

ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆ

Ա. ԿԻՐԱԿՈՍՅԱՆ, Ա. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ,
Ա. ԱՍԱՏՐՅԱՆ, Ա. ՄԱՆԱՍԵԼՅԱՆ,
Գ. ՎԵՐՄԻՇՅԱՆ

Պինդ մարմնի ֆիզիկայի
լաբորատոր աշխատանքներ

Մաս I

Երևան
ԵՊՀ հրատարակչություն
2016

ՀՏԴ 538.9
ԳՄԴ 22.37
Պ 610

*Հրատարակության է երաշխավորել
ԵՊՀ ֆիզիկայի ֆակուլտետի գիտխորհուրդը*

Ուսումնամեթոդական աշխատանքների մատենաշար
պրոֆ. Ա. Կիրակոսյանի ընդհանուր խմբագրությամբ

Գրախոսներ՝ դոցենտ Հ. Բադայան
առաջատար գիտաշխատող Վ. Առաքելյան

Պ 610 Պինդ մարմնի ֆիզիկայի լաբորատոր աշխատանքներ: Մաս I
(Ուսումնամեթոդական աշխատանքների մատենաշար)/
Ա. Կիրակոսյան, Ա. Վարդանյան, Ա. Ասատրյան, Ա.
Մանասեյան, Գ. Վերմիշյան.- Եր.: ԵՊՀ, 2016, 168 էջ:

Ուսումնական ձեռնարկում ընդգրկված են 10 լաբորատոր աշխատանքներ, որոնք վերաբերում են պինդ մարմնի ֆիզիկայի կարևոր բաժիններին: Աշխատանքներում մեծ տեղ է հատկացված փորձերի տեսության ուսումնասիրմանը, օգտագործվող սարքերի հետ ծանոթացմանը, փորձնական տվյալների մշակմանը և մեկնաբանմանը:

Նախատեսված է ֆիզիկայի և ռադիոֆիզիկայի ֆակուլտետների ուսանողների համար:

ՀՏԴ 538.9
ԳՄԴ 22.37

ISBN 978-5-8084-2155-4

© ԵՊՀ հրատ., 2016
© Հեղ. խումբ., 2016

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

Նախաբան.....	4
Աշխատանք 1. Միաբյուրեղի համաչափության և ցանցի պարամետրերի որոշումը.....	5
Աշխատանք 2. Բյուրեղի համաչափության ուսումնասիրումը Լատեի մեթոդով.....	25
Աշխատանք 3. Բազմաբյուրեղային թաղանթի Բրավեի ցանցի որոշումն էլեկտրոնների դիֆրակցիայի մեթոդով.....	39
Աշխատանք 4. Անդրաձայնային ալիքները պինդ մարմիններում.....	51
Աշխատանք 5. Ֆեռոմագնիսական թաղանթի պարամետրերի ուսումնասիրումը մագնիսաօպտիկական մեթոդով.....	65
Աշխատանք 6. Մագնիսական ռեզոնանս.....	78
Աշխատանք 7. Կիսահաղորդիչների արգելված գոտու լայնության որոշումը.....	105
Աշխատանք 8. Հոլի երևույթը կիսահաղորդիչներում.....	123
Աշխատանք 9. Բարձրջերմաստիճանային գերհաղորդիչների պարամետրերի ուսումնասիրումը.....	136
Աշխատանք 10. $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ թաղանթի գերհաղորդականության վիճակին անցման ջերմաստիճանի և հոսանքակիր ունակության որոշումը.....	154
Ֆիզիկական հաստատունների աղյուսակ.....	166

ՆԱԽԱԲԱՆ

Պինդ մարմնի ֆիզիկայի դասընթացը տեխնիկական բուհերում և շատ համալսարաններում ուսանող-ֆիզիկոսների պատրաստման կարևորագույն բաղադրիչներից մեկն է: Դա պայմանավորված է այն դերով, որ խաղում է պինդ մարմնի ֆիզիկական ժամանակակից գիտության, տեխնիկայի և տեխնոլոգիաների զարգացման գործում:

Սույն ձեռնարկում ընդգրկված լաբորատոր աշխատանքները ուսանողներին ծանոթացնում են պինդ մարմնի ֆիզիկայի մի շարք հիմնարար երևույթների, փորձարական հետազոտությունների մեթոդների, սարքերի և սարքավորումների հետ: Դրանք վերաբերում են պինդ մարմնի ֆիզիկայի տարբեր բնագավառներին և ուսանողներին հնարավորություն են տալիս դիտարկելու, ուսումնասիրելու, վերարտադրելու և ինքնուրույն ստուգելու ֆիզիկական որոշ օրինաչափություններ և դրանց հետևանքները, ձեռք բերելու ինքնուրույն հետազոտական աշխատանքի համար անհրաժեշտ հմտություններ:

Ձեռնարկը նախատեսված է ԵՊՀ ֆիզիկայի և ռադիոֆիզիկայի ֆակուլտետի ուսանողների համար և պարունակում է 10 լաբորատոր աշխատանքներ, որոնք վերաբերում են պինդ մարմնի կառուցվածքի, մագնիսական հատկությունների, կիսահաղորդիչների ֆիզիկայի, բարձր ջերմաստիճանային գերհաղորդիչների հատկությունների և պինդ մարմնում անդրաձայնային ալիքների ուսումնասիրմանը:

Յուրաքանչյուր աշխատանք բաղկացած է ծավալուն տեսական մասից, օգտագործվող սարքերի, փորձի մեթոդի և աշխատանքի կատարման կարգի նկարագրությունից, իսկ ստուգողական հարցերի նպատակն է օգնել փորձին վերաբերող տեսական նյութի և գործնական գիտելիքների ամրապնդմանը: Գրականության ցանկը պարունակում է փորձի ուսումնասիրման համար անհրաժեշտ հիմնական աղբյուրները:

Շնորհակալություն ենք հայտնում մեր գործընկերներին՝ օգտակար խորհուրդների և դիտողությունների համար:

Հեղինակներ

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 1
ՄԻԱԲՅՈՒՐԵՂԻ ՀԱՄԱՉԱՓՈՒԹՅԱՆ ԵՎ ՑԱՆՅԻ
ՊԱՐԱՄԵՏՐԵՐԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ
ՆԵՐԱԾՈՒԹՅՈՒՆ

Բյուրեղներում ռենտգենյան ճառագայթների դիֆրակցիայի երևույթի հայտնագործումով (Մ. Լաուե, Վ. Ֆրիդրիխս, Պ. Կնիպինգ, 1912 թ.) հաստատվեց ռենտգենյան ճառագայթման էլեկտրամագնիսական բնույթը և դրա տեղն էլեկտրամագնիսական ալիքների սանդղակում, ինչպես նաև բյուրեղային մարմինների պարբերական ներքին կառուցվածքը:

Այս հայտնագործությունը և դրա հիման վրա կատարված ուսումնասիրությունները (Ու. Հ. Բրեգ, Ու. Լ. Բրեգ) ձևավորեցին այն հիմքը, որի վրա ստեղծվեց և զարգացավ ռենտգենյան ճառագայթներով նյութի կառուցվածքի հետազոտման հզոր մեթոդը՝ ռենտգենակառուցվածքային վերլուծությունը:

Ռենտգենակառուցվածքային վերլուծության միջոցով որոշվել են բոլոր պարզ նյութերի, մի քանի հազար կարևորագույն անօրգանական և օրգանական միացությունների ատոմային կառուցվածքները: Բյուրեղների կառուցվածքի, դրանցում ատոմների դասավորության, միջատոմային հեռավորությունների վերաբերյալ առկա հարուստ փորձարարական տվյալները խթանել են բյուրեղագիտության, բյուրեղաֆիզիկայի, բյուրեղաքիմիայի, օրգանական քիմիայի, բժշկագիտության, իսկ ավելի ուշ՝ կենսաբանության, գենետիկայի, ինչպես նաև տեխնիկայի և արտադրության բազում այլ բնագավառների բուռն զարգացումը:

Ռենտգենակառուցվածքային վերլուծության մեթոդի և դրա բազմաթիվ տարատեսակների հաղթարշավին մեծապես նպաստել է այն հանգամանքը, որ բյուրեղագրությունը, իր առաջին քայլերից սկսած, օգտվել է բյուրեղներում մասնիկների բոլոր հնարավոր տարածական դասավորություններին վերաբերող տարածական խմբերի տեսության (Ե. Ս. Ֆյոդորով, 1890 թ.) արդյունքներից:

ՏԵՍԱԿԱՆ ՄԱՍ

1. Լաուեի մեթոդը

Միաբյուրեղի տարրական բջջի չափերի, ցանցի տեսակի և դիֆրակտային համաչափության որոշումը պայմանականորեն համարվում է ռենտգենկառուցվածքային վերլուծության առաջին փուլը: Այն իրականացվում է որոշակի հաշվեկարգով (ալգորիթմ), կախված առկա սարքավորումների տեսակից:

Լաուեի մեթոդը հնարավորություն է տալիս որոշելու բյուրեղագրական առանցքների ուղղորդվածությունը չնդկված (չնիստավորված) բյուրեղում, հետևաբար՝ ընտրելու նաև տարրական բջիջը: Լաուեգրերի համաչափությունից կարելի է որոշել բյուրեղի դիֆրակտային համաչափությունը և հավանական կետային խումբը:

Այս մեթոդում օգտագործվում է ռենտգենյան խողովակի ճառագայթած ամբողջ արգելակային սպեկտրը: Ռենտգենյան ճառագայթների ուղղությունը միշտ մնում է անփոփոխ բյուրեղագրական առանցքների նկատմամբ: Բյուրեղում դիֆրակցիայի առաջացումը և դիֆրակտված ճառագայթների ուղղությունը որոշվում են Լաուեի հավասարումներով.

$$\begin{aligned} a(\cos \alpha - \cos \alpha_0) &= p\lambda, \\ b(\cos \beta - \cos \beta_0) &= q\lambda, \\ c(\cos \gamma - \cos \gamma_0) &= r\lambda, \end{aligned} \quad (1)$$

որտեղ a -ն, b -ն և c -ն բջջի գծային պարամետրերն են, α_0 -ն, β_0 -ն և γ_0 -ն՝ բյուրեղի վրա ընկնող ռենտգենյան ճառագայթի և բջջի առանցքների կազմած անկյունները, իսկ α -ն, β -ն և γ -ն՝ դիֆրակտված ճառագայթի և բջջի առանցքների միջև անկյունները: p, q, r ամբողջ թվերը դիֆրակտված ճառագայթի ցուցիչներն են (ամեն մի դիֆրակտված ճառագայթ բնութագրվում է ամբողջ թվերի իր եռյակով), λ -ն ալիքի երկարությունն է:

Դիֆրակցիայի պայմանը կարելի է ներկայացնել Բրեգի բանաձևի միջոցով՝

$$2d \sin \theta = n\lambda, \quad (2)$$

որտեղ d -ն միջհարթությունային հեռավորությունն է, θ -ն՝ անդրադարձնող հարթության և ընկնող ճառագայթի կազմած անկյունը (բրեգյան անկյուն), իսկ n -ը՝ անդրադարձման կարգը:

Դիֆրակցիայի պայմանը նկարագրող ևս մեկ հավասարում է ինտերֆերենցիային հավասարումը՝

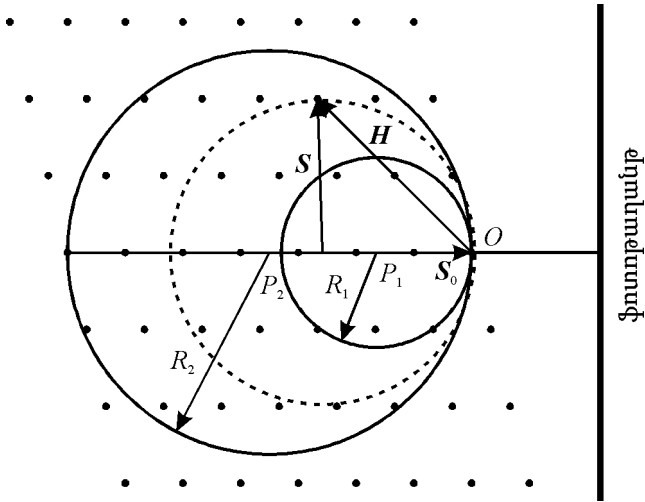
$$\frac{1}{\lambda}(S - S_0) = H_{pqr}, \quad (3)$$

որտեղ S_0 -ն և S -ն ընկնող և դիֆրակտված ճառագայթների ուղղությամբ միավոր վեկտորներ են, իսկ H_{pqr} -ը՝ հակադարձ ցանցի վեկտոր:

Դիֆրակտային պատկերների մեկնաբանումը հակադարձ ցանցի և անդրադարձման գնդալորտների միջոցով: (3) հավասարումը հնարավորություն է տալիս մեկնաբանելու դիֆրակտային պատկերները հակադարձ ցանցի և անդրադարձման կամ Էվալդի գնդալորտի օգնությամբ: Բյուրեղի կամայական (hkl) հարթությունների ընտանիքին կարելի է համապատասխանեցնել հակադարձ ցանցի հանգույցների շարք, որի յուրաքանչյուր հանգույց տրվում է $\mathbf{H} = h\mathbf{a}^* + k\mathbf{b}^* + l\mathbf{c}^*$ վեկտորի միջոցով, որի մոդուլը որոշվում է $|\mathbf{H}_{hkl}| = 1/d_{hkl}$ արտահայտությամբ, իսկ \mathbf{a}^* -ն, \mathbf{b}^* -ն և \mathbf{c}^* -ն հակադարձ ցանցի հիմնական վեկտորներն են:

Քանի որ տվյալ հարթությունների ընտանիքից դիֆրակտված տարբեր ճառագայթներ առաջանում են տարբեր ալիքի երկարություններից, որոնք ընտրվում են ճառագայթման անընդհատ սպեկտրից ընտանիքի միջհարթությունային հեռավորությամբ, ապա կարող ենք ասել, որ անդրադարձում են հակադարձ ցանցի միայն այն հանգույցները, որոնք ընկած են $R = 1/\lambda$ շառավղով անդրադարձման գնդալորտի վրա: Միայն այդ դեպքում $S - S_0$ վեկտորների տարբերությունը հավասար կլինի հակադարձ ցանցի \mathbf{H}_{hkl} վեկտորին: Ռենտգենյան ճառագայթների անընդհատ սպեկտրն ստեղծում է համապատասխան շառավիղներով անդրադարձնող գնդալորտների անընդհատ համակարգ: Նկ. 1-ում պատկերված են բյուրեղի հակադարձ ցանցը և անդրադարձ-

ման գնդաձևությունները, որոնց P_1 և P_2 կենտրոնները շեղված են հակադարձ ցանցի կոորդինատների սկզբնակետից ընկնող ճառագայթի ուղղության հակառակ ուղղությամբ: Այդ գնդաձևությունների շառավիղները որոշվում են ռենտգենյան անընդհատ սպեկտրի առավելագույն և նվազագույն ալիքի երկարություններով՝ $R_1 = 1/\lambda_{\max}$, $R_2 = 1/\lambda_{\min}$:



Նկ. 1. Բյուրեղի հակադարձ ցանցը և անդրադարձման գնդաձևությունները. H -ը հակադարձ ցանցի վեկտոր է, S_0 -ն՝ (S -ը) ընկած (դիֆրակտված) ճառագայթի ուղղությամբ միավոր վեկտոր:

Հակադարձ ցանցի՝ երկու գնդաձևությունների միջև ընկած կամայական հանգույց, կարող է առաջացնել դիֆրակտված ճառագայթ, քանի որ ամեն մի այդպիսի հանգույց պատկանում է մի գնդաձևության, որն անցնում է O կետով և որի կենտրոնը P_1 և P_2 կետերի միջև է: Այդ անդրադարձման գնդաձևությունն կհամապատասխանի մի ալիքի երկարություն, որն ընկած է λ_{\min} -ի և λ_{\max} -ի միջև: Գնդաձևության կենտրոնը հակադարձ ցանցի նշված հանգույցին միացնող զիծը ցույց է տալիս դիֆրակտված ճառագայթի ուղղությունը:

Տվյալ հարթությունների ընտանիքից տարբեր կարգի անդրադարձումներին համապատասխանող ալիքներն ընթանում են նույն ուղղությամբ և ռենտգենյան պատկերի վրա տալիս են մեկ հետք: Բրեզի բանաձևի համաձայն՝ անդրադարձման առաջին կարգն անընդհատ սպեկտրից ընտրում է λ ալիքի երկարություն, երկրորդը՝ $\lambda/2$, երրորդը՝ $\lambda/3$ և այլն: Հետևաբար՝ դիֆրակտված ճառագայթը հարմունիկների որոշակի հավաքածու է:

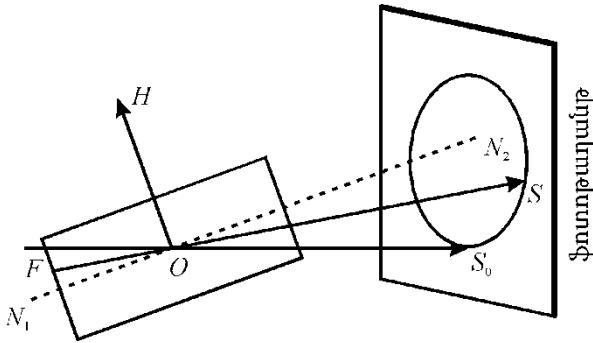
Ռենտգենագրերի ստացումը: Լաուեի եղանակով ռենտգենագրեր ստանալու համար այս աշխատանքում օգտագործվում է ռենտգենյան խցիկ, որը տեղադրված է YPC-60 ռենտգենյան սարքի վրա:

Անկյունաչափի գլխիկի վրա ամրացված բյուրեղը տեղադրվում է խցիկում այնպես, որ այն ամբողջությամբ լինի կոլիմատորից դուրս եկող առաջնային փնջի մեջ: Բյուրեղի դիրքը գլխիկի վրա կարգավորվում է: Հարթ ֆոտոթիթեղը տեղադրվում է բյուրեղից հետո, առաջնային փնջին ուղղահայաց: Այս եղանակով ստացված ռենտգենագիրը կոչվում է լաուեգիր: Բոլոր դիֆրակտված փնջերից լաուեգրում կգրանցվեն միայն նրանք, որոնք ընկած են ֆոտոթիթեղի չափեր ունեցող հիմքով բուրգի ներսում: Թիթեղի վրա գրանցված դիֆրակտային հետքերի քանակը կախված է ռենտգենյան խողովակի աշխատանքային ռեժիմից, ալիքի երկարությունից և տարրական բջջի չափերից: Ռենտգենյան խողովակում լարումը և հոսանքը մեծացնելիս կամ ճառագայթման ալիքի երկարությունը փոքրացնելիս գրանցված անդրադարձումների քանակն ավելանում է: Բյուրեղները, որոնք ունեն տարրական բջջի ավելի մեծ պարամետրեր, տալիս են ավելի հարուստ դիֆրակտային պատկեր:

Մեծ չափեր ունեցող բյուրեղ ուսումնասիրելիս ֆոտոթիթեղը դրվում է բյուրեղից առաջ: Այս եղանակով ստացված ռենտգենագրերը կոչվում են Էպիգրամներ: Դրանցում գրանցվում են 60° -ից մեծ բրեզյան անկյունով անդրադարձումները:

Գոտիական կորեր: Լաուեգրերում ստացված կետերի դասավորությունը կախված է առաջնային փնջի նկատմամբ համապատասխան հարթությունների դասավորությունից: Հարթությունները, որոնք պատ-

կանում են այն գոտուն, որի առանցքը համընկնում է առաջնային փնջի ուղղության հետ, անդրադարձումներ չեն տալիս: Առաջնային փնջին ուղղահայաց առանցք ունեցող գոտուն պատկանող հարթությունները ռենտգենագրում տալիս են դիֆրակտային հետքեր, որոնք ընկած են գոտու առանցքին ուղղահայաց ուղիղ գծի վրա: Եթե գոտու առանցքը թեքված է առաջնային փնջի նկատմամբ, ապա հետքերը դասավորվում են որոշակի կորի վրա, որը կոչվում է գոտիական կոր:



Նկ. 2. Գոտիական կորի ստացման սխեման. FS_0 -ն սկզբնական փունջն է:

Դիտարկենք անդրադարձում այն հարթություններից, որոնց գոտու առանցքը թեքված է առաջնային փնջի նկատմամբ: Դիցուք՝ N_1ON_2 -ն այն գոտու առանցքն է, որին պատկանում է P հարթությունը (նկ. 2):

Մտովի պատենք այդ հարթությունը N_1ON_2 առանցքի շուրջն այնպես, որ այն հաջորդաբար զբաղեցնի տվյալ գոտու առանձին հարթությունների դիրքերը: Այդ դեպքում անդրադարձած S ճառագայթը կկառուցի կոնաձև փակ մակերևույթ, իսկ թաղանթի հետ դրա հատման հետքը կլինի գոտիական կորը (ընդհանուր դեպքում էլիպս): Ճառագայթների մակերևույթն իր մեջ պարունակում է նաև առաջնային փունջը, իսկ գոտիական կորը թաղանթի վրա հպվում է կենտրոնական հետքին: Գոտու այն հարթությունների թիվը, որոնք կարող են անդրադարձնել ճառագայթ, սահմանափակված է $2\sin\theta > \lambda_{\min}$ պայմանով: Այդ պատճառով ամբողջական էլիպսի փոխարեն դիտվում են առանձին

հետքեր: Ինչքան մեծ է գոտու առանցքի և առաջնային փնջի միջև անկյունը, այնքան ավելի մեծ է էլիպսի չափը: Երբ այդ անկյունը 45° է, իսկ կոնի բացվածքի անկյունը 90° է, ապա թաղանթի հետ հատման գիծը կլինի պարաբոլ: Գոտու առանցքի 45° -ից ավելի մեծ թեքության դեպքում թաղանթի հետ հատման գիծը հիպերբոլ է:

Այսպիսով՝ լաուեգիրը գոտիական կետերի հավաքածու է, որը ցույց է տալիս բյուրեղում հարթությունների ընտանիքների փոխադարձ դասավորությունը:

Լաուեգրերի համաչափությունը: Ռենտգենագիրը ցույց է տալիս բյուրեղի համաչափությունն առաջնային փնջի ուղղության նկատմամբ: Օրինակ, եթե այդ ուղղության երկայնքով անցնում է համաչափության հարթություն, ապա այդ առանցքի նկատմամբ θ անկյան տակ թեքված (hkl) հարթությունների ընտանիքից բացի, կլինի հարթությունների ևս մի ընտանիք, որը թեքված է նույն անկյամբ և կապված է առաջին ընտանիքի հետ համաչափության գործողությամբ: Այդ երկու հարթությունների ընտանիքները կտան համաչափ դասավորված հետքեր: Հարթությունների ընտանիքները, որոնք կապված են իրար հետ համաչափությամբ, կառուցվածքորեն նույնական են: Հետևաբար՝ համաչափորեն դասավորված հետքերը պետք է ունենան նաև նույն ուժգնությունը: Դիֆրակտային պատկերի այդպիսի համաչափությունն անվանում են դիֆրակտային համաչափություն: Ռենտգենագրերում հիմնականում առաջանում է համաչափության առանցք, որն անցնում է կենտրոնական հետքով:

Եթե առաջնային փնջի ուղղության հետ համընկնում է բյուրեղի համաչափության առանցք, ապա այն նույնպես կրերի լաուեգրի համապատասխան համաչափության:

Կախված առաջնային փնջի նկատմամբ բյուրեղի համաչափության տարրերի դասավորությունից, հնարավոր է լաուեգրերի համաչափության տասը տեսակ՝ $C_1, C_2, C_3, C_4, C_6, C_v, C_{2v}, C_{3v}, C_{4v}, C_{6v}$:

Լաուեգրերի համաչափությունը հնարավորություն է տալիս որոշելու բյուրեղի այս կամ այն համաչափության տարրերի առկայությունը:

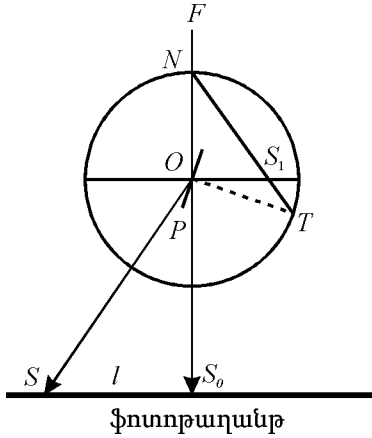
Դրա համար անհրաժեշտ է, որ բյուրեղը որոշակի եղանակով ուղղված լինի առաջնային փնջի նկատմամբ:

Դիֆրակտային պատկերների կենտրոնահամաչափության օրենքից (Ֆրիդելի օրենք) հետևում է, որ դիֆրակտային պատկերի համաչափության միջոցով հնարավոր չէ որոշել բյուրեղում համաչափության կենտրոնի առկայությունը կամ բացակայությունը: 32 կետային խմբերից միայն 11-ն են օժտված համաչափության կենտրոնով: Այդ պատճառով հնարավոր է դիֆրակտային համաչափության միայն 11 խումբ՝ $\bar{1}$, $2/m$, mmm , $4/m$, $4/mmm$, $\bar{3}$, $\bar{3}/m$, $6/m$, $6/mmm$, $m/3$, $m/3m$:

Ուսումնասիրվող բյուրեղի դիֆրակտային համաչափության որոշումը հնարավորություն է տալիս միայն դատելու հավանական համաչափության կետային խմբի մասին:

Գնումոտարածագրական պրոյեկցիա: Լաուեգրի ամեն մի հետք միարժեքորեն կապված է բյուրեղագրական որոշակի հարթության հետ: Կարելի է ասել, որ լաուեգիրը բյուրեղագրական համակարգի պրոյեկցիայի պատկերն է, որում հարթություններն արտապատկերվում են իրենց նորմալների միջոցով: Նկ. 3-ում ցույց է տրված P անդրադարձնող հարթության գնումոտարածագրական պրոյեկցիայի կառուցման սխեման:

Պրոյեկցիայի կառուցման համար անհրաժեշտ է O կետից կառուցել P հարթությանն ուղղահայաց, մինչև գնդոլորտի հետ հատման T կետը, իսկ հետո պրոյեկտել T կետն N բևեռից հասարակածային հարթության վրա: Ստացված S , կետը P հարթության գնումոտարածագրական պրոյեկցիան է: Լաուեգրի ամեն մի հետք միարժեքորեն կապված է որոշակի բյուրեղային հարթության հետ: Մեր դեպքում P հարթությանը համապատասխանում է թիթեղի վրայի S հետքը: Լաուեգրի վրա չափելով S և կենտրոնական S_0 հետքերի միջև l հեռավորությունը՝ կարելի է որոշել θ անկյունը. $\text{tg } \theta = l/D$, որտեղ D -ն բյուրեղի հեռավորությունն է թաղանթից, որը 30 մմ է:



Նկ. 3. Գնումոտարածագրական պրոյեկցիայի կառուցման սխեման.
 FS_0 -ն սկզբնական փունջն է, OS -ն՝ անդրադարձած ճառագայթը:

Պրոյեկցիան կառուցելիս լաուեգրի հետքերը տեղափոխում են մումաթոթի (կալկա) վրա, ռենտգենագիրը տեղադրելով այնպես, որ խցափականի կտրվածքով անկյունը լինի աջից՝ վերևում, իսկ ուղղորդիչը՝ ուղղված x առանցքին զուգահեռ: Անհրաժեշտ է օգտվել նախօրոք պատրաստված գնումոտարածագրական քանոնից: Ցելյուլոիդի շերտի վրա O կետից դեպի ձախ նշվում են $D \operatorname{tg} 2\theta$ մեծության արժեքները θ անկյան տարբեր արժեքների համար՝ $0 - 30^\circ$ միջակայքում, 1° քայլով, իսկ դեպի աջ՝ $R \operatorname{tg}(45^\circ - \theta/2)$ մեծության արժեքները նույն անկյունների համար: Պրոյեկցիայի գնդոլորտի շառավիղը հարմար է ընտրել Վուլֆի ցանցի շառավղին հավասար, այսինքն՝ $R = 100$ մմ:

S_1 կետը կառուցելու համար անհրաժեշտ է քանոնը տեղադրել SS_0 ուղղի վրա այնպես, որ O կետը համընկնի S_0 -ի հետ, իսկ S կետը լինի դրանից դեպի ձախ: Ձախ սանդղակով որոշվում է θ անկյան այն արժեքը, որը համապատասխանում է SS_0 հեռավորությանը, իսկ աջ սանդղակով որոշվում է S_1 կետի դիրքը տարածագրական պրոյեկցիայում:

Բերված գնումտարածագրական պրոյեկցիայի կառուցումը և վերլուծումը: Մտացված պրոյեկցիաների կետերին և դրանց համապատասխան գոտիական կորերի հետքերին վերագրում են նույն համարը: Պրոյեկցիայի կետերը նշում են օղակով: Գոտիական կորի վրա ընտրում են 8 – 12 հետք, որոնք հավասարաչափ բաշխված են ամբողջ երկայնքով: Այնուհետև տվյալ գոտիական կորի պրոյեկցիաների կետերով մոմաթուղթը տեղադրում են Վուլֆի ցանցի վրա այնպես, որ դրանց կենտրոնները համընկնեն: Մոմաթուղթը պտտելով կենտրոնի շուրջը՝ պրոյեկցիայի բոլոր կետերը «նստեցնում են» ցանցի միջօրեականներից որևէ մեկի վրա: Միջօրեականն անցկացնում են մոմաթղթի վրա և որոշում են աղեղի բևեռը՝ նշելով այն խաչով: Աղեղի բևեռը գոտու առանցքի ելքի պրոյեկցիան է, այսինքն՝ ուղիղ ցանցի բյուրեղագրական ուղղությունը: Այս ընթացակարգն իրականացնում են լաուեգրի բոլոր կարևոր գոտիական կորերի համար:

Կառուցված տարածագրական պրոյեկցիան ոչ միշտ է հնարավորություն տալիս գտնելու ցանցի բյուրեղագրական առանցքների բոլոր ելքերը: Փորձնական արդյունքները լավացնելու նպատակով նկարում են ևս երկու լաուեգր՝ բյուրեղն առանցքի շուրջը պտտելով $\varphi = \pm 60^\circ$ անկյունով: Այդ լաուեգրերից յուրաքանչյուրի համար կառուցում են տարածագրական պրոյեկցիան և բերում են φ_0 զրոյական պրոյեկցիայի վրա: Դրա համար պրոյեկցիաներով մոմաթուղթը տեղադրում են Վուլֆի ցանցի վրա, համատեղելով x և y կոորդինատային առանցքները ցանցի տրամագծերի հետ և իրականացնում են պրոյեկցիայի բոլոր օղակների և խաչերի պտույտ 60° անկյունով ըստ ցանցի լայնությունների լաուեգրին ստանալիս՝ բյուրեղի կատարած պտույտին հակառակ ուղղությամբ: Պտտված $\varphi_0 + 60^\circ$ և $\varphi_0 - 60^\circ$ պրոյեկցիաների կետերը տեղափոխում են φ_0 զրոյական պրոյեկցիայի վրա՝ ստանալով բյուրեղի բերված գնումտարածագրական պրոյեկցիան: Բյուրեղի բյուրեղային համակարգի (սինգոնիա) և կողմնորոշման որոշումը հիմնավորվում է ուղիղ ցանցի ելքերի (խաչեր) և հակադարձ ցանցի ելքերի (օղակներ)

փոխադարձ դասավորության վերլուծությամբ: Յուրաքանչյուր բյուրեղային համակարգի բնորոշ են դասավորության հետևյալ առանձնահատկությունները.

Շռաթեք (տրիկլինային): Ուղղությունների ոչ մի գույզ չի համընկնում: Որպես առանցքներ ընտրում են ուղիղ ցանցի ամենափոքր տեղափոխություններով ուղղությունները:

Միաթեք (մոնոկլինային): Գոյություն ունի միայն մեկ մեծ շրջանի աղեղ, որի վրա նստում են (չհամընկնելով) ուղիղ և հակադարձ ցանցերի ուղղությունների ելքերը: Այդ աղեղի բևեռը միաժամանակ ելք է ուղիղ և հակադարձ ցանցերի համար: Այդ միակ եզակի ուղղությունն ընտրվում է որպես միաթեքային առանցք: Երկու ամենակարճ տեղափոխությունները, որոնց ելքերն ընկած են այդ աղեղի վրա, ընտրվում են որպես այլ առանցքներ:

Ուղղանկյուն (ռոմբական): Գոյություն ունեն մեծ շրջանի երեք աղեղներ, որոնք ընդհանուր են ուղիղ և հակադարձ ցանցերի ելքերի համար: Այդ աղեղներն իրար հետ կազմում են 90° անկյուններ: Այդ աղեղների հատման կետերը միաժամանակ ուղիղ և հակադարձ ցանցերի հանգուցային շարքերի ելքային կետերն են: Դրանք վերցվում են որպես տարրական բջջի առանցքներ:

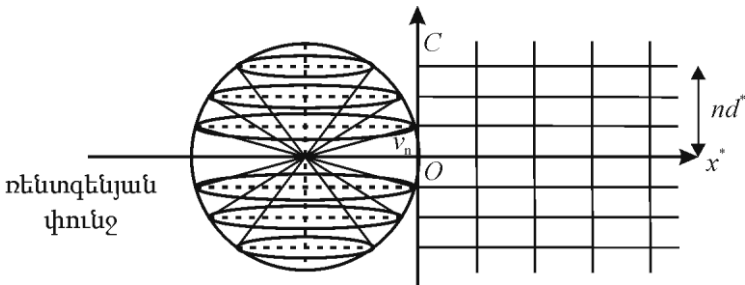
Քառանկյուն (տետրագոնալ) և վեցանկյուն (հեքսագոնալ): Գոյություն ունի մեծ շրջանի մեկ աղեղ, որի վրա նստում են ուղիղ և հակադարձ ցանցերի իրար հետ համընկնող ուղղությունները: Այդ աղեղի բևեռն ընտրում են որպես ցանցի c առանցք: Մյուս երկու առանցքներն ընտրում են այդ աղեղի վրա եղած խաչերից որոնք քառանկյուն ցանցում իրարից հեռացված են 90° -ով, իսկ վեցանկյուն ցանցում՝ 120° -ով:

Խորանարդային: Ուղիղ և հակադարձ ցանցերի ուղղությունների բոլոր ելքերը համընկնում են: Որպես ցանցի առանցքներ վերցնում են կարևոր ելքերը, որոնք ընկած են իրար ուղղահայաց երեք աղեղների հատման կետերում:

2. Ճոճման մեթոդ

Ճոճման մեթոդը պտույտի մեթոդի տարատեսակ է: Ընդհանուր օգտագործման ռենտգենյան խցիկում (PKOII) տեղադրված բյուրեղը հատուկ մեխանիզմի օգնությամբ $10^{\circ} - 20^{\circ}$ անկյունային միջակայքում ճոճվում է ընտրված ուղիղ ցանցի բյուրեղագրական ուղղության շուրջը: Բյուրեղագրական ուղղությունը նախօրոք բերվում է խցիկի առանցքին գուգահեռ դիրքի: Դիֆրակտային պատկերը գրանցվում է թաղանթի վրա, որը տեղադրված է կիսազլանային պարկուճի մեջ: Այս մեթոդում օգտագործվում է մեներանգ ճառագայթում:

Բյուրեղի պտույտի ընթացքում պտտվում է նաև դրա հակադարձ ցանցը: Այն պահին, երբ հակադարձ ցանցի որևէ հանգույց հասնում է անդրադարձման գնդոլորտը, դրա կենտրոնից հատման կետով անցնում է դիֆրակտված ճառագայթ (նկ. 4), որը գրանցվում է թաղանթի վրա:



Նկ. 4. Անդրադարձման գնդոլորտը և հակադարձ ցանցը

Եթե հարթությունների որևէ ընտանիքին համապատասխանող հակադարձ ցանցն ուղղահայաց է պտույտի առանցքին, ապա այդ հանգույցներն անդրադարձման գնդոլորտը կհատեն շրջանագծով: Այդ հանգույցներին համապատասխանող անդրադարձված ճառագայթները կձևավորեն կոնային մակերևույթ, որի գագաթը գնդոլորտի կենտրոնում է և որն անցնում է ցանցի և գնդոլորտի շրջանագծով: Կոնի կիսաբացվածքի անկյունը որոշվում է տվյալ ցանցի միջհարթությունային հե-

ռավորությամբ՝ $d^* = 1/I$, որտեղ I -ն ընտրված բյուրեղագրական ուղղությամբ ուղիղ ցանցի նույնականության պարբերությունն է:

Ճոճման ռենտգենագրերում **ռեֆլեքսները** դասավորվում են $0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm n$ գծերի վրա: Չափելով զրոյական և n -րդ շերտային գծերի միջև y_n հեռավորությունը ռենտգենագրի վրա՝ կարելի է որոշել I նույնականության պարբերությունը տվյալ բյուրեղագրական ուղղության համար.

$$I = n\lambda \left[1 + \left(\frac{2R_k}{2y_n} \right)^2 \right]^{-1/2}, \quad (4)$$

որտեղ n -ը շերտային համարն է, $2R_k$ -ն՝ պարկուճի տրամագիծը, որը 57,3 մմ է, λ -ն՝ մեներանգ ճառագայթման ալիքի երկարությունը:

Պետք է նաև հաշվի առնել, որ ճոճման ռենտգենագրերում կան նաև շերտային գծեր, որոնք առաջացել են ռենտգենյան ճառագայթման β բաղադրիչից, եթե նկարահանման ընթացքում ճառագայթումը չի գտվել:

3. Հակադարձ ցանցի կառուցման դիֆրակտաչափային եղանակը

Այս եղանակը հնարավորություն է տալիս կառուցելու հակադարձ ցանցի զրոյական ցանցը, որն ուղղահայաց է անկյունաչափի գլխիկի առանցքի ուղղությամբ բերված բյուրեղագրական ուղղությանը: Ենթադրենք՝ առանցքի ուղղությամբ ուղղված է ուղիղ ցանցի c առանցքը: Այդ դեպքում կարելի է ցանցի վրա ընտրել հակադարձ ցանցի a^* և b^* առանցքների ուղղությունները և որոշել դրանց կազմած γ^* անկյունը:

Բրեգյան անկյունների ճշգրտումը a^* և b^* հանգուցային շարքերի վրա հեռավոր անդրադարձումներից հնարավորություն է տալիս (2) բանաձևի օգնությամբ մեծ ճշտությամբ որոշելու ուղիղ ցանցի d_{h00} և d_{0k0} պարամետրերը: Հակադարձ ցանցի ոչ զրոյական ցանցերի կառուցման համար անհրաժեշտ է օգտագործել հատուկ կցուրդ, որը հնարավորություն է տալիս անկյունաչափի հասարակածային հարթությունից դուրս բերելու գրանցիչը: Այս աշխատանքում դա չի օգտագործվում:

Մեկ այլ բյուրեղագրական ուղղությանն ուղղահայաց հակադարձ ցանցի զրոյական ցանցի կառուցման համար անհրաժեշտ է բյուրեղը համապատասխան ձևով ամրացնել մեկ այլ անկյունաչափի գլխիկին: Ստորև բերված է հակադարձ ցանցի զրոյական ցանցի կառուցման և վերլուծության մեթոդիկան:

Բյուրեղի սարումը: Անկյունաչափի գլխիկի վրա ամրացված բյուրեղը РКОП խցիկից տեղափոխվում է ДРОН-2 դիֆրակտաչափի ГУР-5 անկյունաչափի վրա: Սարման նպատակն այն է, որ բյուրեղի հակադարձ ցանցի a^*b^* հարթությունը, որն ուղղահայաց է ուղիղ ցանցի c ուղղությանը, համընկնի անկյունաչափի հասարակածային հարթության հետ: Դրա համար բավական է հակադարձ ցանցի ցանցի (сетка обратной решетки) երկու հանգույց բերել հասարակածային հարթություն, եթե այդ հանգույցներն ընկած չեն մեկ կենտրոնական ուղղի վրա:

Բյուրեղը նախապես օպտիկական եղանակով կենտրոնադրվում է անհրաժեշտ բարձրությունում: Սարումն իրականացվում է անկյունաչափի գլխիկի երկու աղեղներով: Այդ պատճառով անհրաժեշտ է գտնել հակադարձ ցանցի ցանցի երկու շարք, որոնք մոտավորապես ընկած են գլխիկի աղեղների հարթությունների վրա: Հարմար է օգտվել այն փաստից, որ սարող աղեղը պետք է անցնի առաջնային փնջի և գրանցիչի կազմած անկյան կիսորդով:

Գործնականում սկզբում հաշվիչի $2\theta < 20^\circ$ ոչ մեծ անկյան դեպքում որոշվում է անդրադարձումը, երբ հաշվիչի առջև առկա է լայն հորիզոնական ճեղք: Հետո, փոքրացնելով ճեղքը, հասնում են նրան, որ ուժգնությունը նվազի մի քանի անգամ, և պտտելով բյուրեղն աղեղով՝ հասնում են ռենտգենյան փնջի առավելագույն ուժգնության: Հետո կրկին փոքրացնում են ճեղքը և ճշգրտում բյուրեղի ω անկյունը, իսկ 0,5 մմ ճեղքի դեպքում անցնում են ըստ 2θ -ի ամենահեռավոր անդրադարձմանն այդ նույն կենտրոնական շարքի վրա և կրկնում են գործողությունը: Հեռավոր անդրադարձման անցումն իրականացնում են հաշվիչի և բյուրեղի կառչումով (միացված են գրանցիչի պտույտի առանցքի

բռնակին և բյուրեղին): Նույն ձևով ճշգրտվում է բյուրեղի դիրքն ըստ երկրորդ աղեղի:

Անդրադարձումների որոնումը: Հակադարձ ցանցի կառուցման համար անհրաժեշտ է գտնել մի քանի տասնյակ անդրադարձումներ:

Անդրադարձումների որոնումն իրականացնում են՝ սկսելով փոքր 2θ անկյուններից՝ 2θ -ի ամեն մի արժեքի համար բյուրեղը պտտելով 360° -ով (բավական է $2\theta = 5^\circ - 20^\circ$ տիրույթը $\Delta 2\theta = 2^\circ$ քայլով): Հաշվիչի դիմացի ուղղահայաց ճեղքն անհրաժեշտ է վերացնել: Գրանցում են բոլոր անդրադարձումները, որոնք գերազանցում են ֆոնը: Անդրադարձումների հայտնաբերումից հետո ճշգրտվում են հաշվիչի 2θ և բյուրեղի ω անկյունները:

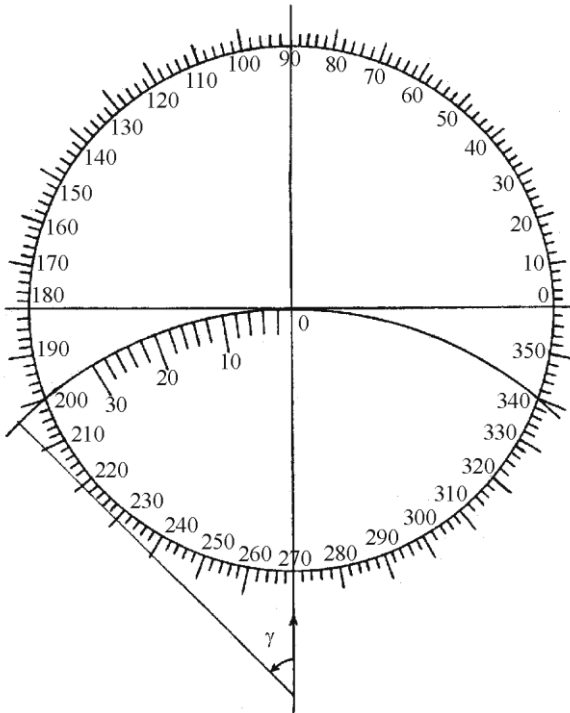
Բյուրեղի դիրքի ω անկյան ճշգրտումը կատարվում է անշարժ հաշվիչի դեպքում, երբ դրա դիմաց առկա է լայն ուղղահայաց ճեղք (4 մմ): Անդրադարձման մաքսիմումի համար նշում են ուժգնության հաշվման արագությունը, և բյուրեղը պտտում են երկու կողմ՝ մինչև ուժգնությունը նվազի, դառնալով առավելագույնի 0,7 մասը, և այդ դիրքերի համար նմուշի սանդղակով չափում են ω անկյունները: Մաքսիմումի անկյունային դիրքը որոշվում է այդ երկու չափումների կիսագումարով:

Դրանից հետո բյուրեղը պահվում է անշարժ վիճակում, և նեղ ուղղահայաց ճեղքով (0,05 մմ կամ 0,1մմ) իրականացվում է հաշվիչի 2θ անկյան ճշգրտումը՝ նույն սխեմայով: Անդրադարձման համարը և ω , 2θ անկյունների ճշգրտված արժեքները գրանցվում են աղյուսակում:

Հակադարձ ցանցի կառուցումը: Հանգույցների համար չափված ω և 2θ անկյունների միջոցով ցանցը կառուցելիս օգտագործվում է դիֆրակտաչափական նկարահանման երկրաչափական մոդելը և նոմոգրամը (նկ. 5):

Աշխատանքային մոմաթուղթը, որի վրա գծում են հակադարձ ցանցի հանգույցները, տեղադրում են նոմոգրամի վրա և նշում են O կետը (գրոյական հանգույց՝ 000), որը համընկնում է նոմոգրամի կենտրոնի հետ: Մոմաթուղթի վրա նշում են $\omega = 0^\circ$ անկյանը համապատասխանող

կետը: Մումաթուղթը պտտում են O կետի շուրջը տվյալ անդրադարձման ω անկյունով, որը հաշվում են շրջանի եզրագծի վրայի նիշերով: $R=1/\lambda$ շառավղով անդրադարձման գնդոլորտի աղեղի վրա տեղադրում են տվյալ անդրադարձման համար ստացված հաշվիչի 2θ անկյունը, և կետը նշում են անդրադարձման համարով: Հակադարձ ցանցի զրոյական շերտային հարթության ցանցն ստացվում է բոլոր չափված անդրադարձումները նշելուց հետո: Ստացված ցանցը հնարավորություն է տալիս ընտրելու տարրական բջիջը, այսինքն՝ a^* և b^* առանցքների ուղղությունը, բացահայտելու կանոնավոր մարումները և նշելու գրանցված բոլոր անդրադարձումների միլեդյան ցուցիչները:



Նկ. 5. Հակադարձ ցանցի կառուցման նունդրամ

Տարրական բջջի պարամետրերի ճշգրտումը: Միջհարթությունային d_{100} և d_{010} հեռավորությունների ճշգրտման համար անհրաժեշտ է գտնել կառուցված ցանցի համապատասխան շարքում ամենահեռավոր անդրադարձումները և ճշգրտել 2θ անկյան արժեքը՝ հաշվիչի դիմաց նեղ ուղղահայաց ձեղքի դեպքում: Դրանից հետո բյուրեղը պտտում են $\omega + 180^\circ$ անկյունով և կրկին ճշգրտում $2\theta'$ անկյունը: Բրեգյան անդրադարձման 2θ անկյունը չափվում է առաջնային փնջի ուղղությունից: Սարքում մշտապես առկա կարգաբերման անճշտությունների հետևանքով առաջնային փունջը չի անցնում հաշվիչի սանդղակի զրոյով, ուստի անհրաժեշտ է սանդղակով չափված 2θ անկյան մեջ ուղղում մտցնել: Հաշվիչի սանդղակի զրոյի ուղղումն իրականացվում է անդրադարձման մերձակա կարգով ($2\theta = 5^\circ - 20^\circ$): Ճշգրտում են անդրադարձման 2θ անկյունը, և բյուրեղը 180° պտտելուց հետո՝ $2\theta'$ անկյունը: Հետո անցնում են հաշվիչի անկյունների բացասական տիրույթ և ճշգրտում են համապատասխան -2θ և $-2\theta'$ անկյունները: Չափվող 2θ -ի արժեքի ուղղումը՝ $2\theta_0 = [2\theta + 2\theta' + (-2\theta) + (-2\theta')] / 4$:

Հաշվիչի զրոյի վրա ուղղված բրեգյան անկյան չափված արժեքը որոշվում է հետևյալ բանաձևով՝

$$\theta_{\sigma_2} = \frac{1}{4}(2\theta + 2\theta') - \theta_0 : \quad (5)$$

Միջհարթությունային հեռավորությունը հաշվարկվում է Բրեգի բանաձևով՝ $d_{hkl} = n\lambda / 2 \sin \theta_{\sigma_2}$:

Ընտրված a^* և b^* շարքերի կազմած անկյան չափումն իրականացվում է մոտակա կարգի ուժեղ անդրադարձումներով, օգտագործելով ω և 2θ անկյունների արժեքները՝ ամեն շարքից մեկական անդրադարձման համար.

$$\begin{aligned} \omega_0(a^*) &= \omega(h00) - \theta(h00), \\ \omega_0(b^*) &= \omega(0k0) - \theta(0k0), \\ \gamma^* &= \omega_0(a^*) - \omega_0(b^*): \end{aligned} \quad (6)$$

$\omega_0(a^*)$ և $\omega_0(b^*)$ անկյունները համապատասխանում են a^* և b^* շարքերի դիրքին, երբ դրանք ուղղահայաց են առաջնային փնջին:

Տարրական բջջի a և b պարամետրերն ուղղանկյուն, քառանկյուն և խորանարդային համակարգերի բյուրեղների համար հեշտությամբ արտահայտվում են հաշվարկված d_{100} և d_{010} մեծությունների միջոցով: Միաթեք և վեցանկյուն բյուրեղային համակարգերում ուղիղ ցանցի բջջում անկյունը՝ $\gamma = 180^\circ - \gamma^*$:

ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ԿԱՏԱՐՄԱՆ ԿԱՐԳԸ

1. Տեղադրել դասախոսի տրամադրած բյուրեղը ռենտգենյան խցիկում և կատարել բյուրեղի և խցիկի անհրաժեշտ սարուները:
2. Նկարել լաուեգրեր բյուրեղի երեք դիրքերի համար՝ φ_0 , $\varphi_0 + 60^\circ$, $\varphi_0 - 60^\circ$:
3. Կառուցել գնոմոտարածագրական քանոն: Յուրաքանչյուր լաուեգրի համար կառուցել տարածագրական պրոյեկցիա: Կառուցել բերված տարածագրական պրոյեկցիա:
4. Վերլուծել բերված պրոյեկցիան: Որոշել հետագոտվող նմուշի բյուրեղային համակարգը, կարևոր բյուրեղագրական ուղղություններն ընտրել որպես հնարավոր տարրական բջջի առանցքներ:
5. Անկյունաչափական գլխիկի բռնակների օգնությամբ ընտրված բջջի բևեռին ամենամոտ առանցքը բերել խցիկի պտտման առանցքի վրա (y առանցք): Նկարել ստուգիչ լաուեգիր և անհրաժեշտության դեպքում կատարել բյուրեղի կողմնորոշման անհրաժեշտ ուղղումներ: Բերված ուղղության գոտիական կորը պետք է լինի ուղիղ գիծ, որը զուգահեռ է ուղղորդիչ զծին: Որոշել լաուեգրի համաչափությունը: Նկարել ճոճման ռենտգենագիր և որոշել նույնականության պարբերությունը բջջի ընտրված առանցքի ուղղությամբ:
6. Անկյունաչափական գլխիկը բյուրեղի հետ միասին տեղափոխել դիֆրակտաչափի վրա և կատարել բյուրեղի սարումը:

7. Տեսածրել հակադարձ ցանցի տիրույթը՝ 2θ -ն փոփոխելով 7° -ից մինչև 20° անկյունային տիրույթում: Ճշգրտել հակադարձ ցանցի հայտնաբերված հանգույցների 2θ և ω անկյունները: Անհրաժեշտ է գտնել մոտ 30 – 40 անդրադարձում: Կառուցել հակադարձ ցանցի զրոյական ցանցը:
8. Ցանցի վրա ընտրել հակադարձ ցանցի տարրական բջիջը: Բյուրեղագրական առանցքերին համապատասխանող հանգույցների շարքերում գտնել 2θ -ի մեծ արժեքներով անդրադարձումները և ճշգրտել դրանց մեծությունը հաշվիչից առաջ դրված նեղ ճեղքի միջոցով: Այդ նույն շարքերում գտնել և ճշգրտել 2θ և ω անկյունները փոքր ցուցիչներով անդրադարձումների համար և դրանց միջոցով որոշել ω_0 անկյունները: Որոշել հաշվիչի զրոյի ուղղումը:
9. 2θ անկյունների ճշգրտված արժեքներով հաշվարկել տարրական բջջի գծային պարամետրերը, իսկ ω_0 անկյուններով՝ անկյունային պարամետրերը:
10. Հակադարձ ցանցի ցանցում բացահայտել կանոնավոր մարմինների առկայությունը և տեսակը:

УРС-60 ռենտգենյան սարքի միացման կարգը

- Բացել սառը ջրի ծորակը:
- Միացնել հոսանքի աղբյուրը:
- Սարքի վահանակի վրա «сеть» բռնակը դնել 2 դիրքում:
- Սեղմել «высокое» կոճակը:
- «Напряжение» բռնակով խողովակին կիրառել 30կՎ լարում:
- «Накал» բռնակով ապահովել 4մԱ հոսանք:

Սարքի անջատումն իրականացվում է հակառակ հերթականությամբ:

ДРОН-2 ռենտգենյան սարքի միացման կարգը

- Բացել ջրի ծորակը (ռենտգենյան խողովակի հովացման համար):
- Միացնել հոսանքի աղբյուրը:
- Սարքի վահանակի վրա սեղմել «сеть» կոճակը: «пуск» լամպի միանալուց հետո սեղմել «высокое - вкл» կոճակը: «высокое

напряжение» բռնակը դնել 30կՎ դիրքում, «ток трубки» բռնակը դնել 20մԱ դիրքում:

- Միացնել հաշվիչի հոսանքի սնուցումը դրա կողային պատի վրա տեղադրված անջատիչով: Միացնել БАУ բլոկի հոսանքի սնուցումը՝ սեղմելով «сеть» կոճակը: Միացնել գրանցիչի սնուցումը U_n անջատիչով:

Աշխատանքի ավարտից հետո սարքի անջատումն իրականացվում է հակառակ հերթականությամբ:

ՄՏՈՒԳՈՂԱԿԱՆ ՀԱՐՑԵՐ

1. Ի՞նչ տեսք ունեն գոտիական կորերը լաուեգրերում և էպիգրամներում:
2. Ինչո՞վ է պայմանավորված լաուեգրերում դիֆրակտային հետքերի քանակը:
3. Ինչպե՞ս են իրենց դրսևորում կարևոր հանգուցային շարքերը և ցանցերը լաուգրերի վրա :
4. Հնարավոր է՞ արդյոք լաուեգրերի համաչափությունից ելնելով՝ որոշել բյուրեղի կետային խումբը:
5. Բյուրեղի տարածագրական պրոյեկցիան կառուցելու համար ինչո՞վ է անհրաժեշտ նկարել երեք լաուեգիր:
6. Ինչպիսի՞ համաչափություն կարող են ունենալ պտտման և ճոճման ռենտգենագրերը:

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. **Г. Б. Бокый, М. А. Порай-Кошиц.** Рентгенструктурный анализ. Т. 1. М.: Изд-во МГУ, 1964.
2. **С. С. Горелик, Л. Н. Расторгуев, Ю. А. Скаков.** Рентгенографический и электроннооптический анализ. М.: Металлургия, 1970.
3. **Д. М. Хейкер.** Рентгеновская дифрактометрия монокристаллов. Л.: Машиностроение, 1973.

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 2

ԲՅՈՒՐԵՂԻ ՀԱՄԱՉԱՓՈՒԹՅԱՆ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒՄԸ ԼԱՌԻԵԻ ՄԵԹՈԴՈՎ ՆԵՐԱԾՈՒԹՅՈՒՆ

Բյուրեղային մարմինների հիմնական ֆիզիկական հատկություններից է համաչափությունը, որն ի հայտ է գալիս մարմինը կազմող մասնիկների՝ ատոմների, մոլեկուլների, իոնների եռաչափ պարբերական դասավորվածության արդյունքում: Բյուրեղներում մասնիկների տարածական բաշխումը կոչվում է բյուրեղային կառուցվածք:

Երբեմն կառուցվածքային միավորների (ատոմ, իոն, մոլեկուլ կամ մոլեկուլների համախումբ) կարգավորված դասավորվածությունն արտապատկերվում է բյուրեղային նյութի արտաքին ձևի մեջ՝ դրսևորելով համաչափության որոշակի տարրեր: Օրինակ՝ խորանարդային համակարգին պատկանող կերակրի աղի բյուրեղիկներն ունեն ուղղանկյուն գուգահեռանիստի ձև:

Ուսումնասիրելով բյուրեղի արտաքին ձևի առանձնահատկությունները՝ բյուրեղագետները հայտնաբերել են մի շարք օրենքներ՝ հիմք դնելով բյուրեղների համաչափության ուսմունքին: Սակայն այն հանգամանքը, որ ոչ բոլոր նյութերն ունեն կանոնավոր արտաքին ձև կամ, ինչպես ընդունված է ասել՝ հաբիտուս, խիստ սահմանափակել է այդ ուսումնասիրությունները:

Հետագայում, բյուրեղներում ռենտգենյան ճառագայթների դիֆրակցիայի երևույթի հայտնագործումից հետո, հնարավորություն առաջացավ ստեղծելու բյուրեղային կառուցվածքի համաչափության ուսումնասիրության ուղղակի մեթոդներ (Լատեի մեթոդ, ճոճման մեթոդ, հակադարձ ցանցի կառուցման դիֆրակտաչափային եղանակ. տես Աշխատանք 1): Այս աշխատանքում կձանոթանանք դրանցից ամենատարածվածի՝ Լատեի մեթոդի հետ:

ՏԵՄԱԿԱՆ ՄԱՍ

1. Ֆրիդելի օրենքը

Բյուրեղային բազմանիստերի համաչափության բնութագրական տարրերն են՝ համաչափության կենտրոնը, համաչափության առանցքը և համաչափության հարթությունը:

Համաչափության կամ ինվերսիայի կենտրոնը մարմնի (բյուրեղի) մեջ այն կետն է, որով անցնող կամայական ուղիղ այդ կետից հավասար հեռավորություններում հանդիպում է համանման կետերի:

Համաչափության առանցքն այն ուղիղն է, որի շուրջը որոշակի անկյունով պտտելիս մարմինը համընկնում է ինքն իր հետ: Բյուրեղներում կարող են գոյություն ունենալ միայն 1-ին, 2-րդ, 3-րդ, 4-րդ և 6-րդ կարգի առանցքներ: Առանցքի կարգը ցույց է տալիս, թե քանի անգամ է մարմինը համընկնում ինքն իր հետ այդ առանցքի շուրջը մեկ լրիվ պտույտ կատարելիս:

Համաչափության հարթությունն այն հարթությունն է, որը մարմինը բաժանում է երկու այնպիսի մասերի, որոնցից մեկը մյուսի հայելային արտապատկերումն է:

Մարմնի համաչափության տարրերի համախումբը կոչվում է այդ մարմնի համաչափության դաս կամ համաչափության կետային խումբ:

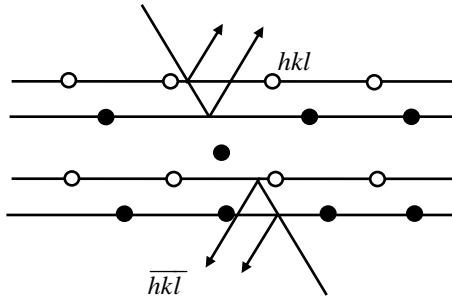
Բյուրեղային համակարգ (սինգոնիա) է կոչվում տվյալ տարածական ցանցի համաչափությանը համապատասխանող բյուրեղագրական կոորդինատային համակարգը:

Բյուրեղի կառուցվածքի վերծանման խնդիրը հեշտանում է, եթե հետազոտման սկզբնական շրջանում հայտնի են դրա բյուրեղային համակարգը և համաչափության կետային խումբը: Այդ նպատակին կարող են ծառայել ինչպես օպտիկական անկյունաչափով կատարվող չափումները, այնպես էլ ռենտգենագրերի ստացման զանազան մեթոդներ (Լաուեի մեթոդ, ճոճման մեթոդ, հակադարձ ցանցի «նկարահանման» մեթոդ և այլն): Ընկնող փնջի նկատմամբ բյուրեղագրական առանցքների կանխամտածված տեղադրման դեպքում այդ ռենտգենագրերի վրա անմիջականորեն արտացոլվում է դիֆրակտային պատկերի համաչափությունը:

Սակայն անհրաժեշտ է իմանալ, թե ինչպես է ռենտգենագրի համաշափությունը կապվում տվյալ բյուրեղի համաշափության կետային խմբի հետ: Նախքան այդ հարցի պարզաբանումը, կանգ առնենք այն կարևոր փաստի վրա, որ, համաձայն Ֆրիդելի օրենքի, *հակադարձ ցանցի համաշափության իմացությամբ հնարավոր չէ պարզել տվյալ բյուրեղի համաշափության կենտրոնի գոյության հարցը, քանի որ դիֆրակցիան կետային համաշափության խմբին անպայման ավելացնում է համաշափության կենտրոն:*

Նշենք, որ բյուրեղը կարելի է ներկայացնել իրար զուգահեռ և իրարից հավասարահեռ բյուրեղագրական հարթությունների ընտանիքների տեսքով: Հարթությունների ընտանիքը լրիվ բնորոշվում է սկզբնական կետին ամենամոտ հարթության դիրքով: Դիցուք՝ այդ հարթությունը բյուրեղագրական առանցքներից հատում է a/h , b/k , c/l հատվածները, որտեղ a -ն, b -ն, c -ն հիմնական վեկտորների մոդուլներն են, իսկ h , k , l ամբողջ թվերը բնորոշում են հարթության դիրքը և կոչվում են միլերյան ցուցիչներ: (hkl) հարթությունը և նրա հետ համաշափության կենտրոնով կապված $(\bar{h}\bar{k}\bar{l})$ հարթությունը պատկանում են հարթությունների նույն ընտանիքին: hkl և $\bar{h}\bar{k}\bar{l}$ ցուցիչներով անդրադարձումներն այդ ընտանիքի հարթությունների տարբեր երեսներից տեղի ունեցող անդրադարձումներն են: Ենթադրենք՝ բյուրեղն օժտված չէ համաշափության կենտրոնով: Այդ դեպքում (hkl) հարթությունը համարժեք չէ $(\bar{h}\bar{k}\bar{l})$ հարթությանը, որն արտահայտվում է այն բանում, որ այդ հարթությունների ընտանիքի տեսքը երկու տարբեր երեսներից նույնը չէ (նկ. 1): Սակայն անկախ այն բանից՝ համարժեք են (hkl) և $(\bar{h}\bar{k}\bar{l})$ հարթությունները, թե ոչ, hkl և $\bar{h}\bar{k}\bar{l}$ ցուցիչներով դիֆրակտված ճառագայթներն անդրադառնում են նույն անկյան տակ և ունեն նույն ուժգնությունը: Հարթությունների միջև հեռավորությամբ պայմանավորված փուլերի տարբերությունը երկու դեպքում էլ նույնն է:

Բյուրեղից ստացված դիֆրակտային պատկերի վրա համաշափության տարրով կապված հարթություններից անդրադարձած ճառա-



*Նկ. 1. Ռենտգենյան փնջերի անդրադարձումը
հարթությունների տարբեր երեսներից*

գայթններն ունեն նույն ուժգնությունը և նույն Բրեգի անկյունը: Այդպիսի դիֆրակտված ճառագայթներով ի հայտ բերված համաչափությունը կոչվում է դիֆրակտային համաչափություն:

Ինչպես հետևում է կենտրոնահամաչափության (Ֆրիդելի) օրենքից, այդպիսի հայտանիշների (Բրեգի անկյունների և ուժգնությունների համընկնում) միջոցով հայտնաբերված դիֆրակտային համաչափությունը նույնը կլինի ինչպես համաչափության կենտրոն չունեցող, այնպես էլ համաչափության կենտրոնով բյուրեղի համար: Դա նշանակում է, որ միայն դիֆրակտային պատկերի տվյալներից օգտվելով՝ հնարավոր չէ հայտնաբերել համաչափության կենտրոնի առկայությունը կամ բացակայությունը:

Նշվածից պարզ է, որ բյուրեղի դիֆրակտային դասը բյուրեղի կետային խմբի համաչափության տարրերի համախումբն է՝ գումարած համաչափության կենտրոնը: Հասկանալի է, որ եթե բյուրեղի կետային խումբը պարունակում է համաչափության կենտրոն, ապա դիֆրակտային համաչափությունը և տվյալ կետային խմբի համաչափությունը համընկնում են: Դիֆրակտային համաչափության դասերն անջատելու համար բնական է գոյություն ունեցող 32 կետային խմբերից վերցնել միայն այն խմբերը, որոնք որպես տարր պարունակում են համաչափության կենտրոն: Այդպիսիք 11-ն են: Դրանք էլ հենց կազմում են դիֆրակտային համաչափության դասերը, որոնք տրված են աղյուսակում:

Աղյուսակ

Բյուրեղային համակարգ	Դիֆրակտային դաս	Վետային խումբ
Եռաթեք (տրիկլինային)	$C_i = \bar{1}$	$C_1 = 1, C_i = \bar{1}$
Միաթեք (մոնոկլինային)	$C_{2h} = 2/m$	$C_s = m, C_2 = 2, C_{2h} = 2/m$
Ուղղանկյուն (ռոմբական)	$V_h = D_{2h} = mmm$	$C_{2v} = mm2, V = D_2 = 222,$ $V_h = D_{2h} = mmm$
Եռանկյուն (ռոմբոէդրական կամ տրիգոնալ)	$C_{3i} = \bar{3}$	$C_3 = 3, C_{3i} = \bar{3}$
	$D_{3d} = \bar{3}m$	$C_{3v} = 3m, D_3 = 32,$ $D_{3d} = \bar{3}m$
Քառանկյուն (տետրագոնալ)	$C_{4h} = 4/m$	$S_4 = \bar{4}, C_4 = 4,$ $C_{4h} = 4/m$
	$D_{4h} = 4/mmm$	$D_{2d} = \bar{4}2m, C_{4v} = 4mm,$ $D_4 = 422,$ $D_{4h} = 4/mmm$
Վեցանկյուն (հեքսագոնալ)	$C_{6h} = 6/m$	$C_{3h} = \bar{6}, C_6 = 6,$ $C_{6h} = 6/m$
	$D_{6h} = 6/mmm$	$D_{3h} = \bar{6}2m, C_{6v} = 6mm,$ $D_6 = 622,$ $D_{6h} = 6/mmm$
Խորանարդային	$T_h = m\bar{3}$	$T = 23, T_h = m\bar{3},$ $T_d = \bar{4}3m, O = 432$
	$O_h = m\bar{3}m$	$O_h = m\bar{3}m$

Որպես օրինակ դիտարկենք միաթեք բյուրեղային համակարգը: Այն ունի համաչափության երեք կետային խմբեր՝ $2, m$ և $2/m$ (2 -ը նշանակում է 2 -րդ կարգի առանցք, m -ը՝ հայելային հարթություն, կոտորակի նշանը ցույց է տալիս, որ 2 -րդ կարգի առանցքն ուղղահայաց է հայելային հարթությանը): Դրանցից համաչափության կենտրոն պարունակում է միայն $2/m$ խումբը:

Դիցուք՝ բյուրեղը պատկանում է 2 խմբին: Դիֆրակտային պատկերը կունենա նույն համաչափությունը (եթե ընկնող փունջն ուղղված է այդ առանցքով)՝ գումարած համաչափության կենտրոնը: Բայց 2-րդ կարգի պատման առանցքին համաչափության կենտրոն ավելացնելիս ստանում ենք համաչափության $2/m$ խումբը, քանի որ համաչափության այդ երկու տարրերի համադրումից ծնվում է համաչափության երրորդ տարրը՝ 2-րդ կարգի պատման առանցքին ուղղահայաց m հարթությունը: Ճիշտ նույն կերպ՝ m կետային խմբին համաչափության կենտրոն ավելացնելիս նորից ստանում ենք $2/m$ խումբը: Այսպիսով, այդ բյուրեղային համակարգի երեք խմբերից որևէ մեկին պատկանող բյուրեղի համար ստացված դիֆրակտային պատկերի վրա միշտ հայտնաբերում ենք $2/m$ կետային խումբը: Սա էլ հենց միաթեք բյուրեղային համակարգի դիֆրակտային դասն է:

Այս օրինակից երևում է, որ կենտրոնահամաչափության օրենքը սահմանափակում է բյուրեղի համաչափության դասի վերջնական որոշումը: Երբեմն հետազոտության սկզբնական շրջանում կետային խմբի որոշման համար հաջողությամբ օգտվում են բյուրեղի ֆիզիկական հատկություններից: Նկատի ունենալով բյուրեղի տարբեր անիզոտրոպ հատկությունները, ինչպես, օրինակ, բևեռացման հարթության պտույտը, կեռաքերման պատկերի համաչափության և ձևի, պիեզոէլեկտրական հատկությունները և այլն, հնարավոր է ստանալ լրացուցիչ տվյալներ և մեծ մասամբ հարցին տալ վերջնական պատասխան:

Սակայն, եթե կետային խմբի որոշման համար օգտվել ենք շերտավոր գծերի ցուցավորումից, կանոնավոր մարման օրենքների, ուժգնության գնահատման մեթոդներից, ապա ոչ միայն միարժեքորեն կարելի է որոշել բյուրեղի կետային խումբը, այլ նաև վերջնականորեն վերծանել բյուրեղային կառուցվածքը:

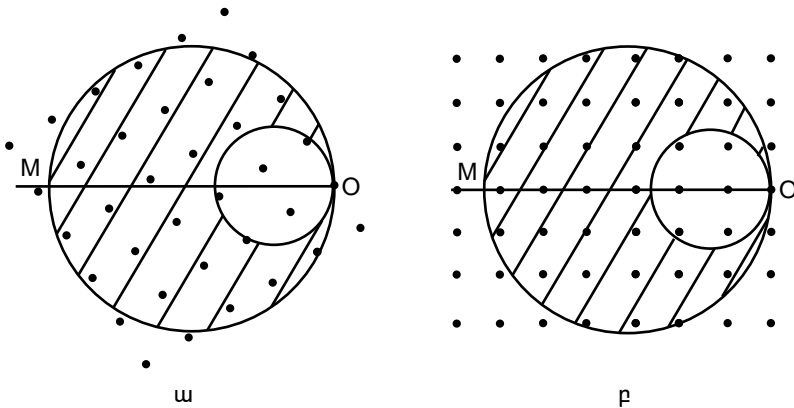
2. Դիֆրակտային դասի որոշումը լաուեզրերով

Ռենտգենագրերի միջոցով բյուրեղների դիֆրակտային դասի որոշման ամենապարզ և հարմար մեթոդը Լաուեի մեթոդն է (բազմերանգային մեթոդ):

Հիշենք այդ մեթոդի երկրաչափությունը: Հակադարձ ցանցի և անդրադարձման գնդոլորտի միջոցով հեշտ է պատկերացնել համաչափ դիֆրակտային փնջերի առաջացումը: Դիցուք՝ բյուրեղն ունի համաչափության ինչ-որ տարր: Բյուրեղի կամայական կողմնորոշման դեպքում, երբ համաչափության այդ տարրը զուգահեռ չէ ընկնող փնջին, դիֆրակտված ճառագայթներ սովոր հակադարձ ցանցի «ցուցիչների դաշտի» ողջ տիրույթում (նկարում ստվերագծված մասը) ընդհանրապես հնարավոր չէ գտնել այնպիսի ճառագայթներ, որոնք տարածականորեն կապված են համաչափության այդ տարրով և միաժամանակ պատկանում են համաչափ համարժեք հանգույցների (նկ. 2ա): Այժմ ենթադրենք՝ բյուրեղը կողմնորոշված է այնպես, որ համաչափության տարրը համընկնում է սկզբնական փնջի հետ (նկ. 2բ): Հեշտ է պատկերացնել, որ այդպիսի կողմնորոշման դեպքում հակադարձ ցանցը համաչափ է տեղակայված անդրադարձման գնդոլորտի և ընկնող փնջի նկատմամբ: Պարզ է՝ անդրադարձման գնդոլորտի վրա միաժամանակ կլինի մի քանի հանգույց, որոնք միմյանց հետ կապված կլինեն համաչափության տրված տարրով, և դիֆրակտված ճառագայթները թաղանթի վրա կվերարտադրեն բյուրեղի համաչափությունն ընկնող փնջի ուղղության նկատմամբ:

Նշենք, որ լաուեգրերով բյուրեղի համաչափության որոշման պատկերավորությունն է այն բանի պատճառը, որ գրականության մեջ «դիֆրակտային համաչափություն» և «դիֆրակտային համաչափության դասեր» տերմինների փոխարեն հաճախ օգտագործվում են «Լաուեի համաչափություն» և «Լաուեի դասեր» տերմինները:

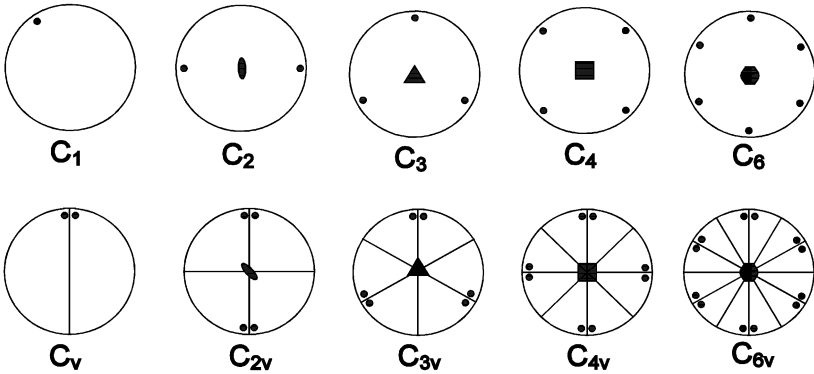
Այժմ պարզենք, թե ինչպիսի համաչափությամբ օժտված կլինի լաուեգիրը բյուրեղի համաչափության որևէ տարր ընկնող փնջի ուղղությամբ ուղղելու դեպքում: Ընկնող փնջի նկատմամբ կամայական կողմնորոշված կամայական բյուրեղ և եռանկյուն բյուրեղային համակարգի բյուրեղները կտան ոչ համաչափ լաուեգրեր: Լաուեգրի այդ տեսակին վերագրվում է 1-ին կարգի համաչափության առանցք և նշանակվում է C_1 նշանով: Լաուեգիրն օժտված կլինի թիթեղի հարթությանն ուղղահայաց 2-րդ, 3-րդ, 4-րդ կամ 6-րդ կարգի համաչափության առանցքով,



Նկ. 2. Բյուրեղի դիրքորոշումը փնջի ուղղության նկատմամբ

Եթե բյուրեղում կա փնջի երկայնքով ուղղված համապատասխան կարգի պտտման առանցք: Բացի այդ՝ ընկնող փնջի ուղղության հետ, պտտման առանցքներից բացի (C_n , $n = 1, 2, 3, 4, 6$), կարող են համընկնել նաև բյուրեղի համաչափության հարթությունները: Առաջանում են ևս 5 տեսակի լաուեգրեր (C_{nv} , $n = 1, 2, 3, 4, 6$), որոնցում առկա են համաչափության գծեր և պտտման առանցքներ: Ընդամենը կարելի է տարբերակել լաուեգրի 10 տեսակի համաչափություն (նկ. 3):

Դիֆրակտային համաչափության դասերի մեջ կան այնպիսիք, որոնցում կան նույն տարրերը: Պարզ է, որ համաչափության այդ տարրերով կստանանք նույն տեսակի լաուեգրեր և առանց լրացուցիչ նկարահանման չենք կարող դրանք տարբերել միմյանցից: Օրինակ՝ լաուեգրի վրա համաչափության գիծ՝ համաչափության C_v տեսակի լաուեգրի կարող են տալ բոլոր լաուեդասերի բյուրեղները, բացի C_i -ից և C_{3i} -ից: T_h լաուեդասի խորանարդային բյուրեղները, որոնք նկարահանված են տարածական անկյունագծի ուղղությամբ, և C_3 լաուեդասի մեջ մտնող բյուրեղները՝ նկարահանված 3-րդ կարգի առանցքի ուղղությամբ, առաջացնում են C_3 համաչափության լաուեգրի: Համաչափության C_{2v} տեսակի լաուեգիր կարող են առաջացնել D_{2h} , D_{4h} , D_{6h} և T_h դասերի բյուրեղները՝ նկարահանված 2-րդ կարգի առանցքների երկայնքով: Համաչափության C_{3v} տեսակի լաուեգրի կտան $\bar{3}$ (3-րդ կարգի համաչափության առանցք) առանցքի ուղղությամբ նկարահանված O_h դասի բյու-



Նկ. 3. Լատուեզրերի համաչափության տեսակները

րեղները: D_{4h} դասի՝ քառանկյունային առանցքի երկայնքով նկարված բյուրեղները, ինչպես նաև O_h և T_h դասերի՝ խորանարդի 4-րդ կարգի առանցքի երկայնքով նկարված բյուրեղները կտան C_{4v} համաչափության նույն տեսակի լատուեզրեր: Վերջապես, լատուեզրի C_{6v} տիպի համաչափությունը պատկանում է միայն D_{6h} լատուեզրի բյուրեղներին՝ նկարված 6-րդ կարգի առանցքի երկայնքով:

Ասվածից պարզ է, որ դիֆրակտային դասի ամենաարագ և միարժեք որոշման համար պետք է ընկնող փնջի հետ համընկեցնել դասի այն համաչափության տարրը, որը միարժեքորեն է բնութագրում տվյալ դասը: Այդպիսի տարրեր են պատման առանցքները, որոնք ուղղված են գլխավոր առանցքներով, իսկ երբեմն՝ տարածական անկյունագծերով:

Օրինակ՝ միջին բյուրեղային համակարգերի բյուրեղների դիֆրակտային դասն ամենահեշտ ձևով պարզելու համար դրանց գլխավոր առանցքներն ուղղում են ընկնող փնջի ուղղությամբ: Միաթեք և ուղղանկյուն համակարգերի բյուրեղները պետք է նկարել 2-րդ կարգի համաչափության առանցքների ուղղությամբ: Լատուեզրերի տեսակները համապատասխանաբար կլինեն՝ C_2 և C_{2v} : Խորանարդային բյուրեղային համակարգի T_h և O_h դասերի բյուրեղների 2-րդ և 4-րդ կարգի առանցքները պետք է ուղղել ընկնող փնջի ուղղությամբ: Կասկածի դեպքում

կարելի է նկարել նաև 3-րդ կարգի համաչափության առանցքի ուղղությամբ (խորանարդի տարածական անկյունագծի երկայնքով):

ՉԱՓՈՂ ՍԱՐՔԻ ԵՎ ՄԵԹՈՂԻ ՆԿԱՐԱԳՐՈՒԹՅՈՒՆ

Լաուեզերերով դիֆրակտային դասի որոշման աշխատանքը հարմար է կատարել անշարժ բյուրեղների նկարահանման ռենտգենյան խցիկով (PKCO) կամ տարրական բջջի պարամետրերի որոշման ռենտգենյան խցիկով (PKOII), քանի որ դրանք ունեն ամենամեծ հնարավորությունները՝ ընտրված ուղղությունը փնջի երկայնքով կամ դրան ուղղահայաց ուղղելու համար: PKOII խցիկում այդ հնարավորությունը փոքր-ինչ սահմանափակ է, և ոչ ամեն ցանկալի ուղղություն է հնարավոր համատեղել փնջի ուղղության հետ (օրինակ՝ անկյունաչափային գլխիկի ուղղաձիգ առանցքին մոտ ուղղությունները): PKCO խցիկում գործնականում կամայական ուղղություն կարելի է ուղղել փնջի երկայնքով, քանի որ հնարավորություն կա գլխիկն առանցքով տեղափոխել փնջի երկայնքով:

Գործնականում համաչափ դասավորված բծերով լաուեզիր ստանալու համար նպատակահարմար է օգտվել խառը ճառագայթումից, երբ ռենտգենյան ճառագայթման սպեկտրում առկա են և՛ բնութագրական, և՛ անընդհատ ճառագայթումները: Դա արվում է՝ ելնելով այն բանից, որ լաուեզերերը շատ զգայուն են տեղադրման նկատմամբ: Եթե օգտվենք միայն բնութագրական ճառագայթումից, ապա ընկնող փնջի և անդրադարձնող հարթության միջև կազմված անկյան աննշան փոփոխություն կարող է հանգեցնել տվյալ անդրադարձման վերացման, որը կբերի թիթեղի վրա բծերի դասավորության համաչափության խախտման: Սակայն խառը ճառագայթման դեպքում, անընդհատ ճառագայթման մեջ բնութագրականին մոտ ալիքի երկարությունների գոյության շնորհիվ, տվյալ անդրադարձումը գոյություն կունենա, չնայած այդպիսի անդրադարձման ուժգնությունը շատ թույլ կլինի մյուսների համեմատությամբ: Այսպիսով, հեշտանում է լաուեզրի վրա բծերի դասավորման համաչա-

փության հայտնաբերումը: Նշենք նաև, որ բյուրեղի կամայական կողմնորոշման դեպքում լաուեգրի վրա բծերի դասավորության համաչափություն չի հայտնաբերվի: Դեռ ավելին, պարզ է, որ նույն բյուրեղի՝ տարբեր դիրքերից ստացված լաուեգրերը միմյանցից կտարբերվեն թիթեղի վրա բծերի դասավորությամբ:

Կամայականորեն կողմնորոշված բյուրեղից համաչափ դիֆրակտային պատկեր ստանալու համար անհրաժեշտ է նախօրոք ստանալ լաուեգրեր և ըստ դրանց կառուցել բյուրեղի տարածագրական (ստերեոգրաֆիկ) պրոյեկցիան: Պրոյեկցիայի վրա ընտրելով այն ուղղությունը, որի երկայնքով ենթադրվում է համաչափության տարրի առկայություն, գտնում են տրված ուղղության գնդային անկյունները և պրոյեկցիայի վրա այդ ուղղությանը համապատասխանող կետը տեղափոխում կամ պրոյեկցիայի կենտրոն (տվյալ ուղղության համատեղում ընկնող փնջի հետ), կամ Վուլֆի ցանցի վերին բևեռ (այդ ուղղության համատեղում անկյունաչափային գլխիկի ուղղաձիգ առանցքի հետ): Ընտրված ուղղությամբ բյուրեղը սարելուց հետո կարելի է ստանալ սպասվող համաչափությամբ լաուեգիր:

Անցնենք անկյունաչափային գլխիկի աղեղներով տեղաշարժերի միջոցով ընտրված ուղղությունների ուղղորդման նկարագրությանը՝ գլխիկի առանցքի կամ ընկնող փնջի երկայնքով:

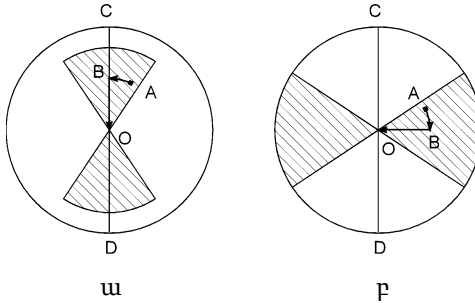
1. PKCO խցիկում ընտրված ուղղությունն ընկնող փնջի ուղղությամբ ուղղորդելու համար հարմար է օգտվել այնպիսի անկյունաչափային գլխիկից, որով բյուրեղը վերևի փոքր և ներքևի մեծ աղեղներով կարելի է շեղել մինչև 60° միջակայքում: Բացի գլխիկի աղեղներով այդ պտույտներից, գլխիկը կարելի է պտտել ուղղաձիգ առանցքի շուրջը:

Լաուեգիրն ստանում են անկյունաչափի գլխիկի այնպիսի դիրքում, երբ մեծ աղեղի (փոքր աղեղի) հարթությունն ուղղահայաց է ֆոտոթաղանթին: Վուլֆի ցանցի օգնությամբ տարածագրական պրոյեկցիայի կառուցումից հետո հեշտ է գտնել այն պտույտները, որոնք պետք է կատարել անկյունաչափային գլխիկի աղեղների միջոցով՝ տրված ուղղությունն ընկնող փնջի ուղղության հետ համատեղելու համար (պրոյեկ-

ցիայի վրա դա կհամապատասխանի տրված կետի համատեղմանը պրոյեկցիայի O կենտրոնի հետ):

Փոքր աղեղի պտույտով A կետը բերվում է B կետ և ապա՝ համատեղվում պրոյեկցիայի O կենտրոնի հետ (նկ. 4, ա):

2. Եթե անհրաժեշտ ուղղությունը պրոյեկցիայի վրա Վուլֆի ցանցի հորիզոնական տրամագծի մոտ է, ապա փոքր աղեղով բյուրեղի պտույտի միջոցով տրված ուղղությունը հանում են պրոյեկցիայի հորիզոնական տրամագծի վրա, և ուղղաձիգ առանցքի շուրջն անկյունաչափային գլխիկի պտույտով տրված ուղղությունը (պրոյեկցիայի B կետը) համատեղում ընկնող փնջի (պրոյեկցիայի O կենտրոնի) հետ (նկ. 4, բ):



Նկ. 4. Անկյունաչափային գլխիկի աղեղներով տեղաշարժերը

Ընտրված ուղղությունների ուղղումն անկյունաչափային գլխիկի առանցքի երկայնքով

Որոշ դեպքերում տրված ուղղությունը հարմար է ուղղել գլխիկի առանցքով, քանի որ անհրաժեշտության դեպքում գլխիկի տեղափոխության միջոցով նույն այդ ուղղությունը հեշտությամբ կարելի է համատեղել ընկնող փնջի հետ: Որպեսզի սովյալ ուղղությունը (պրոյեկցիայի վրա A կետը) համատեղվի գլխիկի ուղղաձիգ առանցքի հետ (պրոյեկցիայի վրա այդ դիրքին համապատասխանում է Վուլֆի ցանցի վերին բևեռը՝ C կետը), անհրաժեշտ է իրականացնել երկու պտույտ (նկ. 4, բ).

ա. Բյուրեղը փոքր աղեղով պտտել AOB անկյունով, ընդ որում փոքր աղեղի հարթությունը պետք է զուգահեռ լինի թիթեղի հարթությանը (այդ ուղղությունն ուղղում ենք ուղղաձիգ հարթությամբ). պրո-

յեկցիայի վրա՝ $A \rightarrow B$:

բ. Մեծ աղեղի պտույտով այդ ուղղությունը համատեղվում է գլխիկի ուղղաձիգ առանցքի հետ ($B \rightarrow C$): Պտույտի անկյան մեծությունը չափվում է Վուլֆի ցանցի օգնությամբ:

Պահանջվող ուղղությունը փնջի ուղղությամբ կամ գլխիկի ուղղաձիգ առանցքի ուղղությամբ ուղղելուց հետո անհրաժեշտ է ճշգրտել սարումը և այնուհետև ստանալ լաուեգիր, որով կարելի է որոշել հետագուտվող բյուրեղի դիֆրակտային դասը: Եթե արդեն կա սարված և կողմնորոշված բյուրեղ, Լաուեի դասի միարժեք որոշման համար բավական է ստանալ մեկ կամ երկու լաուեգիր:

ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ԿԱՏԱՐՄԱՆ ԿԱՐԳԸ

1. Նախօրոք սարված և կողմնորոշված բյուրեղն անկյունաչափային գլխիկով տեղադրել PKCO կամ PKOI խցիկում: Ստուգել բյուրեղի կենտրոնացումը: Միացնել սարքը և ստուգել փնջի առկայությունը խցիկում՝ լաբորանտի կամ դասախոսի ներկայությամբ:
2. Ստանալ լաուեգիր՝ ընկնող փնջի հետ համատեղելով բյուրեղի առանցքներից ցանկացածը, որը համաչափության տարր է: Եթե լաուեգրի համաչափության տեսակով անհնար է ճշգրիտ որոշել բյուրեղի դիֆրակտային դասը, ապա անհրաժեշտ է փոխել բյուրեղի դիրքը և ստանալ ևս մեկ լաուեգիր՝ փունջը համատեղելով մեկ այլ առանցքի կամ տարածական անկյունագծի հետ:
3. Ստացված համաչափ լաուեգրերով որոշել բյուրեղի դիֆրակտային դասը:

Չկողմնորոշված բյուրեղի դեպքում աշխատանքը պետք է կատարել հետևյալ կարգով.

1. Ստանալ մեկ կամ երկու լաուեգիր:
2. Կառուցել տարածագրական պրոյեկցիան և Վուլֆի ցանցով որոշել բյուրեղագրական առանցքների գնդային կոորդինատները:
3. Ստանալ լաուեգրեր՝ ընկնող փնջի հետ հաջորդաբար համատեղելով բյուրեղագրական առանցքների ուղղությունները:

4. Վերլուծելով թիթեղի վրա ստացված համաչափ պատկերը՝ որոշել բյուրեղի դիֆրակտային դասը:

ՄՏՈՒԳՈՂԱԿԱՆ ՀԱՐՑԵՐ

1. Ինչո՞ւ բյուրեղներում չի կարող գոյություն ունենալ 5-րդ կարգի համաչափության առանցք:
2. Գրել Բրեգի բանաձևը hkl և $\bar{h}\bar{k}\bar{l}$ ցուցիչներով անդրադարձումների համար և մեկնաբանել այն:
3. Ինչո՞ւ դիֆրակտված ճառագայթների տարածական բաշխման մեջ ոչ միշտ են նկատվում համաչափության տարրեր:
4. Ապացուցել, որ 2-րդ կարգի պտտման առանցք կամ համաչափության m հարթություն պարունակող բյուրեղից ստացված դիֆրակտային համաչափության դասը $2/m$ է:
5. Ինչպե՞ս կարելի է ճշգրտորեն պարզել կետային խումբը:
6. Բյուրեղի կետային խումբը $C_{4v} = 4mm$ է: Ինչպիսի՞ն կլինի նրա դիֆրակտային դասը:
7. Պիեզոէլեկտրական բյուրեղի դիֆրակտային դասը $6/m$ է: Ո՞րն է նրա կետային խումբը:
8. Բյուրեղի դիֆրակտային դասը $4/mmm$ է: Ո՞րն է նրա կետային խումբը:
9. Ի՞նչ համաչափության լատեգրեր կստացվեն mmm կետային խմբի բյուրեղից՝ ընկնող փնջի նկատմամբ նրա տարրեր դիրքերում:

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. **А. А. Русаков.** Рентгенография металлов, М., Атомиздат, 1977.
2. **Я. С. Уманский.** Рентгенография металлов, М., Металлургия, 1973.

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 3
ԲԱԶՄԱԲՅՈՒՐԵՂԱՅԻՆ ԲԱՐԱԿ ԹԱՂԱՆԹԻ ԲՐԱՎԵԻ
ՑԱՆՑԻ ՈՐՈՇՈՒՄՆ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ ԴԻՖՐԱԿՑԻԱՅԻ
ՄԵԹՈԴՈՎ
ՆԵՐԱԾՈՒԹՅՈՒՆ

Ինչպես հայտնի է, ալիք-մասնիկ երկվությունը բնորոշ է և՛ էլեկտրամագնիսական ալիքներին, և՛ բոլոր նյութական մասնիկներին:

Մասնիկային հատկությունները բնութագրվում են E էներգիայով և p իմպուլսով, իսկ ալիքային հատկությունները՝ ω հաճախությամբ և k ալիքային վեկտորով: Ֆոտոնի համար այդ մեծությունները կապված են

$$E = \hbar\omega, \quad p = \hbar k \quad (1)$$

առնչություններով, որտեղ $\hbar = h / 2\pi = 1,05 \cdot 10^{-34}$ Ջ · վ:

Դը Բրոյլի վարկածի համաձայն՝ (1) առնչությունները կիրառելի են նաև մասնիկների համար: Այս պնդումից հետևում է, որ p իմպուլսով մասնիկի Դը Բրոյլի ալիքի երկարությունը՝

$$\lambda = \frac{2\pi}{k} = \frac{h}{p} \quad (2)$$

Գնահատենք էլեկտրոնի Դը Բրոյլի ալիքի երկարության կարգը: Ենթադրենք՝ կաթոդից ջերմաէլեկտրոնային առաքման հետևանքով պոկված էլեկտրոնն արագացվում է կաթոդի և անոդի միջև կիրառված այնպիսի U լարման դաշտով, որի դեպքում էլեկտրոնի արագությունը զգալիորեն փոքր է վակուումում լույսի արագությունից՝ $v \ll c$, ուստի կիրառելի է ոչ ռելյատիվիստական մոտեցումը: Այդպիսի դաշտում էլեկտրոնը ձեռք կբերի $E = p^2 / 2m = eU$ էներգիա և

$$p = \sqrt{2meU} \quad (3)$$

իմպուլս: (2) և (3) բանաձևերի համաձայն՝

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2meU}} \quad (4)$$

(4) բանաձևում տեղադրելով էլեկտրոնի զանգվածի ($m = 9,1 \cdot 10^{-31}$ կգ) և տարրական լիցքի ($e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Կլ) արժեքները, լարումն արտահայտելով վոլտով, իսկ ալիքի երկարությունը՝ անգստրեմով, կստանանք.

$$\lambda = \sqrt{\frac{150}{U}} \cdot 10^{-10} \text{ մ} = \sqrt{\frac{150}{U}} \text{ \AA} : \quad (5)$$

Մեծ արագացնող լարումների դեպքում, երբ արտաքին դաշտում էլեկտրոնի ձեռք բերած էներգիան դառնում է նրա հանգստի էներգիայի կարգի՝ $E_0 = mc^2$, էլեկտրոնի կինետիկ էներգիան և արագությունը որոշվում են

$$E = eU = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - mc^2, \quad (6)$$

$$v = c \frac{\sqrt{e^2 U^2 + 2meUc^2}}{eU + mc^2} \quad (7)$$

բանաձևերով: Այսպիսի արագությամբ շարժվող էլեկտրոնի դրբրոյլան ալիքի երկարությունը՝

$$\lambda = \frac{h}{mv} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = \frac{h}{\sqrt{2meU \left(1 + \frac{eU}{2mc^2} \right)}} : \quad (8)$$

Ոչ ռելյատիվիստական տիրույթում, երբ $eU \ll mc^2$, (8) բանաձևից հետևում է (4) բանաձևը: (8) արտահայտության մեջ տեղադրելով ունիվերսալ հաստատունների արժեքները, կստանանք.

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{1 + 9,788 \cdot 10^{-7} U}} \cdot \sqrt{\frac{150}{U}} \text{ \AA}, \quad (9)$$

որտեղ U -ն չափվում է վոլտով: (9) բանաձևի առաջին արտադրիչի հայտարարում գրված արտահայտությունը ռելյատիվիստական ուղղումն է, որն էական է դառնում, երբ $U \geq 10^5$ Վ: Մասնավորապես, եթե $U = 100$ կԷՎ, ապա $\lambda \approx 0,037 \text{ \AA}$, ընդ որում ռելյատիվիստական ուղղման անտեսումը հանգեցնում է 5%-ի սխալի:

ՏԵՍԱԿԱՆ ՄԱՍ

Բազմաբյուրեղը կազմված է միմյանց նկատմամբ քառասյնորեն կողմնորոշված բյուրեղիկներից, որոնցից յուրաքանչյուրն իրենից ներկայացնում է փոքրիկ միաբյուրեղ: Բազմաբյուրեղից ստացվող դիֆրակտային պատկերների մեկնաբանման համար ծանոթանանք հակադարձ ցանցի գաղափարին, որը լայնորեն օգտագործվում է պինդ մարմնի ֆիզիկայում, ինչպես նաև էլեկտրոնների, ռենտգենյան ճառագայթների ու նեյտրոնների դիֆրակցիայի խնդիրներում:

Հակադարձ ցանցը սահմանվում է հետևյալ ձևով: Ենթադրենք՝ a -ն, b -ն, c -ն բյուրեղային ցանցի հիմնական վեկտորներն են: Հակադարձ ցանցի հիմնական a^* , b^* , c^* վեկտորները որոշվում են հետևյալ առնչություններով՝

$$a^* = \frac{[b \times c]}{V}, \quad b^* = \frac{[c \times a]}{V}, \quad c^* = \frac{[a \times b]}{V}, \quad (10)$$

որտեղ $V = a[b \times c]$ -ն բյուրեղային ցանցի տարրական բջժի ծավալն է: (10) բանաձևերից ստացվում են հետևյալ հավասարությունները.

$$aa^* = bb^* = cc^* = 1, \quad (11)$$

$$ab^* = ac^* = bc^* = ca^* = cb^* = 0:$$

(10) սահմանումից հետևում է, որ a^* , b^* , c^* վեկտորների մոդուլներն ունեն երկարության հակադարձ չափայնություն:

Հակադարձ ցանցն ունի հետևյալ հատկությունները.

1. Հակադարձ ցանցի $r_{hkl}^* = ha^* + kb^* + lc^*$ վեկտորը, որն ուղղված է դեպի հակադարձ ցանցի $[hkl]$ հանգույցը, ուղղահայաց է ուղիղ ցանցի (hkl) հարթությանը:

2. Հակադարձ ցանցի r_{hkl}^* վեկտորի երկարությունը հավասար է (hkl) հարթությունների ընտանիքում միջհարթությունային հեռավորության հակադարձ մեծությանը՝

$$r_{hkl}^* = \frac{1}{d_{hkl}}: \quad (12)$$

3. Հակադարձ ցանցի տարրական բջջի V^* ծավալը հավասար է համապատասխան ուղիղ ցանցի տարրական բջջի V ծավալի հակադարձ մեծությանը՝

$$V^* = \frac{1}{V} : \quad (13)$$

Բյուրեղային ցանցի (hkl) հարթությունների ընտանիքին համապատասխանում է հակադարձ ցանցի $[hkl]$ հանգույցը:

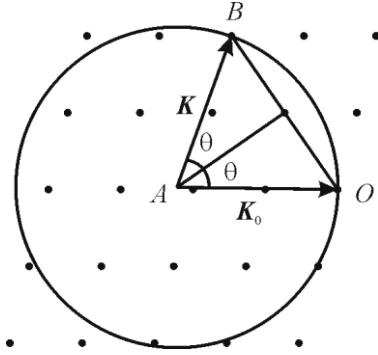
Օգտագործելով հակադարձ ցանցի գաղափարը՝ Էվալդը տվել է դիֆրակտային պատկերների առաջացման երկրաչափական պարզ մեկնաբանում: Էվալդի կառուցումը հնարավորություն է տալիս որոշելու դիֆրակտված փնջերի առաջացման հնարավորությունն ու դրանց ուղղությունները: Հետևելով Էվալդին՝ կառուցենք A կենտրոնով և $K_0 = 1/\lambda$ շառավղով գնդոլորտ (նկ. 1), որտեղ λ -ն էլեկտրոնային փնջի ալիքի երկարությունն է: Դրա համար հակադարձ ցանցի զրոյական O հանգույցից տանենք $-K_0$ վեկտորը և նրա A ծայրակետն ընդունելով որպես կենտրոն՝ կառուցենք $1/\lambda$ շառավղով անդրադարձման գնդոլորտ (Էվալդի գնդոլորտ): Քանի որ դիֆրակտային անդրադարձումները պայմանավորված են էլեկտրոնների առաձգական ցրումներով, ապա

$$K = K_0 = \frac{1}{\lambda} = AB = AO : \quad (14)$$

Նկ. 1-ում θ -ն ընկնող (K_0 -ով), ինչպես նաև անդրադարձած (K -ով) փնջերի և (hkl) հարթության կազմած անկյունն է (Բրեգի անկյուն), O -ն՝ հակադարձ ցանցի սկզբնակետը (զրոյական հանգույցը), AO -ն՝ ընկնող փունջը, AB -ն՝ անդրադարձած փունջը:

Դիֆրակտված փնջերի հնարավոր ուղղությունները որոշվում են անդրադարձման գնդոլորտի և հակադարձ ցանցի հանգույցների հատումներով:

(12) Բանաձևից հետևում է, որ ընդհանուր դեպքում տվյալ ուղղությամբ n -րդ հանգույցին համապատասխանող հակադարձ ցանցի վեկտորը՝ $\mathbf{H}^* = n \cdot \mathbf{r}_{hkl}^*$ (նկ.1-ում B հանգույցի համար $n = 2$, և $\mathbf{H}^* = n/d_{hkl}$):



Նկ. 1. Էվալդի կառուցումը հակադարձ ցանցում

Նշենք, որ n -րդ հանգույցը համապատասխանում է հարթություններից n -րդ կարգի անդրադարձմանը:

B կետը հակադարձ ցանցի $[hkl]$ հանգույցն է, ուստի $OB = n / d_{hkl}$: Միաժամանակ նկ. 1-ից հետևում է, որ

$$OB = \frac{2 \sin \theta}{\lambda} : \quad (15)$$

Այսպիսով՝

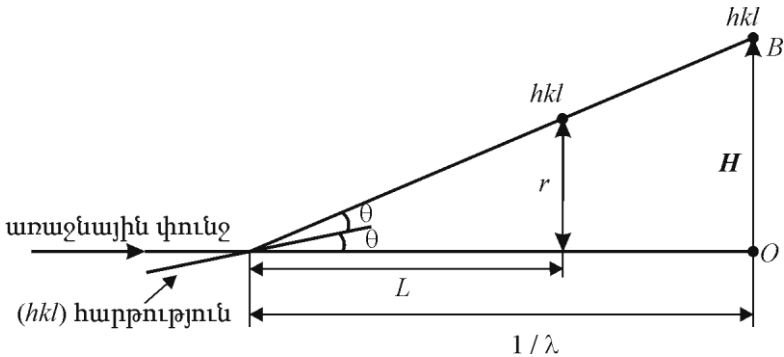
$$\frac{n}{d_{hkl}} = \frac{2 \sin \theta}{\lambda}, \quad \text{կամ} \quad 2d_{hkl} \sin \theta = n\lambda \quad (16)$$

առնչությունն անդրադարձման Բրեգի պայմանն է, որտեղ n -ն անդրադարձման կարգն է ($n = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$):

Այսպիսով, եթե հակադարձ ցանցի $[hkl]$ հանգույցն Էվալդի գնդալուրտի վրա է, ապա ուղիղ ցանցի (hkl) հարթությունների ընտանիքի համար տեղի ունի Բրեգի պայմանը, և դիֆրակտային պատկերի վրա կդիտվի (hkl) ցուցիչներով մաքսիմում: Ուստի, եթե գնդալուրտը հատում է հակադարձ ցանցի որևէ հանգույց, ապա առաջանում է համապատասխան անդրադարձում: Նշենք, որ հակադարձ ցանցի O գրոյական հանգույցին դիֆրակտային պատկերի վրա համապատասխանում է

սկզբնական (առաջնային) էլեկտրոնային փնջի հետքը:

Էլեկտրոններն արագացնող լարման 100կՎ արժեքի դեպքում Էվալդի գնդաձևի շառավիղը՝ $1/\lambda \sim 27\text{Å}^{-1}$, զգալի մեծ է հակադարձ ցանցի հաստատունից ($a^* \sim 0,1\text{Å}^{-1}$), որի հետևանքով գնդաձևը կարելի է որոշակի ճշտությամբ փոխարինել հարթությունով: Այդ դեպքում էլեկտրոնագիրն իրենից ներկայացնում է հակադարձ ցանցի զրոյական հանգույցով անցնող հարթ հատույթ, և դրա վրա դիտվող դիֆրակտային մաքսիմումները համապատասխանում են հակադարձ ցանցի՝ այդ հատույթի վրա տեղադրված հանգույցներին (նկ. 2):



Նկ. 2. Էլեկտրոնագիրը որպես հակադարձ ցանցի հարթ հատույթ

Նկ. 2-ում պատկերված եռանկյունների նմանությունից հետևում է, որ $r = HL\lambda$, որտեղ r -ն էլեկտրոնագրի վրա հեռավորությունն է զրոյական անդրադարձումից մինչև (hkl) անդրադարձումը, L -ը՝ նմուշից մինչև ֆոտոթիթեղ հեռավորությունը, H -ը՝ հակադարձ ցանցի $[hkl]$ հանգույցին համապատասխանող վեկտորի մոդուլը, $1/\lambda$ -ն՝ անդրադարձման (Էվալդի) գնդաձևի շառավիղը հակադարձ տարածության մեջ:

Այսպիսով՝ $r = HL\lambda$ հավասարումից հետևում է, որ էլեկտրոնագիրն իրենից ներկայացնում է հակադարձ ցանցի հարթ հատույթ՝ $L\lambda$

մասշտաբով: Քանի որ տվյալ դեպքում $r^*_{hkl} = H = 1/d$, ապա $rd = L\lambda$: Այս բանաձևի օգտագործման ճշտությունը մեծացնելու համար գործնականում այն օգտագործվում է հետևյալ տեսքով՝

$$2rd = 2L\lambda, \quad (17)$$

ընդ որում, $2r$ -ը գրոյական անդրադարձման նկատմամբ համաչափ դասավորված երկու անդրադարձումների միջև չափված հեռավորությունն է: $2L\lambda$ մեծությունն անվանում են էլեկտրոնագրիչի հաստատուն:

Միաբյուրեղի հակադարձ ցանցը հանգույցների կանոնավոր պարբերական եռաչափ համակարգ է: Հաշվի առնելով այն հանգամանքը, որ բազմաբյուրեղը բաղկացած է անկանոն դասավորված միաբյուրեղներից, բազմաբյուրեղային նմուշի հակադարձ ցանցի հանգույցները կարելի է ստանալ միաբյուրեղի հակադարձ ցանցը գրոյական հանգույցի շուրջը պտտելով: Պարզ է, որ արդյունքում բազմաբյուրեղի հակադարձ ցանցն իրենից կներկայացնի համակենտրոն գնդաձևային հանրույթ, որի կենտրոնը գրոյական հանգույցում է:

Այդպիսի գնդաձևային հատումը գրոյական հանգույցով անցնող հարթությունով կտա համակենտրոն օղակների շարք՝ բազմաբյուրեղի էլեկտրոնագրիչը: Էլեկտրոնային փնջի և բազմաբյուրեղային նմուշի միջև անկյան փոփոխման ժամանակ էլեկտրոնագրի տեսքը կմնա անփոփոխ: Էլեկտրոնագրի ամեն մի օղակ համապատասխանում է հակադարձ ցանցի որևէ r^*_{hkl} վեկտորի կամ (hkl) հարթություններից առաջացած անդրադարձման:

Բազմաբյուրեղից ստացված էլեկտրոնագրի երկրաչափությունը համապատասխանում է տվյալ բյուրեղային ցանցին բնորոշ միջհարթությունային d_{hkl} հեռավորություններին:

Բարձր համաչափություն, հատկապես խորանարդային ցանց ունեցող բյուրեղները կարելի է հաջողությամբ ուսումնասիրել բազմաբյուրեղների էլեկտրոնագրերով: Դիֆրակտային օղակների շառավիղները որոշվում են հետազոտվող նմուշի բյուրեղային կառուցվածքով: Դա հնարավորություն է տալիս հեշտությամբ որոշելու տվյալ բյուրեղի

Բրավեի ցանցի տեսակը, որը նկարագրում է համարժեք ատոմների դասավորությունը տվյալ բյուրեղային կառուցվածքում:

Իրոք, հայտնի է, որ խորանարդային բյուրեղների համար միջհարթությունային d հեռավորությունը որոշվում է հետևյալ բանաձևով՝

$$d = \frac{a}{\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}}, \quad (18)$$

որտեղ a -ն տարրական խորանարդային բջջի կողի երկարությունն է, h -ը, k -ն, l -ը՝ հարթությունների միլերյան ցուցիչները:

Քանի որ $2rd = 2L\lambda$, ապա դիֆրակտային օղակների շառավիղների տեսական արժեքների որոշման համար (նկատի ունենալով, որ $r = r_{hkl}$) ստացվում է

$$2r_{hkl} = \frac{2L\lambda}{a} \sqrt{h^2 + k^2 + l^2} \quad (19)$$

բանաձևը: $2L\lambda / a$ -ն հաստատուն մեծություն է տվյալ էլեկտրոնագրի համար, ուստի $2r_{hkl}$ -ի արժեքները փոխվում են $\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}$ -ին ուղիղ համեմատական: Օրինակ՝ նիստակենտրոն խորանարդային բյուրեղի համար թույլատրված անդրադարձումների բոլոր երեք ցուցիչները կամ կենտ են, կամ գույգ: Հայտնի է, որ տվյալ դեպքում օղակների ցուցիչներն էլեկտրոնագրի կենտրոնից դեպի նրա եզրը շարժվելիս կլինեն՝

$$(hkl) \rightarrow (111), (200), (220), (311), (222), (400), (331), (420), (422), \dots :$$

Ուրեմն, դիֆրակտային օղակների շառավիղներին, ըստ (19) բանաձևի, կհամապատասխանեն հետևյալ թվերը՝

$$\sqrt{3}, \sqrt{4}, \sqrt{8}, \sqrt{11}, \sqrt{12}, \sqrt{16}, \sqrt{19}, \sqrt{20}, \sqrt{24}, \dots :$$

Նման ձևով, պարզ խորանարդային ցանցի դեպքում թույլատրելի են բոլոր անդրադարձումները՝

$$(hkl) \rightarrow (100), (110), (111), (200), (210), (211), (220), (300), (310), (311), \dots,$$

և օղակների շառավիղների հարաբերության համար կստանանք՝

$$1 : \sqrt{2} : \sqrt{3} : \sqrt{4} : \sqrt{5} : \sqrt{6} : \sqrt{8} : \sqrt{9} : \sqrt{10} : \sqrt{11} : \dots :$$

Ծավալակենտրոն խորանարդային բջջի համար թույլատրելի անդ-

րադարձումների ցուցիչների գումարը գույգ թիվ է՝

$$(hkl) \rightarrow (110), (200), (211), (220), (310), (222), (321), (400), \dots :$$

Այս դեպքում օղակների շառավիղների հարաբերության համար կստանանք՝

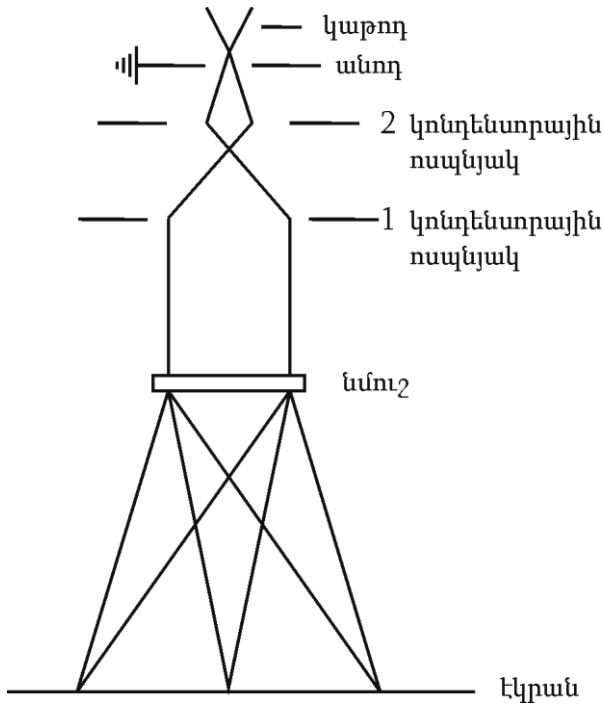
$$\sqrt{2} : \sqrt{4} : \sqrt{6} : \sqrt{8} : \sqrt{10} : \sqrt{12} : \sqrt{14} : \sqrt{16} \dots = 1 : \sqrt{2} : \sqrt{3} : \sqrt{4} : \sqrt{5} : \sqrt{6} : \sqrt{7} : \sqrt{8} \dots :$$

ՉԱՓՈՂ ՍԱՐՔԻ ԵՎ ՄԵԹՈՂԻ

ՆԿԱՐԱԳՐՈՒԹՅՈՒՆ

Բազմաբյուրեղային նմուշի էլեկտրոնագիրն ստացվում է էլեկտրոնագրիչի միջոցով: Էլեկտրոնագրիչը կազմված է մետաղե գլանից, որից օդը հանված է (ճնշումը 10^{-5} մմ սնդիկի սյան) և որում հաջորդաբար տեղադրված են էլեկտրոնների աղբյուրը (սովորաբար այն վոլֆրամի թելիկ է), անոդը, երկու մագնիսական կոճերը, որոնք ծառայում են որպես ոսպնյակներ էլեկտրոնային փնջերի համար, հետագտվող բազմաբյուրեղային նմուշը, լյումինեսցենտային էկրանը և ֆոտոթիթեղը (նկ. 3):

Կաթոդով անցնում է էլեկտրական հոսանք, և ջերմաէլեկտրոնային առաքման հետևանքով կաթոդի շուրջն առաջանում է էլեկտրոնային ամպ: Կաթոդի և անոդի միջև ստեղծվում է ուժեղ էլեկտրական դաշտ, որն արագացնում է էլեկտրոնները: Կաթոդի վրա կիրառվում է բացասական պոտենցիալ, իսկ անոդը հողակցվում է: Արդյունքում էլեկտրոնները շարժվում են դեպի անոդ և անցնում նրա կենտրոնում արված անցքով, որից հետո կիզակետվում են կոնդենստրային ոսպնյակներով և ընկնում հետագտվող նմուշի վրա: Էլեկտրոնները, անցնելով բյուրեղային նմուշով, ենթարկվում են դիֆրակցիայի: Համապատասխան դիֆրակտային նկարը դիտվում է ֆլուորեսցենտային էկրանի վրա ու նկարահանվում ֆոտոթիթեղի վրա: Արագացնող լարումը սովորաբար փոփոխվում է 25–100 կՎ սահմաններում: 100 կՎ արագացնող լարման դեպքում, ինչպես հետևում է (9) բանաձևից, էլեկտրոնների ալիքի երկարությունը կազմում է 0,037Å :



Նկ. 3. Էլեկտրոնագրիչի օպտիկական սխեման

ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ԿԱՏԱՐՄԱՆ ԿԱՐԳԸ

1. Գոլորշիացման եղանակով ստանալ բազմաբյուրեղային նմուշի բարակ թաղանթ:
2. Էլեկտրոնագրիչի վրա ստանալ բազմաբյուրեղի էլեկտրոնագիրը:
3. Էլեկտրոնագրի վրա չափել դիֆրակտային օղակների $2r_{hkl}$ տրամագծերը:
4. Համեմատելով $2r_{hkl}$ տրամագծերի փորձնական ու տեսական արժեքների հարաբերությունները՝ որոշել խորանարդային բյուրեղի Բրավեի ցանցի տեսակը:

5. Գտնել բջջի հաստատունը և ցուցավորել բազմաբյուրեղի էլեկտրոնագիրը:

ՄՏՈՒԳՈՂԱԿԱՆ ՀԱՐՑԵՐ

1. Ի՞նչ բանաձևով է որոշվում էլեկտրոնի Դը Բրոյլի ալիքի երկարությունը, երբ արագացնող պոտենցիալի՝ $U \ll 100$ կՎ և $U \geq 100$ կՎ արժեքների դեպքում:
2. Ի՞նչ է բազմաբյուրեղը:
3. Տվեք հակադարձ ցանցի սահմանումը և նշեք հակադարձ ցանցի հատկությունները:
4. Ինչպիսի՞ն է միաբյուրեղի հակադարձ ցանցը:
5. Հակադարձ ցանցի n ՞ր հանգույցը բազմաբյուրեղի դեպքում չի ձևափոխվում գնդաձևի և մնում է որպես կետ:
6. Գրել Բրեգի պայմանը:
7. Ի՞նչն է հակադարձ ցանցում համապատասխանում ուղիղ ցանցի (hkl) հարթությունների ընտանիքին:
8. Ինչպիսի՞ն պետք է լինի հակադարձ ցանցի հանգույցի դիրքն Էվալդի գնդաձևի նկատմամբ, որպեսզի տեղի ունենա (hkl) հարթություններից էլեկտրոնների անդրադարձում:
9. Հակադարձ ցանցի n ՞ր հանգույցն է միշտ Էվալդի գնդաձևի վրա:
10. Ո՞ր անդրադարձումն է միշտ առկա, անկախ բյուրեղի կողմնորոշումից:
11. Ինչո՞ւ էլեկտրոնագիրը կարելի է դիտարկել որպես հակադարձ ցանցի հարթ հատույթ:
12. Ինչպե՞ս է բացատրվում բազմաբյուրեղի էլեկտրոնագրի երկրաչափական տեսքը հակադարձ ցանցի միջոցով:
13. Ի՞նչ բանաձևով են որոշում խորանարդային բյուրեղի միջհարթությունային հեռավորությունները:
14. Ի՞նչ բանաձևով են որոշում դիֆրակտային օղակների շառավիղների տեսական արժեքները:

15. Ինչպիսի՞ն են պարզ խորանարդային ցանցի անդրադարձումների ցուցիչները և դիֆրակտային օղակների տրամագծերի տեսական արժեքների հարաբերությունը:
16. Ինչպիսի՞ն են նիստակենտրոն և ծավալակենտրոն խորանարդային ցանցերի անդրադարձումների ցուցիչները և դիֆրակտային օղակների տրամագծերի տեսական արժեքների հարաբերությունը:

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. **Պ. Հ. Բեզիրզանյան**, Ռենտգենյան հետազոտությունների ֆիզիկական հիմունքները, Երևան, ԵՊՀ հրատ., 1977:
2. **Ս. Ս. Չիրակոսյան**, Պինդ մարմնի ֆիզիկայի ներածություն, Մաս I, Երևան, ԵՊՀ հրատ., 2015:
3. **Я. С. Уманский, Ю. А. Скаков, А. Н. Иванов, Л. Н. Расторгуев**. Кристаллография, рентгенография и электронная микроскопия, М., Металлургия, 1982.
4. **Б. К. Вайнштейн**. Современная кристаллография, т. 1, М., Наука, 1979.

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 4
ԱՆԴՐԱԶԱՅՆԱՅԻՆ ԱԼԻՔՆԵՐԸ
ՊԻՆԴ ՄԱՐՄԻՆՆԵՐՈՒՄ
ՆԵՐԱԾՈՒԹՅՈՒՆ

Ծավալային և մակերևութային առաձգական ձայնային ալիքները լայնորեն կիրառվում են պինդ մարմինների ֆիզիկական հատկությունների ուսումնասիրության ձայնային (ակուստիկական) մեթոդներում: Փորձարարական տեխնիկայի կատարելագործումը և առաձգական ալիքների հաճախային տիրույթի ընդլայնումը (մինչև 10^{11} Հց) պինդ մարմիններում առաձգական ալիքների տարածման մեխանիզմի տեսական պատկերացումների զարգացման հետ միասին հանգեցրին այն բանին, որ անդրաձայնային մեթոդները պինդ մարմնի ֆիզիկայում դարձան չափազանց օգտակար, հաճախ՝ նաև անփոխարինելի: Մասնավորապես, մետաղների և կիսահաղորդիչների էլեկտրոնային հատկությունների, ֆազային անցումների բնույթի, միջատոմային փոխազդեցության ուժերի աններդաշնակության մասին տեղեկություններ կարող են ստացվել ժամանակակից ձայնային մեթոդների օգնությամբ: Ներկայում անդրաձայնային ալիքները պինդ մարմիններում ունեն նաև գործնական լայն կիրառություն: Միջավայրի մեխանիկական անհամասեռության նկատմամբ անդրաձայնային ալիքների բարձր զգայնությունը հանգեցրել է անդրաձայնային արատաղիտության ստեղծմանը, որը հնարավորություն է տալիս որոշելու նյութում արատների առկայությունը և բնույթն այն դեպքերում, երբ ուսումնասիրության այլ մեթոդներ կիրառելի չեն: Ներկայում անդրաձայնային արատաղիտությունը չքայքայող ստուգման համակարգի գլխավոր մեթոդներից է:

Առաձգական ալիքների արագության, հետևաբար՝ նաև տրված հաճախության դեպքում ալիքի երկարության փոքր արժեքը (հինգ կարգով փոքր էլեկտրամագնիսական ալիքների համեմատությամբ) հնարավորություն տվեց ստեղծելու տեղեկատվության մշակման միկրոմանրաչափ բարձրարդյունավետ սարքեր (հապաղման գծեր, զտիչներ, կողավորման համակարգեր և այլն): Պինդ մարմիններում անդրաձայ-

նային ալիքների տարածման դեպքում ոչ գծային երևույթների օգտագործումը հանգեցրեց հաճախային բազմապատկիչների և խառնիչների, պարամետրական ուժեղարարների, ինչպես նաև ազդանշանների կոռելյացիոն վերլուծության սարքերի ստեղծմանը:

Աշխատանքի նպատակն է ծանոթանալ իզոտրոպ պինդ մարմիններում ծավալային և մակերևութային անդրաձայնային ալիքների տարածման հիմնական օրինաչափություններին, ինչպես նաև դրանց գրգռման և ընդունման փորձարարական մեթոդիկային:

ՏԵՍԱԿԱՆ ՄԱՍ

ԾԱՎԱԼԱՅԻՆ ԵՎ ՄԱԿԵՐԵՎՈՒԹԱՅԻՆ ԱԼԻՔՆԵՐ

Գազերի և հեղուկների առաձգական հատկությունները որոշվում են մեկ առաձգական հաստատունով՝ ծավալային առաձգականությամբ, ուստի դրանցում կարող են առաջանալ միայն երկայնական ալիքներ: Պինդ մարմինները դիմադրում են ոչ միայն ձգմանը և սեղմմանը, այլ նաև օժտված են ձևի առաձգականությամբ, ուստի պինդ մարմիններում երկայնական ալիքների հետ մեկտեղ կարող են գոյություն ունենալ նաև լայնական (սահքի) ալիքներ:

1. Ծավալային ալիքներ

Ընդհանուր դեպքում պինդ մարմնի դեֆորմացիան երկայնական և սահքի դեֆորմացիաների բարդ համակցություն է, որի հետ կապված է լարումների բարդ դաշտ: Դեֆորմացիաների և լարումների բոլոր համակցությունների համեմատականության գործակիցները կազմում են պինդ մարմնի առաձգական մոդուլների մատրիցը: Ամենապարզ տեսքն այդ մատրիցն ունի իզոտրոպ մարմնի դեպքում: Այս դեպքում կա միայն երկու անկախ առաձգական հաստատուն, օրինակ՝ Լամեի λ և μ հաստատունները: Գրենք լարումների և դեֆորմացիաների միջև կապը (Հուկի օրենքը)

$$\sigma_{xx} = \lambda \operatorname{div} \mathbf{u} + 2\mu \frac{\partial u_x}{\partial x}, \quad \sigma_{yz} = \sigma_{zy} = \mu \left(\frac{\partial u_y}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial y} \right) \text{ և այլն,} \quad (1)$$

որտեղ \mathbf{u} -ն շեղման վեկտորն է, σ_{xx} -ը՝ նորմալ, իսկ σ_{yx} -ը՝ սահքի լարումը

(առաջին ցուցիչը ցույց է տալիս ուժի ուղղությունը, իսկ երկրորդը՝ այն հարթությունը, որի նկատմամբ կիրառված է ուժը), $\partial u_x / \partial x$ -ը երկայնական դեֆորմացիան է, $\partial u_y / \partial z$ -ը՝ սահքի դեֆորմացիան: μ գործակիցը սահքի դեֆորմացիաները կապում է լարումների հետ և կոչվում է սահքի մոդուլ: λ գործակիցը նկարագրում է լարումները մարմնի երկայնական դեֆորմացիաների դեպքում:

Շարժման

$$\rho \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} = (\lambda + \mu) \operatorname{grad}(\operatorname{div} \mathbf{u}) + \mu \Delta \mathbf{u} \quad (2)$$

հավասարումը հնարավորություն է տալիս որոշելու իզոտրոպ պինդ մարմնում կամայական առաձգական գրգռման տարածման բնութագրերը: Մասնավորապես, (2) հավասարման երկու մասերի նկատմամբ կիրառելով div և rot օպերատորները, երկայնական և լայնական ալիքների համար կստանանք՝

$$(\lambda + 2\mu) \Delta(\operatorname{div} \mathbf{u}) = \rho \frac{\partial^2(\operatorname{div} \mathbf{u})}{\partial t^2}, \quad (3)$$

$$\mu \Delta(\operatorname{rot} \mathbf{u}) = \rho \frac{\partial^2(\operatorname{rot} \mathbf{u})}{\partial t^2} : \quad (4)$$

(3) և (4) հավասարումները նկարագրում են ձայնային երկայնական և լայնական ալիքների տարածումն իզոտրոպ պինդ մարմնում: Ընդհանուր դեպքում կամայական առաձգական գրգռում կարող է արտահայտվել շեղման Φ սկալյար և Ψ վեկտորական պոտենցիալների միջոցով՝

$$\mathbf{u} = \operatorname{grad} \Phi + \operatorname{rot} \Psi : \quad (5)$$

Հարթ գրգռումների դեպքում շեղման վեկտորի բաղադրիչների փոփոխություն տեղի ունի միայն մի ուղղությամբ, օրինակ՝ x առանցքի երկայնքով, ուստի (3) և (4) հավասարումները զգալի կպարզեցվեն՝

$$\frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} = \frac{(\lambda + 2\mu)}{\rho} \frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2}, \quad \frac{\partial^2 u_y}{\partial t^2} = \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial^2 u_y}{\partial x^2}, \quad \frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2} = \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial^2 u_z}{\partial x^2} : \quad (6)$$

Ներդաշնակ ալիքների համար (6) հավասարումների լուծումները

փնտրենք $u \sim \exp[i(\omega t - kx)]$ տեսքով: (6) համակարգի առաջին հավասարումից կստանանք՝ $k^2 = \omega^2 \rho / (\lambda + 2\mu)$: Հետևաբար՝ լայնական առաձգական ալիքների տարածումը տեղի է ունենում $c_1 = \sqrt{(\lambda + 2\mu) / \rho}$ փուլային արագությամբ: (6) համակարգի մյուս երկու հավասարումները ցույց են տալիս, որ իզոտրոպ մարմնում կամայական բևեռացմամբ լայնական ալիքների՝ տարածման ուղղությանն ուղղահայաց հարթության մեջ փուլային արագությունը՝ $c_2 = \sqrt{\mu / \rho}$:

Առաձգականության տեսությունում λ և μ հաստատունների փոխարեն օգտագործում են նաև Յունգի մոդուլը՝ $E = (3\lambda + 2\mu)\mu / (\lambda + \mu)$ և Պուասոնի գործակիցը՝ $\sigma = \lambda / 2(\lambda + \mu)$: Այս դեպքում իզոտրոպ մարմնում երկայնական և լայնական ալիքների արագությունները տրվում են

$$c_1 = \sqrt{\frac{E(1-\sigma)}{\rho(1+\sigma)(1-2\sigma)}}, \quad c_2 = \sqrt{\frac{E}{2\rho(1+\sigma)}}$$

բանաձևերով: Պինդ մարմինների մեծամասնության համար σ գործակիցը փոփոխվում է 0,25 – 0,35 տիրույթում, ուստի $0,48 \leq c_2 / c_1 \leq 0,57$, այսինքն՝ երկայնական ալիքների արագությունը գրեթե կրկնակի մեծ է լայնական ալիքների արագությունից:

2. Մակերևութային ալիքներ

Սահմանափակ պինդ մարմնում երկայնական և լայնական ալիքների հետ մեկտեղ կարող են գոյություն ունենալ նաև այլ տիպի ալիքներ, որոնց բնութագրերը որոշվում են սահմանների առկայությամբ: Սահմանն իր մերձակա և հեռու տիրույթներում պինդ մարմնի առաձգական հատկությունները փոխում է տարբեր չափով: Այսպես, պինդ մարմնի ազատ մակերևույթը յուրօրինակ ալիքատար է մերձակերևութային շերտում տեղայնացված առաձգական ալիքների՝ մակերևութային (Ռեյլեյի) ալիքների համար:

Ռեյլեյան ալիքների ընդհանուր բնութագրերը կարելի է պարզել (3) և (4) հավասարումների օգնությամբ: Համարելով, որ հարթ մակերևութային ալիքը տարածվում է x առանցքի երկայնքով, իսկ z առանցքն ուղղված է դեպի իզոտրոպ կիսատարածության խորքը, այդ հավասար-

րումների լուծումները Φ - ի և Ψ -ի y բաղադրիչի համար կարելի է փնտրել

$$\begin{aligned}\Phi(x, z) &= \Phi(z) \exp[i\omega(t - x/c_0)], \\ \Psi_y(x, z) &= \Psi(z) \exp[i\omega(t - x/c_0)]\end{aligned}\quad (7)$$

տեսքով, որտեղ c_0 - ն մակերևութային ալիքի տարածման արագությունն է: (7) արտահայտությունները տեղադրելով (5), (3) և (4) հավասարումների մեջ, $\Phi(z)$ և $\Psi(z)$ ֆունկցիաների որոշման համար կստանանք՝

$$\frac{d^2\Phi(z)}{dz^2} = \omega^2 \left(\frac{1}{c_0^2} - \frac{\rho}{\lambda + 2\mu} \right) \Phi(z), \quad \frac{d^2\Psi(z)}{dz^2} = \omega^2 \left(\frac{1}{c_0^2} - \frac{\rho}{\mu} \right) \Psi(z): \quad (8)$$

(8) հավասարումների վերջավոր լուծումներն են՝

$$\Phi(z) = A_1 \exp(-n_1 z), \quad \Psi(z) = A_2 \exp(-n_2 z), \quad (9)$$

որտեղ A_1 - ը և A_2 - ը հաստատուններ են,

$$n_1 = \omega \sqrt{\frac{1}{c_0^2} - \frac{1}{c_1^2}}, \quad n_2 = \omega \sqrt{\frac{1}{c_0^2} - \frac{1}{c_2^2}}: \quad (10)$$

Հետաքրքրություն է ներկայացնում միայն $c_0 < c_2$ դեպքը, քանի որ հակառակ դեպքում լուծումները z - ի պարբերական ֆունկցիաներ են և ներկայացնում են սովորական ծավալային ալիք:

Այսպիսով, կիսաանվերջ իզոտրոպ պինդ մարմնում կարող են տարածվել ալիքներ, որոնց լայնույթը նվազում է մակերևութից հեռանալուն զուգընթաց: Այդպիսի մակերևութային ալիքի տարածման արագությունը փոքր է լայնական ծավալային ալիքների տարածման փուլային արագությունից: Անսահմանափակ միջավայրերում Φ և Ψ պոտենցիալներով որոշվող ալիքները տարածվում են իրարից անկախ ծավալային ալիքների տեսքով: Մակերևութային ալիքների դեպքում մարմնի մակերևութի վրա դրվող սահմանային պայմանների պատճառով երկու անկախ մասերի այդպիսի բաժանում հնարավոր չէ:

Իրոք, իզոտրոպ պինդ մարմնի՝ վակուումի հետ սահմանի (ազատ սահման) վրա բացակայում են շրջակա միջավայրի կողմից ազդող արտաքին ուժերը, այսինքն՝

$$\sigma_{xz} = \sigma_{yz} = \sigma_{zz} = 0, \quad \text{երբ } z = 0: \quad (11)$$

Հուլի օրենքից հետևում է, որ օգտագործելով երկայնական և լայնական ալիքներն առանձին-առանձին, հնարավոր չէ բավարարել (11) պայմաններին: Ուստի անհրաժեշտ է ընդունել, որ $\mathbf{u} = \text{grad}\Phi + \text{rot}\Psi$ և այդ դեպքում մեխանիկական լարումները սահմանի վրա չեզոքացվում են երկայնական և լայնական դեֆորմացիաների համատեղ ազդեցությամբ:

(5) առնչության հաշվառմամբ (9) և (11) արտահայտություններից ստացվում է A_1 և A_2 հաստատունների որոշման հավասարումների համակարգ, ինչպես նաև ռելեյան ալիքների դիսպերսային առնչությունը`

$$4k^2 n_1 n_2 - (k^2 + n_2^2)^2 = 0, \quad k = \frac{\omega}{c_0}: \quad (12)$$

Այն կարելի է ներկայացնել ռելեյան ալիքների փուլային արագության նկատմամբ 6-րդ աստիճանի հանրահաշվական հավասարման տեսքով.

$$\left(\frac{c_0}{c_2}\right)^6 - 8\left(\frac{c_0}{c_2}\right)^4 + 8\left(\frac{c_0}{c_2}\right)^2 \left[3 - 2\left(\frac{c_2}{c_1}\right)^2 \right] - 16 \left[1 - \left(\frac{c_1}{c_2}\right)^2 \right] = 0: \quad (13)$$

(13) հավասարումից երևում է, որ մակերևութային ալիքների արագությունը կախված չէ հաճախությունից և որոշվում է միայն պինդ մարմնի առաձգական հատկություններով: Այդ հավասարման մոտավոր լուծումը կարելի է գրել

$$\frac{c_0}{c_2} \approx \frac{0,87 + 1,12\sigma}{1 + \sigma} \quad (14)$$

տեսքով: Այսպիսով` պինդ մարմիններում մակերևութային ալիքների արագությունը` $c_0 \approx 0,9c_2$:

Ռելեյան ալիքում շեղման վեկտորի

$$u_x = \frac{\partial\Phi}{\partial x} - \frac{\partial\Psi_y}{\partial z}, \quad u_z = \frac{\partial\Phi}{\partial z} + \frac{\partial\Psi_y}{\partial x} \quad (15)$$

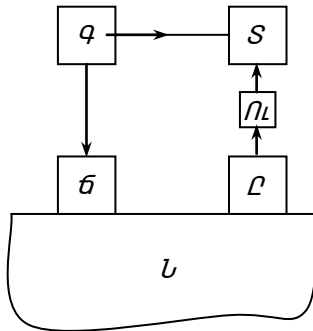
բաղադրիչների` ըստ խորության (z -ի) բաշխման գրաֆիկներից հետևում է, որ λ_0 երկարությամբ մակերևութային ալիքը տեղայնացվում է

հիմնականում $(1-2)\lambda_0$ հաստությամբ մերձակերևույթային շերտում: Այդպիսի ալիքում միջավայրի մասնիկների շարժման հետագծերն էլիպսներ են, որոնց կիսաառանցքների հարաբերությունը որոշվում է մակերևույթից ունեցած հեռավորություններով և նյութի առաձգական հատկություններով:

ՉԱՓՈՂ ՍԱՐՔԻ ԵՎ ՄԵԹՈՂԻ ՆԿԱՐԱԳՐՈՒԹՅՈՒՆ

Պինդ մարմիններում անդրաձայնային ալիքների հետազոտման սարքում օգտագործվում է անդրաձայնային արատադիտակ (նկ.1):

Գեներատորը հավաքված է ըստ հարվածային զրգոման կոնտուրի սխեմայի: Այն ստեղծում է առավելագույն լայնույթով ռադիոհիմպուլսներ (2,5 կՎ): Լրացման հաճախությունը և իմպուլսների տևողությունը կարգավորվում է լայն տիրույթում: Լրացման հաճախությունը ջոկվում է կոնտուրի օգնությամբ և պետք է համաձայնեցված լինի փոխակերպիչի սեփական հաճախության հետ, որը փոխվում է 0,7 – 4 ՄՀց տիրույթում: Իմպուլսի տևողությունը, կախված կոնտուրի սեփական կորուստներից և փոխակերպիչի բեռնվածությունից, փոփոխվում է 0,5-ից մինչև 5 մկվ տիրույթում:



Նկ. 1. Մարքավորման բրոկ-սխեման. Գ. ռադիոհիմպուլսների գեներատոր, Ճ. ճառագայթող փոխակերպիչ, Ը. ընդունող փոխակերպիչ, Ու. ուժեղարար, Լ. նմուշ, S. տատանագրիչ

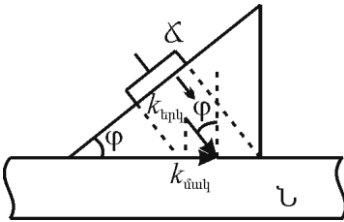
Սարքի ընդունող-գրանցող մասը ներառում է ուժեղացման մեծ գործակցով (10^6) ռեզոնանսային տիպի ուժեղարար և տատանագրիչ: Ուժեղարարում նախատեսված է ուժեղացման մեխանիկական և ավտոմատ կարգավորում: Վերջինս թույլ է տալիս հաստատել այնպիսի ռեժիմ, որի դեպքում ուժեղացումը հզոր իմպուլսի գրանցման պահին կտրուկ ընկնում է, իսկ այնուհետև՝ մեծանում տրված օրենքով: Դա հնարավորություն է տալիս դիտելու թույլ ազդանշաններ (արձագանք-իմպուլսներ), որոնք անմիջապես հաջորդում են հզոր ազդանշաններին (առաքում): Տատանագրիչային կցորդում առկա է տևողության և հապաղման սահուն կարգավորմամբ փովածք:

Որպես փոխակերպիչներ (էլեկտրական տատանումները մեխանիկականի և հակառակը) ծառայում են քվարցի պիեզոէլեկտրական և բևեռացված հախճապակային բարիումի տիտանատի թիթեղները: Քվարցի էլեկտրական առանցքով ուղղված էլեկտրական դաշտում բյուրեղում առաջանում են այդ առանցքով ուղղված շեղումներ (տատանումներ): Պիեզո երևույթը դարձելի է՝ մեխանիկական տատանումների գրգռման դեպքում պիեզոէլեկտրիկի թիթեղներում առաջանում է բևեռացվածություն և ի հայտ է գալիս պոտենցիալների փոփոխական տարբերություն:

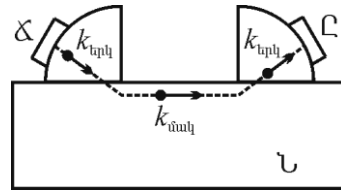
Պիեզոէլեկտրական թիթեղների հաստությունն ընտրվում է փոխակերպման առավելագույն արդյունավետության հաշվառմամբ: Սովորաբար աշխատում են մեխանիկական տատանումների ռեզոնանսային հաճախություններին համապատասխանող հաճախություններով: Այս դեպքում թիթեղի հաստությունը որոշվում է $f_{\text{mbq}} = c/2l$ առնչությամբ, որտեղ c - ն երկայնական ալիքների արագությունն է թիթեղում, l - ը՝ դրա հաստությունը: Պիեզոթիթեղները դրանց վրա նստեցված էլեկտրոդներով ամրացվում են հատուկ բռնիչների վրա: Ճառագայթող փոխակերպիչի (ճառագայթիչ) էլեկտրոդներին գեներատորից լարում է տրվում, իսկ ընդունող թիթեղների (ընդունիչ) էլեկտրոդներից լարումը տրվում է ուժեղարարին: Բռնիչները պատրաստված են գլանային բա-

ժակների տեսքով, որոնց հատակին հատուկ տափօղակների միջոցով սեղմված են պլեգոթիթեղներն այնպես, որ բռնիչի պատյանին միացված է մի էլեկտրոդը, իսկ տափօղակին՝ մյուսը:

Նմուշներում երկայնական ալիքների գրգռման և դրանց ընդունման համար փոխակերպիչները սեղմում են նմուշի մակերևույթին: Չայնային հպում ստանալու համար նմուշին յուղ է քսվում:



Նկ. 2. Մակերևութային ալիքների գրգռումը սեպի մեթոդով. Ճ. ճառագայթող փոխակերպիչ, Ն. նմուշ



Նկ. 3. Մակերևութային ալիքների գրգռման և դիտման սխեմա. Ը. ընդունող փոխակերպիչ

Մակերևութային ալիքներ պինդմարմնային նմուշում կարելի է գրգռել, եթե դրա մակերևույթին ստեղծվի մակերևութային ալիքի երկարության հետ համընկնող տարածական պարբերությամբ գրգռում: Այդպիսի գրգռում կարելի է ստանալ տարբեր եղանակներով, սակայն դյուրին է այն իրականացնել սեպի մեթոդով (նկ. 2): Այդ նպատակով նմուշի մակերևույթին սեղմում են հատուկ պինդ մարմին՝ սեպ, որում գրգռում են մակերևույթի նկատմամբ որոշակի անկյան տակ տարածվող երկայնական ալիքներ: Եթե բաժանման սահմանին ընկնող ալիքի ալիքային վեկտորի պրոյեկցիան հավասար է մակերևութային ալիքի ալիքային վեկտորին, ապա նմուշում գրգռվում է մակերևութային ալիք: Ակնհայտ է, որ երկայնական ալիքի անկման անկյունը պետք է բավարարի

$$\sin \varphi = \frac{c_u}{c_0} \quad (16)$$

առնչությանը, որտեղ c_u -ն սեպի նյութում երկայնական ալիքի տարածման արագությունն է, c_0 -ն՝ նմուշում մակերևութային ալիքի արագությունը: (16) առնչությունը տեղի ունի, եթե $c_u < c_0$: Քանի որ երկայնական ալիքի անկման անկյունը մեծ է լրիվ ներքին անդրադարձման անկյունից, ապա ալիքները դեպի նմուշի խորքը գործնականում չեն տարածվի: Գրգռումները կտեղայնացվեն նմուշի մակերևույթի մոտ: Դրանք էլ նմուշում կձևավորեն մակերևութային ալիք: Բարենպաստ պայմաններում մակերևութային ալիքի ուժգնությունը նմուշում մեծ է ծավալայինի ուժգնությունից 20 – 30 դԲ-ով: Սեպում երկայնական ալիքներ գրգռելու համար օգտագործվում են վերը նշված փոխակերպիչները: Քանի որ մակերևութային ալիքների արագությունը կախված է նմուշի նյութի ֆիզիկական բնութագրերից, ապա դրանց գրգռման համար անհրաժեշտ է յուրաքանչյուր նմուշի համար ընտրել համապատասխան անկյունով սեպ: Այդ պատճառով սեպաձև կցորդը պատրաստվում է գլանային սեկտորի ձևով (նկ. 3), որի մակերևույթով կարող է տեղաշարժվել փոխակերպիչը: Փոխելով փոխակերպիչի դիրքը, կարելի է փոխել նմուշի վրա երկայնական ալիքի անկման անկյունը և յուրաքանչյուր նմուշի համար ստանալ մակերևութային ալիքների գրգռման լավագույն պայմաններին համապատասխանող անկյուններ: Նկարագրված սարքերը կարող են աշխատել նաև որպես մակերևութային ալիքների ընդունիչներ, քանի որ նմուշում տարածվող մակերևութային ալիքների ազդեցությամբ սեպաձև կցորդներում (16) պայմանով որոշվող անկյունների տակ առաջանում են երկայնական ալիքներ:

Նմուշներում երկայնական ալիքների արագության չափումը

Որպես նմուշներ ծառայում են պինդմարմնային հարթ զուգահեռ թիթեղներ, որոնց գծային չափերը շատ մեծ են գրգռված ալիքի երկարությունից: Արագության չափումները կարելի է իրականացնել երկու մեթոդով՝ ըստ իմպուլսների «անցման» և ըստ «անդրադարձման»: Առաջին մեթոդում օգտագործվում է երկու փոխակերպիչ՝ ճառագայթիչ և ընդունիչ: Առաջին փոխակերպիչի առաքած իմպուլսը նմուշի մյուս

կողմում ընդունվում է երկրորդ փոխակերպիչով՝ ընդունիչով: Գիտե-
նալով նմուշի հաստությունը և տատանագրիչի էկրանի վրա որոշելով
նմուշով իմպուլսի անցման ժամանակը, կարելի է գտնել երկայնական
ալիքների արագությունը:

Ավելի հարմար է օգտվել երկրորդ մեթոդից: Այս դեպքում օգտա-
գործվում է մի փոխակերպիչ, որը միաժամանակ ծառայում է և՛ որպես
ճառագայթիչ, և՛ որպես ընդունիչ: Փոխակերպիչը միաժամանակ միաց-
վում է գեներատորին և ընդունիչին: Այդ նպատակով սարքում զուգա-
հեռ միացվում են գեներատորի և ուժեղարարի բնիկները: Նմուշում
տատանումների գրգռման դեպքում տատանագրիչի էկրանին կերևա
հարթ նմուշի երկու կողմերից բազմակի անդրադարձած իմպուլսների
շարք (արձագանք-իմպուլսներ): Կարգավորելով ուժեղացումը՝ կարելի
է հասնել իմպուլսների շարքի հստակ պատկերի այնպես, որ հնա-
րավոր լինի հաշվարկել դրանց միջև ժամանակահատվածն ըստ էկրա-
նի սանդղակի:

Ժամանակային սանդղակի մասշտաբը տրվում է ըստ չափաբեր-
ման թիթեղով ձայնային իմպուլսների անցման ժամանակի: Որպես
ստուգանմուշ վերցվում է օրգանական ապակու շերտ, որում երկայ-
նական ալիքների տարածման արագությունը 2650 մ/վ է: Չափելով
նմուշների (արույր, դյուրալ, ապակի, պողպատ և այլն) հաստություն-
ները և որոշելով իմպուլսների անցման ժամանակները, կարելի է հաշ-
վարկել երկայնական ալիքների արագությունը նշված նյութերում:

Մակերևութային ալիքների գրգռումը և գրգռման բարենպաստ անկյունների չափումը

Սեպաձև տակդիրով օրգանական ապակե ճառագայթիչը տեղա-
կայվում է նմուշի նախապես յուղված հարթ մակերևույթին: Ճառագայ-
թիչից մի քանի սանտիմետր հեռավորությամբ (նույն ուղղով) տեղա-
կայվում է նույնպիսի փոխակերպիչ (տակդիրով), որը ծառայում է որ-
պես ընդունիչ: Ընդունիչը և ճառագայթիչը միացվում են սարքի համա-
պատասխան բնիկներին: Հաստատվում է ճառագայթի դանդաղ փոում,

ներածվում է լրիվ ուժեղացում և փոխակերպիչների (միաժամանակ երկուսի) թեքման անկյունների դանդաղ փոփոխությամբ հասնում են տատանագրիչի էկրանին իմպուլսի հայտնվելուն, այսինքն՝ նմուշում մակերևութային ալիքների գրգռման:

Տեղին է նշել, որ երկայնական ալիքի անկման փոքր անկյունների դեպքում նմուշում կարող են գրգռվել նաև ծավալային ալիքներ: Այդ ալիքները նմուշի ստորին մասից անդրադառնալուց հետո կարող են ընկնել սեպաձև ընդունիչ տակդիրի մեջ և հանգեցնել էկրանին կեղծ ազդանշանի առաջացման: Ծավալային և մակերևութային ալիքային ազդանշանները միմյանցից տարբերելու համար կարելի է օգտվել այն բանից, որ մակերևութային ալիքների մարումը մեծապես կախված է նմուշի մակերևույթի վիճակից: Ուստի մակերևույթի վիճակի յուրաքանչյուր փոփոխություն (օրինակ՝ ճնշման կիրառման կամ յուղման միջոցով), հանգեցնում է մակերևութային ալիքների ընդունվող իմպուլսի կտրուկ նվազման, մինչդեռ այն չի ազդում ծավալային ալիքների իմպուլսի մեծության վրա:

Փոխակերպիչների թեքման անկյան հետագա փոփոխությամբ գտնում են մակերևութային ալիքների գրգռման (և ընդունման) լավագույն անկյուն, որին համապատասխանում է տատանագրիչի էկրանին իմպուլսի մեծության առավելագույն արժեք:

Մակերևութային ալիքների արագության չափումը

Մեպաձև տակդիրները, կարգավորված տվյալ նմուշում մակերևութային ալիքների լավագույն գրգռման և ընդունման համար, տեղակայում են միմյանցից 5 – 10 սմ հեռավորությամբ (նկ. 3, էջ 59) և տատանագրիչի էկրանին գրանցում իմպուլսների դիրքը: Տեղաշարժելով ընդունող տակդիրը հայտնի հեռավորության վրա և էկրանի վրա չափելով մակերևութային ալիքների իմպուլսի տեղաշարժը, այսինքն՝ որոշելով ժամանակի փոփոխությունը, հաշվում են մակերևութային ալիքների արագությունը: Այս դեպքում փոման ճառագայթի ուղղությամբ ժամանակային մասշտաբի անհամասեռ չափանշման պատճառով հնարավոր են իմպուլսի ժամանակային տեղաշարժի բացարձակ

մեծության որոշման սխալներ (5–7%): Ավելի ճշգրիտ չափումներ կարելի է իրականացնել՝ ընտրելով ընդունիչի տեղաշարժի չափն այնպես, որ էկրանին իմպուլսի տեղաշարժը համապատասխանի տրված ժամանակահատվածի, օրինակ՝ չափանմուշում անդրադարձած երկայնական ալիքների հարևան իմպուլսների միջև հեռավորությանը:

Այդ նպատակով կրկնում են l_1 հաստությամբ օրգապակե չափանմուշային թիթեղով չափումները և տատանագրիչի էկրանին սևեռում երկայնական ալիքի երկու հաջորդաբար անդրադարձած իմպուլսների կոորդինատները: Այդ իմպուլսների դիրքը որոշվում է $t_1 = 2l_1/c_{\text{օրգ}}$ ժամանակով: Այնուհետև, տվյալ նմուշում աշխատելով մակերևութային ալիքների հետ, ընդունիչ կցորդի որոշակի l_2 տեղաշարժմամբ ապահովում են իմպուլսի տեղաշարժ նույն t_1 ժամանակով: Այս դեպքում հարկ է օգտվել փովածքի հապաղման կարգավորմամբ (չփոխելով փովածքի տևողությունը) և մակերևութային ալիքների իմպուլսների կոորդինատները համատեղել անդրադարձած երկայնական ալիքների իմպուլսների նախապես նշված կոորդինատների հետ: Այդ դեպքում մակերևութային ալիքների արագությունը կարելի է հաշվարկել $t_1 = l_2/c_0 = 2l_1/c_{\text{օրգ}}$ պայմանից և ստանալ գրգռման լավագույն անկյան համար հետևյալ բանաձևը՝

$$\sin \varphi = \frac{c_{\text{օրգ}}}{c_0} = \frac{2l_1}{l_2} :$$

ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ԿԱՏԱՐՄԱՆ ԿԱՐԳԸ **Երկայնական ալիքի արագության չափումը**

1. Մարքում զուգահեռ միացնել գեներատորի և ուժեղարարի բնիկները:
2. Տատանագրիչի էկրանին ստանալ հարթ նմուշի մակերևութներից անդրադարձած իմպուլսների շարք:
3. Կարգավորելով ուժեղացումը, հաշվարկել իմպուլսների միջև ժամանակահատվածն ըստ տատանագրիչի էկրանի սանդղակի:

4. Որոշել ժամանակային սանդղակի մասշտաբը, չափումներ կատարելով օրգանական ապակու ստուգանմուշի օգնությամբ:
5. Չափել տրված թիթեղի հաստությունը և ստացված տվյալներով որոշել երկայնական ալիքների արագությունը տրված նյութում:
6. Ստացված արդյունքները համեմատել տեսական հաշվարկների արդյունքների հետ:

ՄՏՈՒԳՈՂԱԿԱՆ ՀԱՐՑԵՐ

1. Ինչպիսի՞ ալիքներ կարող են տարածվել գազերում, հեղուկներում և պինդ մարմիններում:
2. Ի՞նչ են ցույց տալիս լարման տենզորի σ_{ir} բաղադրիչները:
3. Ի՞նչ են ցույց տալիս Լամեի λ և μ գործակիցները:
4. Գրել կապը Յունգի և Լամեի գործակիցների միջև:
5. Ինչո՞վ են բնութագրվում մակերևութային (ռելեյան) ալիքները:
6. Ստանալ մակերևութային ալիքների արագության որոշման դիսպերսային (13) հավասարումը:
7. Գնահատել պինդ մարմնում երկայնական, լայնական և մակերևութային ալիքների արագությունների փոփոխման տիրույթը ($0,25 < \sigma < 0,35$):
8. Փորձում ինչպե՞ս են նմուշում գրգռում մակերևութային ալիքներ:
9. Ինչպե՞ս են փորձում տարբերում իրարից ծավալային և մակերևութային ալիքներից առաջացած ազդանշանները:

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. **С. П. Стрелков.** Механика. М., Наука, 1972.
2. **Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц.** Теория упругости. М., Наука, 1972.
3. **И. А. Викторов.** Физические основы применения волн Лэмба и Рэлея в технике, М., Наука, 1966.

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 5
ՖԵՌՈՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԹԱՂԱՆԹԻ
ՊԱՐԱՄԵՏՐԵՐԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒՄԸ
ՄԱԳՆԻՍԱՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ՄԵԹՈԴՈՎ
ՆԵՐԱԾՈՒԹՅՈՒՆ

Բազմաթիվ տեսական և փորձարարական հետազոտությունների արդյունքները ցույց են տալիս, որ բարակ ֆեռոմագնիսական թաղանթների հիմնական մագնիսական բնութագրերը (ինքնաբերական մագնիսացվածություն, դոմենային կառուցվածք, անիզոտրոպության տեսակներ, կոերցիտիվ ուժ, մնացորդային մագնիսացվածություն և այլն) էապես տարբերվում են հոծ ֆեռոմագնիսական նյութերի համապատասխան բնութագրերից, և այդ տարբերությունը պայմանավորված է թաղանթների չափերով: Այդ պատճառով բարակ թաղանթը հետաքրքրություն է ներկայացնում ոչ միայն ինքնաբերական մագնիսացվածության առանձնահատկությունների տեսական ուսումնասիրման համար, այլև հաշվողական տեխնիկայում գործնական կիրառման տեսանկյունից:

Բարակ մագնիսական թաղանթների մասին, որոնք ունեն փոքր՝ 10^{-7} սմ³ կարգի ծավալ, հուսալի տեղեկատվություն ստանալու համար անհրաժեշտ է կիրառել չափման շատ զգայուն մեթոդներ:

Սովորական թրթռման (վիբրացիոն) մագնիսաչափերը կամ մակաձման գործիքները միշտ չէ, որ արդյունավետ են թաղանթների դոմենային կառուցվածքի կամ քվազիստատիկ վերամագնիսացման պրոցեսների ուսումնասիրման համար: Այդպիսի դեպքերում սովորաբար կիրառվում են մագնիսաօպտիկական և էլեկտրոնամանրադիտակային մեթոդները:

Էլեկտրոնամանրադիտակային մեթոդն ավելի զգայուն է և ունի մեծ լուծունակություն, սակայն մագնիսաօպտիկական մեթոդը հարմար է այն բանով, որ պատկերացում է տալիս թաղանթի վերամագնիսացման ընդհանուր բնույթի մասին (թաղանթում հայտնաբերում է մակրո- և միկրոանհամասեռություններ, եզրային արատներ, անիզոտրոպու-

թյան մակրո- և միկրոշեղումներ և այլն), լրացնում ու կատարյալ է դարձնում նման հետազոտություններում էլեկտրոնային մանրագնումը:

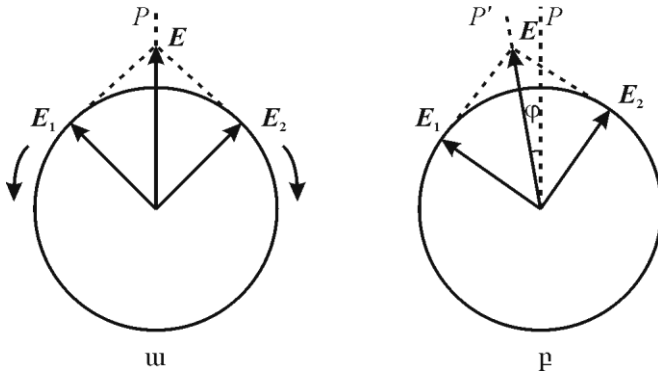
ՏԵՍԱԿԱՆ ՄԱՍ

Բարակ ֆեռոմագնիսական թաղանթներում դոմենների դիտման համար օգտագործվում են Ֆարադեյի և Կեռի մագնիսաօգտիկական մեթոդները:

Եթե հարթ բևեռացված լույսն անցնում է միջավայրով, որը լույսի տարածման ուղղությամբ մագնիսացված է թեկուզև մասամբ, ապա դիտվում է բևեռացման հարթության պտույտ, որը հայտնի է Ֆարադեյի երևույթ անունով: Ֆարադեյի երևույթի օգնությամբ կարելի է դիտել թափանցիկ, մի քանի հարյուր անգուստրեմի կարգի հաստությամբ ֆեռոմագնիսական թաղանթների դոմենային կառուցվածքը:

Բևեռացման հարթության պտույտ առաջանում է նաև այն դեպքում, երբ լույսի ալիքն անդրադառնում է երկու միջավայրերի բաժանման սահմանից: Ֆեռոմագնիսական միջավայրի սահմանից անդրադարձման դեպքում, կախված մագնիսացվածության վեկտորի, էլեկտրամագնիսական ալիքի անկման հարթության և նմուշի հարթության փոխադարձ դիրքորոշումից, պտույտն իրականանում է տարբեր ձևերով: Ընդ որում, բևեռացման հարթության պտտման պատճառը միայն ինքնաբերական մագնիսացվածության առկայությունն է և ոչ թե արտաքին դաշտը, որի դերը սահմանափակվում է միայն նմուշի մագնիսացմամբ: Այս երևույթը հայտնի է որպես Կեռի երևույթ:

Բևեռացման հարթության պտույտը բացատրվում է հետևյալ կերպ: Լույսի հարթ-բևեռացված ալիքը ներկայացվում է որպես շրջանային աջ և ձախ բևեռացված երկու ալիքների վերադրում, որոնք ունեն նույն հաճախությունը և լայնությունը: Դրանց E_1 և E_2 վեկտորների գումարը ժամանակի յուրաքանչյուր պահի P հարթության մեջ է (նկ. 1, ա): Ալիքների տարբեր արագությունների դեպքում վեկտորներից մեկը պտույտով հետ է ընկնում մյուսից, որի հետևանքով E արդյունարար վեկտորի P' հարթությունը պտտվում է P հարթության նկատմամբ (նկ. 1, բ):



Նկ. 1. Բևեռացման հարթության պտույտը

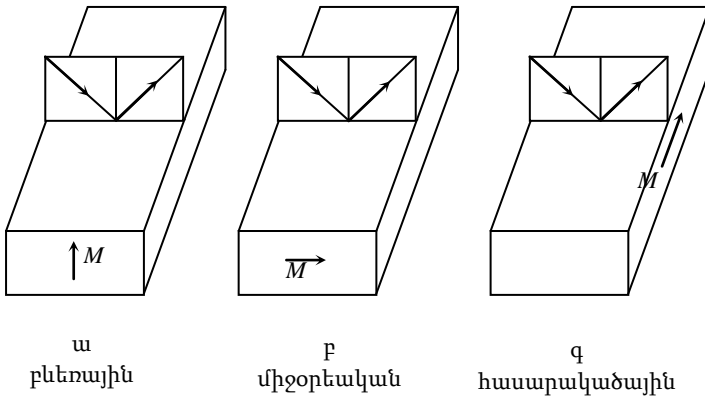
Բևեռացման հարթության մագնիսական պտտումը պայմանավորված է մագնիսական դաշտի ազդեցության տակ էլեկտրոնների ուղեծրերի կոնապտույտով, որի հետևանքով աջ և ձախ ուղղությունների շրջանային բևեռացումով ալիքների արագությունները դառնում են տարբեր: Բևեռացման հարթության պտույտը դիտվում է միայն այն դեպքում, երբ լույսը տարածվում է մագնիսացվածության վեկտորի ուղղությամբ:

Կեռի երևույթի տարատեսակների (բևեռային, միջօրեական, հասարակածային, նկ. 2) հիման վրա աշխատող մագնիսաօպտիկական սարքերը (Կեռի տեխնիկա) օգտագործվում են համեմատաբար հաստ ($t > 300 \text{ \AA}$) թաղանթների դոմենային կառուցվածքի, ինչպես նաև դրանցում վերամագնիսացման պրոցեսների ուսումնասիրության համար: Կեռի տեխնիկան հարմար է նաև մագնիսական թաղանթների ստատիկ բնութագրերը, մասնավորապես, H_C կոերցիտիվ ուժը, անիզոտրոպության դաշտը, անիզոտրոպության տարամիտումը (դիսպերսիան ըստ մեծության և ուղղության), մագնիսական թափանցելիությունը չափելու և հիստերեզիսի օղակի ձևը որոշելու համար:

Հայտնի է, որ արտաքին մագնիսական դաշտում վակուումային գոլորշիացման մեթոդով բարակ ֆեռոմագնիսական թաղանթ աճեցնելիս,

այն վերածվում է միառանցք անիզոտրոպ թաղանթի, որի հեշտ մագնիսացման առանցքը (ՀՄԱ՝ այն ուղղությունը, որով հագեցնելու համար պահանջվում է արտաքին դաշտի փոքրագույն արժեք) համընկնում է արտաքին դաշտի ուղղության հետ: Այդպիսի թաղանթի հիստերեզիսի օղակը, եթե այն վերամագնիսացվում է ՀՄԱ-ով, ուղղանկյուն է:

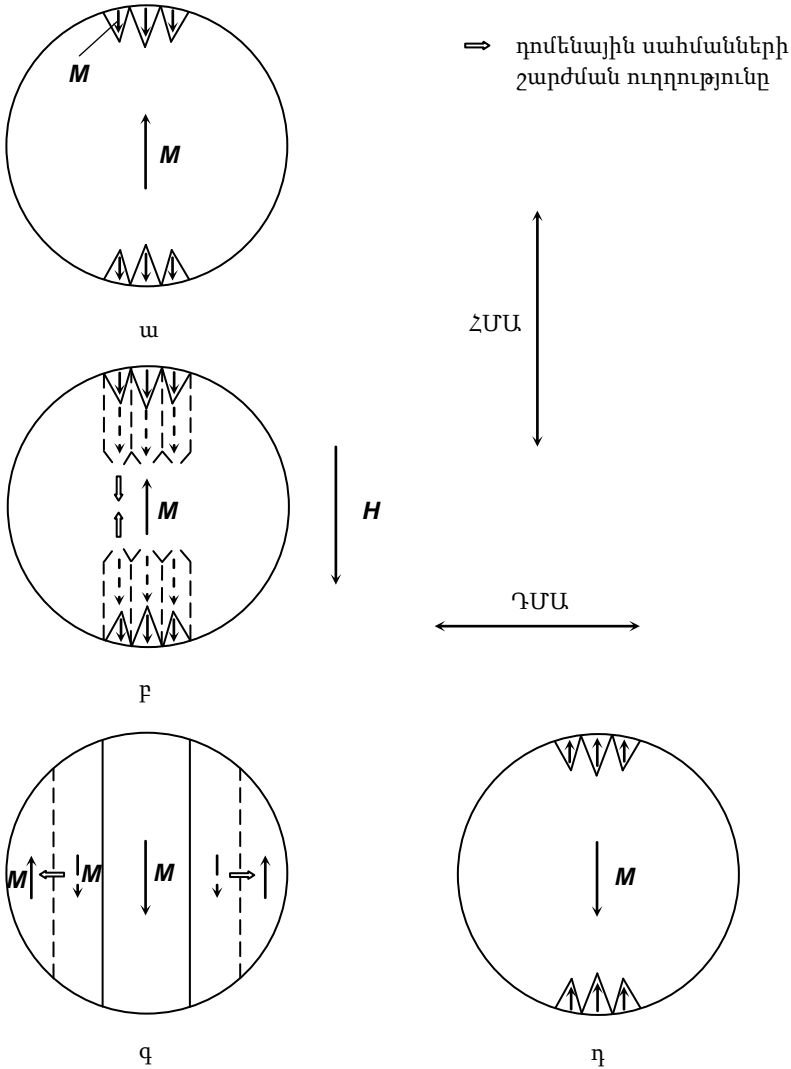
Բարակ ֆեռոմագնիսական թաղանթների վերամագնիսացումը ՀՄԱ-ով իրականացվում է հետևյալ ձևով: Թաղանթը հագեցվում է



Նկ. 2. Կռոնի երևույթի տարատեսակները

տրված M ուղղությամբ (նկ. 3, ա): Ցրման մեծ դաշտերի առկայության պատճառով, հագեցումից հետո էլ թաղանթի ծայրերում միշտ առկա են հակառակ մագնիսացվածության սաղմեր: Արտաքին H (M -ին հակուղղված) դաշտ կիրառելիս եզրային դոմենների սահմանները շարժվում են ՀՄԱ-ի ուղղությամբ, և առաջանում են ՀՄԱ-ին զուգահեռ երկար դոմեններ (նկ. 3, բ):

Գոյանում է շերտավոր դոմենային կառուցվածք, որից հետո վերամագնիսացումը շարունակվում է ԴՄԱ (դժվար մագնիսացման առանցք) ուղղությամբ, որն ուղղահայաց է ՀՄԱ-ին, այսինքն՝ դոմենների սահմանները զուգահեռ տեղափոխվում են (միջանկյալ շերտը լայնանում է, նկ. 3, գ): Վերամագնիսացումն ավարտվում է, երբ առաջանում է



Նկ. 3. Բարակ ֆեռոմագնիսական թաղանթի վերամագնիսացման փուլերը

հակառակ ուղղված մագնիսացվածությամբ թաղանթ, որի եզրերում նորից առաջանում են հակառակ ուղղված մագնիսացվածության սաղմեր (նկ. 3, դ)։ Բարակ ֆեռոմագնիսական թաղանթի կոերցիտիվ ուժն

արտաքին դաշտի այն արժեքն է, որի դեպքում գումարային մագնիսացվածությունը զրո է (սկզբնական ուղղությամբ մագնիսացվածությամբ դոմենների մակերեսը հավասար է հակառակ ուղղված մագնիսացվածությամբ դոմենների մակերեսին):

ՉԱՓՈՂ ՍԱՐՔԻ ԵՎ ՄԵԹՈՂԻ ՆԿԱՐԱԳՐՈՒԹՅՈՒՆ

Մարքի հիմնական մասերն են՝

ա) դոմենային կառուցվածքի դիտումն ու լուսանկարահանումն ապահովող համակարգը,

բ) թաղանթի հարթության մեջ մագնիսական դաշտեր ստեղծող համակարգը,

գ) դեկավարման վահանակը:

Դոմենային կառուցվածքի դիտումն ապահովող համակարգի աշխատանքը հիմնված է Կեռի միջօրեական երևույթի վրա: Հայտնի է, որ այդ երևույթը դիտվում է, երբ մագնիսացվածության M վեկտորն ընկած է լույսի անկման հարթության մեջ և ուղղված է անդրադարձնող հարթությանը զուգահեռ (նկ. 2, բ): Այդպիսի պայմաններում հարթ-բևեռացված լույսի նորմալ կամ տանգենցիալ անկման դեպքում բևեռացման հարթության պտույտի մեծությունը զրո է և այն հասնում է իր մեծագույն արժեքին (4° – 5°) անկման 60° անկյան դեպքում: Հիշյալ երևույթի դիտման համար նմուշը պետք է մագնիսացվի իր մակերևույթին զուգահեռ, ուստի դրա համար գործնականում բավարար է ունենալ նմուշի կոերցիտիվ ուժի կարգի մագնիսական դաշտ: Օգտագործվում են նաև բևեռացուցիչ և վերլուծիչ: Պտտման անկյան փոքրության պատճառով անհրաժեշտ է լինում աշխատել համարյա խաչված Նիկոլի պրիզմաներով (բևեռացուցիչ-վերլուծիչ), որը հանգեցնում է լուսավորվածության և կտրուկության նվազման: Կտրուկությունը մեծացնելու համար թաղանթի վրա գոլորշիացմամբ նստեցվում է շուրջ 100 Å հաստությամբ դիելեկտրիկի շերտ:

Դոմենային սահմանը կամ պատն այն տիրույթն է, որտեղ տեղի է

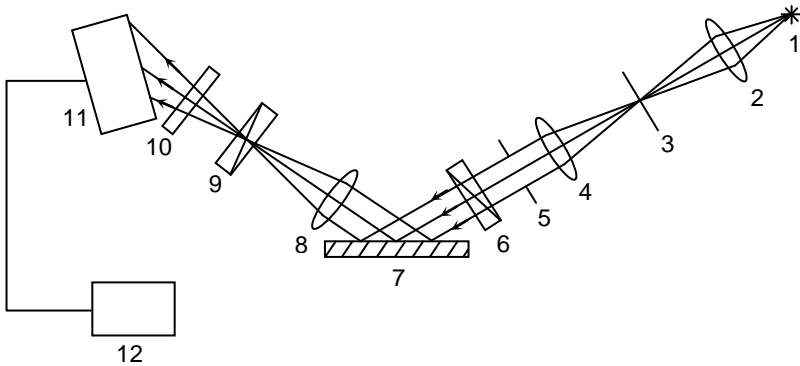
ունենում մագնիսացվածության վեկտորի պտույտ: Բարակ թաղանթում էներգիապես ձեռնտու է, որ պտույտը կատարվի նմուշի հարթության մեջ (Նեեի սահման), իսկ հոծ նմուշում պտույտը տարածական է (Բլոխի սահման): Թաղանթի վերամագնիսացում տեղի է ունենում երկու ձևով՝ պատի տեղափոխմամբ կամ մագնիսացվածության վեկտորի պտույտով:

Թաղանթում ընթացող վերամագնիսացման պրոցեսը դառնում է տեսանելի, եթե այն տեղի է ունենում պատերի տեղափոխմամբ և նոր տիրույթների՝ դոմենների առաջացմամբ, որոնց մագնիսացման վեկտորները շեղված են միմյանց նկատմամբ: Ակնհայտ է, որ առավելագույն արդյունավետություն կգրանցվի այն դեպքում, երբ վերամագնիսացման պրոցեսն ընթանում է մագնիսացման վեկտորների 180° պտույտով:

Մարքի օպտիկական սխեման պատկերված է նկ. 4-ում: Լույսը, 1 աղբյուրից անցնելով 2 հավաքող ոսպնյակով և 3 դիաֆրագմայով, որը 4 ոսպնյակի կիզակետում է, զուգահեռ փնջի տեսքով, 60° անկյան տակ (Կեռի միջօրեական երևույթի դիտման համար լավագույն արժեքը) մտնում է 6 բևեռացուցիչ և ընկնում հետագոտվող 7 թաղանթի վրա: 5 – 10 մմ տրամագծով շրջանաձև թաղանթը տեղադրվում է այնպես, որ անիզոտրոպության առանցքը լինի լույսի անկման հարթության մեջ (երևույթի դիտման անհրաժեշտ պայմանը, նկ. 2, բ): Անդրադարձած լույսը, անցնելով 8 օբյեկտիվով, բևեռացուցչի նկատմամբ 90° անկյան տակ տեղակայված 9 վերլուծիչով և 10 գոտիչով, ընկնում է հեռուստատեսային սարքի 11 խցիկի վիդիկոնի մակերևույթին:

Մարքը խոշորացնում է 300 անգամ: Սկզբում իրականացվում է օպտիկական խոշորացում 5 – 10 անգամ, ապա էլեկտրոնային խոշորացում հեռուստասարքի օգնությամբ մինչև 30 անգամ, եթե օգտագործվում է BK-29 տեսաստուգիչը (12): Մարքի լուծունակությունը 2,5 մկմ է:

Փորձում օգտագործվում են հետևյալ սարքերը. 1. հալոգենային լամպ, 2. կոնդենսոր, 3. դիաֆրագմա, 4. Հելիուս-44 կամ Յուպիտեր-9,



Նկ. 4. Վերամազնիսացման պրոցեսի ուսումնասիրման օպտիկական սարքի սխեման

5. փական, 6, 9. Գլեն-Թոմսոնի պրիզմա, 7. Նմուշ, 5 – 10 անգամ խոշորացնող երկուուուցիկ ոսպնյակ՝ կորության $R_1 = 40$ մմ և $R_2 = 70$ մմ շառավիղներով, 10. գտիչ՝ ցայտունության մեծացման համար, 11. վիդիկոն, 12. էկրան:

Լույսի թեք անկման պատճառով պատկերն ստացվում է անկման հարթության ուղղությամբ ձգված, իսկ օբյեկտիվի կտրուկության խորության սահմանափակության հետևանքով էկրանի վրա ցայտուն ստացվում է միայն բարակ շերտ (ուղղահայաց անկման հարթությանը), ուստի հեռուստասարքի խցիկը դրվում է նմուշի հարթության նկատմամբ 30° անկյան տակ այնպես, որ ամբողջ էկրանի վրա պատկերը լինի ցայտուն:

Վերամազնիսացման պրոցեսի դիտումը (հիստերեզիսի օղակի ստացումը) իրականացվում է հետևյալ ձևով: Բևեռացուցիչը և վերլուծիչը տեղակայելով հետագոտվող թաղանթի նախնական մազնիսացման ուղղության նկատմամբ լրիվ մարման դիրքում՝ կտեսնենք հետագոտվող նմուշի միագույն մուր, պատկեր: Եթե սկսենք վերամազնիսացնել ուսումնասիրվող նմուշը, ապա նոր փուլերի (մազնիսացման վեկտորի այլ կողմնորոշմամբ տիրույթների) առաջացման հետ մեկտեղ տեղի կունենա այդ տիրույթներից անդրադարձած լույսի բևեռացման հարթության պտույտ, որի հետևանքով վերլուծիչով կանցնի համեմատա-

բար շատ լույս, և տեսանելի կդառնան այդ նոր տիրույթները (դոմենները) և, հետևաբար, շարժումը՝ նախկին միագույն մուֆ պատկերի վրա: Նկ. 5-ում պատկերված է թաղանթի վերամագնիսացման ընթացքում ստացված շարքը հեշտ մագնիսական առանցքով ուղղված արտաքին դաշտի տարբեր արժեքների դեպքում, որոնք վերաբերվում են հիստերեզիսի օղակի մի ճյուղին:

Երկրի (լաբորատորիայի) մագնիսական դաշտի լրիվ մարման դեպքում հիստերեզիսի օղակի երկրորդ ճյուղը կլինի նույնական (սման) առաջինին: Երկրի դաշտի առկայությունը, բնականաբար, կբերի կոորդինատների սկզբնակետի նկատմամբ հիստերեզիսի օղակի շեղման, որը բնութագրում է այդ դաշտի ուղղությունը և մեծությունը:

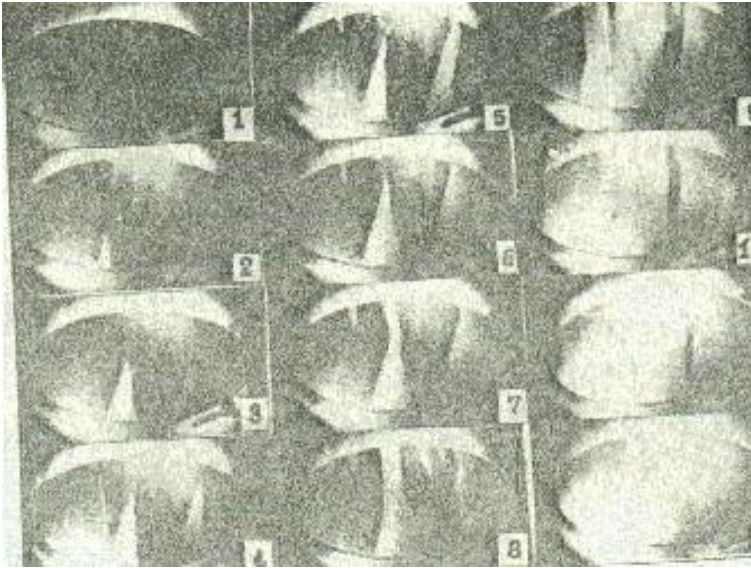
Մագնիսական դաշտ ստանալու համար օգտագործվում է Հելմհոլցի կոճերի համակարգը: Տվյալ դեպքում (Հելմհոլցի պայմանն ապահովելու համար) կոճերի զույգը զուգահեռ հարթություններում տեղակայված է այնպես, որ կոճերի կենտրոնների միջև հեռավորությունը $L=2R$, որտեղ R -ը կոճի շառավիղն է: Կոճերի ստեղծած մագնիսական դաշտի H լարվածությունը (գաուսներով) համակարգի համաչափության կենտրոնում տվյալ պայմանի դեպքում որոշվում է

$$H = \frac{0,446in}{R} \quad (1)$$

բանաձևով, որտեղ n -ը գալարների թիվն է մեկ կոճում, i -ն՝ հոսանքի ուժը շղթայում (ամպերով): Օգտագործվող սարքում $n = 540$, $R = 8$ սմ:

Կոճերում հոսանքի, հետևաբար, և մագնիսական դաշտի մեծությունը կարգավորվում է ռեոստատների օգնությամբ:

Համապատասխան ռեժիմներն ստեղծվում են ղեկավարման վահանակի օգնությամբ, որի վրա տեղադրված են հոսանքը միացնող և անջատող տարրերը: Արտաքին դաշտի ազդեցության տակ արդյունաբար մագնիսացվածության փոփոխությունը նմուշում (հիստերեզիսի օղակ) գնահատվում է հեշտ մագնիսացման առանցքի ուղղությամբ Երկրի (լաբորատորիայի) դաշտի լրիվ մարման դեպքում: Երկրի դաշտի մարումը կատարվում է առանձին զույգ կոճերի օգնությամբ, որոնք



Նկ. 5. Ֆեոմագնիսական թաղանթի վերամագնիսացման փուլերի հաջորդական պատկերները

տեղադրված են դժվար առանցքի կոճերին զուգահեռ: Հսկումն իրականացվում է ամպերաչափով:

Կեռի միջօրեական երևույթի անհրաժեշտ պայմանը կատարելու համար թաղանթը պետք է տեղադրել այնպես, որ անիզոտրոպության առանցքն ընկնի լույսի անկման հարթության մեջ: Հետագոտվող թաղանթը տեղադրվում է նմուշի շրջանաձև սեղանիկի վրա: Վերջինս պտտվում է իր հարթության մեջ: Պտտման անկյունը չափվում է աստիճանային սանդղակով: Նմուշի կողմնորոշման ճշտությունը $0,5^\circ$ է:

ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ԿԱՏԱՐՄԱՆ ԿԱՐԳԸ

1. Միացնել սնման աղբյուրները, լույսի համար՝ ավտոտրանսֆորմատորը, իսկ մագնիսական դաշտերի համար՝ համուղղիչները:
2. Նմուշը տեղադրել սեղանիկի վրա այնպես, որ նրա անիզոտրոպության ուղղությունը գտնվի լույսի անկման հարթության մեջ (անիզոտրոպության ուղղությունը ցույց է տրված նմուշի վրա):

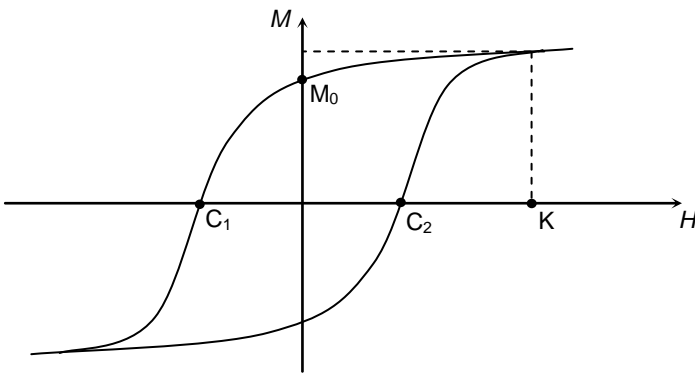
3. Բնեռացուցիչը և վերլուծիչը դնել «մարում» վիճակում:
4. Որոշել նմուշի անիզոտրոպության ուղղությունը և հագեցնել այն ՀՄԱ-ով ուղղված H_C -ից մեծ դաշտով: Դրա համար հարկավոր է՝
 - Մագնիսական դաշտ ստանալու համար միացնել Հելմհոլցի ընդլայնական կոճերը սնող հաստատուն հոսանքի անջատիչը:
 - Անիզոտրոպության ճիշտ ուղղությունը H մագնիսական դաշտի նկատմամբ որոշելու համար նմուշի դժվար մագնիսացման առանցքի ուղղությամբ տալ նմուշի H_K անիզոտրոպության դաշտի կրկնապատիկից մեծ դաշտեր (միացնում և անջատում ենք նույն անջատիչը): Այդ ընթացքում փոփոխելով նմուշի դիրքը, ըստ դժվար առանցքի ունեցած ապամագնիսացման բնորոշ վիճակների (Երկրի դաշտի լրիվ մարման դեպքում մագնիսացվածության վեկտորի այլ կողմնորոշում ունեցող դոմենները պետք է ունենան հավասար մակերեսներ), որոշում ենք անիզոտրոպության ճիշտ ուղղությունը:
 - Անջատել Հելմհոլցի ընդլայնական կոճերը սնող անջատիչը և միացնել երկայնական կոճերը սնող անջատիչը: Փոխանջատիչի օգնությամբ փոխել նմուշի ՀՄԱ-ի ուղղությամբ տրվող H մագնիսական դաշտի բևեռայնությունը: Այնուհետև ռեոստատի օգնությամբ մեծացնելով H -ի արժեքը (հոսանքի արժեքը շղթայում ցույց է տալիս ամպերաչափը), հետևել նոր փուլի սաղմերի առաջացմանն ու դրանց հետագա աճին: Ընդ որում, $S = S_1 + S_2$, որտեղ S_2 -ը նոր, իսկ S_1 -ը՝ հին դոմենների մակերեսներն են:
 - Արդյունաբար մագնիսացվածության (M) փոփոխությունն արտաքին $\pm H$ դաշտի առկայությամբ գնահատելու համար դաշտի տարբեր (8-ից ոչ պակաս) արժեքների համար որոշել (կամ լուսանկարահանել) S_1 և S_2 մեծությունները, որոնց տարբերությունը՝ $\Delta S = S_1 - S_2$, համեմատական է M -ին:
5. Միլիմետրական թղթի վրա կառուցել M -ի կախման գրաֆիկը վերամագնիսացնող դաշտի ($\pm H$) մեծությունից:
6. Հաշվել վերամագնիսացնող դաշտի մեծությունը (1) բանաձևով:

7. Որոշել Երկրի դաշտի մեծությունը: Այդ նպատակով կողմնացույցի օգնությամբ որոշել Երկրի (լաբորատորիայի) դաշտի ուղղությունը և դրա կազմած ϕ անկյունը H -ի հետ: Այնուհետև $M=f(H)$ գրաֆիկից որոշել $H_{C_1} - H_{C_2}$ տարբերությունը, որտեղ H_{C_1} -ը և H_{C_2} -ը նմուշի կոերցիտիվ ուժի արժեքներն են վերամագնիսացնող դաշտի տարբեր բևեռայնությունների դեպքում, Երկրի մագնիսական դաշտի արժեքը հաշվել հետևյալ բանաձևով՝

$$H_{\text{երկ}} = \frac{H_{C_1} - H_{C_2}}{2 \cos \phi} : \quad (2)$$

ՄՏՈՒԳՈՂԱԿԱՆ ՀԱՐՑԵՐ

1. Ո՞րն է Կեռի և Ֆարադեյի երևույթների տարբերությունը:
2. Տալ նկ. 6-ում K կետին համապատասխանող ֆիզիկական մեծության սահմանումը:
3. Տալ նկ. 6-ում C_1 և C_2 կետերին համապատասխանող ֆիզիկական մեծությունների սահմանումները և բացատրել, թե ինչո՞ւ այդ կետերի դիրքերը համաչափ չեն M առանցքի նկատմամբ:
4. Տալ նկ. 6-ում M_0 կետին համապատասխանող ֆիզիկական մեծության սահմանումը:



Նկ. 6. Հիստերեզիսի օղակ

5. Ակ. 5-ում ցույց տալ արտաքին դաշտի $H = H_C$ արժեքին համապատասխանող նկարը:
6. Բացատրել, թե ինչպե՞ս է կատարվում վերամագնիսացումը միառանցք անիզոտրոպությանը ֆեռոմագնիսական թաղանթում:
7. Ի՞նչ է օպտիկական սարքի լուծունակությունը:
8. Ի՞նչ կլինի բևեռացման հարթության հետ, եթե հայելում անդրադարձած ճառագայթն անցնի մագնիսական միջավայրով ևս մեկ անգամ՝ հակառակ ուղղությամբ:

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. **Р. Суху.** Магнитные тонкие пленки. М., Мир, 1967.
2. **М. Праттон.** Тонкие ферромагнитные пленки. Ленинград, Судостроение, 1967.
3. **Ч. Киттель.** Введение в физику твердого тела. М., Наука, 1978.

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 6
ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ՌԵԶՈՆԱՆՍ
ՆԵՐԱԾՈՒԹՅՈՒՆ

«Մագնիսական ռեզոնանս» հավաքական տերմինով անվանում են այն բոլոր երևույթները, որոնցում տեղի է ունենում էլեկտրամագնիսական դաշտի էներգիայի ընտրողական (ռեզոնանսային) կլանում արտաքին հաստատուն մագնիսական դաշտում տեղակայված մագնիսական մոմենտների համակարգում, որը պայմանավորված է մագնիսական դաշտում առաջացող քվանտային մակարդակների միջև անցումներով:

Եթե էլեկտրամագնիսական ալիքի կլանումը պայմանավորված է Լանդաուի մակարդակների միջև քվանտային անցումներով, ապա գործ ունենք շրջանային (ցիկլոտրոնային) ռեզոնանսի հետ, որի դեպքում Լանդաուի մակարդակների միջև անցումները պայմանավորված են էլեկտրամագնիսական ալիքի փոփոխական էլեկտրական դաշտով:

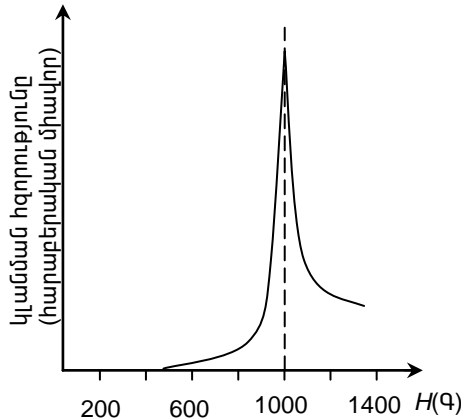
Ի տարբերություն շրջանային ռեզոնանսի, մագնիսական ռեզոնանսային բոլոր երևույթները պայմանավորված են արդյունաբար մագնիսական մոմենտի՝ արտաքին մագնիսական դաշտում տարածական քվանտացման (գեեմանյան) մակարդակների միջև անցումներով, որոնք տեղի են ունենում էլեկտրամագնիսական ալիքի փոփոխական մագնիսական դաշտի ազդեցությամբ:

Մագնիսական ռեզոնանսի հիմնական տեսակներն են՝

1. Էլեկտրոնային պարամագնիսական (սպինային) ռեզոնանս՝ ԷՊՌ. որպես մագնիսական մոմենտների համակարգ հանդես է գալիս էլեկտրոնային մագնիսական մոմենտների համակարգը:
2. Միջուկային մագնիսական ռեզոնանս՝ ՄՄՌ. որպես մագնիսական մոմենտների համակարգ հանդես է գալիս միջուկների սպիններով պայմանավորված մագնիսական մոմենտների համակարգը:

Օգտագործվում են նաև մագնիսական ռեզոնանսի այլ տեսակներ՝ էլեկտրոնային ֆեռոմագնիսական ռեզոնանս, էլեկտրոնային հակաֆեռոմագնիսական ռեզոնանս, միջուկային քվադրուպոլային ռեզոնանս, սպին-ալիքային ռեզոնանս և այլն:

Ռեզոնանսային մեթոդները հնարավորություն են տալիս հայտնաբերելու և լրիվ մագնիսական ընկալունակությունից առանձնացնելու նրա՝ տարբեր պատճառներով պայմանավորված ամենաչնչին փոփոխությունները, որը հնարավոր չէ չափել այլ, ոչ ռեզոնանսային մեթոդներով:



Նկ.1. Էլեկտրոնային պարամագնիսական ռեզոնանսային կլանման կորը $CrCl_3$ -ում. $T = 298^\circ K$ կլանված ալիքի երկարությունը՝ $\lambda = 10,87$ սմ

Պինդ մարմիններում մագնիսական ռեզոնանսի առաջին փորձերը կատարել է Ե. Չավոյսկին, որը դիտել է որոշ պարամագնիսական աղերում ուժեղ ռեզոնանսային կլանում (նկ.1): Միջուկային մագնիսական ռեզոնանսի առաջին փորձերը հեղուկներում կատարել են Է. Պարսելը, Հ. Թորին և Է. Պատուդը, իսկ պինդ մարմիններում՝ Ֆ. Բլոխը, Ու. Հանսենը և Մ. Պակարդը:

Մագնիսական ռեզոնանսային մեթոդներով ստացվում է հարուստ տեղեկատվություն պինդ մարմինների տարբեր բնութագրերի վերաբերյալ: Մասնավորապես, կարելի է ուսումնասիրել առանձին արատների էլեկտրոնային կառուցվածքը, որն անմիջականորեն ազդում է կլանման սպեկտրների նուրբ կառուցվածքի վրա, հետազոտել սպինային համակարգի դինամիկան, որն ազդում է կլանման գծերի լայնության վրա:

Մագնիսական ռեզոնանսային փորձերում դիտվող ռեզոնանսային գծերի շեղման միջոցով կարելի է գնահատել սպինով պայմանավորված ներքին մագնիսական դաշտերը:

Մագնիսական ռեզոնանսը լայնորեն կիրառվում է նաև սպինային համակարգի կոլեկտիվ գրգռումներն ուսումնասիրելու նպատակով:

ՏԵՄԱԿԱՆ ՄԱՍ

1. Մագնիսական ռեզոնանսի տարրական տեսությունը

Մագնիսական ռեզոնանսի ֆիզիկական էությունը պարզելու համար ուսումնասիրենք արտաքին հաստատուն մագնիսական դաշտի ազդեցությունը զրոյից տարբեր արդյունաբար մագնիսական մոմենտ ունեցող ազատ ատոմի (իոնի, միջուկի, էլեկտրոնի) վրա:

Եթե արտաքին մագնիսական դաշտը թույլ է ներատոմական մագնիսական դաշտերի համեմատությամբ, ինչը սովորաբար տեղի ունի, ապա այն չի կարող խախտել սպին-ուղեծրային կապը: Այս դեպքում ատոմին վերագրվում է մեխանիկական \mathbf{J} և արդյունաբար մագնիսական $\boldsymbol{\mu}$ մոմենտ, որը գուգահեռ է \mathbf{J} -ին և նրա հետ կապված է

$$\boldsymbol{\mu} = \gamma \mathbf{J} \quad (1.1)$$

առնչությամբ, որտեղ γ -ն այսպես կոչված գիրումագնիսական հարաբերությունն է, որի մեծությունը կախված է ատոմի (միջուկի) քվանտային վիճակից: Քանի որ \mathbf{J} մեխանիկական մոմենտը չափվում է \hbar միավորով, ապա կարելի է մտցնել մեխանիկական մոմենտի չափայնություն չունեցող \hat{I} օպերատոր, գրելով

$$\mathbf{J} = \hbar \hat{I} : \quad (1.2)$$

\hat{I}^2 օպերատորն ունի $I(I+1)$ սեփական արժեքներ, իսկ I -ն ընդունում է ամբողջ կամ կիսամբողջ արժեքներ: \hat{I} օպերատորի կամայական բաղադրիչ կոմուտացվում է \hat{I}^2 -ու հետ, հետևաբար՝ կարելի է միաժամանակ որոշել \hat{I}^2 -ու և այդ բաղադրիչի, օրինակ՝ \hat{I}_z -ի սեփական m արժեքը: Տրված I -ի դեպքում m -ն ընդունում է $2I+1$ հատ արժեք՝ $-I, -I+1, \dots, I-1, I$:

Արտաքին մագնիսական \mathbf{H} դաշտում $\boldsymbol{\mu}$ մագնիսական մոմենտը ձեռք է բերում

$$E = -\boldsymbol{\mu}\mathbf{H} = -\mu_z H \quad (1.3)$$

լրացուցիչ էներգիա, որտեղ μ_z -ը մագնիսական մոմենտի պրոյեկցիան է դաշտի ուղղության վրա և տրվում է

$$\mu_z = g\mu_B m \quad (1.4)$$

առնչությամբ, $\mu_B = e\hbar/2mc = 9,23 \cdot 10^{-20}$ էրգ/Պ մեծությունը Բորի մագնետոնն է, g -ն՝ Լանդեի բազմապատկիչը՝

$$g = 1 + \frac{I(I+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2I(I+1)}, \quad (1.5)$$

S -ն ստոմի լրիվ սպինի, L -ը՝ լրիվ ուղեծրային մոմենտի քվանտային թիվն է: Որպես ստոմի արդյունարար մագնիսական մոմենտ ընդունված է

$$|\vec{\mu}| = (\mu_z)_{\max} = g\mu_B I \quad (1.6)$$

մեծությունը: (1.3) և (1.4) բանաձևերի համաձայն՝ արտաքին մագնիսական դաշտում ստոմի էներգիական մակարդակը ձեռքվում է $2I + 1$ ենթամակարդակների, որոնցից յուրաքանչյուրի էներգիան տրվում է

$$E_m = -g\mu_B H m \quad (1.7)$$

բանաձևով (զեեմանյան ձեռքում): Ինչպես հետևում է (1.7) բանաձևից, զեեմանյան մակարդակները հավասարահեռ են՝ երկու հարևան մակարդակների հեռավորությունը՝

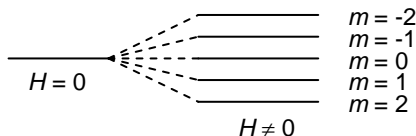
$$\Delta E_{m,m-1} \equiv E_{m-1} - E_m = g\mu_B H, \quad (1.8)$$

կախված չէ m -ից և համեմատական է մագնիսական դաշտի լարվածությանը (նկ. 2):

Մագնիսական ենթամակարդակների գոյությունը կարելի է հայտնաբերել ընտրողական կլանման օգնությամբ, եթե համակարգը գրգռվի արտաքին ազդակի միջոցով, որը հանգեցնում է անցումների այդ ենթամակարդակների միջև: Էներգիայի պահպանման օրենքից բխում է, որ արտաքին ազդեցության ժամանակային կախումը տրվում է ω հաճախությամբ, որը որոշվում է

$$\hbar\omega = E_{m'} - E_m \quad (1.9)$$

առնչությամբ, որտեղ E_m -ը և $E_{m'}$ -ը համակարգի սկզբնական և վերջնական էներգիաներն են:



Նկ. 2. $I = 2$ սպինի էներգիական մակարդակները

Մագնիսական ռեզոնանս դիտելու համար, որպես արտաքին ազդակ, կիրառվում է փոփոխական մագնիսական դաշտ՝

$$\mathbf{H}_1(t) = \mathbf{H}_{10} \cos \omega t, \quad (1.10)$$

որն ուղղահայաց է \mathbf{H} հաստատուն մագնիսական դաշտին: Այս դեպքում գրգռման համիլտոնիանը՝

$$\hat{H}_i = -\boldsymbol{\mu}\mathbf{H}_1(t) = -\mu_x H_{10,x} \cos \omega t: \quad (1.11)$$

μ_x օպերատորի մատրիցական տարրը՝ $\langle m' | \mu_x | m \rangle$ -ը, գրոյից տարբեր արժեքներ ունի միայն m և $m' = m \pm 1$ մակարդակների միջև անցումների համար, այսինքն, երբ տեղի ունի $\Delta m = \pm 1$ ջոկման կանոնը:

Այսպիսով, $\mathbf{H}_1(t)$ փոփոխական դաշտի ազդեցությամբ կատարվում են անցումներ միայն հարևան մակարդակների միջև, ուստի, (1.9) և (1.8) առնչությունների համաձայն՝

$$\hbar\omega = E_{m-1} - E_m = g\mu_B H: \quad (1.12)$$

(1.12) բանաձևում տեղադրելով Բորի մագնետոնի արժեքը, կստանանք՝

$$\omega = \frac{1}{\hbar} g \frac{e\hbar}{2mc} H = g \frac{e}{2mc} H \equiv \gamma H, \quad (1.13)$$

որն էլ ներկայացնում է մեկուսացված ատոմի մագնիսական ռեզոնանսի պայմանը: Մասնավոր դեպքում, երբ ատոմի ուղեծրային մոմենտը՝ $L = 0$, (1.5) և (1.13) առնչությունների համաձայն՝

$$\omega = 2 \frac{eH}{2mc} = \frac{eH}{mc} \equiv \omega_H, \quad (1.14)$$

որը շրջանային հաճախությունն է: (1.14) բանաձևի համաձայն՝ մագնիսական ռեզոնանսի հաճախությունը համընկնում է շրջանային ռեզոնանսի հաճախության հետ: Սակայն միաժամանակ շրջանային ռեզոնանս և պարամագնիսական ռեզոնանս դիտվել չեն կարող վերջինիս թույլ լինելու պատճառով: Իրոք, պարամագնիսական ռեզոնանսը պայմանավորված է փոփոխական մագնիսական դաշտով, որի ազդեցությունը շատ ավելի թույլ է, քան փոփոխական էլեկտրական դաշտով պայմանավորված շրջանային ռեզոնանսը՝ $H_{10}/E_{10} \sim v/c \sim 10^{-4}$:

Եթե (1.14) արտահայտության մեջ տեղադրենք հաստատունների արժեքները, կստանանք՝

$$\omega = 1,4 \cdot 10^7 H, \quad (1.15)$$

որտեղ H -ը չափվում է գաուսներով (Գ): $H \sim 1 - 10^4$ Գ-ս դաշտերում ռեզոնանսային հաճախություններն ընկած են $10^7 - 10^{11}$ Հց, այսինքն՝ ռադիո- ($10^7 - 10^9$ Հց) և միկրոալիքային ($10^{10} - 10^{11}$ Հց) տիրույթներում (ալիքի երկարությունը՝ $10^4 - 1$ սմ):

Սկզբունքորեն մագնիսական ռեզոնանս կարելի է դիտել նաև համեմատաբար փոքր հաճախությունների տիրույթում, սակայն գործնականում դա հնարավոր չէ, քանի որ քվանտային անցումների հավանականությունը հաճախության նվազման հետ արագ փոքրանում է, և երևույթը չի դիտվում:

Քանի որ (1.13) պայմանում Պլանկի հաստատունը բացակայում է, ապա մագնիսական ռեզոնանսը կարելի է նկարագրել նաև դասական ձևով:

Իրոք, ենթադրենք, որ m զանգվածով և e լիցքով մասնիկը շարժվում է r շառավղով շրջանագծով, T պարբերությամբ: Մասնիկի մեխանիկական մոմենտը՝

$$J = mvr = m \frac{2\pi r}{T} r = \frac{2\pi mr^2}{T}, \quad (1.16)$$

իսկ մագնիսական մոմենտը՝

$$\mu = \frac{1}{c} iS = \frac{1}{c} \frac{e}{T} \pi r^2 : \quad (1.17)$$

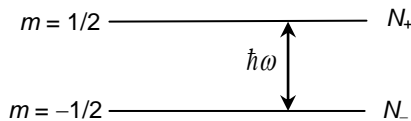
(1.16) և (1.17) արտահայտությունների համեմատությունից բխում է, որ

$$\gamma = \frac{\mu}{J} = \frac{e}{2mc} : \quad (1.18)$$

Ռեզոնանսային հաճախության (1.13) և (1.18) առնչություններից հետևում է, որ միջուկների համար ω -ն ավելի քան երեք կարգով փոքր է, քան էլեկտրոնների համար: Իրոք, $H \sim 10^3 - 10^4$ Գս լարվածությամբ դաշտերում էլեկտրոնային համակարգում ռեզոնանս դիտվում է 10^4 ՄՀց տիրույթում, իսկ միջուկների համակարգում՝ 10 ՄՀց տիրույթում:

2. Էներգիայի կլանումը

Մագնիսական ռեզոնանսի երևույթում էներգիայի կլանման մեխանիզմը պարզաբանենք $I = 1/2$ սպինով միջուկների երկմակարդակ համակարգի քննարկմամբ: Նշանակենք սպինի $m = 1/2$ պրոյեկցիայով միջուկների թիվը (մակարդակի բնակեցվածությունը) N_+ - ով, իսկ $m = -1/2$ - ով միջուկների թիվը՝ N_- - ով (նկ. 3):



Նկ. 3. $I = 1/2$ սպինի էներգիական մակարդակները

Փոփոխական մագնիսական դաշտի ազդեցությամբ ստիպողական անցումների հետևանքով N_+ և N_- բնակեցվածությունները ժամանակի ընթացքում փոփոխվում են: Եթե նշանակենք միավոր ժամանակում սպինի՝ $m = 1/2$ մակարդակից $m = -1/2$ մակարդակ անցման հավանականությունը W_{+-} - ով, իսկ հակառակ անցման հավանականությունը՝ W_{-+} - ով, ապա որևէ, օրինակ՝ $m = 1/2$ մակարդակի բնակեցվածության փոփոխության համար կարող ենք գրել՝

$$\frac{dN_+}{dt} = N_-W_{-+} - N_+W_{+-} : \quad (2.1)$$

Մանրամասն հավասարակշռության սկզբունքից հետևում է, որ

$$W_{-+} = W_{+-} \equiv W : \quad (2.2)$$

Անցնելով նոր, հարմար փոփոխականների, այն է՝

$$N = N_+ + N_- = const, \quad n = N_+ - N_-, \quad \text{կամ} \quad (2.3)$$

$$N_+ = \frac{1}{2}(N+n), \quad N_- = \frac{1}{2}(N-n), \quad (2.4)$$

(2.1) հավասարման փոխարեն կստանանք՝

$$\frac{dn}{dt} = -2nW,$$

որի լուծումը՝

$$n(t) = n(0)e^{-2Wt} : \quad (2.5)$$

Բնչպես հետևում է (2.5) բանաձևից, եթե մակարդակների բնակեցվածությունները $t = 0$ սկզբնական պահին տարբերվում են ($n(0) \neq 0$), ապա հարկադրական անցումների հետևանքով դրանք, ի վերջո, հավասարվում են:

Բարձրհաճախային դաշտի էներգիայի կլանման արագությունը որոշվում է ստորին մակարդակից վերին մակարդակ անցնելիս կլանված քվանտների և հակառակ ուղղությամբ անցումներում արձակված քվանտների տարբերությամբ՝

$$\frac{dE}{dt} = N_+W_+ \hbar\omega - N_-W_- \hbar\omega = \hbar\omega Wn : \quad (2.6)$$

Այսինքն՝ էներգիայի կլանում հնարավոր է միայն $n \neq 0$ դեպքում, երբ մակարդակների բնակեցվածությունները տարբեր են: Եթե վերին մակարդակի բնակեցվածությունն ավելի մեծ է, քան ստորինինը, այսինքն՝ $n = N_+ - N_- > 0$, ապա արդյունաբար կլանումը բացասական է, այսինքն՝ համակարգն ավելի շատ էներգիա տալիս է, քան ստանում:

Այսպիսով, ըստ (2.6) հավասարման, էներգիայի ռեզոնանսային

կլանումը պետք է, ի վերջո, դադարի, իսկ ռեզոնանսի ազդանշանը՝ անհետանա, ինչը, սակայն, հակասում է փորձին: Դեռ ավելին, եթե $W = 0$, այսինքն՝ արտաքին փոփոխական դաշտը բացակայում է, ապա $dN_+/dt = 0$, որը նշանակում է բնակեցվածության անփոփոխություն: Սակայն եթե չմագնիսացված նմուշը տեղադրենք հաստատուն մագնիսական դաշտում, ապա այն ձեռք կբերի զրոյից տարբեր մագնիսական մոմենտ, որը նշանակում է, որ դաշտի ուղղությամբ ուղղված սպինների N_+ թիվը գերազանցում է հակառակ ուղղված սպինների N_- թիվը: Ուրեմն, նմուշի մագնիսացման համար անհրաժեշտ է, որ վերին մակարդակից ստորինին անցումների արագությունը մեծ լինի հակառակ անցումների արագությունից: Այսպիսի պրոցեսում սպինային համակարգը կորցնում է էներգիա, այսինքն՝ տեղի է ունենում ջերմության արտահոսք: Բնակեցվածությունների վերջնական տարբերությունը պայմանավորված է էներգիայի արտահոսքն ընդունող այլ համակարգի՝ (թերմոստատի) էներգիա կլանելու ընդունակությամբ: Էներգիայի արտահոսքը կշարունակվի այնքան ժամանակ, մինչև որ բնակեցվածությունների հարաբերությունը համապատասխանի T ջերմաստիճանով թերմոստատի հավասարակշռության վիճակին՝

$$\frac{N_-^0}{N_+^0} = \exp\left(-\frac{E_- - E_+}{k_B T}\right) = \exp\left(-\frac{\hbar\gamma H}{k_B T}\right): \quad (2.7)$$

Այսպիսով՝ պետք է ենթադրել, որ գոյություն ունի մեխանիզմ, որը հանգեցնում է սպինային համակարգի մակարդակների միջև անցումների և պայմանավորված է «թերմոստատի» հետ փոխազդեցությամբ:

Նշանակենք այդ փոխազդեցությամբ պայմանավորված E_+ մակարդակից E_- մակարդակ միավոր ժամանակում անցման հավանականությունը W_{\uparrow} -ով, իսկ W_{\downarrow} -ով՝ հակառակ անցման հավանականությունը: Թույլ մագնիսական դաշտի առկայությամբ

$$\frac{dN_{\pm}}{dt} = N_- W_{\downarrow} - N_+ W_{\uparrow}: \quad (2.8)$$

Հասկանալի է, որ $W_{\uparrow} \neq W_{\downarrow}$, որը հետևում է նմուշի մագնիսացման փաստից: Իրոք, հաստատված վիճակում $dN_{\pm}/dt = 0$, այսինքն՝

$$\frac{W_{\uparrow}}{W_{\downarrow}} = \frac{N_{-}^0}{N_{+}^0} = \exp\left(-\frac{\hbar\gamma H}{k_B T}\right): \quad (2.9)$$

Ի տարբերություն մանրամասն հավասարակշռության հետևանք $W_{+-} = W_{-+}$ հավասարության, $W_{\uparrow} \neq W_{\downarrow}$ անհավասարությունը հետևանք է այն բանի, որ ջերմային անցման համար, բացի այլ համակարգի հետ փոխազդեցությունից, անհրաժեշտ է նաև «թերմոստատի» որոշակի էներգիական վիճակի գոյություն, որի դեպքում հնարավոր է անցում:

(2.8) հավասարման մեջ անցնելով n և N փոփոխականներին՝ (2.3) առնչությունների օգնությամբ, կստանանք՝

$$\frac{dn}{dt} = N(W_{\downarrow} - W_{\uparrow}) - n(W_{\downarrow} + W_{\uparrow}), \quad (2.10)$$

որը կարելի է ներկայացնել

$$\frac{dn}{dt} = \frac{n_0 - n}{T_1} \quad (2.11)$$

տեսքով, որտեղ

$$n_0 = N \frac{W_{\downarrow} - W_{\uparrow}}{W_{\downarrow} + W_{\uparrow}}, \quad T_1^{-1} = W_{\downarrow} + W_{\uparrow}: \quad (2.12)$$

(2.11) հավասարման

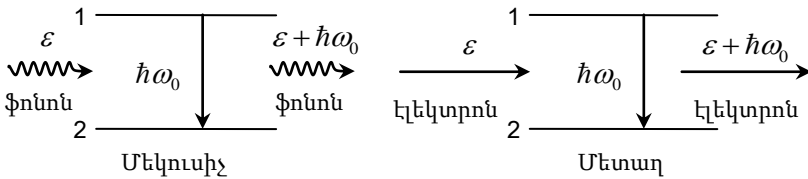
$$n(t) = n_0 + A \exp(-t/T_1) \quad (2.13)$$

լուծումից (A -ն ինտեգրման հաստատունն է) երևում է, որ n_0 -ն բնակեցվածությունների հավասարակշռական տարբերությունն է, որի հաստատման արագությունը որոշվում է այսպես կոչված «սպին-ցանցային» ռելաքսացիայի (ընդունված է նաև «երկայնական» անվանումը) ժամանակով: Օրինակ՝ չմագնիսացված նմուշի մագնիսացումը տեղի է ունենում (2.13) օրենքով ($t = 0$ պահին մագնիսացվածությունը զրո է, ինչին համապատասխանում է ինտեգրման հաստատունի՝ $A = -n_0$ արժեքը), այսինքն՝

$$M = \mu n(t) = M_0(1 - e^{-t/T_1}), \quad (2.14)$$

իսկ T_1 -ը հանդես է գալիս որպես մագնիսացման բնութագրական ժամանակ:

Բյուրեղներում պարամագնիսական իոնների սպին-ցանցային փոխազդեցության էությունը կայանում է այն բանում, որ ներբյուրեղական էլեկտրական դաշտը մոդուլվում է ֆոնոններով:



Նկ. 4. Քվազիմասնիկի ոչ առաձգական ցրումը սպինային համակարգի վրա

Նկ. 4-ում բերված են այն հիմնական պրոցեսները, որոնք ներդրում են տալիս մագնիսացվածության ռելաքսացիայի երևույթում: Ֆոնոնը (մեկուսիչում) կամ էլեկտրոնը (մետաղում) ոչ առաձգական ձևով ցրվում է սպինային համակարգի վրա, այսինքն՝ համակարգը կլանում է ε էներգիայով ֆոնոն (էլեկտրոն), այնուհետև անցնում է ավելի փոքր էներգիայով վիճակի՝ արձակելով $\varepsilon + \hbar\omega_0$ էներգիայով ֆոնոն (էլեկտրոն):

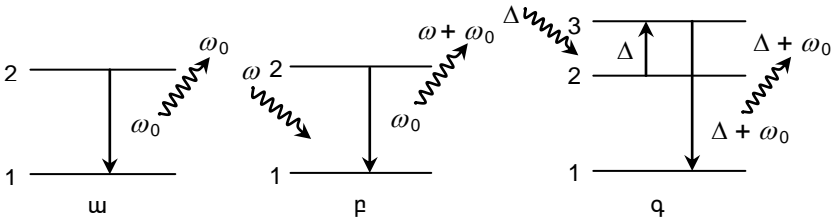
Ռելաքսացիան հիմնականում իրականացվում է հետևյալ պրոցեսների միջոցով՝ ա. ուղիղ պրոցես (ֆոնոնի կլանում և արձակում, նկ.5, ա), բ. ռամանյան պրոցես (ֆոնոնի ցրում հաճախության փոփոխությամբ, նկ. 5, բ), գ. օրբախյան պրոցես (ֆոնոնի ցրում հաճախության փոփոխությամբ, երրորդ մակարդակի մասնակցությամբ, նկ. 5, գ):

Ուղիղ անցման դեպքում (նկ. 5, ա) ռելաքսացիայի արագությունը համեմատական է համակարգի ջերմաստիճանին՝

$$T_1^{-1} \sim T: \quad (2.15)$$

Այսպես, $T \approx 20$ Կ ջերմաստիճանում $T_1 \sim 10^{-6}$ վ է, իսկ $T = 4,2$ Կ - ում այն հասնում է մինչև $T_1 \sim 10^{-2}$ վ մեծության:

Ռամանյան ցրման դեպքում սպինային համակարգը կլանում է ω



Նկ. 5. Հիմնական ռելաքսացիոն պրոցեսները

հաճախությամբ ֆոնոն, և անցնելով ավելի փոքր էներգիայով վիճակի, արձակում է $\omega + \omega_0$ հաճախությամբ ֆոնոն (նկ. 5, բ): Այս պրոցեսով պայմանավորված ռելաքսացիայի արագությունը՝

$$T_1^{-1} \sim T^7 \quad \text{կամ} \quad T^9: \quad (2.16)$$

Օրբալյան ցրման դեպքում սպինային համակարգը, կլանելով Δ հաճախությամբ ֆոնոն, անցնում է նախ՝ ավելի բարձր էներգիական մակարդակ (3, նկ. 5, գ), ապա՝ հիմնական (1, նկ. 5, գ) վիճակ, արձակելով $\Delta + \omega_0$ հաճախությամբ ֆոնոն: Այս պրոցեսով պայմանավորված սպին-ցանցային ռելաքսացիայի արագությունը տրվում է էքսպոնենտային օրենքով՝

$$T_1^{-1} \sim \exp\left(-\frac{\hbar\Delta}{k_B T}\right): \quad (2.17)$$

Անցումների լրիվ արագությունը, պայմանավորված ջերմային պրոցեսներով և արտաքին փոփոխական մագնիսական դաշտով, տրվում է

$$\frac{dn}{dt} = -2nW + \frac{n_0 - n}{T_1} \quad (2.18)$$

հավասարումով, որն ունի

$$n = \frac{n_0}{1 + 2WT_1} \quad (2.19)$$

ստացիոնար ($dn/dt = 0$) լուծումը: Կլանված էներգիայի համար (2.6) և (2.19) առնչություններից կստանանք՝

$$\frac{dE}{dt} = n\hbar\omega W = \frac{n_0\hbar\omega W}{1 + 2WT_1}: \quad (2.20)$$

Եթե $WT_1 \ll 1$, ապա փոփոխական դաշտի էներգիայի կլանումը գործնականորեն չի ազդում հավասարակշիռ բնակեցվածությունների վրա: Եթե $WT_1 \gg 1$ (մեծ կլանվող հզորություններ), ապա էներգիայի կլանման արագությունը՝

$$\frac{dE}{dt} \approx \frac{n_0 \hbar \omega}{2T_1} = \text{const} \quad (2.21)$$

և կախված չէ կլանվող փոփոխական դաշտի հզորությունից (այսպես կոչված «հազեցման» երևույթ): Դիտելով հազեցման երևույթը, կարելի է փորձում չափել սպին-ցանցային ռելաքսացիայի T_1 ժամանակը:

3. Շարժման հավասարումների ուսումնասիրումը

Մագնիսական ռեզոնանսի երևույթի համակողմանի ուսումնասիրությունը կարելի է իրականացնել նաև մագնիսական մոմենտի շարժման դասական կամ քվանտային հավասարումների օգնությամբ: Օգտվենք դասական նկարագրումից, որն ավելի պարզ է և պատկերավոր:

Եթե $\boldsymbol{\mu}_i$ մագնիսական մոմենտը գտնվում է \mathbf{H} մագնիսական դաշտում, ապա նրա վրա ազդում է $\boldsymbol{\mu}_i \times \mathbf{H}$ պտտող մոմենտ, ուստի մասնիկի իմպուլսի \mathbf{J}_i մոմենտի փոփոխման արագությունը՝

$$\frac{d\mathbf{J}_i}{dt} = \boldsymbol{\mu}_i \times \mathbf{H} : \quad (3.1)$$

Նկատի ունենալով մասնիկի իմպուլսի մոմենտի ու մագնիսական մոմենտի միջև (1.1) կապը և ենթադրելով, որ համակարգը բաղկացած է մեկ տեսակի մասնիկներից, (3.1) և (1.1) հավասարումներից կստանանք՝

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma(\mathbf{M} \times \mathbf{H}), \quad (3.2)$$

որտեղ $\mathbf{M} = \sum \boldsymbol{\mu}_i$ - ն համակարգի լրիվ մագնիսական մոմենտն է:

Եթե համակարգն արտաքին հաստատուն և համասեռ մագնիսական դաշտում է, որն ուղղված է z առանցքով՝ $\mathbf{H}(0, 0, H)$, ապա (3.2) հավասարումից հետևում է, որ

$$\frac{dM_x}{dt} = \gamma(M_y H_z - M_z H_y) = \gamma H M_y, \quad (3.3)$$

$$\frac{dM_y}{dt} = \gamma(M_z H_x - M_x H_z) = -\gamma H M_x, \quad (3.4)$$

$$\frac{dM_z}{dt} = \gamma(M_x H_y - M_y H_x) = 0: \quad (3.5)$$

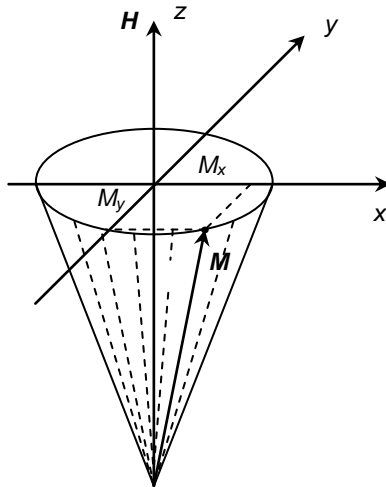
Վերջին հավասարման համաձայն, մագնիսական մոմենտի z բաղադրիչը ժամանակի ընթացքում չի փոփոխվում՝

$$M_z = M_0 = const, \quad (3.6)$$

իսկ (3.3) և (3.4) հավասարումների համաձայն՝ M_x և M_y բաղադրիչները փոփոխվում են ներդաշնակորեն, $\gamma H = \omega_L$ հաճախությամբ: Մասնավորապես, եթե $t = 0$ պահին $M_x = M_{\perp} \neq 0$, $M_y = 0$, ապա՝

$$M_x(t) = M_{\perp} \cos \omega_L t, \quad M_y(t) = -M_{\perp} \sin \omega_L t: \quad (3.7)$$

Այսպիսով՝ (3.6) և (3.7) լուծումները նկարագրում են \mathbf{M} մոմենտի



Նկ. 7. Մագնիսական մոմենտի կոնապտոյտն արտաքին հաստատուն մագնիսական դաշտում

կոնսպտույտը z առանցքի (\mathbf{H} -ի) շուրջը $\gamma\mathbf{H}$ հաճախությամբ, ժամալա-
քի պտտման հակառակ ուղղությամբ (նկ.7):

Այժմ ենթադրենք, որ հաստատուն \mathbf{H} դաշտի հետ մեկտեղ մագնի-
սական մոմենտի վրա ազդում է նաև \mathbf{H}_1 փոփոխական մագնիսական
դաշտ՝ ուղղված x առանցքով ($\mathbf{H}_1 \perp \mathbf{H}$):

Ինչպես հայտնի է, գծային բևեռացված դաշտը կարելի է ներկայաց-
նել որպես շրջանային (աջ և ձախ) բևեռացված դաշտերի գումար՝

$$\mathbf{H}_{1r} = H_1(i \cos \omega t + j \sin \omega t), \quad (3.8)$$

$$\mathbf{H}_{1l} = H_1(i \cos \omega t - j \sin \omega t), \quad (3.9)$$

որտեղ i -ն և j -ն միավոր վեկտորներ են x և y առանցքներով: \mathbf{H}_{1r} (աջ) և
 \mathbf{H}_{1l} (ձախ) բևեռացված դաշտերն իրարից տարբերվում են միայն ω -ի
նշանով: Կարևոր է այն հանգամանքը, որ փոփոխական դաշտի \mathbf{H}_{1l} բա-
ղադրիչի պտտման ուղղությունը, երբ $\omega > 0$, համընկնում է մագնիսա-
կան մոմենտի պտտման ուղղության հետ, ուստի (3.2) հավասարման
մեջ $\mathbf{M} \times \mathbf{H}_1$ պտտող մոմենտը կձգտի մեծացնել z առանցքից \mathbf{M} մոմեն-
տի շեղման θ անկյունը: Եթե փոփոխական դաշտի ω հաճախությունը
տարբերվում է ω_L -ից, ապա \mathbf{M} -ի և \mathbf{H}_{1r} -ի միջև փուլերի տարբերությունն
անընդհատ կփոփոխվի, այնպես, որ պտտող մոմենտի՝ $\mathbf{M} \times \mathbf{H}_1$ -ի միջինը
ժամանակի ընթացքում կդառնա զրո: Սակայն եթե $\omega = \omega_L$, ապա \mathbf{M} -ը և
 $\mathbf{H}_{1l}(t)$ -ն կփոփոխվեն նույն փուլով, և պտտող մոմենտի միջինը կլինի
գրոյից տարբեր: Այսպիսով՝ ռեզոնանսի պայմաններում մագնիսական
մոմենտը ժամանակի ընթացքում կմոտենա z առանցքին կամ կհեռանա
դրանից:

Շարժման հավասարումների ուսումնասիրումը զգալի կհեշտանա,
եթե M_x և M_y բաղադրիչների փոխարեն գրենք դրանց

$$M_+ = M_x + iM_y \quad \text{և} \quad M_- = M_x - iM_y \quad (3.10)$$

գծային համակցությունների համար հավասարումները: Տեղադրելով
(3.2) հավասարման մեջ

$$H_x = H_1 \cos \omega t, \quad H_y = -H_1 \sin \omega t, \quad H_z = H \quad (3.11)$$

արտահայտությունները և նկատի ունենալով (3.10) նշանակումները, կստանանք՝

$$\frac{dM_+}{dt} = -i\gamma H M_+ + i\gamma H_1 M_z \exp(i\omega t), \quad (3.12)$$

$$\frac{dM_-}{dt} = i\gamma H M_- - i\gamma H_1 M_z \exp(-i\omega t), \quad (3.13)$$

$$\frac{dM_z}{dt} = \frac{i}{2} \gamma H_1 [M_+ \exp(-i\omega t) - M_- \exp(i\omega t)]: \quad (3.14)$$

Քանի որ $M_{\pm} \sim H_1$, ապա (3.14) հավասարման աջ մասը համեմատական է H_1^2 -ուն, ուստի թույլ դաշտում ($H_1 \rightarrow 0$) H_1^2 -ուն համեմատական անդամների ճշտությամբ

$$M_z = M_0 = \text{const}: \quad (3.15)$$

Այս մոտավորությամբ (3.12) և (3.13) հավասարումների լուծումները կարելի է ներկայացնել

$$M_{\pm} = \frac{\gamma H_1 M_0}{\omega + \gamma H} \exp(\pm i\omega t) \quad (3.16)$$

տեսքով: Մագնիսական մոմենտի՝ z առանցքի հետ կազմած θ անկյունը որոշվում է

$$\text{tg}\theta = \frac{|M_{\pm}|}{|M_z|} = \frac{\gamma H_1}{\omega + \gamma H} \quad (3.17)$$

արտահայտությամբ: Երբ $\omega \rightarrow -\gamma H$, $M_{\pm} \rightarrow \infty$, իսկ $\theta = \pi/2$: Մագնիսական մոմենտի անվերջ աճը մինչև անգամ $H_1 \rightarrow 0$ դեպքում հետևանք է շարժման (3.12) – (3.14) հավասարումներում կորուստների անտեսման:

Այժմ պարզենք համակարգում առկա կորուստների ազդեցությունը մագնիսական մոմենտի վարքի վրա:

Եթե հաստատուն մագնիսական դաշտում M_x կամ M_y բաղադրիչները զրո չեն, ապա ժամանակի ընթացքում դրանք կդառնան զրո, որը համապատասխանում է ջերմային հավասարակշռության վիճակին, և որին գալու համար անհրաժեշտ է որոշակի փոխազդեցություն

մագնիսական մոմենտների միջև:

M_x և M_y բաղադրիչների ռելաքսացիան հաշվի առնելու համար մոցնենք լայնական ռելաքսացիայի T_2 ժամանակը և դրանց հավասարումների աջ մասերում ավելացնենք այդ բաղադրիչներին համեմատական $-M_x/T_2$ և $-M_y/T_2$ անդամները: Նկատի ունենալով նաև M_z - ի ռելաքսացիան նկարագրող (2.11) հավասարումը ($M_z \sim n$), կստանանք մագնիսական մոմենտի պրոյեկցիաների վարքը նկարագրող Բլոխի հավասարումները M_+ -ի, M_- -ի և M_z -ի համար՝

$$\frac{dM_+}{dt} = -i\gamma HM_+ + i\gamma H_1 M_z \exp(i\omega t) - \frac{M_+}{T_2}, \quad (3.18)$$

$$\frac{dM_-}{dt} = i\gamma HM_- - i\gamma H_1 M_z \exp(-i\omega t) - \frac{M_-}{T_2}, \quad (3.19)$$

$$\frac{dM_z}{dt} = \frac{i}{2}\gamma H_1 [M_+ \exp(-i\omega t) - M_- \exp(i\omega t)] + \frac{M_0 - M_z}{T_1}: \quad (3.20)$$

Բլոխի հավասարումներում առկա T_2 ժամանակը, որը կոչվում է նաև սպին-սպինային ռելաքսացիայի ժամանակ, այն բնութագրական ժամանակն է, որի ընթացքում (եթե, իհարկե, $T_2 \ll T_1$) մագնիսական մոմենտների (սպինների) համակարգում հաստատվում է հավասարակշիռ վիճակ: Այս դեպքում սպինային համակարգին կարելի է վերագրել որոշակի ջերմաստիճան, որը կախված է փոփոխական դաշտից կլանված էներգիայից, ռելաքսացիայի ժամանակից, ինչպես նաև թերմոստատի ջերմաստիճանից և որն ընդհանուր դեպքում կարող է եսպես տարբերվել ցանցային ջերմաստիճանից:

Անցնենք (3.18) – (3.20) հավասարումների լուծմանը: Ենթադրենք, որ $dM_z/dt = 0$, այսինքն՝ մագնիսական մոմենտների համակարգը հավասարակշռված է: (3.18) և (3.19) հավասարումների լուծումները փնտրենք

$$M_{\pm} = \frac{\gamma M_z H_1}{\omega + \gamma H \mp iT_2^{-1}} \exp(\pm i\omega t) \quad (3.21)$$

տեսքով, որոնք տեղադրելով (3.20) հավասարման մեջ, կստանանք՝

$$M_z = M_0 \frac{1 + (\omega + \gamma H)^2 T_2^2}{1 + (\omega + \gamma H)^2 T_2^2 + \gamma^2 H_1^2 T_1^2 T_2^2}, \quad (3.22)$$

$$M_{\pm} = M_0 \frac{\gamma T_2 [(\omega + \gamma H) T_2 \pm i]}{1 + (\omega + \gamma H)^2 T_2^2 + \gamma^2 H_1^2 T_1^2 T_2^2} \cdot H_1 \exp(\pm i \omega t) : \quad (3.23)$$

Եթե (3.23) արտահայտությունը ներկայացնենք

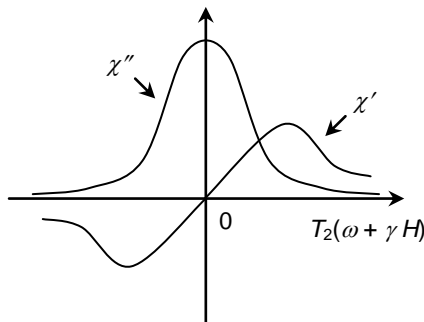
$$M_{\pm} = \chi H_1 \exp(\pm i \omega t) \quad (3.24)$$

տեսքով, որտեղ $\chi = \chi' - i \chi''$ կոմպլեքս մեծությունը մագնիսական ընկալունակությունն է, ապա դրա χ' իրական (այսպես կոչված բարձր հաճախային կամ դինամիկական) մասի և χ'' կեղծ մասի համար (3.23) արտահայտությունից կստանանք՝

$$\frac{\chi'}{\chi_0} = \frac{\gamma H T_2^2 (\omega + \gamma H)}{1 + (\omega + \gamma H)^2 T_2^2 + \gamma^2 H_1^2 T_1^2 T_2^2}, \quad (3.25)$$

$$\frac{\chi''}{\chi_0} = \frac{\gamma H T_2}{1 + (\omega + \gamma H)^2 T_2^2 + \gamma^2 H_1^2 T_1^2 T_2^2}, \quad (3.26)$$

որտեղ χ -ն ստատիկ մագնիսական ընկալունակությունն է: $\chi'(\omega)$ և $\chi''(\omega)$ ֆունկցիաները պատկերված են նկ. 8-ում:



Նկ. 8. Մագնիսական ընկալունակության իրական (χ') և կեղծ (χ'') մասերի հաճախային կախումները

Բարձրհաճախային մագնիսական դաշտից սպինային համակարգի կլանած հզորությունն արտահայտվում է

$$P(\omega) = \frac{\omega}{2} \chi''(\omega) H_1^2 V \quad (3.27)$$

բանաձևով, որտեղ V -ն համակարգի ծավալն է:

Կոնապտույտի θ անկյան համար (3.23) և (3.22) արտահայտություններից կստանանք՝

$$\operatorname{tg} \theta = \left| \frac{M_{\pm}}{M_z} \right| = \frac{\gamma H_1}{\sqrt{(\omega + \gamma H)^2 + T_2^{-2}}}: \quad (3.28)$$

Ռեզոնանսի դեպքում, երբ $\omega = -\gamma H$,

$$\operatorname{tg} \theta_0 = \gamma H_1 T_2, \quad (3.29)$$

$$\chi'(\omega) = 0, \quad \chi''(\omega) = \frac{\chi_0 \gamma H T_2}{1 + \gamma^2 H_1^2 T_1 T_2}, \quad (3.30)$$

$$\frac{M_z}{M_0} = \frac{1}{1 + \gamma^2 H_1^2 T_1 T_2}: \quad (3.31)$$

Վերջին արտահայտությունից մասնավորապես հետևում է, որ $M_z < M_0$, այսինքն՝ տեղի ունի հազեցում, քանի որ սպին-ցանցային ռելաքսացիան չի հասցնում մագնիսական մոմենտների համակարգում հաստատել հավասարակշիռ վիճակ: Եթե $\gamma^2 H_1^2 T_1 T_2 \ll 1$, ապա ըստ (3.22) բանաձևի, $M_z \approx M_0$, ինչը նշանակում է, որ, չնայած փոփոխական դաշտի էներգիայի կլանմանը, T_1 -ի փոքրության հետևանքով (արագ ռելաքսացիա) ջերմային հավասարակշռությունն արագ վերականգնվում է, և սպինային համակարգի ջերմաստիճանը գործնականորեն չի տարբերվում ցանցային (թերմոստատի) ջերմաստիճանից:

4. Ռեզոնանսային գծի լայնությունը: Գերնուրբ ճեղքում

Ռեզոնանսային գծերի՝ փորձում դիտվող լայնացումը հիմնականում պայմանավորված են հետևյալ գործոններով՝ ա) արտաքին մագնիսական դաշտի անհամասեռություն, բ) մագնիսական մոմենտների երկբևեռ-երկբևեռային փոխազդեցություն և գ) էլեկտրոնների փոխանակա-

յին փոխազդեցություն: Ուսումնասիրենք այս գործոններն առանձին-առանձին:

ա. Արտաքին մագնիսական դաշտի անհամասեռություն

(1.13) առնչության համաձայն՝ ռեզոնանսային հաճախությունը՝

$$\omega = \gamma H, \tag{4.1}$$

և եթե մագնիսական դաշտը կետից կետ փոփոխվում է, ապա (4.1) պայմանը տեղի կունենա տարբեր ω -ների համար, ինչը կհանգեցնի ռեզոնանսային զծի լայնացման:

բ. Մագնիսական մոմենտների երկբևեռ-երկբևեռային փոխազդեցություն

Տվյալ մագնիսական մոմենտի վրա, բացի արտաքին \mathbf{H} մագնիսական դաշտից, ազդում է նաև հարևան մագնիսական մոմենտների ստեղծած ներքին մագնիսական դաշտը: Երկու երկբևեռների փոխազդեցությունը պայմանավորված է մի երկբևեռի՝ մյուսի տեղակայման կետում ստեղծած մագնիսական դաշտով, որը

$$h \approx \frac{\mu}{r^3} \tag{4.2}$$

կարգի մեծություն է, որտեղ r -ը երկբևեռների միջև հեռավորությունն է: Նկատի ունենալով r -ից ուժեղ կախումը, կարելի է h դաշտը գնահատելիս սահմանափակվել ամենամոտ հարևանների մոտավորությամբ և վերցնել $r \sim a$, որտեղ a -ն ցանցի հաստատունն է: Ռեզոնանսային հաճախությունը յուրաքանչյուր ատոմի համար, կախված նրա դիրքից, կտրվի

$$\omega = \gamma |\mathbf{H} + \mathbf{h}| \tag{4.3}$$

արտահայտությամբ, այսինքն, (4.1) արժեքից կտարբերվի $\Delta\omega$ -ով, որը

$$|\Delta\omega| \cong \gamma |\mathbf{h}| \approx \gamma \frac{\mu}{a^3} \tag{4.4}$$

կարգի մեծություն է:

գ. Էլեկտրոնների փոխանակային փոխազդեցություն

Հարևան մագնիսական մոմենտների միջև գործում է նաև փոխանակային փոխազդեցությունը, որն էլեկտրաստատիկ բնույթ ունի և

հետևանք է Պաուլիի սկզբունքի: Այլ կերպ ասած, մագնիսական մոմենտների (իոնների) էլեկտրաստատիկ փոխազդեցության էներգիան կախված է իոնների սպինների փոխադարձ դիրքից: Կարելի է պատկերացնել, որ հարևան իոնները «փոխանակում են» իրենց սպինները $\omega_{\text{փ}} \approx A/\hbar$ հաճախությամբ, որտեղ A -ն փոխանակային ինտեգրալն է: Եթե այս «փոխանակումը» կատարվում է շատ արագ և միննույն իոնների միջև, որոնք ունեն նույն էներգիան $\mathbf{h} + \mathbf{H}$ մագնիսական դաշտում, ապա այն բերում է տվյալ իոնի վրա ազդող \mathbf{h} տեղային դաշտերի միջինացման (հավասարեցման), որի հետևանքով ռեզոնանսային գծի լայնությունը փոքրանում է (Վան Ֆլեկի «փոխանակային նեղացում»):

Փորձում ռեզոնանսային գծերի «նեղացում» դիտվել է նաև միջուկների համակարգում, որը պայմանավորված է դրանց արագ շարժումով: Եթե անշարժ միջուկների երկբևեռային փոխազդեցությամբ պայմանավորված գծի լայնացումը նշանակենք $(\Delta\omega)_0$ -ով, ապա ըստ (4.4) առնչության՝ $(\Delta\omega)_0 \approx \gamma h_i$, որտեղ h_i -ն անշարժ միջուկի վրա ազդող գրգռումն է: Եթե միջուկներն իրար նկատմամբ արագ շարժվում են, ապա h_i դաշտը ժամանակի ընթացքում արագ փոփոխվում է, ընդունելով պատահական արժեքներ:

Ենթադրենք՝ միջին հաշվով τ ժամանակամիջոցում մագնիսական դաշտի արժեքը h_i է, իսկ այնուհետև դառնում է $-h_i$: τ ժամանակամիջոցում սպինը կպտտվի լրացուցիչ (H -ում կատարվող պտույտի նկատմամբ) $\delta\phi = \pm\gamma h_i\tau$ անկյունով: Քանի որ h_i դաշտը փոփոխվում է պատահական ձևով, ապա n հատ τ ժամանակահատված հետո փուլից «ընկնելու» անկյան միջին քառակուսին՝

$$\langle \phi^2 \rangle = n(\delta\phi)^2 = n\gamma^2 h_i^2 \tau^2 : \quad (4.5)$$

Փուլից «ընկնելու» անկյունը կհասնի մեկ ռադիանի n քայլից հետո, որը որոշվում է $\langle \phi^2 \rangle \sim 1$ ռադ² պայմանից՝ $n \approx 1/\gamma^2 h_i^2 \tau^2$: n քայլի համար անհրաժեշտ ժամանակը՝

$$T_2 = n\tau = \frac{1}{\gamma^2 h_i^2 \tau}, \quad (4.6)$$

այն դեպքում, երբ անշարժ միջուկների դեպքում $T_2 \approx 1/\gamma h_i$:

Այսպիսով՝ արագ շարժումով պայմանավորված լայնացումը՝

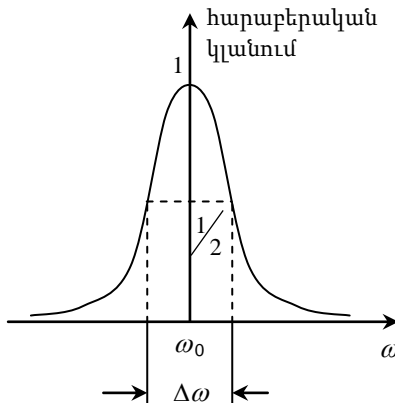
$$\Delta\omega = \frac{1}{T_2} = \gamma^2 h_i^2 \tau = (\Delta\omega)_0^2 \tau : \quad (4.7)$$

Քանի որ $(\Delta\omega)_0 \tau \ll 1$, ապա (4.7) բանաձևից հետևում է, որ

$$\Delta\omega \ll (\Delta\omega)_0, \quad (4.8)$$

այսինքն, որքան փոքր է τ ժամանակահատվածը (որքան արագ են շարժվում միջուկները), այնքան ավելի փոքր է ռեզոնանսային գծի լայնությունը: Այսպես, օրինակ, սենյակային ջերմաստիճանում ջրի մոլեկուլի պտտական ռելաքսացիայի ժամանակը՝ $\tau \sim 10^{-10}$ վ կարգի է: Հետևաբար, եթե $(\Delta\omega)_0 \approx 10^5$ վ⁻¹ (սառույցի համար), ապա $(\Delta\omega)_0 \tau \approx 10^{-5}$ և $\Delta\omega \approx (\Delta\omega)_0^2 \tau \approx 1$ վ⁻¹, և պրոտոնային ռեզոնանսի գծի լայնությունը կկազմի ստատիկ ռեզոնանսային գծի լայնության 10^{-5} մասը:

Ռեզոնանսային գծի լայնությունը՝ $\Delta\omega$ -ն, որոշվում է որպես տիրույթ, որի ծայրակետերում կլանման հաճախային կախման կորի արժեքը մաքսիմումի նկատմամբ փոքրանում է երկու անգամ (նկ. 9):



Նկ. 9. Ռեզոնանսային գծի լայնության որոշումը

Նկատի ունենալով (3.27) և (3.26) արտահայտությունները, ռեզոնանսային զծի լայնության համար կստանանք՝

$$\Delta\omega = |\omega + \gamma H| = T_2^{-1} : \quad (4.9)$$

Այժմ՝ համառոտակի ռեզոնանսային զծերի կառուցվածքի մասին:

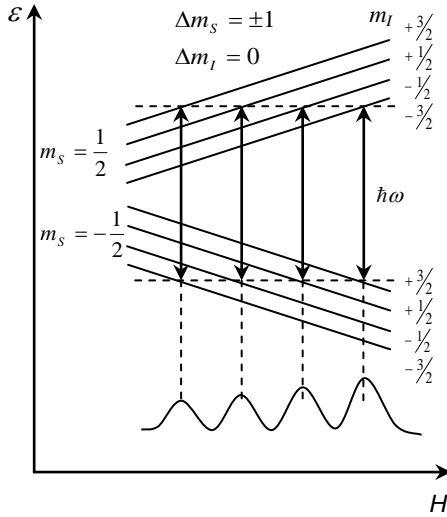
ա. Նուրբ կառուցվածք

Ազատ ատոմում էլեկտրոնների վրա ազդող էլեկտրական դաշտը կենտրոնական բնույթ ունի, ուստի էլեկտրոնների իմպուլսի մոմենտը պահպանվում է: Ուղեծրային քվանտային թիվը «լավ» թիվ է: Սակայն եթե ատոմը բյուրեղում է կամ որևէ բարդ մոլեկուլի բաղադրության մեջ, ապա էլեկտրոնների վրա ազդող էլեկտրական դաշտը կորցնում է իր կենտրոնական բնույթը, իսկ L քվանտային թիվը կամ դադարում է «լավ» լինելուց, կամ ընդհանրապես իմաստագրվում է: Այլ կերպ ասած, ներբյուրեղական դաշտի ազդեցությամբ որոշ էներգիական մակարդակների այլասերումը հանվում է (մասամբ կամ լրիվ), առաջանում են նոր մակարդակներ, որոնց միջև անցումները սպեկտրում տալիս են նոր զծեր (նուրբ կառուցվածք):

բ. Գերնուրբ կառուցվածք

Եթե պարամագնիսական իոնի միջուկը նույնպես ունի մագնիսական մոմենտ, որը համապատասխանում է I սպինին և կարող է տարածության մեջ ունենալ $2I + 1$ կողմնորոշում H դաշտում, ապա միջուկի և էլեկտրոնային թաղանթի սպինների փոխազդեցության հետևանքով էլեկտրոնային պարամագնիսական ռեզոնանսի սպեկտրում դիտվում են նոր զծեր, որոնք պայմանավորված են փոխազդեցության հետևանքով առաջացած էներգիական մակարդակների միջև անցումներով: Օրինակ, եթե իոնն ունի $S = 1/2$ սպին և $I = 3/2$ միջուկի սպին, ապա ուժեղ մագնիսական դաշտում զենմանյան $m_s = \pm 1/2$ մակարդակները կտրոհվեն 4 ենթամակարդակների ($2I + 1 = 2 \cdot 3/2 + 1 = 4$), որոնց էներգիաները դաշտից կախված փոխվում են զծային օրենքով (նկ.10):

Տրված ω հաճախության դեպքում անցումները տեղի են ունենում $\Delta m_l = 0$ և $\Delta m_s = \pm 1$ ջոկման կանոնների համաձայն և մագնիսական



Նկ. 10. Գերնուրբ կառուցվածքի սպեկտրային գծերի առաջացման սխեման

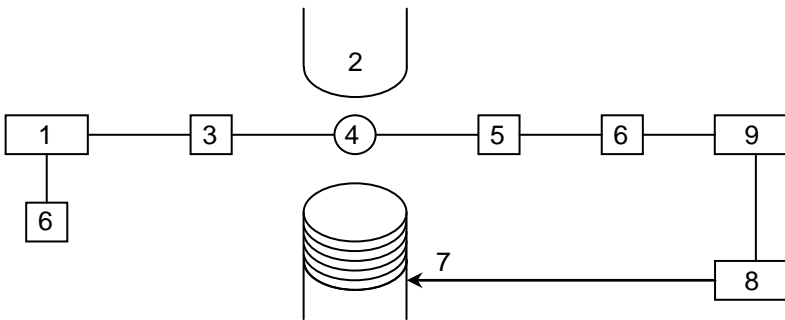
դաշտի չորս արժեքների դեպքում, որոնց համապատասխանող գծերն էլ տալիս են սպեկտրի գերնուրբ կառուցվածքի սպեկտրային գծերը: Որպես կանոն, գերնուրբ կառուցվածքի սպեկտրային գծերն ունեն նույն ուժգնությունը, ուստի դրանք հեշտությամբ կարելի է տարբերել նուրբ կառուցվածքի սպեկտրային գծերից, որոնց ուժգնությունը, նվազում է մուլտիպլետի կենտրոնից հեռանալուն համեմատ:

ՉԱՓՈՂ ՍԱՐՔԻ ԵՎ ՄԵԹՈՂԻ ՆԿԱՐԱԳՐՈՒԹՅՈՒՆ

ԷՊՌ սպեկտրաչափի սխեման ներկայացված է նկ.11-ում: 2 էլեկտրամագնիսն ստեղծում է հաստատուն դաշտ ($H \approx 500$ Գս): Ռեզոնանսն իրականանում է $\nu_0 = g\mu_B H/h \sim 2 \cdot 10^6 H_0 \sim 10^{10}$ Հց հաճախության դեպքում, որը համապատասխանում է $\lambda = 3$ սմ ալիքի երկարության: Այդպիսի բարձր հաճախությամբ մագնիսական դաշտ կարելի է ստանալ 3 ԳԲՀ ռեզոնատորով, որի փնջվածքում տեղակայված է 4 նմուշը: ԳԲՀ

հաճախությամբ տատանումներ ստեղծվում են 1 կլիստրոնում: Այդ տատանումներն ընդունվում և դետեկտվում են 5 դետեկտորում և փոխանցվում տատանագրիչին: Ռեզոնանսի բացակայության դեպքում ԳԲՀ տատանումներն անցնում են ԳԲՀ ուղղով և դետեկտորում ստեղծում որոշակի հաստատուն լարում: Եթե իրականանում է ռեզոնանսի պայմանը, ապա նմուշը կլանում է ԳԲՀ էներգիայի մի մասը, ինչը համարժեք է ռեզոնատորի բարորակության նվազման: Այդ դեպքում էներգիայի փոքր մասն է անցնում ԳԲՀ ուղղով, և դետեկտորում լարումը ևս նվազում է: Եթե հաստատուն H դաշտը տեղակայենք ոչ մեծ և դանդաղ փոփոխվող սինուսարդային մագնիսական դաշտում, ապա ռեզոնանսի պայմանը մոդուլող դաշտի պարբերության ընթացքում կիրականանա երկու անգամ: Տատանագրիչի փովածքը հավասարեցնելով մոդուլման հաճախությանը՝ էկրանին կստանանք անշարժ պատկեր՝ կլանման ազդանշանը: Մոդուլող մագնիսական դաշտ ստեղծում է էլեկտրամագնիսը, որը միացված է ՑՀ գեներատորին: Հենց այդ գեներատորն էլ օգտագործվում է որպես տատանագրիչի ներքին փովածքի իրականացնող:

Ժամանակակից ԷՊՌ սպեկտրաչափում (նկ.11) գրանցվում է ոչ թե կլանման գիծը, այլ դրա առաջին ածանցյալը:



Նկ.11. 1. կլիստրոնային գեներատոր, 2, 7. էլեկտրամագնիս, 3. ԳԲՀ ռեզոնատոր, 4. նմուշ, 5. բյուրեղական դետեկտոր, 6. կլիստրոնի սնման աղբյուր, 8. ձայնային գեներատոր, 9. տատանագրիչ և գրանցիչ

Մագնիսական դաշտի դանդաղ փոփոխությանն ավելանում է հիմնական մոդուլումից շատ բարձր հաճախությամբ, բայց և շատ փոքր լայնությամբ լրացուցիչ մոդուլում: Համակարգի գրանցման ելքում կլանման ազդանշանը կփոփոխվի լրացուցիչ մոդուլման հաճախությամբ, իսկ լայնությամբ կախված կլինի A կետում կլանման գծի թեքության անկյան տանգենսից, որը համապատասխանում է ժամանակի տվյալ պահին էլեկտրամագնիսի ստեղծած դաշտին: Ժամանակի հաջորդ պահին (B կետ) այդ դաշտը կունենա այլ արժեք, հետևաբար՝ ելքում ազդանշանը կունենա ավելի մեծ արժեք: Այսպիսով, փոփոխական ազդանշանի լայնությամբ ելքում փոփոխվում է կլանման գծի թեքության անկյան տանգենսին համապատասխան, այսինքն՝ համապատասխան կլանման կորի ածանցյալին:

Այս մեթոդի (կրկնակի մոդուլում) առավելությունն այն է, որ լրացուցիչ մոդուլման հաճախությունը կարող է հասնել մի քանի տասնյակ կիլոհերցի, ինչը հեշտացնում է գրանցումը: Բյուրեղային դետեկտորից հետո ազդանշանն ուժեղացվում է նեղշերտ ուժեղարարով (լրացուցիչ մոդուլման հաճախությամբ), որը համակարգում ցածրհաճախային աղմուկի էական նվազեցման հնարավորություն է ընձեռում:

ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ԿԱՏԱՐՄԱՆ ԿԱՐԳԸ

1. Մտանալ ԷՊՌ ազդանշանը դիֆենիլ պիկրիլիդրոլիզի ($\Gamma\Phi\Omega Z$) ազատ ռադիկալի համար, և հաշվել էլեկտրոնի սպեկտրային ճեղքման g -գործոնը, օգտվելով $g = \hbar\omega_0 / \mu_B B$ առնչությունից,
2. որոշել ԷՊՌ կլանման գծի լայնությունը՝ արտահայտված հերցով կամ B -ով ($\text{Գբ}/\text{մ}^2$): Երկրորդ դեպքում օգտվում ենք տատանագրիչի կամ պոտենցիալի գրանցման արդյունքներից, իսկ ω -ով ստանալու համար՝ $\omega_0 = \Delta E / \hbar = 2\mu_B B / \hbar$ առնչությունից,
3. դիտել $\Gamma\Phi\Omega Z$ բենզոլային լուծույթում ԷՊՌ ազդանշանի գերնուրբ ճեղքման գծերը:

ՄՏՈՒԳՈՂԱԿԱՆ ՀԱՐՑԵՐ

1. Տալ մագնիսական և ցիկլոտրոնային ռեզոնանսների սահմանումները:
2. Որո՞նք են մագնիսական ռեզոնանսի հիմնական տեսակները:
3. Տալ մագնիսական ռեզոնանսի դասական նկարագրությունը:
4. Տալ մագնիսական ռեզոնանսի քվանտային նկարագրությունը:
5. Երկմակարդակ համակարգի օրինակի վրա ներկայացնել մագնիսական ռեզոնանսի ժամանակ համակարգում էներգիայի կլանման մեխանիզմը:
6. Նկարագրել սպին-ցանցային փոխազդեցության պրոցեսները:
7. Ի՞նչ գործոններով է պայմանավորված ռեզոնանսային զծի լայնացումը:
8. Նկարագրել չափող սարքի կառուցվածքը:

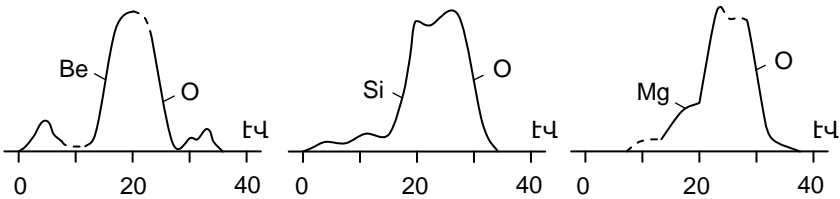
ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. Физика твердого тела. Спецпрактикум. Под ред. А. А. Кацнельсона и Г. С. Кринчика. М., Изд. Московского университета, 1982.
2. **Ս. Ս. Կիրակոսյան**, Պինդ մարմնի ֆիզիկայի ներածություն, Մաս II, Երևան, ԵՊՀ հրատ., 2015:
3. **А. И. Ансельм**. Введение в теорию полупроводников. М., Наука, 1978.
4. **Ч. Сликтер**. Основы теории магнитного резонанса. М., Мир, 1981.

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 7
ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻՉՆԵՐԻ ԱՐԳԵԼՎԱԾ ԳՈՏՈՒ
ԼԱՅՆՈՒԹՅԱՆ ՈՐՈՇՈՒՄԸ
ՆԵՐԱԾՈՒԹՅՈՒՆ

Ինչպես հայտնի է, գազերի և մետաղական գոլորշիների առաքման սպեկտրները, որոնք համապատասխանում են ազատ՝ միմյանց հետ չփոխազդող ատոմներին, գծային են և պայմանավորված են ատոմում էլեկտրոնի էներգիայի ընդհատ արժեքներով:

Պինդ մարմինների առաքման սպեկտրները փափուկ ռենտգենյան տիրույթում բնութագրում են պինդ մարմնում էլեկտրոնների բաշխումն ըստ էներգիայի: Այդ սպեկտրների հետազոտման համար պինդ մարմինը ենթարկվում է մեծ էներգիայով էլեկտրոններով ճառագայթահարման, որի հետևանքով բյուրեղային ցանցը կազմող ատոմների ներքին մակարդակներից պոկվում են էլեկտրոններ: Այնուհետև միջուկից ավելի հեռու էլեկտրոնները զբաղեցնում են նրան ավելի մոտ ազատված տեղերը, և ավելցուկային էներգիան ճառագայթվում է փափուկ ռենտգենյան ճառագայթման (կամ լույսի) տեսքով: Ճառագայթման ստացված սպեկտրը համադրվում է տեսական հաշվարկների հետ, և արդյունքում ստացվում են սպեկտրներ, որոնք բնութագրում են տարբեր նյութերի (օրինակ՝ BeO, SiO, MgO և այլն, նկ.1) ճառագայթած ֆոտոնների բաշխումն ըստ դրանց էներգիաների: Այդ սպեկտրներին բնորոշ է էներգիական գոտիների (կամ շերտերի) գոյությունը, որոնք պայմանավորված են էլեկտրոնների էներգիաների թույլատրված արժեք-



Նկ. 1. BeO-ի, SiO-ի և MgO-ի օպտիկական սպեկտրները

ների համանման շերտերով: Այդ գոտիները բաժանված են էներգիայի տիրույթներով, որոնցում էլեկտրոնի էներգիան արժեքներ ընդունել չի կարող: Գոտիների հետ մեկտեղ կան սովորական մեկուսացված գծեր, որոնք պայմանավորված են առանձին թույլատրված էներգիական մակարդակներով: Կիսահաղորդիչների հիմնական առանձնահատկությունները և, առաջին հերթին, արտաքին ազդեցությունների նկատմամբ մեծ զգայնությունը, որի պատճառով կիսահաղորդիչները գտել են լայն կիրառություն, պայմանավորված է դրանց գոտիական կառուցվածքով:

ՏԵՍԱԿԱՆ ՄԱՍ

Պինդ մարմնում էլեկտրոնի էներգիայի (W) թույլատրելի արժեքների հարցի տեսական լուծման ելակետ է բյուրեղի Ψ պիքային ֆունկցիայի համար Շրյոդինգերի հավասարումը՝

$$\hat{H}\Psi = W\Psi: \quad (1)$$

Արտաքին դաշտերի բացակայության պայմաններում Համիլտոնի \hat{H} օպերատորը կարելի է ներկայացնել հետևյալ տեսքով՝

$$\hat{H} = \hat{H}_{el} + \hat{H}_{ion} + \hat{H}_{el-ion}, \quad (2)$$

որտեղ համիլտոնիանի էլեկտրոնային, իոնային և էլեկտրոն-իոնային մասերը կարելի է համապատասխանաբար տալ հետևյալ բանաձևերով՝

$$\hat{H}_{el} = \hat{H}_{el,kin} + \hat{H}_{el-el} = -\frac{\hbar^2}{2m} \sum_{i=1}^n \nabla_{\mathbf{r}_i}^2 + \frac{1}{2} \sum_{i,i'}' \frac{e^2}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_{i'}|}, \quad (3)$$

$$\hat{H}_{ion} = \hat{H}_{ion,kin} + \hat{H}_{ion-ion} = -\frac{\hbar^2}{2} \sum_{j=1}^N \frac{1}{M_j} \nabla_{\mathbf{R}_j}^2 + \frac{1}{2} \sum_{j,j'}' V_{ion}(\mathbf{R}_j - \mathbf{R}_{j'}), \quad (4)$$

$$\hat{H}_{el-ion} = \sum_{i,j} V_{el-ion}(\mathbf{r}_i - \mathbf{R}_j), \quad (5)$$

որտեղ m -ը և M_j -ն համապատասխանաբար էլեկտրոնի և j -րդ միջուկի զանգվածներն են, իսկ \mathbf{r}_i -ն և \mathbf{R}_j -ն՝ համապատասխանաբար i -րդ էլեկտրոնի և j -րդ միջուկի շառավիղ-վեկտորները: Գումարի նշանի գծիկը (3)

և (4) արտահայտություններում ցույց է տալիս, որ համապատասխան գումարներում պետք է բաց թողնել $i = i'$ և $j = j'$ գումարելիները:

Իոն-իոնային և էլեկտրոն-իոնային փոխազդեցություններն առաջմ ներկայացված են ընդհանուր տեսքով: Ենթադրված է միայն, որ դրանք կարելի է տալ երկմասնիկային փոխազդեցությունների տեսքով, որոնք կախված են միայն մասնիկների կոորդինատների տարբերությունից:

Համակարգի էներգիայի սեփական արժեքների սպեկտրն ընդհանուր առմամբ ունի բարդ բնույթ: Քանի որ ֆիզիկական համակարգի վարքն ամբողջովին որոշվում է նրա ալիքային ֆունկցիայով, ապա (1) հավասարման լուծումը սկզբունքորեն հնարավորություն կտար պատասխանելու պինդ մարմնի հատկությունների հետ կապված բոլոր հարցերին, մասնավորաբար՝ ինչո՞ւ միջուկների և էլեկտրոնների տվյալ համախումբը կազմում է այս կամ այն տեսակի բյուրեղային ցանց, ինչպիսի՞ք են տվյալ պինդ մարմնի ջերմային, էլեկտրական, մագնիսական և օպտիկական հատկությունները և այլն:

Պինդ մարմնի մակրոսկոպական նմուշը պարունակում է շուրջ 10^{23} մասնիկ, հետևաբար (1) հավասարման ալիքային ֆունկցիան կախված է նույն կարգի թվով փոփոխականներից, ինչը (1) հավասարման լուծումը դարձնում է անհնար: Ավելին, նույնիսկ ֆունկցիայի հայտնի տեսքը (այդքան փոփոխականներից կախված) անօգուտ կլինի, քանի որ փորձում դիտվող մեծությունները հաշվարկելիս կբախվենք սկզբունքորեն անհաղթահարելի դժվարությունների:

Ֆիզիկայի տեսության խնդիրն էլ հենց փնտրտուքն է այնպիսի բավականաչափ հիմնավորված մոտավորությունների, որոնք հնարավորություն են տալիս հաշվարկելու և մեկնաբանելու փորձում դիտվող մեծությունները: Պինդ մարմնի տեսության շրջանակներում դիտարկվող խնդիրներում, սովորաբար, դիմում են տարբեր մոտավորությունների՝ Համիլտոնի օպերատորում կարող են որոշ անդամներ բաց թողնվել կամ հաշվի առնվել մասնակիորեն: Տարբեր անդամների հաշվառումը, որպես կանոն, իրականացվում է խոտորումների տեսության

օգնությամբ: Թույլատրելի մոտավորությունները կախված են հարցի դրվածքից և դիտարկվող պինդ մարմնի բնույթից:

(1) հավասարման առաջին պարզեցումն իրականացվում է ադիբատական մոտավորության կիրառմամբ, որը հիմնված է այն փաստի վրա, որ միջուկի զանգվածը խիստ տարբերվում է էլեկտրոնի զանգվածից ($M_j \gg m$): Եթե նկատի ունենանք, որ պինդ մարմնում ատոմների միջև քիմիական կապն իրականանում է հիմնականում արժեքական էլեկտրոնների միջոցով, իսկ մնացած էլեկտրոններն ամուր կապված են ատոմների էլեկտրոնային թաղանթներում (հենքային էլեկտրոններ) և չեն ազդում պինդ մարմնի հատկությունների վրա, ապա որպես առանձին ենթահամակարգեր կարելի է դիտարկել իոնների և արժեքական էլեկտրոնների համակարգերը: Քանի որ $M_j \gg m$, ապա իոնների արագությունը զգալի փոքր է էլեկտրոնների արագությունից, որի պատճառով էլեկտրոնների շարժումը դիտարկելիս իոնները կարելի է համարել անշարժ, և էլեկտրոնների շարժումը դիտարկել անշարժ իոնների կուլոնյան դաշտում: Իոնների շարժումը պետք է դիտարկել այնպիսի դաշտում, որը ստեղծվում է ոչ թե էլեկտրոնների ակնթարթային տեղաբաշխումով, այլ ըստ ժամանակի միջինացված տարածական բաշխումով, քանի որ էլեկտրոնն իոնների նկատելի շեղման ընթացքում հասցնում է բազմիցս անցնել իր «ուղեծրի» բոլոր կետերով: Այդ մոտավորությունների արդյունքում (2) համիլտոնիանում կարելի է բաց թողնել \hat{H}_{ion} գումարելին:

Ցանցի ջերմային շարժումը գոտիական տեսության մեջ հաշվի է առնվում որպես գրգռում, որը չի ազդում էլեկտրոնների էներգիական սպեկտրի վրա:

Ադիբատական մոտավորության կիրառման արդյունքում էլեկտրոնային համակարգի խնդիրը դեռևս մնում է բազմամասնիկային: Անցումը մեկէլեկտրոնային խնդրի իրականացվում է նոր մոտավորության կիրառմամբ, որի էությունն այն է, որ տվյալ էլեկտրոնի փոխազդեցությունը մնացած բոլոր էլեկտրոնների հետ փոխարինվում է ինքնա-

համաձայնեցված ստացիոնար դաշտի ազդեցությամբ, որն ստեղծվում է մնացած բոլոր էլեկտրոնների լիցքի՝ ըստ տարածության միջինացված բաշխումով: Այդ դաշտն օժտված է բյուրեղային ցանցի տարածական պարբերականությամբ: Ասվածը նշանակում է, որ (3) համիլտոնիանում երկրորդ գումարելին փոխարինվում է $\sum \Omega(\mathbf{r}_i)$ - ով, որտեղ

$$\Omega(\mathbf{r}) = \sum_j' \int \frac{e^2 |\Psi_{ej}(\mathbf{r}')|^2}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\mathbf{r}' - \sum_j' \frac{\Psi_{ej}(\mathbf{r})}{\Psi_{ei}(\mathbf{r})} \cdot \int \frac{e^2 \Psi_{ei}(\mathbf{r}') \Psi_{ej}^*(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\mathbf{r}', \quad (6)$$

իսկ $\Psi_{ei}(\mathbf{r})$ -ը բավարարում է

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \Psi_{ei}(\mathbf{r}) + V_0(\mathbf{r}) \Psi_{ei}(\mathbf{r}) = \varepsilon \Psi_{ei}(\mathbf{r}) \quad (7)$$

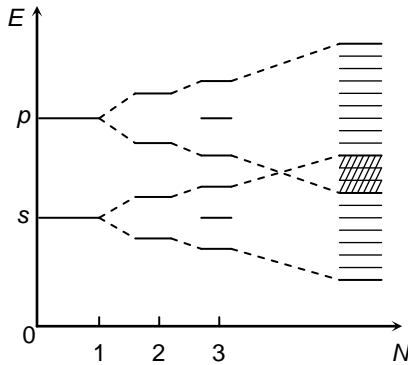
մեկէլեկտրոնային հավասարմանը, որտեղ $V_0(\mathbf{r}) = \sum V_{el-ion}(\mathbf{r} - \mathbf{R}_j) + \Omega(\mathbf{r})$ և օժտված է բյուրեղային ցանցի պարբերականությամբ:

Այսպիսով, ադիաբատական և մեկէլեկտրոնային մոտավորությունների արդյունքում խնդիրը բերվում է Շրոդինգերի հավասարման, որում պոտենցիալ էներգիան առանձնացված ատոմի համար գրված հավասարման համապատասխան անդամից տարբերվում է այն բանով, որ պարբերական է ըստ կոորդինատի: Այս հանգամանքով է հենց պայմանավորված պինդ մարմնում էլեկտրոնի էներգիայի գոտիական կառուցվածքը:

Էներգիական գոտիների առաջացման որակական պատկերը կարելի է ներկայացնել՝ դիտարկելով բյուրեղի կազմավորման հետևյալ երևակայական պրոցեսը:

Դիցուք՝ ունենք իրար հետ չփոխազդող N ատոմ: Ինչպես գիտենք, ատոմի յուրաքանչյուր էլեկտրոն օժտված է էներգիայի որևէ թույլատրելի արժեքով, այսինքն՝ զբաղեցնում է որևէ էներգիական մակարդակ: Էլեկտրոնները ենթարկվում են Պաուլիի արգելման սկզբունքին, այնպես որ յուրաքանչյուր էներգիական մակարդակ կարող են զբաղեցնել ոչ ավելի, քան երկու՝ հակառակ ուղղված սպիններով էլեկտրոններ:

Ներկայացնենք բյուրեղի կազմավորումը կամայականորեն ընտրված ատոմի հետ հաջորդականորեն ատոմների միավորման ճանապարհով: Պարզենք, թե ինչ է տեղի ունենում ընտրված ատոմի p և s մակարդակների հետ՝ նրան երկրորդ ատոմը մոտեցնելիս: Երբ ատոմների միջև հեռավորությունը փոքրանում է այնքան, որ առաջին ատոմի վրա երկրորդ ատոմի էլեկտրական դաշտի ազդեցությունը դառնում է զգալի, առաջին ատոմի p և s մակարդակներից յուրաքանչյուրը բաժանվում է երկու նոր մակարդակների (Շտարկի երևույթ): Էներգիական դիագրամում նոր մակարդակներից մեկը տեղակայվում է էներգիայի սկզբնական մակարդակից վերև, մյուսը՝ ներքև (նկ. 2):

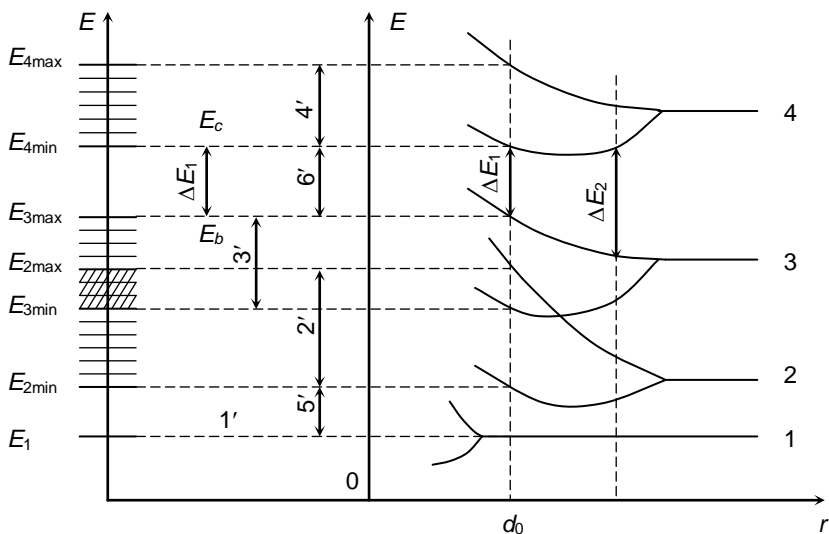


Նկ. 2. Էներգիական գոտու առաջացումը

Սկզբնական մակարդակի տրոհումը երկու մակարդակների որակապես կարելի է բացատրել այն բանով, որ երկու ատոմներով համակարգում փոխվել է էլեկտրոնների և միջուկների միջև ուժային փոխազդեցության բնույթը՝ առաջին և երկրորդ ատոմների միջուկների և էլեկտրոնների միջև ձգողության հետ միաժամանակ առաջացել է վանողություն ատոմների էլեկտրոնային թաղանթների միջև: Փոխազդեցության էներգիայի ձգողական մասը պայմանավորում է ներքև ընկած էներգիական մակարդակի առաջացում, քանի որ թուլանում է էլեկտրոնի կապը իր միջուկի հետ, իսկ փոխազդեցության էներգիայի վանողական մասը՝ վերև ընկած մակարդակի առաջացում:

Երեք ատոմներով համակարգում առաջին ատոմի սկզբնական մակարդակը տրոհվում է երեք մակարդակների: N ատոմների համակարգում սկզբնական մակարդակը տրոհվում է մեծությամբ իրար մոտ N մակարդակների: Էլեկտրոնի էներգիայի մակարդակները բյուրեղում առաջացնում են էներգիական գոտի: Տարբեր ատոմական մակարդակների տրոհման չափը տարբեր է: Մեկուսացված ատոմում միջուկին ավելի մոտ (ներքին) մակարդակներն ավելի հեռու ընկած (արտաքին) մակարդակների համեմատությամբ առաջացնում են ավելի նեղ գոտիներ: Մեկուսացված ատոմում էլեկտրոնի էներգիական մակարդակն ինչքան ավելի բարձր է, այնքան այն ավելի շատ է իջնում, քանի որ էներգիայի աճին զուգընթաց էլեկտրոնային ամպի չափերը մեծանում են: Ատոմների միջև փոքր հեռավորության դեպքում ատոմի երկու հարևան մակարդակների համապատասխանող գոտիներ կարող են վերածաձկվել (նկ. 2-ում ստվերագծված է): Մակարդակների թիվն այդպիսի խառնված գոտում հավասար է երկու մակարդակների տրոհումից առաջացած մակարդակների գումարին:

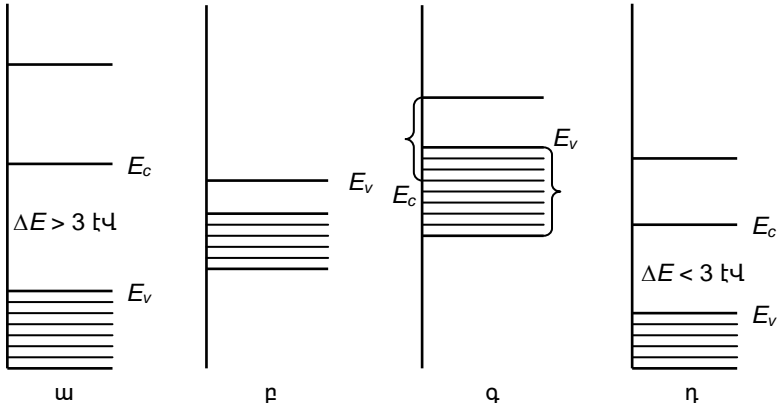
Էներգիական գոտին (կամ մի քանի վերածաձկված գոտիների ամբողջությունը), որն առաջանում է մեկուսացված ատոմի որևէ էներգիական մակարդակի (կամ մի քանի մակարդակի) տրոհման արդյունքում, երբ ատոմները միավորվում են բյուրեղի տեսքով, կոչվում է թուլատրված գոտի (նկ. 3-ում 2', 3', 4' գոտիները): Էներգիայի այն արժեքները, որոնցով չի կարող օժտված լինել էլեկտրոնն իդեալական բյուրեղում, կազմում են արգելված գոտի (նկ. 3-ում 5', 6' գոտիները): Գոտու լայնությունը կախված է ատոմների միջև հեռավորությունից և կախված չէ բյուրեղի չափերից: Նշենք, որ էներգիական գոտին տարածական որևէ չափ չունի և ընդամենը ֆիզիկական հասկացություն է, համաձայն որի պինդ մարմնի էլեկտրոնները կարող են օժտված լինել որոշակի սահմաններում ընկած էներգիայով: Պինդ մարմնում էլեկտրոնները կամ ատոմական ուղեծրերում են, կամ միջատոմային տարածությունում: Բյուրեղում ատոմները մոտեցված են այնքան, որ արժեքական



Նկ. 3. Էլեկտրոնի էներգիական սպեկտրի կառուցվածքը

Էլեկտրոնների էլեկտրոնային ամպերը վերածածկված են, որի հետևանքով էլեկտրոնները հնարավորություն ունեն թունելային անցմամբ հաղթահարելու ատոմները բաժանող պոտենցիալային արգելքը և անցնելու մի ատոմից մյուսը:

Էլեկտրոններով արժեքական գոտու լրացման աստիճանից և արգելված գոտու լայնությունից կախված, պինդ մարմինները բաժանվում են մեկուսիչների, հաղորդիչների և կիսահաղորդիչների: Մարմինները, որոնք բացարձակ զրո ջերմաստիճանում ունեն ամբողջությամբ լրացված արժեքական գոտի և 3 էՎ-ից մեծ արգելված գոտի, կոչվում են մեկուսիչներ (նկ. 4, ա): Մարմինները, որոնք ունեն մասնակի լրացված արժեքական գոտի կամ վերածածկված գոտիներ, իսկ արգելված գոտու լայնությունը մոտ է զրոյի, կոչվում են հաղորդիչներ (նկ. 4, բ և գ): Մարմինները, որոնք բացարձակ զրո ջերմաստիճանում ունեն ամբողջությամբ լրացված արժեքական գոտի և 3 էՎ-ից ոչ մեծ արգելված գոտի, կոչվում են կիսահաղորդիչներ (նկ. 4, դ):



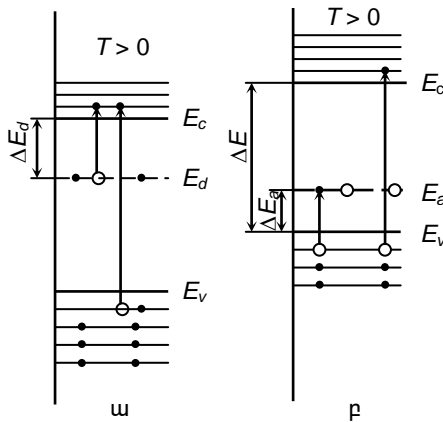
Նկ. 4. Պինդ մարմինների դասակարգումն ըստ գոտիական կառուցվածքի

Մեկուսիչներում արտաքին էլեկտրական դաշտը, եթե այն շատ մեծ չէ, չի կարող էլեկտրական հոսանք առաջացնել, քանի որ արժեքական գոտու բոլոր մակարդակներն զբաղեցված են, և դաշտն ի վիճակի չէ էլեկտրոններին բարձրացնել հաջորդ ազատ գոտի: Մինչդեռ հաղորդիչներում, նույնիսկ թույլ արտաքին դաշտը կարող է էլեկտրոններին փոխադրել մոտակա ազատ մակարդակներ: Այդ դեպքում գերակայում է էլեկտրոնների շարժումը դաշտի հակառակ ուղղությամբ, որը և պայմանավորում է էլեկտրական հոսանքի առաջացում: Կիսահաղորդիչներում (օրինակ՝ գերմանիումում) զրոյից տարբեր ջերմաստիճաններում կամ արտաքին էլեկտրամագնիսական դաշտի ազդեցությամբ, ամբողջությամբ լրացված արժեքական գոտու վերին եզրի (E_v) մոտ որոշ էլեկտրոններ կարող են ձեռք բերել արգելված գոտին հաղթահարելու համար անհրաժեշտ էներգիա և անցնել ազատ գոտի: Այդ դեպքում արժեքական գոտում ազատվում են որոշ մակարդակներ և առաջանում են այսպես կոչված խոռոչներ (խոռոչն արժեքական գոտում էլեկտրոնով չզբաղեցված էներգիական վիճակ է), իսկ ազատ գոտին վերածվում է մասնակիորեն լրացված գոտու: Այդ գոտին կոչվում է հաղորդականության գոտի (E_c -ն այդ գոտու «հատակն» է): Կիսահաղորդչի նկատմամբ արտաքին դաշտ կիրառելու դեպքում հաղորդականու-

թյան գոտու և ազատ մակարդակներ ունեցող արժեքական գոտու էլեկտրոնները կարող են փոխել իրենց էներգիական վիճակը և հոսանք առաջացնել:

Նկ. 4-ում պատկերված էներգիական սպեկտրները վերաբերվում են իդեալական պարբերական ցանցով բյուրեղներին: Իրական բյուրեղներում գոյություն ունեն ցանցի պարբերականության խախտումներ, որոնք պայմանավորված են կետային, գծային, հարթ և ծավալային արատների առկայությամբ: Այդ արատների ստեղծած էլեկտրական դաշտն ազատ իոնների ստեղծած դաշտի նման կարող է դառնալ էլեկտրոնի (խոռոչի) տեղայնացման պատճառ: Արատի մոտ տեղայնացված էլեկտրոնի (խոռոչի) էներգիան ընկած է արգելված գոտում (նկ. 5):

Այդպիսով՝ էլեկտրոնի էներգիական սպեկտրի արգելված գոտում



Նկ. 5. Դոնորային (E_d) և ակցեպտորային (E_a) մակարդակներն արգելված գոտում

ի հայտ են գալիս տեղայնացված մակարդակներ: Մակարդակները կոչվում են տեղայնացված, քանի որ առաջանում են ոչ թե ամբողջ ցանցում, այլ միայն արատին մոտ տիրույթում: Տեղայնացված մակարդակներն էական ազդեցություն ունեն կիսահաղորդիչներում և մեկուսիչներում ընթացող երևույթների վրա: Մետաղներում ցանցի արատներն էլեկտրոնների լրացուցիչ ցրման կենտրոններ են և ազդում են միայն

ազատ լիցքակիրների շարժունության վրա: Ցանցի այն արատը, որի ստեղծած տեղայնացված մակարդակը չգրգռված վիճակում զբաղեցված է էլեկտրոնով և գրգռման դեպքում կարող է հաղորդականության գոտուն էլեկտրոն տալ, կոչվում է դոնոր (նկ. 5, ա): Իսկ այն արատը, որի ստեղծած տեղայնացված մակարդակը չգրգռված վիճակում ազատ է և գրգռման դեպքում կարող է էլեկտրոն «խլել» արժեքական գոտուց, կոչվում է ակցեպտոր (նկ. 5, բ):

Այն նվազագույն էներգիան, որն անհրաժեշտ է հաղորդել էլեկտրոնին դոնորային մակարդակից հաղորդականության գոտի անցնելու համար, կոչվում է դոնորի իոնացման էներգիա (ΔE_d): Ակցեպտորի իոնացման էներգիան (ΔE_a) այն նվազագույն էներգիան է, որը պետք է հաղորդել արժեքական գոտու էլեկտրոնին ակցեպտորային մակարդակ անցնելու համար:

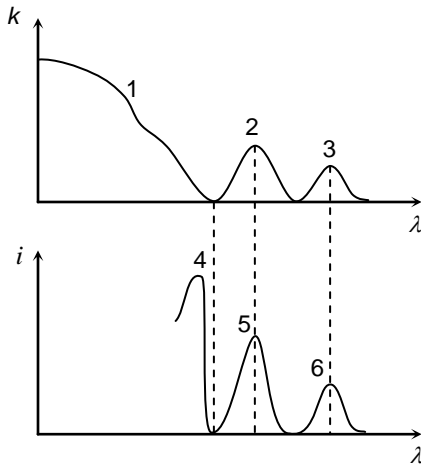
ԿԻՄԱՀԱՂՈՐԴԻՉՆԵՐԻ ՖՈՏՈՀԱՂՈՐԴԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆԸ

Ֆոտոհաղորդականության կամ լուսավորման դեպքում կիսահաղորդչի տեսակարար դիմադրության փոփոխությունը պայմանավորված է լույսի կլանման հետևանքով էլեկտրոնների այնպիսի անցումներով, որոնց արդյունքում հաղորդականության կամ արժեքական գոտում կարող է մեծանալ ազատ լիցքակիրների խտությունը: Դա էլ հանգեցնում է կիսահաղորդչի տեսակարար էլեկտրահաղորդականության մեծացման:

Կիսահաղորդչի ֆոտոհաղորդականությունը կոչվում է սեփական, եթե այն պայմանավորված է էլեկտրոնի անցումներով արժեքական գոտուց հաղորդականության գոտի և խառնուկային՝ եթե էլեկտրոնը խառնուկային մակարդակից անցնում է հաղորդականության գոտի, կամ արժեքական գոտուց՝ խառնուկային մակարդակ և կախված է այն բանից, թե տեղայնացված մակարդակները զբաղեցված են էլեկտրոններով, թե ոչ:

Ֆոտոհաղորդականության և լույսի կլանման կապը ցուցադրելու համար նկ. 6-ում պատկերված են կլանման գործակցի և ֆոտոհոսանքի սպեկտրային կորերը: Սեփական կլանմանը (կոր 1) համապատասխան

նում է սեփական ֆոտոհաղորդականություն (կոր 4), որի շեմը համընկնում է կլանման եզրի հետ: Այդ շեմը կոչվում է նաև ֆոտոհաղորդականության կամ ֆոտոէֆեկտի կարմիր սահման: Ալիքի երկարության փոքրացման դեպքում, կլանման մեծացմանը զուգընթաց մեծանում է ֆոտոհոսանքը: Կորի տեսքը հաճախությունների մեծացման կողմում կարող է լինել տարբեր: Կտրուկ վերելքից հետո կորը կարող է արագ ընկնել (ինչպես CdS-ի նմուշներում), կարող է նաև դուրս գալ լայն հարթ տիրույթ (օրինակ՝ Se-ի դեպքում): Բացատրենք կորի վարքը CdS-ի համար: Մաքսիմումի հասնելուց հետո ֆոտոհոսանքն սկսում է ընկնել: Դա կապված է այն բանի հետ, որ մեծ կլանման գործակցի (k) դեպքում կլանումն իրականանում է մերձակերևույթային բարակ շերտում ($d \sim 1/k$), որտեղ մակերևույթային վերամիավորման հետևանքով ֆոտոլիցքակիրների կյանքի տևողությունը փոքր է, որին և համեմատական է ֆոտոհոսանքը: Նկ. 6-ից երևում է նաև, որ լույսի խառնուկային կլանմանը (2, 3 պիկեր) համապատասխանում է խառնուկային ֆոտոհաղորդականություն (5, 6 պիկեր): Սպեկտրային տիրույթները, որոնցում դիտվում են երկու երևույթն էլ, համընկնում են:



Նկ. 6. Գիսահաղորդչի կլանման k գործակցի և i ֆոտոհոսանքի սպեկտրային կորերը

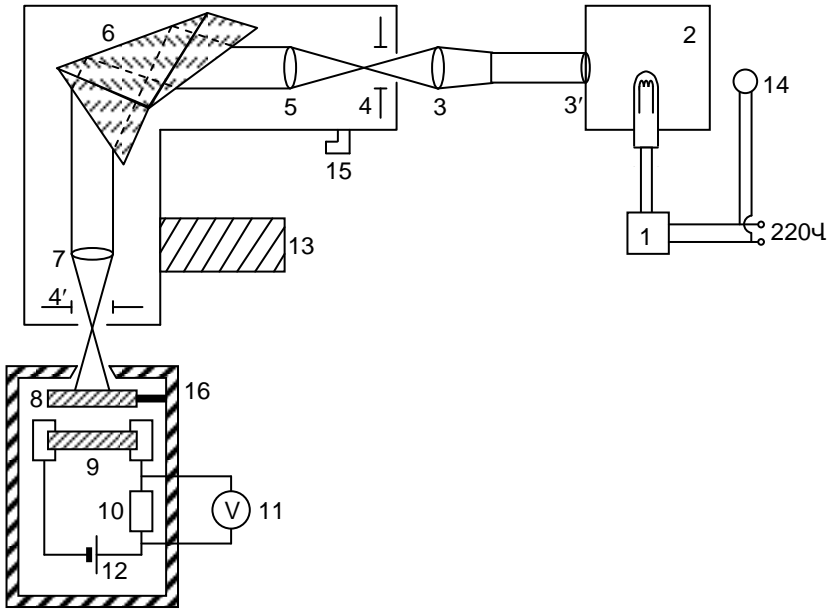
ՉԱՓՈՂ ՍԱՐՔԻ ԵՎ ՄԵԹՈՂԻ ՆԿԱՐԱԳՐՈՒԹՅՈՒՆ

Այս աշխատանքի նպատակն է՝ չափել կադմիումի սուլֆիդի (CdS) արգելված գոտու լայնությունը: Դրա համար օգտագործվում է ՄՄ-2 մեներանգիչը, որն աշխատում է ալիքի երկարությունների 380 նմ-ից մինչև 1000 նմ տիրույթում ($1 \text{ նմ} = 10^{-9} \text{ մ}$):

Փորձարարական սարքի սխեման ներկայացված է նկ. 7-ում: Որպես լույսի աղբյուր ծառայում է 30 Վտ հզորությամբ և 12 Վ լարման շիկացման լամպը: Լույսը մեներանգչի մուտքի ճեղքով ընկնում է կոլիմատորի օբյեկտիվի վրա և զուգահեռ փնջով անցնում դիսպերսող պրիզմայի միջով: Լույսի ընկնող փնջի նկատմամբ 90° անկյան տակ տեղակայված է մեներանգչի ելքային խողովակը: Պրիզմայով սեղանիկն ընկնող փնջի նկատմամբ պտտելով տարբեր անկյուններով, ելքային ճեղքում ստացվում է տարբեր ալիքի երկարությամբ լույս: Այնուհետև սպեկտրի վերլուծված լույսը հետազոտման խցիկի անցքից ընկնում է ներս, որտեղ տեղադրված են օպտիկապես փայլեցված հետազոտվող բյուրեղը (CdS) և նրա հետևում՝ կադմիումի սուլֆիդից պատրաստված ֆոտոդիմադրությունը:

Փորձում չափվում է ոչ թե ֆոտոհոսանքը, այլ լարումը ֆոտոդիմադրությանը հաջորդաբար միացված 10 դիմադրության վրա ($U = iR$):

Նախքան կիսահաղորդչի կլանման սպեկտրը հանելն անհրաժեշտ է մեներանգիչն աստիճանավորել: Աստիճանավորման խնդիրը հանգում է այնպիսի գրաֆիկի կառուցման, որը ցույց է տալիս դիսպերսող պրիզմայի հետ պտտվող թմբուկի յուրաքանչյուր աստիճանին համապատասխանող ալիքի λ երկարությունը: Պրիզմայի դիսպերսիան՝ կախված իր պտտման անկյունից և, հետևաբար, թմբուկի պտտման անկյունից, գծային ֆունկցիա չէ: Տեսանելի տիրույթում աստիճանավորման համար օգտագործում են սնդիկաքվարցային լամպեր: Այդպիսի լամպերը տալիս են սնդիկի սպեկտրը, որը գծերի բնութագրական խմբերի առկայության շնորհիվ, կարող է ծառայել որպես չափանմուշային (էտալոնային) սպեկտր:



Նկ. 7. Մարքավորման սխեման. 1. ցածրացնող տրանսֆորմատոր, 2. լույսի աղբյուր պաշտպանական տուփի մեջ, 3, 3'. ուսպնյակներ, 4, 4'. մուտքային և ելքային ճեղքեր, 5, 7. օբյեկտիվներ, 6. դիսպերսող պրիզմա, 8. ուսումնասիրվող նմուշ, 9. ֆոտոդիմադրություն, 10. դիմադրություն, 11. վոլտաչափ, 12. հաստատուն հոսանքի աղբյուր, 13. մեներանգչի թմբուկ, 14. հովհար, 15. կոլիմատորի փական, 16. հետազոտման խցիկ

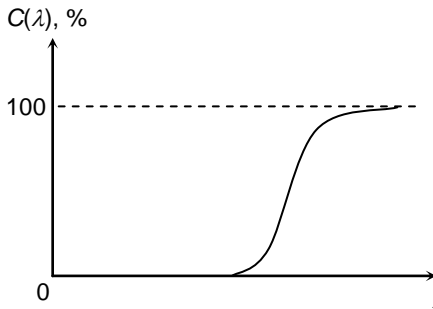
Մեներանգչի աստիճանավորումը կատարվում է հետևյալ ձևով:

Դիտափողի օկուլյարի կիզակետային հարթությունում տեղակայված ցուցնակին մոտեցվում է սնդիկի սպեկտրի որևէ հայտնի գիծ: Կոլիմատորի օբյեկտիվի կիզակետամբ ապահովվում է դիտվող գծի և ցուցնակի համատեղումը մի կիզակետային հարթությունում: Ընդ որում, դիտման անկյան փոփոխության կամ ցուցնակով գլխիկի թեթև ճռճման դեպքում չպետք է դիտվի սպեկտրի գծի շեղում ցուցնակի նկատմամբ: Գրանցվում է թմբուկի համապատասխան բաժանումներն ու կոլիմատորի օբյեկտիվի դիրքը: Այս եղանակով ստացվում են ալիքի երկարության և թմբուկի բաժանումների միջև կախումը որոշող մի շարք չափա-

նմուշային կետեր: Դրանց միջոցով կառուցվում է աստիճանավորման գրաֆիկը:

Փորձերում օգտագործվում են CdS-ի բարակ թիթեղներ (ի տարբերություն կիսահաղորդիչների մեծ մասի, CdS-ի արգելված գոտու լայնությունը համեմատաբար մեծ է՝ շուրջ 1,5 էՎ, ուստի ֆոտոհաղորդականության կարմիր սահմանն ընկած է սպեկտրի տեսանելի տիրույթում):

Աշխատանքը կատարվում է երկու փուլով: Սկզբում հետազոտման խցիկն այնպիսի դիրքում է (A), որ լույսն ուղղակիորեն ընկնում է ֆոտոդիմադրության վրա: Չափվում է $U_0(\lambda)$ լարման սպեկտրային կախումը: Այնուհետև խցիկը բերվում է այնպիսի դիրքի (B), որ լույսն ընկնում է ֆոտոդիմադրության վրա՝ հետազոտվող CdS բյուրեղի միջով անցնելուց հետո: Չափվում է $U(\lambda)$ լարման սպեկտրային կախումը:



Նկ. 8. Կիսահաղորդչի սպեկտրային թողունակության կորը

Եթե $I_0(\lambda)$ -ն ֆոտոդիմադրության վրա ընկնող լույսի ուժգնությունն է, իսկ $I(\lambda)$ -ն՝ բյուրեղով անցած լույսի ուժգնությունը, ապա բյուրեղի սպեկտրային թողունակությունը (նկ. 8)՝

$$C(\lambda) = \frac{I(\lambda)}{I_0(\lambda)} = \exp[-k(\lambda)d], \quad (8)$$

որտեղ $k(\lambda)$ -ն կլանման գործակիցն է և սեփական կլանման դեպքում կախված է կիսահաղորդչի արգելված գոտու լայնությունից: Մյուս կողմից՝

$$U(\lambda) = AI(\lambda)\sigma(\lambda),$$

$$U_0(\lambda) = AI_0(\lambda)\sigma(\lambda),$$
(9)

որտեղ $\sigma(\lambda)$ -ն ֆոտոդիմադրության սպեկտրային կախման գործակիցն է, A -ն՝ համեմատականության գործակիցը: (8) և (9) առնչություններից հետևում է, որ

$$C(\lambda) = \frac{U(\lambda)}{U_0(\lambda)} : \quad (10)$$

Ներկայացվող աշխատանքում CdS-ի արգելված գոտու լայնությունը որոշվում է սպեկտրային թողունակության կորի λ_0 շեմային արժեքով:

ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ԿԱՏԱՐՄԱՆ ԿԱՐԳԸ

Աշխատանքը կատարվում է հետևյալ հերթականությամբ.

1. Մեներանգչի աստիճանավորում

- YM-2 սարքի ռելսի վրա տեղադրել սնդիկային լամպը՝ այն ընդհուպ մոտեցնելով մուտքի ճեղքին:
- Գրառել աստիճանային թմբուկի այն ցուցմունքները, որոնք համապատասխանում են սնդիկի առավել ուժգին սպեկտրային գծերի ալիքների երկարություններին՝ 6907 Å , 5790,7 Å , 5769,6 Å , 5460,7 Å , 4916 Å , 4358,3 Å , 4046 Å :
- Կառուցել ալիքի երկարության և թմբուկի ցուցչի կախման գրաֆիկը՝ դիսպերսիայի (աստիճանավորման) կորը:

2. Կիսահաղորդչի արգելված գոտու լայնության որոշում

- 2.1. Ցանցին միացնել վոլտաչափը և լամպը սնող տրանսֆորմատորը:
- 2.2. Միացնել շիկացման թելիկով լամպը (անընդհատ սպեկտրի աղբյուրը) և դրա լույսը կիզակետել մեներանգչի մուտքային ճեղքի վրա: Մեներանգչի մուտքային և էլքային ճեղքերի լայնությունը վերցնել մոտ 0,04 մմ, որն ապահովում է նմուշի լուսավորվածության և, հետևաբար, ֆոտոհոսանքի բավարար արժեք:

2.3. Փակել մեներանգչի փականը և չափել նմուշի մթնային լարումը՝

Սմթ:

- 2.4.** Խցիկը դնելով A դիրքում՝ չափել $U_0(\alpha)$ -ն (α -ն թմբուկի աստիճանային ցուցմունքն է), սկզբում՝ 50 քայլով, իսկ հազեցմանը մոտ տիրույթում՝ 20 քայլով: Յուրաքանչյուր չափում անհրաժեշտ է կատարել 3 – 4 րոպե ընդմիջումով: Չափումների ժամանակ անհրաժեշտ է պարբերաբար ստուգել սարքի 0-ն: Աստիճանավորման գրաֆիկի օգնությամբ $U_0(\alpha)$ -ից անցնել $U_0(\lambda)$ -ին:
- 2.5.** Խցիկը դնելով B դիրքում՝ նույն ձևով չափել $U(\alpha)$ -ն և անցնել $U(\lambda)$ -ին:
- 2.6.** Գտնել $(U(\lambda) - U_{\text{օր}}) / (U_0(\lambda) - U_{\text{օր}})$ հարաբերությունը չափված ալիքի երկարությունների համար, և կառուցել կիսահաղորդչի սպեկտրային թողունակության $C(\lambda)$ կորը:
- 2.7.** Ստացված սպեկտրային կախման գրաֆիկից որոշել կարմիր սահմանը՝ սպեկտրային կախման կորի λ_0 շեմային արժեքը:
- 2.8.** $\Delta E = hc/\lambda_0$ (h -ը Պլանկի հաստատունն է, c -ն՝ լույսի արագությունը վակուումում) բանաձևով հաշվել CdS-ի արգելված գոտու լայնությունը՝ արտահայտված էՎ-ով:

ՄՏՈՒԳՈՂԱԿԱՆ ՀԱՐՑԵՐ

1. Ներկայացնել պինդ մարմնի խնդրի ընդհանուր դրվածքը:
2. Ո՞րն է ադիաբատական մոտավորության էությունը:
3. Ո՞րն է մեկէլեկտրոնային մոտավորության էությունը:
4. Բացատրել գոտիների առաջացման մեխանիզմը:
5. Ինչպե՞ս են դասակարգվում պինդ մարմիններն ըստ գոտիական տեսության:
6. Ի՞նչ են տեղայնացված մակարդակները և դրանք ինչպիսի՞ն կարող են լինել:
7. Ի՞նչ է ֆոտոհաղորդականությունը:
8. Ի՞նչ է ցույց տալիս ֆոտոհոսանքի $\sigma(\lambda)$ գործակիցը:
9. Նկարագրել չափող սարքը:
10. Նկարագրել աշխատանքի կատարման ընթացքը:

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. **В. Ф. Лысов.** Практикум по физике полупроводников. М., Просвещение, 1978.
2. **А. И. Ансельм.** Введение в теорию полупроводников. М., Наука, 1978.
3. **В. И. Фистуль.** Введение в физику полупроводников. М., Высшая школа, 1984.
4. **Վ. Լ. Բոնչ-Բրուկիչ, Ս. Գ. Կալաշնիկով,** Կիսահաղորդիչների ֆիզիկա, Երևան, ԵՊՀ հրատ., 1988:
5. **Ա. Ա. Կիրակոսյան,** Պինդ մարմնի ֆիզիկայի ներածություն, Մաս II, Երևան, ԵՊՀ հրատ., 2015:
6. **Է. Մ. Ղազարյան, Ա. Լ. Վարդանյան,** Պինդ մարմնի քվանտային տեսություն, Մաս I, ԵՊՀ հրատ., 1997:

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 8

ՀՈՒԻ ԵՐԵՎՈՒՅԹԸ ԿԻՄԱՀԱՂՈՐԴԻՉՆԵՐՈՒՄ ՆԵՐԱԾՈՒԹՅՈՒՆ

Հոլի երևույթը գալվանամագնիսական երևույթ է: Գալվանամագնիսական են կոչվում այն ֆիզիկական երևույթները, որոնք դիտվում են մագնիսական դաշտում տեղադրված նմուշում, երբ էլեկտրական դաշտի ազդեցության տակ նրանով հոսանք է անցնում: Գալվանամագնիսական երևույթների տեսությունը կարելի է կառուցել կամայական մագնիսական դաշտի դեպքում, սակայն կինետիկական գործակիցներն այդ դեպքում չեն արտահայտվում տարրական ֆունկցիաներով, որը դժվարացնում է դրանց մեկնաբանությունը: Սրանով պայմանավորված, սովորաբար դիտարկվում են թույլ և ուժեղ մագնիսական դաշտի սահմանային դեպքերը: Մագնիսական H դաշտը կոչվում է թույլ, եթե նրանում լիցքի շարժման հետագծի կորության $R = cm^*v/eH$ շառավիղն անհամեմատ մեծ է նրա ազատ վազքի միջին երկարությունից, կամ ռելաքսացիայի τ ժամանակը զգալի փոքր է պտտման $T = 2\pi m^*c/eH$ պարբերությունից: Բերված արտահայտություններում c -ն լույսի արագությունն է վակուումում, m^* -ը՝ լիցքակրի արդյունարար զանգվածը, v -ն՝ լիցքակրի արագության մոդուլը, e -ն՝ տարրական լիցքի մոդուլը: Այս պայմաններում մագնիսական դաշտի ազդեցությունն արտահայտվում է այն բանում, որ լիցքակրի երկու հաջորդական բախումների միջև ընկած ժամանակահատվածում նրա հետագիծը կորանում է, և շարժման ուղղությունը սկզբնականի նկատմամբ շեղվում

$$\phi = \frac{\lambda}{R} \ll 1 \quad (1)$$

փոքր անկյունով: Լիցքակրի μ շարժունությունը և λ ազատ վազքի միջին երկարությունը կապված են $\mu = e\lambda/m^*v$ առնչությամբ: Նկատի ունենալով վերջինս, ինչպես նաև կորության շառավիղի արտահայտությունը, (1) պայմանը կարելի է ներկայացնել հետևյալ տեսքով՝

$$\phi = \frac{\mu H}{c} \ll 1 \quad \text{կամ} \quad \gamma \tau H \ll 1, \quad \gamma \equiv \frac{e}{mc} : \quad (2)$$

Մագնիսական դաշտը կոչվում է ուժեղ, եթե տեղի ունի

$$\frac{\mu H}{c} \gg 1 \quad (3)$$

անհավասարությունը: Ինչպես երևում է (2) և (3) պայմաններից, ուժեղ և թույլ դաշտերի հասկացությունը հարաբերական է, քանի որ այն կախված է լիցքակրի շարժունությունից: Դաշտի միևնույն H արժեքի դեպքում մի նյութի համար (լիցքակրի փոքր շարժունություն) կարող է տեղի ունենալ (2) անհավասարությունը, մյուսի համար (լիցքակրի մեծ շարժունություն)՝ (3) անհավասարությունը: Ավելին, միևնույն նմուշի համար տվյալ դաշտը բարձր ջերմաստիճաններում կարող է համարվել թույլ, ցածր ջերմաստիճաններում՝ ուժեղ:

ՏԵՄԱԿԱՆ ՄԱՍ

Այժմ անցնենք Հոլի երևույթի որակական նկարագրությանը: Դիցուք՝ զուգահեռանիստի տեսքով բյուրեղի նմուշը տեղադրվում է փոխադրահայաց էլեկտրական և մագնիսական դաշտերում այնպես, որ z առանցքով ուղղված մագնիսական դաշտն ուղղահայաց է նմուշի մակերևույթին, իսկ էլեկտրական դաշտն ուղղված է y առանցքով (նկ.1):

Էլեկտրական դաշտի ազդեցությամբ խոռոչները դաշտի ուղղությամբ, իսկ էլեկտրոնները՝ դրան հակառակ ուղղությամբ ձեռք են բերում ուղղորդված շարժման համապատասխանաբար v_p և v_n արագություններ: Մագնիսական դաշտով պայմանավորված Լորենցի ուժի ազդեցությամբ և՛ էլեկտրոնները, և՛ խոռոչները շեղվում են միևնույն ուղղությամբ: Եթե բյուրեղում ազատ լիցքակիրները միայն էլեկտրոններ են, ապա ABCD նիստը կլիցքավորվի բացասական լիցքով, և հակադիր նիստի մոտ կառաջանա չհամակշռված դրական կապված լիցք (նկ.1, ա): Եթե լիցքակիրները խոռոչներ են, ապա ABCD նիստը կլիցքավորվի դրական լիցքով, և հակադիր նիստի մոտ կառաջանա չհամակշռված բացասական կապված լիցք (նկ.1, բ): Եթե հոսանքին մասնակցում են և՛

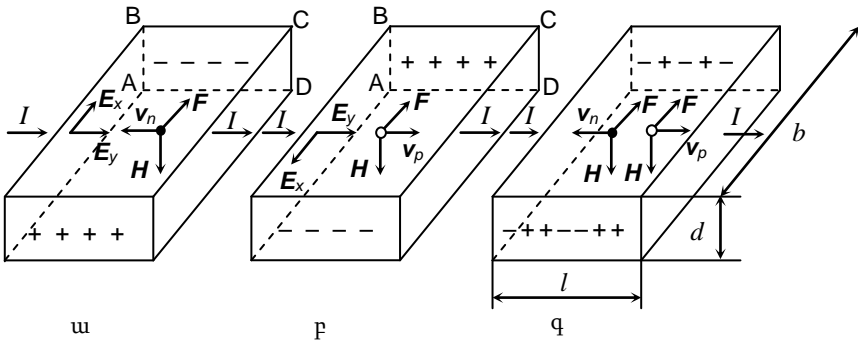
խոռոչներ, և՛ էլեկտրոններ, ապա պատկերն ավելի բարդ է: Եթե էլեկտրոնների ու խոռոչների և՛ շարժունությունները, և՛ կոնցենտրացիաները նույնն են, ապա դրանց փոխադարձ համակշռման հետևանքով հակադիր նիստերի մոտ գումարային լիցքը կլինի զրո: Եթե նշված հավասարությունները միաժամանակ չեն իրականանում, ապա հակադիր նիստերի մոտ տեղի կունենա լիցքերի միայն մասնակի համակշռում, և գումարային լիցքը զրո չի լինի: Հակադիր նիստերի լիցքավորման հետևանքով առաջանում է E_y -ի և H -ի նկատմամբ ընդլայնական E_x դաշտ և պոտենցիալների տարբերություն (ԷլՇՈւ)՝ \mathcal{E}_H : E_x -ը կրում է Հոլի դաշտ, իսկ \mathcal{E}_H -ը՝ Հոլի ԷլՇՈւ անվանումը: Հոլի դաշտի ուղղությունը, ինչպես երևում է (1ա) և (1բ) նկարներից, կախված է լիցքակիրների նշանից, իսկ մեծությունը համեմատական է H -ին և j_y -ին, այսինքն՝

$$E_x = R_H H j_y, \quad (4)$$

որտեղ R_H -ը կոչվում է Հոլի հաստատուն: Քանի որ $\mathcal{E}_H = E_x b$, ապա

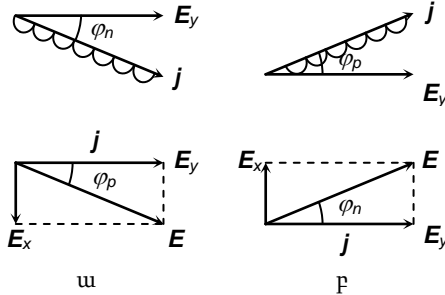
$$\mathcal{E}_H = R_H H j_y b \quad \text{կամ} \quad R_H = \frac{\mathcal{E}_H}{H j_y b} : \quad (5)$$

Եթե x ուղղությամբ կիսահաղորդիչը վերջավոր է, ապա ազատ լիցքակիրների շեղման հետևանքով հակադիր նիստերի մոտ տեղի է ունենում լիցքի կուտակում և առաջանում է Հոլի E_x դաշտ, որն ուղղա-



Նկ. 1. Հոլի երևույթի «երկրաչափությունը»

հայաց է և՛ հոսանքի j խտությանը, և՛ H մագնիսական դաշտին: Այդ դեպքում գումարային էլեկտրական դաշտը՝ $E = E_x + E_y$, j -ի նկատմամբ խտոջային հաղորդականության դեպքում շեղված կլինի φ_p , իսկ էլեկտրոնային հաղորդականության դեպքում՝ φ_n անկյունով (նկ. 2):



Նկ. 2. Գումարային E էլեկտրական դաշտի առաջացումը

Դիտարկենք էլեկտրոնային հոսանքի խտությունն y առանցքի ուղղությամբ՝

$$j_n^y = en\mu_n E_y, \quad (6)$$

որտեղ n -ն ազատ էլեկտրոնների խտությունն է, μ_n -ը՝ էլեկտրոնի շարժունությունը:

Մագնիսական դաշտի ազդեցությամբ տեղի է ունենում էլեկտրոններով պայմանավորված հոսանքի շեղում φ_n անկյունով և առաջանում է էլեկտրոնային հոսանքի խտության x բաղադրիչ՝

$$j_n^x = j_n^y \operatorname{tg} \varphi_n \approx j_n^y \varphi_n = en\mu_n E_y \mu_n \frac{H}{c}: \quad (7)$$

Համանման արտահայտություններ կստացվեն խտոջային հաղորդականության դեպքում՝

$$j_p^y = ep\mu_p E_y, \quad (8)$$

$$j_p^x = j_p^y \operatorname{tg} \varphi_p \approx j_p^y \varphi_p = ep\mu_p E_y \mu_p \frac{H}{c}: \quad (9)$$

Քանի որ էլեկտրոններն ու խոռոչները շեղվում են միևնույն ուղղությամբ, ապա արդյունաբար հոսանքը x ուղղությամբ հավասար է դրանց տարբերությանը՝

$$j^x = j_p^x - j_n^x = eE_y \frac{H}{c} (p\mu_p^2 - n\mu_n^2) : \quad (10)$$

Միաժամանակ, Հոլի E_x դաշտի ստեղծած հոսանքը՝

$$j_x = \sigma E_x = eE_x (\mu_p p + \mu_n n) : \quad (11)$$

Ստացիոնար վիճակում

$$j_x = j^x, \quad (12)$$

որից հետևում է Հոլի դաշտի արտահայտությունը՝

$$E_x = \frac{E_y H}{c} \frac{p\mu_p^2 - n\mu_n^2}{p\mu_p + n\mu_n} : \quad (13)$$

E_y -ն արտահայտենք կիսահաղորդչով y ուղղությամբ անցնող հոսանքի խտության միջոցով՝

$$j_y = \sigma E_y = eE_y (\mu_p p + \mu_n n) : \quad (14)$$

Հաշվի առնելով, որ

$$E_x = \frac{\mathcal{E}_H}{b}, \quad (15)$$

Հոլի գործակցի համար կստանանք հետևյալ արտահայտությունը՝

$$R_H = \frac{E_x}{j_y H} = \frac{E_y H}{E_y c H} \frac{1}{e} \frac{p\mu_p^2 - n\mu_n^2}{(p\mu_p + n\mu_n)^2} = \frac{1}{ec} \frac{p\mu_p^2 - n\mu_n^2}{(p\mu_p + n\mu_n)^2} : \quad (16)$$

Հոլի հաստատունի ավելի խիստ հաշվարկը չայլասերված կիսահաղորդիչների համար հանգեցնում է հետևյալ արդյունքին՝

$$R_H = \frac{A}{ec} \frac{p\mu_p^2 - n\mu_n^2}{(p\mu_p + n\mu_n)^2}, \quad (17)$$

որտեղ A հաստատունի արժեքը կախված է կիսահաղորդիչներում լիցքակիրների ցրման մեխանիզմից: Ընդ որում, եթե տվյալ պայմաններում գերակայում է ցրումը ձայնային տատանումների վրա, ապա

$A = 3\pi/8$: Խառնուկային իոնների վրա ցրման դեպքում $A = 315\pi/512$: Իոնային բյուրեղներում գերակայում է ցրումն օպտիկական տատանումների վրա, և Դեբայի ջերմաստիճանից բարձր ջերմաստիճաններում $A = 45\pi/128$, իսկ Դեբայի ջերմաստիճանից ցածր ջերմաստիճաններում $A = 1$:

Այլասերված կիսահաղորդիչներում, ինչպես նաև մետաղներում, էլեկտրահաղորդականությանը մասնակցում են այն էլեկտրոնները (խոռոչները), որոնք անմիջականորեն Ֆերմիի մակարդակի մոտ են, ուստի այս դեպքում կարելի է անտեսել լիցքակիրների բաշխումն ըստ էներգիաների և համարել, որ բոլոր լիցքակիրներն օժտված են միևնույն էներգիայով: Այս դեպքում ցրման բոլոր մեխանիզմների համար $A = 1$:

Չայլասերված էլեկտրոնային կիսահաղորդչում ($p = 0$) (17) բանաձևից հետևում է, որ

$$R_H = -\frac{A}{enc}, \quad (18)$$

իսկ խոռոչային կիսահաղորդչում ($n = 0$)՝

$$R_H = \frac{A}{epc} : \quad (19)$$

Մեփական կիսահաղորդչում $n = p$, և (17) բանաձևից կստանանք՝

$$R_H = -\frac{A}{enc} \cdot \frac{\mu_n^2 - \mu_p^2}{(\mu_n + \mu_p)^2} : \quad (20)$$

(20) առնչությունից հետևում է, որ եթե μ_n -ը քիչ է տարբերվում μ_p -ից, ապա Հոլի հաստատունը կլինի փոքր, և Հոլի հաստատունի նշանը համընկնում է մեծ շարժունությամբ լիցքակիրների լիցքի նշանի հետ:

Ուժեղ մագնիսական դաշտում ($\gamma_n \tau_n H \gg 1$ և $\gamma_p \tau_p H \gg 1$), $n \neq p$ դեպքում Բոլցմանի կինետիկական հավասարման լուծման արդյունքում, Հոլի հաստատունի համար ստացվում է

$$R_H = -\frac{1}{ec(n-p)} \quad (21)$$

բանաձևը, իսկ $n = p$ դեպքում՝

$$R_H = -\frac{A}{ecn} \cdot \frac{1-b}{1+b}, \quad (22)$$

որտեղ $b = \mu_p / \mu_n$: Եթե $p = 0$, ապա (21) բանաձևի համաձայն՝

$$R_H = -\frac{1}{ecn} : \quad (23)$$

Այս արդյունքն ուժեղ դաշտի դեպքում տեղի ունի նաև այլասերված կիսահաղորդչի և մետաղի համար:

Խառնուկային (օրինակ՝ n -տիպի) կիսահաղորդչի համար փորձում չափելով \mathcal{E}_H , B , j_y մեծությունները, (5) բանաձևով որոշում են R_H -ը, իսկ իմանալով R_H -ը՝ (18) բանաձևից կարելի է որոշել ազատ էլեկտրոնների խտությունը:

Չափելով նաև խառնուկային կիսահաղորդչի տեսակարար հաղորդականությունը ($\sigma = en\mu_n$), կարելի է որոշել լիցքակիրների շարժունությունը՝

$$\mu_n = \frac{cR_H\sigma}{A} : \quad (24)$$

Այսպիսով, տեսակարար դիմադրության և Հոլի հաստատունի միաժամանակյա չափումները հնարավորություն են տալիս որոշելու խառնուկային կիսահաղորդչի լիցքակիրների նշանը, խտությունը և շարժունությունը:

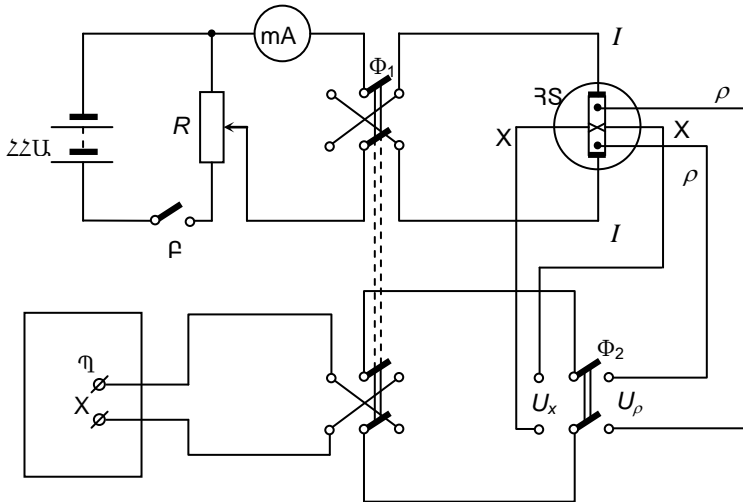
Խառը հաղորդականության դեպքում Հոլի հաստատունի և էլեկտրահաղորդականության միաժամանակյա չափումները չեն տալիս բավականաչափ տվյալներ էլեկտրոնների խտության և շարժունության որոշման համար, քանի որ ունենք n , p , μ_n , μ_p չորս անհայտներով երկու հավասարում:

Հոլի հաստատունը կախված է ջերմաստիճանից, քանի որ վերջինիս փոփոխությամբ փոխվում է լիցքակիրների խտությունը: Ջերմաստիճանների որոշակի տիրույթում չափելով Հոլի էլՇՈւ-ն և հաշվելով Հոլի հաստատունը՝ կարելի է ստանալ լիցքակիրների խտության ջերմաստիճանային կախումը և դրանով իսկ՝ հաշվել լիցքակիրների ակտիվացման էներգիան:

ՉԱՓՈՂ ՍԱՐՔԻ ԵՎ ՄԵԹՈՂԻ ՆԿԱՐԱԳՐՈՒԹՅՈՒՆ

Գոյություն ունի Հոլի էլՇՈւ-ի և, հետևաբար, Հոլի հաստատունի չափման ամնվազն չորս եղանակ, հիմնված հաստատուն կամ փոփոխական հոսանքի, ինչպես նաև հաստատուն կամ փոփոխական մագնիսական դաշտի օգտագործման վրա:

Դիտարկենք հաստատուն էլեկտրական և մագնիսական դաշտերի վրա հիմնված մեթոդը, որը սովորաբար զուգակցվում է տեսակարար դիմադրության չափման երկգոնդ մեթոդի հետ: Կիսահաղորդչային նմուշի տեսակարար դիմադրության և Հոլի էլՇՈւ-ի չափման այդպիսի մեթոդի սկզբունքային սխեման բերված է նկ. 3-ում:



Նկ. 3. Հոլի հաստատունի և տեսակարար դիմադրության չափման սկզբունքային սխեման. R. լարման բաժանարար, ՀՀՄ. հաստատուն հոսանքի աղբյուր, Φ_1 . նմուշով հոսանքի ուղղության փոխարկիչ, Φ_2 . փոխարկիչ, որը հնարավորություն է տալիս պոտենցիալի փոխանցելու կամ Հոլի ε_H էլՇՈւ-ն, կամ նմուշում U լարման անկումը, η . պոտենցիալի

Ջուգահեռանիստի տեսքով կիսահաղորդչային նմուշը (Ge, Si, InSb) կամ Հոլի տվիչն ամրացվում է օրգանական ապակե տակդիրին: Էլեկտ-

րողների միջև կարճ միացումը կանխելու համար նմուշը պետք է ընտրել այնպես, որ նրա երկայնական չափը (հոսանքի ուղղությամբ) գոնե կրկնակի մեծ լինի լայնական չափից ($l/b > 2$): Նմուշին են միացվում երեք գույգ էլեկտրոդներ, որոնցից I -ն ապահովում է հոսանքը նմուշով, X -ը՝ Հոլի էլՇՈւ-ի չափումը, ρ -ն՝ նմուշի l տիրույթում լարման անկման չափումը:

Կիսահաղորդչային նմուշով և էլեկտրոդներով տակդիրն ամրացվում է էլեկտրամագնիսի խարիսխին, նրա բևեռային ծայրոցների միջև համեմատաբար համասեռ մագնիսական դաշտում:

Հոլի էլՇՈւ-ի չափումը կատարվում է պոտենցաչափի օգնությամբ հետևյալ ձևով: Միացվում և չափվում է նմուշով անցնող հոսանքը մագնիսական դաշտի բացակայությամբ: Եթե Հոլի էլեկտրոդները նմուշի վրա տեղակայված են խիստ համաչափ, ապա հոսանքի առկայությամբ դրանց միջև պոտենցիալների տարբերություն չի գրանցվի: Բայց քանի որ այդ էլեկտրոդները խիստ համաչափ տեղակայել հնարավոր չէ, ապա մագնիսական դաշտի բացակայությամբ Հոլի էլեկտրոդների միջև առաջանում է պոտենցիալների որոշակի U_R տարբերություն: Պոտենցաչափի օգնությամբ՝ համակշռման մեթոդով որոշվում է U_R -ը և այնուհետև միացվում մագնիսական դաշտը: Այդ դեպքում Հոլի էլեկտրոդների միջև առաջանում է պոտենցիալների $U = U_R + \mathcal{E}_H$ տարբերություն, որտեղ \mathcal{E}_H - ը Հոլի էլՇՈւ-ն է: Ընդհանուր առմամբ հոլյան էլեկտրոդների միջև, բացի U_R լարումից և Հոլի էլՇՈւ-ից, առաջանում են՝ ջերմա-էլՇՈւ, էլեկտրոլիտային ծագմամբ էլՇՈւ (պայմանավորված նմուշի աղտոտվածությամբ) և այլ էլՇՈւ-ներ՝ պայմանավորված գալվանամագնիսական և ջերմամագնիսական երևույթներով: Եթե վերջիններիս գումարը նշանակենք \mathcal{E}_q -ով, ապա կարող ենք գրել, որ մագնիսական դաշտի առկայությամբ պոտենցաչափի գրանցած պոտենցիալների տարբերությունը՝

$$U = U_R + \mathcal{E}_H + \mathcal{E}_q; \quad (1a)$$

Հովի էլՇՈւ-ն որոշելիս U_R -ը և \mathcal{E}_q -ն բացատելու համար հոլյան էլեկտրոդների միջև պոտենցիալների U տարբերությունը անհրաժեշտ է չափել երկու անգամ, մագնիսական դաշտի հակադիր ուղղությունների դեպքում: Ընդ որում, անհրաժեշտ է տարբերել երկու դեպք՝

$$\text{ա. } |U_R + \mathcal{E}_q| < |\mathcal{E}_H|, \quad \text{բ. } |U_R + \mathcal{E}_q| > |\mathcal{E}_H|: \quad (2\text{ա})$$

Մագնիսական դաշտի երկու հակադիր ուղղությունների դեպքում հոլյան էլեկտրոդների միջև լարումը ա. դեպքում կարտահայտվի

$$\begin{aligned} U_1 &= U_R + \mathcal{E}_q + \mathcal{E}_H, \\ U_2 &= -(U_R + \mathcal{E}_q) + \mathcal{E}_H, \quad \mathcal{E}_H = \frac{U_1 + U_2}{2} \end{aligned} \quad (3\text{ա})$$

առնչություններով, իսկ բ. դեպքում՝

$$\begin{aligned} U_1 &= U_R + \mathcal{E}_q + \mathcal{E}_H, \\ U_2 &= U_R + \mathcal{E}_q - \mathcal{E}_H, \quad \mathcal{E}_H = \frac{U_1 - U_2}{2} \end{aligned} \quad (4\text{ա})$$

առնչություններով:

\mathcal{E}_H -ի որոշման (3ա) կամ (4ա) բանաձևերի կիրառման հարցը որոշվում է $|U_R + \mathcal{E}_q|$ և $|\mathcal{E}_H|$ -ի միջև առնչությամբ: Այդ նպատակով հոլյան հպակների միջև պոտենցիալների տարբերությունը չափվում է մագնիսական դաշտի բացակայության (U_R) և նրա առկայության (U) դեպքում և որոշվում $\mathcal{E}_H = U - U_R$: Քանի որ, սովորաբար, $\mathcal{E}_q \ll U_R$, համեմատելով \mathcal{E}_H և U_R մեծությունները, պարզում ենք $|U_R + \mathcal{E}_q|$ և $|\mathcal{E}_H|$ -ի միջև առնչությունը: Դրանից հետո չափվում են պոտենցիալների U_1 և U_2 տարբերությունները մագնիսական դաշտի հակադիր ուղղությունների դեպքում ($I = \text{const}$, $H = \text{const}$) և (3ա) կամ (4ա) բանաձևերից մեկով որոշում Հովի էլՇՈւ-ի արժեքը տվյալ I -ի և H -ի համար:

Հովի էլՇՈւ-ի չափումները կատարվում են մագնիսական դաշտի լարվածության, ինչպես նաև նմուշով անցնող հոսանքի տարբեր արժեք-

ների դեպքում: $|\mathcal{E}_H| > |U_R + \mathcal{E}_q|$ դեպքում Հոլի էլՇՈւ-ի ուղղությունը (բևեռայնությունը) որոշվում է պոտենցիալով, քանի որ հոլյան էլեկտրոդների միջև լարումը համակշռելու համար, պոտենցիալից դրան հանդիպակաց տրվում է հայտնի բևեռայնությամբ լարում: $|\mathcal{E}_H| < |U_R + \mathcal{E}_q|$ դեպքում, մագնիսական դաշտի բացակայությամբ նմուշով հոսանք բաց թողնելով, համակշռվում է U լարումը և նշվում դրա բևեռայնությունը: Այնուհետև միացվում է մագնիսական դաշտը և նշվում U -ի մեծացման կամ փոքրացման փաստը: Եթե մագնիսական դաշտում U -ն մեծանում է, ապա \mathcal{E}_H -ի նշանը համընկնում է U -ի նշանի հետ, եթե U -ն փոքրանում է, ապա \mathcal{E}_H -ի նշանը հակադիր է U -ի նշանին:

Որոշելով նմուշով անցնող հոսանքի ուղղությունը, մագնիսական դաշտի լարվածության հայտնի ուղղությունը և Հոլի էլՇՈւ-ի բևեռայնությունը, ձախ ձեռքի կանոնով որոշվում է ազատ լիցքակիրների նշանը հետազոտվող խառնուկային կիսահաղորդչում:

Նմուշի տեսակարար դիմադրությունը որոշելու համար պոտենցիալի X հպակներին միացվում են ρ - էլեկտրոդների ծայրերը և նմուշով անցնող հոսանքի տարբեր ուղղությունների դեպքում չափվում էլեկտրոդների միջև լարման U_ρ անկումը: Որոշելով U_ρ -ն որպես երկու չափումների միջին, կիսահաղորդչային նմուշի տեսակարար դիմադրությունը հաշվվում է

$$\rho = \frac{U_\rho S}{Il} \quad (5a)$$

բանաձևով, որտեղ $S = db$ -ն նմուշի լայնական հատույթի մակերեսն է, l -ը՝ ρ - էլեկտրոդների միջև հեռավորությունը: \mathcal{E}_H -ի որոշված արժեքով, հոսանքի ուժի I մեծությամբ և մագնիսական դաշտի H լարվածությամբ որոշվում է Հոլի R հաստատունը՝

$$R_H = \frac{\mathcal{E}_H d}{IB} : \quad (6a)$$

R_H -ի մի քանի չափում կատարելով, որոշվում է R_H -ի միջին արժեքը և $R_{H\text{միջ}}$ -ը տվյալ I -ի և B -ի դեպքում

$$R_{H\text{միջ}} = \frac{1}{N}(R_1 + R_2 + \dots + R_N), \quad (7\text{ա})$$

որտեղ N -ը չափումների թիվն է: $R_{H\text{միջ}}$ -ի օգնությամբ որոշվում է լիցքակիրների խտությունը (n -ը կամ ρ -ն)՝ $n = A/ceR_{H\text{միջ}}$:

Հայտնի ρ տեսակարար դիմադրության և Հոլի $R_{H\text{միջ}}$ հաստատունի միջոցով որոշվում է լիցքակիրների միջին շարժունությունը՝

$$\mu = \frac{cR_{H\text{միջ}}}{A\rho}: \quad (8\text{ա})$$

R_H -ի և ρ -ի ջերմաստիճանային կախումները գտնելու նպատակով նմուշը տեղակայվում է ջերմաստատում, ապա որոշվում են $R_{H\text{միջ}}$ -ը և ρ -ն տարբեր ջերմաստիճաններում: Չափումները կատարվում են 10 – 20Կ քայլով: $R_{H\text{միջ}}$ -ի և ρ -ի արժեքներով որոշում են լիցքակիրների խտության և շարժունության ջերմաստիճանային կախումները:

ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ԿԱՏԱՐՄԱՆ ԿԱՐԳԸ

1. Միացնել սարքը և նմուշով անցնող հոսանքի առկայությամբ համակշռման մեթոդով չափել հոլյան էլեկտրոդների միջև առաջացած պոտենցիալների U_R տարբերությունը մագնիսական դաշտի բացակայության դեպքում:
2. Միացնել մագնիսական դաշտը և չափել հոլյան էլեկտրոդների միջև պոտենցիալների U տարբերությունը:
3. Պարզել $|U_R + \mathcal{E}_q|$ -ի և $|\mathcal{E}_H|$ -ի միջև գործող առնչությունը:
4. Մագնիսական դաշտի հակադիր ուղղությունների դեպքում չափել հոլյան էլեկտրոդների միջև պոտենցիալների տարբերությունը և հաշվել Հոլի էլՇՈւ-ն ըստ (3ա) կամ (4ա) բանաձևերի:
5. Պարզել Հոլի դաշտի բևեռայնությունը:
6. Հաշվել Հոլի R_H հաստատունի արժեքը (6ա) բանաձևով:
7. Կրկնել Հոլի հաստատունի չափումները մագնիսական դաշտի լարվածության և նմուշով անցնող հոսանքի տվյալ արժեքների դեպքում մի քանի անգամ և որոշել Հոլի հաստատունի ստացված արժեքների միջին թվաբանականը:

8. Հովի հաստատունի ստացված արժեքով որոշել լիցքակիրների խտությունը:
9. Մագնիսական դաշտի բացակայությամբ չափել ρ - էլեկտրոդների միջև պոտենցիալների տարբերությունը և (8ա) բանաձևով հաշվել լիցքակիրների շարժունությունը:

ՄՏՈՒԳՈՂԱԿԱՆ ՀԱՐՑԵՐ

1. Բացատրել լիցքակիրների շարժման բնույթն էլեկտրական և մագնիսական դաշտերում:
2. Ո՞ր մագնիսական դաշտն է կոչվում թույլ և որը՝ ուժեղ:
3. Նկարագրել Հովի երևույթը կիսահաղորդիչներում և բացատրել Հովի էլՇՈւ-ի բևեռայնության կախումն ազատ լիցքակիրների նշանից:
4. Ի՞նչ ֆիզիկական տեղեկատվություն կարելի է ստանալ Հովի երևույթի ուսումնասիրմամբ:
5. Կիսահաղորդչի ի՞նչ ֆիզիկական հատկություններ են ազդում Հովի էլՇՈւ-ի արժեքի վրա:
6. Բացատրել Հովի գործակցի ջերմաստիճանային կախումը: Ինչո՞ւ ρ - տիպի կիսահաղորդչի ջերմաստիճանի բարձրացումը կարող է հանգեցնել Հովի էլՇՈւ-ի նշանի փոփոխության:
7. Ինչո՞ւ Հովի էլեկտրոդների միջև պոտենցիալների տարբերության չափումը պետք է իրականացնել երկու անգամ, մագնիսական դաշտի հակադիր ուղղությունների դեպքում:

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. **В. Ф. Лысов.** Практикум по физике полупроводников. М., Просвещение, 1978.
2. **Ա. Ա. Կիրակոսյան,** Պինդ մարմնի ֆիզիկայի ներածություն, Մաս II, Երևան, ԵՊՀ հրատ., 2015:
3. **А. И. Ансельм.** Введение в теорию полупроводников. М., Наука, 1978.
4. **Վ. Լ. Բոնչ-Բրուսիչ, Ս. Գ. Կալաշնիկով,** Կիսահաղորդիչների ֆիզիկա, Երևան, ԵՊՀ հրատ., 1988:

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 9

ԲԱՐՁՐՋԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆԱՅԻՆ ԳԵՐՀԱՂՈՐԴԻՉՆԵՐԻ ՊԱՐԱՄԵՏՐԵՐԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒՄԸ ՆԵՐԱԾՈՒԹՅՈՒՆ

1911 թ. Հ. Կամեռլինգ-Օնեար հայտնագործեց գերհաղորդականության երևույթը, երբ ջերմաստիճանը ցածրացնելիս հաղորդչի դիմադրությունը որոշակի՝ տվյալ նյութին բնորոշ T_c կրիտիկական ջերմաստիճանից ներքև թռիչքաձև ընկնում է գործնականորեն մինչև զրո: Ջերմաստիճանային տիրույթի լայնությունը, որում հաղորդչի դիմադրությունը դառնում է զրո, 10^{-3} – 10^{-4} Կ-ի կարգի է, ընդ որում, խառնուկների և կառուցվածքային արատների առկայությամբ մեծանում է:

Ի՞նչ ենք հասկանում, ասելով, որ հաղորդչի դիմադրությունը գործնականորեն դառնում է զրո: Դիտարկենք մի օրինակ: Սենյակային ջերմաստիճանում 1 մմ հաստությամբ կապարե լարից պատրաստված $r=5$ սմ շառավղով օղակի դիմադրությունը 10^{-5} Օմ կարգի մեծություն է, իսկ գերհաղորդիչ վիճակում, երբ $T < T_c \approx 7,19$ Կ, այն, գնահատումների համաձայն, 10^{-13} Օմ կարգի է:

Մինչև 1986 թ. հայտնի էր ավելի քան 1000 ցածրջերմաստիճանային գերհաղորդիչ, որոնցից ամենաբարձր կրիտիկական ջերմաստիճան ունեւր Nb_3Ge միջմետաղական միացությունը՝ $T_c = 22,3$ Կ:

1986 թ. շվեյցարացի գիտնականներ Կ. Սյուլերը և Ջ. Բեդնորցը հայտնագործեցին բարձրջերմաստիճանային գերհաղորդականության (ԲՋԳՀ) երևույթն իրենց սինթեզած $LaBaCuO$ համակարգում, որի տեսակարար դիմադրությունը դառնում էր զրո $T_c = 35$ Կ ջերմաստիճանում: 1987 թ. ամերիկացի գիտնական Չուն $YBaCuO$ միացությունում հայտնաբերեց անցում գերհաղորդիչ վիճակի $T_c = 90$ Կ ջերմաստիճանում: Մինչ այժմ ստացվել են ավելի բարձր կրիտիկական ջերմաստիճաններ. $T_c = 110$ Կ՝ $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$ միացությունում, $T_c = 125$ Կ՝ $Pb_2Bi_2Ca_2Cu_3O_8$ միացությունում, $T_c = 150$ Կ՝ $Hg_1Ba_2Ca_2Cu_3O_8$ միացությունում:

Գերհաղորդիչ վիճակը բնութագրվում է ոչ միայն գրոյական դիմադրությամբ, այլև գրեթե իդեալական դիամագնիսականությամբ, ինչպես նաև ջերմունակության, ջերմահաղորդականության, ջերմաէլեկտրական, մեխանիկական և նյութի այլ բնութագրերի խիստ արտահայտված յուրահատկություններով:

$T = T_c$ կետում գերհաղորդիչ անցումը II կարգի ֆազային անցում է: Ի տարբերություն նյութի ազդեցատային ֆազային անցումների, գերհաղորդիչ վիճակին անցումը կապված է գերհաղորդիչ նյութի էլեկտրոնային ենթահամակարգի վերակառուցման հետ:

ՏԵՄԱԿԱՆ ՄԱՍ

1. Գերհաղորդականություն: Գերհաղորդիչների հիմնական բնութագրերը

Գերհաղորդականությունը, ինչպես և գերհոսունությունը և մագնիսականությունը, մակրոսկոպական քվանտային երևույթ է: Գերհաղորդիչ օղակում գերհաղորդիչ հոսանքն ստեղծող լիցքակիրների համար տեղի ունի Ն. Բորի քվանտացման պայմանը, որի համաձայն՝ մագնիսական հոսքն օղակում փոփոխվում է ընդհատ ձևով մի մեծությամբ, որը մագնիսական հոսքի քվանտի՝ $\Phi_0 = hc/q$ մեծության ամբողջ թվով պատիկն է՝ $\Phi = n\Phi_0$, $n = 1, 2, 3, \dots$: Գերհաղորդչում գրավված մագնիսական հոսքի մեծությունից կարելի է որոշել լիցքակիրների q լիցքը: Հաստատվել է, որ q ՝ ցածրջերմաստիճանային, q ՝ բարձրջերմաստիճանային գերհաղորդիչներում լիցքակիրներն ունեն $q = 2e$ լիցք, որը համընկնում է էլեկտրոնի լիցքի կրկնապատիկի հետ և գերհաղորդիչներում կապված էլեկտրոնային գոյզերի գոյության ապացույցն է:

1933 թ. հայտնաբերվել է, որ թույլ մագնիսական դաշտը չի թափանցում գերհաղորդչի խորքը: Այլ կերպ ասած, գերհաղորդչի ծավալում մագնիսական դաշտի ինդուկցիան բացակայում է՝

$$0 = \mathbf{B} = \mathbf{H} + 4\pi\mathbf{M} = \mathbf{H}(1 + 4\pi\chi) = \mu\mathbf{H}, \quad (1)$$

որտեղ M -ն արտաքին դաշտով մակաձված հոսանքների ստեղծած մագնիսացվածությունն է, χ -ն՝ նմուշի մագնիսական ընկալունակությունը, μ -ն՝ մագնիսական թափանցելիությունը:

Գերհաղորդչում (ծավալում) արտաքին մագնիսական դաշտը զրոյացվում է ($\mu = 0$) Ֆուկոյի ստացիոնար հոսանքների սեփական մագնիսական դաշտով: Չմարող մակաձման հոսանքները կենտրոնացված են λ_L հաստությամբ մակերևութային շերտում, λ_L -ը կոչվում է մագնիսական դաշտի թափանցման խորություն: Գերհաղորդչի իդեալական դիամագնիսականության ($\mu = 0$) երևույթը հայտնի է որպես Մայսեր-Օքսենֆելդի երևույթ:

Սովորական (ատոմային) դիամագնիսականությունը և գերհաղորդչի դիամագնիսականությունը բնույթով տարբեր են: Քանի որ մայսերյան (մակերևութային շերտի) հոսանքների ստեղծած մագնիսական դաշտն ուղղված է արտաքին (օրինակ՝ հաստատուն մագնիսի) մագնիսական դաշտին հակառակ, ապա գերհաղորդչը վանվում է մագնիսից:

Գերհաղորդչն անցնում է նորմալ վիճակի ոչ միայն ջերմաստիճանը բարձրացնելիս ($T > T_c$), այլ նաև մագնիսական դաշտում, որի H լարվածությունը գերազանցում է H_c կրիտիկական դաշտը: Վերջինիս համար տեղի ունի հետևյալ փորձառական բանաձևը՝

$$H_c(T) = H_c(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right] \quad (2)$$

Գերհաղորդչի անցումը նորմալ վիճակի արտաքին դաշտում ($T < T_c$) ուղեկցվում է ջերմության կլանումով, այսինքն՝ I կարգի ֆազային անցում է, այնինչ մագնիսական դաշտի բացակայությամբ ֆազային անցումը չի ուղեկցվում ջերմության կլանումով, սակայն թռիչքով փոխվում է ջերմունակությունը. նշանակում է, որ այդ ֆազային անցումը II կարգի է:

Ընդ որում, թռիչքով փոխվում է ջերմունակության էլեկտրոնային մասը: Նորմալ մետաղում, ինչպես հայտնի է, էլեկտրոնային C_{en} ջեր-

մունակությունը ջերմաստիճանից կախված է գծայնորեն՝ $C_{en} \sim T/T_F$, որտեղ T_F -ը Ֆերմիի ջերմաստիճանն է: Գերհաղորդիչ՝ S - ֆազում $C_{es} \sim C_{en} \exp(-\Delta/k_B T)$, որտեղ $\Delta \approx 1,75k_B T_c$: $T \leq T_c$ տիրույթում գերհաղորդիչ վիճակում էլեկտրոնային ջերմունակությունն ավելի մեծ է, քան նորմալ C_{en} ջերմունակությունը, այնպես որ

$$C_{es} = T \frac{dS_S}{dT} > C_n = T \frac{dS_n}{dT}, \quad (3)$$

որտեղ S_S -ը (S_n -ը) էլեկտրոնային գազի էնտրոպիան է գերհաղորդիչ (նորմալ) վիճակում: (3) բանաձևից հետևում է, որ T_c -ից ցածր ջերմաստիճաններում էլեկտրոնային գազի էնտրոպիան (որպես անկարգավորվածության բնութագիր) ավելի արագ է նվազում S -ֆազում, քան n -ֆազում: Նշանակում է՝ բացի ջերմային շարժման՝ սառեցումով պայմանավորված կարգավորումից, ի հայտ է գալիս կարգավորման լրացուցիչ տեսակ և կարգավորման համապատասխան պարամետր, որը T -ի նվազմանը զուգընթաց մեծանում է և ներդրում է տալիս dS/dT -ում: Կարգավորման գերհաղորդիչ պարամետրը կապված է գերհաղորդիչ հոսանք ստեղծող էլեկտրոնների խտության հետ: Գերհաղորդիչ ֆազում հաղորդականության էլեկտրոնների մի մասը կարծես խտանում է՝ վերածվելով «գերհոսելի հեղուկի», որը որպես ամբողջություն շարժվում է բյուրեղով: Այդ շարժումը դիմադրության չի հանդիպում, ուստի գերհաղորդիչ ֆազում էլեկտրական դիմադրությունը զրո է:

Էլեկտրոնների նման վարքը բացատրվում է Բարդինի, Կուպերի և Շրիֆերի (ԲԿՇ) տեսությամբ, որտեղ որպես լիցքակիրներ հանդես են գալիս հակողոված սպիներով և ինպուլսներով էլեկտրոնների զույգերը: Զույգեր կազմում են Ֆերմիի մակերևույթի մոտ $k_B \theta$ լայնությամբ շերտի էլեկտրոնները, որոնք իրար ձգում են բյուրեղային ցանցի հետ փոխազդեցության հետևանքով (էլեկտրոն-ֆոնոն փոխազդեցություն): Էլեկտրոնային զույգերը (դրանց անվանում են կուպերյան) նկարագրվում են Բոզե-Այնշտայնի վիճակագրությամբ և դրանց բնորոշ է հիմնական վիճակում խտանալու միտումը (բոզե-այնշտայնյան խտացում):

$T = 0$ Կ ջերմաստիճանում և հոսանքի բացակայությամբ գերհաղորդչի հիմնական վիճակում, որը բնութագրվում է կոռելացման բարձր աստիճանով, իմպուլսային տարածության մեջ ֆերմի-մակերևույթի շրջակայքում վիճակները զբաղեցված են հակառակ սպիններով և իմպուլսներով կուպերյան զույգերով: Բոլոր կուպերյան զույգերի հիմնական վիճակը ներկայացվում է մեկ կոհերենտ ալիքային ֆունկցիայով: Հենց այս զույգերն են կազմում գերհոսելի էլեկտրոնային հեղուկ: Այս վիճակը քանդելու համար պետք է գոնե մեկ կուպերյան զույգ տրոհել առանձին էլեկտրոնների, այսինքն՝ ծախսել կապի էներգիան հավասար 2Δ էներգիա: Ուստի, քանի դեռ գրգռման ազդեցությունը զույգի վրա չի գերազանցում 2Δ -ն, գերհաղորդիչ հեղուկի էներգիան կփոխվի միայն կուպերյան զույգերի համակարգի կինետիկ էներգիայի փոփոխման հաշվին, և համակարգն իրեն կպահի որպես առանց շփման շարժվող գերհոսելի հեղուկ:

$T \neq 0$ Կ ջերմաստիճանում միշտ կա վերջավոր հավանականություն, համեմատական $\exp(-2\Delta/k_B T)$ -ին, որ զույգը կտրոհվի առանձին էլեկտրոնների: Այդպիսի՝ զույգ-զույգ չկապված էլեկտրոնները ներկայացնում են նորմալ էլեկտրոնային գազ (ավելի ճիշտ՝ էլեկտրոնային հեղուկ), որը բյուրեղում շարժվում է սովորական ձևով՝ շփմամբ: Ջերմաստիճանի բարձրացմանը զուգընթաց կուպերյան զույգերի բաժինը նվազում է և ձգում զրոյի, երբ $T = T_c$:

Դասական ցածրջերմաստիճանային գերհաղորդիչներում կուպերյան զույգի չափը (կոհերենտության երկարությունը)՝ $\xi_0 \sim 10^{-4}$ սմ: Խառնուկների առկայությամբ այն փոքրանում է և ազատ վազքի փոքր երկարությամբ՝ $l \ll \xi_0$ համաձուլվածքներում

$$\xi \sim (l\xi_0)^{1/2}: \quad (4)$$

Մագնիսական դաշտի՝ գերհաղորդիչ թափանցման այսպես կոչված լոնդոնյան երկարությունը՝

$$\lambda_L = \left(\frac{mc^2}{4\pi e^2 n_s} \right)^{1/2}, \quad (5)$$

որտեղ n_s -ը «գերհաղորդիչ» էլեկտրոնների խտությունն է:

Ըստ հասկությունների՝ գերհաղորդիչները դասակարգվում են I և II սեռի գերհաղորդիչներ՝ կախված Գինգբուրգ-Լանդաուի

$$a = \frac{\lambda_L}{\xi} \quad (6)$$

չափագուրկ պարամետրի արժեքից: Եթե $T \sim T_c$ շրջակայքում $a < 1/\sqrt{2}$ և գերհաղորդիչի սահմանային շերտի 1սմ^2 մակերեսի մակերևութային էներգիան դրական է՝ $\sigma_{ns} > 0$, ապա գերհաղորդիչն անվանում են I սեռի: Մինչ այժմ դիտարկվել են I սեռի գերհաղորդիչները, որոնք $H < H_c$ և $T < T_c$ պայմաններում ամբողջ ծավալում, բացի λ_L հաստությամբ մերձ-մակերևութային շերտից, գերհաղորդիչ վիճակում են, իսկ երբ $H > H_c$, գերհաղորդականությունը վերանում է նմուշի ամբողջ ծավալում:

Եթե $T \sim T_c$ շրջակայքում $a > 1/\sqrt{2}$ և $\sigma_{ns} > 0$, ապա գերհաղորդիչն անվանում են II սեռի:

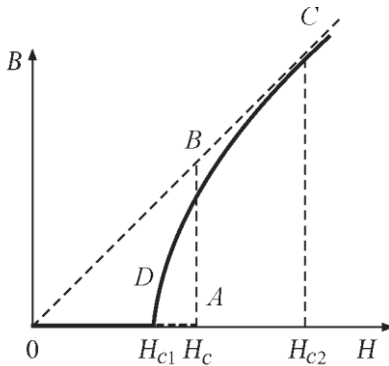
ԲՋԳՀ-ներին բնորոշ են փոքր ξ -եր և մեծ a -ներ, ուստի դրանք II սեռի գերհաղորդիչներ են: Ցածրջերմաստիճանային I սեռի գերհաղորդիչները կարելի է վերածել ԲՋԳՀ-ների՝ ներածելով խառնուրդ, քանի որ այդ դեպքում, համաձայն (4) բանաձևի՝ կարելի է ապահովել

$$\xi \sim (I\xi_0)^{1/2} \ll \lambda_L \text{ կամ } a \gg 1 \quad (7)$$

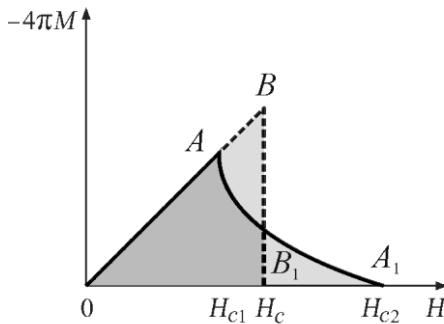
պայմանի իրականացումը:

I և II սեռի գերհաղորդիչների վարքն ուժեղ մագնիսական դաշտերում էապես տարբեր է: Նկ. 1-ում և նկ. 2-ում պատկերված են մագնիսական դաշտի B ինդուկցիայի և M մագնիսացվածության բնութագրական կախումները երկայնական H մագնիսական դաշտից գերհաղորդիչ գլանային նմուշներում:

Քանի դեռ $H < H_{c1}$ ստորին կրտիկական դաշտի լարվածությունից, II սեռի գերհաղորդիչն իրեն պահում է ինչպես I սեռի գերհաղորդիչ: H_{c1} -ը դաշտի լարվածության այն արժեքն է, մինչ որը II սեռի գերհաղորդչում դիտվում է Մայսների երևույթը: H_{c1} -ը իդեալական դիամագ-



Նկ. 1. Մագնիսական ինդուկցիայի կախումն արտաքին մագնիսական դաշտի լարվածությունից II սեռի գերհաղորդչում. $H_{c1}(H_{c2})$ -ը ստորին (վերին) կրիտիկական դաշտն է, H_c -ն՝ կրիտիկական դաշտն I սեռի գերհաղորդչում:



Նկ. 2. I սեռի երկար գլանային գերհաղորդչի ($OABB_1$) և II սեռի գերհաղորդչի (OAA_1) մագնիսացվածության կախումներն արտաքին մագնիսական դաշտի լարվածությունից. $H_{c1}(H_{c2})$ -ը ստորին (վերին) կրիտիկական դաշտն է, H_c -ն՝ կրիտիկական դաշտն I սեռի գերհաղորդչում:

նիսի կրիտիկական դաշտն է: $H > H_{c1}$ դաշտը մասամբ թափանցում է գերհաղորդիչ: Ընդ որում, գերհաղորդականությունը չի անհետանում, սակայն գերհաղորդչում ի հայտ է գալիս n -ֆազի տիրույթ՝ նորմալ նյութի թելերի տեսքով, որոնց մակերևույթներին առաջանում են մրրկային

շրջանային հոսանքներ (Աբրիկոսովի մրրիկներ): Այսպիսի «խառը» վիճակը տրված պայմաններում էներգիապես ավելի ձեռնտու է:

Մրրկային թելն ունի հետևյալ կառուցվածքը: Գերհաղորդիչ թափանցող H մագնիսական դաշտն առավելագույնն է թելի կենտրոնում, $\sim \lambda_L$ շառավղով տիրույթում, իսկ թելի $\sim \xi$ շառավղով միջուկը նորմալ վիճակում է, այնպես որ $\lambda_L - \xi$ հաստությամբ շերտում հոսում են մրրկային չմարող հոսանքներ: $H = H_{C1}$ դաշտում մրրիկների միջև հեռավորությունը $\sim \lambda_L$: Դաշտի մեծացմանը զուգընթաց մրրիկների քանակն աճում է, դրանց միջև հեռավորությունը փոքրանում է այնքան, որ էական է դառնում մրրիկների փոխազդեցությունը, և առաջանում է մրրիկների երկչափ ցանց (նկ. 3):

Երբ $H = H_{C2}$ (վերին կրիտիկական դաշտ), մրրիկների միջև հեռավորությունը դառնում է ξ -ի կարգի, և գերհաղորդիչն անցնում է նորմալ (n) վիճակի:

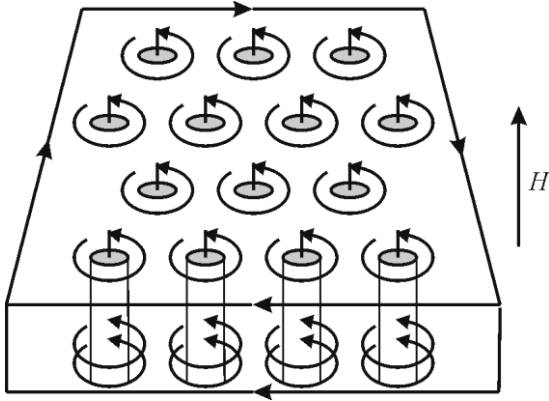
II սեռի գերհաղորդիչի համար ներմուծվում է ջերմադինամիկական կրիտիկական H_C դաշտի գաղափարը՝

$$H_C = (H_{C1}H_{C2})^{1/2} : \quad (8)$$

Դա այն դաշտն է, որը բնութագրում է I սեռի գերհաղորդիչը նույն՝ H_C ջերմաստիճանով: Նկ. 2-ում OBB' և OAA' մակերեսների հավասարությունից հետևում է կապ H_{C2} և H_C պարամետրերի միջև.

$$H_{C2} = \sqrt{2\alpha} H_C \sim \frac{\lambda_L}{\xi} H_C : \quad (9)$$

Գերհաղորդիչ վիճակը կարող է քանդվել ոչ միայն նմուշը տաքացնելիս կամ մագնիսացնելիս, այլ նաև այն դեպքում, երբ նրանով մեծ հոսանք է անցնում: Կրիտիկական j_c հոսանքը պետք լինի այնպիսին, որ արտաքին դաշտի բացակայությամբ գերհաղորդիչի մակերևույթին առաջացած (j_c -ով) մագնիսական դաշտի լարվածությունը հավասարվի H_C -ին: I սեռի զանգվածեղ գերհաղորդիչներում $j_c \sim H_C$: II սեռի գերհա-



Նկ. 3. Միջանկյալ վիճակ: Նորմալ միջուկները (մզացված) շրջապատված են գերհաղորդիչ մրրիկներով: Ուղղաձիգ հատվածները պատկերում են միջուկ թափանցող մագնիսական հոսքը: Մակերևութային հոսանքն ապահովում է գերհաղորդչի ընդհանուր դիամագնիսականությունը:

դորդիչներում H_{c2} և j_c մեծությունները որոշվում են անկախ պատճառներով. H_{c2} -ը տրվում է էլեկտրոնային կառուցվածքով, իսկ j_c -ն՝ բյուրեղային կառուցվածքի արատներով (բաղադրության անհամասեռություններ, թափուրքներ, դիսլոկացիաներ և այլն):

2. Բարձրջերմաստիճանային գերհաղորդականություն

Ներկայում սինթեզված են մեծ թվով բարձրջերմաստիճանային գերհաղորդիչներ և հետազոտվել են դրանց հատկությունները: Պարզվել է, որ բոլոր ԲՋԳՀ-ները նորմալ ֆազում ունեն ավելի փոքր հաղորդականություն, քան մետաղները. $T > T_c$ ջերմաստիճանում դրանց տեսակարար դիմադրությունը՝ $\rho \sim 200$ մկՕմ·սմ: $T = 67$ Կ ջերմաստիճանում պղնձի տեսակարար դիմադրությունը 0,163 մկՕմ·սմ է: ԲՋԳՀ նորմալ ֆազի յուրահատկությունը $\rho \sim T$ գծային կախումն է, ընդ որում, դիմադրության ջերմաստիճանային գործակիցը՝ $d\rho/dT$ -ն մեծ է: Էական է, որ $\rho \sim T$ կախումը, ի տարբերություն նորմալ մետաղների և ցածրջերմաստիճանային գերհաղորդիչների, չի խախտվում $T \sim \theta$ տիրույթում:

Հուլի գործակցի և ջերմաէլեկտրոն-ի դրական նշանը ԲՋԳՀ-ներում վկայում են խոռոչային հաղորդականության մասին:

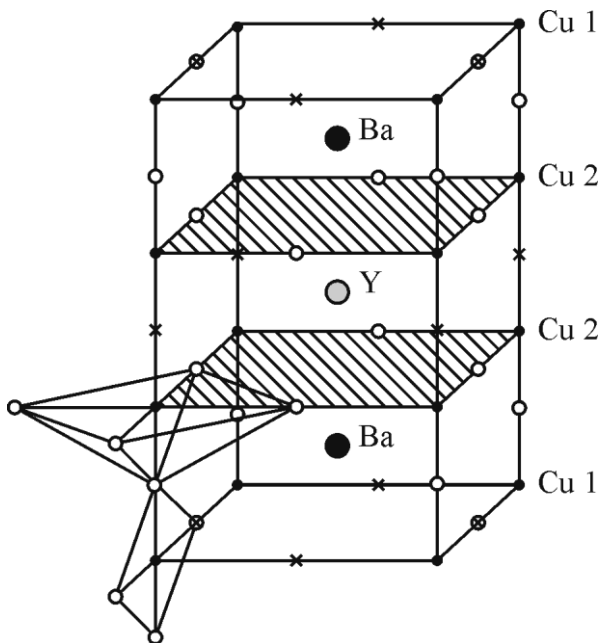
Խեցեղեն ԲՋԳՀ-ներում հոսանքի j_c կրիտիկական խտությունը, բացի վերը նշված գործոններից, կախված է նաև բյուրեղահատիկների միջև միջֆազային սահմանների վիճակից: ԲՋԳՀ-ներին բնորոշ է պերովսկիտի ($BaTiO_3$) տիպի կառուցվածքը: Նրանց նկատմամբ հետաքրքրությունը պայմանավորված է կրիտիկական T_c ջերմաստիճանի, H_{c2} -ի ($2-10^6$ Գս) և j_c -ի ($5 \cdot 10^7$ Ա/սմ²) բարձր արժեքներով:

Այս աշխատանքում չափվում են $YBa_2Cu_3O_7$ -ը (123 խեցեղեն) և $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_4$ (2233) ԲՋԳՀ-ների բնութագրերը: Նկ. 4-ում պատկերված 123 միացության կառուցվածքը, որը հաստատվել է ռենտգենյան, նեյտրոնագրության և էլեկտրոնային դիֆրակցիայի մեթոդներով, պատկանում է ուղղանկյուն (ռոմբական) համակարգին (համաչափության տարածական խումբը՝ $Pmmm$), $a=3,82\text{Å}$, $b=3,88\text{Å}$ և $c=11,68\text{Å}$ ցանցի հաստատուններով: Իդեալական կառուցվածքի համար, եթե լրացվեն բոլոր թթվածնային թափուրքները, միացության քիմիական բանաձևը կլինի՝ $YBa_2Cu_3O_9$:

Թթվածնային թափուրքների առկայությունն իտրիումի ատոմների հարթության մեջ և պղնձի ատոմների չորս հարթություններում (նկ. 4) նպաստում են $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ($0 < \delta < 0,5$) կառուցվածքի առաջացմանը, որը $T_c = 90$ Կ ջերմաստիճանով ԲՋԳՀ է:

$YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ կառուցվածքով միաբյուրեղն ունի շերտավոր կառուցվածք, որով պայմանավորված է դրա էլեկտրական և մագնիսական հատկությունների անիզոտրոպությունը ab հարթության նկատմամբ (տես աղյուսակը):

Էապես անիզոտրոպ են H_{c1} և H_{c2} դաշտերի լարվածությունները, λ_L թափանցման խորությունը, կուպերյան զույգի ξ չափը, j_c կրիտիկական հոսանքը, α պարամետրը:



Նկ.4. $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ խեցեղենն ԲՋԳՀ-ի բյուրեղային կառուցվածքը. \odot - Y -ի ատոմ, \bullet - Ba -ի ատոմ, \bullet - Cu2 -ի ատոմ, \circ - O -ի ատոմ, \times - թթվածնային թափուրք, \otimes - $YBa_2Cu_3O_7$ օրթոռոմբական կառուցվածքում, և $YBa_2Cu_3O_6$ քառանկյուն կառուցվածքում թթվածնային թափուրքները

ԲՋԳՀ խեցեղենն իր էլեկտրական հատկություններով էապես տարբերվում է ավանդական գերհաղորդիչներից: Դրան բնորոշ են H_{C1} -ի փոքր և H_{C2} -ի շատ մեծ գործնականորեն անհասանելի արժեքները, որի հետևանքով այն դասվում է II սեռի արտակարգ գերհաղորդիչների շարքում: 123 խեցեղենն ունի ավանդական գերհաղորդիչների բնորոշ $\lambda_L \sim 10^{-5}$ սմ թափանցման խորություն, սակայն $\xi(0) \sim 10^{-7}$ սմ արժեքը երկուսից երեք կարգով փոքր է: $\xi(0)$ -ի փոքր արժեքները վկայում են

Աղյուսակ

Պարամետր	Պարամետրի արժեքը	
	$H \perp ab$	$H \parallel ab$
Չափված պարամետրեր		
T_c		88Կ
H_{c1} (4,5Կ)	0,005Տլ	0,5Տլ
$(dH_{c1} / dT)_{T_c}$	2,3Տլ/Կ	0,46Տլ/Կ
j_c	$3,2 \cdot 10^6 \text{Ա/սմ}^2$	$1,6 \cdot 10^5 \text{Ա/սմ}^2$
Հաշվարկված պարամետրեր		
$H_{c1}(0)$	–	2,7Տլ
$H_{c2}(0)$	140Տլ	29Տլ
$\xi(0)$	34 Ա	7 Ա
λ_L	260 Ա	1250 Ա
α	7,6	37

կապված վիճակում փոխազդեցությունների ուժգնության մասին, որոնք հանգեցնում են կուպերյան զույգերի տեղայնացման:

Նշենք նաև մի շարք կարևոր հանգամանքներ, որոնք կարող են էական լինել ԲՋԳՀ-ի մեխանիզմը հասկանալու համար: Այսպես, օրինակ, խեցեղենի գերհաղորդիչ հատկություններն էապես չեն փոփոխվում, երբ իտրիումը փոխարինվում է հազվագյուտ հողերի խմբի որևէ տարրով, ինչպես նաև Ba -ը մասնակիորեն Sr -ով փոխարինելիս:

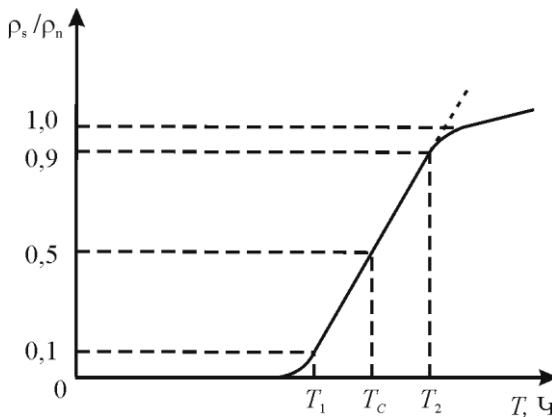
Մյուս կողմից, թթվածնի պակասորդի դեպքում կամ պղինձը և թթվածինն այլ տարրերով փոխարինելիս տեղի է ունենում գերհաղորդիչ հատկությունների աստիճանական վատթարացում, ընդհուպ մինչև անհետանալը:

Էլեկտրաֆիզիկական հատկությունների անիզոտրոպության հետ մեկտեղ, այս փաստերը վկայում են այն մասին, որ հիմնական պատահույթներն ընթանում են CuO -ի շերտերում, որոնք մոտ են Y ատոմին (նկ. 4-ում ընդգծված հարթությունները):

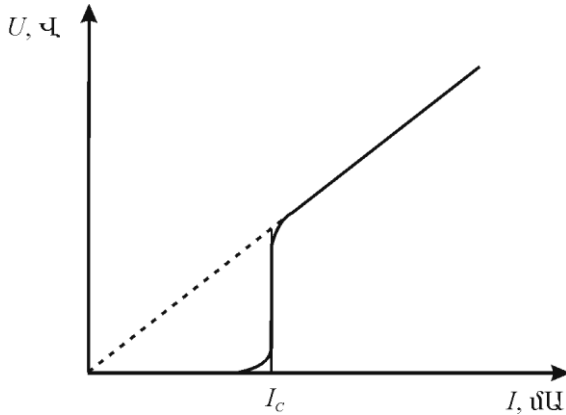
$Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_4$ խեցեղենը նույնպես ունի պերովսկիտի կառուցվածք, սակայն տարրական բջիջն ունի ավելի բարդ կառուցվածք: Դրա կրիտիկական ջերմաստիճանը՝ $T_c = 110$ Կ, իսկ մնացած պարամետրերն ունեն մեծության նույն կարգի արժեքներ, ինչ որ 123 խեցեղենը:

3. Գործնական մաս. գերհաղորդչի կրիտիկական պարամետրերի որոշումը

Գերհաղորդիչների գործնականում կիրառության համար կարևոր են նրա երեք կրիտիկական բնութագրերը. անցման T_c կրիտիկական ջերմաստիճանը, հոսանքի j_c կրիտիկական խտությունը և մագնիսական դաշտի H_c կրիտիկական լարվածությունը: Բացի դրանից, գերհաղորդչի համասեռության և որակի կարևոր բնութագիրն է գերհաղորդականության անցման ΔT տիրույթի լայնությունը: Այս աշխատանքում որոշվում են նշված (բացի H_c -ից) մեծությունները նկ. 5-ում և նկ. 6-ում պատկերված $\rho(T)$ և $U(T)$ կախումներից, իսկ անցման $\Delta T = T_2 - T_1$ լայնությունը՝ նկ. 5-ից:



Նկ. 5. Գերհաղորդչի տեսակարար դիմադրության կախումը ջերմաստիճանից



Նկ. 6. Գերհաղորդիչ նմուշի վոլտ-ամպերային բնութագրիծը

Նկ. 6-ում կետագծով պատկերված է վոլտամպերային բնութագրի գծային արտարկումը փոքր հոսանքների տիրույթ, որտեղ նմուշը գերհաղորդիչ վիճակում է: $j_c = I_c / S$, որտեղ S -ը գերհաղորդչով անցնող հոսանքի համար նմուշի ամենանեղ կտրվածքի մակերեսն է:

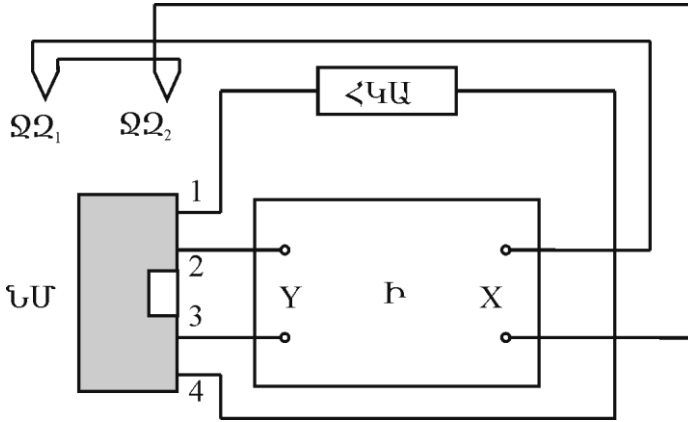
ՉԱՓՈՂ ՍԱՐՔԻ ԵՎ ՄԵԹՈՂԻ

ՆԿԱՐԱԳՐՈՒԹՅՈՒՆ

Չափումները կատարվում են 4-հպակային սխեմայով, որը բացառում է «մետաղ-գերհաղորդիչ» հպումով պայմանավորված սիստեմատիկ սխալանքը: Չափման պրոցեսում հոսանքի փոփոխման տիրույթը տալիս է դասախոսը:

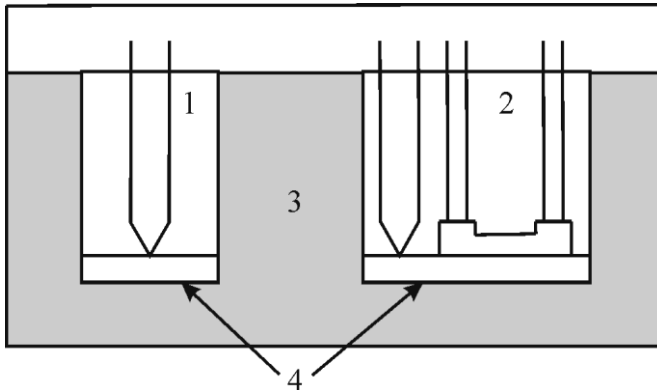
Նկ. 7-ում պատկերված է գերհաղորդչի պարամետրերի չափման սխեման, նկ. 8-ում՝ սառնապահպանիչի (կրիոստատի) կառուցվածքը:

1 խորացման մեջ (նկ. 8) $\rho(I)$ -ի չափման ընթացքում միշտ պետք է հեղուկ ազոտ լինի: Հենքային ջերմազույգով որոշվում է 2 խորացման մեջ դրված նմուշի ջերմաստիճանը հեղուկ ազոտի եռման ջերմաստիճանի՝ $T_{եռ}=77,6$ Կ ($p = 1$ մթն) նկատմամբ: $\rho(I)$ -ի չափումը կատարվում է 2 խորացման հատակին հեղուկ ազոտի վերջանալուց հետո ջերմաստիճանի բարձրացմանը զուգընթաց:



Նկ. 7. Գերհաղորդչի պարամետրերի չափման սխեման. Ω_1 ՝ ջերմազույգ, Ω_2 ՝ նմուշ, Z ՝ հոսանքի կարգավորվող աղբյուր, Y ՝ ինքնագրիչ

Նկ. 7-ի սխեմայի համաձայն՝ նմուշի 1 և 4 հոսանքային հպակները միացված են հոսանքի ղեկավարվող աղբյուրին (Z), իսկ պոտենցիալային հպակները՝ « Y » ինքնագրիչի մուտքին: Ինքնագրիչի « X » մուտքին դրվում է հենքային (Ω_1) և չափիչ (Ω_2) ջերմազույգերի ջեր-



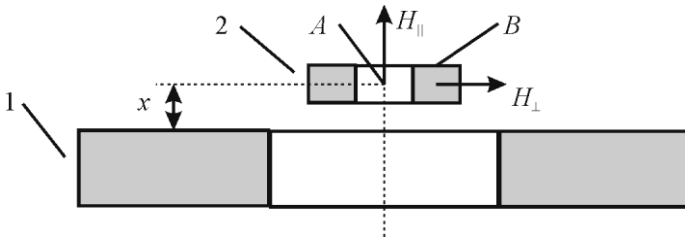
Նկ. 8. FQZ պարամետրերի չափումներում օգտագործվող սառնապահպանիչի սխեման. 1. Ω_1 -ը 77 Կ-ում պահելու համար արված փոս, 2. Ω_2 -ի և նմուշի համար արված փոս, 3. պենոպլաստե իրան, 4. պղնձե թիթեղ

մաելՇՈւ-ների տարբերությունը: Քանի որ ջերմագույգի էլՇՈւ-ն ջերմաստիճանից կախված է ոչ գծայնորեն, ինքնագրիչի գրանցման կորը $\rho(T)$ կախումը ջերմաստիճանից աղավաղված է պատկերում: Ուստի իրական $\rho(T)$ կախումն այդ կորից ստանալու համար անհրաժեշտ է, օգտվելով քանոնից և ջերմագույգի աստիճանավորման գրաֆիկից, իմանալով ինքնագրիչի աստիճանավորումն ըստ «X» և «Y» մուտքերի, վերակառուցել ինքնագրիչի տված կորը: Կարելի է նաև, օգտվելով ջերմագույգի աստիճանավորման գրաֆիկից, ինքնագրիչի տված կորի վրա անցնել ոչ հավասարաչափ ջերմաստիճանային ցուցնակի:

Մագնիսական դաշտում տեղադրված գերհաղորչում չմարող հոսանքի չափումը

Իմանալով գերհաղորչիչ օղակի m զանգվածը՝ կարելի է որոշել մագնիսական դաշտում I հոսանքով օղակի վրա դաշտից ազդող ուժը (նկ. 9)՝

$$F = 2\pi rIB_{\perp} = mg, \tag{10}$$



Նկ. 9. 1. հաստատուն մագնիս, 2. գերիթթվածնային թափուրքներաղորչիչ օղակ, x - օղակի հեռավորությունը

որտեղ r -ն օղակի ներքին (r_i) և արտաքին (r_e) շառավիղների միջին թվաբանականն է, $B_{\perp}(B_{//})$ -ը՝ մագնիսական ինդուկցիայի (պրոյեկցիայի) օղակի (շրջանային մագնիսի) առանցքի (առանցքին ուղղահայաց) ուղղությամբ:

Հոսանքն օղակում՝

$$I = \frac{\Phi}{L}, \tag{11}$$

որտեղ $\Phi = \pi r^2 B_{II}$ -ը հոսանքի կոնտուր թափանցող մագնիսական հոսքն է, L -ը՝ օղակի ինդուկտիվությունը, որը տրվում է

$$L \approx 4\pi r \left[\ln\left(\frac{8r}{a}\right) - \frac{7}{4} \right] \quad (12)$$

բանաձևով, որտեղ $a = (r_i - r_e) / 2$ մեծությունն օղակի արդյունաբար շառավիղն է: (10) և (11) բանաձևերից որոշվում է I հոսանքն օղակում, իսկ հոսանքի խտությունը՝

$$j = \frac{I}{d(r_i - r_e)}, \quad (13)$$

որտեղ d -ն օղակի հաստությունն է:

ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ԿԱՏԱՐՄԱՆ ԿԱՐԳԸ

1. Օգտվելով ջերմագույգի աստիճանավորման գրաֆիկից՝ որոշել $\rho(T)$ կախումը և կառուցել դրա գրաֆիկը, որոշել T_c -ն, ΔT -ն, ρ_n -ը $T = T_{սեն.}$ ջերմաստիճանում:
2. Որոշել $U(I)$ կախումը և կառուցել դրա գրաֆիկը, որոշել $j_c = I_c / S$ մեծությունը (S -ը նմուշի միջնակապի մակերեսն է):
3. Չափել գերհաղորդիչ օղակում չմարող հոսանքը: Դրա համար օղակը սառեցնել հեղուկ ազոտում: Քանոնով չափել օղակի հեռավորությունը մագնիսից (նկ. 9): Օգտվելով $B_{II}(x)$ -ի և $B_{\perp}(x)$ -ի աստիճանավորման գրաֆիկներից՝ որոշել հոսանքը օղակում երկու ձևով. ա. (5) բանաձևից և $B_{\perp}(x)$ -ից, բ. (6, 7) բանաձևից և $B_{II}(x)$ -ից: Որոշել օղակում հոսանքի խտությունը (8) բանաձևով:

ՄՏՈՒԳՈՂԱԿԱՆ ՀԱՐՑԵՐ

1. Բացատրել մետաղների («մաքուր» և «կեղտոտ»), կիսահաղորդիչների և գերհաղորդիչների տեսակարար դիմադրության կախումը ջերմաստիճանից:
2. I և II սեռի ֆազային անցումներ: Գերհաղորդիչների և նորմալ մետաղների ջերմունակությունների կախումը ջերմաստիճանից:

3. Գերհաղորդչի դիամագնիսականությունը և դրա տարբերությունը սովորականից:
4. Բացատրել H_c կրիտիկական դաշտի կախումը ջերմաստիճանից:
5. Ի՞նչ է թափանցման լոնդոնյան λ_L խորությունը:
6. Ի՞նչ է կոհերենտության երկարությունը:
7. I և II սեռի գերհաղորդիչներ:
8. Ինչպե՞ս կարելի է փորձով ապացուցել էներգիական սպեկտրում ձեղքի գոյությունը:
9. Ինչպե՞ս կարելի է փորձով ապացուցել, որ գերհաղորդիչների լիցքակիրները կուպերյան գույգերն են:
10. ԲԶԳՀ-ների հիմնական հատկությունները:

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. **Շ. Киттель.** Введение в физику твердого тела. М., Наука, 1978.
2. **В. В. Шмидт.** Введение в физику сверхпроводников. М., Наука, 1982.
3. **Ս. Ս. Շիրակոսյան,** Պինդ մարմնի ֆիզիկայի ներածություն, Մաս II, Երևան, ԵՊՀ հրատ., 2015:
4. **В. А. Иванов.** Сверхпроводимость и сверхпроводники: основные понятия и свойства, Журн. неорг. химии, 1990, т. 35, В. 4, стр. 1024-1067.

ԱՇԽԱՏԱՆՔ 10

$YBa_2Cu_3O_{7-x}$ ԹԱՂԱՆԹԻ ԳԵՐՀԱՂՈՐԴԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ՎԻՃԱԿԻՆ ԱՆՑՄԱՆ ՋԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆԻ ԵՎ ՀՈՍԱՆՔԱԿԻՐ ՈՒՆԱԿՈՒԹՅԱՆ ՈՐՈՇՈՒՄԸ ՆԵՐԱԾՈՒԹՅՈՒՆ (տե՛ս Աշխատանք 9) ՏԵՍԱԿԱՆ ՄԱՍ

Ծանոթանանք գերհաղորդչի դիմադրական վիճակի տեսության որոշ տարրերի հետ:

Երկար ժամանակ համարվում էր, որ գերհաղորդիչը սովորական իդեալական հաղորդիչ է: Մակայն 1938 թ. Մայսները և Օքսենֆելդը փորձնականորեն ցույց տվեցին, որ անկախ գերհաղորդիչ նմուշի նախապատմությունից, $T < T_c$ ջերմաստիճանում $H < H_c(T)$ լարվածությամբ մագնիսական դաշտը նմուշից դուրս է մղվում: Նշանակում է՝ գերհաղորդիչ վիճակը բավարարում է երկու հավասարման՝ $\rho = 0$ և $\vec{B} = 0$, որտեղ \vec{B} -ն մագնիսական դաշտի ինդուկցիան է գերհաղորդչում, իսկ ρ -ն՝ գերհաղորդչի տեսակարար դիմադրությունը: Այսպիսով՝ գերհաղորդչի կարևոր բնութագիրը H_c կրիտիկական դաշտն է, որի դեպքում գերհաղորդիչ վիճակը վերանում է:

Մայսների երևույթի գոյությունը չի նշանակում, որ մագնիսական դաշտը բոլորովին չի թափանցում գերհաղորդիչ, ինչը կհակասեր Մաքսվելի հավասարումներին: Մայսների երևույթի համաձայն՝ մագնիսական դաշտի լարվածությունը գերհաղորդիչ թափանցելիս շատ արագ նվազում է՝ ձգտելով զրոյի նրա խորքում: Գերհաղորդիչ վիճակի կարևոր բնութագիր է նաև թույլ մագնիսական դաշտի՝ գերհաղորդիչ թափանցման խորությունը, երբ $T_c - T \ll T_c$.

$$\lambda(T) = \left(\frac{mc^2}{4\pi e^2 n_e} \right)^{1/2} \cdot \frac{1}{\sqrt{z}} \left(1 - \frac{T}{T_c} \right)^{-1/2} = \frac{\lambda(0)}{\sqrt{2}} \left(1 - \frac{T}{T_c} \right)^{-1/2}, \quad (1)$$

որտեղ m -ն էլեկտրոնի զանգվածն է, n_e -ն՝ էլեկտրոնների արդյունաբար խտությունը:

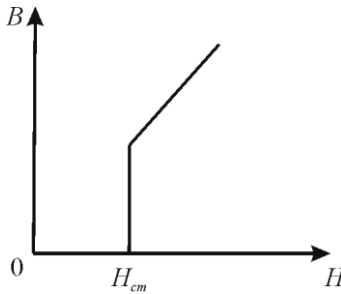
Գերհաղորդիչ հոսանքի կրողները էլեկտրոնային կուպերյան գույ-
զերն են, որոնց բնութագրական չափը կամ այլ կերպ՝ կոհերենտության
երկարությունը տրվում է հետևյալ արտահայտությամբ՝

$$\xi(T) = 0,74\xi(0)\left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{-1/2}; \quad \xi(0) = 0,18 \frac{\hbar v_F}{k_B T_c}, \quad (2)$$

որտեղ v_F -ն գերհաղորդիչ էլեկտրոնների արագությունն է Ֆերմիի մա-
կերևույթի վրա:

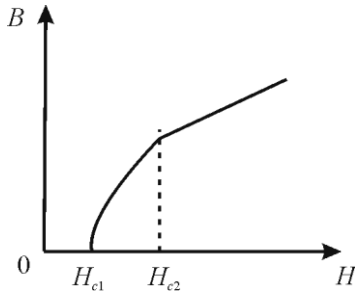
Ըստ մագնիսական հատկությունների գերհաղորդիչները բաժան-
վում են I և II սեռի գերհաղորդիչների: I սեռի գերհաղորդիչներ են բոլոր
տարր-գերհաղորդիչները, բացի նիոբիումից (Nb): Նիոբիումը, գերհա-
ղորդիչ համաձուլվածքները և քիմիական միացությունները II սեռի
գերհաղորդիչներ են: Այս երկու խումբ գերհաղորդիչների տարբերու-
թյունը բնորոշվում է արտաքին մագնիսական դաշտում դրանց դրսևո-
րած վարքով:

I սեռի գերհաղորդիչի մագնիսացման կորը պատկերված է նկ. 1-ում:



Նկ. 1. I սեռի գերհաղորդիչի մագնիսացման կորը

Արտաքին մագնիսական դաշտի լարվածությունը մինչ H_c մեծաց-
նելիս գերհաղորդչում մագնիսական դաշտի ինդուկցիան չի փոխվում՝
մնալով հավասար զրոյի՝ $B = 0$: Երբ արտաքին դաշտի լարվածությունը
հավասարվում է H_c -ն՝ $H = H_c$, գերհաղորդիչ վիճակը վերանում է, և
դաշտը թափանցում է գերհաղորդիչի մեջ՝ $B = H$:



Նկ. 2. II սեռի գերհաղորդչի մագնիսացման կորը

Դաշտի արտամղումը II սեռի գերհաղորդչից դիտվում է միայն լարվածության շատ փոքր՝ $H \leq H_{c1}$ արժեքների դեպքում (նկ. 2): H_c -ից սկսած, գերհաղորդչում ի հայտ է գալիս \vec{B} վերջավոր ինդուկցիա, որն արտաքին մագնիսական դաշտի լարվածության մեծացմանը զուգընթաց մեծանում է, մինչ որ, ի վերջո, այն հավասարվում է արտաքին դաշտի լարվածությանը: Դա տեղի է ունենում, երբ արտաքին դաշտի լարվածությունը հավասարվում է H_{c2} կրիտիկական արժեքին, որի դեպքում գերհաղորդիչն անցնում է նորմալ վիճակի:

Մագնիսական դաշտը II սեռի գերհաղորդիչ է թափանցում քվանտային մրրկային թելերի տեսքով: Յուրաքանչյուր մրրկային թել ունի նորմալ վիճակով միջուկ, որն ունի երկար և բարակ գլանի տեսք: Այդ գլանի շուրջ հոսում է չմարող գերհաղորդիչ հոսանք, որն ուղղված է այնպես, որ նրա ստեղծած մագնիսական դաշտը համընկնում է արտաքին դաշտի ուղղության հետ: Մրրիկի քվանտային բնույթն այն է, որ մրրիկը մագնիսական հոսքի $\Phi_0 = 2,07 \cdot 10^{-7}$ Գս/սմ² քվանտ է կրում:

Հասկանալի է, որ մայսներյան (էկրանացնող) հոսանք առաջանում է նաև II սեռի գերհաղորդչում, սակայն նրա ներդրումը գերհաղորդչում եղած դաշտում (գերհաղորդչի մագնիսացվածության մեջ), արտաքին դաշտի լարվածության մեծացմանը զուգընթաց ավելի ու ավելի ոչ էական է դառնում: Արդյունքում՝ գերհաղորդչում մագնիսական դաշտի միջին ինդուկցիան գործնականորեն չի տարբերվում արտաքին դաշտի լարվածությունից:

Այսպիսով՝ II սեռի գերհաղորդիչներում, որոնց թվին են պատկանում նաև ԲՋԳՀ-ները, բավական թույլ մագնիսական դաշտերի կիրառումը հանգեցնում է նյութի մեջ մրրիկների տեսքով մագնիսական դաշտի գործնականորեն լրիվ թափանցմանը, որոնց խտությունը՝ $N = N_0 / S = \Phi / \Phi_0 \cdot S = H / \Phi_0$ (N_0 -ն մագնիսական հոսքի քվանտների թիվն է, S -ը՝ նմուշի՝ դաշտին ուղղահայաց ուղղությամբ կտրվածքի մակերեսը):

Կարող է արդյոք այսպիսի գերհաղորդչով առանց կորուստների (դիսիպացման) հոսել մագնիսական դաշտի ուղղության ուղղահայաց \vec{j} տրանսպորտային հոսանք: Տեսությունը կանխատեսում է (իսկ փորձը՝ հաստատում) որ դա հնարավոր չէ. եթե մագնիսական դաշտը մրրիկների տեսքով ներթափանցել է II սեռի իդեալական գերհաղորդիչ, ապա կրիտիկական հոսանքը շատ փոքր է: Սակայն փորձից բխում է, որ այն կարելի է էապես մեծացնել, եթե նյութում ստեղծվեն կառուցվածքային բավականաչափ խոշոր արատներ:

Տրանսպորտային \vec{j} հոսանքը մրրիկի միավոր երկարության վրա ազդում է

$$\vec{f}_L = \frac{\Phi_0}{c} [\vec{j}, \vec{b}], \quad f_L = \frac{\Phi_0}{c} j \quad (3)$$

ուժով, որտեղ $\Phi_0 = hc/2e$ մեծությունը հոսքի քվանտն է, \vec{b} -ն՝ մրրիկի առանցքով ուղղված միավոր վեկտորը: (3) արտահայտությունը բազմապատկելով միավոր մակերես անցնող մրրիկների թվով՝ $N = B/\Phi_0$, կստանանք միավոր ծավալի վրա ազդող Լորենցի ուժը՝

$$\vec{F}_L = \frac{B}{\Phi_0} \cdot \frac{\Phi_0}{c} [\vec{j}, \vec{b}] = \frac{1}{c} [\vec{j}, \vec{B}]: \quad (4)$$

Այս ուժի ազդեցությամբ մրրիկների ցանցը պետք է սկսի տեղաշարժվել: Ենթադրենք, որ դրան խոչընդոտում է մածուցիկության ուժը, որը համեմատական է արագությանը:

Մեկ մրրիկի համար

$$\vec{f}_v = -\eta \vec{v}_L, \quad (5)$$

որտեղ \vec{v}_L -ը մրրիկի շարժման արագությունն է, իսկ η -ն՝ մածուցիկության գործակիցը: Հավասարակշռության վիճակում $\vec{f}_L + \vec{f}_v = 0$, հետևաբար՝ (3) և (5) բանաձևերից կստանանք՝

$$\vec{v}_L = \frac{\Phi_0}{\eta c} [\vec{j}, \vec{b}]: \quad (6)$$

(6) բանաձևի համաձայն՝ մրրիկները տեղափոխվում են \vec{B} -ին և \vec{j} -ին ուղղահայաց ուղղությամբ: Մրրիկների այսպիսի տեղափոխությունը հանգեցնում է էլեկտրական դաշտի առաջացման: Իրոք, եթե ցանցի հետ շարժվող համակարգում կա \vec{B} մագնիսական դաշտ, ապա անշարժ (լաբորատոր) համակարգում կձագի էլեկտրական դաշտ՝

$$\vec{E} = \frac{1}{c} [\vec{B}, \vec{v}_L]: \quad (7)$$

(7) բանաձևում տեղադրելով (6) առնչությունը և նկատի ունենալով, որ $\vec{b} = \vec{B}/B$ և $\vec{B} \perp \vec{j}$, կստանանք՝

$$\vec{E} = \frac{\Phi_0 B}{\eta c^2} \cdot \vec{j} \equiv \rho \vec{j}, \quad (8)$$

հետևաբար՝

$$\rho = \frac{\Phi_0 B}{\eta c^2}: \quad (9)$$

Եթե գերհաղորդիչը համասեռ է, ապա $H = H_{c2}$ դեպքում ρ տեսակարար դիմադրությունը պետք է հավասարվի նորմալ մետաղի ρ_n դիմադրությանը, հետևաբար՝

$$\rho_n = \frac{\Phi_0 H_{c2}}{\eta c^2}: \quad (10)$$

Այդ դեպքում

$$\eta = \frac{\Phi_0 H_{c2}}{\rho_n c^2} \quad (11)$$

և

$$\rho = \rho_n \frac{B}{H_{c2}}: \quad (12)$$

Այսպիսով՝ դիմադրության առաջնայնը հետևանք է Լորենցի ուժի ազդեցությամբ մրրկային ցանցի շարժման: Ուրեմն, եթե մրրկային ցանցը չշարժվի, այսինքն՝ $v_L = 0$, ապա (7) բանաձևից կհետևի, որ $\vec{E} = 0$ և, հետևաբար, $\rho = 0$ ՝ համաձայն (8) բանաձևի: Նշանակում է՝ անհրաժեշտ է մրրիկները զամել նմուշի որոշակի մասերում, դրանք «կպցնել» նմուշին: Մրրիկների սևեռման երևույթն անվանում են պինինգ (անգլերեն՝ pin-popping բառից):

Իրական գերհաղորդիչները պարունակում են կառուցվածքային արատներ (միկրոխտոռչներ, այլ նյութի ներդրումներ, բյուրեղիկների սահմաններ և այլն), որոնք մրրիկների ամրացման կենտրոններ են դառնում: Դրա հետևանքով մրրիկը տվյալ տիպի ամրացման (պինինգի) կենտրոնից կարող է պոկվել միայն բավականաչափ մեծ ուժով, այսինքն՝ նմուշով մեծ՝ $j > j_c$ հոսանք անցնելու դեպքում, երբ $f(j_c) = f_p$, որտեղ f_p -ն միայնակ մրրիկը «պոկելու» ուժն է: Այն որոշվում է մրրիկի պոտենցիալ էներգիայով, որը միավոր երկարությամբ մրրիկի միջուկի համար տրվում է

$$U = \frac{H^2 cm}{8\pi} \pi \xi^2 \sim f_p \xi \quad (13)$$

արտահայտությամբ, որտեղից

$$f_p \approx \frac{H^2 cm}{8} \xi: \quad (14)$$

Եթե գերհաղորդչում կա d չափերով խոռոչ, ապա դրա վրա մրրիկի ամրանալու ուժը՝

$$f_{pd} \approx \frac{H^2 cm}{8} \xi d: \quad (15)$$

Իսկ ի՞նչ հոսանք պետք է անցնի գերհաղորդչով, որպեսզի նրա ստեղծած Լորենցի ուժը «պոկի» մրրիկը խոռոչից:

Մրրիկի միավոր երկարության վրա ազդող Լորենցի ուժը տրվում է (3) բանաձևով՝ $j\Phi_0/c$, ուստի մրրիկի՝ խոռոչի հետ փոխազդող d երկարությամբ հատվածի վրա կազդի $j\Phi_0 d/c$ ուժը, որը հավասարեցնե-

լով (15) բանաձևով որոշված f_{pd} ուժին, կատանանք կրիտիկական հոսանքի արտահայտությունը.

$$\frac{H_{cm}^2 \xi d}{8} = \frac{j_c \Phi_0 d}{c}, \text{ և } j_c = \frac{c H_{cm}^2 \xi}{8 \Phi_0} \quad (16)$$

Նկատի ունենալով $H_{cm} = \Phi_0 / 2\sqrt{2}\pi\lambda\xi$ կապը Φ_0 և H_{cm} մեծությունների միջև, (16) բանաձևից կատանանք՝

$$j_c = \frac{c H_{cm} \xi}{16\sqrt{2}\pi\lambda} = \frac{c \Phi_0}{64\pi^2 \lambda^2 \xi} : \quad (17)$$

Այս արտահայտությամբ որոշվող j_c հոսանքը կարգի ճշտությամբ համընկնում է կուպերյան գույզը քանդելու համար անհրաժեշտ կրիտիկական հոսանքի հետ: Այսպիսով՝ մրրիկը խոռոչից «պոկվելու» համար անհրաժեշտ է գերհաղորդչով անցկացնել առավելագույն հնարավոր գերհաղորդիչ հոսանք: Նշանակում է՝ գերհաղորդչում բարենպաստորեն ստեղծված պինինգի կենտրոնները կարող են ապահովել գերհաղորդչում հոսող տրանսպորտային հոսանքի բավականաչափ մեծ արժեքներ:

Գերհաղորդչի վոլտ-ամպերային բնութագիրը (ՎԱԲ)

Իդեալական գերհաղորդչի ՎԱԲ-ը բաղկացած է երկու տեղամասից. $E = 0$, եթե $j < j_c$ $E = j\rho_f$, երբ $j \gg j_c$: Իրական ՎԱԲ-ը տարբերվում է իդեալականից j_c -ի մոտ ոչ զծային տեղամասի առկայությամբ: Սովորաբար $j \leq j_c$ տիրույթում ՎԱԲ-ն ունի հետևյալ տեսքը.

$$E = E_0 \cdot \exp\left(\frac{j}{j_1}\right) : \quad (18)$$

Էքսպոնենցիալ կախման տեղամասի բացատրությունը տրվում է Անդերսոնի տեսությամբ, որը հաշվի է առնում ջերմային ֆլուկտուացիաների հետևանքով պինինգի կենտրոնից մրրիկի պոկման վերջավոր հավանականությունը:

Եթե մի կենտրոնից մյուսն անկախ ցատկ կատարող մրրիկի երկարությունը L է, ապա, պոկման հաճախությունը՝

$$v = v_0 \exp\left(-\frac{UL - fLa}{k_B T}\right) = v_0 \exp\left(-\frac{UL - fLa}{k_B T}\right) \exp\left(\frac{aL\Phi_0}{ck_B T} j\right), \quad (19)$$

որտեղ a -ն այն երկարությունն է, որտեղ գործում է fL ուժը, որը փոքրացնում է L երկարությամբ մրրիկի կապի էներգիան: (19) բանաձևը ձևափոխելիս օգտվել ենք մրրիկի միավոր երկարության վրա ազդող ուժի (3) բանաձևից:

Եթե ջերմային ֆլուկտուացիաներ չկան, ապա $f(j_c) = U/a$, իսկ (14) և (16) բանաձևերի համաձայն՝ $j_c = cU/a\Phi_0$: Հետևաբար, ՎԱԲ-ի համար (երբ $j < j_c$) կստանանք՝

$$E = E_0 \exp\left[-\frac{\Phi_0 La}{ck_B T} (j_c - j)\right] = E_0 \exp\left(-\frac{j_c - j}{j_1}\right) \sim \exp\frac{j}{j_1}: \quad (20)$$

$j_1 = ck_B T / \Phi_0 La$ բնութագրական մեծությունը կարելի է չափել ՎԱԲ-ի թեքությունից, և գնահատել a երկարությունը: Բացի այդ, ՎԱԲ-ից կարելի է գնահատել $UL/k_B T = j_c / j_1$ կարևոր բնութագիրը, որը ցույց է տալիս նյութում պինինգի ուժեղության չափը:

Դժվար չի նկատել, որ $UL/k_B T \leq 1$ դեպքում, անգամ տրանսպորտային հոսանքի բացակայությամբ, մրրիկների պոկման հավանականությունը մեծ է, ուստի կրիտիկական j_c հոսանքը փոքր է:

$YBa_2Cu_3O_{7-x}$ թաղանթների ՎԱԲ-ի յուրահատկությունը

ԲՁԳՀ $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ միացության ՎԱԲ-ի ոչ բոլոր տեղամասերն են ներկայում բացատրվում միարժեքորեն: Դրա հիմնական պատճառներից մեկը նյութի խիստ անհամասեռությունն է (բյուրեղիկների միջև վատ հպակները): Ուստի թույլ՝ $H \leq 100$ Գս դաշտերում j_c -ն փոքրանում է, որը կարելի է բացատրել հոսանքի՝ թաղանթի արատներով պայմանավորված նվազումով, այսինքն՝ թաղանթի հատույթի իրական մակերեսի փոքրացմամբ, որով անցնում է հոսանքը:

Այսպիսով՝ հոսանքի իրական խտությունը՝ $j = \alpha j_m$, որտեղ j_m -ը չափիչ հոսանքն է, $\alpha \gg 1$: Նշենք, որ այս սխալը հանգեցնում է α -ի

մասշտաբի գնահատականի բարձրացման, բայց չի ազդում $UL/k_B T$ պարամետրի գնահատականի վրա:

$YBa_2Cu_3O_{7-x}$ -ի ՎԱԲ-ի առանձնահատկությունը $E \sim j^n$ ($n \approx 3 \div 10$) տեղամասի առկայությունն է, ինչպես նաև մածուցիկ հոսքին համապատասխանող $E = \rho_j \cdot j$ տեղամասի բացակայությունը: Բավականաչափ մեծ $j > j_c$ հոսանքների դեպքում թաղանթը տաքանում է և անցնում նորմալ վիճակի՝ $\rho = \rho_n$:

$E \sim \exp(j/j_1)$ տեղամասը դիտվում է միայն բավականաչափ փոքր՝ $\rho < 10^{-9}$ Օմ·սմ դիմադրության դեպքում և ընդգրկում է E -ի ոչ ավելի, քան երկու կարգի տիրույթ:

$YBa_2Cu_3O_{7-x}$ թաղանթները ներկայում բնութագրվում են $T = 77$ Կ և $H = 0$ դեպքում $j_c \approx 5 \cdot 10^6$ Ա/սմ² կրիտիկական հոսանքով և $H < 1000$ Գս տիրույթում $j_c(H)$ թույլ կախումով:

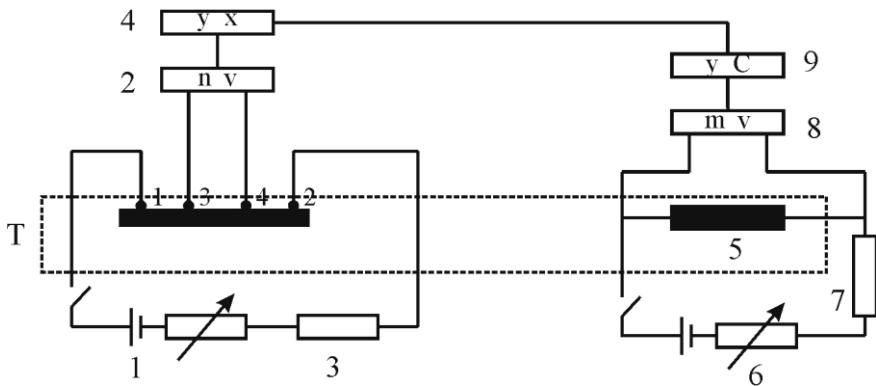
ՉԱՓՈՂ ՍԱՐՔԻ ԵՎ ՄԵԹՈՂԻ ՆԿԱՐԱԳՐՈՒԹՅՈՒՆ

$\rho(T)$ -ի և $E(j)$ -ի չափումները կատարվում են նկ. 3-ում պատկերված սխեմայով սարքով:

Նկ. 4-ում պատկերված է ԲՁԳՀ թաղանթից ֆոտովիմագրությամբ պատրաստված, $b \times c = 10 \times 100$ մկմ² չափերով միկրոկամրջակը, որը դրված է տակդիրի ($SrTiO_3$, ZrO_2 և այլն) վրա:

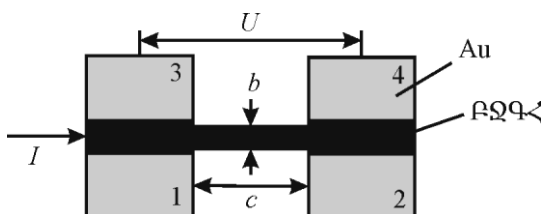
Կամրջակով I տրանսպորտային հոսանք անցնելիս ծագող u լարումները չափվում են քառակետային սխեմայով:

Սխեման գործում է հետևյալ կերպ: Հաստատուն հոսանքի ՀԱԱ1 աղբյուրից նմուշի 1-2 հպակներին տրվում է հոսանք: Կամրջակի երկայնքով ծագող u լարումը տրվում է ՆՎ նանովոլտաչափի մուտքին: Հոսանքը չափվում է Ա1 ամպերաչափով: Նանովոլտաչափի ելքից ազդանշանը, որը համեմատական է u -ին, կարող է տրվել երկկոորդինատային Ի ինքնագրիչի Y մուտքին՝ գրանցման համար:



Նկ. 3. Չափիչ սարքի սխեման. Ն՝ նմուշ, ՀՀԱ1, ՀՀԱ2՝ հաստատուն հոսանքի աղբյուրներ, Ա1, Ա2՝ ամպերաչափներ, ՆՎ՝ նանովոլտաչափ, ՄՎ՝ միլիվոլտաչափ, Ի՝ ինքնազդիչ, Ու՝ ուժեղալար, ՋԴ՝ ջերմադիմադրություն, 1,2,3,4՝ նմուշի հպակներ

Նմուշի ջերմաստիճանը չափվում է ՋԴ ջերմադիմադրության միջոցով, որը նմուշի հետ լավ ջերմային հպման մեջ է (նկ. 3-ում ջերմային հպումը պատկերված է կետագծային ուղղանկյունով): Դիմադրության $R_T(T)$ աստիճանավորված կորը սարքում առկա է: R_T -ն չափելու համար ՀՀԱ2 աղբյուրից նրանով բաց է թողնվում 100 մկԱ հոսանք, որը չափում է Ա2 ամպերաչափը: R_T -ի վրա լարումը չափվում է ՄՎ միլիվոլտաչափով: R_T -ին համեմատական ազդանշանը, Ու ուժեղարարով ուժեղացվելուց հետո, տրվում է Ի ինքնազդիչի X մուտքին՝ ջերմաստիճա-



Նկ. 4. Չափումներում օգտագործվող նմուշը. 1, 2, 3, 4՝ նմուշի հպակներ

նային սանդղակն ստանալու համար, որը ոչ գծային է ջերմադիֆադրության՝ ջերմաստիճանից ոչ գծային կախման հետևանքով:

ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ԿԱՏԱՐՄԱՆ ԿԱՐԳԸ

1. Չափել թաղանթի $\rho = Rlb/c$ տեսակարար դիմադրության կախումը ջերմաստիճանից (l -ը թաղանթի հաստատությունն է): Նմուշի ջերմաստիճանի փոփոխման արագությունն ընտրվում է հելիումի կամ ազոտի Ռյուարի անոթում նմուշի բռնիչի դիրքով որոշակի մակարդակի վրա:
2. Որոշել գերհաղորդիչ վիճակին անցման T_c ջերմաստիճանը և $\rho \rightarrow 0$ անցմանը համապատասխանող T_c ջերմաստիճանը: Չափումները կատարել նմուշում 10 – 100 մկԱ հոսանքներով:
3. Չափել կամրջակի ՎԱԲ-ը $T = 77,3$ Կ-ում: Չափումների ժամանակ, նանովոլտաչափի ամենազգայուն սանդղակներում անհրաժեշտ է հաշվի առնել էլՇՈւ-ի մեծությունը, որը ծագում է պոտենցիալային հպակներում, երբ $I = 0$, մտցնելով համապատասխան ուղղում:
4. Կառուցել ՎԱԲ-ը գծային՝ $E - j$, կրկնակի լոգարիթմական՝ $\log E - \log j$ և կիսալոգարիթմական՝ $\log E - j$ մասշտաբներով և որոշել.
ա. j_c կրիտիկական հոսանքի խտությունը ($\rho(j_c) = 10^{-9}$ Օմ·սմ),
բ. էքսպոտենտի j_i ցուցիչը (եթե ՎԱԲ-ի այդ հատվածը կա),
գ. ՎԱԲ-ի աստիճանային վարքով տեղամասի n ցուցիչը,
դ. պինինգի ուժի $UL/k_B T$ պարամետրը:

ՍՏՈՒԳՈՂԱԿԱՆ ՀԱՐՑԵՐ

1. Ի՞նչ արժեք ունի ρ -ն ՎԱԲ-ի դիմադրության սկզբնական տեղամասում: Համեմատեք այն ρ (100 Կ)-ի, ρ (300 Կ)-ի և $T = 77$ Կ-ում պղնձի տեսակարար դիմադրության հետ:

2. j_c / j_1 մեծության չափման արժեքի միջոցով գնահատենք թաղանթի հաստությունը, որի համար սպասելի է, որ $T = 77$ Կ-ում $j_c \rightarrow 0$:
3. Համարելով թույլ կապերի բաժինը 0,9 կարգի, այսինքն՝ $\alpha = 10$, գնահատեք պինինգի կենտրոնի a երկարությունը:
4. Գնահատեք ՎԱԲ-ի «տաքացման» տեղամասն սկսելուն համապատասխանող հոսանքի՝ թաղանթի միավոր մակերեսին բաժին ընկնող, թաղանթում անջատված հզորությունը:

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. **В. В. Шмидт.** Введение в физику сверхпроводников. М., Наука, 1982.
2. **М. Тинкхам.** Введение в физику сверхпроводников. М., Наука, 1980.
3. **А. А. Абрикосов.** Основы теории металлов. М., Наука, 1987.
4. **Ս. Ա. Կիրակոսյան,** Պինդ մարմնի ֆիզիկայի ներածություն, Մաս II, Երևան, ԵՊՀ հրատ., 2015:

ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ՀԱՍՏԱՏՈՒՆՆԵՐԻ ԱՂՅՈՒՍԱԿ

Մեծություն	Նշանակում	Թվային արժեք և միավոր (CGSE)
Էլեկտրոնի հանգստի զանգված	m	$9,10956 \cdot 10^{-28}$ գ
Տարրական լիցք	e	$4,80325 \cdot 10^{-10}$ CGSE _q
Պրոտոնի հանգստի զանգված	M_p	$1,67261 \cdot 10^{-24}$ գ
Լույսի արագություն	c	$2,997925 \cdot 10^{10}$ սմ/վ
Պլանկի հաստատուն	h $\hbar = h/2\pi$	$6,62620 \cdot 10^{-27}$ էրգ·վ $1,05459 \cdot 10^{-27}$ էրգ·վ
Ավոգադրոյի թիվ	N_A	$6,02217 \cdot 10^{23}$ մոլ ⁻¹
Բոլցմանի հաստատուն	k_B	$1,3806 \cdot 10^{-16}$ էրգ/աստ
Պրոտոնի և էլեկտրոնի զանգվածների հարաբերությունը	M_p/m	1836,11
Նուրբ կառուցվածքի հաստատուն	$\alpha = e^2/\hbar c$	$7,2973 \cdot 10^{-3}$
Բորի շառավիղ	$a_B = \hbar^2/mc^2$	$0,52918 \cdot 10^{-8}$ սմ
Ռիդբերգի հաստատուն	$Ry = me^4/2\hbar^2$	13,6058 (ԷՎ)
Բորի մագնետոն	$\mu = e\hbar/2mc$	$0,92741 \cdot 10^{-20}$ էրգ/Գս
Էլեկտրոնի դասական շառավիղ	$r_e = e^2/mc^2$	$2,81794 \cdot 10^{-13}$ սմ
Էլեկտրոնի քոմփթոնյան ալիքի երկարություն	$\lambda_e = \hbar/mc$	$3,86159 \cdot 10^{-11}$ սմ
1 էլեկտրոն-Վոլտ	1 ԷՎ	$1,60219 \cdot 10^{-12}$ էրգ $2,41797 \cdot 10^{14}$ շց $8,06546 \cdot 10^3$ սմ ⁻¹ $1,16048 \cdot 10^4$ K

ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆ

Ա. ԿԻՐԱԿՈՍՅԱՆ, Ա. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ,
Ա. ԱՍԱՏՐՅԱՆ, Ա. ՄԱՆԱՄԵԼՅԱՆ,
Գ. ՎԵՐՄԻՇՅԱՆ

Պինդ մարմնի ֆիզիկայի լաբորատոր աշխատանքներ

Մաս I

Համակարգչային աշխատանքները՝ Ա. Թովմասյանի,
Կ. Չալաբյանի
Շապիկի ձևավորումը՝ Ա. Պատվականյանի
Հրատ. խմբագրումը՝ Վ. Դերձյանի

Տպագրված է «Գևորգ-Հրայր» ՍՊԸ-ում:
ք. Երևան, Գրիգոր Լուսավորչի 6

Ստորագրված է տպագրության՝ 21.12.2016:
Չափսը՝ 60x84 1/16: Տպ. Մամուլը՝ 10.5:
Տպաքանակը՝ 200:

ԵՊՀ հրատարակչություն
ք. Երևան, 0025, Ալեք Մանուկյան 1
www.publishing.ysu.am