

Պ. Հ. ԲԵԶԻՐԳՆՅԱՆ

ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ
ՀԵՏԱԶՈՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ
ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ՀԻՄՈՒՆՔՆԵՐԸ

Թայլատրված է ՀՍՍՀ բարձրագույն և միջնակարգ մասնագիտական կրթության
միևիստրության կողմից որպես ուսումնական ձեռնարկ համալսարանի ֆիզիկայի և
ռադիոֆիզիկայի ֆակուլտետների ուսանողների համար

Р $\frac{60602-24}{704(02)-77}$ 37 - 77

© *Երևանի համալսարանի
հրատարակչություն, 1977*

БЕЗИРГАНЯН
ПЕТРОС АКОПОВИЧ
**ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ
РЕНТГЕНОВСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ**
Учебное пособие
(На армянском языке)

Издательство Ереванского университета
Ереван—1977

1. ՌԵՆՏԳԵՆԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ՀԱՅՏՆԱԳՈՐԾՄԱՆ ՊԱՏՄՈՒԹՅՈՒՆԻՑ

Ռենտգենյան ճառագայթները հայտնագործվել են 1895 թվա-
կանի նոյեմբերի 8-ին, գերմանական Վյուրցբուրգ համալսարա-
նական քաղաքում: Այդ օրը ֆիզիկայի պրոֆեսոր Վիլհելմ Կոնրադ
Ռենտգենը ուսումնասիրում էր վակուումով բարձր լարման էլեկտ-
րական հոսանքի անցման ժամանակ առաջացող երևույթները: Եր-
կար ժամանակ մեն-մենակ աշխատելուց հետո, պրոֆեսորը գիշեր-
վա ժամի 11-ին տուն գնալու ժամանակ հանգցնում է լույսը՝ մոռա-
նելով անջատել էլեկտրական հոսանքը: Հենց այդ պահին Ռենտ-
գենը մթության մեջ ականատես է լինում մի հրաշալի տեսարանի,
որը և հանդիսացավ ռենտգենյան ճառագայթների հայտնագործ-
ման սկիզբը: Պրոֆեսորը տեսնում է, որ հոսանքատար վակուու-
մային խողովակից մեկ ու կես մետրի վրա գտնվող պլատինացիա-
նիտային բարիումի բյուրեղները կանաչավուն լույս են արձակում:
Զարմանալի երևույթ. չէ՞ որ այդ բյուրեղները լույս կադող են ար-
ձակել միայն այն ժամանակ, երբ նրանց վրա ընկնում են արևի
ճառագայթները: Մինչդեռ գիշերվա այդ ժամին լաբորատորիայում
լրիվ մթություն էր: Երբ Ռենտգենը հոսանքն անջատում է, բյուրեղ-
ների լուսարձակումն անհետանում է, իսկ միացնելիս՝ վերսկսվում:
Բազմիցս կրկնելով հոսանքի միացումն ու անջատումը և դիտելով
պլատինացիանիտային բարիումի բյուրեղների լուսարձակումն ու
նրա անհետացումը, Ռենտգենը հանձարեղորեն կոհանց, որ ինքը
գործ ունի մի նոր երևույթի հետ. հոսանքի անցման ժամանակ վա-
կուումային խողովակը դառնում է ինչ-որ նոր՝ X ճառագայթների
աղբյուր: Գիտնականը մոռանում է հոգնածությունը և փորձերը շա-
րունակում ամբողջ գիշեր: Առավոտյան Ռենտգենը կարգադրում է
լաբորատորիա բերել մի մահճակալ և 50 օր անընդհատ քնում ու
սնվում էր հենց այդտեղ, չնայած իր բնակարանը գտնվում էր
նույն շենքի հաջորդ հարկում: Գիտնականը հանգստացավ և «կյան-

քի վերադարձավ» միայն այն բանից հետո, երբ ավարտեց այդ ճառագայթների հիմնական հատկությունների նախնական ուսումնասիրությունը և մի քանի էջում շարադրեց «Նախնական հաղորդագրություն նոր տեսակի ճառագայթների մասին» խորագրով թեզիսները՝ բաղկացած 17 հիմնական դրույթներից:

1895 թվականի դեկտեմբերի 28-ին Ռենտգենը Վյուրցբուրգի ֆիզիկա-բժշկական ընկերության նախագահին հանձնեց X ճառագայթների հայտնագործման իր նախնական հաղորդագրությունը, իսկ 1896 թվականի («ռենտգենյան տարվա», ինչպես անվանում են գիտություն մեջ) հունվարի սկզբներին լույս տեսավ այդ մասին նրա գրքույկը, որն իսկույն թարգմանվեց ռուսերեն, անգլերեն, ֆրանսերեն և իտալերեն:

Ռենտգենն իր հայտնագործած ճառագայթներն անվանեց «X ճառագայթներ» իսկ Վյուրցբուրգի ֆիզիկա-բժշկական ընկերությունը 1896 թվականի հունվարի 23-ի իր նիստում, ի պատիվ խոշորագույն գիտնականի, որոշեց այդ ճառագայթներն անվանել «ռենտգենյան»:

Չնայած ռենտգենյան ճառագայթների հայտնագործությունը հենց սկզբից գիտության մեջ ընդունվեց որպես մեծագույն հեղափոխող երևույթ, բայց և այնպես այդ հայտնագործության խոշորագույն նշանակությունը միայն այժմ ենք լրիվ ըմբռնում:

2. ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ԲՆՈՒՅԹԸ

Ռենտգենը մանրամասն ուսումնասիրեց իր հայտնաբերած ճառագայթների հատկությունները, բայց չկարողացավ պարզել ամենագլխավորը՝ դրանց բնույթը: Ենթադրությունն այն մասին, թե ռենտգենյան ճառագայթները եթերի երկայնական տատանումներ են, հետագայում ոչ միայն չհաստատվեց, այլև սխալ դուրս եկավ:

Ռենտգենյան ճառագայթների բնույթը վերջնականապես պարզվեց կառելի և նրա աշխատակիցների՝ 1912 թ. կատարած փորձերից հետո:

Մինչև կառելի այդ փորձերը, հայտնի էր, որ ռենտգենյան ճառագայթներն առաջացնում են գազերի իոնացում, լուսանկարչական թիթեղի սևացում, որոշ աղերի ֆլուորեսցենցիա: Վերջինս էլ հենց, ինչպես վերևում ասվեց, հնարավորություն տվեց առաջին անգամ տեսնելու ռենտգենյան ճառագայթների հետքը: Հայտնի էր նաև, որ ռենտգենյան ճառագայթները համարյա անարգել անցնում են թղթի, փայտի և մկանային հյուսվածքի միջով, մինչդեռ մետաղների նույնիսկ բարակ թիթեղների միջով անցնելիս անցած

փնջի ինտենսիվությունը սկզբնականի նկատմամբ զգալիորեն թուլանում է: Վերջապես, հայտնի էր, որ ռենտգենյան ճառագայթները կարող են ցրվել և ցրման հետևանքով բեռնանալ, որտեղից և հետևում էր, որ նրանք էլեկտրամագնիսական իմպուլսներ են: Սակայն մյուս կողմից նրանց իոնացնող հատկությունները ապացույց էին այն բանի, որ այդ ճառագայթները կորպուսկուլյար բնույթ ունեն: Այդ էր պատճառը, որ ռենտգենյան ճառագայթների բնույթի վերաբերյալ այն ժամանակ գիտնականները տարբեր կարծիքներ ունեին:

1912 թվականին Լաուեն դեռ երիտասարդ գիտնական էր. նա Մյունխենում պրոֆեսոր Զոմերֆելդի մոտ դոցենտ էր, իսկ սկսնակ ֆիզիկոս պ. էվալդին որպես դոկտորական դիսերտացիայի թեմա Զոմերֆելդը առաջարկել էր բյուրեղների օպտիկայի հետ կապված որոշ տեսական հարցեր: Էվալդը իր թեման կատարելիս կոնսուլտացիաների նպատակով դիմում էր Լաուենին: Այդ կոնսուլտացիաների ժամանակ Լաուեն ուշադրություն դարձրեց այն եզրակացություն վրա, որ բյուրեղը իրենից ներկայացնում է ատոմային մասշտաբի նյութի օրինաչափ դասավորություն: Արդեն հայտնի էին ատոմի գրաված մոտավոր չափերը և Ավոգադրոյի թիվը: Դրանցից ելնելով միջատոմային հեռավորությունը կարելի էր գնահատել հետևյալ կերպ. գրամմոլի (գրամատոմի) V_* ծավալը կլինի $V_* = N \cdot V$, որտեղ N -ը Ավոգադրոյի թիվն է, իսկ V -ն՝ մոլեկուլի (ատոմի) ծավալը: Նյութի խտության համար կստացվի $\rho = \frac{M}{V_*} =$

$= \frac{M}{NV}$, որտեղ M -ը գրամմոլն (գրամատոմն) է: Վերջինից գրամմոլ-

ի (գրամատոմի) ծավալի համար կստացվի $V = \frac{M}{N\rho}$: Որովհետև

$N = 6,2 \cdot 10^{23}$ և օրինակ՝ ալմաստի համար $M = 12$ գ, $\rho = 3,5$ գ/սմ³, հետևապես կստանանք $V = 5,5 \cdot 10^{-24}$ սմ³, այսինքն՝ ալմաստի համար միջատոմային հեռավորությունը կլինի 1—2 Å կարգի: Միջատոմային հեռավորության համար մոտավորապես նույն կարգի մեծություններ կստացվեն նաև մյուս բյուրեղների համար: Մյուս կողմից, այդ ժամանակ Զոմերֆելդն արդեն ցույց էր տվել, որ եթե ռենտգենյան ճառագայթներն էլեկտրամագնիսական ալիքներ են, ապա նրանց ալիքի երկարությունը պետք է լինի 1 Å կարգի:

Այսպիսով, ստացվում է, եթե ռենտգենյան ճառագայթներն էլեկտրամագնիսական ալիքներ լինեն, ապա նրանց ալիքի երկարությունը բյուրեղների միջատոմային հեռավորության կարգի կլինի, հետևապես նրանց համար որպես եռաչափ դիֆրակցիոն ցանց

կարող են ծառայել բյուրեղային ցանցերը: Ռենտգենյան ճառագայթների դիֆրակցիան ստանալու հնարավորության հարցը երկար ժամանակ վեճի առարկա էր մյունխենյան դասատուների և ասպիրանտների միջև, մինչև որ վերջիններից երկուսը՝ Ֆրիդրիխը և Կնիպինգը, որոնք Ռենտգենի ղեկավարությամբ նոր էին ստացել դոկտորական դիսերտացիայի թեմա, որոշեցին փորձերով իրականացնել այն (այդ ժամանակ արդեն Ռենտգենը տեղափոխվել էր Մյունխեն և ստացել էր տեղի համալսարանի փիլիսոփայական ֆակուլտետի ֆիզիկայի ինստիտուտի դիրեկտորի պաշտոնը):

Ֆրիդրիխի և Կնիպինգի փորձերը ղեկավարում և ստացված արդյունքները մեկնաբանում էր Լաուեն: Մի շարք անհաջող փորձերից հետո, վերջապես, նրանց հաջողվեց ստանալ Ռենտգենյան ճառագայթների դիֆրակցիան պղնձարջասպի ($\text{CuSO}_4 \cdot 5 \text{H}_2\text{O}$) բյուրեղների վրա:

Այսպիսով, Լաուեն և իր աշխատակիցները հայտնագործեցին Ռենտգենյան ճառագայթների դիֆրակցիան բյուրեղների մեջ: Այդ հայտնագործությունը մի նոր հզոր ապացույց էր Ռենտգենյան ճառագայթների՝ էլեկտրամագնիսական ալիքային բնույթի:

Այդ նույն ժամանակ Ռենտգենյան ճառագայթների հետազոտություններ էին սկսվել նաև Անգլիայում: Քեմբրիջում աշխատում էր Վ. Լ. Բրեգը, Լիզսում՝ Վ. Գ. Բրեգը, իսկ Մանչեստրում՝ Մոզլին և Դարվինը: Վ. Լ. Բրեգը դեռ շարունակում էր ենթադրել, որ Ռենտգենյան ճառագայթները կարող են լինել մասնիկային (կոռպուսկուլային) և փորձում էր Լաուենի խմբի ստացած դիֆրակցիոն պատկերը բացատրել մասնիկների շեղմամբ՝ բյուրեղի միջով անցնելիս: Նրա այդ բացատրությունը անհաջող դուրս եկավ, բայց դրա փոխարեն նա հայտնագործեց «Ռենտգենյան հայելիները»: Վ. Լ. Բրեգը ցույց տվեց, որ Լաուենի ստացած դիֆրակցիոն պատկերի յուրաքանչյուր բիծ բյուրեղի ատոմային ճառագայթների որևէ համակարգից Ռենտգենյան ճառագայթների հայելային անդրադարձման արդյունք է:

Լաուեն իրենց փորձերի արդյունքները աշխատում էր բացատրել, ենթադրելով, որ Ռենտգենյան ճառագայթների սկզբնական փունջը բաղկացած էր միայն մի շարք որոշակի (դիսկրետ) երկարության ալիքներից, բայց Վ. Լ. Բրեգը ճիշտ ճանապարհի վրա կանգնեց, ցույց տալով, որ ստացված դիֆրակցիոն պատկերի բոլոր բծերի ծագումը կարելի է բացատրել միայն այն դեպքում, երբ ընդունվի, որ սկզբնական Ռենտգենյան ճառագայթների փունջը ըստ ալիքի երկարության բաղկացած է անընդհատ սպեկտրային ճառագայթումից (սպիտակ լույսի նման): Այսպիսով, Բրեգի փոր-

ձերը նույնպես հանգեցին ռենտգենյան ճառագայթների էլեկտրամագնիսական ալիքային բնույթին:

Մյուս կողմից, Վ. Գ. Բրեգը կառուցեց ռենտգենյան սպեկտրոմետր և ուսումնասիրեց ռենտգենյան անտիկատոդից արձակված ճառագայթման սպեկտրը: Նա փորձով ցույց տվեց, որ այդ ճառագայթումը բաղկացած է անընդհատ և դիսկրետ սպեկտրներից: Նա ապացուցեց նաև, որ եթե դիսկրետ սպեկտրին համապատասխանող քվանտների էներգիան հաշվվի Պլանկի $\epsilon = h\nu$ բանաձևով, ապա ստացված արդյունքը կհամապատասխանի այն կատոդային ճառագայթների էներգիային, որը գրգռել է այդ ճառագայթումը:

Վ. Գ. Բրեգի աշխատանքներն ամբողջությամբ առած ցույց են տալիս, որ թեև ռենտգենյան երևույթներում էներգիան տեղափոխվում է քվանտներով, բայց և այնպես այլ երևույթներում ռենտգենյան ճառագայթներն իրենց պահում են որպես էլեկտրամագնիսական ալիքներ: Դրանով իսկ գիտնականները հանգեցին ռենտգենյան ճառագայթների երկակի բնույթին: Այդ մասին 1913 թ. հունվարի 30-ին Մոզլին և Դարվինը իրենց նամակում գրում են. «Քանի որ ռենտգենյան ճառագայթներն անդրադառնում են, ապա նրանք իրենցից ներկայացնում են լայն ալիքային ճակատով որոշ տեսակի իմպուլսներ, որոնք անդրադառնալուց հետո վերականգնում են իրենց կորստակալային բնույթը»: Այսպիսով, ռենտգենյան ճառագայթների էներգիան, ըստ երևույթին, ունի հակադիր հատկություններ՝ ձգվածություն ըստ ալիքային ճակատի և կենտրոնացվածություն մի կետում: Վ. Գ. Բրեգը իր ավելի վաղ (1912 թ. նոյեմբերի 28-ի) նամակում ուղղակի գրում է. «Ըստ իս խնդիրն այժմ այն չէ, որ ընտրություն կատարվի ռենտգենյան ճառագայթների երկու տեսությունների միջև, այլ այն, որ գտնվի այդ երկու տեսությունների հնարավորություններն իր մեջ միացնող մի տեսություն»:

3. ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ՀԱՅՏՆԱԳՈՐԾՄԱՆ ՆՇԱՆԱԿՈՒԹՅՈՒՆԸ

Որպեսզի կարողանանք ճիշտ գնահատել ռենտգենյան ճառագայթների նշանակությունը ժողովրդական տնտեսության, գիտության և տեխնիկայի ասպարեզում, անհրաժեշտ է նշել այդ ճառագայթների կիրառության բնագավառները: Այնպիսի ընդարձակ տարածում են գտել ռենտգենյան ճառագայթները ժողովրդական տրնտեսության բազմազան բնագավառներում՝ գիտության, տեխնիկա-

յի և արվեստի մեջ, որ դժվար թե մեկը կարողանա լրիվ թվարկել դրանք:

Ռենտգենյան ճառագայթների կիրառելիության սահմաններն ըստ Կ. Լոնսդեյլի հասել են «ատոմային էներգիայի օգտագործումից մինչև մսի պահածոյացումը, ճառագայթման բնույթից մինչև «կանգուն ալիքի բնույթը», յուղելու (смазка) պրոցեսներից մինչև հողի ճահճայնությունը, ձու եփելուց մինչև տեքստիլային նոր նյութերի, նոր թեթև համաձուլվածքների կամ նոր տրանսֆորմատորային պողպատների արտադրությունը»:

Վ. Գ. Բրեգի սպեկտրամետրով կատարված առաջին աշխատանքները դրեցին ռենտգենյան հետազոտությունների հետևյալ հիմնական ուղղությունների սկիզբը.

1. հայտնի ալիքի երկարությամբ ռենտգենյան ճառագայթների միջոցով բյուրեղների կառուցվածքի որոշումը (ռենտգենյան բյուրեղագիտություն):

2. Հայտնի կառուցվածքով բյուրեղների միջոցով որևէ նյութի կողմից կլանվող կամ արձակվող ռենտգենյան ճառագայթների ալիքի երկարության որոշումը (ռենտգենյան սպեկտրասկոպիա): Անուղղակիորեն այդ աշխատանքները խոր ազդեցություն ունեցան ճառագայթման տեսությունների վրա:

Մոզլիի աշխատանքով.

1. դրվեցին ատոմի կառուցվածքի և ճառագայթման ժամանակակից տեսությունների հիմքերը:

2. Հիմնավորվեց էլեմենտների դասակարգման հնարավոր լավագույն եղանակը:

3. Ստեղծվեց նոր էլեմենտների հայտնագործման նոր հզոր եղանակ:

4. Հնարավորություն տրվեց որոշելու էլեմենտները հանքային հանածոների և քիմիական միացությունների մեջ՝ առանց վերջիններս քայքայելու:

Որպեսզի ավելի պարզ պատկերացվի գիտական մտքի մեջ այն հեղափոխությունը, որը տեղի ունեցավ ռենտգենյան բյուրեղագիտության հետևանքով, կարելի է վերցնել պինդ մարմինների մեխանիկական հատկություններին, անօրգանական քիմիային կամ ատոմային ֆիզիկային նվիրված հին ձեռնարկները (գրված 1912 թվականից առաջ) և տեսնել, թե որքան թերի ու ոչ կոնկրետ էին գիտելիքներն այն ժամանակ և ինչպես այժմ դարձել են ավելի ճշգրիտ՝ ատոմային պրոցեսների մեխանիզմի ու տարբեր մարմիններում ատոմների դասավորության հայտնագործման հետևանքով:

Վերջերս ռենտգենյան հետազոտությունների շրջանակներն էլ

ավելի են լայնացել՝ հետազոտությունների հատուկ եղանակների մշակման կապակցությամբ:

Ռենտգենյան ճառագայթների դիֆուզիոն ցրումը, անոմալ ցրումը, ցրումը փոքր անկյունների տակ և անոմալ կլանումը այժմ մեծ կիրառություններ ունեն նյութերի հատկությունների ու վիճակների ուսումնասիրության գործում:

Ռենտգենյան ճառագայթները մեծ կիրառություններ ունեն նյութերի ինչպես մակրո,—այնպես էլ միկրո—դեֆեկտների ուսումնասիրության բնագավառում: Մշակված են միկրոդեֆեկտների ուսումնասիրության մեծ լուծող ուժ ունեցող եղանակներ, որոնց օգնությամբ ուղղվում են բյուրեղների պատկերները:

Հազվագյուտ են գիտության, տեխնիկայի և ժողովրդական տնտեսության այնպիսի բնագավառները, որտեղ ունենոցենյան ճառագայթները կիրառություն չունենան:

Եթե ունենոցենյան ճառագայթների հայտնագործումը այդքան մեծ չափով հարստացրեց մարդու գիտելիքները և գործունեության բազմազան բնագավառները, ապա այդ հայտնագործումից ամենից շատ շահեց բժշկությունը:

Եթե ունենոցենյան ճառագայթները արդյունաբերության մեջ կիրառելու համար պետք եղավ 20—30 տարի, ապա բժշկության մեջ շատ մեծ արագությամբ տարածվեցին ունենոցենյան ախտորոշումը և բուժումը: Ո՞վ գիտե, եթե ունենոցենյան ճառագայթների հայտնագործման գիշերը Ռենտգենը իր ձեռքը և ապա իր կնոջ ձեռքը շճառագայթահարեր, գուցե ճառագայթների օգտագործումը բժշկության մեջ երկար ժամանակ հետաձգվեր: Բայց այդ առաջին պատահական ճառագայթահարման պահից փաստորեն սկսվեց ունենոցենյան ճառագայթների կիրառությունը բժշկության մեջ: Այժմ ունենոցենյան ճառագայթները կիրառվում են բժշկության համարյա թե բոլոր բնագավառներում, և դժվար է պատկերացնել քիչ թե շատ կանոնավոր մի բուժհիմնարկ՝ առանց ունենոցենյան ճառագայթների կիրառումն ապահովող սարքերի:

Գիտության զարգացման պատմությունը չգիտի այնպիսի արագ և փայլուն աճ, քան յոթանասուն տարվա ընթացքում ունեցել է ունենոցենոլոգիան:

Ռենտգենյան ճառագայթների նշանակությունը շատ մեծ է և իդուր չէ, որ դրանց հայտնագործման համար 1901 թվականին Ռենտգենը՝ ֆիզիկոսներից առաջինը, ստացավ նոբելյան մրցանակ:

ԲՅՈՒՐԵՂԱԳԻՏՈՒԹՅԱՆ ՏԱՐՐԵՐԸ

§ 1. ԲՅՈՒՐԵՂԱՅԻՆ ԵՎ ԱՄՈՐՖ ՆՅՈՒԹԵՐ

Բնության մեջ գոյություն ունեցող պինդ նյութերը լինում են երկու տեսակի՝ բյուրեղային և ամորֆ: Բյուրեղային նյութերի մեջ ատոմները դասավորված են կանոնավոր ձևով, իսկ ամորֆ նյութերի մեջ՝ անկանոն ձևով: Այդ պատճառով բյուրեղային նյութերն ունենում են հարթ նիստեր, ուղիղ կողեր, լինում են համասեռ և անիզոտրոպ՝ որոշ ֆիզիկական հատկություններ տվյալ բյուրեղի մեջ տարբեր ուղղություններով տարբեր են լինում: Ամորֆ նյութերը հարթ նիստեր և ուղիղ կողեր չունեն, իզոտրոպ են և նրանց մեջ համասեռությունը կարող է խախտված լինել: Սկզբում, երբ դեռ նյութերի կառուցվածքի ուսումնասիրման մեջ ռենտգենյան ճառագայթներ չէին կիրառվում, ենթադրվում էր, որ ամորֆ նյութերի քանակը բնության մեջ մեծ է: Սակայն հետագա հետազոտությունները ցույց տվեցին, որ բնության մեջ գոյություն ունեցող համարյա բոլոր պինդ նյութերը բյուրեղային կառուցվածք ունեն և միայն փոքր թվով նյութեր են ամորֆ (ապակի, պարաֆին և այլն): Բանն այն է, որ բազմաթիվ բյուրեղային նյութեր իրենց հատկությունների անիզոտրոպությունը չեն դրսևորում և արտաքին տեսքով էլ բյուրեղների նման չեն՝ հարթ նիստեր և ուղիղ կողեր չունեն, այդ պատճառով էլ, մինչև ռենտգենաստրուկտուրային անալիզի կիրառումը, դրանք դասվում էին ամորֆ նյութերի շարքը: Որոշ բյուրեղային նյութեր հանդես են գալիս որպես միաբյուրեղներ (մոնոբյուրեղներ) և բաղկացած են լինում մեկ ամբողջական բյուրեղից: Այդպիսի բյուրեղներն ունենում են հարթ նիստեր, ուղիղ կողեր և անիզոտրոպ են: Որոշ բյուրեղային նյութեր բաղկացած են լինում անթիվ փոքրիկ բյուրեղներից, որոնք իրար նկատմամբ անկանոն ձևով են դասավորված լինում: Այդպիսի նյութերը, որոնք հարթ նիստեր, ուղիղ կողեր չունեն և բյուրեղիկների անկանոն դասավորվածություն հետևանքով նրանց ֆիզիկական հատկություն-

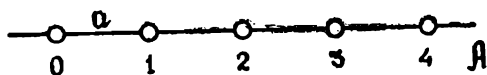
ներն ուղղութիւնից կախված չեն (իզոտրոպ են), կոչվում են բազմաբյուրեղներ (պոլիբյուրեղներ)։

Կարելի է պնդել, որ պինդ նյութերի հավասարակշռված գոյութիւն միակ ձևը բյուրեղային ձևն է, իսկ ամորֆ պինդ նյութերը իրականում գերսառեցված հեղուկներ են, որոնք գտնվում են անկայուն հավասարակշռութիւն վիճակում և բնական կամ արհեստական պայմաններում կարող են բյուրեղանալ։

§ 2. ԲՅՈՒՐԵՂԻ ՏԱՐԱԾԱԿԱՆ ՑԱՆՅԸ

Հարթ նիստերի և ուղիղ կողերի գոյութիւնը բյուրեղների մեջ ցույց է տալիս, որ ատոմները բյուրեղների մեջ դասավորված պետք է լինեն ըստ հարթութիւնների և ուղիղների։ Ցանկացած կողի (ուղի) կառուցվածքը սխեմատիկ ձևով կարելի է պատկերել հետևյալ կերպ։ Ենթադրենք ՕԱ կողի Օ կետում (տե՛ս նկ. 1) գտնվում է մի ատոմ (մասնիկ), այդ կողի վրա այդ ատոմից մի ինչ-որ $\vec{a}$ հեռավորութիւն վրա, 1 կետում կգտնվի այդ ատոմին համանման մի այլ ատոմ (մասնիկ)։ Նույն ուղղութիւնը 1 կետից նույնպիսի $\vec{a}$ հեռավորութիւն վրա կգտնվի 0 և 1 կետերում գտնվող ատոմներին (մասնիկներին) համանման մի այլ ատոմ և այդպես շարունակ։

Մի ուղղի վրա իրարից հավասար հեռավորութիւնների վրա գտնվող միատեսակ նյութական կետերի կամ միատեսակ ատոմների հանրույթը կոչվում է միաչափ կամ գծային պարզ ցանց։ Երկու իրարից ամենափոքրագույն հեռավորութիւն վրա գտնվող հա-

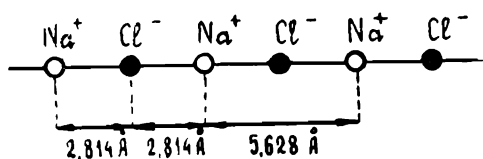


Նկ. 1. Միաչափ կամ գծային պարզ ցանց

մանման ատոմների միջև եղած $\vec{a}$ հեռավորութիւնը կոչվում է իդենտականութիւն (համանմանութիւն) պարբերութիւն և սովորաբար նշանակվում է J տառով։ Ուրեմն, միաչափ պարզ ցանց կառուցելու համար բավական է գիտենալ $\vec{a}$ վեկտորի մեծութիւնը և ուղղութիւնը։ $\vec{a}$ վեկտորը կոչվում է տրանսլյացիայի վեկտոր կամ ուղղակի տրանսլյացիա, իսկ նրա մեծութիւնը, ինչպես արդեն նշվեց, իդենտականութիւն պարբերութիւն։ Եթե գծային պարզ ցանցի ատոմներից մեկն ընդունենք որպես սկզբնական, ապա այդ ցանցի ցանկացած ատոմի տեղը կարելի կլինի որոշել հետևյալ

վեկտորական հավասարմամբ. $\vec{p} = m\vec{a}$, որտեղ $m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$ և կոչվում է ցանցի հանգուցային կետի (ցանցի այն կետերը, որտեղ դասավորված են ատոմները, կոչվում են հանգուցակետեր կամ հանգուցային կետեր) ինդեքս (սիմվոլ):

Եթե ցանցը բաղկացած է ոչ միատեսակ ատոմներից (կամ ատոմները գտնվում են ոչ հավասար հեռավորությունների վրա), ապա այդպիսի ցանցը կկոչվի բարդ ցանց: Բարդ ցանցը առաջանում է երկու կամ մի քանի պարզ ցանցերի վերադրումից, ընդ որում, վերադրվող տարբեր ցանցերի ատոմները կարող են քիմիապես տարբեր լինել: Գծային բարդ ցանցի օրինակ կարող է ծառայել կերակրի աղի (NaCl) բյուրեղի կոդերից մեկը, որը պատկերված է 2-րդ նկարում:



Նկ. 2. Կերակրի աղի գծային ցանցերից մեկը
(գծային բարդ ցանց)

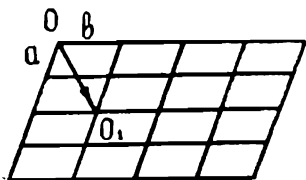
Այդ ցանցի վրա հարևան իոնների ($\text{Na}^+ + \text{Cl}^-$) միջև հեռավորությունը հավասար է $2,814 \text{ \AA}$ -ի, իսկ իզենտականության պարբերությունը, այսինքն՝ համանման ատոմների միջև եղած փոքրագույն հեռավորությունը՝ $J = 5,628 \text{ \AA}$ (տե՛ս նկ. 2): Այդ գծային բարդ ցանցը առաջացել է նատրիումի ատոմներից կազմված գծային պարզ ցանցը քլորի ատոմներից կազմված գծային պարզ ցանցի վրա տեղադրելուց, ընդ որում, տեղադրումը կատարվում է այնպես, որ առաջին ցանցի հանգուցակետերը շեղված լինեն երկրորդ ցանցի հանգուցակետերից $2,814 \text{ \AA}$ -ով:

Եթե այժմ միատեսակ ատոմները դասավորենք երկու տարբեր ուղղություններով $\vec{a}$ և $\vec{b}$ տրանսլյացիաների միջոցով, ապա կստանանք 3-րդ նկարում ցույց տրված երկչափանի պարզ ցանցը (կամ հարթ ցանցը), որն իրենից ներկայացնում է միևնույն հարթության վրա իրար զուգահեռ և իրարից $\vec{b}$ հավասար հեռավորությունների վրա դասավորված $\vec{a}$ տրանսլյացիաներով կառուցված գծային պարզ ցանցերի հանրույթ: Երկչափանի ցանցի մեջ ցանկացած ատոմի տեղը կարելի է որոշել $\vec{p} = m\vec{a} + n\vec{b}$ վեկտորական հավասար-

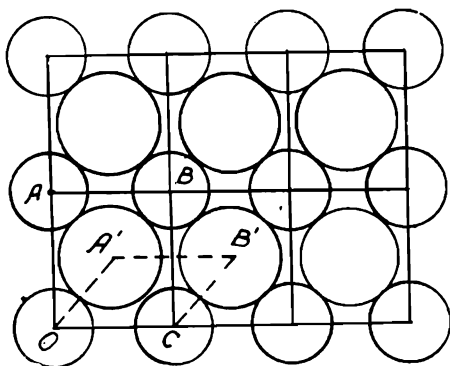
ման օգնությամբ, եթե տվյալ ցանցի հանգուցակետերից մեկն ընդունենք որպես սկզբնակետ: Այդտեղ m -ը և n -ը ընդունում են հետևյալ արժեքները.

$$m=0, \pm 1, \pm 2, \pm \dots, \quad n=0, \pm 1, \pm 2, \pm \dots:$$

Ընդհանուր դեպքում երկչափանի պարզ ցանցի էլեմենտն իրենից ներկայացնում է զուգահեռագիծ, որի գագաթներում տեղավորված են ցանցի հանգուցակետերը: Այդպիսի զուգահեռագիծը կոչվում է ցանցի բջիջ, որը կարող է լինել քառակուսի, ուղղանկյուն, շեղանկյուն: Տվյալ երկչափանի ցանցի կառուցման համար $\vec{a}$ և $\vec{b}$ տրանսլյացիաների ընտրություներ միարժեք չէ, նույն ցանցը կարելի է կառուցել ցանկացած $\vec{p}_1$ և $\vec{p}_2$ վեկտորներով, որոնք իրար հետ են միացնում ցանցի հանգուցակետերը: Երկչափանի ցանցը կարելի է ստանալ երկու կամ ավելի պարզ ցանցերի տեղադրումից: 4-րդ նկարում պատկերված է մի երկչափանի բարդ ցանց, որը բաղկացած է երկու երկչափանի պարզ ցանցերից, որոնցից մեկը մյուսի նկատմամբ շեղված է քառակուսու անկյունագծի ուղղությամբ, նրա $1/2$ -ի չափով:



Նկ. 3. Երկչափանի պարզ ցանց



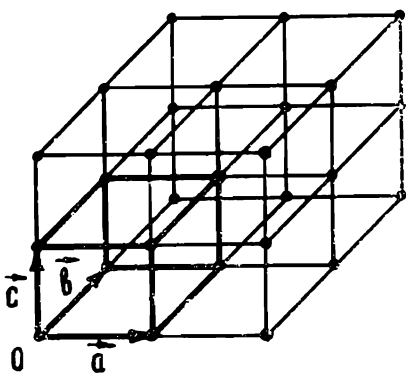
Նկ. 4. Երկչափանի բարդ ցանց

Պարզ ցանցերից յուրաքանչյուրի մեջ ատոմները դասավորված են միայն բջիջների գագաթներում, իսկ բարդ ցանցի մեջ (նկ. 4) բջջի ներսում նույնպես ատոմ է տեղավորված: Բարդ երկչափանի ցանցի մեջ մասնավոր դեպքում հնարավոր է ընտրել այնպիսի նոսր բջիջ, որի մեջ ատոմները դասավորված լինեն միայն գագաթներում (4-րդ նկարի $OA'B'C$ բջիջը), բայց այդ միշտ չէ, որ հնարավոր է:

Բարդ ցանցի $OABC$ բջիջը կոչվում է տարրական (էլեմեն-

տար) բջիջ, իսկ $OA'B'C$ բջիջը՝ պրիմիտիվ բջիջ (բջիջը կոչվում է պրիմիտիվ, երբ ատոմները դասավորված են միայն նրա գագաթներում, ներսում ատոմներ չկան): Սովորաբար ցանցի կառուցվածքը նկարագրելու համար ընտրում են պրիմիտիվ բջիջ, բայց բարդ ցանցերի դեպքում շատ հաճախ ընտրում են տարրական բջիջ:

Տարածական ցանց կառուցելու համար պետք է վերցնել միևնույն հարթության մեջ չգտնվող երեք տրանսլյացիաներ՝ $\vec{a}$, $\vec{b}$, $\vec{c}$ և ատոմները դասավորել այդ երեք ուղղություններով իրարից համապատասխանաբար a , b , c հեռավորությունների վրա: Այդ դեպքում կստանանք 5-րդ նկարում պատկերված տարածական ցանցը,



Նկ. 5. Տարածական պարզ ցանց

որն իրենից ներկայացնում է իդեալական բյուրեղի կառուցվածքի մոդելը: Տարածական ցանցը կարելի է պատկերացնել կա՛մ որպես երկու ուղղությունում իրար զուգահեռ և իրարից հավասար հեռավորությունների վրա դասավորված գծալին ցանցերի հանրույթ, կա՛մ որպես մի ուղղությունում իրար զուգահեռ և իրարից հավասար հեռավորությունների վրա դասավորված երկչափանի ցանցերի հանրույթ:

Տարածական ցանցը կոչվում է բարդ ցանց, երբ նրա բաղադրիչ գծալին ցանցերը (կամ երկչափանի ցանցերը) բարդ են: Տարածական ցանցի բարդությունը կարելի է սահմանել և այսպես. տարածական ցանցը կոչվում է բարդ, եթե նա բաղկացած է երկու կամ ավելի պարզ ցանցերից, որոնք իրար նկատմամբ որոշ չափով շեղված են: Եթե տարածական պարզ ցանցի հանգուցակետերից մեկն ընդունենք որպես սկզբնական, ապա այդ ցանցի ցանկացած ատոմի տեղը կարելի է որոշել հետևյալ վեկտորական հավասարմամբ՝ $\vec{P} = m\vec{a} + n\vec{b} + p\vec{c}$, որտեղ m -ը, n -ը և p -ն ընդունում են հետևյալ արժեքները.

$$m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm \dots, \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \pm \dots, \\ p = 0, \pm 1, \pm 2, \pm \dots$$

(բարդ ցանցերի վրա մի փոքր ավելի մանրամասն կանգ կառնենք հետագայում):

Այսպիսով, m, n, p թվերը կարելի է դիտել որպես տարածական ցանցի կետերի կոորդինատներ, որոնք դեկարտյան կոորդինատների հետ կապված են հետևյալ հավասարումներով՝ $x=ma, y=nb, z=pc$, եթե a -ն, b -ն և c -ն ունեն համապատասխանաբար x, y, z առանցքների ուղղութիւնները: $\vec{a}, \vec{b}$ և $\vec{c}$ վեկտորները կոչվում են ցանցի տրանսլյացիաներ, իսկ նրանց a, b և c երկարությունները՝ կրկնելիություն հիմնական պարբերություններ կամ ցանցի իդենտականություններ: $\vec{a}, \vec{b}$ և $\vec{c}$ վեկտորների վրա ընդհանուր դեպքում կառուցվում է մի շեղանկյուն զուգահեռանիստ, որը կոչվում է ցանցի տարրական բջիջ և լրիվ բնորոշում է տվյալ տարածական ցանցը: Այդ ցանցի տարրական բջիջը կոչվում է պրիմիտիվ, եթե ատոմները դասավորված են միայն այդ զուգահեռանիստի գագաթներում: Տարածական ցանցը կարելի է կառուցել, եթե տարրական բջիջները դասավորվեն կողք-կողքի, զուգահեռ ձևով: Տարածական ցանցի տարրական բջջի ընտրությունը միարժեք չէ, այդպիսի բջիջներ կարելի է կառուցել տրանսլյացիաների անթիվ բազմություն՝ տարբեր եռյակներով: Ամեն անգամ պետք է աշխատել ընտրել այնպիսի տարրական բջիջ, որն ամենառացիոնալ կերպով ներկայացնի տվյալ տարածական ցանցը: Սովորաբար տարածական ցանցի նկարագրման ռացիոնալության պահանջին բավարարում է փոքր ծավալ և համեմատաբար բարձր կարգի համաչափություն ունեցող տարրական բջիջը:

Տարածական ցանցերն իրարից տարբերվում են տարրական բջջի ձևով, որն ընդհանուր դեպքում միարժեք կերպով բնորոշվում է 6 պարամետրերով՝ տրանսլյացիաների a, b, c մեծություններով

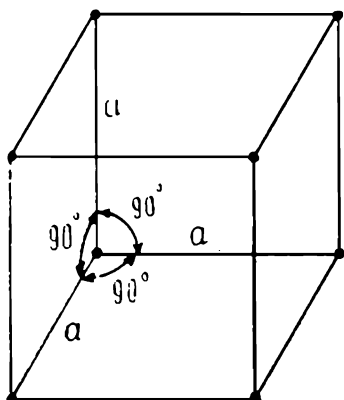
և նրանց իրար հետ կազմած $\alpha=\vec{b}\vec{c}, \beta=\vec{c}\vec{a}, \gamma=\vec{a}\vec{b}$ անկյուններով: Ըստ տարրական բջջի ձևի տարածական պարզ ցանցերը լինում են 7 տեսակի.

1. խորանարդային ցանց, որի բջիջը խորանարդաձև է, այսինքն՝ $a=b=c$ և $\alpha=\beta=\gamma=90^\circ$ (նկ. 6).

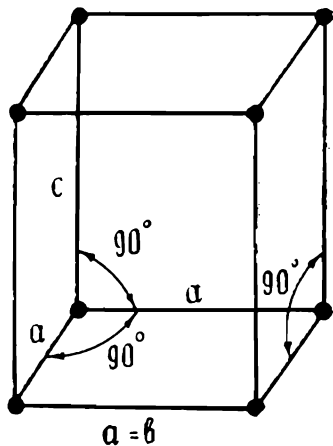
2. տետրագոնալային ցանց, որի բջիջը տետրագոնալային է, այսինքն՝ $a=b \neq c$ և $\alpha=\beta=\gamma=90^\circ$ (նկ. 7).

3. հեքսագոնալային ցանց, որի բջիջը հեքսագոնալային է, այսինքն՝ $a=b \neq c, \alpha=\beta=90^\circ$ և $\gamma=120^\circ$ (նկ. 8).

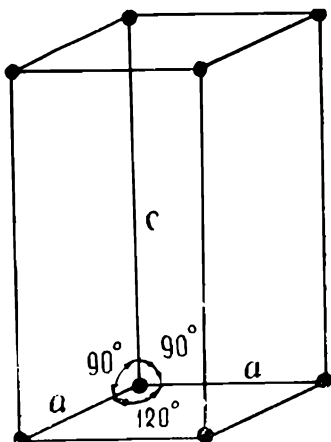
4. ումբոնտդրիկային ցանց, որի բջիջը ումբոնտդրիկային է, այսինքն՝ $a=b=c$ և $\alpha=\beta=\gamma \neq 90^\circ$ (նկ. 9).



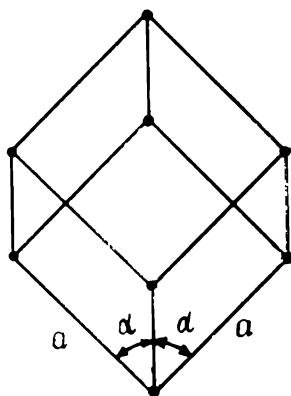
Նկ. 6. Խորանարդային բջիջ



Նկ. 7. Տեղադրականային բջիջ



Նկ. 8. Հեքսագոնային բջիջ



Նկ. 9. Ռոմբոէդրիկային բջիջ

5. ռոմբիկային ցանց, որի բջիջը ռոմբիկային է, այսինքն՝

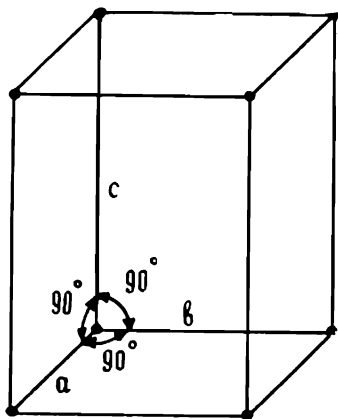
$$a \neq b \neq c \text{ և } \alpha = \beta = \gamma = 90^\circ \text{ (Նկ. 10).}$$

6. մոնոկլինային ցանց, որի բջիջը մոնոկլինային է, այսինքն՝

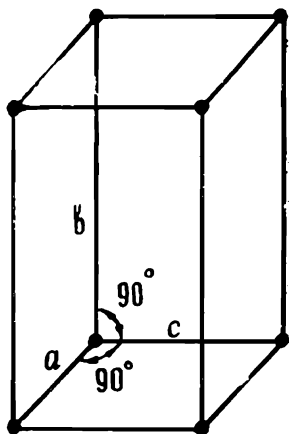
$$a \neq b \neq c, \alpha = \gamma = 90^\circ \text{ և } \beta \neq 90^\circ \text{ (Նկ. 11).}$$

7. տրիկլինային ցանց, որի բջիջը տրիկլինային է, այսինքն՝

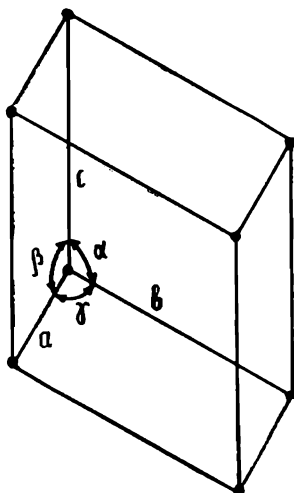
$$a \neq b \neq c \text{ և } \alpha \neq \beta \neq \gamma \text{ (Նկ. 12);}$$



Նկ. 10. Ռոմբիկային բջիջ



Նկ. 11. Մոնոկլինային բջիջ



Նկ. 12. Տրիկլինային բջիջ

§ 3. ԲՅՈՒՐԵՂԱԳԻՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԿԱՐԳԵՐ ԿԱՄ ՍԻՆԳՈՆԻԱՆԵՐ

Բյուրեղային ցանցը նկարագրելու համար անհրաժեշտ է ընտրել կոորդինատների համակարգ: Որպես կոորդինատական համակարգի առանցքներ կարելի է ընտրել տարածական ցանցում մի

հարթության մեջ չգտնվող երեք տարբեր ուղղություններ: Այդպիսի առանցքներով կոորդինատական համակարգերը կոչվում են բյուրեղագիտական կոորդինատական համակարգեր: Ուրեմն, կարելի է ընտրել անթիվ բազմություն մե բյուրեղագիտական կոորդինատական համակարգեր, բայց դրանցից նրանք, որոնք համապատասխանում են տվյալ տարածական ցանցի համաշափությանը, կոչվում են բյուրեղագիտական համակարգեր կամ սինգոնիաներ: Այսպիսով, բյուրեղային պարզ ցանցերի 7 հիմնական տեսակներին համապատասխան գոյություն ունեն բյուրեղագիտական 7 համակարգեր կամ սինգոնիաներ, որոնք իրարից տարբերվում են կա՛մ առանցքային a , b , c մասշտաբներով, կա՛մ առանցքների իրար հետ կազմած α , β , γ անկյուններով: Տարբեր բյուրեղային համակարգերը (սինգոնիաները) որոշող պարամետրերի թիվը կարելի է ներկայացնել հետևյալ աղյուսակով.

Բյուրեղային համակարգը (սինգոնիա)	Առանցքային մասշտաբներ	Առանցքների՝ իրար հետ կազմած անկյունը	Կարամետրերի թիվը	
			առանցքային մասշտաբների	կոորդինատական անկյունների
Տրիկլինային	$a = b \neq c$	$\alpha \neq \beta \neq \gamma$	3	3
Մոнокլինային	$a \neq b \neq c$	$\alpha = \gamma = 90^\circ, \beta \neq 90^\circ$	3	1
Ռոմբիկային	$a \neq b \neq c$	$\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$	3	0
Ռոմբոէդրիկային	$a = b = c$	$\alpha = \beta = \gamma \neq 90^\circ$	1	1
Հեքսագոնալային	$a = b \neq c$	$\alpha = \beta = 90^\circ, \gamma = 120^\circ$	2	0
Տետրագոնալային	$a = b \neq c$	$\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$	2	0
Պորանարդային	$a = b = c$	$\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$	1	0

Պարզ է, որ տարածական ցանցի նկարագրությունը շատ կհեշտանա, եթե ամեն մի տեսակ ցանցի համար ընտրենք իրեն համապատասխան բյուրեղային համակարգ կամ սինգոնիա (տարածական ցանցի համաշափությանը համապատասխանող կոորդինատական համակարգը): Օրինակ՝ խորանարդային ցանցի նկարագրությունը խորանարդային բյուրեղագիտական համակարգով շատ ավելի դյուրին կլինի, քան տրիկլինային բյուրեղագիտական համակարգով:

§ 4. ԲՅՈՒՐԵՂԱԳԻՏԱԿԱՆ ԿԵՏԵՐ, ՈՒՂԻՂՆԵՐ, ՀԱՐԹՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐ ԵՎ ԳՈՏԻՆԵՐ

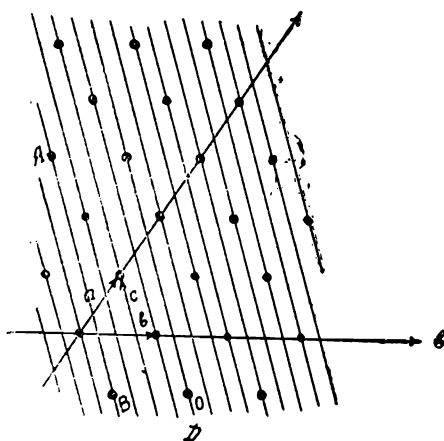
Ինչպես արդեն նշվեց, բյուրեղային տարածական ցանցի յուրաքանչյուր հանգույցի դիրքը կարելի է միարժեք կերպով որոշել

m, n, p կոորդինատներով, հետևյալ $\vec{P}$ վեկտորով. $\vec{P} = m\vec{a} + n\vec{b} + p\vec{c}$:

Եթե որպես կոորդինատական սկզբնակետ ընդունված է ցանցի հանգուցակետերից մեկը, այս դեպքում m -ը, n -ը և p -ն կկոչվեն տվյալ շառավիղ-վեկտոր ունեցող կետի բյուրեղագիտական կոորդինատներ, և նշելու համար, որ այդ թվերը կետի կոորդինատներն են, նրանք վերցվում են կրկնակի քառակուսի փակագծերի մեջ, այսինքն՝ տարածական ցանցի m, n, p կոորդինատներով կետը նշանակվում է այսպես՝ $[[mnp]]$, որը բյուրեղագիտական կետի սիմվոլն է: Ինչպես արդեն նշվեց, տարածական ցանցը կարելի է ներկայացնել որպես հանգուցային կամ բյուրեղագիտական զուգահեռ ուղիղների հանրույթ: Ուղիղների ընտանիքը կարելի է նկարագրել իր ուղիղներից մեկով, որն անցնում է սկզբնակետով: Քանի որ ուղղի դիրքը միարժեք կերպով որոշվում է նրա որևէ երկու կետերով, ուստի ուղղի դիրքը տարածություն մեջ որոշելու համար բավական է գիտենալ նրա որևէ երկու կետերի կոորդինատները: Բյուրեղագիտական ուղիղների ընտանիքը բնորոշելու համար նպատակահարմար է ընտրել այդ ընտանիքի ուղիղներից այն, որն անցնում է սկզբնակետով: Սկզբնակետով անցնող ուղղի կետերից մեկը կլինի հենց սկզբնակետը, որի կոորդինատներն են $[[000]]$, իսկ որպես երկրորդ կետ կարելի է ընտրել այդ ուղղի այն հանգուցային կետը, որը սկզբնակետից փոքրագույն հեռավորության վրա է: Քանի որ սկզբնակետի կոորդինատները միշտ հայտնի են, ուղղի դիրքի որոշելը հանգում է նրա կետերից մեկի (սկզբնակետի հետ չհամընկնող) կոորդինատները որոշելուն: Այսպիսով, սկզբնակետով անցնող բյուրեղագիտական ուղղի դիրքը լրիվ որոշված է կլինի, եթե տրվեն սկզբնակետից փոքրագույն հեռավորության վրա գտնվող տվյալ ուղղության հանգուցակետի կոորդինատները: Այդ կետի կոորդինատները համարվում են սկզբնակետով և այդ կետով անցնող ուղղի կոորդինատները և, ի տարբերություն կետի կոորդինատների, ուղղի կոորդինատները վերցվում են քառակուսի միապատիկ փակագծերի մեջ $[mnp]$, որը կոչվում է բյուրեղագիտական ուղղի սիմվոլ:

Բյուրեղագիտական կամ հանգուցային կոչվում է այն հարթությունը, որն անցնում է բյուրեղի տարածական ցանցի հանգույցներով: Ինչպես արդեն նշվեց, բյուրեղը կարելի է ներկայացնել

Ֆիրար զուգահեռ և իրարից հավասար հեռավորության վրա գտնվող բյուրեղագիտական հարթությունների ընտանիքով: Պարզ է, որ բյուրեղը բյուրեղագիտական հարթությունների ընտանիքով կարելի է ներկայացնել բազմաթիվ եղանակներով: Այդ հարթությունների յուրաքանչյուր ընտանիք լրիվ կբնորոշվի, եթե տրվի նրա հարթություններից մեկի դիրքը՝ ընտրված կոորդինատական առանցքների նկատմամբ: Հետևապես, հարթությունների տվյալ ընտանիքը կորոշվի նաև այն դեպքում, եթե տրվի այդ ընտանիքի այն հարթության դիրքը, որը սկզբնականից գտնվում է ամենափոքր հեռավորության վրա: Այս դեպքում այդ հարթության հեռավորությունը սկզբնականից հավասար կլինի տվյալ ընտանիքի միջհարթությունային հեռավորությանը: Թող սկզբնականից ամենամոտ այդ հարթությունը կոորդինատական առանցքներից հատի հետևյալ հատվածները՝ $\frac{a}{h}, \frac{b}{k}, \frac{c}{l}$. h, k, l թվերը բնորոշում են հարթության դիրքը և կոչվում են միլլերյան ինդեքսներ:



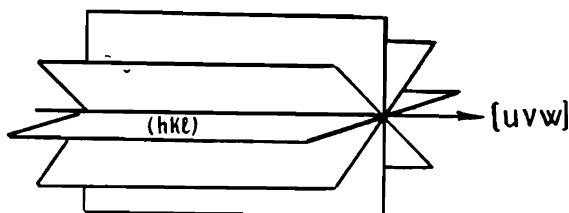
Նկ. 13. Բյուրեղագիտական հարթությունների (230) ընտանիքը

Ֆյուրեղի կարելի է անել նաև իդենտականության մյուս պարբերությունների նկատմամբ: Ընդունված է հարթության միլլերյան ինդեքսները վերցնել կլոր փակագծերի մեջ և (hkl) -ը անվանել հարթության սիմվոլ: Եթե, օրինակ, մի հարթություն կոորդինատական x, y, z առանցքներից համապատասխանաբար հատում է $a/2, b/3$ և $c/6$ հատվածներ, ապա նրա սիմվոլը կլինի (236) : Այլ կերպ ասած՝ հարթության միլլերյան ինդեքսները գտնելու համար

h, k, l թվերը ամբողջ թվեր են: Այսպես, օրինակ, դիտենք սկզբնականով անցնող AB հարթությունը (նկ. 13) և մի այլ CD հարթություն, որը AB -ի նկատմամբ տեղաշարժված է $\vec{a}$ -ով: Այդ երկու հարթությունների միջև կլինեն նաև այլ հարթություններ, սակայն դրանք պետք է գտնվեն իրարից հավասար հեռավորության վրա, հետևապես իդենտականության a պարբերությունը հանգուցային հարթություններով բաժանվում է h հավասար մասերի: Այդպիսի դատողու-

պետք է կոորդինատական առանցքներից այդ հարթության կտրած հատվածները չափել համապատասխան a , b և c միավորներով և վերցնել ստացված թվերի հակադարձ մեծությունները: Եթե հարթությունը որևէ կոորդինատական առանցքից հատում է բացասական հատված, ապա համապատասխան ինդեքսը կլինի բացասական, որը նշվում է ինդեքսի վերևից: Օրինակ, երբ հարթությունը հատում է a , $-b/2$, $c/3$ հատվածներ, ապա նրա ինդեքսները կլինեն $(1\bar{2}3)$: Եթե հարթությունը զուգահեռ է կոորդինատական առանցքներից մեկին (նրանից հատում է անսահման մեծ հատված), ապա նրա համապատասխան ինդեքսը կլինի 0:

13-րդ նկարում ցույց տրված հարթությունները x , y և z առանցքներից հատում են $a/2$, $b/3$ և ∞ հատվածները (հարթությունները զուգահեռ են z առանցքին), ուրեմն այդ ընտանիքի ինդեքսները կլինեն (230) : Միևնույն ուղղով անցնող բյուրեղագիտական հարթությունների հանրույթը կոչվում է բյուրեղագիտական գոտի: Գոտին լրիվ որոշվում է, երբ հայտնի են նրա առանցքի $[uvw]$ ինդեքսները (այն ուղիղը, որով անցնում են գոտու բոլոր հարթությունները, կոչվում է գոտու առանցք, տե՛ս նկ. 14):



Նկ. 14. Բյուրեղագիտական գոտի

Գտնենք (hkl) հարթության $[uvw]$ գոտուն պատկանելության պայմանը, այսինքն՝ պարզենք, թե (hkl) և $[uvw]$ ինդեքսները ի՞նչ պայմանի պետք է բավարարեն, որ $[uvw]$ ուղիղը լինի զուգահեռ (hkl) հարթությանը: Վերլուծական երկրաչափությունից հայտնի է, որ եթե հարթությունը կոորդինատական առանցքներից հատում է A , B և C հատվածներ, ապա նրա հավասարումը կլինի

$$\frac{x}{A} + \frac{y}{B} + \frac{z}{C} = 1,$$

իսկ այդ հարթությանը զուգահեռ հարթությունը, որն անցնում է սկզբնակետով, կունենա հետևյալ հավասարումը.

$$\frac{x}{A} + \frac{y}{B} + \frac{z}{C} = 0: \quad (1.1)$$

$$l:\theta \text{ է } i \text{ նկատի ունենանք, որ } A=\frac{a}{h}, B=\frac{b}{k}, C=\frac{c}{l} \text{ և } x=ma, \\ y=nb, z=pc, \text{ ապա (1)-ը կարելի է ներկայացնել հետևյալ ձևով} \\ mh+nk+pl=0: \quad (1.2)$$

Եթե գոտու առանցքը տանենք կոորդինատական սկզբնակետով, ապա այդ գոտուն պատկանող բոլոր հարթություններն էլ կանցնեն սկզբնակետով և նրանց հավասարումը կգրվի (1.1) տեսքով: Որպեսզի $[uvw]$ ուղիղը իր բոլոր կետերով գտնվի այդ հարթության վրա, անհրաժեշտ է, որ այդ ուղղի գոնե երկու կետը գտնվի հարթության վրա: Իսկ քանի որ և՛ այդ հարթությունը, և՛ այդ ուղիղը անցնում են սկզբնակետով, ապա բավական է, որ այդ ուղղի դարձյալ մի կետ գտնվի տվյալ հարթության վրա: Թող այդ կետը կոորդինատական սկզբնակետից հաշված լինի ուղղի առաջին հանգուցային $[[uvw]]$ կետը: Եթե այդպես է, ապա այդ կետի կոորդինատները պետք է բավարարեն հարթության (1.1) հավասարմանը, այսինքն՝

$$hu+kv+lw=0: \quad (1.3)$$

(1.3)-ը $[uvw]$ ուղղի՝ (hkl) հարթության վրա գտնվելու պայմանը կամ գոտու հավասարումն է:

Խնդիր 1.—Գտնել այն հարթության (hkl) ինդեքսները, որը պատկանում է միաժամանակ $[u_1v_1w_1]$ և $[u_2v_2w_2]$ գոտիներին:

Պատասխան.—

$$h:k:l=(v_2w_2-v_1w_1):(w_1u_2-w_2u_1):(u_1v_2-u_2v_1):$$

Խնդիր 2.—Օգտվելով գոտու հավասարումից՝ գտնել $(h_1k_1l_1)$ և $(h_2k_2l_2)$ հարթությունների հատման ուղղի $[uvw]$ ինդեքսները:

Պատասխան.—

$$u:v:w=(k_1l_2-k_2l_1):(l_1h_2-l_2h_1):(h_1k_2-h_2k_1):$$

§5. ԲՅՈՒՐԵՂԱԳԻՏԱԿԱՆ ՄԻ ՔԱՆԻ ԲԱՆԱԶԵՎԵՐ

ա) Իդենտականության պարբերությունը.

Ինչպես արդեն նշել ենք, բյուրեղագիտական ուղղի $[mnp]$ սիմվոլն իրենից ներկայացնում է այդ ուղղի վրա սկզբնակետին ամենամոտ գտնվող հանգույցի կոորդինատները, իսկ քանի որ

$\vec{R}=\vec{ma}+\vec{nb}+\vec{pc}$ վեկտորը սկզբնակետն այդ կետի հանգույցի հետ միացնող վեկտորն է, ուստի վերջինիս բացարձակ մեծությունը կհամընկնի իդենտականության J պարբերությանը, Ուրեմն, $[mnp]$

ինդեքսներ ունեցող ուղղի վրա իդենտականության պարբերության ընդհանուր դեպքում (տրիկլինային սինգոնիայի դեպքում) կորոշվի հետևյալ հավասարումից.

$$J^2 = |R|^2 = m^2 a^2 + n^2 b^2 + p^2 c^2 + 2mnab \cos \gamma + 2mpac \cos \beta + 2npbc \cos \alpha; \quad (1.4)$$

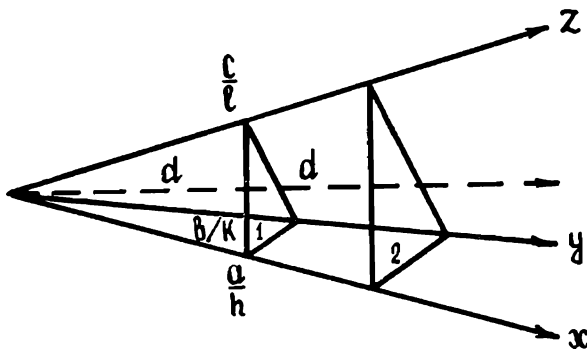
Մոնոկլինային սինգոնիայի դեպքում (1.4) բանաձևը կընդունի հետևյալ տեսքը՝ $J^2 = m^2 a^2 + n^2 b^2 + p^2 c^2 + 2mpac \cos \beta$, իսկ հեքսագոնալային սինգոնիայի դեպքում՝

$$J = \sqrt{m^2 - mn + n^2 + p^2 \left(\frac{c}{a}\right)^2}$$

(1.4) բանաձևն ամենապարզ տեսքն ընդունում է խորանարդային սինգոնիայի դեպքում, այն է՝ $J = a\sqrt{m^2 + n^2 + p^2}$:

բ) Միջհարթությունային հեռավորությունը

Միջհարթությունային d_{hkl} հեռավորությունը կոչվում է հարթությունների (hkl) համակարգի երկու հարևան հարթությունների միջև եղած հեռավորությունը: Միջհարթությունային d_{hkl} հեռավորությունը h, k, l միլլերյան ինդեքսների և a, b, c տրանսլացիա-



Նկ. 15

ների միջոցով կարելի է արտահայտել հետևյալ կերպ: Եթե տանենք սկզբնակետին ամենամոտ գտնվող (hkl) հարթությունը (Նկ. 15), որն, ինչպես նշել ենք, x, y, z առանցքներից համապատասխանաբար հատում է $\frac{a}{h}$, $\frac{b}{k}$, $\frac{c}{l}$ հատվածներ, ապա այդ հարթության սկզբնակետից ունեցած d հեռավորությունը կհամընկնի հարթու-

թյունների (hkl) համակարգի հարթությունային d_{hkl} հեռավորությունը:

Կոորդինատական առանցքների հետ d-ի կազմած α , β , γ անկյունները որոշվում են հետևյալ կերպ (նկ. 15).

$$\cos\alpha = \frac{d}{a/h}, \quad \cos\beta = \frac{d}{b/k}, \quad \cos\gamma = \frac{d}{c/l},$$

մյուս կողմից, քանի որ կոորդինատների ուղղանկյուն համակարգի դեպքում $\cos^2\alpha + \cos^2\beta + \cos^2\gamma = 1$, ուստի ուղղանկյուն համակարգի համար կստանանք՝

$$\frac{1}{d^2} = \frac{1}{d_{hkl}^2} = \left(\frac{h}{a}\right)^2 + \left(\frac{k}{b}\right)^2 + \left(\frac{l}{c}\right)^2 \quad (1.5)$$

Ստացված հավասարման աջ մասում գտնվող արտահայտությունը կոչվում է ուղղանկյուն ցանցի քառակուսային ձև:

Ուղղանկյուն ցանցի քառակուսային ձևից կստանանք տետրագոնալային ցանցի քառակուսային ձևը, եթե (1.5)-ի մեջ տեղադրենք $a=b$:

$$\frac{1}{d_{hkl}^2} = \frac{h^2 + k^2}{a^2} + \frac{l^2}{c^2} \quad (1.6)$$

և համապատասխանաբար խորանարդային ցանցի քառակուսային ձևը, եթե (1.5)-ի մեջ տեղադրենք $a=b=c$:

$$\frac{1}{d_{hkl}^2} = \frac{h^2 + k^2 + l^2}{a^2}; \quad (1.7)$$

Ընդհանուր դեպքում տրիկլինային ցանցի համար քառակուսային ձևն ունի հետևյալ տեսքը.

$$\frac{1}{d_{hkl}^2} = \frac{1}{v^2} (S_{11}h^2 + S_{22}k^2 + S_{33}l^2 + 2S_{12}hk + 2S_{23}kl + 2S_{13}hl), \quad (1.8)$$

որտեղ v -ն տարրական բջջի ծավալն է (տե՛ս (1.15) բանաձևը), իսկ S_{11} -ը, S_{22} -ը և այլն որոշվում են հետևյալ կերպ.

$$\begin{aligned} S_{11} &= b^2 c^2 \sin^2 \alpha, & S_{12} &= abc^2 (\cos \alpha \cos \beta - \cos \gamma), \\ S_{22} &= a^2 c^2 \sin^2 \beta, & S_{23} &= a^2 bc (\cos \beta \cos \gamma - \cos \alpha), \\ S_{33} &= a^2 b^2 \sin^2 \gamma, & S_{13} &= ab^2 c (\cos \gamma \cos \alpha - \cos \beta): \end{aligned}$$

Քառակուսային (1.8) ընդհանուր ձևից կարելի է ստանալ բոլոր մասնավոր ձևերը: Մոնոկլինային ցանցի համար.

$$\frac{1}{d_{hkl}^2} = \frac{h^2}{a^2 \sin^2 \beta} + \frac{k^2}{b^2} + \frac{l^2}{c^2 \sin^2 \beta} - \frac{2hl \cos \beta}{ac \sin^2 \beta}; \quad (1.9)$$

Հեքսագոնալային ցանցի համար.

$$\frac{1}{d_{hkl}^2} = \frac{4}{3} \cdot \frac{h^2 + hk + k^2}{a^2} + \frac{l^2}{c^2}; \quad (1.10)$$

Ռոմբոէդրիկային ցանցի համար.

$$\frac{1}{d_{hkl}^2} = \frac{(h^2 + k^2 + l^2) \sin^2 \alpha + 2(hl + kl + hk) (\cos^2 \alpha - \cos \alpha)}{a^2 (1 - 3 \cos^2 \alpha + 2 \cos^3 \alpha)}; \quad (1.11)$$

գ) *Երկու ուղիղների կազմած անկյունը*

Երկու ուղիղների կազմած անկյունը գտնելու համար որոշենք սովյալ ուղղի ուղղորդ կոսինուսները: Եթե սովյալ $[m, n, p]$ ուղիղը x, y, z կոորդինատական առանցքների հետ կազմում է համապատասխանաբար α, β և γ անկյուններ, ապա այդ ուղղի ուղղորդ կոսինուսները խորանարդային բյուրեղի դեպքում կլինեն.

$$\begin{aligned} \cos \alpha &= \frac{m}{\sqrt{m^2 + n^2 + p^2}}, \quad \cos \beta = \frac{n}{\sqrt{m^2 + n^2 + p^2}}, \\ \cos \gamma &= \frac{p}{\sqrt{m^2 + n^2 + p^2}}; \end{aligned} \quad (1.12)$$

Մյուս կողմից, կարելի է ցույց տալ, որ խորանարդային համակարգում (hkl) ինդեքսներով հարթության նորմալի ինդեքսները համընկնում են այդ միլլերյան ինդեքսներին, այսինքն՝ (hkl) հարթության նորմալը կլինի $[hkl]$ ուղիղը: Իրոք, համաձայն (1.12)-ի խորանարդային բյուրեղի դեպքում $[hkl]$ ուղղի ուղղորդ կոսինուսները կլինեն

$$\begin{aligned} \cos \alpha &= \frac{h}{\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}}, \quad \cos \beta = \frac{k}{\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}}, \\ \cos \gamma &= \frac{l}{\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}}, \end{aligned} \quad (1.13)$$

Իսկ (hkl) հարթության նորմալի ուղղորդ կոսինուսները կարելի է որոշել հետևյալ կերպ: Սկզբնականից իջեցնենք ուղղահայաց (hkl) հարթությանը: Այդ ուղղահայացի ուղղորդ կոսինուսները կլինեն

$$\cos \alpha_1 = \frac{D}{a/h}, \quad \cos \beta_1 = \frac{D}{b/k}, \quad \cos \gamma_1 = \frac{D}{c/l}, \quad (1.14)$$

որտեղ D -ն ուղղահայացի երկարությունն է, իսկ $\frac{a}{h}, \frac{b}{k}, \frac{c}{l}$ -ը սկզբնականին ամենամոտ գտնվող հարթության x, y, z առանցքներից կտրած հատվածներն են: Քանի որ մենք վերցրել ենք սկզբնականին ամենամոտ գտնվող հարթությունը, ուրեմն D -ն հարթությունների տվյալ միջհարթությունային հեռավորությունն է, որը խորանարդային համակարգի դեպքում, համաձայն (1.7)-ի, կարտահայտվի այսպես.

$$d_{hkl} = D = \frac{a}{\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}}:$$

Ի նկատի ունենալով այս վերջինը, (1.14)-ը կարող ենք գրել հետևյալ կերպ.

$$\cos \alpha_1 = \frac{h}{\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}}, \quad \cos \beta_1 = \frac{k}{\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}},$$

$$\cos \gamma_1 = \frac{l}{\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}}:$$

Ստացվեց, որ $[hkl]$ ուղղի և (hkl) հարթության նորմալի ուղղորդ կոսինուսները խորանարդային համակարգի դեպքում նույնն են, այսինքն՝ այն, ինչ որ ցանկանում էինք ապացուցել:

Հնդհանուր դեպքում, եթե ունենք երկու ուղիղներ, որոնց ուղղությունները բնորոշվում են $\vec{p}_1$ և $\vec{p}_2$ վեկտորներով, ապա նրանց կազմած $\mathcal{V}$ անկյունը կորոշվի հետևյալ կերպ.

$$\cos \mathcal{V} = \frac{(\vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2)}{p_1 \cdot p_2}:$$

Եթե այդ ուղիղները x, y և z առանցքների հետ կազմում են համապատասխանաբար $\alpha_1, \beta_1, \gamma_1$ և $\alpha_2, \beta_2, \gamma_2$ անկյուններ, ապա խորանարդային սինգոնիայի դեպքում, համաձայն վերլուծական երկրաչափության հայտնի առնչության, տեղի կունենա $\cos \mathcal{V} = \cos \alpha_1 \cos \alpha_2 + \cos \beta_1 \cos \beta_2 + \cos \gamma_1 \cos \gamma_2$, որը, ի նկատի ունենալով (1.13)-ը, կարող ենք գրել նաև հետևյալ կերպ.

$$\cos \mathcal{V} = \frac{h_1 h_2 + k_1 k_2 + l_1 l_2}{\sqrt{h_1^2 + k_1^2 + l_1^2} \cdot \sqrt{h_2^2 + k_2^2 + l_2^2}}:$$

Ա) Էլեմենտար բջջի ծավալը

$\vec{a}, \vec{b}$ և $\vec{c}$ տրանսլյացիաների վրա կառուցված տարրական բջջի ծավալը՝ $V = (\vec{a}[\vec{b} \vec{c}])$,

$$\text{Ֆլամ՝} \quad V^2 = [\vec{a}[\vec{b} \vec{c}]]^2 = a^2[\vec{b} \vec{c}]^2 - [\vec{a}[\vec{b} \vec{c}]]^2,$$

որից, որոշ ձևափոխություններից հետո, կստանանք.

$$V^2 = a^2 b^2 c^2 - a^2 (\vec{b} \vec{c})^2 - b^2 (\vec{c} \vec{a})^2 - c^2 (\vec{a} \vec{b})^2 + 2(\vec{a} \vec{b})(\vec{b} \vec{c})(\vec{c} \vec{a}):$$

Վերջինից տրիկլինային բջջի համար կստանանք

$$V = abc \sqrt{1 - \cos^2 \alpha - \cos^2 \beta - \cos^2 \gamma + 2 \cos \alpha \cos \beta \cos \gamma}: \quad (1.15)$$

Օգտվելով (1.15) ընդհանուր բանաձևից՝ կարող ենք ստանալ մնացած ցանցերի տարրական բջիջների ծավալները.

ռոմբոէդրիկային համակարգի համար կստանանք.

$$V = a^3 \sqrt{1 - 3 \cos^2 \alpha + 2 \cos^3 \alpha}, \quad (1.16)$$

մոնոկլինային համակարգի համար՝

$$V = abc \sin \beta, \quad (1.17)$$

հեքսագոնալային համակարգի համար՝

$$V = \frac{a^2 c \sqrt{3}}{2}, \quad (1.18)$$

ռոմբիկային համակարգի համար՝

$$V = abc, \quad (1.19)$$

տետրագոնալային համակարգի համար՝

$$V = a^2 b, \quad (1.20)$$

խորանարդային համակարգի համար՝

$$V = a^3: \quad (1.21)$$

§ 6. ԲՅՈՒՐԵՂԱԳԻՏԱԿԱՆ ՊՐՈՅԵԿՑԻԱՆԵՐ

Երկրաչափական բյուրեղագիտության մեջ շատ հարմար է բյուրեղագիտական հարթությունները և ուղիղները պատկերել գրաֆիկորեն՝ իրենց պրոյեկցիաների միջոցով: Երկրաչափական բյուրեղագիտության մեջ ընդունված է բյուրեղը փոխարինել մի կետով անցնող հարթությունների և ուղիղների հանրույթով: Հարթությունների և ուղիղների այդպիսի հանրույթը կոչվում է բյուրեղային կոմպլեքս: Պրոյեկտման ժամանակ իրական բյուրեղը փոխարինվում է բյուրեղային կոմպլեքսով: Բյուրեղային կոմպլեքս կառուցելու համար ընտրվում է տարածության որևէ կամավոր կետ,

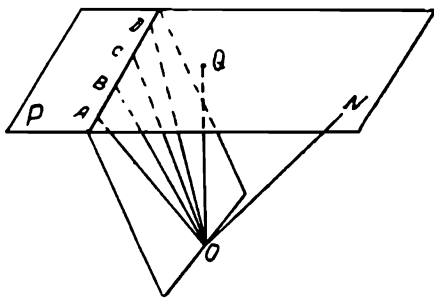
որպես կոմպլեքսի կենտրոն, և նրանով տարվում են հարթություններ և ուղիղներ՝ զուգահեռ բյուրեղի նիստերին ու կողերին: Այսպիսով ստացվում է հարթությունների և ուղիղների փունջ, որը տալիս է բյուրեղի ներքին կառուցվածքի պատկեր:

Բյուրեղային կոմպլեքսները լինում են երկու տեսակի՝ ուղիղ և բևեռային: Բյուրեղային կոմպլեքսը կոչվում է ուղիղ, եթե կոմպլեքսի կենտրոնով տարված հարթությունները և ուղիղները զուգահեռ են բյուրեղագիտական հարթություններին և ուղիղներին: Բյուրեղային կոմպլեքսը կոչվում է բևեռային, եթե կոմպլեքսի կենտրոնով տարված ուղիղները ուղղահայաց են բյուրեղի բյուրեղագիտական հարթություններին, իսկ հարթությունները ուղղահայաց են բյուրեղի բյուրեղագիտական ուղիղներին: Այսինքն՝ բևեռային կոմպլեքսի դեպքում բյուրեղային հարթությունները փոխարինվում են ուղիղներով, իսկ ուղիղները՝ հարթություններով:

Բյուրեղային կոմպլեքսը պրոյեկտելու համար գործ էն ածվում գծային և սֆերիկ պրոյեկցիաներ:

ա) Գծային պրոյեկցիաներ

Բյուրեղային կոմպլեքսի գծային պրոյեկցիան ստանալու համար նրա կենտրոնը տեղավորում են մի որևէ O կետում (նկ. 16) և նրանից մի ինչ-որ D հեռավորության վրա ($OQ = D$) տանում են պրոյեկցիաների P հարթությունը: Բյուրեղային կոմպլեքսի որևէ հարթության գծային պրոյեկցիան P հարթության վրա կլինի այդ երկու հարթությունների հատման ուղիղը, իսկ կոմպլեքսի որևէ ուղղի պրոյեկցիան պրոյեկցիաների P հարթության վրա կլինի այդ հարթության և ուղղի հատման կետը:



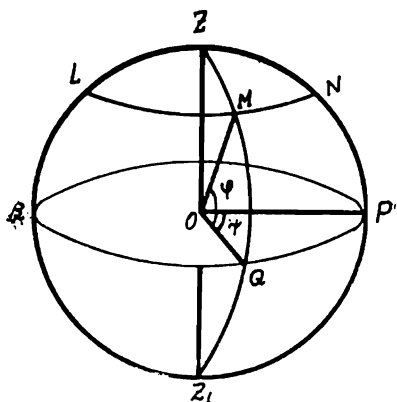
Նկ. 16. Բյուրեղային կոմպլեքսի պրոյեկցիան հարթության վրա

ցիան՝ N կետը: Այսպիսով, պրոյեկտելու հետևանքով եռչափանի բյուրեղային կոմպլեքսի փոխարեն հարթության վրա կունենանք ուղիղներ և կետեր, որոնք միարժեք կերպով համապատասխանում են բյուրեղի նիստերին ու կողերին: Այսպիսով, իմանալով պրոյեկ-

ցիանների Ք հարթության վրա կոմպլեքսի պրոյեկցիաները և նրա կենտրոնի դիրքը, միարժեք կերպով կարող ենք որոշել բյուրեղի նիստերի ու կողերի դիրքը: Եթե պրոյեկտելու համար վերցված է բյուրեղի բևեռային կոմպլեքսը, ապա այդպիսի գծային պրոյեկցիան կկոչվի գծային գնոմոնիկ: Այդ դեպքում պրոյեկցիաների հարթության վրա բյուրեղի հարթություններին կհամապատասխանեն կետեր, իսկ ուղիղներին՝ ուղիղներ: Ինեստգենաստրուկտուրային անալիզի մեջ ամենագործածականը գծային-գնոմոնիկ պրոյեկցիաներն են, որոնց դեպքում միևնույն գոտուն պատկանող հարթությունների պրոյեկցիաները ներկայացնող կետերը կգտնվեն մի ուղղի վրա: Իրոք, միևնույն գոտուն պատկանող բոլոր հարթությունների նորմալները ուղղահայաց են գոտու առանցքին և, հետևաբար, գտնվում են միևնույն հարթության մեջ, իսկ քանի որ հարթությունը հարթության հետ հատվում է ուղղով, ուստի այդ նորմալների և պրոյեկցիաների հարթության հատման կետերը կգտնվեն մի ուղղի վրա: Օգտվելով պրոյեկցիաների այդ հարթություններից, մի կողմից՝ հեշտությամբ կարելի է գտնել միևնույն գոտուն պատկանող հարթությունները, իսկ մյուս կողմից՝ կարելի է ստուգել պրոյեկցիաների կառուցման ճշտությունը:

բ) Սֆերիկ պրոյեկցիաներ

Գծային պրոյեկցիաներից օգտվելն անհարմար է այն տեսակետից, որ կոմպլեքսի բոլոր հարթությունների և ուղիղների պրոյեկցիաները ստանալու համար հարկավոր է վերցնել պրոյեկցիաների անսահման մեծ Ք հարթություն, այդ պատճառով իրականում գծագրերի վրա պատկերվում է միայն կոմպլեքսի մի մասը: Այդ անհարմարությունը կարելի է շրջանցել, եթե օգտվենք սֆերիկ պրոյեկցիաներից: Սֆերիկ պրոյեկցիաները կառուցում են հետևյալ կերպ: Բյուրեղային կոմպլեքսի կենտրոնն ընդունելով որպես կենտրոն, գծում են R շառավղով պրոյեկցիաների սֆերան (նկ. 17): Այնուհետև տա-



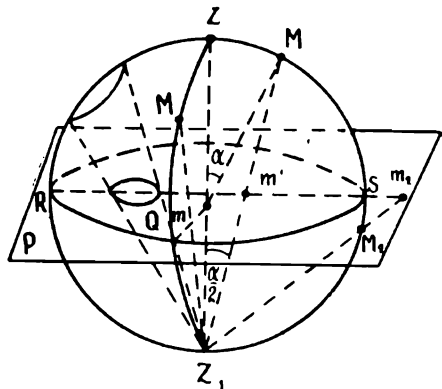
Նկ. 17. Սֆերիկ պրոյեկցիաների կառուցումը

Շ-ը կոչվում է հյուսիսային բևեռ (զենիթ), իսկ Շ₁-ը՝ հարավային բևեռ (նագիր): Պրոյեկցիաների ՇՂ առանցքին ուղղահայաց տարվում է PQR հասարակածային շրջանը: ՇՔՂ₁ միջօրեականը, այսինքն՝ բևեռներով անցնող մեծ կիսաշրջանագիծը, համարվում է սկզբնական միջօրեական: Կոմպլեքսի որևէ ուղղի սֆերիկ պրոյեկցիան այդ ուղղի և պրոյեկցիաների սֆերայի հատման կետն է, իսկ կոմպլեքսի հարթությունից սֆերիկ պրոյեկցիան այդ հարթության և սֆերայի հատման կորն է, որը, քանի որ պրոյեկտվող հարթությունն անցնում է սֆերայի կենտրոնով, կլինի հենց այդ սֆերայի մեծ շրջանագծերից մեկը: Օրինակ՝ ՕՄ ուղղի սֆերիկ պրոյեկցիան կլինի սֆերայի Մ կետը, որի դիրքը միարժեք կերպով որոշվում է φ և ψ սֆերիկ կոորդինատներով: φ -ն կոչվում է լայնություն, իսկ ψ -ն՝ երկարություն: Երկարությունը գտնելու համար Մ կետով տանենք ՇՄՂՂ₁ միջօրեականը (նկ. 17) և ψ անկյունը հաշվենք ըսկըզբնական միջօրեականից մինչև այդ միջօրեականը ժամացույցի սլաքի ուղղությամբ՝ ղենիթից դիտելիս, հենց այն էլ կլինի Մ կետի երկարությունը: Մ կետի լայնությունը կոչվում է այդ կետի շառավիղ-վեկտորի և հասարակածային հարթության միջև կազմված ՄՕՂ անկյունը: Հյուսիսային ՇՔՔ կիսասֆերայի կետերի համար լայնությունները համարվում են դրական, իսկ հարավային ՇՂՔ կիսասֆերայի կետերի լայնությունները՝ բացասական: Այսպիսով, սֆերիկ պրոյեկցիաների դեպքում սֆերային սահմանափակ մակերևույթի վրա պրոյեկտվում են բյուրեղային կոմպլեքսի բոլոր կետերը:

գ) Ստերեոգրաֆիական պրոյեկցիաներ

Սֆերիկ պրոյեկցիաներն ունեն մի թերություն: Դա այն է, որ բյուրեղային կոմպլեքսի էլեմենտները պրոյեկտվում են ոչ թե հարթության վրա, այլ՝ սֆերիկ մակերևույթի վրա, որի պատճառով աշխատելն այնքան էլ հարմար չի լինում: Այդ նկատառումից ելնելով ռենտգենաստրուկտուրային անալիզի մեջ ընդունված է բյուրեղային կոմպլեքսի տարրերի սֆերիկ պրոյեկցիաները պրոյեկտել հասարակածային հարթության վրա: Այդպիսի պրոյեկցիաներն ունենալով սֆերիկ պրոյեկցիաների բոլոր առավելությունները, սֆերիկ պրոյեկցիաների նկատմամբ էլ ունեն այն առավելությունը, որ վերջնական պրոյեկցիաներն ստացվում են հարթության վրա: Այդպիսի պրոյեկցիաները կոչվում են ստերեոգրաֆիական: Ստերեոգրաֆիական պրոյեկցիաներն ստացվում են սֆերիկ պրոյեկցիաներից, հետևյալ կերպ (նկ. 18): Սֆերայի Մ կետի ստերեոգրաֆիական պրոյեկցիան գտնելու համար պետք է մի ճառագայ-

թով M կետը միացնել Z_1 կետին (Z_1 կետն այդ դեպքում կոչվում է դիտման կետ): Այդ MZ_1 ճառագայթի և պրոյեկցիաների հարթության (հորիզոնական հարթության) հատման m կետը կլինի M կետի ստերեոգրաֆիական պրոյեկցիան: Հասարակածային շրջանի ըստերեոգրաֆիական պրոյեկցիան կհամընկնի այդ շրջանագծին: Այսպիսով, հյուսիսային կիսասֆերայի բոլոր կետերը հարավային բևեռից (պրոյեկտման կենտրոն կամ դիտման կետ) կպրոյեկտվեն հասարակածային հարթության վրա՝ հասարակածային շրջանի վրա: Հարավային կիսասֆերայի կետերը պրոյեկտվում են հասարակածային շրջանի վրա հյուսիսային բևեռից: Այս եղանակով բյուրեղային կոմպլեքսը պրոյեկցիաներով լրիվ արտահայտելու համար անհրաժեշտ է կառուցել երկու պրոյեկցիա՝ մեկը հյուսիսային կիսասֆերայի, մյուսը՝ հարավային կիսասֆերայի համար: Սակայն կարելի է երկու կիսասֆերաների համար միայն մի պրոյեկցիա կառուցել, այսինքն՝ թե՛ հյուսիսային, թե՛ հարավային կիսասֆերաների կետերը պրոյեկտել միևնույն հասարակածային շրջանի վրա: Եթե պայմանավորվենք հյուսիսային կիսասֆերայի կետերի պրոյեկցիաները նշանակել փոքրիկ օղակներով, իսկ հարավային կիսասֆերայի կետերի պրոյեկցիաները՝ փոքրիկ խաչերով, ապա սֆերայի կետերը համապատասխան դիտման կետերից նշված ձևով պրոյեկտելով՝ հասարակածային հարթության վրա կստանանք օղակներ ու խաչեր, որոնք միարժեք կերպով կարտապատկերեն սֆերայի բոլոր կետերը: Ստերեոգրաֆիական պրոյեկցիաների կարևոր հատկությունները հետևյալներն են.

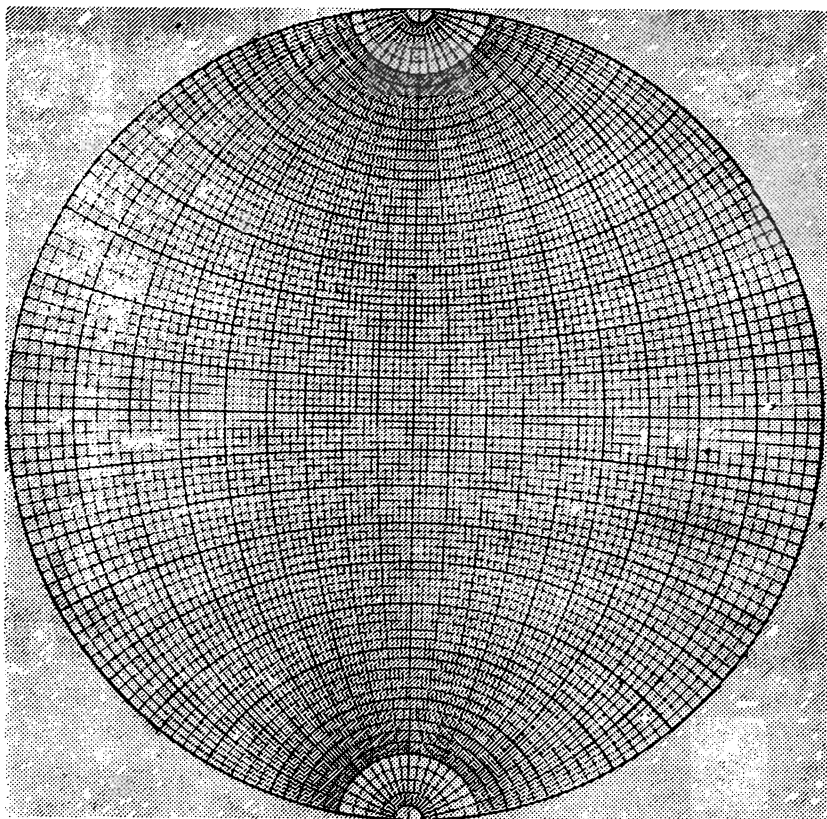


Նկ. 18. Ստերեոգրաֆիական պրոյեկցիաների կառուցումը

1. ստերեոգրաֆիական պրոյեկցիաները հանդիսանում են կոնֆորմ պրոյեկցիաներ, այսինքն՝ սֆերայի վրայի փոքրիկ ձևերը և դրանց պրոյեկցիաները հարթության վրա երկրաչափորեն նման ձևեր են: Այս հատկությունը կարելի է ձևակերպել նաև այսպես. սֆերայի վրա երկու գծերի կազմած անկյունը հավասար է նրանց պրոյեկցիաների միջև կազմված անկյանը:

2. Պրոյեկցիաների սֆերայի վրայի շրջանագծերի ստերեոգրաֆիական պրոյեկցիաները նույնպես շրջանագծեր են:

Ինչպես գծային, այնպես էլ ստերեոգրաֆիական պրոյեկցիաները լինում են երկու տեսակ՝ ուղիղ ստերեոգրաֆիական և գնոմոստերեոգրաֆիական պրոյեկցիաներ: Ուղիղ ստերեոգրաֆիական պրոյեկցիաներն ստացվում են բյուրեղային ուղիղ կոմպլեքսի պրոյեկտումից, իսկ գնոմոստերեոգրաֆիական պրոյեկցիաները՝ բեվեռային կոմպլեքսի պրոյեկտումից: Գնոմոստերեոգրաֆիական պրոյեկցիաների դեպքում հարթության պրոյեկցիան կլինի կետ, իսկ գոտու պրոյեկցիան կլինի կետերի հանրույթ, որոնք դասավորված կլինեն մեծ շրջանագծի աղեղի վրա:



Նկ. 10. Վուլֆի ցանց

Ստերեոգրաֆիական պրոյեկցիաները գործնականորեն օգտագործելու համար, այսինքն՝ բյուրեղային կոմպլեքսի զանազան ուղղությունների միջև կազմած անկյունները չափելու համար պետք է պրոյեկցիաների վրա ունենալ կոորդինատական գծերի ընտանիքներ: Այդ նպատակով կառուցվում են միջօրհականների և զուգա-

հեռականների ընտանիքների ստերեոգրաֆիական պրոյեկցիաներ: Եթե դիտման կետը տեղավորվի հասարակածային շրջանագծի վրա, օրինակի համար R կամ Q կետում, ապա սֆերայի միջօրեականների և զուգահեռականների պրոյեկցիաները ուղղաձիգ հարթության վրա կներկայացնեն 19-րդ նկարում ցույց տրված պատկերը, որը կոչվում է Վուլֆի ցանց:

Ստերեոգրաֆիական պրոյեկցիաների վրա բոլոր տեսակի չափումները և կառուցումները կատարվում են Վուլֆի ցանցի օգնությամբ: Այդ ցանցի օգնությամբ կարելի է լուծել սֆերային վերաբերող բյուրեղագիտական ցանկացած խնդիր: Վուլֆի ամենատարածված ցանցը սովորաբար գծվում է հիմնական շրջանի $R=200$ մմ շառավղով: Փոքր ճշտությամբ չափումների համար կարելի է վերցնել $R=100$ մմ, իսկ ավելի մեծ ճշտությամբ չափումների համար՝ $R=250$ մմ:

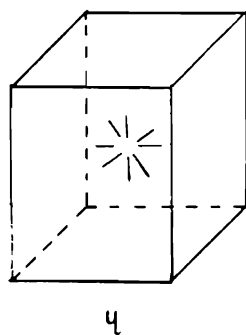
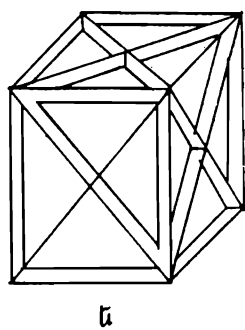
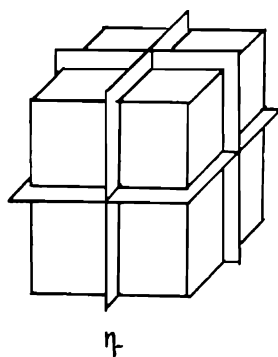
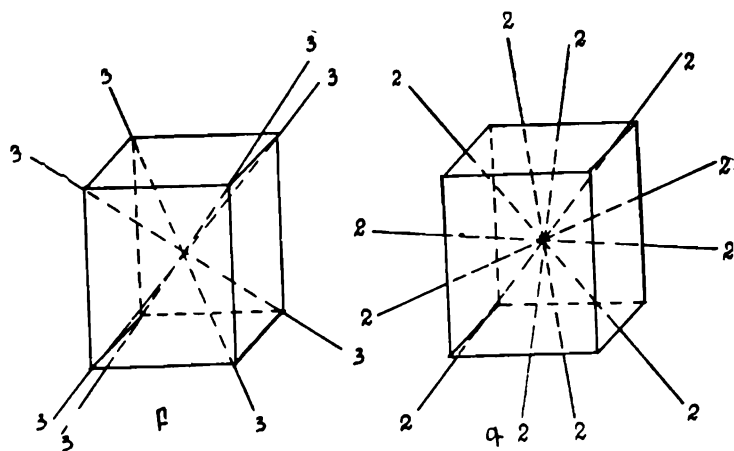
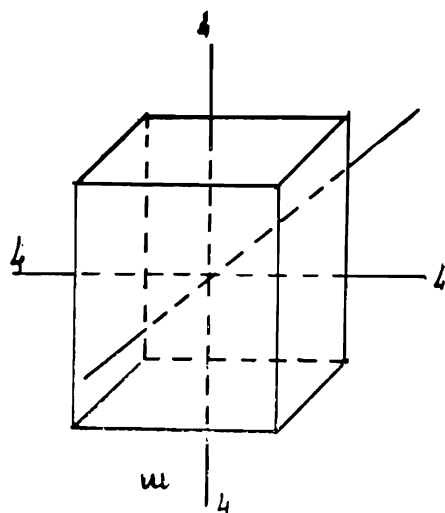
Վուլֆի ցանցի միջօրեականները և զուգահեռականները սովորաբար ($R=100$ մմ դեպքում) տարվում են յուրաքանչյուր 2° -ից հետո, հետևաբար այդպիսի ցանցի վրա անկյունների չափումները կարելի է կատարել մինչև $0,5^\circ$ -ի ճշտությամբ:

§ 7. ՀԱՍԿԱՅՈՒԹՅՈՒՆ ԲՅՈՒՐԵՂԻ ՀԱՄԱՀԱՓՈԻԹՅԱՆ (ՍԻՄԵՏՐԻԱՅԻ) ՄԱՍԻՆ

Միաբյուրեղներն ունենում են որոշակի արտաքին համաչափություն, եթե նրանց նիստերը ստացել են պատշաճ զարգացում: Համաչափությունը մարմնի մասերի կամ ձևի պարբերական կրկնությունն է տարածության մեջ: Համաչափության ուսմունքը հիմնված է հարցի զուտ երկրաչափական քննարկման վրա: Բյուրեղի համաչափությունը հայտնաբերելու և սահմանելու համար օգտվում են մի շարք օժանդակ հասկացություններից, որոնք կոչվում են համաչափության տարրեր: Բյուրեղի համաչափությունը գնահատելու համար որպես տարրեր օգտագործվում են համաչափության կենտրոնը և առանցքը:

Համաչափության կենտրոն կամ ինվերսիայի կենտրոն կոչվում է այն Z կետը, որը բյուրեղի ներսում (ձևի ներսում) այնպես է ընտրված, որ այդ կետով տարած ցանկացած ուղիղը այդ կետի երկու կողմերում և նրանից հավասար հեռավորությունների վրա կհանդիպի բյուրեղի (ձևի) համանման կետերի: Օրինակ, խորանարդային բյուրեղի համար ինվերսիայի կենտրոն կլինի նրա անկյունագծերի հատման կետը (նկ. 20գ):

Համաչափության հարթությունը կամ հայելային հարթությունը այն P հարթությունն է, որը բյուրեղը (ձևը) բաժանում է երկու այն-



в. 20

պիսի մասերի, որոնցից մեկը հանդիսանում է մյուսի հայելային արտապատկերումը (նկ. 20 դ և ե): Համաչափության հարթությունները գտնելիս՝ մտքով պետք է բյուրեղը բաժանել երկու այնպիսի մասերի, որոնցից մեկի յուրաքանչյուր հանգույցին մյուս մասում համապատասխանի համանման հանգույց, ընդ որում, այդ երկու հանգույցները պետք է գտնվեն այդ հարթությունից հավասար հեռավորության վրա: Այդ եղանակով, օրինակ, հեշտ է գտնել խորանարդային բյուրեղի համաչափության խաթրթվյունները, որոնք ընդամենը 9 հատ են (նկ. 20), որոնցից չորսը ուղղաձիգ հարթություններ են, մեկը՝ հորիզոնական, չորսը՝ հորիզոնականի նկատմամբ թեք: Ամենամեծ համաչափություն ունի խորանարդային բյուրեղը, իսկ մյուս բյուրեղներն ունեն ավելի ցածր համաչափություն:

Համաչափության առանցք է կոչվում այն ուղիղը, որի շուրջը բյուրեղը (մարմինը) ռոտ շրջվում է պատեղիս համընկնում է ինքն իր հետ, այսինքն՝ այդպիսի անկյունով պատեղիս բյուրեղի տարածական ցանցի հանգույցների տեղերը զրավում են նույն ցանցի համանման հանգույցները: Համաչափության այս կամ այն առանցքը բնութագրելու համար պետք է գտնել այն ամենափոքր անկյունը, որով բյուրեղը տվյալ առանցքի շուրջը պատեղիս կհամատեղվի ինքն իրեն հետ: Այդ անկյունը կոչվում է պտտման տարրական անկյուն, որը միշտ ամբողջ թիվ անգամ կպարունակվի 360° -ի մեջ, իսկ այդ ամբողջ թիվը կոչվում է համաչափության առանցքի կարգ:

Եթե առանցքի կարգը նշանակենք n -ով, իսկ տարրական անկյունը՝ α -ով, ապա՝ $\alpha = \frac{360^\circ}{n}$, կամ $n = \frac{360^\circ}{\alpha}$, որտեղ n -ը ամբողջ թիվ է:

Բյուրեղներում հանդիպում են միայն 5 տարբեր կարգի առանցքներ՝ առաջին, երկրորդ, երրորդ, չորրորդ և վեցերորդ: Համաչափության առանցքը նշանակվում է C տառով, իսկ նրա կարգը՝ C -ի ինդեքսով, օրինակ C_2 -ը նշանակում է երկրորդ կարգի համաչափության առանցք: Համաչափության առանցքների սիմվոլները և դրանց տարրական անկյունները բերված են հետևյալ աղյուսակում.

Համաչափության առանցքի անվանումը	Սիմվոլը	n	
Առաջին կարգի	C_1	1	360°
Երկրորդ կարգի	C_2	2	180°
Երրորդ կարգի	C_3	3	120°
Չորրորդ կարգի	C_4	4	90°
Վեցերորդ կարգի	C_6	6	60°

Ամենից շատ համաչափության առանցքներ ունի խորանարդային բյուրեղը: Խորանարդային բյուրեղն ունի չորրորդ կարգի 3 առանցք (3 C_4), երրորդ կարգի 4 առանցք (4 C_3) և երկրորդ կարգի 6 առանցք (6 C_2): Այդ առանցքների դասավորությունը խորանարդային բյուրեղի մեջ ցույց է տրված 20 ա, բ, գ նկարներում: Մյուս սինգոնիաներին պատկանող բյուրեղներն ավելի պակաս թվով համաչափության առանցքներ ունեն:

§ 8. ԲԱՐՂ ՅԱՆՑՆԵՐ

Մինչև հիմա մեր ուսումնասիրած ցանցերը պարզ ցանցեր էին, որոնց ցանկացած ատոմի դիրքը որոշվում էր երեք առանցքների ուղղությամբ վերցրած ամբողջ թվով տրանսլյացիաներով:

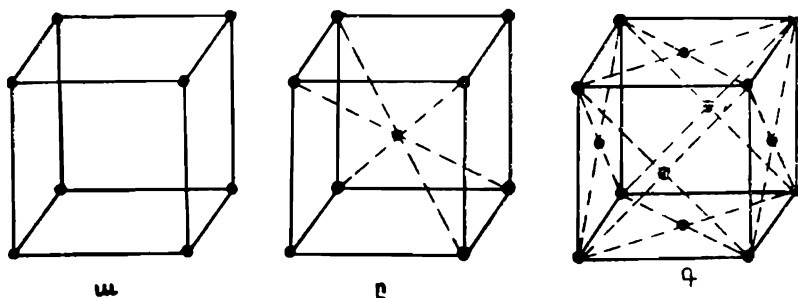
Ինչպես արդեն նշել ենք, տարածական բարդ ցանցն իրենից ներկայացնում է մի քանի միատեսակ պարզ ցանցերի հանրույթ, որոնք դրված են մեկը մյուսի մեջ՝ իրար նկատմամբ ղուգահեռ: Այդպիսի բարդ ցանցերի տարրական բջիջների մեջ միանման տեղերում տեղավորված են լինում լրացուցիչ ատոմներ: Պարզ ցանցի մեջ ատոմները տեղավորված են լինում միայն բջիջների զագաթներում և քանի որ ամեն մի ատոմ միաժամանակ պատկանում է 8 բջջի, ուրեմն պարզ ցանցի ամեն մի բջջին հասնում է մեկ ատոմ: Բարդ ցանցերի դեպքում ամեն մի բջջին հասնող ատոմների թիվը մեկից ավելի է լինում: Բարդ բջիջը որոշվում է հանգույցների կոորդինատներով: Տարրական բջջի մեջ մտնող հանգույցների կոորդինատների հանրույթը կոչվում է բջջի բազիս:

Բարդ տարրական ցանցերից կարևոր դեր են խաղում Բրավեի ցանցերը: Բրավեի բարդ ցանցերն այնպիսի ցանցերն են, որոնցից յուրաքանչյուրն ունի տվյալ սինգոնիային պատկանող պարզ ցանցի համաչափությունը: Այսինքն՝ Բրավեի ցանցերն ստացվում են տարածական պարզ ցանցի այնպիսի բարդացումից, որը փոփոխության չի ենթարկում սկզբնական պարզ ցանցի համաչափությունը:

Հայտնի են Բրավեի երեք տեսակի ցանցեր՝ ծավալակենտրոնացված, բազակենտրոնացված և նիստակենտրոնացված:

Ցանցը կոչվում է ծավալակենտրոնացված, երբ տարրական բջջի կենտրոնում տեղավորված է մեկ լրացուցիչ ատոմ: Ցանցը կոչվում է բազակենտրոնացված, երբ տարրական բջջի երկու իրար զուգահեռ նիստերի կենտրոններում տեղավորված են լրացուցիչ ատոմներ: Ցանցը կոչվում է նիստակենտրոնացված, երբ տարրական բջջի բոլոր նիստերի կենտրոններում տեղավորված են լրացուցիչ ատոմներ: Ոչ բոլոր սինգոնիաներին պատկանող բյուրեղ-

ներն են, որ Բրավեի այդ երեք տեսակի ցանցերն էլ կարող են ունենալ: Օրինակ, խորանարդային համակարգը կարող է ունենալ պարզ, ծավալակենտրոնացված և նիստակենտրոնացված ցանցեր



Նկ. 21. Բրավեի խորանարդային ցանցեր

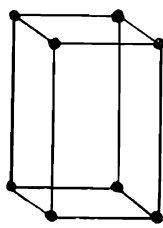
(Նկ. 21): Յուրաքանչյուր համակարգի հնարավոր Բրավեի ցանցերի տեսակները և տարրական բջջի մեջ մտնող ատոմների թիվը բերված են հետևյալ աղյուսակում.

Ցանցի անունը	Տարրական բջջի ատոմ- ների թիվը	Բազիսը
Պարզ խորանարդային Ծավալակենտրոնացված խորանար- դային Նիստակենտրոնացված խորանարդային	1 2 4	[000] [000], [$\frac{1}{2}$, $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{2}$] [000], [$\frac{1}{2}$, $\frac{1}{2}$, 0] [$\frac{1}{2}$, 0, $\frac{1}{2}$], [0, $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{2}$]
Պարզ տետրադոնալային Ծավալակենտրոնացված տետրադո- նալային Հեքսադոնալային Ռոմբոէդրիկային Պարզ ումբիկային Բազակենտրոնացված ումբիկային Նիստակենտրոնացված ումբիկային	1 2 1 1 1 2 4	[000] [000] [000], [$\frac{1}{2}$, $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{2}$] [000] [000] [000], [$\frac{1}{2}$, $\frac{1}{2}$, 0] [000], [$\frac{1}{2}$, $\frac{1}{2}$, 0] [$\frac{1}{2}$, 0, $\frac{1}{2}$], [0, $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{2}$]
Ծավալակենտրոնացված ումբիկային Պարզ մոնոկլինային Բազակենտրոնացված մոնոկլինային Տրիկլինային	2 1 2 1	[000], [$\frac{1}{2}$, $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{2}$] [000] [000], [$\frac{1}{2}$, $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{2}$] [000], [$\frac{1}{2}$, $\frac{1}{2}$, 0]

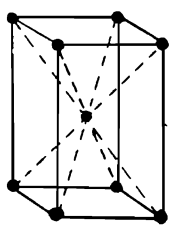
Բջջի մեջ մտնող ատոմների թիվը հաշվելիս նկատի է առնված, որ 8 գագաթներում տեղավորված ատոմներից միայն մեկ ատոմ է հասնում տվյալ բջջին (յուրաքանչյուր գագաթի ատոմի $1/8$ մասը), իսկ յուրաքանչյուր նիստի կենտրոնում գտնվող ատոմից՝ $1/2$ ատոմը:

Ինչպես երևում է աղյուսակից՝ հեքսագոնալային, ումբոնդրիկային և տրիկլինային ցանցերը, բացի պարզ ցանցերից, այլ ցանցեր ունենալ չեն կարող:

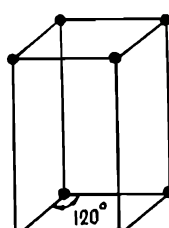
Այսպիսով, 7 տեսակի պարզ ցանցերից ստացվում են 14 տեսակի ցանցեր: Այլ տեսակի ցանցեր, որոնցում պահանջված լինեն այդ 7 տեսակի պարզ ցանցերի համաշափությունները՝ գոյություն չունեն: Բրավեի 14 ցանցերը պատկերված են 21—26 նկարներում:



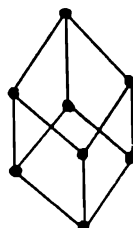
ա



բ



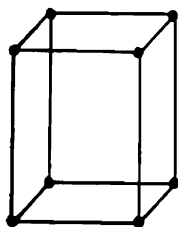
ա



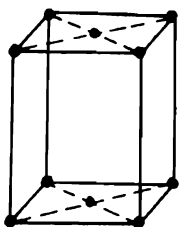
բ

Նկ. 22. Բրավեի տետրագոնալային ցանցեր

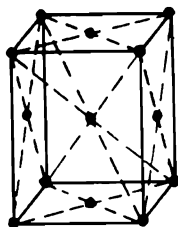
Նկ. 23. Բրավեի հեքսագոնալային և ումբոնդրիկային ցանցեր



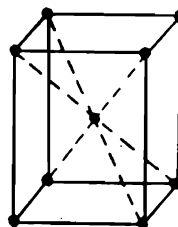
ա



բ

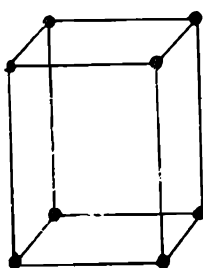


գ

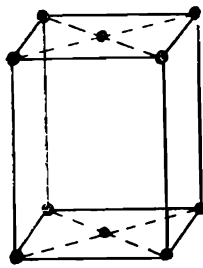


դ

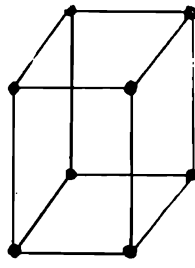
Նկ. 24. Բրավեի ումբոնդրիկային ցանցեր



ա



բ



Նկ. 25. Բրավեի մոնոկլինային ցանցեր

Նկ. 26. Բրավեի տրիկլինային ցանց

§ 9. ԳԱՂԱՓԱՐ ՀԱԿԱԴԱՐՁ ՑԱՆՑԻ ՄԱՍԻՆ

Ռենտգենաստրուկտուրային հետազոտությունների գլխավոր խնդիրը նյութական օբյեկտի կողմից ցրված ռենտգենյան ճառագայթների ինտենսիվության անկյունային բաշխման միջոցով այդ օբյեկտի մեջ ցրող նյութի բաշխումը գտնելն է: Այդ պատճառով անհրաժեշտ է տեսականորեն հնարավորին չափ ճշգրիտ որոշել, թե ճառագայթվող ծավալում ցրող նյութի տվյալ տարածական բաշխումը ցրված ռենտգենյան ճառագայթների ինտենսիվության ինչպիսի անկյունային բաշխում կառաջացնի:

Էվալդը ցույց է տվել, որ ռենտգենյան դիֆրակցիոն պատկերները մեկնաբանելիս չափազանց օգտակար է հակադարձ ցանցի կիրառությունը: Այստեղ մենք կսահմանափակվենք հակադարձ ցանցի սխեմատիկ նկարագրությունով, որքան այն անհրաժեշտ է գրքի հետագա շարադրանքի համար և հետագայում (հաջորդ գլուխներում) կհամոզվենք հակադարձ ցանցի կիրառությունների բազմազանության և օգտակարության մեջ:

Նախորդ պարագրաֆներում տեսանք, որ բյուրեղի իրական ցանցը, որը հետագայում կկոչենք ուղիղ ցանց, նկարագրվում է $\vec{a}$, $\vec{b}$ և $\vec{c}$ ռեալ տրանսլյացիաների վեկտորներով: Սակայն Վուլֆ-Քրեգի $2d\sin\Theta = n\lambda$ պայմանից միտք է ծագում մի այլ՝ ռեալ իմաստ չունեցող, բայց ռենտգենյան հետազոտություններում կարևոր նշանակություն ունեցող ցանց կառուցելու մասին:

Իրոք, Վուլֆ-Քրեգի այդ պայմանը ցույց է տալիս, որ ալիքի տվյալ երկարության դեպքում միջհարթությունային d հեռավորությունը և ցրման Θ անկյունը որոշ իմաստով իրար հակադարձ են՝ մեծ d -երի դեպքում ցրումը տեղի է ունենում փոքր անկյունների տակ, այսինքն՝ ցրում կատարվում է սկզբնական ճառագայթին մոտ ուղղություններով: Հետևապես, եթե մենք կառուցենք մի ցանց, որի հանգույցների շառավիղ-վեկտորների չափերը ուղիղ ցանցի հարթությունների հնարավոր համակարգերի միջհարթությունային հեռավորությունների հակադարձ մեծությունները լինեն, այդ դեպքում նշված հակադարձությունը նոր ցանցի և ցրման անկյունների միջև չի լինի, որը, ինչպես հետագայում կտեսնենք, դիֆրակցիոն պատկերները մեկնաբանելիս կտա մեծ առավելություն:

Բանից պարզվում է, որ այդպիսի ցանց, որը հետագայում կանվանենք հակադարձ ցանց, հնարավոր կլինի կառուցել, եթե այդ

ցանցի համար $\vec{a}^*$, $\vec{b}^*$, $\vec{c}^*$ տրանսլյացիաների վեկտորները ընտրվեն հետևյալ կանոնով.

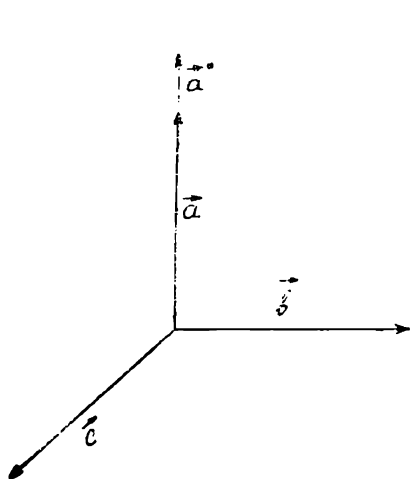
$$(\vec{a} \vec{a}^*) = (\vec{b} \vec{b}^*) = (\vec{c} \vec{c}^*) = 1$$

$$(\vec{a} \vec{b}^*) = (\vec{a} \vec{c}^*) = (\vec{b} \vec{a}^*) = (\vec{b} \vec{c}^*) = (\vec{c} \vec{a}^*) = (\vec{c} \vec{b}^*) = 0:$$

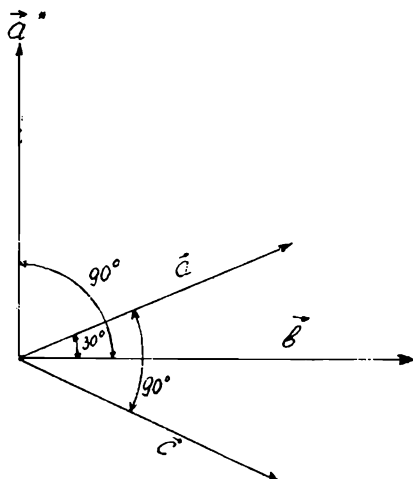
Այս հավասարումներից հեշտությամբ կարելի է որոշել հակադարձ ցանցի տրանսլյացիաների վեկտորների շափերը և ուղղութիւնները հետևյալ բանաձևերի օգնությամբ.

$$\vec{a}^* = \frac{1}{V} [\vec{b} \vec{c}]; \quad \vec{b}^* = \frac{1}{V} [\vec{c} \vec{a}]; \quad \vec{c}^* = \frac{1}{V} [\vec{a} \vec{b}],$$

որտեղ V -ն ուղիղ ցանցի տարրական բջջի ծավալն է: Վերջին բանաձևից երևում է, որ ուղիղ ցանցի տրանսլյացիաների միջոցով լրիվ ու միարժեք կերպով որոշվում են հակադարձ ցանցի տրանսլյացիաները, այսինքն՝ որոշակի ուղիղ ցանցին համապատասխանում է որոշակի հակադարձ ցանց: Այդ բանաձևից երևում է նաև, որ $\vec{a}^*$



նկ. 27



նկ. 28

տրանսլյացիայի վեկտորն ուղղահայաց է $\vec{b}$ և $\vec{c}$ տրանսլյացիաների վեկտորների հարթությանը, $\vec{b}^*$ -ն՝ $\vec{c}$ և $\vec{a}$ վեկտորների հարթությանը, իսկ $\vec{c}^*$ -ն $\vec{a}$ և $\vec{b}$ վեկտորների հարթությանը: Մասնավոր դեպքում՝ խորանարդային սինգոնիայի համար $\vec{a}^*$ և $\vec{a}$, $\vec{b}$ և $\vec{b}^*$, $\vec{c}$ և $\vec{c}^*$ հակադարձ ցանցի և ուղիղ ցանցի տրանսլյացիաների վեկտորների ուղղութիւնները համապատասխանաբար համընկնում են (նկ. 28), իսկ շափերը որոշվում են հետևյալ կերպ.

$$a^* = \frac{1}{a}, \quad b^* = \frac{1}{b}, \quad c^* = \frac{1}{c}:$$

Հեշտ է համոզվել, որ ուղիղ և հակադարձ ցանցերի տարրական բջիջների ծավալները նույնպես հակադարձ մեծություններ են՝ $V^* = \frac{1}{V}$ որտեղ V^* -ն հակադարձ ցանցի տարրական բջիջի ծավալն է: Այս առումով կարելի է ասել, որ հակադարձ տարածությունը ուղիղ տարածության հակադարձն է:

Կառուցելով տվյալ ուղիղ ցանցի հակադարձ ցանցը, կարելի է ցույց տալ, որ տվյալ բյուրեղի ուղիղ և հակադարձ ցանցերը պատկանում են միևնույն բյուրեղագիտական սինգոնիային:

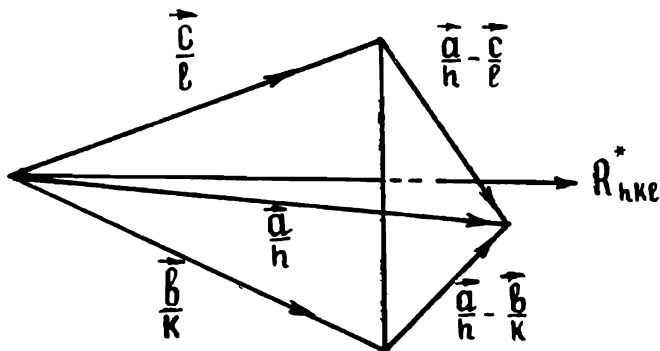
Հետագա շարադրանքի համար չափազանց կարևոր են հակադարձ ցանցի վեկտորի հետևյալ երկու հատկությունները:

Հակադարձ ցանցի h, k, l ինդեքսներով $R_{hkl}^* = h\vec{a}^* + k\vec{b}^* + l\vec{c}^*$ վեկտորը.

1. ուղղահայաց է (hkl) միլլերյան ինդեքսներ ունեցող հարթությունների ընտանիքին,

2. նրա չափը հավասար է (hkl) միլլերյան ինդեքսներով հարթությունների միջհարթությունային հեռավորության հակադարձ մեծությանը:

Որ R_{hkl}^* -ը ուղղահայաց է (hkl) հարթություններին, դրանում կարելի է համոզվել հետևյալ կերպ: Արդեն 4-րդ պարագրաֆում նշել ենք, որ (hkl) ինդեքսներ ունեցող հարթությունները կոորդինատական առանցքներից կտրում են $a/h, b/k$ և $1/c$ հատվածներ: Հետևապես, $a/h - b/k$ և $a/h - c/l$ վեկտորները կգտնվեն (hkl) ինդեքսներ ունեցող ընտանիքի սկզբնակետից հաշված առաջին հարթության վրա (տե՛ս նկ. 29), և եթե մենք ապացուցենք, որ R_{hkl}^* -ը



Նկ. 29. Առանցքներից (hkl) ընտանիքի կտրած հատվածները

ուղղահայաց է այդ երկու վեկտորներին էլ, ապա ապացուցած կլինենք, որ այն ուղղահայաց է նաև (hkl) հարթություններին:

Կազմենք $\vec{R}_{hkl}^*$ -ի և այդ վեկտորների սկալյար արտադրյալները.

$$\vec{R}_{hk}^* \cdot \left(\frac{\vec{a}}{h} - \frac{\vec{b}}{k} \right) = (h\vec{a}^* + k\vec{b}^* + l\vec{c}^*) \cdot \left(\frac{\vec{a}}{h} - \frac{\vec{b}}{k} \right) = 0,$$

$$\vec{R}_{hkl}^* \cdot \left(\frac{\vec{a}}{h} - \frac{\vec{c}}{l} \right) = (h\vec{a}^* + k\vec{b}^* + l\vec{c}^*) \cdot \left(\frac{\vec{a}}{h} - \frac{\vec{c}}{l} \right) = 0,$$

այսինքն՝ հակադարձ ցանցի $\vec{R}_{hkl}^*$ վեկտորն ուղղահայաց է (hkl) հարթություններին:

Կապը միջհարթությունային d_{hkl} հեռավորության և հակադարձ ցանցի $\vec{R}_{hkl}^*$ վեկտորի R_{hkl}^* չափի միջև կարելի է գտնել հետևյալ կերպ:

Հարթությունների (hkl) ընտանիքի միջհարթությունային հեռավորությունը՝ d_{hkl} -ը, առաջին հարթության հեռավորությունն է սկզբնականից (սկզբնականից անցնող հարթությունից հետո առաջին), որը կարող ենք գտնել, եթե կոորդինատական առանցքներից որևէ մեկից այդ հարթության կտրած հատված-վեկտորը սկալյար կերպով բազմապատկենք նրանց նորմալի միավոր-վեկտորով՝

$$\left(\frac{\vec{R}_{hkl}^*}{R_{hkl}^*} \cdot \frac{\vec{a}}{h} \right) = \left(\frac{\vec{R}_{hkl}^*}{R_{hkl}^*} \cdot \frac{\vec{b}}{k} \right) = \left(\frac{\vec{R}_{hkl}^*}{R_{hkl}^*} \cdot \frac{\vec{c}}{l} \right) = d_{hkl},$$

որտեղից՝ $\frac{1}{R_{hkl}^*} = d_{hkl}$, այսինքն՝ այն, ինչ պետք էր ապացուցել:

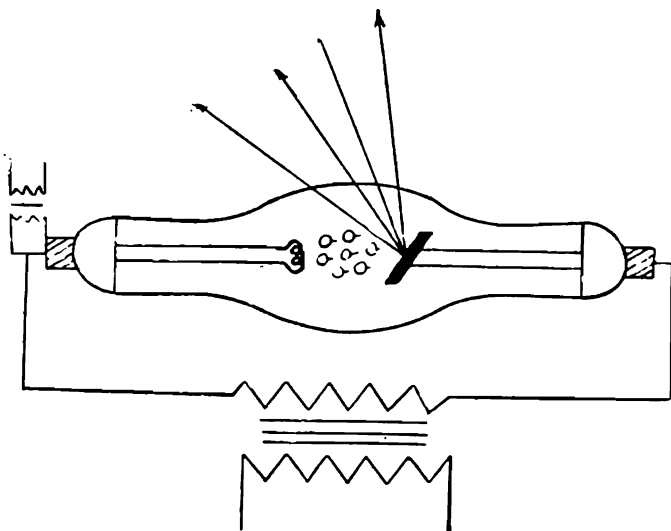
ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ՍՏԱՑՈՒՄԸ, ՆՐԱՆՑ ՀԻՄՆԱԿԱՆ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ ԵՎ ՍՊԵԿՏՐԱՅԻՆ ՕՐԻՆԱԶՈՓՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Ռենտգենյան ճառագայթները, ինչպես և լույսը էլեկտրամագնիսական ալիքներ են, որոնց ալիքի երկարությունը 10^{-6} — 10^{-11} սմ կարգի է: Ըստ սպեկտրի ռենտգենյան ճառագայթները լինում են երկու տեսակի՝ անընդհատ սպեկտրով և գծային սպեկտրով: Սովորաբար անընդհատ և գծային սպեկտրներով ռենտգենյան ճառագայթներն առաջանում են միաժամանակ, բայց որոշ դեպքերում, ինչպես այդ կտեսնենք ներքևում, կարող են առաջանալ միայն անընդհատ սպեկտրով, հատուկ դեպքերում՝ միայն գծային սպեկտրով ռենտգենյան ճառագայթներ:

§ 1. ԱՆԸՆԴՀԱՆ ՍՊԵԿՏՐՈՎ ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐ

1. ԱՆԸՆԴՀԱՆ ՍՊԵԿՏՐՈՎ ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ԱՌԱՋԱՑՈՒՄԸ ԵՎ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ԲԱՇԽՈՒՄՆ ԸՍՏ ՈՒՂՂՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ

Սովորաբար անընդհատ սպեկտրով ռենտգենյան ճառագայթներ առաջանում են այն ժամանակ, երբ մեծ արագությամբ շարժվող էլեկտրոնները հանկարծ արգելակվում են: Անընդհատ սպեկտրով ռենտգենյան ճառագայթներն արգելակման ճառագայթներ են: Ռենտգենյան ճառագայթներ ստանալու համար օգտագործվում են ռենտգենյան խողովակներ, որոնց մեջ ստացվում է արագ շարժվող էլեկտրոնների հոսք (նկ. 30): Այդ արագ շարժվող էլեկտրոնները արգելակվում են անոդի (անտիկատոդի) կողմից, և նրանց կինեմտիկ էներգիայի որոշ մասը վեր է ածվում ռենտգենյան ճառագայթման էներգիայի:



Նկ 30. Ռենտգենյան ճառագայթների ստացման սխեման

Արգելական ժամանակ առաջացած ռենտգենյան ճառագայթման ինտենսիվությունը հիմնականում որոշվում է արգելակվող լիցքի արագությունը: Ինչպես հայտնի է, $\frac{dv}{dt}$ արագացմամբ արգելակվող e լիցքի առաքած էլեկտրամագնիսական ալիքի էլեկտրական և մագնիսական լարվածությունները, առաքող լիցքից բավականաչափ մեծ հեռավորությունների վրա (այսինքն՝ ալիքային գոտում), որոշվում են հետևյալ բանաձևերով.

$$E = \frac{e \sin \gamma}{c^2 R} \frac{dv}{dt}, \quad H = \frac{e \sin \gamma}{c^2 R} \frac{dv}{dt}, \quad (2.1)$$

որտեղ R -ը դիտման կետի հեռավորությունն է ճառագայթող լիցքից,

c -ն՝ լույսի արագությունը, իսկ

γ -ն՝ արգելական և դիտման ուղղությամբ կազմված անկյունը:

Էներգիայի հոսքի մեծությունը (տարածման ուղղությամբ), այսինքն՝ Ումովի-Պոյտինգի S_{γ} վեկտորի բացարձակ արժեքը այս դեպքի համար հավասար կլինի

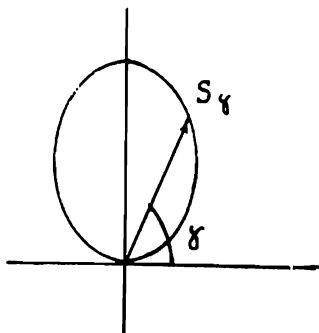
$$|\vec{S}_{\gamma}| = \left| \frac{c}{4\pi} [\vec{E} \vec{H}] \right| = \frac{ce^2}{4\pi} \frac{\sin^2 \gamma}{c^4 R^2} \left(\frac{dv}{dt} \right)^2 \quad (2.2)$$

Այս բանաձևն արտահայտում է արգելակվող լիցքի արձակած տենտգենյան ճառագայթների էներգիայի բաշխումը տարածության մեջ: Բանաձևից երևում է, որ ամենամեծ ինտենսիվությամբ ռենտգենյան ճառագայթներ առաքվում են արգելակման ուղղահայաց ուղղությամբ ($\gamma=90^\circ$), իսկ արգելակման ուղղությամբ ճառագայթներ չեն առաքվում ($\gamma=0$, $\vec{S}=0$):

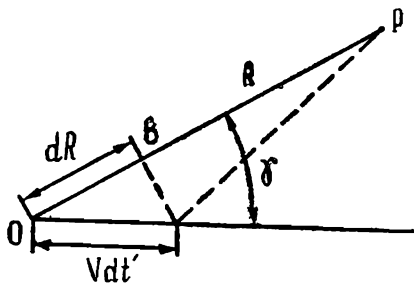
Արգելակման ժամանակ առաքված ռենտգենյան ճառագայթների ինտենսիվությունը կախված ուղղությունից (կախված γ անկյունից) բևեռային կոորդինատներով պատկերված է նկ. 31-ում:

Ռենտգենյան ճառագայթների ինտենսիվության տարբեր ուղղություններով տարբեր լինելը հիմնականում հաստատվում է նաև փորձով, չնայած տեսականորեն և փորձով ստացված բաշխման կորերի լիակատար համընկնում տեղի չունի: Փորձը ցույց է տալիս, որ առավելագույն ինտենսիվությամբ ռենտգենյան ճառագայթներ են առաքվում ոչ թե արգելակման ուղղության հետ 90° անկյուն կազմող ուղղությամբ, այլ՝ արգելակման ուղղության հետ 90° -ից ավելի փոքր անկյուն կազմող ուղղություններով, ըստ որում, առավելագույն ինտենսիվությանը համապատասխանող ուղղությունը արգելակման ուղղության հետ 90° -ից այնքան ավելի փոքր անկյուն է կազմում, որքան մեծ է արգելակող էլեկտրոնների արագությունը, այսինքն՝ որքան մեծ է էլեկտրոնների շարժումն արագացնող լարումը:

Մեծ արագությամբ շարժվող էլեկտրոնների դեպքում (2.1) բանաձևերը արդեն ճիշտ լինել չեն կարող, և պետք է հաշվի առնել հարաբերականության տեսությունից բխող ուղղումները: Այս դեպքում (2.1) բանաձևերի փոխարեն կունենանք հետևյալ բանաձևերը.



Նկ. 31. Ռենտգենյան ճառագայթների ինտենսիվության բաշխումն ըստ ուղղությունների՝ համաձայն (2.2) բանաձևի



Նկ. 32

$$E = \frac{e \sin \gamma}{c^2 R} \frac{dv}{dt} \frac{1}{(1 - \beta \cos \gamma)^3},$$

$$H = \frac{e \sin \gamma}{c^2 R} \frac{dv}{dt} \frac{1}{(1 - \beta \cos \gamma)^3},$$

որտեղ $\beta = \frac{v}{c}$ -ի, իսկ v -ն էլեկտրոնի արագությունն է:

R և γ բևեռային կոորդինատներն ունեցող կետում լրիվ հոսքը գտնելու համար, այսինքն՝ գտնելու համար այն ամբողջ էներգիան, որ կհոսի R , v կոորդինատներով որոշվող կետում մեկ միավոր մակերեսով էլեկտրոնի արգելակման պահից մինչև նրա արագության զրո դառնալը, պետք է $\int S_r dt$ ինտեգրալը հաշվել էլեկտրոնի արգելակման ամբողջ ժամանակամիջոցի համար: Նշենք O -ն էլեկտրամագնիսական իմպուլսի առաջացման կետն է, P -ն դիտման կետն է, իսկ էլեկտրոնի շարժման ուղղությունը համընկնում է x առանցքի հետ, ապա O կետում t' պահին առաջացած իմպուլսը դիտման P կետը կհասնի $t = t' + \frac{R}{c}$ պահին (նկ. 32), հետևաբար

$$կունենանք. \quad dt = dt' + \frac{dR}{c}:$$

Քանի որ v արագությամբ շարժվող էլեկտրոնը dt' ժամանակամիջոցում կանցնի $v \cdot dt'$ հեռավորություն, ապա $dR = v dt' \cos \gamma$ և որովհետև $v \cdot dt'$ ճանապարհն անցնելուց հետո էլեկտրոնը մոտեցած կլինի դիտման P կետին, ապա dt -ի արտահայտության մեջ dR -ը պետք է վերցնել մինուս նշանով (նկ. 32):

Այսպիսով, dt -ի համար կստանանք հետևյալ արտահայտությունը. $dt = dt'(1 - \beta \cos \gamma)$:

էլեկտրոնի արգելակման ամբողջ ժամանակամիջոցում γ ուղղությամբ միավոր մակերեսով հոսած էներգիան նշանակելով՝

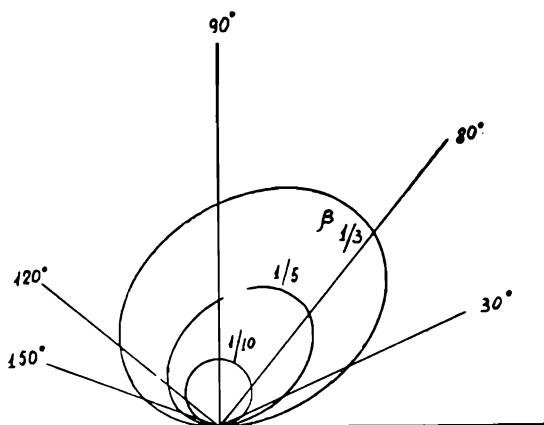
$$W_r\text{-ով, կստանանք. } W_r = \int S_r dt = \int \frac{e^2 \left(\frac{dv}{dt} \right)^2 \sin^2 \gamma dt'}{4\pi c^3 R^2 (1 - \beta \cos \gamma)^5}:$$

dt' -ը կարելի է արտահայտել արագության միջոցով, հետևյալ կերպ՝ $dt' = \frac{dv}{\dot{v}} = \frac{c}{\dot{v}} d\beta$:

$$dt'\text{-ի արտահայտությունը տեղադրելով } W_r\text{-ի մեջ, կստանանք}$$

$$W_r = \int_{\beta}^0 \frac{e^2 v \sin^2 \gamma d\beta}{4\pi c^2 R^2 (1 - \beta \cos \gamma)^5} = \frac{e^2 v \sin^2 \gamma}{16\pi c^2 R^2 \cos \gamma} \left[\frac{1}{(1 - \beta \cos \gamma)} - \frac{1}{4} \right]: (2.3)$$

Այստեղ ինտեգրումը կատարվում է ըստ β -ի, β -ից մինչև 0 սահմաններում, որը համապատասխանում է էլեկտրոնի ճառագայթման ամբողջ ժամանակամիջոցին՝ արագության v -ից մինչև 0 դառնալը: (2.3) բանաձևը փոքր β -ի դեպքում համընկնում է (2.2)-ին, իսկ երբ β -ն մոտենում է 1-ին, այսինքն՝ երբ էլեկտրոնի արագությունը մոտենում է լույսի արագությանը, (2.3) բանաձևով արտահայտված էներգիայի բաշխումը տարբերվում է (2.2) բանաձևով արտահայտված բաշխումից: Մեծ β -ի դեպքում մաքսիմալ առաքման ուղղությունը շեղվում է դեպի փոքր անկյունների կողմը և այդ շեղումը այնքան մեծ է, որքան մեծ է β -ն (տե՛ս նկ. 33):



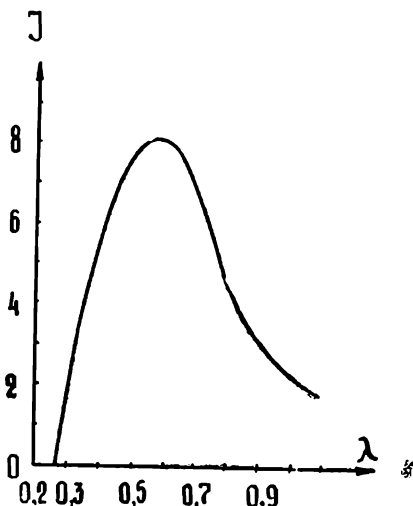
Նկ. 33. Ռենտգենյան ճառագայթների ինտենսիվության բաշխումն ըստ ուղղությունների (համաձայն (2.3) բանաձևի)

Հաշվումների ժամանակ նկատի չենք ունեցել, որ նախ արգելակվող էլեկտրոնների փնջի մեջ մտնող ոչ բոլոր էլեկտրոնների արագություններն ունեն նույն ուղղությունը, և երկրորդ, որը գլխավորն է, արգելակման ժամանակ էլեկտրոնները ատոմների հետ ունեցած ընդհարումների պատճառով կարող են իրենց շարժման ուղղությունը փոխել, այսինքն՝ արագությունների ուղղությունների ցրում կարող է առաջանալ, որն այնքան ավելի մեծ կլինի, որքան էլեկտրոնն ավելի խոր կթափանցի արգելակող միջավայր: Այդ իսկ պատճառով (2.3) բանաձևը ճիշտ է միայն շատ բարակ անոդների (արգելակող միջավայրերի) համար, որոնց մեջ արագությունների ուղղությունների ցրումը կարելի է արհամարհել: Հաստ անոդների դեպքում ռենտգենյան ճառագայթների ինտենսիվությունը էլեկտրոնների շարժման և այդ շարժմանը հակառակ ուղղություններում հավասար չէ զրոյի (այստեղ էլեկտրոնների՝ անոդից դուրս ունեցած

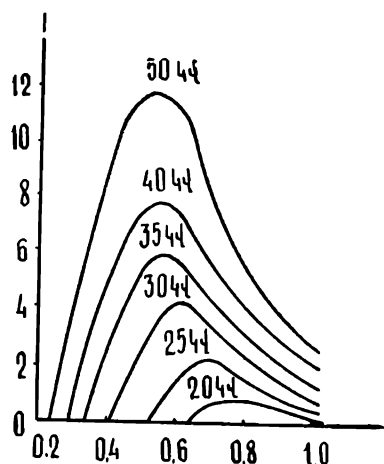
շարժման ուղղության մասին է խոսքը), և ինտենսիվության տարածական բաշխման անհավասարաչափությունն այնքան էլ զգալի չէ: Ինչպես արդեն նշվեց, դա բացատրվում է նրանով, որ էլեկտրոնները անոդի մեջ արգելակվելիս ցրվում են՝ շարժման ուղղությունները փոխվում են և այդ պատճառով փոխվում է նաև աբձակված ռենտգենյան ճառագայթների ինտենսիվության տարածական բաշխումը:

2. ԱՆՐՆԴՀԱՏ ՍՊԵԿՏՐՈՎ ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ԲԱՇԽՈՒՄՆ ԸՍՏ ԱՆՔԻ ԵՐԿԱՐՈՒԹՅԱՆ

Ինչպես արդեն վերևում նշվեց, համաձայն դասական տեսության անընդհատ սպեկտրով ռենտգենյան ճառագայթներն առաջանում են այն ժամանակ, երբ անոդի նյութի կողմից արգելակվում է արագ էլեկտրոնը: Արգելակվող էլեկտրոնը շարժվում է բացասական արագացմամբ և ինչ-որ t_1 պահից մինչև t_2 պահը իր արագությունը փոխում է v_1 -ից մինչև v_2 և այդ $t_2 - t_1$ ժամանակամիջոցում առաքում է ալիքների մի «ծրար»: Այդ «ծրարի» մեջ ալիքի երկարությունը փոփոխվում է անընդհատ: Ալիքների այդ «ծրարը» որևէ



Նկ. 31. Անընդհատ սպեկտրով ռենտգենյան ճառագայթների ինտենսիվության բաշխումն ըստ ալիքի երկարության (սպեկտրը), λ_0 -ն սպեկտրի կարճալիքային սահմանն է, իսկ $\lambda_{\max}$ -ը՝ մեծագույն ինտենսիվությանը համապատասխանող ալիքի երկարությունը:



Նկ. 35. Անընդհատ սպեկտրով ռենտգենյան ճառագայթների էներգիայի ըստ ալիքի երկարության բաշխման կախումը ռենտգենյան խողովակին կիրառված լարումից:

սպեկտրալ սարքի միջոցով վերածելով սպեկտրի («ծրարի» էներգիան բաշխելով ըստ ալիքի երկարության), կստանանք նկ. 34-ի կորը:

Այդ կորից երևում է, որ ռենտգենյան ճառագայթների անընդհատ սպեկտրը կարճ ալիքների կողմից կտրուկ սահմանափակված է, ռենտգենյան ճառագայթների անընդհատ սպեկտրի մեջ չկան ճառագայթներ, որոնց ալիքի երկարությունը փոքր լինի սահմանային λ_0 ալիքի երկարությունից: Այդ կորից երևում է նաև, որ ինչ-որ մի ալիքի երկարությամբ, որը մենք կնշանակենք $\lambda_{\max}$ -ով, առաքվում են ռենտգենյան ճառագայթներ մեծագույն ինտենսիվությամբ (նկ. 34): Փորձը ցույց է տալիս, որ արգելակվող էլեկտրոնների ըսկրզբնական արագությունը մեծացնելիս λ_0 -ն և $\lambda_{\max}$ -ը շեղվում են դեպի կարճ ալիքների կողմը: 35-րդ նկարում բերված է անընդհատ սպեկտրով ռենտգենյան ճառագայթների էներգիայի բաշխումն ըստ ալիքի երկարության՝ ռենտգենյան խողովակի վրա կիրառված տարբեր լարումների դեպքում (արգելակվող էլեկտրոնների սկզբնական տարբեր արագությունների դեպքում): Այդ կորերը ցույց են տալիս, որ ռենտգենյան խողովակի վրա կիրառված լարման մեծացման հետ անընդհատ սպեկտրով ռենտգենյան ճառագայթների ինտենսիվությունը մեծանում է, և կարճալիքային սահմանն ու ինտենսիվության մաքսիմումը շեղվում են դեպի կարճ ալիքները:

Դասական տեսությունը չի կարող բացատրել ռենտգենյան ճառագայթների անընդհատ սպեկտրի կարճալիքային սահմանի գոյությունը և այդ սահմանի շեղումը դեպի կարճ ալիքների կողմը՝ կախված ռենտգենյան խողովակի վրա կիրառված լարման մեծացումից: Ըստ դասական էլեկտրադինամիկայի՝ ռենտգենյան ճառագայթների անընդհատ սպեկտրը պետք է տարածվի $\lambda = 0$ -ից մինչև $\lambda = \infty$ տիրույթում, մինչդեռ փորձը ցույց է տալիս, որ էլեկտրոնների արգելակման ժամանակ առաջացած ռենտգենյան ճառագայթների անընդհատ սպեկտրը տարածվում է λ_0 -ից մինչև $\lambda = \infty$ տիրույթում և λ_0 -ն այնքան փոքր է, որքան մեծ է ռենտգենյան խողովակում էլեկտրոններին արագացնող լարումը (չնայած ասում ենք, որ ռենտգենյան ճառագայթների սպեկտրը տարածվում է մինչև $\lambda = \infty$, բայց բավականաչափ երկար ալիքներն արդեն ռենտգենյան ալիքների հատկություն չեն ունենում):

Այդ դժվարություններից կարելի է դուրս գալ՝ դիմելով քվանտային մեխանիկային և ընդունելով, որ ռենտգենյան ճառագայթներն իրենցից ներկայացնում են քվանտների հոսք: Ինչպես հայտնի է, քվանտի ε էներգիան $= h\nu$ -ի, որտեղ h -ը Պլանկի հաստատունն է, իսկ ν -ն՝ հաճախականությունը: Կարելի է պատկերացնել,

որ արագ էլեկտրոնը արգելակվելիս իր կինետիկ էներգիան արձակում է որպես ռենտգենյան ճառագայթների քվանտներ: Եթե էլեկտրոնն իր ամբողջ կինետիկ էներգիան արձակում է որպես մեկ քվանտ, այդ դեպքում քվանտի էներգիան, ինչպես և հաճախականությունը, կլինի մեծագույնը, իսկ նրան համապատասխանող ալիքի երկարությունը՝ փոքրագույնը, որը և կլինի ռենտգենյան ճառագայթների անընդհատ սպեկտրի կարճալիքային սահմանը: Ռենտգենյան ճառագայթների կարճալիքային սահմանին համապատասխանող ալիքի λ_0 երկարությունը կարելի է գտնել հետևյալ կերպ. ռենտգենյան խողովակի վրա կիրառված լարումը, որի շնորհիվ շիկացած կատոդից դուրս եկած էլեկտրոնները մինչև անոդին հասնելը արագանում են, թող լինի U : Շիկացած կատոդից էլեկտրոնները դուրս են գալիս ինչ-որ սկզբնական արագությամբ, որը տարբեր էլեկտրոնների համար կարող է տարբեր մեծություն ունենալ, քայց այդ սկզբնական արագությունները ռենտգենյան խողովակի դաշտում էլեկտրոնների ձեռք բերած արագության նկատմամբ չնչին են (սովորաբար U -ն հավասար է լինում մի քանի տասնյակ հազարից մինչև հարյուր հազարավոր վոլտի), և առանց զգալի սխալ կատարելու կարելի է առաջինը վերջինի նկատմամբ արհամարհել: Այսպիսով, կարելի է պնդել, որ շիկացած կատոդից դուրս եկած, ռենտգենյան խողովակում արագացված և անոդին հասած բոլոր էլեկտրոններն ունեն միևնույն v արագությունը, որը որոշվում է հետևյալ պայմանից.

$$eU = \frac{mv^2}{2}, \quad (2.4)$$

որտեղ e -ն և m -ը էլեկտրոնի լիցքն ու մասսան են: Մյուս կողմից, եթե էլեկտրոնն իր ամբողջ կինետիկ էներգիան անոդի վրա արգելակման ժամանակ արձակում է որպես մեկ ռենտգենյան քվանտ, ապա՝

$$h\nu_{\max} = \frac{mv^2}{2}, \quad (2.5)$$

որտեղ $\nu_{\max}$ -ը ռենտգենյան անընդհատ սպեկտրի կարճալիքային սահմանին համապատասխանող հաճախականությունն է, որն այդ սպեկտրում ամենամեծն է: Օգտվելով (2.4)-ից և (2.5)-ից, կստանանք $h\nu_{\max} = eU$, նկատի ունենալով, որ $\lambda_0 \nu_{\max} = c$, կստանանք

$$\lambda_0 = \frac{hc}{e} \frac{1}{U}. \quad (2.6)$$

(2.6) արտահայտությունից պարզ է դառնում անընդհատ սպեկտրի կարճալիքային սահմանի գոյությունը և այդ սահմանի՝ դեպի կարճ ալիքների կողմը շեղվելը, երբ էլեկտրոնների արագությունը մեծացվում է: Իսկապես, (2.6)-ից երևում է, որ տրված U -ի դեպքում, այսինքն՝ էլեկտրոնների տրված արագության դեպքում, ռենտգենյան ճառագայթների անընդհատ սպեկտրում λ_0 -ից փոքր երկարության ալիք գոյություն ունենալ չի վարող և որ U -ն մեծացնելիս, այսինքն՝ արգելակող էլեկտրոնների արագությունը մեծացնելիս λ_0 -ն փոքրանում է, այսինքն՝ կարճալիքային սահմանը շեղվում է դեպի փոքր երկարությամբ ալիքները: λ_0 -ից մեծ երկարության ալիքներ ստացվում են այն դեպքում, երբ արգելակող էլեկտրոնի կինետիկ էներգիան արձակվում է մեկից ավելի ռենտգենյան քվանտներով և որքան էլեկտրոնի արձակած քվանտների թիվը մեծ լինի, այնքան այդ քվանտների էներգիան և հաճախականությունը փոքր կլինեն, իսկ ալիքի երկարությունը՝ մեծ:

Այդ պատճառով, ընդհանրապես ասած, ռենտգենյան ճառագայթների անընդհատ սպեկտրը երկար ալիքների կողմից սահմանափակված չպետք է լինի: λ_0 -ից մեծ երկարությամբ ալիքներ կստացվեն նաև այն պատճառով, որ էլեկտրոնը կարող է իր կինետիկ էներգիայի մի մասն արձակել որպես ռենտգենյան քվանտ, իսկ մյուս մասը ծախսել այլ պրոցեսների վրա: Այսպիսով հասկանալի է դառնում նաև արգելակման ռենտգենյան ճառագայթման սպեկտրի անընդհատ լինելը:

Եթե (2.6) բանաձևի մեջ տեղադրենք h -ի, c -ի և e -ի արժեքները և U -ն արտահայտենք կիլովոլտերով, իսկ λ_0 -ն՝ $\text{\AA}$ -ներով, ապա λ_0 -ի համար կստանանք հետևյալ արտահայտությունը՝

$$\lambda_0 = \frac{12,34}{U} \text{\AA}:$$

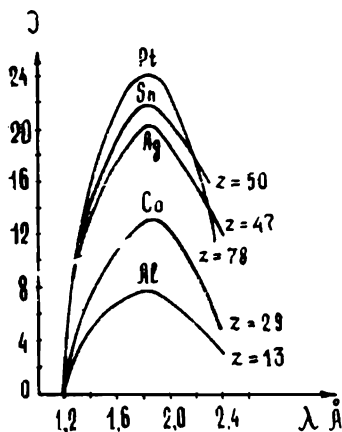
3. ԱՆԸՆԴՀԱՆ ՍՊԵԿՏՐՈՎ ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ԸՍՏ ԱԼԻՔԻ ԵՐԿԱՐՈՒԹՅԱՆ ԲԱՇԽՄԱՆ ԿԱՌՈՒՄԸ ԱՆՈՒԻ ՆՅՈՒԹԻ ՏԵՍԱԿԻՑ

Փորձը ցույց է տալիս, որ անընդհատ սպեկտրով ռենտգենյան ճառագայթների ինտենսիվությունը խիստ կերպով կախված է անոդի նյութի տեսակից: Եթե անոդի նյութի տեսակը նկարագրենք Մենդելեևի աղյուսակում նրա ունեցած Z կարգաթիվով, ապա անընդհատ սպեկտրով ռենտգենյան ճառագայթների W ինտենսիվությունը մոտավորապես համեմատական կլինի Z -ին. $W = aZ$, որտեղ a -ն Z -ից անկախ հաստատուն է: ՅՃ-րդ նկարում ցույց է տրված տար-

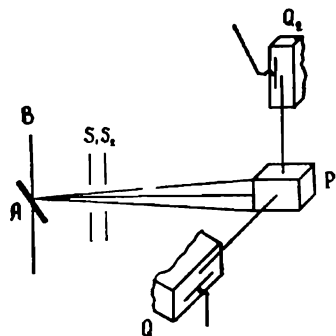
բեր Z ունեցող անոդներից ստացված արգելակման ռենտգենյան ճառագայթների էներգիայի բաշխումն ըստ ալիքի երկարության: Ինչպես երևում է այդ կորերից, Z -ի մեծացման հետ միասին մեծանում է նաև ինտենսիվությունը, բայց բաշխման բնույթը չի փոխվում՝ կարճալիքային սահմանը և ինտենսիվության մաքսիմումը իրենց տեղերը չեն փոխում: Այսինքն բաշխման բնույթն անկախ է անոդի նյութի տեսակից: Այդ պատճառով ռենտգենյան անընդհատ սպեկտրը անոդի նյութը չի կարող բնորոշել և անընդհատ սպեկտրով ռենտգենյան սպեկտրային անալիզ կատարել հնարավոր չէ:

4. ԱՆԸՆԴՀԱՏ ՍՊԵԿՏՐՈՎ ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ԲԵՎԵՌԱՑՈՒՄԸ

Համաձայն արգելակման ճառագայթման դասական տեսության, էլեկտրոնի արգելակման ժամանակ առաջացած ռենտգենյան ալիքի էլեկտրական վեկտորը և այդ ալիքն առաջացնող էլեկտրոնի արգելակման ուղղությունը գտնվում են միևնույն հարթության մեջ: Այդ պատճառով տվյալ ուղղությամբ տարածվող ռենտգենյան ճառագայթը բևեռացված կլինի այնպես, որ նրա էլեկտրական վեկտորը, լինելով ուղղահայաց տարածման ուղղությանը, էլեկտրոնի արգելակման (կամ շարժման) ուղղության հետ կգտնվի միևնույն հարթության մեջ: Այդ բանում համոզվելու համար կարելի է կատարել հետևյալ փորձը: 37-րդ նկարում



Նկ. 36 Անընդհատ սպեկտրով ռենտգենյան ճառագայթների ինտենսիվության բաշխումը անոդի նյութի տեսակից



Նկ. 37. Անընդհատ սպեկտրով ռենտգենյան ճառագայթների բևեռացման աստիճանի որոշումը

A-ն ռենտգենյան խողովակի անոդն է, BA ուղղությամբ դեպի
 այդ անոդն են գալիս արագացված էլեկտրոնները: S_1 S_2 ճեղքերի
 օգնությամբ անջատվում է ռենտգենյան ճառագայթների մի նեղ
 փունջ, որն ընկնում է P ցրող մարմնի վրա, Q_1 և Q_2 իոնացման
 խցիկների օգնությամբ չափվում է P ցրող մարմնի վրա ցրված
 ռենտգենյան ճառագայթների էներգիան էլեկտրոնների շարժման
 BA ուղղությամբ զուգահեռ (Q_2 խցիկ) և ուղղահայաց (Q_1 խցիկ)
 ուղղություններով: Համաձայն վերը ասվածի, AP ուղղությամբ
 տարված ռենտգենյան ճառագայթի էլեկտրական վեկտորը պետք
 է գտնվի BAP հարթության մեջ (գծագրի հարթության մեջ) և եթե
 մասնավոր դեպքում $BA \perp AP$, ապա AP ուղղությամբ տարածվող
 ճառագայթի էլեկտրական վեկտորը պետք է զուգահեռ լինի BA-ին:
 Եթե դա այդպես է, ապա, քանի որ ցրված ճառագայթի էլեկտրա-
 կան վեկտորը պետք է զուգահեռ լինի սկզբնական ճառագայթի
 էլեկտրական վեկտորին, PQ_1 ուղղությամբ ցրված ճառագայթի
 էլեկտրական վեկտորը պետք է ունենա PQ_2 ուղղությունը (տվյալ
 փորձի դեպքում $PQ_2 \parallel BA$), սակայն ռենտգենյան ճառագայթները
 լայնակի էլեկտրամագնիսական ալիքներ են և իրենց տատանում-
 ների ուղղությամբ տարածվել չեն կարող, այսինքն՝ տվյալ փորձի
 պայմաններում PQ_2 ուղղությամբ ցրված ճառագայթ գոյություն
 ունենալ չի կարող, եթե իսկապես սկզբնական՝ PQ_2 ուղղությամբ
 տարածվող ռենտգենյան ճառագայթները լրիվ բևեռացված են:
 Վերը ասվածից պարզ է, որ տվյալ փորձի պայմաններում PQ_1
 ուղղությամբ ցրվող ռենտգենյան ճառագայթներ կլինեն: Ուրեմն,
 եթե իսկապես էլեկտրոնների արգելակման ժամանակ առաջացած
 անընդհատ սպեկտրով ռենտգենյան ճառագայթները լրիվ բևեռաց-
 ված լինեին, պետք է որ Q_2 իոնացման խցիկը զրո ինտենսիվու-
 թյուն ցույց տար, իսկ Q_1 խցիկը՝ որոշակի, զրոյից տարբեր ին-
 տենսիվություն: Բայց փորձը ցույց է տալիս, որ Q_2 խցիկը նույն-
 պես զրոյից տարբեր ինտենսիվություն է ցույց տալիս, թեև ավելի
 փոքր, քան Q_1 -ի ցույց տվածն է, բայց դա արդեն ապացույց է այն
 բանի, որ սկզբնական ճառագայթները լրիվ բևեռացված չեն, այ-
 սինքն՝ ռենտգենյան խողովակը մասնակի բևեռացված ռենտգեն-
 յան ճառագայթներ է բաց թողնում: Եթե PQ_2 և PQ_1 ուղղություն-
 ներով ցրված ճառագայթների ինտենսիվությունները համապա-
 տասխանաբար նշանակենք $J_{\parallel}$ -ով և $J_{\perp}$ -ով, ապա ռենտգենյան
 խողովակի արձակած անընդհատ սպեկտրով ռենտգենյան ճառա-
 գայթների բևեռացման աստիճանը կբնորոշվի հետևյալ կերպ՝

$$R = \frac{J_{\perp} - J_{\parallel}}{J_{\perp} + J_{\parallel}} \cdot 100\%:$$

լրիվ բեռնացման դեպքում $J_{\perp}=0$ և $R=100\%$ -ի, իսկ բեռնացման բացակայության դեպքում՝ $J_{\perp}=J_{\parallel}$ և $R=0$: Ինչպես արդեն վերևում նշվեց, պետք է որ ռենտգենյան խողովակի արձակած անընդհատ սպեկտրով ռենտգենյան ճառագայթները լրիվ բեռնացված լինեն, բայց փորձը ցույց է տալիս, որ մասնակի բեռնացված են՝ $0 < J_{\parallel} < J$ ։

Լրիվ բեռնացման բացակայության պատճառն այն է, որ էլեկտրոններն արգելակման ժամանակ մտնելով անոդի մեջ, փոխում են իրենց ուղղությունները (ինչպես և արգելակման ուղղությունները), հետևապես փոխվում են նաև նրանց արձակած ռենտգենյան ճառագայթների բեռնացման ուղղությունները։ Հասկանալի է, որ էլեկտրոնները որքան խոր թափանցեն անոդի մեջ, այնքան մեծ կլինեն նրանց շարժման ուղղությունների կրած փոփոխությունները, հետևաբար՝ կփոքրանա բեռնացման աստիճանը։ Իրոք, փորձով հաստատված է, որ երբ ռենտգենյան խողովակի վրա կիրառված պոտենցիալը մեծացվում է, այսինքն՝ մեծացվում է էլեկտրոնների արագությունը (արագ էլեկտրոններն ավելի խոր կթափանցեն անոդի մեջ), ռենտգենյան ճառագայթների բեռնացման աստիճանը փոքրանում է։

5. ԱՆԸՆԴՀԱՏ ՍՊԵԿՏՐՈՎ ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ԿԻՐԱՌՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

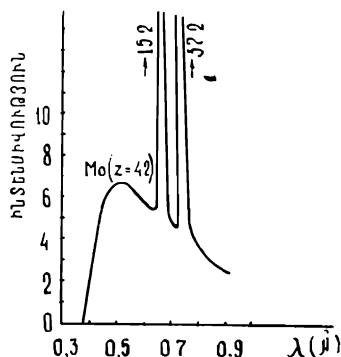
Անընդհատ սպեկտրով ռենտգենյան ճառագայթները կարևոր կիրառություններ ունեն տեխնիկայում, բժշկության և ռենտգենաստրոկտուրային ու ռենտգենասպեկտրային հետազոտությունների բնագավառներում։ Անընդհատ սպեկտրով ռենտգենյան ճառագայթները տեխնիկայում լայն կիրառություններ ունեն շինվածքների ներքին անտեսանելի թերությունները հայտնաբերելու գործում։ Բժշկության մեջ այդ ճառագայթներով լուսավորում են մարդկանց ներքին օրգանները՝ հիվանդությունները հայտնաբերելու նպատակով (ախտորոշում)։ Ռենտգենաստրոկտուրային անալիզի մեջ անընդհատ սպեկտրով ռենտգենյան ճառագայթները կիրառվում են լաուեի եղանակով բյուրեղների կառուցվածքը հետազոտելիս, իսկ ռենտգենասպեկտրային անալիզի մեջ այդ ճառագայթները կիրառվում են կլանման սպեկտրները հետազոտելիս (տե՛ս հետագայում) և այլն։ Զանազան բնագավառներում կիրառվող անընդհատ ըսպեկտրով ռենտգենյան ճառագայթների ալիքի երկարությունները գտնվում են $\text{\AA}$ -ից մինչև $1\text{X}\text{\AA}^*$ տիրույթում։

* $1\text{X}\text{\AA} = 10^{-11}$ սմ։

§ 2. ԳԾԱՅԻՆ ՍՊԵԿՏՐՈՎ ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐ (ԲՆՈՐՈԾ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐ)

1. ԳԾԱՅԻՆ ՍՊԵԿՏՐՈՎ ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ԱՌԱՋԱՅՈՒՄԸ

Երբ ռենտգենյան խողովակի վրա կիրառված պոտենցիալների տարբերությունը աստիճանաբար մեծացնելով այն ավելի մեծ ենթ դարձնում, քան տվյալ նյութից պատրաստված անոդի համար մի որոշակի V_0 , ապա անընդհատ սպեկտրով ռենտգենյան ճառագայթների հետ միասին առաջանում են նաև գծային սպեկտրով ռենտգենյան ճառագայթներ (նկ. 38)։ Այդ դեպքում կատոդից դեպի անոդ գնացող արագացված էլեկտրոնների մի մասն իր էներգիան տալիս է անոդի ատոմների միջուկներին մոտ գտնվող էլեկտրոններին։ Վերջիններս, ստանալով վերոհիշյալ էներգիան, հեռանում են ատոմից կամ էլ գրավում ազատ մակարդակներ։ Այսպիսով, անոդի ատոմների միջուկներին մոտ առաջանում են էլեկտրոններից ազատ մակարդակներ։ Ազատ մակարդակներ առաջանալուց անմիջապես հետո (մոտավորապես 10^{-8} վայրկյանի ընթացքում) հեռավոր մակարդակներից այդ ազատ մակարդակներն են տեղափոխվում էլեկտրոնները, որոնք իրենց առաջին և վերջին մակարդակներում ունեցած էներգիաների տարբերությունը արձակում են որպես ռենտգենյան ճառագայթներ։ Քանի որ միջուկին մոտ գտնվող էլեկտրոնին ատոմից դուրս հանելու համար անհրաժեշտ է մի որոշակի E_0 էներգիային հավասար կամ նրանից մեծ էներգիա, ապա գծային սպեկտրով ռենտգենյան ճառագայթներ առաջացնելու համար ռենտգենյան խողովակի վրա կիրառված պոտենցիալների տարբերությունը պետք է բավարարի հետևյալ պայմանին՝ $eU \geq E_0$, որտեղ e -ն էլեկտրոնի լիցքն է, իսկ U -ն՝ ռենտգենյան խողովակի վրա կիրառված պոտենցիալների տարբերությունը։ Ուրեմն, ռենտգենյան խողովակի անոդը ռմբակոծող էլեկտրոնների ազդեցության տակ անոդի ատոմները գրգռվում են և, երբ անցնում են նորմալ



Նկ. 38. Անընդհատ և գծային սպեկտրներով ռենտգենյան ճառագայթների ինտենսիվությունների կախումն ալիքի երկարությունից (անոդը մոլիբդենից է)

վիճակի, արձակում են ռենտգենյան ճառագայթներ: Սակայն, քանի որ ատոմը կլանում և արձակում է էներգիայի միայն որոշակի բաժիններ, այդ պատճառով էլ նրա արձակած ռենտգենյան ճառագայթներն ունենում են գծային սպեկտր, որը բաղկացած է որոշակի դիսկրետ գծերից: Տարբեր տեսակի ատոմների կլանած և արձակած էներգիայի բաժինների մեծությունները տարբեր են լինում, ուստի և տարբեր կլինեն տարբեր տեսակի ատոմների արձակած ռենտգենյան ալիքների հաճախականությունները: Այսպիսով, ռենտգենյան խողովակում առաջացած գծային սպեկտրով ռենտգենյան ճառագայթների սպեկտրալ բնույթը (հաճախականությունները) բնորոշվում է անոդի ատոմների տեսակով՝ անոդի բաղադրությամբ: Այդ նկատառումով էլ ռենտգենյան գծային սպեկտրով ճառագայթներն անվանվում են բնորոշ (խարակտերիստիկ) ճառագայթներ: Նրանք բնորոշվում են անոդի նյութի տեսակով և հակառակը՝ բնորոշում են անոդի նյութի տեսակը:

Գծային սպեկտրով ռենտգենյան ճառագայթների առանձին սպեկտրալ գծերի ծագումը և հաճախականությունները որոշելու համար անհրաժեշտ է գտնել այդ ճառագայթներն արձակող ատոմների տարբեր էներգետիկ մակարդակներին համապատասխանող էներգիաները:

2. ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՄԱԿԱՐԴԱԿՆԵՐԻ ԷՆԵՐԳԻԱՆԵՐԸ

Ինչպես հայտնի է քվանտային մեխանիկայից, Դիրակի տեսությունում ջրածնի ատոմի և ջրածնանման իոնների էներգիաների համար ստացվում է

$$E = -\frac{Rch}{n^2} Z^2 \left\{ 1 + \frac{\alpha^2 Z^2}{n} \left(\frac{1}{j+1/2} - \frac{3}{4n} \right) \right\} \quad (2.7)$$

արտահայտությունը, որտեղ R -ը Ռիդբերգի հաստատունն է, n -ը գլխավոր քվանտային թիվն է, j -ն՝ լրիվ մեխանիկական մոմենտի

քվանտային թիվը (ուղեծրային և սեփական), $\alpha^2 = \frac{2\pi e^2}{hc}$:

Ջրածնանման ատոմների էներգիաների համար նույնպես կարելի է օգտվել (2.7) արտահայտությունից, եթե այդ արտահայտության մեջ կատարենք որոշ փոփոխություն, հաշվի առնելով հետևյալ հանգամանքը: Ջրածնանման ատոմները վերջին թաղանթում ունեն մի էլեկտրոն, որը պատվում է eZ լիցքով միջուկի դաշտում, սակայն մյուս էլեկտրոնների գոյության պատճառով միջուկի ազ-

դեցությունը այդ արտաքին էլեկտրոնի վրա փոքրանում է, մնացած էլեկտրոնները էկրանի դեր են կատարում այդ էլեկտրոնի նրկատմամբ. արտաքին էլեկտրոնը պաշտպանում են միջուկի ազդեցությունից: Այդ պատճառով արտաքին էլեկտրոնի նկատմամբ միջուկի լիցքը պետք է համարել eZ -ից փոքր և հավասար $eZ_{էֆ}$ -ի, որտեղ $Z_{էֆ}$ -ը կոչվում է միջուկի էֆեկտիվ կարգային համար և բավարարում է $Z_{էֆ} < Z$ պայմանին:

Եթե էկրանացումը լինելու լրիվ, $Z_{էֆ}$ -ը հավասար կլինել 1-ի, բայց քանի որ, համաձայն քվանտային մեխանիկայի, գոյություն ունի որոշ հավանականություն այն բանի, որ արտաքին էլեկտրոնը որոշ ժամանակ կարող է գտնվել նաև ներքին թաղանթների ներսում, ապա միջին հաշվով էկրանացումը լրիվ չի լինի և $Z_{էֆ} > 1$:

Այսպիսով, ջրածնանման ատոմների էներգիաների համար (2.7) արտահայտությունը պետք է ըստ ժամանակի միջինացնել և Z -ի փոխարեն տեղադրել $Z_{էֆ} = Z - \sigma$, որտեղ σ -ն կոչվում է էկրանավորման հաստատուն և բավարարում է $0 < \sigma < Z - 1$ պայմանին: Ջրածնանման ատոմների էներգիաների համար կստանանք հետևյալ արտահայտությունը՝

$$E = - \frac{Rch}{n^2} (Z - \sigma)^2 \left\{ 1 + \frac{\alpha^2 (Z - \sigma)^2}{n} \left(\frac{1}{j + \frac{1}{2}} - \frac{3}{4n} \right) \right\}; \quad (2.8)$$

(2.8)-ը ջրածնանման ատոմների արտաքին էլեկտրոնի, այսինքն՝ օպտիկական էլեկտրոնի էներգիայի արտահայտությունն է, բայց այստեղ մեզ հետաքրքրում է միջուկին մոտ գտնվող էլեկտրոնի, այսինքն՝ ռենտգենյան էլեկտրոնի էներգիան: Այժմ տեսնենք, թե (2.8)-ից ինչպես կարելի է ստանալ այդ ռենտգենյան էլեկտրոնի (միջուկին մոտ գտնվող էլեկտրոնի) էներգիայի արտահայտությունը: Նախ պայմանավորվենք, թե ինչ ենք հասկանալու մակարդակի էներգիա ասելով և որտեղ ենք ընտրելու էներգիայի զրոն՝ հաշվման սկիզբը: Ընդունված է ի-րդ մակարդակի էներգիա համարել ատոմի այն վիճակի էներգիան, որում ատոմը զրկված է իր ի-րդ մակարդակի մեկ էլեկտրոնից: Ատոմի էներգիան համարվում է զրոյին հավասար, երբ նա զրկված է իր արտաքին (ամենահեռավոր) էլեկտրոնից: Այսպիսի պայմանավորվածության դեպքում ատոմի էներգիան կլինի բացասական, երբ նրա էլեկտրոններից ոչ մեկը հեռացված չէ, կլինի զրո, եթե արտաքին էլեկտրոնն է հեռացված, և վերջապես կլինի դրական, երբ ներքին էլեկտրոններից մեկն է հեռացված: Ատոմի էներգիան այնքան մեծ կլինի, որքան միջուկին մոտ ուղեծրից է կատարվում էլեկտրոնի հեռացումը: Օպտիկական մակարդակների զրգուման դեպքում ատոմի էներգիան կլինի բացա-

սական, որովհետև այդ ժամանակ վալենտական էլեկտրոնը, մնալով ատոմի մեջ, բարձրանում է հնարավոր, բայց էլեկտրոնից ազատ մակարդակներից մեկի վրա: Այսպիսով, օպտիկական մակարդակները գրգռելիս ատոմի էներգիան կլիների բացասական, իսկ թերմը՝ դրական*, ներքին մակարդակները գրգռելիս ատոմի էներգիան կլիների դրական, իսկ թերմը՝ բացասական, այսինքն՝ օպտիկական թերմերը դրական են, իսկ ռենտգենյանները՝ բացասական*: Ուրեմն, երբ i -րդ մակարդակից է հեռացված էլեկտրոնը, կասենք որ ատոմը գտնվում է i -րդ մակարդակում, իսկ երբ մի որևէ f -րդ մակարդակից էլեկտրոնն անցավ այդ ազատ i -րդ մակարդակը, ապա կասենք, որ ատոմը i -րդ մակարդակից անցավ f -րդ մակարդակը:

(2.8) բանաձևը կարելի է գրել և հետևյալ տեսքով.

$$E = -Rch \frac{(Z-\sigma)^2}{n^2} + Rch \frac{\alpha^2(Z-\sigma)^4}{n^3} \left(\frac{3}{4n} - \frac{1}{1+\frac{1}{2}} \right) + \\ + Rch \frac{\alpha^2(Z-\sigma)^4}{n^3} \frac{\vec{l} \vec{s}}{l(l+1)(l+\frac{1}{2})}: \quad (2.9)$$

(2.9) բանաձևում առաջին հիմնական անդամը էլեկտրոնների լրիվ էներգիան է (կինետիկ և պոտենցիալ), երկրորդ անդամը ռելյատիվիստական ուղղումն է, իսկ երրորդը՝ էլեկտրոնի սպինի և ուղեծրային մոմենտի փոխազդեցություն, այսինքն՝ ատոմի ներքին պրեցեսիայի ուղղումն է:

Մակարդակի էներգիայի և էներգիայի հաշվման սկզբի (զրո արժեքի)՝ վերևում տրված սահմանման համաձայն մակարդակի էներգիայի հիմնական անդամը որոշվում է այն էներգիայով, որով փոփոխվում է ատոմի էներգիան այդ մակարդակից էլեկտրոնի հեռացման հետևանքով: Դա նշանակում է, որ էներգիայի հիմնական անդամը հավասար է դիտարկվող մակարդակում էլեկտրոնի ունեցած լրիվ էներգիային, քանի որ էլեկտրոնին այդ մակարդակից հեռացնելու համար անհրաժեշտ է ատոմին հաղորդել այդ էլեկտրոնի լրիվ էներգիային հավասար էներգիա: էներգիայի մնացած երկու անդամները, այսինքն ուղղումները, կախված են ուղեծրային և սպինային մոմենտներից: Քվանտային մեխանիկայից հայտնի է,

* Վիճակի թերմը գտնելու համար անհրաժեշտ է այդ վիճակին համապատասխանող E_n էներգիան բաժանել hc -ի վրա և վերջինի հակառակ նշանով.

$$T_n = -\frac{E_n}{hc},$$

որ էլեկտրոնային փակ (էլեկտրոններով լրացված) թաղանթի լրիվ մագնիսական մոմենտը հավասար է զրոյի, այսինքն՝ այդպիսի թաղանթները էներգիայի ուղղում չեն առաջացնում: Ուստի էներգիայի հիմնական անդամին արվող ուղղումները, որոնցով պայմանավորված է սպեկտրալ գծերի նուրբ կառուցվածքը, կախված են միայն բաց (չլրացված) թաղանթներում գտնվող էլեկտրոններից: Բաց էլեկտրոնային թաղանթներում մագնիսական մոմենտը որոշվում է առանձին էլեկտրոնների մագնիսական մոմենտների տարբեր դասավորվածությամբ, և հենց այդպիսի հնարավոր տարբեր կոմբինացիաների թվով էլ որոշվում է սպեկտրալ գծի մոլեկուլայն-տականությունը՝ սպեկտրալ գծի նուրբ կառուցվածքի բաղադրիչների թիվը:

Քվանտային մեխանիկայում գոյություն ունի մի սկզբունք, որը կոչվում է Պաուլիի ազատ (թափուր) տեղերի սկզբունք: Համաձայն այդ սկզբունքի միևնույն n և l ունեցող Z հատ էլեկտրոնների բաշխումը տալիս է այնքան և այնպիսի թերմեր (միայնակ, կրկնակի և եռակի), որքան և որպիսի թերմեր տալիս են այդ նույն n -ը և l -ն ունեցող էլեկտրոնները, որոնց թիվը փակ լինելուց պակաս է Z -ով: Այդ սկզբունքից բխում է, որ

1. ջրածնանման ատոմները (ոչ փակ թաղանթում մեկ էլեկտրոն ունեցող ատոմները) տալիս են այնքան և այնպիսի թերմեր, որքան և որպիսի թերմեր ունեն այն ատոմները, որոնց վերջին թաղանթում գտնվող էլեկտրոնների թիվը մեկով է պակաս փակ լինելուց:

2. Քանի որ ռենտգենյան գծային սպեկտրով ճառագայթներն առաջանում են այն ժամանակ, երբ ատոմի ներքին թաղանթներից մեկ էլեկտրոն է պակասում, ապա, համաձայն Պաուլիի ազատ (թափուր) տեղերի սկզբունքի, ռենտգենյան թերմերի տեսակներն ու թիվը պետք է հավասար լինեն ջրածնանման ատոմների թերմերի տեսակներին ու թվին: Ուստի համաձայն Պաուլիի ազատ տեղերի սկզբունքի, ռենտգենյան սպեկտրները նման են ջրածնանման ատոմների օպտիկական սպեկտրներին և ռենտգենյան մակարդակների էներգիաները կարելի է որոշել (2.9) բանաձևի միջոցով, միայն այստեղ որոշ ուղղում պետք է մտցնել հետևյալ իմաստով. (2.9) արտահայտությունը բաղկացած է երկու անդամներից, որոնցից առաջինը էներգիայի հիմնական անդամն է, որը կախված է միայն n զլխավոր քվանտային թվից, իսկ երկրորդը՝ $\vec{l}$ -ից, $\vec{s}$ -ից և նրանց՝ իրար հետ կազմած անկյունից:

Ինչպես արդեն նշել ենք, ռենտգենյան մակարդակներն ատոմի

ներքին մակարդակներ են, որոնց էլեկտրոնները, ըստ քվանտամեխանիկական պատկերացումների, որոշ ժամանակ լինում են իրենց թաղանթի ներսում և որոշ ժամանակ էլ այդ թաղանթից դուրս, այդ պատճառով էներգիայի հիմնական անդամի մեջ միջուկի էֆեկտիվ լիցքը պայմանավորված կլինի ոչ միայն այդ թաղանթի նկատմամբ ներքին, այլև արտաքին էլեկտրոնների էկրանացմամբ: Ուստի հիմնական անդամի մեջ մենք σ -ն կփոխարինենք σ_1 -ով, որը կանվանենք լրիվ էկրանավորման հաստատուն: Մյուս կողմից, քա-

նի որ երկրորդ անդամը կախված է տվյալ էլեկտրոնի $\vec{L}$ -ի և $\vec{S}$ -ի և մյուս էլեկտրոնների մագնիսական մոմենտների փոխազդեցություններից, և քանի որ, ինչպես արդեն նշել ենք, փակ թաղանթների լրիվ մագնիսական մոմենտը հավասար է զրոյի, ապա երկրորդ անդամի մեջ պետք է հաշվի առնել միայն բաց թաղանթի էլեկտրոնների մագնիսական մոմենտների փոխազդեցությունները: Ուստի, ռենտգենյան մակարդակների դեպքում երկրորդ անդամի մեջ պետք է հաշվի առնել միայն այն թաղանթի մագնիսական մոմենտի փոխազդեցությունը, որից հեռացված է մեկ էլեկտրոն: Այսպիսով, երկրորդ անդամի մեջ միջուկի էֆեկտիվ լիցքը որոշելիս պետք է հաշվի առնել միայն տվյալ թաղանթի նկատմամբ ներքին էլեկտրոնների էկրանացնող դերը: Ուրեմն, ռենտգենյան մակարդակների համար (2.8)-ի երկրորդ անդամի մեջ σ -ն պետք է փոխարինել σ_2 -ով: σ_2 -ը կոչվում է ներքին էկրանացման հաստատուն: Այսպիսով, ռենտգենյան մակարդակների էներգիաների որոշման համար (2.8)-ի փոխարեն պետք է օգտվել հետևյալ բանաձևից.

$$E = + R c h \left[\frac{(Z - \sigma_1)^2}{n^2} + \frac{a^2 (Z - \sigma_2)^4}{n^4} \left(\frac{n}{j + 1/2} - \frac{3}{4} \right) \right]: \quad (2.10)$$

Համաձայն էներգիայի հաշվման սկզբնականի (զրո արժեքի) մեր սահմանման՝ ռենտգենյան մակարդակների էներգիան, հակառակ օպտիկականի, պետք է վերցնել պլյուս նշանով: σ_1 -ը ոչ մեծ սահմաններում կախված է Z -ից և աճում է Z -ի, n -ի և l -ի աճմամբ, որովհետև σ_1 -ը որոշվում է ատոմի բոլոր էլեկտրոններով: σ_2 -ը պայմանավորված է միայն ներքին էլեկտրոններով, իսկ ներքին էլեկտրոնային թաղանթներում էլեկտրոնների բաշխումը համարյա բոլոր ատոմների մեջ նույնն է (միայն ամենաթեթևների մոտ է, որ նույնը չէ), այդ պատճառով էլ σ_2 -ը կախված չէ Z -ից, բայց աճում է n -ի և l -ի աճմամբ: Վերը շարադրածից պարզ է նաև այն, որ $\sigma_1 > \sigma_2$:

Ինչպես (2.8), այնպես էլ (2.10) բանաձևերի մեջ հաշվի չի

առնված ատոմի միջուկի շարժումը: Վերջինիս հաշվառմամբ (2.10) բանաձևը կընդունի հետևյալ վերջնական տեսքը՝

$$E = + Rch \frac{M_z}{M_z + m_0} \left[\frac{(Z - \sigma_1)^2}{n^2} + \frac{\alpha^2 (Z - \sigma_2)^4}{n^4} \left(\frac{n}{j + 1/2} - \frac{3}{4} \right) \right]; \quad (2.11)$$

3. ԳԾԱՅԻՆ ՍՊԵԿՏՐՈՎ ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ՍՊԵԿՏՐԱՅԻՆ ՍԵՐԻԱՆԵՐԸ

Մենք որոշեցինք ռենտգենյան մակարդակների էներգիաները: Այժմ կարող ենք քննել ռենտգենյան սպեկտրային գծերի ծագումը և նրանց կազմած սերիաները:

Ռենտգենյան սպեկտրային գծերն առաջանում են այն ժամանակ, երբ ատոմը մեծ էներգիա ունեցող մակարդակից անցնում է փոքր էներգիա ունեցող մակարդակ: Իհարկե, ինչպես օպտիկական, այնպես էլ ռենտգենյան մակարդակների դեպքում ոչ բոլոր անցումներն են հնարավոր:

Որոշ դեպքերում անցման հավանականությունը լինում է այնքան փոքր, որ համապատասխան գծի ինտենսիվությունը չափազանց փոքր է լինում: Այդպիսի անցումներն արգելված անցումներ են համարվում: Երկու մակարդակների միջև անցումը հնարավոր է, եթե այդ մակարդակների համապատասխան քվանտային թվերի տարբերությունները բավարարում են հետևյալ պայմաններին (չոկման պայմաններ).

$$\begin{aligned} 1) \Delta l &= \pm 1, \\ 2) |\Delta j| &= 0, \pm 1: \end{aligned} \quad (2.12)$$

Այս պայմաններին բավարարող անցումներին համապատասխանող սպեկտրային գծերն ամենաինտենսիվ գծերն են և կոչվում են «էլեկտրական դիպոլային գծեր»:

Բացի այդ գծերից, դիտվում են նաև ալելի թույլ ինտենսիվությամբ սպեկտրային գծեր, որոնք հետևանք են հետևյալ պայմաններից բավարարող անցումների.

$$\begin{aligned} 1) \Delta l &= 0, 2, \\ 2) |\Delta j| &= 2: \end{aligned} \quad (2.13)$$

Այս գծերը կոչվում են «էլեկտրական կվադրուպոլային» գծեր:

Ռենտգենյան սպեկտրասկոպիայի մեջ գլխավոր քվանտային թվի տարբեր արժեքներին համապատասխանող էլեկտրոնային թաղանթները նշանակվում են հետևյալ կերպ.

$n=1 \quad 2 \quad 3 \quad 4 \quad 5 \quad 6$

Թաղանթը՝ K L M N O P

Այսինքն՝ առաջին թաղանթը ($n=1$) նշանակվում է K տառով, երկրորդը ($n=2$)՝ L տառով, երրորդը ($n=3$)՝ M տառով և այլն: Թաղանթի էլեկտրոնները բաժանվում են ենթախմբերի՝ s էլեկտրոններ, p էլեկտրոններ, d էլեկտրոններ, f էլեկտրոններ և այլն*, ուստի համապատասխան այդ ենթախմբերի՝ ռենտգենյան սպեկտրոսկոպիայում ատոմի մակարդակների համար ընդունված են հետևյալ նշանակումները.

Վիճակի տեսակը	1s	2s	2p	3s	3p	3d	4s...
Նշանակումը	K	L _I	L _{II} , L _{III}	M _I	M _{II} , M _{III}	M _{IV} M _V	N _I

Այսպիսով, առաջին թաղանթը ($n=1$), որն ունի միայն 1 s էլեկտրոններ, ենթամակարդակներ չունի, երկրորդ թաղանթը ($n=2$), որն ունի 2 s և 2 p էլեկտրոններ, բաղկացած է երեք ենթամակարդակներից՝ L_I-ը համապատասխանում է 2 s էլեկտրոններին, իսկ L_{II}-ը և L_{III}-ը՝ 2p էլեկտրոններին, երրորդ թաղանթը ($n=3$), որն ունի 3 s, 3 p և 3 d էլեկտրոններ, բաղկացած է հինգ ենթամակարդակներից՝ M_I-ը համապատասխանում է 3 s էլեկտրոններին, M_{II}-ը և M_{III}-ը՝ 3 p էլեկտրոններին, իսկ M_{IV}-ը և M_V-ը՝ 3 d էլեկտրոններին, վերջապես N մակարդակը ($n=4$) ունի 7 ենթամակարդակներ և այլն:

Այդ մակարդակների բաժանումը ենթամակարդակների և ներանց համապատասխանող n, l ու j քվանտային թվերի արժեքները բերված են № 1 աղյուսակում: Աղյուսակից պարզ երևում է, թե ինչու s էլեկտրոններին (տվյալ n-ի դեպքում) համապատասխանում է միայն մի մակարդակ, իսկ p, d և f էլեկտրոններին համապատասխանում են (տվյալ n-ի դեպքում) երկուական մակարդակներ: Դրա պատճառը հետևյալն է. j-ն բոլոր s էլեկտրոնների համար ունի միայն մեկ արժեք ($j=1/2$), իսկ p, d և f էլեկտրոնների համար՝ երկու տարբեր արժեքներ (տե՛ս աղյուսակ № 1):

Ռենտգենյան սպեկտրային գծերն առաջանում են հենց այդ մակարդակների միջև ջղկման կանոններին համապատասխան ան-

* l-ի տարբեր արժեքներին համապատասխանող էլեկտրոնային ուղեծրերը և նրանց համապատասխանող էներգիաները նշանակվում են հետևյալ տառերով.

$l=0, \quad 1, \quad 2, \quad 3, \quad 4, \dots$
 $s, \quad p, \quad d, \quad f, \quad g, \dots$

ցումների հետևանքով, ընդ որում, մեծ էներգիա ունեցող մակարդակից փոքր էներգիա ունեցող մակարդակին անցնելու հետևանքով տեղի կունենա ճառագայթում, իսկ փոքր էներգիա ունեցող մակարդակից մեծ էներգիա ունեցող մակարդակին անցնելիս տեղի կունենա կլանում:

Ք մակարդակը գրգռելուց հետո (Ք թաղանթի էլեկտրոններից մեկը ատոմից հեռացնելուց հետո) առաջացած սպեկտրային գծերի ամբողջ խումբը կոչվում է Ք սերիա, իսկ L մակարդակը գրգռելուց հետո (L թաղանթի էլեկտրոններից մեկը հեռացնելուց հետո) առաջացած սպեկտրային գծերի ամբողջ խումբը կոչվում է L սերիա:

Ա Ղ Յ Ո Ւ Ս Ա Կ Ի

Ատոմի ռենտգենյան մակարդակների փվանային քվերի արժեքները

Մակարդակները					Մակարդակները				
	n	l	j			n	l	j	
K	1s	1	0	$1/2$	NVI	} 4f	4	3	$5/2$
					NVII		4	3	$7/2$
L _I	} 2s	2	0	$1/2$	OI	} 5s	5	0	$1/2$
L _{II}		2	1	$1/2$	OII		5	1	$1/2$
L _{III}		2	1	$3/2$	OIII	} 5p	5	1	$3/2$
					OIV		5	2	$3/2$
M _I	} 3	3	0	$1/2$	OV	} 5d	5	2	$5/2$
M _{II}		3	1	$1/2$	OVI		5	3	$5/2$
M _{III}		3	1	$3/2$	OVII	} 5f	5	3	$7/2$
M _{IV}	} 3d	3	2	$3/2$					
M _V		3	2	$5/2$					
					PI	} 6s	6	0	$1/2$
					PII		6	1	$1/2$
N _I	} 4s	4	0	$1/2$	PIII	} 6p	6	1	$3/2$
N _{II}		4	1	$1/2$	PIV		6	2	$3/2$
N _{III}		4	1	$3/2$	PV	} 6d	6	2	$5/2$
N _{IV}	} 4d	4	2	$3/2$					
N _V		4	2	$5/2$	QI		7	0	$1/2$

Եթե նույն բանը կատարենք M, N, O, P և այլն մակարդակների հետ, ապա կստանանք սպեկտրային գծերի M, N, O, P և այլն սերիաներ:

39-րդ նկարում պատկերված են K, L, M, N, O և P մակարդակներն ու նրանց ենթամակարդակները (հորիզոնական գծեր): Այդ կողմում ցույց են տրված այդ մակարդակներին համապատասխանող քվանտային թվերի արժեքները: էներգիայի մակարդակները ներկայացնող հորիզոնական գծերին ուղղահայաց տարված սլաքներով ցույց են տրված այդ մակարդակների միջև կատարվող անցումները և այդ անցումների հետևանքով առաջացած սպեկտրային գծերի նշանակումները (սիմվոլները): Օրինակ՝ K մակարդա-

կից L_{III} մակարդակին անցնելու ($K \rightarrow L_{III}$) հետևանքով առաջացած սպեկտրային գիծը նշանակվում է a_1 -ով, իսկ որպեսզի հասկանալի լինի, որ այդ գիծը պատկանում է K սերիային, կատարում են հետևյալ նշանակումը՝ Ka_1 :

Մի քանի սպեկտրային գծերի նշանակումները և նրանց համապատասխան անցումները ցույց են տրված № 2 աղյուսակում:

Աղյուսակ 2

Գծի նշանակումը	Անցումը	Սերիան	Նշանակում, որը ցույց է տալիս h' գիծը, h' սերիան
a_2	$K \rightarrow L_{II}$	K	Ka_2
a_1	$K \rightarrow L_{III}$	K	Ka_1
β_3	$K \rightarrow M_{III}$	K	$K\beta_3$
β_1	$K \rightarrow N_{III}$	K	$K\beta_1$
β_2		K	$K\beta_2$
a_2	$L_{III} \rightarrow M_{IV}$	L	La_2
a_1	$L_{III} \rightarrow M_V$	L	La_1
β_1	$L_{II} \rightarrow M_{IV}$	L	$L\beta_1$

39-րդ նկարում հոծ գծերով ցույց են տրված ջոկման (2.12) պայմաններին համապատասխանող անցումները: Դրանց համապատասխանող գծերը (էլեկտրական դիպոլային) ինտենսիվ գծեր են: Այդ նույն նկարում կետագծերով ցույց են տրված ջոկման (2.13) պայմաններով պայմանավորված անցումները, որոնց համապատասխանող գծերը (էլեկտրական կվադրոպոլային) թույլ գծեր են: Կլանման գծերը նույնպես ենթարկվում են (2.12) և (2.13) ջոկման պայմաններին:

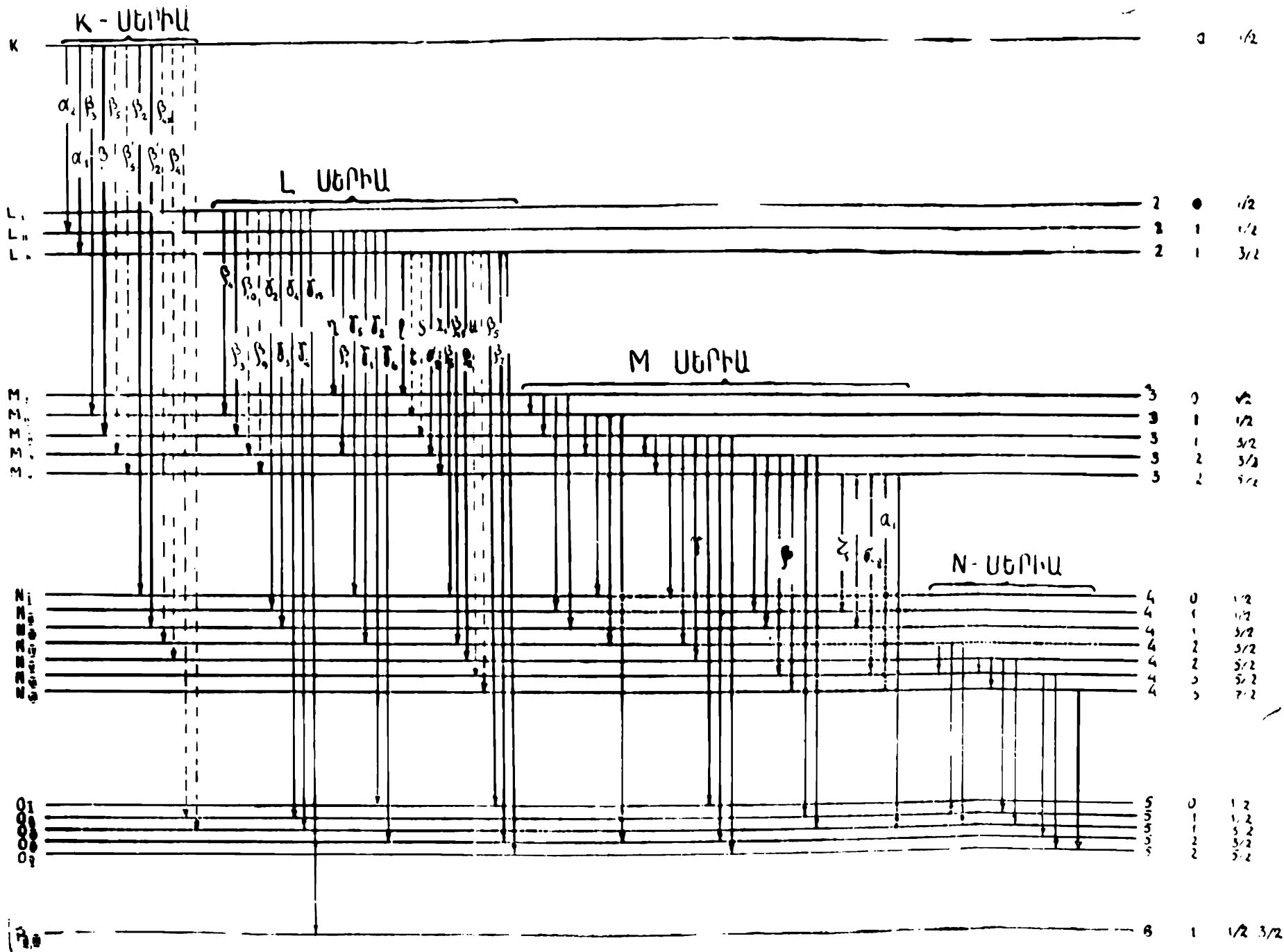
Կլանման սպեկտր ստանալու համար անհրաժեշտ է անընդհատ սպեկտրով ռենտգենյան ճառագայթներն անցկացնել այն նյութի միջով, որի կլանման սպեկտրը ուզում ենք ստանալ:

4. ԷՆԵՐԳԵՏԻԿ ՄԱԿԱՐԴԱԿՆԵՐԻ ԵՎ ՍՊԵԿՏՐԱՅԻՆ ԳԾԵՐԻ ԴՈՒՐԼԵՏԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆԸ (ԿՐԿՆԱԿԻՈՒԹՅՈՒՆԸ)

Ռենտգենյան սպեկտրոսկոպիայի մեջ ընդունված է սպին-դուբլետներ (կրկնակիներ) կոչել այն երկու էներգետիկ մակարդակները, որոնք ունեն միևնույն n -ը և l -ը, բայց տարբերվում են սպինների ուղղությամբ. մակարդակներից մեկի մոտ սպինը գումարվում է ուղեծրային մոմենտին, իսկ մյուսի մոտ՝ հանվում, այսինքն՝

$$j_1 = l + \frac{1}{2}, \text{ իսկ } j_2 = l - \frac{1}{2}:$$

էներգետիկ մակարդակների սպին-դուբլետների գոյություն հետևանքով առաջանում են նաև սպեկտրային գծերի սպին-դուբլետներ, Նրկու սպեկտրային գծեր համարվում են սպին-դուբլետ, եթե՝



1. անցման սկզբնական մակարդակն ընդհանուր է, իսկ վերջնական մակարդակները սպին-դուբլետներ են:

2. անցման վերջնական մակարդակը ընդհանուր է, իսկ սկզբնական մակարդակները սպին-դուբլետներ են: Օրինակ՝ L_{II} և L_{III} մակարդակները սպին-դուբլետ մակարդակներ են: Եթե K_{II} մակարդակից անցում կատարվի դեպի այդ մակարդակները, ապա ըստացված K_{α} և K_{α} գծերը կլինեն սպին-դուբլետներ:

(2.9) բանաձևից երևում է, որ մակարդակի էներգիան կախված է h և j քվանտային թվերից, բայց կախված չէ l քվանտային թվից, այսինքն՝ միևնույն h և j , բայց տարբեր l -եր ունեցող մակարդակների էներգիաները պետք է նույնը լինեն: Այդպիսի մակարդակներ են, օրինակ, $L_{I-ը}$ և $L_{II-ը}$, $M_{I-ը}$ և $M_{II-ը}$, $M_{III-ը}$ և $M_{IV-ը}$, $N_{III-ը}$ և $N_{IV-ը}$ և այլն: Սակայն, եթե, օրինակի համար, հաշվենք L_I և L_{II} մակարդակների էներգիաները (2.11) բանաձևի օգնությամբ, ապա նույն արդյունքը չենք ստանա: Պատճառը հետևյալն է: Այդ մակարդակների համար l -ը նույնը չէ, և չնայած l -ը բացահայտ կերպով (2.11) բանաձևի մեջ չի մտնում, սակայն էկրանացման σ_1 և σ_2 հաստատունները միևնույն h -ի և j -ի, բայց տարբեր l -երի դեպքում տարբեր կլինեն, և, հետևաբար, L_I և L_{II} , և M_I -ի և M_{II} -ի, M_{III} -ի և M_{IV} -ի, N_{III} -ի և N_{IV} -ի էներգիաները տարբեր կլինեն: Այդ պատճառով էլ վերոհիշյալ մակարդակները կոչվում են «էկրանավորման դուբլետներ»: Մակարդակների էկրանավորման դուբլետներով պայմանավորված են սպեկտրային գծերի էկրանավորման դուբլետները: Սպեկտրային գծերի էկրանավորման դուբլետներ կառաջանան, եթե՝

1. անցման սկզբնական մակարդակն ընդհանուր է, իսկ վերջնական մակարդակներն էկրանավորման դուբլետներ են:

2. անցման վերջնական մակարդակն ընդհանուր է, իսկ ըսկզբնական մակարդակներն էկրանավորման դուբլետներ են:

5. ՄՈՋԼԻԻ ՕՐԵՆՔԸ

Դեռ 1914 թվականին Մոզլին նկատեց, որ գոյություն ունի մի պարզ օրենք, որը կապ է հաստատում սպեկտրային գծի հաճախականության և այդ սպեկտրային գիծն արձակող ատոմի կարգաթվի միջև: Իրոք, եթե (2.10) բանաձևի մեջ պահպանենք միայն էներգիայի հիմնական անդամը, ապա կստանանք.

$$E = Rch \frac{(Z - \sigma_1)^2}{n^2}, \quad (2.14)$$

իսկ թերմի համար՝

$$T = -R \frac{(z - \sigma_1)^2}{n^2}: \quad (2.15)$$

(2.14)-ից (2.15)-ին անցնելիս մենք հաշվի առանք, որ մակարդակի E էներգիան և T թերմն իրար հետ կապված են հետևյալ առնչությամբ.

$$T = - \frac{E}{hc}: \quad (2.16)$$

(2.15)-ը կարելի է գրել և այսպես.

$$\frac{T}{R} = - \frac{(z - \sigma_1)^2}{n^2}: \quad (2.17)$$

Եթե այս վերջին հավասարման երկու կողմերից էլ քառակուսի արմատ հանենք, կստանանք

$$\sqrt{-\frac{T}{R}} = \frac{z}{n} - \frac{\sigma_1}{n}: \quad (2.18)$$

Այստեղ արմատի տակի թիվը դրական է, որովհետև ունենալու է թերմը, համաձայն (2.16)-ի, բացասական է:

(2.18)-ը հենց Մոզլիի օրենքն է, ըստ որի՝ թերմի քառակուսի արմատը գծայնորեն է կախված ատոմի համարից:

Օգտվելով (2.17)-ից՝ Մոզլիի օրենքը կարելի է գրել նաև սպեկտրային գծերի հաճախականությունների կամ ալիքային թվերի համար: Եթե ատոմն անցնում է i մակարդակից f մակարդակ, ապա կճառագայթի $\Delta E = E_i - E_f$ էներգիա: Այդ ճառագայթման ալիքային թիվը կարելի է գտնել հետևյալ կերպ.

$$\nu = T_i - T_f \quad (2.19)$$

կամ $\nu = \frac{E_i}{hc} - \frac{E_f}{hc}$: Օգտվելով (2.17)-ից և (2.19)-ից՝ կարող ենք գրել.

$$\frac{\nu}{R} = \frac{(z - \sigma_{if})^2}{n_i^2} - \frac{(z - \sigma_{if})^2}{n_f^2}: \quad (2.20)$$

σ_{if} -ն և σ_{if} -ը՝ σ_i -ի արժեքներն են համապատասխանաբար i -րդ և f -րդ մակարդակների համար, իսկ n_i -ն և n_f -ը՝ զլխավոր քվանտային թվի արժեքներն են նույն մակարդակների համար: σ_{if} -ի և σ_{ef} -ի փոխարեն մտցնելով մի միջին σ հետևյալ կերպ՝

$$\frac{(z-\sigma_{11})^2}{n_f^2} - \frac{(z-\sigma_{1f})^2}{n_l^2} = \frac{(z-\sigma)^2}{n_f^2} - \frac{(z-\sigma)^2}{n_l^2},$$

(2.20)-ից կատանանք.

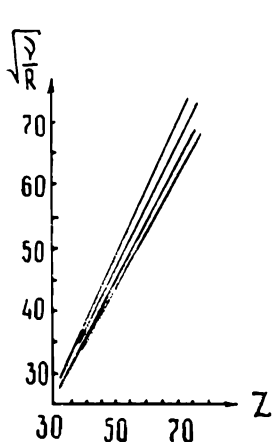
$$\frac{\nu}{R} = (z - \sigma)^2 \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_l^2} \right), \quad (2.21)$$

կամ
$$\sqrt{\frac{\nu}{R}} = \lambda(z - \sigma), \quad (2.22)$$

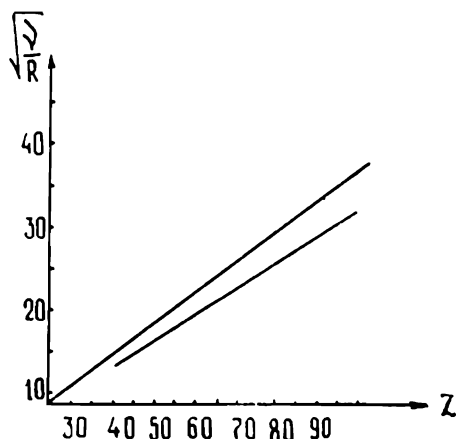
որտեղ $\lambda = \sqrt{\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_l^2}};$

(2.22)-ը Մոզլիի օրենքն է սպեկտրային գծերի ալիքային թվերի համար, ըստ որի՝ սպեկտրային գծի ալիքային թվի քառակուսի արմատը գծայնորեն է կախված այդ գիծն արձակող ատոմի համարից:

$\sqrt{\frac{\nu}{R}}$ մեծություն շ-ից ունեցած կախվածության դիագրամները K, L և M սերիաների համար տրված են 40-րդ, 41-րդ և 42-րդ նկարներում (փորձի տվյալներով):



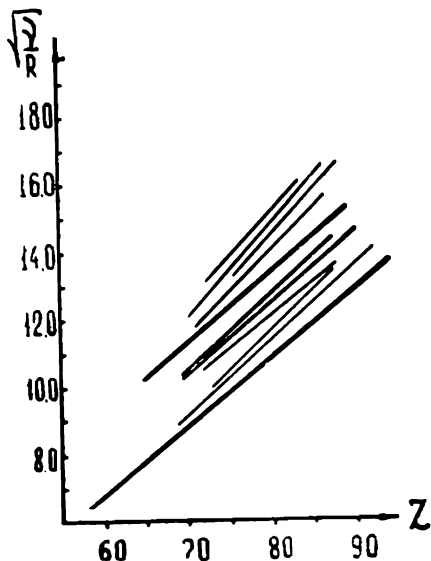
Նկ. 40. Մոզլիի դիագրամը
K սերիայի համար



Նկ. 41. Մոզլիի դիագրամը
L սերիայի համար

Չնայած Մոզլիի օրենքը և՛ թերմերի, և՛ ալիքային թվերի համար ճշգրիտ չէ, քանի որ մոտավորություններ կատարեցինք (2.10)-ից (2.14)-ին անցնելիս, բայց և այնպես, ինչպես ցույց են

տալիս 40-րդ, 41-րդ և 42-րդ նկարների դիագրամները, շեղումներն այդ օրենքից այնքան էլ մեծ չեն. փորձնականորեն ստացված կորերն ուղիղներից շատ քիչ են տարբերվում:

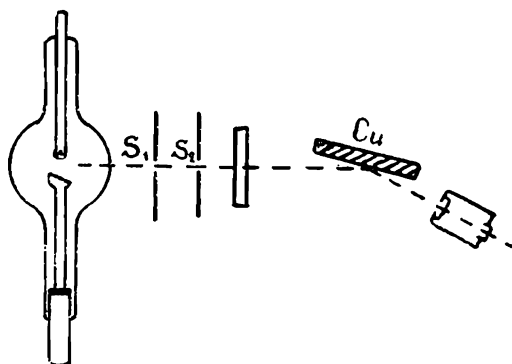


Նկ. 42. Մոզլիի դիագրամը M սերիայի համար

6. ԳԾԱՅԻՆ ՍՊԵԿՏՐՈՎ ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ՍՏԱՑՈՒՄԸ ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ՄԻՋՈՑՈՎ (ՖԼՈՒՈՐԵՍԵՆՑԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄ)

Մենք նշեցինք, որ գծային սպեկտրով ռենտգենյան ճառագայթներ կարելի է ստանալ ռենտգենյան խողովակի անոդը արագացված էլեկտրոններով ուժակոծելու միջոցով, եթե միայն էլեկտրոններն արագացնող պոտենցիալը մեծ է տվյալ անոդի համար որոշակի V_0 մեծություներից: Սակայն գծային սպեկտրով ռենտգենյան ճառագայթներ կարելի է ստանալ նաև ռենտգենյան ճառագայթների միջոցով: Այդ կարելի է անել հետևյալ կերպ. ենթադրենք ունենք վոլֆրամե անոդից ստացված ռենտգենյան ճառագայթներ և ուզում ենք ստանալ պղնձին բնորոշ ճառագայթներ: Այդ նպատակի համար վոլֆրամի ճառագայթների փունջը կուղղենք դեպի պղնձի հղկված մակերևույթը, ինչպես ցույց է տրված 43-րդ նկարում: Վոլֆրամի ճառագայթների մի մասը կցրվի, իսկ մյուս մասը կգրգռի պղնձի բնորոշ ճառագայթներ: Պղնձի բնորոշ ճառագայթների գրգռումը կատարվում է այսպես. երբ վոլֆրամի ճառա-

գայթենների ֆոտոնների հոսքն ընկնում է պղնձի վրա, որոշ ֆոտոններ, որոնց էներգիան հավասար է կամ մեծ միջուկին մոտ գտնվող (K, L և M մակարդակներում գտնվող) էլեկտրոններից որևէ մեկը ատոմից դուրս հանելու համար պահանջվող էներգիայից, կլանվում են այդպիսի էլեկտրոնների կողմից: Այդ էլեկտրոնները, կլանելով ֆոտոններ, հեռանում են ատոմից, ատոմի ներսում առաջացնելով ազատ մակարդակներ, այսինքն՝ ֆոտոնների կլանմամբ գրգռվում են ռենտգենյան մակարդակները ճիշտ այնպես, ինչպես անոդը



Նկ. 43. Վոլֆրամի ռենտգենյան ճառագայթներով պղնձի ռենտգենյան բնորոշ ճառագայթների ստացումը

ամբակոծող էլեկտրոններն էին գրգռում այդ մակարդակները: Այսպիսով, վոլֆրամի ռենտգենյան ճառագայթների միջոցով կատացվեն պղնձի ռենտգենյան բնորոշ ճառագայթներ: Այս դեպքում վոլֆրամի ճառագայթները կկոչվեն առաջնային ճառագայթներ, իսկ պղնձի բնորոշ ճառագայթները՝ երկրորդային կամ ֆլուորեսցենցային: Բնորոշ ճառագայթների առաջացման այս մեթոդը կոչվում է ֆլուորեսցենցային մեթոդ:

ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ՕՊՏԻԿԱՆ

Նախքան այս գլխի բուն նյութի շարադրմանն անցնելը, պարզենք այն հարցը, թե ի՞նչ ենք հասկանում ռենտգենյան ճառագայթների օպտիկա ասելով: Լուսային ալիքների երկարությունը միջավայրի միջատոմային հեռավորությունների համեմատ շատ մեծ է, այդ պատճառով լուսային երևույթների մեծ մասը հնարավոր է բացատրել առանց միջավայրի ատոմական կառուցվածքի առանձնահատկություններին դիմելու: Ռենտգենյան ճառագայթների ֆիզիկային նվիրված գրքերում այդ ճառագայթների օպտիկա հասկացության հարցում անորոշություն կա: Այդ հարցում որոշակիություն մտցնելու նպատակով պայմանավորվենք մեր գրքում ռենտգենյան ճառագայթների օպտիկա համարել ռենտգենյան ճառագայթների ֆիզիկայի այն մասը, որն ուսումնասիրում է երևույթների մի խումբ, որի բացատրության համար բավական է միջավայրի դիէլեկտրիկ հաստատունի (բեկման ցուցչի) հայտնի լինելը: Այլ կերպ ասած, օպտիկայի առարկան ռենտգենյան ալիքների հետ կապված այն երևույթների ուսումնասիրությունն է, որոնք նկարագրվում են Ֆրենելի բանաձևերով, արտաքին դիֆրակցիայով (դիֆրակցիան մարմինների մակերևույթների, ճեղքերի, եզրերի և անցքերի վրա) և դիսպերսիայով:

Մենք այնտեղ ռենտգենյան օպտիկայի ուսումնասիրության առարկա կհամարենք հետևյալ երևույթների հանրույթը.

1. հայելային անդրադարձումը երկու տարբեր միջավայրերի բաժանման մակերևույթից:

2. լրիվ ներքին (արտաքին) անդրադարձումը:

3. Փուլերի թռիչքը հայելային և լրիվ ներքին անդրադարձումների ժամանակ:

4. Բեռնացումը անդրադարձման և բեկման ժամանակ:

5. Դիֆրակցիան նեղ ճեղքով և դիֆրակցիոն ցանց:

6. Ինտերֆերենցիան բարակ շերտերից անդրադարձման ժամանակ և բարակ շերտերի հաստության որոշումը:

7. Ռենտգենյան ճառագայթների բեկման ցուցիչը:

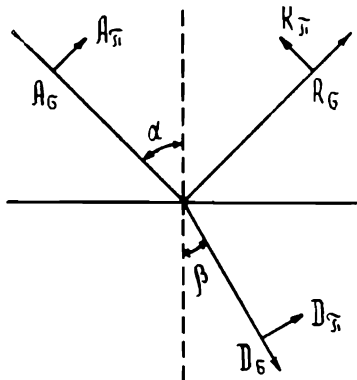
§ 1. ՖՐԵՆԵԼԻ ԲԱՆԱԶԵՎԵՐԻ ԿԻՐԱՌԵԼԻՈՒԹՅՈՒՆԸ ԱԼԻՔՆԵՐԻ ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՏԻՐՈՒՅԹՈՒՄ

Ֆրենելի բանաձևերը՝

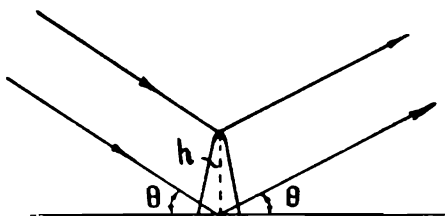
$$R_{\pi} = \frac{\operatorname{tg}(\alpha - \beta)}{\operatorname{tg}(\alpha + \beta)} A_{\pi}, \quad R_{\sigma} = - \frac{\sin(\alpha - \beta)}{\sin(\alpha + \beta)} A_{\sigma}, \quad (3.1)$$

$$D_{\pi} = \frac{2 \sin \beta \cos \alpha}{\sin(\alpha + \beta) \cos(\alpha - \beta)} A_{\pi}, \quad D_{\sigma} = \frac{2 \sin \beta \cos \alpha}{\sin(\alpha + \beta)} A_{\sigma}, \quad (3.2)$$

որտեղ α -ն ու β -ն անկման և բեկման անկյուններն են, A_{π} -ն, R_{π} -ն և D_{π} -ն սկզբնական, անդրադարձած և բեկված ալիքների մալիտուդների անկման հարթության մեջ գտնվող բաղադրիչներն են, իսկ A_{σ} -ն, R_{σ} -ն և D_{σ} -ն նույն մալիտուդների անկման հարթությանն ուղղահայաց բաղադրիչներն են (տե՛ս նկ. 44), արտածված են առանց սահմանափակում դնելու ալիքի երկարության վրա: Այդ պատճառով նրանք, շնայած արտածված են լուսային ալիքների համար, փաստորեն կիրառելի են նաև ալիքների ռենտգենյան տիրույթի համար:



Նկ. 44. Ընկած, անդրադարձած և բեկված ալիքների էլեկտրական վեկտորների բաղադրիչները



Նկ. 45. Հայելային անդրադարձման համար անհրաժեշտ պայմանի արտածումը

Սակայն հայելային անդրադարձում տալիս են միայն այն մակերևույթները, որոնք բավականաչափ լավ հղկված են: Հայելու մակերևույթն այնքան ավելի լավ պետք է հղկված լինի, որքան փոքր

է անդրադարձման ենթակա ալիքի երկարությունը: Ռենտգենյան ալիքի երկարությունը մոտ հազար անգամ ավելի փոքր է, քան լուսայինը, այդ պատճառով էլ սովորական հայելիները, որոնք լույսը շատ լավ անդրադարձնում են, ռենտգենյան ճառագայթների համար որպես հայելիներ ծառայել չեն կարող՝ նրանք այդ ճառագայթները անկանոն կերպով ցրում են բոլոր կողմերի վրա:

Թվում է, թե ռենտգենյան ճառագայթների համար հայելի պատրաստել և Ֆրենելի բանաձևերով նկարագրվող անդրադարձում ստանալ հնարավոր չէ: Ռենտգենյան հայելու հղկվածության աստիճանը պետք է 2—3 կարգով բարձր լինի լուսային հայելու հղկվածությունից, մի բան, որը տեխնիկապես հնարավոր չէ:

Բարեբախտաբար պարզվում է, որ անկման անկյան մեծացմամբ հայելու հղկվածությունը ներկայացվող պահանջները փոքրանում են, և 90°-ին մոտ անկման անկյունների դեպքում սովորական հայելիները կարող են ծառայել որպես հայելիներ նաև ռենտգենյան ճառագայթների համար:

Իրոք, ենթադրենք հայելու մակերևույթի վրա h բարձրությամբ մի փոքրիկ խորդուբորդություն կա (տե՛ս նկ. 45): Այդ բարձրության գագաթից և ստորոտից θ սահմանի անկյան տակ անդրադարձած ալիքների միջև ճանապարհների տարբերությունը կլինի $2h \sin \theta$: Որպեսզի անդրադարձումը կանոնավոր լինի (հայելային լինի), այդ ճանապարհների տարբերությունը պետք է քառորդ ալիքից փոքր լինի $2h \sin \theta < \frac{\lambda}{4}$:

Մեծ անկման անկյունների (փոքր սահմանի անկյունների) դեպքում այդ վերջինը կարելի է գրել հետևյալ տեսքով՝

$$h < \frac{\lambda}{8 \sin \theta} \approx \frac{\lambda}{8\theta} \quad \text{կամ} \quad \theta < \frac{\lambda}{8h}:$$

Լավ հղկված հայելու դեպքում h -ը 10^{-5} սմ կարգի է, հետևաբար ռենտգենյան ճառագայթների դեպքում հայելային անդրադարձում կստացվի, եթե θ սահմանի անկյունը մի քանի տասնյակ անկյունային րոպեների հավասար լինի:

Այսպիսով, Ֆրենելի բանաձևերով նկարագրվող օպտիկական երևույթները ռենտգենյան ճառագայթների դեպքում տեղի ունեն միայն 0°-ից մինչև 1°-ի հասնող սահմանի անկյունների տիրույթում (89°-ից մինչև 90°-ի հասնող անկման անկյունների տիրույթ):

§ 2. ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ԺԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ՀԱՅԵԼԱՅԻՆ ԱՆԴՐԱԴԱՐՁՈՒՄԸ

Ֆրենելի (3.1) բանաձևերը կարելի է գրել հետևյալ տեսքով.

$$R_{\pi} = \frac{\sin \alpha \cos \alpha - \sin \beta \cos \beta}{\sin \alpha \cos \alpha + \sin \beta \cos \beta} A_{\pi},$$

$$R_{\sigma} = - \frac{\sin \alpha \cos^2 \alpha - \sin \beta \cos \alpha}{\sin \alpha \cos \beta + \sin \beta \cos \alpha} A_{\sigma},$$

որոնք արտահայտվում են կման θ և բեկման θ_1 սահմանային անկյուններով՝

$$R_{\pi} = \frac{\cos \theta \sin \theta - \cos \theta_1 \sin \theta_1}{\cos \theta \sin \theta + \cos \theta_1 \sin \theta_1} A_{\pi}, \quad (3.3a)$$

$$R_{\sigma} = - \frac{\cos \theta \sin \theta_1 - \cos \theta_1 \sin \theta}{\cos \theta \sin \theta_1 + \cos \theta_1 \sin \theta} A_{\sigma}, \quad (3.4a)$$

և նկատի ունենալով ռենտգենյան ճառագայթների դեպքում ընդունելի հետևյալ մոտավորությունները՝

$$\sin \theta \approx \theta; \quad \cos \theta \approx 1 - \frac{\theta^2}{2}; \quad \cos^2 \theta \approx 1 - \theta^2,$$

$$\cos \theta_1 = \frac{\cos \theta}{n}, \quad \sin \theta_1 = \pm \sqrt{1 - \cos^2 \theta_1} = \pm \frac{1}{n} \sqrt{n^2 - (1 - \theta^2)},$$

որտեղ n -ը ռենտգենյան ճառագայթների բեկման ցուցիչն է, ու արհամարհելով երկրորդ կարգի փոքրերը, կարող ենք բերել հետևյալ տեսքի՝

$$R_{\pi} = \frac{\theta - \sqrt{n^2 - (1 - \theta^2)}}{\theta + \sqrt{n^2 - (1 - \theta^2)}} A_{\pi}, \quad (3.3)$$

$$R_{\sigma} = \frac{\theta - \sqrt{n^2 - (1 - \theta^2)}}{\theta + \sqrt{n^2 - (1 - \theta^2)}} A_{\sigma}: \quad (3.4)$$

Ընդ որում, սինուսի արտահայտության մեջ՝ $\sin \theta_1 = \pm \sqrt{1 - \cos^2 \theta_1}$, երբ տեղի ունի $n^2 > (1 - \theta^2)$, արմատի առաջ վերցնում ենք պլյուս նշան՝ $\sin \theta_1 > 0$, իսկ երբ $n^2 < (1 - \theta^2)$ (արմատը կեղծ է դառնում), վերցնում ենք մինուս նշանով, քանի որ պլյուս նշանը կհամապատասխաներ այն դեպքին, երբ ալիքը, խորանալով միջավայրի մեջ, պետք է ուժեղանար:

Անդրադարձած ալիքի ամպլիտուդի՝ անկման հարթության մեջ գտնվող և այդ հարթությանն ուղղահայաց բաղադրիչների համար ստացած (3.3) և (3.4) արտահայտություններից երևում է, որ $\delta\cdot\Theta$ -ի ճշտությամբ այդ բաղադրիչներն իրար հավասար են (եթե սկզբնական լույսը բևեռացված չէ՝ $A_{\pi}=A_{\sigma}$, ապա $R_{\pi}=R_{\sigma}$), այսինքն՝ անդրադարձման հետևանքով բևեռացում բոլորովին չի առաջանում:

Իրոք, ինչպես հայտնի է, օպտիկայում R_{π} և R_{σ} բաղադրիչներն իրար հավասար են շատ մեծ ու շատ փոքր անկման անկյունների դեպքում և միայն Բրյուստերի անկյան դեպքում $R_{\pi}=0$, այսինքն՝ ստացվում է լրիվ բևեռացում: Ռենտգենյան ճառագայթների դեպքում բեկման ցուցիչը մեկից չնչին չափով է տարբերվում, այդ պատճառով Բրյուստերի անկյան համար $\text{tg}\alpha=n$ պայմանից կլստանանք, որ $\alpha \approx 45^\circ$: Ինչպես արդեն նշվեց նախորդ պարագրաֆում, այդպիսի անկյունների տակ ռենտգենյան ճառագայթների հայելային անդրադարձում հնարավոր չէ ստանալ և բևեռացման մասին էլ խոսք լինել չի կարող: Ռենտգենյան ճառագայթների անդրադարձում կարելի է ստանալ միայն շատ մեծ անկման (շատ փոքր սահմանի) անկյունների տակ, իսկ այդպիսի անկման անկյունների դեպքում, ինչպես ցույց են տալիս (3.3)-ը և (3.4)-ը, համարյա թե բեվեռացում չի առաջանում:

Սովորաբար ռենտգենյան ճառագայթների բեկման ցուցիչը թափանցիկ միջավայրերի համար արտահայտվում է $n=1-\delta$ տեսքով, որտեղ δ -ն 10^{-6} կարգի մեծություն է և կոչվում է բեկման ցուցչի միավոր դեկրեմենտ (բեկման ցուցչին լրացնում է մինչև 1-ը): δ -ի փոքրության պատճառով կարող ենք գրել $n^2 \approx 1-2\delta$:

Բեկման ցուցչի վերջին արտահայտությունը տեղադրելով (3.3)-ի և (3.4)-ի մեջ, կստանանք՝

$$\frac{R_{\sigma}}{A_{\sigma}} = \frac{R_{\pi}}{A_{\pi}} = \frac{\theta - \sqrt{\theta^2 - 2\delta}}{\theta + \sqrt{\theta^2 - 2\delta}}: \quad (3.5)$$

Եթե սկզբնական լույսը բևեռացված չէ՝ $A_{\pi}=A_{\sigma}$, ապա կստանանք $R_{\sigma}=R_{\pi}$: Վերջինից երևում է նաև, որ երբ $\theta^2=2\delta$, տեղի է ունենում լրիվ անդրադարձում՝ $R_{\pi}=A_{\pi}$, $R_{\sigma}=A_{\sigma}$, $\theta=\sqrt{2\delta}$ լրիվ ներքին անդրադարձման սահմանն է: Այդ անկյունը անվանում են լրիվ ներքին անդրադարձման սահմանային սահմանի անկյուն՝ $\theta=\sqrt{2\delta}=\theta_u$, իսկ դրա լրացուցիչ անկյունը՝ $\alpha=\pi/2-\theta_u=\pi/2-\sqrt{2\delta}=\alpha_u$ կոչվում է լրիվ ներքին անդրադարձման սահմանային անկյուն (անկման սահմանային անկյուն): Երբ θ սահմանի անկյունը մեծանում է՝ $\theta > \sqrt{2\delta}$, անդրադարձման ինտենսիվությունը արագորեն ընկնում է:

Այսպիսով, գալիս ենք հետևյալ եզրակացության. ունեցնողական ճառագայթների հայելային անդրադարձման անկյունային տիրույթը միայն լրիվ անդրադարձման անկյունային տիրույթին կից շատ փոքր տիրույթ է, որում R_σ և R_π բաղադրիչները համարյա թե իրար հավասար են և, հետևապես, սկզբնական ալիքի բևեռացման բացակայության դեպքում բևեռացված չի լինի նաև անդրադարձածը:

§ 3. ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ԾԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ԼՐԻՎ ՆԵՐՔԻՆ (ԱՐՏԱՔԻՆ) ԱՆԴՐԱԳԱՐՁՈՒՄԸ

Հայելային անդրադարձումը (3.5) բանաձևով քննարկելիս տեսանք, որ $0 = \sqrt{2\delta}$ անկյունից սկսած հայելային անդրադարձման տիրույթը վերջանում է և սկսվում է լրիվ անդրադարձման տիրույթը: Իրոք, $0 \leq \theta \leq \sqrt{2\delta}$ ամբողջ տիրույթում (3.5) բանաձևը կարելի է արտագրել հետևյալ տեսքով՝

$$\frac{R_\pi}{A_\pi} = \frac{R_\sigma}{A_\sigma} = \frac{\theta - 1\sqrt{2\delta - \theta^2}}{\theta + 1\sqrt{2\delta - \theta^2}}, \quad (3.6)$$

որտեղից անմիջապես պարզ է դառնում, որ այդ ամբողջ տիրույթում կատարվում է լրիվ անդրադարձում՝ սկզբնական ամբողջ էներգիան տանում է անդրադարձած ալիքը՝ $\left| \frac{R_\pi}{A_\pi} \right|^2 = \left| \frac{R_\sigma}{A_\sigma} \right|^2 = 1$:

Սովորաբար ենթադրվում է, որ երբ սահքի θ անկյունը դառնում է մեծ սահքի սահմանային անկյունից ($\theta > \theta_*$), չկախող միջավայրերում անդրադարձման ինտենսիվությունը կտրուկ ընկնում է՝ հասնելով 0-ի: Սակայն պետք է ասել, որ անդրադարձման ինտենսիվությունը լրիվ ներքին անդրադարձման տիրույթում եթե նկարագրվում է (3.6) բանաձևով, ապա այդ տիրույթից անմիջապես դուրս նկարագրվում է (3.5) բանաձևով, և ինտենսիվությունը այնպես խիստ կտրուկ չի ընկնում, ինչպես ենթադրվում է:

Վերջերս ունեցնողական ճառագայթների լրիվ ներքին անդրադարձումը անվանում են լրիվ արտաքին անդրադարձում: Դա հիմնավորվում է նրանով, որ ունեցնողական ճառագայթների բեկման ցուցիչը փոքր է մեկից և լրիվ ներքին անդրադարձում է ստացվում այն դեպքում, երբ ունեցնողական ալիքները դատարկությունից սահմանային անկյունից մեծ անկյան տակ ընկնում են միջավայրի՝ նյութական հայելու վրա: Այսինքն՝ լրիվ անդրադարձում տեղի է ունենում միջավայրի դրսից: Սակայն դատարկությունից ունեցնողական ալիքի միջավայրի վրա ընկնելը և լրիվ անդրադարձում առա-

ջանալը մասնավոր դեպք է: Լրիվ անդրադարձում կարող է առաջանալ նաև երկու դիէլեկտրիկների սահմանի վրա, եթե մեծ բեկման ցուցիչ ունեցող դիէլեկտրիկից ավիքն ընկնում է փոքր բեկման ցուցիչ ունեցող դիէլեկտրիկի վրա: Իրոք, ենթադրենք $n_1 = 1 - \delta_1$ բեկման ցուցիչ ունեցող դիէլեկտրիկից ունեցնյալն ավիքն ընկնում է $n_2 = 1 - \delta_2$ բեկման ցուցիչ ունեցող դիէլեկտրիկի վրա, ընդ որում, տեղի ունի $n_1 > n_2$ և հետևաբար $\delta_2 > \delta_1$: Այդ դեպքում երկրորդ միջավայրի բեկման ցուցիչը առաջինի նկատմամբ կլինի մեկից փոքր՝

$$n_{21} = \frac{n_2}{n_1} = \frac{1 - \delta_2}{1 - \delta_1} \approx (1 - \delta_2)(1 + \delta_1) = 1 - \delta_2 + \delta_1 - \delta_1\delta_2,$$

$$n_{21} \approx 1 - (\delta_2 - \delta_1) < 1$$

և կառաջանա լրիվ անդրադարձում:

Այսպիսով, լրիվ անդրադարձման բոլոր դեպքերը ընդգրկելու համար նպատակահարմար է ունեցնյալն ճառագայթների դեպքում էլ այդ անդրադարձումն անվանել լրիվ ներքին անդրադարձում: Այն իմաստով, որ լրիվ անդրադարձում է կատարվում ներսում՝ դեպի այն միջավայրը, որ միջավայրից ընկել է սկզբնական ավիքը: Ուրեմն, հետագա շարադրանքի մեջ այդ երևույթը կանվանենք լրիվ ներքին (և ոչ թե արտաքին) անդրադարձում:

§ 4. ՓՈՒԼԵՐԻ ԹՈՒԶՔԸ ՀԱՅԵԼԱՅԻՆ ԵՎ ԼՐԻՎ ՆԵՐՔԻՆ ԱՆԴՐԱԴԱՐՁՈՒՄՆԵՐԻ ԺԱՄԱՆԱԿ

Օգտվելով (3.5) և (3.6) բանաձևերից՝ կարող ենք հետազոտել R_π բաղադրիչի փուլի փոփոխությունը A_π բաղադրիչի նկատմամբ և R_σ բաղադրիչինը՝ A_σ -ի նկատմամբ՝ հայելային և լրիվ ներքին անդրադարձումների ժամանակ:

Ա) ՓՈՒԼԵՐԻ ԹՈՒԶՔԸ ՀԱՅԵԼԱՅԻՆ ԱՆԴՐԱԴԱՐՁՄԱՆ ԺԱՄԱՆԱԿ

(3.5) բանաձևից երևում է, որ R_π/A_π և R_σ/A_σ հարաբերությունները իրական մեծություններ են և դրական նշաններ ունեն: Հետևաբար, ունեցնյալն ճառագայթների հայելային անդրադարձման տիրույթում անդրադարձման հետևանքով փուլերի թռիչք չի կատարվում: Փուլերի տարբերությունը R_σ և R_π բաղադրիչների միջև նույնպես հավասար կլինի զրոյի, եթե սկզբնական ավիքի A_π և A_σ բաղադրիչները գտնվեն միևնույն փուլում:

Այժմ հետազոտենք այն դեպքը, երբ հայելային անդրադարձումը տեղի ունի երկու դիէլեկտրիկներն իրարից բաժանող սահմանի վրա և բեկման ցուցիչը մեծ է մեկից՝ $n=1+\delta>1$: Այս դեպքում (3.5) բանաձևը կընդունի հետևյալ տեսքը.

$$\frac{R_{\sigma}}{A_{\sigma}} = \frac{R_{\pi}}{A_{\pi}} = \frac{\theta - \sqrt{\theta^2 + 2\delta}}{\theta + \sqrt{\theta^2 + 2\delta}}. \quad (3.7)$$

Ինչպես երևում է (3.7) բանաձևից, երբ ռենտգենյան ճառագայթների բեկման ցուցիչը մեծ է մեկից (խոսքը հարաբերական ցուցչի մասին է) R_{σ}/A_{σ} և R_{π}/A_{π} հարաբերությունները միշտ բացասական են, որովհետև $\theta < \sqrt{\theta^2 + 2\delta}$, և, հետևապես, հայելային անդրադարձման հետևանքով թե՛ R_{σ} , թե՛ R_{π} բաղադրիչների փուլը π -ով փոխվում է: Իսկ փուլերի տարբերությունը R_{σ} և R_{π} բաղադրիչների միջև դարձյալ մնում է 0-ին հավասար:

Բ) ՓՈՒԼԵՐԻ ԹՈՒՉՔԸ ԼՐԻՎ ՆԵՐՔԻՆ ԱՆԴՐԱԴԱՐՁՄԱՆ ԺԱՄԱՆԱԿ

Ինչպես երևում է (3.6) բանաձևից, լրիվ ներքին անդրադարձման ժամանակ R_{σ}/A_{σ} և R_{π}/A_{π} հարաբերությունները կոմպլեքս մեծություններ են, ուստի այդ բաղադրիչների միջև գոյություն ունի փուլերի տարբերություն: Եթե փուլերի տարբերությունը R_{π} և A_{π} բաղադրիչների միջև նշանակենք φ_{π} -ով, իսկ R_{σ} -ի և A_{σ} -ի միջև՝ φ_{σ} -ով, ապա դրանց համար (3.6) բանաձևից կստանանք

$$\operatorname{tg} \frac{\varphi_{\pi}}{2} = \operatorname{tg} \frac{\varphi_{\sigma}}{2} = \frac{\sqrt{2\delta - \theta^2}}{\theta}: \quad (3.8)$$

Եթե անդրադարձումը տեղի ունի սահմանային անկյան տակ $\theta^2 = 2\delta$, ապա այդ փուլերի տարբերության համար կստանանք $\varphi_{\pi} = \varphi_{\sigma} = 0$, իսկ երբ սկզբնական ալիքի անկման անկյունը՝ $\alpha = 90^\circ$, այսինքն $\theta = 0$, այդ մեծությունների համար կստանանք $\varphi_{\pi} = \varphi_{\sigma} = \pi$:

Այսպիսով, փուլերի թռիչքը լրիվ ներքին անդրադարձման տիրույթում R_{π} ու A_{π} բաղադրիչների և R_{σ} ու A_{σ} բաղադրիչների միջև զրոյից (երբ $\theta = \sqrt{2\delta}$) աճում է մինչև π (երբ $\theta = 0$):

Այստեղ կարևոր եզրակացությունն այն է, որ ռենտգենյան ճառագայթների լրիվ ներքին անդրադարձման ժամանակ R_{π} և R_{σ} բաղադրիչների միջև փուլերի տարբերություն չի առաջանում և այդ պատճառով էլ անդրադարձած ալիքի էլիպտիկ բևեռացում չի

առաջանում, մի բան, որ լույսի դեպքում որոշակիորեն տեղի ունի:

Անդրադարձած ալիքի բեկուցման մասին այստեղ ասածը այնքան էլ խիստ ճշգրիտ չէ, որովհետև (3.3) և (3.4) բանաձևերն արտածելիս մենք արհամարհել ենք երկրորդ կարգի փոքր մեծությունները և այդ պատճառով R_{π} -ի ու R_{σ} -ի համար ստացել ենք միևնույն արտահայտությունները: Այդ բաղադրիչների համար ստացվելի ճշգրիտ արտահայտություններ հեշտությամբ կարելի է ստանալ (3.3ա) և (3.4ա) բանաձևերից.

$$\frac{R_{\pi}}{A_{\pi}} = \frac{\theta - 2\theta\delta - \sqrt{\theta^2 - 2\delta}}{\theta - 2\theta\delta + \sqrt{\theta^2 - 2\delta}}, \quad \frac{R_{\sigma}}{A_{\sigma}} = \frac{\theta - \sqrt{\theta^2 - 2\delta}}{\theta + \sqrt{\theta^2 - 2\delta}}.$$

Որտեղից լրիվ ներքին անդրադարձման տիրույթում ամպլիտուդների և փուլերի թռիչքների համար կստանանք հետևյալ արտահայտությունները՝

$$\frac{R_{\pi}}{A_{\pi}} = \frac{\theta - 2\theta\delta + i\sqrt{2\delta - \theta^2}}{\theta - 2\theta\delta - i\sqrt{2\delta - \theta^2}}, \quad \frac{R_{\sigma}}{A_{\sigma}} = \frac{\theta + i\sqrt{2\delta - \theta^2}}{\theta - i\sqrt{2\delta - \theta^2}},$$

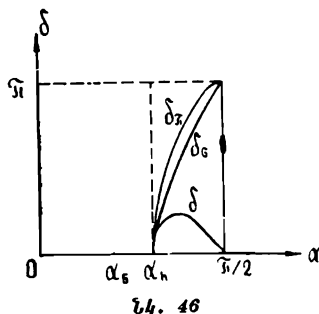
$$\operatorname{tg} \frac{\varphi_{\pi}}{2} = \frac{\sqrt{2\delta - \theta^2}}{\theta(1 - 2\delta)}, \quad \operatorname{tg} \frac{\varphi_{\sigma}}{2} = \frac{\sqrt{2\delta - \theta^2}}{\theta}.$$

Ինչպես երևում է այս վերջին արտահայտությունից, R_{π} և R_{σ} բաղադրիչների փուլերի միջև չնչին տարբերություն կա, որի պատճառով անդրադարձած ալիքը փաստորեն չնչին չափով բեկուցված կլինի՝ բեկուցման էլիպսը ձգված կլինի (մեծ կիսառանցքը փոքրից շատ մեծ կլինի) և ուղիղ գծի հատվածից շատ քիչ կտարբերվի: Այնպես որ, առանց մեծ սխալ գործելու, կարելի է համարել, որ լրիվ ներքին անդրադարձման ժամանակ ռենտգենյան ճառագայթների էլիպտիկ բեկուցում չի առաջանում:

Մենք այստեղ փուլերի թռիչքի հարցով անհրաժեշտից մի փոքր ավելի մանրամասն զբաղվեցինք այն պատճառով, որ այդ հարցում գրականության մեջ գոյություն ունի խառնաշփոթություն: Մի շարք գրքերում [1—3] նշվում է, որ իբր ինչպես լուսային ճառագայթների, այնպես էլ ռենտգենյան ճառագայթների դեպքում լրիվ ներքին անդրադարձման ժամանակ փուլերի թռիչք գոյություն չունի: Դեռ ավելին, [1] գրքում հեղինակը պնդում է, որ ռենտգենյան ճառագայթների հետ լիոդի հայելիով կատարված փորձով ցույց է տրված, որ լրիվ ներքին անդրադարձման ժամանակ փուլերի թռիչք իսկապես գոյություն չունի: Սակայն ինչպես օպտիկայում հայտնի է լուսային ալիքների համար, այնպես

Հլ ունեցողական ճառագայթների համար մեր ցույց տվածից պարզ է, որ լրիվ ներքին անդրադարձման ամբողջ անկյունային տիրույթում φ_{π} և φ_{σ} փուլերի թռիչքները տարբեր են 0-ից և աճում են 0-ից մինչև π , ինչպես այդ ցույց է տրված 46-րդ նկարում:

Նկար 46-ում ցույց է տրված փուլերի թռիչքը լուսային ալիքների համար: Ռենտգենյան ալիքների փուլերի թռիչքի պատկերը դրանից կտարբերվի հետևելով:



1. 0-ից մինչև 80—85 աստիճան անկման անկյունների դեպքում ունեցողական ճառագայթների կանոնավոր (հայելային) անդրադարձում չի դիտվում, և փուլերի թռիչքի մասին խոսելն էլ իմաստ չունի:

2. 80°—85°-ից մինչև $\theta = \sqrt{2\delta}$, որ համապատասխանում է մոտ 89°-ի, տեղի ունի հայելային անդրադարձում և այդ տիրույթում $\varphi_{\pi} = \varphi_{\sigma} = 0$:

3. $\theta = \sqrt{2\delta}$ մինչև $\theta = 0$ (այսինքն $\alpha = \frac{\pi}{2} - \sqrt{2\delta}$ մինչև $\alpha = 90^\circ$) տեղի ունի լրիվ ներքին անդրադարձում: Այդ տիրույթում φ_{π} -ն և φ_{σ} -ն աճում են 0-ից մինչև π : Օպտիկայում $\varphi = \varphi_{\pi} - \varphi_{\sigma}$ մեծությունը լրիվ անդրադարձման տիրույթում կարող է ընդունել բավականին մեծ արժեքներ և այդ պատճառով այնտեղ առաջանում է անդրադարձած ալիքի շրջանային կամ էլիպտիկ բեկեռացում, իսկ ունեցողական ճառագայթների դեպքում φ -ն շատ փոքր արժեքներ է ընդունում և այդ պատճառով լրիվ ներքին անդրադարձման ժամանակ դիտելի բեկեռացում գոյություն չունի:

Այսպիսով, լրիվ ներքին անդրադարձման ժամանակ փուլերի թռիչքի բացակայության վերաբերյալ պնդումները հիմնված են թյուրիմացության վրա: Այս հարցի մանրամասնություններին կարելի է ծանոթանալ դիմելով [4] աշխատությանը:

§ 5. ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ԺԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ԼՐԻՎ ՆԵՐՔԻՆ ԱՆԴՐԱԴԱՐՁՈՒՄԸ ԿԼԱՆՈՂ ՄԻՋԱՎԱՅՐԵՐԻՑ

Կլանող միջավայրերում բեկման ցուցիչը լինում է կոմպլեքս

$$n = 1 - \delta - i\beta, \quad (3.11)$$

որի իրական մասը՝ $n_r = 1 - \delta$, կատարում է սովորական բեկման ցուցչի դեր, իսկ կեղծ մասով պայմանավորված է կլանումը: Նկա-

տի ունենալով (3.11)-ը, անդրադարձած ալիքի ամպլիտուդի բաղադրիչների (3.9) և (3.10) արտահայտությունները կարող ենք արտագրել հետևյալ տեսքով.

$$\frac{R_{\pi}}{A_{\pi}} = \frac{\theta - 2\delta\theta - 2i\beta\theta - \sqrt{\theta^2 - 2\delta - 2i\beta}}{\theta - 2\delta\theta - 2i\beta\theta + \sqrt{\theta^2 - 2\delta - 2i\beta}}, \quad \frac{R_{\sigma}}{A_{\sigma}} = \frac{\theta - \sqrt{\theta^2 - 2\delta - 2i\beta}}{\theta + \sqrt{\theta^2 - 2\delta - 2i\beta}}.$$

Կոմպլեքս արտահայտությունից արմատ հանելու համար կատարենք նշանակում՝

$$\sqrt{\theta^2 - 2\delta - 2i\beta} = a + ib, \quad (3.12)$$

որտեղից $a^2 - b^2 = \theta^2 - 2\delta, \quad ab = -\beta$:

Լուծելով այդ համակարգը a -ի և b -ի նկատմամբ, կստանանք՝

$$a^2 = \frac{1}{2} \{ \sqrt{(\theta^2 - 2\delta)^2 + 4\beta^2} + \theta^2 - 2\delta \},$$

$$b^2 = \frac{1}{2} \{ \sqrt{(\theta^2 - 2\delta)^2 + 4\beta^2} - \theta^2 + 2\delta \};$$

Օգտվելով (3.12) նշանակումից, անդրադարձած ալիքի հարաբերական ամպլիտուդների ինտենսիվությունների համար կստանանք հետևյալ արտահայտությունները.

$$\frac{R_{\pi}}{A_{\pi}} = \frac{(\theta - 2\delta\theta - a) - i(2\beta\theta + b)}{(\theta - 2\delta\theta + a) + i(2\beta\theta - b)}, \quad (3.13a)$$

$$\frac{R_{\sigma}}{A_{\sigma}} = \frac{(\theta - a) - ib}{(\theta + a) + ib}, \quad (3.14a)$$

$$\left| \frac{R_{\pi}}{A_{\pi}} \right|^2 = \frac{(\theta - 2\delta\theta - a)^2 + (2\beta\theta + b)^2}{(\theta - 2\delta\theta + a)^2 + (2\beta\theta - b)^2}, \quad (3.13)$$

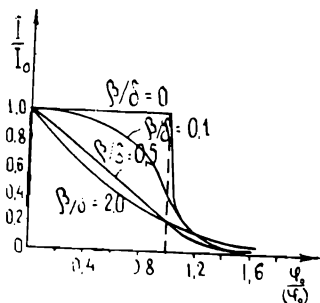
$$\left| \frac{R_{\sigma}}{A_{\sigma}} \right|^2 = \frac{(\theta - a)^2 + b^2}{(\theta + a)^2 + b^2}. \quad (3.14)$$

Արհամարհելով $\delta\theta$ և $\beta\theta$ երկրորդ կարգի փոքր մեծությունները, կստանանք՝ $\frac{R_{\pi}}{A_{\pi}} = \frac{R_{\sigma}}{A_{\sigma}}, \quad \left| \frac{R_{\pi}}{A_{\pi}} \right|^2 = \left| \frac{R_{\sigma}}{A_{\sigma}} \right|^2$

Այսպիսով, կլանման առկայության դեպքում էլ անդրադարձած ալիքների անկման հարթության և այդ հարթությանն ուղղահայաց բաղադրիչները մոտավորապես իրար հավասար են, իհարկե, ընկնող ալիքի A_{π} և A_{σ} բաղադրիչների իրար հավասար լինելու դեպքում:

Այժմ անցնենք լրիվ ներքին անդրադարձման տիրույթում կլանման առկայությամբ անդրադարձած ալիքի ինտենսիվության հետազոտմանը: Ինչպես երևում է (3.13)-ից և (3.14)-ից, այս դեպքում այլևս լրիվ անդրադարձում գոյություն չունի, և որքան մեծ է β -ն, այնքան փոքր են R_{π} -ն և R_{σ} -ն:

Կլանման առկայության դեպքում անդրադարձած ալիքի ինտենսիվության կախումը սահքի θ անկյունից տարբեր β -երի դեպքում բերված է 47-րդ նկարում: Կորերը ցույց են տալիս, որ կլանման բացակայության դեպքում դիտվում է լրիվ անդրադարձում սահքի անկյան զրոյից մինչև $\theta_{\infty} = \sqrt{2\epsilon}$ արժեքների տիրույթում, իսկ այդ տիրույթից դուրս անդրադարձման ինտենսիվությունը արագ ընկնում է. θ -ի մեծացմամբ: Կլանման առկայության դեպքում լրիվ անդրադարձում չի դիտվում և $0 \leq \theta \leq 2\delta$ տիրույթից դուրս էլ ինտենսիվությունը այնպես արագ չի ընկնում, ինչպես կլանման բացակայության դեպքում: Կլանման ուժեղացումով (β -ի մեծացմամբ) լրիվ անդրադարձման տիրույթում անդրադարձման ինտենսիվությունը ընկնում է, իսկ այդ տիրույթից դուրս ավելի դանդաղ է ընկնում: Կլանման մեծացմամբ ավելի ու ավելի անորոշ է դառնում լրիվ անդրադարձման տիրույթի սահմանը, ավելի ճիշտ՝ այդ սահմանը վերանում է:



Նկ. 47. Կլանող միջավայրերում անդրադարձած ալիքի ինտենսիվության կախումը սահքի անկյունից

§ 6. ՓՈՒԼԵՐԻ ԹՈՒՉՔԸ ԱՆԳՐԱԳԱՐՁՄԱՆ ԺԱՄԱՆԱԿ ԿԼԱՆՈՂ ՄԻՋԱՎԱՅՐԵՐԻՑ

Ինչպես տեսանք նախորդ պարագրաֆում, կլանող միջավայրերի դեպքում փաստորեն հայելային և լրիվ ներքին անդրադարձման տիրույթները չեն տարբերվում իրարից: Այդ պատճառով կլանող միջավայրերի դեպքում փուլերի թուլչքը մենք կքննարկենք առանց այդ երկու տիրույթներն իրարից տարբերելու:

(3.13 ա) և (3.14 ա) բանաձևերից, արհամարհելով 2 $\delta\theta$ և 2 $\beta\theta$ գումարելիները, փուլերի թուլչքի համար կարող ենք գրել՝

$$\operatorname{tg} \frac{\varphi_{\pi}}{2} = \operatorname{tg} \frac{\varphi_{\sigma}}{2} = - \frac{b}{\theta - a}; \quad (3.15)$$

Ինչպես տեսանք (3.5) և (3.8) բանաձևերից, չկլանող միջավայրերում ռենտգենյան ճառագայթների հայելային անդրադարձման ժամանակ փուլերի թռիչք տեղի չունի, իսկ լրիվ ներքին անդրադարձման տիրույթում փուլերի թռիչքն աճում է 0-ից մինչև π : Այստեղ՝ կլանող միջավայրերում, ինչպես երևում է (3.14)-ից, անդրադարձման ամբողջ տիրույթում փուլերի թռիչքը կախված է կլանման մեծությունից և ընդունում է հետևյալ արժեքները.

ա) հայելային անդրադարձմանը համապատասխանող տիրույթում ($2\theta^2 > 2\delta$) փուլերի թռիչքը տարբեր է 0-ից.

բ) լրիվ ներքին անդրադարձման սահմաններում տարբեր է 0-ից (երբ $\theta^2 = 2\delta$) և տարբեր է π -ից ($\theta = 0$):

§ 7. ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ԾԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ԱՆԴՐԱԴԱՐՁՈՒՄԸ ԲԱՐԱԿ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐԻՑ: ԲԱՐԱԿ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐԻ ՀԱՍՏՈՒԹՅԱՆ ՈՐՈՇՈՒՄԸ

Վերջին տասնամյակում լազերային տեխնիկայի, էլեկտրոնիկայի և կիբեռնետիկայի բուռն զարգացման կապակցությամբ բարակ շերտերի ֆիզիկայի հարցերը շատ կարևոր նշանակություն են ստացել:

Պարզվում է, որ բարակ շերտերի (թաղանթների) ֆիզիկական հատկությունները խստորեն կախված են նրանց հաստությունից (չափային էֆեկտներ) և այդ պատճառով կարևոր նշանակություն են ստացել նաև բարակ թաղանթների հաստությունների որոշման հարցերը:

Բարակ թաղանթների ֆիզիկայի ուսումնասիրման եղանակի շարքում հատուկ տեղ են զբաղում ռենտգենյան եղանակները, որոնց մեջ ամենից հաջող կիրառություններ ունեն ռենտգենյան ճառագայթների հայելային և լրիվ ներքին անդրադարձման եղանակները:

Արդեն նախորդ պարագրաֆներում նշվեց անդրադարձման ժամանակ փուլերի թռիչքի հետ կապված հարցերում գոյություն ունեցող խառնաշփոթության մասին: Այդ խառնաշփոթությունն արտահայտվել է նաև բարակ թաղանթների հաստությունների որոշման հետ կապված հարցերում, որը և առիթ դարձավ այս պարագրաֆի ստեղծմանը:

1. ԱՆԴՐԱԴԱՐՁՈՒՄԸ ԹԱՓԱՆՑԻԿ ԴԻԷԼԵԿՏՐԻԿ ՇԵՐՏԻՑ

Սկզբում քննարկենք պարզ դեպք, երբ թափանցիկ տակդիրի վրա նստեցված է մի բարակ թափանցիկ շերտ: Ոչ տակդիրը և ոչ էլ շերտը ունենալու է ճառագայթները չեն կլանում: Շերտի և տակդիրի բեկման ցուցիչները համապատասխանաբար նշանակենք n_1 -ով և n_2 -ով: Քննարկենք երկու դեպք՝ ա) երբ տակդիրի բեկման ցուցիչը ավելի մեծ է, քան շերտինը ($n_1 < n_2$): Եթե նկատի ունենանք բեկման ցուցիչների արտահայտությունները՝ $n_1 = 1 - \delta_1 < 1 - \delta_2 = n_2$, կստանանք $\delta_1 > \delta_2$:

Շերտի բեկման ցուցիչը տակդիրի նկատմամբ կլինի

$$n_{21} = \frac{n_2}{n_1} \approx (1 - \delta_2)(1 + \delta_1) \approx 1 + (\delta_1 - \delta_2) > 1:$$

բ) Երբ տակդիրի բեկման ցուցիչը ավելի փոքր է, քան շերտինը: Այս դեպքում $\delta_1 < \delta_2$ և $n_{21} = 1 + (\delta_1 - \delta_2) < 1$:

Առաջին դեպքում, երբ ունենալու է սկզբնական ալիքն ընկնում է շերտի վրա, օդ—շերտ սահմանի լրիվ ներքին անդրադարձման անկյունային տիրույթում, եթե շերտի d հաստությունը ալիքի երկարությունից զգալիորեն մեծ է, այդ ալիքը չի հասնում մինչև տակդիր: Լրիվ ներքին անդրադարձման անկյունային տիրույթից դուրս գտնվող անկյան տակ ընկնելիս սկզբնական ալիքի էներգիայի մի մասը կհասնի տակդիրին և եթե շերտի լրիվ ներքին անդրադարձման (օդ—շերտ) սահմանային անկյունը ավելի մեծ է (կամ հավասար), քան շերտ—տակդիր լրիվ ներքին անդրադարձման սահմանային անկյունը, ապա տակդիրին հասնող՝ այդ էներգիայի մի մասը հայելային անդրադարձման կենթարկվի շերտ—տակդիր սահմանի վրա և նմուշից դուրս կվերագրվի շերտի արտաքին մակերևույթից անդրադարձած ալիքին (նկ. 48): Շերտի արտաքին մակերևույթից և տակդիր—շերտ սահմանից անդրադարձած ալիքների ճանապարհների տարբերությունը կլինի

$$n_2 d \sin \varphi, \quad (3.16)$$

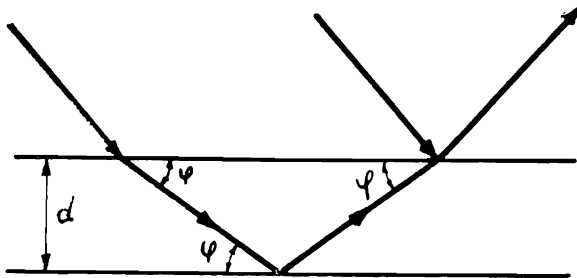
որտեղ φ -ն բեկման սահմանի անկյունն է:

Ինտերֆերենցիոն մաքսիմումների առաջացման պայմանը գրելու համար, բացի ճանապարհների տարբերությունից, մենք պետք է հաշվի առնենք փուլերի այն թռիչքները, որոնք առաջանում են անդրադարձումների ժամանակ:

Առաջին դեպքում ($n_1 < n_2$) շերտի մակերևույթից անդրադարձման ժամանակ փուլի թռիչք չի լինում, իսկ շերտ—տակդիր

սահմանից տեղի ունեցող անդրադարձման ժամանակ փուլը փոխվում է π -ով (տե՛ս § 4): Հետևաբար, նկատի ունենալով (3.16)-ը, մաքսիմումի առաջացման պայմանի համար կարող ենք գրել.

$$2d n_1 \sin \varphi + \frac{\lambda}{2} = m \lambda: \quad (3.17)$$



Նկ. 48. Շերտի արտաքին մակերևույթից և տակդիր-
շերտ սահմանից անդրադարձած ալիքների միջև
ճանապարհների տարբերության որոշումը:

Բեկման ցուցիչն արտահայտելով սահքի անկյուններով՝
 $\frac{\cos \varphi_0}{\cos \varphi} = n_1$, կարող ենք $\sin \varphi$ -ն արտահայտել բեկման ցուցիչ մի-
 շոցով.

$$\sin \varphi = \sqrt{1 - \cos^2 \varphi} = \frac{1}{n_1} \sqrt{n_1^2 - \cos^2 \varphi_0} \approx \frac{1}{n_1} \sqrt{\varphi_0^2 - 2\delta_1}:$$

Եթե նկատի ունենանք նաև, $n_1 = 1 - \delta_1$, իսկ φ -ն փոքր է, ապա
 (3.17) պայմանը կընդունի հետևյալ տեսքը՝

$$2d \sqrt{\varphi_0^2 - 2\delta_1} + \frac{\lambda}{2} = m \lambda: \quad (3.18)$$

Երկրորդ դեպքում, քանի որ $\delta_2 > \delta_1$, տակդիրի լրիվ ներքին անդ-
 րադարձման անկյունային տիրույթն ավելի մեծ է, քան շերտին.
 $\varphi'_s = \sqrt{2\delta_1}$, $\varphi''_s = \sqrt{2\delta_2}$, $\varphi''_s > \varphi'_s$, ուրտեղ φ'_s -ը և φ''_s -ը շերտի ու
 տակդիրի լրիվ ներքին անդրադարձման սահքի սահմանային ան-
 կյուններն են: Այդ պատճառով 0-ից մինչև φ'_s սահքի անկյուննե-
 րի տիրույթում ընկած է ներգիայի մի մասը անդրադառնում է շեր-
 տից, մյուս մասը, մտնելով շերտի մեջ, հասնում է տակդիրին և

ներանից լրիվ անդրադառնալով՝ դուրս է գալիս նմուշից ու ինտերֆերենցվում շերտի արտաքին մակերևույթից անդրադարձածի հետ:

Եթե տակդիրի հայելային անդրադարձման φ'' սահմանային անկյունը ավելի փոքր է, քան շերտի հայելային անդրադարձման φ' սահմանային անկյունը, ապա տակդիրի լրիվ ներքին անդրադարձման φ'' անկյունից մինչև նրա հայելային անդրադարձման φ' անկյունների տիրույթում ընկնող էներգիայի մի մասը շերտի արտաքին մակերեսից, իսկ մյուս մասը տակդիրից հայելայնորեն կանդրադառնան և վերադրվելով իրար հետ՝ կինտերֆերենցվեն:

φ' -ից մինչև φ'' անկյունների տիրույթում ինտերֆերենցիոն մաքսիմումների առաջացման պայմանը կլինի

$$2d \sqrt{\varphi_0^2 - 2\delta_1} + \frac{\lambda}{2\pi} 2\text{arctg} \frac{\sqrt{\cos^2 \varphi - n_1^2}}{\sin \varphi} = m\lambda: \quad (3.19)$$

Նկատի ունենալով, որ

$$n_{21} = 1 + (\delta_1 - \delta_2) < 1; \quad n_1 = 1 - \delta_1, \\ \sin \varphi = \frac{1}{n_1} \sqrt{n_1^2 - \cos^2 \varphi_0}, \quad \frac{\cos \varphi_0}{\cos \varphi} = n_1,$$

(3.19)-ը կարող ենք բերել հետևյալ տեսքի՝

$$2d \sqrt{\varphi_0^2 - 2\delta_1} + \frac{\lambda}{2\pi} 2\text{arctg} \sqrt{\frac{\cos^2 \varphi_0 - n_1^2}{n_1^2 - \cos^2 \varphi_0}} = m\lambda, \text{ կամ} \\ 2d \sqrt{\varphi_0^2 - 2\delta_1} + \frac{\lambda}{2\pi} 2\text{arctg} \sqrt{\frac{2\delta_2 - \varphi_0^2}{\varphi_0^2 - 2\delta_1}} = m\lambda: \quad (3.20)$$

Վերջապես տակդիրի լրիվ ներքին անդրադարձման սահմանային սահմանի անկյունից մինչև նրա հայելային անդրադարձման սահմանային սահմանի φ'' անկյունների տիրույթում ինտերֆերենցիոն մաքսիմումների առաջացման պայմանը կլինի՝

$$2d \sqrt{\varphi_0^2 - 2\delta_1} = m\lambda: \quad (3.21)$$

(3.21)-ը գրելիս նկատի ունեցանք, որ այս դեպքում ինչպես շերտի արտաքին մակերևույթից, այնպես էլ տակդիրից տեղի ունեցող անդրադարձումների ժամանակ փուլերի թուխք տեղի չի ունենում, քանի որ այդ հայելային անդրադարձումները տեղի են ունենում ավելի նոսր միջավայրերից:

2. ԱՆԴՐԱԴԱՐՁՈՒՄԸ ՄԵՏԱՂԱԿԱՆ ՇԵՐՏԻՑ

Այժմ քննարկենք այն դեպքը, երբ թափանցիկ տակդիրի վրա նստեցված է մետաղական շերտ: Լույսի դեպքում մետաղների բեկման ցուցիչը միշտ կոմպլեքս է և անդրադարձման գործակիցն էլ բավականին մեծ է: Ռենտգենյան ճառագայթների դեպքում, եթե կլանումը աննշան է, բեկման ցուցիչը համարյա թե իրական կլի- նի, իսկ անդրադարձման գործակիցը՝ փոքր: Երբ ռենտգենյան ճա- ռագայթների բեկման ցուցիչը իրական է, ինտերֆերենցիոն պատ- կերի հաշվարկը հանգեցնում է նախորդ դեպքին (թափանցիկ դի- էլեկտրիկների դեպքին):

Այժմ կքննարկենք թափանցիկ դիէլեկտրիկ տակդիրի վրա նստեցված կոմպլեքս բեկման ցուցիչով մետաղական շերտից անդ- րադարձած ռենտգենյան ճառագայթների ինտերֆերենցիոն պատ- կերը:

Մետաղի բեկման ցուցիչը ներկայացնենք հետևյալ կերպ՝ $n_1 = 1 - \delta_1 - i\delta_2$, տակդիրի բեկման ցուցիչը՝ n_2 -ը, համապատաս- խանաբար $n_2 = 1 - \delta_3$: Քննարկվող դեպքում տակդիրի բեկման ցուցիչը մետաղական շերտի նկատմամբ կլինի

$$n_{21} = \frac{1 - \delta_3}{1 - \delta_1 - i\delta_2} \approx 1 - \delta_4 + i\delta_2, \quad \text{որտեղ } \delta_4 = \delta_3 - \delta_1:$$

Անհրաժեշտ է տարբերել երկու դեպք, երբ $\delta_4 > 0$ և $\delta_4 < 0$:

Առաջին դեպքում n_{21} հարաբերական բեկման ցուցիչ իրական մասը փոքր կլինի մեկից ($1 - \delta_4 < 1$), երկրորդ դեպքում այն մեծ կլինի մեկից ($1 - \delta_4 > 1$):

Փուլերի թռիչք տեղի կունենա թե՛ մետաղական շերտի ազատ մակերևույթից և թե՛ մետաղական շերտ—թափանցիկ տակդիր սահմանից անդրադարձման ժամանակ:

Նկատի ունենալով վերոհիշյալը, ինտերֆերենցիոն մաքսի- մումների առաջացման համար կարող ենք գրել հետևյալ պայմանը՝

$$2d \sqrt{\varphi_0^2 - 2\delta_1} + \frac{\lambda}{2\pi} 2\arctg \left(-\frac{b_1}{\theta - a_1} \right) - \frac{i}{2\pi} 2\arctg \left(-\frac{b_2}{\theta - a_2} \right) = \\ = m\lambda: \quad (3.22)$$

Այս վերջինի մեջ b_1 -ի և a_1 -ի արտահայտությունները կստա- նանք, եթե (3.12)-ի արտահայտության մեջ δ -ն փոխարինենք δ_4 -ով, իսկ β -ն՝ δ_2 -ով: a_2 -ի և b_2 -ի արտահայտություններն ստա- նալու համար պետք է համապատասխանաբար δ -ն փոխարինել

δ_1 -ով, իսկ β -ն՝ դարձյալ δ_2 -ով: Եվ վերջապես θ -ն պետք է փոխարինել φ_{01} -ով կամ φ_{02} -ով:

(3.22) արտահայտության մեջ ձախ մասի առաջին անդամը մետաղական շերտի մակերևույթից և տակդիրից անդրադարձած ճառագայթների ճանապարհների տարբերությունն է, իսկ երկրորդ և երրորդ անդամները փուլերի թռիչքներն են, որոնք առաջացել են տակդիրից և մետաղական շերտի ազատ մակերևույթից ճառագայթների անդրադարձումների ժամանակ:

3. ԲԱՐԱԿ ՇԵՐՏԵՐԻ (ԹԱՂԱՆԹՆԵՐԻ) ՀԱՍՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ

Առաջին և երկրորդ կետերում հետազոտեցինք անդրադարձումը թափանցիկ դիէլեկտրիկ և մետաղական շերտերից: Երկու դեպքում էլ ենթադրում էինք, որ տակդիրները թափանցիկ են: Այժմ օգտվելով այդ շերտերից ռենտգենյան ճառագայթների անդրադարձման ժամանակ ստացված ինտերֆերենցիոն պատկերներից, որոշենք նրանց հաստությունները:

ա) Որոշենք թափանցիկ տակդիրի վրա նստեցված թափանցիկ բարակ շերտի հաստությունը:

Այս դեպքում, օգտվելով (3.18) բանաձևից, նպատակահարմար է շերտի հաստությունը որոշել հետևյալ կերպ. եթե ճշգրիտ հայտնի լինի δ_1 -ը, կարող ենք պատկերից գտնել ինտերֆերենցիոն մաքսիմումների համար m -ը և (3.18) բանաձևից առանց դժվարության որոշել շերտի հաստությունը՝ d -ն, իհարկե, եթե ճառագայթումը մոնոխրոմատիկ է (λ -ն հայտնի է): Սակայն քանի որ շերտի բեկման ցուցիչը՝ δ_1 -ը, կախված է նրա խտությունից, իսկ խտությունն էլ իր հերթին բարակ շերտի դեպքում կախված է իր հաստությունից, հետևաբար, δ_1 -ը ճշգրիտ որոշելը բավական բարդ խնդիր է: Այդ պատճառով կարելի է (3.18) բանաձևը գրել երկու (m_1 -րդ և m_2 -րդ) մաքսիմումների համար և, այդ երկու հավասարումներից արտաքսելով δ_1 -ը, d -ի համար ստանալ հետևյալ արտահայտությունը՝

$$d = \frac{\lambda}{2} \sqrt{\frac{m_1(m_1-1) - m_2(m_2-1)}{\varphi_{01}^2 - \varphi_{02}^2}}, \quad (3.23)$$

որտեղ φ_{01} -ը և φ_{02} -ը այն անկման սահմանային անկյուններն են, որոնց դեպքում համապատասխանաբար ստացվում են m_1 -րդ և m_2 -րդ մաքսիմումները:

ի դեպ, δ_1 -ի փոխարեն կարող էինք արտաքսել d -ն և ստանալ արտահայտություն δ_1 -ի համար,

$$\delta_1 = \frac{1}{2} \frac{a\varphi_{02} - b\varphi_{01}}{a-b}, \quad (3.24)$$

որտեղ $a = m_1(m_1 - 1), \quad b = m_2(m_2 - 1) + \frac{1}{4}:$

Այսպիսով, ինտերֆերենցիոն պատկերի օգնությամբ կարող ենք որոշել ոչ միայն շերտի հաստությունը, այլև՝ նրա բեկման ցուցիչը:

Այն դեպքում, երբ կիրառելի է (3.20) բանաձևը, շերտի հաստությունը կարելի է որոշել հետևյալ արտահայտությունից՝

$$d = \frac{1}{2} \frac{b_2 - b_1}{a_1 - a_2}, \quad (3.25)$$

որտեղ

$$a_1 = \sqrt{\varphi_{01}^2 - 2\delta_1}, \quad a_2 = \sqrt{\varphi_{02}^2 - 2\delta_1},$$

$$b_1 = \frac{\lambda}{2\pi} 2\text{arctg} \sqrt{\frac{2\delta_2 - \varphi_{01}^2}{\varphi_{01}^2 - 2\delta_1}}, \quad b_2 = \frac{\lambda}{2\pi} 2\text{arctg} \sqrt{\frac{2\delta_2 - \varphi_{02}^2}{\varphi_{02}^2 - 2\delta_1}},$$

որտեղ δ_1 -ը, և δ_2 -ը համապատասխանաբար շերտի և տակդիրի բեկման ցուցիչների միավոր դեկրեմենտներն են:

Հասկանալի է, տվյալ դեպքում δ_1 -ը և δ_2 -ը պետք է հալտնի լինեն կամ էլ պետք է չափել այլ եղանակով (չափումը կատարել լրիվ ներքին անդրադարձման անկյունների տիրույթից դուրս գտնվող անկյունային տիրույթում):

բ) Որոշենք թափանցիկ տակդիրի վրա նստեցված մետաղական շերտի հաստությունը:

Եթե մետաղական շերտի կլանումը կարելի է արհամարհել, ապա նրա հաստությունը կարելի է որոշել (3.23) բանաձևից, երբ մետաղական շերտի բեկման ցուցիչը ավելի փոքր է, քան տակդիրինը, և (3.25) բանաձևից, եթե տեղի ունի հակառակը՝ տակդիրի բեկման ցուցիչը ավելի փոքր է, քան շերտինը:

Այն դեպքում, երբ մետաղական շերտի կլանումը չի կարելի արհամարհել և կիրառելի է (3.22) բանաձևը, շերտի հաստությունը կորոշվի հետևյալ բանաձևով՝

$$d = \frac{1}{2} \frac{C_4 - C_1}{C_2 - C_3}, \quad \text{որտեղ}$$

$$C_1 = \sqrt{\varphi_{01}^2 - 2\delta_1}, \quad C_3 = \sqrt{\varphi_{02}^2 - 2\delta_1},$$

$$C_2 = \frac{\lambda}{2\pi} 2\arctg \left(\frac{-b_1}{\varphi_{01}-a_1} \right) - \frac{\lambda}{2\pi} 2\arctg \left(\frac{-b_2}{\varphi_{01}-a_2} \right),$$

$$C_4 = \frac{\lambda}{2\pi} 2\arctg \left(\frac{-b'_1}{\varphi_{01}-a'_1} \right) - \frac{\lambda}{2\pi} 2\arctg \left(\frac{-b'_2}{\varphi_{01}-a'_2} \right):$$

Վերջին արտահայտությունների մեջ մտնող a_1 , b_1 , a_2 և b_2 մեծությունները կստացվեն (3.12)-ից այնպես, ինչպես (3.22)-ի մեջ մտնողները, եթե θ -ն փոխարինվի φ_{01} -ով, իսկ a'_1 , b'_1 , a'_2 և b'_2 կստացվեն (3.12)-ից, եթե θ -ն փոխարինվի φ_{02} -ով:

§ 8. ՌԵՆՏԳԵՆԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ԲԵԿՄԱՆ ՅՈՒՑՁԻ ՈՐՈՇՄԱՆ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ԵՂԱՆԱԿՆԵՐԸ

Ռենտգենյան ճառագայթների բեկման ցուցչի որոշման եղանակները նույնպես կբաժանենք երկու խմբի՝ օպտիկական ու դիֆրակցիոն, և կքննարկենք միայն օպտիկականները, իսկ դիֆրակցիոն եղանակները կշարադրենք գրքի համապատասխան բաժիններում: Օպտիկական եղանակներից կնկարագրենք լրիվ ներքին անդրադարձման և պրիզմայի մեջ բեկման վրա հիմնված եղանակները:

1. ԲԵԿՄԱՆ ՅՈՒՑՁԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ ԼՐԻՎ ՆԵՐՔԻՆ ԱՆԴՐԱԴՐՁՄԱՆ ՍԱՀՄԱՆԱՅԻՆ ԱՆԿՅԱՆ ՄԻՋՈՑՈՎ

Լրիվ ներքին անդրադարձման սահմանային անկյան $\sin \alpha_u = n$ պայմանը սահքի սահմանային անկյան համար կրնդունի հետևյալ տեսքը՝ $\cos \theta_u = n$, որը թափանցիկ (չկլանող) միջավայրերի դեպքում ռենտգենյան ճառագայթների համար կարելի է գրել $\cos \theta_u = 1 - \delta$ տեսքով: Օգտվելով այն հանգամանքից, որ ռենտգենյան ճառագայթների դեպքում լրիվ ներքին անդրադարձման սահմանային անկյունը մոտ է 90° -ի, հետևաբար սահքի անկյունը շատ փոքր է, կարող ենք գրել.

$$1 - \frac{\theta_u^2}{2} = 1 - \delta \quad \text{կամ} \quad \theta_u = \sqrt{2\delta}: \quad (3.26)$$

Այսպիսով, չափելով լրիվ ներքին անդրադարձման սահքի սահմանային անկյունը, կարող ենք որոշել բեկման ցուցիչը: Եվ քանի որ ըստ (3.26) բանաձևի բեկման ցուցչի որոշման ճշտությունը պայմանավորված է սահմանային անկյան չափման ճշտությամբ, ապա պարզ է, որ բեկման ցուցիչը այս մեթոդով ճշգրիտ կարելի է չափել միայն չկլանող միջավայրերի դեպքում:

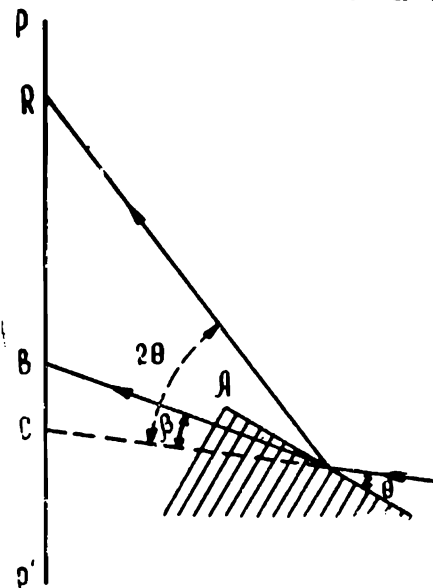
2. ԲԵԿԱՆ ՑՈՒՑՁԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ ՊՐԻՋՄԱՅԻ ՄԵՋ ԲԵԿՈՒՄԸ ԴԻՏԵԼՈՒ ՄԻՋՈՑՈՎ

Պրիզմաների մեջ ռենտգենյան ճառագայթների բեկումը դիտելու միջոցով բեկման ցուցիչը որոշելը բավականին դժվար է, որովհետև նրանց բեկման ցուցիչը շատ մոտ է մեկի, և բեկումը շնչին է: Այդ է պատճառը, որ երկար ժամանակ ռենտգենյան ճառագայթների բեկումը պրիզմայի մեջ չէր հաջողվում դիտել: Միայն 1924 թ. լաբսոնին, Ջիգբանին և Ուոլերին [5] հաջողվեց դիտել ռենտգենյան ճառագայթների բեկումը պրիզմայի մեջ:

Կարելի է ցույց տալ, որ բեկումն ավելի մեծ է և հետևաբար հեշտ է դիտել, եթե անկման անկյունը մոտ է սահմանային անկյանը: Իրոք, բեկման $\sin \alpha = n \sin \beta$ օրենքից կարելի է անկման և բեկման անկյունների աճերի միջև ստանալ հետևյալ կապը՝

$$\frac{\Delta \beta}{\Delta \alpha} = \frac{\cos \alpha}{\cos \beta} = \frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2}, \quad (3.27)$$

որտեղ θ_1 -ը և θ_2 -ը անկման ու բեկման սահման անկյուններն են: Քանի որ $\alpha < \beta$, հետևապես $\theta_1 > \theta_2$, ապա $\Delta \beta > \Delta \alpha$ և այնքան ավելի մեծ է, որքան փոքր է θ_2 -ը (սակայն բեկված ճառագայթ ստանալու համար θ_2 -ը պետք է լինի մեծ θ -ից):



Նկ. 49. Բեկման ցուցչի որոշումը
պրիզմայի միջոցով

Նկատի ունենալով նշված հանգամանքը, պրիզմայի միջոցով բեկման ցուցչի որոշման փորձը արվում է հետևյալ կերպ (տե՛ս նկ. 49):

Ռենտգենյան ճառագայթները սահման փոքր θ անկյան տակ ընկնում են ուղղանկյուն պրիզմայի վրա: Հետազոտվող ալիքի սահման սահմանային θ_0 անկյունը շնչին չափով մեծ է անկման սահման θ անկյունից: Այդ պատճառով ֆոտոթիթեղի վրա ընկնում են հետևյալ երեք տեսակի ճառագայթները՝

1. R կետն են ընկնում անընդհատ սպեկտրի այն համեմատաբար փոքր ալիքները, որոնց սահման սահմանային

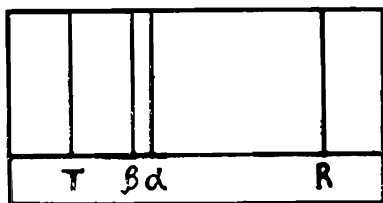
անկյունը ավելի մեծ է, քան θ սահքի անկյունը, և որոնք պրիզմայի վրա կրում են լրիվ ներքին անդրադարձում՝ անկման ուղղություներից (սկզբնական ուղղությունից) շեղվելով 2θ -ով:

2. B կետն են ընկնում հետազոտվող (որոնց բեկման ցուցիչը պետք է որոշվի) բնութագրական (խառակտերիստիկ) ճառագայթները, որոնց սահմանային սահքի անկյունը ավելի փոքր է, քան անկման սահքի θ անկյունը: Եվ քանի որ անկման սահքի անկյունը փոքր է, համաձայն (3.27)-ի, նրանք ավելի մեծ բեկում (շեղում) են կրում պրիզմայի մեջ մտնելիս, և հակառակը՝ ելքի մակերևույթի վրա համարյա թե ուղղահայաց են ընկնում, այդ իսկ պատճառով պրիզմայից դուրս գալիս համարյա թե չեն բեկվում:

3. C կետն են ընկնում բոլոր այն ճառագայթները, որոնք ոչ բեկվում են և ոչ էլ լրիվ ներքին անդրադարձման են ենթարկվում: Ավելի ճիշտ՝ C կետն են ընկնում սկզբնական ճառագայթների ուղղությամբ տարածվողները, այսինքն՝ C կետը սկզբնական ճառագայթների հետքն է պրիզմայի բացակայության դեպքում:

Այսպիսով, եթե սկզբնական փունջը օժտված է անընդհատ սպեկտրով, ապա նրա կարճ ալիքները լրիվ ներքին անդրադարձման

են ենթարկվում, իսկ երկարները բեկվելով մտնում են պրիզմա և վերածվում սպեկտրի (տարբեր երկարություններ ունեցող ալիքները տարբեր չափով են բեկվում): 50-րդ նկարում բերված է



CuK α ճառագայթման սպեկտրը, որն ստացել է Բիրդենը կվարցի պրիզմայով:

Նկ. 50. Պղնձի K α ճառագայթման սպեկտրը, T-ն սկզբնական ճառագայթն է, R-ը՝ անդրադարձած

Բեկման ցուցիչը հաշվելու համար բեկման օրենքն արտահայտող բանաձևը՝ $n = 1 - \delta = \frac{\cos\theta_1}{\cos\theta_2}$, օգտվելով 50-րդ նկարից, կարող ենք բերել հետևյալ տեսքի. $1 - \delta = \frac{\cos\theta}{\cos(\theta - \beta)}$, կամ, ի նկատի ունենալով θ և β անկյունների փոքրությունը՝ վրա հիմնված հետևյալ մոտավորությունները.

$$\cos\theta \approx 1 - \frac{\theta^2}{2}; \quad \cos(\theta - \beta) \approx 1 - \frac{\theta^2}{2} + \frac{2\theta\beta}{2} + \frac{\beta^2}{2},$$

կարող ենք δ -ի համար վերջնականապես գրել՝ $\delta = \beta \left(\theta - \frac{\beta}{2} \right),$

Չափելով թ և թ անկյունները վերջին քանաձևի օգնությամբ, կարող ենք հաշվել բեկման ցուցչի ծ միավոր դեկրեմենտը:

Կլանումը մեզ թույլ է տալիս օգտվել համարյա թե պրիզմայի միայն կողից, այդ պատճառով կողը պետք է լինի շատ սուր:

Այս հղանակով, իհարկե, ռենտգենյան ճառագայթները կարելի է վերածել սպեկտրի (նկ. 50), սակայն լուծող ուժը կլինի շատ փոքր:

ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹԵՐԻ ԵՎ ՆՅՈՒԹԻ ՓՈԽԱԶԴԵՅՈՒԹՅՈՒՆԸ

Մտնելով նյութական միջավայր, ռենտգենյան ճառագայթները փոխազդում են այդ միջավայրի նյութի հետ: Ընդհանուր առմամբ այդ փոխազդեցության բնույթն այսպիսին է. նյութի միջով անցնելիս ռենտգենյան ճառագայթներն իրենց էներգիայի մի մասը կորցնում են, այդ կորցրած էներգիան ծախսվում է ցրման, ֆոտոո և ջերմային էֆեկտների վրա: Ռենտգենյան ճառագայթների ցրումն ունի այսպիսի բնույթ. նրանք, ինչպես և ամեն մի էլեկտրամագնիսական ալիք, անցնելով նյութական միջավայրի միջով, ցրվում են այդ միջավայրի էլեկտրոնների ու պրոտոնների (միջուկների) կողմից: Ռենտգենյան ցրված ճառագայթները լինում են երեք տեսակի.

1. ալիքի անփոփոխ երկարությամբ ցրված ճառագայթներ (ռելեյան ցրում), որոնք առաջանում են հետևյալ կերպ. ռենտգենյան ճառագայթները միջավայրով անցնելիս տատանման մեջ են դնում այդ միջավայրի ատոմների էլեկտրոններին*: Այդ էլեկտրոնները տատանվում են տատանման պատճառ հանդիսացող ռենտգենյան ճառագայթների հաճախականությամբ և դառնում են նույնպիսի հաճախականությամբ տարրական սֆերիկ ալիքների կենտրոններ: Այսպիսով, սկզբնական ռենտգենյան ճառագայթների էներգիայի մի մասը նույն հաճախականությամբ սֆերիկ ալիքներով տարածվում է բոլոր կողմերի վրա:

2. Կոմպտոնյան ցրում, որը տեղի է ունենում այսպես. $h\nu_0$ էներգիայով քվանտի և էլեկտրոնի միջև տեղի է ունենում բախում, որի հետևանքով էլեկտրոնը որոշ $\frac{mv^2}{2}$ էներգիա է ստանում

* Ռենտգենյան ճառագայթների ազդեցության տակ միջուկների կատարած տատանումները կարելի է արհամարհել էլեկտրոնների տատանումների համեմատությամբ:

քվանտից, իսկ վերջինս փոխում է իր շարժման ուղղությունը: Այդ բախման պատճառով քվանտի էներգիան դառնում է $h\nu_1$, որը որոշ-

$$վում է հետևյալ հավասարումով. $h\nu_1 = h\nu_0 - \frac{mv^2}{2}$:$$

Նոր քվանտն ունի փոքր հաճախականություն, հետևաբար նրան համապատասխանում է ավելի մեծ ալիքի երկարություն: Ալիքի երկարության մեծացումը կախված չէ ցրող նյութի քիմիական բաղադրությունից, այլ կախված է միայն ցրման անկյունից.

$$\Delta\lambda = \frac{2h}{mc} \sin^2\theta = 0,048 \sin^2\theta \text{ անգստրեմ, որտեղ } m\text{-ը էլեկտրոնի}$$

մասսան է, իսկ c -ն՝ լույսի արագությունը:

3. Բնորոշ (խարակտերիստիկ) ցրում, որի բնույթի մասին արդեն խոսվել է առաջին գլխում, իսկ այստեղ կնշենք միայն այն, որ ցրման հետևանքով առաջացած ճառագայթները բաղկացած են լինում մի շարք դիսկրետ ալիքի երկարություններից, որոնք բոլորն էլ մեծ են լինում սկզբնական ալիքի երկարությունից, այսինքն՝ $\lambda_0 < \lambda_1 < \lambda_2 < \dots < \lambda_n$, որտեղ λ_0 -ն սկզբնական ալիքի երկարությունն է, իսկ $\lambda_1, \dots, \lambda_n$ -ը՝ ցրված ալիքների երկարություններն են:

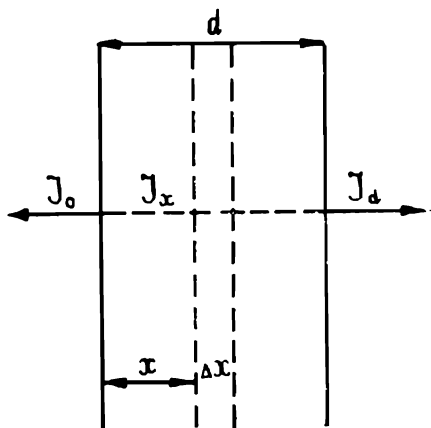
Հասկանալի է, որ ցրման հետևանքով, անկախ նրանից, թե ինչ տեսակի ցրում է, սկզբնական ճառագայթների ինտենսիվությունը փոքրանում է (կլանում է տեղի ունենում): Իրոք, քանի որ ցրումը կատարվում է բոլոր ուղղություններով, իսկ սկզբնական ճառագայթները տարածվում են միայն մի որոշ ուղղությամբ, ապա ցրված ճառագայթների մեծ մասը սկզբնական ուղղությամբ չի տարածվում և սկզբնական փնջից դուրս է գալիս, որի պատճառով սկզբնական փնջի ինտենսիվությունը փոքրանում է:

Սկզբնական փնջի ինտենսիվությունը միայն ցրման պատճառով չէ, որ փոքրանում է: Այն փոքրանում է, ինչպես արդեն նշել ենք, ֆոտոն և ջերմային էֆեկտների պատճառով: Իրանցով պայմանավորված կլանումը, ի տարբերություն ցրման պատճառով տեղի ունեցող կլանման, կանվանենք իսկական կլանում: Իրոք, ցրման ժամանակ ճառագայթային էներգիան մնում է որպես այդպիսին, այն ուղղակի դուրս է գալիս սկզբնական փնջից, որը փաստորեն կլանում չէ: Այն դեպքում, երբ ֆոտոն և ջերմային էֆեկտների ժամանակ սկզբնական փնջի էներգիայի մի մասը դադարում է ճառագայթային էներգիա լինելուց՝ դա իսկական կլանում է:

§ 1. ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ԾԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ԿԼԱՆՈՒՄԸ

Ենթադրենք I_0 սկզբնական ինտենսիվությամբ ռենտգենյան ճառագայթների փունջն անցել է մի ինչ-որ միջավայրի d հաստությամբ շերտի միջով և կլանման (ցրման և իսկական կլանման) հետևանքով փնջի ինտենսիվությունը դարձել է I_d , ընդ որում, $I_0 > I_d$ (նկ. 51):

Տեսնենք ինչպիսի կապ կա J_0 -ի և I_d միջև: Ինտենսիվության փոքրացումը կլանման պատճառով շերտի սկզբից x հեռավորության վրա գտնվող բարակ Δx շերտի մեջ նշանակենք ΔI -ով: ΔI -ն կլինի համեմատական այդ բարակ շերտը մտնող ճառագայթների ինտենսիվությանը:



Նկ. 51. Ռենտգենյան ճառագայթների կլանումը

$$\Delta I = -\mu I_x \Delta x, \quad (4.1)$$

որտեղ μ -ն համեմատականության գործակիցն է: Վերջինս կախված է ռենտգենյան ճառագայթների ալիքի երկարությունից և կլանող միջավայրի տեսակից, սակայն կախված չէ ճառագայթների ինտենսիվությունից: Անվերջ բարակ կլանող dx շերտի համար (4.1)-ի փոխարեն կարող ենք գրել հետևյալ արտահայտությունը.

$$dI = -\mu I_x dx, \quad (4.2)$$

կամ՝

$$\frac{dI}{I_x} = -\mu dx:$$

Վերջին արտահայտությունն ինտեգրելով՝

$$\int_{I_0}^{I_d} \frac{dI}{I_x} = -\mu \int_0^d dx.$$

կստանանք ռենտգենյան ճառագայթների թուլացման օրենքը.

$$I_d = I_0 \exp \{ -\mu d \}, \quad (4.3)$$

μ -ն կոչվում է ռենտգենյան ճառագայթների թուլացման գծային գործակից: (4.3) բանաձևն օգտագործվում է թուլացման μ գոր-

ժակցի որոշման համար: Չափում են l_d/l_0 հարաբերությունն ու շերտի d հաստատունը և ապա (4.3)-ից գտնում μ -ն: Քանի որ (4.3)-ի մեջ Md -ն ցուցիչ է և չափողականություն չպետք է ունենա, ուստի μ -ի չափողականությունը կլինի $[\mu] = \text{սմ}^{-1}$: Բայց քանի որ թուլացում տեղի ունի և՛ ցրման, և՛ իսկական կլանման հետևանքով, ուրեմն թուլացման գծային μ գործակիցը պետք է բաղկացած լինի երկու մասից՝ $\mu = \tau + \kappa$ (Ծ, որտեղ τ -ն իսկական կլանման գործակիցն է, իսկ σ -ն՝ ցրման գործակիցը:

Եթե ունենա՞նք ճառագայթների փնջի լայնակի կտրվածքը վերցնենք 1 սմ², ապա այդ փունջը dx ճանապարհին կանցնի կլանող միջավայրի $dm = \rho dx$ մասսայի միջով, որտեղ ρ -ն խտությունն է, և ինտենսիվության հարաբերական փոքրացումը համեմատական կլինի այդ մասսայի մեծությանը:

$$\frac{dl}{l} = -\mu_m dm, \quad (4.4)$$

որտեղ համեմատականության μ_m գործակիցը կոչվում է թուլացման մասսայի գործակից: (4.4)-ը համեմատելով (4.3)-ի հետ, կստանանք՝

$$\mu = \mu_m \rho \quad \text{կամ} \quad \mu_m = \frac{\mu}{\rho}: \quad (4.5)$$

(4.5)-ից μ_m -ի չափողականությունը համար կստանանք հետևյալը. $[\mu_m] = \text{սմ}^2 \text{գ}^{-1}$: 4.4

Պարզենք μ_m -ի ֆիզիկական իմաստը: (5.3)-ից կարող ենք գրել

$$\mu_m = - \frac{\left(\frac{dl}{dm} \right)}{l_x}, \quad (4.6)$$

այսինքն՝ μ_m -ը միավոր մասսայի առաջացրած հարաբերական թուլացումն է:

Նկատի ունենալով (4.5)-ը և $\mu = \tau + \sigma$ հավասարումը, կարող ենք գրել

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho} = \frac{\tau}{\rho} + \frac{\sigma}{\rho}, \quad \text{կամ} \quad \mu_m = \tau_m + \sigma_m,$$

որտեղ $\tau_m = \tau/\rho$ և $\sigma_m = \sigma/\rho$ կոչվում են իսկական կլանման ու ցրման մասսայի գործակիցներ:

Տեսական հաշվիվների համար ավելի հարմար է օգտվել գծային կլանման μ_a , ցրման σ_a և կլանման τ_a ատոմական գործակիցներից, որոնք կարելի է որոշել հետևյալ բանաձևերի օգնությամբ (μ_a -ն, σ_a -ն և τ_a -ն վերագրված են մեկ ատոմին)։

$$\mu_a = \frac{\mu}{\rho} \frac{A}{N}, \quad \sigma_a = \frac{\sigma}{\rho} \frac{A}{N}, \quad \tau_a = \frac{\tau}{\rho} \frac{A}{N}, \quad (4.7)$$

որտեղ A -ն տվյալ կլանող միջավայրի նյութի զրամատոմն է, իսկ N -ը՝ Ավոգադրոյի թիվը։

(4.6)-ի հիման վրա կարելի է ասել, որ μ_a -ն մեկ ատոմով առաջացած հարաբերական թուլացումն է, որը նույնպես բաղկացած է երկու մասից.

$$\mu_a = \tau_a + \sigma_a: \quad (4.8)$$

Օգտվելով (4.3)-ից, դժվար չէ համոզվել, որ μ_a -ն, τ_a -ն և σ_a -ն ունեն հետևյալ չափողականությունը. $[\mu_a] = \text{սմ}^2$, $[\tau_a] = \text{սմ}^2$, $[\sigma_a] = \text{սմ}^2$ ։ Այդ պատճառով μ_a -ն, τ_a -ն և σ_a -ն կարելի է մեկնաբանել որպես ատոմի էֆեկտիվ կտրվածքներ համապատասխանաբար թուլացման, իսկական կլանման և ցրման համար։ Իսկական կլանման հաստատունների համար փորձով դրված են հետևյալ արտահայտությունները.

$$\tau_a = CZ^4 \lambda^{-3} \quad \text{և} \quad \tau_m = C \frac{N}{A} Z^4 \lambda^3, \quad (4.9)$$

որտեղ C -ն մի որոշ հաստատուն է, Z -ը նյութի ատոմի կարգաթիվն է, իսկ λ -ն՝ ռենտգենյան ճառագայթների ալիքի երկարությունը։ Ինչպես երևում է (4.9)-ից, ռենտգենյան ճառագայթների կլանումն արագորեն մեծանում է կլանիչի ատոմական համարի մեծացմամբ՝ կլանման գործակիցը համեմատական է Z^4 -ին։ Այդ բանաձևից երևում է նաև, որ երկար ալիքներն ավելի ուժեղ կերպով են կլանում, քան կարճ ալիքները՝ կլանման գործակիցը համեմատական է ալիքի երկարության խորանարդին։

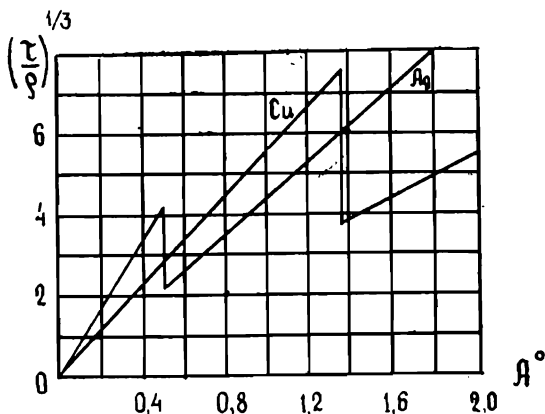
Այժմ կառուցենք կլանման τ_m մասսայի գործակցի ալիքի երկարությունից ունեցած կախվածությունը նկարագրող կորը։ Այդ նպատակով (4.9) բանաձևը ձևափոխենք այսպես.

$$\sqrt[3]{\tau_m} = \sqrt[3]{\frac{\tau}{\rho}} = \sqrt[3]{C \frac{N}{A} Z^4 \lambda^3} \quad \lambda: \quad (4.10)$$

Այդ կորը պատկերված է 52-րդ նկարում, որտեղ աբսցիսների առանցքի վրա տեղադրված է ալիքի երկարությունը՝ արտահայտ-

ված անգստրեմներով, իսկ օրդինատների առանցքի վրա՝ $(\tau/\rho)^{1/2}$ արտահայտությունը:

Նկարում ցույց է տրված կլանումն արծաթի և պղնձի մեջ: Ինչպես երևում է նկարից, կլանումն աստիճանաբար մեծանում է և հանկարծ կտրուկ ընկնում: Այդ կտրուկ անկումը բացատրվում է հետևյալ կերպ: Քանի դեռ ալիքի երկարությունը փոքր է, քվանտի էներգիան մեծ է այն էներգիայից, որն անհրաժեշտ է K թաղանթից



Նկ. 52. τ -ի կախումը ալիքի երկարությունից

էլեկտրոնը հանելու համար, ալիքի երկարության մեծացմամբ մեծանում է K թաղանթից էլեկտրոն հանելու հավանականությունը, և այդ պատճառով էլ կլանումը մեծանում է: Սակայն երբ ալիքի երկարությունն այնքան է մեծանում, որ քվանտների էներգիան փոքր է դառնում K թաղանթից էլեկտրոն հանելու համար անհրաժեշտ էներգիայից, կլանումը կտրուկ ընկնում է, քանի որ K թաղանթի էլեկտրոններն այլևս կլանմանը չեն մասնակցում: Բայց կլանումը, չնայած կտրուկ ընկնում է, զրո չի դառնում, քանի որ կլանմանը մասնակցում են մյուս թաղանթների էլեկտրոնները: Ալիքի երկարության հետագա մեծացմամբ կլանումը մեծանում է, որովհետև մեծանում է L թաղանթից էլեկտրոն հանելու հավանականությունը: Կլանումն ալիքի երկարության մեծացմամբ շարունակում է մեծանալ, մինչև որ ռենտգենյան քվանտի էներգիան դառնում է փոքր L թաղանթից էլեկտրոն հանելու համար պահանջվող էներգիայից: Այս դեպքում նույնպես տեղի է ունենում կլանման կտրուկ անկում: Որպեսզի կորի կտրուկ անկման երկու տարբեր կողմերում գտնվող մասերն էլ հնարավոր լինի արտահայտել (4.9) կամ (4.10) բանաձևով, անհրաժեշտ է, որ C -ն այդ տարբեր մասերում տարբեր ար-

ժեք ունենա, այսինքն՝ մինչև կտրուկ անկումը մի հաստատուն արժեք, իսկ կտրուկ անկումից հետո՝ մի այլ հաստատուն արժեք:

Ռենտգենյան ճառագայթների կլանման առանձնահատկություններից կարելի է նշել հետևյալները.

1. Ռենտգենյան ճառագայթների կլանումը միջավայրում կախված չէ այդ միջավայրի օպտիկական հատկություններից: Այն միջավայրերում, որտեղ օպտիկական ճառագայթներն ուժեղ կլանվում են, Ռենտգենյան ճառագայթները կարող են համարյա թե չկլանվել և հակառակը՝ կան միջավայրեր, որտեղ Ռենտգենյան ճառագայթներն ուժեղ կլանվում են, իսկ օպտիկական ճառագայթները չեն կլանվում:

2. Ռենտգենյան ճառագայթների կլանումը զուտ ատոմի հատկությունն է, այդ պատճառով էլ մոլեկուլի կլանման գործակիցը կարելի է հաշվել որպես այդ մոլեկուլի մեջ մտնող ատոմների կլանման գործակիցների ադիտիվ գումար:

§ 2. ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՇԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ՅՐՈՒՄԸ ԵՎ ՅՐՄԱՆ ՖՈՒՆԿՑԻԱՆԵՐ

Ըստ դասական տեսության Ռենտգենյան ճառագայթների կոհերենտ (ռելեյան) ցրումը կարելի է պատկերացնել հետևյալ կերպ: Ռենտգենյան ճառագայթները մտնելով միջավայր, ստիպում են միջավայրի ատոմների էլեկտրոններին տատանվել այն հաճախականությամբ, ինչ հաճախականություն ունի Ռենտգենյան ալիքը: Վերջինս ճիշտ է սկսած այն պահից, երբ կայունանում են էլեկտրոնի տատանումները: Այդպիսով Ռենտգենյան ճառագայթների ազդեցության տակ միջավայրի էլեկտրոնները շարժվելով, դառնում են սֆերիկ ալիքների կենտրոններ՝ արձակում են Ռենտգենյան ճառագայթներ սկզբնական ճառագայթների հաճախականությամբ:

էլեկտրոնի ցրած ալիքի ինտենսիվությունը գտնելու համար մենք պետք է գտնենք նրա շարժման արագացումը, իսկ այդ արագացումը գտնելու համար անհրաժեշտ է գտնել նրա շարժման հավասարումը: Շարժման հավասարումը գրելու համար մեզ պետք է հայտնի լինեն էլեկտրոնի վրա ազդող ուժերը:

1. ԷԼԵԿՏՐՈՆԻ ՇԱՐԺՈՒՄԸ ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ԱԼԻՔԻ ԴԱՇՏՈՒՄ

Դասական պատկերացմամբ էլեկտրոնի վրա ազդող ուժերը փարելի է դասակարգել այսպես.

ա) էլեկտրոնը ատոմի մեջ պահող ուժը, որը, ըստ երևույթին,

համարյա թե առաձգական (քվազի) ուժի բնույթ ունի: Իրոք, հայտնի է, որ առաձգական ուժի ազդեցության տակ մարմինը կատարում է հարմոնիկ տատանումներ, իսկ եթե մարմինը նաև լիցքավորված է, ապա այդ տատանումների հետևանքով այն կառաքի հարմոնիկ տատանումներով էլեկտրամագնիսական ալիքներ: Մյուս կողմից, հայտնի է, որ ատոմներն արձակում են ալիքներ, որոնց տատանումները համարյա թե հարմոնիկ են: Հետևաբար, առանց մեծ սխալ գործելու, կարելի է ենթադրել, որ էլեկտրոնը ատոմի մեջ պահող ուժը առաձգական ուժ է: Ուստի, այդ ուժը, որը կնշանակենք F_1 -ով, կարող ենք ներկայացնել հետևյալ տեսքով՝

$$F_1 = -fr, \quad (4.11)$$

որտեղ r -ը էլեկտրոնի շեղումն է հավասարակշռության դիրքից, իսկ f -ը համեմատականության գործակիցն է:

Համեմատականության այդ գործակիցը կարելի է որոշել F_1 ուժի ազդեցության տակ էլեկտրոնի շարժումը (շարժող տատանումներ) նկարագրող հետևյալ հավասարումից. $m \frac{d^2 r}{dt^2} = -fr$: Հավասարման լուծումը որոնելով $r = r_0 e^{i\omega_0 t}$ տեսքով, որտեղ ω_0 -ն էլեկտրոնի սեփական հաճախականությունն է, կստանանք՝

$$m\omega_0^2 = f \quad \text{կամ} \quad \omega_0 = \sqrt{\frac{f}{m}}. \quad (4.12)$$

բ) Շփման ուժը, որը պայմանավորված է էլեկտրոնի կողմից էլեկտրամագնիսական ալիքների առաքմամբ: Երբ էլեկտրոնը, կատարելով արագացումով շարժում, էլեկտրամագնիսական ալիքներ է առաքում, նրա էներգիան պակասում է՝ տատանումները մարում են: Էներգիայի պակասը ճառագայթման հետևանքով կարելի է նմանեցնել մասնիկի կինետիկ էներգիայի պակասեցմանը, երբ նրա շարժման ընթացքում գործում է շփման ուժ: Կինետիկ էներգիայի մի մասը վեր է ածվում շփման ուժի աշխատանքի՝ ջերմալիք էներգիայի: Այդ շփման ուժը կարելի է որոշել հետևյալ ձևով: Ինչպես արդեն նշել ենք առաջին գլխում, ձառագացումով շարժվող էլեկտրոնի առաքած էլեկտրամագնիսական դաշտի էլեկտրական և մագնիսական վեկտորների մեծությունները, երբ էլեկտրոնի արագությունը փոքր է լույսի արագության համեմատությամբ, արտահայտվում են հետևյալ բանաձևով՝

$$E = H = \frac{ae \sin \gamma}{rc^2}, \quad (4.13)$$

իսկ երբ էլեկտրոնի արագությունը համեմատելի է լույսի արագության հետ, այդ մեծությունները կարտահայտվեն հետևյալ բանաձևով.

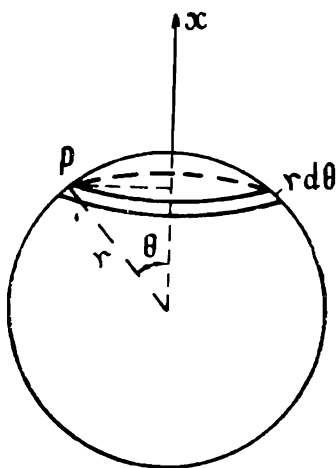
$$E=H=\frac{ae}{rc^2} - \frac{\sin\gamma}{(1-\beta\cos\gamma)^3}: \quad (4.14)$$

էներգիայի խտությունը կլինի

$$\frac{E^2}{8\pi} + \frac{H^2}{8\pi} = \frac{E^2}{4\pi}: \quad (4.15)$$

Վերջինից էլեկտրոնի առաքած ճառագայթման ինտենսիվության համար կստանանք հետևյալ արտահայտությունը.

$$I = \frac{c}{4\pi} E^2: \quad (4.16)$$



Բոլոր ուղղություններով ժամանակի միավորի ընթացքում էլեկտրոնի ճառագայթած գումար-էներգիան գտնելու համար անհրաժեշտ է (4.16)-ը ինտեգրել էլեկտրոնը շրջապատող և շառավիղով սֆերայի մակերևույթով (նկ. 53),

$$P = \int_0^\pi I 2\pi r \sin\theta \, r d\theta = \frac{2e^2 a^2}{3c^3} \quad (4.17)$$

Եթե տատանումները կատարվում են X ուղղությամբ, ապա P-ն կընդունի հետևյալ տեսքը.

նկ. 53. Էլեկտրոնը շրջապատող և շառավիղով սֆերա

$$P = \frac{2e^2 \ddot{x}^2}{3c^3}, \quad (4.18)$$

Մյուս կողմից, եթե մտնում ենք շփման ուժի, ավելի ճիշտ՝ ճառագայթային շփման ուժի գաղափարը, ապա այդ էներգիայի միջին արժեքը պետք է հավասար լինի շփման ուժի կատարած աշխատանքի միջին արժեքին: Եթե շփման ուժը նշանակենք F_2 -ով, ապա նրա կատարած աշխատանքը կլինի $F_2 dx$: Ուստի, համաձայն ասա-

$$\text{ծի, կունենանք } \overline{F_2 dx} = \overline{P}, \text{ այսինքն՝ } \frac{1}{t} \int_0^t F_2 \dot{x} dt = -\frac{2e^2}{3c^3} \frac{1}{t} \int_0^t \ddot{x}^2 dt:$$

Վերջին արտահայտության աջ մասում կատարելով մասերով ինտեգրում և բավականաչափ մեծ ժամանակամիջոցի համար արհամարհելով $\frac{(\ddot{x}\ddot{x})_t - (\ddot{x}\ddot{x})_0}{t}$ անդամները, կարող ենք այն բերել հետևյալ տեսքի.

$$\frac{1}{t} \int_0^t F_2 \dot{x} dt = \frac{2e^3}{3c^3} \frac{1}{t} \int_0^t \ddot{x} \dot{x} dt:$$

Որտեղից վերջնականապես կստանանք

$$F_2 = \frac{2e^3}{3c^3} \ddot{x}: \quad (4.19)$$

Ինչպես երևում է (4.19)-ից, ճառագայթային շփման ուժը համեմատական է կոորդինատի (շեղման) երրորդ կարգի ածանցյալին, մինչդեռ մեխանիկայում շփման ուժը համեմատական է լինում առաջին կարգի ածանցյալի առաջին կամ երկրորդ աստիճանին:

գ) Ստիպողական ուժը՝ F_3 , որն իրենից ներկայացնում է ռենտգենյան ալիքի ազդեցությունը էլեկտրոնի վրա: Եթե սկզբնական ռենտգենյան ալիքն արտահայտվում է $E_1 = E_{01} e^{i(\omega t - kr)}$ բանաձևով, ապա այդ ուժը կարտահայտվի հետևյալ կերպ*.

$$F_3 = eE_1 = eE_{01} e^{i(\omega t - kr)}: \quad (4.20)$$

Այժմ արդեն մեզ հայտնի են էլեկտրոնի վրա ազդող բոլոր ուժերը, և մենք կարող ենք գրել նրա շարժման հավասարումը՝

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = F_1 + F_2 + F_3: \quad (4.21)$$

2. ՌԵՆՏԳԵՆԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ՑՐՈՒՄԸ ԱՋԱՏ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐՈՎ

Ազատ էլեկտրոնների դեպքում F_1 ուժը հավասար կլինի զրոյի, և եթե ճառագայթման պատճառով առաջացած մարումն էլ անտեսենք, (4.21) հավասարումը կընդունի այսպիսի տեսք. $m \frac{d^2 x}{dt^2} = F_3 = eE_1$, որտեղից արագացման համար կստանանք

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = \frac{e}{m} E_1: \quad (4.22)$$

* Մագնիսական դաշտի ազդեցությունը նրա փոքրության պատճառով արհամարհվում է:

նկատի ունենալով (4.13)-ը, (4.20)-ը և (4.22)-ը՝ ազատ էլեկտրոնի շմարող տատանումներով առաքած (ցրած) ալիքի համար կատանանք հետևյալ արտահայտությունը.

$$E = \frac{e^2 \sin \gamma}{mc^2} \frac{1}{r} E_{01} \exp \{ i(\omega t - kr) \}, \quad (4.23)$$

որտեղից ցրված ալիքի ամպլիտուդի և ինտենսիվության համար համապատասխանաբար կատանանք

$$E_0 = \frac{e^2 \sin \gamma}{mc^2} \frac{1}{r} E_{01}, \quad (4.24)$$

$$I = \frac{c}{4\pi} E_0^2 = \frac{c}{4\pi} E_{01}^2 \left(\frac{e^2}{mc^2} \right) \frac{1}{r^2} \sin^2 \gamma; \quad (4.25)$$

Վերջին բանաձևը հարմար է գրել այսպես.

$$I = I_0 \frac{1}{r^2} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right) \sin^2 \gamma, \quad (4.26)$$

որտեղ

$$I_0 = \frac{c}{4\pi} E_{01}^2. \quad (4.27)$$

Այժմ անցնենք սկզբնական ալիքի բեկեռացման հաշվառմանը: Հարմարության համար այդ ալիքի ամպլիտուդը նշանակենք A -ով և ընդունենք, որ ցրման (անկման և ցրման ուղղություններ պարունակող) հարթության հետ այն կազմում է φ անկյուն: Այդ դեպքում A ամպլիտուդի ցրման հարթության մեջ գտնվող և այդ հարթությանն ուղղահայաց բաղադրիչները կլինեն՝

$$A_\pi = A \cos \varphi, \quad A_\sigma = A \sin \varphi; \quad (4.28)$$

Մասնավոր դեպքում, եթե A_π և A_σ բաղադրիչներն իրար հավասար են ($\varphi = 45^\circ$ դեպքում), կարող ենք գրել՝

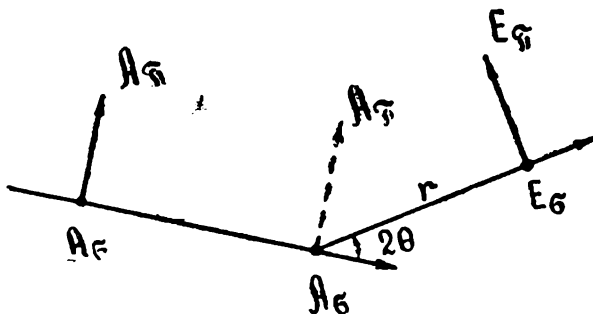
$$A^2 = A_\pi^2 + A_\sigma^2 = 2A_\pi^2 = 2A_\sigma^2 \quad (4.29)$$

կամ

$$A_\pi = \frac{1}{\sqrt{2}} A, \quad A_\sigma = \frac{1}{\sqrt{2}} A:$$

Միջավայրի էլեկտրոնները տատանվում են A_π և A_σ վեկտորների ուղղությամբ, իսկ (4.13) բանաձևով արտահայտվող նրանց առաքած էլեկտրամագնիսական դաշտի E և H վեկտորների արտահայտության մեջ մտնում են A_π -ի, A_σ -ի և r -ի միջև կազմված ան-

կյունները: Ընդ որում, A_π -ի և r -ի միջև կազմված անկյունը՝ $\gamma_1 = \frac{\pi}{2}$,
 իսկ A_π -ի և r -ի միջև կազմված անկյունը՝ $\gamma_2 = \frac{\pi}{2} - 2\theta$, որ-
 տեղ 2 θ -ն անկման (սկզբնական ալիքի ուղղության և ցրման r
 վեկտորի) ուղղություններով կազմված անկյունն է (նկ. 54):



Նկ. 54. Սկզբնական և ցրված ալիքների էլեկտրական
 վեկտորների դասավորությունը

Նոր նշանակումներով ցրված ալիքի ամպլիտուդի ցրման հար-
 թության մեջ գտնվող E_π և այդ հարթությանն ուղղահայաց E_σ բա-
 ղադրիչների համար, ի նկատի ունենալով (4.26)-ը, կստանանք.

$$E_\pi = \frac{e^2 \sin \gamma_2}{mc^2} \frac{1}{r} A_\pi = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1}{r} \frac{e^2 \cos 2\theta}{mc^2} A,$$

$$E_\sigma = \frac{e^2 \sin \gamma_1}{mc^2} \frac{1}{r} A_\sigma = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1}{r} \frac{e^2}{mc^2} A:$$

Վերջիններից այդ բաղադրիչների ինտենսիվությունների հա-
 մար կունենանք (տե՛ս 4.25)՝

$$I_\pi = \frac{c}{4\pi} E_\pi^2 = \frac{1}{2r^2} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \cos^2 2\theta \cdot A^2 \cdot \frac{c}{4\pi},$$

$$I_\sigma = \frac{c}{4\pi} E_\sigma^2 = \frac{1}{2r^2} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \cdot A^2 \cdot \frac{c}{4\pi}:$$

Այստեղից գումար ինտենսիվության համար կստանանք՝

$$I = I_\pi + I_\sigma = I_0 \frac{1}{r} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \frac{1 + \cos^2 2\theta}{2}, \quad (4.30)$$

որտեղ $I_0 = \frac{c}{4\pi} A^2$ սկզբնական ալիքի ինտենսիվությունն է: Ընդհանուր դեպքում, եթե $\varphi \neq 45^\circ$, այսինքն $A_\pi \neq A_\pi$, ցրված ալիքի լրիվ ինտենսիվության համար (4.30)-ի փոխարեն կստանանք հետևյալ արտահայտությունը.

$$I = \frac{I_0}{r^2} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 (\sin^2 \varphi + \cos^2 \varphi \cos^2 2\theta), \quad (4.31)$$

որը $\varphi = 45^\circ$ -ի դեպքում համընկնում է (4.30)-ին: Մենք այստեղ փաստորեն քննարկեցինք բևեռացված ալիքի ցրման դեպքը: Ալիքը բևեռացված էր այնպես, որ նրա A ամպլիտուդը ցրման հարթության հետ կազմում էր անկյուն, որը բավարարում էր $0 < \varphi < \frac{\pi}{2}$ պայմանին և A_π և A_π բաղադրիչները միաժամանակ զրոյից տարբեր էին:

Զբևեռացված առաջնային փնջի դեպքում միշտ A_π և A_π բաղադրիչները կլինեն հավասար և օպտիկապես իրարից անկախ (ոչ կոհերենտ): Այդ պատճառով իրարից օպտիկապես անկախ կլինեն նաև ցրված ալիքի E_π և E_π բաղադրիչները, որոնց ինտենսիվությունները կգումարվեն և լրիվ ինտենսիվության համար կստացվի դարձյալ (4.30) արտահայտությունը, բայց ոչ (4.31)-ը:

Այսպիսով, բևեռացված ալիքը $\varphi = 45^\circ$ -ի դեպքում ցրման տևականեից համարժեք է չբևեռացվածին:

(4.30)-ի մեջ $\frac{1}{2}(1 + \cos 2\theta)$ բազմապատկիչը կոչվում է բևեռացման ֆակտոր:

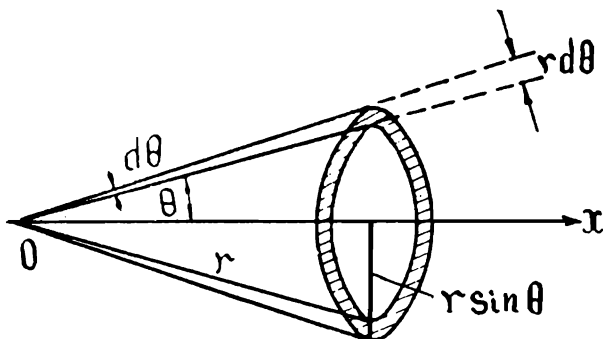
Ցրման գծային գործակցի հաշվումը

Ինչպես արդեն նշեցինք նախորդ գլխում, ռենտգենյան ճառագայթների թուլացումը (միջավայրով անցնելիս) որոշ չափով պայմանավորված է նաև նրանց ցրումով, այսինքն՝ թուլացման գծային գործակիցը բաղկացած է երկու գումարելիներից՝ իսկական կլանման և ցրման գծային գործակիցներից: Նախորդ գլխում, որտեղ խոսում էինք թուլացման գործակցի մասին, ցրման գծային գործակցի որոշումը հետաձգեցինք: Այժմ անցնենք այդ գործակցի որոշմանը:

Ցրման գծային գործակցի որոշման համար կընտրենք հետևյալ ուղին. կհաշվենք ռենտգենյան ճառագայթների ցրմանը մասնակցող միավոր ճանապարհի վրա միավոր ծավալում գտնվող բո-

լոր էլեկտրոնների ցրած ալիքի ինտենսիվությունը և այնուհետև այդ ինտենսիվության միջոցով կգտնենք սկզբնական ճառագայթի թուլացման օրենքը:

Գտնենք բոլոր ուղղություններով էլեկտրոնի ցրած ալիքների գումար-էներգիան: Դրա համար անհրաժեշտ է (4.30) արտահայտությունն ինտեգրել էլեկտրոնը շրջապատող r շառավղով սֆերայի մակերեսով (նկ. 55):



Նկ. 55. Լրիվ ցրման հաշվումը

$$P = \int_0^\pi I 2\pi r^2 \sin\theta d\theta = \frac{\pi I_0 e^4}{m^2 c^4} \int_0^\pi (1 + \cos^2\theta) \sin\theta d\theta =$$

$$= \frac{8\pi}{3} I_0 \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \quad (4.32)$$

Իրարից անկախ n էլեկտրոնների բոլոր ուղղություններով ցրած էներգիայի համար կստանանք՝

$$P_n = nP: \quad (4.33)$$

Այժմ ենթադրենք I_0 ինտենսիվությամբ սկզբնական ալիքը միջավայր է խորասուզվել X խորությամբ և այդ պատճառով նրա ինտենսիվությունը ցրման հետևանքով պակասել է և դարձել է I_x :

Եթե այդ ալիքը dx -ով էլ խորանա, նրա ինտենսիվությունը կդառնա $I_x - dI$:

X խորության վրա մեկ էլեկտրոնի բոլոր կողմերով ցրված էներգիան՝ $P = P_x = \frac{8\pi}{3} I_x \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2$, իսկ միավոր ծավալում գտնվող n_0 անկախ էլեկտրոններով ցրված էներգիան՝

$$P_{n_0} = \frac{8\pi}{3} n_0 I_x \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2$$

Այդ դեպքում միավոր կտրվածքով և dx երկարությամբ ծավալում գտնվող $n_0 dx$ էլեկտրոնների ցրած էներգիան կլինի $P_{n_0} dx$, Քանի որ իսկական կլանումը հաշվի չի առնված և էներգիայի dI -ով պակասելը պայմանավորված է միայն ցրումով, պետք է տեղի ունենա հետևյալը. — $dI = P_{n_0} dx$ կամ $\frac{dI}{I_x} = -\frac{8\pi}{3} n_0 \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 dx = -\sigma dx$: Այդ հավասարման աջ մասն ինտեգրելով 0-ից մինչև d , որտեղ d -ն շերտի հաստությունն է (նկ. 56), իսկ ձախ մասը՝ I_0 -ից մինչև I_d , կստանանք $I_d = I_0 e^{-\sigma x}$, այսինքն՝ σ -ն ցրման գծային գործակիցն է՝

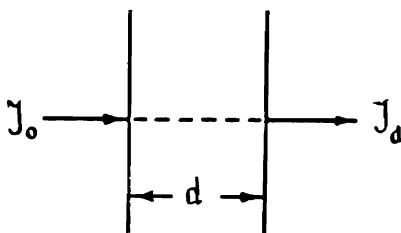
$$\sigma = \frac{8\pi}{3} n_0 \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2, \quad (4.34)$$

Այստեղից հեշտությամբ կարելի է ստանալ էլեկտրոնի ցրման գծային գործակիցը.

$$\sigma_e = \frac{\sigma}{n_0} = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2, \quad (4.35)$$

և ատոմի ցրման գծային գործակիցը՝

$$\sigma_a = \sigma_e Z = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 Z, \quad (4.36)$$



Նկ. 56. Ռենտգենյան փնջի ինտենսիվության փոքրացումը ցրման հետևանքով

Ի նկատի ունենալով, որ միավոր մասսային հասնող էլեկտրոնների թիվը խտության միջոցով կարելի է արտահայտել $\frac{n_0}{\rho} = \frac{NZ}{A}$ -ով, ցրման մասսայի գործակցի համար կստանանք՝

$$\sigma_m = \frac{\sigma}{\rho} = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 N \frac{Z}{A}, \quad (4.37)$$

Ինչպես երևում է (4.31)–(4.34) բանաձևերից, ցրման գործակիցները կախված չեն ալիքի երկարություններից, իսկ σ_m -ը (եթե ընդունենք, որ $\frac{Z}{A} \approx 0,5$) ունիվերսալ հաստատուն է և հավասար է $\sigma_m \approx 0,20$ -ի:

Ստացված բանաձևերը ճշգրիտ չեն կարող լինել՝ դրանք մոտավոր են, քանի որ դուրս են բերված օպտիկապես անկախ էլեկտրոնների համար, մի բան, որը տեղի չի կարող ունենալ ատոմի մեջ գտնվող էլեկտրոնների համար:

3. ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ՅՐՈՒՄԸ ԿԱՊԱՄ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐՈՎ

Այժմ քննարկենք այն դեպքը, երբ ցրող էլեկտրոնը գտնվում է ատոմի մեջ, և հաշվի առնենք ճառագայթման հետևանքով նրա էներգիայի կորուստը: Այս դեպքում բացի F_3 ուժից էլեկտրոնի վրա կազդեն նաև F_1 և F_2 ուժերը:

Նկատի ունենալով (4.11)-ը և (4.19)-ը՝ կարող ենք (4.21)-ը գրել հետևյալ տեսքով.

$$m \frac{d^2 r}{dt^2} = -fr - \frac{2e^2}{3c^3} \ddot{r} + eE_1 \quad (4.38)$$

կամ
$$\frac{d^2 r}{dt^2} + \omega_0^2 r + g\ddot{r} = \frac{e}{m} E_1, \quad (4.39)$$

որտեղ
$$\omega_0^2 = \frac{f}{m}, \quad g = \frac{2e^2}{3mc^3},$$

Արտաքին ուժի ազդեցության տակ կապված էլեկտրոնի տատանումները որոշ ժամանակից հետո կկայունանան և տեղի կունենան այդ ուժի հաճախականությամբ: Հետևաբար տրամաբանական կլինի (4.38) հավասարման լուծումը որոնել

$$r = r_0 \exp \{ i\omega t \} \quad (4.40)$$

տեսքով, որտեղ ω -ն ռենտգենյան ճառագայթների հաճախականությունն է:

(4.40)-ը տեղադրելով (4.38)-ի մեջ և կրճատելով $\exp \{ i\omega t \}$ -ով՝ կստանանք

$$r_0 = \frac{eE_1}{m[(\omega_0^2 - \omega^2) - i\omega^3 g]} \quad (4.41)$$

կամ
$$r = \frac{eE_1}{m[(\omega_0^2 - \omega^2) - i\omega^3 g]}, \quad (4.42)$$

Նկատի ունենալով, որ արագացումը՝ a -ն, հավասար է $\frac{d^2 r}{dt^2}$, կարող ենք կապված էլեկտրոնի ցրած ալիքի ամպլիտուդի համար (4.13)-ից և (4.42)-ից ստանալ

$$E'_0 = \frac{1}{r} \frac{e^2}{mc^2} \sin \gamma \frac{-\omega^2 E_{01}}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega^3 g}, \quad (4.43)$$

ֆսկ շմարող տատանումներով ազատ էլեկտրոնի ցրած ալիքի ամպլիտուդի համար (4.23)-ից կստացվի

$$E_0'' = \frac{1}{r} \frac{e^2}{mc^2} \sin \gamma E_{01}: \quad (4.44)$$

Ինչպես երևում է (4.43)-ից, սկզբնական ալիքի մեծ հաճախությունների դեպքում, երբ $\omega \gg \omega_0$, շմարող տատանումների համար ($g=0$) կստանանք՝ $E_0' \approx E_0''$, այսինքն, եթե ընկնող ալիքի հաճախականությունը շատ մեծ է էլեկտրոնի սեփական հաճախականությունից, ցրման պրոցեսում կապված էլեկտրոնը կարելի է դիտել որպես ազատ:

4. ԷԼԵԿՏՐՈՆԻ ՑՐՄԱՆ ՖՈՒՆԿՑԻԱՆ

Կապված էլեկտրոնի ցրած ալիքի ամպլիտուդի հարաբերությունը ազատ էլեկտրոնի նույն ուղղությամբ և նույն պայմաններում ցրած ալիքի ամպլիտուդին, կոչվում է էլեկտրոնի ցրման ֆունկցիա՝

$$f_3 = \frac{E_0'}{E_0''} = \frac{\omega^2}{\omega^2 - \omega_0^2 + i\omega^3 g}, \quad (4.45)$$

Ինչպես երևում է (4.43)-ից, կապված էլեկտրոնի ցրած ալիքի ամպլիտուդը կոմպլեքս մեծություն է. դա նշանակում է, որ ցրման հետևանքով տեղի է ունենում փուլի փոփոխություն:

5. ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ՑՐՈՒՄԸ ԱՏՈՄՆԵՐՈՎ

Իրարից օպտիկապես անկախ էլեկտրոնների ցրած ալիքի ինտենսիտիվությունը հավասար է մեկ էլեկտրոնի ցրած ալիքի ինտենսիտիվությանը՝ բազմապատկած այդ էլեկտրոնների թվով: Սակայն միևնույն ատոմի մեջ մտնող էլեկտրոնները չի կարելի իրարից օպտիկապես անկախ համարել: Ատոմի ցրած արդյունարար (գումար) ալիքը գտնելու համար հարկավոր է ատոմի մեջ մտնող էլեկտրոնների ցրած ալիքները գումարել իրար հետ, հաշվի առնելով նրանց միջև գոյություն ունեցող փուլերի տարբերությունը:

Ծնթադրենք ատոմն ունի Z էլեկտրոն, և այդ էլեկտրոններից n -րդը սկզբնականից գտնվում է r_n հեռավորության վրա, որտեղ $n=1, 2, \dots, Z$: Այդ դեպքում, ինչպես ցույց կտրվի հետագայում (տե՛ս գլուխ 5-րդ, բանաձև 1), սկզբնականում տեղափոխված և նրանից r_n հեռավորության վրա գտնվող էլեկտրոնների ցրած ա-

լիքների միջև դիտման կետում ճանապարհների տարբերությունը կլինի $\vec{r}_n(\vec{s}_1 - \vec{s}_0) = (\vec{r}_n \vec{s})$, որտեղ $\vec{s}_0$ -ն և $\vec{s}_1$ -ը անկման ու ցրման ուղղությունների միավոր վեկտորներն են:

Նկատի ունենալով այդ ճանապարհների տարբերությունը՝ ատոմի ցրած ալիքի ամպլիտուդի համար կստանանք հետևյալ արտահայտությունը.

$$E_a = E''_0 \sum_{n=1}^Z \exp \{ ik(\vec{r}_n \vec{s}) \}, \quad (4.46)$$

որը էլեկտրոնային միավորներով (մեկ էլեկտրոնի ցրած ալիքի ամպլիտուդի միավորներով) կընդունի հետևյալ տեսքը.

$$E_a = \sum_{n=1}^Z \exp \{ ik(\vec{r}_n \vec{s}) \}, \quad (4.47)$$

Ատոմի ցրած ալիքի ամպլիտուդի (4.46) և (4.47) արտահայտությունները ստացվել են այն պատկերացմամբ, որ էլեկտրոնները միջուկի շուրջը պատվող կետային լիցքեր են, որը ժամանակակից պատկերացումներով ճիշտ չէ, իսկ հետո դրանք ամպլիտուդի ակնթարթային արժեքներն են: Ժամանակի ընթացքում նրանց շառավիղ-վեկտորների արագ փոփոխության պատճառով փոփոխության է ենթարկվում նաև E_a ամպլիտուդը:

Եթե Π -ը էլեկտրոնի լիցքի տարածական խտությունը (x, y, z) կետում նշանակենք $\rho_n(x, y, z)$ -ով, ապա տվյալ ատոմին պատկանող բոլոր z էլեկտրոնների առաջացրած գումար-խտությունը այդ կետում՝ $\rho(xyz) = \sum_{n=1}^Z \rho_n(xyz)$:

Այսպիսով, dv ծավալում գտնվող ρdv լիցքի ցրած ալիքի ամպլիտուդի համար, արտահայտած էլեկտրոնային միավորներով, կստանանք $\rho dv \exp \{ i(\vec{r} \vec{s}) \}$, որտեղ $\vec{r}$ -ը dv ծավալի միջին հեռավորությունն է սկզբնականից: Ամբողջ ատոմի ցրված ալիքի ամպլիտուդը կստանանք, եթե այդ արտահայտությունը ինտեգրենք ամբողջ ծավալով՝

$$E_a = \int_V \rho \exp \{ ik(\vec{r} \vec{s}) \} dv: \quad (4.48)$$

Ընդունված է ամբողջ ատոմի ցրած ալիքի ամպլիտուդի հարաբերությունը մեկ ազատ (թոմսոնյան) էլեկտրոնի ցրած ալիքի ամպլիտուդին անվանել ատոմի ցրման ֆունկցիա՝

$$\frac{E_a}{E''_0} = f_a, \quad (4.49)$$

Եթե ցրումը տեղի է ունենում այն դեպքում, երբ $\omega \gg \omega_0$, այսինքն երբ $E'_0 = E''_0$ (տե՛ս (4.43) և (4.44)), ապա համաձայն (4.49)-ի և (4.48)-ի, ատոմի ցրման ֆունկցիայի համար կստանանք՝

$$f_a = \int_V \rho \exp \{ i \mathbf{k}(\vec{r} \vec{s}) \} dv, \quad (4.50)$$

Ցրման ֆունկցիայի քառակուսին՝ f_a^2 կոչվում է ատոմային ֆակտոր: Եթե ցրումը տեղի ունի $\omega \approx \omega_0$ դեպքում, ցրման ֆունկցիան կընդունի հետևյալ տեսքը.

$$\begin{aligned} f_a &= \frac{E'_0}{E''_0} \int_V \rho \exp \{ i \mathbf{k}(\vec{r} \vec{s}) \} dv = \\ &= \frac{\omega^2}{\omega^2 - \omega_0^2 + i \omega^3 g} \int_V \rho \exp \{ i \mathbf{k}(\vec{r} \vec{s}) \} dv, \end{aligned} \quad (4.51)$$

Ատոմի ցրումը քննարկելիս մենք արհամարհում էինք միջուկի ցրումը, քանի որ միջուկի մասսան մոտ հազար անգամ մեծ է էլեկտրոնի մասսայից և այդ պատճառով ռեյտգենյան ալիքի դաշտի ազդեցության տակ ստացած նրա արագացումը մոտ հազար անգամ փոքր է էլեկտրոնի ստացած արագացումից:

Ատոմի ցրման (4.50) ֆունկցիայի ճշգրիտ հաշվումը բավականաչափ բարդ խնդիր է: Ճշգրիտ հաշվման համար պետք է հայտնի լինի լիցքի խտության բաշխման արտահայտությունը: Այստեղ մենք կբավարարվենք միայն մի մոտավոր հաշվարկով:

Ենթադրենք ատոմը սֆերիկ սիմետրիկ է, այսինքն՝ լիցքի բաշխման ρ ֆունկցիան կախված է r շառավիղ-վեկտորի միայն բացարձակ արժեքից: Թող որ $\vec{r}$ -ը $\vec{s}$ -ի հետ կազմի α անկյուն, այդ դեպքում կստանանք (սկզբնականորեն տեղավորված է ատոմի կենտրոնում).

$$\mathbf{k}(\vec{r} \vec{s}) = r s \cos \alpha \cdot \frac{2\pi}{\lambda} = \mu r \cos \alpha, \quad (4.52)$$

որտեղ $\mu = \frac{2\pi}{\lambda} s$:

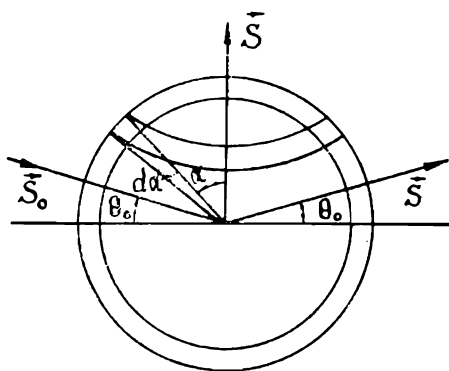
Ինտեգրման համար որպես ծավալի էլեմենտ վերցնենք 57-րդ նկարում ցույց տրված գոտիական օղակի ծավալը՝ $dv = 2\pi r \sin \alpha dr$: Նշանակենք $\mu r \cos \alpha = w$, որտեղից $dw =$

$=\mu r \sin \alpha d\alpha$: Այդ դեպքում ատոմային ֆալտորի (4.50) արտահայտության փոխարեն կստանանք՝

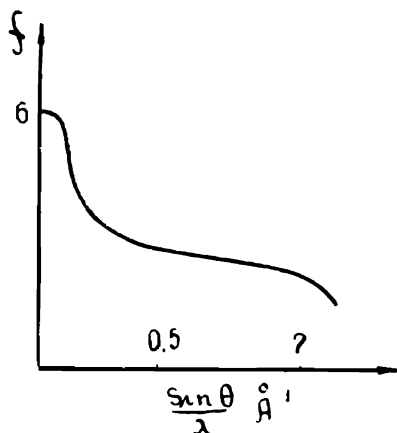
$$f_a = \int_0^{\infty} \frac{2\pi r^2}{\mu r} \rho(r) dr \int_{-\mu r}^{+\mu r} \exp \{ i w \} dw = \int_0^{\infty} 4\pi r^2 \rho(r) \frac{\sin \mu r}{\mu r} dr:$$

Եթե $4\pi r^2 \rho(r)$ -ը նշանակենք $U(r)$ -ով, կստանանք.

$$f_a = \int_0^{\infty} U(r) \frac{\sin \mu r}{\mu r} dr: \quad (4.53)$$



Նկ. 57. Ատոմի ցրման ֆունկցիայի համար ինտեգրման ծավալի էլեմենտի ընտրությունը



Նկ. 58. Ատոմի ցրման ֆունկցիայի կախումը ցրման անկյունից

$U(r)$ ֆունկցիան ունի ֆիզիկական իմաստ՝ $U(r)dr$ -ը r և $r+dr$ շառավիղներով սֆերաների միջև ընկած ծավալում գտնվող էլեկտրոնների թիվն է: Այդ ֆունկցիայի օգնությամբ ատոմի բոլոր էլեկտրոնների թիվը կգտնենք, եթե կատարենք ինտեգրումը ըստ r -ի 0-ից մինչև անսահմանություն տիրույթում՝

$$\int_0^{\infty} U(r) dr = Z, \quad (4.54)$$

Ինչպես երևում է (4.49)-ից, էլեկտրոնային միավորներով ատոմի ցրած ալիքի ամպլիտուդը հավասար է ատոմի ցրման f_a ֆունկցիային:

Ատոմի ցրման ֆունկցիան, ինչպես երևում է 58-րդ նկարից, կախված է ցրման անկյունից: Ցրման ֆունկցիան մաքսիմալ ար-

ժեք է ընդունում անկման ուղղությամբ (ցրում զրո աստիճանի անկյան տակ), Յրման անկյան մեծացմամբ ցրման ֆունկցիան արագ նվազում է: 58-րդ նկարում ցույց է տրված ցրման ֆունկցիայի կախումը $\frac{\sin\theta}{\lambda}$ պարամետրից:

Սկզբնական ուղղությամբ ($\theta=0$) ատոմի բոլոր էլեկտրոնները ցրում են նույն փուլով՝ տարբեր էլեկտրոնների ցրած ալիքների միջև փուլերի տարբերությունը հավասար է զրոյի (կլանման բացակայության դեպքում), այդ պատճառով ցրման ֆունկցիան ընդունում է մաքսիմալ արժեք: Զրոյից տարբեր ցրման անկյունների դեպքում ատոմի տարբեր էլեկտրոնների կողմից ցրված ալիքների միջև փուլերի տարբերությունը զրոյից տարբեր է և այդ անկյան մեծացմամբ այն մեծանում է: Այդ պատճառով $\frac{\sin\theta}{\lambda}$ -ի մեծացմամբ ատոմի ցրման ֆունկցիան արագ նվազում է:

6. ՌԵՆՏԳԵՆԱՆ ԱԼԻՔՆԵՐԻ ՓՈԽԵՐԻ ԹՌԻՉԲԸ ՅՐՄԱՆ ՀԵՏԵՎԱՆՔՈՎ

Ինչպես հայտնի է, կոմպլեքս ամպլիտուդի ֆիզիկական իմաստն այն է, որ այդ կոմպլեքսությունն իր մեջ պարփակում է փուլային բազմապատկիչում շարտահայտված փուլերի լրացուցիչ տարբերություն:

Իրոք, ենթադրենք ունենք մի ալիք՝

$$A=A_0 \exp \{ i \omega t - k r \}, \quad (4.55)$$

որի A_0 ամպլիտուդը կոմպլեքս է՝

$$A_0=A_{01}+iA_{02}, \quad (4.56)$$

Կոմպլեքս թիվը կարող ենք ներկայացնել այս տեսքով՝

$$A_0=\sqrt{A_{01}^2+A_{02}^2} \exp \{ i \varphi \}, \quad (4.57)$$

որտեղ φ փուլը որոշվում է հետևյալ արտահայտությամբ.

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{A_{02}}{A_{01}} \quad (4.58)$$

Նկատի ունենալով (4.57)-ը, կարող ենք (4.55)-ն արտահայտել այսպես. $A=\sqrt{A_{01}^2+A_{02}^2} \exp \{ i \omega t - k r + \varphi \}$, այսինքն՝ ամպլիտուդի (4.56)-ով արտահայտվող կոմպլեքսությունը նշանակում է (4.55)-ի փուլային բազմապատկիչում շարտահայտված լրացու-

ցիւն փոփոխութիւն տարբերութիւն, որն արտահայտուում է (4.58) բանաձևով:

Նշելով շարադրվածից, հեշտութիւն կարող ենք քննարկել ցրման հետեւանքով առաջացած փոփոխութիւնի փոփոխութիւն հարցը:

Տեսանք, որ կապված էլեկտրոններով ցրված ալիքի ամպլիտուդն արտահայտուում է (4.43) բանաձևով.

$$E'_0 = \frac{1}{r} \frac{e^2}{mc^2} \sin \gamma \frac{\omega^2 E_{01}}{\omega^2 - \omega_0^2 + i\omega^3 g},$$

որը կոմպլեքս է, և ուրեմն ցրման հետեւանքով առաջանում է փոփոխութիւն լրացուցիչ թռիչք:

Ցրման հետեւանքով առաջացած փոփոխութիւն թռիչքն ուսումնասիրելու նպատակով առանձնացնենք (4.43)-ի իրական և կեղծ մասերը՝

$$E'_0 = E'_{01} + iE'_{02}, \quad (4.59)$$

$$\text{որտեղ} \quad E'_{01} = \frac{1}{r} \frac{e^2}{mc^2} \sin \gamma \frac{\omega^2(\omega^2 - \omega_0^2)E_{01}}{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + \omega^6 g^2}, \quad (4.60)$$

$$E'_{02} = -\frac{1}{r} \frac{e^2}{mc^2} \sin \gamma \frac{\omega^5 g E_{01}}{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + \omega^6 g^2}, \quad (4.61)$$

Այս վերջին (4.59)–(4.61) արտահայտութիւններէջ օգտուելով, ցրման հետեւանքով առաջացած փոփոխութիւն թռիչքի համար կըստանանք՝

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{E'_{02}}{E'_{01}} = \frac{-\omega^3 g}{\omega^2 - \omega_0^2}, \quad (4.62)$$

Հետազոտենք փոփոխութիւն թռիչքը՝ կախված ցրվող ալիքի հաճախութիւնից: Տարբեր ենք երեք դեպք.

1. երբ ընկնող ալիքի հաճախութիւնը շատ մեծ է ցրող էլեկտրոնների սեփական հաճախութիւնից՝ $\omega \gg \omega_0$,

2. երբ այն շատ փոքր է՝ $\omega \ll \omega_0$,

3. երբ ցրող ալիքի և ցրող էլեկտրոնի հաճախութիւնները միևնույն կարգի են՝ $\omega \sim \omega_0$:

Այդ երեք դեպքի համար (4.62)-ից կստանանք՝

$$1) \varphi = \pi, \quad 2) \varphi = 0, \quad 3) 0 < \varphi < \pi, \quad \varphi = \arctan \left(\frac{-\omega^3 g}{\omega^2 - \omega_0^2} \right),$$

Այսպիսով, երբ ընկնող ալիքի հաճախութիւնը շատ մեծ է էլեկտրոնի սեփական հաճախութիւնից, ցրման հետեւանքով փոփոխութիւն է հակառակի (π -ով). դա ռենտգենյան ալիքների ցրման

դեպքն է: Երբ ընկնող ալիքի հաճախությունը շատ փոքր է էլեկտրոնի սեփական հաճախությունից, ցրման հետևանքով փուլի փոփոխություն չի առաջանում, ինչպես լույսի ցրման դեպքում: Միջանկյալ դեպքերում, երբ ալիքի հաճախությունը մոտ է ցրող էլեկտրոնի սեփական հաճախությանը, կախված $\omega^2 - \omega_0^2$ տարբերությունից, փուլի փոփոխությունը կգտնվի 0-ից π տիրույթում՝ կլինի մեծ 0-ից և փոքր π -ից: Մասնավոր դեպքում, եթե ցրված ալիքի ամպլիտուդը լրիվ կեղծ է

$$E'_0=0; \quad E'_0 \approx iE; \quad \operatorname{tg} \varphi = \infty; \quad \varphi = \frac{\pi}{2},$$

ցրման հետևանքով փուլերի թռիչքը հավասար կլինի $\pi/2$ -ի:

Հետաքրքիր է, որ ազատ էլեկտրոնի վրա ցրվելիս նույնպես փուլը փոփոխվում է π -ով: Դրանում կարելի է համոզվել ազատ էլեկտրոնի ցրած ալիքի ամպլիտուդի (4.24) արտահայտությունը դիտելով կամ, որ նույնն է, կապված էլեկտրոնի ցրած ալիքի ամպլիտուդի (4.43) արտահայտության մեջ տեղադրելով $\omega_0 = 0$ և $\mathfrak{E} = 0$ (ազատ էլեկտրոնի դեպքում առաձգական ուժը դառնում է 0, հետևաբար զրո է դառնում նաև սեփական հաճախությունը. տե՛ս 4.12): Այդ արտահայտությունների մեջ մինուս նշանը ցույց է տալիս, որ ազատ էլեկտրոնի դեպքում ցրման պատճառով փուլը փոխվում է հակառակի:

Ուրեմն, ցրման ժամանակ փուլի փոփոխման տեսակետից էլ մեծ հաճախությունների դեպքում կապված էլեկտրոնն իրեն պահում է ազատ էլեկտրոնի նման:

ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ՅՐՈՒՄԸ ԻԴԵԱԼԱԿԱՆ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ

Ռենտգենաստրուկտուրային հետազոտությունների գլխավոր խնդիրն է ռենտգենյան ցրված ճառագայթների ինտենսիվության բաշխման օգնությամբ գտնել ցրող նյութի բաշխումը ճառագայթված ծավալում: Այդ կարևոր խնդրի լուծման համար առաջին հերթին անհրաժեշտ է տեսականորեն գտնել ճառագայթվող ծավալում ցրող նյութի տվյալ բաշխման դեպքում նրա կողմից ցրված ռենտգենյան ճառագայթների ինտենսիվության բաշխումը: Այսինքն, պետք է արտածել բանաձևեր, որոնք ճշգրիտ կնկարագրեն ցրող նյութի և նրա կողմից ցրված ալիքների ինտենսիվության բաշխումների միջև գոյություն ունեցող կապը:

Այսպիսով, ռենտգենաստրուկտուրային հետազոտությունների պրոբլեմի լուծման ճշգրտության աստիճանը որոշվում է մի կողմից ցրող նյութի և ցրած ալիքների ինտենսիվության բաշխումների միջև գոյություն ունեցող կապը տեսականորեն արտահայտող բանաձևերի ճշգրտությամբ, իսկ մյուս կողմից՝ ցրված ալիքների ինտենսիվության բաշխման վերաբերյալ փորձնական տվյալների ճշգրտությամբ:

Ուրեմն, խնդիրը հանգում է ռենտգենաստրուկտուրային հետազոտությունների ճշգրիտ տեսություն ստեղծելուն և փորձնական ճշգրիտ տվյալները մեկնաբանելով այդ տեսության օգնությամբ ցրող նյութի ճշգրիտ տարածական բաշխումը գտնելուն:

Սովորաբար, լինում են մոտավոր և ավելի ճշգրիտ՝ խիստ տեսություններ: Որպես կանոն մոտավոր տեսությունն ավելի պարզ է լինում և նրանից օգտվելը՝ ավելի հեշտ: Այդ պատճառով, եթե մոտավոր տեսությունը մեծ սխալների չի հանգեցնում, գերադասում են օգտվել այդ տեսությունից:

Ռենտգենաստրուկտուրային հետազոտությունների գոյություն ունեցող տեսությունները կարելի է խմբավորել այսպես՝ դասակարգել

և քվանտային: Դասական տեսությունն իր հերթին կարելի է երկու տեսակի բաժանել՝ կինեմատիկ և դինամիկ տեսությունների:

1. Կինեմատիկ տեսությունը զարգացրել է Լաուեն 1912—13 թվականներին: Այս տեսությունն արհամարհում է կրկնակի ցրումները՝ մի ատոմի ցրած ալիքի ցրումը մյուսների կողմից, արհամարհում է սկզբնական ալիքի և այդ ուղղությամբ ցրվածների փոխազդեցությունը՝ բեկման ցուցիչն ընդունում է հավասար մեկի:

2. Դասական դինամիկ տեսության երկու տարբերակ գոյություն ունի՝ Դարվինի դինամիկ տեսություն (1914 թ.) և էվալդի դինամիկ տեսություն (1917 թ.):

3. Կոլերը (1935 թ.) զարգացրել է քվանտային մեխանիկայի վրա հիմնված խիստ տեսություն:

4. Լաուեն 1931 թ. զարգացրել է մի տեսություն, որը ձևակառույթն է Կոլերի քվանտային տեսությանը:

5. Վերջերս Կատոն զարգացրել է դասական դինամիկ տեսությունը սկզբնական սֆերիկ ալիքների դեպքի համար:

Մենք այստեղ (գրքի այս հատորում) շարադրելու ենք միայն ռենտգենյան ճառագայթների ինտերֆերենցիայի կինեմատիկ տեսությունը:

Ռենտգենյան ճառագայթների ցրման կինեմատիկ տեսության պատկերացմամբ, երբ սկզբնական ռենտգենյան ալիքն ընկնում է բյուրեղի վրա (անցնում է բյուրեղով), այդ ալիքի ազդեցության տակ բյուրեղի ճառագայթվող ծավալի ատոմները դառնում են տարրական սֆերիկ ալիքների կենտրոններ: Այդ սֆերիկ ալիքներն իրար հետ ինտերֆերենցվում են՝ որոշ ուղղություններով իրար ուժեղացնում են և որոշ ուղղություններով իրար թուլացնում: Այն ուղղություններում, որտեղ այդ սֆերիկ ալիքներն իրար մեծագույն չափով ուժեղացնում են, ստացվում են գլխավոր մաքսիմումներ, իսկ այն ուղղություններում, որտեղ նրանք մեծագույն չափով թուլացնում են, ստացվում են մինիմումներ: Այդ մաքսիմումները կոչվում են ինտերֆերենցիոն մաքսիմումներ և երբեմն էլ՝ ուղղակի ռեֆլեքսներ:

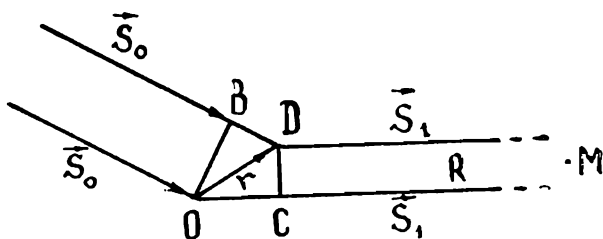
Մեր խնդիրն է հաշվել իդեալական, առանց թերությունների բյուրեղի ցրած գումար-ալիքը դիտման կետում:

Յրված ալիքների գումար-ամպլիտուդի հաշվման երկու եղանակ գոյություն ունի՝ Լաուենի և Բրեգի: Լաուեն բյուրեղը դիտում է որպես ատոմների հանրույթ և ցրված գումար-ալիքի ամպլիտուդը հաշվելու համար դիտման կետում գումարում է առանձին ատոմների դեպի այդ կետը ցրած տարրական սֆերիկ ալիքների ամպլիտուդները՝ հաշվի առնելով նրանց միջև ստացվող ճանապարհների

տարբերությունները: Բրեզը բյուրեղը դիտում է որպես ատոմներով լցված բյուրեղագրական հարթությունների հանրույթ և ցրված գումար-ալիքի ամպլիտուդը հաշվելու համար դիտման կետում գումարում է առանձին հարթությունների դեպի այդ կետը ցրած գումար-ալիքների ամպլիտուդները՝ հաշվի առնելով նրանց միջև ստացված ճանապարհների տարբերությունները: Այս դեպքում ըսկըզբում հաշվում են առանձին հարթությունից անդրադարձած ալիքի ամպլիտուդը, իսկ հետո կազմում են նրանց գումարը: Ընդ որում, ընդունվում է, որ ատոմական հարթությունները ունենան յան ճառագայթներն անդրադարձնում են ճիշտ այնպես, ինչպես սովորական հայելին անդրադարձնում է լույսը:

§ 1. ԲՅՈՒՐԵՂԻ ԿՈՂՄԻՑ ԶՐՎԱԾ ԱԼԻՔԻ ԱՄՊԼԻՏՈՒԴԻ ԵՎ ԻՆՏԵՆՍԻՎՈՒԹՅԱՆ ՀԱՇՎՈՒՄԸ ԼԱՌԻԵԻ ԵՂԱՆԱԿՈՎ

Ծնթադրենք ունեցնչյան հարթ մոնոքրոմատիկ ալիքը $\vec{S}_0$ միավոր-վեկտորի ուղղությամբ ընկնում է a_1 , a_2 և a_3 տրանսլացիաներ ունեցող բյուրեղի վրա, իսկ սկզբնականից $\vec{S}_1$ միավոր-վեկտորի ուղղությամբ երևացող դիտման M կետում հետազոտում ենք ցրված ալիքների ինտենսիվությունը (տե՛ս նկ. 59):



Նկ. 59. Սկզբնական և ցրված ալիքների ուղղությունները

Կատարենք հետևյալ ենթադրությունները.

1. Համաձայն կինեմատիկ տեսության հիմնական ենթադրության՝ արհամարհում ենք սկզբնական ալիքի և նրա ուղղությամբ ցրված ալիքի փոխազդեցությունը, որը, ինչպես հետագայում կհամոզվենք, համարժեք է նրան, որ միջավայրի բեկման ցուցիչը ընդունվում է հավասար մեկի (ալիքը բյուրեղում տարածվում է դատարկության մեջ ունեցած արագությամբ): Արհամարհվում են նաև կրկնակի ցրումները:

2. Դիտման կետի R հեռավորությունը բյուրեղի ճառագայթվող ծավալի և շափերից այնքան մեծ է (R-ը շատ մեծ է ծավալի և շափերից, $R \gg r$), որ այդ ծավալի տարբեր կետերից դեպի դիտման կետը ցրված ալիքները համարվում են իրար զուգահեռ:

3. Ենթադրվում է, որ ճառագայթվող ծավալի բոլոր ատոմները դիտման կետից գտնվում են միևնույն R հեռավորության վրա, սակայն այդ չի կարելի ընդունել փուլերի տարբերությունը հաշվելիս:

4. Ենթադրվում է, որ ատոմներն անշարժ են՝ չեն մասնակցում ջերմային տատանումներին:

5. Բյուրեղը թափանցիկ է՝ կլանումը հավասար է զրոյի:

Այս ենթադրություններից յուրաքանչյուրի ընդունելի լինելը կբնարկվի հետագայում:

Թող սկզբնական (ընկնող) ալիքը սկզբնականում ունենա $\exp\{i\omega t\}$ տեսքը (ամպլիտուդը հավասար է 1-ի): Այդ դեպքում սկզբնականում ցրված և դիտման M կետը հասած ալիքը էլեկտրոնային միավորներով (ազատ էլեկտրոնի ցրած ալիքի ամպլիտուդի միավորներով) կլինի՝ $\frac{1}{R} f_a \exp\{i(\omega t - kR)\}$, որտեղ՝ $k = \frac{2\pi}{\lambda}$:

Այժմ հաշվենք D կետում ցրված և M դիտման կետը հասած ալիքը: Դրա համար հաշվենք O և D կետերում ցրված ու M կետը հասած ալիքների միջև ճանապարհների տարբերությունը: Դա կլինի՝ $OC - BD = r(\vec{S}_1 - \vec{S}_0)$, որտեղ՝ $\vec{r} = m_1 \vec{a}_1 + m_2 \vec{a}_2 + m_3 \vec{a}_3$ -ը D կետի շառավիղ-վեկտորն է: Նկատի ունենալով վերջինները, D կետում ցրված և M կետը հասած ալիքի համար կստանանք՝ $A_M = \frac{1}{R} f_a \exp\{i(\omega t - kR)\} \exp\{-ikr(\vec{S}_1 - \vec{S}_0)\}$:

Ճառագայթված ամբողջ ծավալի ցրած գումար-ալիքի արտահայտությունը M կետում կստանանք, եթե վերջին արտահայտությունը գումարենք ըստ m_1 -ի, m_2 -ի և m_3 -ի.

$$A_M = \frac{1}{R} f_a \exp\{i(\omega t - kR)\} \prod_{\sigma=1}^3 \sum_{m_\sigma=0}^{N_\sigma-1} \exp\{-im_\sigma k(\vec{a}_\sigma \vec{s})\}, \quad (5.1)$$

որտեղ N_1 -ը, N_2 -ը և N_3 -ը ատոմների թվերն են $\vec{a}_1$, $\vec{a}_2$, և $\vec{a}_3$ տրանսլյացիաների ուղղություններով համապատասխանաբար. վերջապես՝

$$\vec{S} = \vec{S}_1 - \vec{S}_0. \quad (5.2)$$

(5.1) արտահայտությունում գումարը հեշտությամբ կհաշվենք, եթե այն դիտենք որպես երկրաչափական պրոգրեսիա.

$$A_M = \frac{1}{R} f_a \exp \{ i(\omega t - kR) \} \prod_{\sigma=1}^3 \exp \left\{ -i \frac{N_\sigma - 1}{2} k(\vec{a}_\sigma \vec{s}) \right\} \times \\ \times \prod_{\sigma=1}^3 \frac{\sin \left[N_\sigma \frac{k(a_\sigma s)}{2} \right]}{\sin \left[\frac{k(a_\sigma s)}{2} \right]},$$

Այստեղից հեշտությամբ կարող ենք դտնել ինտենսիվությունը.

$$I_M = \frac{c}{4\pi} |A_M|^2 = \frac{c}{4\pi} A_M A_M^* = \\ = \frac{c}{4\pi} \frac{1}{R} f_a^2 \prod_{\sigma=1}^3 \frac{\sin^2 \left[N_\sigma \frac{k(a_\sigma S)}{2} \right]}{\sin^2 \left[\frac{k(a_\sigma S)}{2} \right]}, \quad (5.3)$$

(5.3)-ից երևում է, որ ցրված գումար-ալիքի ինտենսիվությունը M կետում կրնդունի առավելագույն (մաքսիմում) արժեք այն դեպքում, երբ միաժամանակ առավելագույն արժեքներ են ընդունում հետևյալ արտադրիչները.

$$\frac{\sin^2(N_\sigma B_\sigma)}{\sin^2(B_\sigma)}, \quad (5.4)$$

$$\text{որտեղ} \quad B_\sigma = k(\vec{a}_\sigma \vec{S})/2, \quad \sigma=1, 2, 3, \quad (5.5)$$

Այս արտադրիչները միաժամանակ մաքսիմալ արժեքներ կընդունեն այն դեպքում, երբ միաժամանակ բավարարվեն հետևյալ երեք պայմանները.

$$\begin{aligned} B_1 &= n_1 \pi & n_1 &= 0, \pm 1, \pm 2, \dots \\ B_2 &= n_2 \pi & n_2 &= 0, \pm 1, \pm 2, \dots \\ B_3 &= n_3 \pi & n_3 &= 0, \pm 1, \pm 2, \dots \end{aligned} \quad (5.5a)$$

Եթե $\vec{S}_0$ և $\vec{S}_1$ միավոր-վեկտորները $\vec{a}_1, \vec{a}_2, \vec{a}_3$ տրանսլյացիաների վեկտորների հետ կազմում են $\alpha_0, \beta_0, \gamma_0$ և $\alpha_1, \beta_1, \gamma_1$ անկյուններ, ապա (5.5) պայմանները (5.2)-ի հիման վրա կարող ենք գրել հետևյալ տեսքով.

$$\begin{aligned} a_1(\cos \alpha_1 - \cos \alpha_0) &= n_1 \lambda, \\ a_2(\cos \beta_1 - \cos \beta_0) &= n_2 \lambda, \\ a_3(\cos \gamma_1 - \cos \gamma_0) &= n_3 \lambda, \end{aligned} \quad (5.6)$$

Այս հավասարումները, ի պատիվ գերմանացի գիտնական Հաուեի, կոչվում են Հաուեի հավասարումներ:

Այժմ տեսնենք, թե ինչպես կարելի է դիտել ռենտգենյան ճառագայթների ինտերֆերենցիան: Նախ պարզենք հետևյալ հարցը. սկզբնական ճառագայթների տվյալ ուղղության դեպքում, այսինքն՝ տվյալ α_0 , β_0 և γ_0 -ի դեպքում արդյո՞ք միշտ կբավարարվեն (5.6) պայմանները, թե՞ ոչ: (5.6)-ից երևում է, որ տվյալ բյուրեղի, այսինքն՝ տվյալ a_1 -ի, a_2 -ի, a_3 -ի, տվյալ ալիքի λ երկարության և ըսկզբնական ճառագայթների տվյալ ուղղության դեպքում ինտերֆերենցիոն մաքսիմումի ուղղությունը բնութագրող α , β և γ անկյունները որոշելու համար կա երեք հավասարում: Սակայն, մյուս կողմից, ինչպես հայտնի է վերլուծական երկրաչափությունից, այդ անկյունների միջև գոյություն ունի հետևյալ կապը.

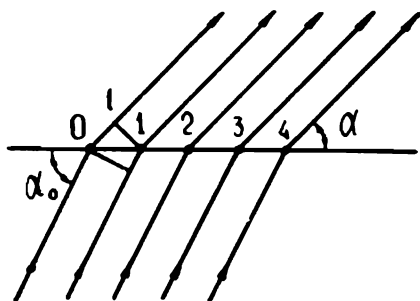
$$\cos^2\alpha + \cos^2\beta + \cos^2\gamma = 1:$$

Այսպիսով, α , β , γ երեք անհայտները որոշելու համար ունենք չորս հավասարում: Հայտնի է, որ երբ հավասարումների թիվը անհայտների թվից մեծ է, ապա այդպիսի սխտեմն ընդհանուր դեպքում լուծում չունի, այսինքն՝ տվյալ a_1 -ի, a_2 -ի, a_3 -ի, α_0 -ի, β_0 -ի, γ_0 -ի և λ -ի դեպքում կարող է չգտնվեն այնպիսի α , β և γ , որոնք բավարարեն (5.6) պայմաններին: Այլ կերպ ասած, սկզբնական ճառագայթի տվյալ ալիքի երկարության և ուղղության, տվյալ բյուրեղի և նրա տվյալ դիրքի դեպքում կարող է ոչ մի ինտերֆերենցիոն մաքսիմում չառաջանալ: Իսկ եթե ուզում ենք անպայման գտնել այնպիսի α , β և γ անկյուններ, որոնք բավարարեն (5.6) պայմաններին, այսինքն, եթե ուզում ենք, որ ստացվի ինտերֆերենցիոն մաքսիմում, պետք է (5.6) հավասարումների պարամետրերը փոփոխենք: Պարզ է, որ տվյալ տեսակի բյուրեղի դեպքում մենք կարող ենք փոփոխել կա՛մ α_0 , β_0 , γ_0 անկյունները (սկզբնական ճառագայթի ուղղությունը), կա՛մ λ -ն (սկզբնական ալիքի երկարությունը):

Այսպիսով, ստացվեց մի շատ կարևոր եզրակացություն, այն է՝ եթե ուզում ենք ստանալ ինտերֆերենցիոն մաքսիմումներ, ապա անհրաժեշտ է կա՛մ վերցնել անընդհատ սպեկտրով ռենտգենյան ճառագայթներ, որը փաստորեն նշանակում է անընդհատ փոփոխել ալիքի երկարությունը, և կա՛մ, եթե վերցնում ենք մոնոքրոմատիկ ճառագայթներ, ապա պետք է գտնել սկզբնական ճառագայթի որոշակի ուղղությունը՝ փոփոխելով α_0 -ն, β_0 -ն և γ_0 -ն:

Այժմ վերադառնանք մեր առաջադրած հարցին՝ փորձով ինչպե՞ս դիտել ռենտգենյան ճառագայթների ինտերֆերենցիան:

Եթե ունենանք ատոմներից բաղկացած գծային (միաչափ) ցանց, որի հետ սկզբնական ռենտգենյան ճառագայթները կազմում են α_0 անկյուն, ապա անդրադարձող ճառագայթները կգնան համա-

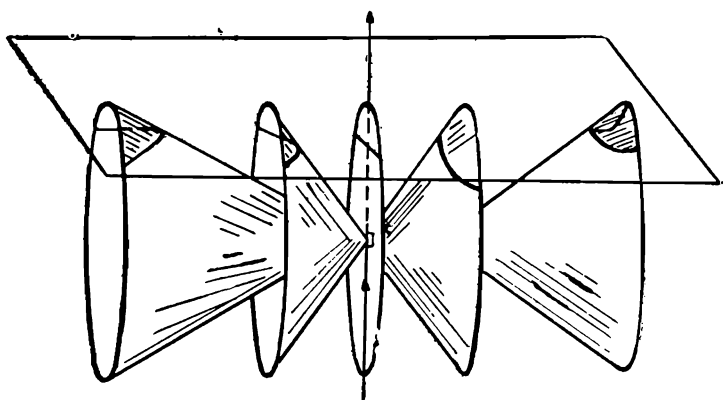


Նկ. 60. Ռենտգենյան ճառագայթների անդրադարձումը միաչափ ատոմային ցանցից

նի վերոհիշյալ ատոմային միաչափ ցանցը (տե՛ս նկ. 60 և նկ. 61), որի հետ տվյալ կո- նի ծնիչները կկազմեն միև- նույն անկյունը:

Իրոք, միաչափ ցանցի դեպ- քում Լաուեի (5.6) պայմաննե- րից տեղի կունենա միայն մե- կը՝

$$a_1(\cos\alpha_1 - \cos\alpha_0) = n_1\lambda: \quad (5.6a)$$



$$n_1 = -2 \quad n_1 = -1 \quad n_1 = 0 \quad n_1 = 1 \quad n_1 = 2$$

Նկ. 61. Միաչափ ատոմային ցանցից անդրադարձած ռենտգեն- յան ճառագայթների առաջացրած դիֆրակցիոն կոները

Սկզբնական ճառագայթի տվյալ ուղղության դեպքում (տվյալ α_0) ցրում տեղի կունենա ցանցի բոլոր կողմերից միևնույն α_1 անկ- յան տակ, այսինքն՝ ցրված ճառագայթները կհանդիսանան այն կոնի ծնիչները, որի առանցքը տվյալ միաչափ ցանցն է: Այդպիսի կոնի բոլոր ծնիչների համար կբավարարվի (5.6ա) պայմանը: Եվ քանի որ n_1 -ը կարող է ընդունել 0, 1, 2, 3 և այլ արժեքներ, այդ պատճառով ցրված ճառագայթները կառաջացնեն ոչ թե մի կոն, այլ

ձևերի ընտանիք (տե՛ս նկ. 61): Կոների այդ ընտանիքի յուրաքանչյուր կոն կհամապատասխանի Π_1 -ի մի որոշակի արժեքին: $\Pi_1 = 0$ դեպքում կոնը կկոչվի զրո կարգի կոն (զրո կարգի մաքսիմում), $\Pi_1 = 1$ դեպքում՝ առաջին կարգի կոն և այլն ($\Pi_1 = 0$ դեպքում կլինի հարթություն):

Π_1 -ի բացասական արժեքներին համապատասխանող կոների ծնիչները ուղղված կլինեն դեպի ձախ (տե՛ս նկ. 61):

Եթե ռենտգենյան լուսազգայուն ֆոտոթաղանթը դնենք ատոմային ցանցին զուգահեռ, ինչպես ցույց է տրված 61-րդ նկարում, ապա կոները այդ թաղանթի հարթության հետ կհատվեն հիպերբոլներով, իսկ ուղղահայաց դնելու դեպքում՝ կհատվեն շրջանագծերով:

Երկչափ ցանցի դեպքում կստանանք կոների այդպիսի երկու ընտանիք, որոնցից մեկի ընդհանուր առանցքը կհամընկնի $\vec{a}_1$ -ին, իսկ մյուսինը՝ $\vec{a}_2$ -ին: Այս դեպքում միաժամանակ պետք է բավարարվեն հետևյալ երկու պայմանները.

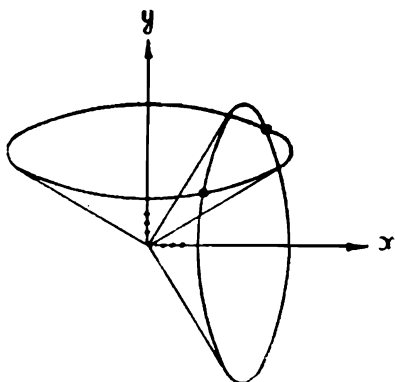
$$\begin{aligned} a_1(\cos\alpha - \cos\alpha_0) &= n_1\lambda, \\ a_2(\cos\beta - \cos\beta_0) &= n_2\lambda, \end{aligned} \quad (5.6բ)$$

Ուրեմն, երկչափ ցանցի դեպքում ցրված ալիքի ամպլիտուդը մաքսիմալ արժեք կունենա միայն այն ուղղություններում, որտեղ միաժամանակ բավարարվում են (5.6 բ) երկու պայմանները: Իսկ այդ երկու պայմանները միաժամանակ տեղի ունեն միայն կոների նըշված երկու ընտանիքների ընդհանուր ծնիչների ուղղությամբ (տե՛ս նկ. 62):

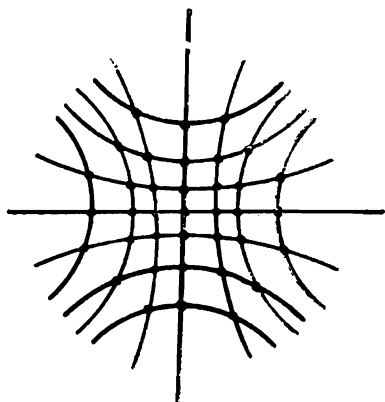
Ատոմական հարթությանը զուգահեռ դրված ռենտգենյան լուսազգայուն ֆոտոթաղանթի հետ (ատոմական հարթությանը զուգահեռ հարթություն) կոների այդ ընտանիքները կհատվեն հիպերբոլների երկու ընտանիքներով: Երկչափ ցանցից ցրված ալիքները մաքսիմումներ կունենան միայն այդ հիպերբոլների հատման կետերում, որոնք հանդիսանում են վերևում նշված ընդհանուր ծնիչների հետքերը (տե՛ս նկ. 63):

Եռաչափ տարածական ցանցի դեպքում ռենտգենյան ցրված ճառագայթների ինտերֆերենցիոն մաքսիմումներ կառաջանան միայն այն դեպքում, երբ բավարարվեն (5.6) երեք պայմանները միաժամանակ: Այս դեպքում կառաջանա համառանցք կոների երեք ընտանիք, որոնց առանցքները զուգահեռ կլինեն $\vec{a}_1$, $\vec{a}_2$ և $\vec{a}_3$ ուղղություններին: (5.6)-ի երեք պայմանները միաժամանակ կբավարարվեն

րարվեն միայն այն ծնիչների ուղղութիւնների համար, որոնք ընդհանուր են կոնների երեք ընտանիքների համար էլ: Եթե ունենա՞նք

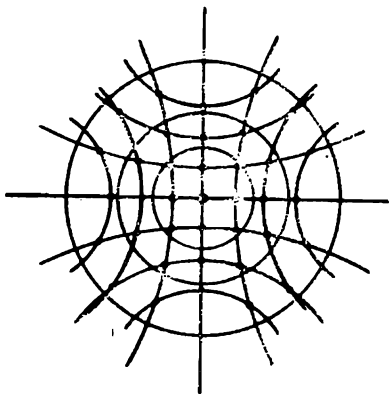


Նկ. 62. Երկչափ ցանցի (ատոմային հարթություն) ցրած ռենտգենյան ճառագայթների կոները



Նկ. 63. Երկչափ ցանցի ցրած ռենտգենյան ճառագայթների կոների և այդ ցանցին զուգահեռ հարթության հատման հիպերբոլները

Ֆոտոթաղանթը դնենք ուղղահայաց $\vec{a}_3$ ուղղութիւնը, ապա $\vec{a}_1$ և $\vec{a}_2$ ուղղութիւններին զուգահեռ առանցքներ ունեցող կոներէի ընտանիքները այդ ֆոտոթաղանթի հետ կհատվեն հիպերբոլներէի երկու ընտանիքներով, իսկ $\vec{a}_3$ ուղղութիւնը զուգահեռ առանցք ունեցող կոների ընտանիքը՝ համակենտրոն շրջանագծերով (տե՛ս Նկ. 64):

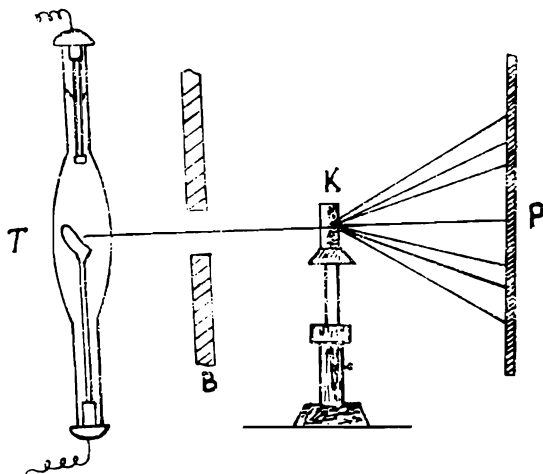


Նկ. 64. Տարածական ցանցի ռենտգենյան ճառագայթների կոների և $\vec{a}_3$ ուղղութիւնը ուղղահայաց հարթութիւն հատման կորերը

Եռաչափ ցանցի ցրած ալիքները մաքսիմումներ կունենան միայն այդ երեք ընտանիքների (հիպերբոլների երկու ընտանիք և շրջանագծերի մի ընտանիք) հատման կետերում, որոնք կլինեն կոների երեք ընտանիքների ընդհանուր ծնիչների հետքերը:

Այսպիսով, քանի որ իրականում միաչափ և երկչափ բյուրեղային ցանցեր ունենալ չենք կարող, ուստի կառուել եղանակով ըստացված ինտերֆերենցիոն պատկերի հետքը ռենտգենյան ֆոտոթաղանթի վրա կլինի առանձին կետերից բաղկացած մի պատ-

կեր, որի ամեն մի կետին կհամապատասխանի որոշակի ալիքի երկարություն: Դա նշանակում է, որ եթե ռենտգենյան ճառագայթները տեսանելի լինեին և մենք ինտերֆերենցիոն պատկերը բնական գույներով լուսանկարեինք, ապա այդ կետերը տարբեր գույներ կունենային: Ռենտգենյան ֆոտոթաղանթի վրա ստացված պատկերը կոչվում է լաուեգրամ: Լաուեգրամի ստացման սխեման բերված է 65-րդ նկարում: Ռենտգենյան խողովակից (T) ճառագայթն ընկնում է բյուրեղի վրա (K): Այդ բյուրեղում ցրված ճառագայթները ընկնում են ֆոտոթիթեղի (P) վրա:



Նկ. 65. Լաուեգրամի ստացման սկզբունքային սխեման

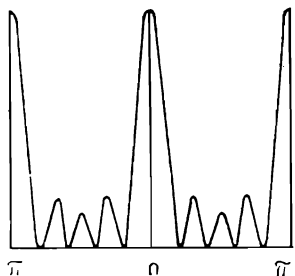
Լաուեգրամների օգնությամբ կարելի է որոշել բյուրեղների կառուցվածքները: Այդ մասին կխոսենք ռենտգենաատրոկտուրային անալիզի բաժնում:

Այստեղ հետաքրքիր է ավելի մանրամասն հետադոտել հետևյալ ինտերֆերենցիոն ֆունկցիան:

$$\Phi = \prod_{s=1}^3 \frac{\sin^2 \left[N_s \frac{k(\vec{a}_s \vec{S})}{2} \right]}{\sin^2 \left[\frac{k(\vec{a}_s \vec{S})}{2} \right]}, \quad (5.7)$$

$$\Phi_s = \frac{\sin^2 \left[N_s \frac{k(\vec{a}_s \vec{S})}{2} \right]}{\sin^2 \left[\frac{k(\vec{a}_s \vec{S})}{2} \right]}.$$

Այդ Φ ֆունկցիայի յուրաքանչյուր բազմապատկիչ ունի 66-րդ նկարում ցույց տրված տեսքը: Երբ միաժամանակ բավարարվում են (5.5ա) բոլոր պայմանները, ֆունկցիան կընդունի մաքսիմալ արժեք՝ $\Phi = N_1^2 \cdot N_2^2 \cdot N_3^2$ և ստացված մաքսիմումները կկոչվեն գլխավոր մաքսիմումներ: Ինչպես երևում է նկարից, Φ_σ -ի մաքսիմումի բարձրությունը համեմատական է N_σ^2 -ու (այդ ուղղությամբ եղած մասնիկների թվի քառակուսուն), իսկ անկյունային լայնությունը հակադարձ համեմատական է այդ թվին: Եթե մաքսիմումի մակերեսը նմանեցնենք եռանկյան, ապա այն համեմատական կլինի N_σ -ի առաջին աստիճանին: Մասնիկների թիվը մեծանալիս բարձրությունը կմեծանա



Նկ. 66. Ինտերֆերենցիոն ֆունկցիան $N_\sigma = 5$ դեպքում

այդ թվի քառակուսուն համեմատական, անկյունային լայնությունը կփոքրանա հակադարձ համեմատական այդ թվին, իսկ մակերեսը կմեծանա ուղիղ համեմատական նրան:

Φ_σ -ի երկրորդական մաքսիմումները կստանանք, եթե համարին ընդունի մաքսիմալ արժեք $\sin^2 \left[N_\sigma \frac{k(\vec{a}_\sigma \vec{s})}{2} \right] = 1$, իսկ հայտարարը 0-ից տարբեր լինի: Երկրորդական մաքսիմումներ կըլստացվեն, եթե բավարարվի հետևյալ պայմանը.

$$N_\sigma \frac{k(\vec{a}_\sigma \vec{s})}{2} = (2n_\sigma + 1) \frac{\pi}{2} \quad (5.8)$$

կամ $(\vec{a}_\sigma \vec{s}) = \frac{2n_\sigma + 1}{2N_\sigma} \lambda, \quad n_\sigma = 0, 1, \dots, (N_\sigma - 1),$

այսինքն՝ երկու հարևան գլխավոր մաքսիմումների միջև կան N_σ հատ երկրորդական մաքսիմումներ:

Երբեմն թյուրիմացաբար կարծում են [6,7], որ մասնիկների N_σ թվի մեծացմամբ գլխավոր մաքսիմումները մեծանում են, իսկ երկրորդականները՝ փոքրանում, և իբր թե մեծ N_σ -ների դեպքում համարյա ամբողջ ցրված էներգիան կենտրոնանում է գլխավոր մաքսիմումներում: Սակայն դժվար չէ համոզվել այն բանում, որ N_σ -ի մեծացմամբ՝ գլխավոր մաքսիմումների ինտենսիվությունների մեծացման հետ միասին մեծանում են նաև երկրորդական մաքսիմումների ինտենսիվությունները: Իրոք, (5.8)-ից և (5.4)-ից երկ-

որոդական մաքսիմումների համար (ցածր համար ունեցողների համար) կստանանք

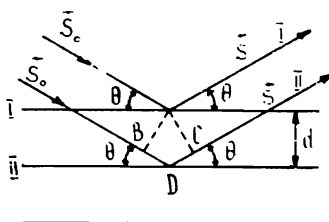
$$\frac{1}{B_0^2} = \frac{4}{k^2(\vec{a}_0 \vec{S})^2} = \frac{8N_0^2}{k^2(2n_0+1)^2\lambda^2} = \frac{2N_0^2}{\pi^2(2n_0+1)^2},$$

Ինչպես երևում է վերջինից, երկրորդական մաքսիմումների բարձրությունը, ինչպես գլխավոր մաքսիմումներինը, համեմատական է մասնիկների թվի քառակուսուն և մասնիկների թվի մեծացմամբ ոչ թե փոքրանում, այլ մեծանում է: Այդ արտահայտությունից երևում է նաև, որ երկրորդական մաքսիմումների համարների մեծացմամբ նրանց ինտենսիվությունները փոքրանում են, բայց նրանք բոլորն էլ համեմատական են մասնիկների թվին: Ինչպես երևում է (5.3) արտահայտությունից, մաքսիմումի անկյունային լայնությունը հակադարձ համեմատական է տվյալ ուղղության վրա գտնվող մասնիկների թվին: Մեծացնելով բյուրեղի չափերը, կարելի է փոքրացնել ինտերֆերենցիոն մաքսիմումների անկյունային տիրույթները՝ մեծացնելով նրանց ինտենսիվությունները: Այդ հարցը մանրամասն կքննադրվի մասնիկների շափերի որոշմանը նվիրված բաժնում:

§2. ԲՅՈՒՐԵՂԻ ՅՐԱԾ ԳՈՒՄԱՐ-ԱՆԻՔԻ ԻՆՏԵՐՖԵՐԵՆՑԻՈՆ ՄԱՔՍԻՄՈՒՄՆԵՐԻ ՈՒՂՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԳՏՆԵԼԸ ԲՐԵԳԻ ԵՂԱՆԱԿՈՎ

Նախորդ պարագրաֆում մենք բյուրեղը դիտեցինք որպես տարածական ցանց, որի գագաթներում տեղավորված են ատոմները, և ինտերֆերենցիոն մաքսիմումների ուղղությունները որոշելու համար ստացանք Լաուեի հավասարումները: Ինչպես արդեն վերելում ասվեց, խնդրին այդպիսի մոտեցում ունեցել է Լաուեն: Սակայն Վուլֆը և Բրեգը նույն խնդրին մոտեցել են այլ ձևով: Նրանք բյուրեղը դիտել են որպես ատոմական հարթությունների համակարգ, հարթություններ, որոնցից յուրաքանչյուրը ռենտգենյան ճառագայթներն անդրադարձնում է ճիշտ այնպես, ինչպես հայելին լույսի ճառագայթները: Ծնթադրենք բյուրեղը բաղկացած է իրարից d հեռավորության վրա գտնվող ատոմական հարթություններից, և այդ հարթությունների վրա ընկնում է ռենտգենյան ճառագայթների λ ալիքի երկարությամբ մոնոքրոմատիկ և զուգահեռ փունջ, որը հարթությունների հետ կազմում է θ անկյուն (տե՛ս նկ. 67): Ատոմական հարթություններից յուրաքանչյուրն այդ ճառագայթները կանդրադարձնի θ անկյան տակ, սակայն տարբեր հարթություններից

անդրադարձած ճառագայթների միջև դիտման M կետում (տե՛ս նկ. 67) կառաջանա փուլերի տարբերություն: Անդրադարձած դումար-ալիքի ամպլիտուդը, կախված այդ փուլերի տարբերությունից, դիտման M կետում կընդունի մաքսիմալ կամ մինիմալ արժեք:



Նկ. 67. Ռենտգենյան ճառագայթների անդրադարձումը ատոմական հարթություններից

Քանի որ հարևան հարթություններն իրարից գտնվում են միևնույն d հեռավորության վրա, այդ պատճառով, երբ հարևան երկու հարթություններից անդրադարձած ճառագայթներն իրար ուժեղացնեն, ապա իրար կուժեղացնեն նաև այդ համակարգին պատկանող բոլոր հարթություններից անդրադարձած ճառագայթները: Ուստի, երբ մենք ցանկանում ենք որոշել, թե հարթությունների տվյալ համակարգից անդրադարձած ճառագայթը ո՞ր դիրքում կնդունի մաքսիմալ արժեք, բավական է որոշել, թե երկու հարևան հարթություններից անդրադարձած ճառագայթները ե՞րբ իրար կուժեղացնեն:

67-րդ նկարում ցույց տրված առաջին և երկրորդ հարթություններից անդրադարձած ճառագայթների միջև ճանապարհների Δ տարբերությունը կլինի. $\Delta = BD + DC = 2d \sin \theta$, Մյուս կողմից հայտնի է, որ երկու կոհերենտ ալիքներ իրար կուժեղացնեն, եթե նրանց ճանապարհների տարբերությունը հավասար է զրոյի կամ ամբողջ թվով ալիքի երկարության, ուստի, համաձայն վերը նշվածի, բյուրեղից անդրադարձած ճառագայթների ամպլիտուդը կընդունի մաքսիմալ արժեք, եթե բավարարվի հետևյալ պայմանը.

$$2d \sin \theta = n\lambda, \quad (5.9)$$

որտեղ՝ $n=0, \pm 1, \pm 2, \pm 3,$

(5.9) բանաձևը կոչվում է Վուլֆ-Բրեգի բանաձև՝ ի պատիվ ռուս ֆիզիկոս Վուլֆի և անգլիացի ֆիզիկոս Բրեգի, որոնք իրարից անկախ արտածել են այդ բանաձևը:

Այսպիսով, համաձայն (5.9) բանաձևի, հարթությունների տվյալ համակարգից անդրադարձող ճառագայթ կառաջանա, եթե սահքի անկյունը՝ θ -ն, միջհարթությունային հեռավորությունը՝ d -ն և ռենտգենյան սկզբնական ճառագայթների ալիքի երկարությունը բավարարեն $2d \sin \theta = n\lambda$ պայմանին:

Այդ պայմանին բավարարելու համար հարմար է տվյալ d -ի և λ -ի դեպքում ընտրել համապատասխան θ : Այսպիսով, ստացվում

է, որ Վուլֆ-Բրեգի եղանակով ինտերֆերենցիոն մաքսիմումները ստանալու համար պետք է վերցնել մոնոքրոմատիկ ճառագայթներ (մի որոշակի λ), ատոմային հարթութիւնների որոշակի համակարգ (որոշակի d) և համաձայն (5.9) բանաձևի ընտրել θ -ն: Եթե θ -ն ընտրված է այնպես, որ (3.9)-ի մեջ $n=1$ -ի, ապա անդրադարձումը կկոչվի առաջին կարգի, իսկ երբ $n=2$, անդրադարձումը կկոչվի երկրորդ կարգի և այլն: (5.9)-ի մեջ $n=0$ համապատասխանում է սկզբնական ճառագայթների ուղղությամբ կատարվող «անդրադարձմանը» (ցրում սկզբնական ճառագայթի ուղղությամբ):

§ 8. ԿԱՊԸ ԼԱՌԻԵԻ ՀԱՎԱՍԱՐՈՒՄՆԵՐԻ ԵՎ ՎՈՒԼՖ-ԲՐԵԳԻ ՊԱՅՄԱՆԻ ՄԻՋԵՎ

Կարելի է ցույց տալ, որ Լաուեի երեք հավասարումները՝ (5.6), համարժեք են Վուլֆ-Բրեգի (5.9) պայմանին:

Իրոք, ենթադրենք անդրադարձնող հարթությունները համընկնում են $\vec{a}_1$ և $\vec{a}_3$ տրանսլյացիաների հարթությանը. այդ դեպքում $\alpha=\alpha_0=0$, $\beta_0=\pi/2-\theta$, $\beta_0=\pi/2+\theta$, $\gamma=\gamma_0=\pi/2$ և Լաուեի հավասարումները կընդունեն հետևյալ տեսքը.

$$a_1(\cos\alpha - \cos\alpha_0) = 0,$$

$$a_2(\sin\theta + \sin\theta) = n\lambda,$$

$$a_3(\cos\gamma - \cos\gamma_0) = 0:$$

Քանի որ անդրադարձնող հարթությունը համընկնում է $\vec{a}_1$ և $\vec{a}_3$ տրանսլյացիաների հարթության հետ, իսկ անկման հարթությունը համընկնում է $\vec{a}_1$ և $\vec{a}_2$ տրանսլյացիաների հարթության հետ, a_2 -ը կլինի միջհարթությունային հեռավորությունը ($a_2=d$), և Լաուեի հավասարումներից երկրորդը կտա $2a_2\sin\theta = 2d\sin\theta = n\lambda$, այսինքն՝ Վուլֆ-Բրեգի պայմանը:

Սակայն կարելի է ցույց տալ, որ Լաուեի (5.6) հավասարումները ավելի շատ ինֆորմացիա են պարունակում, քան Վուլֆ-Բրեգի (5.9) պայմանը: Այդ մասին մանրամասն կխոսվի բյուրեղիկների չափերի որոշմանը նվիրված բաժնում:

§ 4. ՎՈՒԼՖ-ԲՐԵԳԻ ՊԱՅՄԱՆԻ ՄԵԿՆԱԲԱՆՈՒՄԸ ՀԱԿԱԴԱՐՁ ՑԱՆՑՈՒՄ

Հակադարձ ցանցի մասին խոսելիս (առաջին գլուխ) նշել էինք, որ այդ ցանցը ունի ֆիզիկական իմաստ չունի: Չնայած դրան, այն չափազանց կարևոր կիրառություններ ունի ցրված ալիքների դիֆրակցիոն մաքսիմումների առաջացման պայմանների պարզաբանման, նրանց ուղղությունների և անկյունային լայնությունների որոշման գործում: Ամենաբարդ դիֆրակցիոն խնդիրն անգամ հակադարձ ցանցի օգնությամբ կարելի է բավականաչափ պարզեցնել և դիտելի դարձնել:

Ռենտգենյան ճառագայթների նկատմամբ բյուրեղի վարքը՝ նրա անդրադարձման ընդունակության պարբերական բաշխումը, ամենահաջող կերպով նկարագրվում է իր հակադարձ ցանցով:

Հակադարձ ցանցը բյուրեղային ստրուկտուրայի նկատմամբ առաջին անգամ կիրառված է էվալդի կողմից և փաստորեն հանդիսանում է նյութի ու նրա կողմից ցրված ռենտգենյան ճառագայթների ինտենսիվության բաշխումների ընդհանրացումը: Այստեղ մենք սխեմատիկ ձևով կնկարագրենք, թե ինչպես կարելի է հակադարձ ցանցն օգտագործել դիֆրակցիոն խնդիրներ լուծելիս:

Արդեն պայմանավորվել ենք ռենտգենյան ճառագայթների անկման և ցրման ուղղությունները նկարագրել $\vec{S}_0$ ու $\vec{S}_1$ միավոր վեկտորներով համապատասխանաբար: Այդ երկու վեկտորների տարբերությունը հանդիսացող վեկտորն անվանենք դիֆրակցիոն վեկտոր.

$$\vec{S} = \vec{S}_1 - \vec{S}_0: \quad (5.10)$$

Դժվար չէ համոզվել, որ $\vec{S}$ դիֆրակցիոն վեկտորն ուղղահայաց է անդրադարձնող հարթություններին՝ $\vec{S} \parallel \vec{N}$, որտեղ $\vec{N}$ -ը անդրադարձնող հարթությունների նորմալն է (տե՛ս նկ. 68), իսկ նրա մեծությունը հավասար է $2\sin\theta$, այսինքն՝

$$|\vec{S}| = |\vec{S}_1 - \vec{S}_0| = 2\sin\theta, \quad (5.11)$$

որտեղ θ -ն Վուլֆ-Բրեգի անկյունն է:

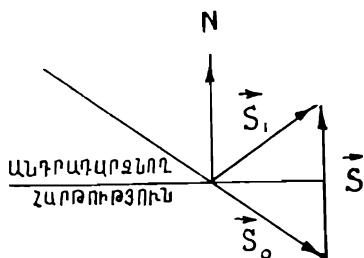
Հետագայի համար մտցնենք նաև $\vec{S}$ դիֆրակցիոն վեկտորի ուղղություն ունեցող հետևյալ վեկտորը՝

$$\vec{H} = \frac{\vec{S}}{\lambda} = \frac{\vec{S}_1}{\lambda} - \frac{\vec{S}_0}{\lambda}, \quad |H| = \frac{2\sin\theta}{\lambda}, \quad (5.12)$$

Վուլֆ-Բրեգի $2d\sin\theta = \lambda$ պայմանից և (5.12)-ից երևում է, որ $\vec{H}$ վեկտորի չափը հավասար է միջհարթությունային հեռավորության հակադարձ մեծությանը՝

$$|\vec{H}| = \frac{1}{d}, \quad (5.13)$$

Մեր նշանակումներն ավելի որոշակի դարձնելու նպատակով պետք է նշել, թե $\vec{H}$ վեկտորը ո՞ր հարթությունների (hkl) ընտանիքի նորմալին է զուգահեռ և նրանց միջհարթությունային հեռավորության հակադարձին է հավասար նրա չափը: Այսինքն՝



Նկ. 68. Դիֆրակցիոն վեկտորի ուղղությունը

պետք է $\vec{H}$ -ին, $\vec{N}$ -ին և d -ին վերագրել միլլերյան ինդեքսներ.

$$\vec{H}_{hkl} \parallel \vec{N}_{hkl} \quad |\vec{H}_{hkl}| = \frac{1}{d_{hkl}}, \quad (5.14)$$

որտեղ N_{hkl} -ը և d_{hkl} -ը այն հարթությունների նորմալն ու միջհարթությունային հեռավորությունն են համապատասխանաբար, որոնց ինդեքսներն են (hkl)-ը:

Այստեղ անհրաժեշտ է կատարել մի ընդհանրացում ևս: Մենք օգտվեցինք Վուլֆ-Բրեգի հավասարման մասնավոր դեպքից՝ առաջին կարգի անդրադարձումից: Եթե օգտվենք Վուլֆ-Բրեգի հավասարման ընդհանուր դեպքից, երբ $2d\sin\theta = n\lambda$, $n=1, 2, 3, \dots$, ապա d -ն հավասար կլինի $n\lambda/2\sin\theta$ և (5.12)-ից (5.13)-ը չի ըստացվի: Այդ անհամապատասխանությունը վերացնել կարելի է, եթե բարձր կարգի անդրադարձումները դիտվեն որպես առաջին կարգի անդրադարձում, հետևյալ կերպ՝

$$\frac{d}{n} 2\sin\theta = \lambda, \quad (5.15)$$

այսինքն՝ n -րդ կարգի անդրադարձումը դիտվում է որպես առաջին կարգի անդրադարձում d/n միջհարթությունային հեռավորություն ունեցող ընտանիքից:

Մյուս կողմից, (1.8) քառակուսային ընդհանուր ձևից երևում

է, որ բոլոր սինգոնիաների համար միջհարթությունային d հեռավորության n անգամ փոքրացումը նշանակում է միլլերյան ինդեքսների n անգամ մեծացում:

Այսպիսով, n -րդ կարգի անդրադարձումը d միջհարթությունային հեռավորություն և (hkl) ինդեքսներ ունեցող հարթություններից նույնն է, ինչ որ առաջին կարգի անդրադարձումը $\frac{d}{n}$ միջհարթությունային հեռավորություն և (nh, nk, nl) ինդեքսներ ունեցող հարթություններից:

Նկատի ունենալով վեխոհիշյալը, հետագայում բոլոր կարգի անդրադարձումները կդիտենք որպես առաջին կարգի անդրադարձումներ, իսկ (5.13)-ն ու (5.14)-ը բոլոր անդրադարձումների համար կդիտենք որպես առաջին կարգի բերված պայմաններ:

Այժմ հիշենք h, k, l ինդեքսներով հակադարձ ցանցի վեկտորների երկու կարևոր հատկությունները՝ $\vec{R}_{hkl}^* = h\vec{a}^* + k\vec{b}^* + l\vec{c}^*$.

1. h, k, l ինդեքսներով հակադարձ ցանցի $\vec{R}_{hkl}^*$ վեկտորը զուգահեռ է նույնպիսի միլլերյան ինդեքսներ ունեցող հարթությունների $\vec{N}_{hkl}$ նորմալին՝

$$\vec{R}^* \parallel \vec{N}_{hkl}, \quad (5.16)$$

2. h, k, l ինդեքսներով հակադարձ ցանցի $\vec{R}_{hkl}^*$ վեկտորի շափը հավասար է նույնպիսի ինդեքսներ ունեցող (hkl) հարթությունների միջհարթությունային հեռավորության հակադարձին՝

$$|\vec{R}^*| = \frac{1}{d_{hkl}}, \quad (5.17)$$

Այսպիսով, (5.14)-ից, (5.16)-ից և (5.17)-ից հանգում ենք հետևյալ կարևոր եզրակացության՝ hkl ինդեքսներով հարթությունների ընտանիքի $\vec{H}_{hkl}$ վեկտորը համընկնում է h, k, l ինդեքսներով հակադարձ ցանցի $\vec{R}_{hkl}^*$ վեկտորին՝

$$\vec{R}_{hkl}^* = \vec{H}_{hkl} = \frac{\vec{S}}{\lambda} = \frac{\vec{S}_1}{\lambda} - \frac{\vec{S}_0}{\lambda}, \quad (5.18)$$

Նկատի ունենալով (5.17)-ը և (5.18)-ը՝ կարող ենք Վուլֆ-Բրեգի պայմանը գրել հետևյալ կերպ՝.

* Ավելի ճիշտ՝ (5.18)-ը (կամ (5.19)-ը) Վուլֆ-Բրեգի և Հաուսի ընդհանրացրած բանաձևն է:

$$\frac{1}{d} = \left| \frac{\vec{S}}{\lambda} \right| = \left| \frac{\vec{S}_1 - \vec{S}_0}{\lambda} \right| = |\vec{R}_{hk1}^*|, \quad (5.19)$$

Այժմ հնարավորություն ունենք Վուլֆ-Բրեգի պայմանը երկրաչափորեն մեկնաբանել հակադարձ ցանցում: Այդ կարելի է կատարել այսպես:

Հակադարձ ցանցի հանգույցներից մեկն (O կետը) ընդունելով սկզբնակետ, $\vec{S}_0$ λ վեկտորն ինքն իրեն զուգահեռ այնպես տեղափոխենք, որ նրա վերջնակետը համընկնի հակադարձ ցանցի O սկզբնակետին (տե՛ս նկ. 69):

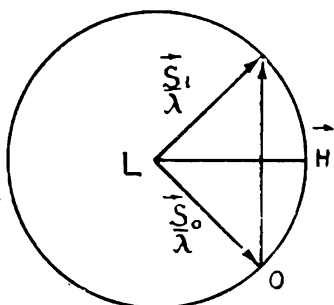
$\frac{\vec{S}_0}{\lambda}$ վեկտորի L սկզբնակետն ընդունելով որպես կենտրոն՝ գծենք մի շրջանագիծ $|\vec{S}_0/\lambda|$ շաղավղով: Եթե Վուլֆ-

Բրեգի (5.19) պայմանը բավարարվում է, ապա $\vec{S}_1/\lambda$ վեկտորի վերջնակետը (սկզբնակետը L կետին համընկնելու դեպքում) պետք է համընկնի այդ շրջանագծի վրա գտնվող հակադարձ ցանցի հանգույցի հետ, հակառակ դեպքում, եթե շրջանագծի վրա հակադարձ

ցանցի հանգույց չգտնվի (բացի սկզբնակետից) կամ $\frac{\vec{S}_1}{\lambda}$ վեկտորի

վերջնակետը շրջանագծի վրա գտնվող հանգույցին չհամընկնի, $\vec{H}$ վեկտորը հակադարձ ցանցի վեկտոր չի լինի, Վուլֆ-Բրեգի պայմանը չի բավարարվի, և տվյալ ալիքի երկարության (λ) ու տվյալ անկման ուղղության ($\vec{S}_0$) դեպքում հարթությունների տվյալ համակարգից անդրադարձում չի առաջանա:

Մենք այստեղ քննարկեցինք մասնավոր դեպք, երբ անդրադարձած ճառագայթը գտնվում է անկման հարթության մեջ (տե՛ս նկ. 69), այսինքն՝ երբ ընկնող ճառագայթը, անկման կետում բյուրեղի մակերևույթին տարած նորմալը և անդրադարձած ճառագայթը գտնվում են միևնույն հարթության մեջ: Ընդհանուր դեպքում նույն շառավղով և նույն կենտրոնով շրջանագծի փոխարեն պետք է կառուցել սֆերա* և հնարավոր անդրադարձման ուղղու-



Նկ. 69. Վուլֆ-Բրեգի պայմանի մեկնաբանումը հակադարձ ցանցում

* Վերը նշված շրջանագիծը և սֆերան համապատասխանաբար կոչվում են էվալդի շրջանագիծ և էվալդի սֆերա:

թյունները գտնելու համար հակադարձ ցանցի սֆերայի վրա գրտնրվող հանգույցները պետք է շառավիղ-վեկտորներով միացնել նրա կենտրոնին: Սֆերայի վրա գտնվող հանգույցները սկզբնականի հետ միացվելուց ստացվող շառավիղ-վեկտորները հակադարձ ցանցի վեկտորներ են և ներկայացնում են այն հարթությունների ընտանիքների միջհարթությունային հեռավորությունների հակադարձ մեծությունները, որոնցից տվյալ դեպքում կարելի է ստանալ անդրադարձում:

Սույն գլխի առաջին պարագրաֆում անալիտիկ հետազոտություններով եկանք այն եզրակացության, որ սկզբնական ալիքի որոշակի երկարության և անկման որոշակի ուղղության դեպքում տվյալ բյուրեղից կարող է ոչ մի ինտերֆերենցիոն մաքսիմում (անդրադարձում) չառաջանալ: Հակադարձ ցանցում նույն եզրակացությունն ենք հանգում, ելնելով նրանից, որ տվյալ կենտրոնով և տրվյալ շառավիղով տարած սֆերայի վրա կարող է հակադարձ ցանցի ոչ մի հանգույց չգտնվել: Ուստի անդրադարձումներ ստանալու համար մոնոքրոմատիկ ալիքի դեպքում կա՛մ տվյալ շառավիղով սֆերան պետք է շարժել (փոխել սֆերայի կենտրոնը՝ թողնելով անշարժ հակադարձ ցանցի սկզբնակետը, այսինքն՝ փոխել անկ-

ման ուղղությունը՝ $\vec{S}_0 \rightarrow \vec{S}_0 + \lambda$ վեկտորը պտտել սկզբնականի շուրջը), կա՛մ սֆերան թողնելով անշարժ՝ պտտել հակադարձ ցանցը, այսինքն՝ փոխել բյուրեղի դիրքը ընկնող ճառագայթի նկատմամբ այնքան, մինչև որ սֆերայի վրա հանդես գան հակադարձ ցանցի հանգույցներից (մինչև որ բյուրեղն ընդունի անդրադարձման դիրք):

Եթե բյուրեղի վրա ընկնում են անընդհատ սպեկտրով ռենտգենյան ճառագայթներ, անդրադարձումներ ստանալու համար բյուրեղը պտտելու կամ անկման ուղղությունը փոխելու կարիք չկա: Եթե ընկնող փնջի մեջ ալիքի երկարությունը փոփոխվում է λ_1 -ից մինչև λ_2 -ը, ապա հակադարձ ցանցում տարվում են անթիվ թաղմությանմբ սֆերաներ, որոնք բոլորն էլ անցնում են հակադարձ ցանցի 0 սկզբնակետով, և որոնց շառավիղների մեծությունները

անընդհատ փոփոխվում են $\left(\frac{\vec{S}_0}{\lambda_1}\right)$ -ից մինչև $\left(\frac{\vec{S}_0}{\lambda_2}\right)$ -ը, իսկ նը-

րանց բոլորի կենտրոնները դասավորված են $\vec{S}_0$ միավոր-վեկտորի ուղղության վրա:

Այսպիսով, հակադարձ ցանցի մի ամբողջ տիրույթ (այնքան ավելի մեծ, որքան մեծ է $\lambda_2 - \lambda_1$ տարբերությունը) ծածկվում է ան-

ընդհատ փոփոխվող շառավիղներ ունեցող սֆերաներով: Անկասկած է, որ այդ սֆերաներով ծածկված տիրույթում կգտնվեն հակադարձ ցանցի հանգույցներ (ոչ թե մեկ, այլ մի շարք): Ուրեմն, երբ բյուրեղի վրա ընկնող ռենտգենյան ճառագայթն անընդհատ սպեկտրով է, ռեֆլեքսներ ստանալու համար բյուրեղը շարժելու կամ անկման ուղղությունը փոփոխելու կարիք չկա:

§ 5. ՍՏՐՈՒԿՏՈՒՐԱՅԻՆ ՖԱԿՏՈՐ

Մինչև հիմա գործ ունեինք տարածական պարզ ցանցի հետ: Այժմ գտնենք տարածական բարդ ցանցից ինտերֆերենցիոն մաքսիմումներ ստանալու անհրաժեշտ պայմանները: Պարզ ցանցի ամեն մի տարրական բջջի մեջ մեկ ատոմ կա, իսկ բարդ ցանցի տարրական բջջի մեջ մեկից ավելի ատոմներ կան: Մենք արդեն նշել ենք, որ բարդ ցանցը կարելի է պատկերացնել որպես մի քանի միատեսակ պարզ ցանցերի հանրույթ, որոնք դրված են մեկը մյուսի վրա, իրար նկատմամբ զուգահեռ: Եթե այդպես է, ապա բարդ ցանցի ցրած ռենտգենյան ճառագայթների ինտենսիվությունը կարող ենք հաշվել հետևյալ կերպ. նախ, վերևում բացատրված լատեի մեթոդով կհաշվենք այդ բարդ ցանցի մեջ մտնող պարզ ցանցերի ցրած ռենտգենյան ճառագայթների ամպլիտուդները, իսկ հետո կգումարենք այդ ամպլիտուդները, հաշվի առնելով նրանց միջև գոյություն ունեցող փուլերի տարբերությունը: Բարդ ցանցի մեջ մտնող տարբեր պարզ ցանցերի ցրած ալիքների միջև դիտման կետում կառաջանա տարբերություն, քանի որ այդ պարզ ցանցերն իրար նկատմամբ շեղված են, չնայած իրար զուգահեռ են: Բարդ ցանցի առաջացրած ինտերֆերենցիոն մաքսիմումների թիվը պարզ ցանցի առաջացրած ինտերֆերենցիոն մաքսիմումների թվից մեծ լինել չի կարող, հակառակը՝ պարզ ցանցի որոշ ինտերֆերենցիոն մաքսիմումներ բարդ ցանցի դեպքում կարող են անհետանալ: Իրոք, եթե որևէ ուղղությամբ պարզ ցանցն առաջացնում է մինիմում, ապա բարդ ցանցը նույնպես այդ ուղղությամբ կառաջացնի մինիմում, քանի որ մինիմումների գումարը մաքսիմում լինել չի կարող, իսկ եթե որևէ ուղղությամբ պարզ ցանցն առաջացնում է մաքսիմում, ապա բարդ ցանցի բաղադրյալ բոլոր պարզ ցանցերի այդ մաքսիմումները գումարելիս կարող է ստացվել կա՛մ մաքսիմում, կա՛մ մինիմում՝ նայած այն բանին, թե փուլերի տարբերությունը նրանց միջև ինչպիսին է: Բարդ ցանցի դեպքում պարզ ցանցերի որոշ մաքսիմումների անհետացումը կարելի է օգտագործել տրվյալ բարդ ցանցի տեսակը որոշելու համար: Այժմ մենք կըզբաղվենք հենց այդ հարցով:

Պարզ ցանցի համար ատոմի ցրող ընդունակությունը բնութագրելու համար մտցրինք ատոմային ֆակտոր հասկացությունը, որը սահմանեցինք որպես ատոմի և էլեկտրոնի ցրած ալիքների ինտենսիվությունների հարաբերություն: Այդ դեպքում ատոմի ֆակտորը համընկնում էր տարրական բջջի ֆակտորի, այսինքն՝ տարրական բջջի և էլեկտրոնի ցրած ալիքների ինտենսիվությունների: Հարաբերության հետ: Այժմ, երբ ցանկանում ենք բարդ ցանցի տարրական բջջի ցրող ընդունակությունը բնութագրել, չենք կարող սահմանափակվել միայն ատոմային ֆակտորով, քանի որ բարդ ցանցի տարրական բջջի ցրող ընդունակությունը չի համընկնում միայնակ ատոմի ցրող ընդունակության հետ: Բարդ ցանցի դեպքում մտցվում է ստրուկտուրային ֆակտոր հասկացությունը, որը սահմանվում է որպես բարդ ցանցի տարրական բջջի և էլեկտրոնի ցրած ալիքների ինտենսիվությունների հարաբերություն: Համապատասխանաբար դրանց ցրած ալիքների ամպլիտուդների հարաբերությունը կոչվում է ստրուկտուրային ամպլիտուդ:

Ինչպես արդեն նշել ենք, տարածական պարզ ցանցի ցանկացած ատոմի տեղը կարելի է որոշել հետևյալ հավասարման միջոցով. $\vec{r} = m_1 \vec{a}_1 + m_2 \vec{a}_2 + m_3 \vec{a}_3$, Բարդ ցանցի դեպքում այդ հավասարման միջոցով կարելի է որոշել միայն տարրական բջջի մի ատոմի՝ $[0, 0, 0]$ ինդեքսներ ունեցողի տեղը: Բջջի մնացած ատոմների տեղերը որոշվում են հետևյալ կերպ: Եթե բարդ ցանցի Ծ-րդ տարրական բջջի $[0, 0, 0]$ ինդեքսներով ատոմի տեղը որոշվում է $\vec{r}_0$ վեկտորով, ապա այդ տարրական բջջի Չ-րդ ատոմի տեղը կորոշվի $\vec{r}_{\sigma,q}$ վեկտորով, որը հավասար է՝ $\sqrt{\vec{r}_{\sigma,q}} = \sqrt{\vec{r}_0} + \sqrt{\vec{r}_q}$, որտեղ $\sqrt{\vec{r}_q}$ -ն Ծ-րդ տարրական բջջի մեջ $[0, 0, 0]$ ինդեքսներով ատոմը Չ-րդ ատոմին միացնող վեկտորն է և հետևաբար հավասար՝ $\sqrt{\vec{r}_q} = u_q \vec{a}_1 + v_q \vec{a}_2 + w_q \vec{a}_3$, որտեղ u_q -ն, v_q -ն և w_q -ն կանոնավոր կոորդինատներ են (բազիսի ինդեքսներ. տե՛ս գլուխ 1, § 8-ի աղյուսակը):

Դժվար չէ ցույց տալ, որ F ստրուկտուրային ամպլիտուդը ատոմային ամպլիտուդի միջոցով կարտահայտվի հետևյալ կերպ.

$$F = f \sum_{q=1}^N \exp \{ 2\pi i (u_q h + v_q k + w_q l) \}, \quad (5.20)$$

որտեղ h -ը, k -ն և l -ը անդրադարձնող հարթությունների միլլերյան ինդեքսները անդրադարձման կարգով բաղմապատկելուց ստացված թվերն են: Վերջիններս առաջին կարգի անդրադարձման դեպ-

քում ուղղակի համընկնում են միլլերյան ինդեքսներին (տե՛ս Վուլֆ-Ֆրեզի բանաձևը)։ Եթե տարրական բջջի ատոմները միատեսակ ատոմներ չեն, ապա միևնույնը չեն լինի նաև նրանց i ատոմական ֆունկցիաները, ուստի այդ դեպքում (5.20)-ի փոխարեն պետք է օգտվել հետևյալ բանաձևից՝

$$F = \sum_{q=1}^N f_q \exp \{ 2\pi i(u_q h + v_q k + \omega_q l) \}, \quad (5.21)$$

(5.20)-ի և (5.21)-ի մեջ N -ը ատոմների թիվն է տվյալ բարդ ցանցի տարրական բջջի մեջ; (5.21) բանաձևը կարելի է գրել և այսպես. $F = \sum_{q=1}^N f_q \cos[2\pi(u_q h + v_q k + \omega_q l)] + i \sum_{q=1}^N f_q \sin[2\pi(u_q h + v_q k + \omega_q l)]$;

Ստրուկտուրային ֆակտորը որոշվում է ամպլիտուդային F ֆակտորի մոդուլի քառակուսով.

$$|F|^2 = FF^* = \left\{ \sum_{q=1}^N f_q \cos[2\pi(u_q h + v_q k + \omega_q l)] \right\}^2 + \left\{ \sum_{q=1}^N f_q \sin[2\pi(u_q h + v_q k + \omega_q l)] \right\}^2,$$

Եթե բյուրեղը բաղկացած լինի միայն մի էլեմենտի ատոմներից, ապա գումարի տակից f_q -ն կարելի է դուրս բերել և ուղղակի փոխարինել f -ով։ Ստրուկտուրային ֆակտորը սովորաբար ընդունված է արտահայտել ատոմային միավորներով, այսինքն՝ $|F|^2 / |f|^2$ միավորներով։ Այդ դեպքում ստրուկտուրային ֆակտորը կգրվի հետևյալ կերպ.

$$|F|^2 = \left\{ \sum_{q=1}^N \cos[2\pi(u_q h + v_q k + \omega_q l)] \right\}^2 + \left\{ \sum_{q=1}^N \sin[2\pi(u_q h + v_q k + \omega_q l)] \right\}^2, \quad (5.21a)$$

Օգտվելով (5.20) կամ (5.21) բանաձևից, կարելի է որոշել ստրուկտուրային ամպլիտուդը։ Կարող ենք ցույց տալ, թե ինչպիսի դեպքում, երբ տվյալ ուղղությամբ պարզ ցանցերի ցրած ալիքի ամպլիտուդն ունի մաքսիմալ արժեք, բարդ ցանցի ցրած ալիքի ամպլիտուդը կընդունի մինիմալ արժեք։

Բարդ ցանցից անդրադարձած ալիքի ինտենսիվությունը կարտահայտվի (5.3) բանաձևով, եթե այդ բանաձևի մեջ ատոմի ֆակտորը փոխարինենք ստրուկտուրային ֆակտորով։ Ուստի, եթե որ-

և է ուղղությամբ (հարթությունների որևէ համակարգից) անդրադարձած ալիքի համար ստրուկտուրային ֆակտորն ստացվի զրո, ապա այդ ուղղությամբ բարդ ցանցի ցրած ալիքի ինտենսիվությունը նույնպես հավասար կլինի զրոյի:

Հաշվենք մի քանի բարդ ցանցերի ստրուկտուրային ֆակտորները:

1. Մավալակենտրոնացված ցանց: Այս ցանցի բազիսն է՝ $[0, 0, 0]$ և $[1/2, 1/2, 1/2]$, այսինքն՝ տարրական բջջի մեջ կա երկու ատոմ: Ստրուկտուրային ամպլիտուդի համար (5.20)-ից կըստանանք. $F = f \{ \exp [2\pi i(h \cdot 0 + k \cdot 0 + l \cdot 0)] + \exp [2\pi i(h \cdot 1/2 + k \cdot 1/2 + l \cdot 1/2)] \} = f \{ 1 + \exp [\pi i(h + k + l)] \}$, կամ $F = f \{ 1 + \cos [\pi(h + k + l)] \}$: Վերջինից ստրուկտուրային ֆակտորի համար կստանանք.

$$|F|^2 = |f|^2 \{ 1 + \cos [\pi(h + k + l)] \}^2 = 4 |f|^2 \cos^2 \left[\pi \frac{(h + k + l)}{2} \right]:$$

Այսպիսով, ստացվում է, որ եթե միլլերյան ինդեքսների գումարը զույգ է, ապա $|F|^2 = 4 |f|^2$, $F = 2 |f|$, իսկ եթե միլլերյան ինդեքսների գումարը կենտ է, ապա՝ $F = 0$:

Ուրեմն, ժավալակենտրոնացված ցանցը ռենտգենյան ճառագայթների ցրման ժամանակ առաջացնում է միայն այնպիսի ինտերֆերենցիոն մաքսիմումներ, որոնք համապատասխանում են $h + k + l$ գումարի զույգ արժեքներին: Մենք արդեն նշել ենք, որ h -ը, k -ն և l -ը միայն առաջին կարգի անդրադարձման դեպքում է, որ համընկնում են անդրադարձնող հարթությունների միլլերյան ինդեքսներին, իսկ առաջինից բարձր կարգի անդրադարձումների դեպքում այդ թվերն իրենցից կներկայացնեն միլլերյան ինդեքսների և՛ անդրադարձման կարգը ցույց տվող թվի արտադրյալներ: Ասվածից պարզ է, որ օրինակ՝ (111) և (100) հարթությունները միայն զույգ կարգի անդրադարձումներ կտան, քանի որ այդ հարթությունների համար $h + k + l$ գումարը զույգ կարգի անդրադարձումների համար է միայն զույգ, իսկ կենտերի համար՝ կենտ է: Աղյուսակում բերված են $h + k + l$ գումարի արժեքները (111) և (100) հարթությունների համար տարբեր կարգի անդրադարձումների դեպքում:

Անդրադարձման կարգը	Հարթությունների ինդեքսները	Ինդեքսների գումարը	Հարթությունների ինդեքսները	Ինդեքսների գումարը	F^2
	111	3	100	1	0
	222	6	200	2	$4 f ^2$
	333	9	300	3	0
	444	12	400	4	$4 f ^2$
	555	15	500	5	0

2. Նիստակենտրոնացված ցանց: Այս ցանցի բազիսն է՝ $[0, 0, 0]$, $[1/2, 1/2, 0]$, $[1/2, 0, 1/2]$, $[0, 1/2, 1/2]$, այսինքն՝ տարրական բջիջը պարունակում է չորս ատոմ: Այս դեպքում ստրուկտուրային ամպլիտուդը կլինի.

$$F = f \{ \exp[2\pi i(h \cdot 0 + k \cdot 0 + l \cdot 0)] + \exp[2\pi i(h \cdot \frac{1}{2} + k \cdot \frac{1}{2} + l \cdot 0)] + \exp[2\pi i(h \cdot \frac{1}{2} + k \cdot 0 + l \cdot \frac{1}{2})] + \exp[2\pi i(h \cdot 0 + k \cdot \frac{1}{2} + l \cdot \frac{1}{2})] \} = \\ = f \{ 1 + \exp[\pi i(h+k)] + \exp[\pi i(h+l)] + \exp[\pi i(k+l)] \},$$

Այսինքն՝ F -ը, կախված h -ի, k -ի և l -ի արժեքներից, կընդունի երկու արժեք: Եթե բոլոր կոսինուսները հավասար են $+1$ -ի, ապա $F = 4f$: Վերջինս հնարավոր է միայն այն դեպքում, երբ h -ը, k -ն և l -ը բոլորը միաժամանակ կա՛մ կենտ են, կա՛մ զույգ: Հակառակ դեպքում կոսինուսներից երկուսը -1 արժեքը կունենան և $F = 0$: Այսպիսով, նիստակենտրոնացված ցանցից ինտերֆերենցիոն մաքսիմում կստացվի միայն այն դեպքում, երբ անդրադարձնող հարթությունների միլլերյան բոլոր ինդեքսները կա՛մ կենտ են, կա՛մ զույգ: Խառը ինդեքսներ ունեցող հարթություններից առաջին կարգի անդրադարձում չի ստացվի:

Ուրեմն, եթե h -ը, k -ը, l -ը զույգ են՝ $F = 4f$, $(F)^2 = 16(f)^2$, եթե h -ը, k -ը, l -ը կենտ են՝ $F = 0$, $(F)^2 = 0$, իսկ եթե h -ը, k -ը, l -ը ոչ բոլորն են կենտ կամ ոչ բոլորն են զույգ, ապա $F = 0$:

— 3. Բազակենտրոնացված ցանց: Բազիսն է՝ $[0, 0, 0]$, $[1/2, 1/2, 0]$, այսինքն՝ տարրական բջիջում կա երկու ատոմ: Այս ցանցի ստրուկտուրային ֆակտորը կլինի. $F = f \{ 1 + \cos[\pi(h+k)] \}$, եթե $h+k$ -ն կենտ է, ապա՝ $F = 0$, եթե $h+k$ -ն զույգ է, ապա՝ $F = 2f$ $|F|^2 = 4|f|^2$:

Այսպես, ուրեմն, եթե բազիսի վերջին ինդեքսը զրո է, ապա միլլերյան ինդեքսներից առաջին երկուսի գումարը պետք է զույգ լինի, որպեսզի այդ հարթություններից ինտերֆերենցիոն մաքսիմում ստացվի:

Մենք տեսանք, որ բարդ ցանցի դեպքում պարզ ցանցի որոշ ինտերֆերենցիոն մաքսիմումներ անհետանում են: Այդ հանգամանքը հնարավորություն է տալիս, օգտվելով տվյալ ցանցի ինտերֆերենցիոն մաքսիմումների անհետացման օրենքից, որոշել այդ ցանցի տեսակը՝ բազիսը:

§ 6. ՖՐԻԴԵԼԻ ՕՐԵՆՔԸ

Յրման ֆունկցիաները ցույց են տալիս (տես գլուխ III, § 2), որ երբ ընկնող ալիքի հաճախությունը շատ մեծ է ցրող էլեկտրոնների սեփական հաճախությունից, ցրման հետևանքով փուլի փոփոխություն չի առաջանում: Իսկ երբ ընկնող ալիքի հաճախությունը մոտ է ցրող էլեկտրոնի սեփական հաճախությանը, ցրման ֆունկցիան դառնում է կոմպլեքս, այսինքն՝ ցրման հետևանքով առաջանում է փուլի փոփոխություն: Այս դեպքում, երբ բյուրեղը պարունակում է տարբեր ատոմներ, որոնց էլեկտրոններն ունեն տարբեր հաճախություններ, ապա տարբեր ատոմների ցրած ալիքների փուլերի կրած փոփոխությունները կլինեն տարբեր: Եթե ցրման հետևանքով փուլերի փոփոխություն չի առաջանում, ապա ստրուկտուրային ամպլիտուդը կլինի իրական և դրական (տե՛ս § 5):

Եթե ստրուկտուրային ամպլիտուդը իրական է, ապա միլլերյան բոլոր ինդեքսների նշանները միաժամանակ փոխելը ցրված ալիքների ինտենսիվությունների փոփոխություն չի առաջացնի, այսինքն՝ (hkl) և ($\bar{h}\bar{k}\bar{l}$) հարթությունների առաջացրած դիֆրակցիոն պատկերները իրարից ոչնչով չեն տարբերվի, եթե անգամ այդ հարթությունների տարբեր կողմերը բյուրեղագիտական տարբերություն ունեն (§ 5): Դա նշանակում է, որ եթե նման դեպքում ընկնող ճառագայթի ուղղությունը հակառակ դարձնենք, դիֆրակցիոն պատկերի փոփոխություն չենք ստանա: Այսպիսով, ռենտգենագրաֆիկ եղանակով բյուրեղի ինվերսիայի կենտրոն չունենալը հնարավոր չէ հայտնաբերել: Այլ կերպ ասած՝ ռենտգենագրամման միշտ ունի ինվերսիայի կենտրոն, անկախ նրանից՝ բյուրեղն ունի՞, թե՞ ոչ: Այս երևույթն առաջին անգամ բացատրել է Ֆրիդելը և նրա անունով էլ այն կոչվում է:

Վերևում նշեցինք, որ Ֆրիդելի կանոնը տեղի ունի այն դեպքում, երբ ցրման հետևանքով փուլի փոփոխություն չի առաջանում, այսինքն, երբ ընկնող ալիքի հաճախությունը խիստ տարբերվում է ցրող էլեկտրոնների սեփական հաճախություններից և, հետևաբար, կլանումը բացակայում է: Սակայն այստեղ անհրաժեշտ է ավելացնել հետևյալը. Ֆրիդելի օրենքը (կանոնը) բավարարվում է նաև այն դեպքում, երբ բյուրեղի բոլոր ատոմների ցրած ալիքների փուլերի փոփոխությունը միևնույնն է (բոլորի կլանումը նույնն է): Իրոք, տարրական ալիքների գումարից բաղկացած ալիքային դաշտի ինտենսիվությունը փոփոխություն չի կրի, եթե բոլոր բաղադրիչների փուլերը փոփոխենք միևնույն չափով, քանի որ ինտենսիվությունը

չափվում է ամպլիտուդի մոդուլի քառակուսով: Ֆրիդելի օրենքը խախտվում է այն դեպքերում, երբ բյուրեղը պարունակում է տարբեր չափով կլանող, հետևաբար և ցրման հետևանքով փուլերի տարբեր փոփոխություններ առաջացնող ատոմներ:

Ճիշտ կլինի համարել, որ Ֆրիդելի օրենքը բաղկացած է երկու մասից, առաջինը՝ ինտերֆերենցիոն պատկերի երկրաչափությունը փոփոխություն չի կրում, երբ ընկնող ալիքը գցում ենք հակառակ ուղղությամբ, երկրորդը՝ այդ դեպքում ինտերֆերենցիոն մաքսիմումի ինտենսիվությունը նույնպես փոփոխություն չի կրում:

Ֆրիդելի օրենքի առաջին մասը միշտ բավարարվում է՝ երկրաչափությունը երբեք չի փոխվում, իսկ երկրորդ մասը տեղի կարող է չունենալ բեռնային բյուրեղների դեպքում:

Քննարկենք մի օրինակ, որի դեպքում Ֆրիդելի օրենքը խախտվում է:

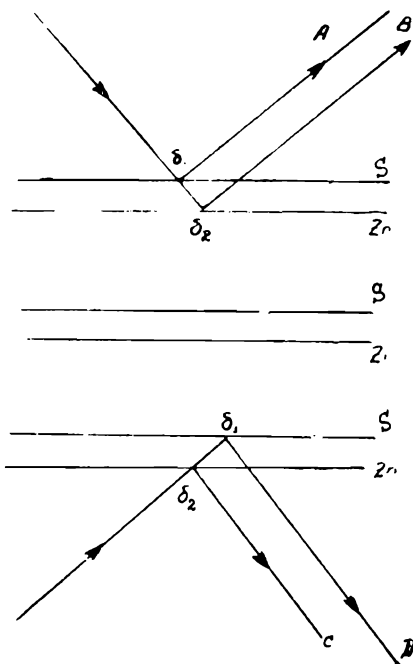
Եթե ցրման հետևանքով փուլի փոփոխություն չի առաջանում կամ առաջացած փոփոխությունը տարրական բջջի բոլոր ատոմների համար նույնն է, ստրուկտուրային ֆակտորը կարտահայտվի § 5-ում բերված հետևյալ բանաձևով՝

$$|F|^2 = \left\{ \sum_{q=1}^N f_q \cos[2\pi(u_q h + v_q k + w_q l)] \right\}^2 + \\ + \left\{ \sum_{q=1}^N f_q \sin[2\pi(u_q h + v_q k + w_q l)] \right\}^2.$$

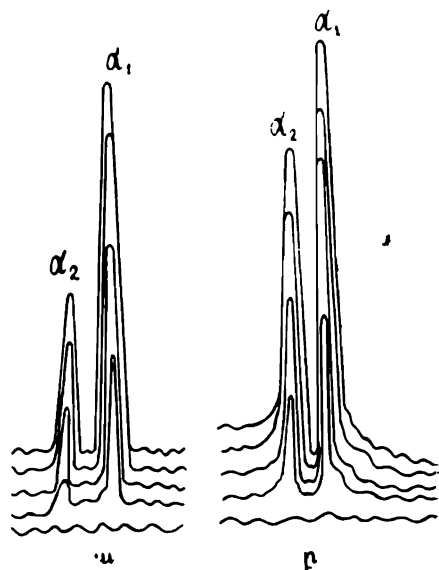
Այս ֆակտորը փաստորեն միայն երկրաչափական է, քանի որ այն կախված է միայն ատոմների դիրքից և հենց այս դեպքում է, որ $|F(hkl)| = |F(\bar{h}\bar{k}\bar{l})|$, այսինքն, բավարարվում է Ֆրիդելի օրենքը՝ հարթությունների միևնույն ընտանիքի հակառակ կողմերից տեղի ունեցող անդրադարձումների ինտենսիվություններն իրար հավասար են:

Սակայն Կոստերի, Կնոլի և Պրինսի կատարած փորձերը ցինկային փայլի (ZnS — ծծմբացինկ) հետ ցույց են տվել, որ Ֆրիդելի օրենքը այդ բյուրեղի նկատմամբ չի պահպանվում, որովհետև ցրման ժամանակ փուլերի փոփոխությունները ցինկի և ծծմբի ատոմների համար նույնը չեն: Ցինկային փայլի ստրուկտուրան բեզելեային է, ցինկի և ծծմբի (111) հարթություններին զուգահեռ հարթությունները հաջորդում են մեկը մյուսին այնպես, որ Zn -ի և S -ի հարևան հարթությունների միջև եղած հեռավորությունը հավասար է հարևան (111) հարթությունների միջև եղած հեռավորության քառորդին (տե՛ս նկ. 70):

Ընթացող ենք անդրադարձումը կատարվում է վերևից: Այդ դեպքում ծծմբի և ցինկի հարթություններից անդրադարձած ալիքների միջև փուլերի տարբերությունը կլինի այսպիսին. $k2d\sin\theta + \delta_1 - \delta_2 = \varphi_1$, որտեղ d -ն ցինկի և ծծմբի հարևան հարթությունների



Նկ. 70. Անդրադարձումը հարթությունների տարբեր կողմերից



Նկ. 71. Ոսկու La_1 և La_2 ճառագայթումների անդրադարձումը բյուրեղի տարբեր կողմերից

միջև եղած հեռավորությունն է, δ_1 -ը և δ_2 -ը ցինկի ու ծծմբի առումների վրա տեղի ունեցող ցրումների պատճառով առաջացած փուլերի տարբերություններն են:

Ներքևից կատարված անդրադարձման ժամանակ փուլերի տարբերությունը այդ ալիքների միջև կլինի՝ $k2d\sin\theta + \delta_2 - \delta_1 = \varphi_2$:

Ինչպես երևում է $\varphi_1 \neq \varphi_2$ և այս դեպքում Ֆրիդելի օրենքը տեղի չունի: Ֆրիդելի օրենքը իրավացի կլինի, եթե կա՛մ ցրման ժամանակ փուլերի փոփոխություն չառաջանա ($\delta_1 = \delta_2 = 0$), կա՛մ այդ փոփոխություններն իրար հավասար լինեն՝ $\delta_1 = \delta_2$:

Ֆրիդելի օրենքը փորձով ստուգելու համար Կոստերը, Կնոլը և Պրինսը օգտվել են ոսկու La_1 և La_2 ճառագայթներից: Յինկի կլանման եզրը գտնվում է La_1 -ի և La_2 -ի միջև, այդ պատճառով ցինկի վրա ցրման ժամանակ առաջացած փուլերի փոփոխություն-

Ներքև այդ երկու ճառագայթների դեպքում զգալիորեն իրարից տարբեր կլինեն, իսկ ծծմբի դեպքում այդ երկու ճառագայթների ցրման ժամանակ փուլերի փոփոխություն չի առաջանա (կամ նույնը կլինի), քանի որ ծծմբի կլանման եզրը ոսկու L ճառագայթումներից հեռու է:

Այդ պատճառով պետք էր սպասել, որ L_{α_1} և L_{α_2} ճառագայթումների անդրադարձման հարաբերական ինտենսիվությունները հարթությունների տարբեր կողմերից տարբեր կլինեն: № 71 նկարում բերված ֆոտոմետրիական կորերից երևում է, որ, իրոք, այդ հարաբերական ինտենսիվությունները հարթությունների տարբեր կողմերից տարբեր են ստացվում: α -ն անդրադարձումն է առջևի նիստից, իսկ β -ն՝ ետևի նիստից:

Այսպիսով, քննարկված դեպքում $F(hkl) \neq F(\bar{h}\bar{k}\bar{l})$ և $Z_n S$ -ի սիմետրիայի կենտրոնի բացակայությունը (բյուրեղի բևեռայնությունը) ռենտգենագրաֆիկ եղանակով ինտենսիվությունների տարբերության միջոցով կարելի է հայտնաբերել:

§ 7. ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ԻՆՏԵՐՖԵՐԵՆՑԻՈՆ ՄԱՔՍԻՄՈՒՄՆԵՐԻ ԻՆՏԵՐԳՐԱԼ ԻՆՏԵՆՍԻՎՈՒԹՅՈՒՆԸ

Նախորդ պարագրաֆներում մենք գտանք ինտերֆերենցիոն մաքսիմումների ուղղությունները, ամպլիտուդները և ինտենսիվությունները ընկնող հարթ մոնոքրոմատիկ ալիքի դեպքում: Սակայն մաքսիմումների առաջացման համար մեր ստացած պայմանները ցույց են տալիս միայն մաքսիմալ անդրադարձման ուղղությունները (մաքսիմումի գագաթի ուղղությունը, տե՛ս նկ. 66): Այդպիսի բանաձևերին համապատասխանող փորձնական չափումներ կատարել և ստացված արդյունքները համեմատել տեսական հաշվումների արդյունքների հետ հնարավոր չէ: Հնարավոր չէ նախ այն պատճառով, որ սկզբնական ալիքը խիստ հարթ զուգահեռ լինել երբեք չի կարող և նրա անկյունային տարամիտումը (բացվածքը), սովորաբար, շատ ավելի մեծ է լինում, քան դիֆրակցիոն մաքսիմումի ամբողջ անկյունային տիրույթը: Մյուս կողմից՝ ինտենսիվությունները գրանցող սարքի (իոնացման խցիկ, հաշվիչ) ընդունող ճեղքը (պատուհանը) այնքան մեծ է լինում, որ նա գրանցում է տվյալ ռեֆլեքսին պատկանող, բայց տարբեր ուղղություններով գնացող բոլոր ալիքները:

Այսպիսով, փորձով գրանցվող ինտենսիվությունը անկման և ցրման բոլոր հնարավոր ուղղությունների ինտեգրալ ինտենսիվությունն է: Ուստի տեսականորեն պետք է գտնենք մի բանաձև, որը

համապատասխանի փորձով զրանցվող այդ ինտեգրալ ինտենսիվությունը:

Ինտեգրալ ինտենսիվության տեսական հաշվման համար նույնպես գոյություն ունեն կաուելի և Բրեգի եղանակներ, որոնց մասին կխոսենք:

1. ԻՆՏԵԳՐԱԼ ԻՆՏԵՆՍԻՎՈՒԹՅԱՆ ՀԱՇՎՈՒՄԸ ԼԱՌԻԵԻ ԵՂԱՆԱԿՈՎ

Ինտեգրենցիոն մաքսիմումների համար կաուելի (5.6) հավասարումներն ստանալիս ընդունեցինք, որ անկման $\vec{S}_0$ և ցրման (անդրադարձման) $\vec{S}_1$ ուղղությունները ճշգրիտ բավարարում են (5.5ա) պայմաններին: Ինտեգրալ ինտենսիվության արտահայտությունն արտածելու համար ընդունենք, որ ճառագայթն ընկնում է $\vec{S}_0$ ուղղությունից տարբեր, բայց նրան շատ մոտ $\vec{S}'_0$ ուղղությամբ, իսկ ցրումը դիտենք $\vec{S}_1$ ուղղությունից տարբեր, բայց նրան շատ մոտ $\vec{S}'_1$ ուղղությամբ (տե՛ս նկ. 72):

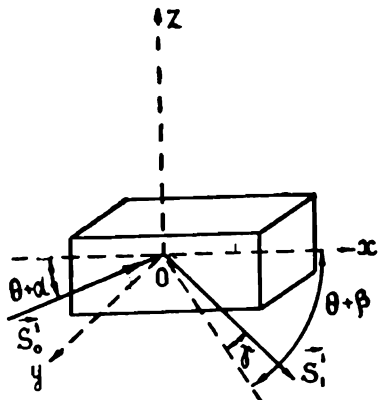
$\vec{S}_0$ -ի և $\vec{S}'_1$ -ի մոտ լինելը $\vec{S}_0$ -ին և $\vec{S}_1$ -ին պայմանավորված է նրանով, որ, ինչպես այդ ցույց է տրված նախորդ պարագրաֆում, ինտեգրենցիոն մաքսիմումի անկյունային տիրույթը շատ փոքր է, և $\vec{S}_0$ -ից հեռու ուղղություններով ընկած սկզբնական ալիքները տվյալ մաքսիմումին էներգիա չեն տալիս (տվյալ անդրադարձմանը չեն մասնակցում):

Ընդունենք, որ անդրադարձնող հարթությունները զուգահեռ են XOZ հարթությանը, իսկ անկման հարթությունը համընկնում է XOY հարթությանը: Թող ընկնող $\vec{S}_0$ ճառագայթը գտնվի XOY հարթության մեջ և անդրադարձնող հարթությունների հետ կազմի $\theta + \alpha$ անկյուն, որտեղ θ -ն Վուլֆ-Բրեգի անկյունն է: Ցրված $\vec{S}_1$ ճառագայթը անկման հարթության հետ կազմում է γ անկյուն, իսկ նրա պրոյեկցիան անկման հարթության վրա անդրադարձնող հարթության հետ կկազմի $\theta + \beta$ անկյուն: Այդ դեպքում $\vec{S}'_0$ և $\vec{S}'_1$ միավոր-վեկտորները X, Y և Z առանցքների վրա կունենան հետևյալ պրոյեկցիաները.

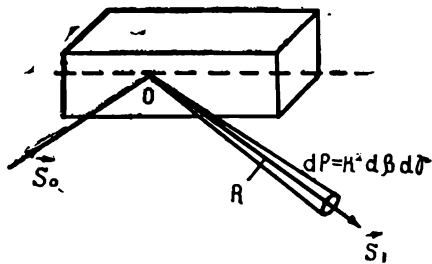
$$\vec{S}'_0[\cos(\theta + \alpha), -\sin(\theta + \alpha), 0],$$

$$\vec{S}'_1[\cos(\theta + \beta), \sin(\theta + \beta), \sin\gamma],$$

Այստեղ $\vec{S}_1'$ -ի պրոյեկցիան Y առանցքի վրա իրականում կլինի $\cos\gamma\sin(\theta+\beta)$, սակայն օգտվելով γ -ի փոքրությունից, $\cos\gamma$ բազմապատկիչն առանց նշմարելի սխալ կատարելու կարող ենք փոխարինել մեկով: Մենք պետք է հաշվենք էներգիայի հոսքը $\vec{S}_1$ միավոր-վեկտորին ուղղահայաց մակերևույթով: Այդ մակերևույթի ըր



Նկ. 72. Ինտեգրալ ինտենսիվության հաշվումը Y առանցքի եղանակով



Նկ. 73. Էներգիայի հոսքի հաշվումը $\vec{S}_1$ միավոր-վեկտորին ուղղահայաց dp մակերեսով

էլեմենտը կարտահայտվի հետևյալ կերպ՝ $dp = R^2 d\beta d\gamma$ (տե՛ս նկ. 73), որտեղ R -ը բյուրեղի (սկզբնականի) հեռավորությունն է դիտման կետից (p հարթակից): Ռեֆլեքսի ուղղությամբ հոսքի հզորությունը կստանանք, եթե ինտենսիվության (5.3) արտահայտությունը ինտեգրենք ըստ β և γ -ի $\int \int I_m R^2 d\beta d\gamma$:

Լրիվ հզորությունը ստանալու համար պետք է ինտեգրել նաև ըստ սկզբնական փնջի տարամիտումն արտահայտող α անկյան: Այսպիսով, տվյալ ռեֆլեքսի ինտեգրալ ինտենսիվության համար կարող ենք գրել՝ $\rho = \frac{1}{I_0} \int \int \int I_m R^2 d\beta d\gamma d\alpha$: Կամ բաց թողնելով $\frac{c}{4\pi}$ արտադրիչը, ի նկատի ունենալով (5.5)-ը, կունենանք՝

$$\rho = f_a^2 \int \int \int \left[\frac{\sin^2 \left[N_s \frac{k(\vec{a}_0 \vec{S})}{2} \right]}{\sin^2 \left[\frac{k(\vec{a}_0 \vec{S})}{2} \right]} \right] d\alpha d\beta d\gamma, \quad (5.22)$$

Ստացված ինտեգրալները հաշվելու համար անհրաժեշտ է գտնել կապը B_0 -ների և α , β , γ փոփոխականների միջև, այնուհետև կատարել համապատասխան փոփոխականների փոխարինում:

Եթե ընդունենք, որ X , Y և Z առանցքները համապատասխանաբար համընկնում են $\vec{a}_1$, $\vec{a}_2$ և $\vec{a}_3$ տրանսլյացիաներին, ապա հեշտությամբ B_1 -ը, B_2 -ը և B_3 -ը կարտահայտենք α -ի, β -ի և γ -ի միջոցով՝

$$B_1 = \frac{1}{2} k a_1 (\vec{S}_1 - \vec{S}_0) = \frac{1}{2} k a_1 [\cos(\theta + \beta) - \cos(\theta + \alpha)] = \\ = \frac{1}{2} k a_1 (\alpha - \beta) \sin \theta,$$

$$B_2 = \frac{1}{2} k a_2 (\vec{S}_1 - \vec{S}_0) = \frac{1}{2} k a_2 [\sin(\theta + \beta) - \sin(\theta + \alpha)] = \\ = \frac{1}{2} k a_2 (\alpha + \beta) \cos \theta + k a_2 \sin \theta,$$

$$B_3 = \frac{1}{2} k a_3 (\vec{S}_1 - \vec{S}_0) = \frac{1}{2} k a_3 \sin \gamma = \frac{1}{2} k a_3 \gamma,$$

Ինտեգրման α , β և γ փոփոխականները B_1 , B_2 , B_3 փոփոխականներով փոխարինելու համար նախ հաշվենք համապատասխան ֆունկցիոնալ դետերմինանտը՝

$$\Delta = \frac{\partial(B_1 B_2 B_3)}{\partial(\alpha, \beta, \gamma)} = \begin{vmatrix} \frac{\partial B_1}{\partial \alpha}, \frac{\partial B_1}{\partial \beta}, \frac{\partial B_1}{\partial \gamma} \\ \frac{\partial B_2}{\partial \alpha}, \frac{\partial B_2}{\partial \beta}, \frac{\partial B_2}{\partial \gamma} \\ \frac{\partial B_3}{\partial \alpha}, \frac{\partial B_3}{\partial \beta}, \frac{\partial B_3}{\partial \gamma} \end{vmatrix}$$

Օգտվելով B_1 -ի, B_2 -ի և B_3 -ի՝ վերը բերված արտահայտություններից, դետերմինանտի համար կստանանք՝

$$\Delta = \frac{1}{8} k^3 \begin{vmatrix} a_1 \sin \theta, & -a_1 \sin \theta & 0 \\ a_2 \cos \theta, & a_2 \cos \theta & 0 \\ 0 & 0 & a_3 \end{vmatrix} = \frac{\pi^3}{\lambda^3} a_1 a_2 a_3 2 \sin \theta \cos \theta = \frac{\pi^3}{\lambda^3} v \sin 2\theta,$$

որտեղ v -ն տարրական բջջի ծավալն է:

Այսպիսով, ինտեգրալ ինտենսիվության (5.22) արտահայտությունը կարող ենք բերել հետևյալ տեսքի՝

$$\rho = f_a^2 \iiint \frac{1}{\Delta} \left[\prod_{\sigma=1}^3 \frac{\sin^2[N_\sigma \cdot B_\sigma]}{\sin^2[B_\sigma]} \right] dB_\sigma = \\ = \frac{\lambda^3 f_a^2}{\pi^3 v \sin 2\theta} \iiint \left[\prod_{\sigma=1}^3 \frac{\sin^2[N_\sigma B_\sigma]}{\sin^2[B_\sigma]} \right] dB_\sigma,$$

Օգտվելով ինտեգրման տիրույթի՝ π/N_σ -ի, փոքրությունից, կարող ենք $\sin^2[B_\sigma]$ -ն փոխարինել B_σ^2 -ով, բերելով ինտեգրալը այսպիսի տեսքի $\int \frac{\sin^2[N_\sigma B_\sigma]}{\sin^2[B_\sigma]} dB_\sigma = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sin^2[N_\sigma B_\sigma]}{B_\sigma^2} dB_\sigma = \pi N_\sigma$,

ինտեգրման սահմանները փոխարինեցինք անսահմանություններով, քանի որ ընդհանուրապես արտահայտությունը զրոյից զգալիորեն տարբեր է միայն B_σ -ի շատ փոքր արժեքների դեպքում:

Նկատի ունենալով ինտեգրալների արժեքները, ինտեգրալ ինտենսիվության համար վերջնականապես կստանանք՝

$$\rho = f_a^2 \frac{\lambda^3 N_1 N_2 N_3}{v \sin 2\theta},$$

Բարդ ցանցի դեպքում ստացված արտահայտության մեջ f_a^2 ատոմային ֆակտորը պետք է փոխարինել F^2 ստրուկտուրային ֆակտորով:

Եթե նկատի ունենանք, որ $N_1, N_2, N_3 = V$ -ն բյուրեղի ճառագայթվող ծավալն է, իսկ $\frac{1}{V} = N$ -ը՝ միավոր ծավալում տարրական բջիջների թիվը (պարզ ցանցում ատոմների թիվը), ապա ինտեգրալ ինտենսիվության համար կստանանք՝ $\rho = I_0 F^2 \frac{N^2 \lambda^3}{\sin 2\theta} V$:

Հիշենք, որ մինչև հիմա մենք ցրված ալիքների ամպլիտուդը և ինտենսիվությունն արտահայտել ենք ազատ էլեկտրոնի ցրած ալիքի միավորներով:

Անցնելով էներգիայի սովորական միավորների, ինտեգրալ ինտենսիվության համար վերջնականապես կստանանք՝

$$\rho = F^2 \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \frac{1 + \cos^2 2\theta}{2} \frac{N^2 \lambda^3}{\sin 2\theta} V = QV, \quad (5.23)$$

որտեղ՝

$$Q = F^2 \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \frac{1 + \cos^2 2\theta}{2} \frac{N^2 \lambda^3}{\sin 2\theta},$$

$$\left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \frac{1 + \cos^2 2\theta}{2} - \text{կոչվում է Թոմսոնի ֆակտոր},$$

$$\frac{1 + \cos^2 2\theta}{2} - \text{կոչվում է բեռնացման ֆակտոր},$$

$$\frac{N^2 \lambda^3}{\sin 2\theta} - \text{կոչվում է Լորենցի ֆակտոր}:$$

Q-ն միավոր ծավալի ցրած ալիքի ինտեգրալ ինտենսիվությունն է:

Ինչպես երևում է (5.23)-ից, ըստ այս տեսության ինտեգրալ ինտենսիվությունը համեմատական է բյուրեղի ճառագայթվող ծավալին: Այս հարցին դեռ մենք կվերադառնանք, երբ խոսենք բյուրեղի չափերը որոշելու մասին:

Այժմ տեսենք, թե ինչպես կարող ենք փորձով չափել ինտեգրալ ինտենսիվությունը: Սովորաբար միաբյուրեղները բաղկացած են լինում փոքրիկ բյուրեղիկներից (բլոկներից), որոնք թեթեւակի շեղված են լինում իրար նկատմամբ: Ուստի, երբ բյուրեղը ճառագայթենք, նրանից ոչ բոլորը կգտնվեն միաժամանակ մաքսիմալ անդրադարձման վիճակում: Այդ պատճառով բյուրեղի անդրադարձման ընդունակության մասին անդրադարձման ինտեգրալ ինտենսիվությունը չափելու միջոցով գաղափար կազմելու համար հարկավոր է բյուրեղը անդրադարձնող հարթություններին զուգահեռ և անկման հարթությանն ուղղահայաց առանցքի շուրջը ճոճել այնպես, որ բոլոր բլոկներն անցնեն մաքսիմալ անդրադարձման դիրքով և անդրադարձման ինտենսիվությունը 0-ից հասնի մաքսիմումի, հետո դարձյալ իջնի 0-ի (տե՛ս նկ. 74):

Եթե բյուրեղի վրա ընկնում է I_0 ինտենսիվությամբ փունջ, իսկ նրանից անդրադառնում է I ինտենսիվությամբ, ապա դրանց հա-

րաբերությունը՝ $R = \frac{I}{I_0}$ կոչվում է անդրադարձման գործակից:

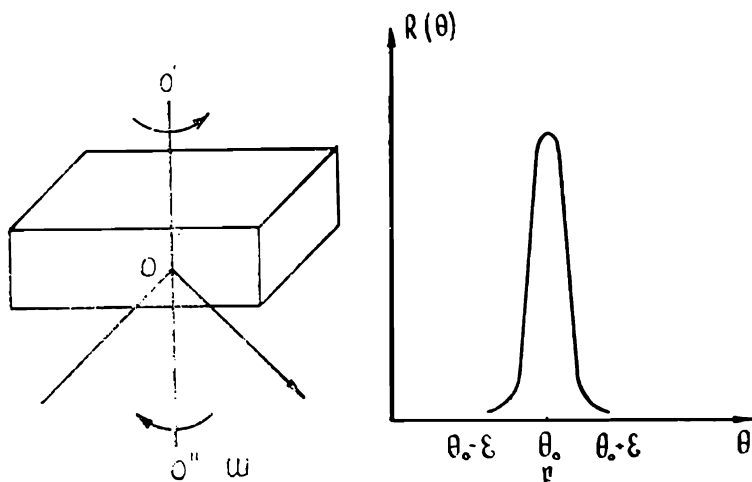
Պարզ է, որ այդ հարաբերությունը կախված է անկման սահման-

կյունից՝ $R(\theta) = \frac{I(\theta)}{I_0}$: Ռենտգենաստրուկտուրային հետազոտու-

թյուններում ընդունված է քննարկել $\int R(\theta) d\theta$ ինտեգրալը, որը կոչվում է անդրադարձման ինտեգրալ գործակից կամ, ինչպես երբեմն անվանում են, ինտեգրալ ինտենսիվություն (ընկնող ալիքի

միավոր ամպլիտուդի դեպքում $\int R(\theta) d\theta = \rho$, այսինքն՝ այդ ինտեգրալը կհամընկնի ինտեգրալ ինտենսիվությանը)։

Ենթադրենք բյուրեղը ճոճվելիս, երբ մեկ անգամ անցնում է ամբողջ անդրադարձման տիրույթով, ընդունիչը արձանագրում է E էներգիա։ Պարզ է, որ այդ E էներգիան կախված կլինի ճոճման անկյունային ω արագությանից՝ որքան այդ անկյունային արագությունը փոքր լինի, այնքան E -ն մեծ կլինի և հակառակը։ Իսկ $E\omega$ արտադրյալը արդեն պատման (ճոճման) անկյունային արագությանից կախված չի լինի։



Նկ. 74. ω —ճոճման առանցքը ($0^\circ 0''$), ρ —անդրադարձման գործակցի կախումը անդրադարձման θ անկյունից (այստեղ θ_0 -ն Վուլֆ-Ֆրեզի անկյունն է)։

Կարելի է ցույց տալ, որ $E\omega$ -ն հավասար է ինտեգրալ ինտենսիվությանը՝ ρ -ին, եթե ընկնող ալիքի ամպլիտուդը (ինտենսիվությունը) հավասար է մեկի, իսկ եթե տարբեր է մեկից, տեղի կունենա հետևյալ հավասարումը՝

$$\frac{E\omega}{I_0} = \rho, \quad (5.24)$$

որտեղ I_0 -ն սկզբնական ալիքի ինտենսիվությունն է։ Իրոք, եթե I_0 ինտենսիվությամբ ռենտգենյան ալիքն ընկնում է բյուրեղի վրա, ապա միավոր ժամանակում կանդրադառնա նրա $R(\theta)$ մասը (անդրադարձած ալիքի ինտենսիվությունը կլինի $I_0 R(\theta)$, իսկ dt ժամանակամիջոցում անդրադարձած էներգիան կլինի $I_0 R(\theta) dt$)։

Ե Էներգիան գտնելու համար այդ արտահայտությունը պետք է ինտեգրենք անդրադարձման ամբողջ տիրույթով մեկ անգամ անցնելու ժամանակամիջոցի համար.

$$E = \int I_0 R(\theta) d\theta = I_0 \int R(\theta) d\theta: \quad (5.25)$$

Եթե dt ժամանակամիջոցում բյուրեղը պտտվել է $d\theta$ անկյունով, ապա $dt = \frac{d\theta}{\omega}$, ժամանակի dt հատվածի այս արժեքը տեղադրելով

$$(5.25)\text{-ի մեջ՝ կստանանք. } \frac{E\omega}{I_0} = \int R(\theta) d\theta = ?$$

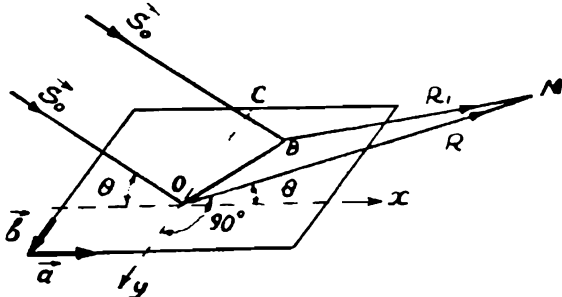
Այսպիսով, փորձով ինտեգրալ ինտենսիվությունը գտնելու համար հարկավոր է մոնոքրոմատիկ ռենտգենյան ալիքը Վուլֆ-Բրեգի անկյան տակ զցել բյուրեղի համապատասխան հարթությունների ընտանիքի վրա և այդ բյուրեղը ճոճել հարթությունների վրա գրտնըվող ու անկման հարթությանն ուղղահայաց առանցքի շուրջը, ապա ճոճման ժամանակ չափել E Էներգիան, բազմապատկել ω -ով և բաժանել սկզբնական ինտենսիվության վրա: Սակայն՝ քանի որ փորձի ժամանակ ոչ թե չափվում է Էներգիայի հոսքը միավոր մակերևույթով (ոչ թե ինտենսիվությունը), այլ դիաֆրագմաների պատուհանի բացվածքով անցած Էներգիան, (5.24) բանաձևի փոխարեն պետք է օգտվել $\frac{E\omega}{I} = ?$ բանաձևից, որտեղ $I = I_0 \sigma$ -ն ընկնող փնջի հզորությունն է, իսկ σ -ն՝ էկրանի անցքի մակերեսը:

2. ԻՆՏԵԳՐԱԼ ԻՆՏԵՆՍԻՎՈՒԹՅԱՆ ՀԱՇՎՈՒՄԸ ԲՐԵԳԻ ԵՎԱՆԱԿՈՎ

Ինչպես արդեն ասվեց վերևում, Բրեգի եղանակով ինտեգրալ ինտենսիվությունը հաշվելու համար պետք է նախ հաշվել առանձին ատոմական հարթություններից անդրադարձած ալիքի ամպլիտուդը: Սովորաբար այդ հաշիվը կատարում են կա՛մ ինտեգրման եղանակով, կա՛մ Ֆրենելի գոտիների եղանակով: Երկու դեպքում էլ փուլերի տարբերությունը հաշվելիս ընդունվում է, որ ցրող լիցքը հարթության վրա բաշխված է անընդհատ: Չնայած երկու դեպքում էլ հարթությունից անդրադարձած ալիքի ամպլիտուդի համար ստացվում է նույն արտահայտությունը, մենք երկու եղանակն էլ կշարադրենք՝ գոտիների եղանակի կիրառելիության սահմանները ցույց տալու նպատակով:

1. ՀԱՐԹՈՒԹՅՈՒՆՆԵՑ ԱՆԴՐԱԴԱՐՁԱԾ ԱԼԻՔԻ ԱՄՊԼԻՏՈՒԴԻ ՀԱՇՎՈՒՄԸ
ԻՆՏԵԳՐԱԼ ԵՎԱՆԱԿՈՎ

Ենթադրենք ռենտգենյան հարթ զուգահեռ ալիքը $\vec{S}_0$ միավոր-վեկտորի ուղղությամբ ընկնում է $\vec{a}$ և $\vec{b}$ տրանսլյացիաների ունեցող ատոմային հարթության վրա, իսկ դիտման M կետը այդ հարթու-թյան վրա տեղավորված O սկզբնակետից երևում է $\vec{S}_1$ միավոր-վեկտորի ուղղությամբ (տե՛ս նկ. 75)։ Թող x և y առանցքները համ-ընկնեն $\vec{a}$ և $\vec{b}$ տրանսլյացիաների ուղղություններին, իսկ անկման հարթությունը համընկնի xz հարթությանը։ $\vec{S}_0$ և $\vec{S}_1$ միավոր-վեկ-տորները x առանցքի հետ կազմում են միևնույն θ անկյունը, իսկ y առանցքին ուղղահայաց են։



Նկ. 75. Ինտեգրալ ինտենսիվության հաշվումը Բրեգի եղանակով

O կետում ցրված և M կետը հասած ալիքը կունենա հետևյալ տեսքը՝ $\frac{1}{R} f_a \exp \{ i(\omega t - kR) \}$ ։

B կետում ցրված և M կետը հասած ալիքի արտահայտությունը գտնելու համար որոշենք O և B կետերում ցրված M կետը հասած ալիքների ճանապարհների տարբերությունը $\Delta = CB + R_1 - R$ ։

75-րդ նկարից երևում է, որ $CB = (\vec{r} \vec{S}_0)$, իսկ R_1 -ը կորոշենք $\triangle OBM$ եռանկյունուց՝ $R_1^2 = R^2 + r^2 - 2(rR)$

կամ $R_1 = R \sqrt{1 + \frac{r^2 - 2(\vec{r} \vec{R})}{R^2}}$, որտեղ $\vec{r}$ -ը հարթության ատոմ-

ների ջառավիղ-վեկտորն է։

Օգտվելով այն հանգամանքից, որ $r \ll R$ և արհամարհելով r -ի

երկրորդից բարձր աստիճաններ պարունակող անդամները, կըս-

տանանք $R_1 \approx R + \frac{r^2}{2R} - \frac{(\vec{r} \vec{R})}{R} - \frac{(\vec{r} \vec{R})^2}{2R^3},$

նկատի ունենալով, որ $\vec{R} = R \cdot \vec{S}_1$, վերջինից կստանանք՝

$$R_1 \approx R + \frac{r^2}{2R} - (\vec{r} \vec{S}_1) - \frac{(\vec{r} \vec{S}_1)^2}{2R}. \quad (5.26)$$

Մյուս կողմից, քանի որ r -ը գտնվում է xy հարթության մեջ և հա-

վասար է $\vec{r} = m_1 \vec{a} + m_2 \vec{b}$, ապա $(\vec{r} \vec{S}_1) = m_1 a \cos \theta = x \cos \theta$ կամ $(\vec{r} \vec{S}_1)^2 = x^2 \cos^2 \theta$ և $r^2 = x^2 + y^2$,

Այսպիսով, R_1 -ի համար կստանանք՝

$$R_1 \approx R + \frac{x^2}{2R} + \frac{y^2}{2R} - (\vec{r} \vec{S}_1) - \frac{x^2 \cos^2 \theta}{2R},$$

Տեղադրելով R_1 -ի արժեքը Δ -ի մեջ, կստանանք՝

$$\Delta = \frac{x^2 \sin^2 \theta}{2R} + \frac{y^2}{2R}, \quad (5.27)$$

Այս վերջինն ստանալիս նկատի ունեցանք, որ $(\vec{r} \vec{S}_0) = (\vec{r} \vec{S}_1)$,
(5.27)-ի օգնությամբ B կետում ցրված և M կետը հասած ա-
լիքի համար կստանանք՝

$$\frac{1}{R} f_a \exp \{ i(\omega t - kR) \} \exp \left\{ ik \left(\frac{x^2 \sin^2 \theta}{2R} + \frac{y^2}{2R} \right) \right\},$$

Ամբողջ հարթությունից դեպի M կետը ցրված ալիքի ճշգրիտ արտահայտությունը կստանանք, եթե կատարենք գումարումը ըստ m_1 -ի և m_2 -ի (հիշենք, որ $x = m_1 a$, $y = m_2 b$).

$$A = \frac{1}{R} f_a \exp \{ i(\omega t - kR) \} \sum_{m_1} \exp \left\{ ik \frac{m_1^2 a^2 \sin^2 \theta}{2R} \right\} \times \\ \times \sum_{m_2} \exp \left\{ ik \frac{m_2^2 b^2}{2R} \right\},$$

Սակայն, քանի որ ստացված արտահայտության մեջ գումար-
ման բազմապատկիչները՝ m_1 -ը և m_2 -ը, մտնում են երկրորդ աս-
տիճաններով, այդ գումարները վերջավոր ձևով հաշվել հնարավոր
չէ, և ստիպված ենք դիմելու մոտավորությունների:

Եթե դիտարկվող հարթության միավոր մակերեսի վրա կա 11 ատոմ, ապա $dx dy$ հարթության էլեմենտի վրա կգտնվի $ndxdy$ ատոմ: B կետի շրջակայքում վերցնենք մի $dx dy$ տիրույթ և ընդունենք, որ այդ տիրույթի բոլոր $ndxdy$ ատոմների ցրած և M կետը հասած բոլոր ալիքները նույնն են՝ ունեն միևնույն ամպլիտուդը և փուլը: Այդ դեպքում դրանց գումարը կգրվի այսպես՝

$$\frac{n}{R} f_a \exp \{ i(\omega t - kR) \} \exp \left\{ ik \left(\frac{x^2 \sin^2 \theta}{2R} + \frac{y^2}{2R} \right) \right\} dx dy,$$

Ամբողջ հարթությունից դեպի M կետը ցրված գումար-ալիքի համար կստանանք՝

$$\frac{n}{R} f_a \exp \{ i(\omega t - kR) \} \iint \exp \left\{ ik \left(\frac{x^2 \sin^2 \theta}{2R} + \frac{y^2}{2R} \right) \right\} dx dy,$$

Այստեղ առաջանում է մի դժվարություն ևս: Ստացվել են Ֆրենելի ինտեգրալների տիպի ինտեգրալներ՝ փոփոխականը եռանկյունաչափական ֆունկցիայի արգումենտում մտնում է երկրորդ աստիճանով: Հայտնի է, որ այդ տիպի ինտեգրալները վերջավոր ձևով չեն ինտեգրվում, եթե ինտեգրման սահմանները վերջավոր են: Սովորաբար պարզ արդյունքներ են ստացվում, եթե ինտեգրումները կատարվում են $-\infty$ -ից մինչև $+\infty$: Այդ դեպքում

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left\{ ik \frac{x^2 \sin^2 \theta}{2R} \right\} dx &= \sqrt{\frac{R \lambda}{2 \sin^2 \theta}} (1-i), \\ \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left\{ ik \frac{y^2}{2R} \right\} dy &= \sqrt{\frac{R \cdot \lambda}{2}} (1-i), \end{aligned} \quad (5.28)$$

Այսպիսով, մեկ հարթության կողմից դեպի դիտման կետը ցրված ալիքի ամպլիտուդի համար կստանանք՝

$$-iq = -i \frac{n \lambda}{\sin \theta} f_a,$$

Ուրեմն, (5.28)-ի ստացման ժամանակ կատարեցինք հետևյալ մոտավորությունները.

ա) ինտեգրման սահմանները դարձրինք անսահմանություններ, Վերջինս սովորաբար արդարացվում է նրանով, որ անդրադարձմանը մասնակցում է միայն սկզբնականի մի փոքրիկ շրջակայքը, և ինտեգրման տիրույթը այդպես մեծացնելիս արդյունքը փոփոխություն չի կրում:

բ) Հարթության բոլոր ատոմների համար ամպլիտուդային անդամում վերցվում է միևնույն $1/R$ բազմապատկիչը: Դա նույնպես արդարացվում է նրանով, որ անդրադարձմանը (դիտման կետում) մասնակցում են հարթության միայն մի փոքրիկ տիրույթի ատոմները, որոնց հեռավորությունները M կետից իրարից շատ չեն տարբերվում:

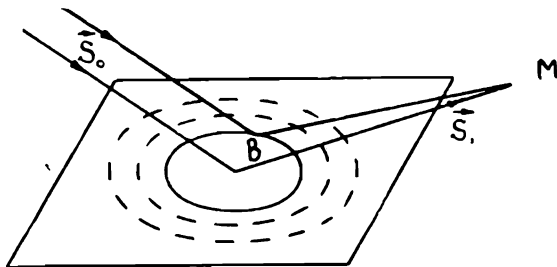
գ) $dx dy$ տիրույթի ատոմների ցրած ալիքների փուլերը M կետում համարեցինք նույնը: Այդ բանը նույնպես հնարավոր է, քանի որ $dx dy$ էլեմենտը շատ փոքր է, և նրա տարբեր ատոմների ցրած ու M կետը հասած ալիքների ճանապարհների տարբերությունը չընչին է:

Սակայն առաջին և երկրորդ կետերում նշված մոտավորությունների կիրառելիության սահմանների մասին դեռ կիսուսենք այս գլխի վերջում՝ կինեմատիկ տեսության կիրառելիության սահմանների հարցը քննարկելիս:

Այժմ շարունակենք մեզ հետաքրքրող հարցի քննարկումը: Ինչպես երևում է (5.28)-ից, հարթությունից անդրադարձած ալիքը հարթ է՝ ամպլիտուդը կախված չէ դիտման կետի R հեռավորությունից, բացի դրանից, այն կեղծ է՝ բազմապատկված է i -ով: Դա նշանակում է, որ հարթությունից անդրադարձած գումար-ալիքի փուլը սկզբնական ալիքի փուլից տարբերվում է $\pi/2$ -ով ($\exp \{ -i\pi/2 \} = -i$), ավելի ճիշտ՝ ետ է մնում $\pi/2$ -ով:

II. ՀԱՐԹՈՒԹՅՈՒՆԻՑ ԱՆԳՐԱԳԱՐՁԱԾ ԱԼԻՔԻ ԱՄՊԼԻՏՈՒԳԻ ՀԱՇՎՈՒՄԸ ՖՐԵՆԵԼԻ ԳՈՏԻՆՆԵՐԻ ԵՂԱՆԱԿՈՎ

Նախ ցույց տանք, որ եթե հարթությունից անդրադարձած ալիքի ամպլիտուդը դիտման կետում հաշվում ենք № 76 նկարում ցույց տրված սխեմայով և եթե հաշվումը կատարում ենք այդ հար-



Նկ. 76. Հարթությունից անդրադարձած ալիքի ամպլիտուդի հաշվումը ֆրենելի գոտիների եղանակով (առաջին գոտին ցույց է տրված հոծ գծով)

թուլթյունը բաժանելով գոտիների, ապա առաջին գոտին կունենա էլիպսի ձև, իսկ հաջորդ գոտիները՝ էլիպսական գոտիների ձև:

Իրոք, ենթադրենք B կետը (նկ. 76) գտնվում է առաջին գոտու եզրին: Ինչպե՞ս նշանակում է, որ սկզբնականում և B կետում ցրված ու դիտման M կետը հասած ալիքների ճանապարհների տարբերությունը պետք է հավասար լինի $\lambda/2$ -ի, այսինքն՝

$$\frac{x^2 \sin^2 \theta}{2R} + \frac{y^2}{2R} = \frac{\lambda}{2},$$

որը կարելի է բերել հետևյալ տեսքի.

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1, \quad (5.29)$$

$$\text{որտեղ՝} \quad a = \frac{\sqrt{R\lambda}}{\sin \theta}, \quad b = \sqrt{R\lambda}, \quad (5.30)$$

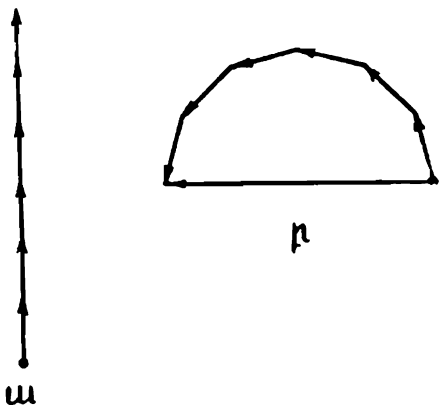
Ինչպես երևում է (5.29)-ից և (5.30)-ից, առաջին գոտին իրենից ներկայացնում է էլիպս, որի՝ անկման հարթության մեջ գրտնվող կիսաառանցքը (մեծ կիսաառանցք) $1/\sin \theta$ անգամ մեծ է նրան ուղղահայաց հարթության մեջ գտնվող կիսաառանցքից (փոքր կիսաառանցք):

Ամբողջ հարթությունից անդրադարձած ալիքի ամպլիտուդը հաշվելու համար ենթադրենք, որ նրա վրա տեղավորվում են մեծ թվով գոտիներ, նկատի ունենալով հետևյալները՝

1. հարթության ցրած գումար-ալիք ամպլիտուդը դիտման կետում հավասար է առաջին գոտու ցրած գումար-ալիքի ամպլիտուդի կեսին այդ կետում:

2. Հարթության ցրած գումար-ալիքի փուլը $\pi/2$ -ով է ավելի մնում սկզբնական ալիքի փուլից:

3. Առաջին գոտու (էլիպսի) մակերեսը հավասար է πab -ի, հետևաբար նրանում կգտնվեն $N_1 = \pi \pi ab$ ատոմներ, որում π -ը ատոմների թիվն է հարթության միավոր մակերեսի վրա:



Նկ. 77. ա) Գումար-ամպլիտուդը փուլերի տարբերության բացակայության դեպքում բ) գումար-ամպլիտուդը, երբ փուլերի տարբերությունը առաջին և վերջին գոտիների միջև հավասար է π -ի

4. Եթե առաջին գոտում գտնվող բոլոր ատոմների ցրած ալիքները դիտման կետում ունենալին միևնույն փուլը, նրանց գումար-ամպլիտուդը կլինեն $N_1 A_a$ (տե՛ս նկ. 77ա), որտեղ A_a -ն ատոմի ցրած ալիքի ամպլիտուդն է: Բայց, քանի որ նրանց միջև փուլերի տարբերությունը փոփոխվում է 0-ից մինչև π , $N_1 A_a$ -ն կլինի կիսաշրջանի երկարությունը, իսկ առաջին գոտու կողմից ցրված ե դիտման կետը հասած ալիքների A_1 գումարը՝ այդ շրջանի տրամագիծը (տես նկ. 77 բ): Ուստի, $\pi \cdot \frac{A_1}{2} = N_1 A_a$, որտեղից՝

$\frac{A_1}{N_1 A_a} = \frac{2}{\pi}$: Ուրեմն, առաջին գոտու՝ դիտման կետն ուղարկած (ցրած) ալիքների ամպլիտուդների գումարը թվաբանական գումարից տասնալու համար վերջինը պետք է բազմապատկել $2/\pi$ -ով: Այսպիսով, առաջին գոտու ցրած ալիքի ամպլիտուդի կեսի համար կստանանք՝

$$-i \frac{1}{2} \cdot \frac{2}{\pi} \cdot \pi a b \cdot \frac{1}{R} f_a = -i \frac{\pi \lambda}{\sin \theta} f_a,$$

այսինքն՝ այն, ինչ ստացել էինք ինտեգրման միջոցով:

III. ՀԱՐԹՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՀԱՄԱԿԱՐԳԻՑ ԱՆԴՐԱԳԱՐՁԱԾ ԱԼԻՔԻ ԱՄՊԼԻՏՈՒԴԸ

Ամբողջ բյուրեղի՝ դեպի M կետը ցրած ալիքի ամպլիտուդը գտնելու համար պետք է բոլոր հարթություններից անդրադարձած ալիքների ամպլիտուդները գումարենք իրար՝ հաշվի առնելով նրանց միջև առաջացած ճանապարհների տարբերությունը: Եթե ճառագայթն ընկնում է ճիշտ Վուլֆ-Բրեգի պայմանին բավարարող անկյան տակ, ապա հարևան հարթություններից անդրադարձած ալիքների ճանապարհների տարբերությունը կլինի $2d \sin \theta$, իսկ եթե այդ անկյունից ε -ով (փոքր անկյունով) շեղված է, ճանապարհների տարբերությունը կլինի՝

$$2d \sin(\theta + \varepsilon) = 2d \sin \theta \cos \varepsilon + 2d \sin \varepsilon \cos \theta \approx 2d \sin \theta + 2d \varepsilon \cos \theta,$$

Քանի որ θ -ն բավարարում է Վուլֆ-Բրեգի պայմանին, ուրեմն $2d \sin \theta = \lambda$, որը կառաջացնի $n \cdot 2\pi$ փուլերի տարբերություն, ուստի այն եռանկյունաչափական ֆունկցիայի արգումենտում կարող ենք բաց թողնել:

Այսպիսով, եթե ճառագայթը հարթությունների վրա ընկնում է $\theta + \varepsilon$ անկյան տակ, հարևան հարթություններից անդրադարձած ալիքների միջև փուլերի տարբերությունը կարող ենք համարել

հավասար՝ $\varphi = K 2d \varepsilon \times \cos \theta = \eta \varepsilon$, որտեղ $\eta = 2kd \sin \theta$ ՝ և գումար-
ալիքի ամպլիտուդի համար կստանանք հետևյալ արտահայտու-
թյունը.

$$A = -iq \sum_{n=0}^{N_1-1} \exp \{ i \eta n \varepsilon \} = -iq \exp \left\{ i \frac{N_1-1}{2} \eta \right\} \frac{\sin N \frac{\eta \varepsilon}{2}}{\sin \frac{\eta \varepsilon}{2}},$$

Այստեղ N_1 -ը անդրադարձնող հարթությունների թիվն է: Համա-
պատասխանաբար ինտենսիվության համար (ամպլիտուդի մոդուլի
քառակուսու համար) կստանանք՝

$$|A|^2 = A \cdot A^* = |q|^2 \frac{\sin^2 \left(N_1 \frac{\eta \varepsilon}{2} \right)}{\sin^2 \left(\frac{\eta \varepsilon}{2} \right)}, \quad (5.31)$$

Ինտեգրալ ինտենսիվությունը գտնելու համար պետք է վերջին
արտահայտությունն ինտեգրենք ըստ ε -ի՝ անդրադարձման ամբողջ
անկյունային տիրույթի սահմաններում (տե՛ս նկ. 74):

Ինչպես երևում է (5.31)-ից, հարթությունների համակարգից
անդրադարձած ալիքի ամպլիտուդի արտահայտությունը նման է
գծային ցանցից անդրադարձած ալիքի ամպլիտուդի արտահայ-
տությանը՝ հանգույցներում նստած մոտիվների անդրադարձման
ընդունակությունը փոխարինված է հարթությունների անդրադարձ-
ման ընդունակությամբ:

Քննարկվող այս դեպքում ընդունվում է, որ անդրադարձնող
հարթությունները, ընկնող ալիքի ճակատը, հետևապես և անդրա-
դարձող ալիքի ճակատը անսահման մեծ են, իսկ ինտենսիվու-
թյունները նրանց վրա ամենուրեք նույնն են: Այդ պատճառով ին-
տեգրալ ինտենսիվությունը պետք է հաշվել որոշ վերջավոր մակե-
րևույթի համար:

Նկատի ունենալով ասվածը և հիշելով, որ անդրադարձման
գործակիցը այս դեպքում կլինի

$$R(\varepsilon) = |q|^2 \frac{\sin^2 \left(N_1 \frac{\eta \varepsilon}{2} \right)}{\sin^2 \left(\frac{\eta \varepsilon}{2} \right)}, \quad (5.32)$$

բյուրեղի ճոճման ժամանակ, երբ այն անցնում է անդրադարձման
ամբողջ տիրույթով, ընդունիչով արձանագրված E էներգիան կլինի՝

$$E = I_0 S \int R(\varepsilon) dt = I_0 S \int R(\varepsilon) \frac{d\varepsilon}{\omega}, \quad (5.33)$$

որտեղ S -ը այն մակերևույթն է, որով հաշվում ենք անցած էներգիան:

Ինտեգրալ ինտենսիվության համար (5.32)-ից և (5.33)-ից կստանանք՝

$$\rho = \frac{E\omega}{I_0} = |q|^2 S \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin^2 \left(N_1 \frac{\eta\varepsilon}{2} \right)}{\sin^2 \left(\frac{\eta\varepsilon}{2} \right)} d\varepsilon = |q|^2 S \frac{N2\pi}{\eta}$$

կամ, նկատի ունենալով նաև, որ $\eta = \frac{4\pi}{\lambda} q \cos \theta$, $v = \frac{N_1 s d}{\sin \theta}$ - ն բյուրեղի ճառագայթված ծավալի այն մասն է, որը էներգիա է ուղարկում դիտման M կետը և վերջապես $n = Nd$, որտեղ N -ը ատոմների (բջիջների) թիվն է միավոր ծավալում, կստանանք՝

$$\rho = \frac{E\omega}{I_0} = \frac{N^2 \lambda^3}{\sin 2\theta} f_a^2 v, \quad (5.34)$$

վերջապես, եթե էլեկտրոնային միավորներից անցնենք էներգիայի սովորական միավորների և հաշվի առնենք բևեռացումը, կստանանք՝

$$\rho = \frac{E\omega}{I_0} = \frac{N^2 \lambda^3}{\sin 2\theta} f_a^2 \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \frac{1 + \cos^2 2\theta}{2} v,$$

որը համընկնում է (5.23)-ին:

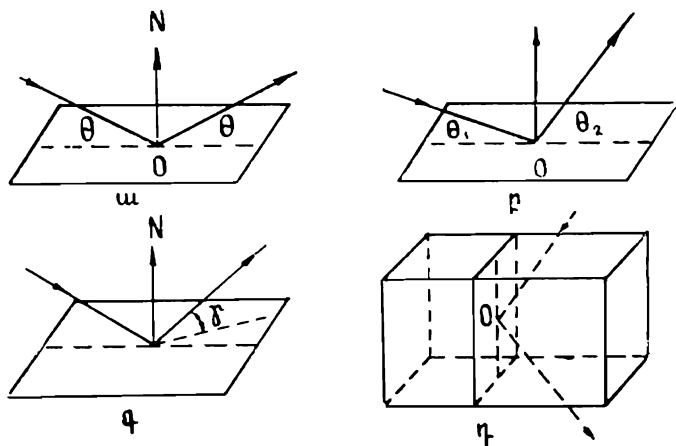
Այս եղանակի կիրառելիության սահմանների մասին նույնպես կխոսենք վերջում:

3. ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ԱՆԴՐԱԴԱՐՁՄԱՆ ԱՌՈՒՅԻ ԵՎ ԲՐԵԳԻ ԴԵՊՓԵՐԸ

Օպտիկայում լույսի անդրադարձում ասելով, սովորաբար, հասկանում ենք այն երևույթը, երբ լույսն ընկնելով հղկված (հալելային) մակերևույթի վրա, անդրադառնում է անկման հարթության մեջ այն անկյան տակ, ինչ անկյան տակ ընկել էր:

Ռենտգենյան ճառագայթների դեպքում անդրադարձումն ալելի ընդհանուր բնույթ ունի: Անդրադարձում կարող է կատարվել ինչպես անդրադարձման հարթության մեջ (նկ. 78 ա), այնպես էլ նըրանից դուրս (նկ. 78 գ). անդրադարձում կարող է կատարվել նաև

այն ժամանակ, երբ ռենտգենյան ալիքն անցնում է անդրադարձիչի մյուս կողմը (նկ. 78 դ): Բացի դրանից, անդրադարձման ժամանակ անկման անկյունը կարող է հավասար չլինել անդրադարձման անկյանը (նկ. 78 բ):



Նկ. 78. Անդրադարձման տարբեր դեպքեր

Այդ պատճառով մենք անդրադարձումները կբաժանենք երկու խմբի՝ հայելային և դիֆրակցիոն անդրադարձումների:

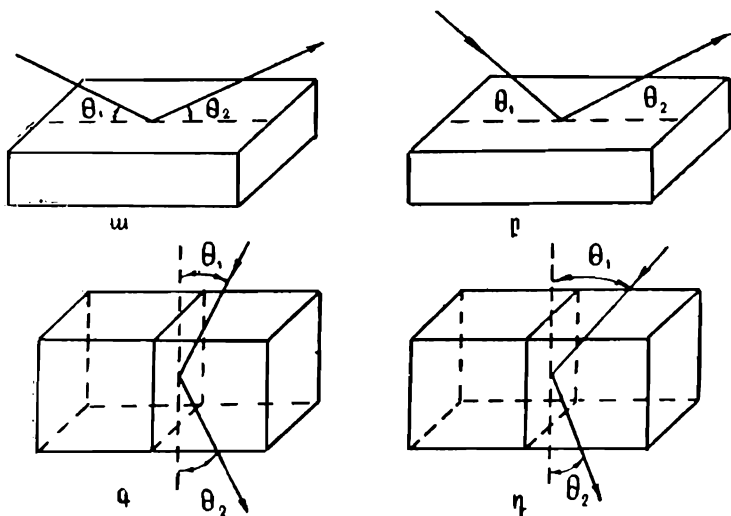
Հայելային անդրադարձումը կապ չունի բյուրեղի ներքին ըստ-րուկատուրայի հետ, բնորոշվում է բեկման ցուցչով և նկարագրվում Զրենելի բանաձևերով (տե՛ս ռենտգենյան ճառագայթների օպտիկա):

Դիֆրակցիոն անդրադարձումը անդրադարձում է ատոմական հարթություններից և, անկախ այդ հարթությունների բյուրեղի մակերևույթի նկատմամբ ունեցած թեքությունից, նկարագրվում է Վուլֆ-Բրեգի պայմանով:

Դիֆրակցիոն անդրադարձումներն իրենց հերթին կարելի է բաժանել երկու խմբի՝ Բրեգի անդրադարձման և Լաուեի անդրադարձման:

Երբ ընկնող և անդրադարձող ճառագայթները գտնվում են բյուրեղի միևնույն կողմում, այդպիսի անդրադարձումը կկոչվի բրեգյան անդրադարձում (նկ. 79 ա և բ), իսկ եթե ընկնող և անդրադարձող ճառագայթները գտնվում են բյուրեղի տարբեր կողմերում, այդպիսի անդրադարձումը կկոչվի Լաուեի անդրադարձում (նկ. 79 գ, դ): Ինչպես Լաուեի, այնպես էլ Բրեգի անդրադարձումներն ունեն սիմետրիկ և ասիմետրիկ անդրադարձման դեպքեր:

№ 79 գ և դ նկարներում ցույց են տրված լաուելի սիմետրիկ և ասիմետրիկ անդրադարձման դեպքերը, իսկ ա և բ նկարներում՝ Բրեգի սիմետրիկ և ասիմետրիկ անդրադարձման դեպքերը:



Նկ. 79. Բրեգի և լաուելի սիմետրիկ և ասիմետրիկ անդրադարձման դեպքերը

Անդրադարձումը կոչվում է սիմետրիկ, եթե ընկնող և անդրադարձող ճառագայթները բյուրեղի մակերևույթի հետ կազմում են միևնույն անկյունը, իսկ եթե կազմում են տարբեր անկյուններ, անդրադարձումը կոչվի ասիմետրիկ: Բրեգի դեպքում անդրադարձումը կլինի սիմետրիկ, եթե անդրադարձնող հարթությունները զուգահեռ են բյուրեղի մակերևույթին, լաուելի դեպքում՝ սիմետրիկ անդրադարձում կստացվի, եթե անդրադարձնող հարթությունները ուղղահայաց են բյուրեղի մակերևույթին:

Դժվար չէ համոզվել այն բանում, որ եթե անդրադարձնող հարթությունների և բյուրեղի մակերևույթի նորմալի միջև կազմված α անկյունը և Վուլֆ-Բրեգի θ անկյունը բավարարում են $\alpha + \theta > \frac{\pi}{2}$ պայմանին, կստացվի Բրեգի անդրադարձում, իսկ եթե դրանք բավարարում են $\alpha + \theta < \frac{\pi}{2}$ պայմանին, կստացվի լաուելի անդրադարձում:

§ 8. ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅՓՆԵՐԻ ԿԼԱՆՄԱՆ ՀԱՇՎԱՌՈՒՄԸ ԻՆՏԵԳՐԱԼ ԻՆՏԵՆՍԻՎՈՒԹՅԱՆ ՄԵՋ

Տարբեր եղանակներով (Լաուեի և Բրեգի) ստացանք ինտեգրալ ինտենսիվության արտահայտությունը: Սակայն այդ արտածումների ժամանակ հաշվի չառանք կլանումը և ընդունեցինք, որ բյուրեղը ռենտգենյան ճառագայթների համար միանգամայն թափանցիկ է, իսկ ռեալ բյուրեղները միշտ էլ կլանում են, և մենք պետք է ինտեգրալ ինտենսիվության համար ստանանք համապատասխան արտահայտություն՝ կլանման հաշվառմամբ:

Կինեմատիկ տեսության մեջ սովորաբար կլանման հաշվառումը կատարվում է մոզաիկ բյուրեղի համար: Բյուրեղը համարվում է մոզաիկ, եթե բաղկացած է փոքրիկ բյուրեղիկներից (բլոկներից), որոնք իրար նկատմամբ անկանոն ձևով շեղված են այնպես, որ ռենտգենյան ճառագայթների համար համարվում են օպտիկապես անկախ՝ նրանց ցրած ճառագայթներն իրար նկատմամբ կոհերենտ չեն:

Տարբեր բյուրեղիկների ցրած ալիքներն իրար նկատմամբ կոհերենտ չեն համարվում միայն այն պատճառով, որ նրանք ցրում են տարբեր ուղղություններով՝ անկման տարբեր անկյունների տակ: Մինչդեռ ինտերֆերենցիոն պատկեր՝ լուսավոր և մութ շերտեր, կարող են առաջացնել միայն նույն ուղղությամբ կատարվող տատանումները:

Այսպիսով, մոզաիկ բյուրեղների դեպքում ցրված ալիքների գումար ինտենսիվությունը հաշվելիս կարող ենք՝

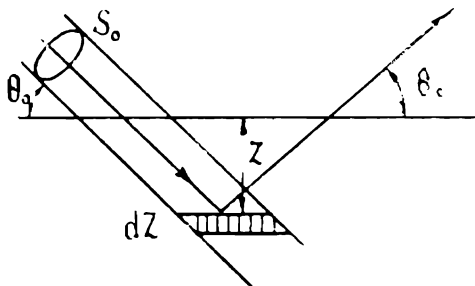
ա) գումարել առանձին բյուրեղիկների (բլոկների) անդրադարձած ալիքների ինտենսիվությունները,

բ) ենթադրել, որ միևնույն բյուրեղիկի բոլոր կետերի համար սկզբնական և ցրված ալիքների թուլացումը նույնն է, իսկ բյուրեղիկից բյուրեղիկ այն փոխվում է: Կլանման հաշվառում կատարելիս նույնպես պետք է տարբերել Լաուեի և Բրեգի դեպքերը: Լաուեի դեպքում Վուլֆ-Բրեգի Յ անկյունը ավելի փոքր է լինում, քան հարթությունների կազմած անկյունը մուտքի մակերևույթի հետ, իսկ Բրեգի դեպքում տեղի ունի հակառակը:

1. ԿԼԱՆՄԱՆ ՀԱՇՎԱՌՈՒՄԸ ԲՐԵԳԻ ԴԵՊԵՆԴԵՆՏ

Քննարկենք ընդհանուր դեպք՝ Բրեգի ասիմետրիկ անդրադարձումը, երբ անդրադարձնող հարթությունները մոզաիկ բյուրեղի մակերևույթի հետ կազմում են α միջին անկյուն (տե՛ս նկ. 80):

Ենթադրեք այդպիսի բյուրեղի վրա S_0 լայնական կտրվածքով և I_0 ինտենսիվությամբ ունեցե՞լյան ճառագայթների մի մոնոքրոմատիկ փունջ է ընկնում:



Նկ. 80. Կլանման հաշվառումը Բրեգի դեպքում

Բյուրեղի ներսում Z խորության վրա (Z -ը հաշված է մակերև-վույթին ուղղահայաց ուղղությամբ) dZ հաստության շերտում այդ փունջը կլուսավորի $dv = S_0 dz \operatorname{cosec}(\theta - \alpha)$ ծավալ, որի ցրումը դիտում ենք անկախ ծավալի մյուս տարրերից: Սկզբնական ալիքը մինչև այդ ծավալին հասնելը բյուրեղի մեջ կանցնի $l_1 = Z \operatorname{cosec}(\theta - \alpha)$ ճանապարհ և կթուլանա $\exp\{-\mu l_1\}$ անգամ, որ-տեղ μ -ն ունեցե՞լյան ճառագայթների թուլացման գծային գործա-կիցն է: Այդ ծավալի կողմից ցրված ճառագայթները բյուրեղում կանցնեն $l_2 = Z \operatorname{cosec}(\theta + \alpha)$ ճանապարհ և կթուլանան $\exp\{-\mu l_2\}$ անգամ (տե՛ս նկ. 80):

Նկատի ունենալով ասվածը, dv ծավալի՝ դեպի դիտման կետը ցրած ինտեգրալ ինտենսիվության համար կարող ենք գրել.

$$\frac{\omega dE}{I_0} = Q \exp\{-\mu(l_1 + l_2)\} dv, \quad (5.35)$$

Ամբողջ բյուրեղից անդրադարձած փնջի ինտեգրալ ինտենսի-վությունը գտնելու համար պետք է (5.35)-ը ինտեգրել թիթեղի ամ-բողջ հաստությամբ՝

$$\frac{\omega E}{I_0} = Q \int_0^l \exp\{-\mu(l_1 + l_2)\} dv, \quad (5.36)$$

որտեղ l -ը բյուրեղային թիթեղի հաստությունն է:

Մասնավոր դեպքում, երբ անդրադարձնող հարթությունները զուգահեռ են բյուրեղի անկման մակերևույթին ($\alpha = 0$), կունենանք

$I_1 = I_2 = Z \operatorname{cosec} \theta$ և նկատի ընենալով v -ի արժեքը, (5.36) ինտեգրալի համար կստանանք՝

$$\frac{\omega E}{I_0} = \frac{s_0 \theta}{2\mu} \{ 1 - \exp \{ -2\mu \operatorname{cosec} \theta \} \} : \quad (5.37)$$

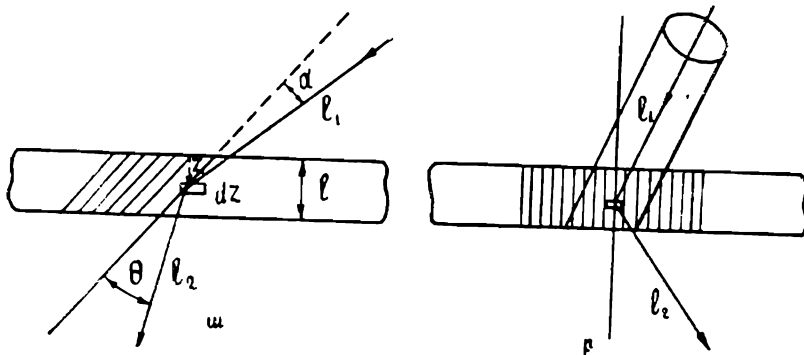
Եթե բյուրեղն այնքան հաստ է, որ սկզբնական ճառագայթը բյուրեղի մյուս կողմն անցնել չի կարողանում և կլանվում է, ապա գործնականորեն (5.36) ինտեգրումը կարող ենք կատարել 0-ից մինչև ∞ սահմաններում, ստանալով հաստ բյուրեղի համար՝

$$\frac{\omega E}{I_0} = \frac{S_0 Q}{2\mu} \text{ կամ } \frac{\omega E}{I} = \frac{Q}{2\mu}, \quad (5.38)$$

որտեղ $I = I_0 S_0$ -ը ընկնող փնջի հզորությունն է:

2. ԿԼԱՆՄԱՆ ՀԱՇՎԱՌՈՒՄԸ ԼԱՌԻԵԻ ԴԵՊՓՈՒՄ

Լաուեի դեպքում ինչպես սկզբնական (ընկնող), այնպես էլ անդրադարձած ճառագայթներն անցնում են բյուրեղի մյուս կողմը: Այս դեպքում նույնպես քննարկումը սկսենք ընդհանուր դեպքից՝ Լաուեի ասիմետրիկ դեպքից: Ենթադրենք անդրադարձնող հարթությունները բյուրեղի անկման մակերևույթի հետ կազմում են $\alpha < 90^\circ$ անկյուն (տե՛ս նկ. 81 ա): Այդ դեպքում Z խորույթյան վրա dZ հաստությամբ շերտից S_0 լայնական կտրվածքով սկզբնական փունջը կհատի (կլուսավորի) $dv = S_0 \operatorname{cosec}(\alpha - \theta) dz$ ծավալ (տե՛ս նկ. 81):



Նկ. 81ա, բ. Կլանման հաշվառումը Լաուեի դեպքում

Սկզբնական ճառագայթները մինչև այդ ծավալին հասնելը բյուրեղում կանցնեն $l_1 = z \operatorname{cosec}(\alpha + \theta)$ ճանապարհ և կթուլանան $\exp\{-\mu l_1\}$ անգամ, իսկ ցրված (անդրադարձած) ճառագայթները մինչև բյուրեղից դուրս գալը կանցնեն $l_2 = (l - z) \operatorname{cosec}(\alpha \mp \theta)$ ճանապարհ և կթուլանան $\exp\{-\mu l_2\}$ անգամ, որտեղ l -ը բյուրեղի հաստությունն է:

Այսպիսով, այդ dv ծավալով ցրված ճառագայթների ինտեգրալ ինտենսիվությունն համար կարող ենք գրել

$$\frac{\omega dE}{I_0} = Q \exp \{ -\mu(l_1 + l_2) \} dv = Q \exp \{ -\mu[z \operatorname{cosec}(\alpha - \theta) + (1-z) \operatorname{cosec}(z + \theta)] \cdot s_0 \operatorname{cosec}(\alpha - \theta) dz: \quad (5.39)$$

Մասնավոր դեպքում, երբ անդրադարձնող հարթություններն ուղղահայաց են մուտքի մակերևույթին (անկման մակերևույթին),

այսինքն երբ $\alpha = \frac{\pi}{2}$ (տես նկ. 81 բ), ճանապարհների գումարը

կախված չի լինի z -ից և ճառագայթվող ծավալի բոլոր կետերից ցրված ճառագայթները նույն շափով կթուլանան և (5.39) արտահայտությունից լրիվ ինտեգրալ ինտենսիվության համար կստանանք.

$$\frac{\omega E}{I_0} = Q \operatorname{sech} \exp \{ -\mu \operatorname{sech} \}: \quad (5.40)$$

Ինչպես երևում է այս վերջին արտահայտությունից, բյուրեղի հաստությունը երկակի է մտնում ինտեգրալ ինտենսիվության մեջ: Մի կողմից ինտեգրալ ինտենսիվությունը համեմատական է հաստությանը (1-ին), իսկ մյուս կողմից այն մտնում է կլանման արտահայտող բացասական ցուցչով էքսպոնենտի մեջ, որը հաստության մեծացմամբ արագորեն փոքրանում է: Մի կողմից հաստության մեծացմամբ ինտեգրալ ինտենսիվությունը մեծանում է ցրող ատոմների թվի մեծացման պատճառով, իսկ մյուս կողմից՝ հաստության մեծացմամբ ինտեգրալ ինտենսիվությունը փոքրանում է կլանող ատոմների թվի մեծացման պատճառով: Այսպիսով, ինտեգրալ ինտենսիվությունը փոքր կլինի շատ բարակ և շատ հաստ բյուրեղների դեպքում: Հետևաբար, տվյալ բյուրեղի, անդրադարձնող հարթությունների տվյալ ընտանիքի և տվյալ ալիքի երկարության դեպքում կարելի է գտնել բյուրեղի այնպիսի օպտիմալ հաստություն, որի դեպքում ինտեգրալ ինտենսիվությունը ընդունում է իր մաքսիմալ արժեքը:

Հաստության օպտիմալ արժեքը կարող ենք գտնել (5.40)-ի աջ մասի 1-ից կախված բազմապատկիչի մաքսիմալ արժեքը գտնելու

միջոցով՝ $\frac{d}{dl}(\exp \{ -\mu \operatorname{sech} \}) = 0$, որտեղից՝

$$1 = \frac{1}{\mu \operatorname{sech}}, \quad (5.41)$$

Փորձնական հետազոտություններ կատարելիս, բյուրեղի շափերի ընտրության տեսակետից ամենաբարենպաստ պայմանը կլինի այն, որ նրա հաստությունը բավարարի (5.41) պայմանին:

Սովորաբար կառուցի ադիմետրիկ դեպքը քննարկման չի ենթարկվում, բայց գործնականում ասիմետրիկ դեպքն ավելի հաճախ է հանդիպում, քան՝ սիմետրիկը և, ինչպես այդ կտեսնենք կինեմատիկ տեսության կիրառելիության սահմաններին նվիրված գրքում, բավական հետաքրքիր են այդ դեպքի քննարկումից ստացված արդյունքները:

§9. ԲՅՈՒՐԵՂԻ ԱՏՈՄՆԵՐԻ ԶԵՐՄԱՅԻՆ ՏԱՏԱՆՈՒՄՆԵՐԻ ԱԶԳԵՅՈՒԹՅՈՒՆԸ ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ՅՐՄԱՆ ԻՆՏԵՆՍԻՎՈՒԹՅԱՆ ՎՐԱ

Ռենտգենյան ճառագայթների ցրման ինտենսիվությունն ուսումնասիրելիս մենք ենթադրել էինք, որ բյուրեղի ատոմներն անշարժ են: Սակայն, ինչպես հայտնի է, բյուրեղի տարածական ցանցի հանգույցներում գտնվող մոտիվները (ատոմները, մոլեկուլները) երբեք անշարժ չեն լինում և կատարում են ջերմային տատանումներ: Ատոմների ջերմային տատանումների հաճախությունը շատ փոքր է ռենտգենյան ճառագայթների տատանումների հաճախությունների նկատմամբ, և այդ պատճառով ցրման ակնթարթային ինտենսիվությունը հաշվելիս մենք համարյա թե սխալ թույլ չենք տալիս, եթե ընդունում ենք, որ ցրող ատոմներն անշարժ են: Սակայն փորձով մենք չափում ենք ոչ թե ակնթարթային ինտենսիվությունը, այլ՝ տատանումների պարբերության նկատմամբ շատ մեծ ժամանակամիջոցի ընթացքում գումար ինտենսիվությունը, այսինքն՝ փաստորեն մենք գործ ենք ունենում միջին ինտենսիվության հետ: Իրոք, ցրված ալիքների ինտենսիվության լուսանկարչական եղանակով գրանցում կատարելիս մենք լուսակալում (էքսպոզիցիա) ենք կատարում տասնյակ րոպեների ու նույնիսկ ժամերի ընթացքում և փաստորեն գրանցում այդքան ժամանակամիջոցում միջինացված ինտենսիվությունը: Իոնացման եղանակով գրանցում կատարելիս, չնայած շատ կարճ ժամանակամիջոցում ենք ինտենսիվությունը միջինացնում, բայց և այնպես այդ ժամանակամիջոցը նույնպես ջերմային տատանումների պարբերության համեմատությամբ շատ մեծ է: Այսպիսով, ինտենսիվության համար մեր ստացած բանաձևերը չեն արտահայտում իրական վիճակը: Դրանք վերաբերում են ակնթարթային ինտենսիվությանը այն դեպքում, երբ փորձով չափում ենք միջինացված ինտենսիվությունը:

Եթե սկզբնական ճառագայթը խիստ հարթ զուգահեռ է, ապա ցանցի ամեն մի խախտում կփոքրացնի ինտերֆերենցիոն մաքսիմումների ինտենսիվությունները: Իրոք, եթե բյուրեղը գտնվում է մաքսիմալ անդրադարձման վիճակում, այսինքն՝ բավարարվում են լաուեի (5.6) պայմանները, ապա ցանցի բոլոր գագաթներում գրտնըվող ատոմների (մոլեկուլների) ցրած ալիքների փուլերը դիտման կետում համընկնում են (իրարից տարբերվում են $n\lambda$ -ով, որտեղ $n=0, \pm 1, \pm 2, \pm \dots$) և, հետևաբար, իրար ուժեղացնում են: Իսկ եթե որևէ առում շեղվել է իր դիրքից, նրա ցրած ալիքի փուլը այլևս մյուս ատոմների ցրած ալիքների փուլերի հետ չի համընկնի և ներանց ոչ թե կուժեղացնի, այլ՝ կթուլացնի: Զերմային տատանումները նույնպես ատոմների հավասարակշռության դիրքից պատահական շեղումներ կառաջացնեն և պետք է սպասել, որ այդ տատանումների հետևանքով կփոքրանան ինտերֆերենցիոն մաքսիմումների ինտենսիվությունները:

Ռենտգենյան ճառագայթների ցրման ինտենսիվության վրա ջերմային տատանումների ազդեցության հարցը քննարկելիս, մենք պետք է տարբերենք երկու դեպք:

1. Ընդունենք, որ առանձին ատոմի ջերմային տատանումներն անկախ են մյուս ատոմների ջերմային տատանումներից (մեկի տատանումները չեն ազդում մյուսների տատանումների վրա): Հարցին այդպիսի մոտեցում է ունեցել Դեբայը իր առաջին աշխատության մեջ:

2. Ընդունենք, որ ցանցի ատոմների տատանումներն իրարից անկախ չեն՝ մի ատոմի տատանումները ազդում են մյուս ատոմների տատանումների վրա: Այլ կերպ էլ լինել չի կարող, որովհետև նրանք իրար հետ կապված են փոխազդեցության այնպիսի ուժերով, որոնք կախված են ատոմների միջև եղած հեռավորություններից: Հարցի այդպիսի դրվածքի հեղինակը նույնպես Դեբայն էր: Նա իր առաջին աշխատությունից հետո ջերմային տատանումների ազդեցության հաշվառման հարցին ավելի ճշգրիտ մոտեցում ունեցավ, խնդիրը լուծեց՝ հաշվի առնելով ցանցի միասնական տատանումները:

Մենք այստեղ մանրամասն կքննարկենք առաջին դեպքը, իսկ երկրորդ դեպքի համար կբերենք արդյունքները, քանի որ գրքի նպատակը և ծավալը թույլ չեն տալիս այդ հարցը ևս մանրամասն քննարկելու:

Զերմային տատանումների ազդեցությունը հաշվի առնելու համար իդեալական տարածական ցանցի գագաթները նկարագրենք

իրենց շառավիղ-վեկտորներով: Ենթադրենք ատոմների (մոլեկուլների) ընդհանուր թիվը N է, որոնց շառավիղ-վեկտորներն են՝ $\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_m, \vec{r}_n, \dots, \vec{r}_N$: Այս դեպքում ցրված ալիքի ամպլիտուդը էլեկտրոնի ցրած ալիքի ամպլիտուդներով կլինի՝

$$A = \frac{1}{R} f_a \sum_{n=1}^N \exp \{ -ik (\vec{r}_m \vec{S}) \},$$

որտեղից իդեալական ցանցի ցրած ալիքի ինտենսիվության համար կստանանք՝

$$I_0 = |A|^2 = AA^* = \frac{|f_a|^2}{R^2} \sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N \exp \{ -ik (\vec{r}_m - \vec{r}_n) \vec{S} \}, \quad (5.42)$$

Այժմ ենթադրենք, որ ցանցի հանգույցներում նստած ատոմները ենթարկվել են պատահական շեղումների՝ ջերմային տատանումների պատճառով իդեալական կատարյալ ցանցի գազաթնե-րին համապատասխանող իրենց տեղերից շեղվել են:

Դիցուք իդեալական ցանցի $\vec{r}_m$ շառավիղ-վեկտոր ունեցող գազաթնում գտնվող ատոմը իր դիրքից շեղվել է $\vec{U}_m$ -ով, իսկ $\vec{r}_n$ շառավիղ-վեկտոր ունեցող գազաթնում նստածը՝ $\vec{U}_n$ -ով: Այժմ m -րդ և n -րդ ատոմների շառավիղ-վեկտորները կլինեն՝ $\vec{r}_m + \vec{U}_m$ և $\vec{r}_n + \vec{U}_n$ և ինտենսիվության (5.42) արտահայտությունը կընդունի հետևյալ տեսքը.

$$I = \frac{|f_a|^2}{R^2} \sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N \exp \{ -ik (\vec{r}_m - \vec{r}_n) \vec{S} \} \exp \{ -ik (\vec{U}_m - \vec{U}_n) \vec{S} \}: \quad (5.43)$$

(5.43) բանաձևը ճիշտ է ոչ միայն ջերմային տատանումների, այլև այն բոլոր դեպքերում, երբ տեղի է ունեցել դեֆորմացիա, այսինքն՝ երբ ատոմները որևէ պատճառով շեղվել են իրենց իդեալական դիրքից: Իդեալական ցանցի համար $\vec{r}_m$ -երի արտահայտու-թյունը մեզ հայտնի է՝ $\vec{r}_m = a_1 m_1 + a_2 m_2 + a_3 m_3$, և եթե հայտնի լի-նեն նաև շեղումները՝ $\vec{U}_m$ -երը, հեշտությամբ կհաշվենք ցրված ալիքների (5.43) ինտենսիվությունը: Սովորաբար, այդ շեղումները զանազան տեսակի դեֆորմացիաների դեպքում ճշգրիտ հայտնի չեն լինում, և (5.43)-ի հաշվումը բավականաչափ դժվար գործ է դառնում:

Զերմային տատանումների դեպքում (5.43)-ը իրենից ներկայացնում է ակնթարթային ինտենսիվությունը և, հետևաբար, ժամանակի ընթացքում արագ փոփոխվում է: Փորձի տվյալների հետ համեմատելու համար պետք է (5.43)-ը միջինացնենք առանձին տատանների տատանումների պարբերության համեմատությամբ բավականաչափ մեծ ժամանակամիջոցի համար: Ակնթարթային ինտենսիվության (5.43) արտահայտության մեջ $\exp \{ -ik(\vec{r}_m - \vec{r}_n) \vec{S} \}$ բազմապատկիչը ժամանակից կախված չէ և միջինացման կարիք չունի, իսկ երկրորդ բազմապատկիչը՝ $\exp \{ -ik(\vec{U}_m - \vec{U}_n)S \}$, ժամանակի ընթացքում արագ ու անկանոն փոփոխվում է և ինտենսիվության միջինացումը հանգում է այդ բազմապատկիչի միջինացմանը:

Կատարենք նշանակում՝

$$k(\vec{U}_m - \vec{U}_n)S = P_{mn}: \quad (5.44)$$

Միջինացման ենթակա բազմապատկիչը կընդունի հետևյալ տեսքը.

$$\exp \{ -ik(\vec{U}_m - \vec{U}_n)S \} = \exp \{ -i P_{mn} \},$$

Այս բազմապատկիչի միջինացումը կարելի է փոխարինել P_{mn} մեծությունների միջինացմամբ՝ այսպես.

$$\exp \{ -i \overline{P_{mn}} \} = 1 - i \overline{P_{mn}} - \frac{\overline{P_{mn}^2}}{2!} - \frac{i \overline{P_{mn}^3}}{3!} + \dots \quad (5.45)$$

Քանի որ շեղումները պատահական բնույթ են կրում և միջինացման ժամանակի ընթացքում $\vec{U}_m - \vec{U}_n$ շեղումների սարբերությունը հավասար հավանականությամբ ընդունում է դրական ու բացասական արժեքներ, ապա P_{mn} մեծության կենտ աստիճանների միջին արժեքները հավասար կլինեն 0-ի և (5.45)-ը կընդունի հետևյալ տեսքը.

$$\exp \{ -i \overline{P_{mn}} \} = 1 - \frac{\overline{P_{mn}^2}}{2} - \frac{\overline{P_{mn}^4}}{24} - \dots = \exp \left\{ -\frac{1}{2} \overline{P_{mn}^2} \right\}: \quad (5.46)$$

Նկատի ունենալով վերջին, միջին ինտենսիվության համար կըստանանք այս արտահայտությունը.

$$\bar{I} = \frac{|f_a|^2}{R} \sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N \exp \{ -ik(\vec{r}_m - \vec{r}_n) \vec{S} \} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \overline{P_{mn}^2} \right\}: \quad (5.47)$$

Համաձայն նկ. 68-ի $\vec{S}$ դիֆրակցիոն վեկտորն ունի անդրադարձնող հարթությունների նորմալի ուղղություն, և նրա շափեր հավասար է $2\sin\theta$; Ուստի (5.44)-ը մենք կարող ենք գրել հետևյալ ձևով. $P_{mn} = \frac{4\pi\sin\theta}{\lambda} (U_{ms} - U_{ns})$, որտեղ U_{ms} -ը և U_{ns} -ը շեղումներն են դիֆրակցիոն վեկտորի (հարթությունների նորմալի) ուղղությամբ:

Այժմ P_{mn} մեծություն միջինացումը հանգում է $(U_{ms} - U_{ns})^2$ տարբերության քառակուսու միջինացմանը.

$$\overline{(U_{ms} - U_{ns})^2} = \overline{U_{ms}^2} + \overline{U_{ns}^2} - 2\overline{U_{ms} \cdot U_{ns}},$$

Մինչև այստեղ արված դատողություններն ընդհանուր են թե՛ իրարից անկախ և թե՛ իրար հետ կապված տատանումների համար:

Այժմ, եթե առաջնորդվենք Դեբայի սկզբնական ենթադրությանը և ընդունենք, որ ցանցի հանգույցների մոտիվների տատանումներն իրարից անկախ են և նրանք բոլորն էլ ունեն միևնույն տատանման միջին էներգիան, կստանանք՝

$$\overline{U_{ms} U_{ns}} = 0; \quad \overline{U_{ms}^2} + \overline{U_{ns}^2} + 2\overline{U_{ms} \cdot U_{ns}} = 2\overline{U_s^2}, \quad (5.48)$$

այսինքն՝ միջին քառակուսային շեղումներն իրար հավասար են: Իսկ եթե հաշվի առնվի նրանց միջև գոյություն ունեցող փոխադարձ կապը, ապա այդ գույգի մոտիվների շեղումների արտադրյալի միջին արժեքը զրոյից տարբեր կլինի.

$$\overline{U_{ms} \cdot U_{ns}} \neq 0; \quad (5.49)$$

Հետագայի համար օգտակար է (5.47)-ը ձևափոխել այնպես, որ $m=n$ անդամներն այդ գումարից առանձնացվեն: Այդ գումարը պարունակում է ընդամենը N^2 գումարելի, որոնցից $m=n$ անդամների թիվը հավասար է N -ի: Բոլոր $m=n$ անդամների համար

$$\exp\{-ik(\vec{r}_m - \vec{r}_n)\vec{S}\} \exp\left\{-\frac{1}{2}\overline{P_{mn}}\right\} = 1.$$

մենք (5.47)-ի փոխարեն կարող ենք գրել

$$\overline{I} = \frac{|f_a|^2}{R^2} \left[N + \exp\{-2M\} \sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N \exp\{-ik(\vec{r}_m - \vec{r}_n)\vec{S}\} \right], \quad (5.50)$$

որտեղ
$$M = \frac{8\pi^2 \overline{u_s^2} \sin^2\theta}{\lambda^2}, \quad (5.51)$$

որը և կոչվում է Դեբայի, երբեմն էլ Դեբայ-Վալլերի բաղմապատկիչ:

(5.50)-ի մեջ գումարման նշանների վրա դրված գծիկները նշանակում են, որ այդ գումարից հանված են բոլոր $m=1$ անդամները: Նկատի ունենալով (5.42)-ը, (5.50)-ի երկրորդ գումարելին կարող ենք ձևափոխել հետևյալ կերպ.

$$\frac{|f_a|^2}{R^2} \exp \{ -2M \} \sum_m \sum_n \exp \{ -ik(\vec{r}_m - \vec{r}_n)S \} = \\ = \exp \{ -2M \} \left(I_0 - \frac{|f_a|^2 N}{R^2} \right),$$

Վորջապես, նկատի ունենալով այս վերջինը, (5.50)-ը կարող ենք գրել այսպես՝

$$I = \frac{|f_a|^2}{R^2} N [1 - \exp \{ -2M \} + I_0 \exp \{ -2M \}]: \quad (5.52)$$

Այսպիսով, ջերմային անկախ տատանումների ազդեցությունը ցրման ինտենսիվության վրա հանգում է հետևյալին.

1. Ինչպես ցույց է տալիս $I_0 \exp \{ -2M \}$ գումարելին, որտեղ I_0 -ն իդեալական ցանցի ինտերֆերենցիոն մաքսիմումների ինտենսիվությունն է, ջերմային տատանումների հետևանքով, պարզագույն դատողություններով իդեալական ցանցի ինտերֆերենցիոն մաքսիմումների կտրուկությունը չի փոքրանում, միայն նրանց ինտենսիվությունը փոքրանում է $\exp \{ -2M \}$ անգամ: Քանի որ M -ի արտահայտության մեջ մտնում է Վուլֆ-Բրեգի անկյունը, այդ պատճառով բարձր կարգի մաքսիմումների (ցրման մեծ անկյունների) դեպքում ինտերֆերենցիոն մաքսիմումներն ափելի շատ են թուլանում:

2. Երկրորդ գումարելին $\frac{|f_a|^2}{R^2} [1 - \exp \{ -2M \}]$, բաղկացած է երկու բազմապատկիչներից՝ $|f_a|^2$ -ուց և $[1 - \exp \{ -2M \}]$ -ից: Ատոմային ֆակտորը՝ f_a -ն ցրման անկյան մեծացմամբ նվազում է (տե՛ս նկ. 58), իսկ $1 - \exp \{ -2M \}$ բազմապատկիչը՝ հսկառակը, ցրման անկյան մեծացմամբ մեծանում: Իրոք, θ -ի մեծացմամբ M -ը մեծանում է և $\exp \{ -2M \}$ անգամը փոքրանում է, իսկ $[1 - \exp \{ 2M \}]$ արտադրիչը մեծանում է: Հետևապես $\frac{|f_a|^2}{R^2} [1 - \exp \{ -2M \}]$ գումարելին մաքսիմալ արժեք կունենա միջին անկյունների տիրույթում: Սակայն ինտերֆերենցիոն մաքսիմումների նման սուր մաքսիմում չի ստացվի, քանի որ f_a -ի և M -ի կախումը

անկյունից բավականաչափ թույլ է՝ այդ մեծությունները, կախված թ անկյունից, դանդաղ են փոփոխվում և $|f_a|^2 [1 - \exp \{-2M\}]$ արտադրյալն ունի բավականաչափ բուլթ մաքսիմում:

Իենտգենյան ճառագայթների ցրման ինտենսիվության վրա ջերմային տատանումների ազդեցության ավելի ճշգրիտ հաշվառքը, որի դեպքում հաշվի է առնվում առանձին մոտիվների յատանումների միջև գոյություն ունեցող փոխադարձ կապը, հանգեցնում է հետևյալին.

1. պարզագույն դատողություններով ստացված հիմնական արդյունքը, այն, որ ինտերֆերենցիոն գլխավոր մաքսիմումների ինտենսիվությունները ջերմային տատանումների հետևանքով փոքրանում են $\exp\{-2M\}$ անգամ, պահպանվում է և այս դեպքում:

2. Առաջանում են նոր, ավելի թույլ և ավելի լողզված ինտերֆերենցիոն մաքսիմումներ, որոնք իրենց դիրքով համընկնում են գլխավոր մաքսիմումներին, սակայն իրենց անկյունային լայնություններով շատ ավելի մեծ են, ջան գլխավոր մաքսիմումները: Այդ մաքսիմումները կոչվում են ջերմային մաքսիմումներ:

Ջերմաստիճանի բարձրացմամբ գլխավոր մաքսիմումների ինտենսիվությունները ընկնում են, իսկ ջերմային մաքսիմումներինը՝ բարձրանում: Իրոք, M բազմապատկիչի (5.51) արտահայտության մեջ մտնում է $\overline{U_s^2}$ ջերմային տատանումների միջին քառակուսային շեղումը, որը ֆունկցիա է բյուրեղի ջերմաստիճանից: Ջերմաստիճանի մեծացմամբ մեծանում է նաև U_s -ը և փոքրանում $\exp\{-2M\}$ բազմապատկիչը:

ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ԴԻՍՊԵՐՍԻԱՅԻ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆԸ

Ժամանակակից հասկացողությամբ դիսպերսիայի տեսություն ասելով նեղ իմաստով հասկացվում է բեկման ցուցչի ալիքի երկարությունից ունեցած կախումը բացատրող տեսությունը: 'Իսպերսիայի տեսությանը երբեմն ավելի լայն բնույթ է վերագրվում՝ ավելի ընդհանուր տեսություն, որը բացատրում է ոչ միայն բեկման ցուցչի, այլև օպտիկական այլ մեծությունների կախումը ալիքի երկարությունից:

Այստեղ մենք շարադրելու ենք դիսպերսիայի տեսությունը նեղ իմաստով՝ բեկման ցուցչի կախումը ալիքի երկարությունից:

§ 1. ԲԵԿՄԱՆ ՑՈՒՑՉԻ ՀԱՇՎՈՒՄԸ

1. ԲԵԿՄԱՆ ՑՈՒՑՉԻ ՀԱՇՎՈՒՄԸ ԴԻԷԼԵԿՏՐԻԿ ՀԱՍՏԱՏՈՒՆԻ ՄԻՋՈՑՈՎ

Միջավայրի բեկման ցուցիչը որոշվում է դատարկության մեջ և այդ միջավայրում ալիքի ունեցած փուլային արագությունների հարաբերությամբ.

$$n = \frac{c_0}{c} = \sqrt{\epsilon\mu}, \quad (6.1)$$

որտեղ c_0 և c -ն էլեկտրամագնիսական ալիքի փուլային արագություններն են դատարկության մեջ և միջավայրում, ϵ -ը և μ -ն միջավայրի դիէլեկտրիկ հաստատունն ու մագնիսական թափանցելիությունն են:

Ալիքի մեծ հաճախությունների դեպքում մագնիսական թա-

փանցելիությունը համարյա միշտ կարելի է ընդունել հավասար մեկի ($\mu \approx 1$) և (6.1) բանաձևը գրել հետևյալ տեսքով՝

$$n = \frac{C_0}{c} = \sqrt{\epsilon}: \quad (6.2)$$

Բեկման ցուցչի կախումը ալիքի երկարությունից (հաճախությունից, գտնելու համար պետք է գտնել դիէլեկտրիկ հաստատունի կախումը հաճախությունից:

Միջավայրով անցնող (միջավայրի մեջ մտնող) էլեկտրամագնիսական ալիքի ազդեցության տակ միջավայրը բեռնանում է և ինդուկցիայի վեկտորն ընդունում է հետևյալ արժեքը՝

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} = \vec{E} + 4\pi \vec{P}, \text{ որտեղից՝}$$

$$\epsilon = 1 + \frac{4\pi P}{E} = 1 + \frac{4\pi NP}{E} = 1 + \frac{4\pi N e r}{E}, \quad (6.3)$$

որտեղ $P = Np$ միավոր ծավալի բեռնացումն է, p -ն՝ ընկնող ալիքի էլեկտրական դաշտի ազդեցության տակ առաջացած դիպոլի մոմենտը (էլեկտրոնի լիցքի և դաշտի ազդեցության տակ հավասարակշռության դիրքից նրա կրած շեղման արտադրյալն է՝ $p = er$), N -ը միավոր ծավալում էլեկտրոնների թիվն է:

Այսպիսով, դիէլեկտրիկ հաստատունի (բեկման ցուցչի) որոշումը հանգում է ալիքի դաշտի ազդեցության տակ էլեկտրոնի կրած r շեղման որոշմանը:

էլեկտրոնի շարժումը արտաքին էլեկտրական դաշտի (ալիքի դաշտի) ազդեցության տակ մենք արդեն քննարկել ենք (գլուխ III, § 2), շեղման համար ստանալով հետևյալ արտահայտությունը.

$$r = \frac{eE}{m[(\omega_0^2 - \omega^2) - i\omega^3 g]},$$

Այս վերջինից և (6.3)-ից դիէլեկտրիկ հաստատունի համար կստանանք՝

$$\epsilon = 1 + \frac{4\pi e^2 N}{m[(\omega_0^2 - \omega^2) - i\omega^3 g]}, \quad (6.4)$$

Որպեսզի նկատի ունենանք, որ ատոմի մեջ տարբեր հաճախություններով էլեկտրոններ կան (K , L , M և այլ մակարդակներին համապատասխանող), (6.4) հավասարումը ներկայացնենք հետևյալ կերպ՝

$$\epsilon_q = 1 + \frac{4\pi e^2 N_q}{m[(\omega_q^2 - \omega^2) - i\omega^3 g]}, \quad (6.5)$$

որտեղ ε_q -ն դիէլեկտրիկ հաստատունի այն մասն է, որը պայմանավորված է q տիպի էլեկտրոններով, N_q -ն՝ q տիպի էլեկտրոնների թիվն է միավոր ծավալում, ω_q -ն՝ q տիպի էլեկտրոնների սեփական հաճախությունը:

Հրիվ դիէլեկտրիկ հաստատուն ստանալու համար պետք է (6.5)-ի աջ մասի երկրորդ անդամից գումար վերցնել ըստ բոլոր տիպի էլեկտրոնների՝

$$\varepsilon = 1 + \frac{4\pi e^2}{m} \sum_q \frac{N_q}{(\omega_q^2 - \omega^2) - i\omega^3 g}, \quad (6.6)$$

Ռենտգենյան ճառագայթների հաճախությունը սովորաբար շատ մեծ է էլեկտրոնների սեփական հաճախությունից, այդ պատճառով դիէլեկտրիկ հաստատունը, ինչպես և բեկման ցուցիչը շատ քիչ են տարբերվում մեկից՝ (6.5)-ի և (6.6)-ի աջ մասերի երկրորդ գումարելիները մեկի նկատմամբ շատ փոքր են: Նկատի ունենալով այդ հանգամանքը, (6.2)-ից, (6.5)-ից և (6.6)-ից կստանանք՝

$$n_q = 1 + \frac{2\pi e^2 N_q}{m[(\omega_q^2 - \omega^2) - i\omega^3 g]}, \quad (6.7)$$

$$n = 1 + \frac{2\pi e^2}{m} \sum_q \frac{N_q}{(\omega_q^2 - \omega^2) - i\omega^3 g}, \quad (6.8)$$

Ստացված արտահայտությունների մեջ առանձնացնելով իրական և կեղծ մասերը, կստանանք՝

$$n_q = 1 - \delta_q - i\beta_q, \quad (6.9)$$

$$n = 1 - \delta - i\beta, \quad (6.10)$$

$$\text{որտեղ} \quad \delta = \sum_q \delta_q, \quad \beta = \sum_q \beta_q, \quad (6.11)$$

$$\delta_q = - \frac{2\pi e^2 N_q (\omega_q^2 - \omega^2)}{m[(\omega_q^2 - \omega^2)^2 + \omega^6 g^2]}, \quad (6.12)$$

$$\beta_q = \frac{2\pi e^2 N_q \omega^3 g}{m[(\omega_q^2 - \omega^2)^2 + \omega^6 g^2]}: \quad (6.13)$$

n_q -ն կոչվում է մասնակի բեկման ցուցիչ, δ_q -ն կոչվում է մասնակի բեկման ցուցչի միավոր դեկրեմենտ, իսկ δ -ն՝ բեկման ցուցչի միավոր դեկրեմենտ:

Ինչպես երևում է (6.8) և (6.10) բանաձևերից, ընդհանուր դեպքում բեկման ցուցիչը կոմպլեքս մեծություն է: Կարելի է ցույց տալ, որ նրա իրական մասը՝ $(1 - \delta)$ -ն, կատարում է սովորական

բեկման ցուցչի դեր՝ հավասար է իրական փուլային արագություն-ների հարաբերությանը, իսկ նրա կեղծ մասով՝ β -ով, պայմանավորված է կլանումը:

Եթե բեկման ցուցիչը կոմպլեքս է, կոմպլեքս կլինի նաև փուլային արագությունը՝ $c = \frac{c_0}{\sqrt{\varepsilon}} = \frac{c_0}{n}$, որտեղից փուլային արագության հակադարձ մեծության համար կստանանք՝

$$\frac{1}{c} = \frac{n}{c_0} = \frac{1}{c_0} (1 - \delta - i\beta), \quad (6.14)$$

Փգտվելով ալիքի $A = A_0 \exp \left\{ i\omega \left(t - \frac{r}{c} \right) \right\}$ հավասարումից, և նկատի ունենալով (6.14-ը), վերջինս կարող ենք գրել հետևյալ տեսքով.

$$A = A_0 \exp \left\{ i\omega \left[t - \frac{(1-\delta)r}{c_0} \right] \right\} \exp \left\{ -\frac{\omega\beta}{c_0} r \right\}, \quad (6.15)$$

Որտեղից ալիքի ամպլիտուդի և ինտենսիվության համար կստանանք՝ $A_0 \exp \left\{ -\frac{\omega\beta}{c_0} r \right\}$, $I_0 \exp \left\{ -\frac{2\omega\beta}{c_0} r \right\}$,

ինչպես երևում է ինտենսիվության արտահայտությունից, ռենտգենյան ճառագայթների կլանման գործակիցը բեկման ցուցչի կեղծ մասով արտահայտվում է այսպես.

$$\mu = \frac{2\omega\beta}{c_0} = \frac{4\pi}{\lambda} \beta \quad \text{կամ} \quad \beta = \frac{\lambda}{4\pi} \mu, \quad (6.16)$$

Վերջին արտահայտությունները մասնակի բեկման ցուցչի և կլանման գործակցի համար կգրվեն հետևյալ կերպ.

$$\mu_q = \frac{4\pi}{\lambda_q} \beta_q, \quad \beta_q = \frac{\lambda_q}{4\pi} \mu_q, \quad (6.17)$$

որտեղ μ_q -ն q տիպի էլեկտրոններով պայմանավորված կլանումն է: (6.15)-ից երևում է նաև, որ կոմպլեքս բեկման ցուցչի իրական մասը՝ $(1-\delta)$ -ն, կատարում է սովորական բեկման ցուցչի դեր:

Եթե ռենտգենյան ալիքի շրջանային ω հաճախությունը այնքան էլ մոտ չէ էլեկտրոնի ω_q շրջանային հաճախությանը, ապա (6.12)-ի մեջ $\omega^2 \gg \omega_q^2$ անդամը կարելի է $(\omega_q^2 - \omega^2)^2$ -ի նկատմամբ արհամարհել:

Իրոք, օրինակ՝ ապակե պրիզմայի մեջ էլեկտրոնների ամենամեծ սեփական հաճախությունը կլինի կլանման K եզրի հաճա-

խությունը, որին համապատասխանող ալիքի երկարությունը $\pi \cdot 10^{-8}$ սմ կարգի է, և եթե ընկնող ռենտգենյան ալիքի երկարությունը լինի $2\pi \cdot 10^{-9}$ սմ կարգի, ապա վերոհիշյալ մեծությունները կլինեն հետևյալ կարգի.

$$\begin{aligned} m\omega^2 g^2 &\sim 2,3 \cdot 10^6, \\ m(\omega_q^2 - \omega^2) &\sim 6,1 \cdot 10^{23}, \end{aligned} \quad (6.18)$$

Այդ մեծությունները գնահատելիս մենք օգտվեցինք նաև IV գլխի § 2-ի (4.39) բանաձևից:

Այսպիսով, նկատի ունենալով (6.18)-ը, մենք կարող ենք արհամարհել կլանումը և (6.11) ու (6.12) բանաձևերը բերել հետևյալ տեսքի.

$$\delta_q = \frac{2\pi e^2 N_q}{m[\omega^2 - \omega_q^2]}, \quad (6.19)$$

$$\delta = \sum_q \delta_q = \frac{2\pi e^2}{m} \sum_q \frac{N_q}{\omega^2 - \omega_q^2}, \quad (6.20)$$

Մասնավոր դեպքում, եթե ռենտգենյան ալիքի ω հաճախությունը շատ մեծ է բոլոր սեփական ω_q հաճախություններից ($\omega \gg \omega_q$), *կունենանք՝*

$$\delta = \frac{2\pi e^2 N}{m\omega^2} = \frac{\lambda^2 e^2 N}{2\pi mc^2}, \quad (6.21)$$

որտեղ N -ը էլեկտրոնների թիվն է միավոր ծավալում: Գնահատելով (6.21) արտահայտությունը, կարող ենք համոզվել, որ այն 10^{-6} — 10^{-5} կարգի մեծություն է, այսինքն՝ ռենտգենյան ճառագայթների բեկման ցուցիչը փոքր է մեկից, բայց շատ մոտ է մեկին:

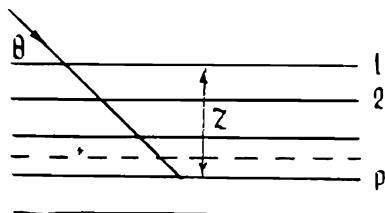
2. ԲԵԿՄԱՆ ՑՈՒՑՁԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ ՍԿՋԲՆԱԿԱՆ ԵՎ ՆՐԱ ՈՒՂՂՈՒԹՅԱՄԲ ՑՐՎԱԾ ԱԼԻՔՆԵՐԻ ՓՈԽԱՋԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ՄԻՋՈՑՈՎ

Նախորդ պարագրաֆում բեկման ցուցիչը որոշեցինք դիէլեկտրիկ հաստատունի միջոցով՝ որոշելով միջավայրում տատանվող ռենտգենյան ալիքի ազդեցության տակ առաջացած բևեռացումը:

Սակայն այդ հարցին կարելի է ունենալ և այլ մոտեցում: Կարելի է ընդունել, որ բեկումն արդյունք է սկզբնական ալիքի և նրա ուղղությամբ ցրված ալիքի փոխազդեցության: Սկզբնական և նրա ուղղությամբ ցրված ալիքների դրամարման հետևանքով առաջա-

նում է փուլերի լրացուցիչ փոփոխություն, և սկզբնական ալիքի ուղղությամբ տարածված գումար-ալիքը փոխում է իր ուղղությունն ու արագությունը:

Իրոք, ենթադրենք հարթ զուգահեռ ունեցնող ալիքը θ սահմանային տակ ընկել է բյուրեղի վրա և մտել է նրա մեջ Z խորությամբ, կտրելով p թվով ատոմական հարթություն (տե՛ս նկ. 82):



Նկ. 82. Ատոմական հարթություններից անցնելու հետևանքով առաջացած փուլերի թռիչքը

Մեկ հարթությունից անդրադարձած ալիքի ամպլիտուդի համար ստացել ենք հետևյալ արտահայտությունները (տե՛ս գլուխ IV, § 6).

$$\begin{aligned} -iq &= i \frac{n\lambda}{\sin\theta} f_a(2\theta) \frac{e^2}{mc^2}, \\ -iq_0 &= i \frac{n\lambda}{\sin\theta} f_a(0) \frac{e^2}{mc^2}, \end{aligned} \quad (6.22)$$

Այսինքն, եթե սկզբնական ալիքի ամպլիտուդը հավասար է մեկի, ապա $-iq$ -ն կլինի 2θ ուղղությամբ ցրված ալիքի ամպլիտուդը, իսկ $-iq_0$ -ն՝ սկզբնական ալիքի ուղղությամբ ցրված ալիքի ամպլիտուդը: $f_a(2\theta)$ -ն և $f_a(0)$ -ն ատոմի ցրման ֆունկցիաներն են համապատասխանաբար 2θ ուղղությամբ և սկզբնական ալիքի ուղղությամբ: Այսպիսով, սկզբնական ալիքի միավոր ամպլիտուդի հետ գումարվելով նույն ուղղությամբ ցրված ալիքի ամպլիտուդը, բյուրեղի մեջ գումար-ալիքի ամպլիտուդի համար կստացվի՝ $1 - iq_0 \approx \exp\{-iq_0\}$: Այսինքն, մեկ ատոմական հարթությունից անցնելով՝ սկզբնական ալիքի ամպլիտուդն իր փուլը փոխում է q_0 -ով:

Իսկ եթե ալիքը մտել է բյուրեղի մեջ և անցել p հատ հարթությունների միջով, նրա փուլը կփոխվի pq_0 -ով: Մյուս կողմից՝ ալիքը p թվով հարթությունների միջով անցնելով, ալիքը անցած կլինի $pd/\sin\theta$ տարածություն, որտեղ d -ն միջհարթությունային հեռավորությունն է: Ուրեմն, փուլը փոփոխություն է կրում ճանապարհ անցնելու և ատոմական հարթությունների միջով անցնելու պատճառով: Փուլի գումար-փոփոխությունը կլինի.

$$\frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{pd}{\sin\theta} + pq_0: \quad (6.23)$$

նկատի ունենալով (6.22)-ը և այն, որ այդ բանաձևերի մեջ $n = Nd$, կարող ենք (6.23)-ին տալ հետևյալ տեսքը.

$$kx \left[1 - \frac{\lambda^2 e^2 N}{2\pi mc^2} f_a(0) \right] = kx(1 - \delta_1),$$

$$\text{որտեղ} \quad k = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad x = \frac{pd}{\sin\theta}, \quad \delta_1 = \frac{\lambda^2 e^2 N}{2\pi mc^2} f_a(0), \quad (6.24)$$

(N-ը ատոմների թիվն է միավոր ծավալում): Ինչպես երևում է ըստացվածից, $kx(1 - \delta_1)$ փոլային անդամի $(1 - \delta_1)$ բազմապատկիչը ռենտգենյան ճառագայթների բեկման ցուցիչն է՝

$$n = 1 - \delta_1: \quad (6.25)$$

Բեկման ցուցչի (6.24) և (6.25) արտահայտություններից երևում է, որ եթե $f_a(0)$ ատոմային ցրման ֆունկցիան իրական է, ապա իրական կլինի նաև բեկման ցուցիչը, և եթե նկատի ունենանք, որ $f_a(0)$ -ն հավասար է ատոմի Z էլեկտրոնների թվին, իսկ $Nf_a(0)$ -ն էլեկտրոնների թիվն է միավոր ծավալում, ապա δ_1 -ի (6.24) արտահայտությունը կհամընկնի δ_1 -ի (6.21) արտահայտությանը: Իսկ եթե $f_a(0)$ -ն կոմպլեքս է, այսինքն՝ գոյություն ունի կլանում, ապա օգտվելով III գլխի § 2-ի (6.25) բանաձևից, կարող ենք գրել՝

$$\begin{aligned} f_a(0) &= \sum_q \frac{n_q \omega^2}{\omega^2 - \omega_q^2 + i\omega^3 g} = f'_a(0) + i f''_a(0), \quad \text{որտեղ՝ } f'_a(0) = \\ &= \sum_q \frac{n_q \omega^2 (\omega^2 - \omega_q^2)}{(\omega^2 - \omega_q^2)^2 + \omega^6 g^2}, \quad f''_a(0) = \sum_q \frac{n_q \omega^2 \omega_q}{(\omega^2 - \omega_q^2)^2 + \omega^6 g^2}, \end{aligned}$$

Այդ գեպքում արդեն բեկման ցուցիչը կդառնա կոմպլեքս, $n = 1 - \delta - i\beta$, որտեղ՝

$$\delta = \frac{\lambda^2 e^2}{2\pi mc^2} \sum_q \frac{N_q \omega^2 (\omega^2 - \omega_q^2)}{(\omega^2 - \omega_q^2)^2 + \omega^6 g^2}, \quad (6.26)$$

$$\beta = \frac{\lambda^2 e^2}{2\pi c^2 m} \sum_q \frac{N_q \omega^2 \omega_q^3}{(\omega^2 - \omega_q^2)^2 + \omega^6 g^2}, \quad (6.27)$$

$N_q = N \cdot n_q$ -ն միավոր ծավալում q տիպի էլեկտրոնների թիվն է: Դժվար չէ համոզվել, որ (6.26)-ը և (6.27)-ը համընկնում են (6.12)-ի և (6.13)-ի հետ համապատասխանաբար: Դրանում համոզվելու համար բավական է համարիչների ω^2 արտադրիչները փոխարինել $4\pi^2/T^2$ -ով, որտեղ T -ն պարբերությունն է:

§ 2. ՎՈՒՂՖ-ԲՐԵԳԻ ԲԱՆԱԶԵՎԻ ՃՇԳՐՏՈՒՄԸ ԲԵԿՄԱՆ ՑՈՒՑՁԻՄԵԿԻՑ ՏԱՐԲԵՐ ԼԻՆԵԼՈՒ ՀԱՇՎԱՌՄԱՄԲ

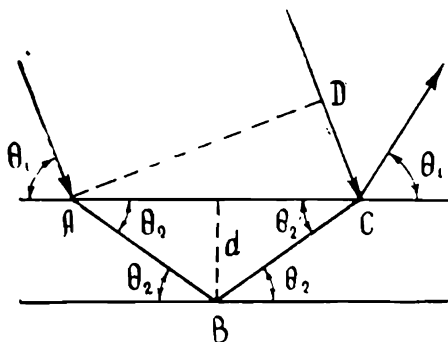
Վուլֆ-Բրեգի $2d \sin \theta = n\lambda$ բանաձևը արտածելիս ենթադրվում էր, որ ունենալիս ճառագայթների բեկման ցուցիչը հավասար է մեկի, այսինքն՝ ունենալիս ճառագայթները միջավայր մտնելիս չեն բեկվում: Քանի որ ունենալիս ճառագայթների բեկման ցուցիչը մեկից շատ քիչ է տարբերվում, սովորաբար, առանց մեծ սխալ գործելու կարելի է ընդունել, որ այն հավասար է մեկի: Սակայն, երբ կարիք է զգացվում անդրադարձման ուղղությունը որոշել մեծ ճշտությամբ, անհրաժեշտ է հաշվի առնել բեկման ցուցիչի՝ մեկից տարբեր լինելը:

Վուլֆ-Բրեգի բանաձևի ճշգրտումը կարելի է կատարել երկու տարբեր մոտեցմամբ՝ բեկման հաշվառմամբ և առաջնային ու նրա ուղղությամբ ցրված ալիքների փոխադրեցության հետևանքով առաջացած փուլերի տարբերության հաշվառմամբ: Մենք այդ երկու դեպքն էլ կքննարկենք այստեղ:

1. ՎՈՒՂՖ-ԲՐԵԳԻ ԲԱՆԱԶԵՎԻ ՃՇԳՐՏՈՒՄԸ ԲԵԿՄԱՆ ՀԱՇՎԱՌՄԱՄԲ

Ենթադրենք հարթ զուգահեռ ունենալիս ալիքը θ_1 սահմանային տակ ընկնում է բյուրեղի վրա և մտնելով բյուրեղի մեջ բեկվում է: Քանի որ ունենալիս ճառագայթների բեկման ցուցիչը մեկից փոքր է, ուստի բեկվելիս նրանք հեռանում են նորմալից, և անկման սահմանային տակ մեծ է լինում բեկման սահմանային անկյունից ($\theta_1 > \theta_2$):

Առաջին և երկրորդ հարթություններից անդրադարձած ճառագայթների (I և II ճառագայթներ) միջև ճանապարհների տարբերությունը՝ Δ -ն, կլինի



Նկ. 83. Վուլֆ-Բրեգի բանաձևի ճշգրտումը բեկման հաշվառմամբ

$$\Delta = n(AB + BC) - DC = n2AB - DC,$$

որտեղ n -ը միջավայրի բեկման ցուցիչն է. (տե՛ս նկ. 83):

Գծագրից երևում է, որ $DC = AC \cdot \cos\theta_1 = 2d \cos\theta_1 \operatorname{ctg}\theta_2$, իսկ $AB = \frac{d}{\sin\theta_2}$, ուստի, Δ -ի համար կստանանք՝ $\Delta = \frac{2d}{\sin\theta_2} (1 - \cos^2\theta_2) = 2d \sin\theta_2$,

նկատի ունենալով, որ բեկման ցուցիչը հավասար է $\cos\theta_1$ -ի և $\cos\theta_2$ -ի հարաբերությանը՝ $n = \cos\theta_1 / \cos\theta_2$, կստանանք

$$\Delta = \frac{2d}{\sin\theta_2} (n - \cos\theta_1 \cdot \cos\theta_2):$$

Առավելագույն անդրադարձում ստանալու համար պետք է հարևան հարթություններից անդրադարձած ալիքների օպտիկական ճանապարհների տարբերությունը հավասար լինի ամբողջ թվով ալիքի երկարության.

$$\Delta = 2dn \sin\theta_2 = m\lambda, \quad (6.28)$$

Բեկման ցուցչի $n = \frac{\cos\theta_1}{\cos\theta_2}$ արտահայտությունից կստանանք

$\sin\theta_2 = \frac{1}{n} \sqrt{n^2 - \cos^2\theta_1}$, նկատի ունենալով նաև այն, որ բեկման ցուցչի քառակուսին մեծ ճշտությամբ կարելի է արտահայտել $n^2 = (1 - \delta)^2 \approx 1 - 2\delta$ տեսքով:

(6.28)-ը կարող ենք գրել այսպես.

$$2d \sqrt{\sin^2\theta_1 - 2\delta} = m\lambda, \quad \text{կամ} \quad 2d \sin\theta_1 \sqrt{1 - \frac{2\delta}{\sin^2\theta_1}} = m\lambda,$$

Օգտվելով δ -ի փոքրությունից՝ կարող ենք հետևյալ ձևափոխությունները կատարել՝

$$2d \sin\theta_1 = \frac{m\lambda}{\sqrt{1 - \frac{2\delta}{\sin^2\theta_1}}} \approx m\lambda \left(1 + \frac{\delta}{\sin^2\theta_1}\right),$$

Այսպիսով, հաշվի առնելով ռենտգենյան ճառագայթների բեկումը, Վուլֆ-Բրեգի բանաձևի փոխարեն կստանանք հետևյալ ճշգրտված բանաձևը.

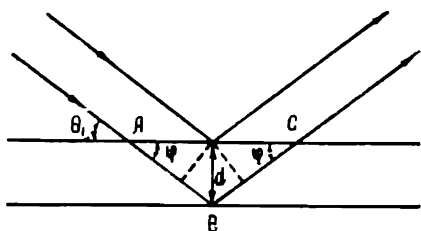
$$2d \sin\theta_1 = m\lambda \left(1 + \frac{\delta}{\sin^2\theta_1}\right), \quad (6.29)$$

**2. ՎՈՒԼՖ-ԲՐԵԳԻ ԲԱՆԱԶԵՎԻ ՃՇԳՐՏՈՒՄԸ ՍԿԶԲՆԱԿԱՆ
ԵՎ ՆՐԱ ՈՒՂՂՈՒԹՅԱՄԲ ՑՐՎԱԾ ԱԼԻՔՆԵՐԻ ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ
ՀԵՏԵՎԱՆՔՈՎ ԱՌԱՋԱՑԱԾ ՓՈԽՆԵՐԻ ՏԱՐԲԵՐՈՒԹՅԱՆ
ՀԱՇՎԱՌՄԱՐ**

Հետաքրքիր է, որ Վուլֆ-Բրեգի ճշգրտված (6.29) բանաձևը կարելի է ստանալ նաև սկզբնական և նրա ուղղությամբ ցրված ալիքների փոխազդեցության հետևանքով առաջացած փուլերի տարբերության հաշվառման միջոցով:

Հարցին նման մոտեցման դեպքում ենթադրենք, որ բեկում գոյություն չունի, բայց երբ ալիքը կտրում և անցնում է ատոմական հարթությունով, նրա փուլը կրում է q_0 փոփոխություն:

Ենթադրենք θ_1 սահմանի անկյան տակ ալիքը ընկել և անդրադարձել է d միջհարթությունային հեռավորությամբ ատոմական հարթությունների ընտանիքից: Այդ դեպքում առաջին և երկրորդ հարթություններից անդրադարձած ալիքների ճանապարհների



Նկ. 84. Սկզբնական և նրա ուղղությամբ ցրված ալիքների փոխազդեցության հետևանքով առաջացած բեկումը:

տարբերությունը կլինի $2d \sin \theta_1$, սակայն երկրորդ ճառագայթը երկու անգամ (A և C կետերում) կտրում է առաջին հարթությունը, հետևաբար նրա փուլը կփոխվի լրացուցիչ $2 q_0$ -ով. (Նկ. 84): Այսպիսով, առաջին և երկրորդ ճառագայթների միջև ճանապարհների տարբերությունը կլինի.

$$2d \sin \theta_1 + \frac{\lambda}{2\pi} 2q_0 = m\lambda, \quad (6.30)$$

(6.30)-ի մեջ տեղադրելով q_0 -ի արժեքը, (6.22)-ից կստանանք.

$$2d \sin \theta_1 = m\lambda + \frac{\lambda}{2\pi} 2 \frac{n\lambda}{\sin \theta_1} f_a(0) \frac{e^2}{mc^2}, \quad (6.31)$$

Նկատի ունենալով δ_1 -ի արժեքը ըստ (6.24)-ի և որ $n = Nd$, (6.31) արտահայտությունը կարող ենք գրել այսպես.

$$2d \sin \theta_1 = m\lambda + \frac{2d}{\sin \theta_1} \delta_1; \quad (6.32)$$

Բավականաչափ մեծ ճշտությամբ ընդունելով, որ $\frac{2\alpha}{\sin\theta_1} \delta$ արտադրյալի մեջ $2d$ բազմապատկիչը կարող ենք փոխարինել $m\lambda/\sin\theta_1$ -ով, (6.32)-ից կստանանք (6.29)-ը:

Ինչպես երևում է (6.29)-ից, անդրադարձման մեծ անկյունների (մեծ θ_1 -երի, հետևաբար և մեծ $\sin^2\theta_1$ -երի) դեպքում ուղղումը չնչին է: Ուստի ուղղված բանաձևից իմաստ ունի օգտվել միայն սահքի փոքր անկյունների դեպքում:

Այժմ տեսենք, թե բեկման ցուցչի՝ մեկից տարբեր լինելը հաշվի առնելու պատճառով ինչքանով է փոփոխվում Վուլֆ-Քրեգի պայմանին բավարարող անկյունը: Այդ նպատակով կազմենք Վուլֆ-Քրեգի ճշգրտված և չճշգրտված բանաձևերի տարբերությունը.

$$\begin{aligned} 2d\sin\theta_1 &= m\lambda \left(1 + \frac{\delta}{\sin^2\theta_1} \right) \\ - 2d\sin\theta_0 &= m\lambda \\ \frac{2d(\sin\theta_1 - \sin\theta_0)}{\sin^2\theta_1} &= \frac{m\lambda\delta}{\sin^2\theta_1}, \end{aligned} \quad (6.33)$$

Առանց մեծ սխալ գործելու վերջին արտահայտության մեջ կարող ենք $2d$ -ն փոխարինել $m\lambda/\sin\theta_0$ -ով, $\sin^2\theta_1$ -ը՝ $\sin^2\theta_0$ -ով, իսկ $\sin\theta_1 - \sin\theta_0$ տարբերությունը՝ $\Delta\theta_0\cos\theta_0$ -ով, որտեղ $\Delta\theta_0 = \theta_1 - \theta_0$ -ն Վուլֆ-Քրեգի ճշգրտված և չճշգրտված բանաձևերին համապատասխանող անկյունների տարբերությունն է: Այդ դեպքում (6.33) արտահայտությունը կընդունի հետևյալ տեսքը.

$$\Delta\theta_0 = \frac{2\delta}{\sin 2\theta_0}, \quad (6.34)$$

Քանի որ δ -ն փոքր է՝ $10^{-6} - 10^{-5}$ կարգի է, ուստի $\Delta\theta_0$ -ն անկյունային վայրկյանի կարգի մեծություն է և կարիք է լինում հաշվի առնել անդրադարձման ուղղությունը մեծ ճշտությամբ որոշելիս:

§ 3. ԲԵԿՄԱՆ ՅՈՒՅՁԻ ԿԱԽՈՒՄՆ ԱՆԿՄԱՆ ՈՒՂՂՈՒԹՅՈՒՆԻՑ ԿԱՆՈՂ ՄԻՋԱՎԱՅՐԵՐՈՒՄ

Ինչպես տեսանք այս գլխի առաջին պարագրաֆում, կլանող միջավայրերում անկման բոլոր անկյունների դեպքում բեկման ցուցիչը կոմպլեքս է, և նրա իրական մասը կատարում է սովորա-

Հան բեկման ցուցչի դեր՝ հավասար է փուլային իրական արագությունների հարաբերությանը, իսկ կեղծ մասով պայմանավորված է կլանումը:

Սակայն, խիստ ասած, կլանող միջավայրերում բեկման ցուցիչը կախված է ուղղությունից և Սնելիուս-Դեկարտի օրենքը ճշգրիտ կերպով չի բավարարվում՝ անկման և բեկման անկյունների սինուսների հարաբերությունը կախված է անկման անկյունից: Հայտնի է [8], որ կլանող միջավայրերում անկման անկյան փոփոխմամբ փոփոխվում է նաև լուսային ալիքների բեկման ցուցիչը: Սակայն ռենտգենյան ճառագայթների տիրույթում, նկատի ունենալով $n=1-\delta-i\beta$ բեկման ցուցչի արտահայտության մեջ մըտնող δ և β մեծությունների փոքրությունը, բեկման ցուցչի անկման անկյունից ունեցած կախումը սովորաբար արհամարհում են [9]: Դեռ ավելին, անկախ կլանման մեծությունից, ենթադրում են, որ տարբեր անկյունային շեղումների համար կատարած փորձնական չափումները տալիս են բեկման ցուցչի իրական մասը և որոշում են ատոմային ցրման ֆունկցիայի հաճախությունից կախված իրական մասը:

Մենք այստեղ կքննարկենք ռենտգենյան ճառագայթների բեկման ցուցչի իրական ու կեղծ մասերը՝ կախված անկման անկյունից և ցույց կտանք, որ հատուկ դեպքերում (ռենտգենյան երկար ալիքներ, մեծ կլանում) բեկման ցուցչի անկման անկյունից ունեցած կախման արհամարհումը կարող է հանգեցնել կոպիտ սխալների:

Բեկված էլեկտրամագնիսական ալիքը կարելի է ներկայացնել հետևյալ տեսքով.

$$A_1 = A_0 \exp \left\{ -i\omega \left(t - \frac{x \sin \alpha_2 - z \cos \alpha_2}{v} \right) \right\}, \quad (6.35)$$

որտեղ α_2 -ը բեկման անկյունն է, իսկ v -ն՝ փուլային արագությունը:

Կլանող միջավայրերում, որտեղ բեկման ցուցչի համար ձևականորեն տեղի ունի

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_2} = 1 - \delta - i\beta \approx \frac{c}{v} \quad (6.36)$$

հարաբերությունը, կոմպլեքս են ինչպես բեկման α_2 անկյունը, այնպես էլ փուլային v արագությունը: (6.36)-ի մեջ α_1 -ը անկման անկյունն է:

(6.36)-ից որոշելով $\sin \alpha_2$ -ը, $\cos \alpha_2$ -ը և v -ն՝

$$\sin \alpha_2 = \frac{\sin \alpha_1}{(1-\delta)^2 + \beta^2} (1-\delta + i\beta),$$

$$\cos \alpha_2 = \frac{\sqrt{[(1-\delta)^2 + \beta^2]^2 - [(1-\delta)^2 - \beta^2 + 2i\beta(1-\delta)] \sin^2 \alpha_1}}{(1-\delta)^2 + \beta^2},$$

$$v = \frac{c[(1-\delta) + i\beta]}{(1-\delta)^2 + \beta^2}$$

և կատարելով հետևյալ նշանակումները՝

$$\sin \alpha_2 = \rho_1 \exp \{ + i\varphi \}, \quad \cos \alpha_2 = \rho_2 \exp \{ - i\varphi_2 \}, \quad v = \rho_3 \exp \{ i\varphi_3 \} \quad (6.37),$$

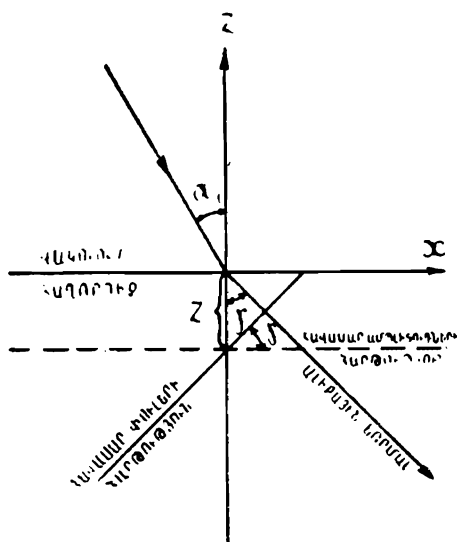
(6.35) արտահայտությունը կարող ենք բերել հետևյալ տեսքի՝

$$A_1 = A_0 \exp \{ - i\omega [t - x\rho_4 + z\rho_5 \exp (-i\varphi_5)] \}, \quad (6.38)$$

որտեղ՝ $\rho_4 = \frac{\rho_1}{\rho_3} = \frac{\sin \alpha_1}{c}, \quad \rho_5 = \frac{\rho_2}{\rho_3} = \frac{\sqrt{A^2 + B^2}}{c},$

$$\varphi_5 = \varphi_3 - \varphi_2, \quad A = (1-\delta)^2 - \beta^2 - \sin \alpha_1, \quad (6.39)$$

$$B = 2(1-\delta)\beta, \quad D = (1-\delta)^2 + \beta^2,$$



Հավասար փուլերի հարթության (նկ. 85) և բեկման ցուցչի կեղծ մասի համար (6.38)-ից համապատասխանաբար կստանանք հետևյալ արտահայտությունները.

$$x \sin \alpha_1 = z \rho_2 [(1-\delta_{a_1}) \cos \varphi_2 - \beta_{a_1} \sin \varphi_2] = \text{const} \quad (6.40)$$

$$\rho_2 [(1-\delta_{a_1}) \sin \varphi_2 + \beta_{a_1} \cos \varphi_2], \quad (6.41)$$

որտեղ՝

$$\rho_2 = \sqrt{\frac{A^2 + B^2}{D^2}},$$

նկ. 85. Հավասար փուլերի և հավասար մասլիտությունների հարթությանները

$$\sin \varphi_2 = \sqrt{\frac{D\sqrt{A^2+B^2}-A^2-A\sin^2\alpha_1-B^2}{2D}},$$

$$\cos \varphi_2 = \sqrt{\frac{D\sqrt{A^2+B^2}+A^2+A\sin^2\alpha_1+B^2}{2D\sqrt{A^2+B^2}}},$$

Մյուս կողմից, բեկման իրական անկյունը նշանակելով γ -ով (նկ. 85), հավասար փուլերի հարթության և իրական ձևով գրված բեկման օրենքի համար կստանանք՝

$$x\sin\gamma - z\cos\gamma = \text{const}, \quad (6.42)$$

$$\frac{\sin\alpha_1}{\sin\gamma} = 1 - \delta_{\alpha_1}, \quad (6.43)$$

Նկատի ունենալով (6.38)-ը և (6.39)-ը, (6.40)–(6.43) արտահայտություններից δ_{α_1} -ի ու β_{α_1} -ի համար կստանանք՝

$$(1 - \delta_{\alpha_1})^2 = \frac{1}{2} \{ A + 2\sin^2\alpha_1 + \sqrt{A^2 + B^2} \}, \quad (6.44)$$

$$\beta_{\alpha_1}^2 = \frac{1}{2} \{ -A + \sqrt{A^2 + B^2} \}, \quad (6.45)$$

Սկսած (6.40)-ից δ_{α_1} և β_{α_1} մեծություններն ունեն α_1 ինդեքս, որը նշում է այդ մեծությունների անկման α_1 անկյունից կախված լինելը:

Տեսական և փորձարարական ուսումնասիրության հետազոտություններում սովորաբար արհամարհվում է δ_{α_1} և β_{α_1} մեծությունների գլխավոր արժեքների (այսինքն նրանց զրո անկման անկյան տակ ունեցած δ_0 և β_0 արժեքների) և նրանց զրոյից տարբեր անկման անկյան դեպքում ունեցած արժեքների միջև եղած տարբերությունը: Այդ բանը, ինչպես ցույց կտան մեր հետագա հետազոտությունները, ոչ միշտ կարելի է անել:

Այժմ անցնենք (6.44) և (6.45) արտահայտությունների հետազոտմանը:

ա) Անկման զրո անկյան դեպքում ($\alpha_1=0$) δ_{α_1} և β_{α_1} մեծությունները համընկնում են իրենց գլխավոր արժեքներին՝ $\delta_{\alpha_1}=\delta_0=\delta$, $\beta_{\alpha_1}=\beta_0=\beta$:

Այս դեպքում միևնույն ամպլիտուդների և միևնույն փուլերի հարթությունները համընկնում են իրար հետ:

բ) Կլանման բացակայության դեպքում ($\beta_{\alpha_1} = 0$) δ_{α_1} մեծությունը դարձյալ համընկնում է իր գլխավոր արժեքին՝ $\delta_{\alpha_1} = \delta$ ։

Այսպիսով, թափանցիկ միջավայրերում անկման բոլոր անկյունների դեպքում, իսկ կլանող միջավայրերում՝ անկման զրո անկյան դեպքում δ_{α_1} և β_{α_1} մեծությունները համապատասխանաբար համընկնում են իրենց գլխավոր արժեքներին։

Անկման անկյունից δ_{α_1} և β_{α_1} մեծությունների ունեցած կախման մեջ համոզվելու նպատակով քննարկենք կոնկրետ օրինակ։ Ձգալի էֆեկտ ստանալու նպատակով վերցնենք երկար ալիքներ։ Վերցնենք ածխածնի k_{α_1} գծի ($\lambda = 44,5 \text{ \AA}$) բեկումը կվարցի մեջ։ Այս դեպքում ըստ տեսական հաշիվների (առանց անկման անկյունից կախումը հաշվի առնելու) δ -ի և β -ի համար կստացվեն $\delta = 4,8 \cdot 10^3$ և $\beta = 2,5 \cdot 10^{-3}$ արժեքները (տե՛ս [3])։

Եթե բերված օրինակի դեպքում $\alpha_1 = 30^\circ, 60^\circ, 80^\circ$ անկման անկյունների համար (6.44) և (6.45) բանաձևերով հաշվենք δ_{α_1} , β_{α_1} և $1 - \delta_{\alpha_1}$ մեծությունները, ապա արդյունքը կլինի երրորդ աղյուսակում բերվածը։

Աղյուսակ 3

α_1	0°	30°	60°	80°
$1 - \delta_{\alpha_1}$	0,99520	0,995201	0,99521	0,995345
	$4,80 \cdot 10^{-3}$	$4,799 \cdot 10^{-3}$	$4,79 \cdot 10^{-3}$	$4,655 \cdot 10^{-3}$
	$2,50 \cdot 10^{-3}$	$2,8914 \cdot 10^{-3}$	$5,074 \cdot 10^{-3}$	$17,22 \cdot 10^{-3}$

Ինչպես նրևում է աղյուսակից, կլանող միջավայրերում անկման անկյան մեծացմամբ՝

ա) մեծանում է բեկման ցուցչի իրական մասը և, հետևաբար, փոքրանում բեկման ցուցչի միավոր դեկրեմենտը,

բ) մեծանում է բեկման ցուցչի կեղծ մասը, այսինքն՝ անկման անկյան մեծացմամբ մեծանում է կլանումը։

Առաջին հայացքից բեկման ցուցչի փոփոխությունը անկման անկյան մեծացմամբ շնչին է և այն կարելի է անտեսել։ Սակայն նույնիսկ բեկման ցուցչի այդպիսի աննշան փոփոխությունը հանգեցնում է փուլի այնպիսի փոփոխության, որ արհամարհելն անթույլատրելի է։ Իրոք, անկման α_1 անկյան 0-ից մինչև 60° փոխվելու հետևանքով առաջացած փուլերի լրացուցիչ φ տարբերությունը որոշվում է հետևյալ կերպ՝ $\varphi = kx[(1 - \delta_{00}) - (1 - \delta_{60})] = kx(\delta_{00} - \delta_{60})$ ։

Նշված ճառագայթման դեպքում վերջին արտահայտությունը կունենա այսպիսի արժեք՝

$$\varphi = -\frac{2\pi}{44,5} 10^8 \cdot 10^{-5} x = -\frac{2\pi}{4,45} 10^3 x,$$

որտեղ x -ը ընկնող ալիքի անցած ճանապարհն է կլանող միջավայրում: Այդ արտահայտությանից երևում է, որ նույնիսկ $x = 10^{-2}$ սմ հեռավորության վրա բեկման ցուցչի բերած փոփոխությունը առաջացնում է փուլի $\frac{\pi}{2,225}$ ռադիան փոփոխություն, որը երբեք չի կարելի արհամարհել եռանկյունաչափական ֆունկցիայի արգումենտում:

Նշենք այլ հետաքրքիր արդյունք ևս. անկման անկյան մեծացմամբ մեծանում է բեկման ցուցչի կեղծ մասը, այսինքն՝ մեծանում է կլանման գործակիցը: Ինչո՞ւ է պայմանավորված այդ մեծացումը, ինչու՞ պետք է կլանման գործակիցը մեծանա անկման անկյան մեծացմամբ: Վերջինս պայմանավորված է նրանով, որ թեք անկման դեպքում Z խորություն թափանցելու համար միջավայրում ալիքն ավելի մեծ ճանապարհ է անցնում, քան ուղղահայաց անկման դեպքում (նկ. 85ա և 85բ): Իրոք, 85ա և 85բ նկարներում Z խորության վրա ցույց են տրված հավասար ամպլիտուդների հարթությունները: Առաջին դեպքում, այսինքն՝ թեք անկման դեպքում մինչև այդ հարթությանը հասնելը ալիքն անցել է $Z/\cos\gamma$ ճանապարհ, իսկ երկրորդ՝ նորմալ անկման դեպքում, այն անցել է Z ճանապարհ:

Եթե (6.41)-ը ներկայացնենք $\frac{Z}{\cos\gamma} \rho [(1-\gamma)\sin\varphi_2 + \beta\cos\varphi_2]\cos\gamma$ տեսքով, ապա բեկման ցուցչի կեղծ մասի համար կստանանք հետևյալ արտահայտությունը.

$$\beta_2'^2 = \frac{1}{2} \{ -A + \sqrt{A^2 + B^2} \} \cos^2\gamma: \quad (6.46)$$

Բեկման μ ցուցչով միջավայրում, երբ ալիքը տարածվում է γ անկյան տակ, ինտենսիվությունը փոքրանում է

$$I = I_0 \exp \left\{ -\frac{\mu Z}{\cos\gamma} \right\}$$

օրենքով, որից ամպլիտուդի համար կստանանք՝

$$A_1 = A_0 \exp \left\{ -\frac{\mu Z}{2\cos\gamma} \right\}: \quad (6.47)$$

Մյուս կողմից, քննարկվող դեպքում մարումը կլանման հետևանքով կարելի է գրել այսպես՝

$$A_1 = A_0 \exp \{ -z\rho_2[(1-\delta) \sin \varphi_2 + \beta_2 \cos \varphi_2] \}, \quad (6.48)$$

Համեմատելով (6.47) և (6.48) արտահայտությունները, բեկման ցուցչի համար կստանանք (6.46)-ը: Հետաքրքիր է հետազոտել β'_{a_1} -ի կախումը անկման α_1 անկյունից ըստ (6.46)-ի, իսկ β_{a_1} -ի կախումը այդ նույն փոփոխականից ըստ (6.45)-ի: (6.44)-ից և (6.45)-ից ունենք

$$(1-\delta) \beta = (1-\delta_{a_1}) \beta_{a_1} \cos \gamma, \quad (6.49)$$

իսկ (6.44)-ից և (6.46)-ից՝

$$(1-\delta) \beta = (1-\delta_{a_1}) \beta'_{a_1}: \quad (6.50)$$

(6.49)-ի և (6.50)-ի ձախ մասերը հաստատուն են և հավասար, ուստի՝ $\beta'_{a_1} = \beta_{a_1} \cos \gamma$: Նկատի ունենալով δ , δ_{a_1} , β , β_{a_1} և β'_{a_1} մեծությունների փոքր լինելը, (6.49)-ը և (6.50)-ը բավականաչափ ճշգրտությամբ կարելի է արտագրել հետևյալ տեսքով՝

$$\beta = \beta_{a_1} \cos \gamma, \quad (6.51)$$

$$\beta = \beta'_{a_1}: \quad (6.52)$$

Ինչպես երևում է (6.51)-ից և (6.52)-ից, β_{a_1} -ը աճում է այնպիսի օրենքով, ինչպես ճանապարհը, այն է՝ $\beta_{a_1} = \frac{\beta}{\cos \gamma}$, $z' = \frac{z}{\cos \gamma}$, իսկ β'_{a_1} -ը գործնականորեն կախված չէ անկման անկյունից:

Վերջապես կարելի է ցույց տալ, որ բեկման ցուցչի փոփոխությունը՝ կախված անկման անկյան մեծությունից, գլխավորապես պայմանավորված է կլանումով: Կլանման բացակայության կամ թույլ կլանման դեպքերում բեկման ցուցչի փոփոխությունը, կախված անկման անկյան փոփոխությունից, կարելի է արհամարհել:

§ 4. ՌԵՆՏԳԵՆԱՆ ՄԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ԲԵԿՄԱՆ ՅՈՒՑՁԻ ՈՐՈՇՄԱՆ ԴԻՖՐԱԿՑԻՈՆ ԵՂԱՆԱԿՆԵՐԸ

Չորրորդ գլխում նկարագրեցինք ռենտգենյան ճառագայթների բեկման ցուցչի որոշման օպտիկական եղանակներ: Այժմ կանգ առնենք բեկման ցուցչի որոշման դիֆրակցիոն եղանակների վրա:

1. ԲԵԿՄԱՆ ՑՈՒՑՁԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ ՎՈՒԼՖ-ԲՐԵԳԻ ՊԱՅՄԱՆԻՑ ԴԻՏՎՈՂ ՇԵՂՈՒՄՆԵՐԻ ՕԳՆՈՒԹՅԱՄԲ.

Վուլֆ-Բրեգի սովորական $2d \sin \theta = n\lambda$ պայմանի օգնությամբ ալիքի երկարությունը չափելիս արդյունքն ստացվում է կախված անդրադարձման n կարգից: Պատճառն այն է, որ այդ պայմանն ստանալիս արհամարհված է բեկումը: Մյուս կողմից, $2d \sin \theta_1 = m\lambda \times$
 $\times \left(1 + \frac{\delta}{\sin^2 \theta_1}\right)$ ուղղված բանաձևով λ -ն որոշելիս, տարբեր կարգի անդրադարձումների ժամանակ ալիքի երկարության համար ստացվում է նույն արժեքը: Ուստի, եթե նույն λ ալիքի երկարությունը չափենք n_1 և n_2 կարգի անդրադարձումների համար, ապա կարող ենք գրել ուղղված բանաձևով՝

$$n_1 \lambda \left(1 + \frac{\delta}{\sin^2 \theta_1}\right) = 2d \sin \theta_1, \quad (6.53)$$

$$n_2 \lambda \left(1 + \frac{\delta}{\sin^2 \theta_2}\right) = 2d \sin \theta_2, \quad (6.54)$$

և շուղղված բանաձևով՝

$$n_1 \lambda_1 = 2d \sin \theta_1, \quad (6.55)$$

$$n_2 \lambda_2 = 2d \sin \theta_2, \quad (6.56)$$

Այսինքն, շուղղված բանաձևով նույն ալիքի երկարության համար կստանանք երկու տարբեր արժեքներ, որոնք, իհարկե, իրարից և ալիքի իրական λ երկարությունից քիչ կտարբերվեն, քանի որ բեկման ցուցիչը մեկից շատ քիչ է տարբերվում: Այդ տարբերությունն այնքան ավելի փոքր կլինի, որքան մեծ է անդրադարձման կարգը (որքան մեծ է Վուլֆ-Բրեգի θ անկյունը, տե՛ս (6.53) և (6.54)):

Մենք կարող ենք (6.53)–(6.56) հավասարումների համակարգը լուծել δ -ի նկատմամբ, և քանի որ λ_1 -ի ու λ_2 -ի տարբերությունը այդ մեծությունների նկատմամբ փոքր է, մենք կարող ենք լուծման մեջ ամենուրեք, բացի $(\lambda_1 - \lambda_2)$ տարբերությունից, λ_1 -ը և λ_2 -ը փոխարինել $\bar{\lambda}$ -ով, որտեղ $\bar{\lambda}$ -ը իրենից ներկայացնում է λ_1 -ի և λ_2 -ի միջինը:

Այդ համակարգի լուծման արդյունքը կլինի՝

$$\delta = \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\bar{\lambda}} \frac{n_2^2}{n_2^2 - n^2} \sin^2 \theta_1, \quad (6.57)$$

Վուլֆ-Բրեգի ուղղված բանաձևը առաջին անգամ 1913 թ. արտածել է Դարվինը, նրանից անմիջապես հետո և նրանից անկախ՝ էվալդը: Սակայն այդ տեսական նախագուշակությունները մոռացության տրվեցին. միայն 1919 թ. փորձնականորեն այդ նորից հայտնագործեց Ստենստրեմը [10] և ստացավ (6.57) բանաձևը, որը կոչվեց նրա անունով: Այս եղանակը մեծ ճշտություն ունենալ չի կարող, քանի որ ալիքի երկարության թվացող փոփոխությունը՝ կախված անդրադարձման անկյունից, այնքան էլ մեծ չէ:

2. ԲԵԿՄԱՆ ՑՈՒՑԶԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ ԱՍԻՄԵՏՐԻԿ ԱՆԴՐԱԴԱՐՁՈՒՄՆԵՐԻ ՕԳՆՈՒԹՅԱՄԲ

Կարելի է ցույց տալ, որ ասիմետրիկ անդրադարձումների ժամանակ Վուլֆ-Բրեգի պայմանից շեղումներն ալելի մեծ են, քան սիմետրիկ անդրադարձման ժամանակ: Մի անգամ ևս հիշենք, որ անդրադարձումը կոչվում է սիմետրիկ, եթե ընկնող ու անդրադարձող ճառագայթները անկման կետում բյուրեղի մակերևույթին կանգնեցրած նորմալի հետ կազմում են միևնույն անկյունը: Վերջինս լինում է այն ժամանակ, երբ անդրադարձնող հարթությունները զուգահեռ են բյուրեղի անկման մակերևույթին: Իսկ եթե ընկնող ու անդրադարձող ճառագայթները այդ նորմալի հետ կազմում են տարբեր անկյուններ, ուրեմն անդրադարձնող հարթությունները զուգահեռ չեն բյուրեղի անկման մակերևույթին, և անդրադարձումը կկոչվի ասիմետրիկ:

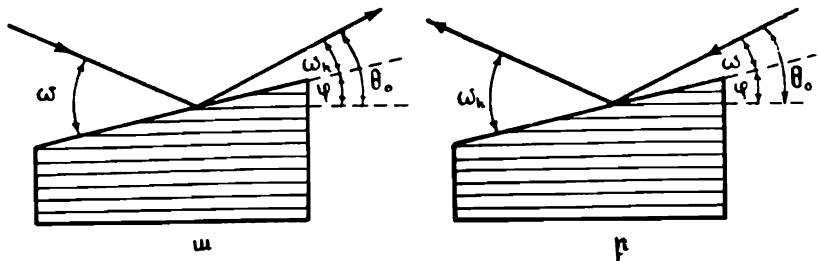
Կարելի է ցույց տալ, որ ասիմետրիկ անդրադարձման ժամանակ Վուլֆ-Բրեգի անկյան փոփոխությունն արտահայտվում է հետևյալ բանաձևով՝

$$\Delta(2\theta) = \Delta\theta_h + \Delta\theta = \frac{\partial \cos \varphi}{\cos \theta} \{ \operatorname{cosec} \omega + \operatorname{cosec} \omega_h \}, \quad (6.58)$$

որտեղ (նկ. 86) $\Delta\theta_h$ -ը և $\Delta\theta$ -ն անդրադարձած ու ընկնող ճառագայթների՝ Բրեգի ուղղություններից ունեցած շեղումներն են, $\Delta(2\theta)$ -ն—ընկնող և անդրադարձած ճառագայթների միջև կազմված 2θ անկյունից շեղումն է (գումար շեղումն է), φ -ն անդրադարձնող հարթությունների կազմած անկյունն է անկման մակերևույթի հետ, ω_h -ը և ω -ն անդրադարձած ու ընկնող ճառագայթների՝ անկման մակերևույթի հետ կազմած անկյուններն են:

Ինչպես երևում է (6.58) բանաձևից, Վուլֆ-Բրեգի ուղղությունից մեծ շեղում ստանալու համար կա՛մ ω անկյունը պետք է փոքր լինի, այսինքն՝ ճառագայթը սահելով պետք է ընկնի, կա՛մ պետք

է ω_b անկյունը փոքր լինի, այսինքն՝ ճառագայթը պետք է սահելով դուրս գա: Առաջին դեպքում՝ $\omega = \theta - \varphi$, $\omega_h = \theta + \varphi$, իսկ երկրորդ դեպքում՝ $\omega = \theta + \varphi$, $\omega_h = \theta - \varphi$ (նկ. 86 ա և 86 բ):



Նկ. 86. Ասիմետրիկ անդրադարձման հետևանքով Վուլֆ-Բրեգի անկյան փոփոխությունը

Ասիմետրիկ անդրադարձումներով բեկման ցուցչի որոշման եղանակն առաջարկված է Դեվիսի ու Տերիի կողմից 1922 թվականին: Փորձը կատարվել է հետևյալ կերպ. բյուրեղի անկման մակերևույթը հղկվել է այնքան, որ անդրադարձնող հարթությունները եղել են թեք այդ մակերևույթին: Զգալի էֆեկտ ստանալու համար անդրադարձնող հարթությունների և անկման մակերևույթի միջև կազմված անկյունը պետք է մոտ լինի Վուլֆ-Բրեգի անկյանը, բայց, իհարկե, նրանից փոքր: Այդ դեպքում, նայած անկման ուղղությանը (նկ. 86 ա և 86 բ), կա՛մ ընկնող ճառագայթը, կա՛մ անդրադարձածը շատ փոքր անկյուն կկազմեն անկման մակերևույթի հետ և, համաձայն (6.58)-ի, Վուլֆ-Բրեգի ուղղություններից մեկ շեղում կստացվի:

(6.58) բանաձևով արտահայտվող շեղման բացակայության դեպքում ընկնող և անդրադարձած ճառագայթները պետք է սիմետրիկ լինեն անդրադարձնող հարթությունների (և ոչ թե մակերևույթի) նորմալի նկատմամբ: Սակայն, քանի որ այդ շեղումը կա, ընկնող ու անդրադարձած ճառագայթները տարբեր շափով են շեղվում, առաջանում է այդ ճառագայթների ասիմետրիա անդրադարձնող հարթությունների նորմալի նկատմամբ: Չափելով այդ ասիմետրիան (6.58)-ի օգնությամբ, կարող ենք հաշվել δ -ն՝ բեկման ցուցչի միավոր դեկրեմենտը, հետևապես և՛ բեկման ցուցիչը:

Նշված ասիմետրիան գտնելու համար անհրաժեշտ է հարթությունների նորմալի շուրջը բյուրեղը պտտել 180° -ով, այսինքն՝ ճառագայթը զգել հարթությունների վրա հակառակ ուղղությամբ: Փորձը ցույց է տալիս, որ (6.58)-ով արտահայտվող շեղման պատ-

ճառով անդրադարձում ստանալու համար պետք է պտտել 180°-ից տարբեր անկյան տակ: Հենց այդ տարբերությունն օգտագործելով՝ կարելի է որոշել բեկման ցուցիչը:

3. ԲԵԿՄԱՆ ՑՈՒՑՁԻ ՈՐՈՇՄԱՆ ԻՆՏԵՐՖԵՐՈՄԵՏՐԻԿ ԵՂԱՆԱԿՆԵՐԸ

Էլեկտրամագնիսական ալիքների բեկման ցուցիչը ամենաճշգրիտ կերպով կարելի է չափել ինտերֆերոմետրերի միջոցով: Օպտիկական ինտերֆերոմետրեր շատ վաղուց արդեն գոյություն ունենև լույսի բեկման ցուցիչը մեծ ճշտությամբ չափում են ինտերֆերոմետրերով: Սակայն ռենտգենյան ինտերֆերոմետրեր մինչև վերջերս դեռ գոյություն չունեին և այդ էր պատճառը, որ մշակվել էին միայն վերը շարադրված եղանակները (օպտիկական եղանակներ, գլուխ III, § 8-ում և նախորդ կետերում շարադրված դիֆրակցիոն երկու եղանակները):

Երկար ժամանակ ռենտգենյան ինտերֆերոմետրերի գոյություն չունենալը բացատրվում էր նրանով, որ

1. ռենտգենյան ճառագայթների բեկման ցուցիչը շատ մոտ է մեկի, որի պատճառով բեկումն աննշան է և այն օգտագործել ինտերֆերոմետր պատրաստելու համար հնարավոր չէ:

2. Ռենտգենյան ալիքների երկարությունները երեք կարգով ավելի փոքր են, քան լուսայիններինը, որի պատճառով ռենտգենյան ինտերֆերոմետրերին ներկայացվում են շատ ավելի խիստ պահանջներ: Քանի որ ռենտգենյան ինտերֆերոմետրեր պատրաստելու համար մնում է օգտագործել վուլֆ-բրեգյան անդրադարձումները, ապա բյուրեղները պետք է լինեն բարձր կատարելության (իդեալականին մոտ), նրանց մակերևույթները պետք է բարձր կարգի հղկվածություն ունենան և առհասարակ ինտերֆերոմետրերի կառուցվածքը մեծ ճշգրտություն է ունենալու:

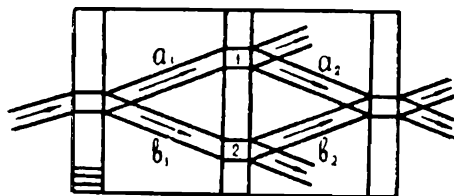
Բարձր կատարելության բյուրեղների աճեցման տեխնիկայի և ռենտգենյան դիֆրակտոմետրիայի զարգացումը հնարավորություն տվեցին վաթսունական թվականներին ստեղծելու ռենտգենյան ինտերֆերոմետրեր [11—14]:

Ռենտգենյան ինտերֆերոմետրերի տեսությունը հիմնված է ռենտգենյան ճառագայթների դիֆրակտիկ տեսության վրա և շարադրվելու է երկրորդ գրքում, որը նվիրված է լինելու ռենտգենյան ճառագայթների ցրման դիֆրակտիկ տեսությանը:

Այստեղ կարճ կնկարագրենք ինտերֆերոմետրերի աշխատանքի երկրաչափությունը, որքան այն անհրաժեշտ է բեկման ցուցիչը

չափելու համար: Այժմ արդեն իրականացված են մի շարք տիպի ինտերֆերոմետրեր, որոնք նկարագրված են նաև [15—16] հեղինակների կողմից, սակայն այստեղ կնկարագրենք միայն, այսպես կոչված, լաուեի տիպի ինտերֆերոմետրերը, որոնք, մեր կարծիքով, ամենահարմարն են բեկման ցուցիչ չափելու համար:

Լաուեի տիպի ամենագործածական ինտերֆերոմետրերից մեկն ունի հետևյալ կառուցվածքը: Սիլիցիումի բարձր կատարելություն ունեցող բյուրեղից կտրվում է միևնույն հիմքի վրա գտնվող երեք թիթեղ «ա» տառի ձևով (տե՛ս նկ. 87): Այդ ամբողջ սարքը փաստորեն մի միաբյուրեղ է, որում բոլոր բյուրեղագիտական հարթություններն իրար զուգահեռ են: Եզրերի թիթեղները միջին թիթեղից գտնվում են հնարավորին չափ ճշգրիտ միևնույն հեռավորության վրա: Երեք թիթեղներն էլ ունեն միևնույն հաստությունը: Անդրադարձնող հարթություններն ուղղահայաց են թիթեղների մեծ մակերևույթներին և ինտերֆերոմետրի հիմքի մակերևույթին: Ռենտ-



Նկ. 87. Լաուեի տիպի ինտերֆերոմետր

դեյան ճառագայթների փունջը թիթեղներին զուգահեռ և հիմքին ուղղահայաց ճեղքից ընկնում է առաջին թիթեղի վրա ու բաժանվում երկու մասի՝ անկման և անդրադարձման ուղղությամբ: Համաձայն դինամիկ տեսության, ընկնող ալիքի էներգիան թիթեղի մեջ, եթե այն բավականաչափ հաստ է, հոսում է հարթություններով և թիթեղից դուրս գալիս ճեղքվում է երկու հավասար փուլեր և ինտենսիվություններ ունեցող մասի, որոնք միջթիթեղային տարածություններում տարածվում են անկման և անդրադարձման ուղղություններով (նկարի վրա a_1 և b_1): Առաջին թիթեղը կոչվում է պառակտիչ (ճեղքող): Առաջին թիթեղից դուրս եկող a_1 ու b_1 փունջերն ընկնում են երկրորդ թիթեղի վրա և, ենթարկվելով Լաուեի անդրադարձմանը, սկիզբ են տալիս a_2 և b_2 միևնույն փուլերով ու միևնույն ինտենսիվությամբ փնջերին: Երկրորդ թիթեղը կոչվում է հայելային (անդրադարձիչ): Այդ a_2 և b_2 փնջերն ընկնում են ճիշտ իրար վրա երկրորդ թիթեղի ներսի (առաջին) մակերևույթին, նրանց էներգիաները երրորդ թիթեղի մեջ հոսում են իրար զուգա-

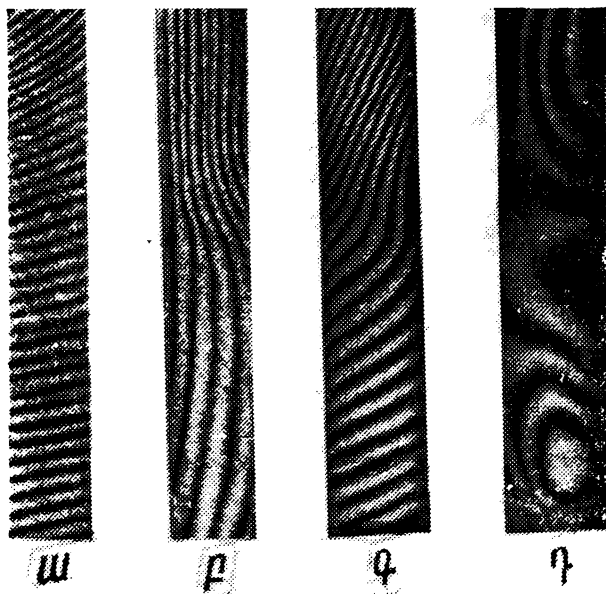
հեռ ու անդրադարձնող հարթություններով, և տեղի է ունենում ինտերֆերենցիա: Երրորդ թիթեղից դուրս գալիս, այդ վերադրված փունջը ճեղքվում է երկու՝ իրար հավասար փուլերով և ինտենսիվություններով փնջերի, որոնք դարձյալ տարածվում են սկզբնական անկման ու անդրադարձման ուղղություններով և որոնց հետքերը կարելի է ստանալ ինտերֆերոմետրի թիթեղներին զուգահեռ դրված ռենտգենյան թաղանթի վրա: Երրորդ թիթեղը կոչվում է տարրալուծիչ (վերադրման և ինտերֆերենցման թիթեղ): Եթե թիթեղների բյուրեղային ցանցերը թերություններ չունեն, իրար խիստ զուգահեռ են և ունեն միևնույն միջհարթությունային հեռավորությունը, ինտերֆերոմետրից դուրս եկած փնջերի հետքերը կլինեն ճեղքի սև պատկերները՝ համասեռ ինտենսիվությամբ: Իսկ եթե տարբեր թիթեղների կամ միևնույն թիթեղի տարբեր մասերի միջհարթությունային հեռավորությունների տարբերություն գոյություն ունի կամ էլ հարթությունների պտույտ իրար նկատմամբ, ապա հետքերի մեջ առաջ կգան մթին և լուսավոր շերտեր, որոնք կոչվում են մուարի պատկերներ: Մուարի շերտերը կլինեն ուղղահայաց անդրադարձնող հարթություններին, եթե առաջացել են հարթությունների՝ իրար նկատմամբ ունեցած պտույտի հետևանքով, իսկ եթե առաջացել են միջհարթությունային հեռավորությունների տարբերության պատճառով՝ կլինեն զուգահեռ հարթություններին: Եթե ինտերֆերոմետրի թիթեղների ցանցերը միաժամանակ սլարունակում են և՛ հարթությունների պտույտ, և՛ միջհարթությունային հեռավորությունների տարբերություն, մուարի շերտերը կստացվեն թեք՝ նշված երկու մասնավոր դեպքերի զուգորդումից տարբեր կետերում (կախված հարթությունների պտույտների և հեռավորությունների տարբերությունների մեծությունից) կունենան տարբեր ուղղություններ: Դիսլոկացիաների առկայության դեպքում համապատասխան տեղերում մուարի պատկերները կաղավաղվեն:

88ա—88գ նկարներում համապատասխանաբար ցույց են տրված միայն պտույտի, միայն միջհարթությունային հեռավորությունների և պտույտի ու միջհարթությունային հեռավորությունների միաժամանակյա տարբերության առկայության դեպքերը:

Նկար 88դ-ում ցույց է տրված մուարի պատկերների աղավաղումը դիսլոկացիայի պատճառով:

Այստեղ կշարադրենք ինտերֆերոմետրով բեկման ցուցչի որոշման այն դեպքերը, երբ ինտերֆերոմետրի թիթեղները թերություններ չունեն՝ գոյություն չունեն պտույտներ, միջհարթությունային հեռավորությունների տարբերություններ և դիսլոկացիաներ՝ հետքերը համասեռ սևացած են:

Այդպիսի ինտերֆերոմետրով բեկման ցուցիչ չափելու համար անհրաժեշտ է սեպ պատրաստել այն նյութից, որի բեկման ցուցիչը պետք է չափել: Սեպը պետք է լինի բեկող փոքր անկյունով և բարակ՝ փուլերի մեծ տարբերություն չառաջացնելու համար (նկ.



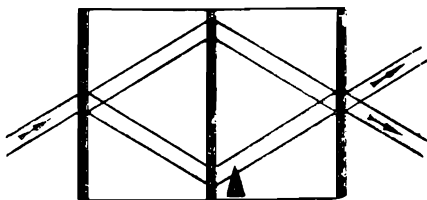
Նկ. 88. Թեխնոլոգիայի ինտերֆերոմետրից ստացված մուարի պատկերները

89): Սեպը պետք է տեղավորել երկրորդ և երրորդ թիթեղների միջև այնպես, որ բեկող կողը զուգահեռ լինի թիթեղներին և ուղղահայաց ինտերֆերոմետրի հիմքին: Այդ դեպքում a_2 և b_2 ճառագայթներից մեկը կանցնի սեպի բարակ մասով, իսկ մյուսը՝ հաստ մասով, և նրանց միջև առաջ կգա փուլերի տարբերություն, որը կարտահայտվի այսպես՝

$$\varphi = n(l_2 - l_1)k, \quad (6.59)$$

որտեղ l_1 -ը և l_2 -ը a_2 և b_2 ճառագայթների ճանապարհներն են սեպի մեջ: Առաջացած փուլերի տարբերության պատճառով ինտերֆերոմետրից դուրս եկող ճառագայթների հետքերի վրա առաջ կգան միևնույն հաստության շերտեր: Այն մասերում, որոնք համապատասխանում են փուլերի $\varphi = (2m + 1)\pi$ կենտ թվով π տարբերությանը, երրորդ թիթեղի մեջ a_2 և b_2 փնջերն իրար կմարնեն, կստաց-

վի ինտենսիվությունների պակաս (լուսավոր գծեր), իսկ այն մասերում, որոնց համապատասխանում է փուլերի զույգ թվով π տարբերություն, երրորդ թիթեղի մեջ a_2 և b_2 փնջերն իրար կուժեղացնեն, կստացվի ինտենսիվությունների մեծացում (մթին գծեր, տե՛ս նկ. 90):



Նկ. 89. Ինտերֆերոմետրի թիթեղների միջև տեղափոխած է սեպ

Նկ. 90. Սեպի առաջացրած ինտերֆերենցիոն շերտերը



Ռենտգենազրամամայի վրա չափելով մթին և լուսավոր շերտերի հեռավորությունները, Վուլֆ-Բրեգի Θ անկյան, սեպի բեկող անկյան և (6.59) արտահայտության միջոցով կարող ենք հաշվել

$$n = \frac{\varphi}{k(l_2 - l_1)} \quad \text{բեկման ցուցիչը:}$$

Բեկման ցուցչի չափման այս եղանակը ամենազգայունն է՝ նրանով կարելի է բեկման ցուցիչը չափել 10^{-7} ճշտությամբ: Ինտերֆերոմետրը չափազանց զգայուն է բյուրեղային ցանցի փոփոխությունների նկատմամբ: 10^{-7} Å-ի կարգի հարաբերական շեղումները և 10^{-7} ռադիանի կարգի պտույտները ինտերֆերոմետրը զգում է ու հեշտությամբ արձանագրում:

Այս և ռենտգենյան ճառագայթների օպտիկային նվիրված գրելիում շարահրեցիկնք բեկման ցուցչի որոշման եղանակները՝ առանց հաշվի առնելու բեկման ցուցչի ալիքի երկարությունից ունեցած կախումը կլանող միջավայրերում: Քանի որ այդ կախումը զգալի մեծ է կլանման և անկման մեծ անկյունների դեպքերում, այդ պատճառով բեկման ցուցչի կախումն ուղղությունից հայտնաբերելը բավականաչափ դժվար է: Սակայն ինտերֆերոմետրիկ եղանակների

օգնություններ աշխատող շահառուները կատարելը մեծ դժվարություն չի ներկայացնում: Բեկման ցուցչի՝ ուղղությունից ունեցած կախման շահման հարցերը կքննարկենք երկրորդ գրքում:

Դինամիկ տեսությունը ցույց է տալիս, որ երբ ալիքն անդրադարձման վիճակում մտնում է բյուրեղ, այնտեղ (բյուրեղում) առաջացած ալիքային դաշտը բաղկացած է լինում երկու ալիքներից, որոնց երկարությունները փոքր-ինչ տարբերվում են, և, հետևապես, չնչին շահով տարբերվում են նաև բեկման ցուցիչները: Այդ տարբերությունը նույնպես կարելի է գտնել ինտերֆերոմետրիկ եղանակներով: Այդ էլ կնկարագրվի հաջորդ գրքում:

90-րդ նկարում ցույց է տրված մուարի պատկերի փոփոխությունը, երբ ճառագայթի մի մասն անցնում է սեպի միջով, ինչպես այդ ցույց է տրված 89-րդ նկարում, իսկ (6.59) բանաձևը համապատասխանում է այն դեպքին, երբ դրված է մեծ սեպ, և երկու ճառագայթներն էլ (a₂-ը և b₂-ը) անցնում են սեպի միջով:

ՌԵՆՏԳԵԼՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԸ ՍՊԵԿՏՐԻ ՎԵՐԱԾԵԼՈՒ ԵՂԱՆԱԿՆԵՐԸ

Ինչպես արդեն նշել ենք, ռենտգենյան խողովակներում ստացվող ճառագայթումը սովորաբար անընդհատ և զծային սպեկտրներով ճառագայթումների խառնուրդ է: Ռենտգենյան ճառագայթման սպեկտրալ օրինաչափություններն ուսումնասիրելու, առանձին սպեկտրալ զծերի ստրուկտուրան հետազոտելու, մոնոքրոմատիկ ճառագայթներով ստրուկտուրային հետազոտություններ կատարելու համար խիստ անհրաժեշտ է այդ անհամասեռ ճառագայթման սպեկտրի վերածումը և մոնոքրոմատացումը:

Ռենտգենյան ճառագայթների բեկման ցուցչի՝ մեկին մոտ լինելը (աննշան բեկում) հնարավորություն չի տալիս սպեկտրը վերածելու համար օգտվել սովորական պրիզմաներից, ինչպես այդ արվում է լույսի դեպքում:

Ռենտգենյան ճառագայթները սպեկտրի վերածելու համար չափազանց հարմար է օգտվել ատոմային հարթություններից տեղի ունեցող դրանց անդրադարձումներից: Իրոք, համաձայն Վուլֆ-Քրեգի $2d \sin \theta = n\lambda$ պայմանի, տարբեր ալիքի երկարություններով ճառագայթներ տարբեր սահքի անկյունների տակ (տարբեր ուղղություններով) են անդրադառնում: Հետևաբար, անընդհատ փոփոխելով անկման ուղղությունը, կարող ենք աստիճանաբար բոլոր երկարություններով ալիքները բերել անդրադարձման վիճակի (տարբեր ուղղություններով անդրադարձնել) և ստանալ սպեկտրը: Ասվածը կարելի է իրականացնել հետևյալ կերպ. ռենտգենյան խողովակից դուրս եկող ճառագայթումից ճեղքավոր էկրանների օգնությամբ անջատենք մի նեղ փունջ և զցենք բարձր կատարելության ու անդրադարձման մեծ ընդունակություն ունեցող հարթությունների ընտանիք ունեցող բյուրեղի վրա, ինչպես ցույց է տրված 91-րդ նկարում: Եթե բյուրեղը տատանենք նրա անդրադարձնող մակերևույթի վրա գտնվող և անկման հարթությանն ուղղահայաց առանց-

քի շուրջը, ապա աստիճանաբար կփոփոխվի սահքի անկյունը, ուստի և՛ անդրադարձման վիճակում գտնվող ալիքի երկարությունը, այսինքն՝ ճառագայթումը կվերածվի սպեկտրի: Պատման առանցքին և էկրանների ճեղքերին ղուգահեռ դրված ռենտգենյան թաղանթի վրա կստանանք անընդհատ սպեկտր և նրա վրա մեծ ինտենսիվությամբ առանձին գծեր, որոնք իրենցից ներկայացնում են բնորոշ ճառագայթների գծային սպեկտր: Սպեկտրի վերածման և մոնոքրոմատացման բազմաթիվ եղանակներ կան: Նդանակների բազմազանությունը պայմանավորված է սպեկտրին և մոնոքրոմատացմանը ներկայացվող տարբեր պահանջներով, ինչպես նաև ալիքի երկարությունների տարբերությունների սպեկտրի վերածման եղանակների տարբերությամբ: Սպեկտրային և ստրուկտուրային հետազոտությունների համար ռենտգենյան սպեկտրագրաֆ, սպեկտրամետր* և մոնոքրոմատոր ընտրելիս պետք է նկատի ունենալ հետևյալ հանգամանքները.

1. սպեկտրալ գծերի նուրբ կառուցվածքն ուսումնասիրելիս սարքի լուծող ուժը պետք է մեծ լինի,

2. գործն արագ կատարելու համար պետք է սարքի լուսաուժը մեծ լինի,

3. հետազոտման եղանակը, բյուրեղը և նրա հաստությունը ալիքների տվյալ տիրույթի համար պետք է այնպես ընտրել, որ կլանումը փոքր լինի: Կլանումը ոչ միայն փոքրացնում է սպեկտրալ սարքի լուսաուժը, այլ նաև աղավաղում է սպեկտրը:

4. Մեծ յուծող ուժ ստանալու համար անհրաժեշտ է ունենալ բարձր կատարելության բյուրեղ, ընտրելով համապատասխան հարթությունների ընտանիք, բայց մյուս կողմից, որքան բարձր է լինում բյուրեղի կատարելությունը, այնքան ցածր է լինում լուսաուժը:

5. Եթե մոնոքրոմատացումը հատուկ նպատակների համար չէ, այլ միայն սովորական ստրուկտուրային հետազոտությունների համար է, սարքը պետք է ունենա մեծ լուսաուժ: Այդ դեպքում լուծող ուժը կարող է և փոքր լինել:

Մենք այստեղ կնկարագրենք սպեկտրի վերածման և մոնոքրոմատացման բոլոր հիմնական եղանակները՝ առանց նրանց լուծող ուժը մանրակրկիտ կերպով քննարկելու:

* Ռենտգենյան ճառագայթումը սպեկտրի վերածող սարքերը կոչվում են սպեկտրագրաֆներ, եթե սպեկտրը գրանցվում է ֆոտոգրաֆիկ եղանակով, իսկ եթե գրանցումը կատարվում է իոնացման եղանակով, սարքերը կոչվեն սպեկտրամետրեր: Մոնոքրոմատիկացնող սարքերը կոչվում են մոնոքրոմատորներ:

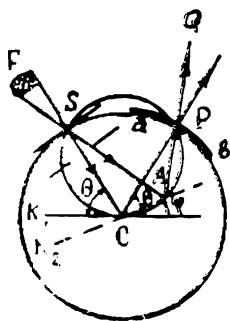
§ 1. ՍՊԵԿՏՐԻ ՎԵՐԱԾՄԱՆ ՀԱՐԹ ԲՅՈՒՐԵՂԻ ԵՂԱՆԱԿՆԵՐԸ

Ռենտգենյան ճառագայթները հարթ բյուրեղներով սպեկտրի վերածելու եղանակները կարելի է բաժանել երկու խմբի՝ Բրեգի և Հաուսի:

1. ԲՐԵԳԻ ՄԵԹՈԴՈՎ ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԸ ՀԱՐԹ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՎ ՍՊԵԿՏՐԻ ՎԵՐԱԾԵՆՈՒ ԵՂԱՆԱԿՆԵՐԸ

Բրեգի մեթոդով աշխատելիս անդրադարձնող հարթությունները կամ պետք է անկման մակերևույթին զուգահեռ լինեն, կամ այնքան թեք, որ անդրադարձած ճառագայթը դուրս գա բյուրեղից անկման մակերևույթով (տե՛ս նկ. 77 ա, բ): Առաջին դեպքում անդրադարձումը կլինի սիմետրիկ, երկրորդ դեպքում՝ ասիմետրիկ: Հարթ բյուրեղի այդ երկու դեպքում էլ սպեկտր ստանալու համար բյուրեղը պետք է տատանել, ինչպես նշված է վերևում:

Հարթ բյուրեղով Բրեգի եղանակով աշխատող սպեկտրագրաֆներում (սպեկտրամետրերում) ճառագայթների ընթացքների սխեման կլինի հետևյալը: Ծնթադրենք ունենք մի շրջան (նկ. 91), որի



կենտրոնում տեղավորված է K բյուրեղ-տարրալուծիչը (անալիզատոր)*, իսկ շրջանագծի վրա տեղավորված է S ճեղքը, որով անցնելով ռենտգենյան ճառագայթները ընկնում են տարրալուծիչի վրա:

Կարելի է ցույց տալ, որ եթե այդ շրջանագծի վրա տեղավորվի ab ռենտգենյան թաղանթը, ինչպես այդ ցույց է տրված 91-րդ նկարում, ապա բյուրեղը տատանելուց

նրա տարբեր մասերից միևնույն անկյան տակ անդրադարձած միևնույն երկարության մոնոքրոմատիկ ալիքները կհավաքվեն թաղանթի (շրջանագծի) միևնույն կետում, իսկ տարբեր երկարության մոնոքրոմատիկ ալիքները՝ տարբեր կետերում, այսինքն՝ ռենտգենյան ճառագայթները կվերածվեն սպեկտրի**:

Իրոք, ենթադրենք բյուրեղ-տարրալուծիչի K_1 դիրքում, նրա մակերևույթի O կետում (շրջանի կենտրոնի հետ համ-

* Սպեկտրի վերածող բյուրեղն անվանում են բյուրեղ-տարրալուծիչ (բյուրեղ-անալիզատոր):

** Այն շրջանագիծը, որի վրա դասավորվում են ճեղքը և ֆոտոթաղանթը, իսկ կենտրոնում գտնվում է տարրալուծիչը, կոչվում է ֆոկալ շրջանագիծ:

ընկնող կետում) F աղբյուրից դուրս եկող և ճեղքով անցնող ռենտգենյան ճառագայթն ընկնում է այդ տարրալուծիչի վրա Θ անկյան տակ և նույն անկյան տակ էլ անդրադառնալով հատում է շրջանագիծը (ռենտգենյան թաղանթը) P կետում: Ընթացող բյուրեղը որոշ անկյունով պտտել ենք O կետով անկման հարթությանն ուղղահայաց տարած առանցքի շուրջը և այն այժմ գրավել է K_2 դիրքը: Այժմ, իհարկե, O կետում ընկնող ճառագայթը բյուրեղի մակերևւոյթի հետ ալլեա Θ անկյուն չի կազմի: Ընթացող, հիմա այդ որոշ անկյունային բացվածք ունեցող փնջից մեկ այլ՝ SA ուղղութեամբ տարածվող ճառագայթ A կետում բյուրեղի մակերևւոյթի հետ կազմում է Θ անկյուն: Այս նույն անկյան տակ անդրադառնալով կտարածվի AQ ուղղութեամբ: Եթե ապացուցենք, որ AQ ճառագայթը շրջանագիծը կհատի դարձյալ P կետում, դրանով իսկ ապացուցած կլինենք, որ բյուրեղի տարբեր կետերից միևնույն անկյան տակ անդրադարձած, հետևապէս և միևնույն երկարութուն ունեցող (մոնոքրոմատիկ) ալիքները հավաքվում են շրջանագծի միևնույն կետում:

Այդ բանում համոզվելու համար S, O և P կետերով տանենք մի օժանդակ շրջանագիծ: Այդ շրջանագծի վրա կգտնվի նաև A կետը (շրջանագծի և բյուրեղի մակերևւոյթի հատման կետը): Իրոք, ինչպես $\rightarrow SAK_2$ -ը, այնպես էլ $\rightarrow SOK_1$ -ը չափվում են SO աղեղի կեսով և իրար հավասար են: Ուստի, քանի որ O կետում անդրադարձած OP և A կետում անդրադարձած AQ ճառագայթները ըսկըգբնական OS ճառագայթի հետ կազմում են միևնույն ($\pi - 2\theta$) անկյունը, և նրանց երկուսի աղեղներն էլ սկսվում են S կետից, ապա երկուսի աղեղներն էլ պետք է վերջանան միևնույն P կետում, այսինքն, քանի որ՝ $\rightarrow SOP = \rightarrow SAQ$, պետք է, որ OP և AQ ճառագայթների հատման կետը գտնվի օժանդակ շրջանագծի և ռենտգենյան ab թաղանթի հատման P կետում: Այն, ինչ պետք էր ապացուցել:

Սպեկտրի որոշ տիրույթ կարելի է ստանալ առանց K տարրալուծիչը տատանելու: Իրոք, ռենտգենյան խողովակի ֆոկուսի և էկրանի ճեղքի վերջավոր չափերի պատճառով տարրալուծիչի վրա ընկնում է ոչ միայն SO ճառագայթը, այլև ճառագայթների $\Delta\theta_1$ անկյունային լայնութեամբ մի ամբողջ փունջ, և անդրադարձման վիճակում կարող են գտնվել λ , $\lambda + \Delta\lambda$ տիրույթում գտնվող բոլոր ալիքները, այսինքն՝ առանց բյուրեղը տատանելու մենք կստանանք ալիքի երկարութւոյնների այդ տիրույթում գտնվողների սպեկտրը: Իհարկե, եթե ռենտգենյան խողովակի ֆոկուսը կետային լինի և էկրանի ճեղքի լայնութւոյնն էլ անսահման փոքր, բյուրեղի վրա կընկ-

նի միայն մեկ ճառագայթ և միայն մեկ որոշակի երկարությամբ ակտիվ կգտնվի անդրադարձման վիճակում՝ սպեկտր շենք ստանալ:

Տարրալուծիչը տատանելով մենք կմեծացնենք ընկնող ճառագայթների և տարրալուծիչի անդրադարձնող մակերևույթի միջև կազմված անկյունների տիրույթը և, հետևաբար, անդրադարձման վիճակ բերվող ակտիվների $\Delta\lambda$ տիրույթը՝ սպեկտրի ակտիվային տիրույթը:

Դժվար չէ համոզվել, որ եթե աղբյուրի և էկրանի ճեղքի չափերը մեծ են, սպեկտրագրաֆի լուծող ուժը փոքր է լինում, և սպեկտրի պատկերի ցայտունությունը (հստակությունը) ընկնում է: Վերջավոր չափերով աղբյուրի դեպքում ճեղքի լայնացման պատճառով կլայնանա նաև սպեկտրային գիծը ռենտգենյան թաղանթի վրա, որն անմիջապես հանգեցնում է սպեկտրագրաֆի լուծող ուժի փոքրացմանը: Քանի որ ճեղքի լայնությունը շատ փոքր անել չի կարելի, այդ պատճառով էլ աղբյուրի ֆոկուսի չափերի մեծացումը միշտ հանգեցնում է սպեկտրագրաֆի (սպեկտրամետրի) լուծող ուժի փոքրացմանը: Իոնացման եղանակով արձանագրելիս (սպեկտրամետր) թաղանթի դրսի կողմում՝ P կետի շրջակայքում պետք է դնել երկրորդ էկրանը:

Այժմ հաշվենք սպեկտրագրաֆի դիսպերսիան: Վուլֆ-Բրեգի $n\lambda = 2d \sin\theta$ պայմանից անկյունային դիսպերսիայի համար կըստանանք՝

$$D_\theta = \frac{|\Delta\theta|}{|\Delta\lambda|} = \frac{n}{2d \cos\theta}, \quad (7.1)$$

որտեղից հակադարձ անկյունային դիսպերսիան կլինի՝

$$D'_\theta = \left| \frac{\Delta\lambda}{\Delta\theta} \right| = \frac{2d}{n} \cos\theta, \quad (7.2)$$

Ինչպես երևում է (7.1)-ից, անկյունային դիսպերսիան մեծանում է անդրադարձման կարգի մեծացումից և անդրադարձնող հարթությունների միջհարթությունային հեռավորության փոքրացումից:

Հետաքրքիր է հաշվել նաև գծային դիսպերսիան՝ $D_L = \frac{|\Delta L|}{|\Delta\lambda|}$

և հակադարձ գծային դիսպերսիան՝ $D'_L = \frac{|\Delta\lambda|}{|\Delta L|}$, Այստեղ ΔL -ը

$\Delta\lambda$ -ով տարբերվող սպեկտրային գծերի S ճեղքից շրջանագծի աղեղով հաշված հեռավորությունների տարբերությունն է (Sab ա-

դեղով, նկար 91): Sap աղեղին համապատասխանում է $\pi-2\theta$ կենտրոնական անկյուն, որը գծագրի վրա $<SOP$ -ն է: Ուստի, մենք կարող ենք գրել՝ $\pi-2\theta = \frac{L}{R}$, որտեղից՝ $|\Delta L| = 2R|\Delta\theta|$:

Այստեղ L -ը P կետի հեռավորությունն է S ճեղքից: Նկատի ունենալով վերջինը, գծային դիսպերսիաների համար կստանանք.

$$D_L = \frac{|\Delta L|}{|\Delta\lambda|} = 2R \frac{|\Delta\theta|}{|\Delta\lambda|} = 2R D_\varphi, \quad (7.3)$$

$$D_L' = \frac{|\Delta\lambda|}{|\Delta L|} = \frac{1}{2R} \frac{|\Delta\lambda|}{|\Delta\theta|} = \frac{1}{2R} D_\varphi', \quad (7.4)$$

Վերջինի մեջ տեղադրելով D_φ' -ի արժեքը (7.2)-ից, կստանանք.

$$D_L = \frac{2R}{\lambda} \operatorname{tg} \theta, \quad (7.5)$$

$$D_L' = \frac{1}{2R} \operatorname{ctg} \theta, \quad (7.6)$$

Ինչպես երևում է (7.5)-ից, գծային դիսպերսիան (սպեկտրային գծերի միջև հեռավորությունը) մեծանում է սպեկտրադրաֆի շառավղի* և θ անկյան մեծացմամբ: Այստեղ անհրաժեշտ է նշել, որ R -ի մեծացմամբ այնքան էլ չենք շահում սպեկտրագրաֆի լուծող ուժի մեջ, քանի որ R -ի մեծացմամբ մեծանում են նաև սպեկտրային գծերի լայնությունները: Վերջինս բացատրվում է ֆոկուսացման պայմանների վատացմամբ, ինչպես նաև՝ գծերի սեփական լայնություններին համապատասխանող գծային շափերի մեծացմամբ:

Նկարագրված եղանակի առավելությունների և թերությունների մասին կարելի է ասել հետևյալը:

Պարզ է, որ Բրեգի այս եղանակը ֆոկուսացման եղանակ է, ըստ որում, ֆոկուսացումը իդեալական է: Ծրկրաչափությունը ճշգրերիտ պահպանելիս կետային աղբյուրի դեպքում կստացվի կետային ֆոկուս՝ սպեկտրային գծերի լայնությունը հավասար կլինի նրանց սեփական լայնությանը: Սակայն այս եղանակն ունի խոշոր թերություն՝ սպեկտրագրաֆի լուսաուժը շատ փոքր է: Իրոք, նախ ֆոկուսացումը տարածամանակ է՝ տարրալուծիչի տարբեր կետե-

* Ֆոկալ շրջանագծի շառավղը կոչվում է սպեկտրագրաֆի շառավղի:

րից միևնույն անկյան տակ (միևնույն երկարությամբ ալիքների) անդրադարձում տեղի է ունենում ժամանակի տարբեր պահերին, չկա միաժամանակյա անդրադարձում (միաժամանակյա ֆոկուսացում), հետևաբար և չկա ուժեղացում: Մյուս կողմից՝ լուսաուժը փոքրանում է նաև այն պատճառով, որ անդրադարձման վիճակում տվյալ պահին գտնվում է միայն մի նեղ փունջ: Եթե անգամ բյուրեղի վրա ընկնում է լայն փունջ, բյուրեղն այդ լայն փնջից անդրադարձնում է միայն այն ճառագայթը, որը գտնվում է վուլֆ-բրեգյան անդրադարձման վիճակում:

Մինչև հիմա մենք քննարկում էինք Բրեգի սիմետրիկ անդրադարձման օգտագործմամբ ռենտգենյան ճառագայթումը սպեկտրի վերածելու հարցը: Սակայն պարագրաֆի սկզբում արդեն նշել էինք, որ տարրալուծիչի անդրադարձնող հարթությունները կարող են և անդրադարձնող մակերևույթին զուգահեռ չլինել: Այդ դեպքում թեթույթյունն այնքան պետք է լինի, որ անդրադարձած ճառագայթը կարողանա դուրս գալ անկման մակերևույթից (ասիմետրիկ անդրադարձում):

Այս դեպքում ընկնող և անդրադարձող ճառագայթները անկման մակերևույթի հետ նույն անկյունները չեն կազմի: Եթե ընկնող ճառագայթը անկման հարթության հետ կազմում է $\theta_1 = \theta - \varphi$, ապա անդրադարձածը այդ հարթության հետ կկազմի $\theta_2 = \theta + \varphi$ անկյուն, որտեղ θ -ն Վուլֆ-Բրեգի անկյունն է, իսկ φ -ն անդրադարձնող հարթությունների կազմած անկյունն է անկման մակերևույթի հետ:

Հակառակ դեպքում, եթե ընկնող ճառագայթը անկման մակերևույթի հետ կազմում է $\theta_1 = \theta + \varphi$ անկյուն, ապա θ_2 -ը կլինի՝ $\theta_2 = \theta - \varphi$:

Ասիմետրիկ անդրադարձման դեպքում սպեկտրագրաֆի բոլոր տեսակի դիսպերսիաները կմնան նույնը, քանի որ P կետի L հեռավորությունը S ճեղքից մնում է նույնը, իսկ աղեղ SaP-ն և նրան համապատասխան SOP կենտրոնական անկյունը փոփոխություն չեն կրի:

Բրեգի եղանակով սպեկտրի ստացման նկարագրության վերջում ուշադրություն դարձնենք մի հանգամանքի վրա ևս: Լայն ճեղքի դեպքում կգործի բյուրեղ-տարրալուծիչի մակերևույթի բավականաչափ մեծ մասը: Ինչպես երևում է գծագրից, Օ կենտրոնից անդրադարձած ճառագայթը միշտ՝ թե՛ սիմետրիկ և թե՛ ասիմետրիկ անդրադարձումների ժամանակ, կգնա շառավղի ուղղությամբ և ab թաղանթի վրա կընկնի ուղղահայաց կերպով, իսկ Օ կետից հեռու: գտնվող կետերից անդրադարձումները ուղղահայաց չեն ընկնի և ուղղահայացից այնքան ավելի շատ կհեռանան, որքան անդ-

րադարձնող կետն ավելի շատ է հեռու Օ կետից: Պարզ է, որ ճեղքի անխուսափելի վերջավոր լայնության պատճառով լայնություն կունենա նաև սպեկտրային գծեր, և ունեցենյալն թաղանթի վրա թեք ընկնելու պատճառով գծի հետքը լայն կստացվի:

Այսպիսով, բոլոր դեպքերում մեծ լուծող ուժ ունենալու համար պետք է նեղ ճեղք վերցնել, որը և լուսաուժի փոքրացման գրել-խավոր պատճառն է:

2. ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ՍՊԵԿՏՐԻ ՎԵՐԱԾՈՒՄԸ ՀԱՐԹ ԲՅՈՒՐԵՂՈՎ ԼԱՌԻԵԻ ԵՂԱՆԱԿՈՎ

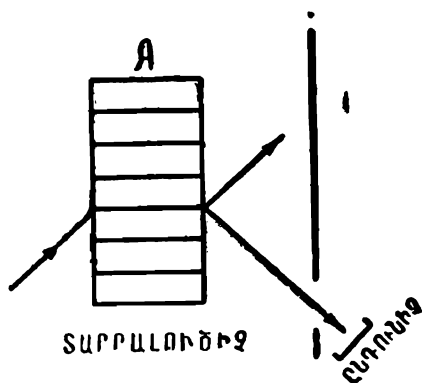
Ռենտգենյան ճառագայթները սպեկտրի կարելի է վերածել նաև այնպիսի բյուրեղով, որի անդրադարձնող հարթություններն ուղղահայաց են անկման մակերևույթին (սիմետրիկ անցում), կամ էլ այնպիսի անկյուն են կազմում այդ մակերևույթի հետ, որ դիֆրակցված ճառագայթը բյուրեղից դուրս է գալիս ոչ թե անկման մակերևույթով, այլ հակառակ կողմից (ասիմետրիկ անցում):

Անդրադարձման կամ անցման եղանակի ընտրությունը գլխավորապես պայմանավորված է սպեկտրի վերածվող ճառագայթման ալիքի երկարությունների տիրույթից: Երկար ալիքների դեպքում մեծ կլանման պատճառով անցման եղանակով սպեկտրի վերածել չի կարելի, պետք է աշխատել Բրեգի եղանակով, իսկ կարճ ալիքների դեպքում հակառակը՝ պետք է աշխատել անցման եղանակով: Կարճ ալիքների դեպքում, Բրեգի եղանակով աշխատելիս, բարակ բյուրեղ-անալիզատորից ցրումը թույլ կլինի՝ անդրադարձման ինտենսիվությունը փոքր կլինի: Հաստ անալիզատորով աշխատելիս, կարճալիքային ճառագայթումը խոր կթափանցի անալիզատորի բյուրեղի մեջ, և կլանումը խիստ կմեծանա:

Մենք այստեղ կքննարկենք սիմետրիկ անցումով սպեկտրի վերածման հարցը:

Սիմետրիկ անցումով սպեկտրի վերածման սխեման տրված է 92-րդ նկարում: Ա-ն բյուրեղ-տարրալուծիչն է, որի (hkl) անդրադարձնող հարթություններն ուղղահայաց են անկման մակերևույթին և գծագրի հարթությանը: Այս դեպքում, եթե չափազանց հաստ բյուրեղ ենք վերցնում, կետային աղբյուրի դեպքում կարելի է էկրանից չօգտվել՝ բյուրեղն ինքն է կատարում և՛ էկրանի, և՛ մոնոքրիստալի դեր: Ինչպես ցույց է տալիս դիսամիկ տեսությունը, բյուրեղի մյուս կողմից դուրս եկող փունջը լինում է նեղ, խիստ զուգահեռ և նույնիսկ բևեռացված: Հաստ բյուրեղի դեպքում դրանից անդրադառնում (դիֆրակցվում) են միայն Վուլֆ-Բրեգի պայմանին ճշգրիտ

բավարարող ալիքները, քանի որ անդրադարձման վիճակում գտնվողների կլանման գործակիցը անոմալ կերպով փոքր է լինում, իսկ ուղղությամբ նրանցից անգամ շնչին չափով տարբերվողներինը շատ մեծ է լինում, և վերջիններս կլանվում են: Բյուրեղի ներսում անդրադարձման վիճակում գտնվող ալիքների էներգիան հոսում է հարթություններով, և միայն ելքի մակերևույթի մոտ դաշ-



Նկ. 92. Հարթ բյուրեղով կառույցի եղանակով սպեկտրի վերածելը

տը ճեղքվում է անկման և դիֆրակցման ուղղություններով տարածվող դաշտերի: Բավականաչափ հաստ բյուրեղների դեպքում սպեկտրագրաֆի (սպեկտրամետրի) լուծող ուժը շատ մեծ է լինում, բայց լուսաուժը՝ շատ փոքր: Այդ պատճառով հաստ բյուրեղներից պետք է օգտվել հատուկ դեպքերում՝ սպեկտրային գծերի ստրուկտուրաների նույն հետազոտությունների ժամանակ: Այդ դեպքում գրանցումը պետք է կատարել իոնացման եղանակներով (սպեկտրամետր):

Համեմատաբար բարակ բյուրեղ-տարրալուծիչների դեպքում սպեկտրամետրի լուսաուժը մեծանում է, իսկ լուծող ուժը փոքրանում է: Բոլոր դեպքերում էլ անցման եղանակով աշխատելիս հարթ բյուրեղ-տարրալուծիչներով սպեկտրագրաֆների լուսաուժը փոքր է լինում, ինչպես նախորդ պարագրաֆում նկարագրված Բրեգի եղանակի դեպքում էր:

Հարթ բյուրեղով և անցման եղանակով աշխատող սպեկտրագրաֆները (սպեկտրամետրերը) պայմանավորվենք անվանել կառույցի սպեկտրագրաֆներ (սպեկտրամետրեր):

Կառույցի սպեկտրագրաֆներում (սպեկտրամետրերում) նույնպես

սպեկտր ստանալու համար անհրաժեշտ է բյուրեղը տատանել: Շատ հաստ բյուրեղ-անալիզատորների դեպքում անկման և անդրադարձման ուղղություններով բյուրեղից դուրս եկող փնջերը լիովին նույնն են ինչպես ինտենսիվությամբ ու ստրուկտուրայով, այնպես էլ փուլերով: Այդ պատճառով սպեկտր ստանալու համար կարելի է օգտվել նրանցից ցանկացածից, սակայն անկման ուղղությամբ տարածվող փնջին մոտ և նրան զուգահեռ տարածվում է անկման ուղղության շարունակությունը (սկզբնական փնջի շարունակությունը) կազմող կարճալիքային փունջը, որը կարող է ուժեղ սևացում առաջացնել թաղանթի վրա: Ուստի նպատակահարմար է անկման ուղղությամբ տարածվող փնջերը հատուկ էկրանի միջոցով կասեցնել, ինչպես այդ ցույց է տրված 92-րդ նկարում:

Բարակ բյուրեղների դեպքում անցման և անդրադարձման ուղղությամբ դուրս եկող փնջերը համանման չեն: Անցման ուղղությամբ տարածվում է նաև կարճալիքային՝ չդիֆրակցված ճառագայթումը, այնպես որ բարակ բյուրեղների դեպքում անցման ուղղությամբ տարածվող փունջն անպայման պետք է կասեցնել:

Իոնացման եղանակով գրանցման ժամանակ, ինչպես ասացինք վերևում, շատ հաստ բյուրեղների դեպքում դիֆրակցված ճառագայթը գրանցելիս կարելի է էկրանից չօգտվել, բայց բարակ բյուրեղներից օգտվելիս էկրանն անհրաժեշտ է թե՛ ընկնող, թե՛ դիֆրակցված փնջերի համար: Լաուեի սպեկտրագրաֆներում (սպեկտրամետրերում) նույնպես կարելի է օգտվել ասիմետրիկ անցումից, սակայն վերջինս չունի ոչ մի առավելություն սիմետրիկ անցման նկատմամբ, հակառակը՝ ասիմետրիկ անցման ժամանակ բյուրեղի ներսում առաջանում են էներգիայի հոսքի ճանապարհի կորացում և ավելորդ բարդություններ:

§ 2. ՍՊԵԿՏՐԻ ՎԵՐԱԾՄԱՆ ԾԿՎԱԾ ԲՅՈՒՐԵՂԻ ԵՂԱՆԱԿՆԵՐԸ

Լույսի փնջերն ուժեղացնելու համար օգտվում են ոսպնյակներից և գոգավոր հայելիներից: Սակայն ռենտգենյան ճառագայթների համար, բեկման ցուցչի մեկին մոտ լինելու պատճառով, այդ եղանակներից օգտվել հնարավոր չէ: Ռենտգենյան ճառագայթների ուղղությունները կարելի է էպես փոխել միայն ատոմային հարթություններից տեղի ունեցող անդրադարձումների միջոցով: Այդ պատճառով ռենտգենյան ճառագայթների ֆոկուսացման համար մշակված են ճկված բյուրեղների եղանակները, որոնք հնարավորություն են տալիս ատոմային հարթությունների տարբեր կետերից անդրադարձած ճառագայթները հավաքել մի կետում կամ փոքրիկ տիրույթում, այսինքն՝ ֆոկուսացնել և ստանալ ուժեղացում:

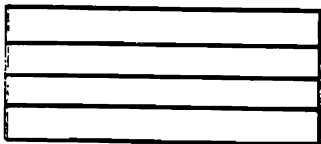
ձկված բյուրեղների եղանակները նույնպես կարելի է բաժանել երկու հիմնական խմբի՝ ձկված բյուրեղից անդրադարձումով և անցումով ֆոկուսացման եղանակներ:

1. ՌԵՏՐՈՐԱԿՏԱՆ ԺԱՌԱԳԱՅՔՆԵՐԻ ՖՈԿՈՒՍԱՅՈՒՄԸ ԺԿԱԾ ԲՅՈՒՐԵՂԻ ԱՏՈՄԱՅԻՆ ՀԱՐԹՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻՑ ԲՐԵԳՅԱՆ ԱՆԴՐԱԴԱՐՁՈՒՄՆԵՐԻ ՄԻՋՈՑՈՎ

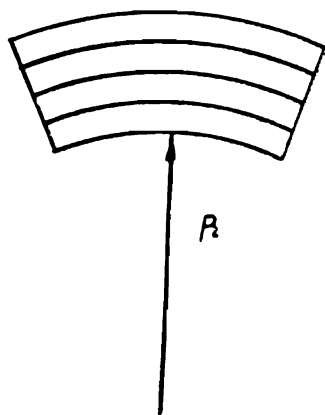
Ինչպես հարթ, այնպես էլ ձկված բյուրեղի դեպքում անդրադարձումն օգտագործվում է երկար ալիքների ֆոկուսացման ժամանակ: Զկված բյուրեղի ատոմային հարթություններից կատարվող բրեգյան անդրադարձման միջոցով ֆոկուսացման եղանակներից հիշատակման արժանի են երեքը՝ Իոհանի, Իոհանսոնի և Իոհան-Պրոտոպպովի, որոնց նկարագրմանն էլ նվիրված է § 2-ի այս մասը:

ա. Իոհանի եղանակը

Ենթադրենք ունենք մի հարթ բյուրեղ, որի անդրադարձնող հարթությունները զուգահեռ են նրա անկման մակերևույթին (նկ. 93ա), և այդ բյուրեղը ճկում ենք՝ տալով R շառավղով շրջանային զլանի ձև, որի ծնիչներին ուղղահայաց կտրվածքը ցույց է տրված 93 բ նկարում: R-ը նրա ներքին մակերևույթի շառավիղն է: Ծրկման բազմաթիվ եղանակներ կան, բայց մենք այդ հարցի քննարկմամբ այստեղ չենք զբաղվելու:



ա



բ

Նկ. 93. Իոհանի եղանակի համար բյուրեղի պատրաստումը ա) հարթ բյուրեղ, որի անդրադարձնող հարթությունները զուգահեռ են մակերևույթին:

բ) R շառավղով ձկված բյուրեղ:

Կարելի է ցույց տալ, որ եթե ունենալնյան ճառագայթների կետային F աղբյուրը տեղավորենք մի $r = \frac{R}{2}$ շառավղով շրջանագծի վրա և այդ շրջանագծի վրա տեղավորենք նաև R շառավղով ճրկված մեր բյուրեղը այնպես, որ նրա ներքին զլանային մակերևույթը շոշափի շրջանագիծը (նկ. 94), ապա բյուրեղի ձկված մակերև-

վույթի տարբեր կետերից անդրադարձած ճառագայթները կհավաքվեն շրջանագծի մյուս կողմում (F-ի դիմաց) մի F₁ կետում/ավելի ճիշտ՝ F₁-ի շրջակայքում՝ մի փոքրիկ տիրույթում:

Իրոք, եթե F աղբյուրը շրջանագծով այնպես տեղափոխենք, որ FA ճառագայթը գտնվի անդրադարձման վիճակում, ապա անդրադարձած F₁A ճառագայթը շրջանագիծը կհատի F₁ կետում և համարյա այդ կետում էլ կհատվեն BC աղեղի մնացած կետերից անդրադարձած ճառագայթները (94-րդ նկարում ցույց է տրված ճառագայթների ընթացքը հորիզոնական հարթության մեջ): A կետը գտնվում է աղեղի կենտրոնում, բյուրեղի վրա (նկ. 95):

Այդ ֆոկուսացման պատճառով տեղի կունենա անդրադարձած փնջի ինտենսիվության ուժեղացում: Փորձով ապացուցված է, որ ճկված բյուրեղով սպեկտրագրաֆի լուսատուժը մոտ 50—70 անգամ ավելի մեծ է, քան հարթ բյուրեղով սպեկտրագրաֆինը:

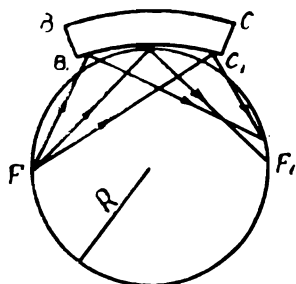
Եթե Բրեգի սպեկտրագրաֆի ֆոկուսացումը տարաժամանակյա է՝ անդրադարձած ճառագայթները բյուրեղի տարբեր կետերում նրա տարբեր դիրքերի ժամանակ են առաջանում (տարբեր պահերին), ապա ճկված բյուրեղի՝ այստեղ նկարագրված եղանակի դեպքում ֆոկուսացումը միաժամանակյա է: Բյուրեղի բոլոր կետերը միաժամանակ գտնվում են անդրադարձման վիճակում, և անդրադարձած ճառագայթները բոլորը միաժամանակ հասնում են F₁ կետը: Այդ է պատճառը, որ անդրադարձած փնջի ինտենսիվության մեծ ուժեղացում է առաջանում: Ճկված բյուրեղի այս եղանակը առաջին անգամ մշակել է Իոհանը և կոչվում է նրա անունով:

Շրջանագիծը, որի վրա տեղավորվում են ունետգենյան ճառագայթների կետային աղբյուրն ու բյուրեղ-տարրալուծիչը, և որի վրա ֆոկուսանում են (հավաքվում են) անդրադարձած ճառագայթները, կոչվում է ֆոկալ (ֆոկուսացման) շրջանագիծ, իսկ շրջանը կոչվում է Ռոլանդի շրջան:

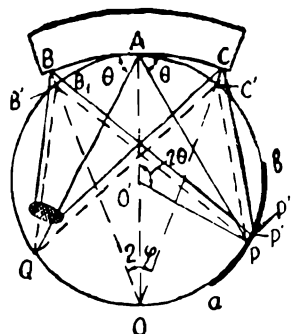
Մենք խոսեցինք կետային աղբյուրը ֆոկուսացման շրջանի վրա տեղավորելու մասին, բայց կարելի է նաև վերջավոր չափերով աղբյուրը տեղավորել Ռոլանդի շրջանի ներսում, ինչպես այդ ցույց է տրված 95-րդ նկարում: Քանի որ կետային աղբյուր գործնականում ստեղծել համարյա թե հնարավոր չէ, այդ պատճառով էլ փաստորեն, գրեթե միշտ, աղբյուրը տեղավորում են շրջանի ներսում:

Ֆոկուսացման Իոհանի եղանակը կետային ֆոկուս չի տալիս, սպեկտրային գիծը F₁ կետի շրջակայքում ունենում է վերջավոր լայնություն, ըստ որում, այն այնքան ավելի մեծ է լինում, որքան մեծ է լինում բյուրեղի BC երկարությունը: Իրոք, ինչպես աբդեն ասացինք, բյուրեղի և միաժամանակ ֆոկալ շրջանագծի վրա գտնվող A

կետից անդրադարձած ճառագայթը այդ շրջանագիծը հատում է P կետում: Այդ ճառագայթը անկման A կետի AO նորմալի հետ կազմում է PAO անկյուն, որը հենվում է OaP աղեղի վրա և հավասար է $(\pi/2 - \theta)$ -ի, որտեղ θ -ն Վուլֆ-Բրեգի անկյունն է: Եթե ճառագայթն անդրադառնար ֆոկոսացման շրջանագծի վրա գտնվող B' կետից, դարձյալ θ անկյան տակ, ապա այն ֆոկոսացման շրջանագիծը կհատեր նույն P կետում, և մենք կունենայինք կետային ֆոկու-



Նկ. 94. Ճառագայթների ընթացքը իոհանի սպեկտրադրաֆում



Նկ. 95. Իոհանի սպեկտրադրաֆի գիսպերսիայի հաշվման համար

սացում: Իրոք, $\angle OB'P = \angle OAP$, որովհետև երկուսի գագաթներն էլ գտնվում են ֆոկոսացման շրջանագծի վրա, երկուսն էլ հենվում են միևնույն OaP աղեղի վրա ու չափվում են այդ աղեղի կեսով: Սակայն իրականում անդրադարձումը կատարվում է բյուրեղի վրա գտնվող B կետից և $\angle OB'P = \theta$: Քանի որ $\angle OB'P = \angle OBP' = \theta$ և դրանցից երկրորդը չափվում է Oap'—B'B₁ աղեղների տարբերության կեսով, իսկ մյուսը՝ OaP աղեղի կեսով, ապա պարզ է, որ $\angle Oap' > \angle OaP$ և դրանց տարբերությունը հավասար է $\angle B_1B'$ -ին: Նույն բանը կարելի է ասել նաև C կետից անդրադարձող ճառագայթի մասին: C կետից անդրադարձած ճառագայթը ֆոկոսային շրջանագիծը կհատի P'' կետում և դժվար չէ համոզվել այն բանում, որ $\angle PP'' > \angle PP'$: Իրոք, դա հասկանալի կլինի, եթե նկատի ունենանք այն հանգամանքը, որ շրջանագիծը հատող երկու իրար զուգահեռ և իրարից որոշակի հեռավորության վրա գտնվող ուղիղների միջև գտնվող այդ շրջանագծից հատված աղեղները այնքան ավելի երկար կլինեն, որքան այդ ուղիղները շրջանագծի կենտրոնից ավելի մեծ հեռավորության վրա անցնեն (իհարկե, շառավղից ոչ մեծ):

95-րդ նկարից երևում է, որ $BP' \parallel B'P$ և $CP'' \parallel C'P$, բացի դրանից, BP' -ը $B'P$ -ից և CP'' -ը $C'P$ -ից գտնվում են միևնույն հեռա-

վորության վրա, սակայն BP' և $B'P$ զույգը կենտրոնից ավելի փոքրը հեռավորության վրա է անցնում, քան $C'P$ և CP'' զույգը, այսինքն՝ PP'' աղեղը մեծ է PP' աղեղից: Հետևապես P կետը սահմանափակում է սպեկտրային գիծը մեծ անկյունների կողմից, A կետից անդրադարձած ճառագայթից դեպի մեծ անկյունների կողմը ab ֆոտոթաղանթը հատող ճառագայթներ չկան: P' և P'' կետերն այնքան ավելի շատ կհեռանան P կետից (սպեկտրային գծի լայնությունը այնքան ավելի շատ կմեծանա), որքան B և C կետերը շատ հեռանան A կետից (որքան մեծ լինի բյուրեղի գործող մասի երկարությունը): Սակայն եթե գլանային անալիզատորի շառավիղը մեծ լինի, իսկ բյուրեղի գործող մասի երկարությունը՝ փոքր, սպեկտրային գծի PP'' լայնությունը կլինի շնչին, և ճկուն բյուրեղի ներքին մակերևութից անդրադարձած ամբողջ էներգիան կկուտակվի P կետին շատ մոտ շրջակայքում:

Սպեկտրային գծի (սպեկտրային սարքի պարամետրերի պատճառով առաջացած լայնությունը կոչվում է գործիքային լայնություն) գործիքային լայնության մեծացման նաև այլ պատճառներ կան, Թվարկենք այդ պատճառներն առանց քննարկելու:

Առաջին պատճառը, որի մասին արդեն խոսել ենք, ոչ ճշգրիտ (ոչ կետային) ֆոկուսացումն է: Բյուրեղից անդրադարձած ճառագայթների և ֆոկուսացման շրջանագծի հատման կետերը դասավորվում են այդ շրջանագծի մի $I_1 = PP''$ տեղամասում, որի երկարությունը (սպեկտրային գծի լայնությունը) որոշվում է հետևյալ բանաձևով՝

$$l_1 = \frac{R\varphi^2}{8} \operatorname{ctg}\theta, \quad (7.7)$$

որտեղ φ -ն բյուրեղ-անալիզատորի անկյունային երկարությունն է (տե՛ս նկար 95):

Երկրորդ պատճառը, որն առաջանում է լուսանկարչական գրանցման ժամանակ, ֆոտոթաղանթի հաստությունն է: Լուսանկարչական գրանցման ժամանակ թաղանթին նույնպես տալիս են գլանի ձև ($R/2$ շաղավղով) և դնում են ֆոկուսացման շրջանագծի վրա, ինչպես ցույց է տրված 95-րդ նկարում: Երբ ճառագայթները թեք են ընկնում, թաղանթի վրա առաջանում է սպեկտրային գծի հավելյալ I_2 լայնացում, որն արտահայտվում է

$$l_2 = t \cdot \operatorname{ctg}^4 \quad (7.8)$$

բանաձևով, որտեղ t -ն ֆոտոթաղանթի էմուլսիայի հաստությունն է:

Երրորդ պատճառը էկրանի ճեղքի բարձրությունն է: Իոհանի եղանակով ֆոկուսացումը կատարվում է հորիզոնական հարթության (գլանի ծնիչներին ուղղահայաց կտրվածքի) մեջ, իսկ դեպի վերև ու ներքև ընկնող փնջի մեջ գոյություն ունի տարամիտում: Այդ պատճառով առաջացած լրացուցիչ l_3 լայնացումն արտահայտվում է հետևյալ բանաձևով՝

$$l_3 = \frac{h^2}{8R} \operatorname{ctg} \theta, \quad (7.9)$$

որտեղ h -ը էկրանի ճեղքի բարձրությունն է:

Ամենից առաջ այստեղ պետք է նշել, որ (7.7)–(7.9) լայնությունները ադդիտիվ կերպով չէ, որ գումարվում են իրար, իսկ հետո, ինչպես երևում է այդ արտահայտություններից, բոլորն էլ համեմատական են $\operatorname{ctg} \theta$ -ին: Այդ նշանակում է, որ Վուլֆ-Բրեգի անկյան մեծացմամբ, ավելի ճիշտ՝ անդրադարձնող ճառագայթների և բյուրեղի մակերևույթի կազմած անկյան մեծացմամբ այդ բոլոր լայնությունները փոքրանում են:

Բացի դրանից, l_1 լայնությունը կարելի է փոքրացնել բյուրեղ-անալիզատորի երկարության, այսինքն՝ Φ -ի փոքրացմամբ: l_2 լայնությունը կարելի է փոքրացնել նաև ռենտգենյան թաղանթի է հաստությունը փոքրացնելով, որը կարելի է անել այսպես: Սովորաբար մեծ զգոնություն ստանալու համար ռենտգենյան թաղանթի էմուլսիան երկշերտանի են անում: Կարելի է ռենտգենագրամայի մշակումից հետո (լուսակայումից, հալտածումից և ամրապնդումից հետո) էմուլսիայի արտաքին շերտը հանել: Վերջապես l_3 լայնացումը փոքրացնելու համար, ինչպես այդ երևում է (7.9)-ից, անհրաժեշտ է հնարավորին չափ փոքրացնել ճեղքի h բարձրությունը:

Հասկանալի է, որ լրացուցիչ լայնացումներ և ոչ ցանկալի երեւույթներ առաջանում են նաև այն դեպքում, երբ սպեկտրագրաֆի երկրաչափությունը ճիշտ չի պահպանվում, երբ բյուրեղի մակերեւույթը ճիշտ գլանային չէ, իր տեղում (ֆոկուսացնող շրջանի վրա) ճիշտ չի դրված և այլն: Այդ բոլորից խուսափելուն շատ օգնում է բյուրեղ-տարրալուծիչի գործող մակերևույթի փոքրացումը, որն արվում է հատուկ էկրանի օգնությամբ, ինչպես ցույց է տրված 95-րդ նկարում:

Ճկված բյուրեղով սպեկտրագրաֆի գծային դիսպերսիան հաշվելու համար անհրաժեշտ է օգտվել բյուրեղի կենտրոնից սպեկտրային գծի ունեցած (աղեղով հաշված) $\Delta \alpha$ հեռավորության և դրան համապատասխանող կենտրոնական անկյան միջև գոյություն ունեցող $L = 2r\theta = R\theta$ կապից, որտեղից կստանանք՝

$$D_L = \frac{|\Delta L|}{|\Delta \lambda|} = R \frac{|\Delta \theta|}{|\Delta \lambda|} = \frac{R_m'}{2d \cos \theta} = \frac{R}{\lambda} \operatorname{tg} \theta, \quad (7.10)$$

$$D_L' = \frac{|\Delta \lambda|}{|\Delta L|} = \frac{\lambda}{R} \operatorname{ctg} \theta, \quad (7.11)$$

Ինչպես երևում է (7.10)-ից և (7.11)-ից, գծային դիսպերսիան մեծանում, իսկ գծային հակադարձ դիսպերսիան փոքրանում է նույնպես θ անկյան մեծացմամբ:

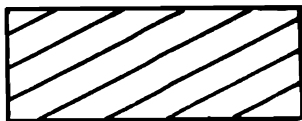
Հետաքրքիր է այստեղ նշել, որ Բրեգի սպեկտրագրաֆի գծային դիսպերսիան հավասար է Իոհանի սպեկտրագրաֆի դիսպերսիային: Այդ բանում համոզվելու համար (7.5)-ը և (7.10)-ը իրար հետ համեմատելիս պետք է հիշել, որ (7.10)-ի մեջ R -ը բյուրեղի գլանային մակերևույթի շառավիղն է, որը երկու անգամ մեծ է ֆոկուսացման շրջանագծի շառավղից ($R=2r$), իսկ (7.5)-ի մեջ մտնող R -ը ֆոկուսացման շրջանագծի շառավիղն է: Չնայած դրան, (7.7) լայնացման պատճառով, Իոհանի սպեկտրագրաֆի լուծող ուժը ստացվում է ավելի փոքր, քան Բրեգինը (Բրեգի սպեկտրագրաֆի մեջ ֆոկուսացումը կետային է), իսկ լուսաուժը ստաջինինը շատ ավելի մեծ է, քան երկրորդինը:

բ. Իոհան-Պրոտոպոպովի եղանակը

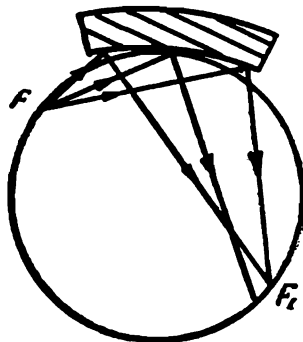
Իոհանի եղանակը նկարագրելիս ցույց տվեցինք, որ սպեկտրային գծի բոլոր երեք տեսակի լայնացումներն էլ համեմատական են $\operatorname{ctg} \theta$ -ին, այսինքն՝ բյուրեղի կենտրոնական A կետից անդրադարձած ճառագայթի և այդ կետով բյուրեղի ներքին մակերևույթին տարած շոշափողի միջև կազմված θ անկյունը մեծացնելիս հիշյալ լայնացումները փոքրանում են:

Ուրեմն, ճկված բյուրեղով սպեկտրագրաֆի լուծող ուժը մեծացնելու համար անհրաժեշտ է մեծացնել անդրադարձած ճառագայթների կազմած անկյունը բյուրեղի մակերևույթի հետ: Այդ անկյունը Իոհանի եղանակի դեպքում (սիմետրիկ անդրադարձման դեպքում) համընկնում է Վուլֆ-Բրեգի անկյան հետ, հետևապես ճառագայթումը այդ եղանակով սպեկտրի վերածելիս, լուծող ուժը մեծացնելու նպատակով պետք է մեծացնել Վուլֆ-Բրեգի անկյունը: Վուլֆ-Բրեգի անկյունը մեծացնել կարելի է կա՛մ անդրադարձման կարգը մեծացնելով, կա՛մ փոքր միջհարթությունային հեռավորություն ունեցող հարթությունների ընտանիքից օգտվելով: Սակայն անդրադարձման կարգի մեծացումը փոքրանում է անդրադարձման ինտենսիվությունը ատոմային ֆակտորի փոքրացման պատ-

ճառով, իսկ ցանկացած միջհարթությունային հեռավորությամբ հարթությունների ընտանիքի ընտրության մեջ մենք ազատ չենք: Ուժեղ անդրադարձնող հարթությունների ընտանիքների թիվը և որպես բյուրեղ-անալիզատոր օգտագործվող բյուրեղների թիվը խիստ սահմանափակ են:



Նկ. 96. Թեք հարթություններով բյուրեղ Իոհան-Պրոտոպուպովի սպեկտրագրաֆի համար



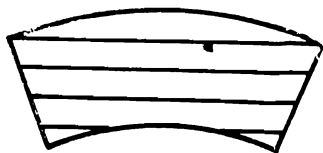
Նկ. 97. Ճառագայթների ընթացքը Իոհան-Պրոտոպուպովի սպեկտրագրաֆի մեջ

Բանից պարզվում է, որ այդ դժվարությունը կարելի է շրջանցել, եթե օգտվենք ասիմետրիկ անդրադարձումից: Պրոտոպուպովն առաջարկել է բյուրեղը կտրել այնպես, որ անդրադարձնող հարթությունները ոչ թե անկման մակերևույթին լինեն զուգահեռ, այլ նրա հետ կազմեն որոշ α անկյուն, ինչպես այդ ցույց է տրված 96-րդ նկարում: Զկելուց հետո այդ բյուրեղը կընդունի 97-րդ նկարում ցույց տրված տեսքը: Ինչպես երևում է վերջին նկարում ցույց տրված ճառագայթների ընթացքից, ընկնող ճառագայթը բյուրեղի մակերևույթի հետ կազմում է $\theta - \alpha$ անկյուն, իսկ անդրադարձածը՝ $\theta + \alpha$ անկյուն, և ամբողջ սպեկտրը $R/2$ շառավղով շրջանի (Ռուլանդի շրջան) կենտրոնի շուրջը պտտվում է 2α անկյունով: Դժվար չէ համոզվել, որ եթե $(\theta + \alpha)$ -ն մոտ լինի $\pi/2$ -ին, լայնացումը կլինի շնչին, և լուծող ուժն էլ կլինի շատ մեծ:

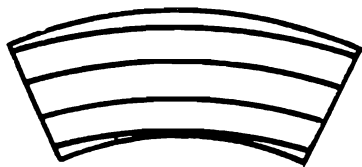
գ. Իոհանսոնի եղանակը

Իոհանի եղանակի առավելությունը՝ նրա մեծ լուսաուժը սպեկտրային գծերի ստրուկտուրային նուրբ հետազոտությունների ժամանակ կորցնում է իր նշանակությունը, որովհետև այդպիսի հետազոտությունների ժամանակ պահանջվում է մեծ լուծող ուժ, սակայն Իոհանի սպեկտրագրաֆի ֆոկուսացումը կետային չէ, և լուծող ուժը փոքր է:

Իոհանսոնը սրամտորեն կարողացավ, պահպանելով Իոհանի եղանակի մեծ լուսաուժը, մեծացնել նաև լուծող ուժը. նա ճկված բյուրեղով ստացավ կետային ֆոկոսացում: Սկզբում շճկված բյուրեղին հղկման միջոցով տալիս է R շառավղով գլանային մակերեվույթի ձև, ինչպես այդ ցույց է տրված 98-րդ նկարում: Այդ գլանային բյուրեղի ատոմական հարթությունները չեն ճկված՝ հարթ են, իսկ մակերևույթներն ունեն շրջանային գլանի ձև, արտաքինը՝



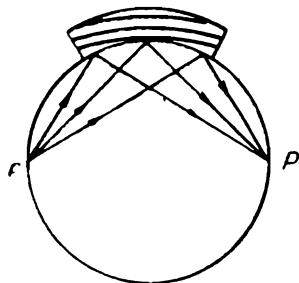
Նկ. 98. Իոհանսոնի սպեկտրա-գրաֆի համար հղկված բյուրեղ



Նկ. 99. Իոհանսոնի սպեկտրա-գրաֆի համար ճկված բյուրեղ

$R+t$, իսկ ներքինը՝ R շառավղիներով, որտեղ t -ն բյուրեղի հաստությունն է: Դրանից հետո այդ գլանային բյուրեղը ճկում են, տալով նրան $R/2$ ներքին շառավղով գլանի ձև: Այդ դեպքում արդեն անդրադարձնող հարթությունները նույնպես ճկվում են և ընդունում R շառավղով գլանի տեսք, իսկ մյուսների շառավղիներն աճում են R -ից մինչև $R+t$: Այսպիսով, մակերևույթների շառավղիները երկու անգամ փոքր են հարթությունների շառավղիներից (նկ. 99):

Եթե այժմ կառուցենք Իոհանսոնի բյուրեղ-տարրալուծիչի ֆոկոսացման շրջանագիծը, ապա այդ բյուրեղը իր ներքին մակերևույթով ճշգրիտ կերպով կհամընկնի նրա հետ (նկ. 100): Դժվար չէ համոզվել, որ բյուրեղ-տարրալուծիչի ներքին մակերևույթի բոլոր կետերից անդրադարձած ճառագայթները կհավաքվեն ֆոկոսային շրջանագծի մի P կետում, այսինքն՝ կունենանք կետային ֆոկոսացում, անկախ բյուրեղի երկարությունից: Թվում է, թե այդ բանը հնարավորություն կտա ցանկացած չափով երկարացնել բյուրեղ-տարրալուծիչը և ցանկացած չափով մեծացնել սպեկտրագրաֆի լուսաուժը: Սակայն կարելի է ցույց տալ, որ ինչպես Իոհանի, այնպես էլ Իոհանսոնի սպեկտրագրաֆում սպեկտրային գծերի գործիքային լայնությունը կախված է բյուրեղ-տարրալուծիչի գործող մասի երկարությունից և ճառագայթների՝ բյուրեղի



Նկ. 100. Ճառագայթների ընթացքը Իոհանսոնի սպեկտրագրաֆում

է, թե այդ բանը հնարավորություն կտա ցանկացած չափով երկարացնել բյուրեղ-տարրալուծիչը և ցանկացած չափով մեծացնել սպեկտրագրաֆի լուսաուժը: Սակայն կարելի է ցույց տալ, որ ինչպես Իոհանի, այնպես էլ Իոհանսոնի սպեկտրագրաֆում սպեկտրային գծերի գործիքային լայնությունը կախված է բյուրեղ-տարրալուծիչի գործող մասի երկարությունից և ճառագայթների՝ բյուրեղի

մեջ թափանցելու խորությունից: Իրոք, կետային ֆոկուսացում ստացվում է միայն տարրալուծիչի անմիջապես մակերևույթի վրա գտնվող կետերից անդրադարձած ճառագայթների համար, այն չորջանագծի մի P կետում, որի վրա գտնվում են կետային աղբյուրը և բյուրեղի ներքին մակերևույթը, հաջորդ շերտերի համար այդ պայմանը չի բավարարվում՝ անդրադարձնող շերտը կգտնվի $R/2 + \Delta R$ շառավղով գլանի վրա, իսկ աղբյուրն ու ֆոտոթաղանթը՝ $R/2$ շառավղով գլանի վրա, և այդ պատճառով կետային ֆոկուսացում չի ստացվում: Այսպիսով, տարբեր շերտերից անդրադարձումները կֆոկուսանան տարբեր լայնության տիրույթներում, որոնք մեծանում են առաջին շերտից այդ անդրադարձող շերտի ունեցած հեռավորության և իր երկարության մեծացմամբ:

Ուրեմն, Իոհանսոնի եղանակի դեպքում նույնպես ֆոկուսացմամբ պայմանավորված լայնությունը կախված է բյուրեղ-տարրալուծիչի երկարությունից՝ երկարության մեծացմամբ այն մեծանում է: Մակայն այս դեպքում ֆոկուսացման տիրույթի լայնությունը ըզգալիորեն փոքր է Իոհանի եղանակով ֆոկուսացման տիրույթի լայնությունից:

Իոհանսոնի եղանակի դեպքում ճեղքի լայնությամբ և ֆոտոթաղանթի հաստությամբ պայմանավորված լայնությունները (սպեկտրային զծի) նույնն են:

Որպես Իոհանսոնի եղանակի թերություն պետք է նշել բյուրեղ-տարրալուծիչի պատրաստման բարդությունը (նախնական հղկումը և հետագա ձկումը):

Իոհանսոնի եղանակի դեպքում նույնպես կարելի է օգտվել ասիմետրիկ անդրադարձումից և փոքրացնելով լայնացումները՝ մեծացնել լուսաուժը:

Այսպիսով, մեծ լուսաուժով և մեծ լուծող ուժով սպեկտրադրաֆ կունենանք, եթե օգտագործենք Իոհանսոնի եղանակը և ասիմետրիկ անդրադարձումները:

II. ՌԵՆՏԳԵՆԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ՖՈԿՈՒՍԱՑՈՒՄԸ ԲՅՈՒՐԵՂԻ ՀԱՐԹՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻՑ ՏԵՂԻ ՈՒՆԵՑՈՂ ԼԱՌԻՆ ԱՆԴՐԱԳԱՐՁՈՒՄՆԵՐԻ ՄԻՋՈՑՈՎ

Արդեն նշել ենք, որ կարճ ալիքների դեպքում սպեկտրի վերածման համար պետք է օգտվել ատոմական հարթություններից տեղի ունեցող կառուցված անդրադարձումներից:

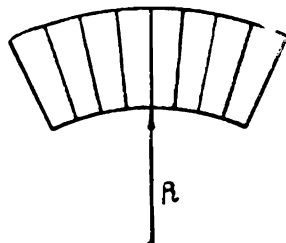
Ճկված բյուրեղների դեպքում կառուցված անցումներով սպեկտրի վերածման եղանակներից հարկ ենք համարում կանգ լառնել Կոշուայի, Կոշուա-Պրոտոպոպովի, Կոշուա-Իոհանսոնի և Դյու-Մոնդի-եղանակների վրա:

1. Կոշուայի եղանակը

Անդրադարձած ունեւոգենյան կարճալիքային ճառագայթները ֆոկուսացնելու համար Կոշուան առաջարկել է մի եղանակ, որի էությունը հետևյալն է. բյուրեղը կտրում են այնպես, որ անդրադարձնող հարթութիւնները լինեն ուղղահայաց անկման մակերե-

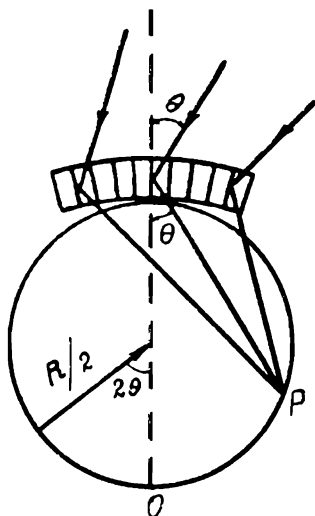


Նկ. 101. Կոշուայի սպեկտրա-
գրաֆի համար հղկված բյուրեղ



Նկ. 102. Կոշուայի սպեկտրա-
գրաֆի համար ճկված բյուրեղ

վույթին, ինչպես այդ ցույց է տրված 101-րդ նկարում: Այդ հարթ բյուրեղը ձկում են՝ տալով նրան R ներքին շառավղով գլանի ձև: Անդրադարձնող հարթութիւնները բյուրեղի արտաքին մասում իրարից հեռանում են, իսկ ներքին մասում մոտենում են իրար (հովհարի թերթիկների ձևով), և նրանց շարունակութիւնները հասնում են R շառավղով շրջանի կենտրոնում (նկ. 102): Եթե այդ ձկված բյուրեղը տեղավորենք այնպես, որ նա իր ներքին մակերևութի կենտրոնական A կետով շոշափի ֆոկուսացման շրջանագիծը, ապա դրսից ընկնող ճառագայթները բյուրեղի ատոմական հարթութիւններից կառն անդրադարձման ենթարկվելով կհավաքվեն (կֆոկուսանան) ֆոկուսացման շրջանի P կետում (շրջակայքում), ինչպես ցույց է տրված 103-րդ նկարում: Սակայն այս դեպքում ևս ֆոկուսացումը կետային չէ, որովհետև բյուրեղի մակերևութը չի համընկել ֆոկուսացման շրջանագծին:



Նկ. 103. ճառագայթների
ընթացքը Կոշուայի
սպեկտրագրաֆում

Կոշուայի եղանակով ֆոկուսացնելիս, որովհետև անդրադարձնող հարթութիւններն իրար զուգահեռ չեն, աղբյուրը պետք է մեծ

չափեր ունենա՝ պետք է ձգված լինի բյուրեղի երկայնքով և թեքված Վուլֆ-Քրեգի անկյունով: Աղբյուրի յուրաքանչյուր կետից դուրս եկած ճառագայթներից միայն մեկը կարող է գտնվել անդրադարձման վիճակում, ուստի, որպեսզի բյուրեղ-տարրալուծիչը ամբողջ երկայնքով գտնվի անդրադարձման վիճակում, անհրաժեշտ է, որ ռենտգենյան ճառագայթների աղբյուրը համապատասխանաբար մեծ չափեր ունենա:

Այս դեպքում սպեկտրային գծերի հեռավորությունը հարմար է հաշվել բյուրեղի գլանային մակերևույթի շրջանային կտրվածքի Օ կենտրոնից, որի համար, օգտվելով 103-րդ նկարից, կստանանք՝ $OP=L=2\theta$. $R/2=R\theta$, որտեղ q ծային և հակադարձ q ծային դիսպերսիաների համար համապատասխանաբար կստանանք

$$D_L = \frac{|\Delta L|}{|\Delta \lambda|} = \frac{R |\Delta \theta|}{|\Delta \lambda|} = \frac{R}{\lambda} \operatorname{tg} \theta, \quad (7.12)$$

$$D_L' = \frac{|\Delta \lambda|}{|\Delta L|} = \frac{\lambda}{R} \operatorname{ctg} \theta \quad (7.13)$$

արտահայտությունները, որոնք ճշգրիտ կերպով համընկնում են (7.10) և (7.11) արտահայտություններին, միայն այն տարբերություններով, որ (7.12) և (7.13) բանաձևերի մեջ θ -ն անդրադարձնող հարթության ու անդրադարձած ճառագայթի միջև կազմված անկյունն է, իսկ (7.10)-ի և (7.11)-ի մեջ θ -ն բյուրեղի մակերևույթի ու անդրադարձած ճառագայթի միջև կազմված անկյունն է, որը միայն մասնավոր դեպքում (սիմետրիկ անդրադարձում) կլինի անդրադարձնող հարթության և անդրադարձած ճառագայթների միջև կազմված անկյուն:

Հայնացումները Կոշուայի եղանակի դեպքում արտահայտվում են այսպես.

1. ոչ ճշգրիտ ֆոկուսացման հետևանքով՝

$$\omega_1 = \frac{1}{2} \left(\frac{R\varphi^2}{4} + t_1 \right) \operatorname{tg} \theta, \quad (7.14)$$

2. ֆոտոթաղանթի հաստությունը պայմանավորված՝

$$\omega_2 = t_2 \operatorname{tg} \theta, \quad (7.15)$$

3. ճեղքի բարձրությամբ պայմանավորված՝

$$\omega_3 = \frac{h^2}{8R} \operatorname{tg} \theta, \quad (7.16)$$

որտեղ t_1 -ը բյուրեղի հաստությունն է:

Հետաքրքիր է, որ Կոշուայի եղանակի գծային դիսպերսիան համեմատական է էջթ-ին, և Վուլֆ-Բրեգի անկյան մեծացմամբ մեծանում է նաև (7.12) դիսպերսիան, մյուս կողմից՝ (7.14)–(7.16) լայնացումները նույնպես համեմատական են էջթ-ին, և ֆոկուսացումը վատանում է թ անկյան մեծացմամբ:

Այսպիսով, հանգում ենք մի կարևոր եզրակացության:

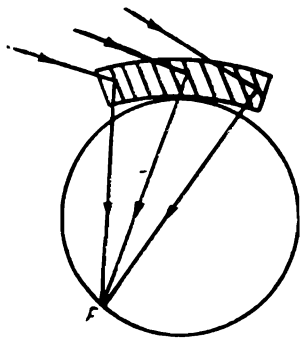
Կոշուայի եղանակով ռենտգենյան ճառագայթումը չի կարելի վերածել սպեկտրի շատ փոքր անկյունների տակ, քանի որ այդ դեպքում շատ կփոքրանա սպեկտրագրաֆի գծային դիսպերսիան, իսկ մյուս կողմից՝ չի կարելի սպեկտրի վերածել մեծ անկյունների տակ, որովհետև այդ դեպքում շատ կմեծանան (7.14)–(7.16) լայնությունները:

Ինչպես երևում է (7.14) բանաձևից, ոչ ճշգրիտ ֆոկուսացմամբ պայմանավորված լայնության մեջ մտնում է նաև բյուրեղի հաստությունը, և դա հասկանալի է, որովհետև ճառագայթներն անցնում են բյուրեղի ամբողջ հաստությամբ: Եթե Կոշուայի եղանակով գլանաձև բյուրեղը բաժանենք համակենտրոն գլանային շերտերի, ապա պարզ է, որ առաջին շերտից (ֆոկուսացման շրջանագծին շոշափող) անդրադարձած ճառագայթների ֆոկուսի լայնությունը ավելի փոքր կլինի, քան մյուս շերտերից անդրադարձածների՝ քանի շերտը հեռանում է ֆոկուսացման շրջանից, այնքան նրանից անդրադարձած ճառագայթների ֆոկուսի լայնությունը մեծանում է: Այլ կերպ ասած՝ բյուրեղի հաստության մեծացմամբ մեծանում է սպեկտրային գծի լայնությունը:

Խիստ ասած, բյուրեղի հաստությամբ պայմանավորված էֆեկտը տեղի ունի ինչպես Բրեգի, այնպես էլ Իոհանի և Իոհանսոնի սպեկտրագրաֆներում, բայց այդ ապաֆոկուսացումը գնահատելիս այն հաշվի չի առնված, որը չէր կարելի անտեսել: Իրոք, ճառագայթները ոչ միայն բյուրեղի մակերևույթից են անդրադառնում, այլ որոշ չափով խորասուզվում են բյուրեղ-տարրալուծիչի մեջ, որը համարժեք է այն բանին, որ անդրադարձումը կատարվում է որոշ հաստությամբ բյուրեղի կողմից: Այդ հաստության տարբեր շերտերը տարբեր լայնացում կտան, և ընդհանուր լայնացումն ավելի մեծ կլինի, քան միայն մակերևույթից անդրադարձած ճառագայթների ֆոկուսի լայնությունը: Իհարկե, հաստության նշված էֆեկտը Կոշուայի սպեկտրագրաֆի մեջ ավելի մեծ է, քան միայն մակերևույթից անդրադարձած ճառագայթների ֆոկուսի լայնությունը: Հաստության նշված էֆեկտը Կոշուայի սպեկտրագրաֆի մեջ ավելի մեծ է, քան Բրեգի, Իոհանսոնի և Իոհանի սպեկտրագրաֆներում:

2. Կոշուա-պրոտոպոպովի եղանակը

Ասիմետրիկ լաուե անդրադարձումներից կարելի է օգտվել նաև Կոշուայի եղանակով ունեցնյալ ճառագայթումը սպեկտրի վերածելիս: Եթե անդրադարձնող հարթությունները բյուրեղի մակերևույթի հետ կազմում են $\pi/2$ -ից փոքր անկյուն, սակայն ոչ այնքան փոքր, որ անդրադարձած ճառագայթը անկման մակերևույթից դուրս գա, կարելի է աշխատել դարձյալ Կոշուայի եղանակով: Այս-



Նկ. 104. Ճառագայթների ընթացքը Կոշուա-Պրոտոպովի տիպի սպեկտրա-գրաֆներում

տեղ կարող է լինել երկու դեպք, երբ ընկնող ճառագայթը բյուրեղի անկման մակերևույթի նորմալի հետ կազմում է $\theta + \alpha$ անկյուն, իսկ անդրադարձած ճառագայթը, որը դուրս է գալիս բյուրեղի մյուս երեսից՝ $\alpha - \theta$ անկյուն և հակառակը (նկ. 104): Առաջին դեպքում ամբողջ սպեկտրը պտտվում է α անկյունով դեպի ձախ, երկրորդ դեպքում՝ դեպի աջ: α -ն անդրադարձնող հարթությունների և մակերևույթի նորմալի միջև կազմված անկյունն է:

Ըստ երևույթին ասիմետրիկ անդրադարձման եղանակը Կոշուայի ֆոկուսացման դեպքում այնքան էլ էֆեկտիվ չէ, որովհետև Կոշուայի սպեկտրագրաֆում շատ մեծ և շատ փոքր անկյունների տակ չի կարելի աշխատել, իսկ ասիմետրիկ անցումներից օգտվում են հենց անդրադարձման մակերևույթի հետ (այն մակերևույթի, որից դուրս են գալիս անդրադարձած ճառագայթները) ճառագայթների կազմած անկյունը շատ մեծացնելու կամ շատ փոքրացնելու նպատակով:

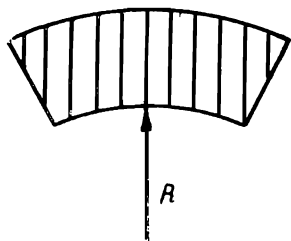
Հավանական է, որ Կոշուա-Պրոտոպովի եղանակից կարելի է օգտվել միայն Վուլֆ-Բրեգի շատ մեծ և շատ փոքր անկյունների հատուկ դեպքերում:

Իրոք, եթե Վուլֆ-Բրեգի անկյունը շատ փոքր է, համաձայն (7.14)–(7.16)-ի, ֆոկուսացման պայմանները կլավանան, բայց համաձայն (7.12)-ի՝ գծային դիսպերսիան կփոքրանա, այդ պատճառով պետք է օգտվել ասիմետրիկ լաուե անդրադարձումներից և մեծացնել անդրադարձած ճառագայթների ու մակերևույթի նորմալի միջև կազմված անկյունը: Իսկ եթե Վուլֆ-Բրեգի անկյունը շատ մեծ է, ապա այդ պայմանները ցույց են տալիս նաև, որ ֆոկուսացման պայմանները վատանում են՝ գծերը լայնանում են:

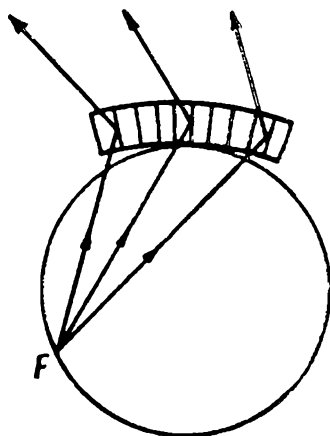
չնայած գծային դիսպերսիան մեծանում է: Հետևապես, այս դեպքում էլ պետք է օգտվել ասիմետրիկ կառուցանողական միջոցներից՝ անդրադարձած ճառագայթների և բյուրեղի մակերևույթի նորմալներին միջև կազմված անկյունը փոքրացնելու նպատակով:

3. Կոշուա-Իոհանսոնի եղանակը

Ինչպես Իոհանսի, այնպես էլ Կոշուայի եղանակները անդրադարձած ճառագայթների ճշգրիտ (կետային) ֆոկուսացում չեն տալիս: Ընդգրիտ ֆոկուսացումներ չեն տալիս նաև նրանց պրոտոպոպովյան տարբերակները՝ չնայած վերջինները որոշ չափով լավացնում են ֆոկուսացման պայմանները: Այդ բոլոր սպեկտրազրաֆների մեջ սպեկտրային գծի ամենամեծ լայնացում ստացվում է ճեղքված բյուրեղի ներքին մակերևույթը ֆոկուսացման շրջանագծի հետ չհամընկնելու պատճառով. մակերևույթի շառավիղը երկու անգամ մեծ է ֆոկուսացման շրջանագծի շառավիղից: Իոհանսոնի եղանակը բյուրեղի ներքին մակերևույթի շեղումը ֆոկուսացման շրջանագծից վերացնում է, սակայն բյուրեղի հաստությունը պայմանավորված ապաֆոկուսացումը մնում է: Իհարկե, այդ շեղման վերաց-



Նկ. 105. Կոշուա-Իոհանսոնի եղանակի համար հղված բյուրեղ



Նկ. 106. Ծառագայթների ընթացքը Դյու-Մոնդի սպեկտրազրաֆում

ման պատճառով ֆոկուսացման պայմանները զգալիորեն լավանում են:

Կոշուայի սպեկտրազրաֆում նույնպես կարելի է օգտվել Իոհանսոնի տարբերակից: Սկզբում կտրվում է բյուրեղն այնպես, որ

անդրադարձնող հարթությունները լինեն անկման և ելքի մակերե-
վույթներին ուղղահայաց, իսկ հետո հղկման միջոցով մակերե-
վույթին կարելի է տալ R ներքին շառավղով շրջանային գլանի
տեսք, ինչպես ցույց է տրված 105-րդ նկարում: Այդ գլանային մա-
կերևույթով բյուրեղը ճկելով կարելի է դարձնել $R/2$ շառավղով
շրջանային գլան: Այդ գլանային բյուրեղը որպես տարրալուծիչ օգ-
տագործելիս նրա ներքին մակերևույթը կհամընկնի ֆոկուսացման
շրջանագծին, և ֆոկուսացման պայմանները կլավանան: Սակայն
Կոշուայի եղանակի Իոհանսոնի տարբերակը, ըստ երևույթին, այն-
քան էլ էֆեկտիվ չի կարող լինել, քանի որ այստեղ, ինչպես և Կո-
շուայի ձևով, բյուրեղի հաստությամբ պայմանավորված ապաֆո-
կուսացումը զգալի է և վերացնել հնարավոր չէ:

4. Դյու-Մոնդի եղանակը

Դյու-Մոնդն առաջարկել է օգտվել Լաուեի անդրադարձում-
ներից, բայց ռենտգենյան ճառագայթների կետային աղբյուրը տե-
ղավորել բյուրեղի գոգավոր կողմում՝ ֆոկուսացման շրջանագծի
վրա: Դյու-Մոնդի սպեկտրագրաֆի մեջ անդրադարձած ճառա-
գայթների ֆոկուսացման մասին խոսք լինել չի կարող (նկ. 106),
քանի որ վերջիններս, ենթարկվելով Լաուե անդրադարձման, իրա-
րից հեռանում են: Իմաստ չունեն Դյու-Մոնդի սպեկտրագրաֆի
Պրոտոպոպովի և Իոհանսոնի տարբերակները: Դյու-Մոնդի սպեկտ-
րագրաֆի ամենամեծ առավելությունը նրա լուսաուժի մեծու-
թյունն է: Իրոք, Կոշուայի սպեկտրագրաֆում աղբյուրի յուրաքան-
չյուր կետից բոլոր կողմերի վրա ճառագայթված ալիքներից միայն
մեկ ուղղությամբ ճառագայթվածը (միայն մեկ ճառագայթը) կա-
րող է գտնվել անդրադարձման վիճակում, իսկ մնացած բոլոր ուղ-
ղություններով տարածվող ճառագայթները անդրադարձմանը չեն
մասնակցում և սպեկտրագրաֆի լուսաուժը չեն մեծացնում՝ սպեկտ-
րագրաֆի օգտակար գործողության գործակիցը շատ փոքր է: Մինչ-
դեռ Դյու-Մոնդի սպեկտրագրաֆում բավականին մեծ անկյունային
տիրույթում կետային աղբյուրի արձակած ճառագայթները միա-
ժամանակ կգտնվեն անդրադարձման վիճակում:

Պարզ է, որ Դյու-Մոնդի սպեկտրագրաֆի լուծող ուժը շատ
փոքր է (գծի լայնությունը շատ մեծ է), իսկ լուսաուժը շատ մեծ է*,
այդ պատճառով Դյու-Մոնդի սպեկտրագրաֆով սպեկտրային գծի

* Հաշիվները ցույց են տալիս, որ Դյու-Մոնդի սպեկտրագրաֆի լուսաուժը մի
քանի հարյուր անգամ կարող է մեծ լինել Կոշուայի սպեկտրագրաֆի լուսաուժից:

կառուցվածքի նուրբ ուսումնասիրություններ կատարելը նպատակահարմար չէ: Դյու-Մոնդի սպեկտրագրաֆի լուծող ուժը կարող է հավասար լինել Կոշուայի սպեկտրագրաֆի լուծող ուժին միայն այն դեպքում, եթե առաջինի աղբյուրը կետային լինի: Բայց քանի որ ռեալ աղբյուրները միշտ էլ վերջավոր չափեր ունեն, այդ պատճառով Դյու-Մոնդի սպեկտրագրաֆում մեծ լուծող ուժ չի կարող ստացվել: Դրա փոխարեն Դյու-Մոնդի սպեկտրագրաֆը մեծ լուսաուժ ունի և շատ օգտակար կարող է լինել ռենտգենյան և գամմա ճառագայթներով սպեկտրային հետազոտություններ կատարելիս (ոչ նուրբ):

Ինչպես հարթ, այնպես էլ ճկված բյուրեղներով բոլոր սպեկտրագրաֆներում սպեկտրի բավականաչափ մեծ տիրույթ ստանալու համար անհրաժեշտ է բյուրեղը ճոճել:

Գոյություն ունեն նաև այլ եղանակներ, որոնց օգնությամբ կարելի է ռենտգենյան ճառագայթները վերածել սպեկտրի: Հարթ բյուրեղների եղանակներից կարելի է նշել Սոլերի եղանակը [17], ճկված բյուրեղների եղանակներից Հոմոշի [18] և Կունցլի [19] եղանակները և այլն: Մեր կարծիքով, այդ եղանակները ավելի պակաս կիրառական նշանակություն ունեն, և նկատի ունենալով նաև գրքի ոչ մեծ ծավալը, դրանք չենք նկարագրի: Չենք նկարագրի նաև զանազան տեսակի սպեկտրագրաֆների կառուցվածքները, քանի որ գրքի հիմնական նպատակը ռենտգենյան հետազոտությունների ֆիզիկական հիմունքների շարադրումն է:

ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐԻ ՉԱՓԵՐԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ԴԻՖՐԱԿՑԻՈՆ ՊԱՏԿԵՐՆԵՐԻ ՄԻՋՈՑՈՎ

Ինչպես տեսանք հինգերորդ գլխում, բյուրեղից անդրադարձած ալիքի ինտենսիվությունն արտահայտվում է ինտերֆերենցիոն

$$\Phi = \prod_{\sigma=1}^3 \frac{\sin^2 \left[N_{\sigma} \frac{k(\vec{a}_{\sigma} \vec{S})}{2} \right]}{\sin^2 \left[\frac{k(\vec{a}_{\sigma} \vec{S})}{2} \right]} \quad (8.1)$$

ֆունկցիայով, և այդ ֆունկցիայի յուրաքանչյուր բազմապատկիչի

$$\Phi_{\sigma} = \frac{\sin^2 \left[N_{\sigma} \frac{k(\vec{a}_{\sigma} \vec{S})}{2} \right]}{\sin^2 \left[\frac{k(\vec{a}_{\sigma} \vec{S})}{2} \right]} = \frac{\sin^2(N_{\sigma} \cdot x_{\sigma})}{\sin^2(x_{\sigma})} \quad (8.2)$$

կախումը $x = \frac{k(\vec{a}_{\sigma} \vec{S})}{2}$ մեծությունից արտահայտվում է 66-րդ նկարում պատկերված կորով:

Այդ կորից երևում է, որ դիֆրակցիոն մաքսիմումների ինտենսիվությունները և անկյունային լայնությունները կախված են տվյալ ուղղությամբ բյուրեղում եղած մասնիկների թվից: Ինտենսիվությունը ընդունում է՝ մաքսիմալ արժեք $x_{\sigma} = m\pi$ դեպքերում,

որտեղ $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, և ընդունում է զրո արժեք $x_{\sigma} = m\pi \pm \frac{\pi}{N_{\sigma}}$ դեպքերում: Ինչպես երևում է վերջինից, տվյալ ուղղությամբ անդրադարձման անկյունային տիրույթի լայնությունը փոքրանում է այդ ուղղությամբ բյուրեղի չափերի մեծացմամբ: Այդ հանգամանքը կա-

րելի է օգտագործել և մաքսիմումների անկյունային լայնությունների միջոցով որոշել բյուրեղների չափերը:

Անհրաժեշտ է պարզաբանել դիֆրակցիոն մաքսիմումների գործիքային և դիֆրակցիոն լայնությունների հարցը:

Դիֆրակցիոն մաքսիմումը կարող է լայնանալ ինչպես բյուրեղի չափերի փոքրության պատճառով, այնպես էլ դիֆրակցիոն պատկեր ստանալու համար օգտագործվող սարքերի՝ աղբյուրի, ճեղքերի, ֆոկուսացման մեթոդիկայի, գրանցման եղանակների և այլնի պատճառով:

Դիֆրակցիոն մաքսիմումի լայնության այն մասը, որը պայմանավորված է այդ մաքսիմումի ստացման համար օգտագործվող գործիքներով (սարքերով և մեթոդիկայով), կոչվում է գործիքային լայնություն, իսկ այն մասը, որը պայմանավորված է դիֆրակցիոն երևույթներով (բյուրեղի չափերի փոքրության հետևանքով ռեֆլեքսի անկյունային տիրույթի մեծացմամբ), կոչվում է դիֆրակցիոն լայնություն:

Բյուրեղի չափերով պայմանավորված է դիֆրակցիոն լայնացումը, այդ պատճառով բյուրեղի չափերը կարելի է որոշել դիֆրակցիոն լայնության միջոցով: Ասվածից հասկանալի է դառնում, որ

1. բյուրեղների չափերը որոշելու համար ոչ պիտանի են այն սարքերը, որոնք տալիս են սպեկտրային գծերի շատ ավելի մեծ գործիքային լայնացում, քան նրանց լայնացումն է բյուրեղի չափերի փոքրության պատճառով:

2. Եթե բյուրեղի չափերն այնպիսին են, որ նրանց առաջացրած դիֆրակցիոն լայնացումները շնչին են, ապա այդպիսի բյուրեղների չափերը դիֆրակցիոն եղանակով հնարավոր չէ որոշել: (8.1)* բանաձևերի օգնությամբ հեշտ է համոզվել, որ եթե բյուրեղի չափերը մեծ են 10^{-4} սանտիմետրից, ապա նրա առաջացրած դիֆրակցիոն լայնացումը շատ փոքր է, և այդպիսի բյուրեղի չափերը դիֆրակցիոն մաքսիմումի լայնացման միջոցով չափել հնարավոր չէ: Ուրեմն, ռենտգենա-դիֆրակցիոն եղանակներով կարելի է որոշել միայն փոքրիկ (10^{-3} սմ-ից փոքր) բյուրեղների չափերը: Իրոք, հենց այդ պատճառով, ինչպես հետագայում կտեսնենք, դինամիկ տեսության օգնությամբ բյուրեղի չափերը չի կարելի որոշել, որովհետև դինամիկ տեսությունը կիրառելի է միայն մեծ

* (8.1) բանաձևով որոշվող մաքսիմումները տարբեր հեղինակներ տարբեր կերպ են կոչում: Նրանք երբեմն կոչվում են ինտերֆերենցիոն մաքսիմումներ, երբեմն՝ դիֆրակցիոն մաքսիմումներ և երբեմն էլ՝ ռեֆլեքսներ: Մենք, ըստ համարության, երեք տերմիններն էլ կօգտագործենք:

(10^{-3} սմ և ավելի) բյուրեղների համար, իսկ ալդալիսի բյուրեղների համար դիֆրակցիոն մաքսիմումների լայնացումը շնչին է: Այսպիսով, ռենտգենյան դիֆրակցիոն պատկերով բյուրեղի չափերի որոշումը հանգում է (8.2) ֆունկցիայով արտահայտվող դիֆրակցիոն մաքսիմումների անկյունային լայնությունների չափմանը:

§ 1. ԱՆԴՐԱԴԱՐՁՄԱՆ ԻՆՏԵՆՍԻՎՈՒԹՅԱՆ ԱՆԿՅՈՒՆԱՅԻՆ ԲԱՇԽՄԱՆ ՊԱՏԿԵՐԸ ՀԱԿԱԴԱՐՁ ՑԱՆՑՈՒՄ

Պարզվում է, որ այս հարցում նույնպես չափազանց օգտակար է հակադարձ ցանցից օգտվելը:

Մենք արդեն գիտենք, որ երբ բյուրեղը գտնվում է մաքսիմալ անդրադարձման վիճակում, $\vec{S}/\lambda$ վեկտորը ճշգրիտ կերպով համընկնում է հակադարձ ցանցի վեկտորին: Սակայն, ինչպես ցույց է տալիս 66-րդ նկարը, անդրադարձումը չի սահմանափակվում մի-

$$m\pi - \frac{\pi}{N_g} \leq x_g \leq m\pi + \frac{\pi}{N_g} \quad (8.3)$$

այն առավելագույն անդրադարձմամբ, այն տեղի ունի նաև տիրույթներում: Վուլֆ-Բրեգի պայմանը հակադարձ ցանցում մեկնաբանելիս անդրադարձման համար որպես անհրաժեշտ պայման

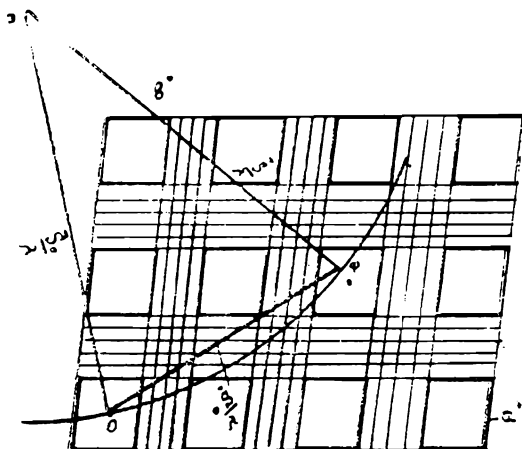
նշեցինք, որ (տե՛ս § 4.9) $\vec{H}_{hkl} = \frac{\vec{S}}{\lambda} = \vec{R}_{hkl}^*$, որն արտահայտում է

միայն առավելագույն անդրադարձման ուղղությունը: Հակադարձ ցանցի վեկտոր ասելով հասկանում ենք այնպիսի վեկտոր, որն սկսվում է հակադարձ ցանցի որևէ հանգույցում և վերջանում է մի այլ հանգույցում: Այդպիսի վեկտորը ցույց է տալիս անդրադարձնող հարթությունների նորմալի ուղղությունը և նրանց միջհարթությունային հեռավորությունը: Սակայն, եթե անդրադարձումը մաքսիմալ անդրադարձման ուղղությամբ չի լինում, այդ դեպքում $\vec{S}/\lambda$ վեկտորը հակադարձ ցանցի վեկտորին չի համընկնում և եթե նրանից քիչ է տարբերվում, ապա անդրադարձում լինում է, բայց ոչ առավելագույն:

Հակադարձ ցանցում անդրադարձման անկյունային ամբողջ տիրույթը (ոչ միայն առավելագույն անդրադարձման ուղղությունը) նկարագրելու նպատակով մտցնենք հակադարձ վեկտորի հասկացությունը հետևյալ կերպ.

$$\frac{\vec{S}}{\lambda} = \gamma_1 \vec{a}^* + \gamma_2 \vec{b}^* + \gamma_3 \vec{c}^*, \quad (8.4)$$

Հստ որում, եթե η_1 , η_2 և η_3 թվերն ամբողջ թվեր են, $\vec{S}/\lambda$ վեկտորը համընկնում է հակադարձ ցանցի վեկտորին, սկսվում ու վերջանում է հակադարձ հանգույցներում և ցույց է տալիս անդրադարձման առավելագույն ուղղությունը, իսկ եթե η_1 , η_2 և η_3 թվերն ամբողջ թվեր չեն, $\vec{S}/\lambda$ վեկտորը չի համընկնում հակադարձ ցանցի



Նկ. 107. Փլխավոր և կողմնային (երկրորդական) մաքսիմումների ստացման սխեման հակադարձ ցանցում

վեկտորին (նկ. 107), սկսվում է հակադարձ ցանցի սկզբնակետում, սակայն վերջնակետը հակադարձ ցանցի հանգույցին չի համընկնում: Այս դեպքում այն կկոչվի ուղղակի հակադարձ վեկտոր (և ոչ թե հակադարձ ցանցի վեկտոր), որն իրենից կներկայացնի հակադարձ տարածություն որևէ կետի (ոչ թե հանգույցի) շառավիղ-վեկտորը: Եթե $\vec{R}_{hk1}^*$ շառավիղ-վեկտորով նկարագրվող հանգույցից $\vec{S}/\lambda$ հակադարձ վեկտորի վերջնակետը շատ հեռու լինի, բայց ոչ այնքան հեռու, որ հարևան հանգույցին մոտենա, անդրադարձման ինտենսիվությունը խիստ կփոքրանա:

Նկատի ունենալով (8.4)-ը, մենք կարող ենք (8.1)-ը բերել այսպիսի տեսքի.

$$\Phi(\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3) = \prod_{\sigma=1}^3 \frac{\sin^2(\pi N_{\sigma} \gamma_{\sigma})}{\sin^2(\pi \gamma_{\sigma})}. \quad (8.5)$$

Ստացված բանաձևը մեզ հնարավորություն է տալիս հակադարձ ցանցի միջոցով նկարագրել բյուրեղի անդրադարձման ընդունակության պարբերական բաշխումը:

Եթե նկատի ունենանք, որ անդրադարձում տեղի ունի ոչ միայն առավելագույն անդրադարձման ուղղությամբ, որը համապատասխանում է η_1 -ի, η_2 -ի և η_3 -ի ամբողջ թիվ արժեքներին (հակադարձ ցանցի հանգույցներ), այլև (8.3)-ով նկարագրվող անկյունային տիրույթում, ապա անդրադարձման ընդունակության տեսակետից հակադարձ ցանցի կետային հանգույցները պետք է փոխարինել վերջավոր տիրույթներով, որոնց չափերը որոշվում են η_1 , η_2 և η_3 թվերի հետևյալ արժեքներով (տե՛ս 8.5).

$$\begin{aligned} h - \frac{1}{N_1} &\leq \eta_1 \leq h + \frac{1}{N_1}, \\ k - \frac{1}{N_2} &\leq \eta_2 \leq k + \frac{1}{N_2}, \\ l - \frac{1}{N_3} &\leq \eta_3 \leq l + \frac{1}{N_3}, \end{aligned} \quad (8.6)$$

որտեղ h -ը, k -ն և l -ը ամբողջ թվեր են: Եթե η_1 -ը, η_2 և η_3 -ը ընդունում են ամբողջ թիվ արժեքներ ($\eta_1 = h$, $\eta_2 = k$, $\eta_3 = l$, հակադարձ ցանցի հանգույց), ապա ինտերֆերենցիոն (8.5) ֆունկցիան (անդրադարձման ինտենսիվությունը) ընդունում է իր առավելագույն

արժեքը, իսկ երբ ընդունում են $\eta_1 = h \pm \frac{1}{N_1}$, $\eta_2 = k \pm \frac{1}{N_2}$ և $\eta_3 = l \pm \frac{1}{N_3}$ արժեքները, ինտերֆերենցիոն ֆունկցիան (անդրադարձման ինտենսիվությունը) ընդունում է զրո արժեք:

Այսպիսով, հակադարձ ցանցի հանգույցների շուրջը գոյություն ունեն տիրույթներ, որոնց համապատասխանող ուղղություններով անդրադարձման (ցրման) ինտենսիվությունները տարբեր են 0-ից, իսկ այդ տիրույթներից դուրս գտնվող ուղղություններով անդրադարձման (ցրման) ինտենսիվությունը հավասար է 0-ի (ավելի ճիշտ շատ փոքր է):

Հակադարձ ցանցում այդ տիրույթների չափերը, համաձայն (8.4)-ի և (8.6)-ի, կլինեն՝

$$\vec{a}^* \text{ ուղղությամբ } \frac{2a^*}{N_1},$$

$$\vec{b}^* \text{ ուղղությամբ } \frac{2b^*}{N_2}, \quad (8.7)$$

$$\vec{c}^* \text{ ուղղությամբ } \frac{2c^*}{N_3},$$

Երբեմն հանգույցների շուրջը գոյություն ունեցող այդ տիրույթների չափերը անվանում են ուղղակի հակադարձ ցանցի հանգույցների չափեր: Այդ տերմինալոգիայից հետագայում մենք նույնպես կօգտվենք:

Հնդհանրացնելով կարող ենք ասել, որ եթե $\vec{H} = \frac{\vec{S}}{\lambda}$ հակադարձ վեկտորի վերջնակետը գտնվի հակադարձ ցանցի հանգույցները շրջապատող այդ տիրույթների (զուգահեռանիստերի) ներսում, ապա դիֆրակցված ճառագայթման ինտենսիվությունը կլինի 0-ից տարբեր և, հետևապես, էվալդի կառուցման համապատասխան, հակադարձ ցանցի հանգույցները պետք է փոխարինենք ոչ մեծ վերջավոր տիրույթներով: Մասնավոր դեպքում, եթե բյուրեղն ունի զուգահեռանիստի տեսք, այդպիսի տեսք կունենան նաև հակադարձ ցանցի հանգույցները շրջապատող տիրույթները:

Ինչպես երևում է (8.7)-ից, հակադարձ ցանցի հանգույցների չափերը հակադարձ համեմատական են համապատասխան ուղղություններում գտնվող ատոմների թվին՝ բյուրեղի չափերին, այսինքն՝ եթե որևէ ուղղությամբ բյուրեղի չափը մեծ է, այդ ուղղությամբ հակադարձ ցանցի հանգույցի չափը կլինի փոքր և հակառակը (տե՛ս նկ. 107):

Այժմ անցնենք երկրորդական (կողմնային) մաքսիմումների նկարագրմանը: Ռեֆլեքսի լրիվ ինտենսիվությունը, ինչպես երևում է (8.5)-ից, արտահայտվում է (8.2) տիպի երեք արտադրիչների արտադրյալով: Եթե այդ երեք արտադրիչներն էլ միաժամանակ ընդունում են առավելագույն արժեք (η₁-ը, η₂-ը և η₃-ը միաժամանակ ամբողջ թվեր են), կստացվի գլխավոր մաքսիմում:

Երկրորդական մաքսիմումները ուսումնասիրելու համար անհրաժեշտ է քննարկել

$$A_0 = \frac{\sin^2(N_0 \pi \eta_0)}{\sin^2(\pi \eta_0)} \quad (8.8)$$

տիպի բազմապատկիչները: Այդ A_0 ինտերֆերենցիոն ֆունկցիան երկու հարևան գլխավոր մաքսիմումների միջև ունի N_0 հատ երկրորդական մաքսիմումներ և $N_0 - 1$ հատ էլ զրո ինտենսիվությամբ

մինիմումներ, որոնք համապատասխանում են γ_σ -ի հետևյալ արժեքներին.

երկրորդական (կողմնային) մաքսիմումներ՝

$$\gamma_\sigma = \frac{1}{2N_\sigma}, \frac{3}{2N_\sigma}, \frac{5}{2N_\sigma}, \dots, \frac{2N_\sigma-1}{2N_\sigma}, \quad (8.9)$$

մինիմումներ՝

$$\gamma_\sigma = \frac{1}{N_\sigma}, \frac{2}{N_\sigma}, \dots, \frac{2N_\sigma-1}{2N_\sigma}. \quad (8.10)$$

γ_σ -ի (8.10) արժեքներին համապատասխանում են a_σ^* -ին ուղղահայաց հարթություններ, որոնց վրա ինտենսիվությունները հավասար են 0-ի: Այդ հարթությունների միջև եղած հեռավորությունները հավասար են a^*/N_σ -ի, իսկ γ_σ -ի (8.9) արժեքներին համապատասխանում են a_σ -ին ուղղահայաց հարթություններ, որոնց վրա ինտենսիվությունը համապատասխանում է (8.8) բազմապատկիչի հետևյալ արժեքներին.

$$A_\sigma = \frac{1}{\sin^2(\pi\gamma_\sigma)}, \quad (8.11)$$

որտեղ պետք է տեղադրել γ_σ -ի (8.9) արժեքներից նրանք, որոնց համապատասխանող երկրորդական մաքսիմումների ինտենսիվությունը ցանկանում ենք հաշվել: Այս հարթությունները նույնպես իրարից գտնվում են a_σ^*/N_σ հեռավորության վրա: Հետաքրքիր է, որ գլխավոր մաքսիմումներին շրջապատող զրոյական ինտենսիվությունամբ հարթություններն իրարից գտնվում են $\frac{2a_\sigma^*}{N_\sigma}$ հեռավորու-

թյունների վրա: Դա հասկանալի է դառնում, եթե հիշենք, որ հակադարձ ցանցի հանգույցից (գլխավոր մաքսիմումից) մինչև առաջին զրո ինտենսիվությանը համապատասխանող կետը գտնվում է a^*/N_σ հեռավորության վրա, հետևաբար, զրո ինտենսիվությամբ երկու հարթությունները, որոնց միջև գտնվում է գլխավոր մաքսիմումը, իրարից կգտնվեն $2a^*/N_\sigma$ հեռավորության վրա:

Նկատի ունենալով (8.8) բազմապատկիչների (երկրորդական մաքսիմումների) մասին վերը ասվածը, (8.1) ինտերֆերենցիոն ֆունկցիայի մաքսիմումները կարող ենք դասակարգել հետևյալ կերպ:

1. գլխավոր մաքսիմումներ, որոնք ստացվում են, երբ (8.8)

տիպի երեք բազմապատկիչները միաժամանակ ընդունում են առավելագույն արժեքներ:

2. Առաջին տեսակի կողմնային մաքսիմումներ, որոնք ամենաինտենսիվ կողմնային մաքսիմումներն են և ստացվում են, երբ բազմապատկիչներից երկուսն ընդունում են առավելագույն (զբլխավոր) արժեքներ, իսկ մեկն ընդունում է կողմնային առավելագույն արժեք:

3. Երկրորդ տեսակի կողմնային մաքսիմումներ, որոնց ինտենսիվություններն ավելի փոքր են, քան առաջին տեսակի կողմնային մաքսիմումների ինտենսիվությունները և ստացվում են այն ժամանակ, երբ բազմապատկիչներից մեկն է ընդունում գլխավոր առավելագույն արժեք, իսկ մյուս երկուսն ընդունում են կողմնային առավելագույն արժեքներ:

4. Երրորդ տեսակի կողմնային մաքսիմումներ, որոնք ինտենսիվությամբ ամենափոքրն են և ստացվում են այն ժամանակ, երբ Ա₀ երեք բազմապատկիչներն էլ ընդունում են կողմնային առավելագույն արժեքներ:

Այդ մաքսիմումներին համապատասխան զրոյական ինտենսիվությամբ հարթություններով հակադարձ տարածությունը բաժանվում է չորս տեսակի բջիջների: Առաջին տեսակի բջիջների կենտրոններում գտնվում են հակադարձ ցանցի հանգույցները և հետևաբար՝ գլխավոր մաքսիմումները: Այդ տեսակի բջջի ծավալը հավասար է $8 a^* b^* c^* / N_1 N_2 N_3$: Երկրորդ տեսակի բջիջների կենտրոնները համապատասխանում են առաջին տեսակի կողմնային մաքսիմումների ուղղություններին: Այդ բջջի ծավալը հավասար է $4 a^* b^* c^* / N_1 N_2 N_3$: Երրորդ տեսակի բջիջների կենտրոնները համապատասխանում են երկրորդ տեսակի կողմնային մաքսիմումներին, և նրանց ծավալը հավասար է $2 a^* b^* c^* / N_1 N_2 N_3$: Վերջապես, չորրորդ տեսակի բջիջների կենտրոնները համապատասխանում են երրորդ տեսակի կողմնային մաքսիմումի ուղղությանը, այդպիսի բջջի ծավալը հավասար է $a^* b^* c^* / N_1 N_2 N_3$, որն ութ անգամ ավելի փոքր է, քան առաջին տեսակի բջջի ծավալը:

Քանի որ տվյալ մաքսիմումի անկյունային լայնությունը որոշվում է համապատասխան բջջի չափերով, ուստի ամենամեծ անկյունային լայնություն ունեն գլխավոր մաքսիմումները, իսկ ամենափոքր՝ երրորդ տեսակի կողմնային մաքսիմումները:

107-րդ նկարում ցույց է տրված, թե ինչպես է հակադարձ տարածությունը բաժանվում վերոհիշյալ բջիջների այն դեպքում, երբ բյուրեղը $\vec{a}$ ուղղությամբ ունի δ ատոմ (մոտիվ), իսկ $\vec{b}$ ուղղու-

թյամբ՝ 8 ատոմ: Նկարում ներկայացված է միայն (a^*b^*) հատույթի պատկերը: Այդ հատույթի վրա գլխավոր մաքսիմումների բջջի (առաջին տեսակի բջջի) կտրվածքը չորս անգամ ավելի մեծ է, քան չորրորդ տեսակի բջջի (երրորդ տեսակի կողմնային մաքսիմում պարունակող) հատույթը:

Բյուրեղի չափերի մեծացմամբ (8.11) բանաձևով արտահայտվող կողմնային մաքսիմումների (բացի գլխավոր մաքսիմումներից մոտ գտնվող կողմնային մաքսիմումների) ինտենսիվությունները փոքրանում են, և ցրված (անդրադարձած) ամբողջ էներգիան կուտակվում է գլխավոր մաքսիմումներում և նրանց մոտ գտնվող երկրորդական մաքսիմումներում: Իրոք, գլխավոր մաքսիմումների ինտենսիվությունները համեմատական են N_1^2 , N_2^2 , N_3^2 արտադրյալին, երկրորդական մաքսիմումների ինտենսիվություններն արտահայտվում են (8.11)-ով: Ուստի, բյուրեղի չափերի մեծացմամբ (N_1 , N_2 , N_3 թվերի մեծացմամբ) գլխավոր մաքսիմումների ինտենսիվությունը արագորեն մեծանում է: Երկրորդական (կողմնային) մաքսիմումների ինտենսիվությունները փոքր η_0 -ների և մեկին մոտ η_0 -ների դեպքում նույնպես համեմատական կլինեն ատոմների թվի քառակուսուն: Իսկապես, նախ փոքր η_0 -ների դեպքում $A_0 \approx$

$\approx \frac{1}{\pi^2 \eta_0^2} - \frac{4N_0^2}{\pi^2 m^2}$, որտեղ m -ն ամբողջ, բայց փոքր թիվ է և հավասար է ընդամենը 1-ի կամ 2-ի: Մեկին մոտ η_0 -ների դեպքում (8.11)-ի մեջ սինուսի արգումենտը քիչ կտարբերվի π -ից և կարող ենք գրել՝

$$\frac{1}{\sin^2(\pi - \alpha)} \approx \frac{1}{\alpha^2} = \frac{4N_0^2}{\pi^2 m^2},$$

Պարզ է, որ 0-ից բավականաչափ մեծ և 1-ից բավականաչափ փոքր η_0 -ների դեպքում (սինուսի արգումենտի 0-ից բավականաչափ մեծ և π -ից բավականաչափ փոքր արժեքների դեպքում) A_0 -ի (8.11) արտահայտության մեջ սինուսը իր արգումենտով փոխարինել չենք կարող, և այդ տիրույթում գտնվող երկրորդական մաքսիմումների ինտենսիվությունները գլխավոր մաքսիմումի ինտենսիվության նկատմամբ շատ փոքր կլինեն:

Այստեղ անհրաժեշտ է հիշատակել հետևյալը: Սովորաբար պնդում են, որ բյուրեղի չափերի մեծացմամբ՝ երկրորդական մաքսիմումների ինտենսիվություններն աննշան փոքր են դառնում գլխավոր մաքսիմումների ինտենսիվությունների նկատմամբ, և այդ պատճառով ամբողջ ցրված էներգիան կուտակվում է գլխավոր մաքսիմումների մեջ:

Սակայն ասվածը պետք է ընդունել որոշ վերապահումներով:

Նախ, ինչպես տեսանք, գլխավոր մաքսիմոմներին մոտ զրո-
նրվող երկրորդական մաքսիմոմների էներգիաները մասնիկների
թվի մեծացմամբ աճում են գլխավոր մաքսիմոմների ինտենսի-
վության աճման կանոնով (համեմատական են մասնիկների թվի
քառակուսուն), իսկ հետո, չնայած միջին համարներով երկրորդա-
կան մաքսիմոմների ինտենսիվությունները չեն աճում, բայց և
այնպես նրանց թիվը N_1 , N_2 և N_3 թվերի աճման հետ միասին
նույնպես աճում է:

Հակադարձ տարածությունը զրոյական հարթություններով հա-
տելուց ստացված բաղադրիչների չափերով են պայմանավորված համա-
պատասխան դիֆրակցիոն մաքսիմոմի անկյունային լայնություն-
ները: Այդ բաղադրիչների չափերը հակադարձ համեմատական են մաս-
նիկների (ատոմների) թվին, հետևապես և՛ բյուրեղի չափերին: Եթե
բյուրեղը չափազանց փոքր չէ, ապա այդ անկյունային լայնությու-
նը այնքան փոքր է, որ կարելի է արհամարհել և ընդունել, որ այդ
բաղադրիչները կետեր են՝ հակադարձ ցանցի հանգույցները երկրաչափա-
կան կետեր են:

Այսպիսով, ըստ կինեմատիկ տեսության, ոչ շատ փոքր բյու-
րեղների դեպքում կարելի է ընդունել, որ ռեֆլեքսների անկյունային
լայնությունները հավասար են զրոյի այն դեպքում, երբ դինամիկ
տեսությունում ցույց է տրվում, որ անգամ մեծ բյուրեղներում
անդրադարձումը տեղի ունի զրոյից տարբեր, վերջավոր անկյունա-
յին տիրույթում:

Մենք գտանք բյուրեղի անդրադարձման ընդունակության պար-
բերական բաշխումը տարածության մեջ, հակադարձ ցանցի օգնու-
թյամբ: Այդպիսի բաշխման և էվալդի կառուցման օգնությամբ հեշ-
տությամբ կարող ենք գտնել նաև, թե տվյալ ալիքի ու տվյալ անկ-
ման ուղղության դեպքում ինչպես կբաշխվեն անդրադարձած ալիք-
ների ինտենսիվությունները՝ ո՛ր գլխավոր մաքսիմոմները և ո՛ր
երկրորդական մաքսիմոմները կգրգռվեն, և ինչպես կբաշխվի ին-
տենսիվությունը նրանց մեջ: Այդ բանը մենք հեշտությամբ կա-
րող ենք անել, եթե կառուցենք էվալդի շրջանը: Տվյալ անկման ուղ-
ղության և ալիքի երկարության դեպքում էվալդի շրջանագիծը ո՛ր
բաղադրիչներով որ անցնի, այն մաքսիմոմներն էլ կառաջանան (տե՛ս
նկ. 107):

Սովորաբար կողմնային մաքսիմոմները դիտելը դժվար է,
դրանք ռենտգենազրամմանների վրա առաջացնում են ընդհանուր
ֆոն (սևացում):

§2. ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐԻ ՉԱՓԵՐԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ

Առաջին պարագրաֆում շարադրածից հետևում է, որ ռենտգենյան ռեֆլեքսի անկյունային լայնությունը (անդրադարձման անկյունային տիրույթը) կախված է բյուրեղի չափերից և, հետևաբար, չափելով այդ անկյունային լայնությունները, կարող ենք որոշել բյուրեղների չափերը:

Սակայն գործնական հաշիվներ կատարելու համար նախ պետք է սպեկտրային գծի (ռեֆլեքսի) անկյունային լայնության և բյուրեղի չափերի միջև կապն արտահայտող այնպիսի բանաձև գրենք, որը հնարավորություն տա փորձի տվյալների հիման վրա հաշվելու բյուրեղի չափերը: Իսկ մինչ այդ պետք է կարողանանք իրարից բաժանել գործիքային և դիֆրակցիոն լայնությունները:

1. Բյուրեղի չափերի ուղղումը Բրեգի անդրադարձմամբ

Եթե բյուրեղն իրենից ներկայացնում է բարակ թիթեղ, այնքան բարակ, որ նրանից Բրեգի եղանակով ռենտգենյան ճառագայթների անդրադարձումը ուղեկցվում է անդրադարձման անկյունային տիրույթի դիֆրակցիոն լայնացմամբ, ապա այդպիսի թիթեղի հաստությունը կարող ենք որոշել հետևյալ կերպ*:

Ենթադրենք (hkl) անդրադարձնող հարթությունները զուգահեռ են թիթեղի մակերևույթին: Թող անդրադարձնող հարթությունների թիվը լինի $p+1$, իսկ միջհարթությունային հեռավորությունը՝ d_{hkl} , այդ դեպքում թիթեղի չափը (հաստությունը) անդրադարձնող (hkl) հարթություններին ուղղահայաց ուղղությամբ կլինի $L_{hkl} = pd_{hkl}$:

Մենք արդեն գիտենք, որ եթե ճառագայթն անդրադարձնող հարթությունների վրա ընկնում է ճիշտ Վուլֆ-Բրեգի անկյան տակ, ապա հարևան հարթություններից անդրադարձած ճառագայթների ճանապարհների տարբերությունը դիտման կետում հավասար է $2d\sin\theta_0 = m\lambda$ -ի, եթե, իհարկե, ընդունենք, որ բեկման ցուցիչը հավասար է մեկի: Սակայն, եթե անկման սահմանի անկյունը փոքր-ինչ տարբերվի Վուլֆ-Բրեգի անկյունից՝ $\theta = \theta_0 + \Delta\theta$, անդրադարձում դարձյալ կառաջանա, բայց ավելի փոքր ինտենսիվությամբ, քանի որ հարևան հարթություններից անդրադարձած ալիքների միջև լրացուցիչ ճանապարհների տարբերություն կառաջանա: Այդ դեպքում արդեն հարևան հարթություններից անդրադարձած ալիքների միջև ճանապարհների տարբերությունը ամբողջ թիվ ալիքի երկարություն

* Այստեղ մենք շարադրելու ենք գործող տեխնիկան և ընդունված եղանակը, իսկ IX գլխում կխոսենք այդ եղանակի թերությունների և կիրառելիության սահմանների մասին:

$$A = A_0 \exp \left\{ i \frac{p}{2} \varphi \right\} \frac{\sin \left[(p+1) \frac{\varphi}{2} \right]}{\sin \frac{\varphi}{2}}; \quad (8.13)$$

Եվ քանի որ շեղումը Վուլֆ-Բրեգի անկյունից շատ փոքր է, այսինքն՝ φ -ն շատ փոքր է, ապա (8.13)-ը կարող ենք գրել հետևյալ տեսքով.

$$A = A_0 \exp \left\{ i \frac{p}{2} \varphi \right\} \frac{\sin \left[(p+1) \frac{\varphi}{2} \right]}{\frac{\varphi}{2}}, \quad (8.14)$$

Ինտենսիվությունների համար (8.13)-ից և (8.14)-ից կստանանք՝

$$|A|^2 = A_0^2 \frac{\sin^2 \left[(p+1) \frac{\varphi}{2} \right]}{\sin^2 \frac{\varphi}{2}}, \quad (8.15)$$

$$|A|^2 = A_0^2 \frac{\sin^2 \left[(p+1) \frac{\varphi}{2} \right]}{\left(\frac{\varphi}{2} \right)^2}, \quad (8.16)$$

Ամպլիտուդների համար ստացված $A = (p+1)A_0$, (8.13) և (8.14) արտահայտությունները հեշտությամբ կարելի է ստանալ նաև գրաֆիկական եղանակով:

Նկար 108 ա-ում ցույց է տրված այն դեպքը, երբ բավարարվում է Վուլֆ-Բրեգի պայմանը՝ հարևան (և բոլոր) հարթություններից անդրադարձած ալիքների միջև փուլերի տարբերություն չկա (ավելի ճիշտ՝ ամբողջ թիվ անգամ 2π է), բոլոր $\vec{A}_0$ վեկտորներն իրար զուգահեռ են, գումար-ալիքի ամպլիտուդը հավասար է A_0 -ն բազմապատկած հարթությունների թվով՝ $A = (p+1)A_0$, գումար-ամպլիտուդի և առանձին հարթություններից անդրադարձած ալիքների ամպլիտուդների փուլերի միջև տարբերություն չկա (ամբողջ թվով 2π է):

Նկար 108 բ-ում ցույց է տրված այն դեպքը, երբ Λ_0 -ն վերջավոր մեծություն է, հարևան հարթություններից անդրադարձած ա-

լիքների միջև փուլերի տարբերությունը՝ Φ -ն, 0-ից տարբեր վերջավոր մեծություն է: Այստեղ գումար-ամպլիտուդն արտահայտվում է առաջին և վերջին հարթություններից անդրադարձած ալիքների ամպլիտուդները ներկայացնող հատվածների ազատ ծայրերը միացնող հատվածով, որը R շառավղով շրջանի $(p+1)\varphi$ կենտրոնական անկյանը համապատասխանող լարն է:

Այդ շրջանի R շառավղի միջոցով գումար-ամպլիտուդը՝ A-ն, կարտահայտվի այսպես.

$$A = 2R \sin \left[(p+1) \frac{\varphi}{2} \right], \quad (8.17)$$

մյուս կողմից, մեկ հարթությունից անդրադարձած ալիքի A_0 ամպլիտուդն այդ R շառավղի միջոցով կարտահայտվի այսպես.

$$A_0 = 2R \sin \frac{\varphi}{2}, \quad (8.18)$$

(8.18)-ից R-ը տեղադրելով (8.17)-ի մեջ՝ կստանանք

$$A = A_0 \frac{\sin \left[(p+1) \frac{z}{2} \right]}{\sin \frac{\varphi}{2}}, \quad (8.19)$$

ինչպես երևում է (8.13) և (8.19) արտահայտություններից, գրաֆիկական և անալիտիկ եղանակներով հաշված ամպլիտուդի արտահայտություններն իրարից տարբերվում են փուլային $\exp \left\{ i \frac{p}{2} \varphi \right\}$ բազմապատկիչով, որը բացատրվում է նրանով, որ գրաֆիկական եղանակով հաշվելիս, մենք գտնում ենք ամպլիտուդի չափը, իսկ նրա փուլը A-ի կազմած անկյունն է սկզբնական ուղղության հետ (գծագրում $\nrightarrow$ BCD), որը չափվում է BC աղեղի կեսով: Եթե երկրաչափորեն ստացված արտահայտությանը կցենք այդ անկյունով արտահայտվող փուլային բազմապատկիչը, ապա (8.19) և (8.13) արտահայտությունները լրիվ կհամընկնեն:

109 ա նկարում ցույց է տրված այն դեպքը, երբ A_0 -ի և φ -ի շատ փոքր լինելու պատճառով 108-րդ նկարում ցույց տրված A_0 -ներով կազմված բեկյալը փոխարինվել է R շրջանագծի աղեղով:

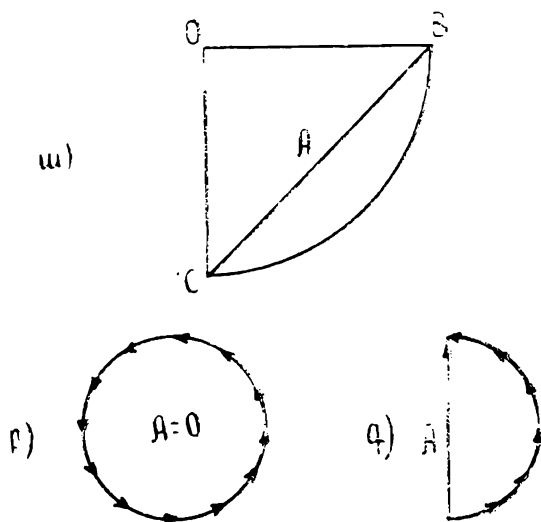
Այս դեպքում դարձյալ $A = 2R \sin \left[(p+1) \frac{\varphi}{2} \right]$, բայց միայնակ

հարթությունից անդրադարձած ալիքի ամպլիտուդն այժմ արտահայտվում է հետևյալ կերպ՝

$$A_0 = R\varphi: \quad (8.20)$$

(8.20)-ից R -ը տեղադրելով նախորդի մեջ, կստանանք

$$A = A_0 \frac{\sin \left| (p+1) \frac{\varphi}{2} \right|}{\varphi/2}: \quad (8.21)$$



Նկ. 109. Բեկյալը փոխարինված է աղեղով

(8.21)-ը և (8.14)-ը նույնպես տարբերվում են փուլային բազմապատկիչով, որը դարձյալ կարելի է բացատրել այնպես, ինչպես նախորդ դեպքում:

Այժմ մեր ստացած (8.19) և (8.21) բանաձևերի միջոցով գրտնենք բյուրեղի շափերը որոշելու համար հարմար կիրառական (գործնական) արտահայտություններ: Տրամաբանական կլինեն, փորձով գտնենք այն կորը, որն արտահայտեր A -ի կախումը φ -ից, և որոշենք φ -ի այն արժեքները, որոնք կհամապատասխանեն (8.21) արտահայտության առավելագույն և զրո արժեքներին, այ-

սինքն՝ փորձով գտնենք $\varphi=0$ և $\varphi=\frac{2\pi}{p+1}$ արժեքներին համապատասխանող սահքի $\theta=\theta_0$ (որը համապատասխանում է A -ի առավելագույն արժեքներին) և $\theta=\theta_0+\Delta\theta$ (որը համապատասխանում

է Ա-ի *զրո արժեքներին*) անկյունները և, կազմելով նրանց տարբերությունը, գտնեինք $\Delta\theta$ -ն, իսկ $\Delta\theta$ -ի միջոցով գտնեինք բյուրեղի $L_{hkl} = dp$ չափը հետևյալ արտահայտության միջոցով.

$$L_{hkl} = pd \approx d(p+1) = \frac{\lambda}{2\cos\theta_0 \Delta\theta_0} = \frac{0,5\lambda}{\Delta\theta \cos\theta_0}, \quad (8.22)$$

Բայց փորձով սահքի $\theta = \theta_0 + \Delta\theta$ անկյան ճշգրիտ արժեքը գրտնելը, արժեք, որին համապատասխանում է անդրադարձման ինտենսիվության զրոն ($A=0$), հնարավոր չէ: Իրոք, բոլոր անկյունների տակ այս կամ այն չափով ցրում գոյություն ունի (երկրորդական մաքսիմումները և ցրումը անհամասեռությունների ու դեֆեկտների վրա առաջացնում են ընդհանուր ֆոն) և որոշել, թե ոեֆլեքսի շրջակայքում որտեղ է (8.21) արտահայտությունը զրո արժեքը ընդունում՝ հնարավոր չէ, հետևաբար և հնարավոր չէ փորձով չափել (8.22)-ի մեջ մտնող $\Delta\theta$ -ն: Եթե կարողանայինք այդ $\Delta\theta$ -ն գտնել, ապա 2 $\Delta\theta$ -ն կլինեի ոեֆլեքսի իսկական անկյունային լայնությունը:

Այդ դժվարությունից խուսափելու համար կարելի է չափել այն $\Delta\theta_1$ -ը, որի դեպքում առաջին և վերջին հարթություններից անդրադարձած ալիքների փուլերի տարբերությունը ոչ թե 2 π է, այլ հավասար է π -ի:

Եթե առաջին և վերջին հարթություններից անդրադարձած ալիքների փուլերի տարբերությունը հավասար է 2 π -ի, ամպլիտուդների գրաֆիկական գումարը ցույց տվող բեկյալը կփակվի, այսինքն՝ գումարը հավասար կլինի զրոյի (նկ. 109 բ): Վերջինս երևում է նաև (8.21)-ից: Այդ դեպքում, երբ առաջին և վերջին հարթություններից անդրադարձած ալիքների փուլերի տարբերությունը հավասար է π -ի, հիշյալ բեկյալը կկազմի կիսաշրջան և գումարամպլիտուդը հավասար կլինի այդ շրջանագծի տրամագծին (նկ. 109 գ): Այս դեպքում գումար-ամպլիտուդը՝ $A\pi$ -ն, հավասար կլինի

$$A\pi = \frac{2}{\pi} A, \quad (8.23)$$

որտեղ A -ն առավելագույն ամպլիտուդն է, որը ստացվում է $\theta = \theta_0$ և $\varphi = 0$ դեպքում, այսինքն՝ այն գումար-ամպլիտուդն է, որը ըստ ստացվում է, երբ անդրադարձումը տեղի ունի ճիշտ Վուլֆ-Բրեգի անկյան տակ:

(8.23)-ից այդ երկու անկյունների տակ տեղի ունեցող անդրադարձումների ինտենսիվությունների հարաբերության համար կըստանանք՝

$$\frac{I_{\pi}}{I} = \frac{A_{\pi}^2}{A^2} = \frac{4}{\pi} \approx 0,4, \quad (8.24)$$

Համապատասխանաբար սահմանի անկյունը, որի տակ տեղի ունեցող անդրադարձման ինտենսիվությունը Վուլֆ-Բրեգի անկյան տակ տեղի ունեցող անդրադարձման ինտենսիվության $0,4$ մասն է կազմում, Վուլֆ-Բրեգի անկյունից կտարբերվի $\Delta\theta_1$ -ով, որը կորոշվի հետևյալ հավասարումից՝

$$k\Delta\theta_1 \cdot 2d \cos\theta_0 \cdot p = \pi, \quad \Delta\theta_1 = \frac{\lambda}{4L_{hkl}\cos\theta_0}, \quad \text{որտեղից՝}$$

$$L_{hkl} = \frac{\lambda}{4\Delta\theta_1\cos\theta_0} = \frac{0,25\lambda}{\Delta\theta_1 \cdot \cos\theta_0}, \quad (8.25)$$

Վերջին բանաձևի օգնությամբ բյուրեղային թիթեղի L_{hkl} հաստությունը որոշելու համար անհրաժեշտ է նախ փորձով գտնել ինտենսիվության առավելագույն արժեքը (ինտենսիվությունը Վուլֆ-Բրեգի θ_0 անկյան տակ, որի դեպքում $\varphi=0$ և $\Delta\theta=0$), այնուհետև աստիճանաբար հեռանալով Վուլֆ-Բրեգի անկյունից, անդրադարձման ինտենսիվությունը փոքրացնել, հասցնելով այն առավելագույն ինտենսիվության $0,4$ մասին: Եթե ինտենսիվության $0,4$ մասն ստացվում է θ_1 անկյան տակ, ապա $\Delta\theta_1$ -ի համար կըստանանք՝

$$\Delta\theta_1 = \theta_1 - \theta_0, \quad (8.26)$$

$\Delta\theta_1$ -ի (8.26) արժեքը տեղադրելով (8.25)-ի մեջ, կստանանք L_{hkl} -ի արժեքը:

Այստեղ անհրաժեշտ ենք համարում նշել հետևյալը: L_{hkl} մեծության h, k, l ինդեքսները ցույց են տալիս, որ դա բյուրեղի չափն է (hkl) հարթություններին ուղղահայաց ուղղությամբ: Այդ ճիշտ է միայն այն դեպքում, եթե անդրադարձնող հարթությունների չափերը հաստության հետ համեմատած շատ մեծ են, հակառակ դեպքում փորձով չափվածը կարող է չհամապատասխանել իրականությանը: Փոքր չափեր ունեցող անդրադարձնող հարթություններով բյուրեղների չափերի որոշման հարցը և այստեղ շարադրված եղանակի կիրառելիության սահմանները կքննարկվեն IX գլխում:

Այստեղ անհրաժեշտ է նշել (8.25) բանաձևի գործնական կիրառության մասին: Այդ բանաձևը դուրս է բերված միայնակ բարակ բյուրեղի համար, երբ ընկնող փունջը խիստ զուգահեռ է, և ռեֆլեքսի գործիքային լայնությունը հավասար է 0-ի: Այդտեղ հաշ-

վի շի առնված նաև նմուշի հաստոցյամբ պայմանավորված լայնությունը (ռեֆլեքսի): (8.25) բանաձևով աշխատելիս, անհրաժեշտ է գործիքային լայնությունը ստանալու նպատակով ռենտգենագրամմա ստանալ նախ հաստ բյուրեղից, որի դեպքում կարելի է արհամարհել ֆիզիկական (դիֆրակցիոն) լայնացումը: Այդ դեպքում ստացված լայնությունը կլինի միայն գործիքայինը (նույն թվում և նմուշի հաստոցյամբ պայմանավորվածը): Այնուհետև պետք է ռենտգենագրամմա ստանալ բարակ նմուշից: Վերջին ռենտգենագրամմայում ստացված լայնությունից հանելով առաջին ռենտգենագրամմայում ստացված լայնությունը (նկատի ունենալով նաև հաստությունների տարբերությունները), կստանանք սպեկտրային գծի դիֆրակցիոն լայնությունը:

Լուսանկարչական եղանակով ստացված ռենտգենագրամմաների վրա ռեֆլեքսի լայնությունը կախված է լինում նաև նրա ինտենսիվությունից՝ լուսակայման (էքսպոզիցիայի) տևողությունից, թաղանթի մշակման պրոցեսից (մանրահատիկության աստիճանից): Որպեսզի տարբեր գծերի լայնությունները կարողանանք համեմատել իրար հետ, անհրաժեշտ է նշված բոլոր պայմանները համեմատվող ռենտգենագրամմաների համար պահպանել նույնը (նույն ինտենսիվություններ, նույն որակի թաղանթ և հայտածման նույն պայմաններ): Այդ բոլորը խստորեն կարելի է պահպանել, եթե համեմատման ենթակա ռեֆլեքսները նույն ինտենսիվությամբ նկարվեն թաղանթի նույն կտորի վրա՝ իրար կողք-կողքի:

ԿԻՆԵՄԱՏԻԿ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ԹԵՐՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ ԵՎ ՆՐԱ ԿԻՐԱՌԵԼԻՈՒԹՅԱՆ ՍԱՀՄԱՆՆԵՐԸ

Մենք արդեն հինգերորդ գլխի սկզբում խոսել ենք ռենտգենյան ճառագայթների ինտերֆերենցիայի կինեմատիկ ու դինամիկ տեսությունների հիմնական տարբերությունների և նրանց հիմքում ընկած ենթադրությունների մասին: Այնտեղ մենք նշել ենք, որ կինեմատիկ տեսությունը հաշվի չի առնում կրկնակի ցրումները՝ սկզբնական ալիքի և այդ ալիքի ուղղությամբ ցրված ալիքի փոխազդեցությունը: Այդ գլխում նշված է նաև, որ ռենտգենյան ճառագայթների ինտերֆերենցիայի դինամիկ տեսությունը վերացնում է կինեմատիկ տեսության նշված սահմանափակությունը:

Մենք այստեղ քննարկելու ենք ոչ թե կինեմատիկ տեսության դինամիկ տեսության նկատմամբ ունեցած սահմանափակության հարցերը, այլ այնպիսի հարցեր, որոնք կինեմատիկ տեսության թերություններն են և որոնք հաճախ ընդհանրապես ռենտգենյան ճառագայթների ինտերֆերենցիայի թե՛ կինեմատիկ, թե՛ դինամիկ տեսության թերություններն են:

Ի դեպ, մենք նպատակահարմար ենք գտնում ընթերցողին ծանոթացնել ինչպես ռենտգենյան ճառագայթների ֆիզիկայի, ցրման և ինտերֆերենցիայի կինեմատիկ տեսության հիմնական դրույթներին, այնպես էլ այդ տեսության թերություններին և նրա կիրառելիության սահմաններին:

Այս գլխում քննարկելու ենք հետևյալ հարցերը.

1. ցրված ռենտգենյան ալիքների միջև դիտման կետում առաջացած փուլերի տարբերության ճշգրիտ հաշվումը:
2. Ռենտգենյան ճառագայթների ինտեգրալ ինտենսիվության կախումը բյուրեղի ճառագայթվող ծավալի չափերից:
3. Ռենտգենյան դիֆրակցիոն պատկերի օգնությամբ բյուրեղի չափերի որոշումը:

4. Անդրադարձած ճառագայթների ինտենսիվության կախումը անկման հարթության ուղղությամբ:

5. Կոհերենտ ճառագայթման տեղություն հաշվառումը:

6. Յրված ճառագայթների ինտենսիվության պահպանման օրենքը ռենտգենյան տիրույթում:

7. Ռենտգենյան ճառագայթների ինտերֆերենցիոն պատկերի կախումը ցրող նյութի բաշխման բնույթից:

§ 1. ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ԾԱՌԱԳԱՅՓՆԵՐԻ ԻՆՏԵՐՖԵՐԵՆՑԻԱՅԻ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆԸ՝ ՅՐՎԱԾ ԱԼԻՔՆԵՐԻ ՄԻՋԵՎ ՓՈԼԵՐԻ ՏԱՐԲԵՐՈՒԹՅԱՆ ԾԵԳՐԻՏ ՀԱՇՎԱՌՄԱՐ

Ինչպես արդեն նշել ենք հինգերորդ գլխում, ռենտգենյան ճառագայթների ինտերֆերենցիայի կինեմատիկ տեսության համաձայն առավելագույն անդրադարձման ուղղությամբ բյուրեղից անդրադարձած ալիքի ամպլիտուդը համեմատական է բյուրեղի ծավալի ճառագայթվող մասում գտնվող ատոմների (տարրական բջիջների) թվին:

Լաուեն այդպիսի եզրակացության է հանգել ենթադրելով, որ դիտման կետը ցրող ծավալից գտնվում է մեծ հեռավորության վրա, և ճառագայթվող ծավալի տարբեր կետերից դեպի դիտման կետը ցրված ճառագայթներն իրար զուգահեռ են:

Համաձայն Լաուենի տեսության, սկզբնական հարթ զուգահեռ և մոտորոշմատիկ ալիքի դեպքում ցրված գումար-ալիքի համար ըստացել էինք հետևյալ արտահայտությունը (ութերորդ գլուխ) .

$$G=A \frac{\sin(N_1\pi\gamma_1)}{\sin(\pi\gamma_1)} \cdot \frac{\sin(N_2\pi\gamma_2)}{\sin(\pi\gamma_2)} \cdot \frac{\sin(N_3\pi\gamma_3)}{\sin(\pi\gamma_3)},$$

Վերջին արտահայտությունից երևում է, որ

1. բյուրեղի չափերի մեծացմամբ (N_1 -ի, N_2 -ի և N_3 -ի մեծացմամբ) անդրադարձած ալիքի ամպլիտուդն անընդհատ մեծանում է:

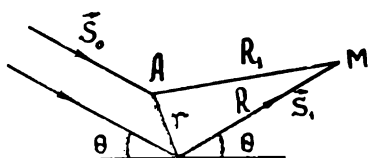
2. Անդրադարձած ալիքի ամպլիտուդը կախված է անդրադարձման կարգից (ալելի ճիշտ՝ կախված է միայն ցրման ատոմային $\gamma(2\theta)$ ֆունկցիայի միջոցով, որը մտնում է A -ի մեջ):

3. Փուլերի տարբերություն գոյություն չունի ցրված գումար-ալիքի և սկզբնական ալիքի միջև, այսինքն՝ անդրադարձած ալիքի ամպլիտուդը միշտ իրական է, եթե, իհարկե, ատոմային ցրման ֆունկցիան՝ $\gamma(2\theta)$ -ն, իրական է:

Սակայն ճշգրիտ հաշիվներով կարելի է ցույց տալ, որ այդ երեք հզրակացություններն էլ ընդհանուր դեպքում ճիշտ չեն, և որ Լաուենի տեսության մեջ բավարար չափով հաշվի չի առնվում բյուրեղի չափերի ազդեցությունը անդրադարձած ալիքի ինտենսիվության վրա: Այժմ անցնենք այդ հարցի քննարկմանը:

Թող հարթ մոնոքրոմատիկ ալիքը $\vec{S}_0$ միավոր-վեկտորի ուղղությամբ ընկնի բյուրեղի վրա, և դիտման M կետը կոորդինատների սկզբնակետից երևա $\vec{S}_1$ միավոր-վեկտորի ուղղությամբ (նկ. 110): Այդ դեպքում, հինգերորդ գլխում միայնակ հարթությունից անդրադարձած ալիքի ամպլիտուդի հաշվման անալոգով, այստեղ էլ կըստանանք՝

$$G = \frac{f}{R} \frac{e^2}{mc^2} P \sum \exp \left\{ -ik \left[(\vec{S}_1 - \vec{S}_0) \vec{r} + \frac{r^2}{2R} - \frac{(\vec{r} \vec{S}_1)^2}{2R} \right] \right\}, \quad (9.1)$$



Նկ. 110. Փուլերի տարբերության ճշգրիտ հաշվումը

որտեղ r -ը A կետում նստած ատոմի շառավիղ-վեկտորն է, P -ն՝ բևեռացման ֆակտորը (տե՛ս գրություն IV, § 2), մինչդեռ Լաուենի տեսությունն այդ նույն ամպլիտուդի համար տալիս է հետևյալ արտահայտությունը.

$$G = \frac{f}{R} \frac{e^2}{mc^2} P \sum \exp \{ -ik [(\vec{S}_1 - \vec{S}_0) \vec{r}] \}, \quad (9.2)$$

Ուստի, Լաուենի ելակետային ենթադրությունը (ցրող ծավալի տարբեր կետերից դեպի դիտման կետը ցրված ալիքներն իրար զուգահեռ են) համարժեք է

$$\varphi = \frac{kr^2}{2R} - \frac{k(\vec{r} \vec{S}_1)^2}{2R} \quad (9.3)$$

փուլային անդամի անտեսմանը: Սակայն եռանկյունաչափական ֆունկցիայի արգումենտում որևէ մեծություն կարելի է արհամարհել, եթե միայն այն շատ փոքր է մեկի նկատմամբ: Ուրեմն, Լաուենի հաշիվները ճիշտ կլինեն, եթե բավարարվի հետևյալ պայմանը.

$$\varphi = \frac{kr^2}{2R} - \frac{k(\vec{r} \vec{S}_1)^2}{2R} \ll 1, \quad (9.4)$$

(9.4) պայմանը ռենտգենյան կարճ ալիքների ($k = \frac{2\pi}{\lambda} \sim 10^{-8} - 10^{-9}$ սմ $^{-1}$). ոչ շատ փոքր ($r_{\max} \geq 10^{-4}$ սմ) բյուրեղների և դիտման կետի ճառագայթվող ծավալից ունեցած ոչ շատ մեծ ($R \sim 10$ սմ) հեռավորությունների դեպքում չի բավարարվում, և կառուցի հաշիվները դառնում են սխալ:

Հետաքրքիր է, որ ճառագայթվող ծավալի զանազան կետերից դեպի դիտման կետը ցրված ճառագայթների զուգահեռության ենթադրությունից, առանց սահմանափակման, օգտվում են ռենտգենյան ճառագայթների դիֆրակցիայի բոլոր դեպքերում (դիֆրակցիան հեղուկներում, գազերում և ամորֆ նյութերում), նույնիսկ էլեկտրոնների դիֆրակցիայի դեպքում:

Եթե բյուրեղներում ռենտգենյան ճառագայթների դիֆրակցիայի դեպքում մանրացնելով բյուրեղները կարելի է նրանց չափերը հասցնել $r_{\max} \sim 10^{-8}$ սմ-ի և բավարարելով (9.4) պայմանը, կիրառելի դարձնել կառուցի տեսությունը, ապա այդ բանը ոչ մի կերպ չի կարելի անել հեղուկների, գազերի և ամորֆ նյութերի նրկատմամբ: Իրոք, գազերում, հեղուկներում և ամորֆ նյութերում ճառագայթվող ծավալի չափերը որոշվում են ռենտգենյան սկզբնական փնջի չափերով (լայնական կտրվածքով), իսկ փնջի լայնական կտրվածքը միլիմետրի տասներորդ մասերից փոքր լինել չի կարող և, հետևաբար, այդ դեպքում (9.4) պայմանը երբեք բավարարվել չի կարող, կառուցի ենթադրությունն էլ կիրառել չի կարելի:

Դեպի դիտման կետը ցրված ճառագայթների զուգահեռության վերաբերյալ ենթադրությունը կիրառելի չէ նաև էլեկտրոնների նրկատմամբ: Իրոք, էլեկտրոնային ալիքի երկարությունը էլեկտրոնագրաֆներում և էլեկտրոնային մանրադիտակներում հասնում է 10^{-11} սմ-ի ($k \sim 10^{11}$ սմ $^{-1}$), այդ իսկ պատճառով էլ այն դեպքում նույնպես (9.4) պայմանը հեռու է բավարարվելուց, և կառուցի տեսությունը կիրառելի չէ, մինչդեռ էլեկտրոնների դիֆրակցիոն պատկերը հաշվելիս միշտ օգտվում են կառուցի տեսությունից:

Այժմ շարունակենք (9.1) բանաձևի հետազոտությունը և ցույց տանք, որ կառուցի տեսությունը ճիշտ է միայն 10^{-6} , 10^{-5} սմ չափեր ունեցող բյուրեղների համար:

Նկատի ունենալով, որ $\vec{r} = m_1 \vec{a}_1 + m_2 \vec{a}_2 + m_3 \vec{a}_3$ և ենթադրելով, որ $\vec{S}_0$ և $\vec{S}_1$ միավոր-վեկտորները x , y և z ուղղությունների (a_1 , a_2 և a_3 տրանսլացիաների վեկտորների) հետ կազմում են հետևյալ անկյունները.

Տրանսլյացիաների միավոր- վեկություններ	$\vec{a}_1$	$\vec{a}_2$	$\vec{a}_3$
$\vec{S}_0$	θ	90°	$90^\circ - \theta$
$\vec{S}_j$	α_1	α_2	α_3

(9.1)-ը կարող ենք բերել հետևյալ տեսքի.

$$G=A \sum_{m_1} \sum_{m_2} \sum_{m_3} \exp \{-ik(A_1 m_1 + B_1 m_1^2 + A_2 m_2 + B_2 m_2^2 + A_3 m_3 + B_3 m_3^2)\} \sum_{m_1 m_2 m_3} \exp \{-ik(A_4 m_1 m_2 + B_4 m_1 m_3 + C_4 m_2 m_3)\}, \quad (9.5)$$

որտեղ՝

$$\begin{aligned} A_1 &= a_1 (\vec{s}_1 - \vec{s}_0), & B_1 &= \frac{a_1^2 \sin^2 \alpha_1}{2R}, & B_3 &= \frac{a_3^2 \sin^2 \alpha_3}{2R}, \\ A_2 &= a_2 (\vec{s}_1 - \vec{s}_0), & B_2 &= \frac{a_2^2 \sin^2 \alpha_2}{2R}, & B_4 &= \frac{2a_1 a_2 \cos \alpha_1 \cos \alpha_2}{2R}, \\ A_3 &= a_3 (\vec{s}_1 - \vec{s}_0), \\ A_4 &= \frac{2a_1 a_2 \cos \alpha_1 \cos \alpha_2}{2R}, & C_4 &= \frac{2a_2 a_3 \cos \alpha_2 \cos \alpha_3}{2R}, & A &= \frac{fe^2}{Rmc^2} P, \end{aligned}$$

(9.5)-ից պարզ երևում է, թե ինչո՞ւ են դիմում մոտավորությունների և առանց բացառություն վերը նշված բոլոր դիպքերում (զաղ, հեղուկ, ամորֆ պինդ մարմին, 10^{-4} սմ և մեծ չափեր ունեցող բյուրեղներ) արհամարհում են (9.3)-ով արտահայտվող փուլային անդամը:

Ինչպես երևում է (9.5)-ից, գումարման նշանի տակ գումարման ինդեքսները բացի առաջին աստիճանից մտնում են նաև երկրորդ աստիճաններով և արտադրյալներով: Պարզ է, որ այդպիսի գումարը ճշգրիտ կերպով հաշվել ու (9.5)-ի համար անալիտիկ արտահայտություն ստանալ հնարավոր չէ և այդ դժվարությունից խուսափելու նպատակով արհամարհում են գումարման ինդեքսների երկրորդ աստիճան ու արտադրյալ պարունակող անդամները՝ մոռանալով, որ դա ոչ միշտ կարելի է անել, և որ այդ մոտավորությունը առանձին դեպքերում շատ կոպիտ սխալների կարող է հանգեցնել:

Մի օրինակով կարելի է համոզվել, թե այդ արհամարհվող

փուլային անգամի հաշվարկը անդրադարձած գումար-ալիքի ամպլիտուդի ինչպիսի տարբերության կարող է հանգեցնել:

Թարեբախտաբար, հայտնի է մի մասնավոր դեպք, երբ կարելի է (9.5) գումարը ճշգրիտ հաշվել:

Նի՞ք օգտվենք հետևյալ հայտնի [21] բանաձևերից՝

$$\sum_{m_1=0}^{N_1-1} \sin \frac{2\pi m_1^2}{N_1} = \frac{\sqrt{N_1}}{2} \left(1 + \cos \frac{\pi N_1}{2} - \sin \frac{\pi N}{2} \right), \quad (9.6)$$

$$\sum_{m_2=0}^{N_2-1} \cos \frac{2\pi m_2^2}{N_2} = \frac{\sqrt{N_2}}{2} \left(1 + \cos \frac{\pi N_2}{2} + \sin \frac{\pi N}{2} \right) \quad (9.7)$$

և հաշվենք մեկ հարթությունից անդրադարձած ալիքի ամպլիտուդը, ապա հեշտությամբ կհամոզվենք, որ Փ-ն ոչ միշտ կարելի է արհամարհել:

Իրոք, (9.5) արտահայտությունը $\vec{a}_1$ և $\vec{a}_2$ տրանսլյացիաներ պարունակող հարթության համար կընդունի հետևյալ տեսքը.

$$G_h = A \sum_{m_1=0}^{N_1-1} \exp \left\{ -ik \frac{a_1^2 \sin^2 \theta}{2R} m_1^2 \right\} \sum_{m_2=0}^{N_2-1} \exp \left\{ -ik \frac{a_2^2}{2R} m_2^2 \right\}, \quad (9.8)$$

Վերջին արտահայտությունը ստանալիս մենք նկատի ենք ունեցել, որ այդ հարթությունից տեղի ունի անդրադարձում, այսինքն՝ ընկնող և անդրադարձող ճառագայթները հարթության հետ կազմում են միևնույն θ անկյունը (գլուխ V, § 1):

(9.8) արտահայտությանը կարող ենք տալ (9.6) ու (9.7) արտահայտությունների տեսք և գումարը վերջավոր տեսքով հաշվել, եթե (9.8)-ի մեջ մտնող պարամետրերին տանք այնպիսի մասնավոր արժեքներ, որ բավարարվեն հետևյալ պայմանները.

$$\frac{k a_1^2 \sin^2 \theta}{2R} = \frac{2\pi}{N_1}, \quad \frac{k a_2^2}{2R} = \frac{2\pi}{N_2}, \quad (9.9)$$

Նկատի ունենալով (9.9) և (9.6)-ն ու (9.7)-ը, հարթությունից անդրադարձած ալիքի ամպլիտուդի համար (9.8)-ից կստանանք՝

$$G = A \sqrt{N_1 N_2} \left\{ \sin \frac{(N_1 + N_2)\pi}{2} \cos \frac{(N_1 - N_2)\pi}{2} + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \sin \frac{(N_1 + N_2)\pi}{2} \left[\cos \frac{(N_1 + N_2)\pi}{2} - \pi + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{1}{2} \left(1 + \cos \frac{(N_1 - N_2)\pi}{2} \right) \pi \right] \right\}, \quad (9.10)$$

Ինչպես երևում է վերջին արտահայտությունից, մեր քննարկած մասնավոր դեպքում հարթությունից անդրադարձած ալիքի ամպլիտուդը համեմատական է մասնիկների թվի քառակուսի արմատին և ընդհանուր դեպքում կոմպլեքս մեծություն է: Մինչդեռ Լաուեի տեսության համաձայն այն համեմատական է ուղղակի մասնիկների թվին՝ $G \sim A N_1 N_2$:

Այս չափազանց մեծ տարբերությունը չպետք է առիթ տա մտածելու այն մասին, որ Լաուեի տեսությունը բոլորովին պիտանի չէ: Բանն այն է, որ (9.9) պայմաններին բավարարող բյուրեղի չափերը միլիմետրերի կարգի են, և իրոք, այդպիսի բյուրեղների համար Լաուեի տեսությունը կիրառելի չէ ու, սովորաբար, չի էլ կիրառվում:

Սակայն, նախ բյուրեղների դեպքում, ինչպես կտեսնենք ներքևում, Լաուեի տեսությունից զգալի շեղումները սկսվում են արդեն, երբ նրանց չափերը մոտենում են 10^{-4} սմ-ի, մինչդեռ հետազոտություններ կատարելիս այդ բանը բոլորովին նկատի չեն ունենում, երկրորդ. հեղուկների, գազերի և ամորֆ պինդ մարմինների դեպքում ճառագայթվող ծավալների չափերը միշտ (9.9) պայմաններով արտահայտվող չափերի կարգի են լինում:

Վերևում ասվածը ավելի դիտելի կարելի է դարձնել՝ կարելի է բյուրեղների չափերը աստիճանաբար մեծացնելով հետևել շեղումների ընթացքին, եթե որոշ չափով փոքրացնելով մեր հաշիվների ճշտությունը, հարթությունից անդրադարձած ալիքի ամպլիտուդի (9.8) արտահայտության մեջ մտնող գումարները փոխարինենք ինտեգրալներով, ինչպես այդ արել ենք հինգերորդ գլխում:

$$G_h = A n \int_0^u \int_0^v \exp \left\{ -\frac{i k (x^2 \sin^2 \theta + y^2)}{2R} \right\} dx dy, \quad (9.11)$$

որտեղ n -ը ատոմների թիվն է հարթության միավոր մակերեսի վրա, $x = m_1 a_1$, $y = m_2 a_2$ (x -ը և y -ը ուղղությամբ համընկնում են a_1 -ի և a_2 -ի հետ), u -ն և v -ն հարթության գծային չափերն են x և y ուղղություններով:

Այժմ անցնենք անդրադարձած ալիքների ինտենսիվության հետազոտությանը՝ կախված բյուրեղի չափերից, բավարարվենք մեկ հարթությունից անդրադարձած ալիքների ինտենսիվության հետազոտությամբ:

Այդ նպատակով հետադոտենք հետևյալ ինտեգրալները.

$$I_1 = \int_0^u \exp \left\{ -ik \frac{\sin^2 \theta}{2R} x^2 \right\} dx, \quad I_2 = \int_0^v \exp \left\{ ik \frac{y^2}{2R} \right\} dy,$$

$$I_1^* = \int_0^u \exp \left\{ +ik \frac{\sin^2 \theta}{2R} x^2 \right\} dx, \quad I_2^* = \int_0^v \exp \left\{ -ik \frac{y^2}{2R} \right\} dy,$$

Հարթությունից անդրադարձած ալիքի I ինտենսիվությունը համեմատական է ամպլիտուդի մոդուլի քառակուսուն և համաձայն (9.11)-ի $I \sim |I_1 I_2|^2 = (I_1 I_1^*)(I_2 I_2^*)$, որին կարելի է տալ նաև հետևյալ տեսքը՝

$$(I_1 \cdot I_1^*)(I_2 \cdot I_2^*) = \left\{ \left[\int_0^u \cos \frac{kx^2 \sin^2 \theta}{2R} dx \right]^2 + \left[\int_0^u \sin \frac{kx^2 \sin^2 \theta}{2R} dx \right]^2 \right\} \times$$

$$\times \left\{ \left[\int_0^v \cos \frac{ky^2}{2R} dy \right]^2 + \left[\int_0^v \sin \frac{ky^2}{2R} dy \right]^2 \right\}, \quad (9.12)$$

Ինտենսիվության կախումը հարթության u և v չափերից զրտնելու համար պետք է նախ գտնել (9.12) արտահայտության կախումը այդ մեծություններից: (9.12)-ի կախումը u -ից և v -ից զրտնելու համար կարելի է կատարել այդ արտահայտության մեջ մրտ-

նող $\int_0^u$ և $\int_0^v$ ինտեգրալների գրաֆիկ ինտեգրում:

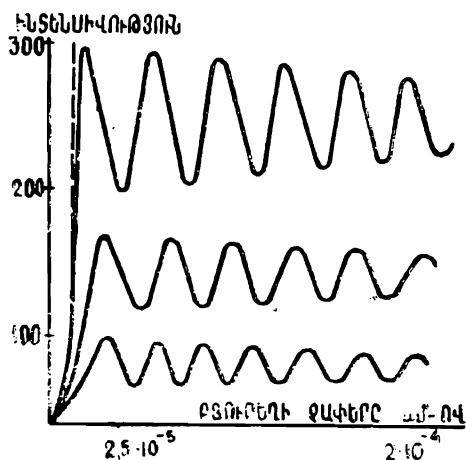
Հաշիվները կատարվել են MoK_α ճառագայթման և կվարցի (1340) հարթություններից տեղի ունեցող առաջին, երկրորդ և երրորդ կարգի անդրադարձումների համար:

Ինտենսիվության կախումը բյուրեղի u և v չափերից արտահայտող կորը բերված է 111-րդ նկարում: Այդ նկարում կետագրծերով բերված է նաև ինտենսիվության կախումը բյուրեղի չափերից արտահայտող կորը ըստ կառուելի:

Այդ նկարից երևում է, որ.

1. ինտենսիվությունը բյուրեղի չափերի մեծացմամբ սկզբում մեծանում է, ընդունում առավելագույն արժեք (I կոր), իսկ հետո սկսում է տատանվել, և վերջիվերջո տատանումները մարում են՝ ինտենսիվությունն ընդունում է հաստատուն արժեք: Քանի դեռ բյուրեղի չափերը փոքր են ֆրենելի առաջին գոտու չափերից, բյու-

ընդի շափերի մեծացմամբ անդրադարձած ալիքների ինտենսիվությունը մեծանում է, իսկ շափերի հետագա մեծացմամբ (երբ բնցվում են հաջորդ գոտիները) ինտենսիվությունը տատանվում է: Բյուրեղի շափերի մեծացմամբ տատանման հաճախությունը արագ մեծանում է, մաքսիմումները փոքրանում են, մինիմումները՝ մեծանում, և կոորդ հարթվում է: Վերջապես, երբ բյուրեղի գծային չա-



Նկ. 111. Ինտենսիվության կախումը բյուրեղի շափերից և անդրադարձման կառգից

փերը գերազանցում են 10^{-2} սմ-ը, անդրադարձած ինտենսիվությունը գործնականորեն դառնում է հավասար առաջին գոտուց անդրադարձած ալիքի ինտենսիվության քառորդին և այն այլևս բյուրեղի շափերից կախված չի լինում:

2. Լաուեի կորի հետ համեմատությունը. ցույց է տալիս, որ նույնիսկ Ֆրենելի առաջին գոտու սահմաններում Լաուեի հաշվարկների արդյունքները էապես տարբերվում են ավելի ճշգրիտ հաշվարկների արդյունքներից: Լաուեի հաշիվների արդյունքները կհամընկնեին ավելի ճշգրիտ հաշիվների արդյունքներին, եթե առաջին գոտու շափերը լինեին անսահման մեծ, իսկ այդ վերջինը հնարավոր է միայն այն դեպքում, եթե հարթության տարբեր կետերից դեպի դիտման կետը տարածվող ցրված ալիքները լինեին իրար զուգահեռ: Լաուեի հաշիվները իրականում ճիշտ կարող են լինել միայն այն դեպքում, եթե բյուրեղի շափերը լինեն շատ փոքր առաջին գոտու շափերից:

3. Ինչպես երևում է նկարից, անդրադարձման ինտենսիվությունը և նրա տատանման բնույթը կախված են անդրադարձման

կարգից, մի բան, որը նույնպես Հաուելի տեսությունից չի հետևում: Ինչպես Հաուելի տեսությունում, այնպես էլ այստեղ, կախումը անդրադարձման կարգից արտահայտվում է $i(2\theta)$ ատոմային ֆակտորի միջոցով, բայց այստեղ բացի այդ ֆակտորի միջոցով արտահայտվող կախումից, կարգից ունեցած վախումն արտահայտվում է նաև I_1 և I_2 ինտեգրալների մեջ եռանկյունաչափական ֆունկցիաների արգումենտների մեջ մտնող $\sin\theta$ -ների միջոցով (կարգի մեծացմամբ θ -ն մեծանում է): 111-րդ նկարում տարբեր կարգի անդրադարձումների համար ստացված կորերի տարբերությունը այդ $\sin\theta$ -ների տարբերության արդյունքն է: Ինչպես երևում է այդ նկարից, որքան ցածր է անդրադարձման կարգը, այսինքն, որքան մեծ են Ֆրենելի գոտիների մակերեսները, այնքան մեծ են ամպլիտուդն ու իր փոփոխությունը, և փոքր է տատանման հաճախությունը: Այդ պատճառով ուժեղ ռեֆլեքսների (ցածր կարգի) ինտենսիվության փոփոխությունը, կախված բյուրեղի շափերից, հեշտ է հայտնաբերել, իսկ թույլ ռեֆլեքսների (բարձր կարգի անդրադարձում) կորը բյուրեղի շափերի մեծացմամբ արագ հարթվում է, և ինտենսիվության փոփոխությունը դժվար է հայտնաբերել:

Նշված 1—3 հետևությունները համընկնում են փորձարարական տվյալներին: Իրոք, սովետական և արտասահմանյան գիտնականների բազմաթիվ աշխատանքներով ապացուցված է, որ անդրադարձած ռենտգենյան ալիքների ինտենսիվությունը փոքրանում է ցրող միաբյուրեղների շափերի մեծացմամբ: Հայտնի է նաև, որ վերաբյուրեղացման միջոցով կերակրի աղի բյուրեղիկների շափերի մեծացման հետևանքով առաջին հերթին ցածր կարգի անդրադարձումների ինտենսիվությունն է փոքրանում: Վերջապես [22] և այլ աշխատանքներում ցույց է տրված, որ անդրադարձնող միաբյուրեղների մակերևույթի հղկման միջոցով (բյուրեղիկների մանրացման հետևանքով) կարելի է զգալիորեն մեծացնել ռենտգենյան ալիքների անդրադարձման ինտենսիվությունը:

Ռենտգենյան ճառագայթների ինտերֆերենցիայի կինեմատիկ տեսությունը (Հաուելի տեսությունը) ի վիճակի չէ բացատրելու անդրադարձնող բյուրեղի շափերի մեծացմամբ անդրադարձման ինտենսիվության այդ թուլացումը*: Այդ է պատճառը, որ վերոհիշ-

* Կինեմատիկ տեսության (Հաուելի) հիմնական թերությունն այն է, որ հանդում է էներգիայի պահպանման օրենքի խախտմանը: Իրոք, ինչպես արգեն նշել ենք հինգերորդ գլխում, համաձայն այդ տեսության, անդրադարձած ճառագայթների ինտեգրալ ինտենսիվությունը համեմատական է ճառագայթվող ծավալին, հետևաբար, անգամ ընկնող ալիքի վերջավոր էներգիայի դեպքում,

յալ թուլացումը բացատրելու նպատակով դիմում են ռենտգենյան ճառագայթների դինամիկ տեսությանը [23] և այդ բացատրում են առաջնային ու երկրորդային էքստինկցիայով կամ նրանցից մեկով:

Ինչպես ցույց տրվեց վերևում, ճշգրիտ հաշվումները հանգեցնում են այն բանին, որ անգամ կինեմատիկ տեսության շրջանակներում բյուրեղի չափերի մեծացմամբ կարող է ստացվել անդրադարձման ինտենսիվության փոքրացում (տե՛ս նկ. 111, առաջին

անսահմանորեն մեծացնելով ճառագայթվող ծավալի չափերը, կարելի է անդրադարձած ճառագայթների ինտենսիվությունը անսահմանափակ կերպով մեծացնել՝ ցանկացած չափով մեծ դարձնել սկզբնական ալիքի ինտենսիվությունից:

Կինեմատիկ տեսությունն այդ անհեթեթությանը հանգում է այն պատճառով, որ արհամարհվում է ցրված ալիքների ու սկզբնական ալիքի փոխազդեցությունը և, հետևապես, հաշվի չի առնվում սկզբնական ալիքի ինտենսիվության փոքրացումը՝ նրա էներգիայի մի մասը անդրադարձած ալիքին անցնելու հետևանքով:

Ըստ կինեմատիկ տեսության՝ թափանցիկ (չլիանող) բյուրեղների մեջ, բոլոր խորությունների վրա սկզբնական ալիքն ունի նույն էներգիան, չնայած նրա էներգիան աստիճանաբար, բյուրեղի մեջ խորանալու հետ միասին, անցնում է անդրադարձած ալիքին: Իհարկե, այդ աղաղակող թերության հետ մի կերպ կարելի է հաշտվել միայն շատ փոքրիկ բյուրեղների դեպքում, որոնց անդրադարձած ալիքի ինտենսիվությունը շատ փոքր է և շատ փոքր խորությունների վրա սկզբնական ալիքի ինտենսիվության թուլացումը կարելի է անտեսել՝ առանց մեծ սխալ գործելու: Ահա թե ինչու կինեմատիկ տեսությունը (լաուեի) կիրառելի է միայն շատ փոքր բյուրեղիկների համար:

Դինամիկ տեսությունը հաշվի է առնում սկզբնական և ցրված ալիքների փոխազդեցությունը, և, հետևապես, սկզբնական ալիքի աստիճանական թուլացումը տեղի է ունենում բյուրեղի մեջ թափանցելուն զուգընթաց:

Առաջին անգամ Դարվինն է [23] մտքրել առաջնային և երկրորդային էքստինկցիաների հասկացությունները, որոնց օգնությամբ փաստորեն հաշվի է առնվում հիշատակված թուլացումը միաբյուրեղների (իդեալական) և մոզաիկ բյուրեղների ու բազմաբյուրեղների մեջ:

Առաջնային էքստինկցիա է կոչվում այն երևույթը, երբ իդեալական բյուրեղի մեջ վերին անդրադարձնող հարթությունները էկրանացման են ենթարկում իրենցից հետո (ցած) գտնվող հարթություններին: Ցուրաքանչյուր հարթություն իր վրա ընկնող էներգիայի մի մասն անդրադարձնում է, և հաջորդ հարթության վրա ընկնող էներգիան փոքրացած է լինում:

Բազմաբյուրեղների մեջ (մոզաիկ բյուրեղների) վերևում անդրադարձման վիճակում գտնվող բյուրեղիկները էկրանացնում են ներքևում անդրադարձման վիճակում գտնվող բյուրեղիկներին: Ամեն մի բյուրեղիկ իր վրա ընկած էներգիայի մի մասն անդրադարձնում է, և անդրադարձման վիճակում գտնվող հաջորդ բյուրեղիկի վրա ավելի քիչ էներգիա է ընկնում: Այդ երևույթը կոչվում է երկրորդական էքստինկցիա:

Պարզ է, որ շատ փոքր բյուրեղների դեպքում կարելի է արհամարհել էքստինկցիաները և կիրառել կինեմատիկ տեսությունը: Էքստինկցիաների հարցը մանրամասն քննության կառնվի դինամիկ տեսությանը նվիրված գրքում:

կարգի անդրադարձում), հետևապես, կինեմատիկ տեսությունը նույնպես, որոշ դեպքերում և երբեմն էլ, որոշ շափով, կարելի է բացատրել այդ փոքրացումը:

§ 2. ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ԺԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ԻՆՏԵԳՐԱԼ ԻՆՏԵՆՍԻՎՈՒԹՅԱՆ ԿԱԽՈՒՄԸ ԲՅՈՒՐԵՂԻ ԺԱՌԱԳԱՅԹՎՈՂ ԾԱՎԱԼԻ ՉԱՓԵՐԻՑ

Հինգերորդ գլխում քննարկեցինք ինտեգրալ ինտենսիվության հարցը և ստացանք հետևյալ բանաձևը.

$$\frac{E_0}{I_0} = QV, \quad (9.13)$$

Այդ բանաձևն արտածեցինք և՛ լաուեի, և՛ Բրեգի եղանակներով: Ինչպես ցույց է տալիս (9.13)-ը, ինտեգրալ ինտենսիվությունը համեմատական է ճառագայթվող ծավալին (Q -ն միավոր ծավալի կողմից անդրադարձած ճառագայթների ինտեգրալ ինտենսիվությունն է և ծավալից կախված չէ):

Արդեն խոսել ենք այն մասին, որ (9.13) բանաձևը էներգիայի պահպանման օրենքի տեսակետից ճիշտ չէ, սակայն այժմ այդ կողմի վրա չէ, որ ուշադրություն ենք դարձնելու: Էներգիայի պահպանման օրենքն այնքան էլ մեծ վնաս չի կրի, եթե բյուրեղիկը շատ փոքր լինի: Տվյալ դեպքում ավելի շատ անհանգստացնում է այդ բանաձևի կիրառելիությունը հենց փոքր բյուրեղների նկատմամբ և Q մեծության ծավալից կախված չլինելը:

Դժվար չէ համոզվել, որ (9.13) բանաձևը կոռեկտ չէ և նրանից պետք է օգտվել շատ զգույշ: Այդ բանաձևը սովորաբար կիրառում են ցանկացած շափով փոքր բյուրեղների համար էլ և միշտ ընդունում են, որ Q -ն V -ից կախված չէ: Հետաքրքիր է, որ այդ բանաձևն արտածելիս ենթադրվել է, որ բյուրեղը շատ փոքր չէ. բայց կիրառությունների ժամանակ մոռանում են այդ և կիրառում այն ցանկացած շափի բյուրեղների համար: Իրոք, լաուեի եղանակով արտածելիս կատարվեց հետևյալ մոտավորությունը՝

$$\int \frac{\sin^2[N_\sigma B_\sigma]}{\sin^2[B_\sigma]} dB_\sigma = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sin^2[N_\sigma B_\sigma]}{B_\sigma^2} dB_\sigma = \pi N_\sigma, \text{ որը հաս-}$$

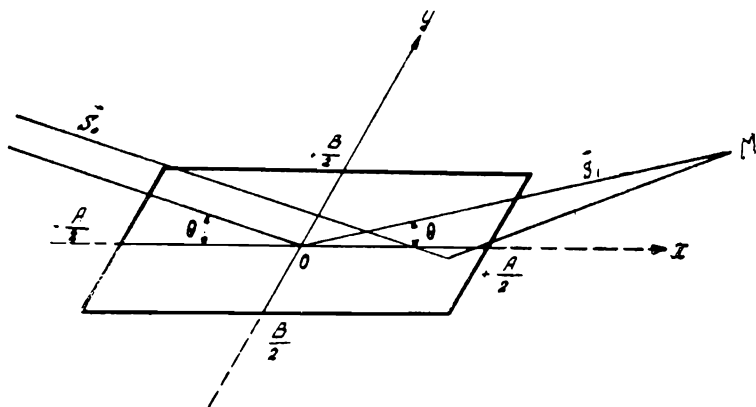
րավոր է միայն այն դեպքում, եթե N_σ -ն (բյուրեղի շափը) բավականաչափ մեծ է: Եթե այդպես է, ուրեմն (9.13)-ը շատ փոքր բյուրեղների համար ճիշտ չէ:

Բրեգի եղանակով ինտեգրալ ինտենսիվությունը հաշվելիս և հարթությունից անդրադարձած ալիքի ինտենսիվությունը որոշելիս նույնպես ընդունվել է, որ

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \exp \left\{ ik \frac{x^2 \sin^2 \theta}{2R} \right\} dx = \sqrt{\frac{R\lambda}{2 \sin \theta}} (1-i),$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \exp \left\{ ik \frac{y^2}{2R} \right\} dy = \sqrt{\frac{R\lambda}{2}} (1-i),$$

այսինքն՝ անդրադարձնող հարթության չափերն անսահման մեծ են: Նմանապես Ֆրենելի գոտիների եղանակով հաշվելիս ընդունվել է, որ հարթության վրա տեղավորվում են մեծ թվով Ֆրենելի գոտիներ, այսինքն՝ հարթության չափերը դարձյալ շատ մեծ են: Բացի դրանից, ինտեգրալ ինտենսիվությունը հաշվելու համար միավոր մակերեսի ինտեգրալ ինտենսիվությունը բազմապատկվել է ընկնող ալիքի (անդրադարձածի) S կտրվածքով,



Նկ. 112. Սահմանափակ հարթությունից անդրադարձած ալիք-ամպլիտուդի հաշվումը

այսինքն՝ ընդունվել է, որ անդրադարձած ալիքի ամբողջ կտրվածքով ինտենսիվությունն ունի համասեռ բաշխում՝ ամենուրեք նույնն է: Իրոք, [24] և [25] աշխատանքներում ինտեգրալ ինտենսիվության արտածման ժամանակ ենթադրվում էր, որ բյուրեղի անդրադարձնող հարթությունները և ընկնող ու անդրադարձնող ալիքների ճակատները անսահման մեծ են և ինտենսիվությունը նրանց վրա ամենուրեք նույնն է, այսինքն՝ $\vec{S}_1$ վեկտորին ուղղահայաց

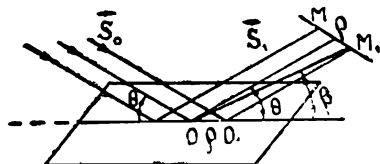
հարթության վրա ինտենսիվությունն ունի հաստատուն արժեք և այդ պատճառով էլ ինտեգրալ ինտենսիվությունը գտնելու համար ինտենսիվությունը բազմապատկում են անդրադարձած ճառագայթի լայնական կտրվածքով (նկ. 113):

Սակայն դժվար չէ համոզվել, որ ռեալ բյուրեղների դեպքում անդրադարձած ալիքի ճակատը չի կարելի համարել անսահման մեծ, իսկ անդրադարձած փնջի ներսում, անդրադարձման ուղղությանն ուղղահայաց հարթության տարբեր կետերում ինտենսիվությունն ունի տարբեր արժեքներ:

Այդ բանում համոզվելու համար նախ հետազոտենք մեկ սահմանափակ հարթությունից (ռեալ բյուրեղ) անդրադարձած ալիքի ինտենսիվությունը:

1. ՍԱՀՄԱՆԱՓԱԿ ՉԱՓԵՐՈՎ ՀԱՐԹՈՒԹՅՈՒՆԻՑ ԱՆԴՐԱԴԱՐՁԱԾ ԱԼԻՔԻ ԻՆՏԵՆՍԻՎՈՒԹՅՈՒՆԸ

Ենթադրենք հարթ մոնոքրոմատիկ ալիքը $\vec{S}_0$ միավոր-վեկտորի ուղղությամբ ընկնում է ատոմային հարթության վրա, և մենք անդրադարձած ալիքի ինտենսիվությունը հետազոտում ենք դիտման M կետում, որը կոորդինատների սկզբնակետից երևում



է $\vec{S}_1$ միավոր-վեկտորի ուղղությամբ: Անդրադարձնող հարթության շափերը x և y ուղղություններով համապատասխանաբար հավասար են A_1 -ի և B_1 -ի: Սկզբնակետը տեղավորված է հարթության կենտրոնում (նկ. 112):

նկ. 113. Փնջի լայնական կտրվածքի վրա ինտենսիվության բաշխման հաշվումը

Այս դեպքում հարթությունից անդրադարձած ալիքի ինտենսիվությունը M կետում կլինի՝

$$I_M = A^2 (G_M'^2 + G_M''^2),$$

$$\begin{aligned} \text{որտեղ՝ } G_M' &= \int_{-\frac{A_1}{2}}^{+\frac{A_1}{2}} \cos \left(k \frac{\sin^2 \theta}{2R} x^2 \right) dx \int_{-\frac{B_1}{2}}^{\frac{B_1}{2}} \cos \left(k \frac{y^2}{2R} \right) dy - \\ &- \int_{-\frac{A_1}{2}}^{\frac{A_1}{2}} \sin \left(k \frac{\sin^2 \theta}{2R} x^2 \right) dx \int_{-\frac{B_1}{2}}^{\frac{B_1}{2}} \sin \left(k \frac{y^2}{2R} \right) dy, \end{aligned}$$

$$G''_{\alpha} = \int_{-\frac{A_1}{2}}^{\frac{A_1}{2}} \sin \left(k \frac{\sin^2 \theta}{2R} x^2 \right) dx \cdot \int_{-\frac{B_1}{2}}^{\frac{B_1}{2}} \sin \left(k \frac{y^2}{2R} \right) dy - \\ - \int_{-\frac{A_1}{2}}^{\frac{A_1}{2}} \sin \left(k \frac{\sin^2 \theta}{2R} x^2 \right) dx \int_{-\frac{B_1}{2}}^{\frac{B_1}{2}} \cos \left(k \frac{y^2}{2R} \right) dy, \quad A = \frac{ne^2}{Rmc^2} f,$$

Անդրադարձած ալիքի լայնական կտրվածքի վրա գտնվող M_1 կետում (M_1 կետը կոորդինատների սկզբնականից երևում է β անկյան տակ (նկ. 113)) ալիքի ինտենսիվությունը կլինի

$$I_{M_1} = A^2 (G_{M_1}'^2 + G_{M_1}''^2),$$

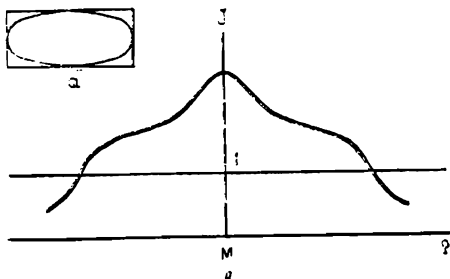
որտեղ՝

$$G_{M_1}' = \int_{-\left(\frac{A_1}{2} + \rho_1\right)}^{\frac{A_1}{2} - \rho_1} \cos \left(k \frac{\sin^2 \theta}{2R} x^2 \right) dx \int_{-\frac{B_1}{2}}^{\frac{B_1}{2}} \cos \left(k \frac{y^2}{2R} \right) dy - \\ - \int_{-\left(\frac{A_1}{2} + \rho_1\right)}^{\frac{A_1}{2} - \rho_1} \sin \left(k \frac{\sin^2 \theta}{2R} x^2 \right) dx \int_{-\frac{B_1}{2}}^{\frac{B_1}{2}} \sin \left(k \frac{y^2}{2R} \right) dy, \\ G_{M_1}'' = \int_{-\left(\frac{A_1}{2} + \rho_1\right)}^{\frac{A_1}{2} - \rho_1} \cos \left(k \frac{\sin^2 \theta}{2R} x^2 \right) dx \int_{-\frac{B_1}{2}}^{\frac{B_1}{2}} \sin \left(k \frac{y^2}{2R} \right) dy - \\ - \int_{-\left(\frac{A_1}{2} + \rho_1\right)}^{\frac{A_1}{2} - \rho_1} \sin \left(k \frac{\sin^2 \theta}{2R} x^2 \right) dx \int_{-\frac{B_1}{2}}^{\frac{B_1}{2}} \cos \left(k \frac{y^2}{2R} \right) dy,$$

որտեղ $\rho_1 = \frac{\rho}{\sin \theta}$, իսկ ρ -ն՝ M և M_1 կետերի միջև եղած հեռավորությունն է (M և M_1 կետերը տեղավորված են $\vec{S}_1$ վեկտորի և OO_1 հատվածի հարթության վրա, անդրադարձած փնջի լայնական կտրվածքում, տե՛ս նկ. 113):

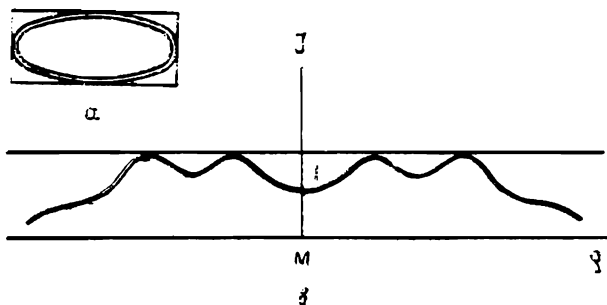
Հետազոտենք ինտենսիվության բաշխումը անդրադարձած փնջի լայնական կտրվածքում MM_1 հատվածի վրա՝ կախված ρ մեծությունից, անդրադարձնող հարթության երեք տարբեր մեծությունների (չափերի) դեպքում: Թող $\lambda = 1,542 \text{ \AA}$ և $\theta = 12^\circ 31' 44''$:

Առաջին դեպք — անդրադարձնող հարթության չափերն այնպիսին են, որ նրա վրա տեղավորվում է միայն Ֆրենելի առաջին գոտին (նկ. 114):

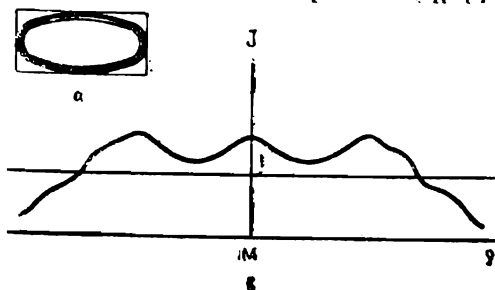


Նկ. 114. Առաջին դեպք

Երկրորդ դեպք — անդրադարձնող հարթության չափերն այնպիսին են, որ նրա վրա տեղավորվում են միայն Ֆրենելի առաջին երկու գոտիները (նկ. 115):



Նկ. 115. Երկրորդ դեպք



Նկ. 116. Երրորդ դեպք

Երրորդ դեպք — անդրադարձնող հարթության չափերն այնպիսին են, որ նրա վրա տեղավորվում են միայն Ֆրենելի առաջին երեք գոտիները (նկ. 116):

114, 115 և 116 նկարներում ներկայացված են անդրադարձած փնջերի

ինտենսիվությունների բաշխումը նրանց լայնական ստրվածքների վրա առաջին, երկրորդ և երրորդ դեպքերում: Ինչպես երեվում է այդ նկարներում բերված կորերից, առաջին դեպքում

մաքսիմալ անդրադարձում ստացվում է մի կետում, որը անդրադարձնող հարթության կենտրոնից երևում է անդրադարձման անկյան տակ (այսինքն Θ անկյան տակ, նկ. 114), և այդ կետից հեռանալիս ինտենսիվությունն արագ ընկնում է: Երկրորդ դեպքում անդրադարձման ինտենսիվության բաշխումն ունի ալիքի բարդ տեսք (նկ. 115), կենտրոնական մասում ստացվում է մինիմում, իսկ այդ մինիմումի աջից և ձախից ստացվում են մաքսիմումներ: Երրորդ դեպքում (նկ. 116) կենտրոնական մասում ստացվում է երկրորդական մաքսիմում, իսկ այդ մաքսիմումի երկու կողմերում ստացվում են գլխավոր մաքսիմումները:

Այսպիսով, այդ երեք դեպքերի քննարկումից գալիս ենք հետևյալ եզրակացությունների.

1. անդրադարձած ճառագայթի լայնական կտրվածքի վրա ինտենսիվության բաշխումը համասեռ չէ և կետից կետ փոփոխվում է:

2. Անդրադարձած ճառագայթի ստրուկտուրան (ինտենսիվության բաշխումը նրանում) կախված է անդրադարձնող հարթության չափերից:

3. Մեկ սահմանափակ հարթությունից անդրադարձած ալիքի փուլը կախված է այդ հարթության չափերից: Իրոք, քանի որ այդ ալիքի φ փուլը որոշվում է հետևյալ առնչությամբ՝ $\text{tg} \varphi = \frac{G''}{G'}$, իսկ G' -ը և G'' -ը կախված են անդրադարձնող հարթության չափերից, ուրեմն φ -ն նույնպես կախված է այդ չափերից: Դեռ ալիքին, անդրադարձած փնջի լայնական կտրվածքի տարբեր կետերում G' -ը և G'' -ն ունեն տարբեր արժեքներ, ուստի և φ -ն այդ կտրվածքի տարբեր կետերում ունի տարբեր արժեքներ:

2. ՍԱՀՄԱՆԱՓԱԿ ԶԱՓԵՐՈՎ ՀԱՐԹՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՀԱՄԱԿԱՐԳԻՑ ԱՆԴՐԱԴԱՐՁԱՄ ԱԼԻՔԻ ԻՆՏԵՆՍԻՎՈՒԹՅՈՒՆԸ

Այժմ անցնենք սահմանափակ հարթությունների համակարգից (ռեալ բյուրեղ) անդրադարձած ալիքի ինտենսիվության հետազոտությանը: Այս դեպքում հաշիվները բարդանում են, քանի որ տրվյալ համակարգի տարբեր հարթություններից անդրադարձած փնջի լայնական կտրվածքի տվյալ կետը եկած ալիքներն ունեն տարբեր փուլեր և ամպլիտուդաներ, ընդ որում, փուլերը տարբերվում են ոչ միայն Վուլֆ-Բրեգի արտահայտությամբ, այլև լրացուցիչ անդամով պայմանավորված հետևյալ առնչությամբ՝

$$\Delta\varphi_{n, n-1} = \arctg \left(\frac{G_n''}{G_n'} \right) - \arctg \left(\frac{G_{n-1}''}{G_{n-1}'} \right),$$

որտեղ $\Delta\varphi_{n, n-1}$ -ը n -րդ և $n-1$ -րդ հարթություններից անդրադարձած ալիքների միջև գոյություն ունեցող փուլերի լրացուցիչ տարբերությունն է G'_n -ը և G''_n -ը n -րդ հարթությունից անդրադարձած ալիքի ամպլիտուդի իրական և կեղծ մասերն են, G'_{n-1} -ը և G''_{n-1} -ը նույն մեծություններն են $n-1$ համար ունեցող հարթության համար:

Այսպիսով, քանի որ G'_n , G''_n , G'_{n-1} և G''_{n-1} մեծությունները կախված են ինչպես հարթության համարից, այնպես էլ նրա չափերից, ապա $\Delta\varphi_{n, n-1}$ -ը նույնպես կախված է այդ մեծություններից: Մյուս կողմից, ինչպես արդեն ասվեց նախորդ կետում, G'_n -ը, G''_n -ը, հետևապես և $\Delta\varphi_{n, n-1}$ մեծությունները կախված են ρ -ից, այսինքն՝ այդ մեծությունները անդրադարձած ճառագայթի տվյալ լայնական կտրվածքի վրա կետից կետ փոփոխվում են:

Նկատի ունենալով վերը ասվածը, M կետից ρ հեռավորության վրա գտնվող M_1 կետում գումար-ալիքի ամպլիտուդի համար կստանանք՝

$$G'_M = A \sum_{n=0}^{N-1} \exp \{ i 2 n k d \sin \theta \} (G'_n + i G''_n), \quad (9.14)$$

որտեղ d -ն անդրադարձնող հարթությունների միջհարթությունային հեռավորությունն է,

$$G'_n = a_2 a_3 - b_2 b_3, \quad G''_n = a_3 b_2 - a_2 b_3, \quad (9.15)$$

որտեղ՝

$$a_2 = \int_{-\frac{B_1}{2}}^{\frac{B_1}{2}} \cos \left(k \frac{y^2}{2R} \right) dy, \quad b_2 = \int_{-\frac{B_1}{2}}^{\frac{B_1}{2}} \sin \left(k \frac{y^2}{2R} \right) dy,$$

$$a_3 = \int_{-D_1}^{D_2} \cos \left(k \frac{\sin^2 \theta}{2R} x^2 \right) dx, \quad b_3 = \int_{-D_1}^{D_2} \sin^2 \left(k \frac{\sin^2 \theta}{2R} x^2 \right) dx,$$

$$D_1 = n d \operatorname{ctg} \theta - \left(\frac{A_2}{2} + \rho_1 \right), \quad D_2 = n d \operatorname{ctg} \theta + \left(\frac{A_1}{2} - \rho_1 \right),$$

(9.14)-ից հեշտությամբ կարելի է ստանալ անդրադարձման ինտենսիվությունը M_1 կետում.

$$I_{M_1} = A^2 \left\{ \left[\sum_{n=0}^{N-1} G'_n \cos(2kd \sin \theta \cdot n) - \sum_{n=0}^{N-1} G''_n \sin(2kd \sin \theta \cdot n) \right]^2 + \left[\sum_{n=0}^{N-1} G'_n \sin(2kd \sin \theta \cdot n) + \sum_{n=0}^{N-1} G''_n \cos(2kd \sin \theta \cdot n) \right]^2 \right\}, \quad (9.16)$$

որտեղից $\rho=0$ դեպքում կատանանք ինտենսիվությունը M կետում $I_M = I_{M_1}(\rho=0)$:

Ինտեգրալ ինտենսիվությունը ստանալու համար մենք պետք է նախ գումարենք ըստ N -ի (ըստ անդրադարձնող հարթությունների համակարգի), այնուհետև ինտեգրենք $\theta - \varepsilon$ մինչև $\theta + \varepsilon$ անկյունային սահմաններում, դրանից հետո պետք է ինտեգրել անդրադարձած փնջի ամբողջ լայնական կտրվածքով: Գումարումը ըստ N -ի բավականաչափ դժվար է, քանի որ N -ից կախված են G'_n և G''_n մեծությունները, ինչպես նաև գումարի մեջ մտնող եռանկյունաչափական ֆունկցիաները (տե՛ս (9.15) և (9.16)):

Սակայն, եթե նկատի ունենանք, որ N -ի փոփոխմամբ G'_n և G''_n մեծությունները շատ դանդաղ են փոխվում, ապա այդ մեծությունների կախումը N -ից կարելի է արհամարհել, եթե, իհարկե, N -ը շատ մեծ չէ: Իրոք, եթե անդրադարձնող հարթությունների թիվը՝ $N=1000$, ապա այդ մեծությունների արժեքները N կետում, վերջին և առաջին հարթությունների համար համապատասխանաբար կլինեն՝

$$\begin{aligned} G'_{1000} &= 0,548, & G'_0 &= 0,529, \\ G''_{1000} &= 0,697, & G''_0 &= 0,714, \end{aligned}$$

Ինչպես երևում է վերջին արտահայտություններից, այդ մեծությունների արժեքները առաջին և վերջին հարթությունների համար իրարից քիչ են տարբերվում, հետևապես, առանց մեծ սխալ գործելու մենք կարող ենք (9.14) արտահայտությունը բերել հետևյալ տեսքի՝

$$G_{M_1} = A(\bar{G}'_n + iG''_n) \sum_{n=0}^{N-1} \exp\{ikd \sin \theta \cdot n\}, \quad (9.17)$$

որտեղ՝ $\bar{G}'_n = \frac{1}{2} (G'_0 + G'_{1000})$, $\bar{G}''_n = \frac{1}{2} (G''_0 + G''_{1000})$:

Այսպիսով, կատարելով գումարում ըստ N -ի, (9.17)-ից կբացանանք՝

$$G_{M_1}^2 = A^2 (\overline{G_n'^2} + \overline{G_n''^2}) \frac{\sin^2 \left(N \frac{k d \sin \theta}{2} \right)}{\sin^2 \left(\frac{k d \sin \theta}{2} \right)},$$

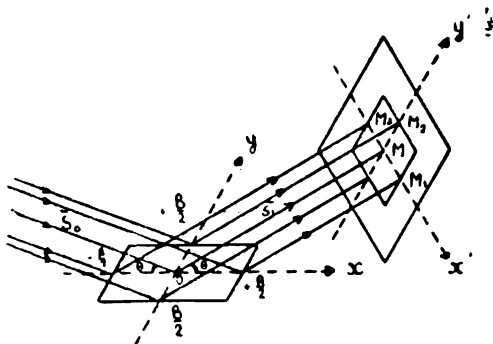
Այժմ կարող ենք ինտեգրել ըստ անկյունային տիրույթի՝ $\int_{\theta-\varepsilon}^{\theta+\varepsilon} G_{M_1}^2 d\theta$,

հաշվի չառնելով A -ի, G_n' -ի և G_n'' -ի կախումը անկյունից, որը միանգամայն հնարավոր է, որովհետև ε -ը շատ փոքր մեծություն է, ինտեգրալ ինտենսիվության համար կստանանք՝

$$I_1 = A^2 (\overline{G_n'^2} + \overline{G_n''^2}) \frac{\lambda n}{2 d \sin \theta}, \quad (9.18)$$

Լրիվ ինտեգրալ ինտենսիվությունը ստանալու համար մենք պետք է վերջին արտահայտությունն ինտեգրենք անդրադարձած փնջի լայնական կտրվածքով:

Իհարկե, ինչպես արդեն ասված է, այդ ինտեգրման կարիքը չէր զգացվի և մենք լրիվ ինտեգրալ ինտենսիվությունը ստանալու համար I_1 մեծությունը կարող էինք բազմապատկել անդրադարձած փնջի S լայնական կտրվածքով, եթե G_n' և G_n'' մեծությունները S -ի բոլոր կետերում ունենային միևնույն արժեքը: Սակայն, ինչպես ցույց տրվեց վերևում, այդ մեծությունները փնջի լայնական կտրվածքի կետից կետ արագ փոփոխվում են:



Նկ. 117. Ինտեգրալ ինտենսիվության հաշվումը

Մենք հետազոտեցինք ինտենսիվության բաշխումը անդրադարձած ճառագայթի լայնական կտրվածքի վրա միայն մեկ ուղղությունում (MM_1 ուղղությամբ), սակայն ինտեգրման համար պետք է հետազոտենք ինտենսիվության բաշխումը կամայական ուղղությամբ:

Հետազոտենք ինտենսիվության բաշխումը անդրադարձած փնջի լայնական կտրվածքի կամավոր M_3 կետում: Այժմ կոորդինատների սկզբնական տեղավորենք անդրադարձած փնջի լայնական կտրվածքի կենտրոնում, այսինքն՝ M կետում (նկ. 117): x' առանցքն ուղղենք MM_1 -ով (MM_1 հատվածը տեղավորված է անկման հարթության մեջ և անդրադարձած փնջի լայնական կտրվածքի վրա): y' առանցքն ուղղենք MM_2 -ով:

Այդ դեպքում, եթե M_3 կետի կոորդինատները նշանակենք x'_3 -ով և y'_3 -ով, ինտենսիվության I_1 արտահայտության (տե՛ս (9.18)) G'_n և G''_n մեծությունները կընդունեն հետևյալ արժեքները.

$$G'_n = a_4 a'_4 - b_4 b'_4,$$

$$G''_n = a'_4 b_4 - a_4 b'_4,$$

$$\text{որտեղ՝ } b_4 = \int_{-\left(\frac{B_1}{2} + y_3'\right)}^{\left(\frac{B_1}{2} - y_3'\right)} \cos\left(k \frac{y^2}{2R}\right) dy, \quad b'_4 = \int_{-\left(\frac{B_1}{2} + y_3'\right)}^{\left(\frac{B_1}{2} - y_3'\right)} \sin\left(k \frac{y^2}{2R}\right) dy,$$

$$a_4 = \int_{-\left(\frac{A_1}{2} + x_3' \sin\theta\right)}^{\frac{A_1}{2} - x_3' \sin\theta} \cos\left(k \frac{\sin^2\theta}{2R} x^2\right) dx,$$

$$a'_4 = \int_{-\left(\frac{A_1}{2} + x_3' \sin\theta\right)}^{\left(\frac{A_1}{2} - x_3' \sin\theta\right)} \sin\left(k \frac{\sin^2\theta}{2R} x^2\right) dx,$$

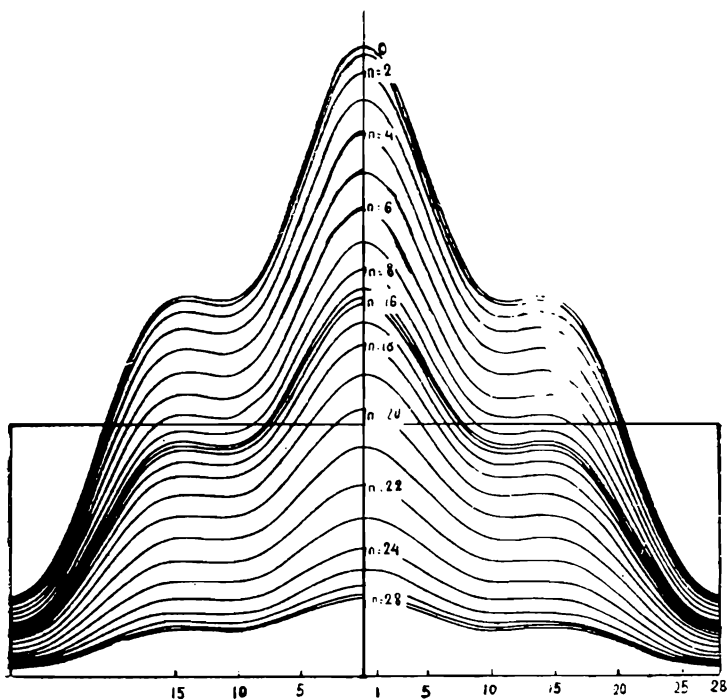
կրիվ ինտեգրալ ինտենսիվությունն ստանալու համար պետք է I_1 արտահայտությունն ինտեգրենք ըստ x'_3 -ի և y'_3 -ի հետևյալ սահմաններում՝ $-\frac{A_1}{2} \sin\theta$ -ից մինչև $\frac{A_1}{2} \sin\theta$ և $-\frac{B_1}{2}$ -ից մինչև

$\frac{B_1}{2}$ համապատասխանաբար: Այսպիսով, լրիվ ինտեգրալ ինտենսիվության համար կստանանք

$$I = \int_{-\frac{A_1}{2} \sin\theta}^{\frac{A_1}{2} \sin\theta} \int_{-\frac{B_1}{2}}^{\frac{B_1}{2}} I_1 dx_3' dy' \quad (9.19)$$

$$կամ I = A^2 \frac{\lambda N}{2d \sin \theta} \int_{-\frac{A_1}{2} \sin \theta}^{-\frac{A_1}{2} \sin \theta} \int_{-\frac{B_1}{2}}^{\frac{B_1}{2}} (\bar{G}_n'^2 + \bar{G}_n''^2) dx'_3 dy'_3$$

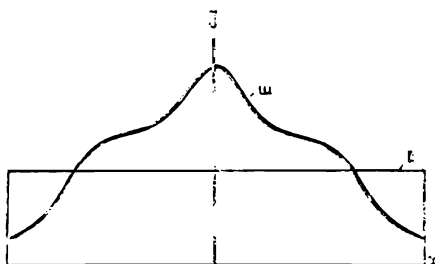
Մանրակրկիտ ուսումնասիրված է միայն առաջին դեպքը: Ինտեգրումը կատարված է գրաֆիկորեն: a_4 , a'_4 , b_4 և b'_4 ինտեգրալները Ֆրենելի ինտեգրալների տեսքի բերելուց հետո, Γ'_3 -ի մեկ տվյալ արժեքի համար կազմվել է I_1 -ի արժեքների գրաֆիկը տարբեր x'_3 -ների համար $-\frac{A_1}{2} \sin \theta \leq x_3 \leq \frac{A_1}{2} \sin \theta$ սահմաններում, դրանից հետո $-\frac{B_1}{2} \leq y'_3 \leq \frac{B_1}{2}$ սահմաններում գտնվող y'_3 -ի տարբեր արժեքների համար կազմվել է ալգպիսի գրաֆիկների համա-



Նկ. 118. Անդրադարձած փնջի լայնական կտրվածքի վրա ինտենսիվության բաշխումը

կարգ, որ ցույց է տրված նկար 118-ում: Նրանցից $n=0$ գրաֆիկը համապատասխանում է $y'_3=0$ արժեքին, իսկ մնացածները

համապատասխանում են $0 \leq y'_3 \leq \frac{B}{2}$ արժեքներին: Հաշվված են այդ կորերով և առանցքով պարփակված բոլոր մակերեսները, և կազմված է գրաֆիկ, որը ցույց է տալիս այդ մակերեսների կախումը y'_3 -ից $\frac{B}{2} \leq y'_3 \leq \frac{B}{2}$ սահմաններում: Այդ գրաֆիկը ցույց է տրված 118-րդ նկարում:



Նկ. 118. Ինտեգրալ ինտենսիվությունը. ա) անդրադարձնող հարթությունների չափերը վերջավոր են, բ) անդրադարձնող հարթությունների չափերը անսահման մեծ են

Որոշելով այդ կորերով և y'_3 առանցքով պարփակված մակերեսը, կգտնենք հենց լրիվ ինտեգրալ ինտենսիվությունը՝ հարաբերական միավորներով:

Մեր ստացած արդյունքները Վուլֆ-Բրեգի եղանակով ստացված արդյունքների հետ համեմատելու համար 119-րդ նկարում նույնպես հարաբերական միավորներով ցույց է տրված անդրադարձնող հարթությունների անսահմանափակ լինելու ենթադրության հիման վրա ստացված ինտենսիվության համասեռ բաշխումը անդրադարձած փնջի լայնական կտրվածքի վրա:

Պարզվում է, որ սահմանափակ չափերով անդրադարձնող հարթությունների դեպքում ինտեգրալ ինտենսիվությունը մոտ 25 % -ով ավելի մեծ է, քան անսահմանափակ չափերով հարթությունների դեպքում (առաջին դեպք):

Բերված հետազոտությունների արդյունքների հիման վրա ունալ (սահմանափակ) բյուրեղների դեպքում կարելի է նշել հետևյալ կարևոր հետևությունները.

1. անդրադարձման ինտենսիվության բաշխումը անդրադարձած ճառագայթի լայնական կտրվածքով անհամասեռ է:

2. Անդրադարձած ճառագայթի ինտենսիվության բաշխումը (միկրոստրուկտուրան) կախված է անդրադարձնող հարթությունների չափերից:

3. Ինտեգրալ ինտենսիվության համեմատականությունը ճա-

ռազայթվող ծավալին սահմանափակ բյուրեղների դեպքում տեղի չունի, և ինտեգրալ ինտենսիվության սովորական բանաձևից օգտվել չի կարելի:

§ 8. ԻՆՏԵՏԳԵՆՅԱՆ ԺԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ԻՆՏԵԳՐԱԼ ԻՆՏԵՆՍԻՎՈՒԹՅԱՆ ԿԱԽՈՒՄԸ ԱՆԿՄԱՆ ՀԱՐԹՈՒԹՅԱՆ ՈՒՂՂՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐ ԵՎ ԲՅՈՒՐԵՂԻ ՋԵՎԻՑ

Ինտեգրալ ինտենսիվությունը, ըստ սովորական կինեմատիկ տեսության, կախված չէ անկման հարթության ուղղությունից և բյուրեղի ձևից: Իրոք, ինտեգրալ ինտենսիվության (9.13) արտահայտության մեջ մտնում է միավոր ծավալի անդրադարձման $\vec{Q}$ ինտենսիվությունը և ճառագայթվող V ծավալը: Սակայն կարելի է ցույց տալ, որ ռեալ (վերջավոր) բյուրեղների դեպքում ինտեգրալ ինտենսիվությունը կախված է ինչպես անկման հարթության ուղղությունից, այնպես էլ բյուրեղի ձևից: Այժմ քննարկենք այդ հարցերը:

1. ԻՆՏԵԳՐԱԼ ԻՆՏԵՆՍԻՎՈՒԹՅԱՆ ԿԱԽՈՒՄԸ ԱՆԿՄԱՆ ՀԱՐԹՈՒԹՅԱՆ ՈՒՂՂՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐ

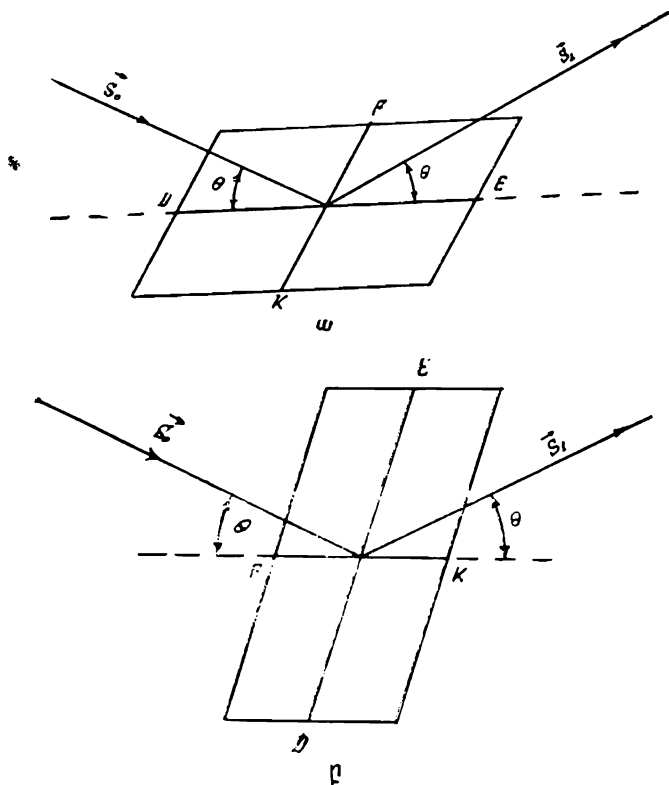
Ենթադրենք հարթ մոնոքրոմատիկ ալիքն ընկնում է A_1 , B_1 և C_1 շափերով բյուրեղի վրա $\vec{S}_0$ միավոր-վեկտորի ուղղությամբ, իսկ ինտեգրալ ինտենսիվությունը դիտում ենք S_1 միավոր-վեկտորի ուղղությամբ (նկ. 120ա և 120բ): Դիտարկենք երկու դեպք. առաջին դեպքում անկման հարթությունը ($\vec{S}_1$ և $\vec{S}_0$ վեկտորների հարթությունը) անցնում է DE հատվածով (նկ. 120ա), իսկ երկրորդ դեպքում՝ FK հատվածով (նկ. 120բ): A_1 -ը և B_1 -ը անդրադարձնող հարթությունների մեծություններն են երկու փոխուղղահայաց ուղղություններով, իսկ C_1 -ը բյուրեղի շափն է անդրադարձնող հարթություններին ուղղահայաց ուղղությամբ:

Համաձայն նախորդ պարագրաֆի (9.19) բանաձևի՝ այդ երկու դեպքերի համար ինտեգրալ ինտենսիվությունը կընդունի հետևյալ տեսքը.

$$I_1 = A^2 \frac{\lambda N}{2d \sin \theta} \int_{-\frac{\Lambda_1 \sin \theta}{2}}^{+\frac{\Lambda_1 \sin \theta}{2}} \int_{-\frac{B_1}{2}}^{+\frac{B_1}{2}} (\bar{G}_n'^2 + \bar{G}_n''^2) dx' dy', \quad (9.20)$$

$$I_2 = A \frac{\lambda N}{2d \sin \theta} \int_{-\frac{B_1 \sin \theta}{2}}^{\frac{B_1 \sin \theta}{2}} \int_{-\frac{\lambda_1}{2}}^{\frac{\lambda_1}{2}} (\bar{F}_n'^2 + \bar{F}_n''^2) dx' dy', \quad (9.21)$$

որտեղ $\bar{G}'_n$ և $\bar{G}''_n$ -ը հարթությունների համակարգից անդրադարձած ալիքի ամպլիտուդի իրական և կեղծ մասերի միջին արժեքներն են առաջին դեպքում, իսկ $\bar{F}'_n$ և $\bar{F}''_n$ -երը՝ նույն բաներն են երկրորդ դեպքում:

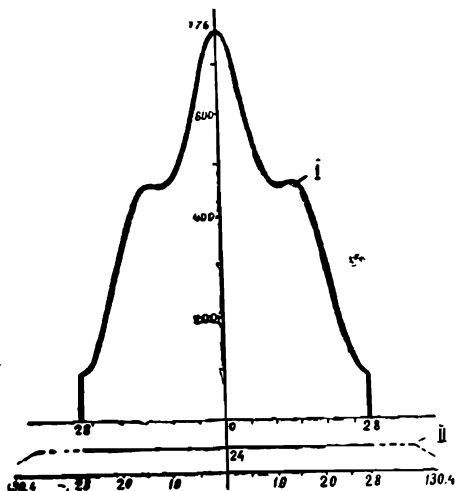


Նկ. 120. ա և բ

Օգտվելով նախորդ պարագրաֆում նկարագրված հաշվման եղանակից, I_1 -ի և I_2 -ի համար կստանանք 121-րդ նկարում ցույց տրված գրաֆիկները, որոնք կազմված են այն շափերի համար, երբ առաջին դեպքում անդրադարձնող հարթությունների վրա տեղավորվում է միայն առաջին գոտին (նկ. 121 ա և բ): Ստացված

գրաֆիկները ցույց են տալիս ինտեգրալ ինտենսիվությունների բաշխումը անդրադարձած փնջի լայնական էտրվածքի վրա առաջին դեպքում (կոր I) և երկրորդ դեպքում (կոր II): Այդ կորերով և առանցքով սահմանափակված մակերեսների հարաբերությունը տալիս է ինտեգրալ ինտենսիվությունների հարաբերությունը: Հետադոտված դեպքում (առաջին դեպքում հարթության վրա տեղավորվում է միայն առաջին գոտին, նկ. 121 ա և բ) ինտեգրալ ինտենսիվությունների հարաբերությունը հավասար է 15-ի:

Նկ. 121. Ինտեգրալ ինտենսիվությունները առաջին և երկրորդ դեպքերում



Այսպիսով, այս մասնավոր դեպքը ցույց է տալիս, որ ինտեգրալ ինտենսիվությունը կախված է անկման հարթության ուղղությունից:

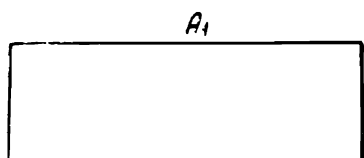
2. ԻՆՏԵԳՐԱԼ ԻՆՏԵՆՍԻՎՈՒԹՅԱՆ ԿԱԽՈՒՄԸ ԱՆԴՐԱԴԱՐՁՆՈՂ ԲՅՈՒՐԵՂԻ ՁԵՎԻՑ

Ինտեգրալ ինտենսիվությունը ոչ միայն կախված է անկման հարթության ուղղությունից, այլև՝ բյուրեղի ձևից, այսինքն՝ միևնույն ծավալ, բայց տարբեր ձևեր ունեցող բյուրեղներից անդրադարձած ճառագայթների ինտեգրալ ինտենսիվությունները տարբեր են լինում:

Ենթադրենք ունենք երկու բյուրեղ, որոնց անդրադարձնող հարթությունների մակերեսները և նրանց թվերն իրար հավասար են (այսինքն՝ ծավալները հավասար են), բայց ունեն տարբեր ձևեր (սովյալ ուղղությամբ ունեն տարբեր չափեր):

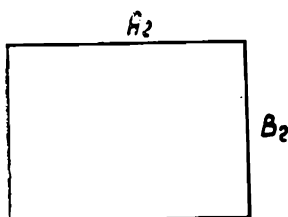
Թող անկման հարթության ուղղությամբ այդ բյուրեղների

անդրադարձնող հարթություններն ունենան համապատասխանաբար A_1 , A_2 և A_3 չափերը (նկ. 122), իսկ անկման հարթությանն ուղղահայաց ուղղությամբ՝ B_1 , B_2 և B_3 չափերը, ընդ որում, $A_1 \neq A_2 \neq A_3$, $B_1 \neq B_2 \neq B_3$, բայց հարթությունների մակերեսներն իրար հավասար են՝ $A_1 B_1 = A_2 B_2 = A_3 B_3$ ։ Այդ երեք բյուրեղներում էլ անդրադարձնող հարթությունների թիվը նույնն է։ Այս դեպքում ինտեգրալ ինտենսիվությունները կարտահայտվեն դարձյալ (9.20) և (9.21) տիպի բանաձևերով, որոնց ինտեգրման սահմանները կլինեն հետևյալները.



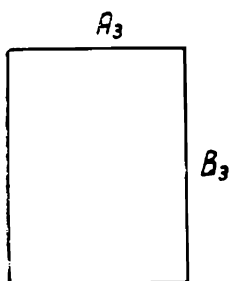
առաջին դեպքում

$$-\frac{A_1}{2} \sin\theta - \text{ից մինչև } \frac{A_1}{2} \sin\theta \text{ և} \\ -\frac{B_1}{2} - \text{ից մինչև } \frac{B_1}{2},$$



երկրորդ դեպքում

$$-\frac{A_2}{2} \sin\theta - \text{ից մինչև } \frac{A_2}{2} \sin\theta \text{ և} \\ -\frac{B_2}{2} - \text{ից մինչև } \frac{B_2}{2},$$



երրորդ դեպքում

$$-\frac{A_3}{2} \sin\theta - \text{ից մինչև } \frac{A_3}{2} \sin\theta \text{ և} \\ -\frac{B_3}{2} - \text{ից մինչև } \frac{B_3}{2},$$

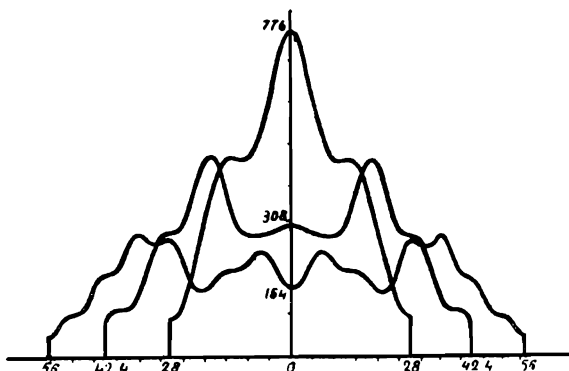
Չխախտելով խնդրի ընդհանրությունը, կարող ենք հետագա հաշիվները կատարել մասնավոր դեպքի համար, երբ $A_1 = 2a$,

$$A_2 = \frac{4}{3} a, A_3 = a \text{ և } B_1 = 2b, B_2 =$$

$$= 3b, B_3 = 4b: \text{ Հստալդ տվյալ-}$$

ների բոլոր երեք բյուրեղներում էլ անդրադարձնող հարթությունների մակերեսները նույնն են՝ $A_1 B_1 = A_2 B_2 = A_3 B_3 = 4ab$, որտեղ a -ն և b -ն Ֆրենսելի առաջին գոտու կիսառանցքներն են։ Այդ երեք բյուրեղներից անդրադարձած փնջերում ինտեգրալ ինտենսիվությունների բաշխումը նրանց լայնական կտրվածքի վրա ցույց է տրված նկ. 123-ում:

ինչպես ցույց են տալիս այդ կորերով և աբսցիսների առանցքներով պարփակված մակերեսների հարաբերությունները $\sigma_1:\sigma_2:\sigma_3=1:1_2:1_3=1:0,8:0,6$, ինտեգրալ ինտենսիվությունը փոքրանում է



Նկ. 123. Տարբեր ձևի անդրադարձնող հարթությունների ունեցող բյուրեղների ինտեգրալ ինտենսիվությունները

անկման հարթության ուղղությամբ անդրադարձնող հարթությունների շահերի փոքրացմամբ, այսինքն՝ բյուրեղների միևնույն ծավալի դեպքում ինտեգրալ ինտենսիվությունը կախված է բյուրեղի ձևից:

Մենք այս պարագրաֆում անալիտիկորեն ուսումնասիրեցինք ինտեգրալ ինտենսիվության կախումը անկման հարթության ուղղությունից և բյուրեղի (հարթությունների) ձևից: Սակայն այդ բոլորը, առանց հաշվումների, կարելի է ավելի դիտելի կերպով ցույց տալ Ֆրենելի գոտիների օգնությամբ:

Իրոք, անդրադարձման ինտենսիվությունն ամենամեծը կլինի այն դեպքում, եթե անդրադարձնող հարթության վրա տեղավորվում է միայն և միայն առաջին գոտին լրիվ: Դրանից հետո, եթե հարթության շահերը փոքրացնենք, անդրադարձման ինտենսիվությունը կսկսի փոքրանալ, որովհետև առաջին գոտու գործող մասը (հարթության վրա տեղավորված մասը) կսկսի փոքրանալ: Իսկ երբ հակառակ ուղղությամբ ենք գնում՝ հարթության շահերը մեծացնում ենք, անդրադարձման ինտենսիվության մեծությունն սկսում է տատանվել. երբ երկրորդ գոտին է բացվում, թուլանում է, երբ երրորդ գոտին է բացվում, ուժեղանում է և այլն, այսինքն՝ զույգ գոտիների բացման ժամանակ տեղի է ունենում թուլացում, իսկ կենտների ժամանակ՝ ուժեղացում: Այստեղից էլ մի կարևոր եզրակացություն. եթե անդրադարձնող հարթությունների շահերի, ձևի և անկման հարթության ուղղության փոփոխության պատճառով գոր-

ծող գոտիների թիվը կամ նրանց գործող մասերը փոփոխություն են կրում, առաջանում է նաև ինտեգրալ ինտենսիվության փոփոխություն:

Գոտիների գաղափարը մեզ հնարավորություն է տալիս նաև նախագուշակել, թե ինչպիսի չափերով բյուրեղների դեպքում ինտեգրալ ինտենսիվությունը կարող է կախված լինել անկման հարթության ուղղությունից և բյուրեղի (հարթությունների) ձևից:

Իրոք, վերևում արված դատողությունների հիման վրա կարելի է պնդել, որ բյուրեղի ձևից և անկման հարթության ուղղությունից ինտեգրալ ինտենսիվությունը կախված չէ հետևյալ երկու դեպքերում.

1. երբ Ֆրենելի առաջին գոտու չափերը անսահման մեծ են: Այս դեպքում անկախ անկման հարթության ուղղությունից և հարթության ձևից նա միշտ ամբողջությամբ կգործի որպես առաջին գոտի կամ նրա մաս այնպես, որ անդրադարձնող հարթության նորմալի շուրջը $\vec{S}_0$ վեկտորը պտտելուց (առանց Վուլֆ-Քրեգի անկյան փոփոխության) ինտեգրալ ինտենսիվության (ինչպես և ինտենսիվության) փոփոխություն չի առաջանա:

2. Երբ անդրադարձնող հարթությունների չափերը անսահման մեծ են, իսկ իրականում այնքան մեծ են, որ նրանց վրա տեղավորվում են մեծ թվով գոտիներ, և անկման հարթության պտույտի կամ բյուրեղի տարբեր ուղղությամբ ունեցած չափերի տարբերությունը Ֆրենելի գոտիների թվի էական տարբերություն չի առաջացնի:

Վերջապես, ինտեգրալ ինտենսիվությունը կախված չէ անկման հարթության ուղղությունից նաև այն դեպքում, երբ բոլոր ուղղություններով անդրադարձնող հարթությունների չափերը նույնն են, և անկման հարթության պտույտը Ֆրենելի գործող գոտիների թվի կամ նրանց մասերի փոփոխություն չի առաջացնում:

Շարադրված տեսական հետազոտություններից բխող հետևությունները ստուգված են նաև փորձով: [26]—[28] աշխատանքներում փորձով ցույց է տրված, որ տարբեր ուղղություններով տարբեր չափեր ունեցող բյուրեղների դեպքում, բյուրեղը պտտելով անդրադարձնող հարթությունների նորմալի շուրջը, որը համարժեք է անկման հարթության պտույտին՝ առանց Վուլֆ-Քրեգի անկյունը փոփոխելու, ստացվում է ինտեգրալ ինտենսիվության ուժեղ փոփոխություն: Այդ աշխատանքներում ցույց է տրված նաև, որ տարբեր ուղղություններով մոտավորապես միևնույն չափեր ունեցող բյուրեղների դեպքում անկման հարթության պտույտը ինտեգրալ ինտենսիվության փոփոխություն չի առաջացնում:

§4. ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ԴԻՖՐԱԿՑԻՈՆ ՊԱՏԿԵՐԻ ՕԳՆՈՒԹՅԱՄԲ ԲՅՈՒՐԵՂԻ ՉԱՓԵՐԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ

Մենք արդեն քննարկել ենք (գլուխ VIII, § 2) ունեցողական դիֆրակցիոն պատկերի միջոցով բյուրեղի չափերը որոշելու հարցը և ստացել ենք հետևյալ բանաձևը.

$$L_{hkl} = \frac{0,25\lambda}{\Delta\theta_1 \cos\theta_0}, \quad (8.25)$$

$\Delta\theta_1$ -ը՝ շեղումն է Վուլֆ-Բրեգի անկյունից, իսկ L_{hkl} -ը բյուրեղի չափն է հարթությունների (hkl) ընտանիքի նորմալի ուղղությամբ:

Այսպիսով, թվում է, թե դիֆրակցիոն պատկերի օգնությամբ կարելի է որոշել բյուրեղի չափը միայն օգտագործվող հարթությունների ընտանիքի նորմալի ուղղությամբ:

Դժվար չէ համոզվել, որ այդ եզրակացությունը սխալ է, քանի որ (8.25) բանաձևն արտածելիս լռելյայն ընդունվել է, որ անդադարձնող հարթությունների չափերը անսահման մեծ են, մինչդեռ ռեալ բյուրեղները սահմանափակված են բոլոր կողմերից, և սահմանափակ են բոլոր հարթությունները: Այնպես որ բանաձևը ընդհանուր դեպքում ռեալ բյուրեղների համար կիրառելի չէ:

1. ՌԵՖԼԵՔՍԻ ԴԻՖՐԱԿՑԻՈՆ ԼԱՅՆՈՒԹՅԱՆ՝ ԱՆԴՐԱԴԱՐՁՆՈՂ ԲՅՈՒՐԵՂԻ ՉԱՓԵՐԻՑ ՈՒՆԵՑԱՄ ԿԱԽՄԱՆ ԱՎԵԼԻ ՄԱՆՐԱԿՐԿԻՏ ԵՎ ՃՇԳՐԻՏ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ

Ինչպես արդեն ցույց ենք տվել հինգերորդ գլխում, կինեմատիկ տեսության մեջ ունեցողական ճառագայթների մաքսիմալ ցրման (անդրադարձման) ուղղությունը որոշվում է Լաուեի հետևյալ պայմաններով.

$$a_1(\cos\alpha_1 - \cos\alpha_0) = m_1\lambda, \quad (9.22)$$

$$a_2(\cos\beta_1 - \cos\beta_0) = m_2\lambda, \quad (9.23)$$

$$a_3(\cos\gamma_1 - \cos\gamma_0) = m_3\lambda, \quad (9.24)$$

Համապատասխանաբար ռեֆլեքսի անկյունային լայնությունը, համաձայն (5.3)-ի, կարտահայտվի հետևյալ պայմաններով.

$$\lambda \left(m_1 - \frac{1}{N_1} \right) \leq a_1(\cos\alpha'_1 - \cos\alpha'_0) \leq \lambda \left(m_1 + \frac{1}{N_1} \right), \quad (9.25)$$

$$\lambda \left(m_2 - \frac{1}{N_2} \right) \leq a_2(\cos\beta'_1 - \cos\beta'_0) \leq \lambda \left(m_2 + \frac{1}{N_2} \right), \quad (9.26)$$

$$\lambda \left(m_3 - \frac{1}{N_3} \right) \leq a_3 (\cos \gamma'_1 - \cos \gamma'_0) \leq \lambda \left(m_3 + \frac{1}{N_3} \right), \quad (9.27)$$

Սովորաբար, ապացուցում են $[7, 9]$, որ λ -ուհի (9.22)—(9.24) էրեք պայմանները համարժեք են Վուլֆ-Բրեգի մեկ պայմանին (ի դեպ, այդ բանը ցույց ենք տվել և մենք հինգերորդ գլխում).

$$2d \sin \theta_0 = m \lambda, \quad (9.28)$$

Միաժամանակ ենթադրվում է, որ ռեֆլեքսի անկյունային տիրույթն արտահայտող (9.25)—(9.27) էրեք պայմանները կարելի է փոխարինել մեկ պայմանով՝

$$\left(m - \frac{1}{N} \right) \lambda \leq 2d \sin \theta \leq \left(m + \frac{1}{N} \right) \lambda, \quad (9.29)$$

որտեղ N -ը ատոմների թիվն է անդրադարձնող հարթությունների նորմալի ուղղությամբ:

Սովորաբար, (9.22)—(9.29) բանաձևերի կիրառություններում ենթադրվում է, որ՝

1. *ինչպես* (9.22)—(9.29) պայմանները, այնպես էլ (9.25)—(9.27) պայմաններն իրարից անկախ են (ինչպես ուղիղ տարածությունում, այնպես էլ հակադարձ տարածությունում).

2. (9.28) պայմանը համարժեք է (9.22)—(9.24) պայմաններին.

3. (9.29) պայմանը համարժեք է (9.25)—(9.27) պայմաններին:

Սակայն կարելի է համոզվել, որ՝

1. *ինչպես* (9.22)—(9.24) պայմանները, այնպես էլ (9.25)—(9.27) պայմաններն իրարից անկախ չեն, և դրանք իրարից անկախ դիտելը կարող է կոպիտ սխալների հանգեցնել:

2. (9.28)—(9.29) պայմանները համարժեք են (9.22)—(9.24) և (9.95)—(9.27) պայմաններին միայն առավելագույն անդրադարձման ուղղությամբ գտնելու իմաստով, իսկ այնպիսի հարցերում, ինչպիսիք են ռեֆլեքսի անկյունային լայնության և ինտենսիվության բաշխման կախումը բյուրեղի շափերից, այդ պայմանները համարժեք չեն, և (9.2)—(9.24) ու (9.25)—(9.27) բանաձևերը շատ ավելի մեծ ինֆորմացիա են պարունակում, քան (9.28)—(9.29) պայմանները:

Որ (9.22)—(9.24) պայմաններն իրարից անկախ չեն և (9.25)—(9.27) պայմաններն էլ իրարից անկախ չեն, կարելի է ապացուցել այսպես: Վերլուծական երկրաչափությունից հայտնի է, որ կոորդի-

նատական առանցքների և $\vec{S}_0$ ու $\vec{S}_1$ վեկտորների կազմած $\alpha_0, \beta_0, \gamma_0, \alpha_1, \beta_1$ և γ_1 անկյունների միջև գոյություն ունեն հետևյալ առնչությունները՝

$$\cos^2 \alpha_0 + \cos^2 \beta_0 + \cos^2 \gamma_0 = 1, \quad (9.30)$$

$$\cos^2 \alpha_1 + \cos^2 \beta_1 + \cos^2 \gamma_1 = 1, \quad (9.31)$$

հետևաբար, ընդհանուր դեպքում, հետևյալ երեք մեծություններից երկուսի փոփոխության դեպքում երրորդն անփոփոխ մնալ չի կարող՝

$$A'_1 = (\cos \alpha_1 - \cos \alpha_0); \quad A'_2 = (\cos \beta_1 - \cos \beta_0); \quad A'_3 = (\cos \gamma_1 - \cos \gamma_0),$$

այսինքն, ընդհանուր դեպքում, A_1, A_2 և A_3 մեծություններն իրարից անկախ չեն [29]:

Այժմ մի մասնավոր օրինակով ցույց տանք, թե այդ համար-
ժեքության բացակայության հաշվի չառնելը ինչ էական սխալների
կարող է հասցնել:

Թող անկման հարթությունը ($\vec{S}_0$ և $\vec{S}_1$ վեկտորների հարթու-
թյունը) համընկնի $\vec{a}_1$ և $\vec{a}_3$ վեկտորների հարթությանը և $\vec{S}_0$ վեկ-
տորը $\vec{a}_1$ վեկտորի հետ կազմի $\alpha_0 = \theta_0$ անկյուն: Այդ դեպքում անդ-
րադարձման ինտենսիվությունը կընդունի առավելագույն արժեք,
եթե $\alpha_0 = \theta_1 = \theta_0$, $\cos \gamma_0 = \cos \gamma_1 = \sin \theta_0$, և անդրադարձման ինտեն-
սիվությունը զրո արժեք կընդունի, եթե $\theta = \theta_1$ կամ երբ $\theta = \theta_3$, որ-
տեղ θ_1 -ը և θ_3 -ը որոշվում են հետևյալ պայմաններից՝

$$a_1(\cos \theta_1 - \cos \theta_0) = \frac{\lambda}{N_1}, \quad (9.32)$$

$$a_3(\sin \theta_3 + \sin \theta_0) = \lambda N_3 - \frac{\lambda}{N_3}, \quad (9.33)$$

Կատարելով նշանակումներ՝ $\theta_1 = \theta_0 + \Delta \theta_1$; $\theta_3 = \theta_0 + \Delta \theta_3$ և հետե-
լալ մոտավորությունները՝ $\sin(\Delta \theta_1) \approx \Delta \theta_1$, $\sin(\Delta \theta_3) \approx \Delta \theta_3$, $\cos \Delta \theta_1 \approx$
 ≈ 1 , $\cos \Delta \theta_3 \approx 1$, նախորդ (9.32) և (9.33) առնչություններից
կատանանք՝

$$\Delta \theta_1 = \frac{\lambda}{a_1 N_1 \sin \theta_0} = \frac{\lambda}{L_1 \sin \theta_0}, \quad (9.34)$$

$$\Delta \theta_3 = \frac{\lambda}{a_3 N_3 \cos \theta_0} = \frac{\lambda}{L_3 \cos \theta_0}, \quad (9.35)$$

որտեղ L_1 -ը և L_3 -ը բյուրեղի չափերն են $\vec{a}_1$ -ի և $\vec{a}_3$ -ի ուղղություններով:

Ինչպես երևում է (9.32)-ից և (9.33)-ից, սպեկտրային գծի անկյունային լայնությունը կախված է ինչպես անդրադարձնող հարթությունների չափերից անկման հարթության ուղղությամբ, այսինքն՝ ինչպես L_1 -ից, այնպես էլ անդրադարձման հարթություններից ուղղահայաց ուղղությամբ բյուրեղի չափերից, այսինքն՝ L_3 -ից:

Այսպեսից կարելի է հանգել հետևյալ եզրակացություններին.

1. սպեկտրային գծի դիֆրակցիոն լայնությունը կախված է միայն անկման հարթության մեջ բյուրեղի ունեցած չափերից (ճեղքն ուղղահայաց է անկման հարթությանը):

2. Սպեկտրային գծի դիֆրակցիոն լայնությունը որոշվում է անդրադարձնող հարթություններին ուղղահայաց ուղղությամբ բյուրեղի չափով այնքան ժամանակ, քանի դեռ

$$\frac{\Delta\theta_3}{\Delta\theta_1} = \frac{L_1}{L_3} \operatorname{tg}\theta_0 > 1, \quad (9.36)$$

այսինքն, երբ $\Delta\theta_3 > \Delta\theta_1$: Հակառակ դեպքում, այսինքն՝ երբ

$$\frac{\Delta\theta_3}{\Delta\theta_1} = \frac{L_1}{L_3} \operatorname{tg}\theta_1 < 1 \quad (9.37)$$

և $\Delta\theta_3 < \Delta\theta_1$, սպեկտրային գծի դիֆրակցիոն լայնությունը որոշվում է անկման հարթության մեջ անդրադարձնող հարթությունների չափերով:

3. Շատ մեծ անկյունների դեպքում ($\theta \sim 90^\circ$) սպեկտրային գծերի դիֆրակցիոն լայնությունները որոշվում են անդրադարձման հարթությունների նորմալի ուղղությամբ բյուրեղի չափերից, իսկ շատ փոքր անկյունների դեպքում ($\theta \ll 90^\circ$)՝ անդրադարձնող հարթությունների՝ անկման հարթության մեջ ունեցած չափերից:

Սպեկտրային գծերի դիֆրակցիոն լայնություններն ըստ (9.24)-ի, այսինքն, ըստ Վուլֆ-Բրեգի եղանակի, ուսումնասիրելիս, ոչ բացահայտ կերպով ենթադրվում է, որ անդրադարձնող հարթություններն անսահմանափակ են, այսինքն $N_1 \rightarrow \infty$, հետևապես, $\Delta\theta_1 = 0$, և սպեկտրային գծի դիֆրակցիոն լայնությունը կախված է միայն անդրադարձնող հարթությունների նորմալի ուղղությամբ բյուրեղի չափերից (անդրադարձնող հարթությունների թվից):

Իրոք, նշված եղանակում (Վուլֆ-Բրեգի) դիֆրակցիոն լայ-

նությունը դիտվում է որպես ֆունկցիա բյուրեղի միայն այն շա-
փերից, որոնք ուղղահայաց են անդրադարձնող հարթություններին,
և ստացվում է հետևյալ բանաձևը [30, 31].

$$\Delta\theta = \frac{k\lambda}{L_{hkl}\cos\theta_0}, \quad (9.38)$$

որտեղ k -ն մեկի կարգի հաստատուն մեծություն է, իսկ L_{hkl} -ը՝
բյուրեղի չափը (hkl) հարթությունների նորմալի ուղղությամբ:

Այսպիսով, քննարկված մասնավոր օրինակը ցույց է տալիս,
որ սպեկտրային գծի դիֆրակցիոն անկյունային լայնությունը կախ-
ված է բյուրեղի չափերից երկու ուղղությամբ, իսկ սովորական
եղանակը դիֆրակցիոն լայնությունը վերագրում է միայն բյուրեղի
անդրադարձման հարթություններին ուղղահայաց ուղղությամբ շա-
փերին:

2. ԼԱՌԻԵՒԻ ԵՎ ՎՈԻԼՖ-ԲՐԵԳԻ ՀԱՎԱՍԱՐՈՒՄՆԵՐԻ ՊԱՐՈՒՆԱԿԱՆ ԻՆՖՐԱՄԱՑԻԱՆԵՐԻ ԱՎԵԼԻ ՄԱՆՐԱԿՐԿԻՏ ՌԻՍՈՒՄԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ

(9.25)–(9.27) կամ (9.29) հավասարումներն այդ տեսքով
հնարավորություն չեն տալիս միաժամանակ ուսումնասիրելու
սպեկտրային գծի դիֆրակցիոն լայնության կախումը բյուրեղի՝
երեք ուղղությամբ ունեցած չափերից:

(9.25)–(9.27) երեք հավասարումներից յուրաքանչյուրը տա-
լիս է սպեկտրային գծի լայնության կախումը բյուրեղի միայն մեկ
ուղղությամբ ունեցած չափից, այն դեպքում, երբ մյուս երկու ուղ-
ղություններով բյուրեղի չափերը անսահման (բավականաչափ)
մեծ են: Իսկ (9.29)-ը տալիս է միայն սպեկտրային գծի դիֆրակ-
ցիոն լայնության կախումը բյուրեղի անդրադարձման հարթություն-
ներին ուղղահայաց ուղղությամբ չափերից, եթե միայն մյուս եր-
կու ուղղություններով բյուրեղի չափերը (անդրադարձնող հար-
թությունների չափերը) անսահման մեծ են:

Այդ իմաստով (9.29) պայմանը համարժեք է (9.27) պայմա-
նին: Վերոհիշյալ սխալների պատճառը (9.25)–(9.27) պայմաննե-
րի քննարկման ժամանակ (9.30) և (9.31) պայմանների հաշվի
չառնելն է:

Այստեղ ավելի մանրակրկիտ և ընդհանուր դեպքում քնն-
նարկենք լաուեի ու Վուլֆ-Բրեգի հավասարումները:

Հետագա հետազոտությունների համար (9.22)–(9.24) հավա-
սարումներն արտագրենք հետևյալ տեսքով՝

$$(\vec{S}a_1) = 2a_1 \sin \theta_0 \cos \sigma_1 = a_1 (\cos \alpha_1 - \cos \alpha_0), \quad (9.39)$$

$$(\vec{S}a_2) = 2a_2 \sin \theta_0 \cos \sigma_2 = a_2 (\cos \beta_1 - \cos \beta_0), \quad (9.40)$$

$$(\vec{S}a_3) = 2a_3 \sin \theta_0 \cos \sigma_3 = a_3 (\cos \gamma_1 - \cos \gamma_0), \quad (9.41)$$

որտեղ $\vec{S} = \vec{S}_1 - \vec{S}_0$, σ_1 -ը, σ_2 -ը և σ_3 -ը անկյուններն են $\vec{S}$ վեկտորի և $\vec{a}_1$, $\vec{a}_2$, $\vec{a}_3$ տրանսլյացիոն վեկտորների միջև:
Նկատի ունենալով հետևյալ առնչությունները՝

$$d_{hkl} = \frac{a_1}{h} \cos \sigma_1 = \frac{a_2}{k} \cos \sigma_2 = \frac{a_3}{l} \cos \sigma_3,$$

կարող ենք (9.39)–(9.41)-ը բերել հետևյալ տեսքի՝

$$2d_{hkl} \cdot h \sin \theta_0 = a_1 (\cos \alpha_1 - \cos \alpha_0) = m_1 \lambda, \quad (9.42)$$

$$2d_{hkl} \cdot k \sin \theta_0 = a_2 (\cos \beta_1 - \cos \beta_0) = m_2 \lambda, \quad (9.43)$$

$$2d_{hkl} \cdot l \sin \theta_0 = a_3 (\cos \gamma_1 - \cos \gamma_0) = m_3 \lambda, \quad (9.44)$$

որտեղ d_{hkl} -ը հարթությունների (hkl) ընտանիքի միջհարթություն-նային հեռավորությունն է:

Քանի որ առաջին կարգի անդրադարձման դեպքում h , k , l ինդեքսները համընկնում են m_1 , m_2 և m_3 ամբողջ թվերին, իսկ n -րդ կարգի անդրադարձման ժամանակ նրանց միջև գոյություն ունեն հետևյալ առնչությունները՝ $h = \frac{m_1}{n}$, $k = \frac{m_2}{n}$, $l = \frac{m_3}{n}$,

հետևապես (9.42)–(9.44)-ից երևում է, որ λ -ուսի բոլոր երեք հավասարումներն էլ համընկնում են λ -ուսի-Ֆրեզի հավասարմանը, այսինքն՝ λ -ուսի-Ֆրեզի մեկ հավասարումը համարժեք է λ -ուսի երեք հավասարումներին: Սակայն դա այդպես է միայն առավելագույն անդրադարձման ուղղությունները որոշելիս: Անդրադարձման տիրույթի անկյունային շափերի կախումը բյուրեղի շափերից որոշելիս λ -ուսի-Ֆրեզի հավասարումը համարժեք է λ -ուսի հավասարումներից միայն մեկին:

Իրոք, թող անդրադարձնող հարթությունները համընկնեն $\vec{a}_1$ և $\vec{a}_2$ վեկտորների հարթությանը, իսկ անկման հարթությունը կազմի η_0 անկյուն $\vec{a}_1$ ուղղության հետ: Այդ դեպքում, եթե հաշվի առնվի κ -ֆլեքսի լայնացումը ինչպես անկման հարթության մեջ, այնպես

էլ նրա նորմալի ուղղութեամբ և նկատի ունենանք հետևյալ առնչութիւնները (նկ. 124)՝

$$\cos \alpha_0 = \cos \eta_0 \cdot \cos \theta_0,$$

$$\cos \alpha_1 = \cos \eta \cos \theta,$$

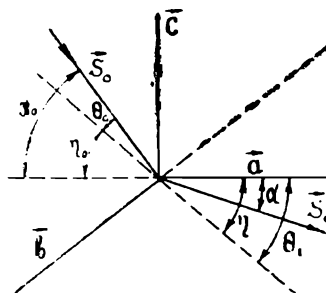
$$\cos \beta_0 = \sin \eta_0 \cdot \cos \theta_0,$$

$$\cos \beta_1 = \sin \eta \cdot \cos \theta,$$

$$\cos \gamma_0 = -\sin \theta_0,$$

$$\cos \gamma_1 = \sin \theta,$$

(9.42)–(9.44)-ից կստանանք,



Նկ. 124. Անդրադարձնող և անկման հարթութիւնները

$$\cos \eta \cos \theta - \cos \eta_0 \cdot \cos \theta_0 = \frac{\Delta m_1 \lambda}{a_1}, \quad (9.45)$$

$$\sin \eta \cos \theta - \sin \eta_0 \cos \theta_0 = \frac{\Delta m_2 \lambda}{a_2}, \quad (9.46)$$

$$\sin \theta - \sin \theta_0 = \frac{m_3 + \Delta m_3}{a_3}, \quad (9.47)$$

որտեղ $\Delta m_1 = \frac{1}{N_1}$, $\Delta m_2 = \frac{1}{N_2}$ և $\Delta m_3 = \frac{1}{N_3}$, (9.45) – (9.47)-ից

երևում է, որ ռեֆլեքսի լայնացումը տվյալ ուղղութեամբ, ընդհանուր դեպքում, կախված է բյուրեղի շափերից երեք ուղղութիւններով ($\vec{a}_1$, $\vec{a}_2$ և $\vec{a}_3$):

Ենթադրենք անկման հարթութիւնը համընկնում է $\vec{a}_1$ և $\vec{a}_3$ վեկտորների հարթութիւնը: Այդ դեպքում (9.45)–(9.47)-ից կըստանանք՝

$$\cos \eta \cdot \cos \theta - \cos \theta_0 = \frac{\Delta m_1 \lambda}{a_1}, \quad (9.48)$$

$$\sin \eta \cdot \cos \theta = \frac{\Delta m_2 \lambda}{a_2}, \quad (9.49)$$

$$\sin \theta + \sin \theta_0 = \frac{m_3 + \Delta m_3}{a_3} \lambda, \quad (9.50)$$

Սկզբում քննարկենք ռեֆլեքսի լայնացումը անկման հարթութիւնի մէջ: Այս դեպքում $\eta = 0$ և (9.48)–(9.50)-ից կստանանք՝

$$\cos\theta - \cos\theta_0 = \pm \frac{\Delta m_1 \lambda}{a_1}, \quad (9.51)$$

$$\sin\theta - \sin\theta_0 = \frac{m_3 \pm \Delta m_3}{a_3} \lambda, \quad (9.52)$$

Ինչպես երևում է (9.51)-ից և (9.52)-ից, ռեֆլեքսի լայնացումը անկման հարթության մեջ պայմանավորված է այդ հարթության մեջ բյուրեղի ունեցած չափերով: Նկատի ունենալով, որ $\theta - \theta_0 = \Delta\theta$ տարբերությունը փոքր է, (9.51)-ից և (9.52)-ից բավարար ճշտությամբ կստանանք՝

$$-\Delta\theta_1 = \frac{\Delta m_1 \lambda}{a_1 \sin\theta_0} = -\frac{\lambda}{L_1 \sin\theta_0} \quad (9.53)$$

$$\Delta\theta_2 = \frac{\Delta m_3 \lambda}{a_3 \cos\theta_0} = \frac{\lambda}{L_3 \cos\theta_0}, \quad (9.54)$$

որտեղ $-\Delta\theta_1$ -ը այն լայնացումն է, որը պայմանավորված է անկման հարթության մեջ անդրադարձնող հարթությունների չափերով, $\Delta\theta_2$ -ը այն լայնացումն է, որը պայմանավորված է բյուրեղի չափերով անդրադարձնող հարթությունների նորմալի ուղղությամբ:

Ինչպես երևում է (9.53)-ից և (9.54)-ից, անկման տվյալ ուղղության դեպքում ($\theta_0 = \text{const}$), եթե $\Delta\theta_1 < \Delta\theta_2$, ապա լայնացումը պայմանավորված կլինի անդրադարձնող հարթության չափից անկման հարթության մեջ, հակառակ դեպքում այն պայմանավորված է անդրադարձնող հարթությունների նորմալի ուղղությամբ բյուրեղի չափերից:

Սակայն բյուրեղի ճոճման ժամանակ վիճակը մի փոքր այլ է եթե $\vec{a}$ վեկտորի (կամ անդրադարձնող հարթության) և $\vec{S}_0$ ու $\vec{S}_1$ վեկտորների միջև կազմված անկյունները նշանակենք θ_1 -ով և θ_2 -ով, ապա $\theta_1 = \theta_2 = \theta_0 + \Delta\theta$ կամ $\theta_1 = \theta_2 = \theta_0 - \Delta\theta$ դեպքերում, անկախ բյուրեղի L չափից և θ անկյան մեծությունից, լաուեի առաջին հավասարումը կբավարարվի: Այդ դեպքում լայնացումը կսահմանափակվի անդրադարձնող հարթությունների նորմալի ուղղությամբ բյուրեղի չափով (9.52):

Սակայն, եթե $\theta_1 = \theta_0 \pm \Delta\theta$, $\theta_2 = \theta_0 - \Delta\theta$ դեպքերի համար տեղի ունի $\sin\theta_1 + \sin\theta_2 = 2 \sin\theta_0$, ապա այդպիսի լայնացումը սահմանափակվում է միայն անդրադարձման հարթության մեջ ունեցած չափերով (նկ. 125):

Այսպիսով, բյուրեղի ճոճման ժամանակ սպեկտրային գծի դիֆրակցիոն լայնացումը պայմանավորված է անդրադարձնող հարթությունների նորմալի ուղղությամբ բյուրեղի չափով, եթե $\Delta\theta_1 > \Delta\theta_2$, հակառակ դեպքում լայնացումը պայմանավորված կլինի անկման հարթության մեջ անդրադարձման հարթության ունեցած չափով:

Այս դեպքում $\theta = \theta_0$, $\eta = \Delta\eta$, $\sin\eta = \Delta\eta$, $\cos\eta = 1$, և (9.49)-ից կստանանք՝

$$\Delta\eta = \frac{\Delta m_2 \lambda}{a_2 \cos\theta_0} = \frac{\lambda}{L_2 \cos\theta_0},$$

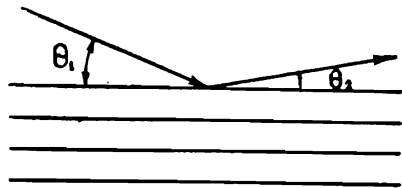
Սովորաբար ճեղքը լինում է ուղղահայաց անկման հարթությանը, լայնացումը տեղի է ունենում սպեկտրային գծի երկայնքով և ալդ պատճառով դրա վրա ուշադրություն չեն դարձնում:

Այսպիսով, դիտարկվող դեպքում Վուլֆ-Բրեգի հավասարումը համարժեք է Լաուեի հավասարումներից միայն մեկին՝ երրորդ հավասարմանը և կարող է նկարագրել սպեկտրային գծի միայն այն լայնացումը, որը պայմանավորված է անդրադարձման հարթությունների նորմալի ուղղությամբ բյուրեղի չափով:

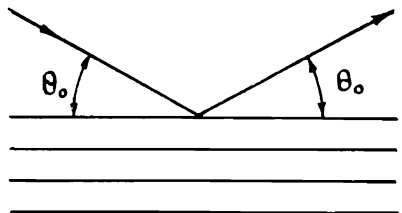
Լաուեի մնացած երկու հավասարումները պարունակում են այնպիսի ինֆորմացիաներ, որոնք չունի Վուլֆ-Բրեգի հավասարումը:

§5. ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ԻՆՏԵՐՖԵՐԵՆՑԻԱՅԻ ԿԻՆԵՄԱՏԻԿ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆԸ ԿՈՂԵՐԵՆՏ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՏԵՎՈՂՈՒԹՅԱՆ ՀԱՇՎԱՌՄԱՐ

Սովորաբար, տարբեր ինտերֆերենցիոն խնդիրներ լուծելիս ռենտգենյան ճառագայթների բնագավառում ենթադրվում է, որ բյուրեղի ամբողջ ճառագայթվող ծավալը ցրում է կոհերենտ, այսինքն՝ բյուրեղի տարբեր մասերում ցրված և տվյալ պահին դիտման կետը հասած ալիքները, անկախ բյուրեղի չափերից, իրար նկատմամբ կոհերենտ են:



$$2d \sin\theta_1 + d \sin\theta_2 = n\lambda$$



$$2d \sin\theta_0 = n\lambda$$

Նկ. 125

Սակայն օպտիկայից լավ հայտնի է [32, 33, 34], որ կոհերենտ են միայն այն ալիքները, որոնք պատկանում են միևնույն ատոմի ճառագայթման միևնույն ակտին: Հետևաբար ինտերֆերենցիոն պատկեր չի կարող դիտվել նույնիսկ այն դեպքում, եթե վերադրվող ալիքները յպատկանում են միևնույն ատոմի ճառագայթման տարբեր ակտերին:

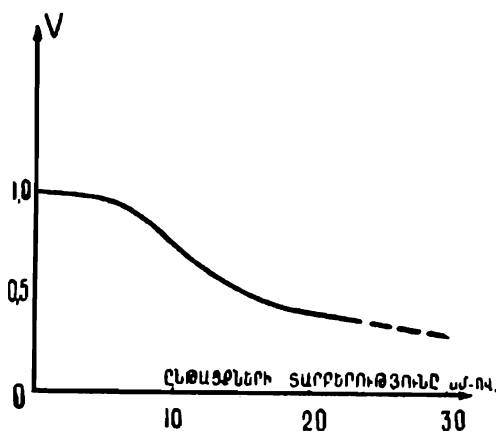
Իրոք, դեռ Մայքելսոնը [34, 35, 36] դիտել է ինտերֆերենցիոն օղակների տեսանելիության փոքրացում ինտերֆերենցիոն մաքսիմումների կարգի բարձրացման հետևանքով:

Տեսանելիության աստիճանը որոշելու համար Մայքելսոնը մտցրել է հետևյալ ֆունկցիան՝

$$V = \frac{E_{\max} - E_{\min}}{E_{\max} + E_{\min}}, \quad (9.55)$$

որտեղ $E_{\max}$ -ը լուսավոր օղակի ինտենսիվությունն է, $E_{\min}$ -ը հարևան մթին օղակի ինտենսիվությունն է:

126-րդ նկարում ցույց է տրված շերտերի տեսանելիությունը՝ կախված ճանապարհների տարբերությունից, կադմիումի կարմիր գծի համար ($\lambda = 6438 \text{ \AA}$):



Նկ. 126. Շերտերի տեսանելիությունը՝ կախված ճանապարհների տարբերությունից

(9.55) սահմանման համաձայն խիստ մոնոքրոմատիկ ալիքի համար, ճանապարհների ցանկացած տարբերության դեպքում, տեսանելիությունը հավասար է մեկի ($E_{\min} = 0$, $V = 1$): Եթե ալիքը փոքր-ինչ ոչ մոնոքրոմատիկ է, տեսանելիությունը փոքրանում է ճանապարհների տարբերության (ինտերֆերենցիայի կարգի) մեծացմանը զուգընթաց և այնքան արագ, որքան փոքր է մոնոքրոմատիկության աստիճանը: Այսպիսով, տեսանելիության մեծու-

թյամբ որոշվում է ճառագայթման մոնոթերոմատիկության աստիճանը:

Իրականում խիստ մոնոթերոմատիկ, այսինքն՝ ճիշտ սինուսոիդական ալիք գոյություն չունի [33], այդ պատճառով էլ փորձերի ժամանակ տեսանելիությունը փոքրանում է ինտերֆերենցիայի կարգի մեծացմամբ, և վերջիվերջո ճանապարհների բավականաչափ մեծ տարբերությունների դեպքում ինտերֆերենցիոն պատկերն անհետանում է:

Ալիքների միջև փուլերի տարբերության մեծացմամբ տեսանելիության փոքրացումը բացատրելու համար հետազոտենք սպիրտակ լույսի (անընդհատ սպեկտրով ռենտգենյան ճառագայթման) և ռեալ մոնոթերոմատիկ ճառագայթման բնույթները:

Սկզբում հիշատակենք ցուգի և ալիքների խմբի սահմանում: Ալիքների ցուգ կոչվում է այնպիսի տեսքի տատանումները, որոնք որոշակի տեղամասում նկարագրվում են պարզ սինուսոիդական կորով (հաստատուն կամ դանդաղ փոփոխվող ամպլիտուդով), իսկ այդ տեղամասից դուրս ամենուրեք նրանց ամպլիտուդը հավասար է զրոյի:

Ալիքների խումբ է կոչվում այնպիսի հարմոնիկ տատանումների հանրույթը, որոնց հաճախությունները մոտ են մի հիմնական հաճախության, այնպես որ, եթե խմբին պատկանող որևէ հարմոնիկ տատանման հաճախությունն անգամ չնչին չափով տարբերվում է այդ հիմնական հաճախությունից, ապա նրա ամպլիտուդը զգալիորեն փոքր է այն տատանումների ամպլիտուդից, որոնց հաճախությունները մոտ են հիմնական հաճախությանը: Այսինքն՝ համարյա խմբի ամբողջ էներգիան կուտակվում է հիմնականին մոտ հաճախությունների վրա:

Այսպիսով, ալիքների ցուգը սահմանվում է՝ ելնելով ալիքի ձևից, իսկ ալիքների խումբը սահմանվում է էներգիայի՝ ըստ հաճախությունների բաշխման:

Երկար ցուգին համապատասխանում է հաճախությունների նեղ տիրույթ և հակառակը՝ նեղ տիրույթում գտնվող հաճախություններից կազմված խմբին համապատասխանում է երկար ցուգ:

Սպիրտակ լույսը (անընդհատ սպեկտրով ռենտգենյան ճառագայթները) կարելի է ներկայացնել ինչպես իմպուլսների (ալիքային խմբերի) տեսքով, այնպես էլ սինուսոիդական ալիքների ցուգերի հանրույթի տեսքով: Այդ պատկերացումները համարժեք են, քանի որ Ֆուրյեի թեորեմի օգնությամբ կարելի է իմպուլսը (խումբը) մաթեմատիկորեն վերածել հարմոնիկ տատանումների շարքի:

Փորձարարական սարքերը, որոնց օգնությամբ ստանում են մոնոքրոմատիկ ճառագայթներ, երբեք չեն կարող ստեղծել մի հաճախությունից (ալիքի մի երկարությունից) բաղկացած (անսահման երկար ցուլ) խիստ մոնոքրոմատիկ փունջ: Այդ պատճառով ռեալ մոնոքրոմատիկ փնջերն իրենցից ներկայացնում են հաճախությունների վերջավոր տիրույթ:

Անսահման երկար ցուլի (խիստ մոնոքրոմատիկ ճառագայթման) ստեղծման հնարավորությունը կհանգեցնեք Կարվալուչի պարադոքսին [33]: Իրոք, եթե սպիտակ լույսը բաղկացած է անսահման երկար ցուլերի հավաքածուից, և եթե սպեկտրոսկոպի միջոցով հնարավոր լինեք նրանք իրարից բաժանել, ապա մենք կկարողանայինք սպեկտրը տեսնել և՛ մինչև աղբյուրի վառվելը (մինչև աղբյուրի ճառագայթելը), և՛ հանգելուց հետո:

Ելնելով վերն ապվածից, կարող ենք փուլերի տարբերության մեծացման հետևանքով ինտերֆերենցիոն պատկերների տեսանելիության փոքրացման երկու պատճառ նշել.

1. ալիքի երկարությամբ շնչին չափով իրարից տարբերվող շատ մեծ թվով սինուսոիդական ալիքների հանրույթի դեպքում, երբ նրանց միջև փուլերի տարբերությունը հավասար է 0-ի, բոլոր ալիքների մաքսիմումները համընկնում են իրար, և ստացվում է կտրուկ ինտերֆերենցիոն պատկեր: Փուլերի տարբերության մեծացմամբ տարբեր ալիքների մաքսիմումներն իրար չեն համընկնում, և ինտերֆերենցիոն պատկերի տեսանելիությունը փոքրանում է, իսկ ճանապարհների մեծ տարբերության դեպքում ինտերֆերենցիոն մաքսիմումների տեսանելիությունն անհետանում է:

2. Վերջավոր երկարությամբ ցուլերի հանրույթի դեպքում ինտերֆերենցիան տեղի է ունենում նույն ցուլի այն երկու տարբեր մասերի միջև, որոնք առաջանում են ինտերֆերոմետրի երկու կանալներում: Ծանապարհների փոքր տարբերության դեպքում այդ մասերը դիտման կետն են հասնում համարյա միաժամանակ և ինտերֆերենցվում են, իսկ ճանապարհների մեծ տարբերության դեպքում մասերից մեկը կհասնի դիտման կետ այն ժամանակ, երբ մյուս մասն անցել է այդ կետով, այսինքն՝ դիտման կետում վերադրվում են արձակման տարբեր ակտերի պատկանող ցուլերի մասերը, որոնք կոհերենտ չեն, և ինտերֆերենցիոն պատկերի տեսանելիությունն անհետանում է:

Այսպես, ուրեմն, անկախ նրանից, թե մենք լույսը ներկայացնում ենք որպես վերջավոր երկարությամբ ալիքային ցուլերի հավաքածու, թե ալիքի երկարությամբ շնչին չափով իրարից տարբերվող սինուսոիդական ալիքների հանրույթ, ինտերֆերենցիոն

պատկերներին տեսանելիությունը ճանապարհների մեծ օտարերու-
թյան դեպքում անհետանում է:

Ռենտգենյան ճառագայթների դեպքում (բազմաճառագայթա-
յին ինտերֆերենցիա). կարելի է պատկերացնել, որ իմպուլսի ա-
ռանձին սինուսոիդական բաղադրիչները միաժամանակ զրգուում
են բյուրեղի բոլոր ատոմական հարթությունները: Սակայն մի սի-
նուսոիդական ալիքի առաջացրած զրգումը մարվում է մյուսների
կողմից (զումար զրգումը հավասարվում է զրոյի) բյուրեղի բոլոր
մասերում, բացի այն մասերից, որոնք զրգովում են խմբի մաքսի-
մումի կողմից (ցուգի կողմից):

Ուրեմն, արձակման մի ակտով փաստորեն զրգովում է մի-
այն հարթությունների մի մասը, որի շափերը որոշվում են ցուգի
երկարությամբ կամ խմբի մաքսիմումի տարածական լայնու-
թյամբ, այսինքն՝ կոհերենտ ճառագայթման տևողությամբ*:

Այսպիսով հանգում ենք մի շատ կարևոր եզրակացության.
բյուրեղի տարբեր մասերը, որոնք գտնվում են իրարից բավակա-
նաչափ մեծ հեռավորությունների վրա (ճանապարհների մեծ տար-
բերություն), զրգովում են ատոմի ճառագայթման տարբեր ակտե-
րին պատկանող ալիքներով, և, հետևապես, այդպիսի մասերը ցր-
վում են ոչ կոհերենտ, մի բան, որ, սովորաբար, կինեմատիկ տե-
սության մեջ հաշվի չի առնվում, և որը այդ տեսության խոշոր թե-
րություններից մեկն է:

Այժմ անցնենք ցուգի երկարության և կոհերենտ ճառագայթ-
ման տևողության զնահատմանը:

Վերջը շարադրվածից պարզ է, որ իրար նկատմամբ կոհերենտ
են միայն միևնույն ցուգի մասեր հանդիսացող ալիքները, հետե-
վապես, կոհերենտ ճառագայթման տևողությունը կլինի ատոմի
ճառագայթման առանձին ակտի տևողությունը (ցուգի արձակման
տևողությունը):

Ցուգի վերջավոր լինելը, հետևաբար՝ կոհերենտ ճառագայթ-
ման տևողության վերջավոր լինելը, ինչպես և սպեկտրային գծի
բնական լայնությունը, ըստ դասական տեսության, պայմանավոր-
ված են ճառագայթող օսցիլյատորի ամպլիտուդի աստիճանական
փոքրացմամբ (մարում ճառագայթման հետևանքով) կամ, ըստ
քվանտային տեսության, ատոմի սկզբնական մակարդակում գտ-
նվելու հավանականությամբ [2, 3, 33, 37—41]:

Դասական պատկերացումների համաձայն, ատոմի մի մակար-

* Եթե ցուգի երկարությունը մեծ է բյուրեղի շափերից, այդ դեպքում մի ակ-
տով զրգովող ծավալի շափերը կորոշվեն բյուրեղի շափերով:

դակից մյուսին տեղի ունեցող յուրաքանչյուր անցմանը վերադրվում է մի դասական օսցիլյատոր, որն, ըստ դասական էլեկտրադինամիկայի, ճառագայթման ժամանակ կատարում է մարող տատանումներ:

Օսցիլյատորի մարումը ճառագայթման հետևանքով տեղի է ունենում ըստ $W_t = W_0 \exp\{-\gamma t\}$ օրենքի, որտեղ W_0 -ն և W_t -ն օսցիլյատորի (տատանվող էլեկտրոնի) էներգիաներն են $t=0$ և t պահերին, իսկ γ -ն, որը կոչվում է մարման գործակից, որոշվում է

[37, 38] հետևյալ արտահայտությամբ՝ $\gamma = \frac{8\pi^2 e^2}{3mc} \frac{1}{\lambda^2}$, այսինքն՝

ճառագայթման ինտենսիվության մեծությամբ:

Վերջինից օսցիլյատորի կյանքի էֆեկտիվ տևողության համար կստանանք՝

$$\tau = \frac{1}{\gamma} = \frac{3mc}{8\pi^2 e^2} \lambda^2, \quad (9.56)$$

Ինչպես երևում է, օսցիլյատորի (էլեկտրոնի) էներգիան, հետևապես և ճառագայթման ինտենսիվությունը նվազում են էքսպոնենցիալ օրենքով, այսինքն, τ ժամանակամիջոցը կարող ենք ընդունել որպես ճառագայթման առանձին ակտի տևողություն կամ որպես կոհերենտ ճառագայթման տևողություն:

Քվանտային մեխանիկայի տեսանկյունից մեկնաբանելու համար կարելի է օգտվել էներգիայի և ժամանակի անորոշությունների առնչությունից [33]՝

$$\Delta W \cdot \Delta t = \hbar, \quad (9.57)$$

Քննարկվող դեպքում ΔW -ն կլինի մակարդակի լայնությունը, իսկ Δt -ն՝ մակարդակի կյանքի տևողությունը կամ ճառագայթման ակտի տևողությունը (կոհերենտ ճառագայթման տևողությունը):

(9.56)-ից կոհերենտ ճառագայթման տևողության համար կըստանանք

$$\tau = \frac{\hbar}{\Delta W}, \quad (9.58)$$

որը մեկ վայրկյանում անցման հավանականության հետ կապված է հետևյալ առնչությամբ՝ $\tau = \frac{1}{\gamma}$,

Եթե գրգռված մակարդակից մի քանի տեսակի անցումներն են հնարավոր դեպի ցածր մակարդակները, այդ դեպքում անցման լրիվ հավանականությունն արտահայտվում է այսպես՝

$$\gamma_i = \sum_k \gamma_{ik}, \quad (9.59)$$

որտեղ k -ն ներքևում գտնվող այն մակարդակի ինդեքսն է, որի վրա կատարվում է անցումը:

(9.59)-ից i -րդ մակարդակի կյանքի տևողության համար կրս-տանանք՝ $\tau_i = \frac{1}{\gamma_i} = \frac{1}{\sum_k \gamma_{ik}},$

Հետևապես, i մակարդակի կյանքի էֆեկտիվ ժամանակը ըս-կրգբնական և հնարավոր վերջնական k մակարդակների լայնու-թյունների միջոցով կարելի է արտահայտել հետևյալ կերպ՝

$$\tau_i = \frac{1}{\gamma_i} = \frac{\hbar}{\Delta W_i} = \frac{\hbar}{\sum_k \Delta W_{ik}}, \quad (9.60)$$

որտեղ ΔW_{ik} -ն k մակարդակի լայնությունն է:

Ինչպես երևում է (9.55)-ից, համաձայն դասական էլեկտրա-դինամիկայի, օսցիլյատորի կյանքի էֆեկտիվ տևողությունը կախ-ված է միայն ալիքի երկարությունից, մինչդեռ ըստ քվանտային մեխանիկայի, ինչպես այդ ցույց է տալիս (9.60)-ը, մակարդակի կյանքի տևողությունը կախված է անցումների հավանականու-թյուններից (մակարդակների լայնություններից):

Սակայն դժվար չէ համոզվել, որ կոհերենտ ճառագայթման տևողության համար ստացված մեծությունները, ըստ դասական մեխանիկայի (9.55) և ըստ քվանտային մեխանիկայի (9.60), ունեն միևնույն կարգը:

Կոնկրետ օրինակով այդ ցույց տանք: Մի կողմից (9.55)-ի մեջ տեղադրելով e -ի, m -ի և c -ի արժեքները՝ կստանանք.

$$\tau = 4.53 \lambda^2 \text{ վրկ}, \quad (9.61)$$

Մյուս կողմից՝ ոսկու $K_2(k \rightarrow L_{111})$ գծի համար հայտնի է [2], որ լայնությունը հավասար է 58 էլեկտրոն-վոլտի (k մակարդակինը 54 էլեկտրոն-վոլտ է, իսկ L_{111} -ինը՝ 4 էլեկտրոն-վոլտ), ալիքի նը-կարությունը՝ $\lambda = 0,17982 \text{ \AA}$:

Նկատի բռնելով այդ մեծությունները, (9.61)-ից և (9.57)-ից կստանանք՝ $\tau_{\text{առ}} \approx 0,14 \cdot 10^{-16} \text{ վրկ}$; $\tau_{\text{էլ}} \approx 0,114 \cdot 10^{-16} \text{ վրկ}$: Ինչպես երևում է վերջիններից, օսցիլյատորի կյանքի տևողու-թյան համար ստացված արտահայտությունները դասական տեսու-թյունից և քվանտային մեխանիկայից բավականաչափ լավ համ-ընկնում են:

Ցուգի L երկարությունը որոշվում է հետևյալ առնչությամբ՝

$$L=c\tau, \quad (9.62)$$

որտեղ c -ն էլեկտրամագնիսական ալիքների տարածման արագությունն է: Հասկանալի է, որ հենց ցուգի երկարությամբ են որոշվում բյուրեղի ճառագայթվող ծավալի կոհերենտ ցրող տիրույթների չափերը: Եթե ճառագայթվող ծավալի չափերը ավելի մեծ են, քան ցուգի երկարությունը, ապա ոչ ամբողջ ծավալը կցրի կոհերենտ կերպով, և ցրված ալիքների ինտենսիվության ու ռեֆլեքսների լայնության հաշվման սովորական եղանակները սխալ կլինեն: (9.62)-ից երևում է, որ ռենտգենյան ցուգի երկարությունը 10^{-5} — 10^{-6} սմ կարգի է: Իրոք, օրինակ՝ $\text{Cu}\alpha_1$ և $\text{Mo}\alpha_1$ ճառագայթումների համար τ -ն ունի 10^{-15} վրկ և $2,26 \cdot 10^{-16}$ վրկ արժեքները, որտեղից կոհերենտ ցրող ծավալների չափերի համար կատանանք՝

$$L_{\text{Cu}\alpha_1} = 3 \cdot 10^{-5} \text{ սմ և } L_{\text{Mo}\alpha_1} = 6,78 \cdot 10^{-6} \text{ սմ:}$$

Քանի որ ճառագայթվող ծավալի չափերը գազերի, հեղուկների և ամորֆ պինդ նյութերի դեպքում որոշվում են ընկնող ալիքի լայնական կտրվածքի չափերով, որոնք գործնականորեն չեն կարող լինել ավելի փոքր, քան 10^{-2} սմ, ապա պարզ է, որ այդ դեպքերում ճառագայթվող ծավալի չափերը շատ ավելի մեծ են, քան ցուգի չափերը: Ուստի, այդպիսի նմուշների համար չի կարելի հաշվել ցրված ճառագայթների ինտենսիվությունը և դիֆրակցիոն մաքսիմումների լայնությունները, առանց հաշվի առնելու կոհերենտ ցրման տևողությունը:

Բյուրեղական նմուշների դեպքում կոհերենտ ճառագայթման տևողությունը կարելի է հաշվի չառնել, եթե բյուրեղիկների չափերը փոքր են ցուգի չափերից, այսինքն, երբ բյուրեղիկների չափերը փոքր են 10^{-5} սանտիմետրից: Քանի որ խիստ մոնոքրոմատիկ ալիք գոյություն չունի և չի էլ կարող գոյություն ունենալ, ապա վերն ասվածից հանգում ենք հետևյալ կարևոր եզրակացության. անկախ նրանից, լույսը (ռենտգենյան ճառագայթումը) կներկայացնենք ալիքային ցուգերի հավաքածուով, թե տարբեր երկարություններով սինուսոիդական ալիքների հավաքածուով (ալիքային խումբ), բավականաչափ մեծ չափեր ունեցող ծավալների դեպքում նրա տարբեր մասերում ցրված ոչ բոլոր ալիքներն են լինում կոհերենտ իրար նկատմամբ: Ուստի կոհերենտ ճառագայթման տևողության վերջավոր լինելու տեսակետից գոյություն ունեցող

տեսությունը վերանայելու անհրաժեշտություն է ծագում: Այստեղ այդ տեսությունը կվերանայենք միայն բյուրեղների դեպքի համար, կինեմատիկ տեսության շրջանակներում:

1. ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ՑՐՈՒՄԸ ՄԻԱԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐԻ ՄԵՋ՝ ԿՈՂՆԵՐԵՆՏ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՏԵՎՈՂՈՒԹՅԱՆ ՀԱՇՎԱՌՄԱՐ

Նկատի ունենալով գրքի ծավալին ներկայացվող պահանջները, այստեղ կբավարարվենք միայն մի պարզ դեպքի քննարկմամբ:

Ենթադրենք «մոնոքրոմատիկ» ռենտգենյան ճառագայթումը Վուլֆ-Բրեգի անկյան տակ ընկնում է միաբյուրեղի վրա, և ճառագայթվող ծավալի տարբեր կետերից դեպի դիտման կետը ցրված ալիքները համարում ենք զուգահեռ:

Թող ճառագայթման առանձին ակտի տևողությունը լինի τ : Քանի որ ինտերֆերենցիոն պատկեր կարող է ստացվել միայն այն դեպքում, երբ վերադրվում են միևնույն ցուգին պատկանող ալիքները, ուստի քննարկենք հարթությունների համակարգից անդրադարձած, բայց միևնույն ցուգին պատկանող ալիքների գումարը:

Ինչպես արդեն գիտենք, հարևան հարթություններից անդրադարձած ալիքների միջև ճանապարհների տարբերությունը հավասար է $2d\sin\theta$ -ի, իսկ $\tau_0 = \frac{1}{c} 2d\sin\theta$ -ն ուշացման ժամանակամի-

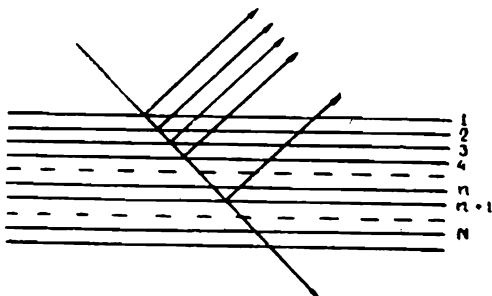
ջոցն է այդ ալիքների միջև, որտեղ c -ն էլեկտրամագնիսական ալիքների տարածման արագությունն է: Ուրեմն, եթե կոհերենտ ճառագայթման τ տևողությունը և հարևան հարթություններից անդրադարձած ալիքների միջև τ_0 ուշացման հարաբերությունը նշա-

նակենք n -ով՝ $n = \frac{\tau}{\tau_0}$, ապա n -ը կլինի այն հարթությունների թիվը, որոնցից անդրադարձած ալիքները, պատկանելով միևնույն ցուգին, կարող են վերադրվել և առաջացնել ինտերֆերենցիոն պատկեր:

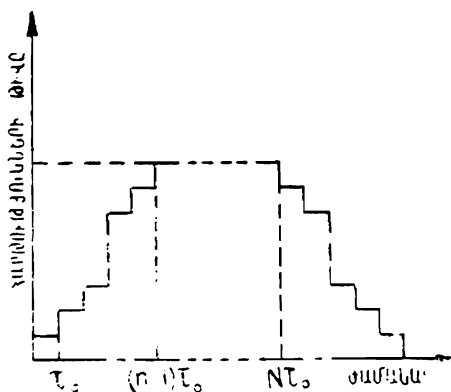
Եթե բյուրեղի հարթությունների N թիվը մեծ է n -ից ($N > n$), ապա առաջին հարթությունից անդրադարձած ալիքը դիտման կետում չի հանդիպի նույն ցուգին պատկանող, բայց $n+1$, $n+2$, ..., N (նկ. 127) հարթություններից անդրադարձած ալիքներին: Այսինքն, դիտման կետում ինտերֆերենցիային միաժամանակ մասնակցող ալիքների թիվը (հարթությունների թիվը) ավելի փոքր է, քան ճառագայթվող հարթությունների (բյուրեղի հարթությունների) թիվը՝ ցուգը միաժամանակ չի կարող գրգռել տվյալ (hkl)

ընտանիքին պատկանող և բյուրեղի մեջ գտնվող բոլոր հարթութ-
թյուններին:

Վուլֆ-Բրեգի անկյան տակ ատոմային հարթություններից
անդրադարձած և միաժամանակ ինտերֆերենցիային մասնակցող
ալիքների (հարթությունների) թիվը, կախված ժամանակից, ցույց
է տրված 128-րդ նկարի գրաֆիկով:



Նկ. 127. Անդրադարձնող
հարթությունները



Նկ. 128. Անդրադարձնող
հարթությունների թիվը՝
կախված ժամանակից

Գրաֆիկը կազմելիս նկատի ենք ունեցել, որ 0-ից մինչև τ_0
ժամանակամիջոցում դիտման կետում եղել է միայն առաջին
հարթությունից անդրադարձած ալիքը, τ_0 -ից մինչև $2\tau_0$ ժամանա-
կամիջոցում դիտման կետում եղել են առաջին և երկրորդ հարթու-
թյուններից անդրադարձած ալիքները և այլն, իսկ $(n-1)\tau_0$ -ից
մինչև $n\tau_0 = \tau$ ժամանակամիջոցում դիտման կետում եղել են առա-
ջին n հարթություններից անդրադարձած բոլոր ալիքները:

$(n-1)\tau_0$ -ից մինչև $n\tau_0 + (N-n)\tau_0 = N\tau_0$ -ն ընկած ժամանակա-
միջոցում դիտման կետում ալիքների թիվը կլինի առավելագույն
և հավասար n -ի: $(N-1)\tau_0$ -ից մինչև $(N+n)\tau_0$ ժամանակամիջո-
ցում տվյալ ցուգին պատկանող ճառագայթումն անդրադարձնող
հարթությունների թիվը ընկնում է $(n-1)$ -ից մինչև 1:

Ինչպես երևում է գրաֆիկից, դիտման կետում ինտերֆերենցիային միաժամանակ մասնակցող ալիքների մաքսիմալ n թիվը կախված չէ բյուրեղի անդրադարձնող հարթությունների N թվից, իհարկե, եթե բյուրեղի հարթությունների թիվը մեծ է n -ից:

Այն դեպքում, երբ $N < n$, ինտերֆերենցիային միաժամանակ մասնակցող հարթությունների թիվը 0 -ից մինչև $n\tau_0$ ժամանակամիջոցում աճում է 0 -ից մինչև N , իսկ $(N-1)\tau_0$ -ից մինչև $N\tau_0 + (n-N)\tau_0 = n\tau_0$ ժամանակամիջոցում կլինի հաստատուն և հավասար N -ի, $(n-1)\tau_0$ -ից մինչև $n\tau_0 + (n-N)\tau_0$ ժամանակամիջոցում այդ թիվը կնվազի $(N-1)$ -ից մինչև զրո: Նկատի ունենալով վերոհիշյալը, ցրված ալիքների ինտենսիվության համար կստանանք՝

1. $N > n$ դեպքում՝

$$J = \frac{1}{\tau_0} J_0(J_1 + J_2 + J_3); \quad (9.63)$$

որտեղ՝
$$J_0 = A^2 \frac{\sin^2\left(\frac{1}{2}N_1\pi\eta_1\right)}{\sin^2\left(\frac{1}{2}\pi\eta_1\right)} \cdot \frac{\sin^2\left(\frac{1}{2}N_2\pi\eta_2\right)}{\sin^2\left(\frac{1}{2}\pi\eta_2\right)}, \quad (9.64)$$

$$J_1 = J_3 = \sum_{M=1}^{n-1} \frac{\sin^2\left(\frac{1}{2}M\pi\eta_3\right)}{\sin^2\left(\frac{1}{2}\pi\eta_3\right)}, \quad (9.65)$$

$$J_2 = (N-n+1) \frac{\sin^2\left(\frac{1}{2}n\pi\eta_3\right)}{\sin^2\left(\frac{1}{2}\pi\eta_3\right)}, \quad (9.66)$$

2. $N < n$ դեպքում՝

$$J' = \frac{1}{\tau_0} J_0(J'_1 + J'_2 + J'_3), \quad (9.67)$$

$$J'_1 = J'_3 = \sum_{M=1}^{N-1} \frac{\sin^2\left(\frac{1}{2}M\pi\eta_3\right)}{\sin^2\left(\frac{1}{2}\pi\eta_3\right)}, \quad (9.68)$$

$$I_2' = (n - N + 1) \frac{\sin^2\left(\frac{1}{2} N \pi \eta_3\right)}{\sin^2\left(\frac{1}{2} \pi \eta_3\right)}, \quad (9.69)$$

որտեղ $N = n$, (9.66) և (9.69) արտահայտություններում, առանց մեծ սխալ կատարելու, կարելի է անտեսել I_2 -ը, I_1 -ի և I_3 -ի նկատմամբ, իսկ I_2' -ը, I_1' -ի և I_3' -ի նկատմամբ, այդ դեպքում կստանանք՝

$$I' = I = \frac{2}{\tau_0} I_0 I_1 \approx \frac{2}{\tau_0} I_0 \sum_{M=1}^{N-1} \frac{\sin^2\left(\frac{1}{2} M \pi \eta_3\right)}{\sin^2\left(\frac{1}{2} \pi \eta_3\right)},$$

եթե անդրադարձնող հարթությունների թիվը շատ մեծ է ցուգի միաժամանակ գրգռված հարթությունների թվից ($N \gg n$), ապա (9.63)-ից բավականաչափ ճշտությամբ կստանանք՝

$$I \approx \frac{1}{\tau_0} I_1 I_2 \approx \frac{1}{\tau_0} I_0 N \frac{\sin^2\left(\frac{1}{2} n \pi \eta_3\right)}{\sin^2\left(\frac{1}{2} \pi \eta_3\right)}, \quad (9.70)$$

իսկ եթե $N \ll n$, նույնպիսի ճշտությամբ (9.67)-ից կստանանք՝

$$I' \approx \frac{1}{\tau_0} I_0 I_2' \approx \frac{1}{\tau_0} I_0 n \frac{\sin^2\left(\frac{1}{2} N \pi \eta_3\right)}{\sin^2\left(\frac{1}{2} \pi \eta_3\right)}, \quad (9.71)$$

(9.63)–(9.71) արտահայտություններում կատարել ենք հետևյալ նշանակումները՝ $\eta = \frac{1}{\pi} k(\vec{a}_1, \vec{S}_1 - \vec{S}_0)$, $\eta_2 = \frac{1}{\pi} k(\vec{a}_2, \vec{S}_1 - \vec{S}_0)$, $\eta_3 = \frac{1}{\pi} k(\vec{a}_3, \vec{S}_1 - \vec{S}_0)$,

N_1 -ը, N_2 -ը և N_3 -ը ատոմների թվերն են $\vec{a}_1$, $\vec{a}_2$ և $\vec{a}_3$ ուղղություններով:

Ինտենսիվության արտահայտությունն արտածելիս ենթադրված է, որ անդրադարձնող հարթությունները զուգահեռ են $\vec{a}_1$ և $\vec{a}_2$ տրանսլյացիայի վեկտորների հարթությանը:

Բերված հաշիվների արդյունքներից կարելի է անել հետևյալ եզրակացությունները.

1. $N \gg n$ դեպքում կոհերենտ ճառագայթման տևողության հաշվառմամբ անդրադարձման ինտենսիվության և անկյունային լայնության համար ստացված արտահայտությունները կտրուկ տարբերվում են առանց կոհերենտ ճառագայթման տևողությունը հաշվի առնելու ստացված համանման արտահայտություններից: Իրոք, առանց կոհերենտ ճառագայթման տևողությունը հաշվի առնելու մենք անդրադարձման ինտենսիվության համար կստանանք՝

$$I = I_0 \frac{\sin^2\left(\frac{1}{2} N \pi \gamma_3\right)}{\sin^2\left(\frac{1}{2} \pi \gamma_3\right)}, \quad (9.72)$$

որը զգալիորեն տարբերվում է (9.70)-ից ինչպես մասքսիմումի (գագաթի) մեծությամբ, այնպես էլ անդրադարձման անկյունային տիրույթով: Անդրադարձման անկյունային տիրույթը (9.76)-ում շատ ավելի մեծ է, քան (9.72)-ում, որովհետև $N \gg n$:

Այսպիսով, եթե $N \gg n$, սպեկտրային գծի լայնությունը որոշվում է ոչ թե բյուրեղի հարթությունների N թվով, այլ միաժամանակ ինտերֆերենցիային մասնակցող հարթությունների n թվով:

2. $N \lesssim n$ դեպքում կոհերենտ ճառագայթման տևողությունը հաշվի առնելիս անդրադարձման ինտենսիվության և անկյունային տիրույթի համար բավարար ճշտությամբ ստացվում է այն, ինչ ստացվում է առանց կոհերենտ ճառագայթման տևողությունը հաշվի առնելու:

Իրոք, կարելի է ցույց տալ, որ (9.71) և (9.72) արտահայտությունները համընկնում են իրար, նկատի ունենալով որ $\tau_0 = \tau_1/n$, (9.71) արտահայտության մեջ τ/n բազմապատկիչի փոխարեն կրստանանք τ : Եվ եթե նկատի ունենանք այն հանգամանքը, որ (9.64)-ը իրենից ներկայացնում է էներգիայի հոսքը τ ժամանակամիջոցում, իսկ (9.72)-ը էներգիայի հոսքն է միավոր ժամանակի (վայրկյանի) ընթացքում, ապա պարզ կլինի, որ այդ արտահայտությունները ժամանակի նույն հատվածի համար կհամընկնեն:

Հետևաբար, $N \ll n$ դեպքում կոհերենտ ճառագայթման տևողությունը կարելի է հաշվի չառնել:

3. Համաձայն լաուեի ինտերֆերենցիոն ֆունկցիայի, դիֆրակ-

ցիոն մաքսիմումի բարձրությունը և լայնությունը կախված չեն անդրադարձման կարգից:

Սակայն, քանի որ քննարկվող դեպքում անդրադարձման կարգի մեծացմամբ, մեծանում է նաև τ_0 -ն. և, հետևաբար, փոքրանում է Π -ը, ուրեմն անդրադարձման կարգի մեծացմամբ դիֆրակցիոն մաքսիմումի բարձրությունը փոքրանում է, իսկ լայնությունը՝ մեծանում:

2. ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ԻՆՏԵԳՐԱԼ ԻՆՏԵՆՍԻՎՈՒԹՅԱՆ ԿԱՌՈՒՄԸ ԿՈՇԵՐՆԵՏ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՏԵՎՈՂՈՒԹՅՈՒՆԻՑ

Այժմ անցնենք ինտեգրալ ինտենսիվության հետազոտմանը՝ կախված կոհերենտ ճառագայթման տեղությունից: Ինտեգրալ ինտենսիվության արտահայտությունը, որը քննարկված է հինգերորդ գլխում, կառուցվում է հետևյալ արտածելիս, մինչև ինտեգրումներ կատարելը կարելի է ներկայացնել հետևյալ տեսքով՝

$$\rho = A^2 \iiint \prod_{\sigma=1}^3 \frac{\sin^2\left(\frac{1}{2} N_{\sigma} A_{\sigma}\right)}{\sin^2\left(\frac{1}{2} A_{\sigma}\right)} dA_1 dA_2 dA_3, \quad (9.73)$$

որտեղ՝ $A^2 = \frac{e^4}{m^2 c^4} \frac{1 + \cos^2 2\theta}{2} \frac{\lambda^3}{(2\pi)^3} \frac{|F|^2}{v \sin 2\theta},$

եթե հաշվի առնենք կոհերենտ ճառագայթման տեղությունը, ապա պարզվում է, որ շատ փոքր անկյուններից դուրս ($\theta > 1^\circ$) դիտման կետում ինտերֆերենցիային միաժամանակ մասնակցող հարթությունների թիվը կախված է կոհերենտ ճառագայթման տեղությունից, ինչպես այդ մասին արդեն ասվել է նախորդ կետերում:

Նկատի ունենալով կոհերենտ ճառագայթման մասին վերը ասվածը և ընդունելով, որ անդրադարձնող հարթությունները համընկնում են $\vec{a}_1$ և $\vec{a}_2$ տրանսլյացիայի վեկտորներին, անդրադարձման ինտեգրալ գործակցի համար (9.73)-ի փոխարեն կստանանք՝

1. $n > N$ դեպքում՝

$$\rho_1 = A^2 \iint \frac{\sin^2\left(\frac{1}{2} N_1 A_1\right)}{\sin^2\left(\frac{1}{2} A_1\right)} \frac{\sin^2\left(\frac{1}{2} N_2 A_2\right)}{\sin^2\left(\frac{1}{2} A^2\right)} dA_1 dA_2 \times$$

$$\times \frac{\tau}{\pi} \left[2 \sum_{M=1}^{n-1} \int \frac{\sin^2\left(\frac{1}{2} Mc\right)}{\sin^2\left(\frac{1}{2} c\right)} dc + \right. \\ \left. + (N-n+1) \int \frac{\sin^2\left(\frac{1}{2} Nc\right)}{\sin^2\left(\frac{1}{2} c\right)} dc \right], \quad (9.74)$$

2. $n > N$ դիպքում՝

$$\rho_2 = A^2 \iint \frac{\sin^2\left(\frac{1}{2} N_1 A_1\right)}{\sin^2\left(\frac{1}{2} A_1\right)} \frac{\sin^2\left(\frac{1}{2} N_2 A_2\right)}{\sin^2\left(\frac{1}{2} A_2\right)} dA_1 dA_2 \times \\ \times \frac{\tau}{n} \left[2 \sum_{M=1}^{N-1} \int \frac{\sin^2\left(\frac{1}{2} N A_3\right)}{\sin^2\left(\frac{1}{2} A_3\right)} dA_3 + \right. \\ \left. + (n-N+1) \frac{\sin^2\left(\frac{1}{2} N A_3\right)}{\sin^2\left(\frac{1}{2} A_3\right)} dA_3 \right], \quad (9.75)$$

կատարելով ինտեգրումներ, (9.74)-ից և (9.75)-ից կստանանք՝

$$\rho_1 = \frac{e^4}{m^2 c^4} \frac{(1 + \cos^2 2\theta)}{2} \frac{\lambda^3 |F|^2}{2\pi v \sin 2\theta} \frac{\tau N_1 N_2}{n} \times \\ \times \left[(N-n+1) 2\pi n + 2 \sum_{M=1}^{n-1} \int \frac{\sin^2\left(\frac{1}{2} Mc\right)}{\sin^2\left(\frac{1}{2} c\right)} dc \right] \quad (9.76)$$

$$\rho_2 = \frac{e^2}{m^2 c^4} \frac{(1 + \cos^2 2\theta)}{2} \frac{\lambda^3 |F|^2}{2\pi v \sin 2\theta} \frac{\tau N_1 N_2}{n} \times \\ \times \left[(n-N+1) 2\pi n + 2 \sum_{M=1}^{N-1} \int \frac{\sin^2\left(\frac{1}{2} M A_3\right)}{\sin^2\left(\frac{1}{2} A_3\right)} dA_3 \right]; \quad (9.77)$$

Եթե բյուրեղի հարթությունների թիվը շատ մեծ է ինտերֆերենցիային միաժամանակ մասնակցող հարթությունների թվից՝ $N \gg n$, ապա (9.76)-ից բավարար ճշտությամբ կստանանք՝

$$\rho_1 = B\tau N_1 N_2 N_3, \quad B = \frac{e^4}{m^2 c^4} \frac{(1 + \cos^2 2\theta)}{2} \frac{\lambda^2 |F|^2}{v \ln \theta} \quad (9.78)$$

այն ժամանակ, երբ (9.73)-ից կստանանք՝

$$\rho = BN_1 N_2 N_3, \quad (9.79)$$

այսինքն՝
$$\rho = \frac{1}{\tau} \rho_1, \quad (9.80)$$

իսկ երբ $N \ll n$, (9.77)-ից նույն ճշտությամբ կստանանք՝

$$\rho_2 = B\tau N_1 N_2 N_3, \quad (9.81)$$

Այսպիսով, (9.78)–(9.81) արտահայտություններից կստանանք՝

$$\frac{1}{\tau} \rho_1 = \frac{1}{\tau} \rho_2 = \rho, \quad (9.82)$$

Եթե նկատի ունենանք, որ $\frac{1}{\tau} \rho_1 = \frac{1}{\tau} \rho_2$ մեծությունները ինտեգրալ ինտենսիվություններն են էներգիայի հոսքի միավոր ժամանակի համար, ապա պարզ կլինի (9.82)-ից, որ քննարկված դեպքում ($N \gg n$) և ($N \ll n$) ինտեգրալ ինտենսիվությունների համար ստացվում է նույն բանը, ինչ առանց կոհերենտ ճառագայթման տևողության հաշվառման: Երբ ինտերֆերենցիային միաժամանակ մասնակցող հարթությունների թիվը բյուրեղի հարթությունների թվի կարգի է ($N \sim n$), ինտեգրալ ինտենսիվությունների համար կոհերենտ ճառագայթման հաշվառմամբ և առանց հաշվի առնելու ստացված արտահայտություններն իրարից տարբերվում են, բայց ոչ մեծ չափով:

Այսպիսով, կարող ենք նշել, որ քննարկվող ճշգրտությամբ (հարթ բյուրեղ, առաջին մոտեցում) կոհերենտ ճառագայթման տևողության հաշվառումը $N \gg n$ դեպքում կտրուկ ազդում է ռեֆլեքսի անկյունային լայնության վրա, բայց ինտեգրալ ինտենսիվությունը համարյա թե մնում է անփոփոխ. փոքրանում է ինտեգրալ ինտենսիվության կորի գագաթի բարձրությունը, մեծանում է սպեկտրային գծի լայնությունը, անփոփոխ է մնում ինտեգրալ ինտենսիվությունը:

Իսկ N « ը դեպքում կարելի է կոհերենտ ճառագայթման տեղադրությունը հաշվի չառնել, որովհետև այդ դեպքում կոհերենտ ճառագայթման հաշվառման պատճառով գծի լայնությունը և ինտեգրալ ինտենսիվությունը համարյա թե փոփոխություն չեն կրում:

Ռենտգենյան ճառագայթների դիֆրակցիան գազերում, հեղուկներում և ամորֆ պինդ մարմիններում կոհերենտ ճառագայթման հաշվառմամբ կքննարկվեն հաջորդ գրքում, իսկ հետաքրքրավորությունը կարող են դիմել [44, 43] աշխատանքներին:

Ռենտգենյան ճառագայթների դիֆրակցիան սկզբնական սֆերիկ ալիքների դեպքում քննարկված է [45, 46] աշխատանքներում:

§ 6. ՅՐՎԱԾ ԴԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ԻՆՏԵՆՍԻՎՈՒԹՅԱՆ ՊԱՀՊԱՆՄԱՆ ՕՐԵՆՔԸ

Գոյություն ունի մի օրենք, ըստ որի ցրված ալիքների միջև տեղի ունեցող ինտերֆերենցիան չի փոխում ցրման գումար-ինտենսիվությունը, այլ միայն վերաբաշխում է այն: Այդ օրենքը կոչվում է ցրման ինտենսիվության պահպանման օրենք:

Դասագրքերում [42, 30] այդ օրենքը նույնիսկ ապացուցվում է [30], և այդ օրենքի հիման վրա նաև ապացուցվում է, որ ցրված գումար-ինտենսիվության միջին արժեքը էլեկտրոնային միավորներով հավասար է ցրող ծավալի էլեկտրոնների ընդհանուր թվին*:

Սակայն կարելի է ցույց տալ, որ ցրման ինտենսիվության պահպանման օրենքը շատ սահմանափակ կիրառություններ ունի, և ընդհանուր դեպքում բոլոր ուղղություններով ցրված ալիքների գումար-ինտենսիվությունը էլեկտրոնային միավորներով հավասար չէ ցրող էլեկտրոնների թվին:

Մենք այստեղ սկզբում կշարադրենք ցրման ինտենսիվության ընդունված արտածումը, իսկ հետո, նշելով այդ արտածման թերությունները, պարզ օրինակով ցույց կտանք, որ ցրման գումար-ինտենսիվության միջին արժեքը կարող է ցրող էլեկտրոնների ընդհանուր թվին հավասար չլինել:

1. ՅՐՄԱՆ ԻՆՏԵՆՍԻՎՈՒԹՅԱՆ ՊԱՀՊԱՆՄԱՆ ՕՐԵՆՔԻ ԱՐՏԱԾՈՒՄՆ ԸՍՏ ԳԻՆՅԵԻ

Հինգերորդ գլխում որպես ցրող կենտրոններ ընդունել էինք ատոմները և ցրված ալիքի ամպլիտուդի համար ստացել էինք (5.1)

* Եթե ինտենսիվությունն արտահայտվում է մեկ էլեկտրոնի ցրած էներգիայի միավորներով, ասում են՝ ինտենսիվությունն արտահայտված է էլեկտրոնային միավորներով:

արտահայտությունը: Այստեղ մենք ցրող էլեկտրոնները կհամարենք էլեկտրոնները և ամեն մի էլեկտրոնի տեղը կնկարագրենք իր շառավիղ-վեկտորով:

Ենթադրենք, ունենք N ցրող էլեկտրոններ, որոնք նկարագրվում են հետևյալ շառավիղ-վեկտորներով՝ $\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3, \dots, \vec{r}_N$:

Այս դեպքում ցրված գումար-ալիքի ամպլիտուդը և ինտենսիվությունը էլեկտրոնային միավորներով կարող ենք արտահայտել այսպես (գլուխ V, § 9)։

$$A_N = \sum_{m=1}^N \exp \{ -ik(\vec{r}_m \vec{S}) \}, \quad (9.83)$$

$$I_N(\vec{S}) = |A|^2 = AA^* = \sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N \exp \{ -ik(\vec{r}_m - \vec{r}_n) \vec{S} \}, \quad (9.84)$$

m -րդ և n -րդ էլեկտրոնների միջև վեկտորային հեռավորություն՝ $\vec{r}_m - \vec{r}_n = \vec{r}_{mn}$, տեղադրելով (9.84)-ի մեջ և նկատի ունենալով, որ $m=n$ դեպքերում այդ վեկտորը հավասար է 0-ի, ինտենսիվությունը կարող ենք ներկայացնել հետևյալ տեսքով.

$$I_N(\vec{S}) = N + \sum_{m \neq n} \sum \exp \{ -ik(\vec{r}_{mn} \vec{S}) \}, \quad (9.85)$$

(9.85)-ը ներկայացնում է ինտենսիվությունը միայն $\vec{S}$ ուղղությամբ, գումար-ինտենսիվությունը (ինտենսիվությունը բոլոր ուղղություններով) գտնելու համար մենք պետք է (9.85)-ը ինտեգրենք հակադարձ տարածության մեջ.

$$\int I_N(\vec{S}) d\vec{v}^* = \int N d\vec{v}^* + \sum_{m \neq n} \sum \exp \{ -ik(\vec{r}_{mn} \cdot \vec{S}) \} d\vec{v}^*, \quad (9.86)$$

Կատարենք հետևյալ ձևափոխությունը՝

$$k(\vec{r}_{mn} \vec{S}) = 2\pi \left(\vec{r}_{mn} \frac{\vec{S}}{\lambda} \right) = 2\pi (\vec{r}_{mn} \vec{R}^*),$$

որտեղ $\vec{R} = \frac{\vec{S}}{\lambda}$ հակադարձ ցանցի վեկտորն է: Մյուս կողմից՝ հակադարձ $d\vec{v}^*$ ծավալի էլեմենտը կարող ենք ներկայացնել այսպես. $d\vec{v}^* = dR_1^* dR_2^* dR_3^*$, որտեղ dR_1^* -ը, dR_2^* -ը և dR_3^* -ը հակադարձ $\vec{R}^* = \hat{i} R_1^* + \hat{j} R_2^* + \hat{k} R_3^*$ վեկտորի բաղադրիչների աճերն են:

Այժմ կարող ենք գումարի տակ գտնվող ինտեգրալներից յուրաքանչյուրին տալ հետևյալ տեսքը.

$$\int \exp \{ -ik(\vec{r}_{mn} \vec{S}) \} dv^* = \int_{-L_1}^{L_1} \exp \{ -i2\pi R_1^* x_{mn} \} dR_1^* \times \\ \times \int_{-L_2}^{L_2} \exp \{ -i2\pi R_2^* y_{mn} \} dR_2^* \int_{-L_3}^{L_3} \exp \{ -i2\pi R_3^* z_{mn} \} dR_3^*, \quad (9.87)$$

(9.87)-ի մեջ x_{mn} -ը, y_{mn} -ը և z_{mn} -ը իրենցից ներկայացնում են $\vec{r}_{mn} = \vec{r}_m - \vec{r}_n$ վեկտորի պրոյեկցիաները x , y և z առանցքների վրա: Ինտեգրումը կատարվում է հակադարձ տարածությունում, մի ծավալում, որն ուղղանկյուն զուգահեռանիստ է և ունի հետևյալ չափերը՝ $-L_\sigma \leq R_\sigma^* \leq L_\sigma$, $\sigma = 1, 2, 3$:

(9.87)-ի աջ մասի արտադրիչ ինտեգրալներից յուրաքանչյուրը կարելի է ինտեգրալ հետևյալ կերպ՝

$$\int_{-L_\sigma}^{L_\sigma} \exp \{ -i2\pi R_\sigma x_\sigma \} dR_\sigma^* = 2L_\sigma \frac{2L_\sigma(2\pi L_\sigma x_\sigma)}{2\pi L_\sigma x_\sigma}, \quad (9.88)$$

որտեղ՝ $x_1 = x_{mn}$, $x_2 = y_{mn}$, $x_3 = z_{mn}$:

Նկատի ունենալով (9.88)-ը, կարող ենք (9.86)-ը գրել այսպես՝

$$\frac{\int I_N(\vec{S}) dv^*}{V} = \overline{I_N(S)} = N + \frac{\sin(2\pi L_1 x_{mn})}{2\pi L_1 x_{mn}} \frac{\sin(2\pi L_2 y_{mn})}{2\pi L_2 y_{mn}} \times \\ \times \frac{\sin(2\pi L_3 z_{mn})}{2\pi L_3 z_{mn}}, \quad (9.89)$$

(9.89) արտահայտությունն ստանալիս, մենք նկատի ենք ունեցել, որ $\int N dv^* = 8L_1 L_2 L_3$ և կատարել ենք նշանակում $V = 8L_1 L_2 L_3$, որը ինտեգրման ծավալն է, իսկ $\overline{I_N(\vec{S})}$ -ը ցրման միջին ինտենսիվությունն է:

Այժմ ըստ Գինյեի կարելի է ինտեգրման սահմանները, այսինքն՝ L_1 -ը, L_2 -ը և L_3 -ը ձգտեցնել անսահմանություն, այդ դեպքում (9.89)-ի աջ մասի երկրորդ գումարելին կձգտի զրոյի և կըստանանք՝

$$\overline{I_N(S)} \rightarrow N, \quad (9.90)$$

այսինքն՝ N հատ էլեկտրոնների ցրման ինտենսիվության միջին արժեքը հավասար է նրանց թվին:

Առաջին հայացքից թվում է, թե (9.90) բանաձևի արտածումը կասկած չի առաջացնում, և ցրման ինտենսիվության պահպանման օրենքը միշտ ուժի մեջ է:

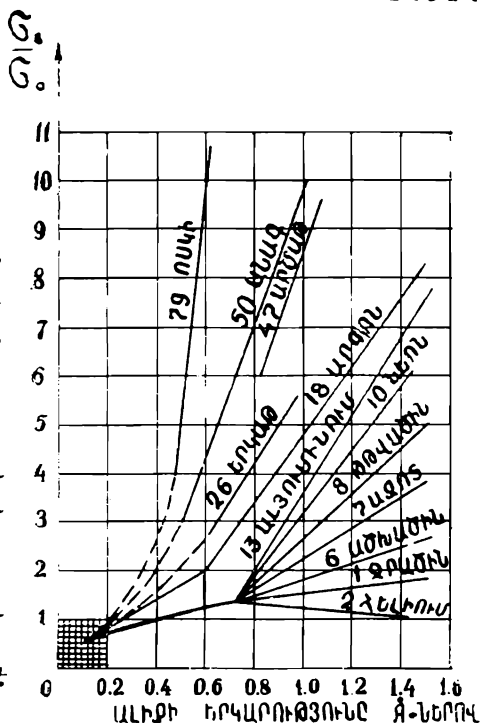
Սակայն օպտիկայում լավ հայտնի է [32], որ երբ լույսի աղբյուրների իրարից ունեցած հեռավորությունը ավելի փոքր է, քան նրանց առաքած ալիքի երկարության կեսը, ապա ցրման ինտենսիվության պահպանման օրենքը ինտերֆերենցիայի հետևանքով խախտվում է, նրանք իրար վրա ազդում են և իրենց սնող աղբյուրի էներգիայի հաշվին ավելի ուժեղ են առաքում: Նրանց միաժամանակ առաքման դեպքում առաքման գումար-էներգիան ավելի մեծ է լինում, քան եթե նրանք առանձին-առանձին առաքեին և վերցվեր դրանց գումարը:

Մյուս կողմից՝ ռենտգենյան տիրույթում կատարված փորձերից հայտնի է [3], որ ցրման օ գործակիցը կախված է ալիքի երկարությունից և, մասնավորապես, ցածր կարգաթիվ ունեցող էլեմենտների համար այն ավելի մեծ է, քան իրարից մեկուսացված էլեկտրոնների համար:

Կախվածատունի շուրջը էլեկտրոնների կուտակման աստիճանից, այսինքն՝ կախված ցրող ատոմի Z կարգաթվից, ցրման գործակիցը կարող է փոփոխվել Z անգամ:

Նկ. 129-ում ցույց է տրված տարբեր ատոմների համար ցրման գործակցի կախումն ալիքի երկարությունից: Այստեղ σ_0 -ն ցրման գործակիցն է ըստ Թոմսոնի տեսության, σ -ն չափումներից ստացված ցրման գործակիցն է:

Ինչպես երևում է այդ նկարից, ալիքի երկարությունների 0,1 —



Նկ. 129. Ցրման գործակցի կախումը ալիքի երկարությունից

—1,0 Å տիրույթում թեթև էլեմենտների՝ համար դիտվում է տեսությունը և փորձի տվյալների մոտավոր համապատասխանություն, բայց ծանր էլեմենտների համար ալիքի երկարության մեծացմամբ ցրման գործակիցը արագ աճում է: Հետևապես, միևնույն ատոմին պատկանող էլեկտրոնների համար ցրման ինտենսիվությունը պահպանման օրենքը ընդհանուր դեպքում ճիշտ չէ. այսինքն՝ (9.90) արտահայտությունը ճշգրիտ չէ:

Ալիքի երկարության մեծացմամբ ցրման գործակցի մեծացումը բացատրվում է նրանով, որ երբ էլեկտրոնների միջև եղած հեռավորությունը փոքր է ցրվող ալիքի երկարության նկատմամբ, ապա տվյալ ատոմի էլեկտրոնները կարծես թե գործում են համատեղ՝ աղդում են իրար վրա: Իրոք, ինչպես արդեն նշվեց, օպտիկայում հայտնի է ինտերֆերենցիայի երևույթի թվացող պարադոքսը. երբ երկու կոհերենտ աղբյուրների միջև հեռավորությունը փոքր է, քան ալիքի երկարության կեսը, այդ երկու աղբյուրների առաքման ինտենսիվությունը, իրար վրա աղդելու պատճառով, կտրուկ մեծանում է: Պարզ է, որ այդպիսի դեպքերում խոսք անգամ լինել չի կարող ցրման ինտենսիվության պահպանման օրենքի մասին: Այդպիսի պայմաններ իրականացնում են հենց ատոմներում, էլեկտրոնների միջև և որոշ դեպքերում էլ հարևան ատոմների միջև հեղուկների, ամորֆ պինդ նյութերի և բյուրեղների մեջ: Իհարկե, ցրման ինտենսիվության պահպանման օրենքը չի հակասում էներգիայի պահպանման օրենքին:

Այժմ տեսենք (9.90) բանաձևի արտածման ժամանակ ի՞նչ սխալ է թույլ տրված, որ փորձի տվյալները չեն կարող բացատրել և ընդհանուր դեպքում ճիշտ չէ:

Ինչպես երևում է (9.87)-ից, ինտեգրումը կատարվում է հակադարձ տարածությունում ըստ հակադարձ $\vec{R}^*$ վեկտորի R_1^* , R_2^* և R_3^* բաղադրիչների: Ինչպես արդեն նշել ենք հինգերորդ գլխի § 4-ում, երբ բյուրեղը գտնվում է անդրադարձման վիճակում, դիֆրակցիոն վեկտորը համընկնում է հակադարձ ցանցի վեկտորին՝

$$\frac{\vec{S}_1}{\lambda} - \frac{\vec{S}_0}{\lambda} = \frac{\vec{S}}{\lambda} = \vec{R}^*$$

և, ընդհանուր դեպքում, երբ նույնիսկ բյուրեղը անդրադարձման վիճակում չի գտնվում, այդ վեկտորի բաղադրիչները նկարագրվում են հետևյալ արտահայտություններով.

$$\frac{S}{\lambda} = \gamma_1 \vec{a}_1^* + \gamma_2 \vec{a}_2^* + \gamma_3 \vec{a}_3^*, \quad (9.91)$$

$$\text{որտեղ՝ } \eta_1 = \frac{a_1}{\lambda} (\cos \alpha_1 - \cos \alpha_0), \quad (9.92)$$

$$\eta_2 = \frac{a_2}{\lambda} (\cos \beta_1 - \cos \beta_0), \quad (9.93)$$

$$\eta_3 = \frac{a_3}{\lambda} (\cos \gamma_1 - \cos \gamma_0), \quad (9.94)$$

Վերևում, (9.89)-ից (9.90) ստանալու համար, ինտեգրալների սահմանները L_1 -ը, L_2 -ը և L_3 -ը ձգտեցված են անսահմանության, այսինքն՝ R_1^* -ի, R_2^* -ի և R_3^* -ի (ըստ η_1 -ի, η_2 -ի և η_3 -ի) ինտեգրում է կատարված $-\infty$ -ից ∞ :

Սակայն, ինչպես երևում է (9.91)–(9.94) արտահայտություններից, η_1 -ը, η_2 -ը և η_3 -ը անսահման մեծ արժեքներ կարող են ստանալ միայն այն դեպքում, եթե ալիքի λ երկարությունը ձգտի զրոյի:

Ահա այստեղ էլ թաքնված է սխալ եզրակացության գաղտնիքը: Իհարկե, եթե ալիքի երկարությունը ձգտում է զրոյի, իրականում են ցրված էներգիայի պահպանման համար անհրաժեշտ պայմանները, ավելի ճիշտ՝ վերանում է այդ օրենքի խախտման պայմանը, ցրողների միջև եղած հեռավորությունը ալիքի երկարության կեսից այլևս փոքր լինել չի կարող:

2. ՑՐՄԱՆ ԻՆՏԵՆՍԻՎՈՒԹՅԱՆ ՊԱՀՊԱՆՄԱՆ ՕՐԵՆՔԸ ԱՏՈՄՆԵՐԻ ՀԱՆՐՈՒՅԹԻ ՀԱՄԱՐ

Ցրման ինտենսիվության պահպանման օրենքի արտածումն ընդունված ձևով տալուց և նրա թերությունները ցույց տալուց հետո քննարկենք մի պարզ դեպք այդ օրենքի կիրառելիության սահմանները ցուցադրելու նպատակով:

Այսպես ուրեմն, մենք տեսանք, որ միևնույն ատոմին պատկանող էլեկտրոնների համար ցրման ինտենսիվության պահպանման օրենքը ընդհանուր դեպքում տեղի չունի:

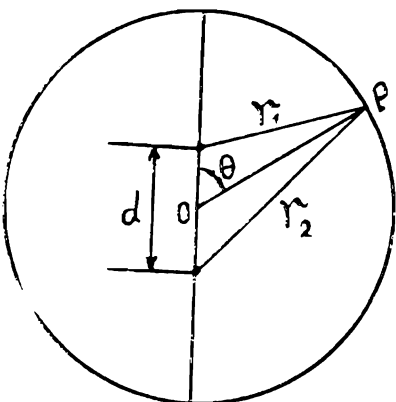
Այժմ անցնենք ատոմների հանրության, մասնավորապես բյուրեղների ատոմների համար ցրման ինտենսիվության պահպանման օրենքի իրականացման անհրաժեշտ պայմանների քննարկմանը:

Այս դեպքում ցրման ինտենսիվության պահպանման օրենքը կարելի է ձևակերպել այսպես. N ատոմի կողմից բոլոր կողմերի

վրա ցրված էներգիան N անգամ ավելի մեծ է, քան մեկ մեկուսացված ատոմի՝ բոլոր կողմերի վրա ցրած գումար-էներգիան:

Այդ ենթադրության իրավացիությունը ստուգելու համար ըսկըզբում հաշվենք երկու ատոմների ցրած էներգիայի հոսքը այնպիսի մի փակ մակերևույթով, որի մեջ գտնվում են այդ ատոմները:

Ենթադրենք երկու ատոմ տեղավորված է R շառավղով սֆերայի ներսում և դասավորված է կենտրոնի նկատմամբ սիմետրիկ (նկ. 130): Թող հեռավորությունը նրանց միջև լինի d : Ենթադրենք հարթ մոնոքրոմատիկ ալիքը d -ին ուղղահայաց ուղղությամբ ընկնում է այդ ատոմների վրա, և մենք դիտարկում ենք ցրված ալիքների ինտենսիվությունը սֆերայի մակերևույթի P կետում, որը սֆերայի կենտրոնից երևում է d -ի նկատմամբ θ անկյան տակ: Այդ դեպքում հիշյալ երկու ատոմների կողմից ցրված գումար-ալիքի ամպլիտուդի համար կստանանք՝



Նկ. 130. Ինտենսիվության հաշվումը փակ սֆերայում

$$A = A_0 f \frac{e^2}{mc^2} \left[\frac{1}{r_1} \exp \{-ikr_1\} + \frac{1}{r_2} \exp \{-ikr_2\} \right],$$

որտեղ r_1 -ը և r_2 -ը այդ ատոմների հեռավորություններն են դիտման P կետից, իսկ A_0 -ն ընկնող ալիքի ամպլիտուդն է:

Ամպլիտուդի այդ արտահայտությունից ինտենսիվության համար կստանանք՝

$$|A|^2 = B \left[\frac{1}{r_1^2} + \frac{1}{r_2^2} + \frac{2}{r_1 \cdot r_2} \cos \psi \right],$$

$$\psi = k(r_2 - r_1), \quad B = f^2 \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 A_0^2, \quad (9.95)$$

r_1 և r_2 մեծությունները սֆերայի R շառավղի միջոցով կարելի է արտահայտել հետևյալ կերպ.

$$r_1 = R \left\{ 1 + \frac{\left(\frac{d}{2} \right)^2 + R d \cos \theta}{2R^2} - \frac{1}{8} \left[\frac{\left(\frac{d}{2} \right)^2 + R d \cos \theta}{R^2} \right]^2 + \dots \right\},$$

$$r_2 = R \left\{ 1 + \frac{\left(\frac{d}{2}\right)^2 - R d \cos \theta}{2R^2} - \frac{1}{8} \left[\frac{\left(\frac{d}{2}\right)^2 - R d \cos \theta}{R^2} \right]^2 + \dots \right\},$$

նկատի ունենալով, որ $d \sim 10^{-8}$ սմ, վերջին արտահայտությունից բավականաչափ մեծ ճշտությամբ կստանանք $\psi = k(r_2 - r_1) = k d \cos \theta$: Այդ նույն ճշտությամբ (9.95)-ը կրեղունի հետևյալ տեսքը.

$$|A|^2 = \frac{2B}{R^2} [1 + \cos(kd \cos \theta)], \quad (9.96)$$

Բոլոր կողմերով ցրված գումար-ալիքի ինտեգրալ ինտենսիվությունը գտնելու համար պետք է գտնենք էներգիայի հոսքը R շառավղով սֆերայով.

$$I = \int |A|^2 ds = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi |A|^2 R^2 \sin \theta d\theta d\varphi = 4\pi \int_0^\pi B [1 + \cos(kd \cos \theta)] \cdot \sin \theta d\theta,$$

Այստեղ նկատի ունեցանք, որ սֆերայի մակերևույթի ds էլեմենտը կարելի է արտահայտել $ds = R^2 \sin \theta d\theta d\varphi$ բանաձևով:

Եթե անտեսենք B -ի կախումը θ -ից, որը ճիշտ է միայն կետային ցրող կենտրոնների (էլեկտրոնների) համար, ապա վերջնականապես ինտեգրալ ինտենսիվության համար կստանանք՝

$$I = 8\pi B \left(1 + \frac{\sin kd}{kd} \right), \quad (9.97)$$

Իսկ օպտիկապես անկախ ցրման կենտրոնների դեպքում կստանանք՝

$$I_3 = 8\pi B, \quad (9.98)$$

Այսպիսով, երկու ատոմների համար ցրման ինտենսիվության պահանջանքն օրենքը ճիշտ է միայն այն դեպքում, եթե (9.97) արտահայտության մեջ $\sin kd/kd$ անդամը կարելի է արհամարհել մեկի նկատմամբ:

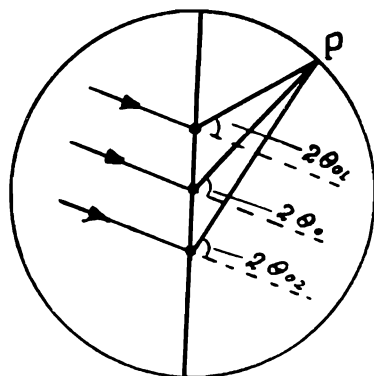
Ինչպես երևում է (9.97)-ից և (9.98)-ից, շատ փոքր d -երի դեպքում (իրար շատ մոտ ատոմների դեպքում՝ և մեծ ալիքի երկարությունների (փոքր k) դեպքում $1/|k| \rightarrow 2$, այսինքն՝ ցրման ինտենսիվության պահանջանքն օրենքը տեղի չունի:

Ուրեմն, համարձակորեն կարելի է պնդել, որ միևնույն ատոմի էլեկտրոնների համար և հեղուկների, ամորֆ պինդ նյութերի ու

բյուրեղների մեջ իրար կողքի տեղավորված ատոմների համար բավականաչափ մեծ ալիքի երկարությունների դեպքում sinkd/kd (9.95)), որը ցրման անկյան մեծացմամբ արագ նվազում է, և հետևապես, ցրման ինտենսիվության պահպանման օրենքը կարող է տեղի չունենալ:

Այժմ հետազոտենք ցրման ինտենսիվության պահպանման օրենքը միաչափ ատոմական ցանցի համար:

Ենթադրենք հարթ մոնոքրոմատիկ ալիքը ուղղահայաց ընկնում է գծային ցանցի վրա, և մենք ուսումնասիրում ենք ինտենսիվությունը դիտման P կետում, որը ցանցի կենտրոնական կետից երևում է ցանցի նրկատմամբ θ անկյան տակ (նկ. 131):



Նկ. 131. Գծային ցանցի ցրած ալիքի ինտենսիվության հաշվումը

Քննարկվող դեպքում ցանցի կողմից ցրված գումար-ալիքի ամպլիտուդի համար կարող ենք գրել՝

$$A = f \frac{e^2}{mc^2} \sum_{n=-N}^N \frac{1}{\tau_n} \exp \{ -ikr_n \},$$

որտեղից ինտենսիվության համար կստանանք՝

$$|A|^2 = B \left\{ \sum_{n=-N}^N \frac{1}{r_n^2} + \sum_{n \neq n'} \sum \frac{1}{r_n r_{n'}} \cos [k(r_n - r_{n'})] \right\},$$

Ցանցի կողմից ցրված գումար-ալիքի (բոլոր կողմերի վրա ցրված) ինտեգրալ ինտենսիվությունը գտնելու համար պետք է վերջին արտահայտությունն ինտեգրել R շառավղով սֆերայի մակերևույթով:

Եթե ցանցի երկարությունը 10^{-5} սմ-ից մեծ չէ, ապա բավականաչափ ճշգրտությամբ ($r_n - r_{n'}$) տարբերությունը կարող ենք ներկայացնել հետևյալ տեսքով՝ $r_n - r_{n'} = a(n - n') \cos \theta$, որտեղ a -ն ցանցի տրանսլյացիան է:

Ինչպես երկու ցրողների դեպքում, այս դեպքում էլ արհամարհելով B -ի կախումը θ -ից, ինտեգրալ ինտենսիվության համար 10^{-3} -ի ճշտությամբ կստանանք՝

$$I=8\pi B \left\{ N + \sum_{n \neq n'} \sum \frac{\sin k(n-n')}{ak(n-n')} \right\}, \quad (9.99)$$

որտեղ $2N$ -ը ատոմների թիվն է զծային ցանցում:

Այն դեպքում, երբ սկզբնական փունջը ցանցի վրա ընկնում է ոչ ուղղահայաց, ինտենսիվության արտահայտությունը կընդունի հետևյալ տեսքը (երկու մասնիկների դեպքում) .

$$I = 8\pi B \left\{ 1 + \cos \varphi_1 \frac{\sin kd}{kd} \right\}, \quad \text{որտեղ } \varphi_1 = k(\vec{r}_2 - \vec{r}_1) \cdot \vec{s}_0,$$

նույն ձևով թեք անկման դեպքում N մասնիկների համար կստանանք՝

$$I = 8\pi B \left[N + \sum_{n \neq n'} \sum \cos \varphi_n \frac{\sin k(n-n')}{ak(n-n')} \right],$$

որտեղ՝ $\varphi_n = k(\vec{r}_n - \vec{r}_{n'}) \cdot \vec{s}_0$,

Այստեղ մենք բոլոր հետազոտություններում (հաշվումներում) անտեսեցինք B -ի կախումը θ -ից, այն դեպքում, երբ B -ի արտահայտության մեջ մտնում է ատոմի ցրման ֆունկցիան (տե՛ս (9.95)), որը ցրման անկյան մեծացմամբ արագ նվազում է և, հետևապես, այդ կախումը արհամարհել չի կարելի: Սակայն հեշտ է համոզվել, որ այդ կախման հաշվառումը չի փոխի ցրված զումարալիքների ինտեգրալ ինտենսիվության՝ ցրողների միջև եղած հեռավորություններից ունեցած կախման բնույթը: Իրոք, ննթադրելով, որ էլեկտրոնների լիցքերի խտությունն ատոմի մեջ ունի սֆերիկ սիմետրիա, ցրման ֆունկցիայի համար կստանանք՝

$$f = \int_0^\infty 4\pi r^2 \rho(r) \frac{\sin \mu r}{\mu r} dr, \quad \text{որտեղ } \mu = \frac{4\pi \sin \theta_0}{\lambda},$$

Այսպիսով, երկու մասնիկների համար ինտենսիվության արտահայտությունը, ատոմի ֆակտորի՝ θ -ից ունեցած կախման հաշվառմամբ, կընդունի հետևյալ տեսքը՝

$$I = I_1 + I_2 + I_{\text{խ.}} = F^2 f^2 \left[\frac{R^2}{r_1^2} + \frac{R^2}{r_2^2} + 2 \frac{R^2}{r_1 r_2} \cos(r_2 - r_1) k \right],$$

որտեղ՝ $F^2 = \frac{B}{f^2}$, $I_{\text{խ.}} = 2F^2 f^2 \frac{R^2}{r_1 r_2} \cos[k(r_2 - r_1)]$,

Բավականաչափ ճշտությամբ կարելի է ընդունել, որ $I_1 = I_2$, հետևապես, $I = I_{\text{խ.}} + 2I_1$,

նկատի ունենալով, որ $\cos 2\theta_0 = \sin\theta \sin\varphi$, $\sin\theta_0 =$
 $= \sqrt{\frac{1 - \sin\theta \sin\varphi}{2}}$, և այն, որ մինչև 10^{-6} ապդիանի կարգի
 ճշտությամբ $2\theta_{01} = 2\theta_{02} = 2\theta_0$ (նկ. 131), կատանանք՝

$$I_1 = F^2 \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \sin\theta d\varphi \left[\int_0^{\infty} 4\pi r^2 \rho(r) \frac{\sin \mu r}{\mu r} dr \right]^2,$$

$\sin \mu r / \mu r$ արտահայտությունը վերածելով շարքի ըստ μr -ի
 աստիճանների և հենթադրելով, որ $\rho(r) = \rho_0$, որ $r \ll r_0$, $\rho(r) = 0$, երբ
 $r > r_0$, ըստ r -ի, φ -ի և θ -ի, ինտեգրելուց հետո կատանանք՝

$$1 = 2 \left(\frac{4\pi r_0^2 \rho^{3/2} F^{3/2}}{3^{3/2}} \right)^3 \left(\frac{1}{2} + \frac{\sin kd}{kd} \right) \left[1 - \frac{1}{10} \left(\frac{4\pi}{\lambda} \right)^2 r_0^2 + \dots \right],$$

նույն ձևով ցանցի համար կատանանք՝

$$1 = 2 \left(\frac{4\pi r_0^2 \rho^{3/2} F^{3/2}}{3^{3/2}} \right) \left[N + \sum_{-N}^N \sum_{-N}^N \cos \varphi_n \frac{\sin[ak(n-n')]}{ak(n-n')} \times \right. \\ \left. \times \left[1 - \frac{1}{10} \left(\frac{4\pi}{\lambda} \right)^2 r_0^2 + \dots \right] \right], \quad (9.100)$$

որը թեք անկման դեպքում կունենա հետևյալ տեսքը՝

$$1 = 2 \left[\frac{4\pi r_0^2 \rho^{3/2} F^{3/2}}{3^{3/2}} \right]^3 \left[N + \sum_{-N}^N \sum_{-N}^N \cos \varphi_n \frac{\sin ak(n-n')}{ak(n-n')} \times \right. \\ \left. \times \left[1 - \frac{1}{10} \left(\frac{4\pi}{\lambda} \right)^2 r_0^2 + \dots \right] \right]:$$

Այս վերջին արտահայտություններում Σ' գումայի նշանը ցույց է
 տալիս, որ այդ գումարում բացակայում են $n = n'$ անդամները:

Ինչպես երևում է (9.97)-ից, (9.99)-ից և (9.100)-ից, ինտեգ-
 րալ ինտենսիվության արտահայտություններում հանդես է գալիս
 ինտերֆերենցիոն անդամ, որն ունի

$$\sum_{n \neq n'} \sum \frac{\sin ak(n-n')}{ak(n-n')} \quad (9.101)$$

տեսքը:

Ինչպես արդեն ասվեց վերևում, ցրման ինտենսիվության
 պահպանման օրենքը տեղի ունի միայն այն դեպքում, երբ (9.101)
 տիպի ինտերֆերենցիոն անդամներն անհետանում են: Պարզ է, որ
 բոլոր անդամները, որոնց համար n -ը և n' -ը իրարից շատ են

տարբերվում, անհետանում են: Իսկ այն անդամները, որոնց համար n -ը և n' -ը իրարից տարբերվում են միայն մեկով, չի կարելի անտեսել: Այդ պատճառով էլ, առանց մեծ սխալ գործելու, մենք կարող ենք (9.101) գումարը փոխարինել հետևյալ արտահայտությամբ՝

$$2(2N-1) \frac{\sin ak}{ak}, \quad (9.102)$$

Հետևապես, ցրման ինտենսիվության պահպանման օրենքի տեղի ունենալը պայմանավորված է (9.102)-ի անհետացմամբ:

$\sin ak/ak$ ֆունկցիան առավելագույն արժեքներ է ընդունում, երբ $ak=0, 1, 43\pi, 2, 46\pi, \dots$ Իսկ զրոյական արժեքներ է ընդունում, երբ $ak=n\pi$, որտեղ $n=\pm 1, \pm 2, \dots$ եթե արհամարհենք $\sin ak/ak$ ֆունկցիայի երկրորդական մաքսիմումները, որոնք արագ մարում են համարի բարձրացմամբ, ապա որպեսզի ստացվեն (9.102)-ի նկատելի արժեքները, անհրաժեշտ է հետևյալ պայմանի բավարարումը՝

$$ka < \pi \text{ կամ } 2a < \lambda, \quad (9.103)$$

այսինքն՝ հարևան ցրողների միջև կրկնակի հեռավորությունը պետք է փոքր լինի ընկնող ալիքի երկարությունից:

(9.103) պայմանը շատ հեշտ իրականանում է այն էլեկտրոնների համար, որոնք պատկանում են միևնույն ատոմին, հատկապես ծանր ատոմների և երկար ալիքների դեպքում:

Բյուրեղի, ամորֆ պինդ նյութի և հեղուկի համար (9.103)-ը կարող է իրականանալ երկար ալիքների հատուկ դեպքերում: Իրոք,

$$\text{եթե } a=2\text{\AA}, \lambda=8\text{\AA}, \text{ ապա } ak=\frac{\pi}{2} \text{ և } \frac{\sin ak}{ak}=\frac{2}{\pi};$$

Այս դեպքում ցրման ինտենզիտետը ինտենսիվությունը կլինի ըզգալիորեն ավելի մեծ, քան այն պետք է լիներ համաձայն ցրման ինտենսիվության պահպանման օրենքի:

Քննարկման ժամանակ մենք հաշվի չառանք ընկնող ալիքի բևեռացման ուղղությունը: Սակայն [47] աշխատանքը ցույց է տալիս, որ բևեռացման հաշվառքը էֆեկտի բնույթը չի փոխում:

§ 7. ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ԻՆՏԵՐՖԵՐԵՆՑԻՈՆ ՊԱՏԿԵՐԻ ԿԱԽՈՒՄԸ ՅՐՈՂ ՆՅՈՒԹԻ ԲԱՇԽՄԱՆ ԲՆՈՒՅԹԻՑ

Լավ հայտնի է, որ ցրված ալիքների ինտենսիվություն տարածական բաշխումը էապես կախված է ճառագայթվող ծավալում ցրող նյութի բաշխման բնույթից: Հենց այդ հանգամանքն է օգտա-

գործվում հակառակ խնդրի լուծման ժամանակ՝ ելնելով ռենտգենյան ճառագայթների ցրման ինտենսիվության տարածական բաշխումից գտնել ցրող նյութի բաշխումը:

Սակայն հաճախ զանազան դիֆրակցիոն խնդիրներ լուծելիս ցրող նյութի ընդհատ բաշխումը փոխարինում են անընդհատ կամ սինուսոիդական բաշխմամբ, որը երբեմն կարող է հասցնել սխալ եզրակացությունների:

Այստեղ մանրակրկիտ ուսումնասիրենք ռենտգենյան ճառագայթների ինտերֆերենցիոն պատկերի կախումը ցրող նյութի բաշխման բնույթից և գտենք այն պայմանները, որոնց առկայությամբ ցրող նյութի մի բաշխումը կարելի է փոխարինել մի այլ բաշխմամբ:

1. ՅՐՈՂ ՆՅՈՒԹԻ ԸՆԴՀԱՆ ԲԱՇԽՄԱՆ ԴԵՊՔԸ

Ենթադրենք ունենք ցրող նյութի միաչափ ընդհատ բաշխում, այսինքն՝ միաչափ ցանց, որի հանգույցներում տեղավորված են ցրող ատոմները:

Այդ դեպքում, եթե ցանցի վրա ընկնող ալիքը հարթ մոնոքրոմատիկ է, ապա, ըստ Հաուսի տեսության, ցրված ալիքի ամպլիտուդի արտահայտության մեջ հանդես է գալիս հետևյալ ինտերֆերենցիոն ֆունկցիան՝

$$\frac{\sin \left[N \frac{\text{ak}(\vec{S}_1 - \vec{S}_0)}{2} \right]}{\sin \left[\frac{\text{ak}(\vec{S}_1 - \vec{S}_0)}{2} \right]}, \quad (9.104)$$

որտեղ $\vec{a}$ -ն ցանցի տրանսլացիայի վեկտորն է, իսկ N -ը՝ ցանցի ատոմների թիվը:

(9.104) ինտերֆերենցիոն ֆունկցիան ընդունում է մաքսիմալ արժեք, երբ

$$\frac{1}{2} \text{ka}(\vec{S}_1 - \vec{S}_0) = n\pi, \quad n=0, \pm 1, \pm 2, \quad (9.105)$$

և այդ մաքսիմալ արժեքը հավասար է N -ի:

(9.105)-ից երևում է, որ դիսկրետ բաշխման ժամանակ փաստորեն ստացվում են բոլոր կարգի մաքսիմումները՝ ինչպես զրո, այնպես էլ բարձր, և ինտերֆերենցիոն ֆունկցիայի մաքսիմալ արժեքները կախված չեն նրանց կարգից:

2. ՅՐՈՂ ՆՅՈՒԹԻ ՀԱՄԱՍԵՌԻ ԲԱՇԽՄԱՆ ԴԵՊՓԸ

Եթե ցրո ղնյութի բաշխումն անընդհատ է և ունի N/L գծային խտություն, որտեղ L -ը ցանցի երկարությունն է, ապա ցրված ճառագայթների ինտենսիվությունը գտնելու համար պետք է կատարենք հետևյալ տիպի ինտեգրում՝

$$\int_{-L/2}^{L/2} \rho \exp \{-ik (\vec{r} \cdot \vec{S})\} dr, \quad (9.106)$$

որտեղ r -ը միաչափ ցանցի վեկտորն է, իսկ ρdr -ը լիցքերի քանակն է dr երկարության վրա:

(9.106)-ի ինտեգրումը կատարելիս ցրված ալիքների ամպլիտուդում հանդես կգա հետևյալ ինտերֆերենցիոն ֆունկցիան՝

$$N \frac{\sin \frac{kL(\vec{S}_1 - \vec{S}_0)}{2}}{\frac{kL(\vec{S}_1 - \vec{S}_0)}{2}}, \quad (9.107)$$

(9.107) արտահայտության մաքսիմումները ստացվում են $x = \frac{kL(\vec{S}_1 - \vec{S}_0)}{2}$ մեծության այն արժեքների դեպքում, որոնք բավարարում են $\sin x = x$ տրանսցենդենտ հավասարմանը: Մեծագույն մաքսիմում ստացվում է այն դեպքում, երբ $x=0$:

$\lim_{x \rightarrow 0} \frac{\sin x}{x} = 1$, իսկ մնացած մաքսիմումներն ստացվում են x -ի հետևյալ արժեքների դեպքում՝ $x=1,43\pi$; $2,46\pi$; $3,47\pi$; $4,47\pi$ և այլն:

Այդ մաքսիմումների մեծությունները x -ի մեծացմամբ արագորեն փոքրանում են: Այդ մաքսիմումները (գլխավորինը և մյուսներինը) իրար հարաբերում են ինչպես $1:0,045$; $0,016$ և այլն, այսինքն՝ երկրորդական մաքսիմումների արժեքները շատ փոքր են գլխավոր մաքսիմումի նկատմամբ (գլխավոր մաքսիմումի արժեքը հավասար է մեկի):

Հետևաբար, կարելի է ասել, որ ցրող նյութի անընդհատ բաշխման ժամանակ փաստորեն ստացվում է միայն մեկ դիֆրակցիոն մաքսիմում՝ զրո կարգի մաքսիմումը, որի ուղղությունը համընկնում է սկզբնական ալիքի ուղղությանը: Իրոք, մենք կարող ենք x -ի արտահայտությունը գրել այսպես՝

$$x = \frac{1}{2} kL(\cos\alpha_1 - \cos\alpha_0), \quad (9.108)$$

որտեղ α_0 -ն և α_1 -ը ցանցի հետ ($\vec{L}$ վեկտորի հետ) անկման ուղղության ($\vec{S}_0$) և ցրման ուղղության ($\vec{S}_1$) կազմած անկյուններն են: (9.108)-ից երևում է, որ x -ը կարող է զրո լինել միայն այն դեպքում, եթե $\alpha_1 = \alpha_0$, այսինքն՝ անկման և ցրման ուղղությունները համընկման դեպքում միայն կարող է ստացվել գլխավոր մաքսիմում:

3. ՑՐՈՂ ՆՅՈՒԹԻ ՍԻՆՈՒՍՈՒԴԱԿԱՆ ԲԱՇԽՄԱՆ ԴԵՊՔԸ

Ենթադրենք ցրող նյութն ունի սինուսոիդական բաշխում, որն արտահայտվում է հետևյալ բանաձևով՝ $\rho = \rho_0 \left(1 + \cos \frac{2\pi x}{a}\right)$, որտեղ a -ն ցրող նյութի սինուսոիդական բաշխման ալիքի երկարությունն է: Բաշխման ուղղությունը համընկնում է x առանցքի ուղղությանը*:

Այս դեպքում ցրված ալիքի ամպլիտուդը գտնելու համար պետք է կատարենք հետևյալ տիպի ինտեգրում՝

$$I = \rho_0 \int_{-L/2}^{L/2} \left(1 + \cos \frac{2\pi x}{a}\right) \exp\{ikx(\vec{S}_1 - \vec{S}_0)\} dx,$$

ինտեգրումը կտա ինտերֆերենցիոն ֆունկցիաների հետևյալ գումարը՝

$$I = \rho_0 \frac{\sin \left[\frac{kL(\cos\alpha_1 - \cos\alpha_0)}{2} \right]}{\frac{k(\cos\alpha_1 - \cos\alpha_0)}{2}} + \rho_0 \frac{\sin \left[\frac{k(\cos\alpha_1 - \cos\alpha_0)}{2} + \frac{\pi}{a} \right]}{\frac{k(\cos\alpha_1 - \cos\alpha_0)}{2} + \frac{\pi}{a}} + \\ + \rho_0 \frac{\sin \left[\frac{k(\cos\alpha_1 - \cos\alpha_0)}{2} - \frac{\pi}{a} \right]}{\frac{k(\cos\alpha_1 - \cos\alpha_0)}{2} - \frac{\pi}{a}} L, \quad (9.109)$$

* Ատոմների խտության սինուսոիդական բաշխում կարելի է ստանալ նաև պինգոնէկտրական տատանումների միջոցով:

Այս դեպքում α_0 -ն և $\alpha_1 - \pi \times$ անոսանքի և $\vec{S}_0$ ու $\vec{S}_1$ վեկտորների միջև կազմված անկյուններն են:

(9.109) արտահայտությունից երևում է, որ ցրող նյութի սինուսոիդական բաշխման դեպքում դիֆրակցիոն մաքսիմումները ստացվում են միայն զրո կարգի և առաջին կարգի: Իրոք, հետևյալ ֆունկցիան՝

$$\Psi_1 = \rho_0 \frac{\sin \left[\frac{k(\cos \alpha_1 - \cos \alpha_0)}{2} \right] L}{\frac{k(\cos \alpha_1 - \cos \alpha_0)}{2}} = \rho_0 L \frac{\sin \left\{ L \frac{k(\cos \alpha_1 - \cos \alpha_0)}{2} \right\}}{L \frac{k(\cos \alpha_1 - \cos \alpha_0)}{2}}$$

համանման է (9.107) ֆունկցիային և ընդունում է գլխավոր մաքսիմալ արժեք, երբ $\frac{k}{2} (\cos \alpha_1 - \cos \alpha_0) = 0$, այսինքն՝ իրենից ներկայացնում է զրո կարգի գլխավոր մաքսիմումը:

$$\text{Իսկ } \rho \frac{\sin \left[\frac{k(\cos \alpha_1 - \cos \alpha_0)}{2} \pm \frac{\pi}{a} \right] L}{\frac{k(\cos \alpha_1 - \cos \alpha_0)}{2} \pm \frac{\pi}{a}} \text{ ֆունկցիաները ընդունում են}$$

մաքսիմալ արժեքներ, երբ $\frac{k}{2} (\cos \alpha_1 - \cos \alpha_0) \pm \frac{\pi}{a} = 0$, որտեղից կատանանք $a(\cos \alpha_1 - \cos \alpha_0) = \mp \lambda$, որն իրենից ներկայացնում է առաջին կարգի մաքսիմումներ առաջանալու պայմանները:

Այսպիսով, վերևում կատարված հետազոտություններից կարող ենք անել հետևյալ եզրակացությունները.

1. ցրող նյութի ընդհատ-պարբերական բաշխման ժամանակ (սովորական բյուրեղային ցանց) դիֆրակցիոն մաքսիմումները ստացվում են ինչպես զրո կարգի, այնպես էլ բարձր կարգի:

2. Ցրող նյութի անընդհատ (համասեռ) բաշխման դեպքում ստացվում է միայն զրո կարգի մաքսիմում:

3. Ցրող նյութի սինուսոիդական բաշխման ժամանակ ստացվում են միայն զրո և առաջին կարգի դիֆրակցիոն մաքսիմումներ:

Այժմ տեսենք, թե ցրված ալիքների ինտենսիվությունները հաշվելիս ե՞րբ կարող ենք տարրական ալիքների հումարումը (ցրող նյութի դիսկրետ բաշխումը) փոխարինել ինտեգրումով (ցրող նյութի համասեռ կամ սինուսոիդական բաշխումով):

Ինչպես երևում է (9.104), (9.107) և (9.109) բանաձևերից, ցրող նյութի ընդհատ բաշխման ժամանակ ցրված ալիքի ամպլիտուդն արտահայտվում է

$$\frac{\sin NA}{\sin A} \quad (9.110)$$

տիպի ինտերֆերենցիոն ֆունկցիայով, որտեղ՝

$$A = \frac{ka}{2} (\cos \alpha_1 - \cos \alpha_0),$$

իսկ անընդհատ (համասեռ կամ սինուսոիդական) բաշխման ժամանակ ցրված ալիքի ամպլիտուդն արտահայտվում է

$$\rho_0 \frac{\sin LB}{B} \quad (9.111)$$

տիպի ինտերֆերենցիոն ֆունկցիայով, որտեղ՝

$$B = \frac{k}{2} (\cos \alpha_1 - \cos \alpha_0) \quad \text{կամ} \quad B = \frac{k}{2} (\cos \alpha_1 - \cos \alpha_0) \pm \frac{\pi}{a},$$

Դժվար չէ համոզվել, որ (9.110) և (9.111) արտահայտություններն իրար կհամընկնեն այն դեպքում, երբ $\sin A$ -ն կարող ենք փոխարինել A -ով: Իրոք, այդ դեպքում (9.110)-ը կընդունի հետևյալ տեսքը՝

$$\frac{\sin A}{A}, \quad (9.112)$$

իսկ (9.111)-ը կարելի է բերել (9.112)-ի տեսքի, հիշելով որ, $\rho = N/L$,

ինչ այստեղ ասվեց գծային բաշխումների մասին, հեշտությամբ կարելի է տարածել ցրող նյութի նաև երկչափ և եռաչափ բաշխումների վրա:

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. **А. И. Алиханов**, Оптика рентгеновских лучей, Гостехиздат, М.—Л., 1953.
2. **Блохин М. А.**, Физика рентгеновских лучей, ГИТТЛ, М., 1957 г.
3. **А. Комптон, С. Аллисон**, Рентгеновские лучи. Теория и эксперимент, Л.—М., 1941 г.
4. **W. Linik**, Z. Phys. 65, 107 (1930).
5. **A. Larsson, M. Siegbahn, I. Waller** Naturwiss 12. 1—, 1212 (1924).
6. **А. И. Китайгородский**, Рентгеноструктурный анализ, Изд. технико-теоретической лит., М.—Л., 1950 г.
7. **Жданов Г. С.**, Основы рентгеновского структурного анализа, М.—Л., 1940 г.
8. **Шефер К.**, Теоретическая физика, III ч., II ч., ГОНТИ СССР, 1938 г.
9. **Р. Джеймс**, Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей, Изд. ИЛ, М., 1950 г.
10. **W. Steinström**. Diss. Lund (1919)
11. **U. Bonse and M. Hart** Appl. Phys Letters 6.8 (1965).
12. **U. Bonse and M. Hart** Appl. Phys Letters 7.4(1965).
13. **U. Bonse and M. Hart** Z. für Physik 188. 154 (1965).
14. **U. Bonse and M. Hart** Z. für Physik 190, 455 (1966).
15. **Пинскер З. Г.**, Динамическое рассеяние рентгеновских лучей в идеальных кристаллах, изд. «Наука», М., 1974 г.
16. **Иверонова В. И.**, Теория рассеяния рентгеновских лучей, изд. МГУ, М., 1972 г.
17. **Soller W.**, Phys. Rev 24, 158—167, 1924 г.
18. **Hamos L.**, Naturwiss 20, № 38, 705, 1932 г.
19. **Kunzl Vic.** R Acad Sci 201. № 16, 656—658. 1935 г.
20. **M. Zaue**—Enzykl. d. math. Wiss 393, 1915 г.
21. **Градштейн И. С., Рыжик И. М.**, Таблицы интегралов, сумм рядов и произведений, М., 1971 г.
22. **Гогоберидзе Д. В.**, Некоторые объемные дефекты в кристаллах, Л., 1958 г.
23. **Darwin Phyl. Mag** 27/15, 333, 1914 г.
24. **L. Bragg**—Proc. Camb, Phil Soc 17, 43, 1913 г.
25. **M. Laue**—Ergab Exact Naturwiss 10, 133, 1931 г.

26. Безиргянц П. А., Акритов А. Г., Известия АН Арм. ССР, т. XV, № 3, 1962 г.
27. Безиргянц П. А., Акритов А. Г., Известия АН Арм. ССР, т. XIII, № 2, 1960 г.
28. Безиргянц П. А., Акритов А. Г., Известия АН Арм. ССР, т. XIII, № 2, 1960 г.
29. Безиргянц П. А., Известия АН Арм. ССР, т. XVII, № 5, 1964 г.
30. А. Гинье, Рентгенография кристаллов, Физматгиз, М., 1961 г.
31. Уманский Я. С., Рентгенография металлов, Научтехиздат, М., 1960 г.
32. Ландсберг Г. С., Оптика, Изд. техн. лит., М., 1957 г.
33. Дитчберн Р., Физическая оптика, Физматгиз, М., 1965 г.
34. М. Франсон, С. Сланский, Когерентность в оптике, М., 1966 г.
35. Майкельсон, Световые волны и их применение, ГТТИ, М.—Л., 1934 г.
36. Майкельсон, Исследования по оптике, Физматгиз, М.—Л., 6/ч.
37. Гайтлер В., Квантовая теория излучения, Изд. ИЛ, М., 1956 г.
38. Собельман И. И., Введение в теорию атомных спектров, Физматгиз, М., 1963 г.
39. М. Борн, Оптика, Изд. научно-технич. лит., Киев, 1937 г.
40. Фриш С. Э., Оптические спектры атомов, Физматгиз, М., 1963 г.
- Dirac P. A., M. Proc Roy Soc A 114, 243, 710 (1927)
42. Вайнштейн Б. К., Дифракция рентгеновских лучей на цепных молекулах, Изд. АН СССР, М., 1963 г.
43. Безиргянц П. А., ЖТФ, т. XXXIV, в. 10, 1964 г.
44. Безиргянц П. А., ЖТФ, т. XXXV, в. 9, 1965 г.
45. Безиргянц П. А., ЖТФ, т. XXXV, в. 2, 1965 г.
46. Безиргянц П. А., ЖТФ, т. XXXV, в. 2, 1965 г.
47. Безиргянц П. А., Гаспарян Л. Г., Известия АН Арм. ССР, Физика, 5, 1970 г.

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

Ներածություն

Գլուխ I. բյուրեղագիտության տարրեր

§ 1. Բյուրեղային և ամորֆ նյութեր	10
§ 2. Բյուրեղի տարածական ցանցը	11
§ 3. Բյուրեղագիտական համակարգեր կամ սինգոնիաներ	17
§ 4. Բյուրեղագիտական կետեր, ուղիղներ, հարթություններ և գոտիներ	13
§ 5. Բյուրեղագիտական մի քանի բանաձևեր	22
§ 6. Բյուրեղագիտական պրոյեկցիաներ	27
§ 7. Հասկացություն բյուրեղի համաչափության (սիմետրիայի) մասին	33
§ 8. Բարդ ցանցեր	36
§ 9. Կադափար հակադարձ ցանցի մասին	39

Գլուխ II. ռենտգենյան ճառագայթների ստացումը, նրանց հիմնական ֆիզիկական հատկությունները և սպեկտրային օրինաչափությունները

§ 1. Անընդհատ սպեկտրով ռենտգենյան ճառագայթներ	43
1. Անընդհատ սպեկտրով ռենտգենյան ճառագայթների առաջացումը և էներգիայի բաշխումն ըստ ուղղությունների	43
2. Անընդհատ սպեկտրով ռենտգենյան ճառագայթների էներգիայի բաշխումն ըստ ալիքի երկարության	43
3. Անընդհատ սպեկտրով ռենտգենյան ճառագայթների էներգիայի՝ ըստ ալիքի երկարության բաշխման կախումը անոդի նյութի տեսակետից	51
4. Անընդհատ սպեկտրով ռենտգենյան ճառագայթների բեկոսացումը	52
5. Անընդհատ սպեկտրով ռենտգենյան ճառագայթների կիրառությունները	54
§ 2. Գծային սպեկտրով ռենտգենյան ճառագայթներ (բնորոշ ճառագայթներ)	55
1. Գծային սպեկտրով ռենտգենյան ճառագայթների առաջացումը	55
2. Ռենտգենյան մակարդակների էներգիաները	56
3. Գծային սպեկտրով ռենտգենյան ճառագայթների սպեկտրային սերիաները	61
4. էներգետիկ մակարդակների և սպեկտրային գծերի դուրբնականությունը (կրկնակիությունը)	64
5. Մոզլիի օրենքը	65
6. Գծային սպեկտրով ռենտգենյան ճառագայթների ստացումը ռենտգենյան ճառագայթների միջոցով) ֆլուորեսցենցային ճառագայթում)	68

Գլուխ III. ռենտգենյան ճառագայթների օպտիկան

§ 1. Ֆրենելի բանաձևերի կիրառելիությունը ալիքների ռենտգենյան տիրույթում	71
§ 2. Ռենտգենյան ճառագայթների հալելային անդրադարձումը	73
§ 3. Ռենտգենյան ճառագայթների լրիվ ներքին (արտաքին) անդրադարձումը	75

§ 4. Փուլերի թոփշը հայելային և լրիվ ներքին անդրադարձումների ժամանակ	76
§ 5. Ռենտգենյան ճառագայթների լրիվ ներքին անդրադարձումը կլանող միջավայրերից	79
§ 6. Փուլերի թոփշը անդրադարձման ժամանակ կլանող միջավայրերում	81
§ 7. Ռենտգենյան ճառագայթների անդրադարձումը բարակ թաղանթներից Բարակ թաղանթների հաստության որոշումը	82
§ 8. Ռենտգենյան ճառագայթների բեկման ցուցչի որոշման օպտիկական եղանակները	83
Գլուխ IV. Ռենտգենյան ճառագայթների և նյութի փոխազդեցությունը	93
§ 1. Ռենտգենյան ճառագայթների կլանումը	95
§ 2. Ռենտգենյան ճառագայթների ցրումը և ցրման ֆունկցիաները	99
1. էլեկտրոնի շարժումը ռենտգենյան ալիքի դաշտում	99
2. Ռենտգենյան ճառագայթների ցրումը ազատ էլեկտրոններով	102
3. Ռենտգենյան ճառագայթների ցրումը կապված էլեկտրոններով	108
4. էլեկտրոնի ցրման ֆունկցիան	109
5. Ռենտգենյան ճառագայթների ցրումը ատոմներով	109
6. Ռենտգենյան ալիքների փուլերի թոփշը ցրման հետևանքով	113
Գլուխ V. Ռենտգենյան ճառագայթների ցրումը իդեալական բյուրեղներում	116
§ 1. Բյուրեղի կողմից ցրված ալիքի ամպլիտուդի և ինտենսիվության հաշվումը Լաուեի եղանակով	118
§ 2. Բյուրեղի ցրած գումար-ալիքի ինտերֆերենցիոն մաքսիմումների ուղղությունների գտնելը Բրեգի եղանակով	127
§ 3. Կապը Լաուեի հավասարումների և Վուլֆ-Բրեգի պայմանի միջև	129
Բող.-11-թ5սս, ջշ..ի3եծ:76. ուրյավմւրդտ ն ո :	
§ 4. Վուլֆ-Բրեգ իպայմանի մեկնաբանումը հակադարձ ցանցում	130
§ 5. Ստրուկտուրային ֆակտոր	135
§ 6. Ֆրիդելի օրենքը	140
§ 7. Ռենտգենյան ճառագայթների ինտերֆերենցիոն մաքսիմումների ինտեգրալ ինտենսիվությունը	143
1. Ինտեգրալ ինտենսիվության հաշվումը Լաուեի եղանակով	144
2. Ինտեգրալ ինտենսիվության հաշվումը Բրեգի եղանակով	150
1. Հարթություններից անդրադարձած ալիքի ամպլիտուդի հաշվումը ինտեգրման միջոցով	151
II. Հարթությունից անդրադարձած ալիքի ամպլիտուդի հաշվումը Ֆրենելի գոտիների եղանակով	154
III. Հարթությունների համակարգից անդրադարձած ալիքի ամպլիտուդը	156
3. Ռենտգենյան ճառագայթների անդրադարձման Լաուեի և Բրեգի դեպքերը	158
§ 8. Ռենտգենյան ճառագայթների կլանման հաշվառումը ինտեգրալ ինտենսիվության մեջ	161
1. Կլանման հաշվառումը Բրեգի դեպքում	161
2. Կլանման հաշվառումը Լաուեի դեպքում	163
§ 9. Բյուրեղի ատոմների ջերմային տատանումների ազդեցությունը ռենտգենյան ճառագայթների ցրման ինտենսիվության վրա	165
Գլուխ VI. Ռենտգենյան ճառագայթների դիսպերսիայի տեսությունը	
§ 1. Բեկման ցուցչի հաշվումը	172

Բեկման ցուցչի հաշվումը դիելեկտրիկ հաստատունի միջոցով	17
2. Բեկման ցուցչի որոշումը սկզբնական և նրա ուղղությամբ ցրված ալիքների փոխազդեցության միջոցով	176
§ 2. Վուլֆ-Բրեգի բանաձևի ճշգրտումը բեկման հաշվառմամբ	179
2. Վուլֆ-Բրեգի բանաձևի ճշգրտումը սկզբնական և նրա ուղղությամբ ցրված ալիքների փոխազդեցության հետևանքով առաջացած փուլերի տարբերության հաշվառմամբ	181
§ 3. Բեկման ցուցչի կախումն անկման ուղղությունից կլանող միջավայրերում	182
§ 4. Ռենտգենյան ճառագայթների բեկման ցուցչի որոշման դիֆրակցիոն եղանակները	188
1. Բեկման ցուցչի որոշումը Վուլֆ-Բրեգի պայմանից դիտվող շեղումների օգնությամբ	189
2. Բեկման ցուցչի որոշումը ասիմետրիկ անդրադարձումների օգնությամբ	190
3. Բեկման ցուցչի որոշման ինտերֆերոմետրիկ եղանակները	192
Գլուխ VII. Ռենտգենյան ճառագայթները սպեկտրի վերածելու եղանակները	198
§ 1. Սպեկտրի վերածման հարթ բյուրեղի եղանակները	200
1. Հարթ բյուրեղներով Բրեգի մեթոդով Ռենտգենյան ճառագայթները սպեկտրի վերածելու եղանակները	200
2. Ռենտգենյան ճառագայթները սպեկտրի վերածումը հարթ բյուրեղով լաուեի եղանակով	205
§ 2. Սպեկտրի վերածման ճկված բյուրեղի եղանակները	207
1. Ռենտգենյան ճառագայթների ֆոկուսացումը ճկված բյուրեղի ատոմային հարթություններից բերեզյան անդրադարձումների միջոցով	208
1. Իոհանի եղանակը	208
2. Իոհան-Պրոտոպոպովի եղանակը	213
3. Իոհանսոնի եղանակը	214
11. Ռենտգենյան ճառագայթների ֆոկուսացումը բյուրեղի ատոմական հարթություններից տեղի ունեցող լաուե անդրադարձումների միջոցով	216
1. Կոշուայի եղանակը	217
2. Կոշուա-Պրոտոպոպովի եղանակը	220
3. Կոշուա-Իոհանսոնի եղանակը	222
Գլուխ VIII. Բյուրեղների չափերի որոշումը Ռենտգենյան դիֆրակցիոն պատկերների միջոցով	224
§ 1. Անդրադարձման ինտենսիվության անելյունային բաշխման պատկերը հակադարձ ցանցում	226
§ 2. Բյուրեղների չափերի որոշումը	234
Գլուխ IX. Կիներմատիկ տեսության քերականությունները և նրա կիրառելիության սահմանները	242
§ 1. Ռենտգենյան ճառագայթների նիտերֆերենցիայի տեսությունը՝ ջրված ալիքների միջև փուլերի տարբերության ճշգրիտ հաշվառմամբ	243
§ 2. Ռենտգենյան ճառագայթների ինտեգրալ ինտենսիվության կախումը բյուրեղի ճառագայթվող ծավալի չափերից	253
1. Սահմանափակ չափերով հարթությունից անդրադարձած ալիքի ինտենսիվությունը	255

2. Սահմանափակ շահերով հարթությունների համակարգից անդրադարձած ալիքի ինտենսիվությունը	253
§ 3. Ռենտգենյան ճառագայթների ինտեգրալ ինտենսիվության կախումը անկման հարթության ուղղությունից և բյուրեղի ձևից	265
1. Ինտեգրալ ինտենսիվության կախումը անկման հարթության ուղղությունից	265
2. Ինտեգրալ ինտենսիվության կախումը անդրադարձնող բյուրեղի ձևից	267
§ 4. Ռենտգենյան դիֆրակցիոն պատկերի օգնությամբ բյուրեղի շահերի որոշումը	271
1. Ռեֆլեքսի դիֆրակցիոն լայնության՝ անդրադարձնող բյուրեղի շահերից ունեցած կախման ավելի մանրակրկիտ և ճշգրիտ ուսումնասիրությունը	271
2. Լաուեի և Վուլֆ-Բրեգի հավասարումների պարունակող ինֆորմացիաների ավելի մանրակրկիտ ուսումնասիրությունը	275
§ 5. Ռենտգենյան ճառագայթների ինտերֆերենցիայի կինեմատիկ տեսությունը կոհերենտ ճառագայթման տեղության հաշվառմամբ	279
1. Ռենտգենյան ճառագայթների ցրումը միաբյուրեղների մեջ՝ կոհերենտ ճառագայթման տեղության հաշվառմամբ	287
2. Ռենտգենյան ճառագայթների ինտեգրալ ինտենսիվության կախումը կոհերենտ առաքման տեղությունից	292
§ 6. Ցրված ճառագայթների ինտենսիվության պահպանման օրենքը	295
1. Ցրման ինտենսիվության պահպանման օրենքի արտածումն ըստ Գինյեի	295
2. Ցրման ինտենսիվության թահպանման օրենքը ատոմների հանրույթի համար	300
§ 7. Ռենտգենյան ինտերֆերենցիոն պատկերի կախումը ցրող նյութի բաշխման բնույթից	306
1. Ցրող նյութի ընդհատ բաշխման դեպքը	307
2. Ցրող նյութի համասեռ բաշխման դեպքը	308
3. Ցրող նյութի սինուսոիդական բաշխման դեպքը	309
Գրականություն	312

**ԲԵԶԻՐԳԱՆՅԱՆ
ՊԵՏՐՈՍ ՀԱԿՈԲԻ**

Ռենտգենյան հետազոտությունների ֆիզիկական հիմունքները

**Հրատարակության է ներկայացրել համալսարանի պիեդ մարմնի ֆիզիկայի
ամբիոնը**

**Խմբագիր՝ Է. Մ. Ղազարյան
Հրատ. խմբագիր՝ Լ. Լ. Աղայան
Գեղ. խմբագիր՝ Ն. Ա. Թովմասյան
Տեխն. խմբագիր՝ Ֆ. Կ. Տոնոյան
Վերստ. սրբապրիչ՝ Հ. Ս. Հարությունյան**

ՎՖ 06038

Պատվեր 1390,

Տպաքանակ 5000,

Հանձնված է արտադրություն 27/XI 1976 թ.:

Ստորագրված է տպագրության 20/VII 1977 թ.:

Քուղթ՝ $60 \times 90^{1/16}$: Հրատ. 15,7 մամուլ: Տպագր. մամուլ 20,0+1 ներդիր:
Գինը՝ 70 կոպ.:

Երևանի համալսարանի հրատարակչություն, Երևան, Մռավյան փող. № 1:

Երևանի համալսարանի տպարան, Երևան, Արզնյան փող. № 52:

ВФ 06038

Заказ 1390

Тираж 5000.

Сдано в производство 27/XI 1976.

Подписано к печати 20/VII 1977 г.

Бумага $60 \times 90^{1/16}$.

Издат. 15,7 листа. Печатных 20,0 листа +1 вкладок.

Цена 70 коп.

Издательство Ереванского университета, Ереван, ул. Мравяна № 1

Типография Ереванского университета, Ереван, ул. Абовяна № 52.