ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆ
Ֆիզիկայի ֆակուլտետ
Ընդհանուր ֆիզիկայի և աստղաֆիզիկայի ամբիոն

Մ. Աբրահամյան, Ռ. Գաբրիելյան, Մ. Հայրապետյան,
Գ. Մուրադյան, Մ. Հարությունյան, Հ. Ենոքյան

ԼԱԲՈՐԱՏՈՐ ՊԱՐԱՊՄՈՒՆՔՆԵՐԻ ՈՒՂԵՑՈՒՅՑ

Մեխանիկա

ԵՐԵՎԱՆ
ԵՊՀ ՀՐԱՏԱՐԱԿՉՈՒԹՅՈՒՆ
2018

ՀՏԴ 531(07)
ԳՄԴ 22.2 g7
Մ 540

Հրատարակության է երաշխավորել ԵՊՀ ֆիզիկայի ֆակուլտետի գիտական խորհուրդը

Մ. Աբրահամյան, Ռ. Գաբրիելյան, Մ. Հայրապետյան, Գ. Մուրադյան, Մ. Հարությունյան, Հ. Ենոքյան
Մ 540 Լաբորատոր պարապմունքների ուղեցույց: Մեխանիկա: -Եր., ԵՊՀ հրատ., 2018, 150 էջ:

Ձեռնարկը կազմել են ընդհանուր ֆիզիկայի և աստղաֆիզիկայի ամբիոնի աշխատակիցներ՝ պրոֆեսոր Մարտին Աբրահամյանը, դոցենտներ Ռուբեն Գաբրիելյանը և Մեխակ Հայրապետյանը, ավագ գիտաշխատող Գևորգ Մուրադյանը, դասախոս Մերուժան Հարությունյանը և ավագ լաբորանտ Հասմիկ Ենոքյանը:

Նախատեսված է Երևանի պետական համալսարանի բնագիտական ֆակուլտետների ուսանողների համար, կարող է օգտագործվել նաև այլ բուհերում:

ՀՏԴ 531(07)
ԳՄԴ 22.2 g7

ISBN 978-5-8080-2321-3

ՉԱՓԻՉ ԳՈՐԾԻՔՆԵՐ ԵՎ ՉԱՓՄԱՆ ՍԽԱԼՆԵՐ

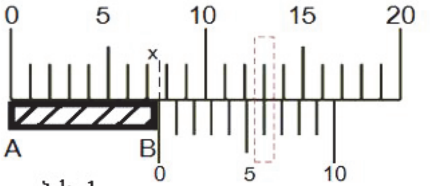
Ֆիզիկական որևէ մեծություն չափել նշանակում է որոշել նրա արժեքը այդ մեծության չափման միավորով: Այն սովորաբար կատարվում է այս կամ այն սարք(եր)ի միջոցով: Չափումները լինում են ուղղակի և անուղղակի: Ուղղակի չափումների ժամանակ մեծությունը անմիջականորեն որոշվում է համապատասխան չափիչ սարքով, օրինակ՝ զանգվածի որոշումը լծակավոր կամ էլեկտրոնային կշեռքով: Անուղղակի չափումների ժամանակ չափվող մեծությունը հաշվում են այլ մեծությունների ուղղակի չափման արդյունքների հիման վրա, որոնք չափվող մեծության հետ կապված են որոշակի ֆունկցիոնալ առնչությամբ: Օրինակ՝ համասեռ մարմնի խտությունը որոշվում է $\rho = m / V$ բանաձևով, որտեղ m-ը V ծավալով նյութի զանգվածն է: Կամ՝ $\mathbf{g}$ ազատ անկման արագացման մեծությունը մաթեմատիկական ճոճանակի տատանումների միջոցով որոշվում է $g = 4\pi^2 l / T^2$ բանաձևով, որտեղ l-ը մաթեմատիկական ճոճանակի երկարությունն է, T-ն՝ տատանումների պարբերությունը: Նշված օրինակներում m, V, l, T-ն որոշվում են ուղղակի չափումներով:

1. ՊԱՐԶ ՉԱՓԻՉ ԳՈՐԾԻՔՆԵՐ

Ստորև բերված են պարզ կառուցվածքի չափիչ սարքերի նկարագրությունները, որոնք օգտագործվում են հիմնական մեխանիկական մեծությունները՝ երկարություն, ժամանակ և զանգված, չափելու համար:

Նոնիուս: Որպես երկարության չափի միավոր՝ մեծ մասամբ օգտագործում են սանտիմետրը (սմ) կամ միլիմետրը (մմ), իսկ չափումներ կատարելու համար՝ սանտիմետրերի կամ միլիմետրերի բաժանված քանոնը: Որևէ մարմնի ℓ երկարությունը չափելու համար նրա մի ծայրը տեղադրվում է քանոնի զրո խազի վրա, եթե մարմնի մյուս ծայրը համընկնում է քանոնի *n* բաժանմունքի վրա, նշանակում է մարմնի երկարությունը *n* սմ է (կամ մմ): Եթե ծայրն ընկած լինի *n* և **n+1** բաժանմունքների միջև, նշանակում է՝ $n < \ell < n+1$: Քանի որ մարմնի երկարությունը մի փոքր մեծ է *n*-ից, ապա այդ ավելցուկը որոշում են աչքաչափով: Ավելի ճշգրիտ չափումների համար քանոնին միացնում են նոնիուս-շարժաքանոնը: Նոնիուսը մի կարճ քանոն է, որն ազատ կարող է շարժվել քանոնի վրայով: Երկարությունները 0.1 մմ ճշտությամբ չափելու համար սովորաբար նոնիուսը վերցնում են 9 մմ, երբեմն՝ 19 մմ երկարությամբ և բաժանում այն 10 հավասար մասի: Այսպիսով, նոնիուսի յուրաքանչյուր բաժանմունքը 0.9 մմ է (կամ՝ 1.9 մմ):

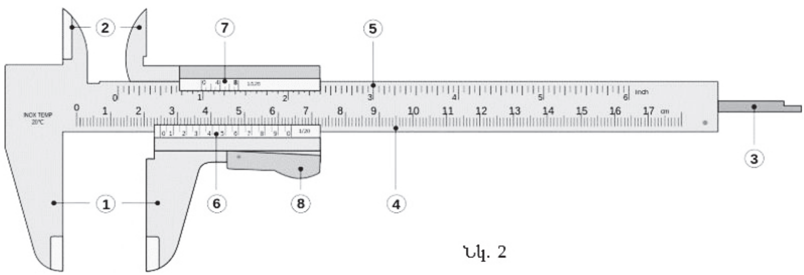
AB ձողի երկարությունը չափելու համար (Նկ. 1) AB ձողը հպում ենք քանոնին այնպես, որ նրա A ծայրը համընկնի քանոնի զրո խազի հետ, և նայում ենք B ծայրին: Դիցուք B ծայրն ընկել է 7 և 8 բաժանմունքների միջև: Այդ տիրույթում մարմնի երկարության մասը նշանակենք x-ով: Նոնիուսը հպում ենք B



Նկ. 1

ծայրին և գրանցում, թե նրա որ բաժանմունքն է համընկել քանոնի որևէ բաժանմունքին: Նկարի օրինակում նոնիուսի 6-րդ բաժանմունքը համընկել է քանոնի 13-րդ (ինչը ցույց է տրված ընդհատ գծիկներով) բաժանմունքի հետ: Դա նշանակում է, որ 6սմ = (x+6•0.9)սմ (եթե նոնիուսի յուրաքանչյուր բաժանմունքը 0.9մմ է): Այսպիսով՝ x = 6 - 6•0.9սմ կամ x=0.1•6 սմ: Այսպիսով, x=0.6սմ: Հետևապես ձողի երկարությունը կլինի 7+0.6 = 7.6սմ:

Ձողակարկին (Շտանգեն-ցիրկուլ): Ձողակարկինն օգտագործում են մարմինների երկարությունը, խորությունը, հաստությունը, արտաքին ու ներքին տրամագծերը չափելու համար:



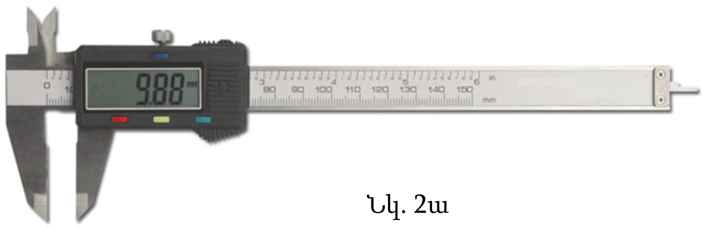
Նկ. 2

Ձողակարկինը միլիմետրերի բաժանված քանոն է (Նկ. 2-ում՝ 4), որի մի ծայրն ավարտվում է 1 և 2 ելուններով: Քանոնի վրա ազատ շարժվում է 6, 7 նոնիուս-շրջանակը, որը նույնպես ունի 1 և 2 ելուններ: Քանոնի զրո խազը գծում են 1 ելունից մի փոքր հեռու այնպես, որ 1 և 2 ելունների իրար շոշափման դեպքում քանոնի և նոնիուսի զրո բաժանմունքները համընկնեն:

Մարմնի երկարությունը չափելու համար շրջանակը տեղաշարժում են այնպես, որ մարմինը տեղավորվի 1-1 ելունների միջև: Գրի են առնում ցուցմունքը՝ կարդալով ամբողջ մմ-երի թիվը 4 քանոնի վրա՝ մինչև նոնիուսի զրո խազը, իսկ տասներորդական մասը՝ նոնիուսի վրա: 2 ելունները ծառայում են մարմինների ներքին չափերը որոշելու համար:

Որևէ մարմնի խորությունը չափելու համար ձողակարկինի 4 ծայրը (Նկ. 2) տեղավորում են այդ մարմնի վերի եզրին և 3 ձողը իջեցնում այնքան, մինչև որ ծայրը շոշափի մարմնի հատակը: Գրի են առնում ձողակարկինի ցուցմունքը, որը և չափվող խորությունն է:

Նկ. 2 ա-ում պատկերված է էլեկտրոնային ձողակարկին:

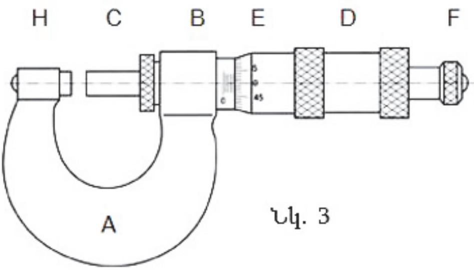


Նկ. 2ա

Նրանով չափման գործընթացը նույնն է, ինչ սովորական ձողակարկինի դեպքում, սակայն էլեկտրոնային ձողակարկինը նոնիուսի փոխարեն ունի թվային էկրան, որի վրա էլ պատկերվում է չափման արդյունքը:

Միկրոմետր: Միկրոմետրը ծառայում է լարի տրամագիծ, թերթի կամ բարակ թիթեղների հաստություն չափելու համար:

Միկրոմետրը բաղկացած է A աղեղից (Նկ. 3), որի մի ծայրում ամրացված է B անշարժ գլանը, C միկրոմետրիկ ձողից, որը կարող է շարժվել B անշարժ գլանի միջով, E թմբուկից, որի եզրի վրա գծված է 50 կամ 100 հավասար մասերի բաժանված ցուցնակ, D պտտանից, որը վերջանում է F գլխիկով:



Նկ. 3

C միկրոմետրիկ ձողիկը, D պտտանը և E թմբուկը կազմում են մի ամբողջություն և պտտվում են միասին: A աղեղի մյուս ծայրում H ելուննն է: B անշարժ գլանի վրա կողք կողքի գծված են միլիմետրանոց երկու ցուցնակներ, որոնք մեկը մյուսի նկատմամբ շեղված են 0.5 մմ-ով: Միասին վերցրած՝ նրանք կազմում են մի ցուցնակ, որի յուրաքանչյուր բաժանմունքը 0.5 մմ է:

Միկրոմետրի գլխավոր մասը միկրոմետրիկ C ձողիկն է: D պտտանի մեկ լրիվ պտույտը առաջ է բերում C-ի 0.5 մմ-ով (կամ 1 մմ) համընթաց տեղաշարժ: Եթե D պտտանի մեկ լրիվ պտույտը բերում է C-ի 1 մմ-ով տեղաշարժ, ապա E թմբուկի շրջագիծը բաժանված է լինում 100 հավասար մասերի, և E թմբուկը մեկ բաժանմունքով շարժվելիս՝ H և C ելուններն իրարից հեռանում կամ մոտենում են 0.01 մմ-ով: Իսկ եթե D պտտանի մեկ լրիվ պտույտին համապատասխանում է C-ի 0.5

մմ-ով տեղաշարժ, ապա E թմբուկը բաժանված է լինում 50 հավասար մասերի, և E թմբուկը մեկ բաժանմունքով շարժվելիս H-ը և C-ն դարձյալ հեռանում կամ մոտենում են 0.01 մմ-ով:

D պտտանը ծառայում է C-ն ետ շարժելու համար, առաջ շարժելու համար օգտվում են F գլխիկից: Ահա թե ինչու միկրոմետր օգտագործելիս սխալների հիմնական պատճառը C պտուտակի անհավասարաչափ սեղմումն է չափվող մարմնի վրա: Այդ թերությունից խուսափելու համար ժամանակակից միկրոմետրերն ունեն հատուկ հարմարանք, որը թույլ չի տալիս առաջացնել շատ մեծ սեղմում: Այդ սարքավորման գործողությունը հիմնված է C պտուտակի և պտտող F գլխիկի միջև առաջացող շփման վրա: Եթե C պտուտակը հասել է չափվող մարմնին, ապա, այդ պահից սկսած, F գլխիկի պտտելը այլևս համընթաց շարժում չի առաջացնում, և լսվում է ճարճատյուն: Լարի կամ գնդիկի տրամագիծ կամ թիթեղի հաստություն չափելիս առարկան տեղավորում են H և C ելունների միջև, դրա համար D պտտանի միջոցով C ծայրը նախապես այնքան են հեռացնում H-ից, մինչև չափվող մարմինը տեղավորվի նրանց արանքում, ապա պտտելով F գլխիկը` չափվող մարմինը սեղմում են H և C -ի միջև` մինչև ձայն լսվելը: Ձայնը լսվելուն պես դադարեցնում են F գլխիկի պտտումը և ցուցնակի վրա կարդում են չափված մեծությունը:

Միկրոմետրն այնպես է պատրաստված, որ H և C ծայրերն իրար կպչելիս E թմբուկի զրո խազը համընկնում է B գլանի զրո խազի հետ: Նախքան չափումներ սկսելը անհրաժեշտ է ստուգել միկրոմետրը, դրա համար F գլխիկը պետք է այնքան պտտել, մինչև որ H և C ծայրերը սեղմեն իրար, և ձայնը լսվի:

Այդ ժամանակ նայում են ցուցնակներին: E թմբուկի ցուցնակի զրո խազը պետք է համընկած լինի B գլանի զրո խազի հետ, հակառակ դեպքում միկրոմետրը սարքին չէ. պետք է սկզբից որոշել գործիքի սխալը և չափումների ժամանակ համապատասխան ուղղում մտցնել:

Դիցուք թիթեղի հաստությունը 7.85 մմ է: Այդ թիվը ստանում են հետևյալ կերպ: Սկզբից նայում են B ցուցնակի վրա և տեսնում, որ նրա ներքևի և վերևի մասերում երևում է 7-րդ բաժանմունքը: Քանի որ վերևի ցուցնակը կես միլիմետրով ետ է ընկած, ապա մինչև նրա 7-րդ գիծը 7.5 մմ է: Այնուհետև նայում են E թմբուկի ցուցնակի վրա և տեսնում, որ նրա 35-րդ բաժանմունքը համընկնում է B գլանի ցուցնակի հորիզոնական գծին. դա համապատասխանում է 0.35 մմ-ին: Ուրեմն՝ B ցուցնակի 7.5 մմ-ին պետք է ավելացնել 0.35 մմ: Արդյունքում կստացվի՝ 7.50+0.35=7.85 մմ:

Նկ. 3ա

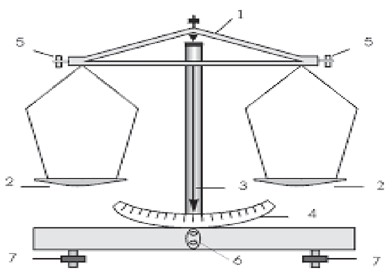
Նկ. 4

Նկ. 3ա-ում պատկերված է էլեկտրոնային միկրոմետր, որով չափման արդյունքն անհիջապես երևում է թվային էկրանի վրա:

Վայրկյանաչափ: Սլաքավոր մեխանիկական վայրկյանաչափը նախատեսված է կարճ ժամանակահատվածներ (մինչև 30 րոպե) չափելու համար: Վայրկյանաչափն ունի երկու սլաք՝ 1. մեծ (վայրկյանների) և 2. փոքր (րոպեների) (Նկ. 4): Վայրկյանային սանդղակի ամենափոքր բաժանման արժեքը 0.2 վրկ է, ինչը վայրկյանաչափի բացարձակ ճշտությունն է: Վայրկյանային սլաքի մեկ պտույտը տևում է 1ր (= 60 վրկ): Այս ընթացքում րոպեների սլաքը տեղաշարժվում է մեկ բաժանմունքով:

Վայրկյանաչափի աշխատանքը ղեկավարվում է գլխիկի միջոցով: Գլխիկի առաջին սեղմումը՝ միացնում, իսկ երկրորդը՝ կանգնեցնում է վայրկյանաչափը: Գլխիկի երրորդ սեղմումը վայրկյանաչափի սլաքները տեղակայում է զրոյական դիրքին: Սարքն աշխատում է զսպանակի պոտենցիալ էներգիայի հաշվին: Զսպանակի լարումը կատարում են գլխիկը պտտեցնելով: Օգտագործումից հետո անհրաժեշտ է աշխատեցնել վայրկյանաչափը մինչև զսպանակի լարման լրիվ վերացումը՝ մնացորդային դեֆորմացիաներից հնարավորինս խուսափելու համար:

Նկ. 5



Նկ. 6

Ժամանակի չափման ավելի մեծ ճշտությունների անհրաժեշտության դեպքում օգտվում են էլեկտրոնային վայրկյանաչափերից, որոնցում հիմնական տարրը քվարցային գեներատորն է (Նկ. 5): Ստանդարտ էլեկտրոնային վայրկյանաչափերի ճշտությունը կազմում է 0.01 վրկ:

Տեխնիկական կշեռք: Լաբորատոր կշեռքի հնարավոր տարբերակներից մեկի ուրվագիծ պատկերը բերված է նկ. 6-ում: Կառուցվածքը և աշխատանքի սկզբունքը լրացուցիչ մեկնաբանության կարիք չունեն: Նման կշեռքների ճշտությունը, որպես կանոն, 100 մգ է: Օգտագործելուց առաջ կշեռքը հարկ է բերել հավասարակշռության՝ ազատելով արգելակից: Էլեկտրոնային լաբորատոր կշեռքները, որոնցից մեկը պատկերված է Նկ. 7-ում, լծակավոր կշեռքներից հարյուր և ավելի անգամ զգայուն են: Հիմնական առանձնահատկություններից հարկ է նշել նաև այն, որ դրանցով կարելի է աշխատել նաև մագնիսական նյութերով:

Նկ. 7

2. ՉԱՓՈՒՄՆԵՐ ԵՎ ՉԱՓՄԱՆ ՍԽԱԼՆԵՐ

Չափումները չեն կարող կատարվել ճշգրիտ: Փորձարարական վերջնարդյունքները միշտ պարունակում են փորձի պայմանների, չափման մեթոդների և չափիչ սարքերի անկատարությամբ պայմանավորված սխալներ: Այդ սխալների գնահատումը էական է ֆիզիկական բանաձևերի և տեսությունների ստուգման և հիմնավորման գործընթացում:

Պատահական և սիստեմատիկ սխալներ: Չափման սխալները բաժանվում են երկու դասի՝ պատահական սխալներ և սիստեմատիկ սխալներ: Փորձից փորձ իրենց մեծությունը և նշանը պահպանող սխալները կոչվում են սիստեմատիկ: Դրանք կարող են պայմանավորված լինել լծակավոր կշեռքի աջ և ձախ մասերի ոչ նույնական լինելով, կշռաքարերի ոչ ճշգրիտ կշռով, քանոնի բաժանումների ոչ հավասարահեռությամբ և այլն:

Պատահական են այն սխալները, որոնք անկանոն փոխվում են չափումից չափում: Այդպիսի սխալներ կարող են առաջանալ չափվող մեծության անկանխատեսելի փոփոխությունների հաշվին:

Պատահական սխալների ազդեցությունը չափման արդյունքի վրա կարելի է էապես նվազեցնել չափման բազմակի կրկնությամբ, քանի որ սխալի մեծացումը և փոքրացումը կհանդիպեն մոտավորապես նույն հաճախականությամբ՝ միջինում նվազեցնելով սխալը:

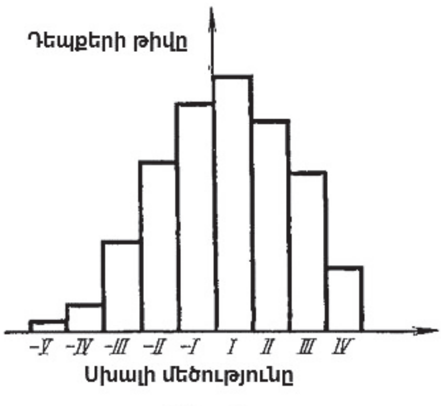
Ուղղակի չափման արդյունքների մշակումը և սխալների հաշվումը: Համարենք, որ սարքերը զերծ են սիստեմատիկ սխալներից, այնպես որ բոլոր սխալները պատահական են:

Ինչպես նշվեց վերևում, նախ և առաջ չափումները հարկ է կատարել մի քանի անգամ, որպեսզի պատահական շեղումները չեզոքացնեն իրար: Ենթադրենք a ֆիզիկական մեծության n թվով չափումները տվել են a_1, a_2, ... , a_n արդյունքները, որոնք ընդհանուր դեպքում տարբեր են իրարից:

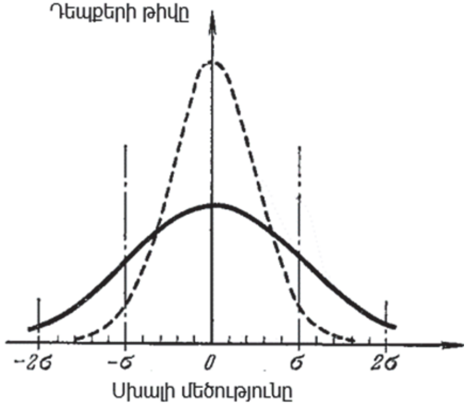
Չափվող a մեծության a_{mean} առավել հավանական արժեքն ընդունվում է չափման արդյունքների միջին թվաբանականը՝

$$a_{mean} = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n} a_i \quad : \tag{2.1}$$

Անցնենք սխալի գնահատման հարցին: Յուրաքանչյուր մեծության չափման սխալը տվյալ չափման արդյունքի և այդ մեծության միջին արժեքի տարբերությունն է: Չափումների քանակի և նրանցում կատարված սխալների բաշխումը հարմար է ներկայացնել հիստոգրամի տեսքով: Դրա համար օրդինատների առանցքի վրա գրանցում են չափումների թիվը, իսկ աբսցիսների առանցքի վրա՝ որոշակի հավասար ինտերվալով, համապատասխան չափման սխալները: Արդյունքում ստացվում է աստիճանաձև պատկեր, որի առավելագույնը, որպես կանոն, ընկած է փոքր սխալների տիրույթում (Նկ. 8):



Նկ. 8



Նկ. 9

Այստեղ սիստեմատիկ սխալները գործնականորեն բացակայում են: Պարզ է, որ հիստոգրամի յուրաքանչյուր տեղամասի բարձրությունը համեմատական է այդ տեղամասում չափումների թվին:

Եթե աստիճանաբար մեծացնենք չափումների թիվը, համապատասխանաբար փոքրացնելով չափման սխալի միջակայքի լայնությունը, ապա հիստոգրամը կձգտի հարթ կորի: Հավանականությունների տեսության կենտրոնական սահմանային թեորեմը պնդում է, որ այդ սահմանային կորը կունենա գաուսյան ֆունկցիայի տեսք՝

$$P(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left(-\frac{\left(x - x_{mean}\right)^2}{2\sigma^2}\right), \qquad (2.2)$$

որի գծապատկերը զանգականկերպ է և ներկայացված է նկ. 9-ում: Նրանում մաքսիմումը համապատասխանում է անսխալ չափմանը: Որակյալ չափումների դեպքում կորը նկատելի տարբերվում է զրոյից միայն համեմատաբար փոքր սխալների տիրույթում, ինչը գրաֆիկի վրա ներկայացված է ընդհատ կորով, ընդ որում՝ կորի լայնության σ պարամետրը ներկայացնում է, այսպես կոչված, չափման ստանդարտ սխալ: Եթե չափումները պակաս որակյալ են, ապա փորձնական կորը, ինչը նկարում պատկերված է հոծ կորով, նկատելի լայնանում է: Չափումների մասը, որոնց սխալն ընկած է $x_1 < x < x_2$ արժեքների ինտերվալում, որոշվում է այդ սահմաններում գրաֆիկով և հորիզոնական առանցքով սահմանափակված պատկերի մակերեսով:

Եթե տվյալ գրաֆիկի աբսցիսների առանցքի վրա ընտրենք $x_{1,2} = \pm\sigma$ երկու կետերը, ապա գրաֆիկի համապատասխան մակերեսը կազմում է ընդհանուրի մոտ 68%-ը: $x_{1,2} = \pm\sigma$ կետերը կոչվում են միջին արժեքից ստանդարտ կամ միջին քառակուսային շեղման (սխալի) կետեր: Այսինքն՝ չափումների յուրաքանչյուր 100-ից 68-ի արդյունքները շեղված են լինում սպասվող արժեքից ոչ ավել, քան ստանդարտ շեղումն է: Որպես փորձի սխալի սպասվող արժեք ընդունված է ստանդարտ շեղումը: Նկատենք, որ $\pm 2\sigma$ սահմանները ներառում են չափումների 95%-ը, իսկ $\pm 3\sigma$-ն՝ 99.7%-ը:

Ստանդարտ սխալի σ մեծությունը տրվում է հետևյալ բանաձևով՝

$$\sigma^2 = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}\left(a_i - a_{mean}\right)^2 \tag{2.3}$$

բանաձևով, որտեղ n-ը չափումների քանակն է, ինչը պետք է լինի բավականաչափ մեծ, a_i-ն՝ i-րդ չափման արդյունքն է, a_{mean}-ը՝ a_i-երի միջին թվաբանականը:

Ընդհանուր սխալ: Սիստեմատիկ սխալի որոշման բանաձևեր, իհարկե, գոյություն չունեն: Սարքի (ասենք՝ քանոն, կշեռք կամ ամպերմետր) սիստեմատիկ սխալը խիստ որոշակի մեծություն է, ինչը սկզբունքորեն կարելի է որոշել՝ համեմատելով ավելի որակյալ սարքի (էտալոնի) հետ: Սիստեմատիկ սխալի հնարավոր սահմանները երբեմն նշված են լինում հենց սարքի վրա:

Ենթադրենք $\Delta_{systematic}$ սիստեմատիկ սխալն այս կամ այն կերպ ստացված է: Ի սկզբանե հնարավոր չէ ասել՝ թե այն կգումարվի՞, թե՞ կհանվի σ պատահական սխալից: Կարելի է, սակայն, պնդել, որ Δ_{total} ընդհանուր սխալն ընկած է $\left|\sigma - \Delta_{systematic}\right| \leq \Delta_{total} \leq \sigma + \Delta_{systematic}$ սահմաններում, և բնական է այն գնահատել մի ինչ-որ միջինի օգնությամբ: Որպես այդպիսին ընտրվում է «Պյութագորյան միջինը»՝

$$\Delta_{total} = \sqrt{\Delta_{systematic}^{2} + \sigma^{2}} : \tag{2.4}$$

Այն բանից հետո, երբ որոշված են չափվող մեծության միջին արժեքը և ընդհանուր սխալը, չափումների տվյալ փուլի արդյունքը ներկայացվում է հետևյալ տեսքով.

$$a = a_{mean} \pm \Delta_{total} \tag{2.5}$$

Իրական փորձերում սիստեմատիկ սխալները հաճախ ավելի մեծ են լինում պատահական սխալներից: Սկսած $\Delta_{systematic} = 2\sigma$ արժեքից պատահական սխալը դառնում է ոչ էական: Այդ պայմաններում անիմաստ են բազմակի չափումները. որպես փորձի սխալ՝ հարկ է վերցնել սիստեմատիկ սխալը:

Փորձի արդյունքների գրառումը: Δ սխալի առկայությունը որոշում է այն ճշտությունը, որով հարկ է գրառել չափման արդյունքները: Օրինակ՝ $a = 32.19848 \pm 0.050$ գրառումն ընդունելի չէ: Ավելի հստակ, եթե հայտնի է, որ սխալը որոշվել է ստորակետից հետո առավելագույնը երրորդ նշանի ճշտությամբ ($\Delta_{total} = 0.050$), ապա միջին արժեքը ևս հարկ էր հաշվել նույն՝ մինչև երրորդ նշանի ճշտությամբ: Այսինքն՝ $a_{mean} = 32.19848$-ի փոխարեն հարկ է վերցնել $a_{mean} = 32.198$, և չափման արդյունքը ներկայացնել $a = 32.198 \pm 0.050$ տեսքով:

Շատ դեպքերում նախընտրելի է սխալը ներկայացնել չափվող մեծության նկատմամբ տոկոսային հարաբերակցությամբ կամ չափվողի մասերով:

Օժանդակ չափումների սխալներ: Մինչ այժմ քննարկել ենք անմիջական չափվող մեծության սխալը: Հաճախ մեզ հետաքրքրող մեծությունը որոշելու համար հարկ է լինում չափել բոլորովին այլ պարամետրեր: Օրինակ՝ համասեռ նյութի խտությունը որոշելու համար, առանձին չափում են մարմնի m զանգվածը և V ծավալը, իսկ խտությունը որոշում են $\rho = m/V$ բանաձևով: Ի՞նչ սխալով ենք որոշում մեծությունը այս և նման դեպքերում: Պատասխանը տալիս է հավանականությունների տեսությունը.

- Երբ փնտրվող x մեծությունը որոշվում է A, B, ... մեծությունների գումարման արդյունքում,

$$x = A + B + C + \cdots, \tag{2.6}$$

որոնք չափված են σ_A, σ_B, σ_C ստանդարտ սխալներով, ապա x-ի միջին արժեքը հավասար է մեծությունների միջին արժեքների գումարին, իսկ x-ի ստանդարտ սխալը որոշվում է

$$\sigma_x = \sqrt{\sigma_A^2 + \sigma_B^2 + \sigma_C^2 + \cdots} \tag{2.7}$$

բանաձևով:

- Երբ փնտրվող x մեծությունը որոշվում է A, B, ... մեծությունների արտադրյալի արդյունքում՝

$$x = A^{\alpha} B^{\beta} C^{\gamma} \cdots, \tag{2.8}$$

ապա

$$x_{mean} = {A_{mean}}^{\alpha} {B_{mean}}^{\beta} {C_{mean}}^{\gamma} \cdots, \tag{2.9}$$

իսկ ստանդարտ սխալը որոշվում է

$$\frac{\sigma_x}{x_{mean}} = \sqrt{\alpha^2 \frac{\sigma_A^2}{{A_{mean}}^2} + \beta^2 \frac{\sigma_B^2}{{B_{mean}}^2} + \gamma^2 \frac{\sigma_C^2}{{C_{mean}}^2} + \cdots} \tag{2.10}$$

բանաձևով: Համաձայն վերջինիս՝ համասեռ նյութի խտության միջինը և նրա որոշման սխալը տրվում են

$$\rho_{mean} = \frac{M_{mean}}{V_{mean}}, \quad \sigma_{\rho} = \rho_{mean} \sqrt{\frac{\sigma_M^2}{M_{mean}^2} + \frac{\sigma_V^2}{V_{mean}^2}} \tag{2.11}$$

բանաձևերով:

Հարկ է նկատել, որ σ ստանդարտ շեղումը և Δ_{total} ընդհանուր սխալը փորձի իրական սխալը բնութագրում են ըստ մեծության կարգի: Այդ պատճառով դրանց հաշվելու ժամանակ բավարար է հաշվարկները կատարել $10 - 20\%$ ճշտությամբ:

3. Փորձի արդյունքների մշակման գրաֆիկական մեթոդներ

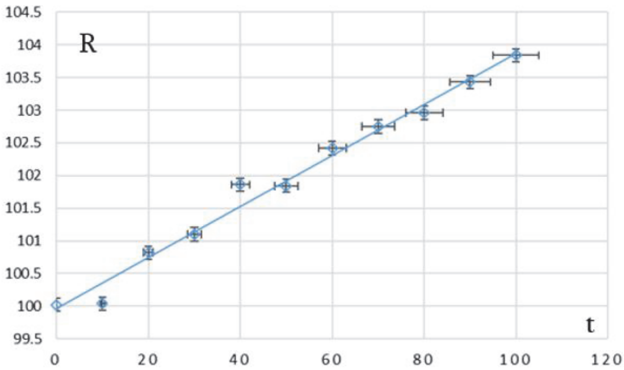
Փորձի արդյունքների մշակման կարևոր եղանակ է դրանց ներկայացումը գրաֆիկական տեսքով: Քննարկենք, օրինակ, դիմադրության α ջերմային գործակցի որոշումը՝ ելնելով

$$R = R_0 \left(1 + \alpha t\right) \tag{3.1}$$

բանաձևից: R դիմադրության չափման արդյունքները բերված են ստորև:

t°, C	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100
R, Օմ	100.02	100.40	100.82	101.10	101.86	101.84	102.42	102.75	102.96	103.43	103.84

Չափումների ճշգրիտ լինելու պայմաններում, իհարկե, բավարար կլինեին երկու որևէ տարբեր ջերմաստիճաններում ստացված արդյունքները: Իրականում կան անխուսափելի սխալներ, և ստացված թվերը չի կարելի պարզապես տեղադրել (3.1)-ի մեջ և ստացված հավասարումները լուծել R_0 և α անհայտների նկատմամբ: α -ի փնտրվող արժեքը հաշվելու համար պետք է չափումներից ստանալ այնպիսի արժեք, ինչն ամենալավը կբավարարի առկա բոլոր փորձնական տվյալները: Կա, իհարկե, խնդրի լուծման վերլուծական մեթոդ, սակայն առավել պարզ է և հարմար գրաֆիկական մեթոդը: Դրա համար աղյուսակում բերված տվյալները նախ տեղադրվում են դիմադրություն-ջերմաստիճան (R,t) հարթության վրա, ինչպես պատկերված է նկ. 10-ում: Յուրաքանչյուր կետում տեղակայված է նաև խաչի նշան, որի չափերը ներկայացնում են համապատասխան առանցքով (մեծության չափման) ստանդարտ սխալը: Գրաֆիկի մասշտաբն ընտրվում է այնպես, որ լայնությունը և բարձրությունը մոտավորապես հավասար լինեն: Պարզ դիտումը ցույց է տալիս, որ ամենայն հավանականությամբ $t = 40^0$ C ջերմաստիճանում դիմադրությունը սխալ է չափվել: Այն հարկավոր է վերաչափել:



Նկ. 10

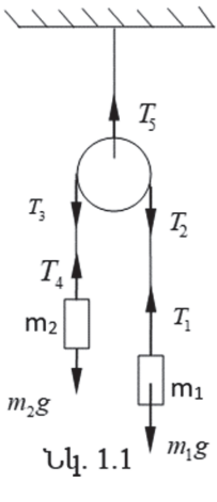
Գրաֆիկից երևում է, որ ստացված կետերը բավականին լավ համապատասխանում են (3.1)-ից հետևող գծային կախմանը: Կախման գիծը պետք է տանել այնպես, որ այն հնարավորինս մոտ լինի կետերին, և կորի երկու կողմերում կետերի թիվը մոտավորապես նույնը լինի: Փնտրվող α մեծությունը որոշվում է գծի թեքությամբ:

Եթե չափվող մեծությունը գտնվում է ոչ գծային օրենքով բանաձևում, օրինակ, ազատ անկման g արագացումը $h = g\,t^2/2$ բանաձևում, ապա t-ի և h-ի չափումների միջոցով այն որոշելիս հարկ է աբսցիսների առանցքի վրա տեղադրել ոչ թե չափված ժամանակների արժեքները, այլ դրանց քառակուսիները՝ դարձնելով օրդինատ-աբսցիս կախումը գծային: Կարելի է նաև աբսցիսների վրա տեղադրել t-ն, իսկ օրդինատների վրա՝ $\sqrt{h}$-ը, կամ երկու առանցքների վրա էլ տեղադրել լոգարիթմները: Կետերի դասավորությունը նորից մոտ կլինի գծայինին, և «միջինացման» ուղիղը կարելի է տանել հեշտորեն:

Բաժին I.
ՆՅՈՒԹԱԿԱՆ ԿԵՏԻ ԵՎ ՊԱՐԶԱԳՈՒՅՆ ՀԱՄԱԿԱՐԳԵՐԻ ԿԻՆԵՄԱՏԻԿԱ ԵՎ ԴԻՆԱՄԻԿԱ

1. ԱԶԱՏ ԱՆԿՄԱՆ ԱՐԱԳԱՑՄԱՆ ՉԱՓՈՒՄԸ ԱՏՎՈՒԴԻ ՍԱՐՔԻ ՄԻՋՈՑՈՎ

Ազատ անկման արագացման չափման մի պարզ եղանակ իրագործվում է Ատվուդի սարքի միջոցով: Նրա աշխատանքի սկզբունքը հասկանալու համար դիտարկենք հետևյալ խնդիրը:



Նկ. 1.1

Անշարժ ճախարակով անցկացված թելից կախված են m_1 և m_2 զանգվածներով բեռներ (Նկ. 1.1): Որոշենք բեռների արագացումները և թելերի լարման ուժերը:

Առանց ընդհանրությունը խախտելու ենթադրենք $m_1>m_2$: Եթե այս խնդիրը լուծելիս ցանկանանք հաշվի առնել բոլոր մանրամասները, ապա կհանդիպենք մեծ դժվարությունների: Այդ պատճառով անհրաժեշտ է նախապես կատարել որոշ պարզեցումներ՝ անտեսել տվյալ խնդրի համար ոչ էական տարրերը: Այսպես, բեռները միացնող թելն ընդունենք անկշիռ՝ $m_թ<<m_2$ և «չձգվող»: Ընդունենք նաև, որ ճախարակի զանգվածը, ինչպես նաև բոլոր շփման ուժերը կարելի է անտեսել: Սրանցից հետևում է, որ.

$$a_1 = a_2 \equiv a; \; T_2 = T_3 = T_4 = T_1 \equiv T \tag{1.1}$$

Հաշվի առնելով (1.1)-ը՝ Նյուտոնի երկրորդ օրենքն առանձին բեռների համար կարող ենք ներկայացնել այսպես.

$$m_1 a = m_1 g - T_1 \,,\; m_2 a = -m_2 g + T_4 : \qquad (1.2)$$

Լուծելով (1.1) և (1.2) այս համակարգը՝ a-ի և T -ի նկատմամբ կստանանք.

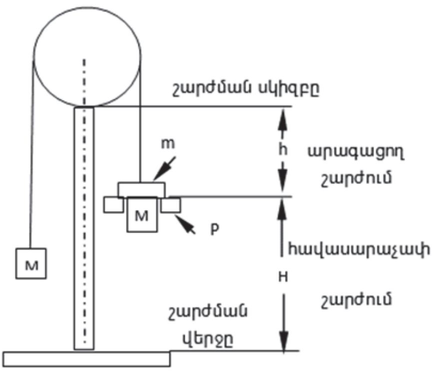
$$a = \frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2} g \,, T_1 = T_4 \equiv T = \frac{2m_1 m_2}{m_1 + m_2} g : \qquad (1.3)$$

Նախ նկատենք, որ $T_5 = 2T < (m_1 + m_2)g$:

Փորձի նպատակը g -ի չափումն է (1.3)-ից ստացվող հետևյալ բանաձևով.

$$g = \frac{m_1 + m_2}{m_1 - m_2} a : \qquad (1.4)$$

Սարքի նկարագրությունը: Սարքի ուրվագիծ պատկերը բերված է նկ. 1.2-ում: Առանցքակալներում փոքր շփում ունեցող թեթև ճախարակի վրա անցկացված թեթև և շատ քիչ ձգվող, չոլորված թելից կախված են երկու միատեսակ M զանգվածով գլաններ: Եթե գլաններից մեկի վրա դրվի m զանգվածով լրացուցիչ բեռը, ապա համակարգը կշարժվի արագացումով և կանցնի h ճանապարհ: P օղակի վրա լրացուցիչ բեռը կպահվի, իսկ հիմնական բեռը կշարունակի շարժվել, ընդ որում՝ հավասարաչափ՝ անցնելով H ճանա-



Նկ. 1.2

պարի: Տեղադրելով (1.4)-ում $m_1 = M+m$ և $m_2 = M$՝ կստանանք.

$$g = \frac{2M + m}{m} a: \tag{1.5}$$

Մյուս կողմից՝ հավասարաչափ արագացող շարժման համար ունենք՝

$$V^2 = 2a\,h\,, \tag{1.6}$$

որտեղ V-ն արագացող շարժման վերջնական (և հավասարաչափ շարժման) արագությունն է՝

$$V = \frac{H}{t}\ : \tag{1.7}$$

(1.6) և (1.7) արտահայտություններից կստանանք.

$$a = \frac{H^2}{2ht^2}: \tag{1.8}$$

Ուստի, տեղադրելով a-ի այս արտահայտությունը (1.5)-ում, կստանանք g-ի չափման բանաձևը դիմադրության անտեսման պայմաններում.

$$g = \frac{2M + m}{m}\frac{H^2}{2ht^2}: \tag{1.9}$$

Չափումներ

- Գլանները կապող թելն անցկացնել ճախարակի վրայով:
- Կարգավորվող հենակների միջոցով սարքը բերել ուղղաձիգ դիրքի:
- Միջին և ստորին բարձակներն ամրացնել այնպես, որ նրանց հեռավորությունը լինի H, և աջ ծանրոցը կարողանա անցնել ֆոտոէլեկտրական գրանցիչի տեսադաշտով:

- Վերին բարձակը տեղադրել միջինից h բարձրության վրա: Բոլոր բարձակները պետք է գտնվեն հորիզոնական հարթության մեջ:
- Աջ գլանի վրա դնել հավելյալ բեռներից մեկը:
- Աջ գլանի ստորին հիմքը համընկեցնել վերին բարձակի գծի հետ:
- Սարքի վրայի ցուցնակով չափել H և h երկարությունները:
- Սեղմել START կոճակը:
- Գրանցել գլանի H ճանապարհին անցնելու t ժամանակը:
- Չափումները կրկնել հինգ անգամ և գտնել t-ի թվաբանական միջինը:
- (1.9) բանաձևով հաշվել g-ն:

Հավելում.
Ազատ անկման արագացման չափումը, հաշվի առնելով դիմադրության ուժերը

Եթե շփումը մեծ է, ապա (1.2) հավասարումները ճիշտ չեն կարող նկարագրել համակարգի շարժումը: Եթե, օրինակ, թելից կապված են միայն M զանգվածով գլանները, ապա անշարժ վիճակում նրանք իրար կհամակշռեն, բայց բեռներին թեթևակի շարժում հաղորդելու դեպքում, նրանց շարժումը կլինի դանդաղող (շփման պատճառով): Եթե իջնող գլանի վրա դրվի այնպիսի m_0 զանգվածով բեռ, որ նրա ծանրության ուժը համակշռի երկու գլանների վրա ազդող 2Fդ ուժին, ապա համակարգի շարժումը կդառնա հավասարաչափ: Եթե նույն ծանրոցին ավելացվի ևս m զանգվածով բեռ, համակարգի շարժումը կդառնա արագացող: Այդ դեպքում (1.2) հավասարումների փոխարեն կունենանք.

$$(M + m + m_0)a = (M + m + m_0)g - T - F_դ, \text{ կամ } Ma = T - F_դ - Mg.$$

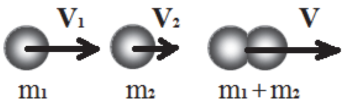
քանի որ $m_0 g = 2F_դ$, կունենանք

$$g = \frac{2M + m + m_0}{m}\frac{H^2}{2ht^2}:$$

2. ՄԵԽԱՆԻԿԱԿԱՆ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ԿՈՐՍՏԻ ԵՎ ՀԱՐՎԱԾԻ ՈՒԺԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ ԵՐԿՈՒ ԳՆԴԵՐԻ ԲԱԽՄԱՆ ԺԱՄԱՆԱԿ

Բացարձակ ոչ առաձգական հարված: Բացարձակ ոչ առաձգական հարված է կոչվում երկու մարմինների այնպիսի բախումը, որի հետևանքով նրանք միանում են և շարժվում որպես մեկ մարմին: Որպես օրինակ կարելի է բերել հրացանի գնդակի մխրճվելը թելից կախված փայտի կտորի մեջ: Մխրճվելով գնդակը շարժվում է փայտի կտորի հետ միասին: Պլաստիլինե կամ կավե գնդերը բախման ժամանակ կպչում են իրար և շարժվում միասին: Ճիշտ նույն ձևով երկու կապարե գնդերի բախումը կարելի է բավական մեծ ճշտությամբ համարել բացարձակ ոչ առաձգական:

Բախման ժամանակ տեղի ունեցող ֆիզիկական երևույթները բավականին բարդ են: Բախվող մարմինները դեֆորմացվում են, առաջանում են առաձգականության և շփման ուժեր, մարմիններում գրգռվում են տատանումներ, ալիքներ և այլն: Սակայն եթե հարվածը ոչ առաձգական է, ի վերջո այս պրոցեսները դադարում են, և հետագայում երկու մարմինները միանալով շարժվում են որպես միասնական մարմին: Նրանց



Նկ. 2.1

արագությունը կարելի է գտնել՝ չխորանալով ուղեկցող երևույթների մեխանիզմի մեջ, օգտագործելով միայն իմպուլսի պահպանման օրենքը: Երկու գնդերի բախման օրինակով դիտարկենք բացարձակ ոչ առաձգական հարվածը: Դիցուք, գնդերը շարժվում են V_1 և V_2 արագություններով, նրանց կենտրոնները միացնող ուղիղի երկայնքով (Նկ. 2.1): Այս դեպքում ասում են, որ հարվածը կենտրոնական է կամ ճակատային: Գնդերի արագությունը բախումից հետո նշանակենք v-ով: Համաձայն իմպուլսի պահպանման օրենքի՝

$$m_1V_1 + m_2V_2 = (m_1+m_2)v,$$

որտեղ m_1 և m_2-ը գնդերի զանգվածներն են: Այստեղից ստացվում է.

$$v = \frac{m_1V_1 + m_2V_2}{m_1 + m_2}: \qquad (2.1)$$

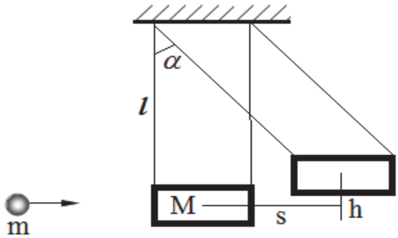
Հարվածից առաջ և հետո գնդերի կինետիկ էներգիաները համապատասխանաբար հավասար են.

$$K_1 = \frac{1}{2}m_1V_1^2 + \frac{1}{2}m_2V_2^2: \; K_2 = \frac{1}{2}(m_1 + m_2)V^2:$$

Այստեղից ստացվում է.

$$K_1 - K_2 = \frac{1}{2}\mu(V_1 - V_2)^2 \neq 0, \qquad (2.2)$$

որտեղ $\mu = \frac{m_1m_2}{m_1 + m_2}$ կոչվում է գնդերի բերված զանգված: Այսպիսով՝ երկու գնդերի բացարձակ ոչ առաձգական հարվածի դեպքում տեղի է ունենում կինետիկ էներգիայի կորուստ, որը հավասար է բերված զանգվածի և հարաբերական արագության քառակուսու արտադրյալի կեսին: Այն փոխարկվում է գնդերի ներքին էներգիայի աճին:



նկ. 2.2

Որպես օրինակ դիտարկենք բալիստիկ ճոճանակի խնդիրը: (Այն օգտագործվում է գնդակի կամ արկի արագությունը չափելու համար): Բալիստիկ ճոճանակը պլաստիլինով լցված մեծ արկղ է, որը կարող է տատանվել կախման O կետով անցնող հորիզոնական առանցքի շուրջը: Գնդակը կամ արկը, դիպչելով ճոճանակին, մխրճվում է նրա մեջ: Արդյունքում ճոճանակը շեղվում է հավասարակշռության դիրքից α անկյունով: Հաշվարկների պարզության համար ընդունենք, որ ճոճանակը մաթեմատիկական է (Նկ. 2.2):

Այս համակարգը հորիզոնական ուղղությամբ կարելի է համարել փակ և կիրառել իմպուլսի պահպանման օրենքը, որտեղից գնդակի V արագության համար ստացվում է.

$$V = (M + m)\,\mathrm{v}/m,$$

որտեղ v-ն բախումից հետո համակարգի արագությունն է:

Բախումից հետո համակարգի կինետիկ էներգիան փոխարկվում է պոտենցիալ էներգիայի.

$$\frac{1}{2}(M+m)\mathrm{v}^2 = (M+m)gh\,:$$

Այստեղից գտնում ենք h բարձրությունը.

$$h = \frac{\mathrm{v}^2}{2g} = \frac{1}{2g}\left(\frac{m}{M+m}\right)^2 V^2\,: \qquad (2.3)$$

Չափելով h բարձրությունը՝ (2.3)-ից կարելի է որոշել գնդակի V արագությունը.

$$V = \frac{M+m}{m}\sqrt{2gh}: \qquad (2.4)$$

Գործնական հաշվարկների ժամանակ հարմար է h բարձրությունն արտահայտել ճոճանակի հավասարակշռության դիրքից հորիզոնական ուղղությամբ ծանրոցի s շեղումով, որն ավելի հեշտ է չափել, քան h բարձրությունը: Ակնհայտ է, որ

$$h = l(1-\cos\alpha) = 2l\sin^2\frac{\alpha}{2}, \ s = l\cdot\sin\alpha$$

որտեղ l -ը ճոճանակի երկարությունն է: Օգտվելով այս արտահայտություններից՝ դժվար չէ (2.4) բանաձևը փոքր α շեղումների և M≫m դեպքում բերել հետևյալ տեսքի.

$$V = 2\frac{M+m}{m}\sqrt{gl}\sin\frac{\alpha}{2} \approx 2\frac{M}{m}\sqrt{gl}\sin\frac{\alpha}{2} \approx \frac{M}{m}s\sqrt{\frac{g}{l}}: \qquad (2.5)$$

Չափումներ

- Կշռել գնդակները,
- Գնդակը տեղավորել փողի մեջ,
- Սլաքը բերել սկզբնական դիրքի, ճոճանակը՝ դադարի վիճակի,
- Կրակելուց հետո ցուցնակով որոշել սլաքի s տեղաշարժը:

Յուրաքանչյուր գնդակի համար կատարել հինգ կրակոց և դրան համապատասխան՝ սլաքի շեղումների հինգ չափում: Շեղումների միջին արժեքը տեղադրելով (2.5) բանաձևի մեջ՝ որոշել գնդակի սկզբնական արագությունը:

Բացարձակ առաձգական հարված: Ոչ առաձգական հարված: Կինետիկ էներգիան պոտենցիալի (և հակառակը) փոխարկում է դիտվում բացարձակ առաձգական հարվածի ժամանակ: Այդպես է կոչվում մարմինների բախումը, որի ընթացքում նրանց ներքին էներգիաները փոփոխություն չեն կրում:

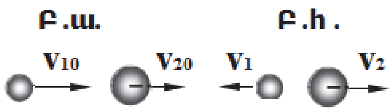
Հարվածի առաջին կեսում (գնդերը մոտենում են իրար) տեղի է ունենում գնդերի կինետիկ էներգիայի փոխակերպումը նրանց դեֆորմացիայի պոտենցիալ էներգիայի, իսկ երկրորդ կեսում (գնդերը հեռանում են իրարից) դեֆորմացիայի պոտենցիալ էներգիան ամբողջությամբ վերածվում է կինետիկ էներգիայի:

Օգտվելով իմպուլսի և էներգիայի պահպանման օրենքներից՝ որոշենք գնդերի արա-գությունները հարվածից հետո, եթե իհարկե հայտնի են նրանց արագությունները հարվածից առաջ.

$$m_1\boldsymbol{V}_{01} + m_2\boldsymbol{V}_{02} = m_1\boldsymbol{V}_1 + m_2\boldsymbol{V}_2, \qquad (2.6)$$

$$\frac{1}{2}m_1V_{01}^2 + \frac{1}{2}m_2V_{02}^2 = \frac{1}{2}m_1V_1^2 + \frac{1}{2}m_2V_2^2, \qquad (2.7)$$

որտեղ m_1-ը և m_2-ը գնդերի զանգվածներն են, V_{01}-ը և V_{02}-ը նրանց արագություններն են հարվածից առաջ, V_1-ը և V_2-ը՝ հարվածից հետո (Նկ. 2.3):



Նկ. 2.3

Կենտրոնական բախման դեպքում, երբ V_1 և V_2 արագությունները ուղղված են մարմինները միացնող ուղղի երկայնքով, արագությունները գտնելու համար (2.6) և (2.7) առնչությունները ներկայացնենք հետևյալ տեսքով.

$$m_1\left(\boldsymbol{V}_{01} - \boldsymbol{V}_1\right) = m_2\left(\boldsymbol{V}_2 - \boldsymbol{V}_{02}\right), \qquad (2.8)$$

$$m_1\left({V^2}_{01} - V_1^2\right) = m_2\left(V_2^2 - V_{02}^2\right): \qquad (2.9)$$

(2.8) և (2.9) հավասարումներից կստացվի.

$$\boldsymbol{V}_1 = \frac{2m_2\boldsymbol{V}_{02} - (m_1 - m_2)\boldsymbol{V}_{01}}{m_1 + m_2}, \tag{2.10}$$

$$\boldsymbol{V}_2 = \frac{2m_1\boldsymbol{V}_{01} - (m_2 - m_1)\boldsymbol{V}_{02}}{m_1 + m_2}: \tag{2.11}$$

Պրոյեկտենք (2.10) և (2.11) հավասարումները $\boldsymbol{V}_{01}$ վեկտորի ուղղությամբ.

$$V_1 = \frac{\mp 2m_2V_{02} + (m_1 - m_2)V_{01}}{m_1 + m_2}, \tag{2.12}$$

$$V_2 = \frac{2m_1V_{01} \mp (m_2 - m_1)V_{02}}{m_1 + m_2}, \tag{2.13}$$

«-» նշանը համապատասխանում է իրար դեմ շարժվող գնդերի դեպքին, իսկ «+» նշանը՝ նույն ուղղությամբ շարժվողների դեպքին:

Քննարկենք այն դեպքը, երբ բախվող գնդերի զանգվածները իրար հավասար են (m_1=m_2): Այս պայմանի դեպքում (2.10)-ից և (2.11)-ից կստացվի.

$$\boldsymbol{V}_1 = \boldsymbol{V}_{02} \text{ և } \boldsymbol{V}_2 = \boldsymbol{V}_{01}, \tag{2.14}$$

այսինքն՝ գնդերը փոխանակում են իրենց արագությունները: Մասնավորապես, եթե միատեսակ զանգվածներ ունեցող գնդերից մեկը նախքան բախումն անշարժ է (V_{20} = 0), ապա հարվածից հետո այն կշարժվի առաջին գնդի արագությամբ, իսկ առաջին գունդը կանգ կառնի: (2.7)-ը և (2.8)-ը կարելի է ներկայացնել հետևյալ տեսքով.

$$V_1 = \frac{\mp 2V_{02} + \left(\frac{m_1}{m_2} - 1\right)V_{01}}{1 + \frac{m_1}{m_2}}, \quad V_2 = \frac{2\frac{m_1}{m_2}V_{01} \mp \left(1 - \frac{m_2}{m_1}\right)V_{02}}{1 + \frac{m_2}{m_1}}: \tag{2.15}$$

Եթե $\frac{m_1}{m_2}$ <<1, ապա վերջին բանաձևերից կստացվի.

$$V_1 = \mp 2V_{02} - V_{01}, \; V_2 = V_{02}: \tag{2.16}$$

(2.16)-ից հետևում է, որ եթե ծանր գունդն անշարժ է, ապա թեթև գունդը հարվածից հետո կշարժվի նույն արագությամբ, բայց հակառակ ուղղությամբ: Եթե ծանր գունդը շարժվում է, ապա հարվածից հետո թեթև գնդի արագությունը մեծանում է (երբ գնդերը շարժվում են իրար ընդառաջ) կամ փոքրանում (երբ գնդերը շարժվում են միևնույն ուղղությամբ): Թեթև գնդի արագությունը մեծանում է կամ փոքրանում $2V_{02}$ չափով: Հարվածից հետո ծանր գնդի արա-գությունը չի փոփոխվում:

Մարմինների ոչ կենտրոնական հարվածի դեպքում պատկերը բոլորովին այլ է: Այդ դեպքում գնդերի դեֆորմացիայի ընթացքում նրանց մակերևույթները սահում են մեկը մյուսի նկատմամբ: Այս պրոցեսում մեխանիկական էներգիայի կորուստը կբացակայի միայն կատարելապես հարթ և առաձգական գնդերի դեպքում: Սա բացարձակ առաձգական ոչ ճակատային բախման դեպքն է, որը չենք դիտարկի:

Իրականում բոլոր պինդ մարմինների բախման ժամանակ առկա են տարբեր չափի էներգիայի կորուստներ: Այդպիսիք են բոլոր բախումները, որոնք ուղեկցվում են մարմինների պլաստիկ դեֆորմացիաներով: Մեխանիկական էներգիայի կորստով մարմինների բախումը կանվանենք ոչ առաձգական:

Դիտարկենք հավասար երկարությամբ թելերից կախված երկու՝ m_1 և m_2 զանգվածներով գնդերի ոչ առաձգական բախումը (Նկ. 2.4): Էներգիայի պահպանման օրենքն այդ դեպքում կներկայացվի հետևյալ կերպ.

$$\frac{m_1V_{10}^2}{2}+\frac{m_2V_{20}^2}{2}=\frac{m_1V_1^2}{2}+\frac{m_2V_2^2}{2}+\Delta K\,, \qquad (2.17)$$

որտեղ ΔK -ն մեխանիկական էներգիայի կորուստն է: Եթե երկրորդ գունդն անշարժ է (V_{20}=0), վերջին հավասարումը կընդունի հետևյալ տեսքը.

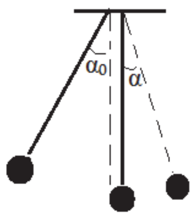
$$K=\frac{m_1V_{10}^2}{2}=\frac{m_1V_1^2}{2}+\frac{m_2V_2^2}{2}+\Delta K : \qquad (2.18)$$

Բաժանելով (2.18) առնչության երկու մասերը նրա ձախ մասի վրա՝ կստանանք.

$$\frac{\Delta K}{K}=1-\left(\frac{V_1^2}{V_{10}^2}+\frac{m_2}{m_1}\frac{V_2^2}{V_{10}^2}\right), \qquad (2.19)$$

որտեղ $K=\frac{m_1V_{10}^2}{2}$ համակարգի կինետիկ էներգիան է մինչև բախումը: Եթե m_1=m_2, ապա կունենանք.

$$\frac{\Delta K}{K}=1-\left(\frac{V_1^2}{V_{10}^2}+\frac{V_2^2}{V_{10}^2}\right)=1-\frac{V_1^2+V_2^2}{V_{10}^2} :$$



Նկ. 2.4

Օգտվելով m_1=m_2 դեպքում իմպուլսի պահպանման օրենքից՝ կստանանք.

$$V_{10}=V_1+V_2 :$$

Վերջին արտահայտությունից որոշելով V_1 -ը և տեղադրելով (2.20)-ում՝ կստանանք.

$$\frac{\Delta K}{K}=2\frac{V_2}{V_{10}}-2\frac{V_2^2}{V_{10}^2} : \qquad (2.21)$$

Բախվող գնդերի V_{10} և V_2 արագությունները կարելի է արտահայտել ճոճանակների շեղման α_0 և α անկյուններով.

$$V_{10}=2\sqrt{gl}\sin\frac{\alpha_0}{2} \text{ և } V_2=2\sqrt{gl}\sin\frac{\alpha}{2}, \qquad (2.22)$$

որտեղ g-ն ազատ անկման արագացումն է, ℓ-ը՝ ճոճանակի երկարությունը, α_0-ն առաջին գնդի շեղման անկյունն է մինչև բախումը, α-ն երկրորդ գնդի շեղումն է բախումից հետո: Օգտվելով (2.22)-ից՝ (2.21)-ը կարելի է գրել հետևյալ տեսքով.

$$\frac{\Delta K}{K} = 2\frac{\sin\alpha}{\sin\alpha_0} - 2\frac{\sin^2\alpha}{\sin^2\alpha_0}: \tag{2.23}$$

Բացարձակ ոչ առաձգական բախման ժամանակ (2.2)-ից ունենք.

$$\Delta K = K_1 - K_2 = \frac{1}{2}\mu(V_{10} - V_{20})^2 = \frac{1}{2}\frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}(V_{10} - V_{20})^2:$$

Այն դեպքում, երբ V_{20} =0, $\Delta K = \frac{1}{2}\frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}V_{10}{}^2$,

որտեղից

$$\frac{\Delta K}{K} = \frac{m_2}{m_1 + m_2}: \tag{2.24}$$

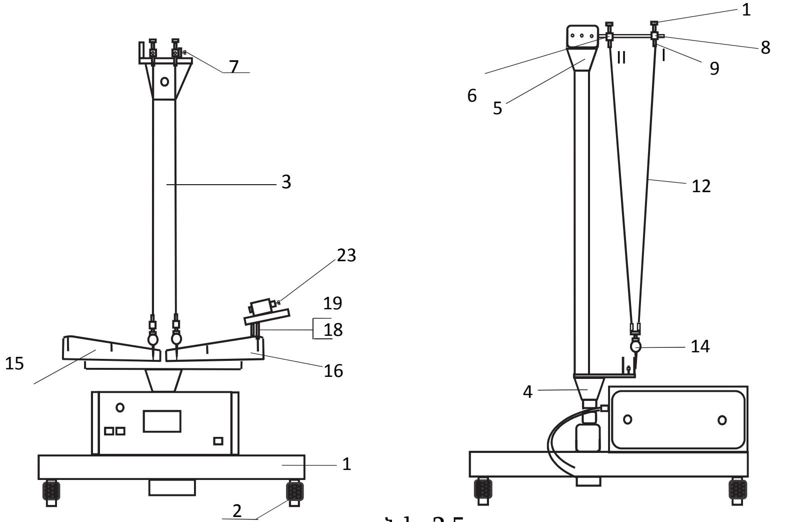
Մեխանիկական էներգիայի այն մասը, որը վերածվել է ջերմության, կարելի է որոշել (2.23) և (2.24) բանաձևերից:

Փորձի նպատակը: Այս փորձի նպատակն է՝ օգտվելով (2.23) բանաձևից՝ որոշել մեխանիկական էներգիայի կորուստը տարբեր նյութերից պատրաստված գնդերի ոչ առաձգական բախման ժամանակ: Չափելով α_0 և α անկյունները՝ (2.23) բանաձևով որոշում ենք ΔK/K մեծությունը: Միաժամանակ, իմանալով փոխազդեցության տևողությունը, t -ն,

$$F = m_2\frac{V_2 - V_{20}}{t} \tag{2.25}$$

բանաձևից գնահատում ենք գնդերի հարվածի միջին ուժը: Այն դեպքում, երբ V_{20}=0 ունենք.

$$F = m_2 \frac{V_2}{t} = m_2 \frac{2\sqrt{gl}\sin\alpha/2}{t}: \qquad (2.26)$$



Նկ. 2.5

Սարքի նկարագրությունը: Երկու գնդերի բախման ուսումնասիրման սարքի ընդհանուր պատկերը տրված է նկ. 2.5-ում: (1) պատվանդանը հենված է (2) կարգավորվող ոտքերի վրա, որոնք կարգավորում են սարքի հորիզոնական դիրքը: Պատվանդանին միացված է (3) սյունը, որին ամրացված են ներքին (4) և վերին (5) բարձակները: Վերին բարձակին ամրացված է (6) ձողով և (7) դարձիչով մեկ այլ բարձակ, որը հանդիսանում է գնդերի միջև հեռավորությունների կարգավորիչն է: (6) ձողի վրա գտնվում են (9) սռնակալով (8) շարժական բռնիչները, որոնք (10) հեղույսի օգնությամբ ֆիքսում են I և II կախոցները ամրացնելու հարմարանքը: I կախոցով անցնում են (12) լարերը, որոնք լարումը հաղորդում են II (6) կախոցին, իսկ դրա միջոցով՝ (14) գնդերին: I կախոցի պտուտակների օգնությամբ կարելի է կարգավորել գնդերի կախոցի երկարությունը: Ներքին բարձակին ամրացված են (15) և (16) սանդղակավոր անկյունակները, իսկ հատուկ ուղղորդչի վրա՝ էլեկտրամագնիսը: (18) և (19) հեղույսները ետ պտտելու միջոցով էլեկտրամագնիսը կարելի է տեղափոխել աջ սանդղակի երկայնքով և ֆիքսել տեղակայման բարձրությունը: Էլեկտրամագնիսի ուժը կարելի է կարգավորել (23) դարձիչի օգնությամբ: Սանդղակավոր անկյունները նույնպես կարելի է տեղափոխել ներքին բարձակի երկայնքով: Նրանց դիրքը փոխելու համար պետք է թուլացնել (2) մանեկը, ճշտել անկյունակների տեղը, իսկ հետո ձգել մանեկը:

Չափումներ:

- Միացնել սարքը:
- Կշռել 2 գնդերը և կախել կախոցներից:
- Շեղել աջ գունդը և հպել մագնիսին:
- Չափել α_0 անկյունը:
- Գրանցել փոխազդեցության ժամանակը և երկրորդ գնդի շեղման անկյունը:
- Օգտվելով (24) բանաձևից՝ հաշվել $\Delta K / K$ էներգետիկ կորուստները:
- Համեմատել այն (25) բանաձևից ստացվող էներգետիկ կորուստների հետ:
- Օգտվելով (26) բանաձևից՝ հաշվել փոխազդեցության ուժը:

3. ՆԵՐԴԱՇՆԱԿ ՏԱՏԱՆՈՒՄՆԵՐ: ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԵՎ ՄԱԹԵՄԱՏԻԿԱԿԱՆ ՃՈՃԱՆԱԿՆԵՐ

Կայուն հավասարակշռության դիրքից փոքր շեղման դեպքում վերադարձնող ուժը համեմատական է շեղմանը և ուղղված է նրան հակառակ.

$$F(x) = -kx: \tag{3.1}$$

Այստեղ k գործակիցը համակարգի ֆիզիկական պարամետրերից կախված հաստատուն է և բնութագրում է հավասարակշռության վիճակը: (3.1) ուժն արտաքնապես համընկնում է առաձգականության ուժի արտահայտության հետ և ի հայտ է գալիս ֆիզիկայի բազմազան խնդիրներում: Այն կոչվում է քվազիառաձգական ուժ:

Քվազիառաձգական ուժի ազդեցությամբ m զանգվածով նյութական կետի շարժումը նկարագրվում է

$$m\ddot{x} = -kx \tag{3.2}$$

հավասարումով, որը կոչվում է ներդաշնակ տատանման հավասարում: Նման փոքր տատանումներ կատարող համակարգը կոչվում է գծային օսցիլատոր, որի օրինակներ են մաթեմատիկական և ֆիզիկական ճոճանակները, զսպանակից կախված մարմինը և այլն:

Այս հավասարման ընդհանուր լուծումն ունի հետևյալ տեսքը՝

$$x(t) = A\sin(\omega_0 t + \varphi) \tag{3.3}$$

որտեղ

$$\omega_0 = \sqrt{k/m}\ , \tag{3.4}$$

իսկ A-ն և φ-ն անորոշ հաստատուններ են, որոնք կարելի է որոշել սկզբնական պայմաններով.

$$x(0) = x_0,\ v(0) = v_0. \tag{3.5}$$

Հաշվի առնելով մասնիկի արագության փոփոխման օրենքը.

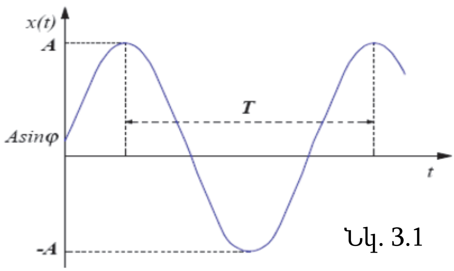
$$v(t) = \dot{x} = A\omega_0 \cos(\omega_0 t + \varphi), \tag{3.6}$$

կստանանք՝

$$x_0 = A\sin\varphi, \quad v_0 = A\omega_0 \cos\varphi, \tag{3.7}$$

որտեղից հաստատունների համար կունենանք՝

$$A = \sqrt{x_0^2 + v_0^2/\omega_0^2}, \quad tg\varphi = v_0/\omega_0 x_0 : \tag{3.8}$$



Նկ. 3.1

(3.3) օրենքով տրվող շարժումը կոչվում է ներդաշնակ տատանում, որը գրաֆիկորեն պատկերված է նկ. 3.1-ում: A մեծությունը կոչվում է տատանման լայնույթ (ամպլիտուդ), ω_0-ն՝ շրջանային հաճախություն, $\omega_0 t+\varphi$-ն՝ տատանման փուլ, φ-ն՝ սկզբնական փուլ: Քանի որ սինուսը 2π պարբերությամբ պարբերական ֆունկցիա է, ապա որոշակի T ժամանակ անց շարժումը կկրկնվի, այսինքն՝ x(t) = x(t+T): (3.3)-ի հաշվառմամբ վերջինից ստանում ենք՝

$$\omega_0 T = 2\pi; \quad T = 2\pi/\omega_0 = 2\pi\sqrt{m/k} : \tag{3.9}$$

T-ն մեկ լրիվ տատանման ժամանակն է և կոչվում է պարբերություն: Ներդաշնակ տատանման պարբերությունն անկախ է տատանման լայնույթից (տատանումների իզոքրոնության հատկություն):

Միավոր ժամանակում տատանումների թիվը կլինի՝

$$\nu = 1/T, \tag{3.10}$$

որը կոչվում է գծային հաճախություն և շրջանային հաճախության հետ կապված է

$$\omega_0 = 2\pi\nu \qquad (3.11)$$

առնչությամբ: Վերջինից հետևում է, որ ω_0-ն 2π վայրկյանում տատանումների քանակն է:

Ներդաշնակ տատանումներ կատարող մարմնի լրիվ մեխանիկական էներգիան հավասար է քվազիառաձգական ուժի աշխատանքով պայմանավորված $kx^2/2$ պոտենցիալ և մասնիկի կինետիկ էներգիաների գումարին.

$$E = \frac{m\dot{x}^2}{2} + \frac{m\omega_0^2 x^2}{2} = \frac{m\omega_0^2 A^2}{2} = const\,, \qquad (3.12)$$

որտեղ օգտվել ենք (3.5), (3.6) և (3.7) առնչություններից: Ստացվածը էներգիայի պահպանման օրենքն է օսցիլատորի համար: Առավելագույն շեղման դիրքում օսցիլատորի կինետիկ էներգիան զրո է, իսկ լրիվ մեխանիկական էներգիան հավասար է պոտենցիալ էներգիային: Հավասարակշռության դիրքով անցնելիս օսցիլատորի լրիվ էներգիան հավասար է կինետիկ էներգիային:

Կայուն հավասարակշռության դիրքից սկզբնական շեղումով առաջացած տատանումները կոչվում են սեփական տատանումներ:

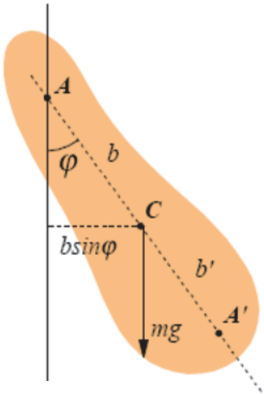
Ներդաշնակ տատանումների (3.2) հավասարման (3.3) լուծումը հարմար է ներկայացնել կոմպլեքս տեսքով՝ օգտվելով Էյլերի բանաձևից՝

$$e^{i\alpha} = \cos\alpha + i\sin\alpha, \ (i^2 = -1): \qquad (3.13)$$

Սովորաբար հաշվարկներ կատարելիս հարմար է (3.3) լուծումը ներկայացնել

$$x(t) = Ae^{i(\omega t + \varphi)} \qquad (3.14)$$

կոմպլեքս տեսքով և վերջնական արտահայտության մեջ առանձնացնել լուծման իրական մասը:



Նկ. 3.2

Իներցիայի կենտրոնով չանցնող հորիզոնական առանցքից կախված պինդ մարմինը կոչվում է ֆիզիկական ճոճանակ: Ճոճանակի դիրքը ժամանակի ցանկացած պահին բնութագրվում է հավասարակշռության դիրքից ճոճանակի AC առանցքի շեղման φ անկյունով (Նկ. 3.2): A կետով անցնող՝ նկարի հարթությանն ուղղահայաց հորիզոնական առանցքի նկատմամբ մոմենտների հավասարումը ճոճանակի համար այսպիսին է.

$$I_A \frac{d^2\varphi}{dt^2} = -mgb\sin\varphi, \tag{3.15}$$

որտեղ I_A -ն ճոճանակի իներցիայի մոմենտն է A կետով անցնող առանցքի նկատմամբ, b-ն իներցիայի C կենտրոնի հեռավորությունն է կախման կետից: Մինուս նշանը ցույց է տալիս, որ ծանրության ուժի մոմենտն առաջացնում է շեղման φ անկյան աճի ուղղությանը հակառակ պտույտ:

Շեղման փոքր φ անկյան դեպքում ընդունելով sinφ≈φ, (3.15)–ը կներկայացնենք (3.3)-ին՝ համանման տեսքով.

$$\ddot{\varphi} + \omega_0^2\varphi = 0, \tag{3.16}$$

որտեղ

$$\omega_0^2 = mgb/I_A : \tag{3.17}$$

Ուրեմն՝ ֆիզիկական ճոճանակի շարժումը ներկայացնում է ներդաշնակ տատանում՝

$$T_0 = 2\pi\sqrt{I_A/mgb} \qquad (3.18)$$

պարբերությամբ: Օգտվելով Շտեյների թեորեմից՝

$$I_A = I_C + mb^2,$$

ֆիզիկական ճոճանակի տատանումների պարբերության համար կստանանք՝

$$T_0 = 2\pi\sqrt{\frac{I_C}{mgb} + \frac{b}{g}}: \qquad (3.19)$$

Կատարված բոլոր դատողությունները ճիշտ են նաև այն դեպքում, երբ A կետից ℓ երկարությամբ թելից կախված է m զանգվածով մասնիկ: Դա մաթեմատիկական ճոճանակ է, որի համար $I_A = m\ell^2$ և նրա պարբերության համար (3.18) բանաձևից ստանում ենք՝

$$T_m = 2\pi\sqrt{\ell/g}: \qquad (3.20)$$

Ֆիզիկական և մաթեմատիկական ճոճանակների պարբերության բանաձևերի համեմատությունը ցույց է տալիս, որ մաթեմատիկական ճոճանակը, որի երկարությունը հավասար է ֆիզիկական ճոճանակի b երկարությանը, ունի ավելի փոքր պարբերություն:

Մաթեմատիկական ճոճանակի այն երկարությունը, որի դեպքում նրա պարբերությունը հավասար է ֆիզիկական ճոճանակի պարբերությանը, կոչվում է ֆիզիկական ճոճանակի բերված երկարություն:

Հավասարեցնելով (3.19) և (3.20) պարբերությունները՝ կստանանք՝

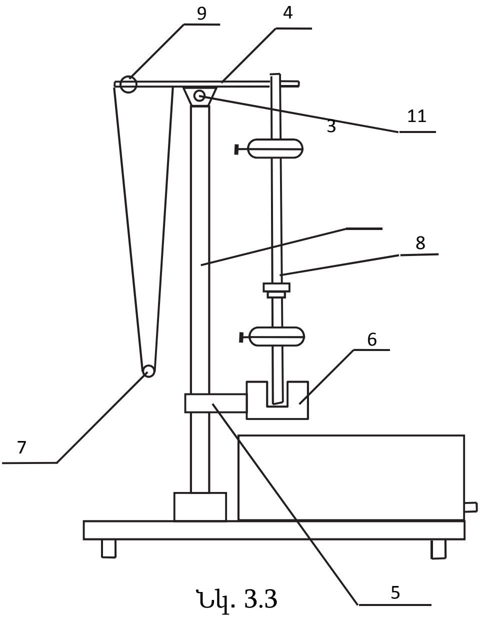
$$\ell = b + I_C/mb: \qquad (3.21)$$

Ճոճանակի առանցքի վրա A՛ կետը, որը հեռացված է կախման կետից ճոճանակի բերված երկարության չափով, կոչվում է տատանումների կենտրոն: Եթե ճոճանակի զանգվածը կենտրոնացնենք նրա տատանումների կենտրոնում, ապա տատանումների պարբերությունը չի փոխվի: Ճոճանակի կախման կետը և տատանումների կենտրոնը համալուծ կետեր են: Դա նշանակում է, որ եթե ճոճանակը կախենք A՛-ով անցնող հորիզոնական առանցքից, ապա դրանից նրա պարբերությունը չի փոխվի, ընդ որում՝ A կետը կհանդիսանա տատանումների կենտրոն: Իրոք, նոր դիրքում (Նկ. 3.2) $b' = \ell - b$, որը, համաձայն (3.7)-ի, $b' = I_c/mb$: Տեղադրելով այն նոր դիրքում ճոճանակի բերված երկարության $\ell' = b' + I_c/mb'$ բանաձևում, կստանանք՝ $\ell' = b + I_c/mb$, այսինքն՝ $\ell' = \ell$: Այս իմաստով ասում են, որ ֆիզիկական ճոճանակը շրջելի է (Հյույգենսի թեորեմ):

Ֆիզիկական ճոճանակի այս հատկությունը հնարավորություն է տալիս փորձնականորեն մեծ ճշտությամբ որոշել ազատ անկման արագացումը:

Սարքի նկարագրությունը

Ունիվերսալ ճոճանակը կազմված է մաթեմատիկական և ֆիզիկական (շրջելի) ճոճանակներից, որի ընդհանուր տեսքը պատկերված է նկ. 3.3-ում: Սարքի հիմքին ամրացված է ուղղաձիգ սյուն (3), որի վրա կան բարձակներ (4) և (5): Ներքևի բարձակի (5) վրա է գտնվում նաև ֆոտոէլեկտրական տվիչը (6): Սարքը կարելի է կարգավորել հիմքին ամրացված 4 ոտիկների միջոցով: Սյան վրա գտնվող դարձիչը (11) թուլացնելով՝ վերևի բարձակը (4) կարելի է պտտել սյան շուրջը: (4) բարձակի մի կողմում գտնվում է մաթեմատիկական ճոճա-



Նկ. 3.3

նակը (7), իսկ մյուս կողմում՝ ֆիզիկական ճոճանակը (8): Մաթեմատիկական ճոճանակի երկարությունը կարելի է կարգավորել (9) դարձիչի միջոցով և չափել սյան վրա գտնվող ցուցանակի (3) միջոցով:

Ֆիզիկական ճոճանակը պողպատե ձող է, որի վրա ամրացված են միմյանց նկատմամբ շրջված երկու պրիզմաներ և երկու հոլովակներ: Պրիզմաները և հոլովակները ձողի երկայնքով կարելի է տեղաշարժել և ցանկացած դիրքում ամրացնել: Ներքին բարձակը նույնպես կարելի է տեղաշարժել ձողի երկայնքով և ամրացնել ցանկացած դիրքում: Ֆոտոէլեկտրական տվիչից ազդանշանը հաղորդվում է հիմքում տեղավորված միլիվայրկենաչափին, որի առջևի մասում տեղավորված են լարումը միացնող, ինչպես նաև չափումներն սկսելու և ավարտելու բանալիները:

Չափումներ

Ազատ անկման արագացման որոշումը մաթեմատիկական ճոճանակի միջոցով

1. Ներքևի բարձակը ֆոտոէլեկտրական տվիչի հետ միասին ամրացնել ուղղաձիգ սյան վրա այնպես, որ բարձակի

վերին եզրը գտնվի 50 սմ-ից ներքև:

2. Պտտել վերնի բարձակը այնքան, որ մաթեմատիկական ճոճանակը գտնվի տվիչի վրա:

3. Դարձիչի միջոցով կարգավորել ճոճանակի երկարությունը այնպես, որ գնդիկի վրա գտնվող գծիկը համընկնի տվիչի վրա գտնվող գծիկի հետ:

4. Գնդիկը շեղելով 4-5°-ով՝ ճոճանակը դնել տատանման մեջ:

5. Չափել մոտ 10 տատանման ժամանակը և որոշել պարբերությունը:

Ցուցմունքից որոշելով ճոճանակի երկարությունը՝ մաթեմատիկական ճոճանակի պարբերության բանաձևի միջոցով որոշել ազատ անկման արագացումը:

Ազատ անկման արագացման որոշումը ֆիզիկական ճոճանակի միջոցով

1. Վերնի բարձակը պտտել 180°-ով և ֆոտոէլեկտրական տվիչի վրա տեղադրել ֆիզիկական ճոճանակը:

2. Ձողի վրա հոլովակները ամրացնել ոչ համաչափ՝ այնպես, որ նրանցից մեկը գտնվի ձողի ծայրին, իսկ մյուսը՝ նրա կենտրոնին մոտ:

3. Պրիզմաներից մեկը ամրացնել ձողի ազատ ծայրին մոտ, իսկ մյուսը՝ հոլովակների մեջտեղում՝ այնպես, որ պրիզմաները լինեն միմյանց նկատմամբ շրջված:

4. Ճոճանակը կախել ձողի ծայրին գտնվող պրիզմայից:

5. Ներքևի բարձակը տեղավորել այնպիսի բարձրության վրա, որ ճոճանակի ձողը հատի ֆոտոտվիչի լույսի փունջը:

6. Ճոճանակը շեղել հավասարակշռության դիրքից 4-5°-ով և դնել տատանման մեջ:

7. Չափել մոտ 10 տատանման ժամանակը և որոշել պարբերությունը (T_1):

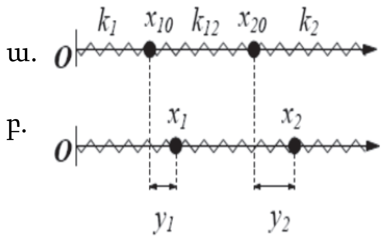
8. Այնուհետև կախել ճոճանակը մյուս պրիզմայից և նույն ձևով որոշել ճոճանակի պարբերությունը (T_2):

9. Եթե $T_1>T_2$, ապա II պրիզման տեղաշարժել դեպի ձողի ծայրի հոլովակը, իսկ եթե $T_1<T_2$, տեղաշարժել հակառակ ուղղությամբ այնքան, մինչև որ $T_1=T_2$ (0.5 տոկոս ճշտությամբ): Այդ ընթացքում առաջին պրիզմայի և հոլովակների դիրքերը չփոխել:

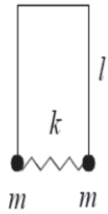
Ցուցնակից որոշել ճոճանակի բերված երկարությունը (պրիզմաների միջև եղած հեռավորությունը) և $g = \dfrac{4\pi^2 l_{բ}}{T^2}$ բանաձևի միջոցով որոշել ազատ անկման արագացումը:

4. ԿԱՊՎԱԾ ՀԱՄԱԿԱՐԳԵՐԻ ՏԱՏԱՆՈՒՄՆԵՐԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ: ԶԱՐԿԵՐ

Կապված համակարգերի տատանումները: Երկու և ավելի ազատության աստիճան ունեցող համախումբը, որում առկա են մարմինների միջև էներգիայի փոխանակում ապահովող կապեր, կոչվում է կապված համակարգ: Նկ. 4.1-ում և նկ. 4.2-ում ներկայացված են կապված համակարգերի օրինակներ: Նկ. 4.1-ում համախումբն օժտված է երկու ազատության աստիճանով, այսինքն՝ կարող է կատարել երկու իրարից անկախ շարժումներ, իսկ նկ. 4.2-ում պատկերվածը՝ չորս ազատության աստիճանով, քանի որ գնդիկներից յուրաքանչյուրը կարող է տատանվել ինչպես նկարի հարթության մեջ, այնպես էլ նրան ուղղահայաց ուղղությամբ:



Նկ. 4.1



Նկ. 4.2

Ընդհանուր դեպքում կապված համակարգերի շարժումն ունի բավական բարդ տեսք: Օրինակ՝ նկ. 4.2-ում գնդիկներից որևէ մեկի շեղումը՝ կամայական ուղղությամբ, կառաջացնի մյուս գնդիկի շեղումը: Արդյունքում կստացվի շարժման բարդ պատկեր, որի ընթացքում տեղի կունենա էներգիայի հոսք՝ մի գնդիկից մյուսը և հակառակը: Չնայած կապված ճոճանակների շարժման ներկայացված բարդությանը՝ այն միշտ կարելի է ներկայացնել համախմբի ազատության աստիճանների թվին հավասար (տվյալ դեպքում չորս) ներդաշնակ տատանումների վերադրման միջոցով: Այս ներդաշնակ տատանումները կոչվում են համակարգի նորմալ տատանումներ: Նորմալ տատանումների թիվը հավասար է համախմբի ազատության աստիճանների թվին:

Նկ. 4.2-ում կապված ճոճանակների նորմալ տատանումները հետևյալն են. ա) նկարի հարթության մեջ ճոճանակները շեղված են նույն ուղղությամբ՝ նույն անկյունով, բ) նույնը՝ նկարի հարթությանն ուղղահայաց հարթության մեջ: Երկու դեպքում էլ ճոճանակները կտատանվեն սեփական հաճախություններով, քանի որ զսպանակն այս շարժումներում որևէ դեր չունի: Մյուս երկու նորմալ տատանումներն առաջանում են, երբ՝ գ) գնդիկները նկարի հարթության մեջ շեղում ենք հակառակ ուղղություններով՝ հավասար անկյուններով, դ) նույնը՝

նկարի հարթությանն ուղղահայաց հարթության մեջ:

Կապված ճոճանակների կամայական շարժում նորմալ տատանումների վերադրում է: Դրանում կհամոզվեք ստորև քննարկվող օրինակով:

Երկու ազատության աստիճանով կապված համախմբի շարժումը: Նկ. 4.1ա-ում պատկերված է համախումբը t=0 պահին, իսկ նկ. 4.1բ-ում՝ կամայական t պահին: Կատարենք նշանակումներ.

$$y_1 = x_1 - x_{10}; \;\; y_2 = x_2 - x_{20}, \tag{4.1}$$

որոնք գնդիկների շեղումներն են իրենց հավասարակշռության դիրքերից: Գնդիկների շարժման հավասարումներից յուրաքանչյուրը՝

$$m\ddot{y}_1 = -ky_1 + k_{12}\left(y_2 - y_1\right), \tag{4.2}$$

$$m\ddot{y}_2 = -ky_2 - k_{12}\left(y_2 - y_1\right), \tag{4.3}$$

գնդիկները կապող զսպանակի (k_{12} կոշտությամբ) առկայության շնորհիվ պարունակում է երկու գնդիկների կոորդինատները: Գումարելով և հանելով իրարից այս հավասարումները՝ կստանանք.

$$\frac{d^2}{dt^2}\left(y_2 + y_1\right) = -\frac{k}{m}\left(y_2 + y_1\right), \tag{4.4}$$

$$\frac{d^2}{dt^2}\left(y_2 - y_1\right) = -\left(\frac{k}{m} + 2\frac{k_{12}}{m}\right)\left(y_2 - y_1\right): \tag{4.5}$$

Հավասարակշռության դիրքերից գնդիկների շեղումների գումարի և տարբերության համար ստացվեց ներդաշնակ տատանումների հավասարում, համապատասխանաբար՝

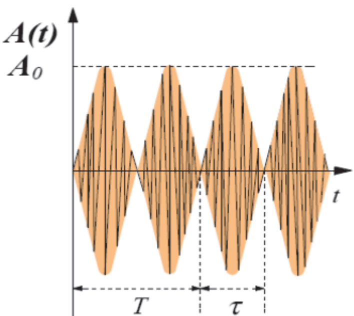
$$\omega_1 = \sqrt{k/m}, \; \omega_2 = \sqrt{\left(k + 2k_{12}\right)/m} \tag{4.6}$$

հաճախություններով.

$$y_2 + y_1 = A_0 \sin\left(\omega_1 t + \varphi_1\right); \quad y_2 - y_1 = B_0 \sin\left(\omega_2 t + \varphi_2\right); \tag{4.7}$$

որտեղից՝

$$\left.\begin{aligned} y_1 &= \frac{A_0}{2}\sin\left(\omega_1 t + \varphi_1\right) - \frac{B_0}{2}\sin\left(\omega_2 t + \varphi_2\right); \\ y_2 &= \frac{A_0}{2}\sin\left(\omega_1 t + \varphi_1\right) + \frac{B_0}{2}\sin\left(\omega_2 t + \varphi_2\right) \end{aligned}\right\}: \tag{4.8}$$



Նկ. 4.3

Նկատենք, որ (4.6)–ը նորմալ տատանումների հաճախություններն են, իսկ (4.8) արդյունքը ապացուցում է մեր պնդումն այն մասին, որ կապված համակարգի ցանկացած տատանում ներկայացնում է նրա (4.7) նորմալ տատանումների վերադրումը:

Զարկեր: Քննարկենք (4.8) բանաձևերի հիման վրա մի կարևոր մասնավոր դեպք, երբ $A_0 = B_0$, և զնդիկների միջև կապը թույլ է ($k_{12} << k$).

$$|\omega_2 - \omega_1| \ll \omega_2 : \tag{4.9}$$

Այդ դեպքում, օգտվելով սինուսների գումարման և հանման եռանկյունաչափական առնչություններից՝ (4.8)-ից կստանանք՝

$$y_1 = -A_0 \sin\left(\frac{\omega_2 - \omega_1}{2}t\right)\cos\left(\frac{\omega_2 + \omega_1}{2}t\right),$$

$$y_2 = -A_0 \cos\left(\frac{\omega_2 - \omega_1}{2}t\right)\sin\left(\frac{\omega_2 + \omega_1}{2}t\right), \tag{4.10}$$

որտեղ գրության սեղմության համար անտեսեցինք սկզբնական փուլերը: Ստացված շարժման օրենքները ներկայացնում են $(\omega_2 + \omega_1)/2 \approx \omega_1$ մեծ հաճախությամբ (արագ փոփոխվող) տատանումներ, որոնց լայնույթը դանդաղ՝ $(\omega_2 - \omega_1)/2 \ll \omega_1$ հաճախությամբ ունենալով փոփոխվում է ներդաշնակության օրենքով (Նկ. 4.3): Նման վարք ցուցաբերող տատանումները կոչվում են զարկեր: Նկատենք, որ զարկերը նույնությամբ կրկնվում են լայնույթի փոփոխման պարբերության կեսին հավասար ժամանակներ հետո.

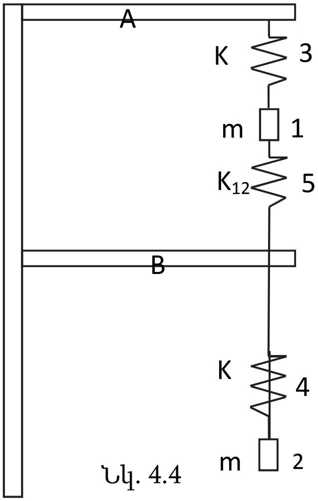
$$\tau = \frac{T}{2} = \frac{2\pi}{\omega_2 - \omega_1} : \tag{4.11}$$

Զարկեր առաջանում են միշտ, երբ վերադրվում են իրար մոտ հաճախությամբ տատանումներ: Ընդ որում, այդ տատանումները կարող են լինել ինչպես զուգահեռ, այնպես էլ ուղղահայաց:

Չափումներ

Սարքը, որի օգնությամբ կարելի է դիտել զարկերի երևույթը, բաղկացած է հորիզոնական A և B ձողերին ամրացված միևնույն K կաշտության 3 և 4 զսպանակներից, որոնցից կախված են նույն զանգվածով 1 և 2 բեռներ (Նկ. 4.4): Բեռները իրար միացված են փոքր K12 կոշտության զսպանակով այնպես, որ հավասարակշռության վիճակում այն դեֆորմացված չլինի: Անհրաժեշտ է որոշել զսպանակների սեփական հաճախությունները, համակարգի երկու նորմալ հաճախությունները և զարկերի հաճախությունը:

Նախ հարկավոր է համոզվել, որ 3 և 4 զսպանակների սեփական հաճախություններն իրար հավասար են: Դրա համար կապի բացակայությամբ հարկավոր է նրանցում միաժամանակ առաջացնել հավասար լայնույթով փոքր տատանումներ և համոզվել, որ 50-60 տատանումների ընթացքում նրանցում



Նկ. 4.4

զգալի անհամաձայնություն չի առաջանում: Եթե առաջանում է, ապա զսպանակներից մեկի երկարությունը փոփոխելով՝ նրանց պետք է բերել նույն սեփական հաճախության: ω_1 նորմալ հաճախությունը չափելու համար կապող զսպանակի առկայությամբ երկու բեռն էլ պետք է շեղել նույն չափով, նույն ուղղությամբ, միաժամանակ բաց թողնել և վայրկենաչափով որոշել բեռներից որևէ մեկի 40-50 տատանումների ժամանակը: ω_2 նորմալ հաճախությունը որոշելու համար բեռները պետք է շեղել հավասար չափով, բայց հակառակ ուղղություններով: Որպեսզի $x_{10}=-x_{20}$ պայմանն ապահովելու համար, բեռները պետք է կապել թելով այնպես, որ 3 և 4 զսպանակները լինեն ձգված վիճակում: Թելը կտրելուց հետո նրանք կտատանվեն հակառակ փուլերում՝ հաճախությամբ:

Զարկերի հաճախությունը որոշելու համար բեռներից մեկը պետք է շեղել հավասարակշռության դիրքից: Պետք է չափել 20-30 զարկերի ժամանակը և որոշել հաճախությունը: Նորմալ հաճախությունների և զարկերի հաճախության արժեքներով ստուգել, թե որքանով է բավարարված զարկերի առաջացման $|\omega_2-\omega_1|\ll\omega_2$ պայմանը:

5. ՊՈՒԱՍՈՆԻ ԳՈՐԾԱԿՑԻ ԵՎ ԶԱՐԿԵՐԻ ՀԱՃԱԽՈՒԹՅԱՆ ՈՐՈՇՈՒՄԸ

Առաձգական լարից պատրաստված զսպանակից կախված է m զանգված և զսպանակի առանցքի նկատմամբ I իներցիայի մոմենտ ունեցող խաչաձև բեռ (Նկ. 5.1):

Աշխատանքի նպատակն է որոշել զսպանակի նյութի Պուասոնի գործակիցը:

Հավասարակշռության դիրքից x չափով ուղղաձիգ ուղղությամբ շեղելու դեպքում A բեռը կսկսի կատարել երկայնական տատանումներ: Նրա շարժման հավասարումն է.

$$m\ddot{x} = -k_1 x \,, \tag{5.1}$$

որտեղ k_1-ը զսպանակի կոշտությունն է:

Խաչը OO' առանցքի շուրջ փոքր անկյունով շեղելու դեպքում բեռը կկատարի ոլորական տատանումներ: Բեռի շարժման հավասարումն այս դեպքում ունի հետևյալ տեսքը.

$$I\ddot{\varphi} = -k_2\varphi \,, \tag{5.2}$$

որտեղ k_2-ը զսպանակի ոլորման գործակիցն է:

Առաձգականության տեսությունը k_1 և k_2 գործակիցների համար տալիս է հետևյալ արտահայտությունները.

$$k_1 = \frac{Gd^4}{8nD^3} \text{ և } k_2 = \frac{Ed^4}{64nD} \,, \tag{5.3}$$

որտեղ d-ն զսպանակի լարի տրամագիծն է, D-ն՝ զսպանակի տրամագիծը, n-ը՝ զսպանակի գալարների թիվը, G-ն և E-ն սահքի և Յունգի մոդուլներն են:

Ինչպես տեսնում ենք, k_1 կոշտության գործակիցը կախված է սահքի մոդուլից: Դրա պատճառն այն է, որ զսպանակի ձգումը կամ սեղմումն ուղեկցվում է զսպանակի լարի լայնական շերտերի սահքով՝ միմյանց նկատմամբ: k_2-ը կախված է Յունգի մոդուլից, որովհետև ոլորական տատանումների ժամանակ տեղի է ունենում զսպանակի լարի լայնական շերտերի սեղմում և ձգում: (5.1) և (5.2) հավասարումներով նկարագրվող շարժումները անկախ չեն. փորձով հեշտությամբ կարելի է համոզվել, որ զսպանակի ուղղաձիգ տատանումները շուտով սկսում են ուղեկցվել բեռի ոլորական տատանումներով և հակառակը: Այս երևույթի պատճառն այն է, որ k_1 և k_2 գործակիցները միմյանց հետ կապված են G և E առաձգական գործակիցներով՝ համաձայն

$$G = \frac{E}{2(1+\mu)} \tag{5.4}$$

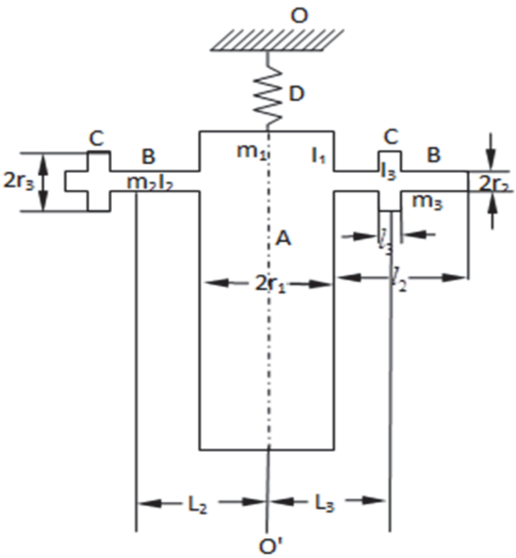
առնչության: Այս ամենը հնարավորություն է տալիս փորձից որոշելու Պուասոնի μ գործակիցը՝ չափելով բեռի ուղղաձիգ և ոլորական տատանումների T_1 և T_2 պարբերությունները: (5.1) և (5.2) հավասարումները նկարագրում են ազատ ներդաշնակ տատանումներ

$$T_1 = 2\pi\sqrt{\frac{m}{K_1}}\ ,\ T_2 = 2\pi\sqrt{\frac{I}{K_2}} \tag{5.5}$$

պարբերություններով: (5.4)-ի մեջ տեղադրելով K_1 և K_2 գործակիցների (5.3) արժեքները և հաշվի առնելով (5.5)-ը՝ Պուասոնի գործակցի համար կստանանք.

$$\mu = \left|\frac{4I}{mD^2}\left(\frac{T_1}{T_2}\right)^2 - 1\right| : \tag{5.6}$$

Տատանումների խնդիրը լիարժեք դիտարկելու համար զսպանակից կախված ծանրոցը հարկավոր է դիտարկել որպես ազատության երկու աստիճան ունեցող համակարգ: Ծանրոցը միաժամանակ կատարում է երկու շարժում՝ ոլորական և ուղղաձիգ տատանումներ:



Նկ. 5.1

Ձևականորեն դա նման է միմյանց հետ զսպանակով կապված 2 ճոճանակների շարժմանը: Այս դեպքում «զսպանակի» դերը կատարում է սահքի և սեղմման դեֆորմացիաների միջև եղած կապը: Մեր փորձի դեպքում անհնար է վերացնել այդ «զսպանակի» ազդեցությունը, ինչպես կատարվում էր ճոճանակների դեպքում:

Ծանրոցի նորմալ հաճախությունները հավասար չեն միմյանց: Սակայն նրա զանգվածը թողնելով անփոփոխ՝ կարելի է փոփոխել իներցիայի մոմենտը, հետևաբար նաև ոլորական տատանումների պարբերությունը: Այս կերպ մոտեցնելով ծանրոցի տատանումների պարբերությունները՝ կարելի է ստանալ զարկեր, այսինքն՝ ոլորական և ուղղաձիգ տատանումների պարբերական անցումներ:

Զարկերի հաճախությունը՝ $\omega_զ$, հավասար է սեփական հաճախությունների տարբերությանը, այսինքն՝ ոլորական

ω_2 և ուղղաձիգ ω_1 տատանումների հաճախությունների տարբերությանը.

$$\omega_q = |\omega_2 - \omega_1|: \qquad (5.7)$$

Զարկերի պարբերությունը կլինի.

$$T_q = \frac{T_1 T_2}{T_2 - T_1}: \qquad (5.7')$$

Ինչպես երևում է (5.6)-ից, μ -ն որոշելու համար անհրաժեշտ է չափել համակարգի m զանգվածը, I իներցիայի մոմենտը և T_1 ու T_2 պարբերությունները:

Համակարգի զանգվածը որոշվում է $m = m_1 + 2m_2 + 2m_3$ բանաձևով, որտեղ m_1-ը A գլանի, m_2-ը՝ B ձողի, իսկ m_3-ը՝ C սկավառակի զանգվածներն են (Նկ. 5.1): Համակարգի I իներցիայի մոմենտը իրենից ներկայացնում է A գլանի, երկու B ձողերի և երկու C սկավառակների իներցիայի մոմենտների գումարն է.

$$I = I_1 + 2I_2 + 2I_3, \qquad (5.8)$$

$$\begin{aligned} I_1 &= \frac{1}{2} m_1 r_1^2 \\ I_2 &= m_2 L_2^2 + \frac{m_2}{12}(l_2^2 + 3r_2^2) \\ I_3 &= m_3 \left\{ L_3^2 + \frac{1}{12}\left[l_3^2 + 3(r_3^2 + r_2^2) \right] \right\}, \end{aligned} \qquad (5.9)$$

որտեղ r_1-ը A գլանի շառավիղն է, r_2 -ը՝ B ձողի, իսկ r_3-ը C սկավառակի շառավիղներն են:

L_2-ը և L_3-ը A գլանի առանցքից մինչև B ձողի և C սկավառակի ծանրության կենտրոնները եղած հեռավորություններն են: l_2 -ը B ձողի երկարությունն է, l_3 -ը սկավառակի հաստությունը: Տեղադրելով (5.9) արժեքները (5.8) -ում՝ կստանանք.

$$
\begin{aligned}
I = \frac{1}{2}m_1r_1^2 + 2m_2\left[L_2^2 + \frac{1}{12}\left(l_2^2 + 3r_2^2\right)\right] + \\
+\frac{1}{6}m_3\left[l_3^2 + 3\left(r_3^2 + r_2^2\right)\right] + 2m_3L_3^2
\end{aligned}
: \qquad (5.10)
$$

Առաջին երեք անդամները կախված չեն ձողերի վրա սկավառակների ունեցած դիրքից և նախապես կարելի է հաշվել գործիքի տվյալներով: Վերջին անդամի մեջ, բացի m_3 զանգվածից, մտնում է նաև L_3 հեռավորությունը, որի մեծությունը չափվում է շտանգեն-ցիրկուլով:

Չափումներ

Պուասոնի գործակցի ճշգրիտ արժեքը որոշվում է այն դեպքում, երբ երկայնական տատանումներ առաջացնելիս առաջանում են փոքր լայնական տատանումներ և ընդհակառակը: Դրա համար պետք է C սկավառակները տեղադրել B ձողերի ծայրակետերում: Փորձը կատարել հետևյալ հաջորդականությամբ:

1. Զգուշորեն իջեցնել A ձողը, առաջացնել ուղղաձիգ տատանումներ և չափել T_1 պարբերությունը ($T = t/n$):

2. Ձողը շեղել փոքր անկյունով, առաջացնել ոլորական տատանումներ և չափել T_2 պարբերությունը. T_1 և T_2 պարբերությունների արժեքները չափել ոչ պակաս քան երեք անգամ և վերցնել նրանց միջին թվաբանականը: Ստացված տվյալներով հաշվել Պուասոնի գործակիցը:

3. B ձողերի վրա գտնվող C սկավառակները մոտեցնել պտտման առանցքին: Այս դեպքում կփոխվի համակարգի իներցիայի մոմենտը, ինչպես նաև ոլորական տատանումների պարբերությունը: Այն իր T_2' արժեքով կմոտենա նախկինում չափած ուղղաձիգ տատանումների T_1 պարբերությանը, և այդ դեպքում կդիտվեն զարկեր:

Չափելով ոլորական տատանումների T_2' պարբերությունը և օգտվելով (5.7') բանաձևից՝ հաշվել զարկերի պարբերությունը: Չպետք է օգտվել T_1 և T_2' իրար շատ մոտ արժեքներից և զսպանակին հաղորդել մեծ սկզբնական շեղումներ: Չփոփոխելով համակարգի իներցիայի մոմենտը՝ զգուշորեն առաջացնել ոչ մեծ ուղղաձիգ տատանումներ, որոնք ժամանակի ընթացքում կփոխվեն ոլորականի և ընդհակառակը: Այսինքն՝ առաջանում են զարկեր: Զարկերի պարբերությունը այն ամենափոքր T_q ժամանակն է, որի ընթացքում հավասարակշռության դիրքից շեղումը երկու անգամ հաջորդաբար հասնում է իր առավելագույն կամ նվազագույն արժեքին: Փորձով ավելի նպատակահարմար է վայրկենաչափով չափել համակարգի ոլորական տատանումների երկու հաջորդական կանգառների (մինիմումների) ժամանակամիջոցը՝ որպես զարկերի պարբերություն, և այն համեմատել (5.7') բանաձևով հաշված արժեքի հետ:

Բաժին II.
ՊԻՆԴ ՄԱՐՄՆԻ ՄԵԽԱՆԻԿԱ

6. ՊԻՆԴ ՄԱՐՄԻՆՆԵՐԻ ԴԵՖՈՐՄԱՑԻԱՆԵՐԸ

Ձգում և սեղմում: Հուկի օրենքը

Ուժի ազդեցությամբ մարմինները փոխում են իրենց ձևն ու ծավալը: Նման փոփոխությունը կոչվում է դեֆորմացիա: Տարբերվում են առաձգական և պլաստիկ դեֆորմացիաներ: Առաձգական է այն դեֆորմացիան, որն անհետանում է կիրառված ուժի վերացումով:

Կիրառենք համասեռ ձողի հիմքի վրա ձգող կամ սեղմող F ուժեր (Նկ. 6.1): Ձողը կդեֆորմացվի, այսինքն՝ կձգվի կամ կսեղմվի: Դիտարկենք ձողի առանցքին ուղղահայաց C հատույթը: Ձողերի վերին և ստորին մասերի հավասարակշռության համար անհրաժեշտ է, որ C հատույթի վրա ազդեն $F_1 = F_2$ ուժեր: Դրանք այն ուժերն են, որոնցով փոխազդում են ձողի ստորին և վերին մասերը առաձգական դեֆորմացիայի հետևանքով: Այս ուժերն ազդում են դեֆորմացված ձողի ցանկացած լայնական հատույթի վրա: Ուրեմն դեֆորմացված ձողի ցանկացած հատույթում առաջանում են առաձգականության ուժեր, որոնցով փոխազդում են ձողի սահմանակցող մասերը: Նկատենք, որ դիտարկվող դեպքում առաձգական լարումը ուղղահայաց է ձողի լայնական հատվածքի մակերեսին:

Ձգված ձողում լարումը կոչվում է ձգման լարում՝

$$\sigma = F / \Sigma, \tag{6.1}$$

որտեղ Σ –ն ձողի լայնական հատույթի մակերեսն է:

Սեղմված ձողում լարումը կոչվում է ճնշում և որոշվում է

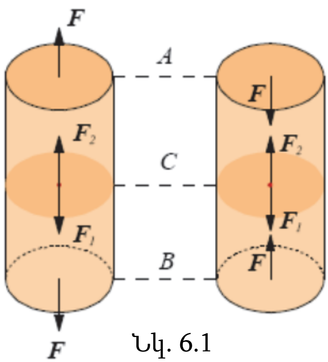
$$P = F / \Sigma \qquad (6.2)$$

բանաձևով: Ճնշումը կարելի է դիտել որպես բացասական ձգման լարում և հակառակը`

$$P = -\sigma: \qquad (6.3)$$

Վերջինս ազատում է ձգումն ու սեղմումն առանձին - առանձին դիտարկելու անհրաժեշտությունից:

Նշանակենք չդեֆորմացված ձողի երկարությունը ℓ_0: Արտաքին F ուժի ազդեցությամբ ձողը կստանա երկարության $\Delta\ell$ աճ: Ձողի երկարացումը բնութագրվում է



Նկ. 6.1

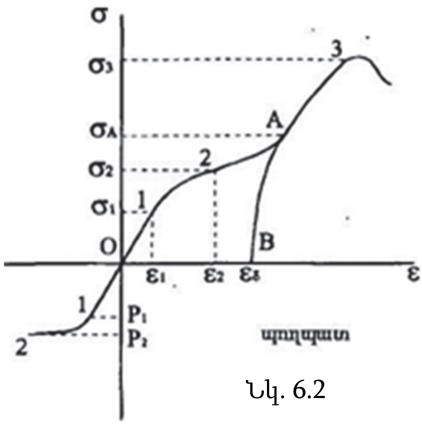
$$\varepsilon = \Delta l / l_0 \qquad (6.4)$$

մեծությամբ, որը կոչվում է հարաբերական երկարացում: Այն դրական է ձգման, և բացասական` սեղմման դեֆորմացիաների համար:

Դեֆորմացիայի լարման (σ,P) և հարաբերական երկարացման (ε) միջև գոյություն ունի կապ: Այն տարբեր է տարբեր նյութերի համար: Նկ. 6.2–ում ներկայացված գրաֆիկը պատկերում է այդ կախվածությունը պողպատյա համասեռ ձողի համար, որը բնութագրական է նյութերի մեծամասնությանը: Լարման մեծացմանը զուգընթաց` այդ կախվածությունը նախ գծային է (գրաֆիկի 1-1 հատվածը), հետո` ոչ գծային: Գրաֆիկի 1-1 հատվածով նկարագրվող դեֆորմացիաները կոչվում են փոքր, որոնց համար ճիշտ է Հուկի օրենքը. ձգման լարումը (կամ ճնշումը) համեմատական է հարաբերական երկարացմանը (սեղմմանը).

$$\sigma = E\varepsilon, \ (P = -E\varepsilon), \tag{6.5}$$

որտեղ E գործակիցը կախված է ձողի նյութի տեսակից և ջերմադինամիկական վիճակից (հիմնականում ջերմաստիճանից)։ Այն կոչվում է Յունգի մոդուլ, որը նյութի առաձգական հատկությունների կարևոր բնութագրերից է։



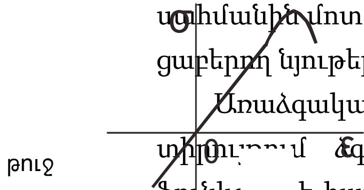
Նկ. 6.2

Թեև գրաֆիկի 1-2 տիրույթներն արտահայտում են լարման և հարաբերական երկարացման միջև ոչ գծային կախվածություն, պարզվում է, որ նրանց համապատասխանող դեֆորմացիաները նույնպես առաձգական են։ Այսինքն՝ 1-2 տեղամասում արտաքին ուժը վերացնելիս դեֆորմացիան անհետանում է։ Ընդ որում, ձողը վերադառնում է հավասարակշռության O կետը՝ նույն 2-O կորով։ 2 կետին համապատասխանող σ_2 լարումը (P_2 ճնշումը) կոչվում է առաձգականության սահման, որից մեծ լարումների (ճնշումների) դեպքում դեֆորմացիան դառնում է պլաստիկ (գրաֆիկի 2-3 մասերը), որոնք կոչվում են նաև հոսունության տիրույթներ, քանի որ լարման փոքր փոփոխությունները առաջ են բերում ձողի հարաբերական մեծ երկարացումներ։ Առաձգականության տիրույթից դուրս ցանկացած A կետում ձողի բեռնավորումը աստիճանաբար վերացնելիս ձողը չի վերադառնում իր սկզբնական վիճակին, այլ պահպանում է ε_δ

մնացորդային դեֆորմացիա: Դա նշանակում է, որ պլաստիկ դեֆորմացիան ոչ դարձելի պրոցես է:

Գրաֆիկի 3 կետը բնութագրվում է ձգման լարման հնարավոր առավելագույն արժեքով: Այս կետում սկսվում է ձողի խզումը, որը շարունակվում է նույնիսկ ձողի բեռնավորումը փոքրացնելիս: Ձգման լարման առավելագույն σ_3 արժեքը կոչվում է ձողի ամրության սահման:

Տարբեր նյութերի լարման σ_1, σ_2, σ_3 բնութագրական արժեքները խիստ տարբեր են: Որոշ նյութերի համար (թուջ, բետոն) պլաստիկ դեֆորմացիաների 2-3 տիրույթը գործնականորեն բացակայում է. խզումը տեղի է ունենում առաձգականության սահմանին մոտ (Նկ. 6.3): Նման վարք ցուցաբերող նյութերը կոչվում են փխրուն:



Նկ. 6.3

Առաձգական դեֆորմացիաների 1-2 տիրույթում ձգման լարումը միարժեք ֆունկցիա է հարաբերական երկարացման [illegible](ε): Քանի որ σ(0) = 0, ուստի շարքի վերածելով σ(ε)–ը ըստ ε-ի աստիճանների՝ կունենանք

$$\sigma(\varepsilon) = E\varepsilon + C\varepsilon^2 + D\varepsilon^3 + \cdots \qquad (6.6)$$

որտեղ E, C, D գործակիցները նյութի տեսակից և ջերմաստիճանից կախված հաստատուններ են: Փոքր դեֆորմացիաների դեպքում (6.6) շարքում կարելի է արհամարհել ε^2 և ավելի փոքր անդամներն ու ստանալ (6.5) Հուկի օրենքը.

$$\frac{\Delta l}{l} = \frac{\sigma}{E}, \quad \sigma = E\frac{\Delta l}{l} : \qquad (6.7)$$

Դեֆորմացիայի ժամանակ նյութի հատկությունները, ընդհանուր դեպքում, փոփոխվում են: Սակայն եթե դեֆորմացիաները փոքր են, ապա Յունգի մոդուլի փոփոխությունները կարելի է անտեսել: Այս դիտողությունը վերաբերում է առաձգականության բոլոր հաստատուններին: Այստեղից հետևում է փոքր դեֆորմացիաների վերադրման սկզբունքը. համազոր ուժի առաջացրած դեֆորմացիան հավասար է բաղադրիչ ուժերի առաջացրած դեֆորմացիաների գումարին:

Սեղմման կամ ձգման դեֆորմացիաները փոխում են նաև ձողի լայնական չափերը: Այս փոփոխությունները կարելի է բնութագրել ձողի հարաբերական լայնական սեղմումով՝

$$\kappa = \frac{\Delta a}{a_0} \approx \frac{\Delta a}{a}, \tag{6.8}$$

որը դրական է ձողի սեղմման և բացասական՝ ձգման դեֆորմացիաների համար (a -ն ձողի լայնական չափն է):

Հարաբերական լայնական սեղմման և երկարացման հարաբերությունը, որը կոչվում է Պուասոնի գործակից՝

$$\mu = -\frac{\kappa}{\varepsilon} = -\frac{\Delta a}{\Delta l}\frac{l}{a}, \tag{6.9}$$

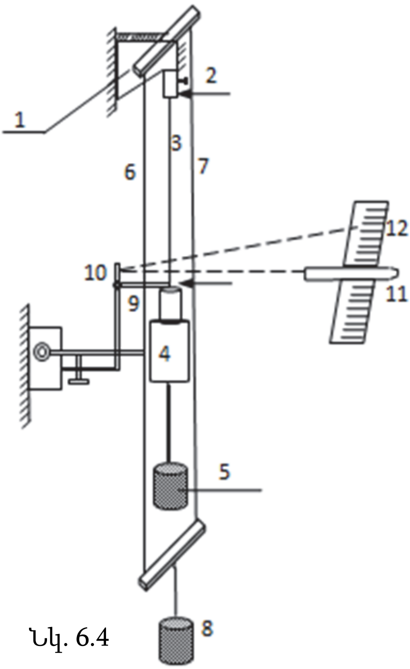
մարմնի նյութի տեսակից կախված՝ հաստատուն է:

Իզոտրոպ նյութի առաձգական բոլոր հատկությունները լիովին նկարագրվում են Յունգի մոդուլով և Պուասոնի գործակցով: Առաձգականության մյուս բոլոր հաստատունները կարող են արտահայտվել E և μ գործակիցներով:

Համասեռ նյութի Պուասոնի գործակիցը չի կարող գերազանցել 1/2-ը:

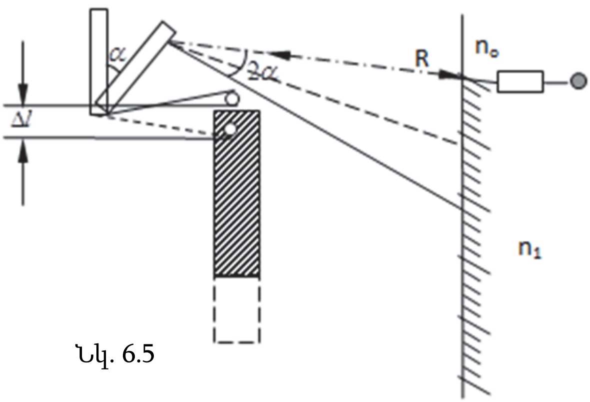
Վարժություն 1: Յունգի մոդուլի որոշումը Լերմոնտովի սարքով

Լերմոնտովի գործիքը հնարավորություն է տալիս ձգման միջոցով որոշել տրված լարի նյութի Յունգի մոդուլը: Գործիքի ուրվագծային կառուցվածքը պատկերված է նկ. 6.4-ում:



Նկ. 6.4

Բարձակին (1) ամրակից (2) կախված է հետազոտվող լարը (3), որի մյուս ծայրին ամրացված են գլանը (4) և նժարը (5): Նույն 1 բարձակից իջնող լարերից (6, 7) կախված է երկրորդ նժարը (8): Գլանի հետ (4) r երկարությամբ լծակով (9) կապված է հայելին (10), որի մեջ դիտակով (11) երևում է ցուցնակը (12): Ցուցնակի և հայելու հեռավորությունը R է: Ցուցմունքը գրանցվում է դիտակի ներսում գտնվող երկու փոխուղղահայաց թելիկների օգնությամբ:



Նկ. 6.5

Լարի երկարացումը որոշելու համար նժարի վրա (5) պետք է դնել m զանգվածով բեռ և գրանցել ցուցնակի համապատասխան n_1 բաժանմունքը: Սակայն այդ ցուցմունքը պայմանավորված կլինի ոչ միայն լարի Δl երկարացումով, այլև 1 բարձակի ճկումով: Վերջին էֆեկտը բացառելու համար՝ նույն m զանգվածով բեռը պետք է դնել նժարին (8) և գրանցել սրան համապատասխանող n_0 ցուցմունքը: Այս դեպքում մենք կգրանցենք միայն լարի ձգման ազդեցությունը: Բեռի (4) և նրան ամրացված լծակի (9) տեղաշարժը հավասար է լարի Δl երկարացմանը: Եթե α-ն լծակի (հետևաբար և հայելու հարթության) սկզբնական ու վերջնական դիրքերի միջև անկյունն է, ապա.

$$\Delta l = r\alpha, \tag{6.10}$$

Հայելու հարթության α շեղման դեպքում անդրադարձող ճառագայթը շեղվում է 2α -ով: Օգտվելով նկ. 6.5-ից՝ կարող ենք գրել n_0 և n_1 ցուցմունքների և α անկյան կապը՝

$$n_1 - n_o = Rtg\,2\alpha :$$

Հաշվի առնելով α անկյան փոքր լինելը՝

$$n_1 - n_o \approx 2R\alpha , \tag{6.11}$$

(6.10)-ից և (6.11)-ից կստանանք.

$$\Delta l = \frac{r}{2R}(n_1 - n_o) , \tag{6.12}$$

որը տեղադրելով Հուկի (6.5) օրենքում՝ Յունգի մոդուլի համար կստանանք.

$$E = \frac{2FRl}{Sr(n_1 - n_o)} :$$

Հաշվի առնելով, որ $F = mg, S = \pi d^2 / 4$, որտեղ d -ն լարի տրամագիծն է, կունենանք.

$$E = \frac{8mgRl}{\pi r d^2 (n_1 - n_o)} : \tag{6.13}$$

Առաձգականորեն դեֆորմացված մարմնի վիճակը բնութագրելու համար կարելի է ներմուծել առաձգական էներգիայի ծավալային խտություն հասկացությունը, որը հավասար է

$$\frac{U}{V} = \frac{1}{2} E\varepsilon^2 :$$

Օգտվելով այս բանաձևից և (6.12)-ից՝ առաձգական էներգիայի խտությունը կարող ենք որոշել հետևյալ արտահայտությունից.

$$\frac{U}{V} = \frac{mgr(n_1 - n_o)}{\pi d^2 l R} : \tag{6.14}$$

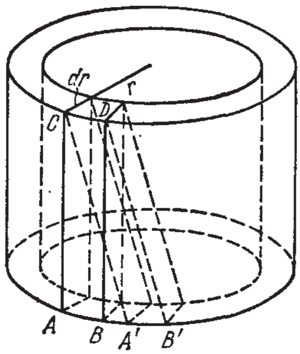
Փորձը պետք է կատարել հետևյալ հաջորդականությամբ: Սկզբում պետք է դիտակն ուղղել հայելու վրա և ֆոկուսի բերել այնպես, որ երևա ցուցնակը: Չափել լծակի r երկարությունը, հայելու և ցուցնակի R հեռավորությունը, լարի l երկարությունը և d տրամագիծը: Այս բոլոր չափումները կրկնել 2-3 անգամ և վերցնել արդյունքների միջին արժեքը: Վերցնելով տարբեր զանգվածով բեռներ՝ վերը նկարագրված եղանակով որոշել $n_1 - n_0$ տարբերությունը: Յուրաքանչյուր բեռի համար $n_1 - n_0$ տարբերությունը որոշել 3 անգամ և վերցնել միջին արժեքը: Ստացված մեծությունները տեղադրելով (6.13)-ի մեջ՝ որոշել յուրաքանչյուր բեռի դեպքում լարի Յունգի մոդուլը և վերջում հաշվել ստացված արժեքների միջինը: Յուրաքանչյուր բեռի դեպքում (6.14) բանաձևով հաշվել առաձգական էներգիայի խտությունները:

Ոլորում և ճկում

Ոլորում: Եթե միավոր բարձրության համասեռ գլանի վերին հիմքն ամրացնենք պատվանդանին, իսկ ստորին հիմքի վրա կիրառենք առանցքի նկատմամբ M ուժի մոմենտով ուժազույգ, ապա գլանում առաջացած դեֆորմացիան կանվանենք ոլորում (Նկ. 6.6): Ոլորման ժամանակ գլանի այն հիմքը, որի վրա ազդում է ուժազույգը, պտտվում է որոշակի φ անկյունով, որը ոլորման դեֆորմացիայի քանակական բնութագիրն է: Փոքր դեֆորմացիաների համար Հուկի օրենքն արտահայտվում է հետևյալ բանաձևով.

$$M = f\varphi, \tag{6.15}$$

որտեղ f -ը կոչվում է ոլորման մոդուլ: Ի տարբերություն E, μ, G գործակիցների՝ ոլորման մոդուլը, բացի նյութի տեսակից, կախված է նաև մարմնի երկրաչափական ձևից ու չափերից:



Նկ. 6.6

Ոլորման դեֆորմացիան ներկայացնում է անհամասեռ սահք: Այդ ապացուցելու նպատակով գլանը մտովի տրոհենք համառանցք գլանային խողովակների (Նկ. 6): Առանձնացնենք չդեֆորմացված խողովակից տարրական ABCD ուղղանկյուն զուգահեռանիստ: Գլանի ոլորման հետևանքով դիտարկվող ուղղանկյուն զուգահեռանիստը կընդունի A'B'CD տեսքը:

Նույն ոլորման հետևանքով ավելի փոքր շառավիղով գլանային խողովակի համապատասխան տարրական մասը կենթարկվի ավելի փոքր ($\varphi_1 < \varphi_2$) անկյունով սահքի: Այնպես որ ոլորումն իսկապես անհամասեռ սահք է:

Գլանի ոլորման մոդուլը որոշելու համար նախ դիտարկենք L բարձրություն, r շառավիղ և տարրական δr հաստություն ունեցող գլանային խողովակի քվազիստատիկ ոլորումը վերին հիմքի վրա τ շոշափող լարման ազդեցությամբ: Վերին հիմքի $\delta\Sigma = 2\pi r\delta r$ մակերեսի վրա ազդող ուժի մոմենտը կլինի $\delta M = \tau r\delta\Sigma$: Գլանը φ անկյամբ քվազիստատիկ ոլորելիս $\delta M=\delta f\cdot\varphi$ ուժի մոմենտը կկատարի $\delta A=\delta M\cdot\varphi/2$ աշխատանք: Վերջինս բաժանելով խողովակի $\delta V = 2\pi rL\delta r$ ծավալին, կստանանք ոլորման դեֆորմացիայի էներգիայի ծավալային խտությունը.

$$w = \delta M\,\varphi/4\,\pi rL\delta r = \delta M^2/2\delta f\delta V = \pi\, r^3\tau^2\,\delta r/L\delta f: \qquad (6.16)$$

Ոլորված խողովակի առաձգականության էներգիայի խտությունը կարելի է ստանալ՝ ոլորումը դիտելով որպես սահք: Այս դեպքում էներգիայի խտությունը տրվում է $\tau^2/2G$ բանաձևով: Համեմատելով վերջինս (6.16) բանաձևի հետ (էներգիայի արժեքը անկախ է նրա հաշվման եղանակից)՝ խողովակի ոլորման մոդուլի համար կստանանք՝

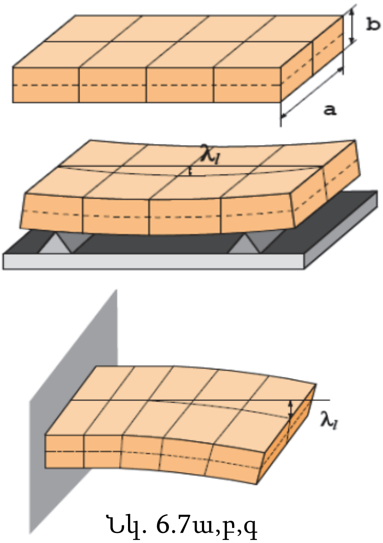
$$\delta f = 2\pi\, G\, r^3\,\delta r/ L: \qquad (6.17)$$

Եթե խողովակն ունի վերջավոր r_2-r_1 հաստություն, ապա նրա ոլորման մոդուլի արժեքը կստանանք՝ (17)-ի աջ մասը ինտեգրելով r_1, r_2 սահմաններում.

$$f = \pi G(r_2^4 - r_1^4)/2h: \qquad (6.18)$$

R շառավիղով հոծ գլանի ոլորման մոդուլի համար կստանանք

$$f = \pi G R^4/2L :\qquad (6.19)$$



Նկ. 6.7ա,բ,գ

Ճկումն անհամասեռ դեֆորմացիա է: Ուղղանկյուն ձողի ճկման դեֆորմացիաների օրինակներ են նկ. 6.7-ում պատկերված դեպքերը: Սովորաբար ճկման դեֆորմացիան քանակապես բնութագրում են λ ճկման սլաք կոչվող մեծությամբ: Ճկման սլաքը ձողի ամենամեծ դեֆորմացիայի ենթարկված մասի շեղման չափն է չդեֆորմացված վիճակից (Նկ. 6.7բ,գ): Ճկման սլաքին ուղղահայաց ձողի համաչափության հարթությունը (Նկ. 6.7-ում ներկայացված է կետագծերով) կոչվում է նորմալ հարթություն: Ճկման ժամանակ նորմալ հարթությունից վեր ընկած մասերը ենթարկվում են սեղմման (ձգման) դեֆորմացիայի, իսկ հակառակ մասերը՝ ձգման (սեղմման) դեֆորմացիայի (Նկ. 6.7 բ, գ): Նորմալ հարթության չափսերը ճկման ընթացքում մնում են անփոփոխ: Ուրեմն ճկումը մարմնի մի մասում ներկայացնում է ձգման, իսկ մյուսում՝ սեղմման դեֆորմացիա: Սա էլ ապացուցում է ճկման դեֆորմացիայի անհամասեռ լինելը:

Հուկի օրենքը ճկման փոքր դեֆորմացիաների դեպքում ներկայացվում է այսպես՝

$$F = k\lambda \qquad (6.20)$$

որտեղ F-ը դեֆորմացիա առաջացնող ուժն է, իսկ λ ճկման սլաքը կախված է ձողի երկրաչափական ձևից, չափսերից, ինչպես նաև

Յունգի մոդուլից: Վերջինս լիովին հասկանալի է, քանի որ ճկումը սեղմման և ձգման դեֆորմացիաների համակցություն է: Հաշվարկները ցույց են տալիս, որ նկ. 6.7բ-ում պատկերված ուղղանկյուն ձողի համար

$$\lambda = l^3 P / 4Eab^3, \tag{6.21}$$

որտեղ P -ն ձողի կշիռն է, ℓ-ը՝ հենարանների միջև հեռավորությունը, իսկ նկ. 6.7գ դեպքում՝

$$\lambda_1 = 3l^3 P / 2Eab^3, \tag{6.22}$$

որտեղ ℓ-ը ձողի երկարությունն է: Այս բանաձևերում ենթադրվում է, որ ձողի ճկումը պայմանավորված է սեփական կշռով:

Եթե ձողի ազատ ծայրում կիրառված է f ճկող ուժ, ապա նրա առաջացրած ճկման սլաքը կորոշվի հետևյալ բանաձևով. $\lambda_2 = 3\ell^3 f / Eab^3$:

Վարժություն 2: Յունգի մոդուլի որոշումը ճկման եղանակով

Երբ ℓ երկարություն, a լայնություն և b հաստություն ունեցող ուղղանկյուն ձողը դրված է երկու հենարանների վրա, իսկ F ուժը ազդում է ձողի միջնակետում, ապա ձողի սեփական կշռով պայմանավորված՝ (6.7) ճկմանը կավելանա F ուժով պայմանավորված ճկումը, որն արտահայտվում է նույն բանաձևով: Հետևաբար արդյունարար ճկման սլաքը կորոշվի

$$\lambda = \frac{(F+P)\ell^3}{4Eab^3}, \tag{6.23}$$

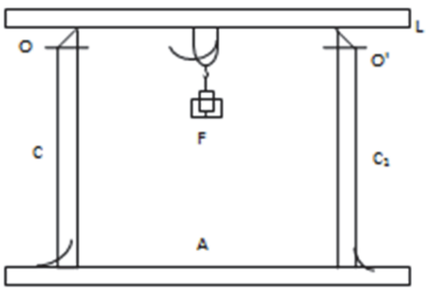
բանաձևով, որտեղից.

$$E = \frac{(F+P)\ell^3}{4\lambda ab^3}: \tag{6.24}$$

Եթե կիրառված ուժն անհամեմատ մեծ է ձողի կշռից, ապա կարելի է անտեսել սեփական կշռով պայմանավորված ճկումը:

Սարքի նկարագրությունը և չափումներ

Սարքը բաղկացած է A հենարանից, C և C΄ պատվանդաններից, որոնց վերնի ծայրերին ամրացված են O և O΄ պրիզմաները (Նկ. 6.8): Պրիզմաների վրա տեղավորվում է այն L երկարության ձողը, որի դեֆորմացիան ենթակա է ուսումնասիրության: Ձողի մեջտեղում ամրացված է թիթեղ, որի վրա դրվում են ծանրոցները (0.5; 1; 1.5 և 2 կգ): Կիրառված ուժի ազդեցության տակ ձողը ճկվում է: Ճկման սլաքը չափվում է մեծ ճշտությամբ հատուկ սարքի՝ ինդիկատորի միջոցով: Դրա համար անհրաժեշտ է.



Նկ. 6.8

1. Ինդիկատորը տեղավորել ձողի տակ այնպես, որ ձողի կենտրոնը շոշափի ինդիկատորի գլխիկին:

2. Ինդիկատորի սլաքը դնել ցուցանակի զրո բաժանմունքի վրա:

Ծանրոցը տեղավորել թիթեղի վրա: Ձողը կճկվի: Հաշվի առնելով ինդիկատորի ցուցմունքն ու ճշտությունը՝ որոշել ճկման սլաքը: Տեղադրելով λ-ի արժեքը (6.24)-ում՝ հաշվել Յունգի մոդուլը:

7. ԱԼԻՔԱՅԻՆ ՇԱՐԺՈՒՄ: ՅՈՒՆԳԻ ՄՈԴՈՒԼԻ ԵՎ ՁԱՅՆԻ ԱՐԱԳՈՒԹՅԱՆ ՈՐՈՇՈՒՄԸ ՊԻՆԴ ՄԱՐՄԻՆՆԵՐՈՒՄ

Տատանվող մարմնի վրա միջավայրի առկայությունը հաշվի առանք դիսիպատիվ ուժով, որը հանգեցրեց մարմանը՝ տատամնան էներգիայի փոխարկմանը ջերմության: Իրականում տատանվող մարմինը, մեծացնելով միջավայրի մասնիկների քաոսային շարժման կինետիկ էներգիան, միաժամանակ նրանց հաղորդում է ուղղորդված շարժում. մասնիկներն սկսում են կատարել հարկադրական տատանումներ: Առաձգական միջավայրի տվյալ մասը պարբերաբար դեֆորմացվում է՝ առաջ բերելով առաձգական լարումներ, որոնք ազդում են ինչպես տատանվող մարմնի, այնպես էլ հարակից ծավալների վրա՝ ստիպելով պարբերաբար դեֆորմացվել վերջիններիս: Այսպիսով՝ առաձգական միջավայրում տատանումները չեն մնում տեղայնացված, այլ հաղորդվում են աղբյուրից ավելի ու ավելի մեծ հեռավորության վրա գտնվող ծավալներին՝ ներառելով դրանք տատանողական շարժման մեջ:

Տատանումների տարածման պրոցեսը կոչվում է ալիքային շարժում: Տարածվող տատանումը կոչվում է ալիք:

Ալիքային շարժման ընթացքում բացակայում է նյութի տեղափոխությունը: Միջավայրի մասնիկները կատարում են հարկադրական տատանումներ իրենց հավասարակշռության դիրքերի շուրջ ՝ տարբեր սկզբնական փուլերով:

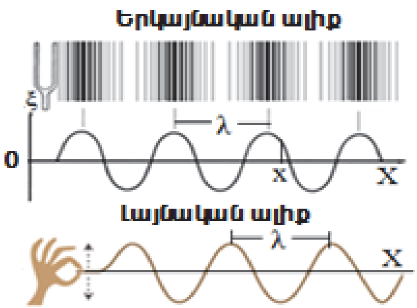
Հավասարակշռության դիրքերից մասնիկների շեղման չափը միջավայրում ալիք տարածվելիս նշանակենք ξ: Այն տարբեր է միջավայրի տարբեր կետերում և փոփոխվում է ժամանակի ընթացքում.

$$\xi = \xi(r, t) : \qquad (7.1)$$

Տարածաժամանակային կոորդինատներից այս կախվածությունը կոչվում է ալիքային շարժման օրենք:

Դիտարկենք պարզագույն միաչափ ալիքի դեպքը, երբ ալիքը տարածվում է X առանցքով: Միաչափ առաձգական ալիք կառաջանա կիսանվերջ բարակ լարում, եթե նրա ծայրում առաջացնենք տատանումներ:

Ալիքում միջավայրի մասնիկների տատանման ուղղությամբ կամ պայմանավորված՝ ալիքները լինում են երկայնական և լայնական:



Նկ. 7.1

Երկայնական ալիքում տատանումները կատարվում են ալիքի տարածման երկայնքով: Ժամանակի ցանկացած պահին երկայնական ալիքը կարելի պատկերացնել որպես միջավայրի խտացումների և նոսրացումների հաջորդականություն (Նկ. 7.1): Երկայնական առաձգական ալիքի օրինակ է ձայնը:

Ձկուն լարին ուղղահայաց հաղորդված տատանումներն առաջացնում են լայնական ալիք: Լայնական առաձգական ալիքում խտացումներ և նոսրացումներ չկան, այսինքն՝ բացակայում են ձգման և սեղմման դեֆորմացիաները: Այստեղ գործ ունենք սահքի դեֆորմացիայի հետ:

Ցանկացած բարդ ալիք կարող է ներկայացվել ներդաշնակ ալիքների վերադրման միջոցով: Կսահմանափակվենք պարզագույն ներդաշնակ ալիքների ուսումնասիրությամբ:

Դիցուք O կետում ձողին հաղորդված են

$$\xi(0,t) = A\sin(\omega t + \varphi)$$

տատանումներ, որոնք տարածվում են ձողի երկայնքով u արագությամբ: Գրգռումների տարածման u արագությունը, որը կոչվում է ալիքի արագություն, չի կարելի շփոթել ալիքում մասնիկի տատանողական շարժման $v = \partial\xi/\partial t$ արագության հետ:

Որոշակի $t_1 = x/u$ ժամանակ անց O կետում գրգռված տատանումները կհասնեն ձողի x կոորդինատով որոշվող M կետը: Եթե բացակայում են տարածման ընթացքում էներգիայի կորուստները, ապա M կետում տատանումները կունենան նույն ω հաճախությունն ու A լայնույթը, բայց O կետում տատանումներից «ետ ընկած» կլինեն t_1 ժամանակով.

$$\xi(x,t) = A\sin[\omega(t - t_1) + \varphi] = A\sin(\omega t - \omega x/u + \varphi): \qquad (7.2)$$

Վերջինս ներկայացնում է դիտարկվող ալիքային շարժման օրենքը:

Ալիքային շարժումն օժտված է ինչպես ժամանակային, այնպես էլ տարածական պարբերականությամբ: Ալիքի T պարբերությունը միջավայրի կամայական x կետում տատանումների պարբերությունն է.

$$\xi(x,t) = \xi(x, t + T):$$

Քանի որ սինուսը 2π պարբերության ֆունկցիա է, ապա

$$T = 2\pi/\omega = 1/\nu: \qquad (7.3)$$

Ալիքում մասնիկի տատանման ν հաճախությունը և ω շրջանային հաճախությունը կոչվում են ալիքի համապատասխան հաճախություններ: Ժամանակի տվյալ պահին միևնույն փուլում տատանվող երկու հարևան կետերի հեռավորությունը կոչվում է ալիքի երկարություն, որն էլ ներկայացնում է ալիքի տարածական պարբերության չափը.

$$\xi(x,t) = \xi(x + \lambda,t),$$

որտեղից՝

$$\lambda = u/\nu = uT \text{ կամ } \lambda\omega/u = 2\pi: \tag{7.4}$$

Ուրեմն ալիքի երկարությունն այն հեռավորությունն է, որն ալիքն անցնում է իր պարբերությանը հավասար ժամանակում:

Հաշվի առնելով ստացված առնչությունները՝ ալիքային շարժման (7.2) օրենքը կներկայացնենք

$$\xi(x,t) = A\sin(\omega t - kx + \varphi), \tag{7.5}$$

տեսքով, որտեղ

$$k = 2\pi/\lambda \tag{7.6}$$

մեծությունը կոչվում է ալիքային թիվ (2π սմ-ում տեղավորվող ալիքների քանակն է): Ալիքային շարժման (7.5) օրենքում

$$\Phi\left(x,t\right) = \omega t - kx + \varphi \tag{7.7}$$

մեծությունը կոչվում է ալիքի փուլ, իսկ $\Phi(t{=}0)$-ն՝ տվյալ x կետում տատանումների սկզբնական փուլ: Ուրեմն՝ ալիքի x_1 և x_2 կետերում տատանումները տարբերվում են միայն սկզբնական փուլերով, որոնց տարբերությունն է՝

$$\Delta\Phi = k(x_2 - x_1):$$

Եթե այն հավասար է 2πn; n = ±1, ±2,..., այսինքն՝ այդ կետերն իրարից հեռացված են ամբողջ թիվ անգամ λ հեռավորությամբ, ապա կտատանվեն նույն փուլում:

Մակերևույթը, որի վրա տատանումները կատարվում են միևնույն փուլում, կոչվում է ալիքային մակերևույթ կամ ալիքի ճակատ: Ըստ ճակատի՝ ալիքները լինում են հարթ, գլանային, գնդային և այլն: Օրինակ՝ միաչափ ներդաշնակ ալիքը հարթ ալիք է, քանի որ Փ = const մակերևույթը t պահին x առանցքին ուղղահայաց հարթություն է:

Դիֆերենցելով ալիքի (7.7) փուլը, համարելով այն հաստատուն՝ կստանանք ալիքի ճակատի տարածման արագությունը՝

$$dx/dt = \omega/k = u, \tag{7.8}$$

որը կոչվում է ալիքի փուլային արագություն:

Երկայնական ալիքները տարածվում են

$$u = \sqrt{E/\rho}, \tag{7.9}$$

իսկ լայնական առաձգական ալիքները՝ $u = \sqrt{G/\rho}$ արագությամբ, որտեղ E և G -ն միջավայրի Յունգի և սահքի մոդուլներն են, ρ-ն՝ խտությունը:

Յունգի մոդուլի և ձայնի արագության որոշումը պինդ մարմիններում

Ձողում առաձգական ալիքների փոքր մարումների և ձող-օդ սահմանում ալիքների լրիվ անդրադարձման շնորհիվ առաջանում են կանգուն ալիքներ: Երբ ձողն ամրացված է միջնակետում, ապա կանգուն ալիքի հանգույցը ամրացման կետում է, իսկ փնջվածքները՝ ձողի ծայրերում: Այդ դեպքում ամբողջ ձողի երկայնքով տեղավորվում է կենտ թվով կես ալիք, քանի որ հանգույցների միջև հեռավորությունը հավասար է ալիքի կեսին: Այդ պայմանը կարելի է գրել հետևյալ ձևով.

$$l = (2n+1)\frac{\lambda}{2}, \tag{7.10}$$

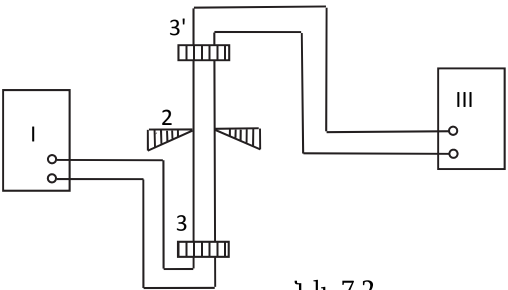
որտեղ l-ը՝ ձողի, իսկ λ-ն ալիքի երկարությունն է՝ n=0,1,2,3…: Օգտվելով $V = \lambda\nu$ բանաձևից՝ կարելի է ստանալ ձողում ձայնային ալիքի տարածման արագության համար հետևյալ բանաձևը.

$$u = \frac{2l}{2n+1}\nu, \qquad (7.11)$$

որտեղ ν-ն տատանման հաճախությունն է: Ձայնն օժտված է սեփական կամ նորմալ հաճախությունների բազմությամբ: Ձողում ռեզոնանս կդիտվի այն դեպքերում, երբ արտաքին ներդաշնակ ազդեցության հաճախությունը համընկնի ձողի որևէ նորմալ հաճախության հետ: Այդ դեպքում առաջանում են հարկադրական տատանումներ, որոնք աճում են և պահպանվում արտաքին ուժերի աշխատանքի շնորհիվ:

Որոշելով u ձայնի արագությունը՝ կորոշենք նաև Յունգի մոդուլը՝ օգտվելով (7.9) բանաձևից. $E = u^2\rho$:

Սարքի նկարագրությունը



Նկ. 7.2

Հետազոտվող ձողը միջնակետով ամրացվում է երկու սեղմակների օգնությամբ (Նկ. 7.2) այնպես, որ ձողի վերևի ու ներքևի ծայրերը գտնվեն գրգռվող (3) և ընդունող (3') բևեռների դիմաց: Երկայնական ալիքների տատանումները ուժեղացնելու համար՝ գրգռիչը և ընդունիչը անհրաժեշտ է տեղավորել ձողի ծայրին բավականաչափ մոտ: Այն կարելի է իրականացնել միկրոպտուտակների օգնությամբ: Գեներատորի ելքին միացված էլեկտրամագնիսի միջոցով (3) ձողում գրգռվում են երկայնական ալիքներ: Եթե ձողը ոչ մագնիսական նյութից է, ծայրերին պետք է սոսնձել թիթեղներ՝ հատուկ երկաթից:

Վերևի էլեկտրամագնիսը, որը հենց ընդունիչն է, 3' ձայնային տատանումները փոխակերպում է էլեկտրականի: Ընդունիչ կոճը միացվում է օսցիլոգրաֆի «ուղղաձիգ ուժեղացուցիչի մուտք» սեղմակներին: Ընդունիչից եկած և ուժեղացված էլեկտրական տատանումները դիտվում են օսցիլոգրաֆի էկրանի վրա:

Աստիճանաբար փոփոխելով գեներատորի լարման տատանումների հաճախությունը՝ կարելի է հասնել ռեզոնանսի, երբ այդ տատանումների հաճախությունը համընկնում է ձողի որևէ մի սեփական հաճախության հետ:

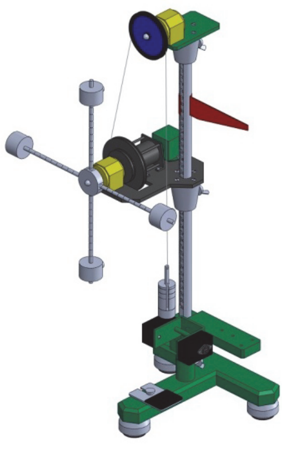
Չափումներ

Սարքը պետք է հավաքել ըստ նկարի: Օգտվելով միկրոպտուտակից գրգռիչը (3) և ընդունիչը (3') մոտեցնում են ձողի ծայրերին (թողնելով 0.1-0.2մմ տարածք): Ձայնային գեներատորի ելքի լարումը վերցվում է առավելագույնը: Հետևելով օսցիլոգրաֆի էկրանին՝ դանդաղ պտտում են ձայնային գեներատորի «հաճախություն կարգավորող» բռնիչը այնքան ժամանակ, մինչև կատոդային օսցիլոգրաֆի էկրանի վրա նկատվի տատանումների լայնույթի կտրուկ մեծացում: Համապատասխան հաճախությունը հաշվում են գեներատորի լիմբից: Տատանումների լայնույթի ամենամեծ աճը դիտվում է հիմնական ռեզոնանսի դեպքում: (7.11) և (7.12) բանաձևերից որոշում են երկայնական ալիքների տարածման արագությունը և ձողի նյութի Յունգի մոդուլը: Նշված չափումները կատարում են տարբեր նյութից պատրաստված ձողերի համար (արույր, երկաթ, պողպատ, ալյումին) և կառուցում են ռեզոնանսային կորը:

8. ԱՆՇԱՐԺ ԱՌԱՆՑՔԻ ՇՈՒՐՋ ՊԻՆԴ ՄԱՐՄՆԻ ՊՏՏԱԿԱՆ ՇԱՐԺՄԱՆ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ ՕԲԵՐԲԵԿԻ ՃՈՃԱՆԱԿՈՎ

Փորձի նպատակն է անշարժ առանցքի շուրջ պինդ մարմնի պտտական շարժման հիմնական հավասարման փորձարարական ստուգումը:

Փորձում ուսումնասիրվում է արտաքին ուժի մոմենտի ազդեցությամբ անշարժ առանցքի շուրջ մարմինների համակարգի պտտական շարժումը, ընդ որում, համակարգի իներցիայի մոմենտը և արտաքին ուժի մոմենտը կարող են փոփոխվել: Փորձում օգտագործվում է Օբերբեկի ճոճանակ կոչվող սարքը, որը բաղկացած է 4 ձողերից և 2 տարբեր շառավիղներ ունեցող կրկնակի ճախարակից՝ ամրացված հորիզոնական առանցքի վրա (Նկ. 8.1):



Նկ. 8.1

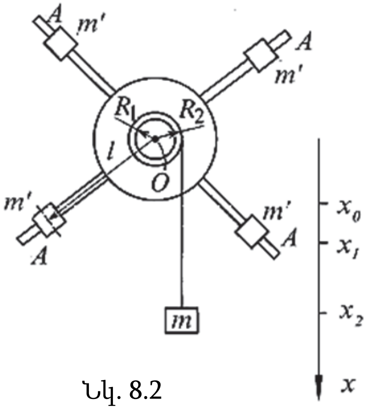
Ձողերի երկայնքով կարող են տեղաշարժվել 4 ծանրոցներ, ինչը կբերի համակարգի իներցիայի մոմենտի փոփոխությանը:

Փորձի նկարագրությունը: Պտտական շարժման դինամիկայի հիմնական հավասարումն ունի

$$I\frac{d\omega}{dt} = M$$

տեսքը, որտեղ I –ն իներցիայի մոմենտն է անշարժ պտտման առանցքի նկատմամբ, ω-ն՝ անկյունային արագությունը, M-ը՝ համակարգի վրա ազդող արտաքին ուժերի մոմենտների գումարն է պտտման առանցքի նկատմամբ:

Պինդ մարմնի պտտական շարժման դինամիկայի հիմնական հավասարման փորձարարական ստուգումը կարելի է իրականացնել Օբերբեկի ճոճանակով:



Նկ. 8.2

Ճոճանակի՝ միմյանց փոխուղղահայաց չորս ձողերի երկայնքով կարող են տեղաշարժվել m′ զանգվածով բեռներ (Նկ. 8.2): Դա հնարավորություն է տալիս փոփոխել ճոճանակի իներցիայի մոմենտը: Ճոճանակի երկաստիճան ճախարակի շառավիղները նշանակենք R_1 և R_2 : Ճախարակի հոլովակներից մեկի վրա փաթաթվում է բարակ թել, որի մի ծայրն ամրացվում է հոլովակին, իսկ մյուս ծայրից կախվում է հայտնի m զանգվածով բեռ: Այդ բեռը բաց թողնելիս ճախարակը ստանում է արագացող պտտական շարժում:

Անտեսելով շփման ուժերը և համարելով թելն անկշիռ ու չձգվող՝ կարող ենք գրել ճոճանակի պտտական շարժման հավասարումը՝

$$I\varepsilon = RT, \tag{8.1}$$

թելից կախված բեռի համընթաց շարժման հավասարումը՝

$$ma = mg - T, \tag{8.2}$$

և կինեմատիկական կապի հավասարումը՝

$$a = \varepsilon R. \tag{8.3}$$

Այստեղ R-ը հոլովակի շառավիղն է, T-ն՝ թելի ձգման ուժը, a -ն՝ m զանգվածով բեռի արագացումը, ε -ը՝ ճախարակի պտտման անկյունային արագացումը: (8.1)-(8.3) հավասարումների համակարգից կստանանք.

$$a = \frac{mR^2}{I+mR^2} g. \tag{8.4}$$

Պտտական շարժման դինամիկայի (8.1) հավասարումը գրված է առանց հաշվի առնելու շփման ուժերը ճախարակի առանցքում և օդի դիմադրության ուժերը: Աշխատանքի ընթացքում անհրաժեշտ է համոզվել, որ շփման ուժերի գումարային մոմենտը շատ փոքր է թելի ձգման ուժի M մոմենտից, որը հավասար է.

$$M = RT = Rm(g - a) = mgR \frac{I}{I+mR^2}:$$

Հաշվի առնելով, որ $mR^2 \ll I$՝ կստանանք

$$M \approx Rmg: \tag{8.5}$$

Շփման ուժերի մոմենտը կարելի է գնահատել, եթե ենթադրենք, որ այն շարժման ընթացքում հաստատուն է: Դիցուք m զանգվածով բեռն սկզբնական x_0 դիրքից իջել է մինչև թելի լրիվ երկարության x_3 դիրքը, ապա բարձրացել և կանգ է առել x_4 դիրքում: Այդ դիրքերում բեռի պոտենցիալ էներգիայի արժեքների տարբերությունը հավասար կլինի շփման ուժի աշխատանքին.

$$mg(x_4 - x_0) = M_{շփ} \Phi, \tag{8.6}$$

որտեղ Φ-ն Օբերբեկի ճոճանակի պտտման լրիվ անկյունն է դեպի ցած և վեր շարժման ընթացքում և որոշվում է

$$R\Phi = (x_3 - x_0) + (x_3 - x_4) \tag{8.7}$$

բանաձևից: Հետևաբար (8.6) և (8.7)-ից կստանանք.

$$M_{շփ} = mgR\frac{x_4 - x_0}{2x_3 - (x_0 + x_4)}: \qquad (8.8)$$

Այսպիսով՝ շփման ուժերի մոմենտի անտեսման պայմանն ունի հետևյալ տեսքը.

$$\frac{M_{շփ}}{mgR} = \frac{x_4 - x_0}{2x_3 - (x_0 + x_4)} \ll 1: \qquad (8.9)$$

Վարժություն № 1. Շարժման հավասարման ստուգումը

Ինչպես հետևում է (8.1)-(8.3) հավասարումներից, Օբերբեկի ճոճանակի պտույտը կատարվում է ε հաստատուն անկյունային արագացումով, իսկ m բեռն իջնում է հաստատուն a արագացումով: x_0 դիրքից բաց թողած բեռի x կոորդինատը կփոխվի

$$x = x_0 + \frac{at^2}{2}$$

օրենքով: Ըստ նկ. 2-ի՝ x_1 և x_2 դիրքերի միջև բեռի տեղափոխման Δt ժամանակը հավասար է.

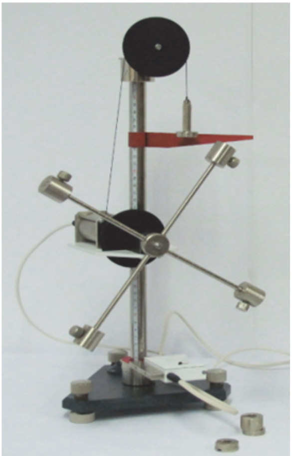
$$\Delta t = \sqrt{\frac{2}{a}}\left(\sqrt{x_2 - x_0} - \sqrt{x_1 - x_0}\right): \qquad (8.10)$$

Հավասարաչափ արագացող շարժման (a = const) և x_2-ի ու x_0-ի ֆիքսված արժեքների դեպքում Δt ժամանակի կախվածությունը $\sqrt{x_1 - x_0}$ -ից գծային է:

Չափումներ

1. Ֆոտոտվիչների բարձակները տեղադրում են իրարից հնարավոր ամենամեծ հեռավորության վրա (Նկ. 8.3):

2. m′ բեռներն ամրացնում են միջին դիրքերում՝ առանցքից հավասար հեռավորությունների վրա այնպես, որ ճոճանակը գտնվի անտարբեր հավասարակշռության վիճակում: m բեռը բաց են թողնում միևնույն x_0 դիրքից, որի արժեքը



Նկ. 8.3

պետք է նախապես գրանցել: Թելը փաթաթում են մեծ տրամագծով հոլովակի վրա:

3. m բեռը բաց են թողնում և չափում են ֆոտոտվիչների միջև անցնելու Δt ժամանակը: Δt -ի չափումները կատարում են վերին ֆոտոտվիչի x_1 դիրքի 5-7 արժեքների համար: Ֆոտոտվիչի յուրաքանչյուր դիրքում ժամանակի չափումները կատարում են 3 անգամ և վերցնում են միջին արժեքը: Տվյալները գրանցում են Աղյուսակ 1-ում:

4. Յուրաքանչյուր չափման դեպքում գրանցում են x_4 դիրքի արժեքը, մինչև որը բարձրանում է բեռը: x_4 -ի միջին արժեքը գրանցում են Աղյուսակ 1-ում:

5. Որոշում են x_3 դիրքի արժեքը մինչև ուր իջնում է բեռը: x_3 -ի միջին արժեքը գրանցում են Աղյուսակ 1-ում:

Աղյուսակ 1

Փորձի N	x_1	$\sqrt{x_1 - x_0}$	$\overline{\Delta t}$	$\overline{x_4}$	$\overline{x_3}$	$\frac{M_{շփ}}{mgR}$
1						
2						
3						

Չափման արդյունքների մշակում

1. Կառուցում են Δt-ի՝ $\sqrt{x_1 - x_0}$-ից կախվածության գրաֆիկը: Ստացված գրաֆիկի՝ գծայինին մոտ լինելը վկայում է այն մասին, որ բեռի շարժումը հավասարաչափ արագացող է: Գրաֆիկից որոշում են a-ի արժեքը, իսկ (8.4) բանաձևից՝ ճոճանակի իներցիայի մոմենտը:

2. $\overline{x_3}$-ի և $\overline{x_4}$-ի արժեքների միջոցով հաշվում են $\frac{M_{շփ}}{mgR}$ հարաբերությունը և համոզվում, որ շփման ուժի մոմենտը շատ փոքր է թելի ձգման ուժի մոմենտից:

Վարժություն 2: Պտտական շարժման դինամիկայի հիմնական հավասարման փորձնական ստուգումը ճախարակի անփոփոխ իներցիայի մոմենտի դեպքում

Ինչպես հետևում է պտտական շարժման դինամիկայի հիմնական $I\varepsilon = M$ հավասարումից՝ անփոփոխ I-ի դեպքում

$$\frac{M_1}{\varepsilon_1} = \frac{M_2}{\varepsilon_2} = I:$$

(8.4) և (8.10) հավասարումներից հետևում է, որ

$$\frac{M_1}{\varepsilon_1} = \frac{M_2}{\varepsilon_2} = I = mR^2\left(\frac{g\Delta t^2}{2\left(\sqrt{x_2 - x_0} - \sqrt{x_1 - x_0}\right)^2} - 1\right). \qquad (8.11)$$

Չափումներ

1. Զողակարկինով չափում են հոլովակների R_1 և R_2 շառավիղները և գրանցում դրանց արժեքները:

2. Ֆոտոտվիչների բարձակները տեղադրում են իրարից հնարավոր ամենամեծ հեռավորության վրա: Գրանցում են դրանց x_1 և x_2 կոորդինատները, ինչպես նաև m բեռի x_0 սկզբնական դիրքը:

3. m' բեռներն ամրացնում են միջին դիրքերում՝ առանցքից հավասար հեռավորությունների վրա այնպես, որ ճոճանակը գտնվի անտարբեր հավասարակշռության վիճակում:

4. R_1 շառավղով հոլովակի վրա փաթաթված թելի ծայրին ամրացնում են m_1 զանգվածով բեռը և չափում են ֆոտոտվիչների միջև անցնելու Δt ժամանակը: Փորձը կրկնում են երեք անգամ և Δt -ի միջին արժեքը գրանցում Աղյուսակ 2-ում:

5. Փորձը կրկնում են՝ R_2 շառավղով հոլովակի վրա փաթաթված թելի ծայրին ամրացնելով m_2 զանգվածով բեռը: Չափումների արդյունքում ստացված Δt -ի միջին արժեքը գրանցում են Աղյուսակ 2-ում:

Աղյուսակ 2

m	R	$\overline{\Delta t}$	I
m_1	R_1		
m_2	R_2		

Չափման արդյունքների մշակում

1. Ըստ (8.11) բանաձևի՝ հաշվում են ճոճանակի իներցիայի մոմենտը և համեմատում ստացված արդյունքները:

2. Իներցիայի մոմենտի համար փորձնականորեն ստացված արժեքը համեմատում են տեսականորեն հաշված արժեքի հետ: Իներցիայի մոմենտի տեսական արժեքը հաշվում են հետևյալ բանաձևով.

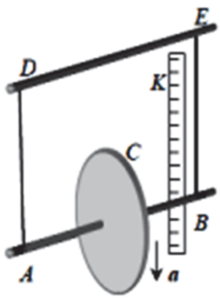
$$I_{\text{տես}} = I_0 + 4m'\ell^2 + 4\,m'r^2/2 + 4\,m_0L^2/12$$

որտեղ I_0-ն ճոճանակի իներցիայի մոմենտն է առանց բեռների և ձողերի, r-ը գլանաձև բեռների շառավիղն է, ℓ-ը դրանց զանգվածների կենտրոնի հեռավորությունն է պտտման առանցքից, m_0-ն յուրաքանչյուր ձողի զանգվածն է, L-ը՝ ձողի երկարությունը:

9. ՊԻՆԴ ՄԱՐՄՆԻ ԻՆԵՐՑԻԱՅԻ ՄՈՄԵՆՏԻ ՉԱՓՈՒՄԸ ՈԼՈՐԱԿԱՆ ՏԱՏԱՆՈՒՄՆԵՐԻ ՄԵԹՈԴՈՎ: ՄԱՔՍՎԵԼԻ ՃՈՃԱՆԱԿ

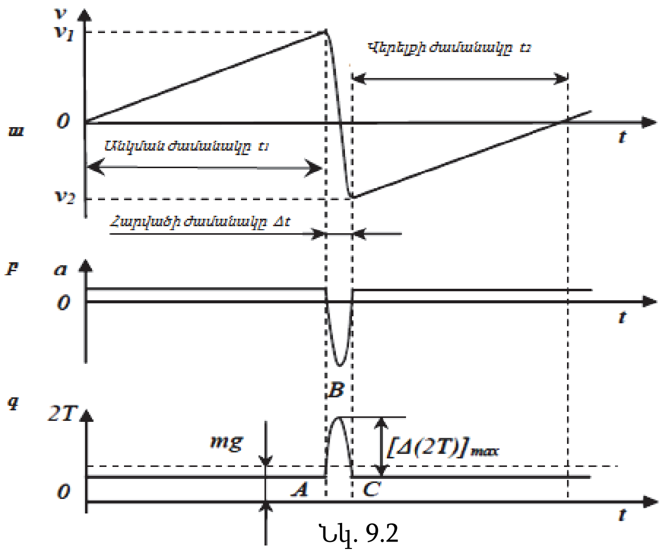
Փորձի նպատակն է մեխանիկայի օրենքների կիրառումը պինդ մարմնի շարժման ուսումնասիրության համար հարթ շարժման դեպքում:

Փորձում օգտագործվում է Մաքսվելի ճոճանակ (կամ Մաքսվելի սկավառակ) կոչվող սարքը: Այն կազմված է երկու թելերից կախված ձողից, որի վրա համաչափ ամրացված է սկավառակ: Ճոճանակը, պտտվելով հորիզոնական առանցքի շուրջ, կարող է կատարել վեր-վար տատանումներ՝ ուղղաձիգ հարթության մեջ: Այսինքն՝ Մաքսվելի ճոճանակը կատարում է հարթ շարժում:



Նկ. 9.1

Մաքսվելի ճոճանակը կազմված է բարակ մետաղական AB ձողից, որի մեջտեղում կոշտ կերպով հագցված է C սկավառակը (Նկ. 9.1): Ձողին ամրացված են չնչին զանգվածով և համարյա չձգվող երկու թելեր, որոնք անցկացված են DE կանգնակի անցքերից: Թելերի AD և BE երկարությունները հավասար են: Թելերը համաչափորեն՝ մեկ շարքով, խիտ փաթաթվում են AB ձողին (ծայրերց դեպի սկավառակը), ինչի հետևանքով սարքը ազատ թողնելիս իջնում է ցած: Առանցքի դիրքը և նրա տեղափոխությունը շարժման ընթացքում չափվում են K սանդղակով: Սկավառակի զանգվածը կարելի է փոփոխել՝ դրա վրա օղակներ ամրացնելով: Ճոճանակը բաց թողնելուց հետո այն ծանրության ուժի ազդեցությամբ սկսում է վարընթաց շարժումը, որը դեպի ներքև համընթաց և համաչափության առանցքի շուրջ պտտական շարժումների վերադրում է: Պտույտը, իներցիայով շարունակվելով ստորին կետում, երբ թելերն արձակված են, նորից հանգեցնում է թելերի փաթաթմանը և հետևաբար ճոճանակի վերընթաց շարժմանը: Ճոճանակի վերընթաց շարժումը դանդաղող է. այն կանգ է առնում որոշ բարձրության վրա և նորից շարժվում դեպի ցած, և այդպես շարունակ:

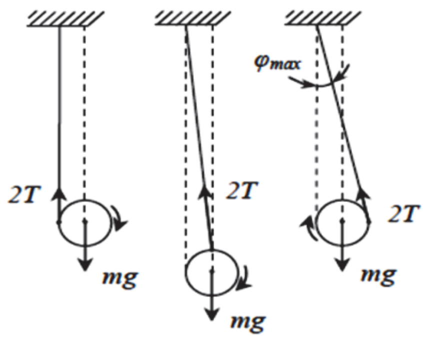


Նկ. 9.2

Մաքսվելի ճոճանակի շարժման մեկ փուլը կարելի է բաժանել երեք մասի՝ անկում, հարված և վերելք (մեկ փուլում ճոճանակի զանգվածների կենտրոնի արագության, արագացման և թելերի լարման ուժերի՝ ժամանակից որակական կախվածությունները ցույց են տրված նկ. 9.2-ում):

Դրան համապատասխան՝ ճոճանակի վրա ազդող ուժերն էլ պետք է բաժանվեն երկարաժամկետ (անկման և վերելքի ժամանակ) և կարճաժամկետ ազդող (հարվածի ժամանակ) ուժերի: Առաջին դեպքում այդ ուժերը ժամանակի ընթացքում չեն փոփոխվում, երկրորդ դեպքում դրանք կտրուկ մեծանում և փոքրանում են: Նկատենք, որ ճոճանակի ստորին դիրքում հարվածը տարբերվում է, ասենք, հատակին գնդակի հարվածից: Ընկնող գնդակի կինետիկ էներգիան հարվածի առաջին մասում լրիվ վերանում է՝ փոխակերպվելով առաձգական դեֆորմացիայի պոտենցիալ էներգիայի: Ճոճանակի հարվածի ժամանակ վերանում է միայն համընթաց շարժման կինետիկ էներգիան, բայց մնում է պտույտի կինետիկ էներգիան, որը շատ ավելի մեծ է առաջինից:

Մաքսվելի ճոճանակի շարժումը դիտարկելիս պետք է ուսումնասիրվեն նրա առանցքի երեք հաջորդական դիրքերը. ա) հարվածի սկզբում, բ) միջնամասում, գ) վերջում (Նկ. 9.3):



Նկ. 9.3

Մինչ ճոճանակի շարժման ուսումնասիրությանն անցնելը քննարկենք ճոճանակի շարժման ժամանակ թելերի դասավորության հարցը: Քանի որ շարժումը տեղի է ունենում ծանրության ուժի և թելերի լարման ուժերի ազդեցությամբ, ապա ճոճանակի կայուն շարժումն առանց ճոճքի հնարավոր է միայն այն դեպքում, եթե թելերը գտնվում են ուղղաձիգ հարթության մեջ: Ուղղաձիգ հարթությունից թելերի շեղման ժամանակ առաջանում է թելի լարման ուժի հորիզոնական բաղադրիչ, որը վերադարձնում է ճոճանակն այն դիրքին, որում թելերն ուղղաձիգ են, այսինքն՝ առաջանում են հորիզոնական տատանումներ, որոնց պարբերությունը կախված է թելերի երկարությունից: Այս երևույթը դիտվում է ճոճանակի բարձրացման ժամանակ, երբ թելերը շեղվում են ուղղաձիգ հարթությունից: Ճոճանակը բաց թողնելիս ելման ճիշտ դիրքում թելերը պետք է գտնվեն ուղղաձիգ հարթության մեջ. այդ պատճառով դեպի ներքև շարժումը կատարվում է առանց ճոճքի: Այսպիսով՝ ճոճանակի շարժումը դիտարկելիս կանտեսենք օդի դիմադրությունը և վեր բարձրանալիս՝ ուղղաձիգից թելերի շեղումը:

Ճոճանակի վերընթաց և վարընթաց (ռեգուլար) շարժումների քննարկումը

Մաքսվելի ճոճանակի քննարկվող շարժման հավասարումները հետևյալն են.

$$ma = mg - 2T, \qquad (9.1)$$

$$I\varepsilon = 2rT, \qquad (9.2)$$

$$a = \varepsilon\, r, \qquad (9.3)$$

որտեղ m-ը ճոճանակի զանգվածն է, I-ն՝ ճոճանակի իներցիայի մոմենտը իր առանցքի նկատմամբ, r-ը՝ ճոճանակի ձողի շառավիղը, T-ն՝ մի թելի լարման ուժը, a-ն՝ ճոճանակի զանգվածի կենտրոնի համընթաց շարժման արագացումն է, ε-ը՝ ճոճանակի անկյունային արագացումը: Այս հավասարումները կիրառելի են ճոճանակի շարժման թե՛ վեր, թե՛ վար շարժումների համար, բայց տարբեր սկզբնական պայմանների դեպքում: Ճոճանակն իջնելիս զանգվածի կենտրոնի սկզբնական արագությունը զրո է, իսկ բարձրանալիս՝ ոչ: (9.1)-(9.3) հավասարումների համակարգից արագացման համար կստանանք.

$$a = \frac{g}{1 + I/mr^2}: \qquad (9.4)$$

Քանի որ ճոճանակի իներցիայի մոմենտը կարելի է ներկայացնել $I = KmR^2$, որտեղ R-ը սկավառակի շառավիղն է, իսկ $K \approx 1/2$, ապա $I/mr^2 \gg 1$ (սկավառակի R շառավիղը շատ մեծ է ձողի r շառավղից), հետևաբար ճոճանակի արագացումը՝ $a \ll g$, իսկ թելերի լարման ուժը շատ մոտ է ճոճանակի կշռին՝ $2T \approx mg$: Ճոճանակի շարժման առաջին մասում արագացումը հավասար է

$$a = \frac{2h_1}{t_1^2}, \tag{9.5}$$

որտեղ t_1-ը ճոճանակի վայրէջքի ժամանակն է, իսկ h_1-ը՝ այդ ընթացքում նրա առանցքի տեղափոխությունը: (9.4) և (9.5)-ից կստանանք ճոճանակի իներցիայի մոմենտի որոշման փորձարարական բանաձևը.

$$I = mr^2(g/a - 1) = mr^2(gt_1^2/2h_1 - 1). \tag{9.6}$$

Հարվածից անմիջապես առաջ ճոճանակի զանգվածի կենտրոնի արագությունը կլինի

$$v_1 = at_1 = \frac{2h_1}{t_1}. \tag{9.7}$$

Հարվածից հետո վեր բարձրանալիս ճոճանակը շարժվում է նույն a արագացմամբ, ինչ v_2 սկզբնական արագությամբ իջնելիս: Այդ արագության առաջացումը պայմանավորված է հետագծի ստորին կետում իներցիայով շարունակվող պտույտով: Այդ պտույտի ժամանակ ճոճանակի ձողին թելերի փաթաթվելը հանգեցնում է վերելքին: Եթե ճոճանակի վերելքի ժամանակը t_2 է, իսկ այդ ընթացքում զանգված կենտրոնը բարձրացել է h_2-ով, ապա զանգված կենտրոնի սկզբնական արագությունը վեր բարձրանալիս կլինի.

$$v_2 = at_2 = \frac{2h_2}{t_2}: \tag{9.8}$$

Վերելքի h_2 առավելագույն բարձրությունը քիչ փոքր է h_1 սկզբնական բարձրությունից: Այդ բարձրությունների տարբերությունը բնութագրում է ճոճանակի մեխանիկական էներգիայի կորուստը, որը շարժման մեկ փուլի ընթացքում կազմում է $\Delta W_{\text{մեխ}} = mg(h_1 - h_2)$. Էներգիայի կորուստը պայմանավորված է ինչպես հարվածի պահին թելերում ոչ առաձգական երևույթներով, այնպես էլ շփումով: Քանի որ օդի դիմադրությունը փոքր է, ապա էներգիայի կորուստը հիմնականում տեղի է ունենում հարվածի ժամանակ, և այն հավասար է ճոճանակի կինետիկ էներգիայի կորստին՝ $\Delta W_{\text{մեխ}} \approx \Delta W_{\text{հարվ.}} = W_{\text{կին}1} - W_{\text{կին}2}$:

Ճոճանակի կինետիկ էներգիան հավասար է.

$$W_{\text{կին}} = \frac{mv^2}{2} + \frac{I\omega^2}{2} = \frac{mv^2}{2} + \frac{Iv^2}{2r^2} = \frac{mv^2}{2}\left(1 + \frac{I}{mr^2}\right), \qquad (9.9)$$

որտեղ $\omega = v/r$ – ճոճանակի անկյունային արագությունն է: Քանի որ $I/mr^2 \gg 1$, ապա համընթաց շարժման $mv^2/2$ կինետիկ էներգիան շատ փոք է պտտական շարժման $I\omega^2/2$ կինետիկ էներգիայից: Սա Մաքսվելի ճոճանակի կարևոր հատկանիշն է: Մյուսը էներգիայի փոքր կորուստն է հարվածի ժամանակ՝ $\Delta W_{\text{հարվ.}} \ll W_{\text{կին}}$, այսինքն՝ արագության վերականգնման գործակիցը՝ $K_{\text{վեր}} = v_2/v_1$ մոտ է մեկին: Դրա շնորհիվ է, որ այս համակարգում կարելի է դիտել տատանումներ, այսինքն՝ վերուվար շարժման բազմակի կրկնություն:

Հարվածի քննարկումը

Այժմ դիտարկենք հարվածը ճոճանակի շարժման ստորին մասում: Հարվածի երևույթն ուղեկցվում է կարճ ժամանակում փոխազդեցության ուժերի կտրուկ փոփոխությամբ: Այդ ուժերը սկզբում աճում են, ապա՝ նվազում:

Հարվածի ժամանակ մարմնի վրա ազդող ուժի իմպուլսը.

$$\vec{S} = \int_0^{\Delta t} \vec{F}(t)dt = \Delta(m\vec{v}) = m(\vec{v}_2 - \vec{v}_1), \qquad (9.10)$$

որտեղ $\vec{v}_1$-ը և $\vec{v}_2$-ը մարմնի արագություններ են հարվածից առաջ և հետո, $\vec{F}(t)$-ն՝ հարվածի ժամանակ մարմնի վրա ազդող ուժն է, Δt-ն՝ հարվածի տևողությունը: Մաքսվելի ճոճանակի դեպքում հարվածի ժամանակ կտրուկ մեծանում է թելերի լարման $2T$ ուժը: Հարվածի ժամանակ ճոճանակի $m(v_2 + v_1)$ իմպուլսի փոփոխությունը տեղի է ունենում $F(t) = (2T)_{II} - mg$ ուժի ազդեցությամբ: Քանի որ ճոճանակի ռեգուլար շարժման ընթացքում թելերի լարման ուժը քիչ է տարբերվում ճոճանակի կշռից՝ $(2T)_{I,III} \approx mg \left(a_{I,III} \ll g\right)$, ապա կարելի է համարել, որ $F(t) \approx (2T)_{II} - (2T)_{I,III} = \Delta(2T)$.

Այսպիսով՝ հարվածի ժամանակ ճոճանակի վրա ազդող ուժի իմպուլսը հավասար է.

$$S = m(v_2 + v_1) = F_{\text{միջ}}\Delta t = \int_0^{\Delta t} \Delta(2T)dt : \qquad (9.11)$$

Քանի որ հարվածի ժամանակ ճոճանակի անկյունային արագությունը գրեթե չի փոխվում (էներգիայի կորուստները փոքր են), ապա կարելի է համարել, որ հարվածի ժամանակ պտույտը կատարվում է

$$\omega_{\text{միջ}} = \frac{\omega_1 + \omega_2}{2} = \frac{v_1 + v_2}{2r} \qquad (9.12)$$

միջին անկյունային արագությամբ, և հարվածի ժամանակը հավասար է.

$$\Delta t = \frac{\pi}{\omega_{\text{միջ}}} = \frac{2\pi r}{v_1 + v_2} : \qquad (9.13)$$

(9.11) և (9.13)-ից կստանանք հարվածի ուժի միջին արժեքը.

$$F_{\text{միջ}} = \frac{m(v_1+v_2)}{\Delta t} = \frac{m(v_1+v_2)^2}{2\pi r}: \qquad (9.14)$$

Դիտարկենք հարվածի ժամանակ ճոճանակի պարզեցված շարժումը: Հարվածն սկսվում է այն պահին, երբ թելերն ամբողջությամբ քանդվել են ձողի վրայից, իսկ անցքերը, որտեղ դրանք հագցված են, հորիզոնական են, և վերջանում է ճոճանակի կես պտույտից՝ թելերը նորից փաթաթվելու պահին: Կհամարենք թելերը չձգվող, այսինքն՝ կարհամարհենք թելերի լրացուցիչ δh երկարացումը հարվածի ժամանակ, որն առաջանում է թելերի լարման ուժերի մեծացման պատճառով, ձողի r շառավղի նկատմամբ՝ $\delta h \ll r$: Այս պայմաններում ճոճանակի զանգվածների կենտրոնը կատարում է ներքև-վերև շարժում $h_c = h_0 - r\sin\left(\omega_{\text{միջ}} t\right)$ օրենքով (h_0-ն զանգվածների կենտրոնի ուղղաձիգ կոորդինատն է հարվածի պահին, ժամանակի հաշվարկման սկիզբը հարվածի սկզբնապահն է): Հետևաբար հարվածի ժամանակ ճոճանակի վրա ազդող ուժը հավասար է.

$$F(t) = \Delta(2T) = ma(t) = m\frac{d^2 h_c}{dt^2} = m\omega_{\text{միջ}}^2 r\sin\left(\omega_{\text{միջ}} t\right), \qquad (9.15)$$

իսկ դրա առավելագույն արժեքը.

$$F_{max} = m\omega_{\text{միջ}}^2 r = \frac{m(v_1+v_2)^2}{4r} = \frac{\pi}{2} F_{\text{միջ}}, \qquad (9.16)$$

այսինքն՝ թելերի լարման ուժի առավելագույն արժեքը $\pi/2$ անգամ է գերազանցում ուժի միջին արժեքը:

Նկատենք, որ ճոճանակի ձողի r շառավղի՝ թելերի h երկարությունից շատ փոքր լինելու պատճառով հարվածի ժամանակ թելերը փոքր չափով են շեղվում ուղղաձիգ հարթությունից՝ $\varphi_{max} \le 2r/h \ll 1$, և այդ ընթացքում թելի լարման ուժի փոքր հորիզոնական պրոյեկցիան չի հասցնում էապես շեղել ճոճանակի զանգվածների կենտրոնը հորիզոնական ուղղությամբ: Սակայն հարվածի ժամանակ թելերի շեղումն ուղղաձիգ հարթությունից հանգեցնում է ճոճանակի առանցքի փոքր ճոճքին՝ նրա վերելքի ժամանակ:

Չափումներ

Վարժություն 1: Մաքսվելի ճոճանակի արագացումների և արագությունների որոշումը ռեգուլար շարժման ժամանակ:

Որոշեք ճոճանակի անկման h_1 բարձրությունը և անկման t_1 ժամանակը: h_1 բարձրությունը որոշվում է որպես ուղղաձիգ սանդղակի վրա ճոճանակի առանցքի վերին և ստորին դիրքերի միջև հեռավորություն: Ճոճանակը ելման դիրքում ճիշտ տեղադրելուց հետո ազատում են կալանը՝ միաժամանակ սեղմելով վայրկենաչափի կոճակը: Հարվածի պահը նշում է ֆոտոտվիչը և վայրկենաչափը նշում է վայրէջքի t_1 ժամանակը:

Որոշեք ճոճանակի վերելքի h_2 բարձրությունը և t_2 ժամանակը: Հարվածից հետո ճոճանակը բարձրանալիս կանգառի պահին մատներով սեղմեք սկավառակը և հորիզոնական քանոնով ուղղաձիգ սանդղակի վրա նշեք ճոճանակի առանցքի դիրքը՝ թելերը ձգված վիճակում: Այդ դիրքի և ճոճանակի ստորին դիրքի հեռավորությունը կլինի h_2 -ը: Այնուհետև փորձը կրկնեք՝ սեղմելով վայրկենաչափի կոճակը հարվածի պահին և կանգնեցրեք այն ճոճանակի վերին դիրքում: Այդ կերպ կորոշեք t_2 ժամանակը:

h_1, t_1, h_2, t_2 մեծությունների չափումները կատարվում են հինգից ոչ պակաս անգամ: Չափումների արդյունքները գրանցվում են աղյուսակում:

Փորձի N	h_1	$\overline{h_1}$	t_1	$\overline{t_1}$	h_2	$\overline{h_2}$	t_2	$\overline{t_2}$
1								
2								
3								

Չափման արդյունքների մշակում

1. (9.7) և (9.8) բանաձևերից որոշեք ճոճանակի արագացումներն ընկնելիս և բարձրանալիս:

2. (9.7) և (9.8) բանաձևերից որոշեք ճոճանակի արագությունները հարվածից առաջ և հետո: Որոշեք արագության վերականգնման գործակիցը՝ $K_{\text{վեր}} = v_2/v_1$:

Վարժություն 2: Մաքսվելի ճոճանակի իներցիայի մոմենտի որոշումը

Գծեք ճոճանակի գծագիրը և որոշեք դրա մասերի բնութագրական չափերը՝ նշելով դրանք գծագրի վրա:

Չափման արդյունքների մշակում

1. (9.6) բանաձևից որոշել Մաքսվելի ճոճանակի իներցիայի մոմենտի փորձարարական արժեքը:

2. Օգտագործելով ճոճանակի երկրաչափական չափերի տվյալները՝ հաշվել դրա իներցիայի մոմենտի տեսական արժեքը և համեմատել փորձարարական արժեքի հետ: Ճոճանակի տեսական իներցիայի մոմենտը գումարվում է ձողի և սկավառակի իներցիայի մոմենտներից.

$$I_{\text{տես}} = m_1 r^2/2 + m_2 R^2/2,$$

որտեղ r-ը ձողի շառավիղն է, R-ը՝ սկավառակի շառավիղը, m_1-ը՝ ձողի զանգվածը, m_2-ը՝ սկավառակի զանգվածը:

Վարժություն 3: Կինեմատիկական կապի ճշտումը

Ճոճանակի իներցիայի մոմենտի փորձարարական և տեսական արժեքների տարբերության հնարավոր պատճառներից է ձողի r շառավղի որոշման սխալը: Թելերը, որոնցից կախված է ճոճանակը, բավականաչափ հաստ են (դրանց տրամագիծը մոտ 0.5մմ է), իսկ ձողը՝ բարակ (տրամագիծը մոտ 7մմ է): Այդ պատճառով պետք է ուղղում մտցնել՝ կապված թելերի հաստության հաշվառման հետ: Ըստ իր իմաստի՝ r-ը կինեմատիկական կապի (9.3) հավասարման մեջ համեմատականության գործակից է ճոճանակի անկյունային և գծային տեղափոխությունների միջև:

Պահելով թելերն ուղղաձիգ վիճակում՝ որոշեք ճոճանակի առանցքի Δh գծային տեղափոխությունը ձողից թելի ամբողջ թվով գալարների քանդվելու դեպքում: Ճոճանակի $\Delta\varphi = 2\pi n$ անկյունային տեղափոխությունը կարելի է որոշել՝ հետևելով ճոճանակի սկավառակի եզրին նշված հետքին:

Չափման արդյունքների մշակում

Հաշվեք r մեծությունը որպես գծային և անկյունային տեղափոխությունների հարաբերություն՝ $r = \Delta h/\Delta\varphi$. r-ի ստացված արժեքը համեմատեք ձողի շառավղի հետ, այնուհետև, տեղադրելով այս արժեքը (9.6) բանաձևի մեջ, ճշտեք իներցիայի մոմենտի արժեքը:

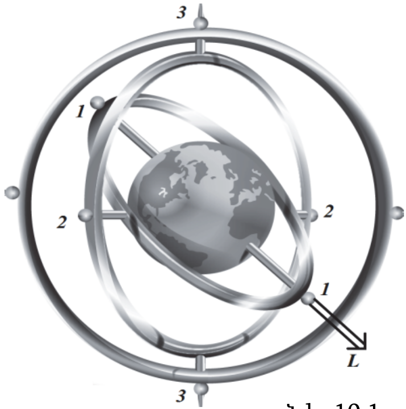
Վարժություն 4: Հարվածի ժամանակի և թելերի լարման ուժի առավելագույն աճի որոշումը

Կատարվում է առաջադրանք 1-ի չափումների արդյունքների մշակում: Ըստ (9.13) և (9.16) բանաձևերի հաշվեք հարվածի Δt ժամանակը և հարվածի ժամանակ թելերի լարման ուժի առավելագույն աճը՝ $[\Delta(2T)]_{max}$ -ը: Համեմատեք $[\Delta(2T)]_{max}$-ը ճոճանակի mg կշռի հետ:

10. ՀՈԼԱԿԻ ՃՈՃՔԱՅԻՆ ՇԱՐԺՈՒՄԸ (ՊՐԵՑԵՍԻԱ)

Հոլակը (գիրոսկոպ) արագ պտտվող մարմին է, որի պտտման առանցքը կարող է ազատ կողմնորոշվել տարածության մեջ: Հոլակի պարզագույն օրինակ է արագ պտտվող հոլը: Հոլակը, հատկապես երբ այն ենթարկվում է արտաքին ուժերի ազդեցությանը, կարող է կատարել առաջին հայացքից անսպասելի և տարօրինակ թվացող շարժումներ: Հոլակի շարժման հետ կապված բոլոր այդ երևույթներն ստացել են **հոլակային երևույթներ** ընդհանուր անվանումը:

Գործնական մեծ նշանակություն ունի համաչափ հոլակը, որի երկրաչափական առանցքը կոչվում է հոլակի առանցք: Սովորաբար հոլակի առանցքի մի կետը անշարժ է: Այն կոչվում է հոլակի հենման կետ: Ընդհանուր դեպքում հոլակի շարժումը ներկայացնում է երկու շարժումների գումար, հենման կետի շարժում և այդ կետով անցնող ակնթարթային առանցքի շուրջ հոլակի պտույտ: Այդպիսին է, օրինակ, հոլի շարժումը: Եթե հենման կետի նկատմամբ արտաքին ուժի մոմենտը զրո է, հոլակի

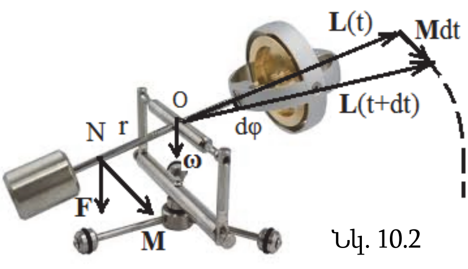


Նկ. 10.1

շարժումը կոչվում է ազատ, իսկ եթե տարբեր է զրոից՝ հարկադրական:

Որպեսզի հոլակի առանցքը տարածության մեջ կարողանա ընդունել կամայական ուղղություն, հոլակը տեղավորում են կարդանային կախոցում: Նկ. 10.1-ում հոլակն առանցքակալով ամրացված է 1-1 առանցքին, որը կարող է ազատ պտտվել 2-2 հորիզոնական առանցքի շուրջը, իսկ վերջինս էլ՝ 3-3 ուղղաձիգ առանցքի շուրջը: Բոլոր երեք առանցքները հատվում են O կետում, որը կոչվում է կարդանային կախոցի կենտրոն: Նման հոլակի շարժումը ներկայացնում է O անշարժ կետով պինդ մարմնի գնդային շարժում: Նկատեք, որ հոլակի իմպուլսի մոմենտի վեկտորը կարող է տարածության մեջ ունենալ ցանկացած ուղղություն:

ՀՈԼԱԿԻ ՀԱՐԿԱԴՐԱԿԱՆ ՃՈՃՔԸ



Նկ. 10.2

Դիտարկենք թեթև ձողին առանցքակալով ամրացված թափանիվ, որը հավասարակշռված է գլանային բեռով: Ուսումնասիրենք համախմբի շարժումը հենման O կետի շուրջը (Նկ. 10.2)։ Եթե գլանը տեղաշարժենք ձողի վրայով այնպես, որ համախմբի ծանրության կենտրոնը O կետից տեղափոխվի N կետը, ապա համախմբի հավասարակշռությունը կխախտվի. եթե Թափանիվը չի պտտվում, ապա այն կշեղվի վեր, իսկ գլանը՝ վար։ Եթե թափանիվը պտտվում է, համախմբի լրիվ իմպուլսի մոմենտը տարբեր է զրոյից, այդ դեպքում դիտվում է հարկադրական ճոճք կոչվող հետևյալ շարժումը. հոլակի առանցքը պտտվում է հենման O կետով անցնող հորիզոնական հարթության մեջ։ Ճոճքի ω անկյունային արագության մեծությունը փոփոխվում է O հենման կետից N կետի r հեռավորությունը փոխելիս։ Ընդ որում r -ի մեծացումը հանգեցնում է ճոճքի անկյունային արագության աճին։

Հոլակի հարկադրական ճոճքը բացատրվում է մոմենտների հավասարման օգնությամբ։ Իրոք, N կետից կախված բեռը O կետի նկատմամբ ստեղծում է հոլակի առանցքի վրա ազդող M = rF ուժի մոմենտ։ Այն ընկած է հորիզոնական հարթության մեջ և ուղղահայաց է հոլակի առանցքին (Նկ. 10.2)։ Համաձայն մոմենտների հավասարման՝ dt ժամանակում հոլակի **L** = I**Ω** (I –ն թափանիվի իներցիայի մոմենտն է պտտման առանցքի նկատմամբ, **Ω**-ն թափանիվի պտտման անկյունային արագությունը) իմպուլսի մոմենտը ստանում է այդ ուժի մոմենտով ուղղված d**L** = **M**dt աճ։ Դա հենման O կետով անցնող ուղղաձիգ առանցքի շուրջ հոլակի առանցքի dφ անկյունով պտույտ է.

$$d\varphi = \frac{dL}{L} = \frac{M}{L}dt \,: \qquad (10.1)$$

Այստեղից հարկադրական ճոճքի անկյունային արագության համար ստանում ենք հետևյալ բանաձևը.

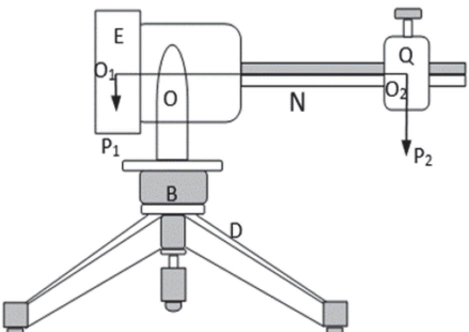
$$\omega = d\varphi/dt = M/L = rF/I\Omega \qquad (10.2)$$

որտեղ Ω-ն թափանիվի սեփական պտույտի անկյունային արագությունն է: Նկատենք, որ պրեցեսիայի անկյունային արագությունը հակադարձ համեմատական է Ω-ին:

Քանի որ արտաքին ուժի մոմենտը միշտ ուղղահայաց է **L**–ին, ապա այն չի կարող փոփոխել վերջինիս մոդուլը: Այնպես որ հոլակի իմպուլսի մոմենտի վեկտորը, երկարությամբ մնալով հաստատուն, **ω** անկյունային արագությամբ պտտվում է ուղղաձիգ առանցքի շուրջը:

Փորձի նկարագրությունը

Տվյալ աշխատանքում օգտագործվող գիրոսկոպը բաղկացած է հետևյալ բաղադրիչ մասերից. էլեկտրաշարժիչի E ռոտորից (պտտվող տարր), Q հակակշռից և D լիմբ ունեցող եռոտանուց: Էլեկտրաշարժիչը տեղադրված է մետաղական պատյանի մեջ, իսկ լծակը կարող է պտտվել ուղղաձիգ հարթության մեջ O կետով անցնող առանցքի շուրջը: Լծակի պտույտը հորիզոնական հարթության մեջ կատարվում է B հենարանի օգնությամբ (նկ. 10.3):



Նկ. 10.3

Պտտման անկյան հաշվարկը կատարվում է D լիմբի վրա: Էլեկտրաշարժիչը սնվում է փոփոխական հոսանքով: O_1 -ը P_1 կշռով էլեկտրաշարժիչ-պատյան-լծակ համակարգի ծանրության կենտրոնն է, O_2-ը՝ P_2 հակակշռի ծանրության կենտրոնը, իսկ O-ն՝ ամբողջ համակարգի:

Արտաքին ուժի մոմենտը ստեղծվում է Q հակակշռի օգնությամբ՝ այն շեղելով աջ: Դրա հետևանքով համակարգի ծանրության կենտրոնը կտեղաշարժվի O-ից r-ով հեռացված N կետը՝ խախտելով լծակի հավասարակշռությունը: Արդյունքում գիրոսկոպի առանցքը կսկսի ճոճքային շարժումը՝ պտտվելով հորիզոնական հարթության մեջ: Ուժի մոմենտի մեծությունը կլինի.

$$M = r \cdot F = r \cdot (P_1 + P_2): \quad (10.3)$$

Տեղադրելով վերջինս (10.2)-ում՝ պրեցեսիայի անկյունային արագության համար կունենանք.

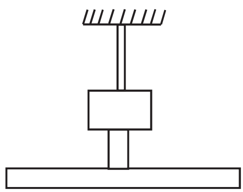
$$\omega = d\varphi/dt = (P_1 + P_2)r/I\Omega: \quad (10.4)$$

Չափումներ

1. P_2 հակակշիռը տեղափոխելով՝ գիրոսկոպը բերել հավասարակշռության (միացնելով շարժիչը, համոզվել, որ պրեցեսիան բացակայում է):

2. Անջատել շարժիչը և հակակշիռը տեղափոխել Δl -ով: Միացնելով շարժիչը՝ վայրկենաչափով որոշել ճոճքի N պտույտների t ժամանակը: Հաշվել պրեցեսիայի անկյունային արագությունը.

$$\omega = 2\pi N/t:$$



Նկ. 10.4

3. ω = M/IΩ բանաձևի օգնությամբ հաշվել Ω պտտման սեփական անկյունային արագությունը, որտեղ $M = (P_1 + P_2)r$, I -ն ռոտորի իներցիայի մոմենտն է: I -ն որոշվում է հետևյալ կերպ. ռոտորը և չափանմուշային գլանը հաջորդաբար կախելով լարից՝ վայրկենաչափի օգնությամբ որոշում են նրանց ոլորական տատանում-

ների պարբերությունները (Նկ. 10.4): Օգտագործելով

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{I}{f}}$$

բանաձևը չափանմուշային գլանի ու շարժիչի խարիսխի համար և արտաքսելով այդ բանաձևերից ոլորման f մոդուլը՝ խարիսխի իներցիայի մոմենտի համար կստանանք հետևյալ արտահայտությունը.

$$I = I_o \frac{T_2^2}{T_1^2} = \frac{T_2^2}{2T_1^2} mr^2 , \qquad (10.5)$$

որտեղ $I_0 = mr^2/2$ (չափանմուշային գլանի իներցիայի մոմենտն է), T_1-ը և T_2-ը գլանի և ռոտորի ոլորական տատանումների պարբերություններն են, որոնք որոշում են վայրկենաչափով՝ գրանցելով 10-15 լրիվ տատանումների ժամանակը: Գլանի m զանգվածը որոշում են կշռելով, իսկ r -ը՝ քանոնով: Քանի որ

$$\frac{(P_1 + P_2)r}{\Omega_1} = C = \frac{M}{\Omega_1} , \qquad (10.6)$$

ուստի

$$\omega = \frac{M}{I\Omega_1} = \frac{C}{I} ,$$

որտեղ C-ն $\frac{M}{\Omega_1}$ մեծության միջին թվաբանական արժեքն է:

Բաժին III.
ՇՓՄԱՆ ՈՒԺԵՐ: ՀԵՂՈՒԿՆԵՐԻ ԵՎ ԳԱԶԵՐԻ ԴԻՆԱՄԻԿԱ

11. ՄԱՐՈՂ ՍԵՓԱԿԱՆ ՏԱՏԱՆՈՒՄՆԵՐ

Սեփական տատանումների ուսումնասիրության ժամանակ ենթադրվում է, որ արտաքին միջավայրը բացակայում է: Վերջինիս առկայությունը բերում է դիսիպատիվ ուժի առաջացմանը, որն աստիճանաբար փոքրացնում է համակարգին սկզբնապես հաղորդված էներգիան: Դա արտահայտվում է տատանումների լայնույթի աստիճանական նվազմամբ, ինչպես նաև սեփական ω_0 հաճախության փոքրացմամբ:

Դիցուք՝ տատանվող մարմնի վրա ազդում է թաց շփման – $k_1 v$ ուժը: Մասնիկի շարժման հավասարումը կընդունի հետևյալ տեսքը.

$$\ddot{x} + 2\gamma\dot{x} + \omega_0^2 x = 0, \tag{11.1}$$

որտեղ

$$\gamma = k_1/2m,\ \omega_0^2 = k/m:$$

Փնտրենք (11.1) հավասարման լուծումը հետևյալ տեսքով.

$$x(t) = A_0 e^{i\alpha t}: \tag{11.2}$$

Տեղադրելով վերջինիս (11.1)-ում՝ α անհայտ մեծության համար կստանանք.

$$\alpha = i\gamma \pm \omega, \tag{11.3}$$

որտեղ

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \gamma^2}\ : \tag{11.4}$$

Հաշվի առնելով (11.3)-ը՝ (11.2) լուծումը կներկայացվի հետևյալ կերպ.

$$x(t) = e^{-\gamma t}(Ae^{i\omega t} + Be^{-i\omega t}): \qquad (11.5)$$

(11.5) լուծումը ներկայացնում է մարող տատանումների հավասարում, ընդ որում A-ն և B-ն սկզբնական պայմաններից որոշվող հաստատուններ են:

Կախված γ գործակցի և սեփական ω_0 հաճախության հարաբերակցությունից՝ մարումը լինում է պարբերական կամ ոչ պարբերական:

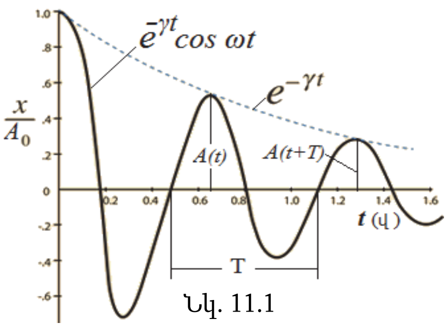
Պարբերական մարում: Սա տեղի ունի ոչ մեծ մարումների դեպքում.

$$\gamma < \omega_0, \qquad (11.6)$$

երբ (11.4) մեծությունը իրական է: Այս դեպքում (11.5) լուծումը կարտահայտվի (իրական տեսքով)՝

$$x(t) = A_0 e^{-\gamma t}\cos(\omega t + \varphi) \qquad (11.7)$$

բանաձևով: Գրաֆիկորեն այս տատանումը ներկայացված է նկ. 11.1-ում, որը հաստատուն ω հաճախությամբ, բայց ժամանակի ընթացքում նվազող լայնույթով տատանում է: Այս իմաստով այն ոչ միայն ներդաշնակ չէ, այլ նույնիսկ պարբերական էլ չէ, քանի որ տատանումները նույնությամբ չեն կրկնվում: Այնուամենայնիվ, այս տատանման պարբերություն է համարվում



Նկ. 11.1

$$T = 2\pi/\omega = 2\pi/\sqrt{\omega_0^2 - \gamma^2} \qquad (11.8)$$

ժամանակը:

Մարող տատանման լայնույթ ասելով՝ հասկանում ենք

$$A(t) = A_0 e^{-\gamma t} \tag{11.9}$$

մեծությունը, որը

$$\tau = 1/\gamma \tag{11.10}$$

ժամանակում նվազում է e ≈ 2.7 անգամ: τ -ն կոչվում է մարման ժամանակ, իսկ γ –ն՝ մարման դեկրեմենտ:

Մարման առավել ընդունված բնութագիր է մարման լոգարիթմական դեկրեմենտը, որը տատանումների (11.8) պարբերության հարաբերությունն է մարման (11.10) ժամանակին.

$$\theta = T/\tau = \gamma T: \tag{11.11}$$

Հեշտ է նկատել, որ մարման լոգարիթմական դեկրեմենտը երկու հաջորդական տատանումների լայնույթների հարաբերության բնական լոգարիթմն է (Նկ. 11.1).

$$\theta = \ln A(t)/A(t + T) = \ln e^{\gamma T} = \gamma T: \tag{11.12}$$

Որոշենք տատանումների N թիվը, որի ընթացքում մարող տատանումների լայնույթը նվազում է e անգամ՝

$$A_{N+1}/A_N = e^{-\gamma NT} = e^{-N\theta} = e^{-1},$$

որտեղից հետևում է՝ $N\theta = 1$: Փորձնականորեն լոգարիթմական դեկրեմենտը որոշվում է համապատասխան N տատանումների թվով:

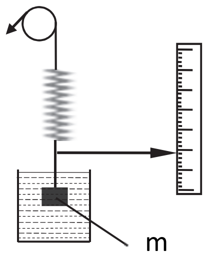
Ոչ պարբերական մարում: Մեծ մարումների դեպքում՝ $\gamma > \omega_0$, (11.4) մեծությունը դառնում է կեղծ: Այդ դեպքում հարմար է (11.3)–ը ներկայացնել $\alpha = i\gamma \pm i\sqrt{\gamma^2 - \omega_0^2} = i\delta_{1,2}$ տեսքով, որտեղ $\delta_{1,2} = \gamma \pm \sqrt{\gamma^2 - \omega_0^2}$: Դիտարկվող դեպքում (11.2) լուծումը կլինի՝

$$x(t) = A_1 e^{-\delta_1 t} + A_2 e^{-\delta_2 t},$$

որը չի նկարագրում տատանում, այլ հավասարակշռության դիրքից շեղման աստիճանական նվազում է: Ճոճանակի ոչ պարբերական մարումը կարելի է դիտել այն խիստ մածուցիկ հեղուկում ընկղմելով:

Զսպանակավոր ճոճանակի մարման լոգարիթմական դեկրեմենտի և շփման գործակցի որոշումը

Մարման θ լոգարիթմական դեկրեմենտը հաշվելու համար զսպանակավոր ճոճանակը m զանգված ունեցող ծանրոցով տեղավորում են մածուցիկ հեղուկով լցված անոթի մեջ (Նկ. 11.2):



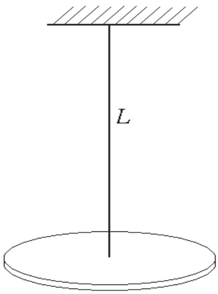
Նկ. 11.2

Չափում են տատանման T պարբերությունը և t ժամանակը, որի ընթացքում $A_t=0.1A_0$, այսինքն, տատանման լայնույթը փոքրանում է 10 անգամ: Չափումները պետք է կատարել մի քանի սկզբնական լայնույթների համար, ընդ որում, լայնույթի յուրաքանչյուր արժեքի համար չափումները կատարում են մի քանի անգամ: Ստացված չափումներից հաշվում են լոգարիթմական դեկրեմենտը հետևյալ բանաձևով.

$$\theta = \gamma T = \frac{T}{t}\ln\frac{A_o}{A_t}:$$

Գիտենալով θ,m,t մեծությունները՝ գտնում են շփման k_1 գործակիցը. $k_1 = 2m\gamma = 2m\theta/T$.

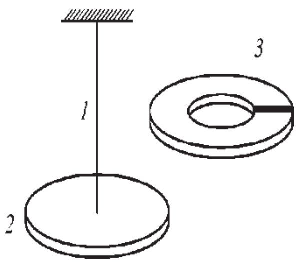
12. ՍԱՀՔԻ ՄՈԴՈՒԼԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ ՈԼՈՐԱԿԱՆ ՏԱՏԱՆՈՒՄՆԵՐՈՎ



Նկ. 12.2

Սարքի նկարագրությունը: Սարքը (Նկ. 12.1) վերին ծայրից ամրացրած 1 մետաղալարն է, որի սահքի մոդուլը ենթակա է չափման: Լարի ստորին ծայրին ամրացված է 2 սկավառակը, ինչը մի փոքր պտտում են ու թողնում, որ տատանվի: Փորձում օգտագործվում է նաև 3 օղակը:

Ոլորական տատանումներ



Նկ. 12.1

Եթե նկ. 12.1-ի գլանային լարի ստորին հիմքին ամրացված I իներցիայի մոմենտով սկավառակը պտտենք փոքր անկյունով (Նկ. 12.2), ապա լարի մեջ կառաջանան առաձգական լարումներ, որոնց մոմենտը կձգտի վերականգնել հավասարակշռությունը: Օգտվենք առաձգական լարումների մոմենտի համար 6-րդ բաժնում ստացված արտահայտությունից (տե՛ս (6.15)-ը և (6.19)-ը).

$$M = -\frac{\pi R^4 G}{2L}\varphi : \qquad (12.1)$$

Այստեղ մինուս նշանը ցույց է տալիս, որ մոմենտը հակառակ է ուղղված ոլորմանը: Սկավառակը բաց թողնելիս կառաջանան ոլորական տատանումներ: Համաձայն մոմենտների հավասարման՝

$$I\frac{\mathrm{d}^2\varphi}{\mathrm{d}t^2}=-\frac{\pi GR^4}{2L}\varphi, \qquad (12.2)$$

կամ՝

$$I\frac{\mathrm{d}^2\varphi}{\mathrm{d}t^2}+\frac{\pi GR^4}{2L}\varphi=0: \qquad (12.3)$$

Այն ներդաշնակ տատանումների դիֆերենցիալ հավասարում է, որի ընդհանուր լուծումը հետևյալն է.

$$\varphi=\varphi_0\sin\left(\omega t+\alpha_0\right):$$

Այս լուծումից հետևում է, որ սկավառակի տատանումների շրջանային հաճախությունն ու պարբերությունը հետևյալն են.

$$\omega=\sqrt{G\frac{\pi R^4}{2IL}}, \qquad (12.4)$$

$$T=\frac{2\pi}{\omega}=2\pi\sqrt{\frac{2IL}{\pi GR^4}}: \qquad (12.5)$$

Սահքի մոդուլի չափումը

Եթե այս համակարգի T պարբերությունը հայտնի է, ուրեմն, ըստ (12.4)-ի, կստացվի.

$$G=\frac{8\pi IL}{R^4T^2} \qquad (12.6)$$

Այս արտահայտության մեջ իներցիայի անհայտ I մոմենտն արտաքսելու համար սկավառակի վրա դնում են իներցիայի հայտնի I_0 մոմենտով մի օղակ, ինչի առկայությունը փոխում է տատանման պարբերությունը՝

$$T_1 = 2\pi\sqrt{\frac{2\left(I + I_0\right)L}{\pi G R^4}}: \tag{12.7}$$

Համեմատելով (12.4)-ն ու (12.7)-ը՝ կստանանք.

$$I = I_0 \frac{T^2}{T_1^2 - T^2}: \tag{12.8}$$

Օղակի իներցիայի I_0 մոմենտը հաշվում են հետևյալ բանաձևով.

$$I_0 = \frac{m}{2}\left(R_1^2 + R_2^2\right): \tag{12.9}$$

Այստեղ m-ն օղակի զանգվածն է, իսկ R_1-ն ու R_2-ը՝ դրա ներքին ու արտաքին շառավիղները:

Հաշվի առնելով վերջին երկու բանաձևերը (12.6)-ում՝ կստանանք G-ի չափման համար հետևյալ բանաձևը.

$$G = \frac{8\pi IL}{R^4 T^2} = \frac{4\pi m L\left(R_1^2 + R_2^2\right)}{R^4\left(T_1^2 - T^2\right)}: \tag{12.10}$$

Ուրեմն լարի սահքի մոդուլը չափելու համար պիտի չափվեն համակարգի տատանման պարբերությունները՝ առանց օղակի ու օղակով, սկավառակի շառավիղը, օղակի զանգվածը, լարի երկարությունը ու օղակի արտաքին ու ներքին շառավիղները:

Չափումներ

1. Կշռելով գտնում են օղակի m զանգվածը:
2. Ձողակարկինով չափում են օղակի արտաքին R_1 ու ներքին R_2 շառավիղները:

3. Չափում են լարի L երկարությունը:

4. Միկրոմետրով չափում են լարի տրամագիծը և որոշում լարի R շառավիղը:

5. Չափում են համակարգի տատանումների պարբերությունները օղակով ու առանց օղակի (5-ից ոչ պակաս անգամ):

6. Չափումների արդյունքները գրանցում են աղյուսակում:

7. (12.10) բանաձևով հաշվում են լարի նյութի սահքի մոդուլը:

8. Հաշվում են չափման սխալը:

13. ՍԱՀՔԻ ԵՎ ԳԼՈՐՄԱՆ ՇՓՄԱՆ ՈՒԺԵՐ: ԳԼՈՐՄԱՆ ՇՓՄԱՆ ԳՈՐԾԱԿՑԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ

Փորձի նպատակն է ուսումնասիրել շփման ուժերի առանձնահատկությունները և փորձնական ճանապարհով որոշել գլորման շփման գործակիցը:

Աշխատանքում ուսումնասիրվում են թեք ճոճանակի մարող տատանումները: Որոշակի թվով տատանումների ընթացքում տատանման լայնույթի նվազման չափով որոշվում է գլորման շփման գործակիցը:

Հիմնական խնդիրներն են՝

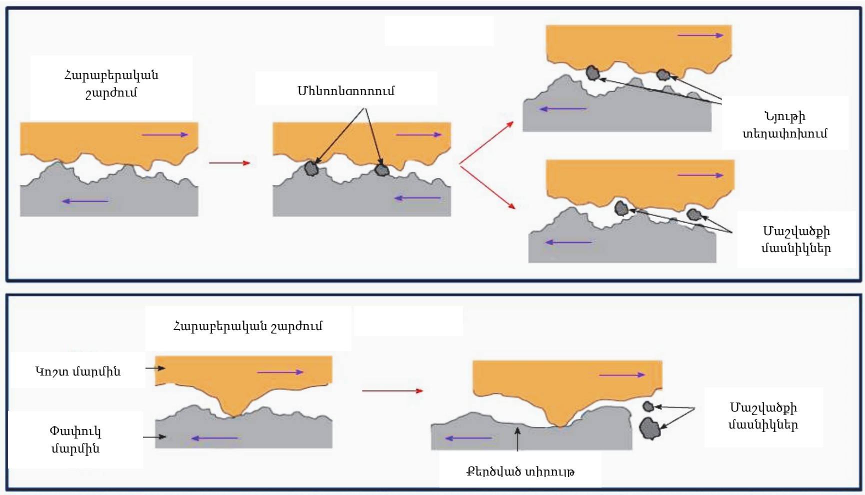
1. Պատկերացում կազմել շփման առաջացման հիմնական մեխանիզմների մասին:

2. Ուսումնասիրել թեք ճոճանակի շարժման դինամիկան և որոշել ճոճանակի գնդիկի գլորման շփման գործակիցը տարբեր մետաղական մակերևույթների հետ:

Սահքի շփման առաջացման հիմնական մեխանիզմները և հիմնական օրինաչափությունները

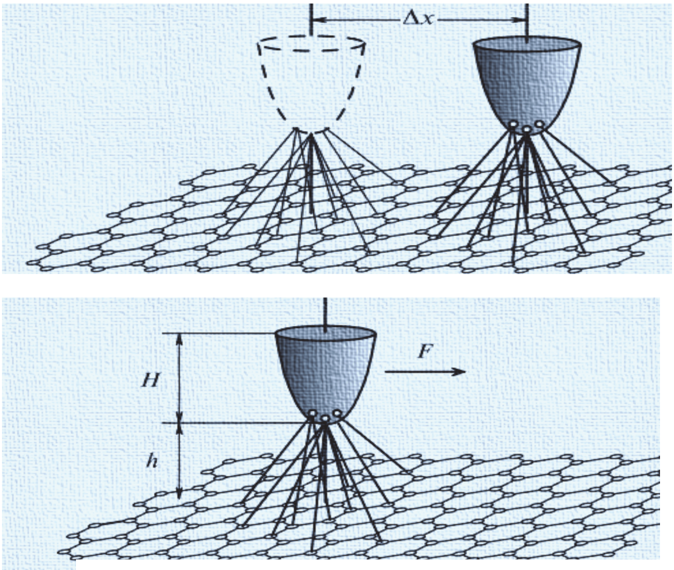
Չոր շփում անվանում են մեխանիկական խոչընդոտը, որն առաջանում է երկու շփվող մարմինների հպման մակերևույթին հարաբերական շարժման ժամանակ: Ուժը, որը խոչընդոտում է հարաբերական շարժումը և ուղղված է դրան հակառակ, կոչվում է շփման ուժ: Կախված հարաբերական շարժման բնույթից՝ տարբերում են սահքի և գլորման շփման ուժերը:

Սահքի շփումն առաջանում է, երբ մի պինդ մարմինը սահում է մյուսի մակերևույթով: Փորձից հայտնի է, որ շփվող մարմինների հարաբերական շարժում առաջացնում է բավականաչափ մեծ արտաքին ուժը, իսկ ուժի ավելի փոքր արժեքների դեպքում մարմինները մնում են հարաբերական դադարի վիճակում: Դա նշանակում է, որ մի մարմնի հարաբերական շարժումը մյուսի մակերևույթով խոչընդոտում է ուժ, որն անվանում են դադարի շփման ուժ: Դադարի շփման ուժը կարող է փոխվել 0-ից մինչև որոշակի սահմանային արժեք՝ դադարի շփման առավելագույն արժեք: Քանի դեռ արտաքին ուժը չի գերազանցել դադարի շփման առավելագույն արժեքը, մարմինների հպման հարթության մեջ տեղի են ունենում գրեթե դարձելի, շատ փոքր հարաբերական տեղաշարժեր (մի քանի միկրոնի կարգի): Դադարի շփման առավելագույն արժեքը գերազանցող արտաքին ուժի դեպքում հպման հարթության մեջ առաջանում է ոչ դարձելի հարաբերական տեղաշարժ:



Նկ. 13.1

Սահքի շփման առաջացման պատճառը հպվող մարմինների մակերևույթների մակրո- և միկրոանհարթություններն են: Մի մարմինը մյուսի մակերևույթով շարժվելիս մակրոսկոպիկ ելուստները հարվածում են իրար և փշրվում, մակերևույթի նյութը մանրանում է (Նկ. 13.1): Սա առաջացնում է ուժ, որը խոչընդոտում է հարաբերական շարժումը: Շփման ուժերի հաղթահարման աշխատանքը ծախսվում է ինչպես շփվող մարմինների մակերևութային շերտի մանրացման վրա, այնպես էլ շփվող մարմինների տաքացման վրա (մանրացված մասնիկները միմյանց հարվածների հետևանքով): Շփման ուժի առաջացման մյուս պատճառն իրար հպվող մարմինների մակերևույթներին միկրոանհարթությունների առկայությունն է, որոնց չափերը համեմատելի են մոլեկուլների չափերի հետ: Դրանց հպման լոկալ տիրույթներում (որոնց գումարային մակերեսը շատ ավելի փոքր է, քան հպման իդեալական մակերեսը) առաջանում են մեծ ճնշման և բարձր ջերմաստիճանի պայմաններ, երկու նյութերի ատոմները կառչում են իրար (ադհեզիա – մետաղական կապերի առաջացում) (Նկ. 13.2): Մարմինների սահքի ժամանակ մի հպման տիրույթում ատոմների կապերը խզվում են, մեկ այլ տեղ նոր ատոմներ են կառչում իրար: Դրանից առաջանում են ատոմների մարող տատանումներ, որոնք էլ մարմինների տաքացման պատճառն են, իսկ կառչած ատոմների միջև մետաղական կապերը քանդելու համար անհրաժեշտ ուժը է սահքի շփման ուժն է:



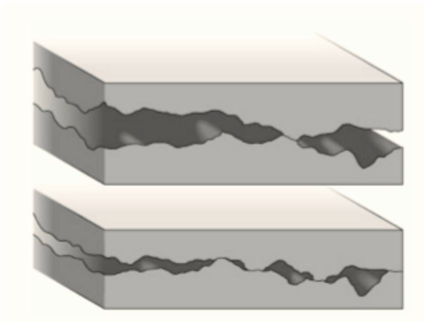
Նկ. 13.2

Սահքի շփման ուժը ենթարկվում է փորձնական ճանապարհով հայտնաբերված Կուլոն-Ամոնտոնի օրենքին, համաձայն որի՝

1. սահքի շփման ուժն ուղիղ համեմատական է նորմալ ճնշման ուժին՝

$$F_{\text{սահք}} = \mu N, \qquad (13.1)$$

2. μ շփման գործակիցը անկախ է մարմնի հպման մակերեսից:



Նկ. 13.3

Կուլոն-Ամոնտոնի օրենքի որակական բացատրությունը հետևյալն է. նորմալ ճնշման ուժերը մեծացնելիս միկրոանհարթությունների անմիջական հպման փաստացի մակերեսը մեծանում է (Նկ. 13.3) սկզբում առաձգական դեֆորմացիաների, ապա դրանց պլաստիկ դեֆորմացիաների հաշվին:

Եթե համարենք, որ միկրոանհարթությունների անմիջական հպման մակերեսը (հպման փաստացի մակերեսը) ուղիղ համեմատական է նորմալ ճնշման ուժին, ապա՝

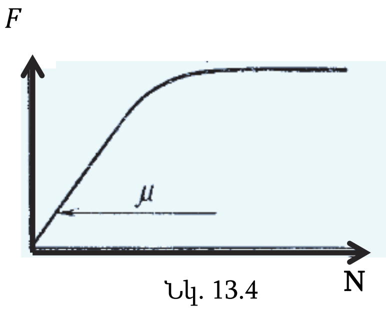
$$S_r = \frac{N}{\sigma_{\text{hnu}}}, \qquad (13.2)$$

որտեղ S_r-ը հպման փաստացի մակերեսն է, σ_{hnu} -ը՝ նյութի հոսունության սահմանը: Շփման գործակիցը.

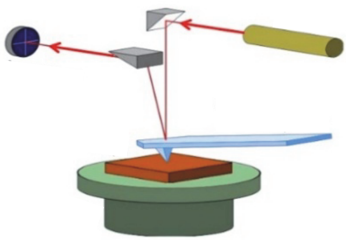
$$\mu = \frac{F_{\text{սահք}}}{N} = \frac{\tau\, S_r}{\sigma_{\text{hnu}} S_r} = \frac{\tau}{\sigma_{\text{hnu}}}, \qquad (13.3)$$

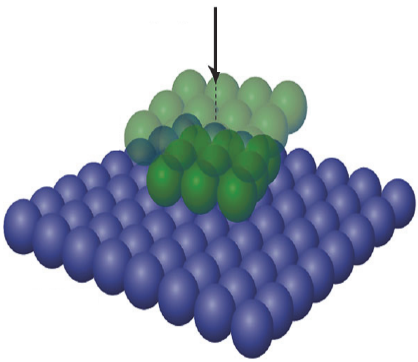
որտեղ τ -ն շոշափող լարումն է: (13.3) բանաձևը որակապես բացատրում է Կուլոն-Ամոնտոնի օրենքի երկու օրինաչափությունները:

Կուլոն-Ամոնտոնի օրենքը խախտվում է շատ մեծ բեռնվածությունների պայմաններում (Նկ. 13.4), երբ միկրոանհարթությունների պլաստիկ դեֆորմացիաների պատճառով դրանց հպման փաստացի գումարային մակերեսը մոտենում է ամբողջական մակերեսին:



Նկ. 13.4


Նկ.13.5

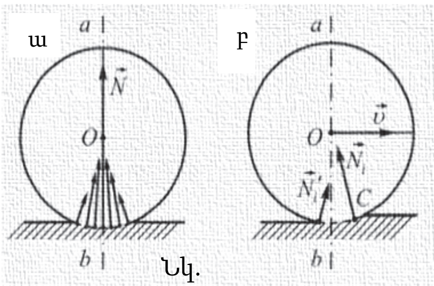

Նկ. 13.6

Հետաքրքիր հետազոտություններ կարելի է կատարել առանձին վերցրած միկրոանհարթությունների սահմանին ատոմական-ուժային միկրոսկոպի միջոցով (Նկ. 13.5): Վերջինիս գլխավոր մասը միկրոզոնդն է (500մկմx50մկմx1մկմ), որի ծայրին կա շատ սուր ասեղ (բարձրությունը 10մկմ, ծայրի կորության շառավիղը՝ 1-10նմ), որն էլ իր հերթին վերջանում է մեկ կամ մի քանի ատոմների խմբով (Նկ. 13.6): Միկրոզոնդի վերին մասում կա հայելային տիրույթ, որից անդրադառնում է լազերի լույսը: Երբ միկրոզոնդը շարժվում է մակերևույթի երկայնքով, ասեղը բարձրանում-իջնում է մակերևույթի անհարթությունների վրա: Միկրոզոնդից անդրադարձած լույսը շեղվում է, որն էլ գրանցվում է լուսադետեկտորով: Լուսադետեկտորի տվյալներն օգտագործվում են հակադարձ կապի համակարգում, որի միջոցով կարելի է ապահովել կա՛մ ասեղի ծայրի հաստատուն հեռավորությունը մակերևույթից, կա՛մ էլ հաստատուն նորմալ ճնշման ուժ նմուշի վրա: Միկրոզոնդերով իրականացված շփման ուժի՝ նորմալ ճնշման ուժից կախվածության ուսումնասիրությունները ցույց են տալիս, որ այս մասշտաբներում Կուլոն-Ամոնտոնի օրենքը տեղի չունի: Մասնավորապես, ասեղի և մակերևույթի միջև շփման ուժը կախված է ստացվում հպման մակերեսից, մակերույթին ասեղի ճնշման ուժից (ոչ գծային), ասեղի շարժման ուղղությունից, մակերևույթի ջերմաստիճանից և ասեղի շարժման արագությունից, ինչպես նաև մակերևույթի բյուրեղական ցանցի կառուցվածքից:

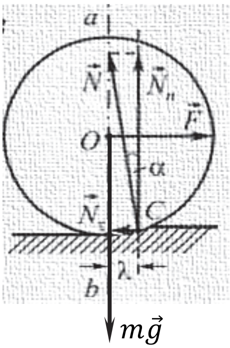
Գլորման շփման առաջացման հիմնական մեխանիզմները և օրինաչափությունները

Մի մարմինը մյուսի մակերևույթով առանց սահելու գլորվելիս առաջացած շփման ուժն անվանում են գլորման շփման ուժ: Սահքի շփումը գլորման շփումով փոխարինելը շատ է կիրառվում տեխնիկայում՝ սահքի շփման ուժի համեմատ շատ փոքր արժեքների պատճառով՝ նույն զույգ նյութերի համար:

Քննարկենք գլորման շփման առաջացման պատճառը՝ դիտարկելով գլանի գլորումը հորիզոնական մակերևույթով: Փորձը ցույց է տալիս, որ առանց սահքի գլորման դեպքում ժամանակի ընթացքում գլանը կանգ է առնում: Դա պայմանավորված է նրանով, որ գլանի վրա ազդում է շփման ուժ, որը խոչընդոտում է գլանի շարժմանը:



Դիցուք գլանը գտնվում է հորիզոնական մակերևույթի վրա դադարի վիճակում (Նկ. 13.7ա): Պարզության համար կհամարենք, որ դեֆորմացվում է միայն հարթությունը: Գլանի յուրաքանչյուր տարրական մասի վրա հարթության կողմից ազդող առաձգական ուժերը համաչափ են գլանի առանցքով անցնող ուղղաձիգ ab հարթության նկատմամբ: Արդյունքում հենարանի արդյունարար $\vec{N}$ հակազդեցության ուժն ունի ուղղաձիգ ուղղություն և անցնում է գլանի առանցքով: Գլանը հորիզոնական մակերևույթով գլորվելիս հարթության դեֆորմացիայի պատկերը փոխվում է: Գլանի մակերևույթի որոշակի մասում, համեմատած դադարի վիճակում գտնվող գլանի հետ, բացակայում է նրա կետերի հպումը հորիզոնական մակերևույթի հետ: Դա պայմանավորված է նրանով, որ դեֆորմացված մարմինները միանգամից չեն վերականգնում իրենց ձևն արտաքին ուժի ազդեցության վերացումից հետո: Բացի դրանից, մակերևույթը դեֆորմացվում է այնպես, որ գլանի դիմաց առաջանում է բլրակ, որը պետք է անընդհատ հաղթահարել (Նկ. 13.7բ): Այսպիսով, հենարանի հակազդեցության արդյունարար $\vec{N}$ ուժի կիրառման C կետը գտնվում է գլանի դիմային մակերևույթին:



Նկ.13.8

Դիտարկենք համասեռ գլան, որը հավասարաչափ գլորվում է հորիզոնական մակերևույթով: Գլանի առանցքին կիրառված է հաստատուն հորիզոնական $\vec{F}$ ուժ շարժման ուղղությամբ, որը մոդուլով հավասար է $\vec{F}_{շփ}$ գլորման շփման ուժին (Նկ. 13.8): Գլանի առանցքին կիրառված է նաև $m\vec{g}$ ծանրության ուժը: Տրոհենք հենարանի $\vec{N}$ հակազդեցության ուժը հարթության նկատմամբ նորմալ $\vec{N}_n$ և տանգենցիալ $\vec{N}_\tau$ բաղադրիչների: Վերջինս էլ հենց գլորման շփման ուժն է: Գլանի կենտրոնի հավասարաչափ շարժվելու դեպքում կստանանք՝

$$mg = N_n = Ncos\alpha \approx N, F = N_\tau \equiv F_{շփ}: \qquad (13.4)$$

Այս հավասարումները ստանալիս օգտվեցինք այն պայմանից, որ գործնականում դեֆորմացիաները փոքր են և $\alpha \ll 1$: C կետով անցնող պտտման ակնթարթային առանցքի նկատմամբ մոմենտների հավասարումից կստանանք.

$$FR = mg\lambda \approx N\lambda,$$

որտեղից էլ գլորման շփման ուժը.

$$F = \lambda \frac{N}{R}. \qquad (13.5)$$

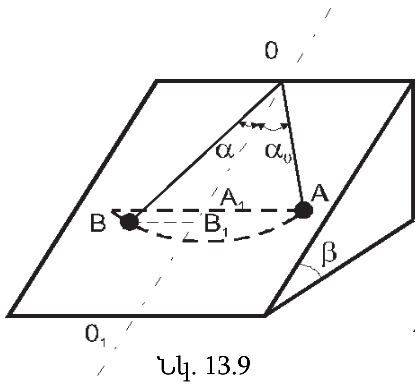
Այս բանաձևում λ-ն $m\vec{g}$ ուժի բազուկն է: Այն հենարանի հակազդեցության ուժի կիրառման կետի և գլանի կենտրոնով անցնող ուղղաձիգ հարթության հեռավորությունն է և կոչվում է գլորման շփման գործակից:

(13.5) բանաձևն արտահայտում է Կուլոնի օրենքը գլորման շփման համար. գլորման շփման ուժն ուղիղ համեմատական է նորմալ ճնշման ուժին և հակադարձ համեմատական գլանի շառավղին:

λ գլորման շփման գործակիցը էապես կախված է շփվող մարմինների տեսակից, դրանց ծածկող շերտերից և արագությունից: Սովորաբար մետաղների համար λ-ն ընկած է 0.01-0.02 մմ տիրույթում (պողպատ-պողպատ): 80 կմ/ժ արագությամբ շարժման դեպքում ավտոմեքենայի անիվների գլորման շփման գործակիցը ասֆալտի հետ λ=0.2 մմ է և կտրուկ աճում է արագությունը մեծացնելիս:

Գլորման շփման գործակցի որոշումը

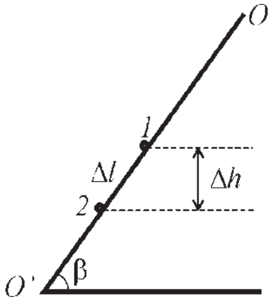
Գլորման շփման գործակիցը որոշելու համար օգտվում են թեք ճոճանակից (Նկ. 13.9): Այն իրենից ներկայացնում է թելից կախված գնդիկ, որը գլորվում է թեք հարթության վրայով:



Նկ. 13.9

Հարթության թեքության β անկյունը կարելի է փոփոխել: Եթե գնդիկը հանենք հավասարակշռության վիճակից և բաց թողնենք, ապա այն, գլորվելով հարթության վրայով, կսկսի տատանվել: Տատանումները կլինեն մարող, որը հիմնականում պայմանավորված է գլորման շփման առկայությամբ:

Դիցուք ճոճանակը L երկարությամբ թելից կախված R շառավղով փոքր գնդիկ է: Ճոճանակը շեղել ենք հավասարա-



Նկ. 13.10

կշռության OO' դիրքից α_0 անկյունով և բաց ենք թողել: Մյուս եզրային դիրքին հասնելիս առավելագույն շեղման անկյունը՝ $\alpha < \alpha_0$: Հաշվենք Երկրի ծանրության ուժի դաշտում ճոճանակի պոտենցիալ էներգիայի փոփոխությունը: Կես պարբերության ընթացքում գնդիկի դիրքը թեք հարթության վրա OO'-ի երկայնքով կփոխվի Δl չափով (Նկ. 13.10).

$$\Delta l = \mathrm{L}\cos\alpha - \mathrm{L}\cos\alpha_0$$

Կես պարբերության ընթացքում ճոճանակի դիրքն ուղղաձիգ ուղղությամբ փոխվել է Δh-ով.

$$\Delta h = \Delta l \sin\beta:$$

Փոքր տատանումների դեպքում ճոճանակի պոտենցիալ էներգիայի կորուստը կես պարբերության ընթացքում հավասար է.

$$\Delta E_{պ} = mg\Delta h = mgL(\cos\alpha - \cos\alpha_0) = 2mgL\left(\sin^2\frac{\alpha_0}{2} - \sin^2\frac{\alpha}{2}\right) \approx \frac{1}{2}mgL(\alpha_0^2 - \alpha^2). \quad (13.11)$$

Այս կորուստները հավասար են գլորման շփման ուժի դեմ աշխատանքին, որը կարելի է ներկայացնել հետևյալ տեսքով.

$$A = M\,\Delta\varphi = F\,R\,\Delta\varphi, \quad (13.12)$$

որտեղ M-ը շփման ուժի մոմենտն է, $\Delta\varphi$-ն՝ գնդիկի պտտման անկյունը: Հաշվի առնելով, որ թեք հարթության հակազդեցության ուժը հավասար է

$$N = mg\cos\beta\ ,$$

իսկ գնդիկի պտտման անկյունը կես պարբերության ընթացքում՝

$$\Delta\varphi = (\alpha + \alpha_0)\frac{L}{R},$$

ապա շփման ուժի աշխատանքի համար կստանանք.

$$A = \lambda mg(\alpha + \alpha_0)\frac{L}{R}\cos\beta: \qquad (13.13)$$

Հավասարեցնելով (13.11) և (13.13) արտահայտությունները՝ կստատանք.

$$\psi \equiv \alpha_0 - \alpha = \frac{2\lambda}{Rtg\beta}: \qquad (13.14)$$

Այսպիսով, ճոճանակի անկյունային շեղման փոփոխության չափը յուրաքանչյուր կես պարբերության ընթացքում հաստատուն է (կախված չէ α-ից)։ Եթե ճոճանակը կատարել է n ամբողջ թվով տատանումներ և հասել α_n առավելագույն շեղման անկյան, ապա՝

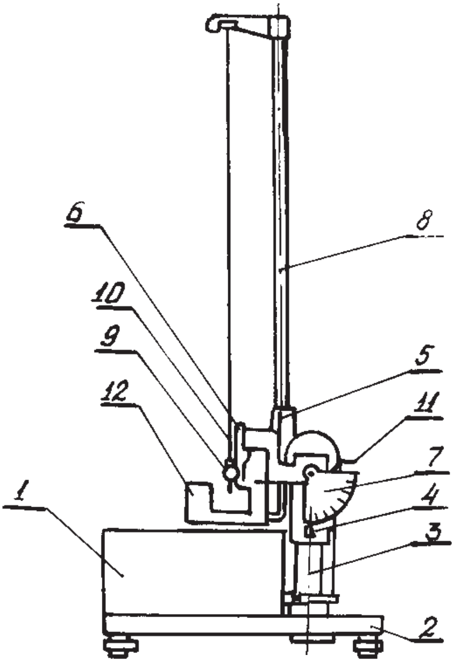
$$\psi = \frac{\alpha_0 - \alpha_n}{2n}: \qquad (13.15)$$

(13.14) և (13.15)-ից գլորման շփման գործակցի համար կստանանք.

$$\lambda = \frac{R(\alpha_0 - \alpha_n)tg\beta}{4n}: \qquad (13.16)$$

Սարքի նկարագրությունը

Սարքը կազմված է թեք ճոճանակից և միլիվայրկյանաչափից (Նկ. 13.11): /1/ միլիվայրկյանաչափն ամրացված է հիմքի վրա /2/, որի կարգավորվող չորս ոտիկների միջոցով հիմքը կարելի է բերել հորիզոնական դիրքի: Հիմքին ամրացված է խողովակը /3/, որի վրա գտնվում է ողղնակային փոխանցումով իրանը /4/: Որդնակային փոխանցումն առանցքով միացված է բարձակի հետ /5/, որի վրա ամրացված են I /6/ և II /7/ սանդղակները: Բարձակին ամրացված է նաև սյունակը /8/, որից կախված է /9/ գնդիկով ճոճանակը և նմուշը /10/, որի վրայով գլորվում է ճոճանակի գնդիկը: Ինչպես ճոճանակի գնդիկը, այնպես էլ նմուշը կարելի է փոխել: Ճոճանակի թեքումն իրականացվում է տվիչի միջոցով /11/: Ճոճանակի տատանումների թիվը և պարբերությունը որոշելու համար բարձակին ամրացված է ֆոտոտվիչը /12/, որից ազդանշանը հաղորդվում է միլիվայրկյանաչափին: Միլիվայրկյանաչափի առջևի մասում կան սարքը միացնող սեղմակներ և չափումները սկսելու և ավարտելու:



Նկ. 13.11

Չափումներ

1. Չորս ոտքերի միջոցով սարքի հիմքը բերել հորիզոնական դիրքի:

2. Սարքը միացնել հոսանքի աղբյուրին:

3. Ստուգել, որ ճոճանակը տատանվելիս գնդիկը հատի ֆոտոէլեկտրական տվիչի լուսային հոսքը:

4. Թեքել ճոճանակի տատանման հարթությունը $\beta = 30^0$-ով:

5. Գնդիկը շեղել հավասարակշռության դիրքից $\alpha_0 = 4 - 5^0$-ով:

6. Չափել ճոճանակի լրիվ տատանումների n թիվը և որոշել վերջին տատանմանը համապատասխանող ճոճանակի շեղման α_n անկյունը:

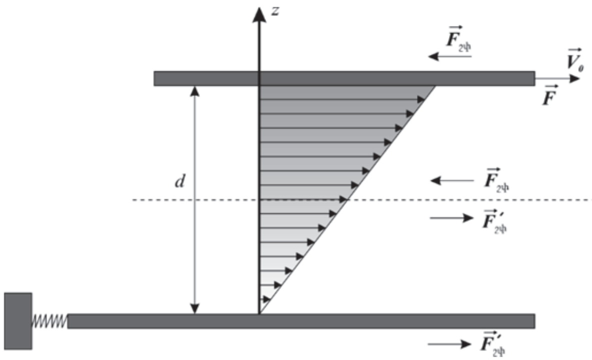
7. Չափումները կրկնել ինչպես β-ի ($\beta = 45^0, 60^0$), այնպես էլ n-ի (n=4-10) տարբեր արժեքների համար:

8. Ձողակարկինով չափել ճոճանակի գնդիկի շառավիղը:

9. Ստացված արդյունքները տեղադրել (13.16) բանաձևի մեջ և հաշվել տվյալ գնդիկի և նմուշի համար գլորման շփման գործակիցը: Փորձը կրկնել՝ փոխելով գնդիկի և նմուշի նյութի տեսակը:

14. ՆԵՐՔԻՆ ՇՓՄԱՆ ՈՒԺԵՐ

Բոլոր իրական հեղուկները (գազերը) օժտված են ներքին շփումով կամ մածուցիկությամբ: Ներքին շփման ուժերի բնույթը պարզելու համար դիտարկենք հետևյալ փորձը: Հեղուկի մեջ ընկղմված են երկու զուգահեռ թիթեղներ (Նկ. 14.1), որոնց գծային չափերը շատ անգամ մեծ են նրանց միջև եղած հեռավորությունից: Ներքևի թիթեղը պահենք անշարժ, իսկ վերևինը շարժենք ինչ որ v_0 հաստատուն արագությամբ: Պարզվում է, որ դրա համար անհրաժեշտ է կիրառել որոշակի մեծությամբ ուժ:



Նկ. 14.1

Քանի որ ուժի ազդեցությամբ թիթեղը արագացում չի ստանում, նշանակում է այդ ուժը համակշռված է իրեն մեծությամբ հավասար և հակառակ ուղղված մեկ այլ ուժով: Այդ համակշռող ուժը հանդիսանում է ներքին շփման (մածուցիկության) ուժը: Փոփոխելով թիթեղների d հեռավորությունը, S մակերեսները և v_0 արագությունը, հաստատված է հետևյալ օրենքը՝

$$F = \eta \frac{v_0}{d} S : \qquad (14.1)$$

η համեմատականության գործակիցը կախված է հեղուկի տեսակից, նրա վիճակից և կոչվում է դինամիկ մածուցիկություն, որը միավորների SI համակարգում չափվում է Պասկալ·վայրկյան (Պա.վ) միավորով, իսկ CGS համակարգում՝ պուազներով (դին·վ/սմ^2).

$$1\text{Պուազ} = 0.1\ \text{Պա·վ}:$$

Դինամիկ մածուցիկության հարաբերությունը հեղուկի խտությանը անվանում են կինեմատիկ մածուցիկություն.

$$\nu = \eta/\rho,$$

որը միավորների SI համակարգում չափվում է $մ^2/վ$, իսկ CGS համակարգում՝ $սմ^2/վ$ միավորներով: Վերջինս կոչում են ստոքս.

$$1\text{Ստ} \equiv 1\text{սմ}^2/\text{վ} = 0.0001\ \text{մ}^2/\text{վ}$$

Ինչպես հեղուկներում, այնպես էլ գազերում մածուցիկության առաջացման պատճառը իմպուլսի փոխանցումն է շարժվող հեղուկի (գազի) մի շերտից մյուսը: Մոլեկուլի թռիչքը փոքր արագությամբ շարժվող շերտից ավելի մեծ արագությամբ շարժվող շերտ դանդաղեցնում է վերջինիս և հակառակը՝ արագացնում, եթե ցատկը կատարվել է մեծ արագությամբ շարժվող շերտից փոքր արագությամբ շարժվող շերտ: Այսինքն՝ մածուցիկության ուժերը ձգտում են վերացնել շարժվող նյութում արագության գրադիենտը:

Նշենք, որ մածուցիկության ուժը ազդում է նաև ստորին թիթեղի վրա F' ուժով, որը մեծությամբ հավասար է F-ին: Մածուցիկության ուժը գործում է հեղուկի երկու սահմանակցող շերտերի միջև: Այսպես, եթե հեղուկի մեջ մտքով առանձնացնենք թիթեղներին զուգահեռ հարթություն, ապա այդ հարթության վերին հեղուկ շերտը ազդում է ստորին շերտի վրա F' ուժով, իսկ ստորինը վերինի վրա՝ F ուժով: Տարբեր շերտերում հեղուկի արագության ուսումնասիրությունը ցույց է տալիս, որ այն թիթեղներին ուղղահայաց z առանցքի ուղղությամբ փոխվում է գծային օրենքով՝

$$v = \frac{v_0}{d} z \, , \tag{14.2}$$

այսինքն՝ թիթեղներին հարող հեղուկի շերտերը շարժվում են թիթեղների արագությամբ:

(14.2)-ը դիֆերենցելով կունենանք՝

$$\left| \frac{dv}{dz} \right| = \frac{v_0}{d} \, : \tag{14.3}$$

Մոդուլի նշանը ցույց է տալիս, որ կարելի է ամրացնել վերնի թիթեղը և շարժել ներքևինը կամ վերևինը շարժել հակառակ ուղղությամբ: Տեղադրելով (14.3)- ը (14.1)-ում՝ կստանանք՝

$$F = \eta \left| \frac{dv}{dz} \right| S \, : \tag{14.4}$$

Այս բանաձևը կիրառելի է ոչ միայն հեղուկների, այլև նաև գազերի համար: Սակայն ինչպես ցույց են տալիս փորձը և հաշվարկները, ջերմաստիճանի աճմանը զուգընթաց՝ գազերի մածուցիկությունը աճում է ջերմաստիճանի քառակուսի արմատին համեմատական, իսկ հեղուկներինը՝ էքսպոնենցիալ օրենքով նվազում: Մածուցիկության գործակցի այսպիսի վարքը պայմանավորված է հեղուկների և գազեր կառուցվածքների և այդ միջավայրերում մոլեկուլների շարժման բնույթի տարբերությամբ:

Ռեյնոլդսի թիվ: Տարբերվում են հեղուկների շարժման երկու տեսակ՝ լամինար և տուրբուլենտ: Լամինար հոսանքում հեղուկը շարժվում է իրար զուգահեռ շերտերով՝ չխառնվելով իրար: Սակայն արագության կամ հոսանքի բնութագրական չափսերի մեծացմանը զուգընթաց՝ շարժման բնույթը էապես փոխվում է, հեղուկի շերտերը արագ խառնվում են իրար, որի արդյունքում հոսանքի բնութագրերը փոփոխվում են անկանոն, քաոսային կերպով: Սա տուրբուլենտ (մրրիկային) հոսանքն է:

Անգլիացի գիտնական Ռեյնոլդսը պարզել է, որ հոսքի բնույթը որոշվում է հետևյալ անչափ մեծությամբ՝

$$Re = \rho u\ell/\eta = u\ell/\nu, \tag{14.5}$$

որտեղ ρ -ն հեղուկի խտությունն է, u-ն՝ բնութագրական արագությունը, l -ը՝ հոսանքի բնութագրական չափսն է, որի վրա արագությունը կրում է u-ի կարգի փոփոխություն: Re-ն կոչվում է **Ռեյնոլդսի թիվ**: Գոյություն ունի Re- ի կրիտիկական արժեք (Re^{cr} ≈200), որից փոքր արժեքների դեպքում հոսքը միշտ լամինար է: Կրիտիկականից մեծ արժեքների դեպքում հոսանքի բնույթը կախված է նրա «սկզբնական գրգռվածության» աստիճանից: Թույլ «սկզբնական գրգռվածության» հոսանքները պահպանում են լամինար ռեժիմը մինչև որոշ Re_{max} արժեքը, որից հետո հոսանքը դառնում է տուրբուլենտ: Re_{max} – ի արժեքը, կախված հոսանքի «սկզբնական գրգռվածության» աստիճանից, կարող է ընդունել ~250-ից մինչև ~10^4 կարգի արժեքներ: Սա հայտնի է որպես լամինար ռեժիմի ձգձգման երևույթ:

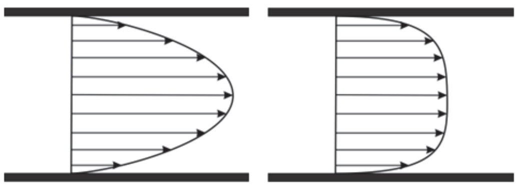
Պուազեյլի բանաձև: Կարևոր գործնական նշանակություն ունի հեղուկի շարժման ուսումնասիրությունը կլոր խողովակով: Հաշվարկները ցույց են տալիս, որ լամինար հոսքի դեպքում խողովակի կտրվածքով արագությունը փոփոխվում է պարաբոլական օրենքով (Նկ. 14.2ա):

$$v = v_{\max}\left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right), \tag{14.6}$$

որտեղ v -ն առանցքից r հեռավորության վրա հեղուկի արագությունն է, R -ը՝ խողովակի շառավիղը, իսկ

$$v_{\max} = \frac{p_1 - p_2}{4\eta l} R^2, \qquad (14.7)$$

որում p_1 -ը և p_2 -ը հեղուկի ճնշման արժեքներն են խողովակի l երկարությամբ հատվածի ծայրերում:



ա բ

Նկ. 14.2

Տուրբուլենտ շարժման դեպքում արագությունը հեղուկի յուրաքանչյուր կետում փոփոխվում է անկանոն: Սակայն եթե արտաքին պայմանները մնում են անփոփոխ, ապա այս դեպքում կտրվածքի յուրաքանչյուր կետում հաստատուն է մնում արագության միջին արժեքը, որի բաշխումը տրված է նկ. 14.2բ-ում:

Օգտագործելով (14.6) բանաձևը՝ կարելի է հաշվել խողովակի կտրվածքով միավոր ժամանակում հեղուկի q հոսքը (հեղուկի ծախսը): Դրա համար խողովակի կտրվածքը բաժանենք տարրական օղակների: r շառավղով և dr լայնությամբ տարրական օղակով միավոր ժամանակում հեղուկի հոսքը ստանալու համար, պետք է օղակի $2\pi r dr$ մակերեսը բազմապատկել առանցքից r հեռավորության վրա հեղուկի արագությամբ: Հաշվի առնելով (14.6)-ը՝ q -ն հաշվելու համար կստանանք՝

$$dq = 2\pi v r dr : \quad (14.8)$$

(14.6)-ից տեղադրենք v-ի արժեքը և կատարենք ինտեգրում, երբ r-ը փոխվում է 0-ից- R սահմաններում՝

$$q = \int_0^R v_{\max}\left(1-\frac{r^2}{R^2}\right)2\pi r dr = \frac{1}{2}\pi R^2 v_{\max} : \quad (14.9)$$

Տեղադրելով (14.7)-ից $v_{\max}$-ի արժեքը q-ի համար կստանանք՝

$$q = \frac{(p_1 - p_2)\pi R^4}{8\eta l} : \quad (14.10)$$

Սա կոչվում է Պուազեյլի բանաձև: $(p_1 - p_2)/l$-ը ցույց է տալիս ճնշման անկումը միավոր երկարության վրա և կոչվում է ճնշման գրադիենտ: Ըստ (14.10) բանաձևի q-ն համեմատական է շառավղի չորրորդ աստիճանին: Պուազեյլի բանաձևը նս կիրառելի է ոչ միայն հեղուկների, այլ նաև գազերի համար: Այն օգտագործում են հեղուկների (գազերի) մածուցիկությունները չափելու համար (տե՛ս Վարժություն 1 և 2):

Վարժություն 1: Հեղուկի ներքին շփման գործակցի որոշումը մազական վիսկոզիմետրով

Առաջարկվող մեթոդը հիմնված է մազական խողովակով հեղուկի շարժման օրինաչափության վրա, որի էությունը հետևյալն է. եթե խողովակի շառավիղը փոքր է (խողովակը մազական է), ապա ըստ (14.5)-ի Ռեյնոլդսի՝ թիվը կլինի փոքր, և հեղուկի հոսքը կլինի լամինար: Հետևաբար t ժամանակում հոսած հեղուկի ծավալը կարելի է որոշել՝ օգտվելով Պուազեյլի բանաձևից՝

$$Q = qt = \frac{(p_1 - p_2)\pi R^4 t}{8\eta l} = \frac{\pi R^4 \Delta p t}{8\eta l}: \qquad (14.11)$$

Իմանալով (չափելով) Q, R, l, t և Δp մեծությունները՝ կարելի է որոշել հեղուկի η մածուցիկությունը՝

$$\eta = \frac{\pi R^4 \Delta p t}{8Ql}: \qquad (14.12)$$

Սակայն այս մեթոդով արդյունավետ է որոշել հեղուկների հարաբերական մածուցիկությունները: Այսինքն՝ փորձը հարկավոր է կատարել ևս մեկ հեղուկով, որի մածուցիկությունը լավ հայտնի է: Բացատրությունը շատ պարզ է՝ ոչ միայն այս, այլև ցանկացած փորձի ճշտությունը կախված է կատարվող չափումների քանակից: Քանի որ յուրաքանչյուր չափում կատարվում է միայն որոշակի ճշտությամբ, հետևաբար որքան քիչ լինի կատարվող չափումների քանակը, այնքան մեծ կլինի տվյալ փորձի ճշտությունը: Ինչպես կտեսնենք ստորև, հայտնի մածուցիկությամբ և խտությամբ (էտալոնային) հեղուկի օգտագործումը հնարավորություն է տալիս զգալիորեն կրճատելու կատարվող չափումների թիվը:

Այսպիսով, եթե գրանցենք երկու հեղուկների նույն ծավալների $(Q = qt)$, նույն մազական խողովակներով (նույն R և l ունեցող) հոսելու t_1 և t_2 ժամանակները, ապա (14.10) բանաձևի համաձայն կարող ենք գրել՝

$$Q = q_1 t_1 = \frac{\pi R^4 \Delta p_1 t_1}{8\eta_1 l} \quad \text{և} \quad Q = q_2 t_2 = \frac{\pi R^4 \Delta p_2 t_2}{8\eta_2 l}: \qquad (14.13)$$

Այս երկու հավասարումների համեմատումից կստանանք՝

$$\eta_2 = \eta_1 \frac{\Delta p_2 t_2}{\Delta p_1 t_1}: \qquad (14.14)$$

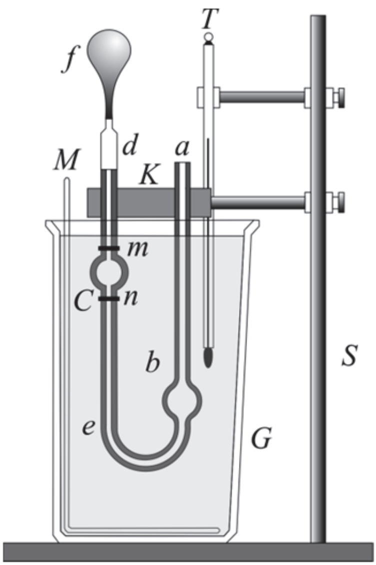
Քանի որ հեղուկները հոսում են ծանրության ուժի ազդեցությամբ (մազական խողովակը տեղադրված է ուղղաձիգ), ապա՝

$$\Delta p_1 = \rho_1 gh \text{ և } \Delta p_2 = \rho_2 gh \qquad (14.15)$$

և (14.13) հավասարումը կընդունի հետևյալ տեսքը՝

$$\eta_2 = \eta_1 \frac{\rho_2 t_2}{\rho_1 t_1}: \qquad (14.16)$$

Սարքի նկարագրությունը



Նկ. 14.3

Սարքը իրենից ներկայացնում է U-աձև ապակյա խողովակ (Նկ. 14.3): Խողովակի ab ծունկը լայն է, իսկ մյուս ծունկը կազմված է e մազական խողովակից, որը վերևից վերջանում է C գնդաձև ծավալով: Հետազոտվող հեղուկը զբաղեցնում է գնդաձև ծավալի՝ m և n գծիկներով անջատված հատվածը: Սարքը K բռնակի օգնությամբ ամրացվում է S շտատիվին և ուղղաձիգ դիրքով իջեցվում է G անոթի (թերմոստատի) մեջ: Անոթի մեջ տեղադրվում են նաև M խառնիչը և T ջերմաչափը:

Չափումներ

1. U-աձև խողովակը լավ լվանալ ջրով, ողողել ուսումնասիրվող հեղուկով, ուղղաձիգ դիրքով իջեցնել G անոթի մեջ և ամրացնել շտատիվին:

2. Պիպետի օգնությամբ ab մասից խողովակ բաց թողնել որոշ քանակությամբ հեղուկ: Խողովակի d ծայրին հպած տանձիկի օգնությամբ C գնդաձև ծավալ ներքաշել այնքան հեղուկ, որ մակարդակը m գծիկից բարձր լինի:

3. Հեռացնել տանձիկը և հետևել հեղուկի իջնելուն: Հենց որ հեղուկի մակարդակը (մենիսկը) հավասարվի m գծիկին, միացնել վայրկյանաչափը: Այն պահին, երբ հեղուկի մենիսկը անցնում է n գծիկով, անջատել վայրկյանաչափը և գրանցել t_1 ժամանակը:

4. Սարքը լավ լվանալ, չորացնել և փորձը կրկնելով մյուս հեղուկով, որոշել t_2 ժամանակը:

5. Պիկնոմետրի (խտաչափ) օգնությամբ որոշել հետազոտվող հեղուկի ρ_2 խտությունը:

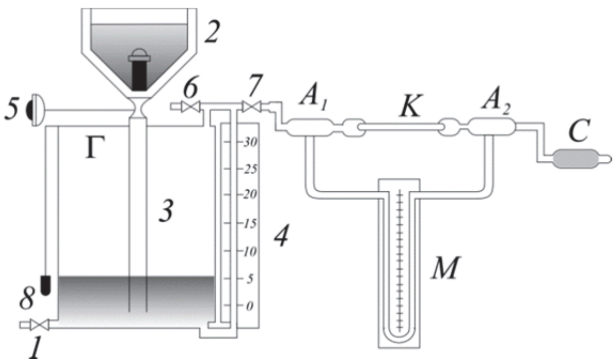
Յուրաքանչյուր հեղուկով փորձը կատարել երեքական անգամ և վերցնել t_1և t_2 ժամանակների $\overline{t_1}$ և $\overline{t_2}$ միջին արժեքները:

Հետազոտվող հեղուկի մածուցիկությունը հաշվել հետևյալ բանաձևով՝ $\eta_2 = \eta_1 \dfrac{\rho_1 \overline{t_1}}{\rho_2 \overline{t_2}}$:

Վարժություն 2: Գազերի ներքին շփման գործակցի որոշումը մազական վիսկոզիմետրով

Ինչպես նշվեց տեսական մասի վերջում, Պուազեյլի բանաձևը, հետևաբար նաև այդ բանաձևի վրա հիմնված մազական վիսկոզիմետրի մեթոդը, կիրառելի է ոչ միայն հեղուկների, այլ նաև գազերի համար: Սակայն ի տարբերություն հեղուկների (որոնք գործնականում անսեղմելի են)՝ գազերի դեպքում մեթոդը պահանջում է, որ խողովակի երկայնքով գազի խտությունը մնա անփոփոխ: Բան այն է, որ խողովակով գազի հոսելու համար անհրաժեշտ է խողովակի ծայրերին ստեղծել ճնշումների որոշակի տարբերություն, որը առաջացնում է խտության գրադիենտ խողովակի երկայնքով: Սակայն եթե ճնշումների տարբերությունը փոքր է, իսկ խողովակը բավականին կարճ, ապա խողովակի երկայնքով գազի խտությունը գործնականում մնում է անփոփոխ: Այս պայմանների ապահովման դեպքում մազական վիսկոզիմետրի մեթոդի կիրառումը գազերի համար միանգամայն արդարացված է:

Սարքի նկարագրությունը



Նկ. 14.4

Սարքը (Նկ. 14.4) բաղկացած է Γ գազաչափից, M մանոմետրից, K մազական խողովակից և C չորանոցից: Գազաչափից հոսելիս գազաչափի՝ օդով զբաղեցված ծավալում առաջանում է օդի նոսրացում, որը K մազական խողովակի ծայրերում առաջացնում է ճնշումների որոշակի տարբերություն: Արդյունքը լինում է այն, որ օդը չորանոցի միջով, մթնոլորտից մտնում է մազական խողովակ՝ խողովակում առաջացնելով օդի հոսանք: Չորանոցի դերը այն է, որ նա արգելակում է (կլանում է) օդի հետ խառնված ջրային գոլորշիների մուտքը մազական խողովակ՝ դրանով իսկ մեծացնելով փորձի ճշտությունը: Գազաչափը օժտված է մի քանի ծորակներով, որոնցից յուրաքանչյուրը կատարում է որոշակի գործառույթ:

Այսպես՝ 5 ծորակը ծառայում է գազաչափը 2 ձագարից ջրով լցնելու, իսկ 1-ը՝ գազաչափից ջուրը հեռացնելու համար: 6 և 7 ծորակները ծառայում են գազաչափը համապատասխանաբար մթնոլորտի և մազական խողովակի հետ միացնելու համար: 4 ջրաչափական խողովակի միջոցով որոշվում է գազաչափից հեռացվող ջրի ծավալը: K մազական խողովակը ռետինե խցանների օգնությամբ միացվում է A_1 և A_2 ենթախողովակներին:

Չափումներ

1. Միլիմետրական քանոնով չափել K մազական խողովակի l երկարությունը, իսկ միկրոսկոպով (մի քանի տարբեր տեղերից)՝ նրա $2R$ տրամագիծը: K խողովակը ամրացնել A_1 և A_2 ենթախողովակներին:

2. 8 ուղղալարի օգնությամբ գազաչափը բերել ուղղաձիգ դիրքի և 2 ձագարը լցնել ջրով:

3. Փակ պահելով 1 և 7 ծորակները՝ բացել 5-ը և 6-ը. ջուրը լցվում է գազաչափ: Երբ ջուրը հասնի ջրաչափի ամենաբարձր կետին, փակել 5 և 6 ծորակները:

4. Լրիվ բացել 7 ծորակը, ապա զգուշորեն (դանդաղ) բացել նաև 1 ծորակը: Օդային հոսանքը մազական խողովակի միջով ներծծվում է գազաչափ:

Ցուցում

Հետևել M մանոմետրում ջրի մակարդակների տարբերությանը՝ թույլ չտալու համար ջրի մուտքը A_1 ենթախողովակ:

5. Սպասել որոշ ժամանակ, մինչև մանոմետրում ջրի մակարդակների տարբերությունը դառնա հաստատուն, և միացնել վայրկյանաչափը:

6. Գազաչափից 0.5-1 լիտր ջուր արտահոսելուց հետո վայրկյանաչափը կանգնեցնել: Գրանցել t ժամանակը և արտահոսած ջրի V ծավալը:

7. Մազական խողովակի ծայրերին ճնշումների ΔP տարբերությունը որոշում են մանոմետրում ջրի մակարդակների h տարբերությամբ:

Ցուցում

Միևնույն ΔP ճնշումների տարբերության և V ծավալի դեպքում փորձը կատարել 6-8 անգամ՝ վերցնելով ժամանակների միջին $\bar{t}$ արժեքը:

8. Սենյակային ջերմաստիճանում η -ի արժեքը հաշվել

$\eta = \dfrac{\pi\rho g h R^4 \bar{t}}{8lV}$ բանաձևից:

15. ՀԵՂՈՒԿԻ ՄԱԾՈՒՑԻԿՈՒԹՅԱՆ ԳՈՐԾԱԿՑԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ ՍՏՈՔՍԻ ԵՂԱՆԱԿՈՎ

Իդեալական հեղուկը, այսինքն՝ առանց ներքին շփման հեղուկը, վերացական հասկացություն է: Բոլոր իրական հեղուկները և գազերը ավելի կամ պակաս չափով օժտված են մածուցիկությամբ կամ ներքին շփումով: Մածուցիկությունը դրսևորվում է նրանով, որ հեղուկում կամ գազում շարժում առաջացնող պատճառը վերացնելուց հետո շարժումն աստիճանաբար դադարում է:

Հեղուկում (կամ գազում) շարժվող մարմինների վրա հեղուկի կողմից ազդում է թաց շփման F ուժը, որը մարմնի դանդաղ շարժման դեպքում համեմատական է նրա արագությանը.

$$\mathbf{F} = -\beta\, \mathbf{V}, \qquad (1)$$

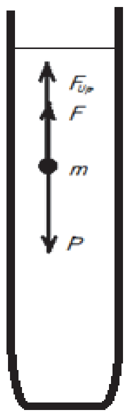
որտեղ համեմատականության β գործակիցը կախված է մարմնի երկրաչափական ձևից, չափսերից, հեղուկի տեսակից և ֆիզիկական վիճակից: Ստոքսը r շառավղով գնդաձև մարմինների համար ստացել է դիմադրության ուժի հետևյալ բանաձևը.

$$\mathbf{F}_{\text{ʊ}} = -6\pi\eta r\mathbf{V}, \qquad (15.2)$$

որտեղ η-ն կոչվում է դինամիկ մածուցիկություն, որը չափվում է Պա·վ միավորով:

Մածուցիկության գործակիցը կախում ունի ջերմաստիճանից, ընդ որում, այդ կախվածության բնույթը էապես տարբեր է հեղուկների և գազերի համար: Ջերմաստիճանը բարձրացնելիս հեղուկների մածուցիկության գործակիցը նվազում է, իսկ գազերինը՝ աճում: Սա ցույց է տալիս, որ նրանցում ներքին շփման առաջացման մեխանիզմները տարբեր են:

Հեղուկում գտնվող մարմինը թրջվելով իրեն պատում է հեղուկի նեղ շերտով: Եթե մարմինը շարժվում է մածուցիկ հեղուկում, այդ շերտը, շփվելով իրեն հարող հեղուկի շերտերի հետ, շարժման մեջ է դնում նրանց: Այդ շերտերն իրենց հերթին շարժման մեջ են դնում հարևան շերտերին և այսպես շարունակ՝ շարժման մեջ դնելով ամբողջ հեղուկը: Ինչպես տեսնում եք, շփվում են ոչ թե հեղուկն ու մարմինը, այլ հեղուկի տարբեր շերտերը: Դա է պատճառը, որ այն կոչվում է հեղուկի ներքին շփում:



Նկ. 15.1

Շարժվող մարմնին մոտ գտնվող հեղուկի շերտերը շարժվում են ավելի մեծ արագությամբ, քան ավելի հեռու գտնվողները:

Դիտարկենք գնդիկի անկումը մածուցիկ միջավայրում: Շարժվող գնդիկի վրա ազդում են 3 ուժեր (Նկ. 15.1)՝

1. ծանրության ուժը՝ $P = mg = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho_o g$,

2. արքիմեդյան ուժը $F = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho g$,

3. դիմադրության ուժը, որն ըստ Ստոքսի բանաձևի հավասար է՝ $6\pi\eta rV$-ի,

որտեղ r-ը գնդիկի շառավիղն է, ρ_0-ն՝ գնդիկի նյութի խտությունը է, ρ-ն՝ փորձարկվող հեղուկի խտությունը, V -ն՝ գնդիկի արագությունը, η-ն՝ հեղուկի դինամիկ մածուցիկությունը:

Գնդիկի շարժման հավասարումը կարտահայտվի այսպես.

$$P - F - F_U = ma, \qquad (15.3)$$

որտեղ m-ը գնդիկի զանգվածն է, a-ն՝ նրա արագացումը: Տեղադրելով ուժերը՝ կստանանք.

$$\frac{4}{3}\pi r^3 g(\rho_O - \rho) - 6\pi\eta r V = ma \qquad (15.4)$$

Ծանրության ուժի ազդեցությամբ սկզբում գնդիկի արագությունը մեծանում է, բայց արագության աճին զուգահեռ մեծանում է ներքին շփման ուժը: Շփման դիմադրության անընդհատ աճի հետևանքով ընկնող գնդիկի արագացումն անընդհատ փոքրանում է: Արագացումը նվազում է բավականին արագ և որոշ ժամանակ անց հավասարվում է զրոյի: Այդ պահից գնդիկի անկումը կատարվում է հավասարաչափ՝ հաստատուն V_0 արագությամբ: Այդ դեպքում

$$\frac{4}{3}\pi r^3 g(\rho_o - \rho) - 6\pi\eta r V_o = 0, \qquad (15.5)$$

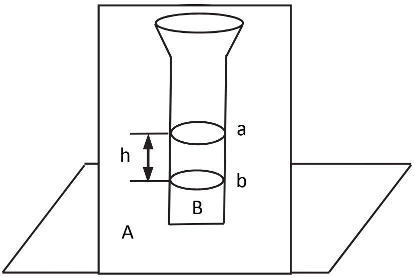
որտեղից

$$\eta = \frac{2r^2 g(\rho_o - \rho)}{9V_o} : \qquad (15.6)$$

Այս բանաձևը պիտանի է միայն փոքր չափեր ունեցող գնդիկների համար, այսինքն՝ գնդիկի շառավիղը պետք է լինի շատ ավելի փոքր քան փորձարկվող հեղուկով անոթի շառավիղը:

Սարքի նկարագրությունը և չափումներ

B ապակյա գլանաձև նեղ անոթի մեջ լցնում են փորձարկվող հեղուկը և տեղավորում ջրով լցված A գլանային լայն անոթի մեջ: Վերջինս օգտագործվում է փորձի ընթացքում փորձարկվող հեղուկի ջերմաստիճանը անփոփոխ պահելու համար: B խողովակի վրա նշում են a և b գծիկները, որոնց հեռավորությունը միմյանցից նշանակենք h-ով (Նկ. 15.2):



Նկ.15.2

a գիծը հեղուկի մակերևույթից գտնվում է այնպիսի հեռավորության վրա, որ ընկնող գնդիկը a գծից հետո (10-15 սմ խորության վրա) շարժվի հաստատուն արագությամբ:

Միկրոսկոպով նախապես որոշել գնդիկի շառավիղը:

Գնդիկը թրջել հետազոտվող հեղուկով և գցել հեղուկի մեջ, այնպես որ նա շարժվի մոտավորապես B գլանի առանցքով: Վայրկենաչափով չափելով a-ից b ճանապարհին անցնելու տևողությունը՝ որոշել գնդիկի շարժման արագությունը $V_0 = h/t$ բանաձևով: Փորձը կրկնել մի քանի գնդիկների համար: Փորձարկվող հեղուկի ρ խտությունը՝ տվյալ ջերմաստիճանի համար, ինչպես նաև գնդիկի ρ_0 խտությունը գտնել համապատասխան աղյուսակներից:

Ստացված արդյունքները տեղադրել (15.6) բանաձևի մեջ և որոշել հեղուկի մածուցիկության գործակիցը:

16. ՄԱԿԵՐԵՎՈՒԹԱՅԻՆ ԼԱՐՎԱԾՈՒԹՅՈՒՆ

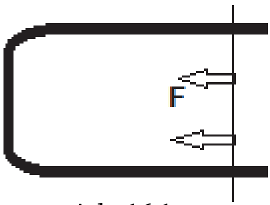
Հեղուկի մակերևութային շերտում գտնվող մոլեկուլները, ի տարբերություն նրա խորքում գտնվողների, ոչ բոլոր կողմերից են շրջապատված այդ նույն հեղուկի մոլեկուլներով: Հետնաբար նրանց վրա մյուս մոլեկուլների կողմից ազդող ձգողական ուժերի արդյունարարը զրոյից տարբեր է և ուղղված է դեպի հեղուկի խորքը: Մյուս կողմից՝ այդ մոլեկուլները հեղուկի խորքում գտնվողների համեմատությամբ օժտված են ավելի մեծ պոտենցիալ էներգիայով, քանի որ մոլեկուլները հեղուկի խորքից մակերևույթ տեղափոխելու համար անհրաժեշտ է կատարել որոշակի աշխատանք ձգողական ուժերի դեմ: Այդ լրացուցիչ էներգիան, որը պայմանավորված է մակերնութային շերտի հատկություններով, կոչվում է մակերնութային էներգիա: Պարզ է, որքան մեծ լինի հեղուկի մակերևույթի մակերեսը (մակերնութային շերտում գտնվող մոլեկուլների թիվը), այնքան մեծ կլինի մակերնութային էներգիան:

$$W \sim S \text{ կամ } W = \sigma S\,, \tag{16.1}$$

որտեղ σ -ն կոչվում է մակերնութային լարվածության գործակից:

Այսինքն՝ σ -ն թվապես հավասար է այն աշխատանքին, որն անհրաժեշտ է կատարել հեղուկի մակերևույթի մակերեսը միավորով մեծացնելու համար: Նրա արժեքը որոշվում է, ինչպես հեղուկի վիճակով (ջերմաստիճան, հեղուկում լուծված նյութերի կոնցենտրացիա և այլն), այնպես էլ հեղուկին սահմանակից միջավայրի հատկություններով: Ջերմաստիճանի բարձրացմանը զուգընթաց՝ մակերնութային լարվածության գործակիցը աստիճանաբար նվազում է, իսկ կրիտիկական ջերմաստիճանում դառնում է զրո:

Հետաքրքիր է պարզել, թե ինչու հավասարակշռության վիճակում գտնվող կաթիլը գնդաձև է: Այս հարցին կարելի է պատասխանել՝ ելնելով էներգիական պատկերացումներից: Հայտնի է, որ հավասարակշռության վիճակում համակարգի պոտենցիալ էներգիան ընդունում է նվազագույն արժեք: Ըստ (16.1)-ի, քանի որ մակերևութային (պոտենցիալ) էներգիան համեմատական է հեղուկի մակերևույթի մակերեսին, ուստի հեղուկը պետք է ձգտի կրճատել իր մակերեսը: Այդ է պատճառը, որ հեղուկի կաթիլներն ընդունում են գնդի ձև (հայտնի է, որ տվյալ ծավալի դեպքում գնդի մակերևույթի մակերեսը ամենափոքրն է): Հեղուկի մակերևույթը կրճատվելու երևույթը վկայում է այն մասին, որ հեղուկի մակերևույթի շոշափողի ուղղությամբ գործում են որոշակի ուժեր, որոնց անվանում են մակերևութային լարվածության ուժեր: Դրանում կարելի է համոզվել նկ. 16.1-ում բերված փորձի միջոցով, որում շարժական կողմով շրջանակն օճառաջրի մեջ իջեցնելուց և հանելուց հետո շարժական կողմը շարժվում է մակերևութային լարվածության ուժերի ազդեցությամբ այնպես, որ փոքրանա օճառաջրի թաղանթի մակերեսը: Փորձը ցույց է տալիս, որ մակերևութային լարվածության ուժերն ուղիղ համեմատական են շարժական կողմի երկարությանը՝



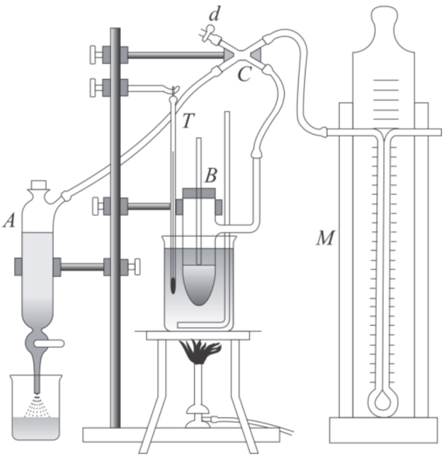
Նկ. 16.1

$$F \sim l \text{ կամ } F = \sigma l : \qquad (16.2)$$

(16.2) բանաձևից կարելի է ձևակերպել մակերևութային լարվածության գործակցի մեկ այլ սահմանում. մակերևութային լարվածության գործակիցը թվապես հավասար է հեղուկի մակերևույթի վրա վերցրած որևէ կոնտուրի միավոր երկարության վրա ազդող մակերևութային լարվածության ուժին: Տրված երկու սահմանումները համարժեք են: (16.1)-ից հետևում է, որ մակերևութային լարվածության գործակիցը թվապես հավասար է մակերևութային էներգիայի խտությանը և չափվում է Ջ/մ²-ով, այսինքն՝ Ն/մ-ով, ինչը հետևում է նաև (16.2) բանաձևից:

Վարժություն 1: Մակերևութային լարվածության գործակցի որոշումը պղպջակում առավելագույն ճնշման մեթոդով

Սարքի նկարագրությունը:



Նկ. 16.2

Սարքը (տե՛ս նկ. 16.2) կազմված է ջրով լցված A ասպիրատորից, որը C ապակյա քառաբաշխիչի (սարդի) միջոցով միացված է M սպիրտային մանոմետրին: Քառաբաշխիչի երրորդ ծայրը միացված է փորձարկվող հեղուկով լցված B անոթի հետ: B անոթը փակված է խցանով, որի մեջ մտցված բարակ խողովակը ներքևի սուր ծայրով շոշափում է հետազոտվող հեղուկի մակերևույթը: Քառաբաշխիչի չորրորդ d ծայրը փականի օգնությամբ ողջ համակարգը անջատում կամ միացնում է մթնոլորտին:

Տվյալ ջերմաստիճանը հաստատուն պահելու (կամ ցանկության դեպքում այն փոփոխելու) համար՝ B անոթը տեղադրվում է ջրով լցված բաժակի մեջ, որը ջեռուցիչի օգնությամբ կարող է տաքացվել: Հետազոտվող հեղուկի ջերմաստիճանը որոշվում է բաժակի մեջ իջեցված T ջերմաչափով: Եթե փակենք քառաբաշխիչի d ծայրը և թեթևակի բացենք ասպիրատորի ծորակը, ապա ջուրը կսկսի դանդաղորեն դուրս հոսել ասպիրատորից՝ նրա վերևի մասում առաջացնելով օդի որոշակի նոսրացում (ճնշման փոքրացում՝ համեմատած մթնոլորտային ճնշման հետ): Պարզ է, որ օդի նույնպիսի նոսրացում կառաջանա նաև իրար հետ հաղորդակցող B անոթի վերևի մասում և մանոմետրի ձախ ծնկում: Օդի նոսրության որոշակի արժեքի դեպքում բարակ խողովակի միջով դեպի B անոթ կմղվի օդի բշտիկ (պղպջակ): Դա տեղի է ունենում այն դեպքում, երբ մթնոլորտային և B անոթում եղած օդի ճնշումների տարբերությունը հավասարվում է հեղուկի մակերևութային լարվածության ուժերով պայմանավորված ճնշմանը, որը ձգտում է փոքրացնել բշտիկի ծավալը: Եթե ճնշումների նշված տարբերությունը, որը չափվում է մանոմետրում հեղուկի մակարդակների տարբերությամբ, նշանակենք H-ով, իսկ մակերևութային լարվածության գործակիցը՝ σ -ով, ապա բշտիկի անջատման պահին այդ մեծությունների միջև կապը կարտահայտվի

$$\sigma = AH \tag{16.3}$$

բանաձևով, որտեղ A-ն համեմատականության գործակից է և կախված է բարակ խողովակի ծայրի չափերից: Այսինքն՝ տվյալ սարքի համար այն հաստատուն մեծություն է: A-ի որոշման համար անհրաժեշտ է փորձը կատարել նաև որևէ այլ հեղուկով, որի մակերևութային լարվածության գործակիցը լավ հայտնի է: Այդ հեղուկի համար (16.3) բանաձևը կգրվի

$$\sigma_o = AH_o \tag{16.4}$$

տեսքով, որտեղ σ_o -ն հայտնի հեղուկի մակերևութային լարվածության գործակիցն է, H_o -ն՝ համապատասխան ճնշումների տարբերությունը: (16.3) և (16.4) բանաձևերից արտաքսելով գործիքի A հաստատունը՝ հետազոտվող հեղուկի σ -ի համար կստանանք՝

$$\sigma = \frac{\sigma_o}{H_o} H \; : \tag{16.5}$$

Չափումներ

1. Հավաքել փորձարարական սարքավորումները՝ նկ. 16.2-ում բերված գծագրին համապատասխան, լցնելով ասպիրատորի մեջ սովորական ջուր, իսկ B անոթի մեջ մի դեպքում հայտնի, մյուս դեպքում՝ հետազոտվող հեղուկ այնպես, որ երկու դեպքում էլ ապակյա խողովակի սուր ծայրը շոշափի հեղուկի մակերևույթը:

2. Բացելով d փականը՝ համակարգում ճնշումը հավասարեցնել մթնոլորտային ճնշմանը. այդ դեպքում M մանոմետրի ծնկներում հեղուկի մակարդակները պետք է լինեն հավասար:

3. d փականի օգնությամբ անջատելով համակարգը (սարքը) մթնոլորտից՝ բացել ասպիրատորի ծորակը: Ծորակը պետք է բացել շատ դանդաղ, որպեսզի ճնշման փոփոխությունը կտրուկ չլինի, այլապես դժվար կլինի գրանցել M մանոմետրում առաջացող հեղուկի մակարդակների տարբերությունը բշտիկի անջատման պահին:

4. Երբ բշտիկների անջատման հաճախությունը կայունանա, մանոմետրի օգնությամբ կատարել չափումները (գրանցել մանոմետրում հեղուկի մակարդակների տարբերությունը՝ մի դեպքում H_0-ն, մյուս դեպքում՝ H-ը):

5. Ինչպես հայտնի, այնպես էլ հետազոտվող հեղուկի հետ

փորձը կատարել մի քանի անգամ. վերցնել H_0-ի և H-ի միջին $\overline{H_0}$ և $\overline{H}$ արժեքները: Տեղադրելով այդ արժեքները $\sigma=\sigma_0\frac{\overline{H}}{\overline{H_0}}$ բանաձևի մեջ՝ հայտնի σ_0-ի համար հաշվել σ -ն:

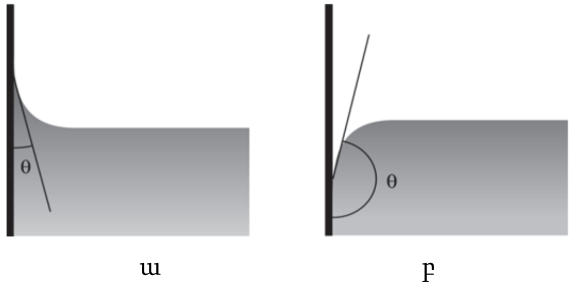
Վարժություն 2: Մակերևութային լարվածության գործակցի որոշումը մազական խողովակում հեղուկի սյան բարձրությամբ

ա բ

Նկ. 16.3

Պինդ մարմնի հետ սահմանակցող հեղուկի մակերևույթը ձեռք է բերում որոշակի կորություն, որը պայմանավորված է հեղուկի և պինդ մարմնի մոլեկուլների փոխազդեցությամբ: Եթե հեղուկի և պինդ մարմնի մոլեկուլների միջև գործող ձգողության ուժերը գերազանցում են հեղուկի մոլեկուլների միջև գործող ձգողության ուժերին, ապա հեղուկը տարածվում է պինդ մարմնի մակերևույթով (Նկ. 16.3ա): Հակառակ դեպքում հեղուկը ձգտում է ընդունել գնդի ձև (Նկ. 16.3բ): Առաջին դեպքում ընդունված է ասել, որ հեղուկը թրջում է տվյալ պինդ մարմինը, իսկ երկրորդ դեպքում չի թրջում:

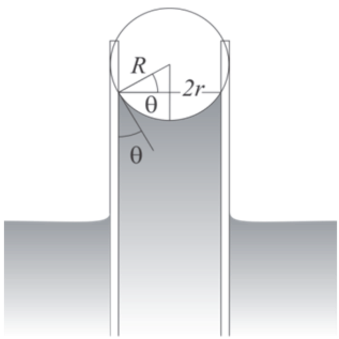
Թրջման երևույթը քանակապես բնութագրվում է θ թրջման անկյունով, որը հեղուկի մակերևույթին տարված շոշափող հարթության և պինդ մարմնի մակերևույթի միջև անկյունն է: Եթե հեղուկը թրջող է, ապա թրջման անկյունը սուր է՝ $\theta<90^0$ (Նկ. 16.4ա), իսկ եթե չթրջող է, ապա բութ է՝ 90^0



Նկ. 16.4

< θ < 180^0 (Նկ. 16.4բ)։ Լրիվ թրջման դեպքում՝ θ =0, իսկ լրիվ չթրջման դեպքում՝ θ = 180^0 ։ Թրջման (կամ չթրջման) երևույթով է պայմանավորված անոթի պատերի մոտ հեղուկի մակերևույթի կորացումը, որն ավելի ցայտուն նկատվում է բարակ (մազական) խողովակներում։ Մազական խողովակներում հեղուկի մակերևույթը ներկայացնում է գնդոլորտի մի հատված, որը կոչվում է մենիսկ։

Մազական խողովակներում թրջող հեղուկի մենիսկը ընդունում է գոգավոր ձև (օրինակ՝ ջուրը ապակյա խողովակում) և բարձրանում պատն ի վեր։ Դա բացատրվում է նրանով, որ մակերևութային լարվածության ուժերի համազորը, որը միշտ ուղղված է դեպի կորության կենտրոն, գոգավոր մենիսկի դեպքում ուղղված կլինի դեպի վեր։ Չթրջող հեղուկի դեպքում ստացվում է ուռուցիկ մենիսկ (օրինակ՝ սնդիկը ապակյա խողովակում) և մակերևութային լարվածության ուժերի համազորը ուղղված կլինի դեպի հեղուկի ներսը։ Մենիսկների ճնշումն արտահայտվում է Լապլասի բանաձևով՝



Նկ. 16.5

$$p = \frac{2\sigma}{R} : \tag{16.6}$$

Այստեղ R -ը մենիսկի շառավիղն է, որը մազական խողովակի r շառավղի հետ կապված է հետևյալ առնչությամբ՝ (Նկ. 16.5)

$$R = \frac{r}{\cos\theta}, \text{ այսինքն՝ } p = \frac{2\sigma\cos\theta}{r} :$$

Մազական խողովակով հեղուկի վեր բարձրացման պրոցեսը կշարունակվի այնքան ժամանակ՝ մինչև լապլասյան ճնշումը հավասարակշռվի հեղուկի սյան հիդրոստատիկ ճնշումով: Հավասարակշռության դեպքում կունենանք՝

$$\frac{2\sigma\cos\theta}{r} = \rho g h, \tag{16.7}$$

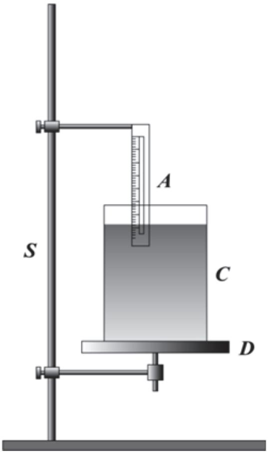
որտեղ ρ -ն հեղուկի խտությունն է, h -ը՝ հեղուկի սյան բարձրությունը: Եթե հեղուկը լրիվ թրջող է, ապա $\theta = 0$, և մենիսկի շառավիղը հավասար է մազական խողովակի շառավղին, այդ դեպքում σ -ի համար կստանանք հետևյալ բանաձևը՝

$$\sigma = \frac{\rho g h r}{2} : \tag{16.8}$$

Սարքի նկարագրությունը: Սարքը (Նկ. 16.6) բաղկացած է S շտատիվից, որի վրա ամրացված է A մետաղական քանոնը: Այդ քանոնին ռետինե օղակով ամրացվում են մազական խողովակները: Ուսումնասիրվող հեղուկը լցնում են C բաժակի մեջ, որը տեղավորված է շտատիվին ամրացված D կլոր սեղանիկի վրա:

Չափումներ

1. Հավաքել սարքն ըստ նկ.6-ում բերված գծագրի, բաժակի մեջ լցնել հետազոտվող հեղուկը և այն տեղավորել D եղանիկի կենտրոնում:



Նկ. 16.6

2. Խնամքով մաքրել մազական խողովակները՝ սկզբում լվանալով դրանք քրոմային լուծույթով, այնուհետև ջրով և սպիրտով: Յուրաքանչյուր խողովակի համար առնվազն երեք անգամ տարբեր տեղերում չափել ներքին տրամագիծը և վերցնել դրանց միջին արժեքը՝ $\overline{d}$ -ն:

3. Մազական խողովակները ամրացնել A ցուցնակին և իջեցնել ջրի մեջ: ջրի մակերևույթը հանդարտվելուց հետո D սեղանիկը զգուշությամբ իջեցնել այնքան, որ մազական խողովակի միայն ծայրը շոշափի ջրի մակերևույթը:

4. Չափել ջրի h բարձրությունը խողովակներում: Չափումները յուրաքանչյուր խողովակի համար կատարել երեք անգամ՝ վերցնելով միջին թվաբանականը՝ $\overline{h}$ -ը:

5. Յուրաքանչյուր խողովակի համար հաշվել σ -ն հետևյալ բանաձևից.

$$\sigma = \frac{\rho g \overline{h}\overline{d}}{4}: \qquad (16.9)$$

6. Տվյալ ջերմաստիճանի համար գտնել σ -ի միջին արժեքը՝ $\overline{\sigma}$ -ը:

Օգտագործված գրականության ցանկ

1. Матвеев А.Н., Механика и теория относительности. Москва: Высшая школа, 1986.

2. Сивухин Д.В., Общий курс физики. Т. 1. Механика. Москва: Наука, 1989.

3. Աբրահամյան Մ. Գ., Մեխանիկայի ֆիզիկական հիմունքները: ԵՊՀ հրատ., Երևան, 2008:

4. Նինոյան Ժ. Հ., Հարությունյան Մ. Ջ., Հարությունյան Ա. Ս., Աբրահամյան Մ. Գ., Պետրոսյան Լ. Գ., Խաչատրյան Ժ. Բ., Բադալյան Է. Ս., Մխիթարյան Ս. Ա., Մովսիսյան Կ. Հ., Լաբորատոր աշխատանքների ձեռնարկ: Մեխանիկա: ԵՊՀ հրատ., Երևան, 1989:

5. Физический практикум, Под ред. Кембровского Г.С., Минск: Изд-во "Университетское", 1986.

6. Физика: Методические указания к комплексу лабораторных работ по физике. Под ред. Кулиша А.А. Владимир: Владимирский госуниверситет, 2004.

7. Руководство к лабораторным занятиям по физике. Под ред. Гольдина Л.Л. Москва: Наука, 1973.

8. Общая физика: Руководство по лабораторному практикуму. Под ред. Крынецкого И.Б. и Струкова Б.А. Москва: ИНФРА-М, 2008.

9. Клавсюк А.Л., Никанорова Е.А., Салецкий А.М., Слепков А.И., Лабораторный практикум по механике. Москва: МГУ им. М.В. Ломоносова, 2014.

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

Չափիչ գործիքներ և չափման սխալներ 3
1. Պարզ չափիչ գործիքներ 4
2. Չափումներ և չափման սխալներ 12
3. Փորձի արդյունքների մշակման գրաֆիկական մեթոդներ .. 18

Բաժին I. Նյութական կետի և պարզագույն համակարգերի կինեմատիկա և դինամիկա
1. Ազատ անկման արագացման չափումը ատվուդի սարքի միջոցով 21
2. Մեխանիկական էներգիայի կորստի և հարվածի ուժի որոշումը երկու գնդերի բախման ժամանակ 25
3. Ներդաշնակ տատանումներ: Ֆիզիկական և մաթեմատիկական ճոճանակներ 36
4. Կապված համակարգերի տատանումների ուսումնասիրությունը: Զարկեր 44
5. Պուասոնի գործակցի և զարկերի հաճախության որոշումը 50

Բաժին II. Պինդ մարմնի մեխանիկա
6. Պինդ մարմինների դեֆորմացիաները 56
7. Ալիքային շարժում: Յունգի մոդուլի և ձայնի արագության որոշումը պինդ մարմիններում 69
8. Անշարժ առանցքի շուրջ պինդ մարմնի պտտական շարժման ուսումնասիրությունը օբերբեկի ճոճանակով 76
9. Պինդ մարմնի իներցիայի մոմենտի չափումը ոլորական տատանումների մեթոդով: Մաքսվելի ճոճանակ...................... 83

10. Հոլակի ճոճքային շարժումը
(պրեցեսիա)..94

Բաժին III. Շփման ուժեր: Հեղուկների և գազերի դինամիկա
11. Մարող սեփական տատանումներ 100
12. Սահքի մոդուլի որոշումը ոլորական տատանումներով.104
Սահքի մոդուլի չափումը...105
13. Սահքի և գլորման շփման ուժեր: Գլորման շփման
գործակցի որոշումը..107
14. Ներքին շփման ուժեր 120
15. Հեղուկի մածուցիկության գործակցի որոշումը ստոքսի
եղանակով 133
16. Մակերևութային լարվածություն...136

Օգտագործված գրականության ցանկը 146

ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆ

Ֆիզիկայի ֆակուլտետ
Ընդհանուր ֆիզիկայի և աստղաֆիզիկայի ամբիոն

Մ. Աբրահամյան, Ռ. Գաբրիելյան, Մ. Հայրապետյան,
Գ. Մուրադյան, Մ. Հարությունյան, Հ. Ենոքյան

ԼԱԲՈՐԱՏՈՐ ՊԱՐԱՊՄՈՒՆՔՆԵՐԻ ՈՒՂԵՑՈՒՅՑ

Մեխանիկա

Համակարգչային ձևավորումը՝ Կ. Չալաբյանի
Կազմի ձևավորումը՝ Ա. Պատվականյանի
Հրատ. սրբագրումը՝ Ս. Դավթյանի

Տպագրված է Time to Print օպերատիվ տպագրությունների սրահում:
ք. Երևան, Խանջյան 15/55

Ստորագրված է տպագրության՝ 20.09.2018:
Չափսը՝ 60x84 $^{1}/_{16}$: Տպ. մամուլը՝ 9.375:
Տպաքանակը՝ 100:

ԵՊՀ հրատարակչություն
ք. Երևան, 0025, Ալեք Մանուկյան 1
www.publishing.am