնային ռեզոնանսի ω_c հաճախականությունը, հավասար է՝

$$\omega_c = \frac{2\pi}{T_c} = \frac{e}{m^*} B \quad (5.28)$$

ուստի թույլ դաշտերում՝

$$\frac{\omega_c \tau}{2\pi} = \frac{e\tau}{2\pi m^*} B = \frac{\mu B}{2\pi} \ll 1, \quad (5.29)$$

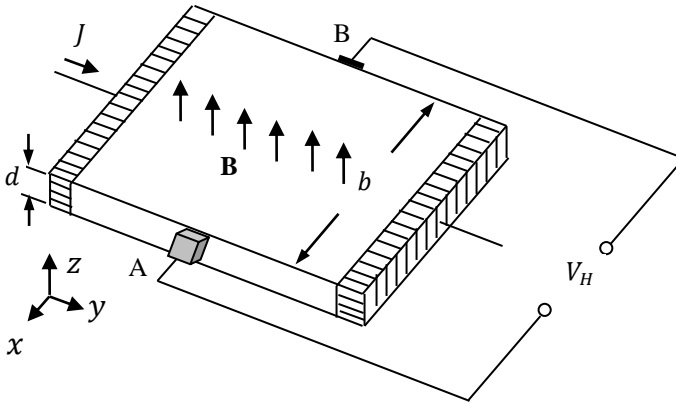
իսկ ուժեղ դաշտերում՝

$$\frac{\omega_c \tau}{2\pi} = \frac{\mu B}{2\pi} \gg 1: \quad (5.30)$$

Այսպիսով, թույլ և ուժեղ մագնիսական դաշտերի պայմանը որոշվում է ոչ միայն մագնիսական դաշտի ինդուկցիայով, այլև լիցքակիրների շարժունակությամբ:

Եթե օգտվենք ազատ վազքի $l = v\tau$ երկարությունից և ցիկլատրոնային ուղեծրի $r = v/\omega_c$ շառավղից, որով պտտվում է լիցքակիրը, ապա

$$\frac{l}{r} = \tau\omega_c : \quad (5.31)$$



Նկ. 5.1. Հոլի էֆեկտը չափելու համար պատրաստված նմուշ

Մագնիսական թույլ դաշտում, երբ $r \gg l$, \mathbf{B} -ին ուղղահայաց հարթությամբ շրջանաձև շարժվող լիցքակիրը հասցնում է մինչև բախումը շրջանային ուղեծրով անցնել կարճ ճանապարհ, իսկ մագնիսական ուժեղ դաշտում, երբ $r \ll l$, լիցքակրի հետագիծը շատ ուժեղ շեղվում է:

Դիցուք, էլեկտրական $\mathbf{\epsilon}$ դաշտի ազդեցության տակ ուղղանկյուն թիթեղի տեսք ունեցող կիսահաղորդիչով (նկ.5.1) անցնում է

$$\mathbf{j} = -en\mathbf{v} = \sigma\mathbf{\epsilon} \quad (5.32)$$

խտությամբ հոսանք: Եթե կիսահաղորդիչը համասեռ է, ապա համապոտենցիալ մակերևույթները ուղղահայաց են էլեկտրական $\mathbf{\epsilon}$ դաշտի ուղղությանը և հետևաբար՝ հոսանքի խտության \mathbf{j} վեկտորին: Այդ պատճառով պոտենցիալների տարբերությունը \mathbf{j} -ին ուղղահայաց հարթության մեջ գտնվող A և B կետերի միջև (նկ. 5.1) կլինի գրո:

Այժմ տեղադրենք կիսահաղորդիչը հոսանքի վեկտորին ուղղահայաց մագնիսական դաշտում, ինչպես ցույց է տրված նկ. 5.1-ում: Այդ դեպքում դրեյֆային արագությամբ շարժվող լիցքակրի վրա կազդի \mathbf{v} -ին և \mathbf{B} -ին ուղղահայաց Լորենցի ուժը՝

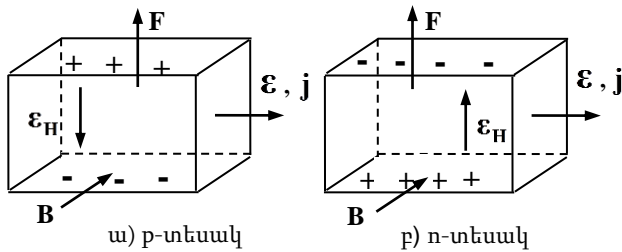
$$\mathbf{F} = \pm e[\mathbf{v}\mathbf{B}]: \quad (5.33)$$

Այստեղ «+»-ը համապատասխանում է խոռոչին, իսկ «-»-ը՝ էլեկտրոնին: Սակայն

$$\mathbf{v} = \pm \mu\mathbf{\epsilon} = \pm \frac{e \langle \tau \rangle}{m^*} \mathbf{\epsilon}, \quad (5.34)$$

ուստի

$$\mathbf{F} = \frac{e^2 \langle \tau \rangle}{m^*} [\mathbf{\epsilon}\mathbf{B}]: \quad (5.35)$$



Նկ. 5.2. Լիցքակիրների շեղումը մագնիսական դաշտի ազդեցության տակ խոռոչային (ա), դոնորային (բ) հաղորդականությամբ նմուշներում

(5.35)-ից հետևում է, որ Լորենցի ուժի ուղղությունը կախված չէ լիցքակրի նշանից, այլ որոշվում է \mathcal{E} և \mathbf{B} կամ \mathbf{j} և \mathbf{B} վեկտորների ուղղությամբ: Հետևաբար, եթե լիցքակրի արագությունը որոշվում է էլեկտրական դաշտով, ապա էլեկտրոններն ու խոռոչները Լորենցի ուժի ազդեցության տակ շեղվում են միևնույն կողմը:

Նկ. 5.2-ում պատկերված \mathbf{B} -ի և \mathcal{E} -ի ընտրված ուղղությունների համար Լորենցի \mathbf{F} ուժը ուղղված է վեր: Այդ ուժի ազդեցության տակ խոռոչները p -կիսահաղորդչում (նկ. 5.2 ա) և էլեկտրոնները n -կիսահաղորդչում (նկ. 5.2 բ) կշեղվեն դեպի նմուշի վերին մակերևույթը, որի հետևանքով ներքևի մակերևույթին կառաջանա դրանց պակասորդ, ինչը կպայմանավորի վերին մակերևույթին կուտակված լիցքերին հակառակ նշանով լիցքերի առաջացում ներքևի մակերևույթին: Լիցքերի բաժանման հետևանքով կառաջանա մագնիսական և էլեկտրական դաշտերին ուղղահայաց էլեկտրական \mathcal{E}_H դաշտ: Այդ դաշտը կոչվում է **Հոլի դաշտ**: Դրա ուղղությունը կախված է լիցքակրի նշանից: Քննարկվող դեպքում (նկ. 5.2) Հոլի \mathcal{E}_H դաշտը ուղղված է ներքև p -նմուշում և վերև՝ n -նմուշում: Կիսահաղորդչում, որով հոսանք է անցնում, լայնակի էլեկտրական դաշտի առաջացման երևույթը մագնիսական դաշտի ազդեցության տակ կոչվում է **Հոլի էֆեկտ**: Հոլի \mathcal{E}_H դաշտը կաճի այնքան ժամանակ, քանի դեռ այդ դաշտով պայմանավորված ուժը չի կոմպենսացնի Լորենցի ուժին՝

$$-e\mathcal{E}_H = evB : \quad (5.36)$$

Այս դեպքում լիցքակիրները կշարժվեն նմուշի երկայնքով միայն երկայնակի էլեկտրական դաշտի ազդեցության տակ, և հոսանքը ուղղությամբ կհամընկնի \mathcal{E} դաշտի հետ: Գումարային էլեկտրական դաշտի $\mathcal{E}' = \mathcal{E} + \mathcal{E}_H$ վեկտորը, ինչպես երևում է նկ. 5.3-ից, կպտտվի որոշ φ անկյունով \mathbf{j} հոսանքի ուղղության նկատմամբ: \mathbf{j} -ի և \mathcal{E}' -ի միջև անկյունը կոչվում է **Հոլի անկյուն**: Այժմ համապատենցիալ մակերևույթները պտտված կլինեն φ անկյամբ սկզբնական դիրքի նկատմամբ, ուստի նմուշում A և B կետերի միջև կառաջանա պոտենցիալների տարբերություն (նկ. 5.1), որը կոչվում է **Հոլի էլշո**: Եթե նմուշի լայնությունը b է, ապա Հոլի պոտենցիալների տարբերությունը՝

$$V_H = \varepsilon_H b = -\nu Bb : \quad (5.37)$$

(5.32)-ից հետևում է, որ

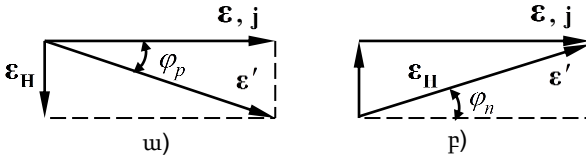
$$V_H = -\frac{1}{en} jBb = RjBb : \quad (5.38)$$

R մեծությունը (5.38)-ում կոչվում է **Հոլի գործակից** (կամ հաստատուն), որը էլեկտրոնների դեպքի համար հավասար է

$$R = -\frac{1}{en} : \quad (5.39)$$

Եթե լիցքակիրները խոռոչներն են p կոնցենտրացիայով, ապա ինչպես երևում է նկ. 5.2 ա-ից՝ $e\mathbf{\varepsilon}_H = e\nu\mathbf{B}$, ուստի՝

$$R = \frac{1}{ep} : \quad (5.40)$$



Նկ. 5.3. Հոլի անկյունը խոռոչային (ա) և էլեկտրոնային (բ) էլեկտրահաղորդականության դեպքում

Հոլի գործակիցը հակադարձ համեմատական է լիցքակիրների կոնցենտրացիային, իսկ դրա նշանը համընկնում է լիցքակրի նշանի հետ: Հոլի էֆեկտի այսպիսի դիտարկման դեպքում հաշվի չառնվեց ըստ էներգիաների լիցքակիրների վիճակագրական բաշխումը, ինչպես նաև ռելաքսացիայի ժամանակի էներգիայից ունեցած կախվածությունը: Դա կներկայացվի հաջորդ բաժնում:

Հոլի անկյունը կարելի է որոշել հետևյալ առնչությունից (նկ. 5.3)՝

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\varepsilon_H}{\varepsilon} : \quad (5.41)$$

$\operatorname{tg} \varphi$ -ի նշանը որոշվում է Հոլի դաշտի ուղղությամբ. դրական է p -կիսահաղորդիչի և բացասական՝ n -կիսահաղորդիչի համար: Եթե մագնիսական դաշտը թույլ է, ապա

$$\varphi \approx \frac{\mathcal{E}_H}{\mathcal{E}} = \frac{RjB}{\mathcal{E}}, \quad (5.42)$$

որտեղից հետևում է, որ

$$R = \frac{\varphi}{\sigma B} : \quad (5.43)$$

Հաշվի առնելով, որ էլեկտրոնային կիսահաղորդչի համար

$$\sigma_n = en\mu_n, \quad (5.44)$$

Հոլի անկյան համար կստանանք՝

$$\varphi_n = R_n \sigma_n B = \mu_n B : \quad (5.45)$$

Համանման ձևով, խոռոչային կիսահաղորդչի համար՝

$$\varphi_p = R_p \sigma_p B = \mu_p B : \quad (5.46)$$

5.2.2. Հոլի էֆեկտը խառը հաղորդականության դեպքում

Դիցուք, հոսանքը կիսահաղորդչում պայմանավորված է էլեկտրոններով և խոռոչներով, որոնց կոնցենտրացիաներն ու շարժունակությունները համապատասխանաբար հավասար են n , μ_n և p , μ_p : Հոլի գործակիցը որոշենք մագնիսական թույլ դաշտի համար: Էլեկտրական դաշտի լարվածության \mathcal{E} , հոսանքի խտության j ու մագնիսական ինդուկցիայի B վեկտորների ուղղությունները կոորդինատների առանցքի նկատմամբ ցույց է տրված նկ. 5.4-ում: Էլեկտրական դաշտի ազդեցության տակ լիցքակիրները արագացում կստանան: Դրեյֆային արագության աճին զուգընթաց լիցքակրի վրա կազդի Լորենցի շեղող ուժ: Լիցքակրի հետագիծը մագնիսական դաշտի ազդեցության տակ ծովում է այնքան ժամանակ, մինչև նա չբախվի բյուրեղական ցանցի արատների հետ (մագնիսական դաշտը թույլ է և $l \ll r$): Բախվելիս լիցքակիրը ցանցին է հաղորդում էլեկտրական դաշտում կուտակված էներգիան, որից հետո կրկին շարժվում է \mathcal{E} դաշտի աղդեցության տակ: Արդյունքում խոռոչների j_p հոսանքը շեղվում է էլեկտրական դաշտի ուղղությունից φ_p անկյամբ: Էլեկտրոնները մագնիսական դաշտի ազդեցության տակ շեղվում են նույն ուղղությամբ, ինչ որ խոռոչները, իսկ էլեկտրոնային j_n հոսանքը շեղվում է էլեկտրական դաշտի ուղղությունից հակառակ ուղղությամբ φ_n անկյունով (նկ. 5.4):

Էլեկտրոնային և խոռոչային հոսանքների \mathbf{j}_n և \mathbf{j}_p խտությունների հաշվարկը կատարենք թույլ մագնիսական դաշտում գտնվող, գնդային իզոէներգետիկ մակերևույթներով համասեռ կիսահաղորդչի համար ջերմաստիճանի գրադիենտի բացակայության դեպքում:

Ներմուծելով էլեկտրոնների համար ռելաքսացիայի միջին

$$\langle \tau_e \rangle = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} \tau_e e^{-\alpha} \alpha^{3/2} d\alpha \quad (5.47)$$

ժամանակ և ռելաքսացիայի ժամանակի քառակուսու

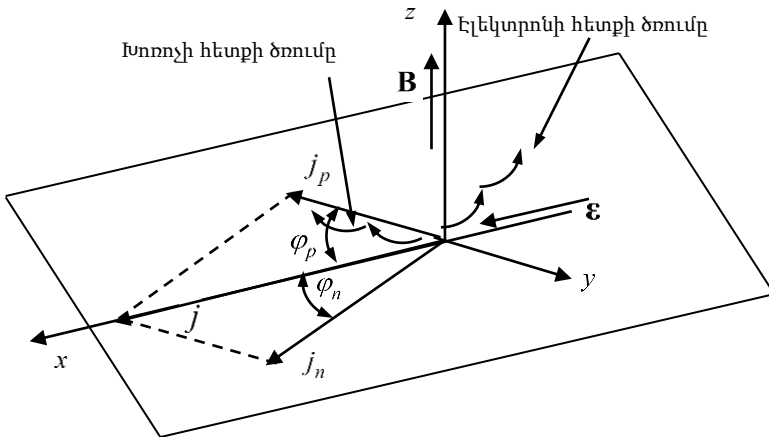
$$\langle \tau_e^2 \rangle = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} \tau_e^2 e^{-\alpha} \alpha^{3/2} d\alpha \quad (5.48)$$

միջին ժամանակ, և հաշվի առնելով, որ $\mu_n = e \langle \tau_e \rangle / m_n^*$, հոսանքի էլեկտրոնային բաղադրիչի համար ստանում ենք՝

$$\mathbf{j}_n = en\mu_n \boldsymbol{\varepsilon} + \frac{\langle \tau_e^2 \rangle}{|\langle \tau_e \rangle|^2} en\mu_n^2 [\mathbf{B}\boldsymbol{\varepsilon}] = en\mu_n \boldsymbol{\varepsilon} + r_n en\mu_n^2 [\mathbf{B}\boldsymbol{\varepsilon}], \quad (5.49)$$

որտեղ

$$r_n = \frac{\langle \tau_e^2 \rangle}{|\langle \tau_e \rangle|^2} : \quad (5.50)$$



Սկ. 5.4. Հոլի էֆեկտը երկու տեսակի լիցքակիրների դեպքում

Նման ձևով հոսանքի խոռոչային բաղադրիչի համար կստանանք՝

$$\mathbf{j}_p = ep\mu_p \boldsymbol{\varepsilon} - r_p ep\mu_p^2 [\mathbf{B}\boldsymbol{\varepsilon}], \quad (5.51)$$

որտեղ

$$r_h = \frac{\langle \tau_h^2 \rangle}{|\langle \tau_h \rangle|^2} : \quad (5.52)$$

Հոսանքի լրիվ խտությունը՝

$$\mathbf{j} = e(n\mu_n + p\mu_p)\boldsymbol{\varepsilon} - er_n \left(\frac{r_p}{r_n} p\mu_p^2 - n\mu_n^2 \right) [\mathbf{B}\boldsymbol{\varepsilon}] : \quad (5.53)$$

(5.53) հավասարման մեջ r_n և r_p գործակիցները կախված են լիցքակիրների ցրման մեխանիզմից, որով որոշվում է ռելաքսացիայի $\tau(\mathbf{k})$ ժամանակը: Առաձգական ցրման դեպքում, երբ $k' = k$ և $E' = E$, ցրման ցանկացած մեխանիզմի համար

$$\frac{r_p}{r_n} = \frac{\langle \tau_h^2 \rangle}{|\langle \tau_h \rangle|^2} \frac{|\langle \tau_e \rangle|^2}{\langle \tau_e^2 \rangle} = 1 : \quad (5.54)$$

Նշանակելով $r_n = r$ և հաշվի առնելով (5.54)-ը՝ կստանանք՝

$$\mathbf{j} = e(n\mu_n + p\mu_p)\boldsymbol{\varepsilon} - er \left(p\mu_p^2 - n\mu_n^2 \right) [\mathbf{B}\boldsymbol{\varepsilon}] : \quad (5.55)$$

Դիցուք, էլեկտրական հոսանքը ուղղված է x առանցքով, այսինքն՝ $j_x = j$ և $j_y = j_z = 0$, իսկ մագնիսական դաշտը ուղղված է z առանցքով, այսինքն՝ $B_z = B$ և $B_y = B_x = 0$ (նկ. 5.4), այդ դեպքում (5.55) հավասարությունը բաժանվում է երկու հավասարումների՝

$$j_x = e(n\mu_n + p\mu_p)\varepsilon_x - er \left(p\mu_p^2 - n\mu_n^2 \right) B\varepsilon_y = j, \quad (5.56)$$

$$j_y = e(n\mu_n + p\mu_p)\varepsilon_y - er \left(p\mu_p^2 - n\mu_n^2 \right) B\varepsilon_x = 0 : \quad (5.57)$$

Լուծելով այս հավասարումների համակարգն ըստ ε_y -ի, որը հենց Հոլի դաշտն է, մագնիսական թույլ դաշտերի դեպքում ստանում ենք

$$\varepsilon_y = \frac{r}{e} \frac{p\mu_p^2 - n\mu_n^2}{(n\mu_n + p\mu_p)^2} jB = RjB : \quad (5.58)$$

Հովի գործակիցը երկու տեսակի լիցքակիրներով կիսահաղորդչի համար

$$R = \frac{r}{e} \frac{p\mu_p^2 - n\mu_n^2}{(n\mu_n + p\mu_p)^2} : \quad (5.59)$$

Մեփական կիսահաղորդչի համար, որում $n = p = n_i$

$$R_i = \frac{r}{en_i} \frac{\mu_p - \mu_n}{\mu_p + \mu_n} = \frac{r}{en_i} \frac{1-b}{1+b} : \quad (5.60)$$

Քանի որ սովորաբար $b = \mu_n / \mu_p > 1$, ապա $R_i < 0$:

Հովի գործակիցը կախված է ցրման մեխանիզմից r բազմապատկչի միջոցով, որը կոչվում է **Հով-գործոն**: Ցանցի ակուստիկական տատանումների վրա ցրումների դեպքում $r = 3\pi/8 \approx 1.18$, խառնուրդի իոնների վրա ցրումների դեպքում՝ $r = 315\pi/512 \approx 1.93$:

Էլեկտրոնային կիսահաղորդչի համար, որում $n \gg p$, համաձայն (5.59)-ի, Հովի գործակիցը հավասար է

$$R = -r \frac{1}{en} :$$

Միևնույն ժամանակ, այդպիսի կիսահաղորդչի տեսակարար հաղորդականությունը, որը որոշվում է դրեյֆային μ_d շարժունակությամբ, հավասար է $\sigma = en\mu_d$: Ուրեմն՝

$$\frac{1}{r} |R| \sigma = \mu_d : \quad (5.61)$$

Բայց

$$|R| \sigma = \mu_H \quad (5.62)$$

հավասարության միջոցով կարելի է որոշել μ_H -ը, որը շարժունակության չափողականություն ունի և կոչվում է **Հովի շարժունակություն**:

(5.61) և (5.62) բանաձևերից հետևում է՝ $\mu_H = r\mu_d$: Այն դեպքում, երբ ռելաքսացիայի ժամանակը կախված չէ էներգիայից և $\tau = const$, $r = 1$, ուստի $\mu_H = \mu_d$: Մա տեղի ունի մետաղներում և այլասերված կիսահաղորդիչներում: Դրանցում Հովի R գործակիցը կախված չէ ցրման մեխանիզմից:

Քանի որ n -ը և p -ն կախված են ջերմաստիճանից, ապա R -ը նույնպես կախված կլինի ջերմաստիճանից: Մեփական էլեկտրահաղորդականության տիրույթում $\ln|R|$ -ը գծայնորեն է կախված $1/T$ -ից: Քանի որ ակցեպտորային կիսահաղորդչի համար $R > 0$, ապա T -ի աճից R -ը նվազում է, անցնում է զրոյով և դառնում է բացասական: Այն ջերմաստիճանը, որի դեպքում $R = 0$ կոչվում է ինվերսիայի (նշանափոխության) ջերմաստիճան:

5.2.3. Մագնիսադիմադրության էֆեկտ

Լիցքակիրների հետագծի ծովելը մագնիսական դաշտում հանգեցնում է էլեկտրական դաշտի վեկտորի ուղղությամբ ուղղված հոսանքի բաղադրիչի փոփոխության, ինչը համարժեք է կիսահաղորդչի տեսակարար դիմադրության փոփոխության: Այդ երևույթը ստացել է մագնիսադիմադրության էֆեկտ (Պաուսի էֆեկտ) կամ մագնիսառեգիստիվ էֆեկտ անվանումը:

Տեսակարար դիմադրությունը մագնիսական դաշտի բացակայության դեպքում, երբ \mathbf{j} հոսանքի ուղղությունը համընկնում է էլեկտրական դաշտի լարվածության \mathbf{E} վեկտորի ուղղության հետ հավասար է՝

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{\mathcal{E}}{j} : \quad (5.63)$$

Մագնիսական դաշտի առկայության դեպքում, երբ \mathbf{E} -ի ուղղությունը չի համընկնում \mathbf{j} -ի ուղղության հետ, (5.63)-ի մեջ \mathbf{E} -ի փոխարեն հարկավոր է տեղադրել \mathbf{E} -ի պրոյեկցիան \mathbf{j} -ի վեկտորի վրա՝

$$\rho_B = \frac{\mathcal{E}_j}{j} = \frac{(\mathbf{E} \cdot \mathbf{j})}{j^2} : \quad (5.64)$$

Հոսանքի (5.55) արտահայտությունը մագնիսական թույլ դաշտերի համար, որը ստացվել է ըստ մագնիսական \mathbf{B} ինդուկցիայի գծային մոտավորությամբ, կարելի է ներկայացնել այսպես՝

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E} - R \sigma^2 [\mathbf{B} \times \mathbf{E}] : \quad (5.65)$$

Մնալով գծային մոտավորության շրջանակներում ըստ մագնիսական դաշտի, և արհամարհելով B^2 պարունակող անդամները, հաշվի առնելով նաև, որ $\mathbf{E}[\mathbf{B} \times \mathbf{E}] = 0$ ՝ ստանում ենք՝

$$j^2 = (\sigma \mathcal{E})^2 : \quad (5.66)$$

Տեղադրելով (5.65)-ը և (5.66)-ը (5.54)-ի մեջ՝ կստանանք՝

$$\rho_B = \frac{\sigma \mathcal{E}^2}{(\sigma \mathcal{E})^2} = \frac{1}{\sigma} = \rho:$$

Այսպիսով, **մագնիսական թույլ դաշտում գծային մոտավորությամբ կիսահաղորդչի դիմադրությունը չի փոփոխվում**:

Մագնիսական դաշտում կիսահաղորդչի տեսակարար դիմադրությունը որոշելու համար հարկավոր է օգտագործել քառակուսային մոտավորություն: Մեկ տեսակի լիցքակիրներ (էլեկտրոններ) պարունակող պարզ գոտիական կառուցվածքով կիսահաղորդչի համար

$$\frac{\rho_B - \rho}{\rho} = \frac{\Delta \rho}{\rho} = \frac{3}{2} r \left(1 - \frac{\pi}{4} \right) \mu_n^2 \left[B^2 - \frac{(\mathbf{jB})^2}{j^2} \right] = A \mu_n^2 B^2 \sin^2 \alpha:$$

$$A = \frac{3}{2} r \left(1 - \frac{\pi}{4} \right)$$

գործակիցը կախված է լիցքակիրների ցրման մեխանիզմից, α -ն անկյունն է \mathbf{j} հոսանքի և մագնիսական \mathbf{B} դաշտի միջև

$$(\mathbf{jB})^2 = j^2 B^2 \cos^2 \alpha:$$

(6.42)-ից հետևում է, որ եթե \mathbf{B} -ն զուգահեռ է \mathbf{j} -ին ($\alpha = 0$), կիսահաղորդչի դիմադրությունը չի փոխվում, այսինքն՝ երկայնակի մագնիսադիմադրությունը հավասար է գրոյի: Լայնակի մագնիսադիմադրությունը ($\mathbf{j} \perp \mathbf{B}$) թույլ դաշտերում համեմատական է մագնիսական ինդուկցիայի և լիցքակիրների շարժունակության քառակուսուն:

Պարզ գոտիական կառուցվածքով և երկու տեսակի լիցքակիրներ պարունակող կիսահաղորդչի համար ստացվում է՝

$$\frac{\Delta \rho}{\rho} = \frac{3}{2} r \frac{e}{\sigma} \left[(n\mu_n^3 + p\mu_p^3) - \frac{\pi}{4} \frac{(n\mu_n^2 - p\mu_p^2)^2}{n\mu_n + p\mu_p} \right] B^2 \sin^2 \alpha,$$

որը $n = 0$ (կամ $p = 0$) դեպքում վերածվում է մեկ տեսակի լիցքակիրներով կիսահաղորդչի համար ստացված բանաձևին:

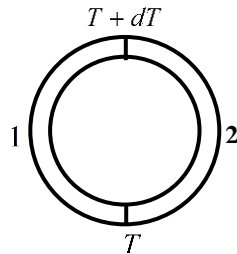
Պտտելով նմուշը մագնիսական դաշտում և չափելով $\Delta \rho / \rho$ -ն՝ կարելի է տեղեկություններ ստանալ տվյալ նյութի գոտիական կառուցվածքի պարամետրերի մասին:

Կիսահաղորդչային թիթեղի դիմադրության փոփոխությունը մագնիսական դաշտում էապես կախված է թիթեղի կոնֆիգուրացիայից: Հոլի էֆեկտի հետևանքով առաջացող լայնակի էլեկտրական դաշտը խանգարում է լիցքակրի հետագծի փոփոխությանը և դրանով իսկ նվազեցնում է մագնիսադիմադրության էֆեկտը: Մասնավորապես, $\Delta\rho/\rho$ հարաբերությունը մեծագույն արժեք ունի այն դեպքում, երբ երկրորդ գումարելին դառնում է զրո, ինչը (5.59)-ին համապատասխան տեղի ունի $R = 0$ դեպքում, այսինքն՝ Հոլի դաշտի բացակայության դեպքում: Հաշվի առնելով այդ հատկությունը, որպեսզի մագնիսական դաշտում դիմադրությունը կրի մեծ փոփոխություն, հարկավոր է օգտագործել կարճ, լայն նմուշներ:

5.3. Ջերմաէլեկտրական երևույթներ

5.3.1. Ջեբեկի էֆեկտ

Ջեբեկի կամ ջերմաէլեկտրական էֆեկտը հետևյալն է. երկու տարբեր կիսահաղորդիչներից կազմված փակ շղթայում առաջանում է էլեկտրական հոսանք, երբ դրանց հպման կետերը գտնվում են տարբեր ջերմաստիճաններում (նկ. 5.5): Այդ հոսանքը կոչվում է ջերմաէլեկտրական: Անջատված այդպիսի շղթայի ելքերին առաջանում է պոտենցիալների տարբերություն, որը կոչվում է **ջերմաէլեկտրաջարժ ուժ** (ջերմաէլեշու): Պոտենցիալների այդ տարբերությանը կախված է ջերմաստիճանների տարբերությունից, նյութերի տեսակից և բնութագրվում է α գործակցով՝



Նկ. 5.5. Երկու հաղորդիչների փակ շղթա

$$\alpha = \frac{d\varepsilon}{dT}, \quad (5.67)$$

որը կոչվում է **տեսակարար ջերմաէլեշու**: Այն ջերմաստիճանների միավոր տարբերությանը համապատասխանող ջերմաէլեշուն է:

Եթե կիսահաղորդիչը անհամասեռ է տաքացված, ապա լիցքակիրների միջին էներգիան և դրանց կոնցենտրացիան ավելի բարձր կլինեն այն տիրույթում, որտեղ բարձր է ջերմաստիճանը: Հետևա-

բար, ջերմաստիճանի գրադիենտը համասեռ կիսահաղորդչում հանգեցնում է լիցքակիրների միջին էներգիայի և դրանց կոնցենտրացիայի գրադիենտների առաջացման, ինչի հետևանքով առաջանում է լիցքակիրների դիֆուզիոն հոսք և հետևաբար՝ էլեկտրական հոսանք: Ընդհատված շղթայում ստացիոնար վիճակում հոսանքի խտությունը նմուշի ցանկացած կետում գրո է: Դա նշանակում է, որ ջերմաստիճանի գրադիենտով պայմանավորված էլեկտրական հոսանքը կոմպենսացվում է էլեկտրական դաշտում լիցքակիրների բաժանմամբ պայմանավորված հոսանքով: Նմուշի վրա առաջանում է ջերմաէլեկտրաշարժ ուժ:

Ջերմաէլեկտրի հաշվարկը կատարենք կինետիկական հավասարման օգնությամբ էլեկտրոնների և խոռոչների գնդային իզոներ-

$$\text{գետիկ } E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_n^*} \text{ և } E' = \frac{\hbar^2 k'^2}{2m_p^*} \text{ մակերևույթներով համասեռ չայլա-}$$

սերված կիսահաղորդչի համար: Եթե էլեկտրոնների Ֆերմիի մակարդակը F -է, ապա խոռոչների համար այն կլինի $F' = -E_g - F$: Քանի որ կիսահաղորդիչը այլասերված չէ, ապա բաշխման հավասարակշիռ ֆունկցիան էլեկտրոնների համար՝ $f_0 = e^{-(E-F)/kT}$ և խոռոչների համար՝ $f_{0p} = e^{(E'-F')/kT} = e^{(E'+E_g+F)/kT}$, իսկ կոնցենտրացիաները հավասար են $n = N_c e^{-(E_c-F)/kT} = N_c e^{F/kT}$, $p = N_v e^{-(E_v+F')/kT} = N_v e^{-F'/kT}$, քանի որ $E_v = 0$: Հաշվի առնելով, որ

$\mathbf{B} = 0$ (մագնիսական դաշտը բացակայում է), χ_n -ի և χ_p -ի արտահայտությունները կդառնան՝

$$\chi_n = \frac{\hbar \tau_e}{m_n^*} \left[\frac{F-E}{T} \nabla T - \nabla(F - e\varphi) \right], \chi_p = \frac{\hbar \tau_h}{m_p^*} \left[\frac{E'+F+E_g}{T} \nabla T - \nabla(F - e\varphi) \right]: \quad (5.68)$$

Հոսանքի հաշվարկը կատարենք ենթադրելով, որ լիցքակիրները ցրվում են միայն ցանցի ակուստիկական տատանումների վրա: Այդ դեպքում ազատ վազքի $l = \nu \tau$ երկարությունը կախված չէ լիցքակիրների էներգիայից և ռելաքսացիայի ժամանակը կարելի է արտահայտել l -ի միջոցով՝

$$\tau = \frac{l}{\nu} = \frac{m_n^* l}{\hbar} k^{-1}: \quad (5.69)$$

Հաշվի առնելով (5.68)-ը և (5.69)-ը՝ հոսանքի խտության էլեկտրոնային բաղադրիչը կարելի է ներկայացնել հետևյալ տեսքով՝

$$\mathbf{j}_n = n\mu_n \left\{ \nabla(F - e\varphi) + \left(2k - \frac{F}{T} \right) \nabla T \right\}: \quad (5.70)$$

որտեղ $E = \alpha kT$: Խոռոչային հոսանքի համար ստանում ենք՝

$$\mathbf{j}_p = p\mu_p \left\{ \nabla(F - e\varphi) - \left(2k - \frac{F + E_g}{T} \right) \nabla T \right\}: \quad (5.71)$$

Հետևաբար լրիվ հոսանքի խտությունը

$$\mathbf{j} = n\mu_n \left\{ \nabla(F - e\varphi) + \left(2k - \frac{F}{T} \right) \nabla T \right\} + p\mu_p \left\{ \nabla(F - e\varphi) - \left(2k - \frac{F + E_g}{T} \right) \nabla T \right\}: \quad (5.72)$$

Ջերմաստիճանի գրադիենտի առկայության դեպքում կիսահաղորդչում առաջանում են էլեկտրոնային և խոռոչային հոսանքներ, որոնք պայմանավորված են էլեկտրաքիմիական պոտենցիալի $\nabla(F - e\varphi)$ և ջերմաստիճանի ∇T գրադիենտների ազդեցությամբ: Ջերմաէլեկտրոն որոշելու համար հարկավոր է գտնել պոտենցիալների տարբերությունն ընդհատված շղթայում: Քանի որ ընդհատված շղթայի համար $j = 0$, ապա ջերմաստիճանի գրադիենտով պայմանավորված և ջերմաէլեկտրական կոչվող էլեկտրական դաշտի լարվածությունը կարելի է գտնել (5.72)-ից՝ հավասարեցնելով հոսանքը գոյի: Սակայն ջերմաէլեկտրի չափման ժամանակ կիսահաղորդչի և չափիչ մետաղական էլեկտրոդների ծայրերին գոյություն ունեն պոտենցիալների կոնտակտային տարբերություն, որոնք միմյանց հավասար չեն գործող ջերմաստիճանային գրադիենտի հետևանքով: Չափիչ սարքը կնշի կիսահաղորդչի ջերմաէլեկտրի և չափիչ էլեկտրոդների վրայի պոտենցիալների տարբերությանը հավասար էլշու: Վերջին բաղադրիչը բացառելու համար հարկավոր է որոշել ջերմաէլեկտրոն որպես էլեկտրաքիմիական պոտենցիալների $\nabla(F - e\varphi)$ գրադիենտ, որի բացարձակ $|\nabla F/e|$ մեծությունը հավասար կլինի կոնտակտային պոտենցիալների տարբերությանը սահմանային հոսանքների դեպքում, եթե հաշվի առնենք, որ կիսահաղորդչի ու մետաղի կոնտակտը գտնվում է ջերմադինամիկ հավասարակշռության մեջ: Այդ պատճառով էլ տեսակարար α ջերմաէլեկտրոն որոշվում է այսպես՝

$$\alpha = \frac{|\nabla\varphi - F/e|}{|\nabla T|}: \quad (5.73)$$

Հավասարեցնելով (5.72)-ում հոսանքը զրոյի, կիսահաղորդչի տեսակարար ջերմաէլեկտրի համար ստանում ենք

$$\alpha = -\frac{k}{e} \frac{1}{n\mu_n + p\mu_p} \left[n\mu_n \left(2 - \frac{F}{kT} \right) - p\mu_p \left(2 - \frac{F+E_g}{kT} \right) \right]: \quad (5.74)$$

Եթե օգտագործենք չայլասերված կիսահաղորդչի էլեկտրոնների և խոռոչների կոնցենտրացիաների արտահայտությունները, ապա

$$\alpha = -\frac{k}{e} \frac{1}{n\mu_n + p\mu_p} \left[n\mu_n \left(2 + \ln \frac{N_c}{n} \right) - p\mu_p \left(2 + \ln \frac{N_v}{p} \right) \right], \quad (5.75)$$

որտեղ N_c -ն և N_v -ն վիճակների արդյունարար խտություններն են հաղորդականության և վալենտային գոտիներում: Այսպիսով, կիսահաղորդչի ջերմաէլեկտրոն որոշվում է երկու բաղադրիչներով, որոնցից յուրաքանչյուրը համապատասխանում է էլեկտրոնների և խոռոչների ներդրմանը, ընդ որում՝ դրանց նշանները տարբեր են: (5.75)-ից հետևում է, որ ջերմաէլեկտրոն բացասական է n-կիսահաղորդչի համար: Այդ դեպքում նմուշի տաք ծայրում առաջանում է դրական ծավալային լիցք, քանի որ էլեկտրոնները դիֆուզվում են տաքից սառը ծայրը: p-կիսահաղորդչում ջերմաէլեկտրոն դրական է, այստեղ ընդհակառակը, տաք ծայրում առաջանում է բացասական ծավալային լիցք: Եթե կիսահաղորդիչը խառնուրդային է, ներքին էլեկտրական դաշտի ուղղությունն ու ջերմաէլեկտրի բևեռականությունը որոշվում է հիմնական լիցքակիրների նշանով, և հետևաբար ջերմաէլեկտրոնի նշանով կարելի է որոշել հետագոտվող նմուշի խառնուրդային հաղորդականության տեսակը: Խառը հաղորդականության դեպքում ջերմաէլեկտրոն որոշվում է ոչ միայն լիցքակիրների կոնցենտրացիաների հարաբերակցությամբ, այլ նաև շարժունակությամբ: Իր հերթին խառնուրդային կիսահաղորդիչների ջերմաէլեկտրոն նվազում է խառնուրդի պարունակության աճից: Խառնուրդային նմուշը տաքացնելիս դրա ջերմաէլեկտրոն նվազում է:

Սեփական կիսահաղորդչում $n = p = n_i$, $F = -E_g/2$ և (5.74)-ից

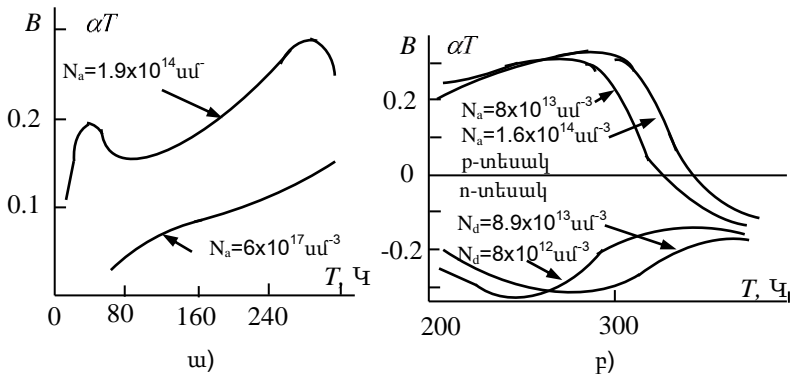
$$\alpha = -\frac{k}{e} \frac{b-1}{b+1} \left(2 + \frac{E_g}{2kT} \right), \quad b = \frac{\mu_n}{\mu_p}: \quad (5.76)$$

Այսպիսով, սեփական կիսահաղորդչի ջերմաէլեկտրոնները որոշվում է միայն արգելված գոտու լայնությամբ և էլեկտրոնների ու խոռոչների շարժունակությունների հարաբերությամբ:

Յրման մեխանիզմի փոփոխությունը կիսահաղորդչում, կապված ջերմաստիճանի փոփոխությամբ, ազդում է ջերմաէլեկտրի վրա շարժունակության միջոցով. կփոփոխվի (5.75)-ի առաջին գումարելին:

(5.75)-ի հիման վրա հնարավոր չէ բացատրել ցածր ջերմաստիճաններում մաքուր նյութում նկատվող ջերմաէլեկտրի բարձր աճը: Սա որոշվում է էլեկտրոն-ֆոնոնային փոխազդեցության առանձնահատուկ տեսակով, որը ստացել է **ֆոնոնային հրապուրման էֆեկտ** անվանումը: Ջերմաստիճանի գրադիենտի առկայության դեպքում կիսահաղորդչում ֆոնոնների բաշխումը անիզոտրոպ է, քանի որ ֆոնոնների թվի գրադիենտը հանգեցնում է դրանց շարժման նմուշի տաք ծայրից դեպի սառը: Էլեկտրոն-ֆոնոնային բախման յուրաքանչյուր գործողության դեպքում, որն ուղեկցվում է ֆոնոնի կլանմամբ, էլեկտրոնը ձեռք է բերում ֆոնոնի էներգիան և քվազիիմպուլսը: Քանի որ նմուշի տաք ծայրից դեպի սառը ուղղված քվազիիմպուլսով ֆոնոններն ավելի շատ են քան հակառակ ուղղությամբ ուղղված քվազիիմպուլսով ֆոնոնները, ապա էլեկտրոնները կլանելով ֆոնոնի քվազիիմպուլսը՝ կհրապուրվեն ֆոնոնների հոսքով: Դրա հետևանքով էլեկտրոնները կսկսեն դրեյֆել դեպի նմուշի սառը ծայրը: Էլեկտրոնների դրեյֆը կշարունակվի այնքան ժամանակ, քանի դեռ դրանց վերաբաշխման հետևանքով չի առաջանա էլեկտրոնների վրա ֆոնոնների հոսքի կողմից ազդող ուժին հավասարակշռող էլեկտրական դաշտ: Պոտենցիալների հենց այդ տարբերությունն էլ լրացուցիչ այն ջերմաէլեկտրոն է, որը գումարվում է էլեկտրոն-ֆոնոնային փոխազդեցության անտեսմամբ հաշված ջերմաէլեկտրի արժեքին: Ֆոնոնային հրապուրման էֆեկտը հանգեցնում է ջերմաէլեկտրի զգալի աճի միայն ցածր ջերմաստիճաններում, քանի որ փոխադարձ բախումների հետևանքով ֆոնոնների բաշխումը դանդաղ վերադառնում է հավասարակշիռ վիճակի: Բարձր ջերմաստիճանների տակ ֆոնոնների ցրումը ֆոնոնների վրա արագ վերականգնում է ֆոնոնների հավասարակշիռ բաշխումը, և հրապուրման էֆեկտը վերանում է:

Ջերմաէլեկտրի համար ստացված առնչությունները լավ համաձայնեցվում են գերմանիումում ստացված փորձնական տվյալների հետ ինչպես բարձր, այնպես էլ ցածր ջերմաստիճաններում (նկ. 5.6):



Նկ. 5.6. Ge-ի ջերմաէլեկտրոն ցածր (ա) և բարձր (բ) ջերմաստիճաններում

Մետաղներում էլեկտրոնների կոնցենտրացիան կախված չէ ջերմաստիճանից, իսկ դրանց միջին էներգիան հավասար է

$$\langle E \rangle = \frac{5}{3} F_0 \left[1 + \frac{5\pi^2}{12} \left(\frac{kT}{F_0} \right)^2 \right], \quad (5.77)$$

որտեղ F_0 -ն Ֆերմիի մակարդակի էներգիան է $T = 0$ Կ-ում:

Քանի որ մետաղների համար $F_0 = 5$ էՎ, ապա երկրորդ անդամը (5.77)-ի մեջ փոքր է և էլեկտրոնների էներգիան մետաղներում գործնականորեն կախված չէ T -ից: Դրա հետևանքով մետաղների ջերմաէլեկտրոնի արժեքը ցածր է կիսահաղորդիչների հետ համեմատած: Մետաղների համար $\alpha \approx 1-10$ մկՎ/Կ, իսկ կիսահաղորդիչներում այն հասնում է 100-1000 մկՎ/Կ: Ջերմաէլեկտրոնի արժեքի այսպիսի տարբերությունը հանգեցնում է նրան, որ կիսահաղորդիչի շղթայում մետաղի առկայության դեպքում լրիվ ջերմաէլեկտրոն թույլ է կախված լինում մետաղի հատկություններից: Այդ պատճառով էլ, որպես կանոն, կիսահաղորդիչ ջերմաէլեկտրոն որոշելիս չի նշվում, թե ինչ մետաղի նկատմամբ է այն որոշվել:

5.3.2. Պելտյեի էֆեկտ

Պելտյեի էֆեկտի էությունը այն է, որ երկու նյութերի կոնտակտով էլեկտրական հոսանք անցնելիս, կախված հոսանքի ուղղությունից դրանում անջատվում կամ կլանվում է ջերմություն: Ջերմության քանակը Պելտյեի էֆեկտի դեպքում համեմատական է հոսանքի խտությանն ու ժամանակին

$$Q_P = Pjt,$$

որտեղ P -ն Պելյայեի գործակիցն է:

5.3.3 Թումսընի էֆեկտ

Եթե համասեռ կիսահաղորդչի երկայնքով գոյություն ունի ջերմաստիճանի գրադիենտ, ապա հոսանք անցնելիս նյութի ծավալում բացի ջոույան ջերմությունից անջատվում (կամ կլանվում) է ջերմություն, որի քանակը համեմատական է անցնող էլեկտրականության քանակին և ջերմաստիճանների անկմանը

$$Q_T = It \int_T^{T'} \tau_T dT :$$

Այստեղ τ_T -ն Թումսընի գործակիցն է:

Տվյալ նյութի ջերմադինամիկական հատկությունները բնութագրող α , P և τ_T գործակիցները կապված են միմյանց հետ ջերմադինամիկական հետևյալ առնչություններով.

$$\alpha = \frac{dP}{dT} + (\tau_{T_2} - \tau_{T_1}), \quad P = \alpha T, \quad \tau_{T_2} - \tau_{T_1} = \tau_T = T \frac{d\alpha}{dT} :$$

Սովորաբար գիտափորձով չափվում է α -ն, իսկ P և τ_T գործակիցները որոշվում են վերը ստացած առնչությունների միջոցով:

5.3.4. Կիսահաղորդիչների ջերմահաղորդականություն

Ինչպես հայտնի է, բոլոր մարմինները ջերմություն են հաղորդում: Այս երևույթը կոչվում է ջերմահաղորդականություն: Այն դեպքում, երբ նյութում բացակայում են հոսանքի առաջացման հանգեցնող ջերմային պրոցեսները, այսինքն՝ $\mathbf{J} = 0$, ապա նյութում գոյություն ունեցող ջերմաստիճանի ∇T գրադիենտը կառաջացնի էներգիայի \mathbf{W} հոսք ∇T -ի ուղղությանը հակառակ ուղղությամբ

$$\mathbf{W} = -\chi \nabla T : \quad (5.78)$$

$\chi = |\mathbf{W}| / \nabla T$ -ն ջերմահաղորդականության գործակիցն է, որը թվապես հավասար է էներգիայի այն քանակին, որն անցնում է միավոր ժամանակում այնպիսի նմուշի միավոր հատությամբ, որի ծայրերին ստեղծվել է ջերմաստիճանների 1° տարբերություն:

Ջերմային էներգիայի տեղափոխումը պինդ մարմնով տեղի է ունենում ազատ լիցքակիրներով և ֆոնոններով: Լիցքակիրների շարժմամբ պայմանավորված ջերմահաղորդականությունը կոչվում

է էլեկտրոնային (խոռոչային): Այն բնութագրվում է ջերմահաղորդականության χ_e (կամ χ_p) գործակցով, որի մեծությունը ուժեղ կախված է կիսահաղորդչի հատկություններից և ջերմաստիճանից: Ցանցի տատանումներով պայմանավորված ջերմահաղորդականությունը կոչվում է ցանցային կամ ֆոնոնային: Այն նշանակվում է χ_L -ով: Պինդ մարմնի լրիվ ջերմահաղորդականությունը ցանցային և էլեկտրոնային (խոռոչային) ջերմահաղորդականությունների գումարն է, այսինքն՝

$$\chi = \chi_L + \chi_e: \quad (5.79)$$

Գի էլեկտրիկների ջերմահաղորդականությունը հիմնականում ֆոնոնային բնույթ ունի, դրանցում $\chi_L \gg \chi_e$: Շատ մաքուր մետաղներում ցանցային ջերմահաղորդականության ներդրումը սովորաբար փոքր է, ուստի

$$\chi_e \gg \chi_L:$$

Ցանցային ջերմահաղորդականությունը որոշվում է նմուշի տաք ծայրից սառը շարժվող ֆոնոնների հոսքով: Եթե ֆոնոնների համար ներմուծենք ազատ վազքի l_L երկարություն, ապա ֆոնոնային ջերմահաղորդականության գործակիցը կարող է որոշվել կինետիկական տեսության հիման վրա: Ստացվում է՝

$$\chi_L = \frac{1}{3} C v_0 l_L, \quad (5.80)$$

որտեղ C -ն ցանցի ջերմունակությունն է, v_0 -ն՝ ֆոնոնային արագությունը:

Գծային L երկարությամբ նմուշում, որի ծայրերի միջև ջերմաստիճանի անկումը $T_1 - T_2$ է, միավոր ժամանակում միավոր մակերեսով անցնում է

$$Q = \frac{\chi_L}{L} (T_1 - T_2) \quad (5.81)$$

քանակով ջերմություն: (5.80)-ից ստանում ենք՝

$$Q = \frac{1}{3} C (T_1 - T_2) \frac{l_L v_0}{L}:$$

Լիցքակիրների շարժմամբ պայմանավորված χ_e ջերմահաղորդականության որոշումը կատարենք չայլատերված p-կիսահաղորդչի համար, որում լիցքակիրները ցրվում են ակուստիկական ֆոնոնների վրա: Հաշվենք էլեկտրոններով տեղափոխվող էներգիայի հոսքի

$$\mathbf{W} = \frac{1}{4\pi^3} \int_{(V_B)} f_1^{(n)}(\mathbf{k})(F - e\varphi)\mathbf{v}_n d\tau_{\mathbf{k}} = -\frac{1}{4\pi^3 m_n^*} \int_{(V_B)} \frac{\partial f}{\partial E} (\chi_n \mathbf{k})(F - e\varphi)\mathbf{k} d\tau_{\mathbf{k}} \quad (5.82)$$

խտությունը այն ենթադրությամբ, որ $\mathbf{j}_n = 0$: Լուծելով (5.82)-ը, հաշվի առնելով χ_n -ի (5.7) արտահայտությունը $\mathbf{B} = 0$ և $\mathbf{j}_n = 0$ դեպքի համար՝ կատանանք՝

$$\mathbf{W} = -n\mu_n \frac{2k^2 T}{e} \nabla T:$$

∇T -ից առաջ գտնվող գործակիցն էլ հենց կլինի χ_e գործակիցը՝

$$\chi_e = \frac{2k^2 T}{e} n\mu_n = 2 \left(\frac{k}{e} \right)^2 \sigma T: \quad (5.83)$$

Հետևաբար, նյութի ազատ լիցքակիրների շարժմամբ պայմանավորված ջերմահաղորդականությունը որոշվում է ջերմաստիճանով և տեսակարար հաղորդականությամբ:

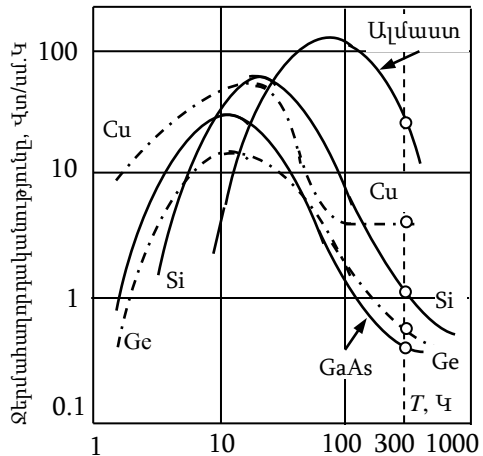
(5.83)-ից ստանում ենք **Վիդեման-Ֆրանցի օրենքը**: Այն է՝

$$\frac{\chi_e}{\sigma} = 2 \left(\frac{k}{e} \right)^2 T:$$

Նույնալիս հաշվարկները երկու տեսակի լիցքակիրների ունեցող կիսահաղորդչի համար տալիս են հետևյալ բանաձևը՝

$$\chi_e = \frac{2k^2 T}{e} n\mu_n + \frac{2k^2 T}{e} p\mu_p + \frac{\eta p \mu_n \mu_p (E_g + 4kT)^2}{eT(n\mu_n + p\mu_p)}:$$

Պիտո մարմինների ջերմահաղորդականությունը ջերմաստիճանի աճից սկզբում աճում է, այնուհետև նվազում բարձր ջերմաստիճաններում (տես, նկ. 5.7):



Նկ. 5.7. Մաքուր Ge-ի, Si-ի, GaAs-ի, Cu-ի, ավրաստի ջերմահաղորդականության ջերմաստիճանային կախվածությունները

Վերջնարդյունքներ 5-րդ գլխի համար

- Ի՞նչ է լցքակիրների դրեյֆային շարժունակությունը և ինչպե՞ս է այն որոշվում:
- Ինչպիսի՞ն է լիցքակիրների շարժունակության ջերմաստիճանային կախվածությունը և ինչպե՞ս է այն որոշվում:
- Ի՞նչ է լիցքակիրների տեսակարար հաղորդականությունը և ինչպե՞ս է այն որոշվում:
- Ո՞րն է լիցքակիրների տեսակարար հաղորդականության ջերմաստիճանային կախվածությունը և ինչպե՞ս է այն որոշվում:
- Ինչպե՞ս է սահմանվում մագնիսական թույլ դաշտը:
- Ի՞նչ բանաձևով է որոշվում Հոլի դաշտը և ի՞նչ ուղղություն ունի այն:
- Ո՞րն է Հոլի էֆեկտի էությունը:
- Ո՞րն է Հոլի անկյունը և ինչպե՞ս է այն որոշվում:
- Ո՞րն է Հոլի գործակիցը և ինչպե՞ս է այն որոշվում:
- Ո՞րն է Հոլի գործոնը և ինչպե՞ս է այն որոշվում:
- Ի՞նչ է Հոլի շարժունակությունը:
- Ինչո՞ւմ է մագնիսադիմադրության էֆեկտի էությունը:
- Ի՞նչի հետևանք է ջերմաէլեկտրաշարժ ուժի առաջացումը:
- Ինչի՞ց է կախված տեսակարար ջերմաէլեկտրոն սեփական կիսահաղորդչի համար:
- Ո՞րն է ֆոնոններով էլեկտրոնների հրապուրման էֆեկտը:
- Ինչո՞ւ է մետաղների ջերմաէլեկտրոնի արժեքը ցածր կիսահաղորդչների հետ համեմատած:
- Ինչո՞ւմն է կայանում Պելտյեի էֆեկտի էությունը:
- Ինչո՞ւմն է կայանում Թոմսոնի էֆեկտի էությունը:
- Ինչո՞վ է պայմանավորված ջերմահաղորդականությունը մետաղներում, կիսահաղորդիչներում և մեկուսիչներում:
- Ինչո՞ւմն է կայանում Վիդեման-Ֆրանցի օրենքի էությունը:

ԳԼՈՒԽ 6

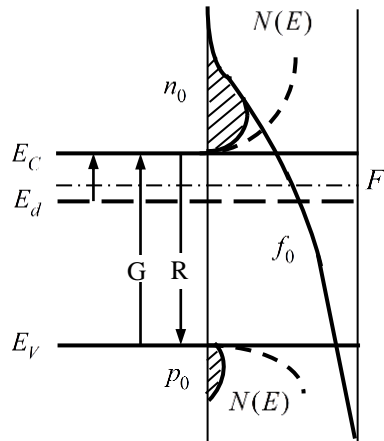
ԱՆՀԱՎԱՍԱՐԱԿՇԻՌ ԼԻՑՔԱԿԻՐՆԵՐԻ ԳԵՆԵՐԱՑԻԱՆ ԵՎ ՌԵԿՈՄԲԻՆԱՑԻԱՆ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻՉՆԵՐՈՒՄ

6.1. Հավասարակշիռ և անհավասարակշիռ լիցքակիրներ

Դիտարկենք ջերմադինամիկական հավասարակշռության վիճակում գտնվող n -կիսահաղորդիչ: Ջերմային գեներացիայի հետևանքով էլեկտրոնները դոնորական խառնուրդից անցնում են հաղորդականության գոտի: Բավական բարձր ջերմաստիճանում զգալի կլինի էլեկտրոնների անմիջական արտանետումը վալենտական գոտուց հաղորդականության գոտի: Նկ. 6.1-ում սլաքներով ցույց են տրված էլեկտրոնների անցումները ջերմային գրգռման հետևանքով: Ջերմային գեներացիայի հետևանքով առաջացող և բյուրեղական ցանցի հետ հավասարակշռության մեջ գտնվող ազատ լիցքակիրները կոչվում են **հավասարակշիռ**:

Նկ. 6.1-ում ցույց են տված քվանտային վիճակների $N(E)$ խտությունը հաղորդականության և վալենտային գոտիներում, Ֆերմի-Դիրակի բաշխման $f_0(E)$ ֆունկցիան, հավասարակշիռ այն էլեկտրոնների n_0 և խոռոչների p_0 կոնցենտրացիաները, որոնք զբաղեցնում են համապատասխան գոտիների եզրերին մոտ վիճակները (մագազնաված տիրույթները):

Ազատ լիցքակիրների գեներացիայի հետ միաժամանակ տեղի ունի **ռեկոմբինացիայի պրոցես**. Էլեկտրոնները վերադառնում են վալենտային գոտու ազատ վիճակներ, ինչի արդյունքում վերանում են ազատ էլեկտրոնը և ազատ խոռոչը: Ջերմադինամիկական հավասարակշռության դեպքում այս



Նկ. 6.1. Ազատ լիցքակիրների ջերմային գեներացիան և դրանց կոնցենտրացիան ջերմադինամիկ հավասարակշռության վիճակում n -տեսակի կիսահաղորդչում

պրոցեսները ամբողջովին միմյանց հավասարակշռում են: Նշանակենք G_0 -ով գեներացվող, իսկ R_0 -ով՝ ռեկոմբինացվող էլեկտրոն – խոռոչային գույգերի թիվը բյուրեղի միավոր ծավալում 1վ ընթացքում: Ռեկոմբինացիայի հավանականությունը համեմատական է ազատ լիցքակիրների կոնցենտրացիաների արտադրյալին, ուստի՝

$$R_0 = \gamma_r n_0 p_0 : \quad (6.1)$$

Այստեղ γ_r -ն համեմատականության գործակից է և կոչվում է ռեկոմբինացիայի գործակից: Կիսահաղորդչի հավասարակշիռ վիճակի համար տեղի ունի

$$G_0 = R_0 \quad (6.2)$$

հավասարությունը, որը **մանրամասն հավասարակշռության սկզբունքի** արտահայտությունն է:

Բացի ջերմայինից՝ կան գեներացիայի նաև այլ մեխանիզմներ, որոնք հանգեցնում են ազատ լիցքակիրների առաջացման: Օրինակ, դրանք կարող են առաջանալ կիսահաղորդիչը լուսավորելիս, ուժեղ էլեկտրական դաշտերում վալենտային կապերի քանդման հաշվին կամ p -ն անցման միջոցով կատարվող ինժեկցիայի հետևանքով: Բոլոր այս դեպքերում առաջանում է էլեկտրոնների որոշ n և խոռոչների p կոնցենտրացիա, որոնք տարբերվում են ջերմադինամիկական հավասարակշիռ արժեքից: Ինչպես ըստ կոնցենտրացիայի, այնպես էլ ըստ էներգետիկական բաշխման ջերմադինամիկական հավասարակշռության մեջ չգտնվող շարժուն լիցքակիրները կոչվում են **անհավասարակշիռ լիցքակիրներ**, իսկ դրանց n և p կոնցենտրացիաները՝ **անհավասարակշիռ կոնցենտրացիաներ**: Կիսահաղորդչում լիցքակիրների անհավասարակշիռ կոնցենտրացիայի Δn և Δp ավելցուկը համեմատած հավասարակշիռ n_0 -ի և p_0 -ի հետ կոչվում է **լիցքակիրների հավելյալ կոնցենտրացիա**:

Գեներացիայի (օրինակ, լույսի կլանման հետևանքով) դեպքում լիցքակիրները կարող են ունենալ կինետիկական այնպիսի էներգիա, որը զգալի չափով կարող է գերազանցել հավասարակշիռ մասնիկների ջերմային միջին էներգիան: Բյուրեղական ցանցի արատների վրա ցրման հետևանքով լիցքակիրները բավական արագ ցանցին են փոխանցում իրենց հավելյալ էներգիան: Դիցուք հաղորդականության գոտի լույսով գեներացված էլեկտրոնի էներգիան ~ 1 էՎ է:

Ցրվելով երկարալիքային ֆոնոնների վրա, դրանք յուրաքանչյուր բախման դեպքում ցանցին կհաղորդեն 6×10^{-4} էՎ կարգի էներգիա: Հավելյալ էլեկտրոնները իրենց ավելորդ էներգիան ցրելու համար պետք է մոտ 1600 անգամ բախվեն ակուստիկական ֆոնոններին: Քանի որ էլեկտրոնի ազատ վազքի միջին երկարությունը 10^{-6} սմ կարգի մեծություն է, իսկ ջերմային արագությունը $T = 300$ Կ ջերմաստիճանում մոտ 10^7 սմ/վ է (այդ դեպքում միջին ժամանակը երկու բախումների միջև կլինի $\tau \approx 10^{-13}$ վ), ապա արդեն 1.6×10^{-10} վ անց հավելյալ էլեկտրոնները ձեռք կբերեն բյուրեղական ցանցի ջերմաստիճանը և չեն տարբերվի հավասարակշիռ լիցքակիրներից: Այդ պատճառով էլ անհավասարակշիռ և հավասարակշիռ լիցքակիրների բաշխումը, ըստ էներգիաների, կլինի նույնը: Այս պրոցեսը հանգեցնում է նրան, որ ցրելով իրենց հավելյալ էներգիան անհավասարակշիռ էլեկտրոնները կարծեք թե «փջնում են» հաղորդականության գոտու ստորին եզր, իսկ անհավասարակշիռ խոռոչները՝ ցրելով հավելյալ էներգիան՝ «բարձրանում են» վալենտային գոտու վերին եզր: Եթե այդ դեպքում անհավասարակշիռ լիցքակիրների կոնցենտրացիան քիչ է տարբերվում հավասարակշիռից, կարելի է համարել, որ բյուրեղի էներգիան գործնականորեն չի փոփոխվում, իսկ դա նշանակում է, որ **չի փոփոխվում բյուրեղի ջերմաստիճանը**, և հետևաբար չի փոփոխվում հավասարակշիռ լիցքակիրների կոնցենտրացիան: Այդ դեպքում՝ էլեկտրոնների և խոռոչների ընդհանուր քանակը համապատասխանաբար կլինի

$$n = n_0 + \Delta n, \quad p = p_0 + \Delta p : \quad (6.3)$$

Անհավասարակշիռ էլեկտրոնների ստացիոնար կոնցենտրացիան կարելի է արտահայտել հետևյալ կերպ՝

$$n = n_0 + \Delta n = \int_{E_c}^{\infty} f(E)N(E) dE, \quad (6.4)$$

որտեղ $f(E)$ -ն անհավասարակշիռ էլեկտրոնների բաշխման ֆունկցիան է, որը տարբերվում է բաշխման հավասարակշիռ $f_0(E)$ ֆունկցիայից և ձգտում է դրան անհավասարակշիռ համակարգի ջերմադինամիկական հավասարակշռության ձգտմանը զուգընթաց: Այս արտահայտությունը կարելի է ներկայացնել (3.17) առնչությանը նման տեսքով, եթե ներմուծենք Ֆերմիի F_n քվազիմակարդակի հասկացողությունը անհավասարակշիռ վիճակում գտնվող էլեկտրոնների համար այնպես, որ կատարվի

$$n = N_c F_{1/2}(\eta_n) , \quad (6.5)$$

պայմանը, որտեղ

$$\eta_n = \frac{F_n - E_c}{kT} \quad (6.6)$$

Ֆերմիի բերված քվազիմակարդակն է էլեկտրոնների համար: Հաշվի առնելով 3-րդ գլխում ստացված հավասարությունները, անհավասարակշիռ էլեկտրոնների կոնցենտրացիան չայլասերված կիսահաղորդչում կարելի է ներկայացնել հետևյալ կերպ՝

$$n = N_c e^{\eta_n} = n_0 e^{\eta_n - \eta_i} \quad (6.7)$$

Նույն ձևով, անհավասարակշիռ խոռոչների կոնցենտրացիան՝

$$p = p_0 + \Delta p = \int_{-\infty}^{E_v} f_p(E) N(E) dE = N_v F_{1/2}(-\eta_p - \varepsilon_i), \quad (6.8)$$

որտեղ

$$\eta_p = \frac{F_p - E_v}{kT} \quad (6.9)$$

Ֆերմիի բերված քվազիմակարդակն է խոռոչների համար: Այլասերման բացակայության դեպքում կարող ենք գրել՝

$$p = N_v e^{-\eta_p - \varepsilon_i} = p_0 e^{\eta_n - \eta_p} = n_i e^{\eta_i - \eta_p}: \quad (6.10)$$

Այսպիսով, անհավասարակշիռ վիճակում Ֆերմիի մակարդակը կարծեք թե ձեղքվում է երկու քվազիմակարդակի. էլեկտրոնների համար՝ F_n և խոռոչների համար՝ F_p -ն: էլեկտրոնների և խոռոչների կոնցենտրացիաների արտադրյալը անհավասարակշիռ վիճակի համար այժմ արդեն տարբերվում է հավասարակշիռ վիճակում ունեցած արտահայտությունից

$$np = n_0 p_0 e^{\eta_n - \eta_p} = n_i^2 e^{\eta_n - \eta_p}: \quad (6.11)$$

Տարբերությունը Ֆերմիի բերված քվազիմակարդակների միջև բնութագրում է համակարգի շեղումը ջերմադինամիկական հավասարակշռության վիճակից՝

$$\frac{np}{n_0 p_0} = \frac{np}{n_i^2} = e^{\eta_n - \eta_p}: \quad (6.12)$$

Այս առնչությունը արտահայտում է անհավասարակշիռ վիճակում էլեկտրոնների և խոռոչների կոնցենտրացիաների միջև եղած կապը: Ընդ որում, որքան ուժեղ են տարբերվում էլեկտրոնների և խոռոչների Ֆերմիի քվազիմակարդակները, այնքան ուժեղ է տարբերվում լիցքակիրների անհավասարակշիռ կոնցենտրացիաների արտադրյալը հավասարակշիռ կոնցենտրացիաների արտադրյալից:

6.2. Լիցքակիրների երկրևեռ լուսային գեներացիա

Գիտարկենք կիսահաղորդիչ, որում լույսի կլանման հետևանքով ստեղծվում է էլեկտրոնների և խոռոչների որոշ անհավասարակշիռ կոնցենտրացիա: Լիցքակիրների այն գեներացիան, որի արդյունքում գրգռման հետևանքով առաջանում են էլեկտրոն և խոռոչ զույգ կանվանենք **երկրևեռ գեներացիա**: Այդ դեպքում լույսի քվանտի կլանումը ուղեկցվում է վալենտային կապի քանդմամբ և գեներացվող էլեկտրոնների ու խոռոչների կոնցենտրացիաները նույնն են՝

$$\Delta n = \Delta p : \quad (6.13)$$

Գեներացիայի պրոցեսին զուգահեռ տեղի ունի ռեկոմբինացիայի պրոցես, և ստացիոնար վիճակում միավոր ժամանակում վալենտային կապերի քանդմամբ գրգռված էլեկտրոնների և խոռոչների թիվը հավասար է նույն ժամանակի ընթացքում ռեկոմբինացվող էլեկտրոնների և խոռոչների թվին: Քանի որ անհավասարակշիռ լիցքակիրները շատ կարճ ժամանակի ընթացքում էներգետիկապես ֆիզիկորեն չեն տարբերվում հավասարակշիռներից, կհամարենք, որ դրանք ունեն ռեկոմբինացիայի նույն γ_r գործակիցը, ինչ որ հավասարակշիռ լիցքակիրները: Գրգռող ճառագայթումը անջատելիս էլեկտրոնների և խոռոչների կոնցենտրացիաները նվազում են ռեկոմբինացիայի հետևանքով: Այդ դեպքում ազատ էլեկտրոնների և խոռոչների թվի նվազման արագությունը որոշվում է ռեկոմբինացիայի և ջերմային գեներացիայի արագությունների տարբերությամբ՝

$$-\left(\frac{dn}{dt}\right)_r = -\left(\frac{dp}{dt}\right)_r = R - G_0 = \gamma_r np - G_0 : \quad (6.14)$$

Հաշվի առնելով (6.1)-(6.3)-ը և (6.13)-ը՝ արտագրենք (6.14)-ը.

$$-\left(\frac{dn}{dt}\right)_r = \gamma_r (np - n_0 p_0) = \gamma_r (n_0 + p_0 + \Delta n)\Delta n : \quad (6.15)$$

Քանի որ գրգռման ցածր մակարդակի դեպքում $\Delta n \ll n_0 + p_0$, ապա

$$\left(\frac{dn}{dt}\right)_r = -\gamma_r (n_0 + p_0)\Delta n = -\gamma_r (n_0 + p_0)(n - n_0) : \quad (6.16)$$

Կատարենք նշանակում՝

$$\tau = [\gamma_r(n_0 + p_0)]^{-1} : \quad (6.17)$$

Այդ դեպքում (6.16) հավասարումը կդառնա

$$\left(\frac{dn}{dt} \right)_r = - \frac{n - n_0}{\tau} = - \frac{\Delta n}{\tau}, \quad (6.18)$$

որտեղից

$$\Delta n = \Delta n(0)e^{-t/\tau} : \quad (6.19)$$

Այստեղ $\Delta n(0)$ -ը էլեկտրոնների հավելյալ կոնցենտրացիան է գրգռող լույսի անջատման պահին:

Այսպիսով, երկբևեռ գեներացիայի ցածր մակարդակի դեպքում էլեկտրոնների և խոռոչների հավելյալ կոնցենտրացիան գրգռումը վերացնելուց հետո նվազում է էքսպոնենցիալ օրենքով և τ ժամանակից հետո ռեկոմբինացիայի հետևանքով դրանց թիվը նվազում է e անգամ: Հետևաբար, τ -ն էլեկտրոնների և խոռոչների հավելյալ կոնցենտրացիայի գոյության միջին ժամանակն է և կոչվում է **ոչ հիմնական լիցքակիրների կյանքի տևողություն**: Սեփական կիսահաղորդչի համար էլեկտրոնների և խոռոչների թվի նվազման արագությունները հավասար են և τ ժամանակը էլեկտրոն-խոռոչային զույգերի կյանքի տևողությունն է: Անհավասարակշիռ լիցքակիրների ծավալային կյանքի տևողությունը կախված է կիսահաղորդչի տեսակից, մաքրության աստիճանից, փոփոխվում է $10^{-2} - 10^{-8}$ վ սահմաններում: Քանի որ τ -ի մեծությունը բավական մեծ է, ազատ էլեկտրոններն ու խոռոչները դիֆուզվելով մերձակերևութային տիրույթից (որտեղ դրանց կոնցենտրացիան բարձր է) կիսահաղորդչի ծավալ, կյանքի տևողության ընթացքում հասցնում են երկար ճանապարհի անցնել: Հետևաբար, **երկբևեռ գեներացիայի դեպքում լիցքակիրների գեներացիայի տիրույթը և դրանց ռեկոմբինացիայի տիրույթը տարածականորեն չեն համընկնում**:

Երկբևեռ գրգռման բարձր մակարդակի դեպքում, երբ $\Delta n \gg n_0 + p_0$, (6.15)-ից ստանում ենք

$$-\left(\frac{dn}{dt} \right)_r = \gamma_r (\Delta n)^2, \quad (6.20)$$

Այսինքն՝ ռեկոմբինացիայի արագությունը կախված է Δn -ից քառակուսական օրենքով: Բաժանելով փոփոխականները՝ կստանանք՝

$$\frac{dn}{(\Delta n)^2} = -\gamma_r dt, \quad (6.21)$$

որտեղից

$$\Delta n = \frac{\Delta n(0)}{1 + \gamma_r \Delta n(0)t} : \quad (6.22)$$

(6.22) հավասարությունից հետևում է, որ քառակուսային ռեկոմ-
բինացիայի դեպքում լիցքակիրների հավելյալ կոնցենտրացիան
նվազում է հիպերբոլական օրենքով:

Եթե ներմուծենք կյանքի ակնթարթային τ_0 ժամանակ, ապա
համաձայն (6.20)-ի, քառակուսային ռեկոմբինացիայի դեպքում

$$\left(\frac{dn}{dt} \right)_r = -\frac{\Delta n}{\tau_0}, \quad (6.23)$$

և

$$\tau_0 = \frac{1}{\gamma_r \Delta n} : \quad (6.24)$$

τ_0 -ն կախված է հավելյալ լիցքակիրների կոնցենտրացիայից և
փոփոխական մեծություն է: Ժամանակի յուրաքանչյուր պահի τ_0 -ն
ունի որոշակի իմաստ՝ հանդիսանալով լիցքակիրների կյանքի
ակնթարթային ժամանակը: Դրա հետևանքով, ինժեկցիայի բարձր
մակարդակի դեպքում գործ ունենք կյանքի հենց ակնթարթային
ժամանակի հետ, որը ըստ (6.23) հավասարման հավասար է՝

$$\tau_0 = -\Delta n / \frac{d\Delta n}{dt} \quad (6.25)$$

6.3. Լիցքակիրների միաբևեռ լուսային զեներացիա:

Մաքսվելյան ռելաքսացիայի ժամանակ

Լիցքակիրների զեներացիայի պրոցեսները կիսահաղորդիչներ-
ում կարող են էապես տարբերվել ամբողջովին սեփական հաղոր-
դականությամբ նյութերում ընթացող պրոցեսներից: Դիտարկենք դո-
նորային կիսահաղորդիչ, որում խառնուրդի ատոմները տվյալ ջեր-
մաստիճանում ամբողջովին իոնացված չեն: Դիցուք կիսահաղորդիչի
ճառագայթահարումը հանգեցնում է էլեկտրոնների արտանետման
դոնորային մակարդակներից հաղորդականության գոտի: Լիցքա-

կիրների գրգռման այսպիսի պրոցեսը կանվանենք **լուսային միաբևեռ գեներացիա**: Այն բնութագրվում է հիմնական լիցքակիրների (տվյալ դեպքում՝ էլեկտրոնների) հավելյալ կոնցենտրացիայի ստեղծմամբ: Ընդ որում, կիսահաղորդչի էլեկտրաչեզոքությունը չի խախտվում, քանի որ ազատ էլեկտրոնների հավելյալ լիցքը փոխհատուցվում է դոնորներից ստեղծվող դրական իոնների լիցքով:

Եթե անհավասարակշիռ էլեկտրոնները ստեղծվում են նմուշի մի ինչ-որ տիրույթում, ապա էլեկտրոնների կոնցենտրացիան այդ տիրույթում կաճի հասնելով $n = n_0 + \Delta n$ -ի: Էլեկտրոնների հավելյալ կոնցենտրացիայի առկայությունը կհանգեցնի դրանց տեղաշարժի դեպի այն տիրույթները, որտեղ գեներացիան բացակայում է, ինչի հետևանքով կառաջանա ծավալային լիցք: Գեներացիայի տիրույթից դուրս կառաջանա հավելյալ էլեկտրոնների բացասական ծավալային լիցք, իսկ գեներացիայի տիրույթում կկենտրոնացվի դոնորական իոններով պայմանավորված դրական լիցքը: Եթե $t = 0$ պահին գեներացիան դադարի, ապա ծավալային լիցքով ստեղծվող էլեկտրական դաշտը կառաջացնի հաղորդականության հոսանք, որը ժամանակի ընթացքում ամբողջովին կվերացնի ծավալային լիցքը: Տարածական լիցքի ρ խտության փոփոխությունը j խտությամբ հոսանքի անցման հետևանքով, ենթարկվում է էլեկտրական լիցքի անընդհատության հավասարմանը՝

$$\operatorname{div} j = \operatorname{div}(\sigma \mathbf{E}) = -\frac{\partial \rho}{\partial t}, \quad (6.26)$$

իսկ էլեկտրական դաշտն ու ρ -ն կապված են Պուասոնի

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = \frac{\rho}{\varepsilon \varepsilon_0} \quad (6.27)$$

հավասարմամբ, որտեղ ε -ը կիսահաղորդչի, իսկ ε_0 -ն՝ վակուումի դիէլեկտրիկական թափանցելություններն են:

(6.26) և (6.27) հավասարումներից հետևում է, որ

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{\sigma}{\varepsilon \varepsilon_0} \rho, \quad (6.28)$$

որտեղից ρ -ի փոփոխության օրենքն ըստ ժամանակի կլինի՝

$$\rho = \rho_0 e^{-t/\tau_M}, \quad (6.29)$$

որտեղ ρ_0 -ն ծավալային լիցքի խտությունն է ժամանակի $t = 0$ պահին, իսկ $\tau_M = \varepsilon\varepsilon_0/\sigma$ մեծությունը դիէլեկտրիկական կամ մաքսվելյան ռելաքսացիայի ժամանակն է: Տեսակարար $\sigma = 10$ հմ⁻¹սմ⁻¹ հաղորդականությամբ Ge-ի համար ($\varepsilon = 16$), ստացվում է $\tau_M = 10^{-12}$ վ:

Լիցքակիրների միաբևեռ գեներացիայի դեպքում առաջանում է ծավալային լիցք, որը ժամանակի ընթացքում նվազում է էքսպոնենցիալ օրենքով ժամանակի τ_M հաստատունով: Այսինքն՝ հիմնական լիցքակիրների հավելյալ կոնցենտրացիայով ստեղծված ծավալային լիցքը կանհետանա հաղորդականության հոսանքի հետևանքով միջինում τ_M ժամանակ անց: Քանի որ τ_M -ն կիսահաղորդիչների համար փոքր մեծություն է, հավելյալ լիցքակիրների էլեկտրոնային ամպը այդ ժամանակի ընթացքում չի հասցնի շեղվել խառնուրդի իոնի նկատմամբ էական հեռավորությունների վրա, և հետևաբար լիցքակիրների բարձր կոնցենտրացիան կլինի կիսահաղորդիչի միևնույն տիրույթում, ինչ որ գեներացիան: Հետևաբար, **լիցքակիրների միաբևեռ գեներացիան և ռեկոմբինացիան ընթանում են խառնուրդային կիսահաղորդիչի միևնույն տիրույթում:**

Վերջնարդյունքներ 6-րդ գլխի համար

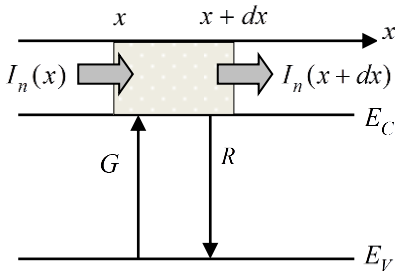
- Որո՞նք են հավասարակշիռ (մթնային), անհավասարակշիռ և հավելյալ լիցքակիրները:
- Ինչո՞վ են տարբերվում լիցքակիրների միաբևեռ և երկբևեռ լուսային գեներացիաները:
- Որո՞ն է ոչ հիմնական լիցքակիրների կյանքի տևողությունը:
- Որո՞ն է լիցքակիրների կյանքի ակնթարթային տևողությունը:
- Որո՞ն է մաքսվելյան ռելաքսացիայի ժամանակը:

ԳԼՈՒԽ 7

ԱՆՀԱՎԱՍԱՐԱՐԱԿՇԻՌ ԼԻՑՔԱԿԻՐՆԵՐԻ ԴԻՖՈՂԻԱ ԵՎ ԴՐԵՑՑ

7.1. Անընդհատության հավասարումը

Դիտարկենք այնպիսի կիսահաղորդիչ, որում արտաքին զրգռող որևէ գործոնի հետևանքով առաջացել են անհավասարակշիռ լիցքակիրներ: Վերջիններիս կոնցենտրացիաները կախված կլինեն տարածական կոորդինատներից և ժամանակից՝ $n(x, y, z, t)$ և $p(x, y, z, t)$, և դրանց փոփոխության արագությունները կարելի է արտահայտել անընդհատության հավասարումների օգնությամբ:



Նկ. 7.1. Անընդհատության հավասարման արտաձման շուրջ

Անընդհատության հավասարումը արտաձենք համասեռ միաչափ նմուշի համար, որում էլեկտրոնների կոնցենտրացիան փոփոխվում է միայն x առանցքի ուղղությամբ (նկ. 7.1): Կիսահաղորդչում առանձնացնենք dx հաստությամբ և $1սմ^2$ կտրվածքով շերտ: Այդ շերտի ծավալը թվապես հավասար կլինի dx -ի: Դիցուք, ժամանակի t պահին էլեկտրոնների կոնցենտրացիան $n(x, t)$ է, այդ դեպքում էլեկտրոնների թիվն այդ ծավալում կկազմի $n(x, t)dx$: Ժամանակի $t + dt$ պահին դրանց քանակը կլինի $n(x, t + dt)dx$, և էլեկտրոնների թվի փոփոխությունը dt ժամանակի ընթացքում dx ծավալում կլինի

$$n(x, t + dt)dx - n(x, t)dx = \frac{\partial n}{\partial t} dx dt : \quad (7.1)$$

Էլեկտրոնների թվի այդ փոփոխությունը կարող է տեղի ունենալ լիցքակիրների գեներացիայի և ռեկոմբինացիայի պրոցեսների, ինչպես նաև դիֆուզիայի և դրեյֆի հետևանքով (նկ. 7.1): Քննարկենք այդ պրոցեսները:

1. **Գեներացիայի պրոցես** ասելով՝ հասկանում ենք բոլոր այն մեխանիզմները, որոնց հետևանքով վալենտային գոտում և խառնուրդի տեղային կամ կաչուն մակարդակների վրա գտնվող էլեկտրոնները կարող են գրգռվել և անցնել հաղորդականության գոտի: Բոլոր այս դեպքերում պետք է հաշվի առնել ազատ լիցքակիրների գեներացիան ինչպես ջերմային պրոցեսների, այնպես էլ արտաքին ազդեցությունների (լույս, տարրական մասնիկներ, ջերմաստիճան և այլն) հետևանքով: Գեներացիայի այս երկու տեսակի արագությունները նշանակենք համապատասխանաբար G_0 -ով և G -ով: Այդ դեպքում լիցքակիրների գեներացիայի ընդհանուր արագությունը հավասար կլինի $G_0 + G$: Ընդունենք, որ դիտարկվող դեպքում էլեկտրոնների գրգռումը կատարվում է կիսահաղորդչում լույսի կլանման հետևանքով, և թող 1 վ-ում 1 սմ³ ծավալում լույսով ստեղծված էլեկտրոն-խոռոչ զույգերի թիվը հավասար է G -ի: Այդ դեպքում լուսային գեներացիան dx ծավալում dt ժամանակի ընթացքում ստեղծում է

$$Gdxdt \quad (7.2)$$

թվով էլեկտրոններ:

2. Լիցքակիրների թվի փոփոխությունը dx ծավալում կատարվում է նաև **ռեկոմբինացիայի հետևանքով**, որի ընդհանուր արագությունը կարելի է ներկայացնել $R_0 + R$ տեսքով, որտեղ R_0 -ն ռեկոմբինացիայի արագությունն է ջերմային հավասարակշռության, իսկ R -ը՝ ռեկոմբինացիայի արագությունը արտաքին գրգռման առկայության դեպքում: Գծային ռեկոմբինացիայի դեպքում, երբ անհավասարակշիռ էլեկտրոնների կյանքի τ_n տևողությունը կախված չէ էլեկտրոնների կոնցենտրացիայից, էլեկտրոնների թվի փոփոխությունը R ռեկոմբինացիայի հետևանքով dx ծավալում dt ժամանակի ընթացքում կլինի

$$Rdxdt = - \left(\frac{dn}{dt} \right)_r dxdt = \frac{n - n_0}{\tau_n} dxdt : \quad (7.3)$$

3. Բացի այդ, լիցքակիրների կոնցենտրացիայի փոփոխությունը dx ծավալում կարող է պայմանավորված լինել **դիֆուզիայի ու դրեֆի պրոցեսներով**: Եթե $I_n(x, t)$ -ն էլեկտրոնների այն քանակն է, որն անցնում է 1 սմ² մակերեսով 1 վ-ում, ապա dt ժամանակի ընթացքում x շերտի սահմանով դիտարկվող ծավալ կմտնեն $I_n(x, t)dt$ քանակով էլեկտրոններ, իսկ $x + dx$ սահմանից դուրս կգան

$I_n(x+dx, t)dt$ էլեկտրոններ: Հետևաբար այդ հոսքերի տարբերության հետևանքով էլեկտրոնների թվի փոփոխությունը dx ծավալում հավասար կլինի՝

$$I_n(x, t)dt - I_n(x+dx, t)dt = -\frac{\partial I_n}{\partial x} dxdt : \quad (7.4)$$

Էլեկտրոնների թվի ընդհանուր փոփոխությունը dx ծավալում dt ժամանակի ընթացքում կլինի

$$\frac{\partial n}{\partial t} dxdt = Gdxdt - \frac{\partial I_n}{\partial x} dxdt - \frac{n-n_0}{\tau_n} dxdt , \quad (7.5)$$

որտեղից՝

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G - \frac{\partial I_n}{\partial x} - \frac{n-n_0}{\tau_n} : \quad (7.6)$$

(7.6) հավասարումը կոչվում է **անընդհատության հավասարում** էլեկտրոնների համար: Համանման ձևով, անընդհատության հավասարումը խոռոչների համար կլինի՝

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G - \frac{\partial I_p}{\partial x} - \frac{p-p_0}{\tau_p} : \quad (7.7)$$

Էլեկտրոնների I_n և խոռոչների I_p հոսքերը կարելի է արտահայտել հոսանքի խտությունների միջոցով, որոնք հավասար են (հաշվի առնելով լիցքակիրների նշանը)՝

$$j_n = -eI_n ; \quad j_p = eI_p : \quad (7.8)$$

Դիցուք $x=0$ կետում գործում է անհավասարակշիռ լիցքակիրների գեներացիայի աղբյուր: Դիտարկենք ստացիոնար դեպք: Էլեկտրոնների n և խոռոչների p կոնցենտրացիաները չեն փոփոխվում ժամանակի ընթացքում, այսինքն՝

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial p}{\partial t} = 0 :$$

Ստացիոնար պայմանի համար անընդհատության հավասարումները միաչափ դեպքում կլինեն՝

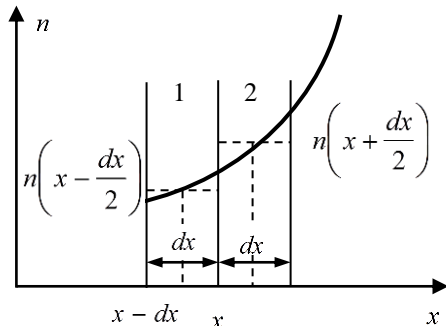
$$-\frac{1}{e} \frac{\partial j_n}{\partial x} = G - \frac{n-n_0}{\tau_n} , \quad \frac{1}{e} \frac{\partial j_p}{\partial x} = G - \frac{p-p_0}{\tau_p} : \quad (7.9)$$

(7.9) հավասարումները արտահայտում են **լիցքակիրների թվի պահպանման պայմանը**, այսինքն՝ ստացիոնար պայմանում ծավալից արտահոսող լիցքակիրների հոսքը հավասար է արտաքին գրգռմամբ ստեղծվող լիցքակիրների քանակին:

7.2. Դիֆուզիոն և դրեյֆային հոսանքներ

Դիտարկենք անհամասեռ կիսահաղորդիչ, որում էլեկտրոնների $n(\mathbf{r})$ և խոռոչների $p(\mathbf{r})$ կոնցենտրացիաները փոփոխվում են կետից կետ: Այդ պատճառով կիսահաղորդչում պետք է առաջանա էլեկտրոնների և խոռոչների դիֆուզիոն հոսանք, որը կորոշվի լիցքակիրների դիֆուզիայով կոնցենտրացիայի բարձր արժեքով տիրույթներից ավելի ցածր կոնցենտրացիայով տիրույթներ:

Դիցուք լիցքակիրների կոնցենտրացիան կիսահաղորդչում աճում է x առանցքի ուղղությամբ (նկ. 7.2): x կետով տանենք x առանցքին ուղղահայաց հարթություն և քննարկենք լիցքակիրների շարժումը այդ հարթությունից dx հաստությամբ հեռու աջ և ձախ 1 և 2 շերտերում:



Նկ. 7.2. Լիցքակիրների կոնցենտրացիայի գրադիենտի հաշվարկի վերաբերյալ

շերտ 1-ից, բայց, քանի որ յուրաքանչյուր էլեկտրոն հավասար հավանականությամբ կարող է շարժվել և՛ աջ, և՛ ձախ, դրանց կեսը շերտ 1-ից կանցնի շերտ 2: Նույն ժամանակի ընթացքում շերտ 1 կգան լիցքակիրներ շերտ 2-ից: Քանի որ դրանց թիվը շերտ 2-ում ավելին է, քան 1-ում, ապա էլեկտրոնների հակառակ հոսքը ավելին կլինի, քան ուղիղ հոսքը: Եթե $n\left(x - \frac{dx}{2}\right)$ -ը էլեկտրոնների միջին կոնցենտրացիան է շերտ 1-ում, իսկ $n\left(x + \frac{dx}{2}\right)$ -ը՝ շերտ 2-ում, ապա էլեկտրոնների կոնցենտրացիաների տարբերությունը այդ շերտերում կլինի՝

$$n\left(x - \frac{dx}{2}\right) - n\left(x + \frac{dx}{2}\right) = -\frac{dn}{dx} dx: \quad (7.10)$$

Համաձայն (7.10)-ի՝ էլեկտրոնների կոնցենտրացիաների տարբերությունը համեմատական է դրանց կոնցենտրացիայի գրադիենտին, ուստի x ուղղությամբ կատարվող դիֆուզիայի արդյունքում առաջացող էլեկտրոնների I_n հոսքը ևս համեմատական կլինի այդ

ուղղությամբ էլեկտրոնների կոնցենտրացիայի գրադիենտին: Այն կարելի է գրել հետևյալ հավասարմամբ՝

$$I_n = -D_n \frac{dn}{dx}, \quad (7.11)$$

որտեղ D_n -ը էլեկտրոնների դիֆուզիայի գործակիցն է:

Համանման ձևով խոռոչների հոսքը հավասար կլինի՝

$$I_p = -D_p \frac{dp}{dx}, \quad (7.12)$$

որտեղ D_p -ն խոռոչների դիֆուզիայի գործակիցն է:

Էլեկտրոնների և խոռոչների հոսքերը, ինչպես հետևում է (7.11)-ից և (7.12)-ից, հոսում են լիցքակիրների կոնցենտրացիաների ցածր արժեքների կողմը: Լիցքակիրների դիֆուզիոն հոսքերին համապատասխանում են էլեկտրոնների $j_{n,dif}$ և խոռոչների $j_{p,dif}$ դիֆուզիոն հոսանքներ՝

$$j_{n,dif} = eD_n \frac{dn}{dx}, \quad j_{p,dif} = -eD_p \frac{dp}{dx}: \quad (7.13)$$

Լիցքակիրների կոնցենտրացիաների գրադիենտի հետևանքով առաջացած դիֆուզիոն հոսանքը հանգեցնում է լիցքակիրների տարածական բաժանման: Լիցքերի բաժանումը կատեղծի ստատիկ էլեկտրական դաշտ, որը կհանգեցնի էլեկտրոնների և խոռոչների դրեյֆային հոսանքների առաջացման: Ջերմադինամիկ հավասարակշռության դեպքում կիսահաղորդչի յուրաքանչյուր կետում դրեյֆային հոսանքը կհավասարակշռի դիֆուզիոն հոսանքին և զումարային հոսանքը հավասար կլինի զրոյի:

Տեղադրենք համասեռ կիսահաղորդիչը արտաքին հաստատուն էլեկտրական \mathcal{E} դաշտում: Արտաքին դաշտի ազդեցության տակ էլեկտրոններն ու խոռոչները ձեռք կբերեն ուղղորդված շարժում, ինչի հետևանքով ի հայտ կգան հաղորդականության էլեկտրոնային և խոռոչային հոսանքներ: Եթե արտաքին էլեկտրական դաշտը թույլ է և չի փոխում լիցքակիրների շարժման բնույթը, ապա հոսանքի խտության դրեյֆային բաղադրիչները, Օհմի օրենքի հիման վրա, կգրվեն հետևյալ կերպ՝

$$j_{n,dr} = en\mu_n\mathcal{E}, \quad j_{p,dr} = ep\mu_p\mathcal{E}: \quad (7.14)$$

Ընդհանուր հոսանքը բաղկացած կլինի դիֆուզիոն և դրեյֆային հոսանքներից: Էլեկտրոնների և խոռոչների համար այն կլինի՝

$$j_n = j_{n,dr} + j_{n,dif} = en\mu_n\mathcal{E} + eD_n \frac{dn}{dx}, \quad (7.15)$$

$$j_p = j_{p,dr} + j_{p,dif} = ep\mu_p \mathcal{E} - eD_p \frac{dp}{dx} : \quad (7.16)$$

Այսպիսով, ընդհանուր հոսանքի j խտությունը անհամասեռ կիսահաղորդչի յուրաքանչյուր կետում ժամանակի ցանկացած պահին կորոշվի հետևյալ հավասարմամբ՝

$$j = j_n + j_p = e(n\mu_n + p\mu_p)\mathcal{E} + e\left(D_n \frac{dn}{dx} - D_p \frac{dp}{dx}\right) : \quad (7.17)$$

Անհրաժեշտ է նշել, որ դիֆուզիոն հոսանքը զգալի է միայն կիսահաղորդչի ներքին շերտում: Դրա պատճառն այն է, որ կիսահաղորդչի ներքին էլեկտրոնների և խոռոչների կոնցենտրացիաները կարող են փոփոխվել լայն սահմաններում: Մետաղներում էլեկտրոնների կոնցենտրացիան գործնականորեն հաստատուն է:

7.3. Այնաթայնի առնչություն

Անհամասեռ կիսահաղորդչում ջերմադինամիկական հավասարակշռության դեպքում հոսանքը հավասար է զրոյի՝ $j = j_n + j_p = 0$: Այդ դեպքում հաղորդականության հոսանքները հավասարակշռում են դիֆուզիոն հոսանքներին և (7.15)-ի հիման վրա էլեկտրոնների համար կարող ենք գրել՝

$$n\mu_n \mathcal{E}_{st} = -D_n \frac{dn}{dx} : \quad (7.18)$$

Քանի որ կիսահաղորդչում կա ստատիկ էլեկտրական \mathcal{E}_{st} դաշտ, ապա այդ դաշտում գտնվող էլեկտրոնները կունենան պոտենցիալ $U = -e\varphi$ էներգիա: Հետևաբար, այլասերման բացակայության դեպքում էլեկտրոնների կոնցենտրացիան հաղորդականության գոտում կբավարարի Բոլցմանի հետևյալ առնչությանը՝

$$n = N_c e^{-\frac{E_c + U - F}{kT}} = n_0 e^{-\frac{e\varphi}{kT}}, \quad (7.19)$$

որտեղ $n_0 = N_c e^{-\frac{E_c - F}{kT}}$ -ն էլեկտրոնների հավասարակշիռ կոնցենտրացիան է, φ -ն՝ էլեկտրաստատիկ պոտենցիալը:

Հաշվի առնելով, որ $\varepsilon_{st} = -\frac{d\varphi}{dx}$ և տեղադրելով n -ի և $\frac{dn}{dx}$ -ի արժեքները (7.18) հավասարման մեջ կստանանք՝

$$-\mu_n n_0 e^{\frac{e\varphi}{kT}} \frac{d\varphi}{dx} = -D_n \frac{en_0}{kT} e^{\frac{e\varphi}{kT}} \frac{d\varphi}{dx}, \quad (7.20)$$

որտեղից էլեկտրոնների համար՝

$$\frac{\mu_n}{D_n} = \frac{e}{kT} : \quad (7.21)$$

Համանման ձևով, խոռոչների համար՝

$$\frac{\mu_p}{D_p} = \frac{e}{kT} : \quad (7.22)$$

Ջերմադինամիկական հավասարակշռության պայմաններում Մաքսվելի վիճակագրությանը ենթարկվող լիցքակիրների դիֆուզիայի գործակիցը և դրանց շարժունակությունը կապակցող առնչությունը կոչվում է **Այնսթայնի առնչություն**: Այնսթայնի առնչությունը կիրառելի է նաև անհավասարակշիռ լիցքակիրների նկատմամբ: Դա օրինաչափ է, քանի որ անհավասարակշիռ լիցքակիրները ենթարկվա փոխանակելով ցանցի հետ, իրենց կյանքի տևողությունից շատ ավելի կարճ ժամանակի ընթացքում ջերմային հավասարակշռության են գալիս ցանցի հետ, և այլասերման բացակայության դեպքում էլեկտրոնների բաշխումը, ըստ ենթադրյալի, չի տարբերվում հավասարակշիռ լիցքակիրների բաշխումից:

Վերջնարդյունքներ 7-րդ գլխի համար

- Ω ըն է անընդհատության հավասարումն էլեկտրոնների համար:
- Ω ըն է անընդհատության հավասարումը խոռոչների համար:
- Γ նչ են արտահայտում անընդհատության հավասարումները:
- Γ նչի հետևանք են դիֆուզիոն հոսանքները:
- Ω ըո նք են Այնսթայնի առնչությունները:

ԳԼՈՒԽ 8

ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻՉՆԵՐԻ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐ

Կլանման սպեկտրի չափումը ամենաանմիջական մեթոդն է կիսահաղորդիչների գոտիական կառուցվածքի ուսումնասիրման համար: Կլանման պրոցեսում որոշակի էներգիայով ֆոտոնը տեղափոխում է էլեկտրոնին ստորին վիճակից վերին գրգռված էներգետիկ վիճակ: Տեղադրելով կիսահաղորդչի թիթեղը մոնոքրոմատորի ելքում և հետագոտելով թիթեղի բացթողումը՝ կարելի է բացահայտել բոլոր հնարավոր էլեկտրոնային անցումները և տեղեկություն ստանալ էներգետիկ վիճակների բաշխման մասին:

Կլանումը նկարագրվում է $\alpha(h\nu)$ գործակցի օգնությամբ, որը կորոշենք որպես լույսի $L(h\nu)$ ինտենսիվության հարաբերական նվազում իր տարածման ուղղությամբ՝

$$\alpha = \frac{1}{L(h\nu)} \frac{dL(h\nu)}{dx} : \quad (8.1)$$

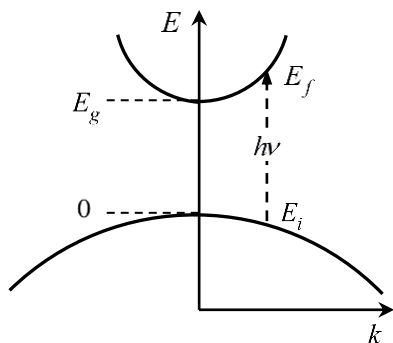
8.1. Սեփական կլանում

Սեփական կլանումը վերաբերում է գոտի-գոտի կամ էքսիթոնային անցումներին, այսինքն՝ E_v գոտու էլեկտրոնների գրգռում և անցում E_c գոտի: Սեփական կլանումը, որը դրսևորվում է կլանման կտրուկ աճով, օգտագործվում է կիսահաղորդչի արգելված գոտու լայնության որոշման համար: Քանի որ ֆոտոնի h/λ իմպուլսը (լույսի ալիքի λ երկարությունը հազարավոր անգատրեմ կարգի մեծություն է) շատ փոքր է համեմատած էլեկտրոնի h/a իմպուլսի հետ (ցանցի a հաստատունը մի քանի անգատրեմ կարգի մեծություն է), ֆոտոնի կլանման ժամանակ էլեկտրոնի իմպուլսը պետք է պահպանվի: Տվյալ $h\nu$ էներգիայով ֆոտոնի կլանման $\alpha(h\nu)$ գործակիցը համեմատական է սկզբնական վիճակից վերջնականի անցման P_{ij} հավանականությանը, սկզբնական վիճակների n_i խտությանը և վերջնական (չգրադեցված) վիճակների n_j խտությանը: Ընդ որում, հարկավոր է գումարում կատարել ըստ $h\nu$ էներգիայով բաժանված հնարավոր բոլոր անցումների վիճակների միջև՝

$$\alpha(h\nu) = A \sum P_{ij} n_i n_j; \quad (8.2)$$

Հետագայում կրնդունենք, որ բոլոր ստորին վիճակները զբաղեցված են, իսկ վերինները դատարկ են: Այս պայմանն իրավացի է ՕԿ ջերմաստիճանում գտնվող չլեգիրացված կիսահաղորդյի համար:

8.1.1 Թույլատրելի ուղիղ անցումներ: Դիտարկենք երկու ուղիղ հովիտների միջև տեղի ունեցող կլանումը, պայմանով, որ իմպուլսի պահպանմամբ ընթացող բոլոր անցումները թույլատրված են (նկ. 8.1), այսինքն՝ անցման P_{ij} հավանականությունը կախված չէ ֆոտոնի էներգիայից: Այդ դեպքում կլանման գործակիցը արտահայտվում է հետևյալ բանաձևով՝



Նկ. 8.1

$$\alpha(h\nu) = A^* \sqrt{h\nu - E_g}, \quad (8.3)$$

որտեղ

$$A^* = \frac{e^2 (2m_r)^{3/2}}{nch^2 m_e^*},$$

m_r - ը բերված զանգվածն է՝

$$\frac{1}{m_r} = \frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_h^*}:$$

Ընդունելով բեկման ցուցիչը $n = 4$, $m_e^* = m_h^* = m_0$ (m_0 -ն ազատ էլեկտրոնի զանգվածն է)՝ ստանում ենք՝

$$\alpha(h\nu) \approx 2 \times 10^4 \sqrt{h\nu - E_g}, \quad (8.4)$$

որտեղ $h\nu$ -ն և E_g -ն արտահայտ-

ված են էՎ-ով, α -ն՝ սմ⁻¹ -ով:

8.1.2. Արգելված ուղիղ անցումներ: Որոշ նյութերում ուղիղ անցումները $k = 0$ դեպքում արգելված են ըստ ջոկման քվանտային կանոնների, իսկ $k \neq 0$ դեպքում անցման հավանականությունը աճում է համեմատական k^2 : Նկ.8.1-ում պատկերված գոտիների կառուցվածքի համար դա նշանակում է, որ $P_{ij} \propto (h\nu - E_g)$: Քանի որ վիճակների կոմբինացված խտությունը համեմատական է $(h\nu - E_g)^{1/2}$ -ին, ապա կլանման գործակիցը ունի հետևյալ տեսքը՝

$$\alpha(h\nu) = A' (h\nu - E_g)^{3/2}, \quad (8.5)$$

որտեղ

$$A' = \frac{e^2}{nch^2 m_e^* m_h^* hv} \left(\frac{2m_e^* m_h^*}{m_e^* + m_h^*} \right)^{5/2} :$$

8.2. Էքսիթոնային կլանում

Էքսիթոնը ատոմի գրգռված վիճակն է, երբ չեզոք ատոմը ստա-
նալով որոշակի էներգիա (ավելի ցածր E_g -ից), գրգռվում է այնպես,
որ արտաքին թաղանթի էլեկտրոնը դեռևս չկարողանալով լրիվ
ազատագրվել, թույլ կապվում է դրական լիցքավորված ատոմային
մնացուկի հետ: Էքսիթոնին շատ քիչ էներգիա է պակասում, որ նա
քանդվի՝ առաջացնելով ազատ էլեկտրոն և խոռոչ: Այդ պակասող
էներգիան կոչվում է **կապի էներգիա**: Սովորաբար սա մի քանի
տասնորդական էՎ կարգի մեծություն է: Էքսիթոնը չեզոք մասնիկ է:
Էքսիթոնների առաջացմամբ օպտիկական անցումներին (սովորա-
բար ուղիղ անցմամբ կիսահաղորդիչներում) համապատասխանում
են նեղ ելուստներ կլանման եզրին, իսկ թեք անցումներով կիսահա-
ղորդիչներում՝ աստիճաններ կլանման եզրին: Ուղիղ անցումներով
կիսահաղորդիչներում էքսիթոնը առաջանում է $h\nu = E_g - E_x$ էներ-
գիայով ֆոտոնի կլանման արդյունքում (E_x -ն էքսիթոնի կապի էներ-
գիան է): $k = 0$ դեպքում առաջանում է շատ կտրուկ ելուստ, որը
լայնանում է ջերմաստիճանի աճից: Կինետիկական որոշ էներգիա
ունեցող էքսիթոններ առաջանում են ավելի բարձր էներգիայով
ֆոտոնների կլանումից և ներդրում են տալիս միջգոտիական կլան-
ման տիրույթում: Թեք անցումներով նյութերում քվազիմպուլսի
պահպանման օրենքի կատարման համար պահանջվում է ֆոնոնի
մասնակցություն. ֆոնոնի կլանման դեպքում ֆոտոնի

$$h\nu = E_g - E_p - E_x,$$

իսկ ֆոնոնի արձակման դեպքում ֆոտոնի

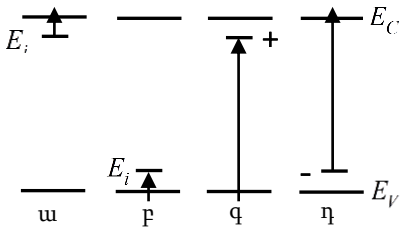
$$h\nu = E_g + E_p - E_x$$

էներգիայի դեպքում:

Լինում են երկու լայնակի և մեկական երկայնակի ակուստիկա-
կան և օպտիկական ֆոնոններ: Հնարավոր են նաև անցումներ մի
քանի ֆոնոնների մասնակցությամբ, որոնք կարող են և՛ կլանվել, և՛
արձակվել տարբեր զուգորդումներով: Թեք անցումներով կիսահա-
ղորդիչների կլանման եզրին դիտվում են աստիճաններ:

8.3. Խառնուրդային կլանում

Չեզոք դոնորների և հաղորդականության գոտու կամ վալենտային գոտու և չեզոք ակցեպտորների միջև անցումներ կարող են տեղի ունենալ փոքր էներգիայով ֆոտոնի կլանման դեպքում նկ. 8.2 ա և բ: Որպեսզի կլանման այդպիսի պրոցես տեղի ունենա ֆոտոնի էներգիան չպետք է փոքր լինի խառնուրդի իոնացման E_i էներգիայից: Սովորաբար այդ էներգիան համապատասխանում է սպեկտրի հեռու ինֆրակարմիր տիրույթին: Թեկուզև վերջնական վիճակների (E_c գոտի) խտությունը մեծանում է էներգիայի մեծացման հետ, խառնուրդի լրիվ իոնացմանն համապատասխանող կլանման գործակիցը նվազում է ֆոտոնի էներգիայի աճին գուրընթաց:



Նկ. 8.2

Վալենտային գոտու և իոնացված դոնորի կամ իոնացված ակցեպտորի և E_c գոտու միջև անցումներ տեղի կունենան ֆոտոնի $h\nu > E_g - E_i$ էներգիայի դեպքում: Մակարդակը պետք է լինի դատարկ, որպեսզի անցում տեղի ունենա (տես, նկ. 8.2, գ և դ):

Ի տարբերություն էքսիթոնային կլանման, որը կապված է դիսկրետ մակարդակի և գոտու լավ որոշված եզրի միջև կատարվող անցման հետ, խառնուրդի և գոտու միջև կատարվող անցումների դեպքում մասնակցում է մակարդակների ամբողջ շերտը: Հետևաբար, անցումները խառնուրդի և գոտու միջև բացահայտվում են կլանման եզրին արգելքի տեսքով՝ ունենալով էներգիաների ($E_g - E_i$) շերտ: Խառնուրդների մասնակցությամբ ընթացող անցումների դեպքում α -ն ավելի փոքր է համեմատած միջգոտիական անցումների հետ, քանի որ խառնուրդային վիճակների խտությունն անհամեմատ փոքր է գոտիներում վիճակների խտությունից: Խառնուրդային մակարդակի և մոտակա գոտու միջև փոքր էներգիաներով անցումների դեպքում քվազիիմպուլսի պահպանման օրենքը կատարվում է, քանի որ գոտու եզրը խառնուրդի գրգռված վիճակի դեր է կատարում: Հնարավոր է, որ բարձր էներգիայով անցումների համար պահանջվի ֆոնոնների լրացուցիչ կլանում կամ արձակում այն դեպքում, երբ անցումները թեք են, իսկ ցրման մյուս մեխանիզմները չեն իրականացվում:

8.4. Թեք անցումներ թեք հովիտների միջև

Այն անցումները, որոնց դեպքում փոխվում են l' էներգիան, և իմպուլսը պետք է լինեն երկաստիճան, քանի որ փոխազդեցությունը ֆոտոնի հետ չի կարող հանգեցնել էլեկտրոնի իմպուլսի փոփոխության: Իմպուլսի պահպանման օրենքը կատարվում է ֆոտոնի հետ փոխազդեցության հաշվին, ինչպես ցույց է տրված նկ. 8.3-ում: Օպտիկական անցումներին մասնակցում են այն ֆոնոնները, որոնք ապահովում են իմպուլսի պահանջվող փոփոխությունը: Դրանք սովորաբար ակուստիկական ֆոնոններն են: Այդ ֆոնոններից յուրաքանչյուրը ունի իրեն բնորոշ E_p էներգիա: E_i -ից E_j անցման դեպքում ֆոնոնը կամ արձակվում է, կամ՝ կլանվում: Այս պրոցեսներին համապատասխանում են հետևյալ բանաձևերը՝

$$h\nu_e = E_j - E_i + E_p, \quad h\nu_a = E_j - E_i - E_p: \quad (8.6)$$

Թեք գոտիների դեպքում հնարավոր են անցումներ E_v գոտու ցանկացած վիճակից E_c գոտու ցանկացած վիճակ: E_i էներգիայով սկզբնական և E_j էներգիայով վերջնական վիճակների խտությունները հավասար են՝

$$N(E_i) = \frac{1}{2\pi^2 \hbar^3} (2m_h^*)^{3/2} |E_i|^{1/2}, \quad N(E_j) = \frac{1}{2\pi^2 \hbar^3} (2m_e^*)^{3/2} (E_j - E_g)^{1/2}:$$

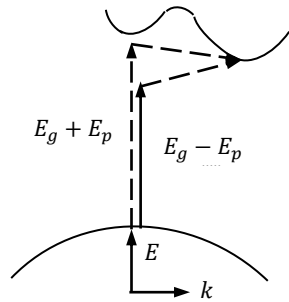
Տեղադրելով E_j -ն՝ (8.6)-ից կստանանք

$$N(E_j) = \frac{1}{2\pi^2 \hbar^3} (2m_e^*)^{3/2} (h\nu - E_g \mp E_p + E_i)^{1/2}:$$

Կլանման գործակիցը համեմատական է վերջնական և սկզբնական վիճակների խտության արտադրյալի ինտեգրալին՝ ինտեգրված ըստ միմյանցից $h\nu \pm E_p$ էներգիայով բաժանված վիճակների զույգերի: Բացի այդ α գործակիցը համեմատական է նաև ֆոնոնների հետ փոխազդեցության հավանականությանը, ինչը կախված է E_p էներգիայով ֆոնոնների N_p թվից, այսինքն՝ $f(N_p)$ -ից: Համաձայն Բոզե-Այնսթայնի վիճակագրությանը՝ ֆոնոնների թիվը հավասար է՝

$$N_p = \frac{1}{\exp\left(\frac{E_p}{kT}\right) - 1} \quad (8.8)$$

Հետևաբար՝



Նկ. 8.3

$$\alpha(h\nu) = Af(N_p) \int_0^{-(h\nu - E_g \mp E_p)} |E_i|^{1/2} (h\nu - E_g \mp E_p + E_i)^{1/2} dE_i: \quad (8.9)$$

Բնտեզրելուց և (8.9)-ի մեջ (8.8)-ը տեղադրելուց հետո, ֆոնոնի կլանմամբ ընթացող անցման համար ֆոտոնի $h\nu > E_g - E_p$ էներգիաների դեպքում կլանման գործակիցը դառնում է

$$\alpha_a(h\nu) = A(h\nu - E_g + E_p)^2 / (\exp \frac{E_p}{kT} - 1):$$

Ֆոնոնի արձակման հավանականությունը համեմատական է $N_p + 1$ -ին, հետևաբար ֆոնոնի արձակմամբ ընթացող պրոցեսի համար ֆոտոնի $h\nu > E_g + E_p$ էներգիաների դեպքում $\alpha_a(h\nu)$ -ն դառնում է

$$\alpha_e(h\nu) = A(h\nu - E_g - E_p)^2 / \left[1 - \exp \left(-\frac{E_p}{kT} \right) \right]:$$

Քանի որ $h\nu > E_g + E_p$ դեպքում հնարավոր են ինչպես ֆոնոնների կլանմամբ, այնպես էլ արձակմամբ ընթացող անցումներ, ապա ֆոտոնի $h\nu > E_g + E_p$ էներգիաների համար կլանման գործակիցը ներկայացվում է գումարի տեսքով՝

$$\alpha(h\nu) = \alpha_a(h\nu) + \alpha_e(h\nu):$$

Թեք անցումներով ուժեղ լեգիրացված կիսահաղորդիչներում իմպուլսի պահպանումն ապահովվում է նաև ցրման պրոցեսներով, օրինակ՝ էլեկտրոն-էլեկտրոնային կամ խառնուրդային: Այդ դեպքում ցրման հավանականությունը համեմատական է ցրման կենտրոններ N թվին և ֆոնոնի մասնակցություն չի պահանջվում: Այդ դեպքում կլանման գործակիցը արտահայտվում է հետևյալ բանաձևով՝

$$\alpha(h\nu) = AN(h\nu - E_g)^2,$$

որտեղ A -ն որոշ հաստատուն է:

8.5. Ճառագայթային անցումներ

Ճառագայթումը կլանման հակառակ պրոցեսն է: Էլեկտրոնը, զբաղեցնելով ավելի բարձր էներգետիկ վիճակ, քան հավասարակշիռ վիճակում, անցնում է չզբաղեցված ցածրէներգետիկ վիճակի: Այդ վիճակների էներգիաների ողջ տարբերությունը կամ դրա մեծ մասն անջատվում է էլեկտրամագնիսական ճառագայթման տեսքով: Այդպիսի ճառագայթման արագությունը վերին վիճակում լիցքակիրների n_u խտության, ցածր էներգետիկ դատարկ վիճակների n_j խտության և ճառագայթային անցման P_{ul} հավանականության արտադրյալն է՝

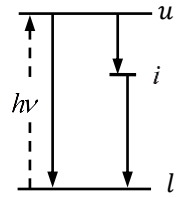
$$R = P_{ul} n_u n_l:$$

Սա հիշեցնում է (8.1) արտահայտությունը, սակայն **կլանումը նկարագրվում էր ֆոտոնի միջին ազատ վազքի հասկացողության օգնությամբ, այն դեպքում, երբ ճառագայթումը նկարագրվում է միավոր ծավալում ֆոտոնների գեներացիայի արագությամբ:**

Կարևոր տարբերություն կա այն տեղեկության միջև, որը ստացվում է կիսահաղորդչում կլանումը և ճառագայթումը հետազոտելիս: Կլանման պրոցեսներին կարող են ներգրավվել Ֆերմիի մակարդակի երկու կողմերում գտնվող բոլոր վիճակները՝ հանգեցնելով լայն սպեկտրի առաջացման: Ճառագայթային անցումները կատարվում են վիճակների նեղ շերտի միջև (որտեղ ջերմայնացված էլեկտրոններն են) և դատարկ վիճակների նեղ շերտի միջև (որտեղ ջերմայնացված խոռոչներն են), և առաջացնում են նեղ սպեկտր: Ճառագայթման առաջացման գլխավոր պայմանն այն է, որ համակարգը չպետք է գտնվի հավասարակշռության վիճակում: Հավասարակշռությունից շեղվելու համար պահանջվում է զրգոման որևէ տեսակ:

8.6. Ճառագայթման արդյունավետությունը

Անցումները վերին էներգետիկ վիճակից ցածր էներգետիկ վիճակ կարող են տեղի ունենալ նաև մեկ կամ մի քանի միջանկյալ վիճակներով: Միջանկյալ անցումները կարող են լինել ճառագայթային կամ ոչ ճառագայթային: Դրանք էապես ազդում են վերինից ստորին վիճակ ճառագայթային անցումների արդյունավետության վրա: Քննարկենք մեկ միջանկյալ վիճակի դեպք:



Նկ. 8.4

Նկ. 8.4-ում պատկերված դիսկրետ վիճակների մոդելում միջանկյալ մակարդակը չի մասնակցում $h\nu$ էներգիայով ֆոտոնի կլանման պրոցեսին: Ռեկոմբինացիոն պրոցեսների համար հնարավոր է երկու ուղի, և հետևաբար տեղի ունեն երկու մրցակցող պրոցեսներ. ճառագայթային անցում $h\nu$ ֆոտոնի արձակմամբ և $u \rightarrow i \rightarrow l$ անցում, որը ճառագայթային բնույթի դեպքում տալիս է $h\nu$ -ից փոքր էներգիայով ֆոտոններ: $u \rightarrow i \rightarrow l$ անցումները թուլացնում են $h\nu$ էներգիայով ճառագայթային անցումները: Ճառագայ-

թային $u \rightarrow l$ անցումներին մասնակցող լիցքակիրների թիվը նվազում է: Ռեկոմբինացիայի արդյունարար ժամանակը որոշվում է հետևյալ կերպ՝

$$\frac{1}{\tau_{ef}} = \frac{1}{\tau} + \frac{1}{\tau'} :$$

Ռեկոմբինացիայի լրիվ արագությունը՝

$$R_T = \frac{1}{\tau_{ef}} \frac{np}{2n_i},$$

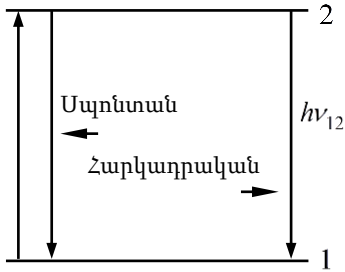
այն դեպքում, երբ ճառագայթային ռեկոմբինացիայի արագությունը՝

$$R = \frac{1}{\tau} \frac{np}{2n_i} :$$

Հետևաբար ճառագայթման արդյունավետությունը հավասար է

$$\eta = \frac{R}{R_T} = \frac{1}{1 + \tau/\tau'} :$$

8.7. Կապը սպոնտան և հարկադրական ճառագայթման միջև



Նկ. 8.5

$h\nu$ էներգիայով ֆոտոնը անցնելով կիսահաղորդչի միջով՝ կարող է հանգեցնել E_1 և E_2 մակարդակների միջև անցումների ($E_2 - E_1 = h\nu_{12}$, նկ. 8.5): Անցումը կարող է տեղի ունենալ երկու ուղով. $1 \rightarrow 2$ կամ $2 \rightarrow 1$, պայմանով, որ էլեկտրոնները գտնվում են սկզբնական վիճակում, իսկ խոռոչները՝ վերջնական: $1 \rightarrow 2$ ան-

ցումը էլեկտրոն-խոռոչային գույգերի կլանման կամ գեներացիայի պրոցես է, $2 \rightarrow 1$ անցումը ռեկոմբինացիոն պրոցես է: **Եթե ռեկոմբինացիան առաջանում է անցնող ֆոտոնի օգնությամբ, այն կոչվում է «հարկադրական»:** Առանց արտաքին ազդեցության տեղի ունեցող ռեկոմբինացիան կոչվում է «սպոնտան»:

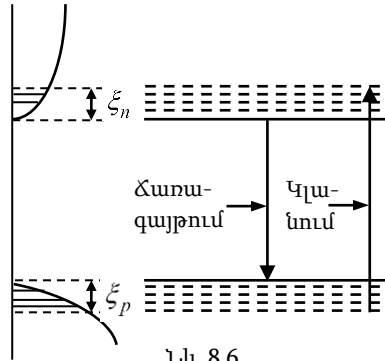
Հարկադրական ռեկոմբինացիայի ժամանակ ծնվող ֆոտոնը ունի նույն հաճախականությունը, տարածման ուղղությունն ու փուլը, ինչ որ ռեկոմբինացիան ինդուկցող ֆոտոնը: Սպոնտան ռեկոմբինացիայով ծնվող ֆոտոնները տարածվում են կամայական ուղղություններով, ունենում են կամայական փուլ, թեկուզև ν_{12} հաճախականությունը (երկմակարդակ համակարգի համար) ֆիքսված է:

Երբ համակարգը չի գտնվում հավասարակշռության վիճակում մեծանում է էլեկտրոնների խտությունը վերին և խոռոչներին՝ ստորին վիճակում, ինչը հանգեցնում է լրացուցիչ ֆոտոնների մատակարարման: Ֆոտոնների խտության աճին զուգընթաց աճում է հարկադրական ռեկոմբինացիայի արագությունը: Մակայն գեներացիայի արագությունը նույնպես աճում է հանգեցնելով ֆոտոնների խտության նվազման:

Հարկադրական ճառագայթային ռեկոմբինացիայի արագության գերազանցումը կլանման նկատմամբ կհանգեցնի ճառագայթման սպեկտրի նեղացման և **լազերային ճառագայթման** առաջացման:

8.8. Լազերային ճառագայթման առաջացման չափանիշները

Կլանման արագությունից ավելի բարձր ռեկոմբինացիայի արագություն ստանալու համար քննարկենք այնպիսի իրավիճակ, երբ զբաղեցվել են ուղիղ օպտիկական անցումներով կիսահաղորդչի վերին վիճակները մինչև Ֆերմիի ξ_n քվազիմակարդակը և ներմուծվել խոռոչներ ստորին վիճակներում մինչև Ֆերմիի ξ_p քվազիմակարդակը (նկ. 8.6): Այս պայմաններում ստանում ենք ինվերսիոն բնակեցվածություն. ճառագայթմանը մասնակցող ոչ մի վիճակ չի կարող մասնակցել կլանման պրոցեսներին:



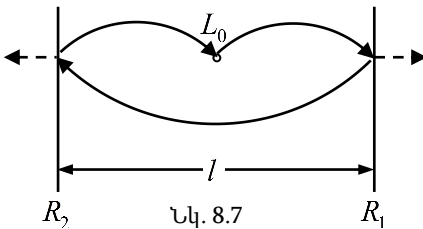
Նկ. 8.6

Հարկադրական ռեկոմբինացիայի արագությունը կգերազանցի կլանման արագությանը, եթե $\xi_n + \xi_p \geq 2kT$:

Ռեկոմբինացիայի արագության աճի հետ աճում է նաև ֆոտոնների խտությունը: Դրանք հետագա ռեկոմբինացիա են խթանում: Սպեկտրալ բաշխման մաքսիմումում գտնվում են մեծ թվով ֆոտոններ, ուստի և այդ հաճախականության վրա առաջանում են ավելի շատ անցումներ, քան սպեկտրի եզրերին: Հետևաբար ճառագայթման սպեկտրը նեղանում է: Գերազանցումը ինտենսիվության այդ-

պիսի աճը սպեկտրի մաքսիմումում կոչվում է «ուժեղացում»: Եթե ճառագայթման ելուստի ինտենսիվությունը զրգոման մակարդակի աճից աճում է գծայինից ուժեղ, ապա պրոցեսը կոչվում է «գերգծային»: Գերճառագայթումը սպեկտրալ շերտի նեղացման է բերում, սակայն ճառագայթումը մնում է ոչ կոհերենտ: Լազերի ստեղծման համար անհրաժեշտ է, որ տեղի ունենան երկու պայմաններ.

- 1) ուժեղացումը գոնե պետք է հավասար լինի կորուստներին,
- 2) ճառագայթումը պետք է լինի կոհերենտ:



Կոհերենտություն կարելի է ստանալ տեղադրելով ճառագայթման աղբյուրը ռեզոնատորի մեջ, որն ապահովում է որոշակի հաճախականության և փուլի տատանումների աճ: Այդպիսի ընտրովի ուժեղացումը արդյունք է դրական հակադարձ կապի էլեկտրամագ-

նիսական այն տատանումների համար, որոնք ռեզոնատորում առաջացնում են կանգուն ալիքներ: Հիմա արդեն հարկավոր է ուժեղացումը հավասարեցնել կորուստներին: Քննարկենք նկ. 8.7-ում պատկերված ռեզոնատորը: Այն պարունակում է երկու մասնակի անդրադարձնող մակերևույթներ անդրադարձման R_1 և R_2 գործակիցներով: Այդ մակերևույթները հարթ են, զուգահեռ և միմյանցից հեռու են l հեռավորությամբ: Քննարկենք այդպիսի ռեզոնատորի կենտրոնում գտնվող կետ, որը 1 մակերևույթի ուղղությամբ ճառագայթում է L_0 ինտենսիվությամբ ֆոտոններ: Ճառագայթման R_1 մասը անդրադառնում է 1-ից 2, որտեղ դրա R_2 մասը անդրադառնում է հակառակ ուղղությամբ դեպի սկզբնական կետ: Համակարգը բնութագրվում է միավոր երկարության վրա g ուժեղացմամբ և α կորուստներով: Լույսի ինտենսիվությունը ռեզոնատորի կենտրոնում $2l$ ճանապարհի անցնելուց հետո կլինի

$$L = L_0 R_1 R_2 \exp(2gl - 2\alpha l) : \quad (8.10)$$

Լազերում ուժեղացումը պետք է գոնե հավասար լինի կորուստներին: (8.10) արտահայտության մեջ, ի հավելումն բաշխված կորուստներին, տեղի ունեն արդյունավետ եզրային կորուստներ

(արանք բնութագրվում են $R_1 R_2$ արտադրյալով), որոնք պայմանավորված են ռեզոնատորի սահմաններից ֆոտոնի դուրս գալով: Երբ ուժեղացումը հավասար է բոլոր կորուստների գումարին, ճառագայթման ինտենսիվությունը ռեզոնատորի կենտրոնում $2l$ ճանապարհի անցնելուց հետո մնում է անփոփոխ: Հետևաբար $L = L_0$, և (8.10)-ը դառնում է՝

$$gl - \alpha l - \frac{1}{2} \ln \frac{1}{R_1 R_2} = 0 : \quad (8.11)$$

Առաջին անդամը ուժեղացումն է, երկրորդը՝ բաշխված բոլոր կորուստները և վերջինը՝ ճառագայթման եզրային կորուստները: Ուժեղացումը նկարագրվում է հետևյալ արտահայտությամբ՝

$$g = \frac{c^2 j \eta}{8 \pi e n^2 v^2 \Delta v d}, \quad (8.12)$$

որտեղ j -ն գրգռման արագությունն է (հոսանքի խտությունը p -ն անցման դեպքում), η -ն՝ ճառագայթային ռեկոմբինացիայի արդյունավետությունը (ոչ բոլոր էլեկտրոն-իոտոչային գույզերն են ռեկոմբինացվում ճառագայթելով), n -ը՝ բեկման ցուցիչը, v -ն՝ ճառագայթվող ֆոտոնների հաճախականությունը Δv կիսալայնությամբ շերտում, d -ն՝ ռեզոնատորի l երկարությանն ուղղահայաց ուղղությամբ ակտիվ տիրույթի հաստությունը: v -ն որոշվում է ընտրված նյութով ($h v \approx E_g$), հետևաբար նեղ արգելված գոտով կիսահաղորդիչը կունենա մեծ ուժեղացում: Ճառագայթման սպեկտրալ շերտի Δv կիսալայնությունը կախված է լեզիրացման աստիճանից: Այսպես, մաքուր նյութում էքսիտոնային ռեկոմբինացիան կտա ամենանեղ սպեկտրը, հետևաբար և ամենաբարձր ուժեղացումը: Սակայն լազերներ պատրաստելիս մաքուր նյութերի օգտագործման լուրջ խոչընդոտը դրանց ներքին բարձր դիմադրությունն է: Օպտիկական գրգռման դեպքում ակտիվ տիրույթի հաստությունը կախված է գրգռող ճառագայթման ներթափանցման $1/\alpha$ խորությունից:

Գրենք (8.12)-ը $g = \beta j$ տեսքով և հաշվենք լազերային ճառագայթման առաջացման համար անհրաժեշտ հոսանքի խտության շեմային արժեքը (այսինքն՝ հոսանքի խտության այն արժեքը, որի դեպքում ուժեղացումը հավասարվում է կորուստներին): Այդ դեպքում (8.11)-ի փոխարեն կունենանք

$$j_{th} = \frac{\alpha}{\beta} + \frac{1}{2\beta l} \ln \frac{1}{R_1 R_2} : \quad (8.13)$$

Եթե $R_1 = R_2 = R$, ապա (8.13)-ը պարզ տեսք է ընդունում՝

$$j_{th} = \frac{\alpha}{\beta} + \frac{1}{\beta l} \ln \frac{1}{R} : \quad (8.14)$$

j_{th} -ի կախումը $1/l$ -ից ուղիղ գիծ է, որը էքստրապոլյացիայից հետո հատում է j_{th} -ի առանցքը α/β արժեքի դեպքում: Այդ ուղղի անկյունային գործակիցը հավասար է $\frac{1}{\beta} \ln \frac{1}{R}$: Գիտենալով հատման կետը և անկյունային գործակիցը՝ կարելի է որոշել α -ն և β -ն: Գործնականում կորուստները 10-100 սմ⁻¹ կարգի մեծություն են (որքան փոքր, այնքան լավ), իսկ ուժեղացման β գործակիցը տատանվում է 10^{-2} –ից 10^{-4} սմ/Ա սահմաններում (որքան մեծ, այնքան լավ): Շեմից վեր գերակշռում է հարկադրական ճառագայթումը, և ճառագայթման ինտենսիվությունը կտրուկ աճում է: Ավելին, ճառագայթումն արդեն դուրս է գալիս ուղղորդված փնջի տեսքով, քանի որ ռեզոնատորն ապահովում է հիմնականում որոշակի մոդերի ուժեղացում: Լազերային էֆեկտի ստացման վերջին չափանիշը ճառագայթման կոհերենտությունն է: Կոհերենտության աստիճանը որոշվում է ռեզոնատորի որակով: Հարկադրական ճառագայթման ուղղորդվածությունը կախված է միայն ակտիվ տիրույթի երկրաչափությունից, ինտենսիվությունը էլքում ամենամեծը կլինի այն ուղղությամբ, որով ապահովվում է ամենաբարձր ուժեղացումը: Ուղղանկյուն ռեզոնատորում, որի եզրերը զրոյական անդրադարձում ունեն, լավագույն ուղղությունը կլինի անկյունագիծը:

Վերջնարդյունքներ 8-րդ գլխի համար

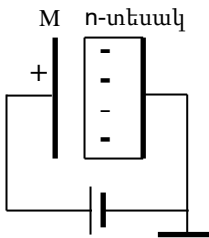
- Ինչպե՞ս է սահմանվում ճառագայթման կլանման գործակիցը, և ի՞նչ իմաստ ունի կլանման գործակցի հակադարձ մեծությունը:
- Ի՞նչի է հավասար սեփական կլանման գործակիցը ուղիղ թույլատրելի անցումների համար:
- Ի՞նչի է հավասար սեփական կլանման գործակիցը ուղիղ արգելված անցումների համար:
- Ի՞նչ է էքսիթոնը և ինչպիսի՞ն է լույսի էքսիթոնային կլանումը:
- Ի՞նչ ենք հասկանում խառնուրդային կլանում ասելով:
- Ի՞նչպես է կախված կլանման գործակիցը թեք գոտով կիսահաղորդիչներում կատարվող անցումների համար:
- Ի՞նչ է լյունինեսցենցիան և լյումինեսցենցիայի ի՞նչ տեսակներ կան:
- Ի՞նչպես է որոշվում ճառագայթման արդյունավետությունը:
- Ի՞նչ տարբերություն կա հարկադրական և սպոնտան ճառագայթման միջև:
- Ինչպե՞ս է որոշվում լազերային ճառագայթման առաջացման համար անհրաժեշտ հոսանքի խտության շեմային արժեքը:

ԳԼՈՒԽ 9

ԿՈՆՏԱԿՏԱՑԻՆ ԵՐԵՎՈՒՅԹՆԵՐԸ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻՉՆԵՐՈՒՄ

9.1. Կիսահաղորդիչը արտաքին էլեկտրական դաշտում

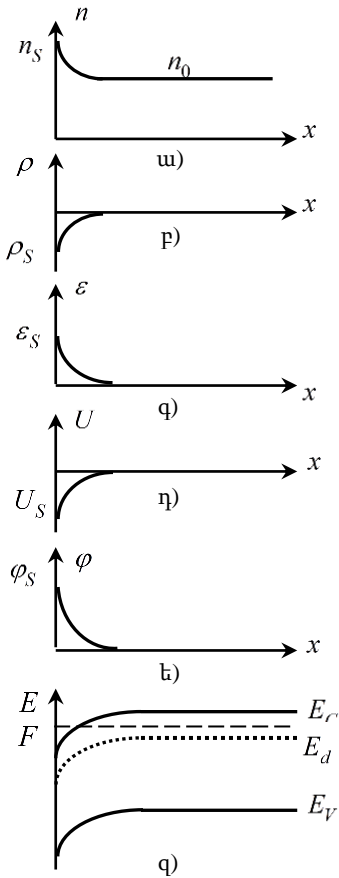
Կոնտակտային երևույթների հիմքում ընկած են էլեկտրական դաշտի ազդեցությամբ կիսահաղորդիչներում ընթացող այն ֆիզիկական երևույթները, որոնք առաջանում են կոնտակտում: Այդ երևույթները հասկանալու համար հարկավոր է իմանալ արտաքին էլեկտրական դաշտում գտնվող կիսահաղորդչի հատկությունները:



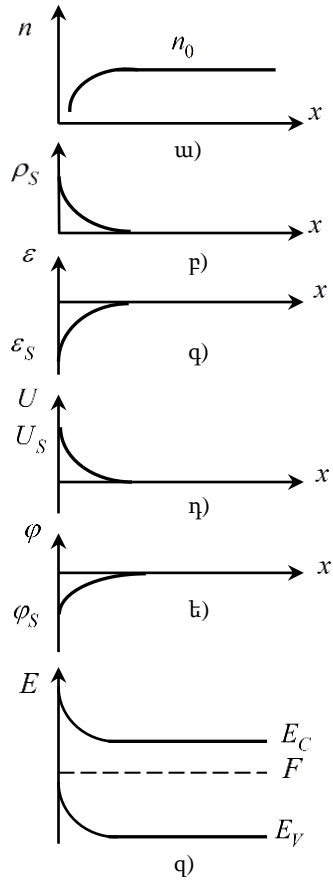
Նկ. 9.1. Համասեռ դաշտում գտնվող կիսահաղորդիչ

Այդ նպատակով քննարկենք կոնդենսատորի համասեռ էլեկտրական դաշտում տեղադրված էլեկտրոնային կիսահաղորդչի հատկությունները (նկ. 9.1): Արտաքին էլեկտրական դաշտի բացակայության դեպքում կիսահաղորդչում ծավալային լիցքը հավասար է զրոյի, իսկ առկայության դեպքում կիսահաղորդչում տեղի կունենա լիցքակիրների վերաբաշխում, ինչի հետևանքով դրանում կառաջանա $\rho(\mathbf{r})$ խտությամբ ծավալային լիցք և էլեկտրական $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ դաշտ: Լիցքակիրների կոնցենտրացիայի բաշխման փոփոխությունը, որով պայմանավորվում է ծավալային լիցքի առաջացումը, տեղի կունենա կիսահաղորդչի մակերևութին մոտ տիրույթում: Ծավալային լիցքը կէկրանավորի արտաքին էլեկտրական դաշտը, ինչի հետևանքով այն կներթափանցի միայն կիսահաղորդչի մերձմակերևութային տիրույթ: Արտաքին սնման աղբյուրի նկ. 9.1-ում ցույց տրված միացման դեպքում մերձմակերևութային տիրույթում էլեկտրոնների կոնցենտրացիան կբարձրանա (նկ. 9.2 ա), հետևաբար կառաջանա բացասական ծավալային լիցք (նկ. 9.2 բ): Էլեկտրոնների հավելյալ կոնցենտրացիան, նշանակում է նաև ծավալային լիցքը, կնվազի մակերևութից դեպի խորքը մտնելիս: Բացասական ծավալային լիցքը կստեղծի էլեկտրական դաշտ, որի լարվածությունը մեծագույն կլինի կիսահաղորդչի մակերևութին (նկ. 9.2 գ): Էլեկտրական այդ դաշտը կփոխի էլեկտրոնների պոտենցիալ էներգիան (նկ. 9.2 դ) $U(\mathbf{r}) = -e\varphi(\mathbf{r})$ -ին հավասար մեծու-

թյամբ, $\varphi(\mathbf{r})$ -ն կոնտակտային դաշտի էլեկտրական պոտենցիալն է (նկ. 9.2 ե):



Նկ. 9.2. Արտաքին էլեկտրական դաշտում գտնվող դոնորային կիսահաղորդչում ազատ էլեկտրոնների կոնցենտրացիայի (ա), ծավալային լիցքի խտության (բ), դաշտի լարվածության (գ), էլեկտրոնների պոտենցիալ էներգիայի (դ), դաշտի պոտենցիալի փոփոխությունը (ե) և գոտիների ծռումը (զ)



Նկ. 9.3. Դոնորային կիսահաղորդչում ազատ էլեկտրոնների կոնցենտրացիայի (ա), ծավալային լիցքի խտության (բ), դաշտի լարվածության (գ), էլեկտրոնների պոտենցիալ էներգիայի (դ), դաշտի պոտենցիալի փոփոխությունը և գոտիների դիրքը (ե) արտաքին դաշտի ուղղության փոփոխության դեպքում

Հետևաբար էլեկտրական դաշտը կհանգեցնի կիսահաղորդչի էներգետիկական գոտիների այնպիսի ծոման, որ

$$E_c(\mathbf{r}) = E_c - U(\mathbf{r}), \quad E_v(\mathbf{r}) = E_v - U(\mathbf{r}) \quad (9.1)$$

Ընդ որում՝ **շեղվում են էներգիայի բոլոր, այդ թվում նաև արգելված գոտում գտնվող խառնուրդային մակարդակները:**

Քանի որ կիսահաղորդչի շերտում է շերտադինամիկ հավասարակշռության վիճակում, ապա **Ֆերմիի մակարդակի դիրքը հաստատուն է**, հետևաբար Ֆերմիի մակարդակի և թույլատրելի գոտիների միջև եղած հեռավորությունը կփոփոխվի: Եթե այդ հեռավորությունը դաշտի բացակայության դեպքում հավասար էր

$$E_c - F \quad \text{և} \quad F - E_v, \quad (9.2)$$

ապա դաշտի առկայության դեպքում կդառնա

$$E_c - U(\mathbf{r}) - F \quad \text{և} \quad F - [E_v - U(\mathbf{r})]: \quad (9.3)$$

Համեմատելով (9.3)-ն ու (9.2)-ը՝ տեսնում ենք, որ եթե հեռավորությունը E_c -ի և F -ի միջև փոքրանում է $U(\mathbf{r})$ մեծությամբ, ապա F -ի և E_v -ի միջև այն մեծանում է նույն չափով: Էներգիայի գոտիների և F -ի միջև հեռավորության փոփոխությունը պետք է հանգեցնի մակարդակների վրա էլեկտրոնների բաշխման փոփոխության: Քննարկվող դեպքում, ինչպես ցույց է տրված նկ. 9.2 գ-ում, մակերևույթից հեռու կիսահաղորդչին ունի էլեկտրոնային էլեկտրահաղորդականություն, այլասերված չէ և դոնորական խառնուրդի մակարդակների վրա կան էլեկտրոններ (քանի որ Ֆերմիի մակարդակը խառնուրդի մակարդակից բարձր է գտնվում), իսկ մերձակերևութային տիրույթում կիսահաղորդչի շերտում էլեկտրոնային, այլասերվում է: Այստեղ Ֆերմիի մակարդակը գտնվում է հաղորդականության գոտում: Կիրառված դաշտի ուղղությունը փոխելիս էլեկտրոնային կիսահաղորդչի մերձակերևութային տիրույթում էլեկտրոնների կոնցենտրացիան ցածր կլինի, իսկ խոռոչներինը՝ բարձր, համեմատած կիսահաղորդչի ծավալի հետ (նկ. 9.3 ա), իսկ ծավալային լիցքի (նկ. 9.3 բ) և պոտենցիալ էներգիայի փոփոխության (նկ. 9.3 գ) նշանները կլինեն դրական: Տվյալ դեպքում, ինչպես ցույց է տրված նկ. 9.3 դ-ում, մերձակերևութային տիրույթում նույնիսկ տեղի է ունենում հիմնական լիցքակիրների տեսակի փոփոխություն, կիսահաղորդչի n -ից դարձել է p -տեսակի, այսինքն՝ առաջացել է **ինվերսիոն շերտ**: Այսպիսի կիսահաղորդչում, մակերևույթից որոշ հեռավորության վրա կառաջանա **սեփական էլեկտրահաղորդականությամբ, կամ i -շերտ**, որում Ֆերմիի մակարդակը կգտնվի արգելված գոտու մեջտեղում: i -տիրույթի մոտակայքում գտնվող

կիսահաղորդչի այն տեղամասը, որտեղ փոխվում է հաղորդականության տեսակը **կոչվում է ֆիզիկական p-n անցում**: Այն վերանում է էլեկտրական դաշտի վերացումից:

Արտաքին էլեկտրական դաշտի ազդեցության քննարկումը կատարենք n-տեսակի միաչափ չայլասերված կիսահաղորդչի համար, որի էներգետիկ սխեման ներկայացված է նկ. 9.3 գ-ում: Ինչպես գիտենք, էլեկտրական դաշտի \mathcal{E} լարվածությունը ծավալային ρ լիցքի հետ կապված է Պուասոնի հավասարմամբ՝

$$\frac{d\mathcal{E}}{dx} = \frac{1}{\varepsilon\varepsilon_0} \rho(x): \quad (9.4)$$

Եթե դաշտի լարվածությունն արտահայտենք պոտենցիալի գրադիենտով՝ $\mathcal{E} = -\frac{d\varphi}{dx}$, ապա Պուասոնի հավասարումը կդառնա

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{1}{\varepsilon\varepsilon_0} \rho(x): \quad (9.5)$$

Դիցուք էլեկտրոնների կոնցենտրացիան կիսահաղորդչի ծավալում ($x \rightarrow \infty$) հավասար է n_0 -ի, իսկ մերձակերևութային տիրույթում՝ n -ի: Քանի որ կիսահաղորդիչը այլասերված չէ, ապա

$$n = N_c e^{-\frac{E_c+U-F}{kT}} = n_0 e^{-\frac{U}{kT}}: \quad (9.6)$$

Մերձակերևութային շերտում ծավալային լիցքը որոշվում է դոնորական խառնուրդների դրական իոններով և ազատ էլեկտրոններով: Ընդունենք, որ դոնորական խառնուրդը ամբողջովին իոնացվել է, այսինքն՝ $N_d^+ = n_0$: Այսպիսի կիսահաղորդչի համար ծավալային լիցքը մերձակերևութային տիրույթում հավասար կլինի՝

$$\rho = e(N_d^+ - n) = e(n_0 - n) = en_0 \left(1 - e^{-\frac{U}{kT}} \right): \quad (9.7)$$

Սահմանափակվենք դաշտի ազդեցության տակ գոտիների թույլ ծոման դեպքով, այսինքն՝ ընդունենք, որ $|U| \ll kT$: Շարքի վերլուծելով $e^{-U/kT}$ արտահայտությունը և սահմանափակվելով շարքի առաջին անդամով, (9.7)-ի հիման վրա կունենաք

$$\rho = \frac{en_0 U}{kT} = -\frac{e^2 n_0}{kT} \varphi: \quad (9.8)$$

Նշանակենք $l_s^2 = \varepsilon\varepsilon_0 kT / e^2 n_0$: Այդ դեպքում (9.5)-ը կդառնա

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} - \frac{\varphi}{l_s^2} = 0: \quad (9.9)$$

Այս հավասարման լուծումն է՝

$$\varphi = A_1 e^{-x/l_s} + A_2 e^{x/l_s} : \quad (9.10)$$

Քանի որ $x \rightarrow \infty$ դեպքում $\varphi \rightarrow 0$, նշանակում է $A_2 = 0$, իսկ $x = 0$ կետում $\varphi = -\varphi_S$ և $A_1 = -\varphi_S$, ուստի մերձակերևութային տիրույթում

$$\varphi(x) = -\varphi_S e^{-\frac{x}{l_s}}, \quad (9.11)$$

դաշտի լարվածությունը՝

$$\mathcal{E}(x) = -\frac{d\varphi}{dx} = -\frac{\varphi_S}{l_s} e^{-\frac{x}{l_s}} = -\mathcal{E}_S e^{-\frac{x}{l_s}}, \quad (9.12)$$

էլեկտրոնների պոտենցիալ էներգիան՝

$$U(x) = -e\varphi(x) = e\varphi_S e^{-\frac{x}{l_s}} = U_S e^{-\frac{x}{l_s}}, \quad (9.13)$$

իսկ ծավալային լիցքի խտությունը մակերևույթին հավասար կլինի՝

$$\rho_S = \frac{en_0}{kT} U_S : \quad (9.14)$$

Այսպիսով, էլեկտրական դաշտում տեղադրված կիսահաղորդչի մերձակերևութային տիրույթում էներգիայի գոտիները ծովում են, իսկ էլեկտրոնների և խոռոչների կոնցենտրացիաները՝ փոփոխվում: $U_S > 0$ դեպքում գոտիները շեղվում են վեր և նվազում է էլեկտրոնների կոնցենտրացիան (նկ. 9.3 գ): Այս դեպքում n-տեսակի կիսահաղորդչի մերձակերևութային տիրույթը հարստանում է ոչ հիմնական, իսկ p-տեսակինը՝ հիմնական լիցքակիրներով: $U_S < 0$ դեպքում գոտիները շեղվում են ներքև (նկ. 9.2 գ) և աճում է էլեկտրոնների կոնցենտրացիան, այսինքն՝ n-տեսակի կիսահաղորդչից հարստանում է հիմնական, իսկ p-տեսակինը՝ ոչ հիմնական լիցքակիրներով:

(9.10)-(9.13) բանաձևերում l_s -ը **Դեբայի էկրանավորման երկարությունն է:** Հետևաբար l_s -ն այն հեռավորությունն է, որի վրա էլեկտրական դաշտի լարվածությունը նյութում նվազում է $e \approx 2,7$ անգամ: Մետաղի համար, որում $n_0 = 10^{22}$ սմ⁻³ և $\varepsilon = 1$, սենյակային ջերմաստիճանում Դեբայի էկրանավորման երկարությունը կազմում

է մոտավորապես 10^{-8} սմ: Մաքուր գերմանիումում ($n_0 = 10^{14}$ սմ⁻³ և $\varepsilon = 16$) էլեկտրական դաշտը ներթափանցում է 4 մկմ խորությամբ:

9.2. Ելքի աշխատանք

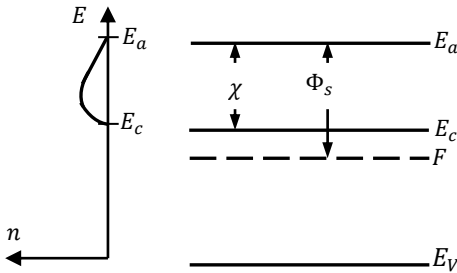
Նյութից էլեկտրոն պոկելու համար հարկավոր է էներգիա ծախսել: Պինդ մարմնի սահմանին գոյություն ունի բյուրեղից էլեկտրոնի դուրս գալուն խանգարող էներգետիկ արգելք: Բյուրեղը կարող են լքել այն էլեկտրոնները, որոնց էներգիան կբավարարի այդ արգելքը հաղթահարելու համար: Որքան բարձր լինի ջերմաստիճանը, այնքան շատ կլինեն այդ արգելքը հաղթահարող էլեկտրոնները: **Ջերմային էներգիայի հաշվին նյութից էլեկտրոնների դուրս գալու երևույթը կոչվում է ջերմաէլեկտրոնային առաքում (Էմիսիա):**

Գտնենք չայլասերված կիսահաղորդչից էլեկտրոնների ջերմաէլեկտրոնային Էմիսիայի հոսանքի խտությունը: Դրա համար պետք է հաշվենք այն էլեկտրոնների քանակը, որոնք կարող են հաղթահարել պոտենցիալ արգելքը և դուրս գալ կիսահաղորդչից: Նշանակենք E_a -ով կիսահաղորդչից վակուում դուրս եկած և կիսահաղորդչի նկատմամբ «հանգստի» վիճակում գտնվող էլեկտրոնի էներգիան: Այդ դեպքում արգելված գոտու հատակից (այստեղ էլեկտրոնի արագությունը զրո է) առանց էլեկտրոնին արագություն հաղորդելու և նրան վակուում տեղափոխելու համար հարկավոր կլինի ծախսել χ -ին հավասար էներգիա (նկ. 9.4)՝

$$\chi = E_a - E_C : \quad (9.15)$$

Հաղորդականության գոտու եզրը վակուումի մակարդակից բաժանող էներգիան **էլեկտրոնային խնամակցության էներգիան է:** Երբեմն դրան անվանում են նաև իրական կամ **արտաքին ելքի աշխատանք:** Թվապես այն հավասար է այն աշխատանքին, որն անհրաժեշտ է պինդ մարմնում հանգստի վիճակում գտնվող էլեկտրոնին առանց կինետիկ էներգիա հաղորդելու վակուում տեղափոխելու համար:

χ բարձրությամբ ուղղանկյուն պոտենցիալ արգելք հաղթահարելու համար v_x արագությամբ էլեկտրոնի կինետիկ էներգիան պետք է փոքր չլինի պոտենցիալ արգելքի խորությունից, այսինքն՝



Նկ. 9.4. Էլեկտրոնների էլքի աշխատանքը կիսահաղորդչից

$$\frac{m^* v_x^2}{2} \geq \chi : \quad (9.16)$$

Միավոր ծավալով բյուրեղի քվանտային վիճակների թիվը արագությունների v -ից $v + dv$ միջակայքի համար որոշվում է այսպես՝

$$dZ = 2 \left(\frac{m^*}{h}\right)^3 dv_x dv_y dz : \quad (9.17)$$

Քանի որ կիսահաղորդիչը լքել կարողացող

էլեկտրոնների համար $E - F \gg kT$, ապա դրանց թիվը կլինի

$$dn = f_0 dZ = 2 \left(\frac{m^*}{h}\right)^3 e^{-\frac{E-F}{kT}} dv_x dv_y dv_z : \quad (9.18)$$

Ընդունենք, որ պոտենցիալ արգելը հաղթահարող էլեկտրոններից ոչ մեկը չի վերադառնում կիսահաղորդիչ: Հաշվարկի արդյունքում ջերմաէլեկտրոնային էմիսիայի հոսանքի խտության համար ստացվում է.

$$J = \frac{4\pi e m^* k^2}{h^3} T^2 e^{-\frac{E_a-F}{kT}} = AT^2 e^{-\frac{\Phi}{kT}}, \quad (9.19)$$

որտեղ

$$A = \frac{4\pi e m^* k^2}{h^3}, \quad \Phi = \chi - E_c - F = E_a - F:$$

Φ -ն կոչվում է կիսահաղորդչից էլեկտրոնի **էլքի ջերմադինամիկական աշխատանք**: (9.19) բանաձևն իրավացի է նաև մետաղի համար: Տարբերությունն այն է, որ մետաղում էլեկտրոնները գտնվում են Ֆերմիի մակարդակի վրա, իսկ չայլասերված կիսահաղորդչում Ֆերմիի մակարդակի վրա էլեկտրոններ չկան: Ինչպես մետաղներում, այնպես էլ կիսահաղորդիչներում Φ -ն մի քանի էՎ կարգի մեծություն է:

Քանի որ կիսահաղորդչում Ֆերմիի մակարդակի դիրքը կախված է ջերմաստիճանից, խառնուրդի բնույթից և կոնցենտրացիայից, ապա ջերմադինամիկական էլքի աշխատանքի մեծությունը նույնպես կորոշվի այդ պարամետրերով: Եթե դոնորական խառնուրդի ուժեղ իոնացման դեպքում էլքի աշխատանքը որոշվում է խառնուրդի կոնցենտրացիայով և կիսահաղորդչի ջերմաստիճանով, ապա թույլ իոնացման դեպքում այն կախված է նաև արգելված գո-

տում դոնորական խառնուրդի մակարդակի դիրքից և այլասերման աստիճանից:

Էլեկտրոնի էլքի աշխատանքը խոռոչային կիսահաղորդչից ավելի մեծ է, քան էլեկտրոնայինից:

9.3. Մետաղ-մետաղ կոնտակտ:

Պոտենցիալների կոնտակտային տարբերություն

Դիցուք ունենք երկու տարբեր M1 և M2 մետաղներ: Ենթադրենք M1 մետաղի էլքի Φ_1 աշխատանքը և Ֆերմիի F_1 էներգիան ավելի մեծ են, քան երկրորդ M2 մետաղի Φ_2 -ը և F_2 -ը: Մետաղները հպենք միմյանց այնպես, որ մի ծայրով դրանք միացված լինեն, իսկ մյուս երկուսը բաժանված լինեն վակուումով (նկ.9.5):

Սկզբում քննարկենք այն պրոցեսները, որոնք տեղի են ունենում C կոնտակտում: Հպման պահին մետաղները էլեկտրոններ կփոխանակեն: Քանի որ $F_1 > F_2$, ապա գերակշռող կլինի էլեկտրոնների անցումը M1 մետաղից M2, հետևաբար M1 մետաղի վրա կհայտնվի դրական, իսկ M2 մետաղի վրա՝ բացասական լիցք: Ուստի մետաղների միջև կոնտակտի հարթությանը ուղղահայաց կառաջանա էլեկտրական դաշտ, որը տեղայնացված կլինի մոտավորապես 10^{-8} սմ հաստությամբ շերտում: Էլեկտրոնների ուղղորդված հոսքը M1 մետաղից M2 մետաղ կանգ կառնի այն պահին, երբ Ֆերմիի մակարդակը ողջ համակարգի համար դառնա նույնը: Երկու մետաղների միջև կոշտ կոնտակտի դեպքում հավասարակշռության վիճակում հաստատված պոտենցիալների ϕ_i տարբերությունը կոչվում է **ներքին կոնտակտային պոտենցիալների տարբերություն**: ϕ_i -ի մեծությունը որոշելու համար հարկավոր է հաշվել x առանցքի ուղղությամբ M1-ից M2 մետաղ և հակառակ ուղղությամբ անցնող էլեկտրոնների թիվը:

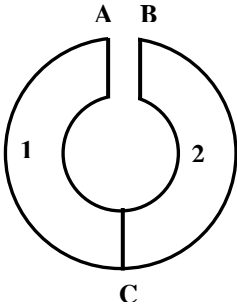
Ձերմադիմամիկ հավասարակշռության պայմաններում ուղիղ անցումների թիվը հավասար է հակառակ անցումների թվին:

Հաշվարկները ցույց են տալիս, որ դա հնարավոր է, երբ

$$E_1 - F_1 = E_2 - F_2 = E_1 - e\phi_i - F_2 : \quad (9.20)$$

Այստեղից հետևում է, որ

$$e\varphi_i = F_1 - F_2 : \quad (9.21)$$



Նկ. 9.5. Երկու տարատեսակ մետաղների կոնտակտ

Պոտենցիալների կոնտակտային ներքին տարբերությունը որոշվում է մեկուսացված մետաղների Ֆերմիի էներգիաների տարբերությամբ:

Մետաղների համար Ֆերմիի էներգիան կազմում է $10^{-3} - 10^{-2}$ Վ:

Այժմ քննարկենք մետաղների միջև գտնվող վակուումային բացակում ընթացող պրոցեսները (AB տեղամասում, նկ. 9.5): Քանի որ էլեկտրոնների էլքի աշխատանքը M1 մետաղից ավելի մեծ է, քան M2-ից, ապա սկզբի պահին ջերմաէլեկտրոնային էմիսիայի

հոսանքը M2 մետաղից ավելին կլինի, քան M1-ից, այսինքն $j_2 > j_1$:

Դա կհանգեցնի նրան, որ M2 մետաղի վրա (B հարթության վրա) կհայտնվի դրական լիցք, իսկ M1-ի (A հարթության) վրա՝ բացասական, հետևաբար կառաջանա M2 մետաղից էլեկտրոնների էմիսիային խանգարող դաշտ: Էլեկտրոնների ուղղորդված հոսքը կգոյատևի այնքան ժամանակ, քանի դեռ համակարգում վրա չի հասնի Ֆերմիի մակարդակի հաստատունությամբ բնութագրվող դինամիկական հավասարակշռություն (նկ. 9.6 բ): Վակուումային բացակում մետաղների միջև առաջացող պոտենցիալների կոնտակտային φ_c տարբերությունը կոչվում է **արտաքին կոնտակտային պոտենցիալների տարբերություն**:

Քանի որ ջերմաէլեկտրոնային հավասարակշռության դեպքում էմիսիոն հոսանքները հավասարվում են՝

$$j_{10} = j_{20}, \quad (9.22)$$

կամ՝

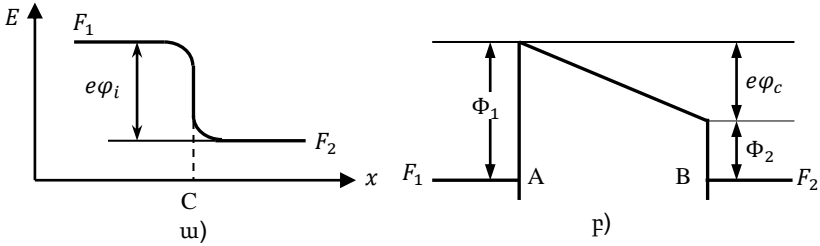
$$AT^2 e^{-\Phi_1/kT} = AT^2 e^{-(\Phi_2 + e\varphi_c)/kT}, \quad (9.23)$$

ապա

$$e\varphi_{kc} = \Phi_1 - \Phi_2 : \quad (9.24)$$

Այսպիսով, մետաղների և վակուումային բացակի միջև առաջացող պոտենցիալների կոնտակտային արտաքին տարբերությունը

որոշվում է այդ մետաղներից էլեկտրոնների էլքի աշխատանքների տարբերությամբ:



Նկ. 9.6. Պոտենցիալների ներքին (ա) և արտաքին (բ) կոնտակտային տարբերություն

9.4. Մետաղ-կիսահաղորդիչ կոնտակտ

Դիցուք մետաղի և n-կիսահաղորդչի միջև ստեղծվել է հուսալի կոնտակտ: Եթե մեկուսացված մետաղի Ֆերմիի F_M մակարդակը ավելի ցածր է կիսահաղորդչի Ֆերմիի F_S մակարդակից ($\Phi_M - \Phi_S$), ապա հպման առաջին պահին էլեկտրոնների հոսքը կիսահաղորդչից կգերազանցի մետաղից եկող էլեկտրոնների հոսքին: Մետաղը կլիցքավորվի բացասական, իսկ կիսահաղորդիչը՝ դրական, և հպվող նմուշների միջև առաջացող էլեկտրական դաշտը կխանգարի կիսահաղորդչից մետաղ հեռացող էլեկտրոնների հոսքին: Էլեկտրոնների ուղղորդված հոսքը կշարունակվի այնքան ժամանակ, մինչև Ֆերմիի մակարդակները համակարգում հավասարվեն (նկ. 9.7 ա) և հաստատվի ջերմադինամիկական հավասարակշռություն, որը կբնութագրվի ջերմաէլեկտրոնային էմիսիայի հոսանքների հավասարությամբ

$$j_{M0} = j_{S0} : \quad (9.25)$$

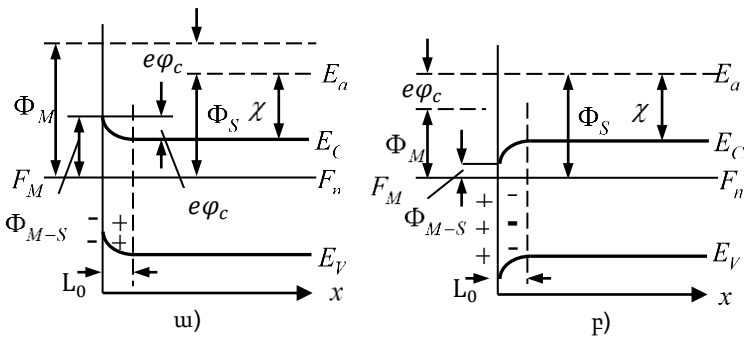
Այստեղից կգտնենք, որ կիսահաղորդչի հետ մետաղի կոնտակտում առաջացող պոտենցիալների կոնտակտային տարբերությունը

$$e\varphi_c = \Phi_M - \Phi_S : \quad (9.26)$$

Եթե էլեկտրոնների էլքի աշխատանքը կիսահաղորդչից փոքր է մետաղից էլքի աշխատանքից, կիսահաղորդիչը լիցքավորվում է դրական և էներգիայի գոտիները մերձկոնտակտային տիրույթում ծովում են վեր: Ուստի կոնտակտի մոտակայքում էլեկտրոնների

թիվը E_c գոտում նվազում է, իսկ խոռոչների թիվը E_v գոտում աճում՝ համեմատած կիսահաղորդչի ծավալում եղած դրանց թվի հետ:

Այսպիսով, այն դեպքում երբ $\Phi_M > \Phi_S$, n - կիսահաղորդչում խոռոչների կոնցենտրացիան կոնտակտի մոտ կլինի ավելի բարձր քան կիսահաղորդչի ծավալում (նկ. 9.7 ա), այսինքն՝ առաջանում է ցածրացած տեսակարար հաղորդականությամբ շերտ: Ցածրացած տեսակարար հաղորդականությամբ շերտը (հարստացած ոչ հիմնական լիցքակիրներով) կոչվում է **փակոդ**: Խոռոչային կիսահաղորդչում խոռոչների կոնցենտրացիան կոնտակտի մոտ կլինի ավելի բարձր, քան նմուշի ծավալում (նկ. 9.8 ա), այսինքն՝ առաջանում է բարձրացած տեսակարար հաղորդականությամբ շերտ: Բարձրացած տեսակարար հաղորդականությամբ շերտը (հարստացած հիմնական լիցքակիրներով) կոչվում է **հակափակոդ**:



Նկ. 9.7. Մետաղ-էլեկտրոնային կիսահաղորդչի կոնտակտը

$\Phi_M > \Phi_S$ (ա) և $\Phi_M < \Phi_S$ (բ) դեպքերում

Եթե ելքի աշխատանքը կիսահաղորդչից մեծ է մետաղից ելքի աշխատանքից ($\Phi_S > \Phi_M$) կիսահաղորդչից լիցքավորվում է բացասական և էներգիայի գոտիները ծովում են ներքև, հետևաբար կոնտակտի մոտ էլեկտրոնների թիվը E_c գոտում աճում է, իսկ խոռոչների թիվը E_v գոտում՝ նվազում: Դա նշանակում է, որ n -կիսահաղորդչում առաջանում է հակափակոդ շերտ (նկ. 9.7 բ), իսկ p -կիսահաղորդչում՝ փակոդ շերտ (նկ. 9.8 բ):

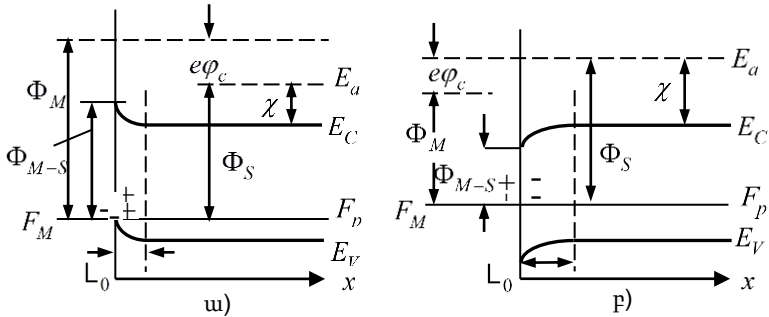
Ոչ հիմնական լիցքակիրներով մերձակերևութային տիրույթի ուժեղ աղքատացման դեպքում, որն հանգեցնում է էլեկտրահաղոր-

դականության ինվերսիայի, կառաջանա ֆիզիկական p - n անցում: Հիմնական լիցքակիրներով մերձակերևութային տիրույթի ուժեղ հարստացումը կարող է հանգեցնել կիսահաղորդչի այլասերման:

Մեփական կիսահաղորդչում $\Phi_M > \Phi_S$, և $\Phi_S > \Phi_M$ դեպքերում գոտիների ծռումը ուղեկցվում է տեսակարար հաղորդականության բարձրացմամբ մերձակերևութային տիրույթում:

Չնափոխենք (9.26) արտահայտությունը հետևյալ կերպ.

$$e\varphi_c = (\Phi_M - \chi) - (\Phi_S - \chi) = \Phi_{M-S} - \Phi_{S-M} : \quad (9.27)$$



Նկ.9.8. Մետաղ-խոռոչային կիսահաղորդչի կոնտակտը

$\Phi_M > \Phi_S$ (ա) և $\Phi_M < \Phi_S$ (բ) դեպքերում

Այստեղ $\Phi_{M-S} = \Phi_M - \chi$ -ն այն աշխատանքն է, որն անհրաժեշտ է կատարել էլեկտրոնին մետաղի Ֆերմիի մակարդակից կիսահաղորդչի հաղորդականության գոտու հատակ տեղափոխելու համար (նկ. 9.7 և նկ. 9.8), $\Phi_{S-M} = \Phi_S - \chi$ -ն այն էներգիան է, որն անհրաժեշտ է ծախսել կիսահաղորդչի ծավալում E_c գոտու հատակին գտնվող էլեկտրոնին անմիջականորեն մետաղ տեղափոխելու համար:

Ենթադրենք, որ էլեկտրական դաշտը ներթափանցում է էլեկտրոնային կիսահաղորդչի L_0 խորությամբ (նկ. 9.7 ա): Հաշվարկները ցույց են տալիս, որ այնպիսի կիսահաղորդչի համար, որում դոնորական խառնուրդը ամբողջովին իոնացվել է, այսինքն՝ $n_0 = N_d^+$

$$L_0 = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0\varphi_c}{en_0}} = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0(\Phi_M - \Phi_S)}{en_0}} : \quad (9.28)$$

Այստեղից հետևում է, որ որքան ցածր լինի կիսահաղորդչի լեգիրացման աստիճանը և որքան մեծ լինի մետաղից և կիսահաղորդչից էլեկտրոնի ելքի աշխատանքների տարբերությունը, այն-

քան մեծ կլինի պոտենցիալների կոնտակտային տարբերությամբ պայմանավորված էլեկտրական դաշտի ներթափանցման խորությունը կիսահաղորդչի մեջ: Ելքի աշխատանքների մոտ 1 էՎ տարբերության դեպքում դաշտի ներթափանցման խորությունը կիսահաղորդչում մոտ 10 անգամ գերազանցում է էկրանավորման խորությունը մետաղ-վակուում-կիսահաղորդչի կոնտակտի դեպքում:

Համաձայն նկ. 9.7 ա-ի և նկ. 9.8 բ-ի՝ կիսահաղորդչի մերձկոնտակտային տիրույթը (երբ այն փակող է) աղքատացած է հիմնական լիցքակիրներով, ինչի հետևանքով ունի բարձր դիմադրություն կիսահաղորդչի ծավալի հետ համեմատած: Ըստ էության, մետաղի և համեմատաբար լավ հաղորդականությամբ կիսահաղորդչի միջև ձևավորվող մետաղ-բարձր դիմադրությամբ փակող շերտ համակարգը իրենից հարթ կոնդենսատոր է ներկայացնում: Այսպիսով, կիսահաղորդչի հետ մետաղի կոնտակտը ունի ունակություն, որի մեծությունը միավոր մակերեսի համար կլինի

$$C = \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{L_0} : \quad (9.29)$$

9.5. Ուղղումը մետաղ-կիսահաղորդչի կոնտակտում

Կրկին քննարկենք դոնորային կիսահաղորդչի հետ մետաղի կոնտակտը $\Phi_M < \Phi_S$ պայմանի դեպքում: Հավասարակշիռ վիճակում մերձմակերևութային տիրույթում գոտիները ծովում են և առաջանում է էլեկտրոններից աղքատացած փակող շերտ:

Կարելի է ցույց տալ, որ արտաքին լարման աղբյուրի առկայության դեպքում Ֆերմիի քվազիմակարդակի փոփոխությունը որոշվում է կիրառված պոտենցիալների տարբերությամբ:

Որոշենք մետաղ-կիսահաղորդչի կոնտակտով անցնող հոսանքի խտությունը արտաքին լարման տարբեր բևեռականության դեպքում: Դիցուք, կիսահաղորդչին միացվել է մարտկոցի բացասական բևեռը, իսկ մետաղին՝ դրականը (ուղիղ միացում): Կընդունենք, որ ողջ արտաքին V լարումը ընկնում է կիսահաղորդչի բարձր դիմադրություն ունեցող մերձմակերևութային տիրույթի վրա: Այդ դեպքում Ֆերմիի մակարդակի դիրքը կիսահաղորդչի ծավալում E_c -ի նկատմամբ կմնա հաստատուն, բայց մետաղում ունեցած Ֆերմիի մակարդակի նկատմամբ կշեղվի eV չափով: Հետևաբար պոտենցիալների կոնտակտային տարբերությունը մետաղի և կիսահա-

դորդչի միջև կփոքրանա V -ի չափով և կդառնա $(\varphi_c - V)$, իսկ մերձկոնտակտային տիրույթում Ֆերմիի քվազիմակարդակի դիրքը կփոխվի F_s -ից մինչև F_M (նկ. 9.9 ա): Կիսահաղորդչի կողմից պոտենցիալ արգելքի ցածրացման հետևանքով հավասարակշռությունը կխախտվի և կանցնի հոսանք, որը հավասար կլինի մետաղից կիսահաղորդչի և հակառակ ուղղությամբ անցնող ջերմաէլեկտրոնային հոսանքների տարբերությանը՝

$$j = j_1 - j_2: \quad (9.30)$$

Կոնտակտը ուղիղ շեղելիս պոտենցիալ արգելքի բարձրությունը մետաղի կողմից չի փոփոխվել, ուստի և էլեկտրոնների հոսքը մետաղից կիսահաղորդչի անհավասարակշիռ վիճակում կլինի նույնը, ինչ որ հավասարակշիռ վիճակում: Այն ստեղծում է մետաղից կիսահաղորդչի ուղղված ջերմաէլեկտրոնային հոսանք, որը հավասար է

$$j_2 = AT^2 e^{-\Phi_M/kT}: \quad (9.31)$$

Կոնտակտով անցնող հոսանքի արդյունաբար խտությունը կորոշվի հետևյալ տեսքի արտահայտությամբ՝

$$j = j_1 - j_2 = AT^2 e^{-\Phi_M/kT} (e^{eV/kT} - 1) = j_S (e^{eV/kT} - 1): \quad (9.32)$$

Այստեղ

$$j_S = AT^2 e^{-\Phi_M/kT} \quad (9.33)$$

մեծությունը կոչվում է **հագեցման հոսանք**:

Մարտկոցի հակառակ միացման դեպքում (նկ.9.9բ) կիսահաղորդչի կողմից պոտենցիալ արգելքը կբարձրանա կիրառված պոտենցիալների տարբերության չափով և կոնտակտով հոսող հոսանքի խտության արտահայտությունը կլինի

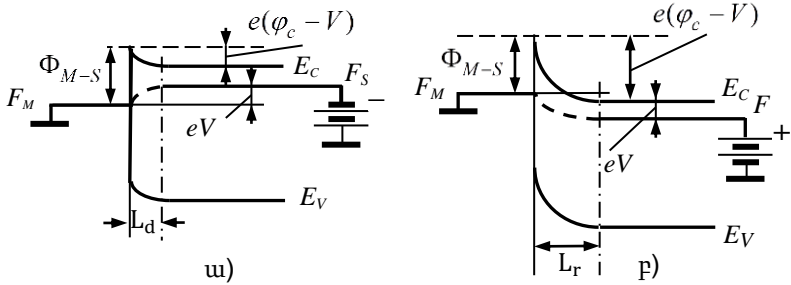
$$j = AT^2 e^{-(\Phi_S + e\varphi_c + eV)/kT} - AT^2 e^{-\Phi_M/kT} = j_S (e^{-eV/kT} - 1): \quad (9.34)$$

Եթե մարտկոցի ուղիղ միացման դեպքում V -ն համարենք դրական, իսկ հակառակ միացման դեպքում՝ բացասական մեծություն, ապա (9.32) և (9.34) հավասարությունները կարելի է գրել հետևյալ ձևով՝

$$j = j_S (e^{eV/kT} - 1): \quad (9.35)$$

Այս վերջին (9.35) արտահայտությունից հետևում է, որ ուղիղ շեղման դեպքում ($V > 0$) կոնտակտով անցնող հոսանքը կախված

լարումից աճում է էքսպոնենցիալ օրենքով, իսկ հակառակ շեղման դեպքում ($V < 0$) հոսանքը ձգտում է j_S մեծությանը: Այսպիսով, **մետաղ-կիսահաղորդիչ կոնտակտը ունի ուղղիչ հատկություններ:**



Նկ. 9.9. Մարտկոցի ուղիղ (ա) և հակառակ (բ) միացումները մետաղ-կիսահաղորդիչ կոնտակտին

Կոնտակտի մոտակա կիսահաղորդչի տիրույթը ծավալային լիցքի տիրույթ է, որի հաստությունը արտաքին լարման բացակայության դեպքում արտահայտվում է (9.28) բանաձևով: Մարտկոցի միացման դեպքում ծավալային լիցքի տիրույթի հաստությունը կազմում է

$$L = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0(\varphi_c - V)}{en_0}}, \quad (9.36)$$

որտեղ, ինչպես և (9.35)-ում, V -ի նշանը կախված է կիրառված լարման բևեռականությունից: Ուղիղ շեղման դեպքում ($V > 0$) ծավալային լիցքի տիրույթի L_d հաստությունը փոքր է փակող շերտի L_0 հաստությունից ջերմադինամիկական հավասարակշռության պայմաններում, իսկ հակառակ շեղման ($V < 0$) դեպքում $L_r > L_0$:

9.6. Հոսանքի ուղղման տեսություններ

Մետաղ-կիսահաղորդիչ կոնտակտի վոլտ-ամպերային բնութագրիծը (ՎԱԲ) հաշվելու համար օգտագործվում են երկու **տեսություններ դիոդային ու դիֆուզիոն:**

Եթե էլեկտրոնի ազատ վազքի l երկարությունը շատ փոքր է փակող շերտի L_0 հաստությունից, ապա այդ արգելքը անցնելիս լից-

քակիրները ցրվում են բազմաթիվ անգամներ: Այդ դեպքում պետք է հաշվի առնել հոսանքի n' դիֆուզիոն, n' դրեյֆային բաղադրիչները:

Ուղղման դիֆուզիոն տեսության կիրառության պայմանն է

$$L_0 \gg \frac{2e\varphi_c l}{kT} : \quad (9.37)$$

Եթե էլեկտրոնների ազատ վազքի l երկարության և փակող շերտի L_0 հաստության հարաբերակցությունն այնպիսին է, որ կատարվում է հակառակ

$$l \gg \frac{kT}{2e\varphi_c} L_0 \quad (9.38)$$

անհավասարությունը, ապա կարելի է համարել, որ լիցքակիրները թռչում-անցնում են փակող շերտը գրեթե բախումներ չկրելով: Այս դեպքում փակող շերտը նման է էլեկտրոնային լամպի էլեկտրոդների միջև եղած վակուումային տարածությանը: Հենց այս պատճառով էլ մետաղ-կիսահաղորդիչ կոնտակտի ՎԱԲ-ի հաշվարկի համար օգտագործվող տեսությունն այս դեպքում ստացել է **դիոդային** անվանումը:

Պարզ է, որ (9.38)-ի պայմանը կկատարվի այնքան լավ, որքան փոքր լինի L_0 -ն և մեծ՝ l -ը: Սակայն, փակող շերտի հաստությունը այնքան փոքր է, որքան մեծ է ազատ էլեկտրոնների հավասարակշիռ կոնցենտրացիան, իսկ էլեկտրոնների ազատ վազքի երկարությունը այնքան մեծ է, որքան մեծ է դրանց շարժունակությունը: Հետևաբար, **ուղղման դիոդային տեսությունը կիրառելի է բարձր շարժունակությամբ օժտված լիցքակիրների բարձր կոնցենտրացիայով կիսահաղորդիչների համար:**

Երկու տեսությունների դեպքում էլ ՎԱԲ-ի համար ստացվում է նույն արտահայտությունը՝

$$J = J_s \left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right),$$

սակայն հազեցման հոսանքների արժեքները տարբերվում են միմյանցից:

Դիոդային տեսության համար

$$(j_s)_{diode} = \frac{1}{4} en_s v_0:$$

Ուղղման դիողային տեսության համար j_s -ը որոշվում է էլեկտրոնների ջերմային արագությամբ և կիսահաղորդչի մակերևույթին ունեցած կոնցենտրացիայով:

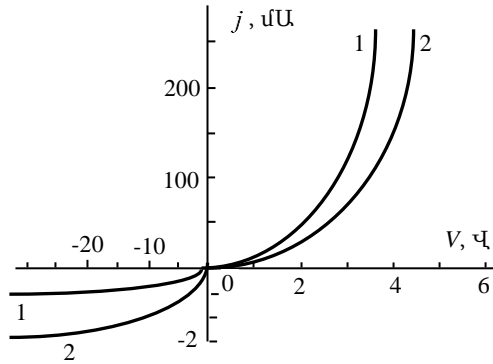
Ռիֆուզիոն տեսության դեպքում՝

$$(j_s)_{dif} = en_s \mu_n \mathcal{E}_s = en_s v_{s,dr},$$

որն ի տարբերություն դիողային տեսության հազեցման հոսանքի, կախված է կիրառված լարումից, այսինքն՝ արտահայտվում է կիսահաղորդչի մակերևույթին էլեկտրոնի ունեցած դրեյֆային արագության միջոցով:

Մետաղ-կիսահաղորդիչ կոնտակտի ՎԱԲ-երը դիողային և դիֆուզիոն տեսությունների համար ներկայացված են նկ. 9.10-ում:

Մետաղ-կիսահաղորդիչ կոնտակտը քննարկելիս ընդունեցինք, որ մետաղից ի վիճակի են դուրս գալու միայն Φ_M -ից բարձր էներգիա ունեցող էլեկտրոնները: Սովորական ջերմաստիճանների տակ այդպիսի բարձր էներգիա ունեցող էլեկտրոնների թիվը չնչին է: Սակայն նմուշների միջև շատ



Նկ. 9.10. Մետաղ-կիսահաղորդիչ կոնտակտի ՎԱԲ-ը հարաբերական միավորներով: 1՝ դիողային տեսություն, 2՝ դիֆուզիոն տեսություն

բարակ պոտենցիալ արգելքի առկայության դեպքում էլեկտրոնները կարող են հաղթահարել այն թունելային էֆեկտի միջոցով: Քվանտային մեխանիկայից հայտնի է, որ Φ_0 բարձրությամբ և δ լայնությամբ պոտենցիալ արգելքի D թափանցելությունը արտահայտվում է

$$D = e^{-\frac{2\delta}{h} \sqrt{2m^* (\Phi_0 - E_x)}}$$

բանաձևով, որտեղ $E_x = m^* v_x^2 / 2$, v_x -ը էլեկտրոնների արագությունն է նմուշի մակերևույթի ուղղությամբ: Եթե ընդունենք $\Phi_0 \approx 1$ էՎ, $\delta = 10^{-8}$ սմ, ապա $E_x \ll \Phi_0$ պայմանի դեպքում կստանանք $D = 1/3$:

Մա նշանակում է, որ այդքան բարակ արգելքները գործնականորեն թափանցիկ են էլեկտրոնների համար: Այդ իսկ պատճառով հետագայում մենք կընդունենք, որ այն բոլոր էլեկտրոնները, որոնց էներգիան գերազանցում է Φ_{M-S} -ը, ի վիճակի են անցնել կիսահաղորդիչ:

9.7. Էլեկտրոնային և խոռոչային կիսահաղորդիչների կոնտակտ

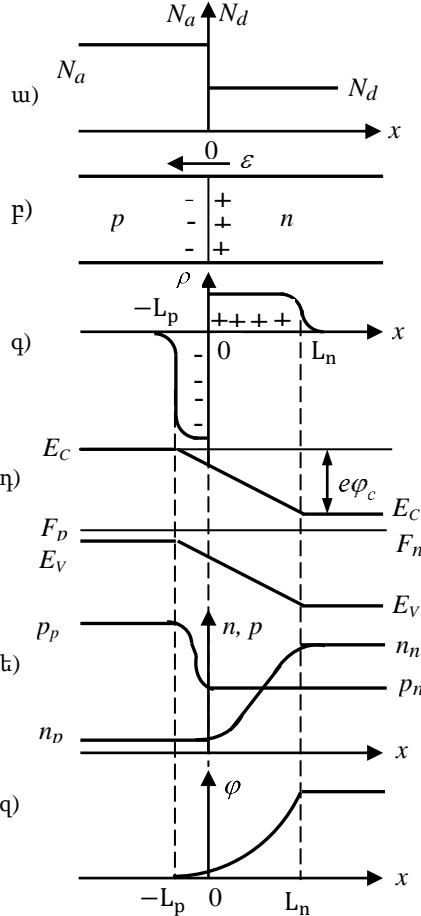
Քննարկենք n - և p - կիսահաղորդիչների կոնտակտում առաջացող երևույթները: Այդպիսի կոնտակտ ստեղծելու համար կիսահաղորդիչի մեջ ներմուծվում են ինչպես դոնորային, այնպես էլ ակցեպտորային խառնուրդներ: Դոնորային և ակցեպտորային խառնուրդների կոնցենտրացիաները փոփոխվում են այնպես, որ նմուշի մի մասում գերակշռում են դոնորները և այդ տիրույթը ունենում է էլեկտրոնային հաղորդականություն, իսկ մյուս մասում՝ ակցեպտորները և այն ունենում է խոռոչային հաղորդականություն: Հետևաբար բյուրեղի որոշ տիրույթում տեղի է ունենում էլեկտրահաղորդականության տեսակի փոփոխություն էլեկտրոնայինից խոռոչայինի: Հակառակ տեսակի էլեկտրահաղորդականությամբ նյութերի միջև այդպիսի անցումը կոչվում է **p - n անցում**: Դիտարկենք կտրուկ p - n անցում և ենթադրենք, որ p -կիսահաղորդիչը ավելի ուժեղ է լեգիրացված, քան n -մասը, այսինքն՝ $N_a > N_d$ (նկ.9.11ա): Դիցուք, p -տիրույթում հիմնական լիցքակիրների կոնցենտրացիան p_p -է, ոչ հիմնական լիցքակիրներինը՝ n_p , իսկ n -տիրույթում էլեկտրոններինը՝ n_n , իսկ խոռոչներինը՝ p_n : Ենթադրենք նաև, որ դոնորների և ակցեպտորների էներգետիկական մակարդակներն այնքան մոտ են գտնվում համապատասխանաբար E_C գոտու հատակին և E_V գոտու առաստաղին, որ դրանք ամբողջովին իոնացված են: Այդ դեպքում

$$p_p = N_a, \quad n_n = N_d$$

և ջերմադինամիկական հավասարակշռության վիճակում այլասերման բացակայության դեպքում

$$p_p n_p = n_n p_n = n_i^2: \tag{9.39}$$

Տարբեր տեսակի էլեկտրահաղորդականությամբ կիսահաղորդիչների միջև կոնտակտի առաջացման դեպքում p-n անցման տիրույթում գոյություն կունենա էլեկտրոնների և խոռոչների կոնցենտրացիայի ուժեղ գրադիենտ: Դրա հետևանքով կսկսվի էլեկտրոնների



Նկ. 9.11. Խառնուրդների բաշխումը (ա), լիցքերի բաժանումն ու էլեկտրական դաշտի առաջացումը (բ), ծավալային լիցքի բաշխումը (գ), գոտիական կառուցվածքը (դ), էլեկտրոնների և խոռոչների կոնցենտրացիաների բաշխումը (ե), պոտենցիալի փոփոխությունը n-p կոնտակտում (զ)

դիֆուզիա n-տիրույթից դեպի p-տիրույթ և խոռոչների դիֆուզիա՝ p-ից n-տիրույթ: Դիֆուզիոն հոսքերի առաջացումը կհանգեցնի լիցքերի բաժանման, ինչի հետևանքով կառաջանա դրական ծավալային լիցք անցմանը հարող n-տիրույթում և բացասական լիցք՝ անցմանը հարող p-տիրույթում (նկ. 9.11 բ, գ): Ծավալային այդ լիցքերը կոնտակտի տիրույթում կստեղծեն էլեկտրոնների և խոռոչների շարժմանը խանգարող էլեկտրական ուժեղ դաշտ՝ ուղղված n-ից p-տիրույթ: Այս ամենի արդյունքում կհաստատվի հավասարակշիռ վիճակ, ինչը կբնութագրվի Ֆերմիի մակարդակի հաստատունությամբ ողջ կիսահաղորդչում, իսկ անցման տիրույթում, որտեղ կա էլեկտրական դաշտ, էներգետիկ գոտիները կծռվեն (նկ. 9.11 դ):

Էներգետիկ գոտիների ծռվելը կհանգեցնի էլեկտրոնների և խոռոչների կոնցենտրացիաների վերա-

բաշխման (նկ. 9.11 ե) և կփոխվի էլեկտրաստատիկ պոտենցիալի ընթացքը p-n անցման տիրույթում (նկ. 9.11 զ): Ինչպես երևում է նկ. 9.12-ից հիմնական լիցքակիրները կոնտակտով անցնելիս պետք է հաղթահարեն $e\varphi_c$ բարձրությամբ պոտենցիալ արգելք: Ոչ հիմնական լիցքակիրների անցումն իրականացվում է p-n անցման էլեկտրական դաշտի ազդեցությամբ: Ջերմադինամիկական հավասարակշռության վիճակում հիմնական լիցքակիրների դիֆուզիոն j_{bp} և j_{bn} հոսանքները հավասարակշռվում են ոչ հիմնական լիցքակիրների j_{mp} և j_{mn} դիֆուզիոն հոսանքներով, ինչի հետևանքով արդյունաբար հոսանքը p-n անցման միջով հավասար է զրոյի: Ենթադրենք, Φ_n -ը էլեկտրոնների էլքի աշխատանքն է էլեկտրոնային, իսկ Φ_p -ն՝ խոռոչային կիսահաղորդչից: Այդ դեպքում p-n անցման պոտենցիալ արգելքի բարձրությունը ջերմադինամիկական հավասարակշռության դեպքում կլինի

$$e\varphi_c = \Phi_p - \Phi_n = (\chi - E_C + F_p) - (\chi - E_C + F_n) = F_p - F_n : \quad (9.40)$$

Քանի որ դոնորային և ակցեպտորային խառնուրդները ամբողջովին իննացված են, ապա

$$e\varphi_c = E_g - kT \ln \frac{N_v}{N_a} - kT \ln \frac{N_c}{N_d} : \quad (9.41)$$

$$n_i^2 = N_c N_v e^{-\frac{E_g}{kT}}, \quad (9.42)$$

(9.41)-ից կստանանք

$$e\varphi_c = kT \ln \left(\frac{n_n p_p}{n_i^2} \right),$$

կամ

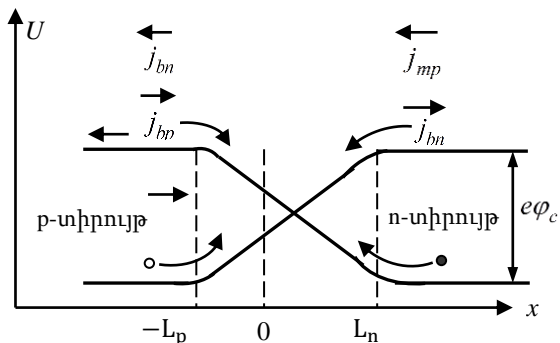
$$n_i^2 = n_n p_n = p_p n_p, \quad \frac{p_n}{p_p} = \frac{n_p}{n_n} = e^{-\frac{e\varphi_c}{kT}} : \quad (19.43)$$

Այսպիսով, կոնտակտային պոտենցիալների տարբերությունը p-n անցման վրա այնքան ուժեղ է, որքան ուժեղ են լեգիրացված կիսահաղորդչի p- և n- տիրույթները. դրա առավելագույն արժեքը չալասերված կիսահաղորդչի համար հավասար է

$$\varphi_{c \max} = \frac{1}{e} E_g : \quad (9.44)$$

Օգտագործելով (9.43)-ը կարելի է ստանալ բանաձևեր հիմնական և ոչ հիմնական լիցքակիրների կոնցենտրացիաների համար՝

$$p_n = p_p e^{-\frac{e\varphi_c}{kT}}, \quad n_p = n_n e^{-\frac{e\varphi_c}{kT}} : \quad (9.45)$$



Նկ. 9.12. Պոտենցիալ արգելքները խոռոչների և էլեկտրոնների համար p-n անցման մեջ: o - խոռոչներ, • - էլեկտրոններ

Էլեկտրոնի էլքի աշխատանքը կիսահաղորդչից բավական մեծ է (մի քանի էՎ), և սենյակային ջերմաստիճանում գործնականորեն չկան այնպիսի էլեկտրոններ, որոնք ունենան բավարար էներգիա բյուրեղը քթելու համար: Սակայն էլեկտրոնները հանգիստ կարող են n-տիրույթից անցնել p-տիրույթ՝ հաղթահարելով առաջացած պոտենցիալ արգելքը:

Քանի որ p-տիրույթն ավելի ուժեղ է լեգիրացված քան n-տիրույթը, ապա $p_p \gg n_n$, հետևաբար ցածրաօհմ ծավալային լիցքի տիրույթի հաստությունը խոռոչային մասում (L_p) ավելի փոքր կլինի քան էլեկտրոնայինում (L_n), այսինքն՝ $L_n > L_p$ (նկ.9.11գ), իսկ ծավալային լիցքի ողջ տիրույթը կկազմի

$$L_0 = L_n + L_p : \quad (9.46)$$

p-n անցման ծավալային լիցքի լրիվ հաստությունը կլինի՝

$$L_0 = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{e} \varphi_c \frac{n_n + p_p}{n_n p_p}} : \quad (9.47)$$

Որքան ուժեղ է կիսահաղորդչի լեգիրացման աստիճանը, այնքան փոքր է ծավալային լիցքի տիրույթի L_0 հաստությունը: Եթե տիրույթներից մեկը շատ ավելի ուժեղ է լեգիրացված մյուսից, ապա էլեկտրաստատիկ պոտենցիալի անկման մեծ մասը բաժին է հասնում բարձրաօհմ տիրույթին (նկ. 9.11 գ):

Ինչպես հետևում է նկ. 9.11 ե-ից, p-ն անցման տիրույթում լիցքակիրների կոնցենտրացիան զգալիորեն նվազում է: Այդ իսկ պատճառով անցման դիմադրությունը շատ ավելի մեծ է, քան նույն մակերեսով և հաստությամբ (ինչ որ ծավալային լիցքի տիրույթը) p- և n-տեսակի կիսահաղորդիչների դիմադրությունները: Հետևաբար, p-ն անցումը բարձր տեսակարար հաղորդականության տիրույթների միջև գտնվող ցածր տեսակարար հաղորդականությամբ շերտ է, ուստի և ունի կոնդենսատորի հատկություններ: Միավոր մակերեսի ունակությունը կամ արգելքային ունակությունը որոշվում է հետևյալ կերպ

$$C = \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{L_0} \quad (9.48)$$

9.8. Ուղղումը p-ն անցմամբ

Այժմ քննարկենք p-ն անցում, որին կիրառվել է արտաքին V լարում, “-” բևեռը էլեկտրոնային, իսկ “+” բևեռը՝ խոռոչային կիսահաղորդիչներին, այսինքն՝ կիրառվել է ուղիղ ուղղությամբ լարում (նկ. 9.13 բ): Քանի որ անցման ծավալային լիցքի տիրույթի դիմադրությունը բարձր է, ապա լարման անկումը հիմնականում կլինի այդ տիրույթի վրա: Դրա հետևանքով պոտենցիալ արգելքի բարձրությունը կնվազի eV չափով համեմատած հավասարակշիռ վիճակի հետ (նկ. 9.13 ա), համապատասխանաբար կփոփոխվի նաև փակող շերտի հաստությունը: Դա հաշվելու համար հարկավոր է (9.47) բանաձևի փոխարեն օգտագործել հետևյալ արտահայտությունը՝

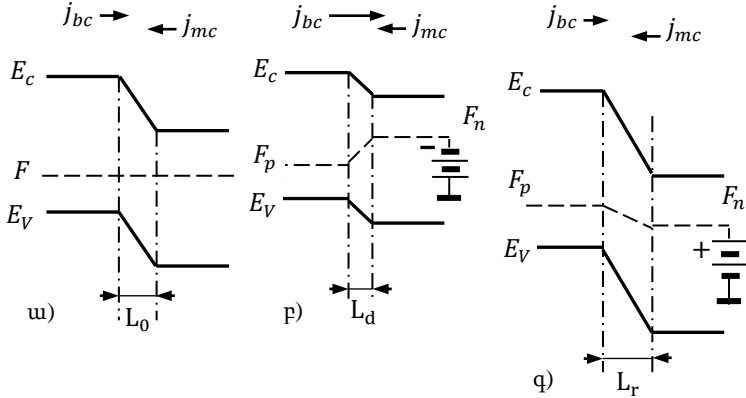
$$L_d = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0(\varphi_c - V) n_n + p_p}{e n_n p_p}} \quad (9.49)$$

$$j = j_{bc} - j_{mc} : \quad (9.50)$$

Պոտենցիալ արգելքի ցածրացումը կհանգեցնի հիմնական լիցքակիրների հոսքի ավելացման, քանի որ էլեկտրոնների մեծ մասը n-տիրույթից կանցնի p-տիրույթ և խոռոչների մեծ մասը՝ p-տիրույթից n-տիրույթ:

Միևնույն ժամանակ ոչ հիմնական լիցքակիրների հոսքը անցման միջով գործնականորեն կմնա անփոփոխ: Արդյունքում արտաքին շղթայով կանցնի հիմնական և ոչ հիմնական լիցքակիրների հոսանքների տարբերությանը հավասար և p-ից n-տիրույթ ուղղված

հոսանք (նկ. 9.13 բ), այսինքն՝ *n*-տիրույթում հայտնված հավելյալ ոչ հիմնական լիցքակիրները՝ Δp քանակով խոռոչները, առաջին պահին կոնտակտի մոտ կստեղծեն դրական ծավալային լիցք:



Նկ. 9.13. *p-n* անցման էներգետիկ դիագրամը ջերմադինամիկական հավասարակշռության վիճակում (ա), անցմանը ուղիղ (բ) և հակառակ (գ) շեղման լարում կիրառելիս

Սակայն, մաքսվելյան ռելաքսացիայի ժամանակով որոշվող շատ կարճ ժամանակ անց այդ լիցքը կկոմպենսացվի հիմնական լիցքակիրների՝ էլեկտրոնների ծավալային լիցքով: Վերջիններս Δn քանակով կձգվեն *n*-տիրույթի խորքերից հավելյալ խոռոչներով ստեղծվող էլեկտրական դաշտի ազդեցության տակ, իսկ *n*-տիրույթ էլեկտրոններ կտրվեն արտաքին շղթայից: Այսպիսով, *n*-կիսահաղորդչի բոլոր մասերում կպահպանվի էլեկտրաչեզոքությունը, սակայն *p-n* անցման մերձկոնտակտային տիրույթում էլեկտրոնների և խոռոչների կոնցենտրացիաները կաճեն հավասարակշիռ վիճակի հետ համեմատած $\Delta n = \Delta p$ չափով: Ուղիղ շեղված *p-n* անցման օգնությամբ լիցքակիրների ներմուծումը կիսահաղորդչի այն տիրույթ, որտեղ դրանք դառնում են ոչ հիմնական կոչվում է **խմբեկցիա**: Այժմ արդեն խոռոչների կոնցենտրացիան *n*-տիրույթում կոնտակտի մոտակայքում հավասար կլինի

$$p = p_n + \Delta p : \tag{9.51}$$

Դրա որոշման համար ստացիոնար պայմաններում $x = L_n$ դեպքում և այլասերվածության բացակայության ժամանակ

$$p(L_n) = p_p e^{\frac{e(\varphi_c - V)}{kT}} = p_n e^{\frac{eV}{kT}}, \quad (9.52)$$

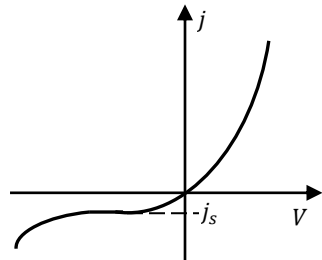
որտեղից հետևում է, որ հավելյալ խոռոչների կոնցենտրացիան n - տիրույթում $x = L_n$ դեպքում հավասար է

$$\Delta n(L_n) = p - p_n = p_n \left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right): \quad (9.53)$$

Համանման երևույթներ ընթանում են նաև p -տիրույթում. այստեղ n - տիրույթից ինժեկտվում են էլեկտրոններ, և հավելյալ էլեկտրոնների կոնցենտրացիան կազմում է՝

$$\Delta n(-L_p) = n_p \left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right): \quad (9.54)$$

Ինչպես հետևում է (9.53) և (9.54) արտահայտություններից p - n անցմանը կիրառված ուղիղ լարման աճից ինժեկտվող ոչ հիմնական լիցքակիրների կոնցենտրացիաները կտրուկ աճում են, ինչը հանգեցնում է կոնտակտով ուղիղ ուղղությամբ անցնող հոսանքի ուժեղ աճի: Եթե արտաքին լարումը կիրառված է հակառակ ուղղությամբ (նկ. 9.13 գ), այսինքն՝ “+”-ը էլեկտրոնային կիսահաղորդչին, պոտենցիալ արգելքը բարձրանում է և հաստանում է փակող շերտը: Դրա արժեքը որոշելու համար հարկավոր է (9.52)-ում տեղադրել V -ի արժեքը բացասական նշանով: Որքան ուժեղ է շեղված անցումը հակառակ ուղղությամբ, այնքան փոքր է հիմնական այն լիցքակիրների քանակը, որոնք ի վիճակի են հաղթահարել բարձրացած պոտենցիալ արգելքը: Դրան համապատասխան հիմնական լիցքակիրների կոնցենտրացիան մերձկոնտակտային տիրույթում նվազում է հավասարակշիռ վիճակի հետ համեմատած,



Նկ. 9.14. p - n անցման ՎԱԲ-ը

նվազում է նաև ոչ հիմնական լիցքակիրների քանակը էլեկտրաչեզոքություն ապահովելու պատճառով: Այս երևույթը կոչվում է **լիցքակիրների էքստրակցիա**: Էլեկտրոնների հավելյալ կոնցենտ-

րացիան p -տիրույթում նախկինի պես կորոշվի (9.52)-ով, միայն թե արդեն V -ի նշանը դառնում է բացասական: Այսպիսով, p -ն անցմանը մարտկոցի հակառակ միացման դեպքում հիմնական լիցքակիրների հոսանքը ավելի փոքր կլինի քան հավասարակշիռ վիճակում, իսկ ոչ հիմնական լիցքակիրների հոսանքը գործնականորեն չի փոփոխվի: Ուստի և արդյունաբար հոսանքը p -ն անցման միջով ուղղված կլինի n -տիրույթից p -տիրույթ և հակառակ լարման աճից սկզբում աննշան կաճի, իսկ հետո կձգտի որոշ մեծության, որը կոչվում է **հազեցման հոսանք**: Հետևաբար, p -ն անցումն ունի ոչ գծային ՎԱԲ (նկ. 9.14):

Քննարկենք բարակ p -ն անցման դեպքը: Ընդունենք, որ

✓ Լիցքակիրները թռչում-անցնում են ծավալային լիցքի տիրույթով առանց ռեկոմբինացիայի, այսինքն՝ փակող շերտի հաստությունը զգալիորեն փոքր է դիֆուզիոն երկարությունից՝ $L_0 \ll L_D$:

✓ Կիսահաղորդչի երկու տիրույթներն ուժեղ լեգիրացված են, այսինքն՝ $p_p \gg n_i$ և $n_n \gg n_i$: Շնորհիվ դրա լարման անկումը նմուշի վրա կարելի է արհամարհել:

✓ Մետաղի հետ կիսահաղորդչի կոնտակտները, հակափակող են և բավական հեռու են անցումից, այնպես որ անհավասարակշիռ լիցքակիրները ամբողջովին ռեկոմբինացվում են չհասած դրանց: Լարման անկումն այդ կոնտակտների վրա նույնպես կարելի է արհամարհել և համարել, որ պոտենցիալների արտաքին ողջ տարբերությունը կիրառված է p -ն անցմանը:

✓ Գրավման թակարդները և մակերևութային ռեկոմբինացիան բացակայում են: Լիցքակիրների հավելյալ կոնցենտրացիայի նվազումը տեղի է ունենում միայն կիսահաղորդչի ծավալում դրանց ռեկոմբինացիայի հաշվին: Այն կհամարենք գծային:

Նշված մոտավորություններով կատարված հաշվարկը ցույց է տալիս, որ բարակ p -ն անցման ՎԱԲ-ը կնկարագրվի հետևյալ կերպ՝

$$j = j_s \left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right), \quad (9.55)$$

որտեղ հազեցման j_s հոսանքի խտությունը հավասար է

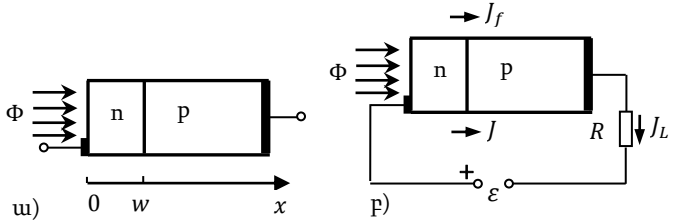
$$j_s = j_{sn} + j_{sp} = e \left(\frac{D_n n_p}{L_n} + \frac{D_p p_n}{L_p} \right) = e n_i^2 \left(\frac{D_n}{L_n p_p} + \frac{D_p}{L_p n_n} \right): \quad (9.56)$$

(9.55) առնչությունից երևում է, որ ուղիղ շեղման դեպքում բարակ p -ն անցումով հոսող հոսանքը ևս աճում է էքսպոնենցիալ

օրենքով, իսկ բացասական լարման աճից՝ ձգտում է j_s -ին: Բարակ p - n անցման ուղղիչ հատկություններն այնքան լավն են, որքան ցածր է հազեցման հոսանքը: Վերջինս, ըստ (9.56)-ի, նվազում է հիմնական լիցքակիրների n_n և p_p կոնցենտրացիաների աճից (այսինքն՝ լեգիրացման աստիճանի բարձրացումից) և ոչ հիմնական լիցքակիրների կյանքի τ_n և τ_p ժամանակների աճից: Ջերմաստիճանի բարձրացումը հանգեցնում է սեփական n_i կոնցենտրացիայի, հետևաբար նաև՝ հազեցման հոսանքի բարձրացման:

9.9. Ֆոտոդիոդ: Աշխատանքի սկզբունքը, ՎԱԲ-ը

Ֆոտոդիոդը կիսահաղորդչային սարք է, որում օգտագործվում է p - n սահմանի վրա ճառագայթմամբ ստեղծված անհավասարակշիռ լիցքակիրների բաժանման երևույթը: Մխեմատիկորեն ֆոտոդիոդը պատկերված է նկ. 9.15 ա-ում: Սովորաբար ֆոտոդիոդ պատրաստվում է Ge-ի կամ Si-ի միաբյուրեղից: Լուսավորվող տիրույթը (նկ. 9.16 ա-ում n -տիրույթը) սովորաբար թույլ է լեգիրացված, ոչ հիմնական լիցքակիրների կյանքի τ_p տևողությունը, հետևաբար դիֆուզիոն երկարությունը մեծ է: Եթե n -տիրույթի w հաստությունը բավականաչափ փոքր է այդ տիրույթում խոռոչների դիֆուզիոն L_p երկարությունից, ապա այդ լիցքակիրների մեծ մասը չի հասցնի վերամիավորվել և կհասնի p - n անցման սահմանին:



Նկ. 9.15. Ֆոտոդիոդի սխեմատիկ պատկերը (ա) և միացման սխեման (բ)

Դիտարկենք ֆոտոդիոդի աշխատանքը: Լուսավորման բացակայության դեպքում p - n անցման միջով n -ից p -տիրույթ և հակառակ ուղղությամբ լիցքակիրների ջերմային հոսքերը հավասար են: n -տիրույթի լուսավորման դեպքում առաջանում են անհավասարակշիռ էլեկտրոններ և խոռոչներ: Էլեկտրոնների կոնցենտրացիայի

փոփոխությունը n -տիրույթում կարելի է հաշվի չառնել, քանի որ այդ փոփոխությունը էլեկտրոնների հավասարակշիռ կոնցենտրացիայի համեմատ սովորաբար այնքան էլ մեծ չէ և դրանց միայն չնչին մասը, հաղթահարելով պոտենցիալ արգելքը, կարող է անցնել կիսահաղորդչի p -տիրույթ: Խոռոչների կոնցենտրացիայի բարձրացումը հանգեցնում է նրան, որ p - n անցման միջով անցնում է դեպի p -տիրույթ ուղղված խոռոչային հոսանք: Լուսավորմամբ պայմանավորված խոռոչային հոսանքի մեծությունը նշանակենք J_f -ով: Այդ հոսանքի առկայությունը խախտում է ջերմային հավասարակշռությունը, ինչի հետևանքով կիսահաղորդչի p -տիրույթը լիցքավորվում է դրականապես n -տիրույթի նկատմամբ: Այդ ձևով առաջացող պոտենցիալների φ տարբերությունը ցածրացնում է պոտենցիալ արգելքը, ինչը համարժեք է անցմանը ուղիղ լարում կիրառելուն: Պոտենցիալների այդ տարբերությունը առաջացնում է խոռոչների ուղիղ հոսանք, որը հակազդում է ոչ հիմնական լիցքակիրների դիֆուզիոն J_f հոսանքին: Եթե պոտենցիալների տարբերությունը անցման վրա φ է, ապա ինժեկցիոն հոսանքը հավասար կլինի

$$J_L = J_S \left[\exp\left(\frac{\varphi}{\varphi_T}\right) - 1 \right], \quad (9.57)$$

որտեղ J_S -ը p - n անցման հազեցման հոսանքն է, $\varphi_T = kT/e$ -ն՝ ջերմային պոտենցիալը:

Արդյունքում կիսատատվի դիմամիկ հավասարակշռություն J_f հոսանքի և ինժեկտված լիցքակիրների հոսանքի միջև՝

$$J_f - J_S \left[\exp\left(\frac{\varphi}{\varphi_T}\right) - 1 \right] = 0: \quad (9.58)$$

Եթե ֆոտոդիոդի սեղմակներին միացվի լարման U աղբյուր, ապա շղթայով կանցնի հոսանք, որի մեծությունը կ որոշվի p - n անցման միջով հանդիպակաց հոսանքների տարբերությամբ՝

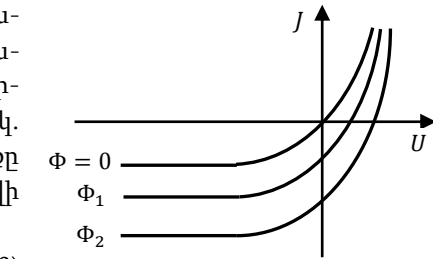
$$J = J_f(\Phi) - J_S \left[\exp\left(\frac{U}{\varphi_T}\right) - 1 \right]: \quad (9.59)$$

Տիրույթների օհմական դիմադրություններն արհամարհվում են, այդ պատճառով անցման շեղումը որոշվում է միայն արտաքին աղբյուրի U լարման ազդեցությամբ: (9.59) հավասարումը նկարագրում է ֆոտոդիոդի ՎԱԲ-ի ընտանիք (նկ. 9.16): Բնութագրերի ընտանիքի պարամետր է լուսային հոսքի Φ մեծությունը:

Դիցուք ֆոտոդիոդին հաշորդաբար միացված է արտաքին լարման \mathcal{E} աղբյուր և արտաքին R դիմադրություն (նկ. 9.15 բ): Անցման միջով հոսանքը այս դեպքում նույնպես կորոշվի հետևյալ

$$J = J_f - J_s \left[\exp\left(\frac{U}{\varphi_T}\right) - 1 \right] \quad (9.60)$$

բանաձևով: Անցման վրա լարման մեծությունը լուսային Φ հոսքի և արտաքին \mathcal{E} լարման միաժամանակյա ազդեցության արդյունք է: Բեռի R դիմադրության միջով անցնող հոսանքի մեծությունը կլինի



Նկ. 9.16. Ֆոտոդիոդի ՎԱԲ ընտանիքը

(9.60)-ից և (9.61)-ից կստանանք ֆոտոդիոդի հիմնական հավասարումն արտաքին շեղման առկայության դեպքում՝

$$J_f - J_s \left[\exp\left(\frac{U}{\varphi_T}\right) - 1 \right] = \frac{U + \mathcal{E}}{R} = J: \quad (9.62)$$

Ֆոտոդիոդներն աշխատում են երկու ռեժիմներով՝ **փականային և ֆոտոդիոդային**: Փականային ռեժիմը բնութագրվում է ֆոտոդիոդի շղթայում արտաքին լարման աղբյուրի բացակայությամբ:

Ֆոտոդիոդի փականային ռեժիմով աշխատանքի դեպքում (9.62) հավասարումը կընդունի հետևյալ տեսքը՝

$$J_f - J_s \left[\exp\left(\frac{U}{\varphi_T}\right) - 1 \right] = \frac{U}{R} = J: \quad (9.63)$$

Բաց արտաքին շղթայի դեպքում ($R \rightarrow \infty$) անցման վրա φ լարման մեծությունը կոչվում է **փականային ֆոտոէլշու**, φ_ϕ : Վերջինիս համար (9.63) -ից կստանանք՝

$$\varphi_\phi = \varphi_T \ln\left(\frac{J_f}{J_s}\right): \quad (9.64)$$

Կարճ միացման ռեժիմում ($R = 0$) ֆոտոդիոդի սեղմակների վրա $U = 0$ և հոսանքը արտաքին շղթայում՝ $J = J_f$, որը հետևում է (9.63)-ից: Այս դեպքում կարճ միացման J հոսանքը ստեղծվում է միայն լույսով առաջացած անհավասարակշիռ խոռոչների հոսքով:

Կարճ միացման J_f հոսանքի և ֆոտոդիոդի մակերևույթի վրա ընկնող լուսային Φ հոսքի միջև կապը գծային է՝

$$J_f = e\beta\chi \frac{\Phi}{h\nu}, \quad (9.65)$$

որտեղ β -ն քվանտային էլքն է՝ մեկ լուսային քվանտի միջոցով ստեղծված էլեկտրոն-խոռոչ զույգերի թիվը, χ -ն՝ տեղափոխման գործակիցը, որը հաշվի է առնում լուսային հոսքի ազդեցության տակ առաջացած լիցքակիրների ընդհանուր թվից չվերամիավորված լիցքակիրների մասը:

Մարքի ֆոտոդիոդային ռեժիմում աշխատանքը բնութագրվում է անցման վրա հակադարձ լարման առկայությամբ: Այդ ռեժիմում պոտենցիալ արգելքի բարձրությունը մեծանում է և, անցումով անցնող հոսանքը կորոշվի ոչ հիմնական լիցքակիրներով: Ֆոտոդիոդով անցնող հոսանքը հագեցման հոսանքն է: Իրոք, բավականաչափ բարձր հակադարձ լարումների դեպքում $J = J_f + J_s$: Անցմանը կիրառված ցածր լարումների դեպքում ($U \ll \varphi_T$) (9.62) արտահայտությունը շարքի վերլուծելուց հետո կստանանք՝

$$J = J_f + J_s \frac{U}{\varphi_T} = J_f + \frac{U}{R_0}:$$

Այստեղ $R_0 = \varphi_T / J_s$ մեծությունը համապատասխանում է p -ո անցման ներքին դիմադրությանը զրոյական շեղման դեպքում: Հետևաբար U -ի ցածր արժեքների դեպքում հոսանքը արտաքին շղթայում գրեթե հավասար է կարճ միացման հոսանքին ($J \approx J_f$):

Ֆոտոդիոդի լուսային բնութագիրը ֆոտոհոսանքի կախվածությունն է ֆոտոդիոդի վրա ընկնող լուսային Φ հոսքից: Ֆոտոդիոդային ռեժիմում լուսային բնութագիրը գծային է Φ -ի փոփոխության լայն միջակայքում, ինչը ֆոտոդիոդի առավելություններից է: Կարճ միացման ռեժիմում ֆոտոդիոդի լուսային բնութագիրը ոչ գծային է:

Ֆոտոդիոդի կարևոր բնութագրերից են **սպեկտրալ և ինտեգրալ զգայնությունները**: Ֆոտոդիոդի զգայնություն են անվանում ֆոտոհոսանքի հարաբերությունը լուսային հոսքի մեծությանը՝

$$K = \frac{I_f}{\Phi}:$$

Ֆոտոդիոդի զգայնությունը մոնոքրոմատիկ լույսի նկատմամբ տարբեր է տարբեր երկարության ալիքների համար: Դիոդի զգայնության կախվածությունը ալիքի երկարությունից անվանում են **ֆոտոդիոդի սպեկտրալ բնութագիր**:

Օգտվելով հայտնի $v = c/\lambda$ առնչությունից՝ կարելի է ստանալ սպեկտրալ զգայնության կախումն ալիքի λ երկարությունից՝

$$K = \frac{I_f}{\Phi} = \frac{e\beta\chi\lambda}{hc},$$

որտեղ c -ն լույսի տարածման արագությունն է վակուումում:

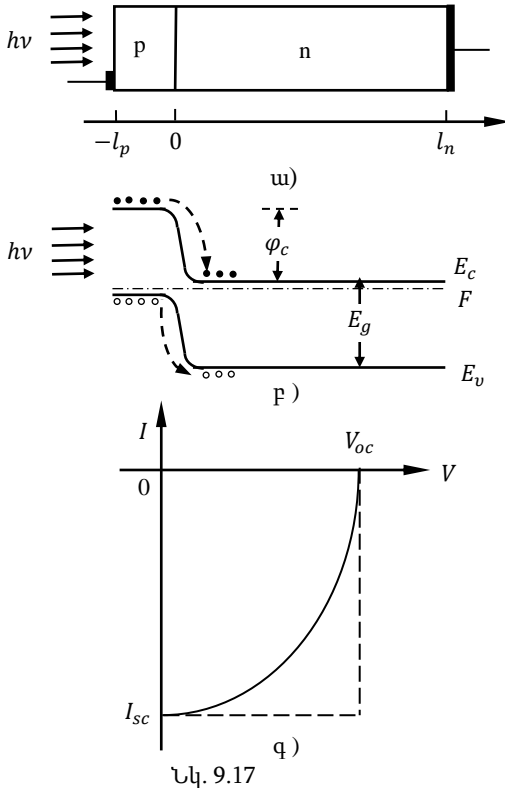
Սպեկտրալ զգայնությունը պետք է գծայնորեն կախված լինի λ -ից և անցնի կոորդինատների սկզբնակետով, սակայն կարճ ալիքների տիրույթում զգայնությունը փոքրանում է կապված է այն բանի հետ, որ λ -ի փոքրացման դեպքում լուսային էներգիան կլանվում է մերձակերևութային շատ բարակ շերտում, որտեղ գրավման կենտրոններով պայմանավորված անհավասարակշիռ լիցքակիրների ուկլոմֆինացիայի արագությունը անհամեմատ ավելի մեծ է, քան խորքում: Ֆոտոզգայնության անկումը մեծ λ -ի տիրույթում համապատասխանում է նյութի սեփական կլանման եզրին, երբ քվանտի $h\nu$ էներգիան մոտավորապես հավասար է արգելված գոտու լայնությանը:

9.10. Ֆոտոէլեմենտներ

Ֆոտոէլեկտր կիսահաղորդչում հայտնագործվել է դեռևս 1876 թ. սելենում: Ֆոտոէլեկտի հիման վրա ստեղծվող սարքերի զարգացման հաջորդ քայլը 1952 թ. Պիրսընի, Չապլինի և Ֆաուլերի կողմից p - n անցումներով ֆոտոէլեմենտի ստեղծումն էր Si -ից: p - n անցման մեջ էլեկտրական հոսանքը n -կիսահաղորդչում տեղափոխվում է էլեկտրոններով, իսկ p -տիրույթում՝ խոռոչներով: Էլեկտրոնային և խոռոչային տեղամասերի միջև գոյություն ունի պոտենցիալների կոնտակտային φ_c տարբերություն, որի մեծությունը կախված է լեգիրացնող դոնորների և ակցեպտորների կոնցենտրացիաներից և առաջին մոտավորությամբ հավասար է կիսահաղորդչի արգելված գոտու լայնությանը (նկ. 9.17): Ինժեներական հաշվարկների ժամանակ հաճախ ընդունվում է $\varphi_c \approx 0.7 E_g/e$: Երբ լուսավորում ենք p - n անցումը $h\nu \geq E_g$ էներգիայով ֆոտոններով, վերջիններս կլանվելով ստեղծում են լրացուցիչ անհավասարակշիռ լիցքակիրներ համապատասխան էներգետիկ գոտիներում (նկ. 9.17): Դիֆուզվելով դեպի p - n անցում՝ այդ լիցքակիրներն ընկնում են պոտենցիալների կոնտակտային տարբերության շնորհիվ ստեղծված ներքին էլեկտրական դաշտ և բաժանվում միմյանցից: p - n անցման

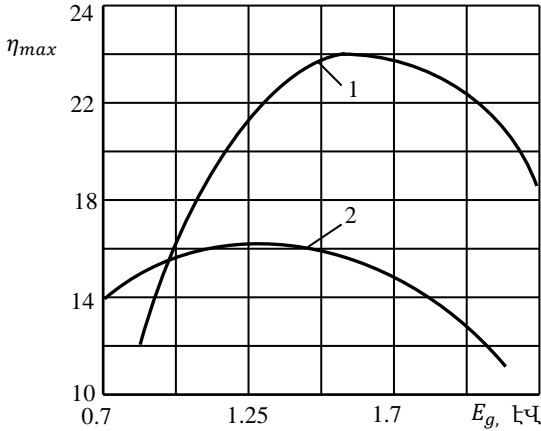
մեջ առաջանում է ֆոտոէլեկտրոն, որի առավելագույն արժեքը լուսավորվածության բարձր մակարդակի դեպքում մոտավորապես հավասարվում է կոնտակտային պոտենցիալների տարբերությանը: Կիսահաղորդչի E_g -ի փոքրացման դեպքում ֆոտոհոսանքն աճում է, (զգայնությունը տարածվում է ավելի լայն սպեկտրալ տիրույթ), սակայն նվազում է ֆոտոէլեկտրոնի (φ_c -ի փոքրացման հետևանքով): Կիսահաղորդչի E_g -ի աճի դեպքում Արեգակի սպեկտրի մեծ մասն անցնում է կիսահաղորդչով առանց կլանման, ֆոտոհոսանքը նվազում է, ֆոտոէլեկտրոնն աճում:

Ուստի $\eta_{max}(E_g)$ կախումը առավելագույն կետ ունեցող կոր է և առավելագույն արժեք է ընդունում այն ֆոտոէլեմենտների համար, որոնք պատրաստվում են $E_g \approx 1.1-1.6$ էՎ լայնությամբ կիսահաղորդչիցներին:



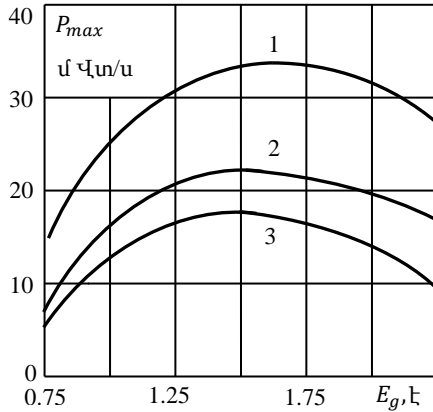
(GaAs, AlSb, CdTe և այլն, նկ. 9.18): p-n անցումներով ֆոտոէլեմենտների առավելագույն օգգ-ի տարբերությունը Si-ի և ավելի լայնազոտի կիսահաղորդչիցների միջև զգալի չէ, ուստի և Si-ը մնացել է որպես արեգակնային էներգիայի փոխակերպիչների հիմնական նյութ: Նկ. 9.19-ում պատկերված է արեգակնային էլեմենտի առավելագույն տեսակարար հզորության կախվածությունը կիսահաղորդչի E_g -ից:

Քննարկենք արեգակնային էլեմենտներում օգգ-ի արժեքի ձևավորման գործընթացը:



Նկ. 9.18. Արտամթնոլորտային պայմաններում գտնվող արեգակնային էլեմենտի առավելագույն օգգ-ի կախումը օգտագործվող կիսահաղորդչի E_g ից: p -ն անցման որակի m գործակիցը 1 կորի համար 1 է, 2 կորի համար 2:

Si-ի վրա ընկնող լույսի մոտ 24%-ը կորչում է, քանի որ այդպիսին է արևի երկրային սպեկտրում ճառագայթման այն մասը, որն անցնում է Si-ի միջով առանց կլանման: Ընկնող էներգիայի 32,5%-ը կորչում է, քանի որ E_g -ից մեծ էներգիա ունեցող ֆոտոնը ստեղծում է միայն մեկ էլեկտրոն-խոռոչային զույգ: Էներգիայի ավելցուկը վերածվում է ջերմության: Այս պրոցեսների հետ կապված կորուստները հնարավոր չէ նվազեցնել կիսահաղորդիչն ընտրելուց հետո: Այս կորուստների հարաբերական չափը էապես չի փոխվում նաև ավելի օպտիմալ E_g - ով կիսահաղորդիչ օգտագործելիս: Այսպիսով, Si-ի համար դեռևս մնում է ընկնող արեգակնային էներգիայի 43,5%-ը: Ընկնող լույսի մի մասը անդրադառնում է կիսահաղորդչի մակերևույթից, սակայն հակաանդրադարձնող ծածկույթների մշակված տեխնիկան հնարավորություն է տալիս այդ կորուստները նվազագույնի հասցնել: Անդրադարձման վրա կորուստները կազմում են 3-4%: Կիսահաղորդչային ֆոտոէլեմենտներում ներքին կորուստների հիմնական մասը կապված է նախ այն բանի հետ, որ ֆոտոգեներացված էլեկտրոնների ու խոռոչների մի մասը ռեկոմբինացվում են նախքան p -ն անցման դաշտով բաժանվելը և երկրորդ ֆոտոհոսանքի անցմանն ուղեկցող ջոուլյան կորուստներով ֆոտոէլեմենտի ներքին դիմադրության վրա:



Նկ. 9.19. Արեգակնային էլեմենտի առավելագույն տեսակարար հզորության կախումը կիսահաղորդչի արգելված գոտու լայնությունից:
 1- AM=0, մթնոլորտում ջրի գոլորշիների շերտի հաստությունը՝ 0 սմ,
 2- AM=1, մթնոլորտում ջրի գոլորշիների շերտի հաստությունը՝ 2 սմ,
 3- AM=3 մթնոլորտում ջրի գոլորշիների շերտի հաստությունը՝ 0 սմ:

Կիսահաղորդչի ծավալում էլեկտրոնների և խոռոչների ռեկոմբինացիան նվազեցնելու համար p-n անցումը հնարավորինս մոտեցվում է լուսավորվող մակերևույթին, բայց այս դեպքում արդեն մեծանում են կորուստները կիսահաղորդչի մակերևույթին ընթացող ռեկոմբինացիայի հաշվին և մեծանում է ֆոտոէլեմենտի ներքին դիմադրությունը կապված p- և n- տիրությունների հաստության նվազման հետ: p-n անցմամբ բաժանված էլեկտրոն-խոռոչային զույգերի և կիսահաղորդչի մակերևույթին լույսի միջոցով ստեղծված զույգերի քանակների հարաբերությունը կոչվում է հավաքման գործակից: Կորուստների այս մեխանիզմն էլ հաշվի առնելուց հետո մնում է ընկնող ճառագայթների հզորության մոտ 30%-ը: Ինչպես նշել ենք, ֆոտոէլեկտրոն կարող է հասնել կիսահաղորդչի արգելված գոտու լայնությանը միայն բարձր լուսավորվածությունների և p- ու n- տիրությունների լեգիրացման բարձր արժեքների դեպքում: Սովորական ֆոտոէլեմենտների համար ֆոտոէլեկտրի արժեքը կազմում է $\sim 0.7E_g$: Այսպիսով, մնում է ընկնող ճառագայթների հզորության միայն 20%-ը: Ինչպես ցանկացած էլեկտրագեներատորի համար, ըստ հզորության, առավելագույն օգգ-ն ձեռք է բերվում բեռի որոշակի դիմադրության դեպքում, և աշխատանքային ֆոտոլարումներն ու ֆոտո-

հոսանքները որոշ չափով տարբերվում են ֆոտոէլեկտրոնային և կարճ միացման ֆոտոհոսանքից: Այդ նվազումը, որը կոչվում է լցվածության գործոն, Si-ային ֆոտոէլեմենտների համար կազմում է մոտ 0,7: Այս բոլորից հետո ստանում ենք հենց 13-15% օգ:

9.11. Կիսահաղորդչային ինժեկցիոն լազեր

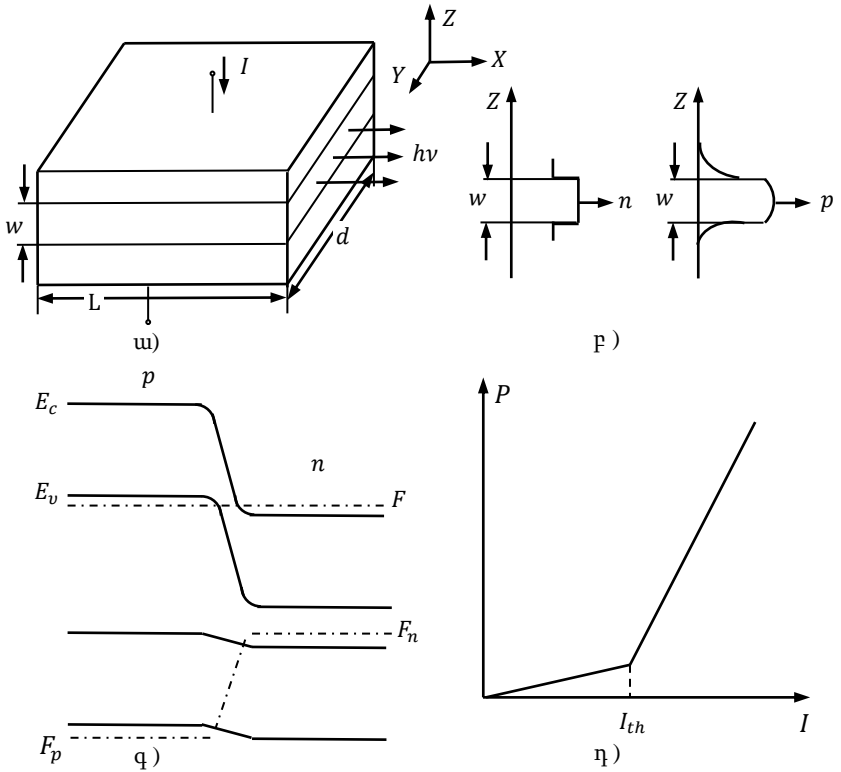
Ինժեկցիոն լազերը երկէլեկտրոդ կիսահաղորդչային սարք է, որում կոհերենտ ճառագայթման գեներացիան կապված է լիցքակիրների ինժեկցիայի հետ՝ p-n անցմամբ ուղիղ ուղղությամբ հոսանք անցնելիս: Ինժեկցիոն լազերի կառուցվածքում և աշխատանքի սկզբունքում բացահայտվում են բոլոր այն որոշիչ գործոնները, որոնք բնորոշ են ցանկացած լազերին: Դրանք են.

1. **Անհրաժեշտ է ակտիվ միջավայր**, որն ի վիճակի լինի հարկադրական ճառագայթման արդյունավետ անցում ապահովել ($L \times d \times w$ զուգահեռանիստը, նկ. 9.20 ա): Տվյալ դեպքում դրանք պատրաստվում են մասնակի այլասերված ուղղագոտի կիսահաղորդիչներից (հիմնականում A_3B_5 տեսակի կամ դրանց պինդ լուծույթները): Հետերոլազերներում այլասերումը պարտադիր չէ:

2. **Լազերային գեներացիայի հիմնական պայմանը ակտիվ միջավայրի գրգռումն է**, որը ստեղծում է կիսահաղորդչի էներգետիկ գոտիների ինվերսիոն բնակեցվածություն: Տվյալ դեպքում դա p-n անցմամբ լիցքակիրների ինժեկցիան է: Շեղման հոսանքի որոշակի արժեքի դեպքում իրականացվում է ինվերսիոն բնակեցվածության պայմանը (նկ. 9.20 գ). p-n անցման մոտակայքում էլեկտրոնների կոնցենտրացիան ավելին է, քան ստորին մակարդակների վրա, և կիսահաղորդիչը պատրաստ է ճառագայթման ուժեղացման համար: Ֆիզիկորեն դա ապահովվում է նրանով, որ էլեկտրամագնիսական ալիքը բյուրեղով տարածվելիս ավելի շատ էներգիա է ձեռք բերում (վերին մակարդակներից ստորիններին հարկադրական անցման հետևանքով), քան տալիս է (կլանման հետևանքով):

3. Որպեսզի ակտիվ նյութը դառնա գեներատոր, հարկավոր է ստեղծել **դրական հետադարձ կապ**, այսինքն՝ ուժեղացված էլքային ազդանշանի մի մասը պետք է վերադարձնել բյուրեղ: Այդ նպատակով լազերներում օգտագործվում են օպտիկական ռեզոնատորներ, հիմնականում Ֆաբրի-Պերոյի ռեզոնատոր, որը բաղկացած է երկու

զուգահեռ հայելիներից և ապահովում է ալիքի բազմակի անցումներ հայելիների մեջ գտնվող ակտիվ նյութով: Ճառագայթումը հանելու համար հայելիներից գոնե մեկը կիսաթափանցիկ է լինում: Կիսահաղորդչային լազերներում ռեզոնատորի դեր կատարում են կոտրմամբ ստեղծվող բյուրեղի զուգահեռ նիստերը:



Նկ. 9.20

4. Էլեկտրական, էլեկտրոնային և օպտիկական սահմանափակումների ապահովում: Էլեկտրական սահմանափակման էությունն այն է, որ կառուցվածքով անցնող էլեկտրական հոսանքի մեծ մասը անցնի ակտիվ միջավայրով (նկ. 9.21 ա-ի սխեմայում դա ձեռք է բերվում ավտոմատ): **Էլեկտրոնային սահմանափակումը** բոլոր գրգռված էլեկտրոններին ակտիվ տիրույթում կենտրոնացնելն է, այլ պասիվ տեղամասեր դրանց հեռացման դեմ միջոցներ ձեռնար-

կելը (նկ. 9.20 Բ): **Օպտիկական սահմանափակումը** կոչված է կանխելու լույսի ցրումը բյուրեղում բազմակի անցումների հետևանքով և ակտիվ միջավայրում լազերային ճառագայթի պահպանմանը: Կիսահաղորդչային լազերներում դրան հասնում են նրանով, որ ճառագայթը պահող գոտին բնութագրվում է բեկման ցուցչի քիչ ավելի բարձր արժեքով, քան բյուրեղի հարևան տիրույթները

5. (նկ. 9.20 Բ) և առաջանում է ճառագայթի կենտրոնացման ալիքատարային էֆեկտ: Բեկման ցուցիչների ոչ նույնականություն ստացվում է բյուրեղի լեզիրացման աստիճանների տարբերությամբ:

6. Լազերային գեներացիայի գոյության **մյուս պայմանը գրգռման որոշակի շեմի գերազանցումն է:** Իսկապես, ակտիվ միջավայրում ինվերսիոն բնակեցվածության ստեղծումը, դրական հետադարձ կապի ապահովումը օպտիկական ռեզոնատորի օգնությամբ որոշում են լազերային էֆեկտի առաջացման համար անհրաժեշտ էներգետիկական նախապայմանները, բայց դրանք դեռ բավարար չեն: Կան այնպիսի խանգարող գործոններ, ինչպես կլանումը միջավայրում, տրված էներգիայի մի մասի ծախսումը բյուրեղի անօգուտ տաքացման վրա, եզրային էֆեկտները, ռեզոնատորի հայելիների ոչ իդեալականությունը, սպոնտան ճառագայթային և ոչ ճառագայթային անցումները: Այս կորուստների լրացումն էլ հենց պայմանավորում է գեներացիայի շեմի առկայությունը (նկ. 9.20 Դ):

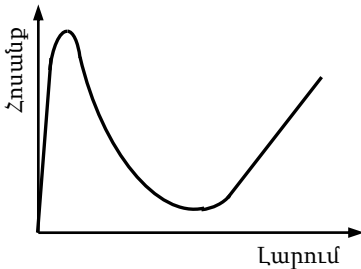
Այսպիսով, լազերի աշխատանքի համար բնորոշ են ակտիվ միջավայր, ակտիվ միջավայրի արդյունավետ գրգռման մեխանիզմ, օպտիկական ռեզոնատոր, գրգռման համապատասխան գոտիների էլեկտրական, էլեկտրոնային և օպտիկական սահմանափակումներ, որոշ շեմը գերազանցող գրգռում:

9.12. Թունելային դիոդ

Թունելային դիոդը p^+-n^+ անցման վրա կառուցված ուժեղ լեզիրացված տիրույթներով կիսահաղորդչային դիոդ է, որի ՎԱԲ-ի ուղիղ ուղղության վրա առաջանում է N-տեսակի կախվածություն հոսանքի և լարման միջև: Նկ. 9.21-ում ներկայացված է ուղիղ ուղղությամբ շեղված թունելային դիոդի բնորոշ ՎԱԲ-ը: Քննարկենք ՎԱԲ-ի առանձնահատկությունները: Դիտարկենք երկու մասնակի այլասերված կիսահաղորդիչներից ստեղծված p^+-n^+ անցում: Եթե դո-

նորների և ակցեպտորների կոնցենտրացիաները դիողի n - և p - տի-
րոյթներում լինեն $N_D, N_A \sim 10^{20}$ սմ⁻³, ապա հիմնական լիցքակիրների
կոնցենտրացիան շատ ավելի բարձր կլինի թույլատրելի գոտիներ-
ում վիճակների արդյունադար խտությունից՝ $p_{p0}, n_{n0} \gg N_C, N_V$ ։
Այդ դեպքում Ֆերմիի մակարդակը կգտնվի p^+ - և n^+ - կիսահաղորդիչ-
ների թույլատրելի գոտիներում։

n^+ -տեսակի կիսահաղորդիչի E_c գոտու բոլոր վիճակները, ընդ-
հույ մինչև Ֆերմիի մակարդակը, զբաղեցված են էլեկտրոններով,
իսկ p^+ - կիսահաղորդչում խոռոչներով են զբաղեցված E_v գոտու
բոլոր այն վիճակները, որոնք գտնվում են Ֆերմիի մակարդակից
ներքև։ Երկու այլասերված կիսահաղորդիչներով ձևավորված p^+-n^+
անցման գոտիական դիագրամը ներկայացված է նկ.9.22-ում։ Հո-
սանքների վերլուծության տեսակետից ուղիղ ուղղությամբ դիֆու-
զիոն հոսանքի համար կարևոր է պոտենցիալ արգելքի բարձրու-
թյունը։ Ուղիղ հոսանքի բնորոշ արժեքներ ստանալու համար
հարկավոր է կիրառել մոտավորապես $\geq E_g/2$ լարում։ Դերեֆային
(հակադարձ) հոսանքի արտահայտության մեջ ոչ հիմնական լիցքա-



Նկ. 9.21. Թունելային դիողի ՎԱԲ-ը

կիրների կոնցենտրացիան ցածր
է ($p_{n0} = n_i^2/N_A$), հետևաբար
հակադարձ հոսանքը թույլ կլինի։

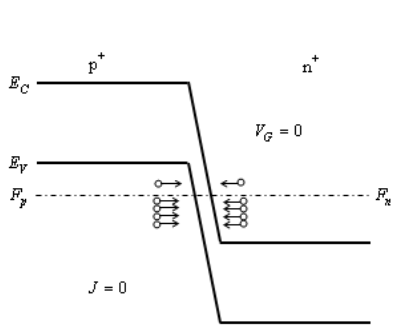
Հաշվենք այլասերված p^+-n^+
անցման երկրաչափական լայ-
նությունը։ Կընդունենք, որ պահ-
պանվում է p^+-n^+ անցման ոչ
սիմետրիկությունը (p^+ -տիրոյթն
ավելի ուժեղ է լեզիրացված)։ Այդ
դեպքում p^+-n^+ անցման լայնու-
թյունը փոքր է և հավասար

$$L_0 = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_s\varphi_c}{eN_A}},$$

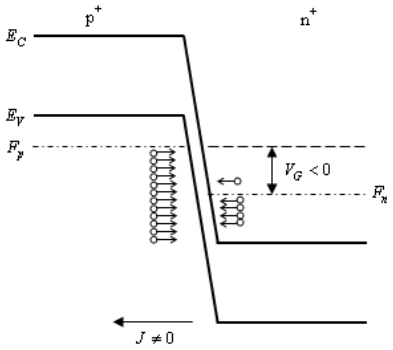
որտեղ $\varepsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12}$ Ֆ/մ՝ վակուումի դիէլեկտրիկ թափանցելու-
թյունն է, $\varphi_c = (F_n - F_p)/e$ -ն՝ կոնտակտային պոտենցիալների տար-
բերությունը։ Սիլիցիումային p^+-n^+ անցման համար 300Կ ջերմաստի-
ճանում $L_0 \approx 1.96$ նմ, այն դեպքում, երբ էլեկտրոնի դեբրոյյան
ալիքի երկարությունը՝ $\lambda = \sqrt{2mkT}/h \approx 1.45$ նմ։ Այսպիսով, p^+-n^+
անցման երկրաչափական լայնությունը համեմատելի մեծություն է

Էլեկտրոնի դեբրոյյան ալիքի երկարության հետ: Այդ դեպքում այլասերված p^+-n^+ անցման համար կարելի է սպասել, որ կառաջանան քվանտամեխանիկական երևույթներ: Դրանցից մեկը թունելավորումն է պոտենցիալ արգելքի վրայով: Նեղ արգելքի դեպքում թունելային անցման հավանականությունը արդեն զրո չէ:

Ավելի մանրամասն քննարկենք թունելային անցումները տարբեր լարումների տակ գտնվող p^+-n^+ անցումներում: Նկ. 9.22-ում և նկ. 9.23-ում ցույց են տրված p^+-n^+ անցման գոտիական դիագրամները հավասարակշռության և հակադարձ շեղման դեպքերում: Հակադարձ շեղման դեպքում դիտում հոսանքը պայմանավորվում է E_V գոտուց դեպի E_C գոտու ազատ տեղեր էլեկտրոնների թունելային անցմամբ: Քանի որ էլեկտրոնների կոնցենտրացիան և տեղերի քանակը շատ են, ապա թունելային հոսանքը կտրուկ կաճի հակադարձ լարման աճին զուգընթաց: ՎԱԲ-ի նման վարքով թունելային դիտը էապես տարբերվում է սովորական ուղղող դիտից: Ուղիղ շեղման ժամանակ հոսանքը դիտում պայմանավորված է E_C գոտուց դեպի E_V գոտու ազատ տեղեր թունելային անցում կատարող էլեկտրոններով: Քանի որ թունելային անցումները ընթանում են առանց ցրման, այսինքն՝ թունելային անցում կատարող էլեկտրոնների էներգիայի պահպանմամբ, ապա գոտիական դիագրամի վրա այդ պրոցեսները կդրսևորվեն հորիզոնական ուղիղ գծերով: Նկ. 9.24-ում ցույց են տրված թունելային դիտի գոտիական կառուցվածքները ՎԱԲ-ի ուղիղ տեղամասի երեք կետերին համապատաս-



Նկ.9.22. p^+-n^+ անցման գոտիական դիագրամը հավասարակշռության դեպքում



Նկ.9.23. p^+-n^+ անցման գոտիական դիագրամը հակադարձ շեղման դեպքում

խանող ուղիղ շեղման ժամանակ: Թիվ 1 տեղամասում ոչ բարձր ուղիղ լարման դեպքում E_c գոտու էլեկտրոնների դիմաց E_v գոտում սկսում են ի հայտ գալ միևնույն էներգիայի ազատ տեղեր: Լարման աճին զուգընթաց ազատ տեղերի թիվը աճում է և լարման բարձրացումից աճում է հոսանքը: Թունելային հոսանքը հասնում է առավելագույն արժեքի այն ժամանակ, երբ վալենտային գոտու բոլոր ազատ տեղերը, ըստ էներգիայի, դեմ դիմաց են լինում E_c դոտում էլեկտրոններով զբաղեցված էներգետիկ մակարդակներին (թիվ 2 տեղամաս): Դրանից հետո, ուղիղ լարման աճին զուգընթաց, այդ ազատ տեղերի քանակը սկսում է նվազել, քանի որ E_c գոտում էլեկտրոններով զբաղեցված մակարդակների դիմաց, ըստ էներգիայի, հայտնվում են արգելված գոտու վիճակները (հիշենք, որ իդեալական կիսահաղորդիչներում արգելված գոտում էներգետիկ մակարդակներ չկան): Թիվ 3 տեղամասում թունելային հոսանքը նվազում է լարման աճից և դառնում զրո հենց որ p^+ -կիսահաղորդիչ արգելված գոտին, ըստ էներգիաների, հայտնվի E_c գոտու էլեկտրոններով զբաղեցված մակարդակների դիմաց: Ուղիղ լարման հետագա աճից սկսում է ի հայտ գալ p - n անցման սովորական դիֆուզիոն հոսանքը: Թիվ 3 տեղամասը բացասական դիֆերենցիալ դիմադրությամբ տեղամաս է:

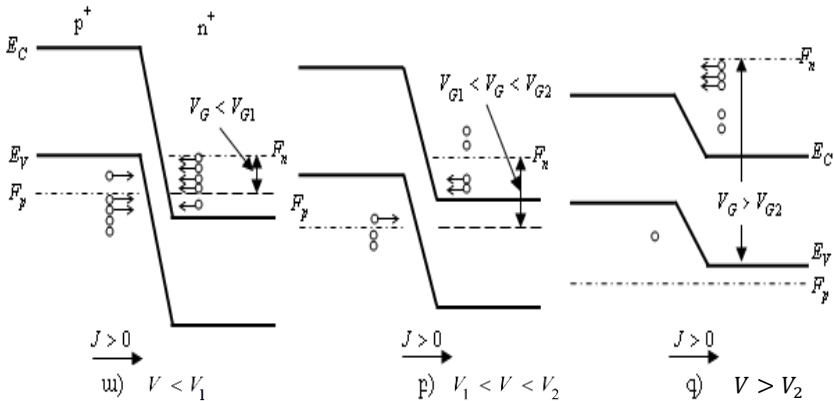
Ուղիղ շեղման դեպքում թունելային դիոդի ՎԱԲ-ը՝

$$J = A \frac{eV}{4kT} (\mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2 - eV)^2,$$

որտեղ J -ն հոսանքն է, V -ն՝ կիրառված լարումը, A -ն որոշ գործակից է, \mathcal{E}_1 -ն ու \mathcal{E}_2 -ը հեռավորություններն են Ֆերմիի էներգիայից մինչև E_c գոտու հատակ կամ E_v գոտու առաստաղ: Թունելային դիոդի տեսական ՎԱԲ-ը լավ նկարագրում է փորձնական տվյալները:

Նկ. 9.25-ում ներկայացված են ՎԱԲ-ի ուղիղ ճյուղի ջերմաստիճանային կախվածությունները Ge-ից և GaAs-ից պատրաստված թունելային դիոդների համար: Ավելի լայն E_g -ով կիսահաղորդիչի համար (GaAs, նկ. 9.25բ) հոսանքի նվազագույն արժեքը, ինչպես և սպասվում էր, դիտվում է ավելի բարձր լարումների տակ: Թունելային դիոդն ունի առավելագույն սահմանային հաճախականության բարձր արժեքներ՝ $f_{\max} \approx 10^9$ Հց, քանի որ թունելավորման ժամանակները

նանովայրկյաններ են՝ $\tau_{\min} \approx 10^{-9}$ վ: Հենց այդ պատճառով էլ թունելային դիոդները լայնորեն օգտագործվում են ԳԲՀ տեխնիկայում: Դիտարկենք p-n անցման ՎԱԲ-ը այն դեպքի համար, երբ Ֆերմիի մակարդակները n- և p- կիսահաղորդիչներում համընկնում են և $\pm kT$ -ի չափով հեռու են E_c գոտու հատակից կամ E_v գոտու առաստաղից:

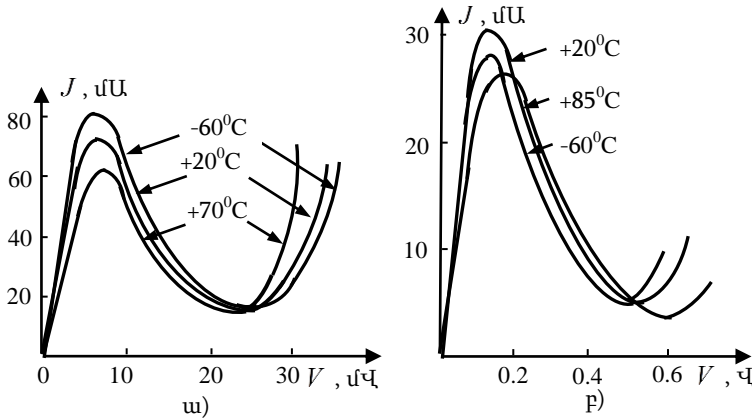


Նկ. 9.24. Թունելային դիոդի գոտիական դիագրամները ուղիղ շեղման դեպքում. ա) 1 տեղամասը, բ) 2 տեղամասը, գ) 3 տեղամասը

Այս դեպքում հակադարձ ՎԱԲ-ը կլինի նույնը, ինչ որ սովորական թունելային դիոդի համար, այսինքն՝ հակադարձ լարման բարձրացումից հակադարձ հոսանքը կտրուկ աճում է:

Ինչ վերաբերում է ուղիղ ուղղության հոսանքին, ապա ՎԱԲ-ի թունելային բաղադրիչը ամբողջովին կբացակայի, քանի որ չկան ամբողջովին զբաղեցված վիճակներ E_c գոտում: Ուստի ուղիղ շեղման դեպքում այսպիսի դիոդներում մինչև $V \geq E_g/2e$ լարումների դեպքում հոսանքը կբացակայի: Ուղղիչ դիոդի հետ համեմատած այսպիսի դիոդի ՎԱԲ-ը կլինի ինվերսիոն, այսինքն՝ կունենա բարձր հաղորդականություն հակադարձ շեղման դեպքում, և ցածր հաղորդականություն՝ ուղիղ շեղման դեպքում: Թունելային այսպիսի դիոդները ստացել են **ըրջված դիոդներ** անվանումը: Այսպիսով, շեղված դիոդը թունելային նույն դիոդն է առանց բացասական դիֆերենցիալ դիմադրության տեղամասի: ՎԱԲ-ի ուժեղ ոչ գծայնությունը ցածր

մկՎ կարգի լարումների տակ թույլ է տալիս օգտագործել այս դիոդը ԳԲՀ միջակայքի թույլ ազդանշաններ գրանցելու նպատակով:

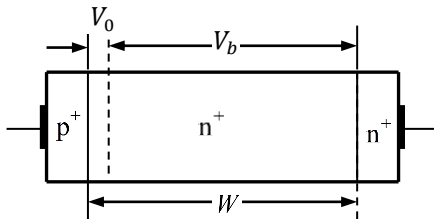


Նկ. 9.25. Թունելային դիոդի ՎԱԲ-ի ջերմաստիճանային կախվածությունը: ա) Si-ից պատրաստված դիոդ, բ) GaAs-ից պատրաստված դիոդ:

9.13. S - դիոդ

Բացասական դիմադրության առաջացման պայմանները

Դիոդների ՎԱԲ-ը ստանալիս ենթադրվել էր, որ արտաքին լարումն ընկած է p-n անցման վրա: Լարման անկումը բազայի օհմական դիմադրության վրա համարվել էր զրո:



Նկ. 9.26. Երկար բազայով դիոդ

Բարձրաօհմ կիսահաղորդիչներից պատրաստված, այսպես կոչված, «երկար» դիոդներում, որոնցում $W > L_{n,p}$, չի կարելի արհամարհել լարման անկումը բազայի վրա: Այդ դեպքում դիոդին կիրառված V լարումը բաշխվում է p-n անցման ծավալային լիցքի

տեղամասի և բազայի միջև (p⁺-n-n⁺ կառուցվածքի օրինակով (նկ. 9.26))

$$V = V_0 + V_b$$

Լարման անկումը p - n -անցման վրա կարելի է գրել ընդհանուր տեսքով դիոդի ՎԱԲ-ից հետևյալ ձևով՝

$$V_0 = \frac{ckT}{e} \ln \left(1 + \frac{J}{J_s} \right),$$

որտեղ ինժեկցիայի ցածր մակարդակների դեպքում $c = 1$, իսկ բարձր մակարդակների դեպքում՝ $c = 2$: Լարման անկումը բազայի վրա որոշվում է այսպես՝

$$V_b = \int_0^W E dx = JR_b = \frac{J}{\sigma_b}:$$

$E(j, p)$ կախվածությունը որոշվում է $j = j_n + j_p$ հավասարությունից, իսկ $p(j, x)$ կախվածությունը՝ անխզելության հավասարման լուծումից: $p(x=0)$ եզրային պայմանը մնում է անփոփոխ, իսկ $p(x=W)$ պայմանը կախված է n - n^+ կոնտակտի վրա լիցքակիրների ռեկոմբինացիայի արագությունից: Այս կերպ հաշվելով σ_b -ի համար ստանում ենք $\sigma_b = \sigma_0 \left[1 + \left(\frac{J}{J_0} \right)^\chi \right]$, որտեղ J_0 -ն կիսահաղորդչի էլեկտրաֆիզիկական պարամետրերից, կառուցվածքի երկրաչափությունից և n - n^+ կոնտակտի հատկություններով որոշվող հաստատուն է:

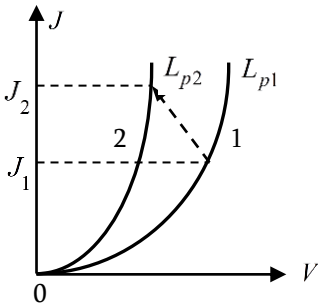
Դիոդի դիֆերենցիալ դիֆադրությունը ուղիղ շեղման տակ՝

$$R = \frac{dV}{dJ} = \frac{ckT}{e(J+J_s)} + \frac{1+(1-\chi)(J/J_0)^\chi}{\sigma_0[1+(J/J_0)^\chi]^2}:$$

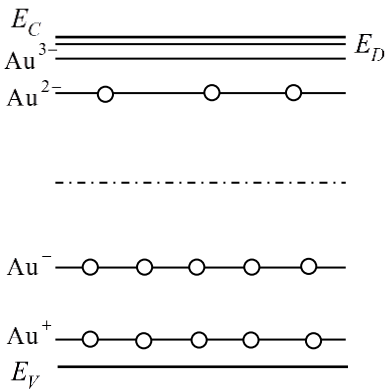
Տեսական գնահատումները ցույց են տալիս, որ եթե μ -ն, τ -ն կամ p - n անցման ինժեկցիայի գործակիցը կախված չեն հոսանքից, ապա միշտ $\chi \leq 1$, այսինքն՝ բազայի հաղորդականությունն աճում է հոսանքի բարձրացումից ոչ ավելի, քան գծային օրենքով և $R > 0$:

ՎԱԲ-ի վրա բացասական դիֆերենցիալ դիֆադրության (ԲԴԴ) տեղամասի առաջացման համար հարկավոր է, որպեսզի դիոդի հաղորդականությունը հոսանքից գերզծային աճ ունենա ($\chi > 1$): Դա հնարավոր է, եթե ինժեկցիայի աճին զուգընթաց աճում են բազա ինժեկտված լիցքակիրների բաշխումը որոշող պարամետրերը (μ -ն, τ -ն) կամ էլ աճի p - n անցման ինժեկցիայի գործակիցը: **Բացասական դիֆադրության առաջացման ֆիզիկական մեխանիզմը կապված է p - n -անցման և բազայի միջև արտաքին լարման վերաբաշխման հետ:** Դիոդով անցնող հոսանքի աճին զուգընթաց աճում է լիցքակիրների ինժեկցիան բազա և նվազում է բազայի դիֆադրությունը: Այդ իսկ պատճառով դիոդին կիրառված արտաքին լարումը

վերաբաշխվում է. բազայի վրա ընկնող լարումը փոքրանում է, իսկ p-n անցման վրա՝ ավելանում: Լարման աճը p-n անցման վրա հանգեցնում է ինժեկտված լիցքակիրների կոնցենտրացիայի աճի դիոդի բազայում, հետևաբար բազայի դիմադրության հետագա նվազման, կրկին լարման վերաբաշխման և այլն: **Հենց սա է դրական այն հետադարձ կապն է, որն անհրաժեշտ է ԲԴԴ տեղամասի առաջացման համար:** Սակայն p-n անցման դիմադրությունը հոսանքի աճից նույնպես նվազում է, հետևաբար այդպիսի պրոցես հնարավոր է միայն այն դեպքում, երբ բազայի դիմադրությունը հոսանքի աճից ավելի ուժեղ է նվազում, քան p-n անցման դիմադրությունը: Դրա համար հարկավոր է, որպեսզի բազայի հաղորդականությունը աճի ոչ միայն ինժեկցիայի, այլև լրացուցիչ որևէ այլ մեխանիզմի հաշվին: Այդ մեխանիզմները բազմաթիվ են.



Նկ. 9.27. ԲԴԴ տեղամասի առաջացումը դիոդի ՎԱԲ-ի վրա՝ L_p -ի աճի հետևանքով



Նկ. 9.28. n-Ge<Au>-ից պատրաստված դիոդի էներգետիկ դիագրամը

1. ինժեկտված լիցքակիրների կյանքի տևողության աճը կոմպենսացված կիսահաղորդչում,
 2. ինժեկտված լիցքակիրների շարժունակության աճը կոմպենսացված կիսահաղորդչում,
 3. բիպոլյար շարժունակության աճը,
 4. p-n անցման ինժեկցիայի գործակցի փոփոխությունը,
 5. բացասական դիմադրության առաջացման ջերմային մեխանիզմը,
 6. դիոդի բազայում p-n անցման ռեկոմբինացիոն ճառագայթման կլանմամբ պայմանավորված մեխանիզմը:

Համառոտ քննարկենք այդ մեխանիզմներից առաջինը:

Ինժեկտված լիցքակիրների կյանքի տևողության աճ կոմպենսացված կիսահաղորդչում

Բազայի հաղորդականության աճը կարող է տեղի ունենալ ինժեկտված լիցքակիրների աճի հաշվին՝ վերջիններիս կոնցենտրացիայի աճին գուզընթաց: Քանի որ $L_p^2 \sim \mu_p \tau_p$, ապա τ_p -ի աճը պայմանավորում է դեպի բազայի խորքը լիցքակիրների ձգման երկարության աճ, ինչն էլ հանգեցնում է դրա հաղորդականության աճին: Նկ. 9.27-ում ցույց են տրված դիոդի ՎԱԲ-երը L_p -ի երկու արժեքների համար ($L_{p2} > L_{p1}$): Ինչպես երևում է նկարից, L_p -ի աճը

L_{p1} -ից մինչև L_{p2} հոսանքների $J_1 \div J_2$ միջակայքում հանգեցնում է ՎԱԲ-ի անցման 1-ից 2-ին և ԲԴԴ տեղամասի առաջացման: Հարկավոր է նշել, որ L_p -ի աճը պետք է տեղի ունենա բնութագրի սկզբնակետից որոշ հեռավորության վրա: Իսկ եթե L_p -ն աճում է հոսանքի աճից սկսած 0-ից, ապա անցումը մի ՎԱԲ-ից մյուսին սկսում է միանգամից $J = 0$ -ից և ԲԴԴ տեղամաս չի առաջանում:

Քննարկենք τ_p -ի աճի մեխանիզմներից մեկը: Դիցուք, դիոդի բազան ծանծաղ դոնորային խառնուրդներով լեգիրացված (n-տեսակ) և խորը ակցեպտորային խառնուրդներով կոմպենսացված կիսահաղորդիչ է: Գերմանիումային դիոդի համար ծանծաղ խառնուրդ կարող է լինել անտիմոնը (Sb), իսկ որպես ակցեպտոր դիտարկենք ոսկին (Au): Ոսկու ատոմները կարող են գտնվել չորս վիճակներում, գրավել մեկ էլեկտրոն՝ Au^- , երկու էլեկտրոն՝ Au^{2-} , երեք էլեկտրոն՝ Au^{3-} և տալ մեկ էլեկտրոն՝ Au^+ : Հաղորդականության գոտի ակցեպտորային մակարդակներից անցման էներգիաներն են 0.57, 0.2, 0.05 էՎ: Դոնորային մակարդակը գտնվում է E_V գոտու առաստաղից 0.04 էՎ վեր (նկ.9.28): Եթե դոնորային խառնուրդի N_d և ոսկու N կոնցենտրացիաները բավարարում են $N < N_d < 2N$ պայմանին, ապա էլեկտրոնները ծանծաղ դոնորային մակարդակներից կանցնեն ոսկու ստորին երկու ակցեպտորային մակարդակների վրա: Բազա ինժեկտված խոռոչի ռեկոմբինացիայի գործողությունը բաղկացած կլինի երկու փուլից.

1) խոռոչի գրավում Au^{2-} ատոմի վրա և դրա փոխակերպում Au^- -ի,

2) էլեկտրոնի գրավում Au^- ատոմի կողմից:

Պրոցեսը որոշողը առաջինն է, քանի որ խոռոչի գրավման կտրվածքը Au^{2-} ատոմի կողմից շատ անգամ մեծ է Au^- ատոմի կողմից էլեկտրոնի գրավման կտրվածքից: Ինժեկտված խոռոչների ցածր կոնցենտրացիայի դեպքում դրանց կյանքի տևողությունը որոշվում է Au^{2-} ատոմի վրա խոռոչի գրավման կտրվածքով: Խոռոչների կոնցենտրացիայի աճին զուգընթաց ոսկու գրեթե բոլոր կրկնակի բացասական լիցքավորված կենտրոնները փոխակերպվում են միակից կենտրոնների: Դրանից հետո խոռոչների ռեկոմբինացիայի արագությունը որոշվում է միակի բացասական լիցքավորված կենտրոնների կողմից էլեկտրոնների գրավման կտրվածքով, քանի որ այդ պրոցեսը նախապատրաստում է խառնուրդին հաջորդ խոռոչի գրավմանը: Քանի որ էլեկտրոնի գրավման կտրվածքը Au^- -ի վրա շատ ավելի փոքր է քան խոռոչի գրավման կտրվածքը Au^{2-} -ի վրա, ապա խոռոչների կյանքի տևողությունը աճում է դիտդի բազայում դրանց կոնցենտրացիայի աճին զուգընթաց: S-տեսակի ՎԱԲ ունեցող դիտդները ունեն լայն կիրառություն: Թվարկենք դրանցից կարևորները. Ֆոտոընդունիչներ, հոսանքով ղեկավարվող ինդուկտիվություն, հարմոնիկ տատանումների զեներատոր, ռելաքսացիոն զեներատոր և այլն:

Վերջնարդյունքներ 9-րդ գլխի համար

- Ինչպե՞ս են փոփոխվում կիսահաղորդչի էներգետիկ գոտիները արտաքին էլեկտրական դաշտի ուղղության փոփոխման դեպքում:
- Ո՞րն է կոչվում ֆիզիկական p-n անցում:
- Ո՞րն է Դեբայի էկրանավորման երկարությունը:
- Ի՞նչն ենք անվանում ջերմաէլեկտրոնային առաքում:
- Ի՞նչն ենք անվանում էլեկտրոնային խնամակցության էներգիա:
- Ինչպե՞ս է որոշվում կիսահաղորդչից էլեկտրոնի էլքի ջերմադինամիկական աշխատանքը:
- Ո՞րն է ներքին կոնտակտային պոտենցիալների տարբերությունը:
- Ո՞րն է արտաքին կոնտակտային պոտենցիալների տարբերությունը:

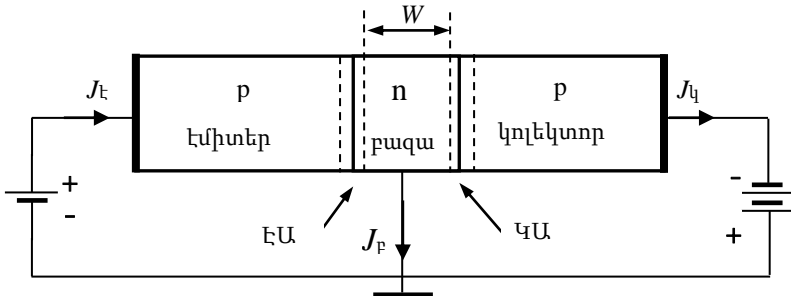
- Մետաղ-կիսահաղորդիչ կոնտակտում n° ըն է կոչվում փակող, n ըը հակափակող շերտ: Ինչի՞ց է կախված այդ շերտերի լայնությունը:
- Ինչպե՞ս է որոշվում մետաղ-կիսահաղորդիչ կոնտակտի ունակությունը:
- Ինչպիսի՞ն է մետաղ-կիսահաղորդիչ կոնտակտի ՎԱԲ-ը:
- Հոսանքի ուղղման ինչպիսի՞ տեսություններ կան:
- Ինչպե՞ս է ձևավորվում p - n անցման ՎԱԲ-ը:
- Ինչպիսի՞ն է p - n անցման ծավալային լիցքի լրիվ հաստությունը:
- Ինչպիսի՞ն է p - n անցման ունակությունը:
- Ո՞րն է լիցքակիրների ինժեկցիան, n ըը էքստրակցիան:
- Ի՞նչ պրոցեսներ են ընթանում ֆոտոդիոդում և ինչպիսի՞ն է ֆոտոդիոդի ՎԱԲ-ը:
- Ի՞նչն ենք անվանում են ֆոտոդիոդի սպեկտրալ բնութագիր:
- Ինչպե՞ս են որոշվում ֆոտոդիոդի սպեկտրալ և ինտեգրալ զգայնությունները:
- Ինչպե՞ս են ձևավորվում օպտիկական կորուստները ֆոտոէլեմենտներում:
- Ի՞նչն է կոչվում է լիցքակիրների հավաքման գործակից:
- Ի՞նչ որոշիչ գործոններ են անհրաժեշտ կիսահաղորդչային ինժեկցիոն լազեր կառուցելու համար:
- Ինչպե՞ս է ձևավորվում ինժեկցիոն լազերի ճառագայթումը:
- Ինչպիսի՞ կառուցվածք և ինչպիսի՞ ՎԱԲ ունի թունելային դիոդը:
- Ի՞նչ է S - դիոդը և որո՞նք են ԲԴԴ-ի առաջացման պայմանները:

ԳԼՈՒԽ 10 ՏՐԱՆՁԻՍՏՈՐՆԵՐ

10.1. Երկբևեռ տրանզիստոր: Գործողության սկզբունքը

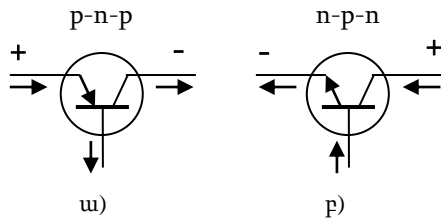
1947 թվականի դեկտեմբերի 16-ին Ու. Բրատայնը Ջ. Բարդինի հետ պատրաստեցին առաջին կետային տրանզիստորը: Վեց ամիս անց, Ն. Մատարեն և Ն. Ուելկերը ներկայացրեցին Ֆրանսիայում մշակված կետային տրանզիստորը («տրանզիստոն»): Տասը տարի անց պարզվեց, որ կետային տրանզիստորը էլեկտրոնիկայի զարգացման փակուղային ճյուղ է. այն փոխարինվեց Ge-ի հարթ տրանզիստորով: Հարթ տրանզիստորի և p-n անցման տեսությունը ստեղծվեց 1948-1950 թթ. Ու. Շոքլիի կողմից: Առաջին հարթ տրանզիստորը արտադրվել է 1950 թ. հալույթից աճեցնելու մեթոդով: Դրան հաջորդեցին միաձույլ տրանզիստորը, էլեկտրաքիմիական տրանզիստորը և դիֆուզիոն մեզատրանզիստորը: 1954 թ. Texas Instruments-ը թողարկեց առաջին սիլիցիումային տրանզիստորը: Si-ը փոխարինեց Ge-ին, պլանար տեխնոլոգիան դարձավ տրանզիստորի հիմնական տեխնոլոգիան և հնարավորություն տվեց ստեղծել միաձույլ ինտեգրալ սխեմաներ: Այդ հայտնագործությունը հսկայական նշանակություն ունեցավ կիսահաղորդչային էլեկտրոնիկայի զարգացման գործում: Լամպային տրիոդների հետ համեմատած, տրանզիստորները կարող են աշխատել զգալիորեն ցածր լարումների տակ: «Երկբևեռ» կամ «բիպոլյար» բառը հուշում է, որ տրանզիստորում ընթացող ֆիզիկական պրոցեսներին մասնակցում են երկու տեսակի լիցքակիրներ՝ էլեկտրոններ և խոռոչներ: Տրանզիստորը էլեկտրոն-խոռոչային երկու անցումներով կիսահաղորդչային սարք է և նախատեսված է ոչ միայն փոփոխական հոսանքի ուժեղացման և գեներացիայի, այլ նաև էլեկտրական ազդանշանների ուժեղացման և գեներացիայի համար, նաև որպես բանալի:

Երկբևեռ տրանզիստորը կազմված է միաբյուրեղ կիսահաղորդչի տարբեր տեսակի հաղորդականության երեք տիրույթներից՝ էմիտերից, բազայից և կոլեկտորից (նկ. 10.1):



Նկ. 10.1. p-n-p-տեսակի տրանզիստորի սխեմատիկ տեսքը: Է՝ Էմիտեր, Բ՝ բազա, Կ՝ կոլեկտոր, E_U ՝ Էմիտերային անցում, C_U ՝ կոլեկտորային անցում, W -ն բազայի հաստությունն է

Էմիտեր-բազա անցումը կոչվում է Էմիտերային, իսկ բազա-կոլեկտոր անցումը՝ կոլեկտորային: Եզրային շերտերի հաղորդականության տեսակից կախված լինում են p-n-p և n-p-n տեսակի տրանզիստորները: Տրանզիստորների պայմանական նշանակման ձևերն ու աշխատանքային լարման բնեռականությունները ցույց են տրված նկ.10.2-ում: Ըստ պատրաստման տեխնոլոգիայի՝ տրանզիստորները լինում են ձուլածո, պլանար, ինչպես նաև դիֆուզիոն-ձուլածո, մեզապլանար և էպիտաքսիալ-պլանար: Կառուցվածքային տեսակետից երկբևեռ տրանզիստորները ձևավորվում են ինչպես մետաղական, այնպես էլ՝ պլաստմասե կերամիկական կորպուսներում: Տրանզիստորների անցումներից յուրաքանչյուրը կարելի է միացնել և ուղիղ, և՛ հակառակ ուղղություններով: Կախված դրանից տրանզիստորն աշխատում է երեք ռեժիմներում.



Նկ. 10.2. Տրանզիստորների պայմանական նշանները. ա) p-n-p տրանզիստոր, բ) n-p-n տրանզիստոր

1. **Կտրման ռեժիմ**՝ երկու p-n անցումներն էլ փակ են: Այս դեպքում տրանզիստորով անցնում է համեմատաբար թույլ հոսանք:

2. **Հազեցման ռեժիմ**՝ երկու p-n անցումներն էլ բաց են:

3. Ակտիվ ռեժիմ՝ p - n անցումներից մեկը բաց է, մյուսը՝ փակ:

Կտրման և հազեցման ռեժիմներում տրանզիստորի կառավարումը անհնար է: Ակտիվ ռեժիմում իրականացվում է արդյունավետ կառավարում, ընդ որում, տրանզիստորը կատարում է էլեկտրական շղթայի ակտիվ էլեմենտի ֆունկցիա: Բազային հարող տիրույթները մեծամասամբ միատեսակ չեն պատրաստվում: Էմիտերը այնպես է պատրաստվում, որ դեպի բազա արդյունավետ ինժեկցիա կատարվի, իսկ կոլեկտորը այնպես, որ համապատասխան անցումը լավագույն ձևով կատարի ինժեկտված լիցքակիրների էքստրակցիա դեպի բազա: Եթե էմիտերային անցման վրա լարումը ուղիղ, իսկ կոլեկտորայինի վրա՝ հակառակ ուղղության է, ապա տրանզիստորի միացումը համարվում է **նորմալ**: Հակառակ բևեռականության դեպքում՝ **ինվերսիոն**: Ըստ բազայում լիցքակիրների շարժման բնույթի՝ **լինում են դիֆուզիոն և դրեյֆային երկբևեռ տրանզիստորներ**: Տրանզիստորի հիմնական բնութագրերը առաջին հերթին որոշվում են բազայում ընթացող պրոցեսներով: Կախված խառնուրդների բաշխումից բազայում կարող է գոյություն ունենալ կամ բացակայել էլեկտրական դաշտ: Եթե հոսանքների բացակայության դեպքում բազայում գոյություն ունի էլեկտրական դաշտ, որը նպաստում է ոչ հիմնական լիցքակիրների շարժմանը էմիտերից կոլեկտոր, ապա տրանզիստորը կոչվում է **դրեյֆային**, իսկ եթե դաշտը բազայում բացակայում է՝ **դիֆուզիոն**:

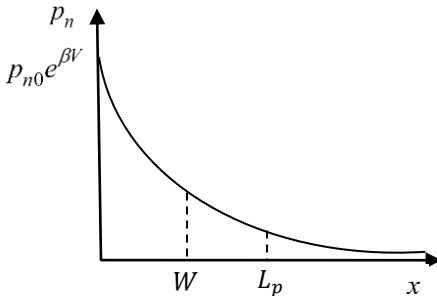
10.2. Հիմնական ֆիզիկական պրոցեսները երկբևեռ տրանզիստորում

Դիտարկենք բավական երկար բազա ունեցող էմիտեր-բազա p - n անցումը: p - n անցման ուղիղ շեղման ժամանակ էմիտերից բազա են ինժեկտվում ոչ հիմնական լիցքակիրներ: Ինժեկտված խոռոչների բաշխման օրենքը որոշվում է հետևյալ կերպ՝

$$p_n(x) = p_n \exp(\beta V - x/L_p) :$$

Ինժեկտված խոռոչների սխեմատիկ բաշխումը ցույց է տրված նկ. 10.3-ում: Ինժեկտված լիցքակիրները բազայով տեղափոխվում են դիֆուզիայի միջոցով: Այն բնութագրական հեռավորությունը, որով տարածվում են անհավասարակշիռ լիցքակիրները գրգռման տիրույթից, դիֆուզիոն L_p երկարությունն է: Հետևաբար, եթե անհրա-

Ժեշտ է, որպեսզի ինժեկտված լիցքակիրները հասնեն կոլեկտորային անցմանը, բազայի W երկարությունը պետք է կարճ լինի դիֆուզիոն L_p երկարությունից: $W < L_p$ պայմանը անհրաժեշտ պայման է տրանզիստորային էֆեկտի իրականացման համար: Այն է. **առաջնային շթայում հոսանքը փոփոխելով կառավարել հոսանքը երկրորդային շթայում:** Դիֆուզիայի պրոցեսում բազա ինժեկտված լիցքակիրները ռեկոմբինացվում են բազայի հիմնական լիցքակիրների հետ: Ռեկոմբինացված հիմնական լիցքակիրների պակասը լրացնելու համար արտաքին կոնտակտից պետք է մոտենան նույն քանակության լիցքակիրներ:



Նկ. 10.3. Ինժեկտված լիցքակիրների բաշխումը ազայում

Այսպիսով, բազայի հոսանքը ռեկոմբինացիոն հոսանք է: Առանց ռեկոմբինացիայի բազայով դիֆուզված լիցքակիրները հայտնվում են հակառակ շեղված կոլեկտորային անցման էլեկտրական դաշտում և էքստրակցվում բազայից կոլեկտոր: Երկրենտ տրանզիստորներում իրականացվում են

ֆիզիկական չորս պրոցեսներ.

- ինժեկցիա էմիտերից բազա,
- դիֆուզիա բազայով,
- ռեկոմբինացիա բազայում,
- էքստրակցիա բազայից կոլեկտոր:

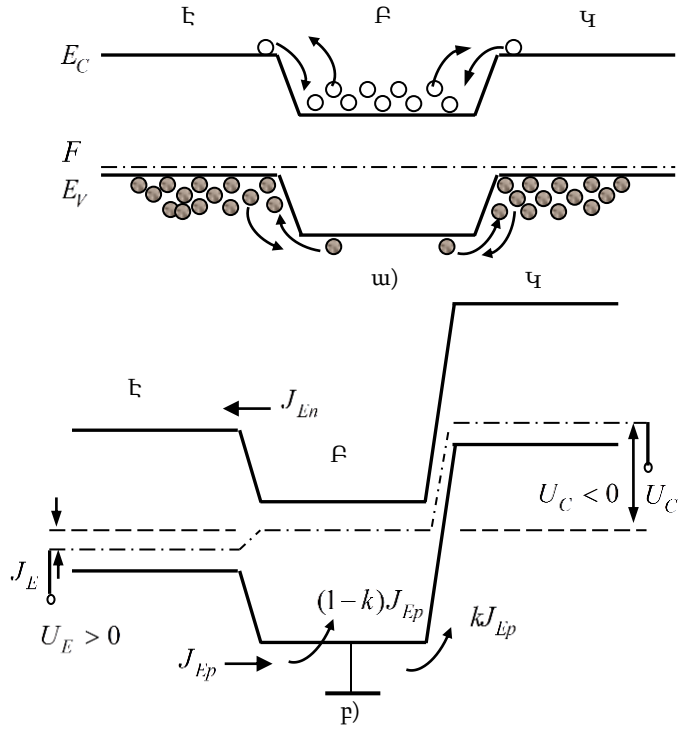
Այդ պրոցեսները p-n-p տրանզիստորի համար ցույց են տրված նկ. 10.4-ում:

10.3. Ընդհանուր բազայի սխեմայով երկրենտ տրանզիստոր: Գոտիական դիագրամն ու հոսանքները

Նկ. 10.4 ա-ում ցույց է տրված ընդհանուր բազայի սխեմայով երկրենտ տրանզիստորի գոտիական դիագրամը հավասարակշռության վիճակում: Այսպիսի տրանզիստորի ակտիվ ռեժիմը (էմիտե-

րային անցումը ուղիղ է շեղված, կոլեկտորայինը՝ հակառակ) հիմնականն է: Կոլեկտորայինը ակտիվ ռեժիմում գտնվող տրանզիստոր:

p-n-p տրանզիստորի համար $U_E > 0$, $U_C < 0$: Երկբևեռ p-n-p տրանզիստորի համար ակտիվ ռեժիմում էմիտերային անցումը շեղված է ուղիղ ուղղությամբ և դրանով կատարվում է խոռոչների, որպես ոչ հիմնական լիցքակիրների, ինժեկցիա դեպի բազա:



Նկ. 10.4. Ընդհանուր բազայի սխեմայով երկբևեռ տրանզիստորի գոտիական դիագրամը. o - էլեկտրոններ, ● - խոռոչներ: ա) Հավասարակշիռ վիճակ, բ) ակտիվ ռեժիմ

Բազայի W հաստությունը պետք է բավական փոքր լինի՝ $w \ll L_p$ (L_p -ն ոչ հիմնական լիցքակիրների դիֆուզիոն երկարությունն է), որպեսզի բազա ինժեկտված ոչ հիմնական լիցքակիրները չհասցնեն ռեկոմբինացվել բազայով տեղափոխվելու ընթացքում: Հակառակ շեղված կոլեկտորային անցումը «հավաքում է» բազայով անցած ինժեկտված լիցքակիրներին:

Ցանկացած p - n անցման համար J հոսանքը որոշվում է էլեկտրոնային J_n և խոռոչային J_p բաղադրիչների գումարով (նկ. 10.5).

$$J = J_p + J_n = J_{p,dr} + J_{p,dif} + J_{n,dr} + J_{n,dif} = \left(\frac{eD_p p_n}{L_p} + \frac{eD_n n_p}{L_n} \right) (e^{\beta U} - 1):$$

Էմիտերային անցմանը ուղիղ $U_E > 0$ լարում կիրառելու դեպքում երկբևեռ p - n - p տրանզիստորում տեղի է ունենում խոռոչների ինժեկցիա էմիտերից բազա J_{Ep} և էլեկտրոնների ինժեկցիա բազայից էմիտեր J_{En} : Քանի որ էմիտերը շատ ավելի ուժեղ է լեգիրացված, քան բազան, ինժեկտված խոռոչների J_{Ep} հոսանքը զգալիորեն կգերազանցի էլեկտրոնների J_{En} հոսանքին: Բազա ինժեկտված խոռոչները դիֆուզիայի հետևանքով կտեղաշարժվեն դեպի կոլեկտորային անցում, և եթե բազայի W լայնությունը շատ փոքր լինի դիֆուզիոն L_p երկարությունից, ապա գրեթե բոլոր խոռոչները կհասնեն կոլեկտորին և կոլեկտորային n - p անցման էլեկտրական դաշտով կտեղափոդվեն կոլեկտոր: Դրա հետևանքով առաջացող կոլեկտորային հոսանքը շատ քիչ կտարբերվի էմիտերի կողմից ինժեկտված խոռոչների հոսանքից:

Ակտիվ ռեժիմում, երբ $U_C < 0$, $|U_C| \gg 0$

$$J_E = J_B + J_C,$$

որտեղ J_E -ն հոսանքն է էմիտերի շղթայում, J_C -ն՝ կոլեկտորի շղթայում, J_B -ն՝ բազայի էլքում: Ակտիվ ռեժիմում էմիտերին կիրառված է ուղիղ շեղում և անցումով հոսում է երկու բաղադրիչ ունեցող J_E էմիտերային հոսանք՝

$$J_E = J_{Ep} + J_{En},$$

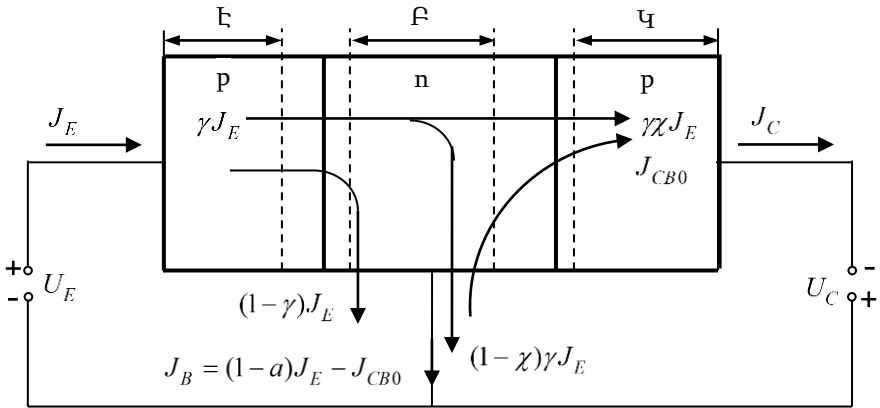
որտեղ J_{Ep} -ն խոռոչների ինժեկցիայի հոսանքն է էմիտերից բազա, J_{En} -ն բազայից էմիտեր ինժեկտված էլեկտրոնների հոսանքը: Հոսանքի «օգտակար» խոռոչային բաղադրիչը դառնում է $J_{Ep} = \gamma J_E$, որտեղ γ -ն էմիտերի արդյունավետությունն է: Առանց ռեկոմբինացիայի կոլեկտոր հասած էմիտերի խոռոչային հոսանքը դառնում է $\chi \gamma J_E$: Բազայի J_B հոսանքը բաղկացած կլինի երեք բաղադրիչներից՝ էմիտերային անցման էլեկտրոնային $J_{En} = (1 - \gamma) J_E$ հոսանքը, ռեկոմբինացիոն $(1 - \chi) \gamma J_E$ հոսանքը բազայում և կոլեկտորի ջերմային J_{Co} հոսանքը: Կոլեկտորի ջերմային հոսանքն ունի երկու բաղադրիչ՝

$$J_{Co} = J_0 + J_g,$$

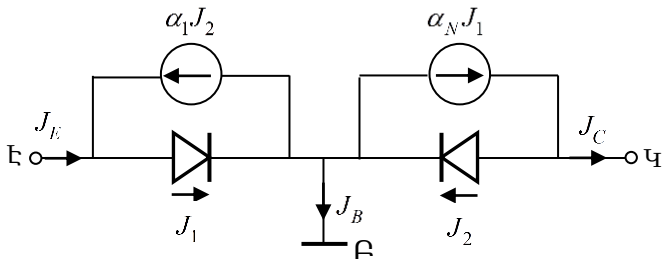
որտեղ J_0 -ն ջերմային հոսանքն է, J_g -ն գեներացիայի հոսանքը:

10.4. Մուլ-էբերսի բանաձևերը

Մուլ-էբերսի բանաձևերը ունիվերսալ առնչություններ են, որոնք նկարագրում են երկբևեռ տրանզիստորների բնութագրերը աշխատանքային բոլոր ռեժիմներում: Նկ. 10.5-ում ներկայացված է երկբևեռ տրանզիստորի սխեման ակտիվ ռեժիմում և ցույց են տրված հոսանքների բաղադրիչները ընդհանուր բազայով սխեմայում, իսկ նկ. 10.6-ում երկբևեռ տրանզիստորի համարժեք սխեման:



Նկ. 10.5. Ընդհանուր բազայի սխեմայով միացված երկբևեռ տրանզիստորի հոսանքի բաղադրիչները



Նկ. 10.6. Երկբևեռ տրանզիստորի համարժեք սխեման աշխատանքի բոլոր ռեժիմների համար

Նորմալ միացման դեպքում էմիտերային p-n անցումով հոսում է J_1 հոսանք, կոլեկտորային անցումով՝ J_1 -ից փոքր $\alpha_N J_1$ հոսանք, ինչը պայմանավորված է բազա ինժեկտված լիցքակիրների մի մասի

նեկումբինացիայով: Նկ. 10.6-ում դա պատկերված է որպես հոսանքի $\alpha_N J_1$ գեներատոր, որտեղ α_N -ը էմիտերային հոսանքի փոխանցման գործակիցն է: Տրանզիստորի ինվերսիոն միացման դեպքում կոլեկտորային ուղիղ 2 հոսանքին կհամապատասխանի էմիտերային $\alpha_1 J_2$ հոսանքը, որտեղ α_1 -ը ինվերսայի գործակիցն է: Այսպիսով, էմիտերի J_E և կոլեկտորի J_C հոսանքներն ընդհանուր դեպքում կազմած են ինժեկտվող (J_1 կամ J_2) և էքստրակցվող ($\alpha_N J_1$ կամ $\alpha_1 J_2$) հոսանքներից.

$$J_E = J_1 - \alpha_1 J_2, \quad J_C = \alpha_N J_1 - J_2: \quad (10.1)$$

J_1 և J_2 հոսանքները p-ն անցման համար որոշվում են ստանդարտ

$$J_1 = J'_{E0}(e^{\beta U_E} - 1), \quad J_2 = J'_{C0}(e^{\beta U_C} - 1) \quad (10.2)$$

ձևով, որտեղ J'_{E0} -ն ու J'_{C0} -ը p-ն անցումների ջերմային (հակադարձ) հոսանքներն են: Նշենք, որ J'_{E0} ու J'_{C0} հոսանքները տարբերվում են երկբևեռ տրանզիստորի հակադարձ J_{E0} ու J_{C0} հոսանքներից:

Կտրենք էմիտերի շղթան ($J_E = 0$) և կոլեկտորային անցմանը կիրառենք փակող բարձր U_C լարում: Այդ պայմանների դեպքում կոլեկտորի շղթայով անցնող հոսանքը կանվանենք կոլեկտորի ջերմային հոսանք J_{C0} : Քանի որ $J_E = 0$, ապա (10.1)-ից հետևում է, որ $J_1 = \alpha_1 J_2$, իսկ (10.2)-ից՝ $J_2 = -J'_C$, քանի որ $U \gg kT/e$:

Ընդունելով $J_C = J_{C0}$, կստանանք՝

$$J_C = \alpha_N \alpha_1 J_1 J_2 = J_2 (\alpha_N \alpha_1 - 1) J'_C = J_{C0}, \quad J'_C = J_{C0} / (1 - \alpha_N \alpha_1): \quad (10.3)$$

Բարձր բացասական շեղման և կոլեկտորի ընդհատված շղթայի դեպքում էմիտերի հոսանքը նշանակենք J'_{E0} -ով: Սա էմիտերի ջերմային հոսանքն է՝

$$J'_{E0} = J_{E0} / (1 - \alpha_N \alpha_1): \quad (10.4)$$

Էմիտերային և կոլեկտորային ջերմային հոսանքների արժեքները անհամեմատ ցածր են, քան դիոդների համապատասխան ջերմային հոսանքները: Տեղադրելով (10.2)-ը (10.1)-ում կստանանք՝

$$\begin{aligned} J_E &= J_{E0}(e^{\beta U_E} - 1) - \alpha_1 J'_{C0}(e^{\beta U_C} - 1), \\ J_C &= \alpha_N J'_{E0}(e^{\beta U_E} - 1) - J'_{C0}(e^{\beta U_C} - 1), \end{aligned} \quad (10.5)$$

$$J_B = (1 - \alpha_N) J'_{E0}(e^{\beta U_E} - 1) + (1 - \alpha_1) J'_{C0}(e^{\beta U_C} - 1):$$

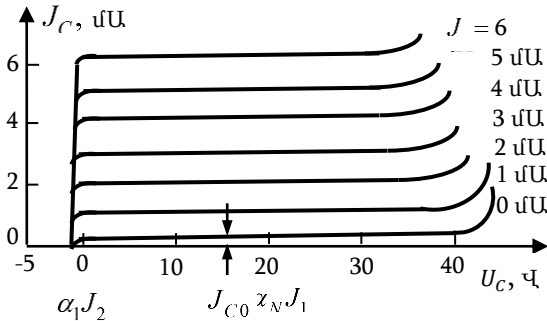
Այստեղ J_B -ն բազայի հոսանքն է, որը հավասար է էմիտերի J_E և կոլեկտորի J_C հոսանքների տարբերությանը:

(10.5) բանաձևերը կոչվում են **Մոլ-Էբերսի բանաձևեր** և օգտակար են երկբևեռ տրանզիստորների ստատիկ բնութագրերի վերլու-

ծության համար հոսանքների և լարումների նշանների կամայական գուգորդման դեպքում: Կոլեկտորի ջերմային J_{C0} հոսանքի փոփոխության դեպքում խոռոչները, որպես ոչ հիմնական լիցքակիրներ, հեռանում են բազայից կոլեկտոր՝ $J_C = J_B$ ($J_E = 0$): Այդ դեպքում խոռոչների հոսքը բազայից էմիտեր հավասարակշռված չէ և էմիտերից բազա դրանցից ավելի շատ է անցնում, քան հավասարակշիռ վիճակում: Դա հանգեցնում է հավելյալ դրական լիցքի կուտակման բազայում և էմիտեր-բազա անցման պոտենցիալ արգելքի բարձրացման, ինչն էլ ի վերջո կոմպենսացնում է խոռոչային հոսանքները: Այսպիսով, կոլեկտորի ջերմային հոսանքի փոփոխության դեպքում բազայի նկատմամբ էմիտերը լիցքավորվում է բացասական:

10.5. Երկբևեռ տրանզիստորի ՎԱԲ-ը ակտիվ ռեժիմում

Դիցուք էմիտերային անցմանը կիրառված է ուղիղ, իսկ կոլեկտորայինին՝ հակառակ շեղում (p-n-p տրանզիստորի համար $U_E > 0$,



Նկ. 10.7. Երկբևեռ տրանզիստորի ՎԱԲ-երը ակտիվ ռեժիմում: Կոլեկտորային կորերի ընտանիքը

$U_C < 0$): ՎԱԲ-ը գտնելու համար չափումների հարմարության նկատառումներով որպես մուտքային պարամետրեր ընտրվում են J_E -ն և U_C -ն, իսկ որպես ելքային՝ J_C -ն և U_E -ն: Գտնենք (10.5)-ից ($e^{\beta U_E} - 1$)-ն և տեղադրենք J_C -ի բանաձևի մեջ,

կստանանք՝

$$J_C = \alpha_N J_E - J_{C0}(e^{\beta U_C} - 1): \quad (10.6)$$

(10.6) առնչությունը նկարագրում է J_E պարամետրով կոլեկտորային $J_C = f(U_C)$ բնութագրերի ընտանիք: U_C պարամետրով էմիտերային $U_E = f(J_E)$ բնութագրեր կստանանք (10.5)-ից: Հաշվի առնելով, որ $\alpha_1(J'_{C0}/J'_{E0}) = \alpha_N$ կստանանք՝

$$U_E = \frac{kT}{e} \ln \left[\frac{J_E}{J_{E0}} + 1 + \alpha_N (e^{\beta U_C} - 1) \right]; \quad (10.7)$$

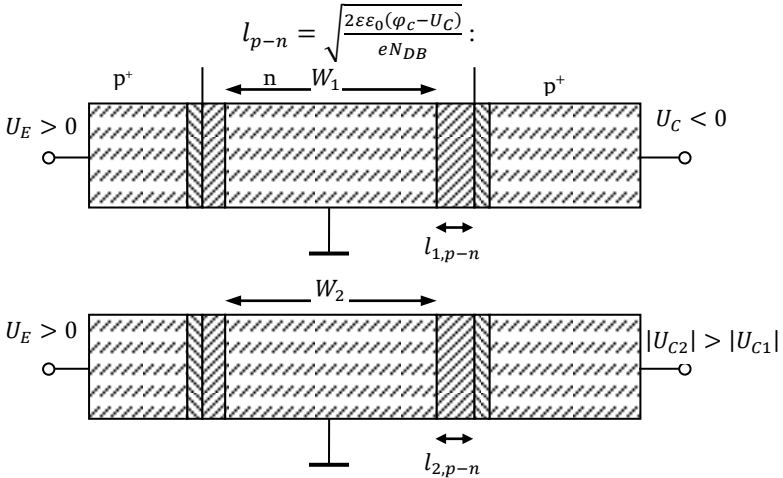
(10.6) և (10.7) բանաձևերը նկարագրում են տրանզիստորի բնութագրերը, որոնք ներկայացված են նկ. 10.7-ում: Ակտիվ ռեժիմի համար, երբ $U_E > 0$, $U_C < 0$, $|U_C| \ll 0$ (10.6)-ը և (10.7)-ը վերափոխվում են

$$J_C = \alpha_N J_E - J_{C0}, \quad U_E = \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{J_E}{J_{E0}} \right):$$

Երկբևեռ տրանզիստորի փոխանցման α գործակցի փոփոխությունը կոլեկտորի լարման փոփոխությունից բազայի լայնության մոդուլյացիայի հետևանքով ստացել է «Էրլիի էֆեկտ» անվանումը (նկ. 10.8): Տեսնեք ինչպես է բազայի լայնության մոդուլյացիան ազդում փոխանցման α գործակցի վրա: α գործակցի տեսքը հետևյալն է՝

$$\alpha = \left(1 - \frac{N_{DB}}{N_{AE}} \right) \left(1 - \frac{W^2}{2l_p^2} \right):$$

Ոչ սիմետրիկ p^+ -ն անցման համար աղքատացած տիրույթը տեղայնացված է p -ն անցման թույլ լեգիրացված մասում և դրա լայնությունը



Նկ.10. 8. Երկբևեռ տրանզիստորի բազայի լայնության մոդուլյացիայի էֆեկտը (Էրլիի էֆեկտ)

Կոլեկտորի U_C լարման փոփոխությունից փոփոխվում է l_{p-n} -ը, հետևաբար՝ նաև բազայի W լայնությունը: Այս էֆեկտը պայմանավորում է կոլեկտորային անցման դիֆերենցիալ դիմադրության վերջավոր արժեք (նկ. 10.9):

10.6. Ընդհանուր էմիտերի սխեմայով երկբևեռ տրանզիստոր

Ընդհանուր էմիտերով միացված երկբևեռ տրանզիստորի (նկ. 10.10) բնութագրերը տարբերվում են ընդհանուր բազայով միացման բնութագրերից: Այս դեպքում տեղի ունի ոչ միայն ըստ լարման, այլ նաև ըստ հոսանքի ուժեղացում: Մուտքային պարամետրերը այսպիսի միացման դեպքում կլինեն բազայի J_B հոսանքը և U_C լարումը կոլեկտորի վրա, իսկ ելքային բնութագրերն են կոլեկտորի J_C հոսանքն ու U_E լարումը էմիտերի վրա:

Ընդհանուր բազայով սխեմայի վերլուծության ժամանակ ստացվում է հետևյալ կապը կոլեկտորի և էմիտերի հոսանքների միջև՝

$$J_C = \alpha J_E + J_{C0}:$$

Ընդհանուր էմիտերով սխեմայում, ըստ Կիրխոֆի առաջին օրենքի,

$$J_E = J_B + J_C,$$

$$J_C = \alpha(J_C + J_B) + J_{C0} + \frac{U_C}{r_C}, \quad J_C - \alpha J_C = J_{C0} + \alpha J_B + \frac{U_C}{r_C},$$

և վերախմբավորումից հետո կստանանք՝

$$J_C = \frac{\alpha}{1-\alpha} J_B + \frac{J_{C0}}{1-\alpha} + \frac{U_C}{(1-\alpha)r_C}: \quad (10.8)$$

Բազայի հոսանքից առաջ գտնվող $\alpha/(1-\alpha)$ գործակիցը ցույց է տալիս թե ինչպես է փոփոխվում կոլեկտորի հոսանքը բազայի հոսանքի միավոր փոփոխության դեպքում: Այն ընդհանուր բազայի սխեմայով միացված երկբևեռ տրանզիստորի ըստ հոսանքի ուժեղացման գործակիցն է և նշանակվում է β -ով՝

$$\beta = \frac{\alpha}{1-\alpha}: \quad (10.9)$$

Քանի որ փոխանցման գործակցի մեծությունը մոտ է 1-ի ($\alpha < 1$), ապա (10.9)-ից հետևում է, որ ուժեղացման β գործակիցը կարող է բավական մեծ լինել 1-ից ($\beta \gg 1$): Փոխանցման գործակցի $\alpha = 0.98 \div 0.99$ արժեքների դեպքում β -ն կհասնի $\beta \approx 50 \div 100$ արժեքների:

Հաշվի առնելով (10.9)-ը, ինչպես նաև $J_{C0}^* = J_{C0}/(1-\alpha)$ հավասարությունը, (10.8)-ը կարելի է արտագրել հետևյալ տեսքով՝

$$J_C = \beta J_B + J_{C0}^* + \frac{U_C}{r_C^*}, \quad (10.10)$$

որտեղ $J_{C0}^* = (1+\beta)J_{C0}$ -ն առանձին վերցրած p -ն անցման ջերմային հոսանքն է, որը շատ մեծ է կոլեկտորի ջերմային J_{C0} հոսանքից, իսկ

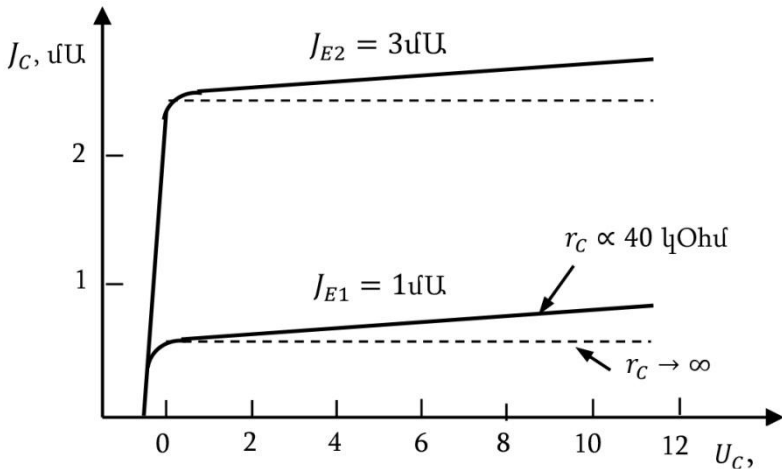
$r_C^* = r_C / (1 + \beta)$: Ածանցելով (10.10)-ը ըստ բազայի J_B հոսանքի, ստանում ենք $\beta = \Delta J_C / \Delta J_B$: Այստեղից հետևում է, որ ուժեղացման β գործակիցը ցույց է տալիս, թե քանի անգամ է փոփոխվում կոլեկտորի J_C հոսանքը բազայի J_B հոսանքի փոփոխության դեպքում: β գործակիցը բնութագրելու համար հիշենք, որ էմիտերային հոսանքի փոխանցման գործակիցը՝ $\alpha = \gamma\chi$, որտեղ $\chi = 1 - \frac{1}{2}\left(\frac{W}{L}\right)^2$: Հետևաբար՝

$$\alpha = \gamma - \frac{\gamma}{2}\left(\frac{W}{L}\right)^2:$$

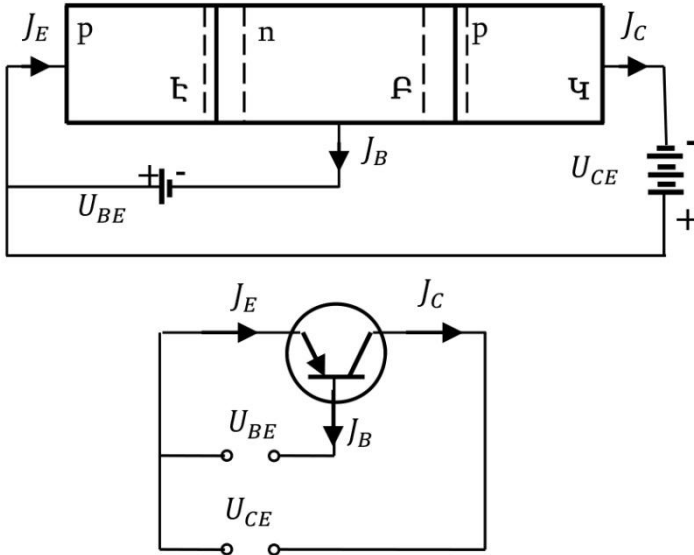
Քանի որ $\frac{W}{L} \gg 1$, իսկ $\gamma \approx 1$, ապա (10.9)-ից ստանում ենք, որ

$$\beta = \left[\gamma - \frac{\gamma}{2}\left(\frac{W}{L}\right)^2 \right] / \left[1 - \gamma + \frac{\gamma}{2}\left(\frac{W}{L}\right)^2 \right] \approx 2 \left(\frac{L}{W}\right)^2 \frac{n!}{r!(n-r)!}: \quad (10.11)$$

Նկ. 10.11 ա-ում ներկայացված են ընդհանուր էմիտերի սխեմայով միացված երկբևեռ տրանզիստորի ՎԱԲ-երը: Սրանք որակապես նման են ընդհանուր բազայի սխեմայով միացված երկբևեռ տրանզիստորի ՎԱԲ-երին:



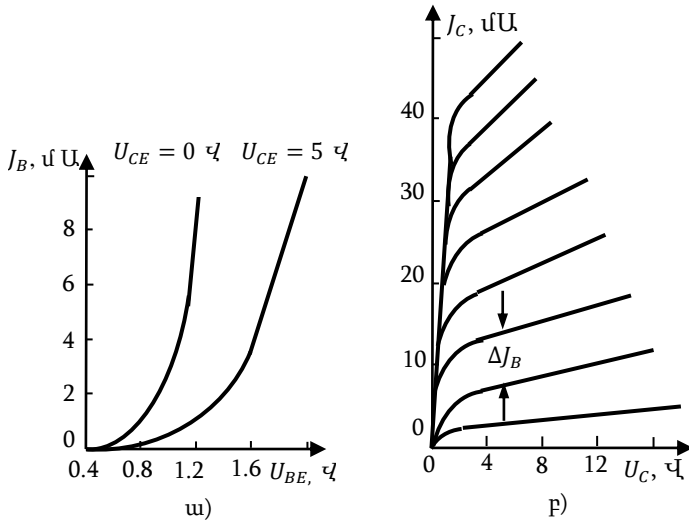
Նկ.10.9. Երկբևեռ տրանզիստորի կոլեկտորային բնութագծերը ընդհանուր բազայով սխեմայի համար (ցուցադրվում է Երլիի էֆեկտը)



Նկ.10.10. Ընդհանուր էմիտերով տրանզիստորի միացման սխեման

Տեսնենք, թե ինչ պատճառներով է բազայի հոսանքի թույլ փոփոխությունը հանգեցնում կոլեկտորային հոսանքի էական աճի: β գործակցի մեկից շատ բարձր արժեքները նշանակում է, որ փոխանցման α գործակիցը մոտ է մեկի: Այդ դեպքում կոլեկտորային հոսանքը մոտ է էմիտերային հոսանքին, իսկ բազայի հոսանքը (բնույթով սա ռեկոմբինացիոն է) զգալիորեն փոքր է և՛ կոլեկտորային, և՛ էմիտերային հոսանքներից: $\alpha \approx 99$ արժեքի դեպքում էմիտերային անցմամբ ինժեկտված 100 խոռոչներից 99-ը էքստրակցվում են կոլեկտորային անցմամբ, և միայն մեկն է ռեկոմբինացվում բազայում էլեկտրոնների հետ և ներդրում տալիս բազայի հոսանքի մեջ:

Բազային հոսանքի աճը 2 անգամ (արդեն պետք է ռեկոմբինացվեն 2 խոռոչ) կհանգեցնի էմիտերային անցումով ինժեկցիայի 2 անգամ ավելացման (պետք է ներմուծվեն 200 խոռոչ) և համապատասխան էքստրակցիա կոլեկտորային անցումով (էքստրակցվում են 198 խոռոչ): Այսպիսով, բազայի հոսանքի թույլ փոփոխությունը, օրինակ 5-ից 10 մկԱ, կհանգեցնի կոլեկտորային հոսանքի մեծ փոփոխության, համապատասխանաբար՝ 500 մկԱ-ից 1000 մկԱ:



Նկ. 10.11. Ընդհանուր էմիտերի սխեմայով միացված երկբևեռ KT215B տրանզիստորի ՎԱԲ-երը

10.7. Դաշտային տրանզիստորներ

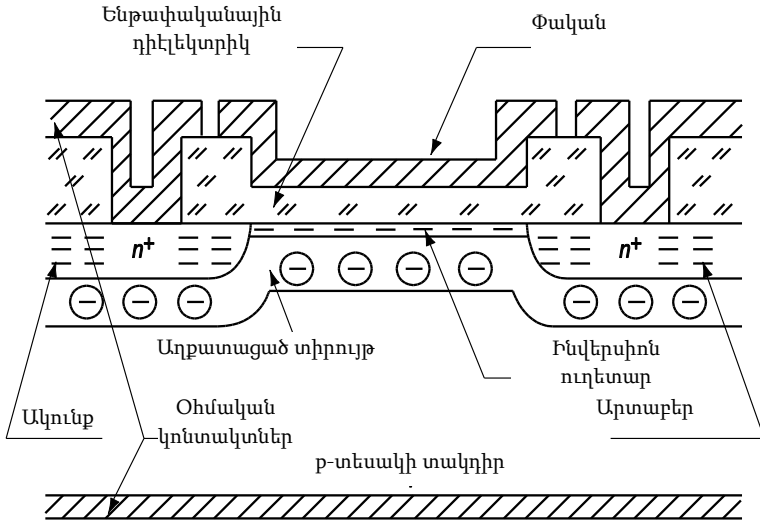
Մետաղ-մեկուսիչ-կիսահաղորդիչ (ՄԴԿ) կառուցվածքով դաշտային տրանզիստորի աշխատանքի ֆիզիկական հիմքը **դաշտի էֆեկտն է**: **Դաշտի էֆեկտն այն է, որ արտաքին էլեկտրական դաշտի ազդեցության տակ կիսահաղորդչի մերձակերևութային տիրույթում փոփոխվում է ազատ լիցքակիրների կոնցենտրացիան**: Դեռևս 1926 թ. Յ. Լիլիենֆելդը ներկայացրել է «Էլեկտրական հոսանքները վերահսկելու մեթոդ և ապարատ» անվանմամբ արտոնագիր, որում նա առաջարկել է եռաէլեկտրոդ կառուցվածք՝ օգտագործելով պոլինձ-սուլֆիդային կիսահաղորդչային նյութ: Այսօր այն անվանում ենք **դաշտային տրանզիստոր**: ՄԴԿ կառուցվածքով դաշտային սարքերում արտաքին դաշտը պայմանավորված է մետաղական էլեկտրոդին՝ փականին, կիրառված լարմամբ: Կախված կիրառված լարման նշանից և մեծությունից առաջանում են կիսահաղորդչի տարածական լիցքի տիրույթի չորս վիճակներ՝ **հարստացում, աղ-**

քատացում, թույլ և ուժեղ ինվերսիա (նշանափոխություն): Դաշտային տրանզիստորները ակտիվ ռեժիմում կարող են աշխատել միայն թույլ և ուժեղ ինվերսիայի ռեժիմում, այսինքն՝ այն դեպքում, երբ ինվերսիոն ուղեւորը ակունքի (source) և արտաբերի (drain) միջև առանձնացված է տակդիրի ծավալից աղքատացած շերտով: ՄԴԿ տրանզիստորի տոպոլոգիան ներկայացված է նկ. 10.12-ում: Ինվերսիայի տիրույթում ոչ հիմնական լիցքակիրների կոնցենտրացիան ուղեւորում ավելի բարձր է, քան հիմնական լիցքակիրների կոնցենտրացիան կիսահաղորդչի ծավալում: Փոփոխելով փականի լարումը՝ կարելի է փոփոխել ազատ լիցքակիրների կոնցենտրացիան ինվերսիոն ուղեւորում և դրանով իսկ մոդուլացնել ուղեւորի դիմադրությունը: Արտաբերի շղթայի լարման աղբյուրն ուղեւորի դիմադրության փոփոխությանը համապատասխան կառաջացնի արտաբերի հոսանքի փոփոխություն, ինչի արդյունքում կստանանք ուժեղացման էֆեկտ: Այսպիսով, ՄԴԿ տրանզիստորը արտաքին լարմամբ կառավարվող դիմադրություն է: Սրանց համապատասխանում է «տրանզիստոր» անվանումը, քանի որ այն առաջացել է “transfer” և “resistor” բառերից, ինչը թարգմանաբար նշանակում է «ձևափոխող դիմադրություն»:

10.7.1. ՄԴԿ դաշտային տրանզիստորների բնութագրերը սահուն ուղեւորի տիրույթում

Դիտարկենք ՄԴԿ կառուցվածքով դաշտային տրանզիստոր (նկ.10.12): z -կոորդինատը ուղղված է կիսահաղորդչի խորքը, y -ը՝ ուղեւորի երկայնքով, x -ը՝ ուղեւորի լայնքով: Ստանանք այսպիսի տրանզիստորի ՎԱԲ-ը հետևյալ ենթադրություններով:

- Հոսանքները ակունքի և արտաբերի p -ոն անցումներով, ինչպես նաև ենթափականային դիէլեկտրիկով բացակայում են (զրո են):
- Էլեկտրոնների μ_n շարժունակությունը հաստատուն է ըստ ինվերսիոն շերտի խորության և L երկարության և կախված չէ փականի V_{GS} և արտաբերի V_{DS} լարումներից:
- Ուղեւորը սահուն է, այսինքն՝ ուղեւորի տիրույթում էլեկտրական դաշտի նորմալ E_z բաղադրիչը զգալի չափով գերազանցում է տանգենցիալ E_y բաղադրիչին:



Նկ. 10.12. ՄԴԿ կառուցվածքով դաշտային տրանզիստոր

Հասանքը p-տեսակի տակդիրի վրա պատրաստված ՄԴԿ տրանզիստորի ուղեւորում պայմանավորված է $n(z)$ կոնցենտրացիայով ազատ էլեկտրոններով: Էլեկտրական E_y դաշտը պայմանավորված է ակունքի և արտաբերի միջև եղած V_{DS} լարմամբ: Համաձայն Օհմի օրենքի՝

$$j(x, y, z) = e\mu_n n(z) \frac{dV}{dy}, \quad (10.12)$$

որտեղ V -ն լարման անկումն է ակունքից մինչև ուղեւորի (x, y, z) կոորդինատներով կետը:

Ինտեգրենք (10.12)-ը՝ ըստ ուղեւորի լայնության (x) և խորության (z) : Ինտեգրալի ձախ մասը կտա ուղեւորի J_{DS} հոսանքը՝

$$J_{DS} = e\mu_n W \frac{dV}{dy} \int_0^\infty n(z) dz: \quad (10.13)$$

Ուղեւորում միավոր մակերեսի վրա էլեկտրոնների լրիվ լիցքը՝

$$Q = e \int_0^\infty n(z) dz :$$

Այդ դեպքում՝

$$J_{DS} = \mu_n W Q_n \frac{dV}{dy}: \quad (10.14)$$

Էլեկտրոնների Q_n լիցքը որոշելու համար գրենք լիցքերի էլեկտրաչեզոքության հավասարումը միավոր մակերեսի համար.

$$Q_m = Q_{ox} + Q_n + Q_B: \quad (10.15)$$

Համաձայն (10.15)-ի՝ մետաղական էլեկտրոդի վրայի Q_m լիցքը հավասարակշռվում է ազատ էլեկտրոնների Q_n , իոնացված ակցեպտորների Q_B և օքսիդի շերտում ներփակված Q_{ox} լիցքերի գումարով:

Նկ. 10.13-ում ցույց է տրված այդ լիցքերի բաշխման սխեմատիկ պատկերը: Օքսիդի շերտի C_{ox} երկրաչափական ունակության սահմանումից հետևում է, որ լրիվ Q_m լիցքը ՄԴԿ կոնդենսատորի թիթեղների վրա

$$Q_m = C_{ox}V_{ox}, \quad (10.16)$$

որտեղ V_{ox} -ը լարման անկումն է օքսիդի շերտի վրա, C_{ox} -ը՝ ենթափականային դիէլեկտրիկի տեսակարար ունակությունը:

Քանի որ լարման անկումը օքսիդի շերտի վրա հավասար է V_{ox} , կիսահահորդչում՝ մակերևութային ψ_s պոտենցիալին, իսկ փականին կիրառված ողջ լարումը V_{GS} է, ապա

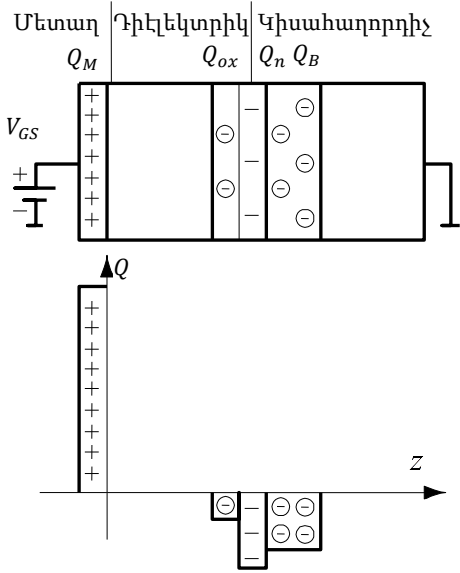
$$V_{GS} - \Delta\varphi_{ms} = V_{ox} + \psi_s = V_{ox} + \psi_{s0} + V(y): \quad (10.17)$$

Այստեղ $\Delta\varphi_{ms}$ -ը մետաղ-կիսահահորդիչ էլքի աշխատանքների տարբերությունն է, ψ_{s0} -ն՝ մակերևութային պոտենցիալն է հավասարակշիռ պայմաններում, այսինքն՝ արտաբերի $V_{DS} = 0$ լարման դեպքում:

(10.15)-(10.17) բանաձևերից հետևում է՝

$$Q_n = Q_m - Q_{ox} - Q_B = C_{ox}[V_{GS} - \Delta\varphi_{ms} - \psi_{s0} + V(y)] - Q_{ox} - Q_B: \quad (10.18)$$

Քանի որ ուժեղ ինվերսիայի տիրույթում փականի վրայի V_{GS} լարման բավական մեծ փոփոխության դեպքում մակերևութային պոտենցիալը թույլ է փոփոխվում, այն կհամարենք հաստատուն մեծություն և հավասար ուժեղ ինվերսիայի տիրույթի սկզբնավորման



Նկ. 10.13. Լիցքերի տեղաբաշխումը ՄԴԿ տրանզիստորում

$\psi_{so} = 2\varphi_0$ պոտենցիալին: Հետևաբար, կընդունենք նաև, որ ակցեպտորների Q_B լիցքը կախված չէ մակերևութային պոտենցիալից: Ներմուծենք շեմային V_T լարում, որպես հավասարակշիռ վիճակում ուղետարի բացմանը համապատասխանող փականի վրայի V_{GS} լարում.

$$V_T = V_{GS}(\psi_{so} = 2\varphi_0), V_{DS} = 0 :$$

Այդ դեպքում $Q_n(V_{DS} = 0) = 0$: (10.18)-ից հետևում է՝

$$V_T = \Delta\varphi_{ms} + 2\varphi_0 + \frac{Q_{ox}}{C_{ox}} - \frac{Q_{oE}}{C_{ox}} : \quad (10.19)$$

Այդ դեպքում հաշվի առնելով (10.19)-ը, կստանանք՝

$$Q_n = C_{ox}[V_{GS} - V_T - V(y)] : \quad (10.20)$$

Տեղադրելով (10.20)-ը (10.14)-ում, բաժանելով փոփոխականները և ինտեգրումը կատարելով ուղետարի երկայնքով՝ ըստ y -ի 0-ից L , իսկ $V(y)$ -ը՝ 0-ից V_{DS} , կստանանք՝

$$J_{DS} = \frac{W}{L} \mu_n C_{ox} \left[(V_{GS} - V_T)V_{DS} - \frac{V_{DS}^2}{2} \right] : \quad (10.21)$$

Վերջին հավասարումը նկարագրում է դաշտային տրանզիստորի ՎԱԲ-ը սահուն ուղետարի տիրույթում:

10.7.2. ՄԴԿ տրանզիստորի բնութագրերը փակման տիրույթում

Ինչպես հետևում է (10.20)-ից, ակունք-արտաբեր V_{DS} լարման աճին զուգընթաց ուղետարում կարող է վրա հասնել այնպիսի պահ, երբ տեղի կունենա ուղետարի փակում (միակցում), այսինքն՝ ուղետարի որևէ կետում էլեկտրոնների լիցքը կվերանա (կդառնա զրո): Դա համապատասխանում է հետևյալ պայմանին՝

$$V(y) = V_{GS} - V_T \equiv V_{DS}^* : \quad (10.22)$$

Քանի որ $V(y)$ լարման առավելագույն արժեքը առաջանում է արտաբերի վրա, ապա ուղետարի փակումը տեղի կունենա հենց արտաբերի մոտ: Ուղետարի փակմանը համապատասխանող արտաբերի V_{DS} լարումը կոչվում է փակման լարում (V_{DS}^*): Փակման լարման արժեքը որոշվում է (10.22)-ով: Արտաբերի V_{DS} լարման աճին զուգընթաց ուղետարի փակման (10.21) պայմանին համապատասխանող կետը տեղաշարժվում է արտաբերից ակունք: Առաջին մոտավորությամբ, այդ դեպքում սահուն ուղետարի տիրույթում ակունքից մինչև փակման կետը լարման անկումը նույնն է՝ $V_{DS}^* =$

$V_{GS} - V_T$, և կախված չէ ակունք-արտաբեր լարումից: Սահուն ուղե-տարի արդյունարար L' երկարությունը ակունքից մինչև փակման կետը քիչ է տարբերվում ուղետարի իրական L երկարությունից և սովորաբար $\Delta L = L - L'$: Դրա հետևանքով փակման տիրույթում առաջին մոտավորությամբ արտաբերի J_{DS} հոսանքը կախված չէ արտաբերի V_{DS} լարումից: (10.21)-ի մեջ արտաբերի V_{DS} լարման փոխարեն տեղադրելով V_{DS}^* -ի արտահայտությունը՝ (10.22)-ից կստանանք արտաբերի հոսանքի արտահայտությունը փակման տիրույթի համար.

$$J_{DS} = \frac{W}{2L} \mu_n C_{ox} (V_{GS} - V_T)^2: \quad (10.23)$$

Այս վերջին (10.23) առնչությունը ՄԴԿ տրանզիստորի ՎԱԲ-ն է փակման տիրույթում: Արտաբերի J_{DS} հոսանքի կախումը փակման V_{GS} լարումից կոչվում է անցումային (տես, նկ.10.16), իսկ արտաբերի J_{DS} հոսանքի կախումը արտաբերի V_{DS} լարումից՝ տրանզիստորի ելքային բնութագրեր: Ակունք-արտաբեր լարման բավական բարձր արժեքների և համեմատաբար կարճ ուղետարի ($L = 10 \div 20$ մկմ) դեպքում փակման տիրույթում նկատվում է ուղետարի երկարության մոդուլյացիայի էֆեկտ: Այդ դեպքում փակման կետը շեղվում է դեպի ակունք և փակման V_{DS}^* լարումն ընկնում է ավելի կարճ L' երկարության վրա: Դա հանգեցնում է J_{DS} հոսանքի աճի: Փակող ΔL տեղամասի վրա ընկնող ΔV լարումը հավասար կլինի՝

$$\Delta V(\Delta L) = V_{DS} - (V_{GS} - V_T): \quad (10.24)$$

Քանի որ ΔV լարումը ընկնում է հակառակ շեղված p^+ -n անցման վրա, ապա դրա ΔL լայնությունը հավասար կլինի՝

$$\Delta L = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s \varepsilon_0 (V_{DS} + V_T - V_{GS})}{eN_A}}: \quad (10.25)$$

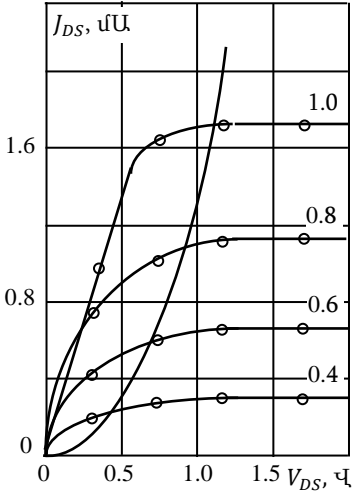
Ուղետարի հոսանքը հավասար է J_{DS}^0 , երբ ակունք-արտաբեր $V_{DS} = V_{DS}^* = V_{GS} - V_T$ լարումը հավասարվում է փակման լարմանը և $\Delta L = 0$: J_{DS} -ով նշանակենք արտաբերի հոսանքը արտաբերի բարձր լարման տակ, երբ $V_{DS} > V_{DS}^*$: Այդ դեպքում՝

$$J_{DS}^0 L = J_{DS} (L - \Delta L): \quad (10.26)$$

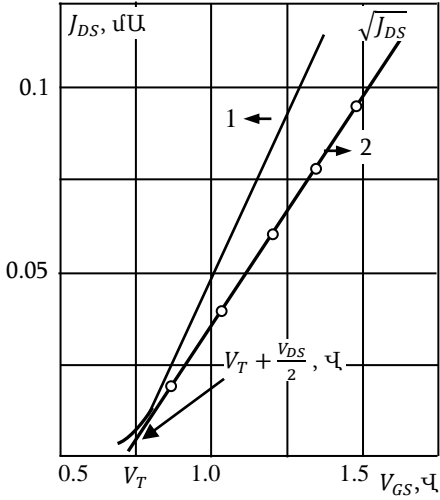
Հետևաբար ՄԴԿ տրանզիստորի ՎԱԲ-ը հաշվի առնելով՝ ուղե-տարի երկարության մոդուլյացիան կդառնա՝

$$J_{DS} = \frac{W}{2L} \mu_n C_{ox} (V_{GS} - V_T)^2 \left[1 - \frac{1}{L} \sqrt{\frac{2\varepsilon_s \varepsilon_0 (V_{DS} - V_T + V_{GS})}{eN_A}} \right]^{-1}: \quad (10.27)$$

Ուղետարի երկարության մոդուլացիայի էֆեկտը ուժեղ ազդեցություն է գործում շատ փոքր չափսեր ունեցող ՄԴԿ տրանզիստորների էլքային բնութագրերի վրա:



Նկ. 10.14. Արտաբերի հոսանքի կախումը արտաբերին կիրառված լարումից ՄԴԿ դաշտային տրանզիստորի համար փականի տարբեր լարումների դեպքում: Շեմային լարումը $V_T = 0.1$ Վ: Հոծ գիծը կառուցված է ըստ (10.21)-ի և (10.23)-ի:



Նկ. 10.15. Արտաբերի J_{DS} հոսանքի կախումը փականի V_{GS} լարումից սահուն անցման տիրույթում $V_{DS} = 0.1$ Վ լարման տակ (1 կորը), $\sqrt{J_{DS}}$ -ի կախումը փականի լարումից՝ փակման տիրույթում (2 կորը)

Վերջնարդյունքներ 10-րդ գլխի համար

- Որո՞նք են երկբևեռ տրանզիստորի աշխատանքային ռեժիմները:
- Ի՞նչ ֆիզիկական պրոցեսներ են ընթանում երկբևեռ տրանզիստորներում:
- Ի՞նչ հատկություններ ունի ընդհանուր բազայի սխեմայով երկբևեռ տրանզիստորը:
- Ի՞նչ են նկարագրում Մոլ-Էբերսի բանաձևերը:
- Ինչպիսի՞ն է երկբևեռ տրանզիստորի ՎԱԲ-ը ակտիվ ռեժիմում:
- Ո՞րն է դաշտի էֆեկտը:
- Ինչպիսի՞ն է ՄԴԿ տրանզիստորի կառուցվածքը:
- Ինչպիսի՞ն է դաշտային տրանզիստորի ՎԱԲ-ը սահուն ուղետարի տիրույթում:
- Ինչպիսի՞ն է դաշտային տրանզիստորի բնութագրերը փակման տիրույթում:

ԲՈՎԱՆՂԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

ԱՌԱՋԱԲԱՆ.....	3
---------------	---

ԳԼՈՒԽ 1

ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐԻ ՄԻՄԵՏՐԻԱՆ ԵՎ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔԸ

1.1. Բյուրեղների անիզոտրոպիան և սիմետրիան.....	5
1.2. Կապերի տեսակները բյուրեղական կառուցվածքներում.....	7
1.2.1. Մետաղական կապ	7
1.2.2. Վան-դեր վաալսյան կապ	7
1.2.3. Իոնական կապ.....	8
1.2.4. Կովալենտ կապ	8
1.3. Բյուրեղի կառուցվածքն ու տարածական ցանցը	10
1.4. Անկյունների հաստատունության օրենքը: Բրեգի բանաձևը	14
1.5. Բյուրեղական բազմանիստերի սիմետրիայի առաջին սեռի գործողություններ և տարրեր.....	16
1.5.1. Սիմետրիայի հարթությունը.....	17
1.5.2. Սիմետրիայի առանցք	18
1.5.3. Սիմետրիայի կենտրոնը.....	19
1.6. Բյուրեղագիտական ինդեքսավորման մեթոդ	20
1.6.1. Հանգույցների սիմվոլներ	20
1.6.2. Շարքերի (կողերի) սիմվոլներ.....	21
1.6.3. Հարթությունների սիմվոլներ: Վեյսի պարամետրեր և Միլերի ինդեքսներ	23
1.7. Բյուրեղագիտական կատեգորիաներ և սինգոնիաներ.....	24
1.7.1. Կատեգորիաներ	25
1.7.2. Սինգոնիաներ	26
1.8. Բրավեի ցանցեր.....	28
1.9. Բյուրեղների կառուցվածքի փորձնական որոշման մասին.....	36
1.10. Բյուրեղների արասները.....	37

ԳԼՈՒԽ 2

ՊԻՆԴ ՄԱՐՄՆԻ ԳՈՏԻԱԿԱՆ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ՀԻՄՈՒՆՔՆԵՐ

2.1. Շրջողինգերի հավասարումը բյուրեղի համար.....	41
2.2. Էներգետիկ գոտիների առաջացումը.....	43
2.3. Էլեկտրոնների վիճակների թիվը էներգետիկ գոտում	45

2.4. Քվազիիմպուլս.....	49
2.5. Բրիլյունենի գոտիներ.....	50
2.6. $E(k)$ կախումը թույլատրելի գոտիների հատակին և առաստաղին	52
2.7. Լիցքակիրների արդյունաբար զանգված: Խոռոչներ	55

ԳԼՈՒԽ 3

**ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ ԵՎ ԽՈՌՈՉՆԵՐԻ ՎԻՃԱԿԱԳՐՈՒԹՅՈՒՆԸ
ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻՉՆԵՐՈՒՄ**

3.1. Քվանտային վիճակների խտությունը	62
3.2. Ֆերմի-Դիրակի բաշխման ֆունկցիա	64
3.3. Էլեկտրոնների և խոռոչների կոնցենտրացիան կիսահաղորդչում	66
3.4. Չայլասերված խառնուրդային կիսահաղորդիչ	69
3.5. Չայլասերված սեփական կիսահաղորդիչ	72
3.6. Ֆերմիի մակարդակի դիրքի կախումը ջերմաստիճանից չայլասերված խառնուրդային կիսահաղորդչում	74

ԳԼՈՒԽ 4

ԲՈՒՑՄԱՆԻ ԿԻՆԵՏԻԿԱԿԱՆ ՀԱՎԱՍԱՐՈՒՄ

4.1. Բոլցմանի կինետիկական հավասարում	80
4.2. Հավասարակշիռ վիճակ	87
4.3. Ռելաքսացիայի ժամանակ	88
4.4. Ռելաքսացիայի ժամանակ: Ցրումը խառնուրդի իոնների, խառնուրդի ատոմների և դիպոլկացիաների վրա.....	90

ԳԼՈՒԽ 5

ԿԻՆԵՏԻԿԱԿԱՆ ԵՐԵՎՈՒՑԹՆԵՐԸ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻՉՆԵՐՈՒՄ

5.1. Տեսակարար հաղորդականություն.....	93
5.1.1. Կիսահաղորդիչների տեսակարար հաղորդականություն	93
5.1.2. Լիցքակիրների շարժունակության ջերմաստիճանային կախվածությունը.....	96
5.1.3. Տեսակարար հաղորդականության ջերմաստիճանային կախվածությունը.....	98
5.2. Գավառամագնիսական էֆեկտներ	98
5.2.1. Հոլի էֆեկտը	98
5.2.2. Հոլի էֆեկտը խառը հաղորդականության դեպքում.....	103
5.2.3. Մագնիսադիմադրության էֆեկտ.....	107

5.3. Ջերմաէլեկտրական երևույթներ	109
5.3.1. Ջեներելի էֆեկտ.....	109
5.3.2. Պելտյեի էֆեկտ	114
5.3.3 Թոմսընի էֆեկտ.....	115
5.3.4. Կիսահաղորդիչների ջերմահաղորդականություն	115

ԳԼՈՒԽ 6

ԱՆՀԱՎԱՍՏԱՐԱԿՇԻՌ ԼԻՑԶԱԿԻՐՆԵՐԻ ԳԵՆԵՐԱՑԻԱՆ ԵՎ ՌԵԿՈՍԲԻՆԱՑԻԱՆ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻՉՆԵՐՈՒՄ

6.1. Հավասարակշիռ և անհավասարակշիռ լիցքակիրներ.....	119
6.2. Լիցքակիրների երկբևեռ լուսային գեներացիա	123
6.3. Լիցքակիրների միաբևեռ լուսային գեներացիա: Մաքսվելյան ռելաքսացիայի ժամանակ	125

ԳԼՈՒԽ 7

ԱՆՀԱՎԱՍՏԱՐԱԿՇԻՌ ԼԻՑԶԱԿԻՐՆԵՐԻ ԴԻՖՈՂԻԱ ԵՎ ԴՐԵՑՑ

7.1. Անընդհատության հավասարումը.....	128
7.2. Դիֆուզիոն և դրեյֆային հոսանքներ	131
7.3. Այնպիսի առնչություն	133

ԳԼՈՒԽ 8

ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻՉՆԵՐԻ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐ

8.1. Սեփական կլանում.....	135
8.1.1 Թույլատրելի ուղիղ անցումներ	136
8.1.2. Արգելված ուղիղ անցումներ	136
8.2. Էքսիթոնային կլանում.....	137
8.3. Խառնուրդային կլանում.....	138
8.4. Թեք անցումներ թեք հովիտների միջև	139
8.5. Ճառագայթային անցումներ	140
8.6. Ճառագայթման արդյունավետությունը	141
8.7. Կապը սպոնտան և հարկադրական ճառագայթման միջև	142
8.8. Լազերային ճառագայթման առաջացման չափանիշները	143

ԳԼՈՒԽ 9

ԿՈՆՏԱԿՏԱՅԻՆ ԵՐԵՎՈՒՅԹՆԵՐԸ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻՉՆԵՐՈՒՄ

9.1. Կիսահաղորդիչը արտաքին էլեկտրական դաշտում	148
9.2. Ելքի աշխատանք.....	153

9.3. Մետաղ-մետաղ կոնտակտ: Պոտենցիալների կոնտակտային տարբերություն.....	155
9.4. Մետաղ-կիսահաղորդիչ կոնտակտ	157
9.5. Ուղղումը մետաղ-կիսահաղորդիչ կոնտակտում	160
9.6. Հոսանքի ուղղման տեսություններ.....	162
9.7. Էլեկտրոնային և խոռոչային կիսահաղորդիչների կոնտակտ ..	165
9.8. Ուղղումը p-n անցմամբ	169
9.9. Ֆոտոդիոդ: Աշխատանքի սկզբունքը, ՎԱԲ-ը	173
9.10. Ֆոտոէլեմենտներ	177
9.11. Կիսահաղորդչային ինժեկցիոն լազեր.....	181
9.12. Թունելային դիոդ.....	183
9.13. S - դիոդ.....	188

ԳԼՈՒԽ 10

ՏՐԱՆԶԻՍՏՈՐՆԵՐ

10.1. Երկբևեռ տրանզիստոր: Գործողության սկզբունքը	194
10.2. Հիմնական ֆիզիկական պրոցեսները երկբևեռ տրանզիստորում	196
10.3. Ընդհանուր բազայի սխեմայով երկբևեռ տրանզիստոր: Գոտիական դիագրամն ու հոսանքները.....	197
10.4. Մոլ-Էբերսի բանաձևերը	200
10.5. Երկբևեռ տրանզիստորի ՎԱԲ-ը ակտիվ ռեժիմում.....	202
10.6. Ընդհանուր էմիտերի սխեմայով երկբևեռ տրանզիստոր	204
10.7. Դաշտային տրանզիստորներ.....	207
10.7.1. ՄԴԿ դաշտային տրանզիստորների բնութագրերը սահուն ուղետարի տիրույթում	208
10.7.2. ՄԴԿ տրանզիստորի բնութագրերը փակման տիրույթում ...	211

ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆ

ՖԵՐԴԻՆԱՆՏ ՎԱԶԳԵՆԻ ԳԱՍՊԱՐՅԱՆ

**ՊԻՆԴՄԱՐՄՆԱՅԻՆ
ԷԼԵԿՏՐՈՆԻԿԱ**

ՈՒՍՈՒՄՆԱԿԱՆ ՁԵՌՆԱՐԿ

Համակարգչային ձևավորումը՝ Կ. Չալաբյանի
Կազմի ձևավորումը՝ Ա. Պատվականյանի
Հրատ. սրբագրումը՝ Ա. Գույումջյանի

Տպագրված է «ՎԱՌՄ» ՍՊԸ-ում:
Ք. Երևան, Տիգրան Մեծի 48, բն. 43

Ստորագրված է տպագրության՝ 23.09.2021:
Չափսը՝ 60x84 ¹/₁₆: Տպ. մամուլը՝ 13.75:
Տպաքանակը՝ 150:

ԵՊՀ հրատարակչություն
ք. Երևան, 0025, Ալեք Մանուկյան 1
www.publishing.yసు.am