

Ալբերտ Կիրակոսյան

ԱՏՈՄԻ ՖԻԶԻԿԱ



ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ
ՆԱՄԱՆԱՐԱՆ

ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆ

Ա. Ա. ԿԻՐԱԿՈՍՅԱՆ

ԱՏՈՄԻ ՖԻԶԻԿԱ

ԵՐԵՎԱՆ
ԵՊՀ ՀՐԱՏԱՐԱԿՉՈՒԹՅՈՒՆ
2019

ՀՏԴ 539.18(07)

ԳՄԴ 22.3ց7

Կ 530

*Հրատարակության է երաշխավորել
ԵՊՀ ֆիզիկայի ֆակուլտետի գիտական խորհուրդը*

Ուսումնամեթոդական աշխատանքների մատենաշար
պրոֆ. Ա. Կիրակոսյանի ընդհանուր խմբագրությամբ

Գրախոսներ՝ ֆ.մ.գ.դ., պրոֆ. Դ. Բաղայան
ֆ.մ.գ.դ., պրոֆ. Ա. Սահարյան

Խմբագիր՝ ֆ.մ.գ.դ., պրոֆ. Ա.Վարդանյան

Կիրակոսյան Ա. Ա.

Կ 530 Ատոմի ֆիզիկա/ Ա. Ա. Կիրակոսյան: Եր., ԵՊՀ հրատ., 2019,
224 էջ:

Ուսումնական ձեռնարկի հիմքում հեղինակի՝ ԵՊՀ ֆիզիկայի և ռադիո-
ֆիզիկայի ֆակուլտետներում կարդացած դասախոսություններն են: Հիմնական
ուշադրությունը դարձվել է ատոմի ֆիզիկայի հասկացությունների և հիմնական
օրենքների ֆիզիկական իմաստի, դրանց կիրառելիության սահմանների, ինչ-
պես նաև մի շարք նշանավոր փորձերի նկարագրությանը և բացատրությանը:

Նախատեսված է Երևանի պետհամալսարանի ֆիզիկայի, ռադիոֆիզի-
կայի և քիմիայի ֆակուլտետների, Արցախի պետհամալսարանի բնագիտական
ֆակուլտետի, Հայաստանի ազգային պոլիտեխնիկական համալսարանի նյու-
թաբանության, կիբեռնետիկայի և հարակից բնագավառներում մասնագիտա-
ցող ուսանողների համար:

Գիրքը կարող է օգտակար լինել նաև միջնակարգ դպրոցի ֆիզիկայի և
քիմիայի ուսուցիչներին:

ՀՏԴ 539.18(07)

ԳՄԴ 22.3ց7

ISBN 978-5-8084-2362-6

© ԵՊՀ հրատ., 2019

© Կիրակոսյան Ա. Ա., 2019

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

Նախաբան	6
Ներածություն: Ատոմի ֆիզիկայի ակունքները	9
<i>Մակրոֆիզիկա և միկրոֆիզիկա: Գառափակյալ ֆիզիկայի սկզբունքային դժվարությունները: Սև մարմնի ճառագայթում: Ֆոտոէֆեկտ:</i>	
<i>Արոմների չափերի և կայունության խնդիրը</i>	
Գլուխ I. Ատոմային վիճակների ստացիոնարությունը և ընդհատությունը	20
§1. Ռեյեյ-Ջինսի բանաձևը	20
<i>Կանգուն ալիքների թվի հաշվարկ: Ռեյեյ-Ջինսի բանաձևը: Անդրամանուշակագույն աղեր</i>	
§2. Պլանկի բանաձևը: Էներգիայի քվանտների վարկածը	25
<i>Պլանկի փորձառական բանաձևը: Պլանկի բանաձևը: Ճառագայթման լրիվ խտության հաշվարկ</i>	
§3. Քվանտային անցումներ: Այնշտայնի գործակիցներ	29
<i>Քվանտային անցումների գաղափարը: Այնշտայնի գործակիցներ: Պլանկի բանաձևի արբաժում</i>	
§4. Ֆրանկի և Հերցի փորձը	34
<i>Փորձի նպատակը: Փորձարարական սարքի սխեման: Փորձի բացատրությունը: Ֆրանկ-Հերցի փորձը և Բորի II կանխադրույթը</i>	
§5. Ատոմային սպեկտրներ: Ռիտցի համակցային սկզբունքը	40
<i>Սպեկտրներ: Արոմական ջրածնի սպեկտրային սերիաները: Ռիտցի համակցային սկզբունքը</i>	
§6. Ատոմի միջուկային մոդելը: Ռեզերֆորդի փորձերը	45
<i>Արոմի մոդելներ: Ռեզերֆորդի փորձարարական սարքի կառուցվածքը: Ռեզերֆորդյան ցրում: α-մասնիկի շարժումը միջուկի դաշտում: Ռեզերֆորդի տեսությունը և փորձը</i>	
Գլուխ II. Ջրածնի և ջրածնանման ատոմների տեսությունը ...	60
§1. Բորի տեսությունը	60
<i>Բորի կանխադրույթները: Ռիդբերգի հաստատում: Էներգիական մակարդակների պարկերում: Ջրածնանման արոմների տեսությունը: Պիկերինգի սերիայի բացատրությունը</i>	
§2. Զոմերֆելդի տեսությունը	68
<i>Զոմերֆելդ-Վիլսոնի քվանտացման պայմանները: Շառավղային քվանտացման պայմանի ուսումնասիրում: Էներգիական մակարդակների և էլիպսների կիսաառանցքների հաշվարկ: Գաղափար այլասերման մասին: Այլասերման վերացում</i>	

§3. Տարածական քվանտացում.....	78
§4. Ալկալիական մետաղների սպեկտրները.....	82
<i>Սերիական կառուցվածք: Արտաքին էլեկտրոնի շարժումն ստրոնային հիմքի դաշտում: Ռիդբերգի սերիաների արտածում</i>	
§5. Համապատասխանության սկզբունքը.....	88
<i>Հաճախությունների հաշվարկ: Դասական և քվանտային օրենքների հարաբերակցությունը</i>	
§6. Շտեռնի և Գեոլալսի փորձը.....	93
<i>Էլեկտրոնի ուղեծրային մագնիսական մոմենտը: Փորձարարական սարքի սխեման և փորձի ընթացքը: Ուժի միջինացում: Փորձի բացատրությունը</i>	
§7. Էլեկտրոնի սպինը.....	99
<i>Սպինի վարկածը: Պարավոդ գնդիկի մոդելի ժխտումը</i>	
Գլուխ III. Ատոմային համակարգերի նկարագրում.....	106
§1. Մեկ արտաքին էլեկտրոնով ատոմի վիճակի նկարագրում.....	106
<i>Էլեկտրոնի չորս քվանտային թվերը: Սպին-ուղեծրային փոխազդեցության գնահատում</i>	
§2. Բազմաէլեկտրոն ատոմի վիճակի նկարագրում.....	111
<i>Ատոմի վեկտորական մոդելը: Սպեկտրային թերմ</i>	
§3. Հելիումի ատոմի սպեկտրը: Պաուլիի սկզբունքը.....	117
<i>Հելիումի ատոմի քվանտային վիճակները: Պաուլիի սկզբունքը</i>	
§4. Տարրերի Մենդելեևի պարբերական համակարգի բացատրությունը.....	123
<i>Շերտեր և թաղանթներ: Էլեկտրոնային փոխդասավորություն: Պարբերական համակարգի «կառուցումը»</i>	
§5. Զենմանի երևույթը.....	134
<i>Զենմանի փորձը: Զենմանի երևույթի բացատրությունը դասական տեսությամբ: Զենմանի պարզ երևույթի քվանտային տեսությունը: Լանդեի բազմապարկիչ: Զենմանի բարդ երևույթը: Պաշեն-Բակի երևույթը</i>	
§6. Բորի տեսության ձեռքբերումները և թերությունները.....	146
Գլուխ IV. Ռենտգենյան ճառագայթում.....	151
§1. Ռենտգենյան ճառագայթում.....	151
<i>Ռենտգենյան ճառագայթման տեսակները: Մոզլիի օրենքը: Ռենտգենյան սպեկտրների առաջանալը</i>	
§2. Ռենտգենյան ճառագայթների ցրման դասական տեսությունը.....	160

<i>Ցրված փնջի ուժգնության արտահայտությունը: Արումում Էլեկտրոնների թվի որոշումը</i>	
§3. Քոնյատոնի երևույթը.....	165
<i>Ցրման դասական տեսությունը և փորձը: Ալիքի երկարության փոփոխության հաշվարկ: Փորձերի մեկնաբանումը: Էլեկտրոնի կինեմատիկ էներգիան</i>	
§4. Ռենտգենյան ճառագայթման կլանումը միջավայրում.....	171
<i>Կլանման գործակից: Օժեի երևույթ</i>	
§5. Ռենտգենյան ճառագայթների դիֆրակցիան բյուրեղներում.....	178
<i>Լատեի դիֆրակցիա: Բրեգի դիֆրակցիա: Ռենտգենյան ճառագայթների բեկումը</i>	
Գլուխ V. Ալիք-մասնիկ երկվություն.....	192
§1. Դը Բրոյլի ալիքներ.....	192
<i>Դը Բրոյլի վարկածը: Դը Բրոյլի վարկածի ռեյասրիվիստական ինվարիանտությունը: Դը Բրոյլի ալիքի երկարության գնահատում</i>	
§2. Էլեկտրոնների, ատոմների և մոլեկուլների դիֆրակցիան.....	199
<i>Դևիսոնի և Ջերմերի փորձերը: Արումների և մոլեկուլների դիֆրակցիան</i>	
§3. Ալիքային փաթեթ և մասնիկ.....	204
<i>Ալիքային փաթեթի գաղափարը: Ալիքային փաթեթի բնութագրերը</i>	
§4. Դը Բրոյլի ալիքների վիճակագրական մեկնաբանումը.....	210
Հավելված 1. Ֆիզիկական հաստատուններ և դրանց համակցություններ.....	216
Հավելված 2. Տարրերի որոշ սպեկտրային գծերի ալիքների երկարություններ.....	218
Հավելված 3. Նուրբ կառուցվածքի տեսություն.....	219
Գրականություն.....	223

Նախաբան

Ընթերցողի ուշադրությանը ներկայացվող սույն դասագիրքը տարբեր տարիների Երևանի պետական համալսարանի ֆիզիկայի և ռադիոֆիզիկայի ֆակուլտետների ուսանողներին հեղինակի կարդացած «Ատոմի ֆիզիկա» դասընթացի դասախոսությունների վերամշակված և ընդլայնված շարադրանքն է: Այն ընդհանուր ֆիզիկայի դասընթացի կարևոր բաղկացուցիչ մասն է, որի ուսումնասիրությունն անհրաժեշտ է ժամանակակից ֆիզիկայի տարբեր բնագավառներում մասնագիտացող ուսանողների համար:

Դասընթացի նպատակն է՝ ուսանողներին ծանոթացնել ատոմի ֆիզիկայի հիմնական հասկացություններին, օրենքներին և վճռորոշ փորձերին, որոնց հիմքի վրա կառուցվել է ժամանակակից քվանտային ֆիզիկան:

Ատոմի ֆիզիկան ձևավորվել և զարգացել է՝ փորձելով բացատրել այն երևույթները, որոնք դասական ֆիզիկան անկարող էր բացատրել: Դրանք մեկը մյուսին հաջորդող, փորձարարական նշանավոր բացահայտումներ էին, որոնք կատարվել էին XIX դարի երկրորդ կեսին. ֆոտոէֆեկտ (Հ. Հերց, 1887թ.), ռենտգենյան ճառագայթում (Վ. Ռենտգեն, 1895թ.), ճառագայթաակտիվություն (Ա. Բեքերել, 1896թ.), էլեկտրոնի հայտնագործում (Ջ. Թոմսոն, 1897թ.), ռադիոմի ստացում (Պ. Կյուրի, Մ. Կյուրի-Սկլոդովսկա, 1898թ.):

1900թ. դեկտեմբերին Մ. Պլանկը գիտական հանրությանը ներկայացրեց քվանտի գաղափարը, որը, սակայն, վերը հիշատակված մեծագույն հայտնագործությունների ֆոնին գրեթե աննկատ մնաց: Հետագայում, արժևորելով Մ. Պլանկի կարևորագույն դերը ժամանակակից ֆիզիկայի ստեղծման գործում, Ն. Բորը նշել է. «Պլանկի հայտնագործությունը բացահայտեց բնության օրենքներում ատոմականության բնորոշ գիծ, որը դուրս է գալիս մատերիայի սահմանափակ բաժանելիության մասին հին ուսմունքի սահմաններից»:

Ֆիզիկայի հիմքերի վերակառուցումը համաձայն նոր տեսական պատկերացումների շարունակվեց գրեթե երեք տասնամյակ՝ նորանոր փորձարարական հայտնագործություններին զուգընթաց, որոնցից ամենակարևորը, թերևս, ատոմի միջուկի հայտնագործումն էր (Է. Ռեզերֆորդ, 1911թ.): Բացահայտվեցին նաև հսկայական թվով ատոմային և մոլեկուլային երևույթներ, նյութի և էլեկտրամագնիսական ճառագայթման հատկություններ:

Ատոմի ներքին կառուցվածքը, ներատոմային երևույթներն անմատչելի են անմիջական դիտման և ընկալման համար, ուստի դրանց մասին համակողմանի տեղեկություններ կարելի է ստանալ՝ տարբեր ազդակներով (արտաքին էլեկտրական և մագնիսական դաշտեր, էլեկտրոնների, ալֆա- և այլ մասնիկների փնջեր, ճառագայթումներ, ջերմային ազդեցություն և այլն) գրգռելով ատոմը և ուսումնասիրելով նրա դրսևորած վարքը նշված գործոնների ազդեցության նկատմամբ: Պատահական չէ, որ ատոմների կառուցվածքին և վիճակներին վերաբերող հիմնական փորձարարական տվյալներն ստացվել են ատոմի օպտիկական և ռենտգենյան սպեկտրների վերծանման արդյունքում: Այսպես, ատոմի օպտիկական սպեկտրները տեղեկություններ են տալիս ատոմի արտաքին էլեկտրոնային թաղանթների կառուցվածքի և դրանցում ընթացող պրոցեսների վերաբերյալ, իսկ ռենտգենյան բնութագրական սպեկտրներից կարելի է հետևություններ անել ատոմի խորքային՝ միջուկին մոտ էլեկտրոնային թաղանթների մասին: Հենց այս հետազոտություններով է պարզվել, որ տարբեր ատոմներում ներքին էլեկտրոնային թաղանթներն ունեն միատեսակ կառուցվածք:

Դասագրքում շարադրված են ատոմի ֆիզիկայի հիմնական բաժինները: Տեսական նյութի շարադրման հետ միաժամանակ կարևորվել են ատոմի ֆիզիկայի կայացման գործում վճռորոշ դեր խաղացած մի շարք փորձեր, որոնք ներկայացված են որոշ տեխնիկական և փորձարարական հնարքների նկարագրումով:

Գրքում օգտագործված է ֆիզիկական միավորների գաուսյան (CGSE) համակարգը, սակայն, որպես կանոն, էներգիաներն արտահայտված են ատոմի ֆիզիկայում լայնորեն օգտագործվող և հարմար էլեկտրոն-վոլտ (էՎ) միավորով:

Դասագիրքը նախատեսված է ԵՊՀ ֆիզիկայի, ռադիոֆիզիկայի և քիմիայի ֆակուլտետների, Արցախի պետհամալսարանի բնագիտական ֆակուլտետի, ՀԱՊՀ-ի և Խ. Աբովյանի անվան ՀՊՄՀ-ի համապատասխան մասնագիտացումների ուսանողների համար:

Խորին շնորհակալություն են հայտնում գրքի խմբագիր, պրոֆ. Ա. Վարդանյանին և իմ գործընկերներին՝ Ա. Ասատրյանին, Շ. Գասպարյանին, Ա. Մանասեյանին, Վ. Մուղնեցյանին, Մ. Բարսեղյանին, Մ. Երանոսյանին՝ օժանդակության և արժեքավոր դիտողությունների համար, Ա. Հարությունյանին՝ գրաֆիկների և նկարների ձևավորման և բազմաթիվ օգտակար խորհուրդների համար, ինչպես նաև Ա. Թովմասյանին՝ գիրքը հրատարակության նախապատրաստելու գործում ցուցաբերած մեծ օգնության համար:

Երախտագիտությամբ կընդունեմ գրքի բովանդակության, նյութի շարադրման և ներկայացման վերաբերյալ բոլոր դիտողություններն ու խորհուրդները:

Հեղինակ

Ներածություն: Ատոմի ֆիզիկայի ակունքները

Մակրոֆիզիկա և միկրոֆիզիկա: Ժամանակակից ֆիզիկան կարելի է բաժանել երկու մասի՝ մակրոսկոպական ֆիզիկա և միկրոսկոպական ֆիզիկա: Մակրոսկոպական ֆիզիկան ներառում է դասական մեխանիկան, դասական էլեկտրադինամիկան, առաձգականության տեսությունը, ջերմադինամիկան և բազմաթիվ այլ գիտական ուղղություններ: Այս թվարկումից հետևում է, որ մակրոսկոպական ֆիզիկան հենց դասական ֆիզիկան է, որի ուսումնասիրման օբյեկտը մակրոհամակարգերն են՝ այն օբյեկտները, որոնցում մասնիկների թիվը՝ $N = \nu N_A \gg 1$ (ν -ն համակարգում նյութի մոլերի թիվն է, $N_A = 6,02 \cdot 10^{23}$ մոլ⁻¹-ը՝ Ավոգադրոյի հաստատունը):

Դասական ֆիզիկայի օրենքները նկարագրում են մակրոհամակարգերի ընդհանուր հատկությունները: Օրինակ՝ պինդ մարմնի՝ որպես ամբողջություն շարժումն ուսումնասիրելիս անտեսվում է մարմնի մասնիկների շարժումը: Այսպիսի մոտեցումը բնորոշ է բոլոր դասական տեսություններին. կիրառելով այն մեծ համակարգերի նկատմամբ՝ անտեսվում են դրանց վարքի նուրբ մանրամասները և չեն դիտարկվում բոլոր հնարավոր իրադրությունները: Այս տեսանկյունից դասական ֆիզիկայի օրենքներն ունեն մոտավոր բնույթ: Դրանք քվանտային ֆիզիկայի ավելի ընդհանուր և հզոր օրենքների սահմանային դեպքերն են: Այլ կերպ ասած՝ դասական տեսություններն իրենց բնույթով երևութաբանական են, այսինքն՝ նկարագրում են այս կամ այն ֆիզիկական երևույթը և ընդհանրացնում փորձարարական տվյալները: Երևութաբանական տեսությունները համընդհանուր չեն, դրանք ունեն կիրառելիության տիրույթ, այսինքն՝ բավականաչափ ճշգրիտ են միայն որոշակի պայմանների առկայությամբ, և այդ տիրույթից դուրս կարող են հանգեցնել սխալ եզրակացությունների:

Միկրոսկոպական ֆիզիկան ուսումնասիրում է տարրական

մասնիկների հատկությունները և դրանց փոխազդեցությունը: Իմաստով տարրական մասնիկների վարքը նկարագրող օրենքները՝ սկզբունքորեն կարելի է կանխատեսել մեծ թվով այդպիսի մասնիկներից բաղկացած մակրոհամակարգերի հատկությունները: Մա նշանակում է, որ դասական ֆիզիկայի օրենքները հետևում են միկրոսկոպական ֆիզիկայի օրենքներից: Միկրոֆիզիկայի հիմքում ընկած են բնության հիմնարար օրենքները, որոնք համընդհանուր են, և որոնց կիրառելիությունը, ի տարբերություն երևութաբանական օրենքների, չունի որևէ բացառություն: Այդ հիմնարար օրենքները համարվում են համընդհանուր և ճշգրիտ, քանի դեռ փորձը չի ապացուցել հակասակը:

Դասական ֆիզիկան ի վիճակի չէր ստեղծելու նյութի կառուցվածքի սպառնիչ տեսություն: Հենվելով որոշակի բնութագրերի վրա, ինչպիսիք են, օրինակ, խտությունը, ատոմգականության մոդուլը, դիէլեկտրական և մագնիսական թափանցելիությունները, հալման ջերմաստիճանը և այլն, դասական տեսությունն ի վիճակի է բացատրել փորձում դիտվող շատ օրինաչափություններ: Սակայն դասական տեսությունը չի կարող պատասխանել այն հարցին, թե ինչու տեսության մեջ մտնող տարբեր բնութագրեր ունեն այս կամ այն արժեքները: Օրինակ՝ ինչո՞ւ է պղինձը հալվում 1083 °C ջերմաստիճանում, ինչո՞ւ է արծաթը հաղորդիչ, իսկ ծծումբը՝ մեկուսիչ, ինչո՞ւ է Արեգակը լուսարձակում, ինչո՞ւ է ուրանի միջուկն ինքնակամ տրոհվում...

Ներկայում գոյություն ունի՞ արդյոք նյութի կառուցվածքի սպառնիչ տեսություն: Հարցի պատասխանը բացասական է. չկա որևէ տեսություն, որն ունակ է բացատրել բոլոր երևույթները: Այս տեսանկյունից ժամանակակից քվանտային տեսությունը նույնպես սպառնիչ տեսություն չէ: Սակայն քվանտային տեսությունը խիստ ընդարձակել է իրերի բնությունը հասկանալու սահմանները, օգնել է բացահայտել բնության նոր հատկություններ և լուծել բազմաթիվ

չլուծված խնդիրներ: Ֆիզիկայի շատ բնագավառներում քվանտային ֆիզիկան տալիս է այն բոլոր հարցերի պատասխանները, որոնք մնացել էին անլուծելի դասական տեսության համար:

Դասական ֆիզիկայի սկզբունքային դժվարությունները: Ինչպես նշվեց, յուրաքանչյուր երևութաբանական տեսություն ունի իր կիրառելիության տիրույթը, որի սահմաններում այն տալիս է հավաստի արդյունքներ: Օրինակ՝ լույսի արագությունը վակուումում $c = 3 \cdot 10^{10}$ սմ/վ, կամայական նյութական մասնիկի էներգիայի կամ տեղեկատվության տարածման արագության վերին սահմանն է: Լույսի արագությունը բնական չափանիշ է, որի միջոցով կարելի է դատել տվյալ ֆիզիկական երևույթի ռելյատիվիստական կամ ոչ ռելյատիվիստական լինելու մասին: Ոչ ռելյատիվիստական կամ դասական դիտարկումը հիմնավորված է, եթե խնդրում առկա բոլոր արագությունները շատ փոքր են լույսի արագության համեմատ՝ $v_i \ll c$:

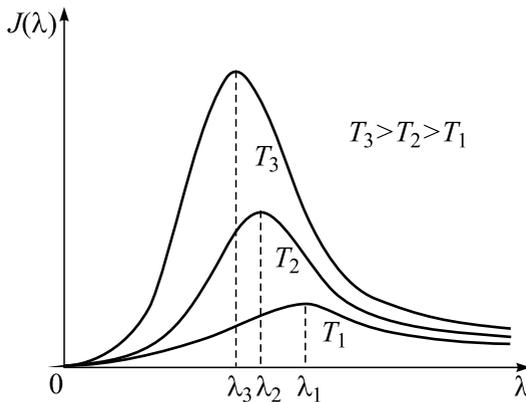
Իսկ գոյություն ունի՞ արդյոք նման մի այլ չափանիշ, որը ցույց է տալիս, թե երբ կարելի է սահմանափակվել դասական տեսություններով: Այլ կերպ ասած՝ կա՞ արդյոք մի այլ համապիտանի (տիեզերական կամ ունիվերսալ) հաստատուն, որի միջոցով կարելի է սահմանել այդ չափանիշը: Այդպիսի հաստատուն գոյություն ունի, դա Պլանկի հաստատունն է՝ $h = 6,626 \cdot 10^{-27}$ էրգ·վ, որն անվանում են գործողության տարրական քվանտ: Եթե տվյալ համակարգում կա գործողության չափայնությամբ որևէ դինամիկական փոփոխական, որը h -ի կարգի է, ապա համակարգն անհրաժեշտ է նկարագրել քվանտային տեսությամբ, իսկ հակառակ սահմանային դեպքում համակարգը կարելի է բավարար ճշտությամբ նկարագրել դասական տեսությամբ:

Պլանկի հաստատունը ֆիզիկա է ներմուծվել 1900 թ., երբ բազմաթիվ փորձեր էին արվում՝ լուծելու դասական ֆիզիկայի՝ այդ ժամանակաշրջանի հիմնական խնդիրները.

- սև մարմնի ճառագայթման բացատրությունը,
- ֆոտոէֆեկտի օրենքների բացատրությունը,
- ատոմների չափերի և կայունության բացատրությունը:

Թվարկված խնդիրներում այս կամ այն կերպ ի հայտ է գալիս Պլանկի հաստատունը:

Սև մարմնի ճառագայթում: Փորձը ցույց է տալիս, որ կամայական մարմնի մակերևույթ էլեկտրամագնիսական ալիքներ է ճառագայթում գործնականորեն բոլոր հաճախություններով (ալիքի երկարություններով): Բոլոր ուղղություններով միավոր ժամանակում (1 վ-ում) առաքված էներգիայի կախումն ալիքի երկարությունից, որն անվանում են ճառագայթման սպեկտրային ուժգնություն, պատկերված է նկ. 1-ում:

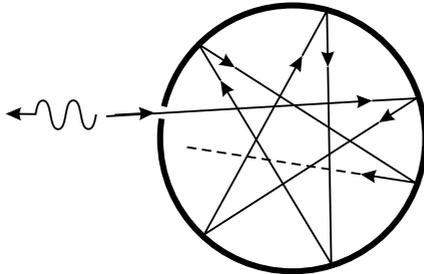


Նկ. 1. Սև մարմնի ճառագայթման սպեկտրային ուժգնության կորը

Գրաֆիկից ակնհայտ է, որ u' շատ կարճ ($\lambda \rightarrow 0$), u' շատ երկար ($\lambda \rightarrow \infty$) ալիքների համապատասխանող ճառագայթման սպեկտրային ուժգնությունը ձգտում է զրոյի, իսկ որոշակի λ_{max} ալիքի երկարության համար այն ունի առավելագույն արժեք: λ_{max} -ի արժեքը կախված է մարմնի ջերմաստիճանից, ընդ որում, կամայա-

կան մակերևույթի համար, տրված ջերմաստիճանում λ_{max} -ը և առաքված ճառագայթման մեծությունը գրեթե հաստատուն են:

Եթե մակերևույթը կլանում է իր վրա ընկնող ամբողջ ճառագայթումը, այն անվանում են սև: Այս տեսանկյունից արտաքին դիտողի համար դատարկ խոռոչի պատին արված փոքր անցքի մակերևույթը, որի վրա ընկած ճառագայթումը «կլանվում է» խոռոչում, գրեթե սև մարմին է (սկ. 2), հատկապես եթե խոռոչի պատերը փայլեցված չեն: Խոռոչից դուրս եկած, կամ որ նույնն է, անցքի ճառագայթումը կարելի է համարել սև մարմնի ճառագայթում:



Նկ.2. Բացարձակ սև մարմնի մոդել. անցքի փրամագիծը շար փոքր է խոռոչի փրամագծից:

Այն, որ խոռոչի անցքը ճառագայթման աղբյուր է, հասկանալի է: Հայտնի է, որ նյութը բաղկացած է լիցքավորված մասնիկներից, որոնք ջերմային շարժման հետևանքով էներգիա են ճառագայթում խոռոչում, որը մասամբ կլանում և մասամբ անդրադարձնում են խոռոչի պատերը: Տրված ջերմաստիճանում հաստատվում է դինամիկ կամ ջերմային հավասարակշռություն էներգիայի կլանման և արձակման պրոցեսների միջև, որին համապատասխանում է խոռոչում էլեկտրամագնիսական դաշտի էներգիայի որոշակի սպեկտրային խտություն: Տրված հաստատուն ջերմաստիճանում նյութի և ճառագայթման միջև հավասարակշռության վիճակին համապատասխանող ճառագայթումն անվանում են ջերմային:

Հիմնական հարցը հետևյալն է. ինչպիսի՞ն է խոռոչում ջերմային ճառագայթման էներգիայի խտության կախումը ջերմաստիճանից և ալիքի երկարությունից:

Փորձը ցույց է տալիս (նկ. 1), որ տրված T ջերմաստիճանում $J(\lambda)$ կորի մաքսիմումին համապատասխանող λ_{max} ալիքի երկարությունը կախված է ջերմաստիճանից՝

$$\lambda_{max}T = b = 0,2898 \text{ սմ}\cdot\text{Կ} : \quad (1)$$

(1) առնչությունը հայտնի է որպես Վինի շեղման օրենք: Արտագրենք այն փոքր-ինչ այլ տեսքով՝

$$\frac{\lambda_{max}}{c} k_B T = \frac{bk_B}{c} = X_1, \quad (2)$$

որտեղ $k_B = 1,38 \cdot 10^{-16}$ էրգ/Կ-ը Բոլցմանի հաստատունն է: Դժվար չէ համոզվել, որ X_1 -ն ունի գործողության չափայնություն: Հնարավոր է արդյոք տեսականորեն ստանալ X_1 -ի արտահայտությունը, և ինչպե՞ս e, m և M_H (ջրածնի ատոմի կամ պրոտոնի զանգվածը) հաստատուններից կազմել X_1 -ի արտահայտությունը:

Փորձը ցույց է տալիս, որ խոռոչում ջերմային ճառագայթման սպեկտրային խտությունը, հետևաբար՝ նաև $J(\lambda)$ կորի տեսքը, կախված չէ ո՛չ խոռոչի պատերի նյութից, ո՛չ էլ խոռոչի ձևից, ուստի դրանցից կախված չէ նրանից դուրս եկող ճառագայթումը: Ուրեմն, ի՞նչ առնչություն կարող են ունենալ X_1 -ի հետ m -ը կամ e -ն, որոնք կապ ունեն պատերի հետ: Նշանակում է՝ X_1 -ը չի կարող արտահայտվել e -ի և m -ի միջոցով:

Տոյոնէֆեկպ: 19-րդ դարի վերջին փորձնականորեն հայտնաբերվել է, որ երբ տեսանելի լույսը կամ անդրամանուշակագույն ճառագայթումն ընկնում է մետաղի մակերևույթին, վերջինս առաքում է էլեկտրոններ: Այս երևույթը զարմանալի չի թվում, քանի որ լույսն էլեկտրամագնիսական ալիք է, որի էլեկտրական դաշտի ազդեցությամբ էլ որոշ էլեկտրոններ կարող են «պոկվել» և հեռանալ մետաղից: Զարմանալին, սակայն, այն էր, որ մետաղից «պոկված» էլեկտրոնի կինետիկ էներգիան կախված էր ոչ թե մակերևույթին

ընկնող ալիքի ուժգնությունից, որը սպասելի էր, այլ ալիքի հաճախությունից, ընդ որում, այդ կախումը գծային էր: Ուժգնության մեծացումը հանգեցնում էր միայն միավոր ժամանակում «պոկված» էլեկտրոնների թվի մեծացման՝ առանց ազդելու էլեկտրոնի կինետիկ էներգիայի վրա: Սա դժվար էր հասկանալ դասական տեսության տեսանկյունից, քանի որ ուժգնության մեծացումը նշանակում է էլեկտրամագնիսական ալիքի էլեկտրական և մագնիսական դաշտերի լայնությունների մեծացում, էլեկտրոնի վրա ազդող ուժի և, հետևաբար, նրա կինետիկ էներգիայի մեծացում:

1905 թ. Ա. Այնշտայնը բացատրեց ֆոտոէֆեկտի երևույթը: Նա ենթադրեց, որ մեներանգ լույսի փնջի էներգիան բաղկացած է էներգիայի առանձին $h\nu$ բաժիններից՝ քվանտներից, որտեղ ν -ն լույսի հաճախությունն է: Էլեկտրոններն այդ քվանտները կլանում են ամբողջությամբ: Կլանելով $h\nu$ քվանտ՝ էլեկտրոնը ձեռք է բերում $E = h\nu$ էներգիա: Եթե ենթադրենք, որ մետաղից «պոկվելու» համար էլեկտրոնը ծախսում է W էներգիա (այն անվանում են ելքի աշխատանք, և այն կախված չէ ν -ից), ապա նրա կինետիկ էներգիան՝

$$E_k = h\nu - W: \quad (3)$$

(3) բանաձևն Այնշտայնի հավասարումն է ֆոտոէֆեկտի համար, որի համաձայն՝ էլեկտրոնի կինետիկ էներգիան լույսի հաճախությունից կախված է գծային օրենքով և կախված չէ լույսի ուժգնությունից: Իսկ «պոկված» էլեկտրոնների թիվը, բնականաբար, համեմատական կլինի փնջում լույսի քվանտների թվին, այսինքն՝ փնջի ուժգնությանը:

Այնշտայնը քվանտի գաղափարին հանգեց՝ նկատելով, որ սև մարմնի ճառագայթման որոշ առանձնահատկություններ հեշտությամբ բացատրվում են քվանտների վարկածի օգնությամբ: Դրա համար հարկ է ենթադրել, որ խոռոչում էլեկտրամագնիսական ճառագայթումն ունի մասնիկային բնույթ, այսինքն՝ այն բաղկացած է

$h\nu$ էներգիայով քվանտներից: Այնչտայնի այս նոր տեսակետը, որը նա կիրառեց սև մարմնի ճառագայթման նկատմամբ, մեծ քայլ էր դեպի առաջ: Այնչտայնը կարողացավ սև մարմնի ճառագայթման նորովի մեկնաբանումը կապել նոր ֆիզիկական իրադրության հետ և խոր թափանցել ֆոտոէֆեկտի էության մեջ:

(3) հավասարումը լիովին համապատասխանում է փորձին և հնարավորություն է ընձեռում նոր ձևով չափելու Պլանկի հաստատունը: Ֆոտոէֆեկտի խնդրում հիմնականը

$$\frac{E}{\nu} = X_2 \quad (4)$$

տարօրինակ հավասարումն է, որտեղ E -ն այն էներգիան է, որը կարող է տալ էլեկտրոնին ν հաճախությամբ լույսը, X_2 -ը՝ հաստատուն, որը կախված չէ n 'ից լույսի ուժգնությունից, n 'ից հաճախությունից, n 'ից էլ նյութի հատկություններից:

Դասական տեսանկյունից հնարավոր չէ հասկանալ (4) հավասարումը և ոչ էլ X_2 -ն արտահայտել հիմնական ֆիզիկական հաստատուններով: X_2 -ն ունի գործողության չափայնություն, և այդպիսի չափայնության մեծություն կարելի է կազմել e -ի և c -ի միջոցով՝ $e^2/c \approx h/860$: Այժմ հայտնի է, որ $X_2 = h$, հետևաբար՝ e^2/c մեծությունը h -ից տարբերվում է շուրջ երեք կարգով: Այսինքն՝ չափայնության հետ կապված դատողությունները հուսալի արդյունք չեն տալիս, չխոսելով նաև այն մասին, որ հնարավոր չէ մտածել դասական մեխանիզմ, որի միջոցով ստացվի (4) հավասարումը:

(4) հավասարումն արտահայտում է քվանտային ֆիզիկայի հիմնարար սկզբունքը՝ էներգիայի և հաճախության միջև կապի՝ $E = h\nu$ առնչության համընդհանուր բնույթը:

Արտմաների չափերի և կայունության խնդիրը: Անդրադառնանք ատոմների գոյության և որոշակի չափեր ունենալու խնդրին: Նախ գնահատենք ատոմի բնութագրական չափերը՝ ենթադրելով, որ նյութը պինդ կամ հեղուկ վիճակում է: «Սահմանենք» ատոմի չափը որպես երկու հարևան ատոմների կենտրոնների միջև հե-

նավորություն և այն գնահատենք Ավոգադրոյի օրենքի օգնությամբ: Եթե ունենք μ մոլային զանգվածով և ρ խտությամբ նյութի մեկ մոլ, ապա նյութի մեկ ատոմին բաժին ընկնող ծավալը՝

$$v_1 = \frac{\mu}{\rho N_A} \sim d^3, \quad (5)$$

որտեղ d -ն «ատոմի» տրամագիծն է.

$$d \sim \left(\frac{\mu}{\rho}\right)^{1/3} N_A^{-1/3} \sim 10^{-8} \text{ սմ} = 1 \text{ \AA} : \quad (6)$$

Այսպիսով՝ ատոմի գծային չափերն անգատրեմի կարգի են: Այս գնահատականը հաստատվել է բազմաթիվ փորձերով:

1911 թ. Ռեզերֆորդն առաջարկել է ատոմի մոլորակային մոդելը, որի համաձայն՝ ատոմը բաղկացած է փոքր՝ 10^{-13} սմ գծային չափերով և $+Ze$ լիցքով միջուկից, որտեղ կենտրոնացված է ատոմի գրեթե ողջ զանգվածը, և նրա շուրջը պտտվող Z էլեկտրոններից, որոնք միջուկի հետ փոխազդում են էլեկտրաստատիկ ուժերով: Ատոմի շառավիղ կամ չափ ասելով՝ հասկանում են ատոմի արտաքին՝ միջուկից ամենահեռու էլեկտրոնների ուղեծրի շառավիղը:

Ընդունենք այս մոդելը և միաժամանակ ենթադրենք, որ ատոմում էլեկտրոնների արագությունները շատ փոքր են լույսի արագությունից: Պատասխանենք հետևյալ հարցին. ինչի՞ց է կախված արտաքին էլեկտրոնի ուղեծրի շառավիղը: Քանի որ մոդելում բացակայում է լույսի արագությունը, ապա դասական հիմնարար հաստատուններից մնում են e , m և M_H մեծությունները, որոնցով հնարավոր չէ կառուցել երկարության չափայնությամբ մեծություն: Ծագում են կասկածներ, որ ատոմի չափերի որոշման խնդիրը հնարավոր չէ լուծել դասական ֆիզիկայի շրջանակներում:

Հարցը պարզելու նպատակով դիտարկենք էլեկտրոնից և միջուկից բաղկացած համակարգ և ենթադրենք, որ համակարգի զանգվածների կենտրոնը դադարի վիճակում է: Ամեն մի մասնիկ շարժվում է որոշակի ուղեծրով, որը տրվում է $\mathbf{r}_k(t)$, $k = 1, \dots, Z + 1$ ֆունկցիայով և նշում է մասնիկի դիրքը t պահին: $\mathbf{r}_k(t)$ ֆունկցիա-

ների համախումբը որոշվում է շարժման հավասարումների

$$m_k \frac{d^2 \mathbf{r}_k(t)}{dt^2} = \sum_{i \neq k} \mathbf{F}(\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_i) = \sum_{i \neq k} \frac{q_i q_k (\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_i|^3} \quad (7)$$

համակարգից, որտեղ q_i -ն և q_k -ն փոխազդող մասնիկների լիցքերն են:

Ցույց տանք, որ $\{\mathbf{r}_k(t)\}$ միակ լուծումից մասշտաբի փոփոխությամբ կարելի է ստանալ նոր լուծումների ընտանիք:

Այդ նպատակով (7) համակարգում անցնենք ժամանակի նոր մասշտաբի՝ $t \rightarrow t/\eta^3$, որտեղ η -ն 0-ից տարբեր հաստատուն է: (7) համակարգից հետևում է, որ

$$m_k \frac{d^2 \mathbf{r}_k(t/\eta^3)}{dt^2} = \sum_{i \neq k} \frac{q_i q_k (\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_i|^3} \eta^{-6}: \quad (8)$$

Եթե (8) համակարգում անցնենք նոր մասշտաբով շառավիղ-վեկտորների՝ $\mathbf{r}'_k(t) = \eta^2 \mathbf{r}_k(t/\eta^3)$, ապա կհամոզվենք, որ (8) համակարգը համընկնում է (7) համակարգի հետ՝ գրված $\mathbf{r}'_k(t)$ փոփոխականների համար: Քանի որ η մեծությունն ընդունում է կամայական արժեքներ, ապա գործ ունենք լուծումների հետ, որոնցից ոչ մեկին չի կարելի նախապատվություն տալ: Դա նշանակում է, որ ատոմի չափի ընտրության համար չունենք որևէ սկզբունք: Մնում է ենթադրել, որ ատոմի չափը բնությունն «ընտրել» է պատահաբար, որին դժվար է հավատալ: Իրոք, ինչպե՞ս կարող է այդ «պատահական» ընտրությունը հանգեցնել նույն տեսակի բոլոր ատոմների նույն չափերին:

Գուցե ռեյաստիվիզմի հաշվառումը «փրկի» փորձը: Դասական հաստատունների շարքում հաշվառելով նաև լույսի արագությունը՝ կարելի է կառուցել երկարության չափայնությամբ մեծություն՝

$$r_0 = \frac{e^2}{mc^2} = 2,8 \cdot 10^{-13} \text{ սմ}, \quad (9)$$

որը հայտնի է որպես էլեկտրոնի դասական շառավիղ: Այսպիսով, եթե ռեյաստիվիզմն աստուծում, իրոք, դեր է խաղում, այսինքն՝ էլեկտրոնների արագությունները մոտ են c -ին, ապա ատոմի չափերը

պետք է լինեին r_0 -ի կարգի, որը, սակայն, ավելի քան 4 կարգով փոքր է ատոմի իրական շառավղից: Այսպիսով՝ մնում է անհասկանալի, թե ինչու են իրացվում հենց այն ուղեծրերը, որոնք համապատասխանում են ատոմի իրական չափերին:

Այժմ ենթադրենք, որ այս դժվարությունը նույնպես առնչվում է Պլանկի հաստատունի դերին: Եթե ներմուծենք h հաստատունը, ապա դժվար չէ համոզվել, որ h , e և m հաստատուններով կարելի է կառուցել երկարության չափայնությամբ մեծություն, այն է՝ h^2/me^2 , ընդ որում, ջրածնի ատոմի շառավիղը փոքր է նշված մեծությունից $(2\pi)^2$ անգամ՝

$$a_B = \frac{h^2}{(2\pi)^2 me^2} \approx 0,53 \cdot 10^{-8} \text{ սմ} : \quad (10)$$

Ինչ վերաբերում է ատոմի կայունությանը, ապա գնահատումների համաձայն՝ Ռեզերֆորդի ատոմն ունի կյանքի փոքր տևողություն՝ $\tau \leq 10^{-9}$ վ: Դա պայմանավորված է այն հանգամանքով, որ միջուկի շուրջը կորագիծ ուղեծրերով պտտվող, այսինքն՝ արագացմամբ շարժվող էլեկտրոնները ճառագայթում են: Այդ ճառագայթման ուժգնությունը համեմատական է էլեկտրոնի արագացման քառակուսուն՝

$$J = \frac{2e^2}{3c^3} \mathbf{a}^2, \quad (11)$$

ուստի սպառելով էներգիան՝ ատոմը դադարում է գոյություն ունենալ:

Ամփոփելով վերը նշված խնդիրները՝ հարկ է ընդգծել, որ դրանցում ծագած դժվարությունները հաղթահարելու համար անհրաժեշտաբար հրաժարվեցինք մակրոսկոպական ֆիզիկայի դասական օրենքներից: Այսպիսով՝ այս խնդիրների քննարկումը հանգեցնում է ոչ թե նոր հաստատունի, այլ ֆիզիկայի նոր օրենքների հայտնագործման:

Գլուխ I. Ատոմային վիճակների ստացիոնարությունը և ընդհատությունը

§1. Ռեյեյ-Ջինսի բանաձևը

Կանգուն ալիքների թվի հաշվարկ: Ինչպես արդեն նշել ենք, տրված ջերմաստիճանում խոռոչում էլեկտրամագնիսական էներգիայի արձակման և կլանման պրոցեսների միջև հաստատվում է դինամիկ հավասարակշռություն, որի դեպքում խոռոչի միավոր ծավալին բաժին ընկնող էներգիան յուրաքանչյուր հաճախության համար՝ էներգիայի սպեկտրային խտության ρ_ν ֆունկցիան, ընդունում է որոշակի արժեք: Ռեյեյը դասական տեսության շրջանակներում ստացել է այդ ֆունկցիայի վերլուծական արտահայտությունը:

Խոռոչում էլեկտրամագնիսական դաշտը կարելի է ներկայացնել որպես տարբեր հաճախություններով և տարբեր ուղղություններով տարածվող կանգուն ալիքների համադրում, որոնցից յուրաքանչյուրին, համաձայն դասական տեսության, համապատասխանում է $k_B T$ միջին էներգիա: Հետևաբար՝ ν , $\nu + d\nu$ հաճախային տիրույթում էլեկտրամագնիսական դաշտի էներգիայի հաշվարկը հանգում է կանգուն ալիքների կամ այսպես կոչված տատանողական մոդերի թվի հաշվարկին:

Պարզության համար ենթադրենք, որ խոռոչն L կողով խորանարդ է, և սկզբում դիտարկենք այն ալիքները, որոնց տարածման ուղղությունը (ալիքային ճակատի նորմալը) ուղղահայաց է խորանարդի հանդիպակաց, իրար գուգահեռ նիստերին: Նիստերին ընկնող և անդրադարձող ալիքները, որոնք տարածվում են նորմալին գուգահեռ, առաջացնում են կանգուն ալիքներ (սկ. 3, ա): Ընդ որում, խոռոչի պատերին ալիքի էլեկտրական դաշտի հանգույցներն են: Կանգուն ալիք առաջանալու համար անհրաժեշտ է, որ L երկարության մեջ տեղավորվի ամբողջ թվով կիսաալիք՝

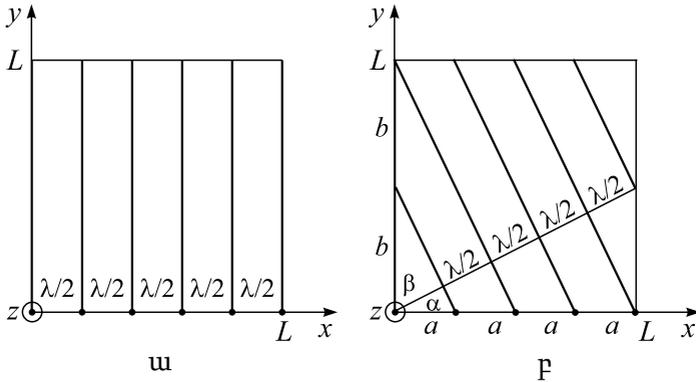
$$\frac{L}{\lambda/2} = n_1 \quad \text{կամ} \quad n_1 \frac{\lambda}{2} = L : \quad (1.1)$$

Նույնալիսի պայմաններ տեղի ունեն նաև խորանարդի մյուս երկու զույգ նիստերին ուղղահայաց տարածվող ալիքների համար.

$$n_2 \frac{\lambda}{2} = L, \quad n_3 \frac{\lambda}{2} = L:$$

Այժմ դիտարկենք այն դեպքը, երբ ալիքի տարածման ուղղությունն x առանցքի հետ կազմում է α , իսկ y առանցքի հետ՝ β անկյուն (նկ. 3, ք): Ինչպես և նկ. 3, ա-ում, հավասար փուլերի հարթությունները զուգահեռ են z առանցքին: Այս դեպքում կանգուն ալիքներ կառաջանան, եթե երկու հարևան հանգուցային հարթությունների միջև հեռավորությունները, այն է՝ $a = (\lambda/2)/\cos \alpha$ և $b = (\lambda/2)/\cos \beta$ հատվածներն L -ում տեղավորվեն ամբողջությամբ՝

$$\begin{aligned} \frac{L}{a} = \frac{L}{\frac{\lambda/2}{\cos \alpha}} = n_1 \quad \text{կամ} \quad n_1 \frac{\lambda}{2} = L \cos \alpha, \\ \frac{L}{b} = \frac{L}{\frac{\lambda/2}{\cos \beta}} = n_2 \quad \text{կամ} \quad n_2 \frac{\lambda}{2} = L \cos \beta : \end{aligned} \quad (1.2)$$



Նկ.3. Կանգուն ալիքների (փարսանողական մոդերի) հաշվարկը. ա. ալիքը փարսածվում է x առանցքի ուղղությամբ, բ. ալիքի փարսածման ուղղությունն x և y առանցքների հետ կազմում է, համապարասխանաբար, α և β անկյուններ:

Ընդհանուր դեպքում, երբ հանգուցային հարթությունների նորմալը կոորդինատային առանցքների հետ կազմում է α , β և γ անկյուններ, պետք է միաժամանակ տեղի ունենան հետևյալ երեք պայմանները՝

$$\begin{aligned} n_1 \frac{\lambda}{2} &= L \cos \alpha, \\ n_2 \frac{\lambda}{2} &= L \cos \beta, \\ n_3 \frac{\lambda}{2} &= L \cos \gamma, \end{aligned} \quad (1.3)$$

որտեղ n_1 -ը, n_2 -ը և n_3 -ն ամբողջ դրական թվեր են:

(1.3) բանաձևերից հետևում է, որ

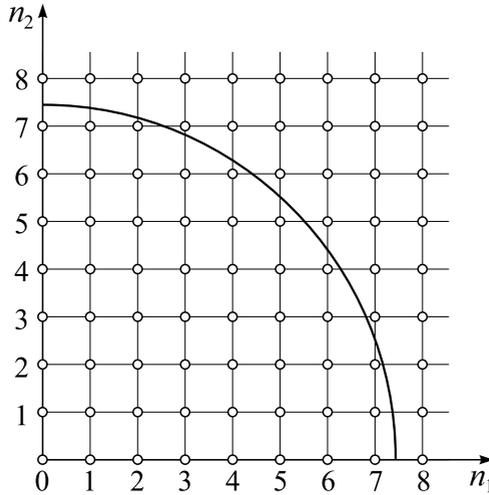
$$n_1^2 + n_2^2 + n_3^2 = \left(\frac{2L}{\lambda}\right)^2 = \left(\frac{2Lv}{c}\right)^2, \quad (1.4)$$

որտեղ $v = c/\lambda$ -ն ալիքի հաճախությունն է, c -ն՝ արագությունը: Նշենք նաև, որ (1.4) բանաձևն արտածելիս օգտվել ենք ուղղորդ կոսինուսների հայտնի հատկությունից՝

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

(1.4) բանաձևի համաձայն՝ յուրաքանչյուր (n_1, n_2, n_3) եռյակի համապատասխանում է որոշակի v հաճախություն: Թեև բոլոր եռյակներին, որոնցում թվերի քառակուսիների գումարը նույնն է, համապատասխանում է նույն՝ v հաճախությունը, բայց և այնպես, այս հավասար հաճախությունները ներկայացնում են տարբեր կանգուն ալիքներ (տարբեր սեփական տատանումներ):

Այժմ որոշենք 0-ից v տիրույթում սեփական հաճախությունների լրիվ թիվը: Այդ նպատակով կառուցենք n_1 , n_2 , n_3 թվերի դրական և բոլոր հնարավոր արժեքներին համապատասխանող համակարգ: Այն կներկայացնի խորանարդային ցանց, որի հանգուցների միջև հեռավորությունը՝ $\Delta n_i = 1$ ($i = 1, 2, 3$), իսկ Δn_i կողերով տարրական խորանարդի ծավալը՝ $\Delta n_1 \Delta n_2 \Delta n_3 = 1$ (սկ. 4): Եթե $\lambda \ll L$, ապա բոլոր տարրական խորանարդների ծավալների գումարը մեծ ճշտությամբ հավասար կլինի



Նկ.4. Սեփական տատանումների թվի հաշվարկը (երկչափ դեպք)

$$R = (n_1^2 + n_2^2 + n_3^2)_{max}^{1/2} = \frac{2Lv}{c} \quad (1.5)$$

շտաովորով գնդի ծավալի 1/8 մասին: Այս ծավալում տարրական խորանարդների, այսինքն՝ սեփական տատանումների թիվը՝

$$N' = \frac{1}{8} \frac{4\pi}{3} R^3 : (\Delta n_1 \Delta n_2 \Delta n_3) = \frac{4\pi v^3}{3c^3} L^3 : \quad (1.6)$$

N' -ը համապատասխանում է $0 - \nu$ տիրույթին: Հաճախությունների $\nu, \nu + d\nu$ տիրույթում սեփական տատանումների թիվը՝

$$dN' = \frac{4\pi}{c^3} \nu^2 d\nu V, \quad (1.7)$$

որտեղ $V = L^3$ -ը խոռոչի ծավալն է: Հարկ է նշել, որ յուրաքանչյուր ν հաճախության համապատասխանում է երկու ալիք՝ փոխադրահայաց բևեռացումներով, հետևաբար՝ (1.7) արդյունքն անհրաժեշտ է կրկնապատկել: Այսպիսով՝ $\nu, \nu + d\nu$ տիրույթում կանգուն ալիքների (տատանողական մոդերի) թիվը՝

$$dN = \frac{8\pi}{c^3} \nu^2 d\nu V: \quad (1.8)$$

Ռեյլեյ-Ջինսի բանաձևը: Անդրամանուշակագույն աղետը: Եթե (1.8) արտահայտությունը բազմապատկենք մեկ ավիքին բաժին ընկնող $k_B T$ էներգիայով և բաժանենք համակարգի (խոռոչի) V ծավալին, կստանանք $\nu, \nu + d\nu$ սպեկտրային տիրույթում էներգիայի խտության արտահայտությունը՝

$$\rho_\nu d\nu = \frac{dN k_B T}{V} = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} k_B T d\nu, \quad (1.9)$$

որը հայտնի է որպես Ռեյլեյ-Ջինսի բանաձև:

Եթե ըստ հաճախությունների բաշխումից անցնենք ըստ ավիքի երկարությունների բաշխման, ապա, նկատի ունենալով այն հանգամանքը, որ

$$\nu = \frac{c}{\lambda} \quad \text{և} \quad |d\nu| = \frac{c}{\lambda^2} d\lambda, \quad (1.10)$$

(1.9) բանաձևից կստանանք՝

$$\rho_\lambda d\lambda = \rho_\nu d\nu = \frac{8\pi k_B T}{\lambda^4} d\lambda : \quad (1.11)$$

(1.11) բանաձևի համաձայն՝ կարճավիքային տիրույթում ($\lambda \rightarrow 0$) էներգիայի սպեկտրային խտությունը λ^{-4} օրենքով աճում է, որը հակասում է փորձին: Դեռ ավելին, եթե հաշվենք խոռոչում էլեկտրամագնիսական էներգիայի լրիվ, այսինքն՝ ըստ բոլոր հաճախությունների գումարային խտությունը, կհանգենք ոչ ֆիզիկական արդյունքի՝

$$u = \int_0^\infty \rho_\nu d\nu = \frac{8\pi k_B T}{c^3} \int_0^\infty \nu^2 d\nu = \infty : \quad (1.12)$$

Սա նշանակում է, որ նյութական մարմնի (խոռոչի պատերի) և ճառագայթման միջև հավասարակշռություն հնարավոր է միայն ջերմային ճառագայթման անվերջ մեծ խտության դեպքում: Այլ կերպ ասած՝ ճառագայթող մարմնի տատանակները պետք է անընդհատ էներգիա արձակեն, մինչև մարմնի ջերմաստիճանը հավասարվի զրոյի (այսպես կոչված «անդրամանուշակագույն աղետ»): Սա հակասում է փորձին, որի համաձայն՝ նյութի և ճառա-

գայթանան միջև ջերմային հավասարակշռություն հնարավոր է կամայական ջերմաստիճանում, ընդ որում՝ ճառագայթման էներգիայի խտությունը չափազանց փոքր է նյութական մարմնում էներգիայի խտությունից:

Նշենք նաև, որ երկարալիքային սահմանում, այսինքն, երբ $\lambda \rightarrow \infty$, Ռեյլեյ-Ջինսի (1.11) բանաձևը համապատասխանում է փորձարարական արդյունքներին:

§2. Պլանկի բանաձևը: Էներգիայի քվանտների վարկածը

Պլանկի փորձառական բանաձևը: 1896 թ. Վ. Վինն առաջարկել է մի բանաձև, որը համապատասխանում էր ջերմային ճառագայթման փորձարարական ուսումնասիրություններում ստացված արդյունքներին կարճալիքային տիրույթում, որտեղ Ռեյլեյ-Ջինսի բանաձևը կիրառելի չէ:

Վիննի բանաձևն ունի հետևյալ տեսքը՝

$$\rho_\lambda = C_1 \lambda^{-5} \exp\left(-\frac{C_2}{\lambda T}\right), \quad (2.1)$$

որտեղ C_1 -ը և C_2 -ը հաստատուններ են: (2.1) բանաձևից հետևում է, որ ρ_λ (հետևաբար՝ նաև ρ_ν) ֆունկցիան ունի մաքսիմում, իսկ երկարալիքային տիրույթում այն համեմատական է λ^{-5} -ին, որը չի համապատասխանում փորձին:

1900 թ. Պլանկն առաջարկեց փորձառական (էմպիրիկ) բանաձև, որը լավագույնս համապատասխանում էր փորձին և երկու՝ երկար և կարճ ալիքների սահմանային դեպքերում համընկնում էր, համապատասխանաբար, Ռեյլեյ-Ջինսի և Վիննի բանաձևերի հետ: Պլանկի բանաձևն է՝

$$\rho_\lambda = C_1 \lambda^{-5} \left[\exp\left(\frac{C_2}{\lambda T}\right) - 1 \right]^{-1}, \quad (2.2)$$

որը մոտարկումային բանաձևի դեր է կատարում: Իրոք, եթե $\lambda T \gg C_2$, ապա (2.2) բանաձևում էքսպոնենտային ֆունկցիան վե-

բաժելով շարքի ըստ $C_2/\lambda T$ փոքր պարամետրի՝ կատանանք.

$$\rho_\lambda = \frac{C_1 \lambda^{-5}}{1 + \frac{C_2}{\lambda T} + \frac{1}{2!} \left(\frac{C_2}{\lambda T}\right)^2 + \dots - 1} \approx \frac{C_1}{C_2} \lambda T \cdot \lambda^{-5} \sim \lambda^{-4} T, \quad (2.3)$$

որը համընկնում է Ռեյլեյ-Ջիսսի բանաձևի հետ (տես (1.11) բանաձևը):

Մյուս սահմանային դեպքում, երբ $\lambda T \ll C_2$, (2.2) բանաձևում անտեսելով միավորն էքսպոնենտային ֆունկցիայի նկատմամբ՝ կհանգենք Վինի (2.1) բանաձևին:

Պլանկի բանաձևը: (2.2) բանաձևը տեսականորեն հիմնավորելու ճանապարհին Պլանկն առաջարկեց մի վարկած, որը հակասում էր դասական ֆիզիկայի պատկերացումներին: Այդ վարկածի համաձայն՝ միկրոսկոպական համակարգի (ատոմ, մոլեկուլ) էներգիան կարող է ընդունել միայն որոշակի, ընդհատ (դիսկրետ) արժեքներ: Նյութում էլեկտրամագնիսական ալիքների աղբյուրները դիտարկելով որպես գծային ներդաշնակ տատանակներ՝ Պլանկն իր վարկածը ձևակերպեց հետևյալ կերպ.

Կարանակները կարող են լինել միայն որոշակի, ընտրված վիճակներում, որոնցում դրանց էներգիաներն էներգիայի ε_0 նվազագույն մեծության պարիկներ են՝ $\varepsilon_0, 2\varepsilon_0, \dots, n\varepsilon_0, \dots$: Ճանապարհելիս կամ կլանելիս կարանակներն այդ վիճակներից անցնում են այլ ընդհատ վիճակներ թռիչքաձև՝ շրջանցելով միջանկյալ վիճակները:

Այս վարկածի հիման վրա Պլանկն արտածեց ջերմային ճառագայթման սպեկտրային խտության բանաձևը հետևյալ տեսքով՝

$$\rho_\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \frac{\varepsilon_0}{\exp\left(\frac{\varepsilon_0}{k_B T}\right) - 1}, \quad (2.4)$$

որտեղ ε_0 -ն անհայտ մեծություն է:

Դեռևս 1893 թ. Վ.Վինը ջերմադինամիկայի մեթոդներով ապացուցել է, որ ջերմային ճառագայթման սպեկտրային խտությունը՝ ρ_ν ֆունկցիան պետք է ունենա

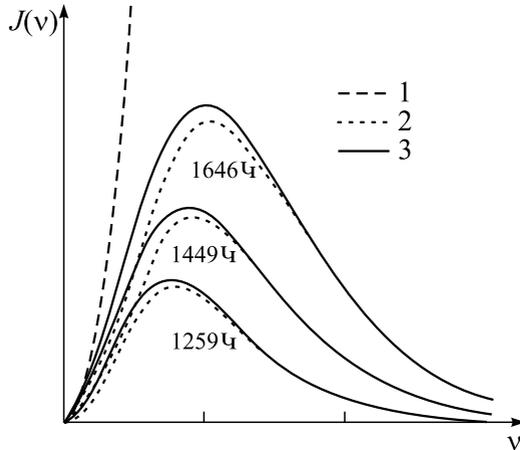
$$\rho_\nu = \nu^3 F(\nu/T) \quad (2.5)$$

տեսքը, ընդ որում՝ $F(\nu/T)$ անհայտ ֆունկցիան կախված է միայն ν/T հարաբերությունից: (2.4) և (2.5) բանաձևերի համեմատությունից բխում է, որ ε_0 մեծությունը պետք է համեմատական լինի ν -ին՝ $\varepsilon_0 \sim \nu$, ուստի, մտցնելով հաստատուն գործակից, կարելի է գրել՝

$$\varepsilon_0 = h\nu, \quad (2.6)$$

որտեղ h -ը գործողության չափայնությամբ համապիտանի հաստատուն է: (2.4) և (2.6) արտահայտություններից հետևում է ջերմային ճառագայթման սպեկտրային խտության Պլանկի բանաձևը՝

$$\rho_\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{k_B T}\right) - 1} : \quad (2.7)$$



Նկ. 5. Ռեյլեյ-Ջիսսի (1), Վինի (2) և Պլանկի (3) բանաձևերի համեմատությունը տարբեր ջերմաստիճաններում

Նկ. 5-ում հոծ գծերով պատկերված են տարբեր ջերմաստիճաններում Պլանկի (2.7) բանաձևի (3), Ռեյլեյ-Ջիսսի (1) և Վինի (2) բանաձևերի գրաֆիկները:

Ճառագայթման լրիվ խորության հաշվարկ: (2.7) բանաձևի օգնությամբ հաշվարկենք ճառագայթման լրիվ կամ ինտեգրալային խտությունը՝

$$u = \int_0^{\infty} \rho_\nu d\nu = \frac{8\pi h}{c^3} \int_0^{\infty} \frac{\nu^3 d\nu}{\exp\left(\frac{h\nu}{k_B T}\right) - 1} : \quad (2.8)$$

Անցնելով ինտեգրման $x = h\nu/k_B T$ չափազուրկ փոփոխականին և նկատի ունենալով, որ

$$\int_0^{\infty} \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = \frac{\pi^4}{15}, \quad (2.9)$$

(2.8) և (2.9) բանաձևերից կստանանք՝

$$u = \frac{8\pi^5 k_B^4 T^4}{15c^3 h^3} : \quad (2.10)$$

Ի տարբերություն (1.12)ոչ ֆիզիկական արդյունքի՝ (2.10) բանաձևով տրվող ճառագայթման լրիվ խտությունը վերջավոր է և կախված է միայն մարմնի ջերմաստիճանից՝ համեմատական է դրա չորրորդ աստիճանին:

Սև մարմնի մակերևույթի՝ բոլոր ուղղություններով, այսինքն՝ 2π մարմնային անկյան մեջ ճառագայթման I_0 ուժգնությունը ճառագայթման լրիվ խտության հետ կապված է

$$I_0 = \frac{c}{4} u = \frac{2\pi^5 k_B^4}{15c^2 h^3} T^4 = \sigma T^4 \quad (2.11)$$

առնչությամբ, որը հայտնի է որպես Ստեֆան-Բոլցմանի օրենք, իսկ

$$\sigma = \frac{2\pi^5 k_B^4}{15c^2 h^3} = 5,67 \cdot 10^{-8} \frac{\text{Վտ}}{\text{մ}^2 \text{Կ}^4} \quad (2.12)$$

գործակիցը Ստեֆան-Բոլցմանի հաստատունն է:

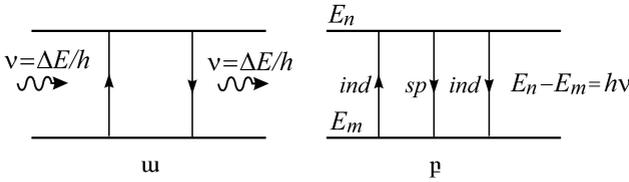
§3. Քվանտային անցումներ: Այնշտայնի գործակիցներ

1. *Քվանտային անցումների գաղափարը:* Ատոմի ընդհատ վիճակներից յուրաքանչյուրն ունի խիստ որոշակի էներգիա: Այդ էներգիայով վիճակում ատոմը մնում է որոշ ժամանակ. այդ վիճակն անվանում են ստացիոնար: Մեկ այլ, ավելի փոքր էներգիայով վիճակ անցնելիս այդ վիճակների էներգիաների ΔE տարբերությունն առաքվում է $\nu = \Delta E/h$ հաճախությամբ լույսի քվանտի տեսքով: Ատոմը կարող է փոքր էներգիայով ստացիոնար վիճակից անցնել ավելի մեծ էներգիայով ստացիոնար վիճակ, եթե նրան հաղորդվի ΔE էներգիա: Դա տեղի կունենա, եթե ատոմը կլանի $\nu = \Delta E/h$ հաճախությամբ լույսի քվանտ (նկ. 6, ա):

Օգտվելով ատոմի՝ մի ստացիոնար վիճակից լույսի քվանտներ արձակելու կամ կլանելու միջոցով այլ վիճակներ անցումների մասին պատկերացումից, կարելի է Այնշտայնի առաջարկած եղանակով արտածել էներգիայի սպեկտրային խտության Պլանկի (2.7) բանաձևը:

Փոքր էներգիայով ստացիոնար վիճակից ատոմը կարող է անցնել ավելի մեծ էներգիայով վիճակ ստիպողաբար (հարկադրաբար)՝ կլանելով ֆոտոն, այսինքն՝ ճառագայթման դաշտի ազդեցությամբ: Իսկ մեծ էներգիայով ստացիոնար վիճակից ավելի փոքր էներգիայով վիճակ ատոմը կարող է անցնել երկու եղանակով (նկ. 6, բ).

1. ստիպողաբար՝ պայմանավորված ատոմի նկատմամբ արտաքին գործոններով. այն է՝ ճառագայթման դաշտի ազդեցությամբ (այսպես կոչված մակաձված անցումներ),
2. ինքնաբերաբար (սպոնտան ձևով)՝ պայմանավորված ներքին (ներատոմային) գործոններով, որոնք կախված չեն ճառագայթման դաշտի բնութագրերից:



Նկ. 6. ա. Քվանտային անցումների սխեմատիկ պատկերումը,
բ. մակաձված (ind) և ինքնաբեր (sp) անցումները

Մանրամասն հավասարակշռության սկզբունքի համաձայն՝ հավասարակշռական վիճակում յուրաքանչյուր անցման դեպքում ուղիղ և հակառակ պրոցեսները միմյանց համակշռում են: Այս սկզբունքը կիրառենք ատոմի n և m քվանտային թվերով բնութագրվող ստացիոնար վիճակների նկատմամբ, որոնց համապատասխանում են E_n և E_m էներգիաներ՝ ենթադրելով, որ $E_n > E_m$:

Այնչտայնի գործակիցներ: Պլանկի բանաձևի արտաձուլ: Մեծ՝ E_n էներգիայով վիճակից հնարավոր են և՛ ինքնաբեր, և՛ ստիպողական անցումներ ավելի փոքր՝ E_m էներգիայով վիճակ, իսկ E_m էներգիայով վիճակից ավելի մեծ՝ E_n էներգիայով վիճակ՝ միայն ստիպողական անցումներ:

Նշանակենք A_{nm} -ով 1 վ-ում n վիճակից m վիճակ ատոմի ինքնաբեր անցման հավանականությունը, որի ընթացքում ատոմն արձակում է $h\nu = E_n - E_m$ էներգիայով քվանտ (ֆոտոն): Եթե N_n -ով նշանակենք n վիճակում ատոմների խտությունը, ապա 1 վ-ում, միավոր ծավալում n վիճակից m վիճակ ինքնաբերաբար կանցնի

$$v_{nm}^{sp} = A_{nm}N_n \quad (3.1)$$

ատոմ: B_{nm} -ով նշանակենք 1 վ-ում արտաքին ճառագայթման դաշտի ազդեցությամբ n վիճակից m վիճակ անցման և $h\nu = E_n - E_m$ էներգիայով ֆոտոն արձակելու հավանականությունը: 1 վ-ում, միավոր ծավալում n վիճակից m վիճակ ստիպողաբար անցած ատոմների թիվը՝

$$v_{nm}^{ind} = B_{nm}\rho_\nu N_n: \quad (3.2)$$

B_{mn} -ով նշանակենք 1 վ-ում m վիճակից n վիճակ ատոմի ստիպողաբար անցման հավանականությունը, երբ ատոմը կլանում է $h\nu = E_n - E_m$ էներգիայով ֆոտոն: Եթե N_m -ն ատոմների խտությունն է m վիճակում, ապա 1 վ-ում n վիճակ անցած ատոմների թիվը՝

$$v_{mn}^{ind} = B_{mn}\rho_\nu N_m: \quad (3.3)$$

A_{nm} , B_{nm} և B_{mn} մեծությունները հայտնի են որպես Այնշտայնի գործակիցներ:

Հավասարակշռական վիճակում N_n և N_m խտությունները ժամանակից կախված չեն փոփոխվում: Նշանակում է՝ վերին մակարդակից ստորին մակարդակ անցումների թիվը 1 վ-ում, միավոր ծավալում հավասար է նույն պայմաններում հակառակ՝ $m \rightarrow n$ անցումների թվին՝

$$v_{nm}^{sp} + v_{nm}^{ind} = v_{mn}^{ind}: \quad (3.4)$$

(3.1) – (3.4) բանաձևերի համաձայն՝

$$A_{nm}N_n + B_{nm}\rho_\nu N_n = B_{mn}\rho_\nu N_m: \quad (3.5)$$

Հայտնի է, որ n և m վիճակներում ատոմների հավասարակշռական խտություններն արտահայտվում են Բոլցմանի բաշխումով՝

$$N_n = A \exp\left(-\frac{E_n}{k_B T}\right), \quad N_m = A \exp\left(-\frac{E_m}{k_B T}\right), \quad (3.6)$$

որտեղ A գործակիցը կախված չէ քվանտային վիճակի էներգիայից: (3.6) բանաձևերը տեղադրելով (3.5) հավասարման մեջ՝ կստանանք սև մարմնի և ճառագայթման միջև հավասարակշռության պայմանը՝

$$A_{nm} \exp\left(-\frac{E_n}{k_B T}\right) + B_{nm}\rho_\nu \exp\left(-\frac{E_n}{k_B T}\right) = B_{mn}\rho_\nu \exp\left(-\frac{E_m}{k_B T}\right), \quad (3.7)$$

որտեղից որոշվում է էներգիայի սպեկտրային խտության ρ_ν ֆունկցիան: Ջերմաստիճանը բարձրացնելիս ($T \rightarrow \infty$) ճառագայթման սպեկտրային խտությունն անվերջ մեծանում է՝ $\rho_\nu \rightarrow \infty$: Նկատի ունենալով այն հանգամանքը, որ Այնշտայնի գործակիցները կախ-

ված չեն ջերմաստիճանից, և (3.7) հավասարման աջ և ձախ մասերը բաժանելով ρ_ν -ի, կստանանք՝

$$B_{nm} = B_{mn}, \quad (3.8)$$

այսինքն՝ վերևից ներքև և ներքևից վերև ստիպողական անցումների հավանականությունները հավասար են:

(3.7) և (3.8) բանաձևերից հետևում է ճառագայթման սպեկտրային խտության արտահայտությունը՝

$$\rho_\nu = \frac{A_{nm}}{B_{nm}} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{E_n - E_m}{k_B T}\right) - 1} = \frac{A_{nm}}{B_{nm}} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{k_B T}\right) - 1} : \quad (3.9)$$

A_{nm}/B_{nm} հարաբերությունը կարելի է որոշել՝ օգտվելով մեզ հայտնի ցածրհաճախային սահմանային դեպքից՝ Ռեյլե-Ջինսի բանաձևից: Իրոք, ցածրհաճախային տիրույթում $h\nu \ll k_B T$, ուստի (3.9) բանաձևից հետևում է, որ

$$\rho_\nu = \frac{A_{nm}}{B_{nm}} \frac{1}{\left[1 + \frac{h\nu}{k_B T} + \frac{1}{2}\left(\frac{h\nu}{k_B T}\right)^2 + \dots\right] - 1} \approx \frac{A_{nm}}{B_{nm}} \frac{k_B T}{h\nu} : \quad (3.10)$$

Մյուս կողմից, համաձայն Ռեյլե-Ջինսի (1.9) բանաձևի՝

$$\rho_\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} k_B T, \quad (3.11)$$

հետևաբար՝ (3.10) և (3.11) բանաձևերից բխում է, որ

$$\frac{A_{nm}}{B_{nm}} = \frac{8\pi\nu^3 h}{c^3} : \quad (3.12)$$

Այսպիսով՝ (3.12) և (3.9) արտահայտություններից հետևում է սև մարմնի ճառագայթման սպեկտրային խտության Պլանկի բանաձևը՝

$$\rho_\nu = \frac{8\pi\nu^3 h}{c^3} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{k_B T}\right) - 1} : \quad (3.13)$$

Հավասարակշռության (3.7) պայմանից կարելի է պարզել, թե տարբեր հաճախային տիրույթներում ո՞ր անցումներն են խաղում հիմնական դեր:

ա. Ենթադրենք, որ (3.4) պայմանում

$$v_{nm}^{ind} \ll v_{nm}^{sp}, \quad (3.14)$$

այսինքն՝ ստիպողական անցումները վերևից ներքև կարելի է անտեսել ինքնաբերական անցումների նկատմամբ: Այդ դեպքում (3.7) պայմանից հետևում է, որ

$$v_{mn}^{ind} \approx v_{nm}^{sp} \quad \text{կամ} \quad \rho_\nu \approx \frac{A_{nm}}{B_{nm}} \exp\left(-\frac{h\nu}{k_B T}\right): \quad (3.15)$$

Տեղադրելով ρ_ν ֆունկցիայի (3.15) արտահայտությունը՝ (3.13) բանաձևից կատանանք՝

$$\frac{8\pi\nu^3}{c^3} \frac{1}{1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{k_B T}\right)} = \frac{A_{nm}}{B_{nm}}: \quad (3.16)$$

Քանի որ Այնշտայնի գործակիցները կախված չեն ջերմաստիճանից, ապա (3.16) և (3.12) բանաձևերից բխում է, որ $h\nu \gg k_B T$: Այսպիսով՝ մեծ հաճախությունների տիրույթում հիմնական դերը խաղում են վերևից ներքև ինքնաբերական անցումները:

բ. Այժմ ենթադրենք, որ (3.4) պայմանում

$$v_{nm}^{ind} \gg v_{nm}^{sp}, \quad (3.17)$$

այսինքն՝ վերևից ներքև ինքնաբերական անցումները կարելի է անտեսել վերևից ներքև ստիպողական (մակաձված) անցումների նկատմամբ: Այս դեպքում (3.4) պայմանից բխում է, որ

$$v_{nm}^{ind} \approx v_{mn}^{ind} \quad \text{կամ} \quad B_{nm} \exp\left(-\frac{h\nu}{k_B T}\right) \approx B_{mn}: \quad (3.18)$$

Այնշտայնի գործակիցների մասին վերևում բերված փաստարկից հետևում է, որ $h\nu \ll k_B T$: Այսինքն՝ փոքր հաճախությունների տիրույթում հիմնական դերը խաղում են վերևից ներքև ստիպողական անցումները:

Հարկ է նշել, որ Այնշտայնի գործակիցները կարելի է հաշվարկել միայն քվանտային մեխանիկայի շրջանակներում:

§4. Ֆրանկի և Հերցի փորձը

Փորձի նպատակը: Փորձարարական սարքի սխեման: Պլանկի վարկածի համաձայն՝ պինդ մարմնի ատոմ-տատանակները, կլանելով և արձակելով էլեկտրամագնիսական ալիքներ՝ իրենց էներգիաները կարող են փոփոխել միայն որոշակի, ընդհատ բաժիններով: Ուստի ν հաճախությամբ տատանակները կարող են լինել միայն այնպիսի վիճակներում, որոնց էներգիաներն ընդունում են ընդհատ՝ $\varepsilon_n = nh\nu$ ($n = 1, 2, \dots$) արժեքներ:

Բնականաբար, ծագում է հետևյալ հարցը. էներգիական մակարդակների ընդհատությունը բնորոշ է միայն պինդ մարմնի ատոմային տատանակների՞ն, երբ դրանք փոխազդում են ճառագայթման հետ, թե՞ այն բնորոշ է բոլոր ատոմային համակարգերին (օրինակ՝ գազի ատոմներին), դրանց վիճակների կամայական փոփոխությունների դեպքում:

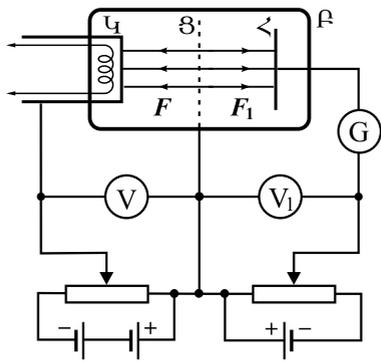
Հարցին պատասխանելու համար անհրաժեշտ է չափել այն էներգիաները, որոնք կարող են ստանալ ատոմները կամ մոլեկուլները ոչ միայն էլեկտրամագնիսական ալիքներից, այլ նաև էներգիայի այլ կրողներից, օրինակ՝ էլեկտրոններից, երբ դրանք բախվում են ատոմներին: Բախման արդյունքում էլեկտրոնների տված էներգիաները կարելի է որոշել՝ չափելով բախումից առաջ դրանց կինետիկ էներգիաները և այն էներգիաները, որ դրանք ունեն ատոմների հետ մեկ անգամ բախվելուց հետո: Դրված հարցի, ինչպես նաև մի շարք այլ հարցերի պատասխաններ տվեցին Ջ. Ֆրանկի և Գ. Հերցի փորձերը (1914 թ.):

Ֆրանկի և Հերցի փորձերում էլեկտրական դաշտում արագացված էլեկտրոններն անցնում են հետազոտվող գազի միջով: Էլեկտրոնների հետ բախման արդյունքում գազի ատոմները կանցնեն գրգռված վիճակներ, որոնք բնութագրվում են էներգիայի որոշակի արժեքներով: Եթե ատոմի էներգիան ընդունում է ընդհատ արժեքներ, ապա էլեկտրոնի կինետիկ էներգիան պետք է գերազանցի

ատումի գրգռման համար պահանջվող էներգիայի նվազագույն արժեքը:

Նկ. 7-ում պատկերված է Ֆրանկի և Հերցի հայտնի փորձի սխեման: Կ ջերմակաթոդի և Ց ցանցի միջև կիրառված է էլեկտրոններն արագացնող պոտենցիալների V տարբերություն: Կաթոդից առաքված էլեկտրոնները շարժվում են դեպի ցանց՝ ճանապարհին բախվելով F բալոնում լցված սնդիկի ատոմներին: Եթե էլեկտրոնների կինետիկ էներգիաները բախումներից հետո դեռևս բավականաչափ մեծ են, ապա էլեկտրոնները, ցանցն անցնելուց հետո կարող են հաղթահարել պոտենցիալների $V_1 \approx 0,5$ Վ տարբերությունը (F_1 կասեցնող դաշտը) և հասնել Δ հավաքող էլեկտրոդին: Հակառակ դեպքում, չհաղթահարելով կասեցնող V_1 տարբերությունը՝ «կլբոնվեն» ցանցով և չեն հասնի հավաքիչին:

Փորձի բացատրությունը: Եթե F բալոնում սնդիկի ատոմներ չլինեին, ապա ջերմաէլեկտրոնային հոսանքի կախումը V լարումից կպատկերվեր նկ. 8, ա-ում տրված կորով, համաձայն որի՝ փոքր լարումների դեպքում հոսանքը վակուումում համեմատական է $V^{3/2}$ -ին, իսկ մեծ լարումների դեպքում այն ձգտում է հազեցման:

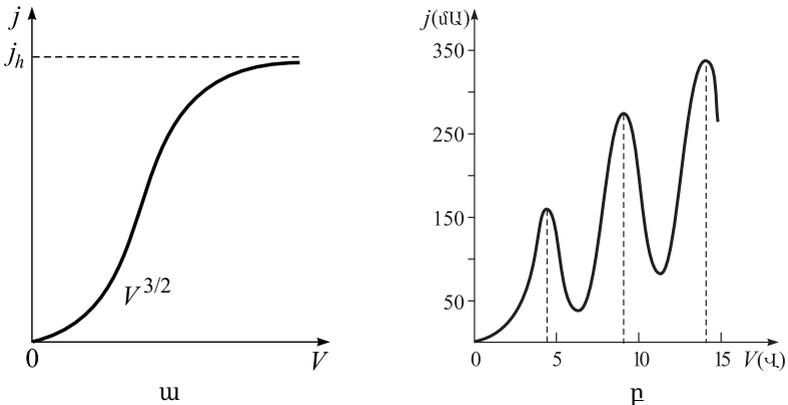


Նկ. 7. Ֆրանկի և Հերցի փորձի սխեման. U ՝ ջերմակաթոդ, S ՝ ցանց, Δ ՝ էլեկտրոնների հավաքիչ, G ՝ գալվանաչափ, F ՝ սպակե բալոն

Փորձը ցույց տվեց, որ բալոնում սնդիկի գոլորշու (ատոմների) ատկայության պայմաններում $j(V)$ կորն ունի որակապես այլ տեսք՝ խիստ արտահայտված մինիմումներով և մաքսիմումներով (նկ. 8, բ. փորձում բալոնում սնդիկի գոլորշու ճնշումը՝ $P \approx 1$ մմ սնդ. սյան):

Նկ. 8, բ-ում հոսանքի երկու հարևան մաքսիմումների (մինիմումների) միջև հեռավորությունը 4,9 Վ է: Այս մաքսիմումները և մինիմումները հետևանք են ատոմի էներգիական ընդհատ մակարդակների գոյության: Բացատրենք փորձում ստացված վոլտ-ամպերային բնութագրի վարքը և դրանից բխող եզրակացությունն ատոմի ընդհանուր էներգիական մակարդակների գոյության մասին:

Էլեկտրոնների բախումները սնդիկի ատոմների հետ կարող են լինել առաձգական և ոչ առաձգական: Առաձգական բախումներում սնդիկի ատոմի ներքին վիճակը չի փոխվում, ուստի էլեկտրոնի էներգիայի հաշվին ատոմը չի գրգռվում: Բախման արդյունքում



Նկ. 8, ա. Ջերմաէլեկտրական հոսանքի վոլտ-ամպերային բնութագրի ժր. փոքր լարումների տիրույթում $j \sim V^{3/2}$, j_h -ն հազեցման հոսանքն է. բ. փորձում ստացված վոլտ-ամպերային բնութագրի ժր (բալոնում սնդիկի գոլորշու ճնշումը՝ $P \approx 1$ մմ սնդ. սյան):

ատոմն էլեկտրոնից ստանում է

$$\Delta E = \frac{4k}{(1+k)^2} W \quad (4.1)$$

կինետիկ էներգիա, որտեղ W -ն էլեկտրոնի կինետիկ էներգիան է, $k = M/m$, M -ը սնդիկի ատոմի զանգվածն է, m -ը՝ էլեկտրոնի զանգվածը: Քանի որ $M \sim 200$ գ. ա. մ. $\sim 400000 m$, ապա (4.1) բանաձևից հետևում է, որ ատոմի ստացած էներգիան՝ $\Delta E \sim 10^{-5} W \ll W$, այսինքն՝ բախման հետևանքով սնդիկի ատոմի վիճակի փոփոխությունը կարելի է անտեսել: Էլեկտրոնն անդրադառնում է ատոմից, ինչպես անշարժ պատից՝ փոխելով միայն շարժման ուղղությունը: Կարելի է հաշվի չառնել նաև սնդիկի ատոմի ջերմային շարժման $3k_B T/2$ միջին էներգիան, որն անգամ սնդիկի եռման ջերմաստիճանում ($T_{\text{tr}} = 630$ Կ) չի գերազանցում 0,1 էՎ-ը:

Եթե էլեկտրոնի կինետիկ էներգիան փոքր է $\varepsilon_1 \approx 4,9$ էՎ-ից, այսինքն՝ կաթոդի և ցանցի միջև լարումը փոքր է $V_l \approx 4,9$ Վ-ից (V_l -ը կոչվում է առաջին կրիտիկական կամ ռեզոնանսային պոտենցիալ), այն չի կարող գրգռել սնդիկի ատոմը, ուստի բոլոր բախումները կլինեն առաձգական, և լարման մեծացմանը զուգընթաց j հոսանքը կմեծանա:

Եթե էլեկտրոնի էներգիան հավասարվում է $\varepsilon_1 \approx 4,9$ էՎ-ի կամ գերազանցում է այն, այսինքն՝ $V \geq V_l$, ապա էլեկտրոնը կարող է գրգռել սնդիկի ատոմը, այսինքն՝ բախումը ոչ առաձգական է: Ընդ որում, եթե բախումից հետո էլեկտրոնի կինետիկ էներգիան փոքր է eV_1 էներգիայից, ապա էլեկտրոնը չի կարող հաղթահարել F_1 կասեցնող դաշտը և հասնել \angle հավաքիչին, ուստի ցանցի և կաթոդի միջև V լարման մեծացմանը զուգընթաց j հոսանքը կփոքրանա:

$\varepsilon_1 = 4,9$ էՎ-ի (այսինքն՝ $V = V_l = 4,9$ Վ) դեպքում հոսանքը կտրուկ չի նվազում մինչև զրո, քանի որ Կ կաթոդից առաքված էլեկտրոններն ըստ էներգիաների ունեն որոշակի բաշխում: Բացի նշվածից՝ կասեցնող դաշտի հաղթահարման համար կարևոր է ոչ թե էլեկտրոնի լրիվ արագությունը, այլ նրա՝ F_1 դաշտի ուղղությամբ

բաղադրիչի արժեքը, քանի որ արագության ուղղահայաց բաղադրիչը դեր չի խաղում: Առաձգական բախումներում արագության մոդուլը պահպանվում է, սակայն ուղղության փոփոխությունը հանգեցնում է կասեցնող F_1 դաշտի ուղղությամբ արագության բաղադրիչի փոփոխության: Այս ամենի հետևանքով j հոսանքը V լարումից կախված փոփոխվում է սահունորեն, ոչ կտրուկ ձևով:

Արագացնող V լարման հետագա մեծացման հետևանքով մեկ անգամ ոչ առաձգականորեն բախված էլեկտրոնը կարող է երկրորդ անգամ ձեռք բերել ատոմը գրգռելու համար պահանջվող ε_1 էներգիան: Եթե այն նորից ոչ առաձգականորեն բախվի ատոմին և կորցնի ε_1 էներգիա, ապա մեծացվող լարման շնորհիվ կարող է երրորդ անգամ ձեռք բերել ε_1 էներգիա և այդպես շարունակ... Այդպիսի բազմապատիկ բախումների հետևանքով ε_1 էներգիայով վիճակը գրգռելի $j(V)$ կախումը պատկերող կորի վրա առաջանում են $\varepsilon_1, 2\varepsilon_1, 3\varepsilon_1, \dots$ մաքսիմումներ, որոնց համապատասխանում են $V_I(\varepsilon_1), 2V_I(2\varepsilon_1), 3V_I(3\varepsilon_1) \dots$ պոտենցիալները (էներգիաները):

Եթե փոքրացնենք սնդիկի գոլորշու խտությունը բալոնում, դրանով իսկ մեծացնելով էլեկտրոնի ազատ վազքի միջին երկարությունը, ապա էլեկտրոնը կարող է ձեռք բերել ատոմի երկրորդ, երրորդ և ավելի բարձր մակարդակները գրգռելու համար պահանջվող $\varepsilon_2 = eV_{II}, \varepsilon_3 = eV_{III}$ և ավելի մեծ էներգիաներ (V_{II} -ը, V_{III} -ը կոչվում են համապատասխանաբար երկրորդ և երրորդ կրիտիկական պոտենցիալներ): Այսպիսով՝ $j(V)$ կորի վրա սկզբունքորեն կարող են ի հայտ գալ նոր մաքսիմումներ:

Փորձի սխեմայում կատարելով որոշ փոփոխություններ՝ կարելի է որոշել բալոնում լցված գազի իոնացման V_i պոտենցիալը՝ V արագացնող պոտենցիալի նվազագույն արժեքը, որի դեպքում ատոմն իոնացվում է, և առաջանում են դրական իոններ:

Ամենացածր էներգիական վիճակը, որին համապատասխանում է E_0 էներգիա, ատոմի նորմալ, չգրգռված վիճակն է՝ ատոմի

հիմնական վիճակը: Ատոմի հիմնական վիճակին ամենամոտ՝ առաջին գրգռված վիճակին համապատասխանում է $E_1 = E_0 + \varepsilon_1 = E_0 + eV_I$ էներգիան: Ատոմի հաջորդ՝ երկրորդ, երրորդ և այլ գրգռված վիճակներին համապատասխանում են $E_2 = E_0 + \varepsilon_2 = E_0 + eV_{II}$, $E_3 = E_0 + \varepsilon_3 = E_0 + eV_{III}$ և այլ էներգիաներ: Սա նշանակում է, որ E_1, E_2, E_3 և այլ ընդհատ էներգիաներով գրգռված վիճակներից տարբեր վիճակներում ատոմը չի կարող գոյություն ունենալ:

Ֆրանկ-Հերցի փորձը և Բորի II կանխադրույթը: Ֆրանկի և Հերցի՝ վերը նկարագրված փորձերն ընդհատ էներգիական մակարդակների վերաբերյալ Բորի առաջին կանխադրույթի համոզիչ ապացույցն են: Այս փորձերը հաստատում են նաև քվանտային անցումների վերաբերյալ Բորի երկրորդ կանխադրույթը:

Բանն այն է, որ արագացնող պոտենցիալի $V < V_I = 4,9$ Վ արժեքի դեպքում բալոնում սնդիկի գոլորշին չի լուսարձակում, քանի որ չկան գրգռված ատոմներ, հետևաբար և՛ անցումներ դեպի չգրգռված վիճակներ: Երբ $V = V_I \approx 4,9$ Վ, ի հայտ են գալիս առաջին գրգռված ատոմները, որոնց անցումները չգրգռված վիճակ պետք է ուղեկցվեն ճառագայթմամբ: Իրոք, փորձում դիտվում է ճառագայթում, որի ալիքի երկարությունը՝ $\lambda_I = 2537 \text{ \AA}$:

Ալիքի երկարության միջոցով կարելի է որոշել սնդիկի ատոմի գրգռման $\Delta\varepsilon_1$ էներգիան, ընդ որում, ավելի մեծ ճշտությամբ, քան Ֆրանկի և Հերցի փորձում:

Եթե նկատի ունենանք, որ

$$\Delta\varepsilon_1 = E_1 - E_0 = \varepsilon_1 = h\nu = h \frac{c}{\lambda_I} = eV_I \quad (4.2)$$

և (4.2) բանաձևում տեղադրենք $\lambda_I = 2537 \text{ \AA}$ արժեքը, ապա V_I առաջին կրիտիկական պոտենցիալի համար կստանանք

$$V_I = \frac{hc}{e\lambda_I} \approx 4,887 \text{ Վ} \quad (4.3)$$

արժեքը, որը լավագույն ձևով համապատասխանում է Ֆրանկի և Հերցի փորձում ստացված $V_I \approx 4,9$ Վ արժեքին: Կատարելագործե-

լով փորձի մեթոդիկան՝ որոշվել է սնդիկի ատոմի E_2 էներգիական մակարդակին համապատասխանող պոտենցիալը՝ $V_{II} = 6,7$ Վ: Այս դեպքում հիմնական վիճակ անցնելիս ի հայտ է գալիս $\lambda_{II} = 1849$ Å ալիքի երկարությամբ ճառագայթում, ուստի (4.2) բանաձևի նմանությամբ կստանանք՝

$$\Delta\varepsilon_2 = E_2 - E_0 = h \frac{c}{\lambda_{II}} = eV_{II} : \quad (4.4)$$

Այս բանաձևից հետևում է երկրորդ կրիտիկական պոտենցիալի արժեքը՝ $V_{II} = 6,705$ Վ, որը գերազանց համաձայնության մեջ է փորձում ստացված արդյունքի հետ:

§ 5. Ատոմային սպեկտրներ: Ռիտցի համակցային սկզբունքը

Սպեկտրներ: Ատոմական ջրածնի սպեկտրային սերիաները: Շիկացած պինդ մարմինների արձակած սպեկտրներն անընդհատ են: Գազերին բնորոշ են գծային և շերտավոր սպեկտրները: Գծային սպեկտրը բաղկացած է մի շարք սպեկտրային գծերից, որոնք դասավորված են որոշակի օրինաչափությամբ: Շերտավոր սպեկտրը բաղկացած է մի շարք անընդհատ թվացող շերտերից, որոնք իրականում իրար շատ մոտ դասավորված սպեկտրային գծերի համախմբեր են:

Գծային սպեկտրներ արձակում են ատոմները և իոնները, իսկ շերտավոր սպեկտրներ՝ մոլեկուլները: Դրանց անվանում են նաև ատոմային և մոլեկուլային սպեկտրներ:

Սպեկտրային գիծը բնութագրվում է ալիքի λ երկարությամբ կամ $\nu = c/\lambda$ հաճախությամբ: Թեև հաճախությունն ավելի հարմար է սպեկտրային հետազոտություններում օգտագործելու համար, սակայն ալիքի երկարությունը կարելի է չափել մեծ ճշտությամբ, ուստի սպեկտրադիտման մեջ վերջինի փոխարեն օգտագործում են դրահակադարձ մեծությունը՝ սպեկտրային ալիքային թիվը՝

$$\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda}, \quad [\tilde{\nu}] = \text{սմ}^{-1}, \quad (5.1)$$

այսինքն՝ 1 սմ-ում տեղավորվող ալիքների թիվը:

Ատոմական ջրածնի գծային սպեկտրներին վերաբերող տվյալների ուսումնասիրման արդյունքում 1885 թ. Ի. Բալմերը պարզել է, որ ջրածնի ատոմի՝ սպեկտրի տեսանելի մասում առկա սպեկտրային չորս գծերին համապատասխանող ալիքի երկարությունները ճշգրտորեն նկարագրվում են հետևյալ փորձառական բանաձևով՝

$$\lambda = B \frac{n^2}{n^2 - 4}, \quad (5.2)$$

որտեղ $B = 3645,6 \text{ \AA}$ մեծությունը փորձառական հաստատուն է, իսկ n ամբողջ թիվն ընդունում է $n = 3, 4, 5, 6$ արժեքները:

(5.2) բանաձևից հետևում է, որ

$$\frac{1}{\lambda} = \tilde{\nu} = \frac{1}{B} \left(1 - \frac{4}{n^2} \right) = \frac{4}{B} \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{n^2} \right): \quad (5.3)$$

Նշանակելով $R \equiv 4/B$ (R -ն անվանում են Բիդբերգի հաստատուն), կստանանք Բալմերի բանաձևը ներկայում ընդունված տեսքով՝

$$\tilde{\nu} = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad n = 3, 4, 5, \dots \quad (5.4)$$

n թվի մեծացմանը զուգընթաց $\tilde{\nu}_n - \tilde{\nu}_{n-1}$ տարբերությունը փոքրանում է և $n = \infty$ դեպքում ձգտում զրոյի, իսկ $\tilde{\nu}_\infty = R/4$: Դիտարկումների համաձայն՝ օրինաչափորեն փոքրանում է նաև համապատասխան սպեկտրային գծի ուժգնությունը (նկ. 9):



Նկ. 9. Սպեկտրային սերիայի ընդհանուր սխեման.

$\tilde{\nu}_\infty$ -ը սերիայի սահմանն է:

Սպեկտրային գծերի հավաքածուն, որը բավարարում է վերը նշված օրինաչափություններին, անվանում են սպեկտրային սերիա: Սահմանային պիքի թիվը, որի շուրջը $n \rightarrow \infty$ դեպքում խտանում են սպեկտրային գծերը, կոչվում է սերիայի սահման: Մինչև այժմ ամենամեծ թվով (37) սպեկտրային գծեր փորձում չափել են Բալմերի սերիայում:

Բալմերի սերիայի հետ մեկտեղ, ատոմական ջրածնի սպեկտրում դիտվում են մի քանի այլ սերիաներ, որոնք նկարագրվում են (5.4) բանաձևի նման բանաձևերով:

Այսպես, օրինակ, սպեկտրի հեռու անդրամանուշակագույն մասում դիտվում է Լայմանի սերիան՝

$$\tilde{\nu} = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad n = 2, 3, 4, \dots \quad (5.5)$$

Ենթակարմիր տիրույթում դիտվում է երեք սերիա.

Պաշենի՝

$$\tilde{\nu} = R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad n = 4, 5, 6, \dots, \quad (5.6)$$

Բրեկետի՝

$$\tilde{\nu} = R \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad n = 5, 6, 7, \dots, \quad (5.7)$$

Պֆունդի՝

$$\tilde{\nu} = R \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad n = 6, 7, 8, \dots: \quad (5.8)$$

Ռիորցի համակցային սկզբունքը: Գրված արտահայտություններից բխում է, որ ատոմական ջրածնի բոլոր սպեկտրային սերիաները, որոնց համախումբն անվանում են տվյալ տարրի (ատոմի) սպեկտր, կարելի է ներկայացնել միասնական ձևով՝ Բալմերի ընդհանրացված բանաձևով՝

$$\tilde{\nu} = R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad m = 1, 2, 3, \dots; n = m + 1: \quad (5.9)$$

(5.4) – (5.8) բանաձևերը համեմատելով իրար հետ՝ դժվար չէ նկատել, որ դրանցից յուրաքանչյուրի առաջին անդամը մյուս

սերիաների փոփոխվող անդամներից մեկն է: Օրինակ՝ Պաշենի սերիայի (5.6) բանաձևում $R/3^2$ հաստատուն անդամը Բավմերի բանաձևում՝ առաջին, իսկ Լայմանի սերիայի (5.5) բանաձևում՝ երկրորդ անդամն է:

Այս հանգամանքը հատկապես հստակ երևում է (5.9) բանաձևում, որի համաձայն՝ ջրածնի սպեկտրի կամայական սպեկտրային գծի սպեկտրային ալիքային թիվ կարելի է ներկայացնել որպես R/m^2 տիպի երկու անդամների տարբերություն m -ի երկու կամայական ամբողջ արժեքների համար:

Կատարելով նշանակումներ՝

$$T(m) = \frac{R}{m^2}, \quad T(n) = \frac{R}{n^2}, \quad (5.10)$$

(5.9) բանաձևը կարելի է ներկայացնել հետևյալ կերպ՝

$$\tilde{\nu} = T(m) - T(n): \quad (5.11)$$

$T(m)$ և $T(n)$ մեծություններն անվանում են սպեկտրային թերմեր կամ պարզապես թերմեր:

Այսպիսով՝ *յրվյալ արումի սպեկտրային գծերի ամբողջ բազմությունը կարելի է ներկայացնել զգալի փոքր թվով սպեկտրային թերմերի զույգ առ զույգ, փարբեր համակցություններով*: Այս պնդումը հայտնի է որպես Ռիտցի համակցային (կոմբինացիոն) սկզբունք և ձևակերպվել է 1908 թ.:

Համակցային սկզբունքը կարելի է ձևակերպել նաև փոքրինչ այլ ձևով. *եթե հայտնի են նույն սերիայի երկու սպեկտրային գծերի սպեկտրային ալիքային թվերը, ապա դրանց փարբերությունը նույնպես կլինի սպեկտրային ալիքային թիվ որևէ երրորդ սպեկտրային գծի համար, որը պատկանում է նույն արումին*:

Դիցուք՝ տրված են Լայմանի սերիայի երկու գծերի սպեկտրային ալիքային թերմերը.

$$\tilde{\nu}_{12} = T_1 - T_2 \quad \text{և} \quad \tilde{\nu}_{13} = T_1 - T_3 :$$

Այդ դեպքում

$$\tilde{\nu}_{23} = \tilde{\nu}_{13} - \tilde{\nu}_{12} = T_2 - T_3$$

տարբերությունը կլինի Բալմերի սերիայի առաջին սպեկտրային գծի սպեկտրային ալիքային թիվը:

Տարրերի մեծ մասի սպեկտրային թերմերի վերլուծական արտահայտություններ հայտնի չեն: Շատ դեպքերում դրանք տրվում են փորձառական բանաձևերով:

Ջրածնի ատոմի դեպքում թերմերի ամբողջ համակարգը տրվում է մեկ ընդհանուր բանաձևով՝

$$T = \frac{R}{n^2}, \quad n = 1, 2, 3, \dots :$$

Համակցային սկզբունքը հայտնագործվել է փորձառական եղանակով: Նրա խոր ֆիզիկական իմաստը բացահայտվել է միայն Բորի կանխադրությունների ձևակերպումից հետո:

Հարկ է նշել, որ համակցային սկզբունքով արտահայտվող (5.11) օրինաչափությունը հակասում է դասական ֆիզիկային: Իրոք, եթե էլեկտրոնին վերագրենք երեք ազատության աստիճան, ապա նրա պարբերական շարժումը կբնութագրվի երեք՝ ω_1 , ω_2 , ω_3 հիմնական և դրանց պատիկ՝ $n_1\omega_1$, $n_2\omega_2$, $n_3\omega_3$ հաճախություններով՝ օբերտոններով (n_1 -ը, n_2 -ը և n_3 -ն ամբողջ թվեր են): Սակայն ատոմային սպեկտրներում նման բան չի դիտվում:

Առաջինը Ն. Բորն է հստակորեն արտահայտել այն միտքը, որ համակցային սկզբունքը ներատոմային պրոցեսներում գործող քվանտային օրինաչափությունների վատ դրսևորում է: Ընդհանրացնելով Պլանկի վարկածը՝ Բորը համակցային սկզբունքի հիման վրա հանգեց այն եզրակացության, որ ատոմները կարող են գոյատևել միայն այնպիսի վիճակներում, որոնց համապատասխանում են էներգիայի ընդհատ արժեքներ: Այսպիսով՝ յուրաքանչյուր թերմի համապատասխանում է ատոմի որոշակի ստացիոնար վիճակ: Եթե Բորի երկրորդ կանխադրությամբ՝ հաճախությունների

$$h\nu = E_n - E_m$$

պայմանը ներկայացնենք սպեկտրային ալիքային թվի միջոցով՝

$$h\nu = h\frac{c}{\lambda} = hc\tilde{\nu} = E_n - E_m \quad (5.12)$$

և համեմատենք (5.11) բանաձևի հետ, կստանանք կապ ստացիոնար վիճակի E_n էներգիայի և համապատասխան թերմի միջև՝

$$T(n) = -\frac{E_n}{hc} \quad (5.13)$$

Այս բանաձևում տեղադրելով $T(n)$ թերմի արտահայտությունը՝ (5.10) բանաձևը՝ E_n էներգիան կարելի է արտահայտել Ռիդբերգի հաստատունի միջոցով՝

$$E_n = -hcT(n) = -\frac{hcR}{n^2} \quad (5.14)$$

Եթե R հաստատունն արտահայտվի հիմնարար ֆիզիկական հաստատուններով, ապա (5.14) բանաձևը ձեռք կբերի պարզ ֆիզիկական իմաստ: Բորը կարողացավ լուծել նշված խնդիրը և ստանալ Ռիդբերգի հաստատունի արտահայտությունը:

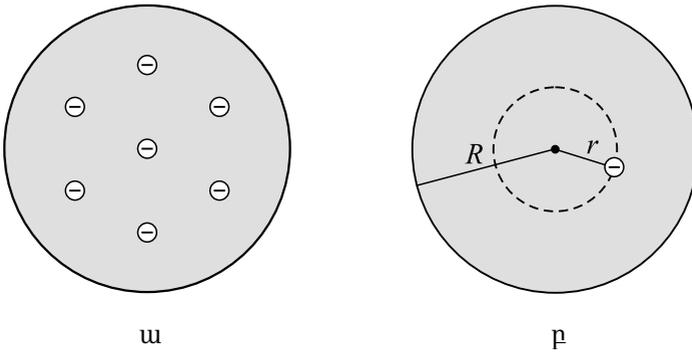
§ 6. Ատոմի միջուկային մոդելը: Ռեզերֆորդի փորձերը

Այոսմի մոդելներ: XX դարի սկզբին Ժ. Պեոենի փորձերը միաբեռնորեն հաստատեցին մոլեկուլների և ատոմների գոյությունը, իսկ Է. Ռեզերֆորդի և Ֆ. Սոդիի փորձերը ճառագայթաակտիվության բնագավառում ապացուցեցին ատոմների փոփոխվելու հատկությունը: Սակայն ատոմի կառուցվածքի մասին տվյալներ հայտնի չէին: Միայն որոշ փորձեր (օրինակ՝ էլեկտրական հոսանքի անցումը նոսր գազերի միջով, կաթոդային ճառագայթների առաջացումը և այլն) անուղղակիորեն վկայում էին ատոմներում էլեկտրոնների ունեցած որոշակի դերի մասին, մասնավորապես կապված ատոմի ճառագայթած լույսի հետ:

Ատոմի կառուցվածքի մասին առաջին վարկածի հեղինակը լորդ Կելվինն է (Ու. Թոմսոն, 1902 թ.): Այս վարկածն անվերապահորեն ընդունում էր Ջ. Ջ. Թոմսոնը, ով 1904 թ. ընդարձակ հող-

ված հրատարակեց ատոմի կառուցվածքի մասին, ուստի վարկածը հետագայում կոչվեց նրա անունով:

Թոմսոնի մոդելի համաձայն՝ ատոմի դրական լիցքը և զանգվածը հավասարաչափ բաշխված են 1\AA -ի կարգի շառավղով գնդում, իսկ էլեկտրոնները «դրված» են գնդի որոշակի կետերում, ինչպես չամիչները՝ կարկանդակում (չամիչով կարկանդակի մոդել): Դրանց բացասական լիցքը համակշռում է դրական միջավայրի լիցքը, ուստի ատոմն էլեկտրաչեզոք է (նկ. 10, ա):



Նկ.10, ա. Արոմի մոդելն ըստ Թոմսոնի. մուգ փիրույթը լիցքավորված է դրական լիցքով, \ominus -ն էլեկտրոններն են. բ. ջրածնի ատոմի մոդելը

Ամենապարզ՝ ջրածնի ատոմը կազմված է $-e$ լիցքով էլեկտրոնից և համասեռ բաշխված $+e$ գումարային լիցքից: Եթե էլեկտրոնը գնդի կենտրոնից շեղված է r -ով (նկ. 10, բ) , ապա նրա վրա ազդում է r շառավղով դրական լիցքով (e') գնդի հետ փոխազդեցության կուլոնյան ուժը՝

$$F = -\frac{e'e}{r^2} = -\frac{e^2}{r^2} \cdot \frac{r^3}{R^3} = -\frac{e^2}{R^3} r \equiv -kr, \quad (6.1)$$

որն ունի քվադրատաձևական ուժի տեսք: Այդ ուժի ազդեցությամբ էլեկտրոնը կկատարի ներդաշնակ տատանումներ հավասարակշռության դիրքի (գնդի կենտրոնի) շուրջը

$$v = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{k}{m} \right)^{1/2} = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{e^2}{mR^3} \right)^{1/2} \quad (6.2)$$

հաճախությամբ: Հետաքրքիր է նշել, որ $R \sim 10^{-8}$ սմ արժեքի դեպքում $v \sim 10^{15}$ Հց-ի կարգի է, որը համապատասխանում է սպեկտրի օպտիկական տիրույթին:

Այսպիսով՝ Թոմսոնի մոդելը ենթադրում էր էլեկտրոնների առկայությունն ատոմում և որակապես բացատրում էր ատոմի՝ էլեկտրամագնիսական ալիքների արձակումը՝ որպես հավասարակշռության դիրքերի շուրջ էլեկտրոնների ներդաշնակ տատանումների հետևանք:

Ատոմի կառուցվածքի մոդել է առաջարկել **Ֆ. Լենարդը** (1903 թ.), որն ուսումնասիրել է կաթոդային ճառագայթների (էլեկտրոնների փնջերի) հատկությունները: Այդ մոդելի համաձայն՝ տարբեր նյութերի ատոմներ կազմված են տարբեր թվով, սակայն միևնույն տիպի բաղադրիչ գույգերից: Կաթոդային ճառագայթների համար բարակ նրբաթիթեղների գրեթե լրիվ թափանցիկությունից Լենարդը գնահատել է գույգի զբաղեցրած ծավալը՝ ատոմի ծավալի 10^{-12} մասը: Նա նաև ենթադրել է, որ գույգը կարող է կազմված լինել էլեկտրոնից և դրական լիցքավորված, բայց էլեկտրոնից զգալի մեծ զանգվածով մարմնից:

Ատոմի կառուցվածքի մեկ այլ մոդել էլ առաջարկել է **Հ. Նագաոկան** (1904 թ.): Այս մոդելի համաձայն՝ ատոմը մեծ զանգվածով դրական լիցք է, որի շուրջը՝ շրջանագծի վրա որոշակի հեռավորություններով, տեղադրված են էլեկտրոնները: Այսպիսի համակարգի վերլուծություն Երևակ մոլորակի օղակների համար իրականացրել է Ջ. Մաքսվելը: Նագաոկան պարզել է, որ էլեկտրոնների միջև վանողությունը (ի տարբերություն Երևակի օղակների մասնիկների միջև գործող ձգողության ուժերի) չի փոխում մաքսվելյան վերլուծության արդյունքները: Նա նաև ենթադրել է, որ էլեկտրոնների փոքր լայնությամբ տատանումները

հավասարակշռության դիրքերի շուրջն առաջացնում են օպտիկական ճառագայթում և ստացել որակական և մասամբ՝ նաև քանակական համընկնում օպտիկական սպեկտրների հատկությունների հետ: Համաձայն այս մոդելի՝ բավականաչափ ուժեղ գրգռումը «քանդում է» ատոմը, ընդ որում, էլեկտրոնները դուրս են թռչում β -մասնիկների տեսքով, իսկ դրական լիցքն առաջացնում է α -մասնիկներ:

Ռեզերֆորդի մոդելի համաձայն՝ ատոմի կառուցվածքը նման է Արեգակնային համակարգի կառուցվածքին. ատոմի կենտրոնում դրականապես լիցքավորված, մեծ զանգվածով միջուկն է, որի շուրջը պտտվում են նրա հետ կուլոնյան ուժերով փոխազդող էլեկտրոնները:

Թե իրականում ինչպիսին է ատոմի կառուցվածքը, կարելի էր պարզել միմիայն փորձնական ճանապարհով: Հիմնական խնդիրն ատոմում էլեկտրական լիցքի բաշխումը որոշելն էր:

Ռեզերֆորդի փորձարարական սարքի կառուցվածքը: Ատոմի կառուցվածքի հետազոտման կարևոր մեթոդ է ատոմի «ռմբահարումը» էլեկտրամագնիսական ճառագայթմամբ կամ տարբեր մասնիկներով (էլեկտրոններ, α -մասնիկներ, նեյտրոններ և այլն) և դրա հետևանքների (օրինակ՝ սկզբնական ուղղությամբ շարժվող ալիքի թուլացման, դիֆրակցիայի, ցրման) ուսումնասիրումը:

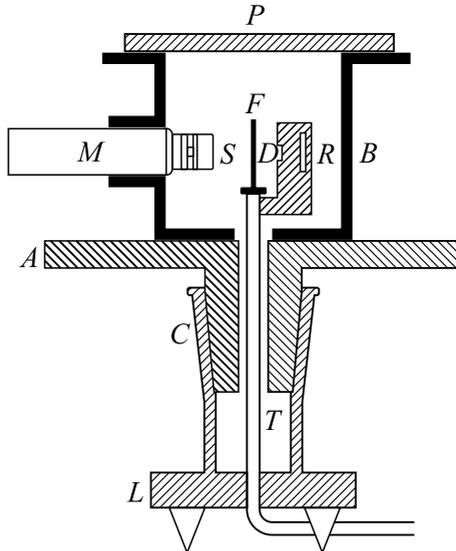
Ատոմի կառուցվածքի փորձարարական հետազոտություններ առաջինն իրականացրած Ֆ. Լենարդի փորձերից հետևում էր, որ եթե ատոմները լինեին հոծ գնդիկներ, ապա փնջի էլեկտրոններն արագ կարգելակվեին: Սակայն փորձերում ատոմները գործնականորեն չեն խոչընդոտում արագ էլեկտրոնների շարժումը, այսինքն՝ ատոմը կարծես «դատարկ» է:

Ռեզերֆորդի նշանավոր փորձերում α -մասնիկները, որոնք հեղիումի միջուկներ են $q_\alpha = 2e$ լիցքով և $m_\alpha \approx m_{He}$ զանգվածով,

անցնելով նյութի շերտով՝ ցրվում էին, այսինքն՝ շեղվում իրենց շարժման սկզբնական ուղղությունից:

Նկ. 11-ում պատկերված է α -մասնիկների ցրումների ուսումնասիրման փորձարարական սարքը:

B մետաղական գլանաձև տուփն ամրացված է անկյունային սանդղակով A սկավառակի վրա և նրա հետ կարող է պտտվել C գլանի մեջ: α -մասնիկների աղբյուր R ճառագայթաակտիվ պատրաստուկը և F մետաղական նրբաթիթեղը, որում ցրվում են α -մասնիկները, անշարժ ամրացված են T խողովակին և A սկավա-



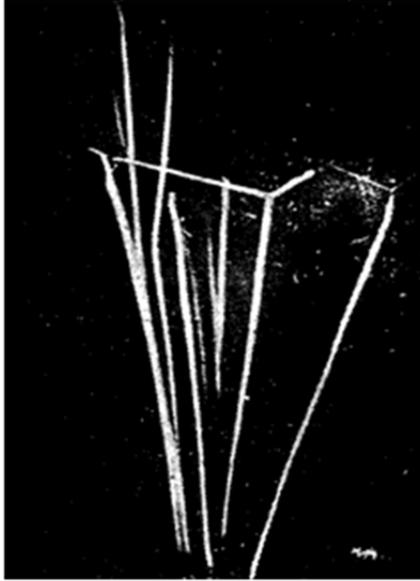
Նկ. 11. Հ. Գայգերի և Է. Մարտենի փորձարարական սարքի սխեման. B՝ մետաղե տուփ, A՝ ստորիճանավորված սկավառակ, R՝ ճառագայթաակտիվ պատրաստուկ (Ra), F՝ նրբաթիթեղ, D՝ դիաֆրագմա (ձևավորում է F նրբաթիթեղին ուղղահայաց ընկնող α -մասնիկների փունջ), M՝ մանրադիսկ, S՝ թափանցիկ, առկայծող նյութով պատված էկրան, C՝ հղկուկ, T՝ խողովակ, P՝ կափարիչ, L՝ հենց

ուակը պատտելիս չեն փոխում դիրքերը: Առկայծող նյութով պատված S թափանցիկ էկրանը դրված է M մանրադիտակի առջև, որն ամրացված է B տուփին: Պտտելով A սկավառակը՝ հնարավոր է կամայական անկյան համար M մանրադիտակով հաշվել ցրված α -մասնիկների թիվը: Լրացուցիչ ցրումներից խուսափելու նպատակով օդը B տուփից հանվում է T խողովակով:

Բարակ՝ ($10^{-5} - 10^{-4}$) սմ հաստությամբ մետաղական (հիմնականում ոսկու, նաև անագի, արծաթի, պղնձի և այլումինի) նրբաթիթեղներում α -մասնիկների ցրումներն ուսումնասիրելիս պարզվել է, որ դրանք, որպես կանոն, ցրվում են փոքր՝ $1^\circ - 3^\circ$ անկյուններով, ընդ որում՝ դրանց բաշխումը ճշգրտորեն համապատասխանում է պատահական երևույթների վիճակագրական (գաուսյան) բաշխման կորին:

Սակայն փոքրանկյունային ցրումների հետ մեկտեղ Ռեզերֆորդի գործընկերներ \angle . Գայգերը և \angle . Մարսդենը հայտնաբերեցին, որ մոտավորապես 8000 ցրումներից մեկում α -մասնիկը ցրվում է մեծ անկյունով, որը երբեմն գերազանցում է 90° -ը և անգամ կարող է հասնել 180° -ի: Այսպիսի մեծ ցրման առկայությունը փորձում հնարավոր չէ բացատրել որպես փոքր անկյուններով պատահական ցրումների վերադրման արդյունք:

Հարկ է նշել, որ α -մասնիկների ցրման մեծ անկյուններ փորձում դիտվում են ոչ միայն մետաղական նրբաթիթեղներում, այլ նաև գազերում: Նկ. 12-ում պատկերված է α -մասնիկի հետքը Վիլսոնի խցիկում, որը լցված է թթվածնով: Կարճ հետքը թթվածնի մոլեկուլին է, իսկ ավելի երկար հետքը՝ մոտավորապես 90° -ով շեղված α -մասնիկինը: Փորձերի հիման վրա Ռեզերֆորդը եզրակացրեց, որ յուրաքանչյուր ցրում մեծ անկյունով շատ փոքր չափերով ուժային կենտրոնի և նրան մոտ թռչող α -մասնիկի մեկ անգամ փոխազդեցության արդյունք է: Այդ ուժային կենտրոնը



Նկ. 12. α -մասնիկների ցրումը թթվածնում (սպարկերն սրացվել է Վիլսոնի խցիկում): Ճյուղավորման (բախման) կերպից աջ, կարճ գծիկը թթվածնի հեղքն է, սկզբնական ուղղությունից մոտավորապես 90° -ով շեղված երկար գծիկն α -մասնիկի հեղքն է:

հենց ատոմի միջուկն է, որն ունի դրական լիցք և α -մասնիկի հետ փոխազդում է էլեկտրաստատիկ ուժերով:

Ռեզերֆորդյան ցրում: Ռեզերֆորդն ստեղծեց α -մասնիկների ցրման քանակական տեսություն՝ կատարելով որոշակի ենթադրություններ: Առաջին ենթադրության համաձայն՝ α -մասնիկի և միջուկի էլեկտրաստատիկ փոխազդեցությունը կարելի է նկարագրել Կուլոնի օրենքով: Բանն այն է, որ α -մասնիկը կարող է մոտենալ միջուկին մինչև 10^{-12} սմ, սակայն այս կարգի հեռավորություններում Կուլոնի օրենքի հավաստիությունը փորձում ստուգված չէր: Երկրորդ ենթադրության համաձայն՝ միջուկի զանգվածը շատ անգամ մեծ է α -մասնիկի զանգվածից, ուստի միջուկը կարելի է դիտարկել որպես անշարժ ցրող կենտրոն:

Ռեզերֆորդի փորձերում օգտագործված բարակ մետաղական նրբաթիթեղներում կարելի էր անտեսել α -մասնիկների մեկից ավելի (բազմակի) ցրումները միջուկների վրա, քանի որ դրանց հավանականությունը գործնականորեն զրո է: Բազմակի ցրումները միջուկների և էլեկտրոնների վրա դեր են խաղում միայն շատ փոքր անկյուններով ցրումներում, որոնք Ռեզերֆորդի տեսության մեջ չեն դիտարկվում: Այսպիսով՝ հաշվի առնելով α -մասնիկի փոխազդեցությունը միայն մեկ միջուկի հետ՝ հանգում ենք երկու մարմնի խնդրին:

Ռեզերֆորդի տեսությունը կիրառելի է ցրման մեծ անկյունների դեպքում, երբ ցրումը հետևանք է միայն մեկ միջուկի էլեկտրական դաշտի ազդեցության, որի համեմատությամբ բոլոր այլ բնույթի ցրումներն անտեսվում են: Այդպիսի ցրումն անվանում են ռեզերֆորդյան: Ռեզերֆորդյան ցրումն առածգական է. α -մասնիկի կինետիկ էներգիան չի ծախսվում ատոմը գրգռելու համար:

α -մասնիկի շարժումը միջուկի դաշտում: Ուսումնասիրենք $q_\alpha = 2e$ լիցքով α -մասնիկի շարժումն անշարժ, $q_U = Ze$ լիցքով միջուկի կուլոնյան դաշտում, որտեղ α -մասնիկի պոտենցիալ էներգիան՝

$$U(r) = \frac{q_U q_\alpha}{r} = \frac{2Ze^2}{r}: \quad (6.3)$$

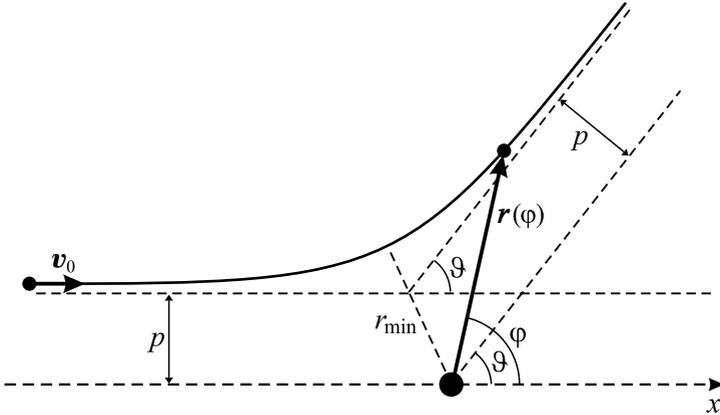
Ինչպես հայտնի է, $1/r$ պոտենցիալով նկարագրվող կենտրոնական դաշտում շարժվող մասնիկի E լրիվ էներգիան և L իմպուլսի մոմենտը պահպանվում են՝

$$E = \frac{m}{2}(\dot{r}^2 + r^2\dot{\varphi}^2) + \frac{2Ze^2}{r} = \frac{m v_0^2}{2} \equiv const, \quad (6.4)$$

$$L = m v_\varphi r = m r^2 \dot{\varphi} = m v_0 p \equiv const: \quad (6.5)$$

(6.4) և (6.5) հավասարումներում կատարված են հետևյալ նշանակումները. r -ը և φ -ն α -մասնիկի բևեռային կոորդինատներն են, կետը $(\dot{r}, \dot{\varphi})$ նշանակում է ամանցում ըստ ժամանա-

կի, v_0 -ն α -մասնիկի սկզբնական արագությունն է, երբ այն միջուկից անվերջ հեռու է, p -ն՝ նշանացուցային հեռավորությունը, այսինքն՝ նվազագույն հեռավորությունը α -մասնիկի և միջուկի միջև, եթե դրանք չփոխազդեին (նկ. 13):



Նկ. 13. α -մասնիկի հեղափոխվող միջուկի դաշտում. p -ն նշանացուցային հեռավորությունն է, r_{\min} -ը՝ նվազագույն հեռավորությունը, θ -ն՝ ցրման անկյունը:

(6.5) հավասարումից հետևում է, որ

$$\dot{\varphi} = \frac{L}{mr^2}: \quad (6.6)$$

(6.4) բանաձևում ըստ ժամանակի ածանցյալից անցնենք ըստ φ անկյան ածանցյալին.

$$\dot{r} = \frac{dr}{dt} = \frac{dr}{d\varphi} \frac{d\varphi}{dt} = \frac{L}{mr^2} \frac{dr}{d\varphi}, \quad (6.7)$$

$$\frac{m}{2} \left[\frac{L^2}{m^2 r^4} \left(\frac{dr}{d\varphi} \right)^2 + \frac{L^2}{m^2 r^2} \right] = E - \frac{2Ze^2}{r}: \quad (6.8)$$

(6.8) արտահայտությունից հետևում է, որ

$$\frac{1}{r^4} \left(\frac{dr}{d\varphi} \right)^2 = \frac{2Em}{L^2} - \frac{4mZe^2}{L^2 r} - \frac{1}{r^2}: \quad (6.9)$$

Անցնելով նոր փոփոխականի՝ $\rho = 1/r$ և որոշելով $dr/d\varphi$ ածանցյալը՝

$$\frac{dr}{d\varphi} = \frac{dr}{d\rho} \frac{d\rho}{d\varphi} = -\frac{1}{\rho^2} \frac{d\rho}{d\varphi}, \quad (6.10)$$

(6.9) հավասարման փոխարեն կունենանք.

$$\left(\frac{d\rho}{d\varphi}\right)^2 = \frac{2mE}{L^2} - \frac{4mZe^2}{L^2}\rho - \rho^2 : \quad (6.11)$$

Ածանցենք (6.11) հավասարումն ըստ φ անկյան.

$$2\frac{d\rho}{d\varphi} \frac{d^2\rho}{d\varphi^2} = -\frac{4mZe^2}{L^2} \frac{d\rho}{d\varphi} - 2\rho \frac{d\rho}{d\varphi}$$

կամ

$$\frac{d\rho}{d\varphi} \left(\frac{d^2\rho}{d\varphi^2} + \frac{2mZe^2}{L^2} + \rho \right) = 0 : \quad (6.12)$$

Ընդհանուր դեպքում $d\rho/d\varphi \neq 0$, ուստի $\rho(\varphi)$ կախումը որոշվում է

$$\frac{d^2\rho}{d\varphi^2} + \rho = -\frac{2mZe^2}{L^2} \equiv C \quad (6.13)$$

հավասարումից, որի ընդհանուր լուծումը՝

$$\rho(\varphi) = C + A\cos\varphi + B\sin\varphi = \frac{1}{r(\varphi)}, \quad (6.14)$$

իսկ A և B հաստատունները որոշվում են սահմանային պայմաններից: (6.14) առնչությունից հետևում է, որ

$$r(C + A\cos\varphi) + B\sin\varphi = 1,$$

ուստի երբ $r \rightarrow \infty$, $\varphi \rightarrow \pi$, $r\sin\varphi \rightarrow p$, հետևաբար՝

$$A = C, \quad B = \frac{1}{p} : \quad (6.15)$$

(6.15) գործակիցները տեղադրելով (6.14) լուծման մեջ, այն ներկայացնենք հետևյալ տեսքով՝

$$\frac{1}{r\sin\varphi} = C\operatorname{ctg}\frac{\varphi}{2} + \frac{1}{p} : \quad (6.16)$$

Երբ $r \rightarrow \infty$, $\varphi \rightarrow \theta$ (նկ. 13), ուստի, նկատի ունենալով C հաստատունի (6.13) արտահայտությունը, (6.16) բանաձևից կստանանք ցրման θ անկյունը որոշելու արտահայտություն՝

$$\operatorname{ctg}\frac{\theta}{2} = \frac{m v_0^2}{2Ze^2} p : \quad (6.17)$$

Դժվար չէ նկատել, որ θ անկյունով շեղված α -մասնիկի և միջուկի միջև հեռավորությունը նվազագույնն է, երբ $\varphi = \varphi_0 = (\pi - \theta)/2$, որի դեպքում

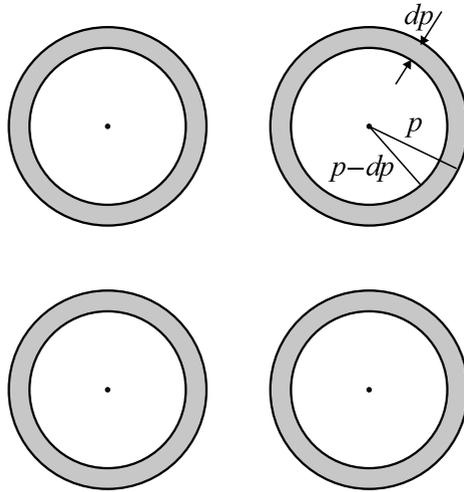
$$r_{min} = r(\varphi_0) = \frac{2Ze^2}{m v_0^2} ctg \frac{\theta}{2} ctg \frac{\pi - \theta}{4} = p ctg \frac{\pi - \theta}{4} : \quad (6.18)$$

(6.17) և (6.18) բանաձևերի համաձայն՝ որքան փոքր է p նշանացուցային հեռավորությունը, այնքան մեծ է α -մասնիկի ցրման անկյունը և փոքր է նվազագույն հեռավորությունը:

Ռեզերֆորդի փնտրությունը և փորձը: Եթե որևէ α -մասնիկի համար հնարավոր լիներ չափել θ և p մեծությունները և համոզվել, որ (6.17) բանաձևը բավարարվում է, ապա կարելի էր պնդել, որ α -մասնիկը ցրվել է միայն միջուկի կուլոնյան դաշտի ազդեցությամբ: Սակայն (6.17) բանաձևի ստուգումն առանձին α -մասնիկների համար հնարավոր չէ, քանի որ հնարավոր չէ փորձականորեն որոշել նշանացուցային հեռավորությունները: Ուստի փորձենք կապ հաստատել p պարամետրի և փորձում չափվող որևէ բնութագրի միջև:

Ենթադրենք՝ α -մասնիկների զուգահեռ փունջն ընկնում է մետաղե նրբաթիթեղի, այսինքն՝ ցրող կենտրոնների վրա: Մասնիկի ցրման անկյունը որոշվում է p պարամետրով (տես (6.17) բանաձևը), ուստի ցրման արդյունքում θ , $\theta + d\theta$ անկյունային տիրույթում կհայտնվեն այն α -մասնիկները, որոնց նշանացուցային հեռավորությունները p , $p - dp$ տիրույթում են, այսինքն՝ այն մասնիկները, որոնք թռչում են p և $p - dp$ շառավիղներով շրջանագծերով սահմանափակված շերտերի միջով (նկ. 14), որոնցից յուրաքանչյուրի մակերեսը $2\pi p dp$ է: Կարելի է ասել, որ θ , $\theta + d\theta$ տիրույթում ցրված α -մասնիկների միջին թիվը համեմատական է $2\pi p dp$ մեծությանը:

Այսպիսով՝ միջուկի վրա α -մասնիկների ցրման արդյունաբար դիֆերենցիալ կտրվածքը՝



Նկ. 14. θ , $\theta + d\theta$ փրորությունը կանցնեն այն α -մասնիկները, որոնց նշանաացուցային հեռավորությունները $p, p - dp$ փրորություն է:

$$d\sigma = 2\pi p dp : \quad (6.19)$$

(6.17) բանաձևով որոշվող p պարամետրի արտահայտությունը տեղադրելով (6.19) բանաձևում և անտեսելով «-» նշանը (վերջինս նշում է, որ p -ն մեծացնելիս՝ $dp > 0$, θ -ն փոքրանում է՝ $d\theta < 0$), արդյունարար կտրվածքի համար կստանանք՝

$$d\sigma = 2\pi \frac{1}{2} \left(\frac{2Ze^2}{m v_0^2} \right)^2 \frac{ctg \frac{\theta}{2} d\theta}{\sin^2 \frac{\theta}{2}} : \quad (6.20)$$

Նկատի ունենալով մարմնային անկյան արտահայտությունը՝ $d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta$, (6.20) բանաձևից կստանանք α -մասնիկների ցրման Ռեգերֆորդի բանաձևը՝

$$d\sigma = \left(\frac{Ze^2}{m v_0^2} \right)^2 \frac{d\Omega}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} : \quad (6.21)$$

Այս բանաձևից հետևում է, որ ցրման դիֆերենցիալ կտրված-

քը հակադարձ համեմատական է α -մասնիկի $E = m v_0^2 / 2$ էներգիայի քառակուսուն՝ $d\sigma \sim E^{-2}$:

Ռեգերֆորդի բանաձևը ներկայացնենք փորձարարական ստուգման համար հարմար տեսքով:

Դիցուք՝ թիրախի վրա ընկնում է S կտրվածքով α -մասնիկների փունջ: Հավանականությունն այն բանի, որ որևէ ատոմի միջուկի նկատմամբ որևէ α -մասնիկի նշանացուցային հեռավորությունը p և $p - dp$ տիրույթում է, կլինի $d\sigma/S$: Քանի որ ցրմաներն անկախ պատահարներ են, ապա թիրախի (մետաղե նրբաթիթեղի) որևէ ատոմի միջուկի վրա ցրվելու հավանականությունը հավասար կլինի $d\sigma/S$ մեծության և թիթեղի δ հաստությամբ շերտում ցրող կենտրոնների թվի արտադրյալին՝

$$d\omega = \frac{d\sigma}{S} n S \delta = n \delta d\sigma, \quad (6.22)$$

որտեղ n -ը ցրող կենտրոնների (միջուկների կամ որ նույնն է՝ ատոմների) խտությունն է թիրախում:

Մյուս կողմից, նկատի ունենալով, որ $d\omega = dN/N$, որտեղ N -ը թիրախին ընկնող α -մասնիկների թիվն է, (6.21) և (6.22) բանաձևերից $d\Omega$ մարմնային անկյան մեջ ցրված α -մասնիկների թվի համար կստանանք՝

$$dN = N d\omega = N n \delta \left(\frac{Z e^2}{m v_0^2} \right)^2 \frac{d\Omega}{\sin^4 \frac{\theta}{2}}: \quad (6.23)$$

(6.23) բանաձևի համաձայն՝ ցրման անկյունը փոքրացնելիս ցրված α -մասնիկների թիվը կտրուկ՝ $\sin^{-4}(\theta/2)$ օրենքով, մեծանում է: Այսպիսի արագ փոփոխությունը (6.23) բանաձևի ճշտությունը փորձով ստուգելու հնարավորություն է ընձեռում:

Իրոք, եթե (6.23) բանաձևը ներկայացվի

$$dN \sin^4 \frac{\theta}{2} = N n \delta \left(\frac{Z e^2}{m v_0^2} \right)^2 d\Omega \quad (6.24)$$

տեսքով, ապա բանաձևի աջ մասում մեծությունների հաստատունության պայմաններում θ անկյունը փոխելիս ձախ մասը պետք է մնա հաստատուն՝

$$dN \sin^4 \frac{\theta}{2} = const: \quad (6.25)$$

Հենց այս հետևությունն է ստուգվել բազմաթիվ փորձերում: Գայգերի և Մարտոնի փորձերի տվյալներից (Աղյուսակ 1) հետևում է, որ ցրման անկյունը փոփոխելիս $\sin^4(\theta/2)$ մեծությունը և dN -ը (էկրանին առկայծումների թիվը) փոփոխվել են մի քանի հազար անգամ, իսկ դրանց արտադրյալը գրեթե հաստատուն է մնացել:

Աղյուսակ 1

θ	$\frac{1}{\sin^4(\theta/2)}$	Արժաթի նրբաթիթեղ		Ոսկու նրբաթիթեղ	
		dN	$dN \sin^4(\theta/2)$	dN	$dN \sin^4(\theta/2)$
150°	1,15	22,2	19,3	33,1	28,8
135°	1,38	27,4	19,8	43,0	31,2
120°	1,79	33,0	18,4	51,9	29,0
105°	2,53	47,3	18,7	69,5	27,5
75°	7,25	136	18,8	211	29,1
60°	16,0	320	20,0	477	29,8
45°	46,6	989	21,2	1 435	30,8
37,5°	93,7	1 760	18,8	3 300	35,3
30°	223,0	5 260	23,6	7 800	35,0
22,5°	690,0	20 300	29,4	27 300	39,6
15°	3445,0	105 400	30,6	132 000	38,4

Փորձում ուսումնասիրվել է նաև ցրված α -մասնիկների dN թվի կախումները թիթեղի δ հաստությունից և α -մասնիկների E էներգիայից: Ծանր մետաղներից (ոսկի, արծաթ) պատրաստված թիրախների համար բոլոր դեպքերում ստացվել է փորձի և տեսության լավ համընկնում: Այս համընկնումը Կուլոնի օրենքի կիրառելիության ապացույցն է փորձի պայմաններում՝ ծանր միջուկների և ոչ շատ մեծ էներգիաներով α -մասնիկների դեպքում:

Սակայն թեթև միջուկների վրա α -մասնիկների ցրումները փորձով ուսումնասիրելիս պարզվել է, որ երբ փոխազդող մասնիկների միջև հեռավորությունը հասնում է 10^{-12} սմ-ի, դիտվում են կտրուկ շեղումներ Կուլոնի օրենքից. 10^{-12} սմ-ից փոքր հեռավորություններում ի հայտ են գալիս ձգողական բնույթի հզոր միջուկային ուժեր:

Ռեզերֆորդի բանաձևը հնարավորություն է տալիս փորձնական ճանապարհով որոշելու Z թիվը: Բացի Z -ից, նրանում կան ինչպես նախապես հայտնի մեծություններ (n, δ), այնպես էլ փորձով որոշվող մեծություններ (θ, E): Փորձով Z -ի որոշման հիմնական դժվարությունն այն է, որ dN և N մեծություններն իրարից խիստ տարբեր են: Սկզբնական շրջանում N -ը և dN -ը չափվում էին տարբեր սարքերով, որը հանգեցնում էր զգալի սխալի: Ջ. Չեդվիկի առաջարկած փորձում այդ մեծությունները չափվել են նույն սարքում:

Z մեծության համար փորձում ստացել են հետևյալ արժեքները. պլատին (Pt)՝ 77,4, արծաթ (Ag)՝ 46,3, պղինձ (Cu)՝ 29,3: Մենդելեևի տարրերի աղյուսակում պլատինի վանդակի համարն է 78, արծաթինը՝ 47, պղնձինը՝ 29: Այսպիսով՝ Չեդվիկի փորձերով ապացուցվեց, որ միջուկի դրական լիցքը հավասար է տարրի ատոմային համարին (կարգաթվին)՝ բազմապատկած տարրական լիցքով:

Գլուխ II. Ջրածնի և ջրածնաանման ատոմների տեսությունը

§1. Բորի տեսությունը

Բորի կանխադրույթները: Աիդրերգի հասարակում: Ատոմի մոլորակային մոդելը դասական մեխանիկայի և դասական էլեկտրադինամիկայի շրջանակներում բացատրելու փորձերը մատնվեցին անհաջողության:

Բանն այն է, որ դասական ֆիզիկայի օրենքները նկարագրում են այնպիսի պրոցեսներ, որոնցում փոփոխվող մեծություններն ընդունում են անընդհատ արժեքներ: Սակայն ատոմների առաքած սպեկտրային գծերի կտրուկությունը հուշում է, որ ներատոմային երևույթներին բնորոշ է որոշակի ընդհատություն: Նշանակում է՝ անընդհատության հետ մեկտեղ հիմնական ֆիզիկական օրենքներում պետք է իր արտահայտությունը գտնի նաև ընդհատությունը:

1913 թ. Ն. Բորն առաջարկեց ջրածնի ատոմի նոր տեսություն, որի համաձայն՝ դասական տեսությունը կիրառելի չէ ատոմի միջուկի շուրջը պտտվող էլեկտրոնները նկարագրելու համար: Այս տեսության հիմքում Բորի կանխադրույթներն են:

I. **Կանխադրույթ ստացիոնար վիճակների մասին.** ատոմային համակարգը կարող է լինել միայն որոշակի՝ ստացիոնար (կայուն) վիճակներում, որոնք բնութագրվում են էներգիայի ընդհատ արժեքներով՝ E_1, E_2, \dots, E_n : Ստացիոնար վիճակներում ատոմը չի ճառագայթում:

II. **Կանխադրույթ հաճախությունների մասին.** մեծ՝ E_n էներգիայով վիճակից փոքր՝ E_m էներգիայով վիճակ անցնելիս ատոմի էներգիան փոխվում է $E_n - E_m$ -ով: Եթե այդ փոփոխության արդյունքը ճառագայթումն է, ապա ատոմն արձակում է $h\nu = E_n - E_m$ էներգիայով քվանտ:

III. **Քվանտացման պայմանը.** ստացիոնար շրջանային ուղեծրով շարժվող էլեկտրոնը կարող է ունենալ միմիայն $\hbar = h/2\pi$ մեծությանը պատիկ ինպուլսի մոմենտ՝

$$m v_n r_n = n\hbar, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (1.1)$$

(1.1) առնչության մեջ v_n -ն էլեկտրոնի արագությունն է n ստացիոնար վիճակում, r_n -ը՝ n -րդ շրջանային ստացիոնար ուղեծրի շառավիղը, $\hbar = 1,05 \cdot 10^{-27}$ էրգ·վ, n -ն անվանում են քվանտային թիվ:

Գրենք ջրածնի միջուկի ($Z = 1$) շուրջն r_n շառավիղով շրջանային ուղեծրով շարժվող էլեկտրոնի շարժման հավասարումը՝

$$\frac{m v_n^2}{r_n} = \frac{e^2}{r_n^2} : \quad (1.2)$$

(1.1) և (1.2) բանաձևերից հետևում են էլեկտրոնի արագության և ուղեծրի շառավիղի արտահայտությունները.

$$v_n = \frac{e^2}{\hbar n}, \quad (1.3)$$

$$r_n = \frac{\hbar^2}{m e^2} n^2 = a_1 n^2 \equiv a_B n^2, \quad (1.4)$$

որտեղ $a_1 = a_B$ մեծությունը հիմնական՝ $n = 1$ վիճակում ջրածնի ատոմի շառավիղն է (Բորի շառավիղ).

$$a_B = \frac{\hbar^2}{m e^2} = 0,529 \text{ \AA} : \quad (1.5)$$

(1.3), (1.4) բանաձևերից հետևում է, որ էլեկտրոնի լրիվ էներգիան՝

$$E_n = \frac{m v_n^2}{2} - \frac{e^2}{r_n} = \frac{e^2}{2r_n} - \frac{e^2}{r_n} = -\frac{e^2}{2r_n} = -\frac{m e^4}{2\hbar^2 n^2} : \quad (1.6)$$

Օգտվելով (1.6) բանաձևից և Բորի II կանխադրույթից՝ $E_n \rightarrow E_m$ անցման դեպքում ատոմի արձակած ճառագայթման քվանտի էներգիայի համար կստանանք.

$$h\nu = E_n - E_m = -\frac{m e^4}{2\hbar^2} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad n > m: \quad (1.7)$$

(1.7) բանաձևում ν հաճախությունից անցնելով $\tilde{\nu} = 1/\lambda$ սպեկտրային ալիքային թվին, ինչպես նաև տեղադրելով $h = \hbar \cdot 2\pi$,

այն կարելի է ներկայացնել հետևյալ տեսքով՝

$$2\pi\hbar c\tilde{\nu} = -\frac{me^4}{2\hbar^2}\left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2}\right), \quad n > m, \quad (1.8)$$

որտեղ c -ն լույսի արագությունն է վակուումում:

Եթե (1.8) բանաձևից որոշված

$$\tilde{\nu} = \frac{me^4}{4\pi c\hbar^3}\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right), \quad n > m \quad (1.9)$$

արտահայտությունը համեմատենք Բալմերի ընդհանրացված բանաձևի (Գլ. I, (5.9)) հետ, կստանանք Ռիդբերգի հաստատունի արտահայտությունն ըստ Բորի տեսության՝

$$R_B \equiv R_\infty = \frac{me^4}{4\pi\hbar^3c} = \frac{2\pi^2me^4}{h^3c}, \quad (1.10)$$

այսինքն՝ այն արտահայտվում է m , e , h և c հիմնարար հաստատունների միջոցով: Տեղադրելով դրանց արժեքները՝ (1.10) բանաձևից կստանանք՝

$$R_B = 109737,309 \text{ սմ}^{-1}, \quad (1.11)$$

որը Ռիդբերգի հաստատունի տեսական արժեքն է: Թեև (1.11) արժեքը շատ մոտ է փորձում ջրածնի ատոմի համար ստացված

$$R_{\text{փորձ.}} \equiv R_H = 109677,576 \text{ սմ}^{-1} \quad (1.12)$$

արժեքին, սակայն սպեկտրադիտման ճշգրտության տեսանկյունից այն, այնուամենայնիվ, զգալիորեն տարբերվում է R_∞ -ից:

Այս տարբերության պատճառը միջուկի զանգվածի վերջավոր լինելու հանգամանքի անտեսումն է, որն էլ հենց նշված է R_∞ նշանակմամբ: Ատոմի միջուկի զանգվածի վերջավորությունը կարելի է հաշվի առնել՝ էլեկտրոնի m զանգվածի փոխարեն (1.9) բանաձևում տեղադրելով բերված զանգվածը՝

$$m \rightarrow \frac{mM}{m+M} = \frac{m}{1+m/M} < m \quad (1.13)$$

և ստանալ Ռիդբերգի հաստատունը՝

$$R_\infty \Rightarrow R = \frac{R_\infty}{1+m/M}: \quad (1.14)$$

Ջրածնի միջուկի (պրոտոնի) զանգվածը՝ $M = m_p \approx 1,6726 \cdot 10^{-24}$ գ.,

ուստի (1.14) բանաձևի համաձայն՝

$$R \approx 109677,6 \text{ սմ}^{-1}, \quad (1.15)$$

որն, իրոք, շատ մոտ է փորձում ստացված R_H (1.12) արժեքին:

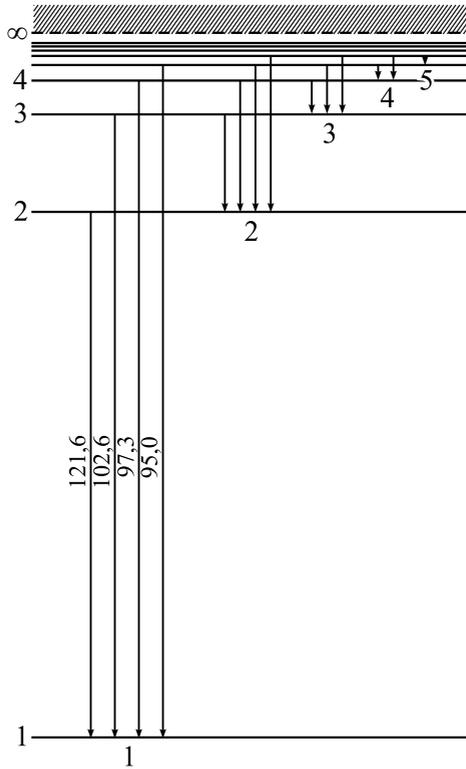
Էներգիական մակարդակների պարկերում: Սպեկտրադիտման մեջ ընդունված է էներգիական մակարդակները պատկերել հորիզոնական գծերով, իսկ դրանց միջև անցումները՝ սլաքներով: Բարձր էներգիական մակարդակից դեպի ցածրն ուղղված սլաքը համապատասխանում է ճառագայթմանը, իսկ հակառակ ուղղված սլաքը՝ կլանմանը (սկ. 15):

Էներգիական մակարդակները համարակալված են n թվով: Որպես էներգիայի զրոյական մակարդակ ընտրված է $n = \infty$ մակարդակի էներգիան: Դրանից ներքև բոլոր մակարդակներն ընդհատ են, դրանց համապատասխանում են լրիվ էներգիայի բացասական արժեքներ: Զրոյական մակարդակից վեր (սկ. 15, սովերագծված տիրույթ) էներգիան ընդունում է անընդհատ արժեքներ: $E < 0$ դեպքում էլեկտրոնները շարժվում են տարածության սահմանափակ տիրույթում, իսկ $E > 0$ դեպքում դրանց շարժումը սահմանափակված չէ: Այսպիսով՝ միջուկը և էլեկտրոնը կազմում են կապված համակարգ միայն էներգիայի ընդհատ արժեքների դեպքում:

$E > 0$ էներգիայով էլեկտրոնը կարող է կամայական չափով հեռանալ միջուկից, ուստի «միջուկ+էլեկտրոն» համակարգը միայն պայմանականորեն կարելի է անվանել ատոմ:

Եթե «ատոմ» ասելով հասկանանք միայն միջուկի և էլեկտրոնի կապված վիճակները, ապա կարելի է փաստել, որ ատոմի էներգիական մակարդակները միշտ ընդհատ են, որը կանխավ ենթադրել էր Բորը:

Սակայն չկապված՝ $E > 0$ էներգիայով էլեկտրոնների առկայությանը հնարավոր են քվանտային անցումներ ինչպես $E > 0$, այնպես էլ ընդհատ մակարդակների միջև: Դա արտահայտվում է կլանման կամ առաքման սպեկտրների տեսքով: Հենց սա է պատ-



Նկ. 15. Ջրածնի աղբյուրի սպեկտրային սերիաները. Լայմանի (1), Բալմերի (2), Պաշենի (3), Բրեկելի (4) և Պֆունդի (5): Սլաքներով գծերը պարկերում են անցումներն էներգիական մակարդակների միջև (Լայմանի սերիայի 4 գծերի մոտ նշված են համապատասխան ալիքների երկարությունները (նմ-ով):

ճառը, որ ատոմի սպեկտրը չի ընդհատվում տվյալ սերիայի սահմանի վրա, այլ շարունակվում է ավելի կարճ ալիքների տիրույթ, որտեղ այն անընդհատ է: Քվանտային անցումներն էներգիայի անընդհատ տիրույթից իոնացված ատոմի ընդհատ մակարդակներ, որոնք ուղեկցվում են ճառագայթմամբ, հանգեցնում են էլեկտրոնի և միջուկի վերամիավորման, իսկ այդ ճառագայթումն անվանում են

վերամիավորման (ռեկոմբինացիոն) ճառագայթում:

Հիմնական՝ ամենափոքր էներգիայով վիճակից ավելի բարձր էներգիական մակարդակ անցնելն անվանում են ատոմի զրգոում: Եթե ատոմն ընդհատ էներգիայով վիճակից անցնում է անընդհատ էներգիայի տիրույթ, այն վերածվում է չկապված համակարգի. այս դեպքում ընդունված է ասել, որ ատոմն իոնացվում է: Եթե ատոմը նախապես $n = 1$ սկզբնական (հիմնական) վիճակում է, ապա իոնացման համար անհրաժեշտ նվազագույն էներգիան (տես նաև (1.10) բանաձևը՝

$$E_i = E_\infty - E_1 = \frac{me^4}{2\hbar^2} = ch R_\infty: \quad (1.16)$$

(1.16) բանաձևում տեղադրելով հաստատունների արժեքները՝ կստանանք ջրածնի ատոմի իոնացման էներգիայի արժեքը $E_i \approx 13,6$ էՎ:

Ջրածնանման ատոմների տեսությունը: Բորի տեսությունը կարելի է կիրառել նաև այսպես կոչված «ջրածնանման ատոմի» դեպքում, երբ համակարգը բաղկացած է Ze լիցքով միջուկից և դրա շուրջը պտտվող մեկ էլեկտրոնից: Այսպես, $Z = 1$ դեպքը համապատասխանում է հենց ջրածնի ատոմին, $Z = 2$ դեպքը՝ մեկ անգամ իոնացված հելիումի ատոմին՝ He^+ , $Z = 3$ դեպքը՝ երկու անգամ իոնացված լիթիումի ատոմին՝ Li^{++} և այլն:

Եթե ջրածնի ատոմի n -րդ ստացիոնար ուղեծրի շառավղի (1.4) և վիճակի էներգիայի (1.6) բանաձևերում ջրածնի միջուկի e լիցքը փոխարինենք ջրածնանման ատոմի միջուկի Ze լիցքով՝ կստանանք.

$$r_n = \frac{\hbar^2}{Zme^2} n^2, \quad (1.17)$$

$$E_n = -\frac{Z^2 me^4}{2\hbar^2 n^2}: \quad (1.18)$$

Նկատի ունենալով ջրածնի ատոմի հիմնական վիճակում նրա շառավղիի՝ a_1 -ի և էներգիայի՝ E_1 -ի արտահայտությունները, (1.17)

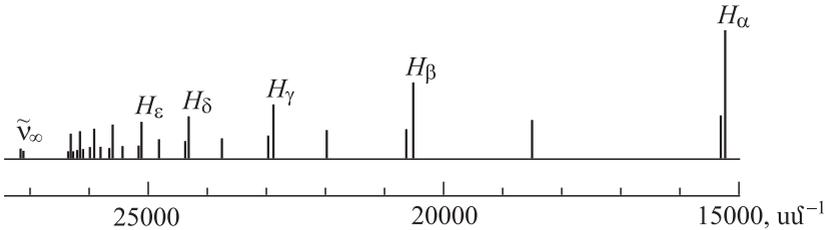
և (1.18) բանաձևերը կարելի է ներկայացնել հետևյալ կերպ՝

$$r_n = \frac{n^2}{Z} a_1, \quad (1.19)$$

$$E_n = \frac{Z^2}{n^2} E_1. \quad (1.20)$$

Պիկերինգի սերիայի բացատրությունը: Ջրածնանման ատոմների սպեկտրներին է առնչվում Պիկերինգի սերիայի բացատրության խնդիրը:

1897 թ. աստղագետ Պիկերինգը Նավախեյի համաստեղության մոլորակաձև միգամածության աստղի սպեկտրում հայտնաբերել է սպեկտրային մի սերիա, որը շատ նման էր Բալմերի սերիային (նկ. 16):



Նկ. 16. Հելիումի իոնի (He^+) և ջրածնի (H) խառնուրդի սպեկտրը. երկար գծերը համապատասխանում են Բալմերի, կարճ գծերը՝ Պիկերինգի սերիաներին:

Պիկերինգի սերիայի սպեկտրային գծերը կարելի է բաժանել երկու խմբի. մի խմբի գծերը մեկումեջ գրեթե համընկնում են Բալմերի սերիայի գծերին, իսկ միջանկյալ գծերը չունեն նմանակներ Բալմերի սերիայում: Ռիդբերգը ցույց է տվել, որ այդ սերիայի գծերը կարելի է ներկայացնել Բալմերի բանաձևով՝ այն տարբերությամբ, որ n -ը, բացի ամբողջ արժեքներից, կարող է ընդունել նաև կիսամբողջ արժեքներ.

$$\tilde{\nu} = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad n = \frac{5}{2}, 3, \frac{7}{2}, 4, \dots \quad (1.21)$$

Երկրային ջրածնի հետ կատարված փորձերում այդ սերիան ստանալ ոչ մի կերպ չհաջողվեց, ուստի ենթադրվեց, որ աստղերում ջրածինն ատանձնահատուկ վիճակում է: Վերջապես, այդ սերիան ստացվեց լաբորատոր պայմաններում, ընդ որում, պարզվեց, որ ջրածնի հետ որոշակի քանակությամբ հելիում էր խառնված:

Այս հակասությունը բացատրեց Ն. Բորը՝ ենթադրելով, որ Պիկերինգի սերիան պատկանում է ոչ թե ջրածնին, այլ իոնացված հելիումին (He^+): Իրոք, նկատի ունենալով, որ (1.20), (1.9) և (1.7) բանաձևերի համաձայն՝

$$R = Z^2 R_Z, \quad (1.22)$$

որտեղ R_Z -ը Ze լիցքով ջրածնանման իոնի Ռիդբերգի հաստատունն է, (1.7) բանաձևից հելիումի ($Z = 2$) դեպքում կստանանք.

$$\tilde{\nu} = 4R_{He} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right): \quad (1.23)$$

Եթե (1.23) բանաձևում տեղադրենք $m = 4$, ապա

$$\tilde{\nu} = 4R_{He} \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad n = 5, 6, 7, \dots,$$

որը կարելի է ներկայացնել հետևյալ կերպ՝

$$\tilde{\nu} = R_{He} \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{(n/2)^2} \right): \quad (1.24)$$

$k = n/2$ նշանակումից հետո (1.24) բանաձևը կհամընկնի (1.21) բանաձևի հետ.

$$\tilde{\nu} = R_{He} \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{k^2} \right), \quad k = \frac{5}{2}, 3, \frac{7}{2}, 4, \dots \quad (1.25)$$

Ինչ վերաբերում է Բալմերի և Պիկերինգի սերիաների ամբողջ k -երին համապատասխանող գծերի չհամընկնելուն, ապա հարկ է նշել, որ հելիումի ատոմի և ջրածնի ատոմի զանգվածների տարբերության հետևանքով $R_{He} = 1,00041R_H$, ուստի ամբողջ k -երի դեպքում Պիկերինգի սերիայի գծերը փոքր-ինչ շեղված են դեպի մեծ սպեկտրային ալիքային թվերի կամ մեծ հաճախությունների ($\nu = c\tilde{\nu}$) տիրույթ:

§2. Զոմերֆելդի տեսությունը

Զոմերֆելդ-Վիլսոնի քվանտացման պայմանները: Զրաձնի ստոմֆի Բորի տեսությունը բացատրեց բազմաթիվ երևույթներ, որոնք ապահովեցին նրա արտակարգ հաջողությունը:

Զրաձնի ստոմֆի տեսության զարգացման հաջորդ քայլը կատարել է Ա. Զոմերֆելդը: Նա դիտարկել է դասական մեխանիկայում հայտնի կեպլերյան խնդիրը՝ հաշվի առնելով միջուկի կենտրոնահամաչափ դաշտում էլեկտրոնի շարժման ոչ միայն Բորի տեսության մեջ դիտարկված շրջանային, այլ նաև էլիպսային ուղեծրերը: Ուստի անհրաժեշտ էր ընդհանրացնել Բորի քվանտացման (1.1) պայմանը երկու ազատության աստիճան ունեցող համակարգի համար, քանի որ էլիպսային ուղեծրով շարժվող էլեկտրոնի դիրքը հարթության մեջ որոշվում է շառավիղ-վեկտորի մոդուլով և նրա՝ ընտրված առանցքի հետ կազմած բևեռային անկյունով: Մեծ թվով ազատության աստիճաններով համակարգերի համար այդ խնդիրը լուծել են Ա. Զոմերֆելդը և նրանից անկախ՝ Ա. Վիլսոնը:

Համաձայն Զոմերֆելդի և Վիլսոնի քվանտացման պայմանների՝ ստացիոնար քվանտային ուղեծրերի դեպքում

$$\oint p_i dq_i = n_i h, \quad i = 1, 2, 3, \dots, \quad (2.1)$$

որտեղ p_i -ն տարածության սահմանափակ տիրույթում շարժվող էլեկտրոնի q_i ընդհանրացված կոորդինատին համապատասխանող ընդհանրացված իմպուլսն է, ինտեգրումը կատարվում է q_i $q_{i \min}$ արժեքից մինչև $q_{i \max}$ արժեքը և ապա՝ $q_{i \max}$ -ից մինչև $q_{i \min}$ ($q_{i \min} \rightarrow q_{i \max} \rightarrow q_{i \min}$) կամ 0-ից 2π տիրույթում, h -ը Պլանկի հաստատունն է, իսկ n_i քվանտային թվերն ընդհանուր դեպքում կարող են ընդունել ամբողջ դրական և բացասական, ինչպես նաև զրո արժեքներ՝ $n_i = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$:

(2.1) քվանտացման պայմանները դասականորեն հնարավոր բոլոր շարժումներից առանձնացնում են ստացիոնար (ընդհատ էներգիաներով) վիճակներին համապատասխանող շարժումները:

(2.1) պայմանները գրենք սևեռված հարթության մեջ էլիպսային ուղեծրերով շարժվող էլեկտրոնի համար, որն ունի երկու ազատության աստիճան՝ r, φ .

$$\oint p_\varphi d\varphi = n_\varphi h, \quad (2.2)$$

$$\oint p_r dr = n_r h, \quad (2.3)$$

որտեղ n_φ -ն անկյունային կամ ազիմուտային քվանտային թիվն է, n_r -ը՝ շառավղային քվանտային թիվը: (2.2) ինտեգրալում p_φ -ն էլեկտրոնի իմպուլսի մոմենտն է էլիպսային ուղեծրով շարժվելիս, որը կենտրոնահամաչափ և $1/r$ օրենքով փոփոխվող պոտենցիալային դաշտում պահպանվող մեծություն է (մասնիկի սեկտորիալ արագության նմանակը՝ ըստ Կեպլերի II օրենքի), ուստի

$$\oint p_\varphi d\varphi = 2\pi p_\varphi = n_\varphi h,$$

որտեղից՝

$$p_\varphi = n_\varphi \frac{h}{2\pi} = n_\varphi \hbar, \quad (2.4)$$

որը համընկնում է Բորի քվանտացման (1.1) պայմանի հետ, այն է՝ իմպուլսի մոմենտի p_φ պրոյեկցիան \hbar -ի պատիկն է:

Շառավղային քվանտացման պայմանի ուսումնասիրում: Այժմ դիտարկենք (2.3) քվանտացման պայմանը: Սահմանման համաձայն՝ ընդհանրացված իմպուլսի մյուս պրոյեկցիան՝

$$p_r = m \frac{dr}{dt} = m \frac{dr}{d\varphi} \frac{d\varphi}{dt}: \quad (2.5)$$

էլեկտրոնի արագության φ պրոյեկցիան՝ $v_\varphi = r\dot{\varphi}$, ուստի

$$p_\varphi = mr v_\varphi = mr^2 \frac{d\varphi}{dt}, \quad \frac{d\varphi}{dt} = \frac{p_\varphi}{mr^2}, \quad (2.6)$$

և (2.3) պայմանը կարելի է ներկայացնել հետևյալ կերպ՝

$$\oint p_r dr = \oint m \frac{dr}{d\varphi} \frac{p_\varphi}{mr^2} dr = p_\varphi \int_0^{2\pi} \left(\frac{1}{r} \frac{dr}{d\varphi} \right)^2 d\varphi \equiv n_r h: \quad (2.7)$$

r և φ կոորդինատները կապված են էլիպսի հավասարումով՝ գրված բևեռային կոորդինատային համակարգում: Եթե բևեռային համակարգի սկզբնակետը համընկնում է էլիպսի մի կիզակետի հետ, իսկ բևեռային առանցքն ուղղված է նրա մեծ կիսաառանցքով, ապա էլիպսի հավասարումը՝

$$\frac{1}{r} = \frac{1 + \varepsilon \cos \varphi}{a(1 - \varepsilon^2)}, \quad (2.8)$$

որտեղ a -ն էլիպսի մեծ կիսաառանցքն է, $\varepsilon = (1 - b^2/a^2)^{1/2}$ մեծությունը՝ էքսցենտրիսիտետը, b -ն՝ փոքր կիսաառանցքը: (2.8) բանաձևի համաձայն՝

$$\frac{1}{r} \frac{dr}{d\varphi} = \frac{\varepsilon \sin \varphi}{1 + \varepsilon \cos \varphi}, \quad (2.9)$$

որը տեղադրելով (2.7) քվանտացման պայմանում, կստանանք.

$$p_\varphi \int_0^{2\pi} \frac{\varepsilon^2 \sin^2 \varphi}{(1 + \varepsilon \cos \varphi)^2} d\varphi = n_r h : \quad (2.10)$$

(2.10) բանաձևում ինտեգրալը հաշվենք մասերով ինտեգրմամբ.

$$\begin{aligned} \int_0^{2\pi} \frac{\varepsilon^2 \sin^2 \varphi}{(1 + \varepsilon \cos \varphi)^2} d\varphi &= \int_0^{2\pi} \varepsilon \sin \varphi \cdot d\left(\frac{1}{1 + \varepsilon \cos \varphi}\right) = \left.\frac{\varepsilon \sin \varphi}{1 + \varepsilon \cos \varphi}\right|_0^{2\pi} - \\ &- \int_0^{2\pi} \frac{\varepsilon \cos \varphi}{1 + \varepsilon \cos \varphi} d\varphi = - \int_0^{2\pi} \frac{1 + \varepsilon \cos \varphi - 1}{1 + \varepsilon \cos \varphi} d\varphi = -2\pi + \int_0^{2\pi} \frac{d\varphi}{1 + \varepsilon \cos \varphi} = \\ &= \frac{2\pi}{\sqrt{1 - \varepsilon^2}} - 2\pi, \quad \varepsilon < 1 : \end{aligned} \quad (2.11)$$

(2.7) և (2.11)բանաձևերից հետևում է, որ

$$p_\varphi 2\pi \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \varepsilon^2}} - 1\right) = n_r h \quad (2.12)$$

(2.12) բանաձևում տեղադրելով p_φ -ի (2.4) արտահայտությունը, կստանանք՝

$$n_\varphi \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \varepsilon^2}} - 1\right) = n_r : \quad (2.13)$$

Վերջին հավասարումից որոշենք էլիպսի էքսցենտրիսիտետը.

$$\varepsilon = \left(1 - \frac{n_\varphi^2}{(n_\varphi + n_r)^2} \right)^{1/2} : \quad (2.14)$$

Ներմուծենք գլխավոր քվանտային թվի հասկացությունը՝

$$n = n_\varphi + n_r : \quad (2.15)$$

(2.14) բանաձևից հետևում է, որ

$$1 - \varepsilon^2 = \frac{n_\varphi^2}{n^2} : \quad (2.16)$$

Պարզենք, թե ինչպիսի արժեքներ կարող են ընդունել քվանտային թվերը:

Քանի որ $0 \leq \varepsilon < 1$ ($a \geq b$), ապա $n = n_\varphi + n_r \geq n_\varphi$, ուստի

$$n_r \geq 0, \quad n_r = 0, 1, 2, \dots \quad (2.17)$$

Նկատենք, որ $b > 0$, իսկ $b = 0$ արժեքը բացառվում է, քանի որ այդ դեպքում էլիպսը կվերածվեր ուղղի, և էլեկտրոնն ստիպված կլիներ անցնել միջուկի միջով: Այստեղից հետևում է, որ n_φ քվանտային թիվը չի կարող լինել 0՝

$$n_\varphi > 0, \quad n_\varphi = 1, 2, 3, \dots \quad (2.18)$$

(2.17) և (2.18) պայմաններից բխում է, որ գլխավոր քվանտային թիվը կարող է ընդունել դրական ամբողջ արժեքներ՝

$$n = 1, 2, 3, \dots, \quad (2.19)$$

իսկ ուղեծրային քվանտային թիվը՝ $n_\varphi \leq n$:

Հարմարության նկատառումներով հետագա շարադրանքում կօգտագործենք ազիմուտային թվի ընդունված նշանակումը՝ $n_\varphi \equiv k$, ուստի (2.19) և (2.18) պայմանների համաձայն՝

$$n = 1, 2, 3, \dots; \quad k = 1, 2, 3, \dots, n :$$

Էներգիական մակարդակների և էլիպսների կիսառանցքների հաշվարկ: Այժմ որոշենք ստացիոնար վիճակների համապատասխանող էներգիաները և էլեկտրոնի հնարավոր ուղեծրերի՝ էլիպսների կիսառանցքները:

Անշարժ միջուկի դաշտում էլեկտրոնի լրիվ էներգիան՝

$$E = \frac{m}{2} [\dot{r}^2 + (r\dot{\varphi})^2] - \frac{Ze^2}{r} \quad (2.20)$$

Իմպուլսի մոմենտի (2.6) բանաձևերից հետևում է, որ

$$\dot{r} = \frac{dr}{dt} = \frac{dr}{d\varphi} \dot{\varphi} = \frac{dr}{d\varphi} \cdot \frac{p_\varphi}{mr^2}, \quad (2.21)$$

ուստի էներգիայի (2.20) արտահայտությունը (2.21) բանաձևերի միջոցով կարելի է ներկայացնել

$$E = \frac{p_\varphi^2}{2mr^2} \left[1 + \left(\frac{1}{r} \frac{dr}{d\varphi} \right)^2 \right] - \frac{Ze^2}{r} \quad (2.22)$$

տեսքով, որտեղից՝

$$\left(\frac{1}{r} \frac{dr}{d\varphi} \right)^2 = \frac{2mE}{p_\varphi^2} r^2 + \frac{2mZe^2}{p_\varphi^2} r - 1: \quad (2.23)$$

Մյուս կողմից, (2.23) արտահայտության ձախ մասը կարելի է ձևափոխել՝ օգտվելով էլիպսի (2.8) հավասարումից՝ (2.9) առնչության մեջ φ փոփոխականից ազատվելու համար.

$$\begin{aligned} \left(\frac{1}{r} \frac{dr}{d\varphi} \right)^2 &= \frac{\varepsilon^2 \sin^2 \varphi}{(1 + \varepsilon \cos \varphi)^2} = \frac{\varepsilon^2}{(1 + \varepsilon \cos \varphi)^2} - \frac{\varepsilon^2 \cos^2 \varphi}{(1 + \varepsilon \cos \varphi)^2} = \\ &= \frac{\varepsilon^2 r^2}{a^2(1 - \varepsilon^2)^2} - \frac{r^2}{a^2(1 - \varepsilon^2)^2} \cdot \left[\frac{a(1 - \varepsilon^2)}{r} - 1 \right]^2 = \\ &= -\frac{r^2}{a^2(1 - \varepsilon^2)} + \frac{2r}{a(1 - \varepsilon^2)} - 1: \end{aligned} \quad (2.24)$$

(2.23) և (2.24) բանաձևերում հավասարեցնելով r^2 -ու և r -ի գործակիցները՝ կհանգենք հետևյալ հավասարումներին՝

$$\frac{2mE}{p_\varphi^2} = -\frac{1}{a^2(1 - \varepsilon^2)}, \quad (2.25)$$

$$\frac{mZe^2}{p_\varphi^2} = \frac{1}{a(1 - \varepsilon^2)}, \quad (2.26)$$

որոնցից որոշվում են էլեկտրոնի էներգիան և էլեկտրոնի ուղեծրի մեծ կիսաառանցքը՝

$$E = -\frac{Ze^2}{2a}, \quad (2.27)$$

$$a = \frac{p_\phi^2}{me^2 Z(1 - \varepsilon^2)}; \quad (2.28)$$

Նկատի ունենալով, որ $p_\phi = k\hbar$ և (2.16) սոնչությունը, (2.28) բանաձևը ներկայացնենք հետևյալ տեսքով՝

$$a = \frac{k^2 \hbar^2 (k + n_r)^2}{me^2 Z k^2} = \frac{\hbar^2}{me^2 Z} n^2 \equiv a_1 n^2, \quad (2.29)$$

որտեղ

$$a_1 = \frac{\hbar^2}{me^2 Z} = \frac{a_B}{Z}, \quad (2.30)$$

իսկ $a_B = \hbar^2/me^2$ -ն Բորի շառավիղն է:

Էլիպսի փոքր կիսաառանցքը՝

$$b = a(1 - \varepsilon^2)^{1/2} = a_1 n^2 \frac{k}{n} = a_1 nk : \quad (2.31)$$

Այսպիսով՝ հանգում ենք հետևյալ վերջնական արդյունքին.

1. Էլիպսի մեծ կիսաառանցքի մեծությունը, հետևաբար՝ նաև էլեկտրոնի էներգիան, որոշվում են n գլխավոր քվանտային թվով և կախված չեն k ազիմուտային քվանտային թվից՝

$$a_{nk} = a_1 n^2, \quad E_{nk} = -\frac{me^4 Z^2}{2\hbar^2 n^2}, \quad n = 1, 2, \dots \quad (2.32)$$

2. Էլիպսի փոքր կիսաառանցքի մեծությունը կախված է k քվանտային թվից՝ $b_{nk} = a_1 nk$:

Գաղափար այլասերման մասին: Նվազագույն էներգիայով հիմնական՝ $n = 1$ վիճակում ինպուլսի մոմենտի k քվանտային թիվը կարող է ընդունել միայն մեկ արժեք՝ $k = 1$ ($k \leq n$) ընդ որում, (2.29) և (2.31) բանաձևերի համաձայն՝ $a_{11} = b_{11} = a_1$, այսինքն՝ հիմնական վիճակում էլեկտրոնը շարժվում է a_1 շառավիղով շրջանազծով (սկ. 17, ա):

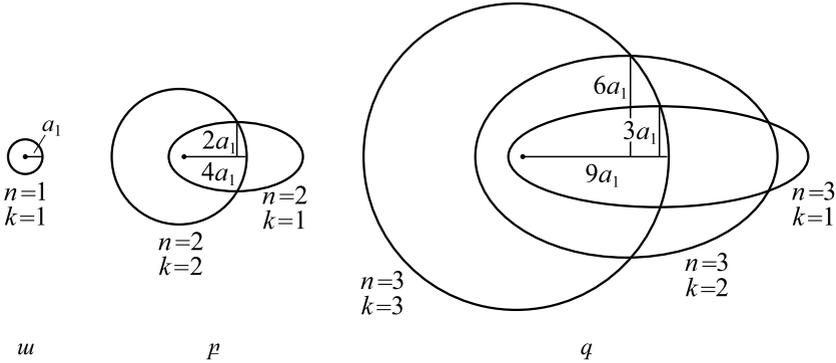
$n = 2$ քվանտային վիճակում էլեկտրոնն ունի շարժման երկու հնարավոր ուղեծրեր.

1. $k = 2$, $a_{22} = b_{22} = 4a_1$ ՝ շարժում $4a_1$ շառավիղով շրջանազծով,

2. $k = 1$, $a_{21} = 4a_1$, $b_{21} = 2a_1$ ՝ շարժում էլիպսով (սկ. 17, բ):

$n = 3$ քվանտային վիճակում հնարավոր ուղեծրերը երեքն են.

1. $k = 3$, $a_{33} = b_{33} = 9a_1$ ՝ շարժում $9a_1$ շառավղով շրջանագծով,
2. $k = 2$, $a_{32} = 9a_1$, $b_{32} = 6a_1$ ՝ շարժում էլիպսով,
3. $k = 1$, $a_{31} = 9a_1$, $b_{31} = 3a_1$ ՝ շարժում էլիպսով (նկ. 17, գ):



Նկ. 17. Էլեկտրոնների ուղեծրերն ըստ Բոր-Ջոնսոն-Ֆելդի տեսության

Ինչպես հետևում է բերված օրինակներից, n -ի մեծացմանը գուցընթաց քվանտային շարժումների տիպերը շատանում են, սակայն էներգիական վիճակների քանակը մնում է այնպիսին, ինչպիսին էր Բորի տեսության մեջ, որտեղ ուղեծրերը միայն շրջանագծեր են:

Դրա պատճառը E_{nk} էներգիայի անկախությունն է k քվանտային թվից: Ընդունված է ասել, որ քվանտային վիճակներն այլասերված են ըստ k քվանտային թվի: Տրված n -ի դեպքում $k = 1, 2, 3, \dots, n$, այսինքն՝ կան n հատ քվանտային վիճակներ նույն E_n էներգիայով: Տրված n -ի դեպքում բոլոր հնարավոր քվանտային վիճակների թիվն անվանում են տվյալ էներգիական վիճակի այլասերման պատիկություն: Նշենք, որ հիմնական $n = 1$ վիճակն այլասերված չէ՝ k -ն ընդունում է միայն մեկ արժեք՝ $k = 1$: Ավելացնենք նաև, որ այլասերման առկայության դեպքում էլեկտրոնը շարժվում է տարածության մեջ անշարժ էլիպսով, քանի որ r -ի (շառավղովեկտորի մոդուլի) և φ բևեռային անկյան փոփոխման պարբերությունները համընկնում են:

Այլասերման վերացում: Ջոմերֆելդը ցույց է տվել, որ մեկ-
 էլեկտրոնային համակարգում այլասերումն առկա է, երբ

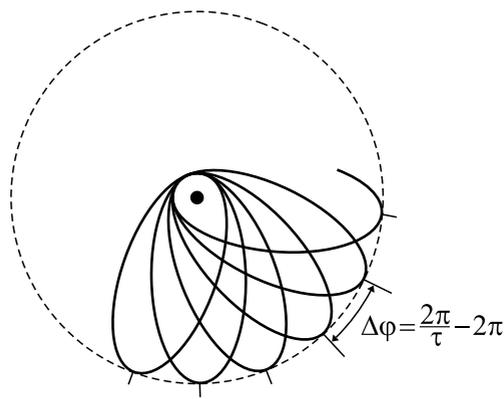
ա. կենտրոնական դաշտում էլեկտրոնի պոտենցիալ էներգիան
 փոփոխվում է $1/r$ կամ r^2 օրենքով,

բ. էլեկտրոնի շարժումը ոչ ռելյատիվիստական է՝ $v \ll c$:

Ջոմերֆելդը լուծել է միջուկի $U(r) = Ze/r$ կուլոնյան դաշտում
 էլեկտրոնի շարժման խնդիրը ռելյատիվիզմի հաշվառումով ($v < c$
 դեպքում, տես Հավելված 3), երբ էլեկտրոնի իմպուլսը և կինետիկ
 էներգիան կախված են արագությունից ոչ գծային օրենքներով՝

$$\mathbf{p} = \frac{m v}{\sqrt{1 - (v/c)^2}}, \quad E_y = mc^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} - 1 \right):$$

Նրա հաշվարկներով՝ այս դեպքում r շառավղի փոփոխման
 ($r_{min} \rightarrow r_{max} \rightarrow r_{min}$) և φ անկյան ($0 \rightarrow 2\pi$) փոփոխման պարբերու-
 թյունները (հետևաբար՝ նաև հաճախությունները) չեն համընկնում,
 որի հետևանքով էլեկտրոնի շարժման հետագիծն իր կիզակետի
 (այսինքն՝ միջուկի) շուրջը կոնսպտույտ կատարող էլիպս է (նկ. 18):



Նկ. 18. Էլեկտրոնի ուղեծրի կոնսպտույտը միջուկի շուրջը

Այդ էլիպսի հավասարումը կարելի է ստանալ (2.8) հավասա-
 րումից $\varphi \rightarrow \tau\varphi$ տեղադրմամբ, որտեղ

$$\tau = \left(1 - \frac{Z^2}{k^2} \alpha^2\right)^{1/2}, \quad (2.33)$$

իսկ

$$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} \approx \frac{1}{137} \approx 7,3 \cdot 10^{-3} \quad (2.34)$$

մեծությունն անվանում են «նուրբ կառուցվածքի» հաստատուն:

Շառավղի փոփոխության մեկ պարբերության ընթացքում էլիպսը պտտվում է

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\tau} - 2\pi \quad (2.35)$$

անկյունով:

Մեխանիկական խնդրի լուծման և (2.2), (2.3) քվանտացման պայմանների օգտագործմամբ Ջոմերֆելդը հաշվարկել է ջրածնանման իոնի էներգիան: $(\alpha Z)^6$ -ի կարգի անդամների ճշտությամբ այն տրվում է հետևյալ արտահայտությամբ՝

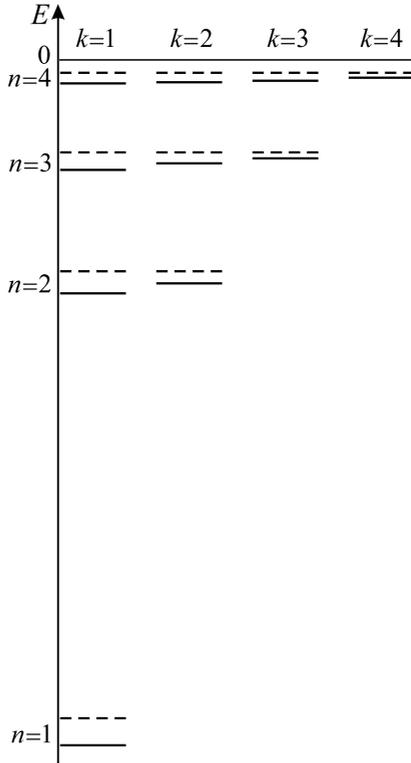
$$E_{n,k} = -\frac{me^4 Z^2}{2\hbar^2 n^2} \left[1 + \frac{Z^2 \alpha^2}{n^2} \left(\frac{n}{k} - \frac{3}{4}\right)\right]: \quad (2.36)$$

(2.36) արտահայտությունից հետևում է, որ (n, k) քվանտային վիճակի էներգիան կախված է ոչ միայն n գլխավոր քվանտային թվից, այլ նաև k ազիմուտային քվանտային թվից, որի հետևանքով էներգիական մակարդակների այլասերումը վերանում, կամ ինչպես ընդունված է ասել, «հանվում է»:

Նկ. 19-ում պատկերված են (2.36) բանաձևով տրվող մակարդակները, իսկ կետագծերը համապատասխանում են այլասերման դեպքին:

Ակնհայտ է, որ այլասերման վերացումը և դրա հետևանքով նոր էներգիական մակարդակների ի հայտ գալը կհանգեցնի ջրածնի և ջրածնանման իոնների սպեկտրների զգալի բարդացման:

Օրինակ՝ Բալմերի սերիայի առաջին (մեկ) գծի փոխարեն, որը համապատասխանում է $E_3 \rightarrow E_2$ անցմանը, պետք է դիտվի $E_{33} \rightarrow E_{22}$, $E_{33} \rightarrow E_{21}$, $E_{32} \rightarrow E_{22}$, $E_{32} \rightarrow E_{21}$, $E_{31} \rightarrow E_{22}$ և $E_{31} \rightarrow E_{21}$



Նկ. 19. Էներգիական մակարդակների սխեման մեկէլեկտրոնային համակարգում ըստ Ջոներֆերի (այլասերման վերանայր). կերպագծերը համապատասխանում են Բորի տեսությանը:

անցումներին համապատասխանող 6 գծերից բաղկացած խումբը:

Դրանց հաճախությունների տարբերությունները նույն կարգի են, ինչ որ ատոմների ջերմային շարժման հետևանքով առաջացող Դոպլերի երևույթով պայմանավորված տարբերությունները: Փորձում, իրոք, դիտվել է սպեկտրային գծերի բարդ կամ այսպես կոչված «նուրբ կառուցվածք» (այստեղից էլ α հաստատունի անվանումը), սակայն գծերի թիվը եղել է ավելի քիչ:

Սպեկտրային գծերի նուրբ կառուցվածք դիտվել է ջրածնի և ջրածնանման իոնների նաև այլ սպեկտրային գծերի (անցումների)

դեպքում: Ընդ որում, ջրածնանման իոնների դեպքում նուրբ կառուցվածքն ավելի հստակ է դիտվում, քան ջրածնի դեպքում երկու պատճառով. նախ՝ (2.36) բանաձևում երկրորդ գումարելիում Z^2 գործակցի առկայության շնորհիվ, երկրորդ՝ իոնների մեծ զանգվածի (M) հետևանքով սպեկտրային գծերի դոպլերյան լայնացումը՝ $|\Delta\nu/\nu| \sim v_T/c \sim M^{-\frac{1}{2}}$ ($v_T \sim \sqrt{k_B T/M}$ -ն ատոմների բնութագրական ջերմային արագությունն է T ջերմաստիճանում) զգալիորեն փոքր է, քան ջրածնի դեպքում:

Փորձարարական տվյալների վերլուծությունից պարզվել է, որ սպեկտրում հայտնաբերվում են այն գծերը, որոնց համապատասխանող էլեկտրոնային անցումներում ազիմուտային քվանտային թիվը փոփոխվում է մեկով՝

$$\Delta k = \pm 1: \quad (2.37)$$

Այս պայմանին չբավարարող ($\Delta k \neq \pm 1$) անցումներ ատոմում հնարավոր չեն: (2.37) պայմանն անվանում են «ջոկման կանոն»:

§3. Տարածական քվանտացում

Էլեկտրոնի շարժումը տարածության մեջ նկարագրվում է երեք ազատության աստիճաններով: Եթե էլեկտրոնը շարժվում է տարածության մեջ սևեռված P հարթության մեջ, ապա որպես երկու կոորդինատ կարելի է ընտրել P հարթության մեջ բևեռային (r, φ) կոորդինատները, և որպես երրորդ կոորդինատ՝ P հարթության նորմալի և հարթության դիրքը կողմնորոշող z առանցքի միջև անկյունը:

Էլեկտրոնի ուղեծրի հարթության՝ որևէ ուղղության կամ գնդային կոորդինատային z առանցքի նկատմամբ կողմնորոշման հարցը ֆիզիկական իմաստ ունի միայն այն դեպքում, երբ այդ ուղղությունը ֆիզիկորեն ինչ-որ ձևով տարբերվում է այլ ուղղություններից:

Գնդային համաչափությամբ օժտված տարածության մեջ հիմքեր չկան ջոկելու որևէ ուղղություն: Ֆիզիկորեն իրականացվող, գերադասելի ուղղություն տարածության մեջ կարող է լինել, օրինակ,

մագնիսական կամ էլեկտրական դաշտի ուղղությունը:

Եթե մեկէլեկտրոնային ատոմային համակարգը ֆիզիկորեն ընտրված (ցոկված) ուղղությամբ տարածության մեջ է, ապա էլեկտրոնի վրա ազդող ուժը կարելի է ներկայացնել

$$\mathbf{F} = -\frac{Ze^2}{r^3}\mathbf{r} + \Delta\mathbf{F} = \mathbf{F}_y + \Delta\mathbf{F} \quad (3.1)$$

տեսքով, որտեղ առաջին գումարելին գնդային համաչափությամբ օժտված կոլոնյան փոխազդեցության ուժն է, $\Delta\mathbf{F}$ -ը՝ գերադասելի ուղղությունն առանձնացնող ուժը, որն օժտված է առանցքային համաչափությամբ այն առանցքի նկատմամբ, որը համընկնում է գերադասելի ուղղության հետ:

(3.1) ուժի ազդեցությամբ էլեկտրոնը շարժվում է որևէ P հարթության մեջ էլիպսով, որը հարթության հետ կոնապտույտ է կատարում գերադասելի ուղղության շուրջը: Համակարգի էներգիան՝

$$E_{nk} = E_{nk}^0 + \Delta E, \quad (3.2)$$

որտեղ E_{nk}^0 -ն էլեկտրոնի էներգիան է կոլոնյան դաշտում, իսկ ΔE -ն՝ էներգիայի ուղղումը՝ պայմանավորված $\Delta\mathbf{F}$ ուժով:

Դիտարկենք այն դեպքը, երբ $\Delta\mathbf{F}$ -ի ազդեցությունն անվերջ փոքր է՝ $|\Delta\mathbf{F}| \ll |\mathbf{F}_y|$, ուստի և $|\Delta E| \ll |E_{nk}^0|$: Այս դեպքում խնդրի համիլտոնիանը՝

$$\mathcal{H} = \frac{m}{2}(\dot{r}^2 + r^2\dot{\theta}^2 + r^2\sin^2\theta\dot{\psi}^2) - \frac{Ze^2}{r}, \quad (3.3)$$

որտեղ r -ը, θ -ն և ψ -ն գնդային կոորդինատներն են: Դրանց համալուծ ընդհանրացված իմպուլսներն են՝

$$p_r = \frac{\partial\mathcal{H}}{\partial\dot{r}} = m\dot{r}, \quad (3.4)$$

$$p_\theta = \frac{\partial\mathcal{H}}{\partial\dot{\theta}} = mr^2\dot{\theta}, \quad (3.5)$$

$$p_\psi = \frac{\partial\mathcal{H}}{\partial\dot{\psi}} = mr^2\sin^2\theta\dot{\psi}, \quad (3.6)$$

Ջոմերֆելդ-Վիլսոնի քվանտացման (2.1) բանաձևով տրվող պայմանները կներկայացվեն հետևյալ առնչություններով՝

$$\oint p_r dr = \oint m r \dot{r} dr = n_r h, \quad (3.7)$$

$$\oint p_\theta d\theta = \oint m r^2 \dot{\theta} d\theta = n_\theta h, \quad (3.8)$$

$$\oint p_\psi d\psi = \oint m r^2 \sin^2 \theta \dot{\psi} d\psi = n_\psi h: \quad (3.9)$$

Համիլտոնիանի (3.3) արտահայտության մեջ ψ փոփոխականը բացակայում է, այն այսպես կոչված շրջանային (ցիկլիկ) կոորդինատ է, ուստի Համիլտոնի հավասարումներից հետևում է, որ

$$\dot{p}_\psi = -\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \psi} = 0, \quad \text{և} \quad p_\psi = \text{const}: \quad (3.10)$$

(3.10), (3.9) և (3.6) բանաձևերից բխում է, որ

$$p_\psi = m r^2 \sin^2 \theta \dot{\psi} = n_\psi \frac{h}{2\pi} = n_\psi \hbar: \quad (3.11)$$

p_ψ -ն իմպուլսի մոմենտի՝ p_φ -ի պրոյեկցիան է z առանցքի վրա (նկ. 20), հետևաբար՝ $p_\psi = p_\varphi \cos \alpha$, որտեղ α -ն p_φ -ի և z առանցքի միջև անկյունն է:

Այսպիսով՝ p_ψ ընդհանրացված իմպուլսն ընդունում է միայն \hbar -ին պատիկ արժեքներ՝ $p_\psi = \hbar n_\psi$: Ընդունված է նշանակել $n_\psi \equiv m$ տառով և այն անվանել մագնիսական քվանտային թիվ:

$$p_\psi = m \hbar: \quad (3.12)$$

Սա նշանակում է, որ էլեկտրոնի ուղեծրի հարթության նորմալը չի կարող կամայական անկյուն կազմել գերադասելի ուղղության (z առանցքի) հետ: α անկյան թույլատրելի արժեքները որոշվում են

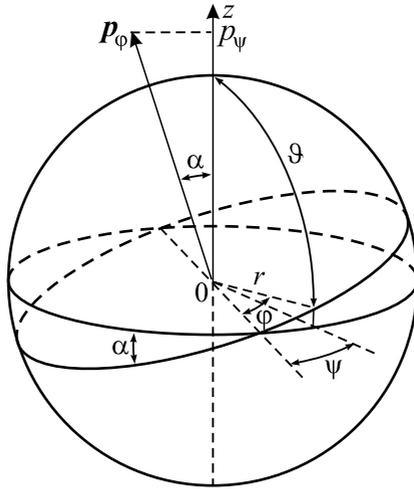
$$p_\psi = m \hbar = p_\varphi \cos \alpha = k \hbar \cos \alpha \quad (3.13)$$

պայմանից՝

$$\cos \alpha = \frac{m}{k}: \quad (3.14)$$

Նշանակում է՝ α -ն ընդունում է միայն այն արժեքները, որոնք որոշվում են m և k քվանտային թվերի հարաբերությամբ: Քանի որ $-1 \leq \cos \alpha \leq 1$, ապա տրված k -ի համար m -ի ընդունած հնարավոր արժեքները սահմանափակված են

$$-k \leq m \leq k \quad (3.15)$$



Նկ. 20. Էլեկտրոնի կորորհինապնները (r, θ, ψ) գնդային կորորհինապնային համակարգում. φ քնեռային անկյունը փոփոխվում է ուղեծրի հարթության մեջ:

տիրույթում, հետևաբար՝ m մագնիսական քվանտային թիվն ընդունում է $2k + 1$ տարբեր արժեքներ՝

$$m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm, \dots, \pm k : \quad (3.16)$$

Այսպիսով՝ էլեկտրոնի ուղեծրի հարթությունը տարածության մեջ կարող է կողմնորոշվել $2k + 1$ ուղղություններով: Այս երևույթը հայտնի է «տարածական քվանտացում» անունով:

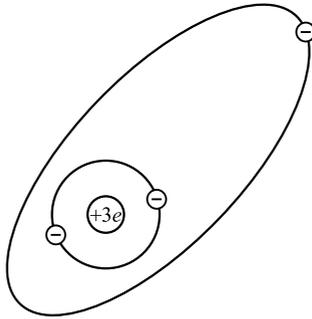
Հարկ է նշել, որ անվերջ փոքր ΔF արտաքին դաշտում $|\Delta E_{nkm}| \ll |E_{nk}^0|$, հետևաբար՝ $E_{nkm} = E_{nk}^0$ և կախված չէ m մագնիսական քվանտային թվից, այսինքն՝ E_{nk} էներգիական մակարդակները $2k + 1$ պատիկ այլասերված են ըստ m քվանտային թվի:

§4. Ալկալիական մետաղների սպեկտրները

Մերիական կառուցվածք: Ջրածնի և ջրածնանման իոնների քվանտային տեսության հիմքում երկու մասնիկների խնդիրն է: Ավելի բարդ՝ մեկից ավելի էլեկտրոններով համակարգերի քվանտային ուսումնասիրումը կապված է սկզբունքային դժվարությունների հետ, քանի որ երեք մարմինների խնդիրը չունի վերլուծական լուծում:

Սակայն պարզվում է, որ հնարավոր է մեկէլեկտրոնային համակարգերից տարբերվող, ավելի բարդ ատոմների ստացիոնար վիճակների կիսաքանակական ուսումնասիրումը՝ պայմանավորված ատոմների որոշակի առանձնահատկություններով: Այդպիսի համակարգերի թվին են պատկանում ալկալիական մետաղների՝ լիթիումի (Li, $Z = 3$), նատրիումի (Na, $Z = 11$), կալիումի (K, $Z = 19$), ռուբիդիումի (Rb, $Z = 37$) և ցեզիումի (Cs, $Z = 55$) ատոմները:

Փորձերը ցույց են տալիս, որ ալկալիական մետաղի ատոմից մեկ էլեկտրոն հեռացնելու համար պահանջվող էներգիան (առաջին իոնացման էներգիա) շատ անգամ փոքր է ևս մեկ էլեկտրոն հեռացնելու համար անհրաժեշտ էներգիայից (երկրորդ իոնացման էներգիա): Սա նշանակում է, որ ատոմի էլեկտրոններից մեկը շատ ավելի հեռու է միջուկից, քան մնացած բոլոր էլեկտրոնները: Այս պարագայում ալկալիական մետաղի ատոմը կարելի է դիտարկել որպես մեկէլեկտրոնային ատոմ, որտեղ Ze լիցքով միջուկի անմիջական մոտակայքում շարժվում է $Z_\alpha = Z - 1$ էլեկտրոն, իսկ մեկ՝ վերջին էլեկտրոնը հիմնականում միջուկին մոտ էլեկտրոնների խմբից դուրս է: Միջուկը և Z_α էլեկտրոնները կազմում են ամփոփ խումբ՝ այսպես կոչված ատոմային հիմք (կմախք, մնացորդ), որն ունի $+e$ լիցք: Վերջին՝ «արտաքին» էլեկտրոնը շարժվում է ատոմային մնացորդի դաշտում (սկ. 21), ընդ որում, այդ շարժումը միջին հաշվով շատ նման է ջրածնի ատոմում էլեկտրոնի շարժմանը ջրածնի միջուկի՝ պրոտոնի ստեղծած կենտրոնահամաչափ դաշտում:



Նկ. 21. Լիթիումի արոմի սխեմատիկ պատկերը. արտաքին (օպտիկական) էլեկտրոնը շարժվում է $+e$ լիցքով արոմնային մնացորդի դաշտում:

Մեկ անգամ իոնացված ատոմի դեպքում, երբ ատոմային հիմքից հեռացվում է մեկ էլեկտրոն, $Z_\alpha = Z - 2$, կրկնակի իոնացված ատոմի դեպքում $Z_\alpha = Z - 3$ և այլն: Եթե հեռացվի արտաքին (թույլ կապված) էլեկտրոնը, ապա ատոմային հիմքում լիցքի բաշխումը և նրա էլեկտրական դաշտը կլինեն օժտված գնդային համաչափությամբ:

Ալկալիական մետաղների օպտիկական սպեկտրների նմանությունն իրար և միաժամանակ՝ ջրածնի սպեկտրներին հնարավորություն է տալիս ենթադրելու, որ օպտիկական տիրույթում այդ ատոմների ճառագայթումն ու կլանումը պայմանավորված են արտաքին էլեկտրոնի՝ քվանտային վիճակների միջև անցումներով (այստեղից էլ արտաքին էլեկտրոնի մյուս՝ «օպտիկական էլեկտրոն» անվանումը):

Օգտվելով նշված նմանությունից՝ Ռիդբերգն ալկալիական մետաղների սպեկտրային գծերը նույնպես խմբավորել է ըստ առանձին սերիաների՝ դրանք ներկայացնելով ջրածնի ատոմային սպեկտրային սերիաները հիշեցնող հետևյալ արտահայտություններով՝

$$\begin{aligned}\tilde{v} &= \frac{R}{(1+s)^2} - \frac{R}{(n+p)^2} \quad (\text{գլխավոր սերիա}), \\ \tilde{v} &= \frac{R}{(2+p)^2} - \frac{R}{(n+d)^2} \quad (\text{I կողմնակի կամ դիֆուզ սերիա}), \quad (4.1) \\ \tilde{v} &= \frac{R}{(2+p)^2} - \frac{R}{(n+s)^2} \quad (\text{II կողմնակի կամ կտրուկ սերիա}),\end{aligned}$$

որտեղ $\tilde{v} = \lambda^{-1}$ մեծությունը տվյալ գծի սպեկտրային ալիքային թիվն է, R -ը՝ Ռիդբերգի հաստատունը, s -ը, p -ն և d -ն տվյալ մետաղի համար հաստատուն և մեկից փոքր թվեր են: $s \ll 1$ և $p \ll 1$ դեպքում գլխավոր սերիան համընկնում է ջրածնի ատոմի Լայմանի սերիայի հետ: Հարկ է նաև նշել, որ ակալիական մետաղի ատոմային սպեկտրային գծերն իրար շատ մոտ սպեկտրային ալիքային թվերով գույգ գծեր՝ կրկնակներ (դուբլետներ) են, և (4.1) բանաձևերը գրված են գծերից մեկի համար:

Արտաքին էլեկտրոնի շարժումն արոմային հիմքի դաշտում:

Արտաքին էլեկտրոնը, ազդելով ատոմային հիմքի վրա, աղճատում է դրա գնդային համաչափությամբ օժտված լիցքի բաշխումը և էլեկտրական դաշտը: Առաջին մոտավորությամբ ատոմային հիմքի դաշտը կարելի է դիտարկել որպես միջուկի $Z_\alpha e$ կետային լիցքի և ատոմի կենտրոնում տեղադրված կետային երկբևեռի ստեղծած դաշտերի վերադրման արդյունք: Ընդ որում, երկբևեռի առանցքն ուղղված է դեպի արտաքին էլեկտրոնը: Այնպես որ, ատոմային հիմքի դաշտը թեն աղճատվում է արտաքին էլեկտրոնի առկայությամբ, սակայն միջին հաշվով մնում է գնդային համաչափությամբ օժտված: Համապատասխան պոտենցիալ էներգիան ունի հետևյալ տեսքը՝

$$U(r) = -\frac{Z_\alpha e^2}{r} - C \frac{Z_\alpha e^2}{r^2}, \quad (4.2)$$

որտեղ $C = const$: (4.2) արտահայտությունը կարելի է ներկայացնել որպես $U(r)$ -ի վերլուծություն ըստ $(1/r)$ -ի աստիճանների $O(1/r^3)$ անդամների ճշտությամբ, ուստի $-CZ_\alpha e^2/r^2$ անդամը կարելի է դիտարկել որպես ուղղում $Z_\alpha e^2/r$ հիմնական անդամին:

Այսպիսով՝ նշված մոտավորությամբ ավալիական ատոմի տարբերությունը ջրածնի ատոմից պայմանավորված է $-CZ_\alpha e^2/r^2$ անդամի առկայությամբ: Եթե էլեկտրոնի էներգիայի (2.20) արտահայտությունը ներկայացնենք

$$E = \frac{m\dot{r}^2}{2} + \frac{p_\varphi^2}{2mr^2} + U(r) \quad (4.3)$$

տեսքով և նրանում տեղադրենք $U(r)$ -ի (4.2) բանաձևը, ապա կհանգենք հետևյալ արդյունքին՝

$$E = \frac{m\dot{r}^2}{2} + \frac{p_\varphi^2}{2mr^2} - \frac{Z_\alpha e^2}{r} - C \frac{Z_\alpha e^2}{r^2}: \quad (4.4)$$

r^{-2} -ին համեմատական անդամների գումարը կարելի է ներկայացել

$$\frac{p_\varphi^2}{2mr^2} - C \frac{Z_\alpha e^2}{r^2} \equiv \frac{p_\varphi'^2}{2mr^2} \quad (4.5)$$

տեսքով, որտեղից՝

$$p_\varphi'^2 = p_\varphi^2 - 2mCZ_\alpha e^2: \quad (4.6)$$

Նկատի ունենալով նաև $p_\varphi = \hbar k$ քվանտացման պայմանը և նման ձևով ներկայացնելով նաև p_φ' -ը, այն է՝ $p_\varphi' = \hbar k'$, կստանանք՝

$$k' = k \left(1 - \frac{2mCZ_\alpha e^2}{\hbar^2 k^2} \right)^{1/2}: \quad (4.7)$$

Հասկանալի է, որ ընդհանուր դեպքում k' -ն ամբողջ թիվ չէ:

Այսպիսով՝ ավալիական մետաղի ատոմի տարբերությունը ջրածնի ատոմից հանգում է k ազիմուտային քվանտային թիվը նոր՝ k' քվանտային թիվով փոխարինելուն: Հետևաբար՝ ավալիական մետաղների ատոմների և դրանց իոնների էներգիական մակարդակները կորոշվեն

$$E_{n_r k'} = - \frac{m e^4 Z_\alpha^2}{2 \hbar^2 (n_r + k' + 1)^2} \quad (4.8)$$

բանաձևով, որտեղ n_r -ը շառավղային քվանտային թիվն է: Ներմուծելով գլխավոր քվանտային թիվը՝ $n = n_r + k + 1$, (4.8) բանաձևը կարելի է ներկայացնել

$$E_{n_r, k'} = -\frac{me^4 Z_\alpha^2}{2\hbar^2 [n - \Delta(k)]^2} \quad (4.9)$$

տեսքով, որտեղ քվանտային ուղղում կոչվող $\Delta(k) = k - k'$ մեծությունը կախված է k և C մեծություններից: Նշենք, որ C հաստատունը նույնպես կախված է k քվանտային թվից:

Որակապես այդ կախումը կարելի է մեկնաբանել Բորի և Զոմերֆելդի մոդելային տեսության տեսանկյունից: k քվանտային թվի առավելագույն՝ $k = n$ արժեքին համապատասխանում է շրջանային ուղեծիր, իսկ $k = 1$ փոքրագույն արժեքին՝ ամենաձգված էլիպսային ուղեծիրը (տես էլիպսների մեծ և փոքր կիսաառանցքների (2.29) և (2.31) բանաձևերը): Հետևաբար՝ փոքր k -երի դեպքում արտաքին էլեկտրոնը կթափանցի ատոմային հիմքի տիրույթ և զգալիորեն կխտտորի նրա դաշտը: Շրջանային ուղեծրերի դեպքում նման թափանցում հնարավոր չէ, ուստի խտտորումը գործնականում բացակայում է:

Ինչպես գիտենք, ջրածնի կամ ջրածնանման ատոմում տրված n -ի դեպքում տարբեր k և m քվանտային թվերին համապատասխանում է էներգիայի նույն արժեքը, որը կախված է միմյան n գլխավոր քվանտային թվից, այսինքն՝ տեղի ունի այլասերում ըստ k -ի և m -ի: Այսպիսով՝ այլասերումը (որն անվանում են պատահական) հետևանք է միջուկի դաշտի կուլոնյան բնույթի, քանի որ պրոտոնը կարելի է դիտարկել որպես կետային լիցք (տես §2): Ալկալիական մետաղի ատոմում արտաքին էլեկտրոնը շարժվում է ատոմային հիմքի էլեկտրական դաշտում, որը կետային չէ, թեև օժտված է գնդային համաչափությամբ, ուստի տարբերվում է $1/r$ կուլոնյան պոտենցիալից (տես (4.2) բանաձևը): Հենց այս հանգամանքով է պայմանավորված էլեկտրոնի էներգիայի կախումը ոչ միայն n գլխավոր քվանտային թվից, այլ նաև k ազիմուտային քվանտային թվից: Այսպիսով՝ կենտրոնահամաչափ, ոչ կուլոնյան դաշտում այլասերումն ըստ k -ի «հանվում» է: Մնում է միայն այլասերումն ըստ m -ի, որը հետևանք է տարածության իզոտրոպության:

Ռիդբերգի սերիաների արտաձուլում: n գլխավոր քվանտային թվով որոշվում է միայն արտաքին (օպտիկական) էլեկտրոնի էներգիական վիճակը: Տվյալ ակալիական մետաղի համար n -ի ամենափոքր արժեքը համապատասխանում է հիմնական (չգրգռված) վիճակին, քանի որ դրանից փոքր քվանտային թվերով բոլոր քվանտային վիճակները լրացված են մնացած (ատոմային հիմքի մեջ մտնող) էլեկտրոններով: Օրինակ՝ լիթիումի ատոմի համար $n_{min} = 2$, նատրիումի ատոմի համար $n_{min} = 3$, կալիումի ատոմի համար $n_{min} = 4$ և այլն:

Սպեկտրադիտման մեջ ընդունված է $k = 1$ վիճակներն անվանել s -վիճակներ, $k = 2$ վիճակները՝ p վիճակներ, $k = 3$ վիճակները՝ d վիճակներ, $k = 4$ վիճակները՝ f վիճակներ, իսկ հաջորդ արժեքները՝ ըստ լատինական այբուբենի ($k = 5$ ՝ g , $k = 6$ ՝ h և այլն): Բոլոր ակալիական մետաղների չգրգռված ատոմների արտաքին էլեկտրոններն s վիճակում են ($k = 1$): Ընդունված է նաև s տառից առաջ գրել գլխավոր քվանտային թվի արժեքը: Օրինակ՝ Na-ի չգրգռված ատոմում արտաքին էլեկտրոնի համար $n = 3, k = 1$, ուստի այն կլինի $3s$ վիճակում:

Եթե ստորին վիճակի գլխավոր քվանտային թիվը նշանակենք l -ով, ապա l և $k = 1$ քվանտային թվերով որոշվող (ls) վիճակում ատոմի էներգիան՝

$$E_{ls} = -\frac{me^4}{2\hbar^2} \frac{1}{(l - \Delta_s)^2} : \quad (4.10)$$

Հարկ է նշել, որ չեզոք ատոմի դեպքում $Z_\alpha = 1$:

Գլխավոր սերիայի սպեկտրային գծերն առաջանում են, երբ np վիճակով ատոմում արտաքին էլեկտրոնն անցնում է ամենացածր ls վիճակ, որի արդյունքում ճառագայթված ֆոտոնի էներգիան՝

$$h\nu_{q|l} = E_{np} - E_{ls} = \frac{me^4}{2\hbar^2} \left[\frac{1}{(l - \Delta_s)^2} - \frac{1}{(n - \Delta_p)^2} \right] \quad (4.11)$$

կամ

$$\tilde{\nu} = \frac{me^4}{4\pi\hbar^3} \left[\frac{1}{(l - \Delta_s)^2} - \frac{1}{(n - \Delta_p)^2} \right] = R \left[\frac{1}{(l - \Delta_s)^2} - \frac{1}{(n - \Delta_p)^2} \right]: \quad (4.12)$$

Առաջին կողմնակի սերիայի գծերն առաջանում են, երբ գրգռված ատոմի արտաքին էլեկտրոնն nd վիճակից անցնում է lp ամենացածր վիճակ, ուստի՝

$$\tilde{\nu} = R \left[\frac{1}{(k - \Delta_p)^2} - \frac{1}{(n - \Delta_d)^2} \right]: \quad (4.13)$$

Վերջապես, երկրորդ կողմնակի սերիայի սպեկտրային գծերն առաջանում են, երբ գրգռված ատոմի արտաքին էլեկտրոնն ns վիճակից անցնում է ամենացածր kp վիճակ, ուստի՝

$$\tilde{\nu} = R \left[\frac{1}{(l - \Delta_p)^2} - \frac{1}{(n - \Delta_s)^2} \right]: \quad (4.14)$$

(4.12) – (4.14) բանաձևերը կհամընկնեն Ռիդբերգի (4.1) բանաձևերի հետ, եթե, օրինակ, Na-ի համար ընդունենք, որ $1 + s = 3 - \Delta_s$, $2 + p = 3 - \Delta_p$ և $n + d = n - \Delta_d$:

Նշենք, որ ալկալիական մետաղների ատոմների սպեկտրներում դիտվում են միայն այն գծերը, որոնց համապատասխան անցումներում ազիմուտային քվանտային թիվը փոխվում է մեկով, այսինքն՝ բավարարվում է $\Delta k = \pm 1$ ջոկման կանոնը:

§ 5. Համապատասխանության սկզբունքը

Հաճախությունների հաշվարկ: Բորի կանխադրույթները հակասության մեջ են դասական ֆիզիկայի օրենքների հետ:

Կանխադրույթների համաձայն՝ ատոմային համակարգերում գոյություն ունեն էներգիական ընդհատ մակարդակներ, որոնց համապատասխանում են քվանտային՝ ընտրովի ուղեծրեր, ի տարբերություն դասական մեխանիկայում հնարավոր անթիվ բազմությամբ, անընդհատ ուղեծրերի: Այս հակասությունը համընդհանուր բնույթ ունի: Բազում փաստեր միարժեքորեն ցույց են տալիս, որ

ատոմային երևույթներին բնորոշ է ընդհատությունը, որը բնութագրվում է Պլանկի հաստատունի վերջավոր արժեքով, իսկ մակրոերևույթներին բնորոշ է հենց անընդհատությունը:

Համակարգի չափերը մեծացնելիս, միկրոսկոպական նկարագրումից մակրոսկոպականին անցնելիս փաստորեն անցում է կատարվում քվանտային ֆիզիկայից դասական ֆիզիկային: Սա նշանակում է, որ որոշակի պայմաններում և՛ քվանտային, և՛ դասական նկարագրումները պետք է հանգեցնեն համընկնող արդյունքների:

Դիտարկենք ջրածնանման ատոմի էներգիական մակարդակների՝ Բորի տեսությանը ստացված բանաձևը.

$$E_n = -\frac{me^4Z^2}{2\hbar^2n^2}, \quad n = 1, 2, 3 \dots \quad (5.1)$$

n քվանտային թվի մեծացմանը զուգընթաց E_n էներգիան աճում է ($E_n < 0$), իսկ $E_{n+\Delta n}$ և E_n էներգիաների տարբերությունը, երբ $n \gg 1$ և $\Delta n \ll n$, տրվում է հետևյալ արտահայտությամբ՝

$$\Delta E_n \equiv E_{n+\Delta n} - E_n = -\frac{me^4Z^2}{2\hbar^2} \left[\frac{1}{(n+\Delta n)^2} - \frac{1}{n^2} \right] \approx \frac{me^4Z^2}{\hbar^2n^3} \Delta n: \quad (5.2)$$

(5.2) բանաձևից հետևում է, որ բավականաչափ մեծ n -երի դեպքում հարևան՝ $\Delta n = 1$ մակարդակներն իրար շատ մոտ են: Եթե n -ը շատ մեծ թիվ է, ապա $|\Delta E_n/E_n| \approx 2\Delta n/n \ll 1$, և էներգիական մակարդակների հաջորդականությունը գործնականորեն անընդհատ է: Նշանակում է՝ $n \gg 1$ դեպքում քվանտային երևույթներին բնորոշ առանձնահատկությունը՝ ընդհատությունը վերանում է:

Ցույց տանք, որ մեծ քվանտային թվերի դեպքում դասական և քվանտային օրենքներով հաշվարկված ճառագայթման հաճախությունները համընկնում են:

Շրջանային ուղեծրերի համար Բորի քվանտացման (1.1) պայմանի համաձայն՝

$$m v_n r_n = m \omega_n r_n^2 = n\hbar, \quad (5.3)$$

որտեղ ω_n -ն n -րդ ուղեծրով պտտման անկյունային հաճախությունն է, իսկ n -րդ ուղեծրի շառավիղը (տես (1.17) բանաձևը)՝

$$r_n = \frac{\hbar^2}{me^2 Z} n^2: \quad (5.4)$$

(5.3) և (5.4) բանաձևերից պարզ է, որ պտտման հաճախությունը՝

$$\omega_n = \frac{me^4 Z^2}{\hbar^3 n^3}: \quad (5.5)$$

Գասական էլեկտրադինամիկայի համաձայն՝ դա հենց արձակված ճառագայթման հաճախությունն է՝

$$\omega_{\eta su} \equiv \omega_n:$$

$n \rightarrow k$ քվանտային անցման դեպքում արձակված ճառագայթման հաճախությունը որոշվում է Բորի երկրորդ կանխադրույթից՝ $E_n - E_k = \hbar\omega_{nk} \equiv \hbar\omega_{pq}$, և

$$\omega_{pq} = \frac{me^4 Z^2}{2\hbar^3} \frac{(n-k)(n+k)}{n^2 k^2}: \quad (5.6)$$

Ակնհայտ է, որ (5.5) և (5.6) բանաձևերը միմյանցից զգալիորեն տարբերվում են:

Այժմ ենթադրենք, որ $n \gg 1$ և $n - k = 1$: Այս դեպքում (5.6) բանաձևից հետևում է, որ

$$\omega_{pq} = \frac{me^4 Z^2}{2\hbar^3} \frac{2n-1}{n^2(n-1)^2} \approx \frac{me^4 Z^2}{\hbar^3 n^3},$$

այսինքն՝

$$\omega_{pq} = \omega_{\eta su}, \quad (5.7)$$

եթե անցումները մեծ n -երով և հարևան ($k = n - 1$) մակարդակների միջև են:

Եթե անցման դեպքում քվանտային թիվը փոփոխվում է $\Delta n \ll n$ -ով, ապա (5.6) բանաձևի համաձայն՝

$$\omega_{pq} \approx \frac{me^4 Z^2}{\hbar^3 n^3} \Delta n = \omega_{\eta su} \Delta n, \quad \Delta n = 2, 3, \dots, \quad (5.8)$$

այսինքն՝ այդպիսի անցումներում $2\omega_{\eta su}$, $3\omega_{\eta su}$ և $\omega_{\eta su}$ -ին պատիկ այլ հաճախություններ համընկնում են դասական հաճախության օրերտոնների հետ: Փոքր n -երի դեպքում այդպիսի համապատասխանություն չկա, բայց յուրաքանչյուր օրերտոնի կարելի է համապատասխանության մեջ դնել որոշակի քվանտային հաճախություն:

Դասական և քվանտային օրենքների հարաբերակցությունը:

Դասական և քվանտային օրենքների միջև հարաբերակցությունը կարելի է հստակ արտահայտել հետևյալ կերպ:

Ենթադրենք՝ ունենք մեկ ազատության աստիճանով համակարգ: Քվանտային օրենքներով՝ այդ համակարգի առաքած ճառագայթման հաճախությունը որոշվում է

$$E_n - E_k \equiv \Delta E = h\nu_{pq} = \hbar\omega_{pq} \quad (5.9)$$

պայմանով, ընդ որում, E_n և E_k էներգիաները որոշվում են քվանտացման ընդհանուր (Բոր-Ջոմերֆելդի) պայմանից՝

$$J = \oint p dq = nh, \quad (5.10)$$

որտեղ J -ն գործողությունն է: Ստացիոնար վիճակների համար $J_k = kh$, $J_n = nh$, ուստի $\Delta J = J_k - J_n = (k - n)h$:

Հարևան վիճակների համար $\Delta J = h$: Այս արդյունքը տեղադրելով (5.9) բանաձևում՝ կստանանք՝

$$\nu_{pq} = \frac{\Delta E}{h} = \frac{\Delta E}{\Delta J}: \quad (5.11)$$

Դասական հաճախության համար համապատասխան արտահայտություն ստանալու նպատակով դիտարկենք գծային ներդաշնակ տատանակի դեպքը: Տատանակի համար գործողությունը՝

$$J = \oint p dq = \oint p_x dx = \oint \sqrt{2m[E - U(x)]} dx, \quad (5.12)$$

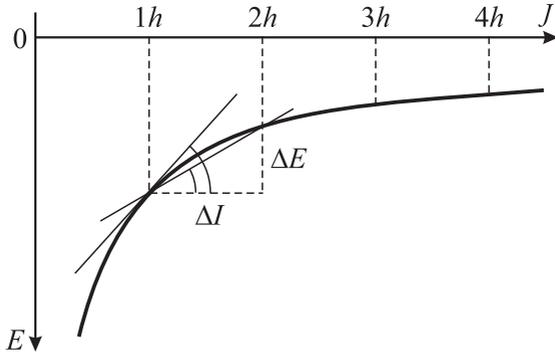
որտեղ m -ը տատանակի զանգվածն է, $U(x)$ -ը՝ պոտենցիալ էներգիան, E -ն՝ լրիվ էներգիան: (5.12) արտահայտությունն ածանցենք ըստ էներգիայի.

$$\frac{dJ}{dE} = \oint \frac{m}{\sqrt{2m[E - U(x)]}} dx = \oint \frac{m}{p_x} dx = \oint \frac{dx}{v_x} = T, \quad (5.13)$$

որտեղ T -ն տատանակի պարբերությունն է: (5.13) բանաձևից հետևում է դասական հաճախության

$$\nu_{quas} = \frac{1}{T} = \frac{dE}{dJ} \quad (5.14)$$

արտահայտությունը: Կարելի է ապացուցել, որ (5.14) բանաձևը տեղի ունի մեկ ազատության աստիճանով կամայական պարբերա-



Նկ. 22. Էներգիայի՝ գործողությունից կախման գրաֆիկը

կան համակարգի համար:

(5.11) և (5.14) բանաձևերի համեմատությունից գալիս ենք հետևյալ եզրակացության: Ե՛վ դասական, և՛ քվանտային տեսություններում հաճախությունը որոշվում է որպես էներգիայի աճի և գործողության աճի հարաբերություն, սակայն դասական դեպքում գործ ունենք անվերջ փոքր աճերի, իսկ քվանտային դեպքում՝ վերջավոր աճերի հետ:

Այս արդյունքն ավելի ընդհանուր, այսպես կոչված համապատասխանության սկզբունքի մասնավոր տեսքն է: Այս սկզբունքը պահանջում է, որ յուրաքանչյուր ոչ դասական տեսություն, համապատասխան սահմանային դեպքում, պետք է համընկնի դասական տեսության հետ: Օրինակ՝ ռելյատիվիստական մեխանիկայի բանաձևերից $v \ll c$ դեպքում ստացվում են նյուտոնյան մեխանիկայի ($c \rightarrow \infty$)բանաձևերը:

§6. Շտեռնի և Գեոլախի փորձը

Էլեկտրոնի ուղեծրային մագնիսական մոմենտը: 1922 թ. Օ. Շտեռնը և Վ.Գեոլախը փորձնականորեն հաստատեցին տարածական քվանտացման տեսության հետևությունները և հաշվարկեցին ատոմի մագնիսական մոմենտը:

Հայտնի է, որ փակ ուղեծրով շարժվող լիցքը համարժեք է հոսանքակիր շրջանակին: Մասնավորապես, փակ ուղեծրով շարժվող էլեկտրոնի ստեղծած հոսանքը՝

$$i = \frac{e}{T}, \quad (6.1)$$

որտեղ T -ն էլեկտրոնի պտտման պարբերությունն է:

Ինչպես հայտնի է էլեկտրականության դասընթացից, հոսանքակիր շրջանակի մագնիսական մոմենտը տրվում է

$$\mu = \frac{1}{c} iS \quad (6.2)$$

առնչությամբ, որտեղ c -ն լույսի արագությունն է վակուումում, S -ը՝ հոսանքակիր շրջանակի մակերեսը: Նկատի ունենալով, որ

$$S = \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} r^2 d\phi = \frac{1}{2} \int_0^T r^2 \dot{\phi} dt = \frac{1}{2m} \int_0^T mr^2 \dot{\phi} dt = \frac{p_{\phi} T}{2m}, \quad (6.3)$$

և որ $p_{\phi} = k\hbar$ (տես (2.4) բանաձևը), (6.2) և (6.3) արտահայտություններից կստանանք՝

$$\mu = \frac{1}{c} \frac{e}{T} \frac{T\hbar k}{2m} = \frac{e\hbar}{2mc} k, \quad k = 1, 2, 3, \dots : \quad (6.4)$$

Այս բանաձևից հետևում է, որ ատոմների՝ էլեկտրոնների ուղեծրային շարժումով պայմանավորված մագնիսական մոմենտները Բորի մագնետոնի՝

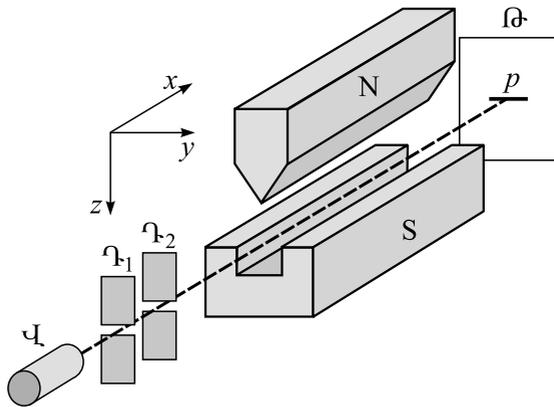
$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2mc} = 9,23 \cdot 10^{-21} \frac{\text{էրգ}}{\text{Գս}} \quad (6.5)$$

մեծության պատիկներն են: Նշանակում է՝ μ_B համապիտանի հաստատունն էլեկտրոնի մագնիսական մոմենտի նվազագույն քանակն է՝ դրա քվանտը:

Փորձարարական սարքի սխեման և փորձի ընթացքը:

Նկ. 23-ում պատկերված է Շտեռնի և Գեռլախի փորձի սխեման:

Վակուումային սարքում Վ վատարանում գոլորշիացվում է արծաթ: Արծաթի ատոմների մի մասն անցնում է Γ_1 և Γ_2 դիաֆրագմաներով: Եթե վակուումը բավականաչափ բարձր է (օդի մոլեկուլների ազատ վազքի միջին երկարությունը զգալիորեն գերազանցում է սարքի չափերը), իսկ արծաթի ատոմների հոսքի խտությունը՝ փոքր, ապա մագնիսի N և S բևեռների միջև արծաթի ատոմները կշարժվեն ջերմային արագություններով և առանց բախումների, այսինքն՝ ուղղագիծ հետագծերով և հասնելով θ թիթեղին՝ կխտանան նրա մակերևույթին, առաջացնելով արծաթի շերտ: Եթե հաստատուն մագնիսական դաշտը համասեռ է, ապա այն փորձում չի հայտնաբերվում, քանի որ համասեռ դաշտում մագնիսական երկբևեռի (չեզոք ատոմի) վրա ազդում է ուժազույգ, որի ազդեցությամբ մագնիսական երկբևեռը կոնսպտույտ է կատարում մագնիսական դաշտի լարվածության վեկտորի շուրջը $\Omega = eH/2mc$ լարմորյան հաճախությամբ: Կոնսպտույտի հետևանքով ատոմային փնջի փոխադասավորությունը չի փոփոխվում:



Նկ. 23. Շտեռնի և Գեռլախի փորձի սխեման

Սակայն եթե հաստատուն մագնիսական դաշտն անհամասեռ է, ընդ որում, այդ անհամասեռությունը զգալի է երկրևեռի երկարությամբ չափերով տիրույթում, ապա երկրևեռի վրա ազդող արդյունաբար ուժն այն կտեղաշարժի z առանցքի ուղղությամբ այս կամ այն կողմ, որի հետևանքով ատոմների փունջը կճեղքվի:

Ուժի միջինացում: Անհամասեռ մագնիսական դաշտում մագնիսական մոմենտի (երկրևեռի) վրա ազդող այդ ուժը կախված է ինչպես մագնիսական մոմենտի մեծությունից, այնպես էլ դաշտի անհամասեռությունից: Որոշենք այդ ուժը:

Ինչպես գիտենք, $\boldsymbol{\mu}$ մագնիսական մոմենտի էներգիան \mathbf{H} լարվածությամբ մագնիսական դաշտում՝

$$W = -\boldsymbol{\mu}\mathbf{H}, \quad (6.6)$$

իսկ մագնիսական մոմենտի վրա ազդող ուժը՝

$$\mathbf{F} = -\text{grad } W : \quad (6.7)$$

Օգտվենք վեկտորական անալիզից հայտնի

$$\text{grad}(\mathbf{a}\mathbf{b}) = (\mathbf{a}\nabla)\mathbf{b} + (\mathbf{b}\nabla)\mathbf{a} + [\mathbf{a}, \text{rot}\mathbf{b}] + [\mathbf{b}, \text{rot}\mathbf{a}] \quad (6.8)$$

բանաձևից, որտեղ \mathbf{a} -ն և \mathbf{b} -ն կամայական վեկտորներ են: Նկատի ունենալով, որ $\boldsymbol{\mu}$ -ն հաստատուն վեկտոր է, իսկ հաստատուն մագնիսի դաշտը պոտենցիալային է, ուստի $\text{rot}\mathbf{H} = 0$, մագնիսական մոմենտի վրա ազդող ուժի համար կստանանք՝

$$\mathbf{F} = (\boldsymbol{\mu}\nabla)\mathbf{H}:$$

Նկ. 23-ում ընտրված կոորդինատային համակարգում

$$F_z = (\boldsymbol{\mu}\nabla)H_z = \mu_x \frac{\partial H_z}{\partial x} + \mu_y \frac{\partial H_z}{\partial y} + \mu_z \frac{\partial H_z}{\partial z}: \quad (6.9)$$

(6.9) արտահայտության առաջին և երկրորդ գումարելիները դեր չեն խաղում: Իրոք, մագնիսական դաշտում կոնսպտույտի հետևանքով μ_x և μ_y պրոյեկցիաները տատանվում են լարմորյան Ω հաճախությամբ՝ հաջորդաբար ընդունելով դրական և բացասական արժեքներ: Եթե Ω հաճախությունը բավարար չափով մեծ է, ապա F_z ուժը կարելի է միջինացնել ըստ ժամանակի: Այդ դեպքում $\bar{\mu}_x = \bar{\mu}_y = 0$, ուստի

$$\bar{F}_z = \mu_z \frac{\partial H_z}{\partial z} = \mu \frac{\partial H_z}{\partial z} \cos\theta, \quad (6.10)$$

որտեղ θ -ն մագնիսական մոմենտի կազմած անկյունն է դաշտի ուղղության (z առանցքի) հետ:

Միջինացման գործողությունը հիմնավորելու նպատակով կատարենք գնահատում: Լարմոյան կոնապտոյտի պարբերությունը՝

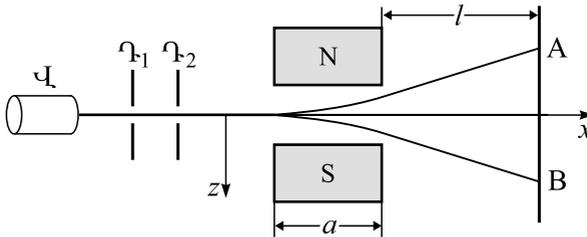
$$\tau = \frac{2\pi}{\Omega} = \frac{4\pi mc}{eH} \approx \frac{7 \cdot 10^{-7}}{H} \text{ վ:} \quad (6.11)$$

$H = 1000$ Գս լարվածությամբ դաշտում $\tau = 7 \cdot 10^{-10}$ վ: Եթե փնջում ատոմների ջերմային արագությունը՝ $v \sim 100$ մ/վ = 10^4 սմ/վ կարգի մեծություն է, ապա τ ժամանակում ատոմը կանցնի $\Delta x = \tau v \sim 7 \cdot 10^{-10} \cdot 10^4$ սմ $\sim 10^{-5}$ սմ, որը շատ փոքր է սարքի բնութագրական չափերի համեմատությամբ, որն էլ հիմնավորում է (6.10) բանաձևը:

Ենթադրելով, որ x առանցքի շրջակայքում $\partial H_z / \partial z \approx (\partial H_z / \partial z)_0$ (0 ցուցիչը համապատասխանում է x առանցքին) և (6.10) բանաձևով որոշելով ատոմի արագացումը, մագնիսական դաշտում z առանցքի երկայնքով ատոմի շեղման համար կստանանք

$$z_{\text{սն}} = \frac{1}{2} \frac{\bar{F}_z}{M} \left(\frac{a}{v} \right)^2 = \frac{1}{2M} \left(\frac{a}{v} \right)^2 \mu_z \left(\frac{\partial H_z}{\partial z} \right)_0 \quad (6.12)$$

արտահայտությունը, որտեղ a -ն մագնիսական դաշտի տիրույթի բնութագրական չափն է, M -ը՝ ատոմի զանգվածը:



Նկ. 24. Արոմների փնջի ճեղքումն անհամասեռ մագնիսական դաշտում

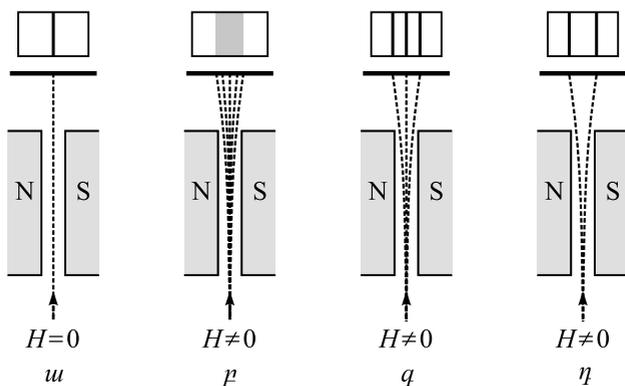
Դուրս գալով մագնիսից՝ ատոմը շարունակում է շարժվել x առանցքի հետ հաստատուն անկյուն կազմող ուղիղով, ուստի դժվար չէ հաշվել նրա շեղումն x առանցքից՝ մագնիսից կամայական հեռավորության դեպքում (նկ. 24):

Փորձի բացատրությունը: Ի՞նչ էր սպասվում փորձում:

Դասական պատկերացումների համաձայն՝ էլեկտրոնների ուղեծրերի հարթությունները մագնիսական դաշտի լարվածության վեկտորի նկատմամբ կարող են ունենալ կամայական կողմնորոշում, այսինքն՝ տարբեր ատոմների համար $\cos\theta$ -ն կարող է ընդունել կամայական արժեք -1 -ի և $+1$ -ի միջև: Ուստի շեղումներն էլ ընկած կլինեն $\bar{F}_{max}(\cos\theta = +1)$ և $\bar{F}_{min}(\cos\theta = -1)$ ուժերին համապատասխանող շեղումների միջև: Այսպիսով՝ անցնելով մագնիսական դաշտով՝ փունջը կլայնանա, մնալով սակայն «հոծ», այնպես որ փնջի հետքը Թ թիթեղի վրա $H = 0$ դեպքում ստացվող նեղ p շերտից կվերածվի ավելի լայն և հոծ շերտի (նկ. 25, ա, բ):

Տարածական քվանտացման տեսության համաձայն՝ հիմնական՝ $k = 1$ ազիմուտային քվանտային թվով վիճակում արծաթի ատոմներում էլեկտրոնների ուղեծրերի հարթությունները \mathbf{H} դաշտի նկատմամբ կարող են կողմնորոշվել երեք դիրքով, որոնց համապատասխանում են $\cos\theta = 0, 1, -1$ արժեքները: Այն ատոմները, որոնց համար $\cos\theta = 1$, կշեղվեն մի կողմ, $\cos\theta = -1$ -ով ատոմները՝ հակառակ կողմ, իսկ \mathbf{H} -ին ուղղահայաց մագնիսական մոմենտով ատոմները ($\cos\theta = 0$) չեն շեղվի: Նշանակում է՝ փունջը կտրոհվի երեք առանձին փնջերի, և Թ թիթեղի սկզբնական ($\mathbf{H} = 0$ դեպքում ստացվող) շերտը կվերածվի երեք շերտի (նկ. 25, գ):

Փորձում արծաթի ատոմների փունջը տրոհվել է առանձին փնջերի, բայց ոչ թե երեք, այլ՝ երկու. միջին՝ չտրոհված փունջը բացակայել է (նկ. 25, դ): Այս փաստը բացատրվել է ավելի ուշ (տես §7): Սակայն առանձին փնջերի առկայությունը հաստատեց տարածական քվանտացման տեսության արդյունքների ճշմարտացիությունը:



Նկ. 25. Տեսության և փորձի համեմատումը

Բացի այդ արդյունքից, չափելով փնջի շեղման մեծությունը, իմանալով $(\partial H_z / \partial z)_0$ բնութագրի արժեքը, սարքի երկրաչափական բնութագրերը, ատոմների ջերմային արագությունները (վառարանի ջերմաստիճանը), կարելի է որոշել տարբեր նյութերի ատոմների մագնիսական մոմենտները: Մասնավորապես, արծաթի ատոմի՝ փորձում չափված մագնիսական մոմենտը մեծ ճշտությամբ համընկել է Բորի մագնետոնի արժեքի հետ: Հաշվարկներում օգտագործվել են Շտեռնի և Գեռլախի փորձարարական սարքի հետևյալ բնութագրերը՝ $(\partial H_z / \partial z)_0 = 5 \cdot 10^4$ Գս/սմ, $a = 10$ սմ, մագնիսից մինչև Թ թիթեղ հեռավորությունը՝ $l = 100$ սմ, վառարանի ջերմաստիճանը՝ $T = 600$ Կ :

Հարկ է նշել, որ Շտեռնի և Գեռլախի փորձը քվանտային մեխանիկայի առաջին փորձարարական հիմնավորումն է, որը չի հենվում որոշակի ջերմադինամիկական տվյալների կամ ճառագայթման մասնակցությամբ փորձերի վրա: Այն քվանտացման գուտ մեխանիկական ցուցադրումն է, որը հստակորեն փաստում է տարածական քվանտացման գոյությունը:

§7. Էլեկտրոնի սպինը

Սպինի վարկածը: Ալկալիական մետաղների՝ փորձում ստացված սպեկտրները բացատրելիս, ինչպես նաև մի շարք այլ երևույթներում ի հայտ եկան դժվարություններ, որոնք Բորի տեսությունն անկարող էր բացատրել:

Ինչպես նշվել է §4-ում, ալկալիական մետաղների հիմնական սերիաների գծերը կրկնակներ են: Օրինակ՝ նատրիումի նշանավոր D -գծի կրկնակը կարելի է դիտել անգամ պարզագույն սպեկտրալիտակով: Իրոք, կրկնակի D_1 և D_2 բաղադրիչների ալիքի երկարություններն են՝ $\lambda_1 = 5896 \text{ \AA}$ և $\lambda_2 = 5890 \text{ \AA}$ (տես Հավելված 2), այնպես որ գծի ճեղքման չափը՝ $\Delta\lambda = 6\text{\AA}$, բավական զգալի է: Կրկնակների գոյությունը բացատրելու փորձերը՝ ատոմային մնացորդին էլեկտրական կամ մագնիսական մոմենտ վերագրելու միջոցով, մատնվեցին անհաջողության:

Բանն այն է, որ

ա. ալկալիական մետաղների իոնները՝ ատոմային մնացորդները, չափումների համաձայն՝ օժտված են գրեթե կատարյալ գնդային համաչափությամբ, ուստի գործնականորեն զուրկ են էլեկտրական և մագնիսական մոմենտներից: Ատոմային մնացորդի մագնիսական մոմենտը, որը հենց միջուկի մագնիսական մոմենտն է, այնքան փոքր է, որ դրա տարածական քվանտացումը հանգեցնում է ատոմի էներգիական մակարդակների չնչին ճեղքման: Այդպիսի ճեղքում փորձում, իրոք, դիտվում է, և դրա միջոցով են բացատրում սպեկտրային գծերի «գերնուրբ կառուցվածքը»: Մակայն այդ ճեղքման բնութագրական չափը շատ ավելի փոքր է, քան փորձում դիտվող կրկնակների միջև ճեղքման մեծությունը:

բ. Եթե մակարդակների ճեղքման (կրկնակների առաջացման) պատճառը լիներ էներգիայի կախումն m քվանտային թվից, ապա տարածական քվանտացման տեսության համաձայն՝ ճեղքման պատիկությունը $k = 1$ դեպքում, կամ, ինչպես ընդունված է նշել, s -վի-

ճակում, պետք է հավասար լիներ երեքի ($m = 0, \pm 1$)՝ փորձում դիտվող մեկի փոխարեն, $k = 2$ դեպքում՝ p -վիճակում՝ հինգի ($m = 0, \pm 1, \pm 2$)՝ փորձում դիտվող երկուսի փոխարեն և այլն:

գ. Ալկալիական մետաղների սպեկտրային թերմերի վերլուծությունը հավաստում է, որ բոլոր s -թերմերը ($k = 1$) միակի (սինգլետ) գծեր են, իսկ p -, d - և այլ թերմերը՝ ($k = 2, 3, \dots$) կրկնակներ:

Ատոմում էլեկտրոնի շարժումն ուսումնասիրելիս նշեցինք, որ երեք ազատության աստիճան ունեցող էլեկտրոնի վիճակը լրիվ որոշվում է երեք (n, k, m) քվանտային թվերով: Նշանակում է՝ թերմերի հետագա ճեղքումը, որը կապված չէ նշված քվանտային թվերի հետ, մնում է անբացատրելի, քանի դեռ էլեկտրոնին վերագրվում է 3 ազատության աստիճան:

Փորձարարական փաստերը բացատրելու նպատակով, 1925 թ. Ս. Գաուդամիտը և Ջ. Ուլենբերկն առաջարկեցին հետևյալ համարձակ վարկածը: Եթե ենթադրենք, որ էլեկտրոնը վերջավոր չափերով մարմին է, ապա այն, բացի համընթաց շարժման երեք ազատության աստիճաններից, պետք է ունենա նաև երեք պտտական ազատության աստիճաններ:

Նշանակում է, եթե էլեկտրոնը պտտվում է իր առանցքի շուրջը, ապա այն օժտված կլինի որոշակի p_S իմպուլսի մոմենտով, իսկ քանի որ այն լիցքավորված է, ապա կունենա նաև μ_S մագնիսական մոմենտ: Սեփական պտտական մեխանիկական և մագնիսական մոմենտներն անվանում են «սպին», որն անգլերեն նշանակում է պտտվել, ոլորվել:

Քվանտային տեսության համաձայն՝ p_S -ը պետք է լինի \hbar -ի պատիկ՝

$$p_S = \hbar |s|, \quad (7.1)$$

իսկ μ_S մագնիսական մոմենտը՝ μ_B -ի պատիկ՝

$$\mu_S = \mu_B |\sigma|: \quad (7.2)$$

Ուղեծրով շարժվող էլեկտրոնի ստեղծած $H_{m\eta}$ մագնիսական դաշտն ստեղծում է գերադասելի ուղղություն, որի նկատմամբ

Էլեկտրոնի սեփական իմպուլսի մոմենտի վեկտորը կարող է կազմել $2|s| + 1$ ընդհատ θ անկյուն: Քանի որ Գաուդամիթի և Ուլենբեկի վարկածի համաձայն՝ էլեկտրոնն ունի μ_S մագնիսական մոմենտ, ապա \mathbf{H}_{nlq} մագնիսական դաշտում այն կունենա $W_\mu = -\mu_S \mathbf{H}_{nlq} = -\mu_S H_{nlq} \cos \theta$ պոտենցիալ էներգիա, որը θ անկյան տարբեր արժեքների համար ընդունում է տարբեր արժեքներ: Հենց այդ էներգիայի տարբեր արժեքների հետևանքով (n, k) քվանտային վիճակին համապատասխանող E_{nk} էներգիական մակարդակը ճեղքվում է այնքան մակարդակների, որքան արժեք կարող է ընդունել θ անկյունը, այսինքն՝ $2|s| + 1$ մակարդակի: Որպեսզի առաջանա երկու մակարդակ, այն է՝ կրկնակ, ինչպես ցույց է տալիս փորձը, պետք է $2|s| + 1 = 2$ կամ՝ $|s| = 1/2$, և (7.1) բանաձևի համաձայն՝

$$p_S = \frac{1}{2} \hbar, \quad (7.3)$$

որը ենթադրում է սպինի ընդամենը երկու կողմնորոշում. էլեկտրոնի ուղեծրի հարթության նորմալի նկատմամբ զուգահեռ՝ $\theta = 0$, $s = 1/2$ և հակազուգահեռ՝ $\theta = 180^\circ$ և $s = -1/2$:

s -մակարդակի ճեղքման բացակայությունը բացատրելու նպատակով Գաուդամիթը և Ուլենբեկն առաջ քաշեցին մեկ դրույթ ևս, որի համաձայն՝ էլեկտրոնի ուղեծրային շարժման մեխանիկական և մագնիսական մոմենտները համեմատական են ոչ թե k ազիմուտային քվանտային թվին, որն ընդունում է $1, 2, 3, \dots, n$ արժեքներ, այլ $l = k - 1$ քվանտային թվին, որն ընդունում է

$$l = 0, 1, 2, \dots, n - 1 \quad (7.4)$$

արժեքներ (ներառյալ 0-ն): l -ն անվանում են ուղեծրային քվանտային թիվ: s -վիճակում $l = 0$, հետևաբար՝ ուղեծրային շարժման իմպուլսի մոմենտը և, իհարկե, ուղեծրային մագնիսական դաշտը զրո են: Նշանակում է՝ մակարդակների ճեղքում առաջացնող լրացուցիչ էներգիան՝ $W_\mu = 0$, ուստի s մակարդակը չի ճեղքվում:

Այսպիսով՝ ավելիական մետաղների սպեկտրներում կրկնակների գոյությունը բացատրելու նպատակով Գաուդսմիթի և Ուլենբեկի առաջարկած վարկածը, ըստ էության, բաղկացած էր երեք հիմնական ենթադրություններից.

1. ենթադրություն այն մասին, որ էլեկտրոնն ունի սեփական մեխանիկական և մագնիսական մոմենտներ՝ p_s և μ_s (սպինի առկայություն),

2. ենթադրություն այն մասին, որ p_s -ը հավասար է ինպուլսի մոմենտի քվանտի՝ \hbar -ի կեսին՝ $p_s = \hbar/2$ (երկակի կողմնորոշում գերադասելի ուղղության նկատմամբ),

3. ենթադրություն այն մասին, որ էլեկտրոնի՝ ուղեծրով շարժման մեխանիկական և մագնիսական մոմենտների քանակական չափը՝ k ազիմուտային քվանտային թիվը, կարելի է փոխարինել $l = k - 1$ ուղեծրային քվանտային թիվով: Հասկանալի է, որ այդ դեպքում մագնիսական քվանտային թիվը, որը բնութագրում է ուղեծրային մեխանիկական մոմենտի պրոյեկցիան գերադասելի ուղղության վրա, կարող է ընդունել $-l$ -ից մինչև l բոլոր (ամբողջ) արժեքները՝

$$m = -l, -(l - 1), -(l - 2), \dots, -1, 0, 1, 2, \dots, l - 1, l, \quad (7.5)$$

այսինքն՝ $2l + 1$ արժեք: Գերադասելի ուղղության նկատմամբ էլեկտրոնի ուղեծրի հարթության նորմալի հնարավոր կողմնորոշումները որոշվում են

$$\cos \theta = \frac{m}{l} \quad (7.6)$$

առնչությամբ:

Պարզվող գնդիկի մոդելի ժխտումը: Բացի բարդությունից, Գաուդսմիթի և Ուլենբեկի վարկածը հանգեցրեց կիսասամբողջ քվանտային թվերի ներմուծման, Բորի տեսության ակնառության կորստի՝ կապված մեխանիկական և մագնիսական զրոյական մոմենտներով «ուղեծրերի» գոյության հետ, ինչպես նաև հարաբերականության տեսության հետ հակասության:

Իրոք, գնահատենք սեփական տրամագծի շուրջը պտտվող էլեկտրոնի՝ որպես r շառավղով գնդիկի, մակերևույթի կետերի առավելագույն գծային արագությունը: Էլեկտրոնի սեփական պտտման իմպուլսի մոմենտը՝

$$p_s = \frac{\hbar}{2} = I\omega, \quad (7.7)$$

որտեղ I -ն էլեկտրոնի իներցիայի մոմենտն է պտտման առանցքի նկատմամբ, ω -ն՝ պտտման անկյունային արագությունը: Եթե էլեկտրոնի զանգվածը բաշխված լիներ r շառավղով շրջանագծով, ապա I իներցիայի մոմենտը հավասար կլիներ mr^2 -ու՝ $I = mr^2$, որտեղ m -ն էլեկտրոնի զանգվածն է: Ուրեմն՝ կամայական այլ բաշխման համար $I < mr^2$, ուստի (7.7) բանաձևից հետևում է, որ

$$\frac{\hbar}{2} = I\omega = I \frac{v}{r} \quad \text{և} \quad v = \frac{\hbar r}{2I} > \frac{\hbar}{2mr}, \quad (7.8)$$

որտեղ $v = \omega r$ -ը մակերևույթի վրա գծային արագության առավելագույն արժեքն է: Եթե որպես էլեկտրոնի շառավիղ (7.8) բանաձևում տեղադրենք էլեկտրոնի դասական շառավղի $r_0 = e^2/mc^2$ արտահայտությունը, կստանանք՝

$$v > \frac{\hbar}{2m} \frac{mc^2}{e^2} = \frac{\hbar c^2}{2e^2} = \frac{c}{2\alpha} \approx 68,5c, \quad (7.9)$$

որտեղ $\alpha = e^2/\hbar c \approx 1/137$ -ը նուրբ կառուցվածքի հաստատունն է (տես (2.34)) բանաձևը): Հարաբերականության տեսության համաձայն՝ $v \leq c$, հետևաբար՝ (7.9) գնահատականը հակասում է հարաբերականության հատուկ տեսությանը:

Մյուս կողմից, այդպիսի արագությամբ պտտվող էլեկտրոնի մագնիսական էներգիան այնքան մեծ կլիներ, որ էներգիայի և զանգվածի համարժեքության սկզբունքից որոշված էլեկտրոնի զանգվածը կգերազանցեր պրոտոնի զանգվածը:

Այսպիսի հակասությունների պատճառով Գաուդամիթի և Ուլենբեկի վարկածը միանգամից չարժանացավ հանրաճանաչման: Սակայն քվանտային տեսության հետագա զարգա-

ցումը թեև չարդարացրեց «պտտվող գնդիկի»՝ էլեկտրոնի մասին մոդելային պատկերացումները, այնուհանդերձ միարժեքորեն հաստատեց էլեկտրոնի սպինի՝ որպես նոր «ազատության աստիճանի» գոյությունը, որը կարող է ընդունել միայն երկու արժեք՝ $s = \pm 1/2$:

Հաստատվեց նաև այն ենթադրությունը, որ k ազիմոտային թվի փոխարեն ներմուծված l ուղեծրային քվանտային թիվն ընդունում է նաև զրոյական արժեք, իսկ ուղեծրային մեխանիկական մոմենտն ընդունում է ոչ թե $\hbar l$, այլ

$$p_\varphi = \hbar\sqrt{l(l+1)} \quad (7.10)$$

արտահայտությամբ տրվող արժեքներ:

Գաուդամիթի և Ուլենբեկի վարկածի օգնությամբ լրիվ բացատրվեցին Շտեռնի և Գեռլայի փորձի արդյունքները: Փորձում արծաթի ատոմներն s -վիճակում են, այսինքն՝ դրանց ուղեծրային մեխանիկական, հետևաբար՝ նաև մագնիսական մոմենտները զրո են: Սակայն ատոմի լրիվ մագնիսական մոմենտը զրոյից տարբեր է և հավասար սպինային մագնիսական մոմենտին: Վերջինը կարող է կողմնորոշվել մագնիսական դաշտի (գերադասելի ուղղության) նկատմամբ երկակի՝ դաշտի լարվածության կամ հակառակ ուղղությամբ: Ուստի և արծաթի ատոմների փունջը փորձում ճեղքվում է երկու, այլ ոչ թե երեք փնջի: Ինչպես արդեն նշել ենք, փորձում փնջի շեղումը համապատասխանում էր Բորի մագնետոնին: Նշանակում է՝ էլեկտրոնի մագնիսական մոմենտը հավասար է μ_B -ի:

Սպինի վարկածը հնարավորություն տվեց բացատրելու նաև Այնշտայն-դե-Հաազի (1915 թ.) և Բառնետի (1914 թ.) փորձերի արդյունքները, որոնցում փորձնական ճանապարհով որոշվել է ատոմի մագնիսական մոմենտի ($\mu_{մագ}$) և մեխանիկական մոմենտի ($\mu_{մեխ}$) միջև համեմատականության գործակիցը.

$$\mu_{մագ} = \gamma\mu_{մեխ} , \quad (7.11)$$

որտեղ γ -ն կոչվում է մագնիսահոլակային (գիրոմագնիսական) հարաբերություն: Ենթադրելով, որ ատոմի մագնիսական մոմենտը

պայմանավորված է էլեկտրոնի ուղեծրային շարժումով, որը տրվում է $\mu_{\text{մագ}} \equiv \mu_{\varphi} = l \mu_B$ առնչությամբ, իսկ մեխանիկական մոմենտը՝ $\mu_{\text{մեխ}} \equiv p_{\varphi} = \hbar l$, γ գործակցի համար կստանանք՝

$$|\gamma| = \frac{\mu_{\varphi}}{p_{\varphi}} = \frac{\mu_B}{\hbar} = \frac{e}{2mc} : \quad (7.12)$$

Սակայն նշված փորձերում տարբեր նյութերի համար $|\gamma|$ -ն ընդունում էր արժեքներ $(e/2mc)$ -ի և (e/mc) -ի միջև: Մասնավորապես՝ երկաթի, նիկելի, կոբալտի և որոշ համաձուլվածքների համար $|\gamma| = e/mc$, որը երկու անգամ մեծ էր (7.12) բանաձևով տրվող տեսական արժեքից:

Եթե ենթադրենք, որ ատոմի մագնիսական և մեխանիկական մոմենտները պայմանավորված են ատոմի սպինով, ապա γ -ի համար կստանանք՝

$$|\gamma| = \frac{\mu_s}{p_s} = \frac{\mu_B}{\hbar/2} = \frac{2\mu_B}{\hbar} = \frac{e}{mc}, \quad (7.13)$$

որը համապատասխանում է փորձերին:

Այսպիսով՝ սպինի վարկածի օգնությամբ բացատրվեցին նաև Այնշտայն-դե-Հասագի և Բառնետի փորձերը:

Գլուխ III. Ատոմային համակարգերի նկարագրում

§1. Մեկ արտաքին էլեկտրոնով ատոմի վիճակի նկարագրում

Էլեկտրոնի չորս քվանտային թվերը: Էլեկտրոնի սպին ունենալու հանգամանքը նշանակում է, որ, ի տարբերության դասական կետային մասնիկի, էլեկտրոնի վիճակի նկարագրումը երեք ազատության աստիճաններով բավարար չէ: Ատոմում էլեկտրոնն ունի լրացուցիչ՝ չորրորդ ազատության աստիճանը, լինի դա ջրածնանման ատոմ, բազմաէլեկտրոն ատոմ կամ մեկ արտաքին էլեկտրոնով իոն: Այդպիսի էլեկտրոնի վիճակը որոշվում է չորս քվանտային թվերով.

1. գլխավոր քվանտային թիվ՝ n , $n = 1, 2, 3, \dots$,
2. ուղեծրային քվանտային թիվ՝ l , $l = 0, 1, 2, \dots, n - 1$,
3. ուղեծրային մագնիսական քվանտային թիվ՝ m ,
 $m = -l, -(l - 1), \dots, 0, 1, \dots, (l - 1), l$,
4. սպինային քվանտային թիվ՝ s :

Վերջին քվանտային թիվը, ինչպես տեսանք, որոշում է սպինի s վեկտորի պրոյեկցիան ընտրված ուղղության վրա, որը կարող է ընդունել $+\hbar/2$ և $-\hbar/2$ կամ $s\hbar$ արժեքները, և $s = \pm 1/2$: Եթե $l = 0$, ապա ատոմի իմպուլսի մոմենտը գուտ սպինային է՝ s :

l ուղեծրային մոմենտը և s սպինային մոմենտը գումարվում են ըստ վեկտորների գումարման կանոնի, և գումարը՝ $j = l + s$ վեկտորը, անվանում են լրիվ մոմենտ: j լրիվ մոմենտի պրոյեկցիան ընտրված ուղղությամբ կարող է ընդունել միայն $m_j\hbar$ արժեքներ, որտեղ $m_j = m + s == m \pm 1/2$ մեծությունը կոչվում է լրիվ մոմենտի պրոյեկցիայի քվանտային թիվ: m_j քվանտային թիվի առավելագույն արժեքը j -ն է, իսկ m -ինը՝ l -ը, ուստի $m_j = m \pm 1/2$ առնչությունից հետևում է, որ

$$j = l \pm \frac{1}{2}: \quad (1.1)$$

«+» նշանը համապատասխանում է այն դեպքին, երբ l և s վեկտորները համողոված են՝ $l \uparrow s$, իսկ «-» նշանը՝ երբ l և s վեկտորները հակողոված են՝ $l \updownarrow s$: Քանի որ l -ն ընդունում է միայն ամբողջ արժեքներ, ապա j -ն ընդունում է կիսամասբողջ արժեքներ: Տրված j -ի դեպքում հնարավոր է $2j + 1$ վիճակ, որոնք իրարից տարբերվում են m_j -ի արժեքով՝

$$m_j = -j, -(j - 1), \dots, +(j - 1), j: \quad (1.2)$$

Այսպիսի վիճակների թիվը մեկ արտաքին (արժեքական կամ օպտիկական) էլեկտրոնով ատոմում միշտ գույզ է, քանի որ j -ն կիսամասբողջ է:

Մեկ արտաքին էլեկտրոնով ատոմի վիճակը կարելի է նկարագրել n, l, m, s քառյակի փոխարեն նաև քվանտային թվերի այլ քառյակներով, օրինակ՝ n, l, j, s քառյակով: Սպեկտրադիտման մեջ ընդունված է օգտագործել $n, l, (2j + 1), s$ քառյակը՝ l թիվը փոխարինելով լատիներեն հետևյալ փոքրատառերով.

l	0	1	2	3	4	...
Վիճակի նշանակումը	s	p	d	f	g	(ըստ այբուբենի)

Սկզբում գրվում է n գլխավոր քվանտային թիվը, դրանից հետո՝ l -ին փոխարինող տառը, j -ն գրվում է որպես ստորին ցուցիչ, իսկ ձախ կողմից, որպես վերին ցուցիչ, գրվում է $2s + 1$ թիվը, որն անվանում են մակարդակի մուլտիպլետություն: Մեկ արտաքին էլեկտրոնով ատոմի դեպքում մուլտիպլետությունը՝ $2s + 1 = 2$:

Գիտարկենք հետևյալ օրինակը՝ $3^2s_{1/2}$, որը կարդացվում է՝ «երեք, կրկնակ $s_{1/2}$ »: Այս վիճակում $n = 3, l = 0, j = 1/2$: Իմպուլսի մոմենտը զուտ սպինային է: $j = \pm 1/2$ բանաձևում «-» նշանը պետք է բացառել, քանի որ $j > 0$, այսինքն՝ $j = 1/2$: Այս վիճակը

կրկնակ անվանելը ձևական բնույթ է կրում, քանի որ $l = 0$ դեպքում, երբ չկա ընտրված ուղղություն, սպինի բոլոր կողմնորոշումները համարժեք են: Ըստ էության, այս վիճակը միակի (սինգլետ) է, ինչպես և բոլոր $l = 0$ -ով վիճակները:

Դիտարկենք մեկ այլ օրինակ՝ $4^2 d_{3/2}$: Այս վիճակում $n = 4, l = 2, j = 3/2$, ընդ որում $j = l - 1/2$, այսինքն՝ սպինային մոմենտն ուղղված է l -ին հակառակ: Իսկ $4^2 d_{5/2}$ վիճակում $j = l + 1/2$, այսինքն՝ սպինային և ուղեծրային մոմենտները համաուղղված են: Սա նշանակում է, որ d -վիճակն իրոք կրկնակ է, (ինչպես և բոլոր p, f, g, \dots վիճակները, բացի s -վիճակից):

Սպին-ուղեծրային փոխազդեցության գնահատում: Ատոմում հիմնական փոխազդեցությունն էլեկտրոնի և միջուկի էլեկտրաստատիկ փոխազդեցությունն է: Սակայն միջուկի շուրջն էլեկտրոնի պտտման հետևանքով ծագում է լրացուցիչ փոխազդեցություն՝ պայմանավորված էլեկտրոնի սպինով և միջուկի լիցքով, որն անվանում են սպին-ուղեծրային փոխազդեցություն:

Այդպիսի փոխազդեցության գոյությունը բացատրենք ջրածնի ատոմի օրինակով, որտեղ էլեկտրոնը պտտվում է միջուկի շուրջը շրջանային ուղեծրով:

Անցնենք էլեկտրոնի հետ կապված (շարժական) կոորդինատային համակարգին: Այդ համակարգում էլեկտրոնն անշարժ է, իսկ միջուկը պտտվում է, ստեղծելով H լարվածությամբ մագնիսական դաշտ, որն ազդում է էլեկտրոնի սպինային մագնիսական մոմենտի վրա: Քանի որ միջուկը և էլեկտրոնն ունեն մոդուլով հավասար, տարանուն լիցքեր, ապա շարժվող միջուկն էլեկտրոնի հետ կապված համակարգում ստեղծում է ճիշտ նույնպիսի մագնիսական դաշտ, ինչպիսին ստեղծում է պտտվող էլեկտրոնը միջուկի հետ կապված (անշարժ) համակարգում: Հետևաբար՝ սպին-ուղեծրային փոխազդեցությունը կարելի է դիտարկել որպես էլեկտրոնի սպինային և ուղեծրային մոմենտների փոխազդեցություն:

Գնահատենք սպին-որոնների փոխազդեցության բնութագրական արժեքը: Էլեկտրոնի հետ կապված համակարգում միջուկն ստեղծում է

$$\mathbf{H} = \frac{e[\mathbf{v}, \mathbf{r}]}{cr^3} \quad (1.3)$$

լարվածությամբ մագնիսական դաշտ, \mathbf{r} -ն էլեկտրոնի շառավիղ-վեկտորն է պրոտոնի (ջրածնի միջուկի) նկատմամբ, \mathbf{v} -ն պրոտոնի արագությունն է այդ համակարգում և մոդուլով հավասար է էլեկտրոնի արագությանը: Կենթադրենք, որ ջրածնի ատոմը հիմնական վիճակում է, ուստի $v_1 = e^2/\hbar$: (1.3) բանաձևում տեղադրելով v_1 -ի արտահայտությունը, կստանանք՝

$$H = \frac{e v_1}{cr_1^2} = \frac{ee^2}{\hbar cr_1^2} = \frac{\alpha e}{r_1^2}, \quad (1.4)$$

որտեղ $\alpha = e^2/\hbar c$ -ն նուրբ կառուցվածքի հաստատունն է, r_1 -ը՝ Բորի շառավիղը (Գլ. II, (1.4) բանաձևը): H լարվածությամբ դաշտում էլեկտրոնի սպինային մագնիսական մոմենտի պոտենցիալ էներգիայի մոդուլը՝

$$W_{so} = \mu_B H = \frac{e\hbar}{2mc} \cdot \frac{e\alpha}{r_1^2} = \frac{e^2\hbar\alpha}{2mc} \cdot \frac{m^2 e^4}{\hbar^4} = \alpha^2 |E_1|, \quad (1.5)$$

որտեղ E_1 -ը ջրածնի ատոմի հիմնական վիճակի էներգիան է: (1.5) բանաձևի համաձայն՝

$$\frac{W_{so}}{|E_1|} = \frac{\mu_B H}{|E_1|} = \alpha^2 \approx 5,325 \cdot 10^{-5}: \quad (1.6)$$

Քանի որ $\alpha = v_1/c$, ապա սպին-որոնների փոխազդեցությունը համեմատական է $(v/c)^2$ -ն, այսինքն՝ ռելյատիվիստական երևույթ է: Սա, իհարկե, անսպասելի չէր, քանի որ սպինը քվանտային ռելյատիվիստական երևույթ է և $c \rightarrow \infty$ դեպքում այն վերանում է:

Հիշեցնենք, որ Զոմերֆելդի տեսությամբ (Գլ. II, §2) նուրբ կառուցվածքի ի հայտ գալը նույնպես ռելյատիվիստական երևույթի՝ լույսի արագությունից էլեկտրոնի իմպուլսի կախման հետևանք է: Այսպիսով՝ կարելի է ասել, որ նուրբ կառուցվածքը հետևանք է

նշված երկու ռեյատիվիստական երևույթների:

Պ. Դիրակի ռեյատիվիստական-քվանտային տեսության շրջանակներում ջրածնանման ատոմի ստացիոնար վիճակների էներգիաները տրվում են հետևյալ հայտնի արտահայտությամբ՝

$$E_{nj} = -\frac{me^4Z^2}{2\hbar^2n^2} \left[1 + \frac{\alpha^2Z^2}{n} \left(\frac{1}{j + \frac{1}{2}} - \frac{3}{4n} \right) \right], \quad (1.7)$$

որտեղ անտեսված են α^4 և ավելի բարձր կարգի անդամները: $(\alpha Z)^2$ պարամետրի փոքրության հետևանքով (1.7) բանաձևում երկրորդ գումարելին շատ փոքր է մեկից, որն էլ հիմնավորում է «նուրբ կառուցվածք» անվանումը: (1.7) բանաձևից հետևում է, որ E_{nj} էներգիան կախված չէ l ուղեծրային քվանտային թվից, ուստի նույն n -ով և j -ով, սակայն տարբեր l -երով բոլոր վիճակները համընկնում են, այսինքն՝ առկա է այլասերում ըստ l -ի:

Սպին-ուղեծրային փոխազդեցության էներգիան ջրածնի ատոմում՝ $W_{so}^H \approx 7,2 \cdot 10^{-4}$ էՎ. այլ տարրերին անցնելիս, միջուկի լիցքի մեծացմանը զուգընթաց, W_{so} -ն կտրուկ մեծանում է: Ծանր ատոմներում այն կարող է գերազանցել էՎ-ի տասնորդական մասերը, ուստի այդ դեպքում մակարդակի ճեղքումն իմաստ չունի անվանել «նուրբ»:

Նշենք, որ նուրբ կառուցվածքի հետ մեկտեղ, ջրածնի և այլ ատոմների սպեկտրներում դիտվում է նաև այսպես կոչված «գեր-նուրբ կառուցվածք», որը հետևանք է էլեկտրոնների մագնիսական մոմենտների և միջուկների թույլ մագնիսական դաշտերի փոխազդեցության:

§2. Բազմաէլեկտրոն ատոմի վիճակի նկարագրում

Ատոմի վեկտորական մոդելը: Ատոմը մեծ թվով մասնիկներից բաղկացած համակարգ է, ուստի նրա վիճակի նկարագրումը վերլուծական եղանակով հնարավոր չէ: Սակայն ատոմի քվանտային վիճակների բազմազանության մասին կարելի է պատկերացում կազմել որակական քննարկումների միջոցով:

Մի քանի օպտիկական էլեկտրոններ ունեցող ատոմի քվանտային վիճակը որոշվում է դրանց համախմբի վիճակով: Այդ վիճակները դիտարկվում են այսպես կոչված ատոմի վեկտորական մոդելի օգնությամբ: Այդ մոդելի համաձայն՝ ատոմի վիճակը որոշվում է բոլոր օպտիկական էլեկտրոնների

- ա. n_i գլխավոր քվանտային թվերով և l_i ուղեծրային քվանտային թվերով (i -ն համարակալում է օպտիկական էլեկտրոնը),
- բ. Իմպուլսի մոմենտի $\hbar \mathbf{l}_i$ վեկտորների և սպինային մոմենտի $\hbar \mathbf{s}_i$ վեկտորների տարածականորեն քվանտացված (այսինքն՝ ընդհատ) փոխադարձ կողմնորոշումներով (բոլոր \mathbf{s}_i վեկտորների համար $|\mathbf{s}_i| = s_i = 1/2$):

Այսպես կոչված «նորմալ կապի» դեպքում \mathbf{s}_i և \mathbf{l}_i վեկտորների տարածականորեն քվանտացված կողմնորոշումները որոշվում են հետևյալ փորձառական կանոններով, որոնք ձևակերպել են ամերիկացի աստղագետներ Հ. Ռասելը և Ֆ. Մաունդերսը.

1. Օպտիկական էլեկտրոնների սպիններն իրար նկատմամբ կողմնորոշվում են զուգահեռ կամ հակազուգահեռ, ուստի դրանց գումարային սպինային մոմենտը՝ արտահայտված \hbar միավորով, կլինի ամբողջ (ներառյալ նաև 0-ն)՝ զույգ թվով էլեկտրոնների դեպքում և կիսամբողջ՝ կենտ թվով էլեկտրոնների դեպքում՝

$$\sum_{i=1}^N \mathbf{s}_i = \mathbf{S}, \quad (2.1)$$

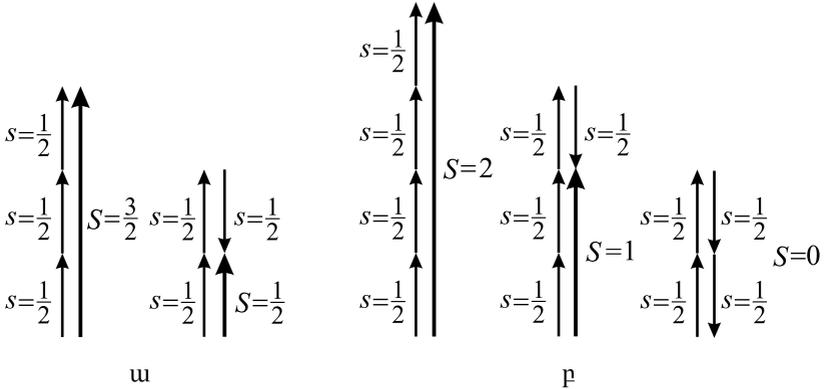
որտեղ N -ն ատոմի օպտիկական էլեկտրոնների թիվն է: $|S| = S$ մեծությունն անվանում են ատոմի սպինային քվանտային թիվ: Նկ. 26-ում պատկերված է էլեկտրոնների սպինային վեկտորների գումարման կանոնը երեք (նկ. 26, ա) և չորս (նկ. 26, բ) էլեկտրոնի դեպքում:

Նկ. 26-ից ակնհայտ է, որ երեք էլեկտրոնի դեպքում ատոմի սպինային քվանտային թիվը կարող է ընդունել $S = 3/2$ և $S = 1/2$ արժեքները, իսկ չորս էլեկտրոնի դեպքում՝ $S = 2, 1$ և 0 արժեքները:

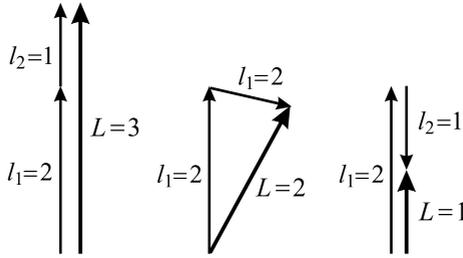
2. Օպտիկական էլեկտրոնների ուղեծրային մոմենտներն իրար նկատմամբ կողմնորոշվում են այնպես, որ գումարային ուղեծրային մոմենտը՝ արտահայտված \hbar միավորով, լինի ամբողջ թիվ՝

$$\sum_{i=1}^N l_i = L : \quad (2.2)$$

$|L| = L$ մեծությունն անվանում են ատոմի ուղեծրային քվանտային թիվ:



Նկ. 26. Էլեկտրոնների սպինային վեկտորների գումարումը. ա. երեք էլեկտրոնի դեպքում, բ. չորս էլեկտրոնի դեպքում



Նկ. 27. Էլեկտրոնների ուղեծրային մոմենտների վեկտորների գումարման կանոնը

Նկ. 27-ում պատկերված է էլեկտրոնների ուղեծրային մոմենտների գումարման կանոնը երկու էլեկտրոնի դեպքում, երբ $l_1 = 2, l_2 = 1$:

Նկ. 27-ից ակնհայտ է, որ ուղեծրային քվանտային թիվը կարող է ընդունել երեք արժեք՝ $L = 3, 2, 1$:

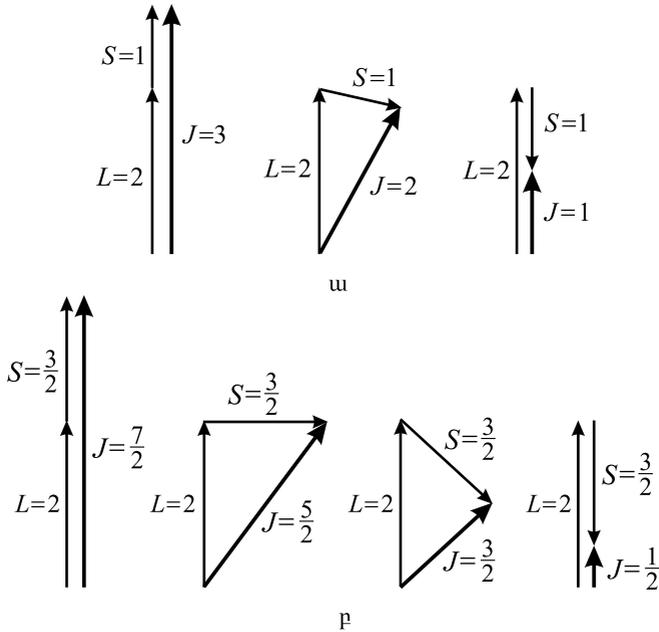
3. L գումարային ուղեծրային մոմենտը S գումարային սպինային մոմենտի նկատմամբ կողմնորոշվում է այնպես, որ լրիվ իմպուլսի մոմենտը՝ արտահայտված \hbar միավորով, լինի ամբողջ թիվ՝ գույգ N -ի դեպքում և կիսամբողջ թիվ՝ կենտ N -ի դեպքում՝

$$J = L + S: \quad (2.3)$$

$|J| = J$ մեծությունն անվանում են ստոմի լրիվ մոմենտի (կամ ներքին) քվանտային թիվ:

Նկ. 28-ում պատկերված է L և S վեկտորների գումարումը $L = 2, S = 1$ (նկ. 28, ա) և $L = 2, S = 3/2$ (նկ. 28, բ) դեպքերում:

Նկ. 28-ից ակնհայտ է նաև, որ $L > S$ դեպքում J -ի հնարավոր արժեքների թիվը $2S + 1$ է: Դժվար չէ համոզվել, որ $L < S$ դեպքում J -ն ընդունում է $2L + 1$ հատ արժեք. մասնավորապես, $L = 0$ դեպքում J -ն կարող է ունենալ միայն մեկ արժեք՝ $J = S$:



Նկ. 28. L և S վեկտորների գումարումը. ա J -ն ընդունում է ամբողջ արժեքներ, բ. J -ն ընդունում է կիսամասնական արժեքներ:

Սպեկտրային թերմ: Տրված L -ով և S -ով որոշակի էլեկտրոնային փոխդասավորությամբ վիճակների $(2L + 1)(2S + 1)$ համախումբն անվանում են սպեկտրային թերմ կամ պարզապես թերմ, իսկ $2S + 1$ մեծությունն անվանում են թերմի մուլտիպլետություն: Եթե $S = 0$, ապա $2S + 1 = 1$, և թերմը կոչվում է միակի (սինգլետ), $S = 1/2$ դեպքում $2S + 1 = 2$, և թերմը կոչվում է կրկնակ (դուբլետ), $S = 1$ դեպքում $2S + 1 = 3$, և թերմը կոչվում է եռյակ (տրիպլետ), $S = 3/2$ դեպքում $2S + 1 = 4$, և թերմը կոչվում է քառյակ (կվարտետ), $S = 2$ դեպքում $2S + 1 = 5$, և թերմը կոչվում է հնգյակ (կվինտետ) և այլն:

Եթե $L \geq S$, ապա թերմի մուլտիպլետությունը որոշում է J -ի տարբեր արժեքների թիվը, այսինքն՝ մակարդակների թիվը, որոնց կրճաճանվի տվյալ թերմն այլասերումը հանելիս: Եթե $L < S$, ապա

J -ի տարբեր արժեքների թիվը կլինի $2L + 1$ և թերմի մուտիպլետությունից փոքր կլինի: Ընդհանրապես, J -ն ընդունում է հետևյալ արժեքները.

$$J = L + S, L + S - 1, \dots, /L - S/: \quad (2.4)$$

Օրինակ՝ երեք էլեկտրոններից կազմված համակարգում $S = 1/2$ և $S = 3/2$, այնպես որ

$$J = L + \frac{1}{2}, L - \frac{1}{2}, \quad \text{եթե } S = \frac{1}{2},$$

$$J = L + \frac{3}{2}, L + \frac{1}{2}, L - \frac{1}{2}, L - \frac{3}{2}, \quad \text{եթե } S = \frac{3}{2} :$$

Ուրեմն, եթե $L = 0$, ապա

$$J = \frac{1}{2} \left(S = \frac{1}{2} \right) - \text{մեկ վիճակ, մուլտիպլետությունը՝ 2,}$$

$$J = \frac{3}{2}, \frac{1}{2} \left(S = \frac{3}{2} \right) - \text{երկու վիճակ, մուլտիպլետությունը՝ 4:}$$

Եթե $L = 1$, ապա

$$J = \frac{3}{2}, \frac{1}{2} \left(S = \frac{1}{2} \right) - \text{երկու վիճակ, մուլտիպլետությունը՝ 2,}$$

$$J = \frac{5}{2}, \frac{3}{2}, \frac{1}{2} \left(S = \frac{3}{2} \right) - \text{երեք վիճակ, մուլտիպլետությունը՝ 4:}$$

Եթե $L = 2$, ապա

$$J = \frac{5}{2}, \frac{3}{2} \left(S = \frac{1}{2} \right) - \text{երկու վիճակ, մուլտիպլետությունը՝ 2:}$$

$$J = \frac{7}{2}, \frac{5}{2}, \frac{3}{2}, \frac{1}{2} \left(S = \frac{3}{2} \right) - \text{չորս վիճակ, մուլտիպլետությունը՝ 4:}$$

Վերը քննարկված «նորմալ կապը» (ընդունված է նաև « LS -կապ» անվանումը) իրականանում է այն դեպքում, երբ սպին-ուղեծրային փոխազդեցության էներգիան շատ փոքր է տարբեր էլեկտրոնների միջև կուլոնյան փոխազդեցության էներգիայից:

Հակառակ սահմանային դեպքում, երբ սպին-ուղեծրային փոխազդեցության էներգիան շատ մեծ է էլեկտրոնների կուլոնյան փոխազդեցության էներգիայից, գումարվում են յուրաքանչյուր էլեկտրոնի l_i ուղեծրային և s_i սպինային մոմենտները.

$$j_i = l_i + s_i, \quad (2.5)$$

իսկ համակարգի (ատոմի) լրիվ մոմենտը՝

$$J = j_1 + j_2 + \dots + j_N = \sum_{i=1}^N j_i: \quad (2.6)$$

Ընդունված է ասել, որ այս դեպքում իրականանում է (j, j) -կապը: Հստակ արտահայտված (j, j) -կապ հանդիպում է ծանր ատոմներում, սակայն հազվադեպ:

Սպեկտրադիտման մեջ ատոմների թերմերն ընդունված է նշանակել մեծատատերով՝ $S(L = 0)$, $P(L = 1)$, $D(L = 2)$, $F(L = 3)$ և այլն, J քվանտային թիվը գրվում է աջից, որպես ստորին ցուցիչ, իսկ ձախից վերևում տրվում է թերմի պատիկությունը: Օրինակ՝ $L = 1$, $S = 1/2$, $J = 3/2$ վիճակը կպատկերվի հետևյալ ձևով՝

$${}^{2S+1}L_J \Rightarrow {}^2P_{3/2}:$$

Եթե ատոմն ունի երկու արտաքին էլեկտրոն, ապա հնարավոր է երկու վիճակ.

1. էլեկտրոնների սպիները հակուղղված են՝ $S = 0$,
2. էլեկտրոնների սպիները զուգահեռ են՝ $S = 1$:

Առաջին դեպքում $J = L$, $2S + 1 = 1$, այսինքն՝ բոլոր վիճակները միակի են, ուստի L -ի տարբեր արժեքների համար ստացվում են հետևյալ մակարդակները.

$L = J$	0	1	2	3	4	...
Մակարդակ	1S_0	1P_1	1D_2	1F_3	1G_4	...

Երկրորդ դեպքում $2S + 1 = 3$, այսինքն՝ բոլոր մակարդակները եռյակներ (տրիպլետներ) են, բացի, իհարկե, S մակարդակներից, որոնք սինգլետ են: Հնարավոր են հետևյալ դեպքերը՝ $J = L - 1$, L , $L + 1$:

L	0	1	2	3	...
J	0 1	0 1 2	1 2 3	2 3 4	...
Մակարդակ	3S_0 3S_1	3P_0 3P_1 3P_2	3D_1 3D_2 3D_3	3F_2 3F_3 3F_4	...

Հարկ է նշել, որ J , L , S քվանտային թվերն ատոմի էլեկտրոնային վիճակը լրիվ չեն բնորոշում, ուստի լրիվ տեղեկատվություն տալու նպատակով սպեկտրադիտման մեջ հաճախ տրվում են նաև ատոմի արտաքին էլեկտրոնների փոխդասավորությունը, այսինքն՝ s, p, d, \dots վիճակներում էլեկտրոնների թվերը:

§3. Հելիումի ատոմի սպեկտրը: Պատույի սկզբունքը

Հելիումի ատոմի քվանտային վիճակները: Հելիումի ատոմը կազմված է $+2e$ լիցքով միջուկից և նրա շուրջը պտտվող երկու էլեկտրոններից, որոնց փոխազդեցության էներգիան միջուկի հետ և իրար հետ նույն կարգի մեծություններ են: Նշանակում է՝ յուրաքանչյուր էլեկտրոնի միջուկի դաշտում՝ «մեկէլեկտրոնային» շարժման դիտարկումը սկզբունքորեն հնարավոր չէ: Փաստորեն գործունենք երեք մարմինների խնդրի հետ, որը վերլուծական լուծում չունի: Այնուամենայնիվ, հելիումի ատոմի քվանտային վիճակների մասին կարելի է որոշակի պատկերացում կազմել, հենվելով որոշակի որակական դատողությունների վրա:

Ատոմի վեկտորական մոդելի համաձայն՝ հելիումի ատոմում երկու օպտիկական էլեկտրոնների, այսինքն՝ ատոմի սպինային քվանտային թիվը կարող է ընդունել երկու արժեք՝ $S = 0$ կամ $S = 1$: Տրված L ուղեծրային քվանտային թվի դեպքում ատոմի լրիվ մոմենտի J քվանտային թիվը կարող է ընդունել մեկ արժեք՝ $J = L$, եթե $S = 0$ և երեք արժեք՝ $J = L + 1$, L , $L - 1$, եթե $S = 1$, բացի այն դեպքից, երբ $L = 0$. $L = 0$ դեպքում $J = S = 1$:

Օպտիկական էլեկտրոնների քվանտային թվերի տրված n_1 , n_2 և l_1 , l_2 արժեքների դեպքում մոմենտների յուրաքանչյուր փոխդասավորությունը, այսինքն՝ L , S և J քվանտային թվերի յուրաքանչյուր հավաքածուի համապատասխանում է ատոմի էլեկտրոնների սպինային և ուղեծրային մագնիսական մոմենտների փոխազ-

դեցության իր էներգիան, այսինքն՝ ատոմի որոշակի էներգիական մակարդակ: Այսպիսով՝ հելիումի ատոմի էներգիան կախված կլինի յոթ քվանտային թվերից՝

$$E_{un.} = E(n_1, l_1; n_2, l_2; S, L, J): \quad (3.1)$$

Հետագա քննարկումը հեշտացնելու նպատակով կենթադրենք, որ հելիումի երկու էլեկտրոններից միայն մեկն է գրգռված, իսկ մյուսը նվազագույն էներգիայով $n_1 = 1$ և, հետևաբար, $l_1 = 0$ չգրգռված վիճակում է: Այս դեպքում, (2.2) բանաձևից հետևում է, որ $L = l_2$: Կատարելով նշանակումներ՝ $l_2 = L$ և $n_2 = n$, (3.1) բանաձևից կատանանք, որ

$$E_{un.} = E(n, L, S, J), \quad (3.2)$$

որտեղ, ինչպես արդեն նշվել է, S -ը կարող է ընդունել $S = 0$ և $S = 1$ արժեքները:

Չգրգռված վիճակում հելիումի ատոմում երկրորդ էլեկտրոնը նույնպես նվազագույն էներգիայով վիճակում է՝ $n = 1$, ուստի $l = L = 0$ (S -վիճակ): Սակայն ատոմի սպինային քվանտային թիվը կարող է ընդունել երկու արժեք՝ $S = 0$, երբ էլեկտրոնների սպիները հակուղղված են ($\uparrow\downarrow$) և $S = 1$, երբ դրանք համուղղված են ($\uparrow\uparrow$): Քանի որ $L = 0$, ապա J -ն կարող է ընդունել երկու արժեք՝ $J = S = 0$ և $J = S = 1$: $n = 2$ քվանտային թվով առաջին գրգռված վիճակը կարող է իրականանալ L ուղեծրային քվանտային թվի երկու արժեքի համար. $L = 0$ և $L = 1$: Երբ $L = 0, J = S = 0$ և $J = S = 1$, այսինքն՝ գործ ունենք երկու S -վիճակների հետ: $L = l = 1$ (P -վիճակ) և $S = 0$ դեպքում J վեկտորի մեծությունը կարող է լինել հավասար միայն միավորի՝ $J = 1$, իսկ $S = 1$ դեպքում այն կարող է ընդունել երեք արժեք՝ $J = 0, 1, 2$: Այսպիսով՝ $S = 0$ դեպքում կա միակի (սինգլետ) երկքվանտային ($n = 2$) P -մակարդակ ($L = 1$), իսկ $S = 1$ դեպքում՝ երեք տարբեր P -մակարդակներ (տրյակ):

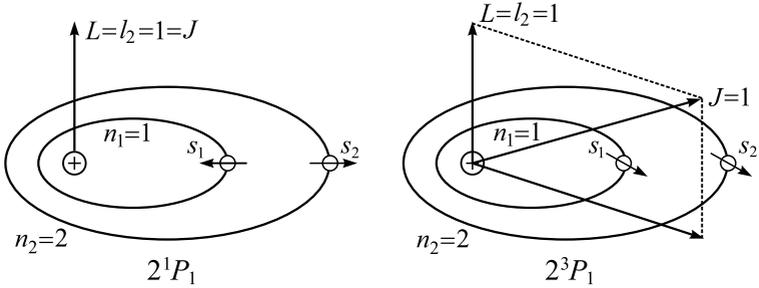
$n = 3$ քվանտային թվով գրգռված վիճակում ուղեծրային քվանտային թիվը կարող է ընդունել $L = 0, 1$ և 2 արժեքները, այսինքն՝

հնարավոր են $3S$ - , $3P$ - և $3D$ -վիճակները: $S = 0$ դեպքում L -ի այս երեք վիճակներին համապատասխանում են էներգիայի երեք միակի, եռաքվանտային վիճակներ ($n = 3$): $S = 1$ և $L = 1$ դեպքում կունենանք երեք եռյակ վիճակներ $J = 0, 1, 2$ արժեքներով, իսկ $S = 1$ և $L = 2$ դեպքում՝ եռյակ վիճակներ՝ $J = 1, 2, 3$ արժեքներով: Աղյուսակ 2-ում տրված են L -ի և J -ի հնարավոր արժեքները, երբ $1 \leq n \leq 4$:

Աղյուսակ 2

n	L	$S = 0$		$S = 1$	
		J	Նշանակումը	J	Նշանակումը
1	0	0	1^1S_0	1	1^3S_1
2	0	0	2^1S_0	1	2^3S_1
	1	1	2^1P_1	2, 1, 0	$2^3P_2, 2^3P_1, 2^3P_0$
3	0	0	3^1S_0	1	3^3S_1
	1	1	3^1P_1	2, 1, 0	$3^3P_2, 3^3P_1, 3^3P_0$
	2	2	3^1D_2	3, 2, 1	$3^3D_3, 3^3D_2, 3^3D_1$
4	0	0	4^1S_0	1	4^3S_1
	1	1	4^1P_1	2, 1, 0	$4^3P_2, 4^3P_1, 4^3P_0$
	2	2	4^1D_2	3, 2, 1	$4^3D_3, 4^3D_2, 4^3D_1$
	3	3	4^1F_3	4, 3, 2	$4^3F_4, 4^3F_3, 4^3F_2$

Մեկից ավելի օպտիկական էլեկտրոններով ատոմի վիճակների նշանակումներում պահանջվում են նաև որոշակի ճշգրտումներ: Օրինակ՝ $2P_1$ ($n = 2, L = 1, J = 1$) նշանակումը կարող է վերաբերվել հելիումի ատոմի երկու տարբեր վիճակների: Նախ՝ այն վերաբերվում է հակուդղված սպիններով վիճակին՝ $S = 0$: Սպինների կողմնորոշումն ատոմի L ուղեծրային մոմենտի նկատմամբ կամայական է, քանի որ հակուդղված սպինների մագնիսական մոմենտների էներգիան ուղեծրային շարժմամբ ստեղծված մագնիսական դաշտում զրո է և կախված չէ դրանց տարածական կողմնորոշումից:



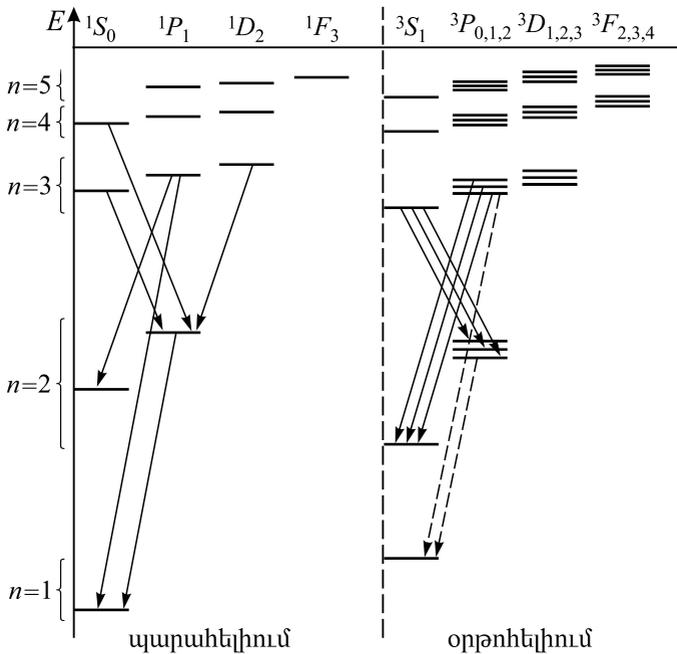
Նկ.29. Հելիումի արումի երկու հնարավոր վիճակների սխեմատիկ պատկերումը

Երկրորդ՝ այս նշանակումը վերաբերում է նաև այն վիճակին, որտեղ էլեկտրոնների սպիներն իրար զուգահեռ են և ուղեծրային մոմենտի վեկտորի հետ 120° անկյուն են կազմում: Այս դեպքում S և L միավոր վեկտորների գումարը հավասար է J միավոր վեկտորին (նկ. 29):

Սպեկտադիտման մեջ նշված ($s = 0$ և $s = 1$) վիճակներն իրարից տարբերում են՝ նշելով վիճակի մուլտիպլետությունը ($s = 0$ դեպքում՝ 1, $s = 1$ դեպքում՝ 3):

Պատվի սկզբունքը: Նկ. 30-ում պատկերված են Ադյուսակ 2.-ում տրված վիճակներին համապատասխանող էներգիական մակարդակները: Մակարդակների դիրքերը կարելի է որոշել՝ փորձում չափելով տարբեր մակարդակների միջև անցումներում առաքված ֆոտոնների էներգիաները:

Հելիումի՝ փորձում ստացված սպեկտրի համադրումն այն անցումների հետ, որոնք հնարավոր են և համապատասխանում են ջոկման կանոններին, բացահայտեց երկու հետաքրքիր առանձնահատկություններ: Նախ՝ դիտվում էին սպեկտրային գծերի սերիաներ, որոնք համապատասխանում էին միակի վիճակների միջև անցումներին և եռյակ վիճակների միջև անցումներին, սակայն բացակայում էին եռյակ և միակի վիճակների միջև անցումները (այսպես



Նկ.30. Հելիումի ատոմի էներգիական մակարդակների տրամագիրը

կոչված միջհամակցային անցումներ): Սպեկտրն այնպիսի տեսք ուներ, որ, կարծես, հելիումի ատոմների մի մասը միշտ միակի վիճակում է, իսկ մյուս մասը՝ եռյակ վիճակում: Ենթադրվեց անգամ, որ բնության մեջ կան երկու տիպի հելիումի ատոմներ, որոնցից մի տեսակը տալիս է միայն միակի գծերով սպեկտր (սպարահելիում), իսկ մյուս տեսակը՝ միայն եռյակ գծերով սպեկտր (օրթոհելիում): Միջհամակցային անցումների գծերի բացակայությունը բացատրվում է $\Delta S = 0$ ջոկման կանոնի գոյությամբ:

Սպեկտրի երկրորդ առանձնահատկությունը 1^3S_1 վիճակի անցումներին համապատասխանող գծերի լրիվ բացակայությունն է:

Այս վիճակը մյուսներից տարբերվում է նրանով, որ երկու էլեկտրոնների քվանտային թվերի քառյակները համընկնում են. $n_1 = n_2 = 1$, $l_1 = l_2 = 0$, $m_1 = m_2 = 0$, $s_1 = s_2$: Օրինակ՝ 1^1S_0 վիճակում $n_1 = n_2 = 1$, $l_1 = l_2 = 0$, $m_1 = m_2 = 0$, սակայն $s_1 = -s_2$, այսինքն՝ n, l, m եռյակի նույն արժեքների դեպքում երկու էլեկտրոնների սպինային քվանտային թվերը տարբեր են:

Ուրիշ տարրերի սպեկտրների ուսումնասիրությունները նույնպես ցույց տվեցին, որ սպեկտրում չկան գծեր, որոնք համապատասխանում են այնպիսի անցումներին, որոնցում երկու կամ ավելի թվով էլեկտրոններ ունեն քվանտային թվերի նույն քառյակը: Սպեկտրները ցույց են տալիս, որ ատոմներում էլեկտրոնային համակարգերը չեն կարող անցնել այդպիսի վիճակների:

Բազմաթիվ ատոմային սպեկտրների ուսումնասիրման արդյունքում, 1925 թ. Վ. Պաուլին հանգեց ատոմի ֆիզիկայի կարևորագույն սկզբունքներից մեկի հայտնագործմանը: Համաձայն Պաուլիի սկզբունքի՝

կամայական ֆիզիկական համակարգում չի կարող լինել մեկից ավելի էլեկտրոն՝ տրված քվանտային թվերով, որոնք լրիվ բնութագրում են համակարգում նրա վիճակը:

Մասնավորապես, ատոմի դեպքում Պաուլիի սկզբունքը ձևակերպվում է հետևյալ ձևով.

ստորմում չի կարող լինել երկու էլեկտրոն, որոնք նկարագրվում են քվանտային թվերի միևնույն քառյակով:

§4. Տարրերի Մենդելևի պարբերական համակարգի բացատրությունը

Շեղարևեր և թաղանթներ: Քիմիական տարրերի հատկությունների պարբերաբար կրկնվելու փաստը, որն արտահայտված է Դ. Մենդելևեի աղյուսակում, բացատրել է Ն. Բորը 1922թ.՝ ատոմի՝ իր ստեղծած տեսության հիման վրա: Պարզվել է, որ քիմիական տարրերի դասակարգման հիմքում ընկած է ոչ թե ատոմային զանգվածը, այլ միջուկի լիցքը՝ eZ -ը, այսինքն՝ Z կարգաթիվը: Տարրի հատկությունները նախ և առաջ կախված են ատոմի էլեկտրոնային թաղանթում էլեկտրոնների լրիվ թվից և թաղանթի կառուցվածքից, իսկ քիմիական հատկությունները որոշվում են էլեկտրոնային թաղանթի արտաքին էլեկտրոններով:

Պարբերական համակարգի բացատրությունն էապես կատարելագործվեց Պաուլիի սկզբունքի հայտնագործումից հետո: Այն հնարավորություն տվեց որոշելու ատոմի էլեկտրոնային թաղանթում որոշակի քվանտային վիճակում էլեկտրոնների թիվը: Դրանից հետո պարզ դարձավ քիմիական տարրերի բաշխումն ըստ խմբերի և պարբերությունների:

Բնական վիճակում բնության մեջ հանդիպում է 90 տարր: Ամենամեծ՝ $Z = 92$ կարգաթիվն ունի ուրանը (${}_{92}\text{U}$): Տեխնեցիում (${}_{43}\text{Tc}$) և պրոմեթիում (${}_{61}\text{Pm}$) տարրերը բնական վիճակներում չեն հանդիպում: Դրանք ճառագայթաակտիվ են, ընդ որում, տրոհման կիսապարբերությունները (${}^{99}\text{Tc}$ իզոտոպի համար՝ $2 \cdot 10^5$ տարի, Pm -ի իզոտոպների համար՝ մի քանի տարուց մինչև տասնյակ տարիներ) շատ ավելի փոքր են, քան Երկրի տարիքը (~ 14 մլրդ տարի): Երկրի առաջնաալուց հետո այդ տարրերն իսպառ վերացել են: $Z > 92$ կարգաթվով տարրերն անվանում են անդրուրանային. դրանք ճառագայթաակտիվ են և ստացվում են արհեստական ճանապարհով: Ներկայում ստացվել են մինչև $Z = 118$ կարգաթվով տարրերը: Դրանցից վերջինը՝ $Z = 118$ կարգաթվով տարրն անվանվել է

օգանեսուն (Og), ի պատիվ հայ ֆիզիկոս Յուրի Հովհաննիսյանի:

Տարրերի հատկությունների պարբերաբար կրկնվելն ատոմների էլեկտրոնային թաղանթների ներքին կառուցվածքի արտաքին դրսևորումն է: Պարբերական աղյուսակի տեսության խնդիրը հենց էլեկտրոնային թաղանթի ներքին կառուցվածքի բացատրությունն է: Ներկա տեսությամբ բնութագրվում են էլեկտրոնային թաղանթի ատանձին էլեկտրոնների վիճակները, այլ ոչ թե թաղանթի՝ որպես ամբողջության վիճակը, որը տեսության թերի լինելու հետևանք է:

Ինչպես գիտենք, ատոմում ատանձին էլեկտրոնի վիճակը բնութագրվում է չորս քվանտային թվերով՝

գլխավոր՝ $n = 1, 2, 3, \dots$,

ուղեծրային՝ $l = 0, 1, 2, \dots, n - 1$,

մագնիսական՝ $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$ ($2l + 1$ հատ արժեք),

սպինային՝ $s = \pm 1/2$ (երկու արժեք) :

Ատոմի՝ միևնույն գլխավոր քվանտային թվով էլեկտրոնների համախումբն անվանում են (էլեկտրոնային) շերտ:

$n = 1$ դեպքում $l = 0$, $m = 0$, $s = 1/2$ և $-1/2$, և շերտում կարող է լինել 2 վիճակ (2 էլեկտրոն):

$n = 2$ դեպքում կան հետևյալ վիճակները՝

$n = 2$, $l = 0$, $m = 0$, $s = \pm 1/2$, այսինքն՝ 2 վիճակ,

$n = 2$, $l = 1$, $m = -1, 0, 1$; $s = \pm 1/2$, այսինքն՝ $3 \cdot 2 = 6$ վիճակ:

Այսպիսով՝ $n = 2$ շերտում կա $2 + 6 = 8$ վիճակ:

$n = 3$ դեպքում կան հետևյալ վիճակները՝

$n = 3$, $l = 0$, $m = 0$, $s = \pm 1/2$, այսինքն՝ 2 վիճակ,

$n = 3$, $l = 1$, $m = -1, 0, 1$; $s = \pm 1/2$, այսինքն՝ 6 վիճակ,

$n = 3$, $l = 2$, $m = -2, -1, 0, 1, 2$; $s = \pm 1/2$, այսինքն՝ 10 վիճակ:

Այսպիսով՝ $n = 3$ շերտում կա $2 + 6 + 10 = 18$ վիճակ:

Կամայական n -ի դեպքում տարբեր վիճակների ատավելագույն քանակը շերտում կլինի.

$$2 \cdot 1 + 2 \cdot 3 + 2 \cdot 5 + \dots + 2(2n - 1) = 2 \sum_{l=0}^{n-1} (2l + 1) = 2n^2: \quad (4.1)$$

n -ի և l -ի տրված արժեքներով վիճակների (էլեկտրոնների) համախումբն անվանում են թաղանթ: Թաղանթում տարբեր վիճակներն իրարից տարբերվում են m մագնիսական քվանտային թվի արժեքներով, ուստի l քվանտային թվով թաղանթում կա $2(2l + 1)$ վիճակ: Թաղանթները նշանակվում են լատիներեն փոքրատառերով, իսկ շերտերը՝ մեծատառերով (Աղյուսակ 3):

Աղյուսակ 3

n	$l = 0$ s	1 p	2 d	3 f	4 g	Էլեկտրոնների առավելագույն թիվը շերտում	Շերտի անվանումը
1	2	-	-	-	-	2	K
2	2	6	-	-	-	8	L
3	2	6	10	-	-	18	M
4	2	6	10	14	-	32	N
5	2	6	10	14	18	50	O

Էլեկտրոնային փոխդասավորություն: Այն սիմվոլը, որը ցույց է տալիս շերտերը, թաղանթները և էլեկտրոնների թիվը յուրաքանչյուր թաղանթում, անվանում են էլեկտրոնային փոխդասավորություն: Օրինակ՝ $1s^2 2s^2 2p^6$ գրառումը նշանակում է, որ $n = 1$, $l = 0$ վիճակում կա 2 էլեկտրոն, $n = 2$, $l = 0$ վիճակում՝ 2 էլեկտրոն, իսկ $n = 2$, $l = 1$ վիճակում՝ 6 էլեկտրոն:

Այժմ հետևենք, թե ինչպես են փոխվում էլեկտրոնային փոխդասավորությունները մի ատոմից մյուսին անցնելիս, երբ Z կարգաթիվն աճում է: Z -ը մեկով աճելիս միջուկի լիցքը մեծանում է $+e$ -ով, իսկ ատոմի էլեկտրոնային թաղանթում ավելանում է մեկ էլեկտրոն ($-e$ լիցք): Ընդ որում, էլեկտրոնային փոխդասավորության փոփոխությունը որոշող սկզբունքն այն է, որ նոր՝ $Z + 1$ էլեկտրոնների փոխդասավորությունը պետք է ունենա հնարավոր ամենափոքր էներգիան: Կամ որ նույնն է, նոր միացած էլեկտրոնի կապի էներգիան պետք է լինի հնարավոր ամենամեծը: Սակայն այս սկզբունքի փաստացի կիրառումը պահանջում է շատ մասնիկների խնդրի լուծում, որը հնարավոր չէ: Ուստի ստիպված օգտվում

են քիմիական և հատկապես սպեկտրադիտական փորձառական տվյալներից: Այս տեսակետից պարբերական համակարգի տեսությունն ունի կիսափորձառական, նկարագրական բնույթ:

Թվում էր, թե շերտերը պետք է լցվեն հաջորդաբար՝ իրար հետևից, իսկ յուրաքանչյուր շերտի սահմաններում սկզբում պետք է լրիվ լցվի s -թաղանթը, հետո՝ l - և f -թաղանթները: Սակայն իրականում լրացման այսպիսի «կատարյալ» հաջորդականությունն անհամաձայնության մեջ է վերը ձևակերպված հնարավորինս փոքր էներգիա ունենալու սկզբունքի հետ: Այս հաջորդականության խախտումը հետևանք է էլեկտրոնային $p_\phi = \hbar\sqrt{l(l+1)}$ ուղեծրային մոմենտի առկայության: Բանն այն է, որ էլեկտրոնի էներգիան ոչ միայն ատոմի միջուկի և մյուս էլեկտրոնների հետ կուլոնյան փոխազդեցության էներգիան է, այլ նաև պտույտով պայմանավորված, այսպես կոչված «կենտրոնախույս էներգիան»՝

$$\frac{p_\phi^2}{2mr^2} = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2mr^2}, \quad (4.2)$$

որտեղ r -ն էլեկտրոնի հեռավորությունն է միջուկից: «Կենտրոնախույս» և միջուկի հետ էլեկտրոնի փոխազդեցության էներգիաներն ունեն հակադիր նշաններ. (4.2) անդամի շնորհիվ էլեկտրոնը ձգտում է հեռու մնալ միջուկից: «Կենտրոնախույս էներգիան» մեծ է հատկապես d - և f -թաղանթների դեպքում, քանի որ դրանց համար $l(l+1) = 6$ ($l = 2$) և $l(l+1) = 12$ ($l = 3$): Հենց նշված թաղանթներով են պայմանավորված թաղանթների լրացման «կատարյալ» հաջորդականության խախտումները:

Պարբերական համակարգի «կառուցումը»: Այժմ հետևենք, թե ինչպես են լրացվում շերտերն էլեկտրոններ ավելացնելիս և գրենք էլեկտրոնային փոխդասավորությունները (Աղյուսակ 4):

$Z = 1 \text{ H}$ (ջրածին) - $1s^1$ մեկ էլեկտրոն

$Z = 2 \text{ He}$ (հելիում) - $1s^2$ երկու էլեկտրոն հակառակ ուղղված սպիներով, որոնք կազմում են K փակ շերտը ($n = 1$): Սա պարբերական համակարգի առաջին պարբերությունն է:

$Z = 3 \text{ Li}$ (լիթիում) - $1s^2 2s^1$, սկսվում է լցվել L շերտը ($n = 2$):

$Z = 4 \text{ Be}$ (բերիլիում) - $1s^2 2s^2$

$Z = 5 \text{ B}$ (բոր) - $1s^2 2s^2 2p^1$. 5-րդ էլեկտրոնը տեղ չունի $2s$ թաղանթում, ուստի սկսվում է լրացվել p -թաղանթը, որտեղ կա 6 տեղ ($l = 1, 2 \cdot (2l + 1) = 6$): Հաջորդ ($6 - 10$) էլեկտրոնները լրացնում են այդ թաղանթը, որը լրիվ լրացվում է նեոնի ատոմում.

$Z = 10 \text{ Ne}$ (նեոն) - $1s^2 2s^2 2p^6$. L շերտը լրիվ լրացված է: Այսպես է առաջանում պարբերական համակարգի երկրորդ (կարճ) պարբերությունը, որը պարունակում է 8 տարր:

$Z = 11 \text{ Na}$ (նատրիում) - $1s^2 2s^2 2p^6 3s^1$. սկսվում է M ($n = 3$) շերտի լրացումը: Ալկալիական մետաղ նատրիումը լիթիումի նմանակն է:

Հաջորդ ($12 - 18$) էլեկտրոնները, առանց շեղվելու «կատարյալ» հաջորդականությունից, լրացնում են նախ՝ $3s$ -, ապա՝ $3p$ -թաղանթները. վերջինը լրիվ լրացվում է արգոնի ատոմում՝ դրանով ավարտելով նաև M շերտի լրացնելը:

$Z = 18 \text{ Ar}$ (արգոն) - $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6$: Արգոնով ավարտվում է պարբերական աղյուսակի երրորդ (նորից՝ կարճ) պարբերությունը, որը նույնպես 8 տարր է պարունակում:

Այստեղից սկսած ի հայտ են գալիս շերտերի և թաղանթների «կատարյալ» հաջորդականության խախտումները: Իրոք, 19-րդ էլեկտրոնը (կալիումի ատոմում) ըստ «կատարյալ» հաջորդականության, պետք է զբաղեցնեք $3d$ վիճակ: Սակայն դա հակասում է l' քիմիական, և՛ սպեկտրադիտական տվյալներին: Քիմիայի տեսանկյունից, կալիումը, որպես ալկալիական մետաղ, **Na**-ի և **Li**-ի նման, պետք է ունենա արժեքական էլեկտրոն $4s$ վիճակում: Իսկ սպեկտրադիտական տվյալներից բխում է, որ $4s$ վիճակում 19-րդ էլեկտրոնն ունի ավելի փոքր էներգիա, քան $3d$ վիճակում:

$Z = 19 \text{ K}$ (կալիում) - $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^1$

$Z = 20 \text{ Ca}$ (կալցիում) - $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^2$

Հաջորդ տարրի՝ սկանդիումի ատոմում վերականգնվում է $3d$ թաղանթի լրացումը համաձայն «կատարյալ» հաջորդականության.

$$Z = 21 \text{ Sc (սկանդիում)} - 1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^1 4s^2$$

«Կատարյալ» հաջորդականության նմանատիպ խախտումներ առկա են նաև ռուբիդիումի ատոմում, որի վերջին՝ 37-րդ էլեկտրոնը ոչ թե 4*d*, այլ 5*s* վիճակում է, որը հիմնավորված է ըստ քիմիական և սպեկտրադիտական տվյալների:

$$Z = 37 \text{ Rb (ռուբիդիում)} - 1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s^2 4p^6 5s^1$$

$$Z = 38 \text{ Sr (ստրոնցիում)} - 1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s^2 4p^6 5s^2$$

Սրանից հետո, սկսած $Z = 39$ (իտրիում) տարրից մինչև 46 (պալադիում) տարրը, լրացվում է 4*d* թաղանթը:

Առյուսակ 4-ում տարրերը բաժանված են երկու մասի: Առաջին կեսը տպված է ձախից, երկրորդը կեսն առաջինի նկատմամբ շեղված է դեպի աջ: Այսկերպ իրար տակ քիմիայում դասավորում են մինևսայն քիմիական հատկություններով տարրերը: Տարրերի առաջին կեսում լրացվում են *s*- և *p*-թաղանթները, ընդ որում, առանց շեղումների: Յուրաքանչյուր տարրի փոխդասավորությանը հաջորդաբար ավելացվում է մեկ *s*- կամ *p*- էլեկտրոն, որի արդյունքում ստացվում է հաջորդ տարրը:

Երկրորդ (աջ շեղված) կեսում լրացվում են *d*- և *f*- թաղանթներն արդեն վերը նշված խախտումներով:

Պարբերական համակարգի յուրաքանչյուր պարբերություն սկսվում է ավելիական մետաղով, որի էլեկտրոնային փոխդասավորության մեջ կա միայն մեկ արտաքին *s*-էլեկտրոն: Այս տարրերի ատոմներն ունեն ամենավոքք իոնացման պոտենցիալները, ուստի հեշտությամբ են տալիս այդ *s*-էլեկտրոններն այլ տարրերի, որով և բացատրվում է դրանց մեծ քիմիական ակտիվությունը:

Յուրաքանչյուր պարբերություն ավարտվում է **He**, **Ne**, **Ar**, **Kr**, **Xe**, **Rn** և **Og** իներտ տարրի ատոմով: Այս տարրերի (բացի **He**-ից) ատոմների արտաքին *s* - *p* թաղանթը կազմված է 8 էլեկտրոններից, որոնք ստեղծում են ամփոփ, համաչափ և ամուր կապված համակարգ, որի հետևանքով օժտված են առավելագույն իոնացման

Տարրերի էլեկտրոնային փոխադասավորությունները

	Տարր	Է.Փ.*	U_i^{**} , վ
1	1 H ջրածին	$1s^1$	13,539
	2 He հելիում	$1s^2$	24,45
2	3 Li լիթիում	Հելիում+ $2s^1$	5,37
	4 Be բերիլիում	$2s^2$	9,48
	5 B բոր	$2s^2 2p^1$	8,4
	6 C ածխածին	$2s^2 2p^2$	11,217
	7 N ազոտ	$2s^2 2p^3$	14,47
	8 O թթվածին	$2s^2 2p^4$	13,56
	9 F ֆտոր	$2s^2 2p^5$	18,6
	10 Ne նեոն	$2s^2 2p^6$	21,48
3	11 Na նատրիում	Նեոն+ $3s^1$	2,12
	12 Mg մագնեզիում	$3s^2$	7,61
	13 Al ալյումին	$3s^2 3p^1$	5,96
	14 Si սիլիցիում	$3s^2 3p^2$	7,39
	15 P ֆոսֆոր	$3s^2 3p^3$	10,3
	16 S ծծումբ	$3s^2 3p^4$	10,31
	17 Cl քլոր	$3s^2 3p^5$	12,96
	18 Ar արգոն	$3s^2 3p^6$	15,69
	19 K կալիում	Արգոն+ $4s^1$	4,32
	20 Ca կալցիում	$4s^2$	6,09
	21 Sc սկանդիում	$4s^2 3d^1$	6,57
	22 Ti տիտան	$4s^2 3d^2$	6,80
	23 V վանադիում	$4s^2 3d^3$	6,76
	24 Cr քրոմ	$4s^1 3d^5$	6,74
	25 Mn մանգան	$4s^2 3d^5$	7,40

* Է.Փ.՝ էլեկտրոնային փոխադասավորություն

** U_i ՝ իոնացման պոտենցիալ

4	Անցումային տարրեր	26 Fe երկաթ 27 Co կոբալտ 28 Ni նիկել	$4s^2 3d^6$ $4s^2 3d^7$ $4s^2 3d^8$	7,83 7,81 7,61
		29 Cu պղինձ 30 Zn ցինկ 31 Ga գալիում 32 Ge գերմանիում 33 As արսեն 34 Se սելեն 35 Br բրոմ 36 Kr կրիպտոն	$4s^1 3d^{10}$ $4s^2 3d^{10}$ $4s^2 4p^1 3d^{10}$ $4s^2 4p^2 3d^{10}$ $4s^2 4p^3 3d^{10}$ $4s^2 4p^4 3d^{10}$ $4s^2 4p^5 3d^{10}$ $4s^2 4p^6 3d^{10}$	7,62 9,35 5,27 7,85 9,4 11,8 13,94
5		37 Rb ռուբիդիում 38 Sr ստրոնցիում 39 Y իտրիում 40 Zr ջիրկոնիում 41 Nb նիոբիում 42 Mo մոլիբդեն 43 Tc տեխնետցիում	Կրիպտոն + $5s^1$ $5s^2$ $5s^2 4d^1$ $5s^2 4d^2$ $5s^2 4d^4$ $5s^1 4d^5$ $5s^2 4d^5$	4,16 5,67 6,5 7,65
	Անցումային տարրեր	44 Ru ռութենիում 45 Rh ռոդիում 46 Pd պալադիում	$5s^1 4d^7$ $5s^1 4d^8$ $4d^{10}$	7,7 7,7 8,5
		47 Ag արծաթ 48 Cd կադմիում	$5s^1 4d^{10}$ $5s^2 4d^{10}$	7,54 8,95
		49 In ինդիում 50 Sn անագ 51 Sb ծարիր 52 Te տելուր 53 I յոդ 54 Xe քսենոն	$5s^2 5p^1 4d^{10}$ $5s^2 5p^2 4d^{10}$ $5s^2 5p^3 4d^{10}$ $5s^2 5p^4 4d^{10}$ $5s^2 5p^5 4d^{10}$ $5s^2 5p^6 4d^{10}$	5,76 7,37 8,5 10,44 12,08

6	55 Cs ցեզիում	6s ¹	3,88	
	56 Ba բարիում	6s ²	5,19	
	Լանթանիդներ	57 La լանթան	6s ² 5d ¹	
		58 Ce ցերիում	6s ² 4f ²	
		59 Pr պրազեոդիմ	6s ² 4f ³	
		60 Nd նեոդիմ	6s ² 4f ⁴	
		61 Pm պրոմեթիում	6s ² 4f ⁵	
		62 Sm սամարիում	6s ² 4f ⁶	
		63 Eu եվրոպիում	6s ² 4f ⁷	
		64 Gd գադոլինիում	6s ² 5d ¹ 4f ⁷	
		65 Tb տերբիում	6s ² 5d ¹ 4f ⁸	
		66 Dy դիսպրոզիում	6s ² 4f ¹⁰	
		67 Ho հոլմիում	6s ² 4f ¹¹	
	68 Er էրբիում	6s ² 4f ¹²		
	69 Tm թուլիում	6s ² 4f ¹³		
	70 Yb իտերբիում	6s ² 4f ¹⁴		
	71 Lu լյուտեցիում	6s ² 5d ¹ 4f ¹⁴		
	72 Hf հաֆնիում	6s ² 5d ² 4f ¹⁴		
	73 Ta տանտալ	6s ² 5d ³ 4f ¹⁴		
74 W վոլֆրամ	6s ² 5d ⁴ 4f ¹⁴			
75 Re ռենիում	6s ² 5d ⁵ 4f ¹⁴			
Անցումային տարրեր	76 Os օսմիում	6s ² 5d ⁷ 4f ¹⁴		
	77 Ir իրիդիում	6s ² 5d ⁷ 4f ¹⁴		
	78 Pt պլատին	6s ² 5d ⁹ 4f ¹⁴		
79 Au ոսկի	6s 5d 4f	9,20		
80 Hg սնդիկ	6s 5d 4f			
81 Tl թալիում	6s ² 6p ¹ 5d ¹⁰ 4f ¹⁴	10,59		
82 Pb կապար	6s ² 6p ² 5d ¹⁰ 4f ¹⁴	7,39		
83 Bi բիսմութ	6s ² 6p ³ 5d ¹⁰ 4f ¹⁴	8,0		
84 Po պոլոնիում	6s ² 6p ⁴ 5d ¹⁰ 4f ¹⁴			
85 At աստատ	6s ² 6p ⁵ 5d ¹⁰ 4f ¹⁴			
86 Rn ռադոն	6s ² 6p ⁶ 5d ¹⁰ 4f ¹⁴	10,69		

7	Ակտինիդներ	87 Fr ֆրանսիում	Ռ-ադոն+
		88 Ra ռադիում	$7s^1$
		89 Ac ակտինիում	$7s^2$
		90 Th թորիում	$7s^2 6d^1$
		91 Pa պրոտակտինիում	$7s^2 6d^2$
		92 U ուրան	$7s^2 6d^1 5f^2$
		93 Np նեպտունիում	$7s^2 6d^1 5f^3$
		94 Pu պլուտոնիում	$7s^2 6d^1 5f^4$
		95 Am ամերիցիում	$7s^2 5f^6$
		96 Cm կյուրիում	$7s^2 5f^7$
		97 Bk բերկլիում	$7s^2 6d^1 5f^7$
		98 Cf կալիֆորնիում	$7s^2 6d^1 5f^8$
		99 Es այնշտայնիում	$7s^2 5f^{10}$
		100 Fm ֆերմիում	$7s^2 5f^{11}$
101 Md մենդելեևիում	$7s^2 5f^{12}$		
102 (No նոբելիում)	$7s^2 5f^{13}$		
103 Lr լորենիում	$7s^2 5f^{14}$		
		104 (Ku կուրչատովիում)	$7s^2 6d^2 5f^{14}$
		105 (Ns նիլսբորիում)	$7s^2 6d^3 5f^{14}$
		106	$7s^2 6d^4 5f^{14}$
		107	$7s^2 6d^5 5f^{14}$

պոտենցիալներով: Դրանով է բացատրվում այդ տարրերի քիմիական պասիվությունը՝ դրանք գործնականորեն այլ տարրերի հետ քիմիական միացություններ չեն առաջացնում: Դրան հակառակ՝ հարևան VII խմբի տարրերը՝ ֆտոր (**F**), քլոր (**Cl**), բրոմ (**Br**) և յոդ (**I**), քիմիապես խիստ ակտիվ են, քանի որ դրանց *s* - *p* արտաքին թաղանթը պարունակում է 7 էլեկտրոն և հեշտությամբ լրացվում է մինչև փակ թաղանթ (իներտ տարր)՝ իրեն միացնելով պակասող 8-րդ էլեկտրոնը:

Յուրաքանչյուր կիսապարբերություն ավարտվում է այսպես կոչված «անցումային տարրերով» (Աղյուսակ 4): Դրանք եռյակներ

են՝ (երկաթ, կոբալտ, նիկել), (ռութենիում, ռոդիում, պալադիում) և (օսմիում, իրիդիում, պլատին), որոնք զբաղեցնում են պարբերական աղյուսակի մեկական վանդակներ:

Կարևոր և հետաքրքիր շեղում դիտվում է «կատարյալ» հաջորդականությունից այսպես կոչված հազվագյուտ հողային մետաղներում՝ $Z = 58 - 71$: Լանթանի (**La**) 57-րդ էլեկտրոնը $5d$ վիճակում է, իսկ $6s$ վիճակը լրացված է ($6s^2$): Լրացված են նաև $5s$ - և $5p$ -թաղանթները, սակայն $4f$ վիճակները դատարկ են: Ցերիում (**Ce**, $Z = 58$) տարրից մինչև լյուտեցիում (**Lu**, $Z = 71$) տարրը լրացվում է ներքին $4f$ - թաղանթը, ընդ որում, արտաքին թաղանթները մնում են անփոփոխ: Հենց սրանով է բացատրվում այն հայտնի փաստը, որ այդ տարրերն ունեն գրեթե նույն քիմիական հատկությունները:

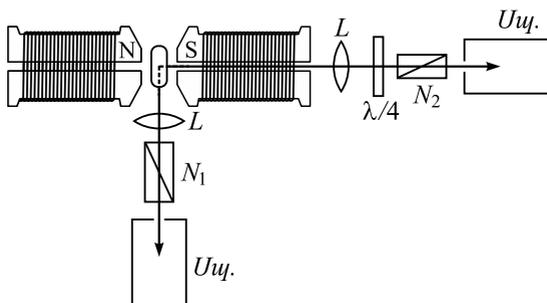
Պարբերական համակարգի տեսության ճշտության լավագույն ապացույցը հաֆնիում (**Hf**, $Z = 72$) տարրի հայտնագործումն էր:

Մինչև 1922 թ. այդ տարրը հայտնի չէր, սակայն նրա համար տեղ էր թողնված հազվագյուտ հողային տարրերի խմբում: Սակայն Բորը տեսական դատողությունների հիման վրա կանխատեսեց, որ հազվագյուտ հողային տարրերի խումբը պետք է ավարտվի 71-րդ տարրով, իսկ $Z = 72$ տարրը պետք է լինի ցիրկոնիում ($Z = 40$) տարրի նմանակը: Այդ կանխատեսման հիման վրա ցիրկոնիումի հանքաքարերում հայտնաբերվեց նոր տարր, որը սպեկտրադիտական եղանակով նույնացվեց 72-րդ տարրի հետ, իսկ քիմիական հատկություններով էլ ցիրկոնիումի նմանակն էր:

Թորիումից մինչև լոուրենսիում տարրը ներառյալ (14 տարր, այսպես կոչված ակտինիդներ) լրացվում է ներքին $5f$ -թաղանթը, իսկ արտաքին թաղանթները չեն փոփոխվում: Այդ պատճառով, ինչպես և լանթանիդները, ակտինիդներն ունեն գրեթե նույն քիմիական հատկությունները:

§5. Զեւեմանի երևույթը

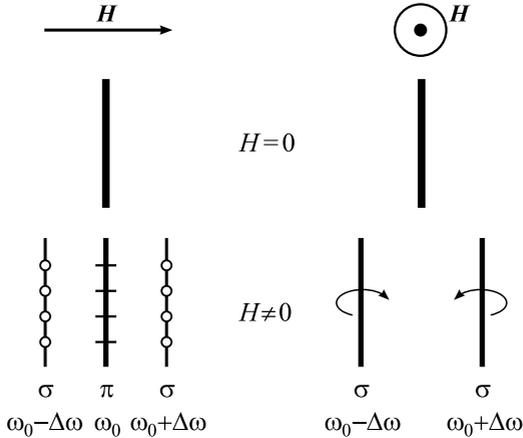
Զեւեմանի փորձը: 1896 թ. Պ. Զեւեմանը հայտնաբերել է, որ մագնիսական դաշտում տեղադրված լույսի աղբյուրի արձակած սպեկտրային գծերը ճեղքվում են որոշակի օրինաչափությամբ (Զեւեմանի երևույթ): Փորձում (նկ. 31) ուսումնասիրվել է կադմիումի կանաչակապտագույն, շատ նեղ գիծը, մագնիսական դաշտի լարվածությունը եղել է 10000 – 15000 Գս:



Նկ. 31. Զեւեմանի փորձի սխեման. N, S ՝ հասարակրոն մագնիսի բևեռներ, N_1, N_2 ՝ նիկոլներ, $\lambda/4$ ՝ լամբդա քառորդ թիթեղ, U_{uy} ՝ սպեկտրադիտակ, L ՝ ոսպնյակ

Գծային սպեկտր արձակող լույսի աղբյուրը (օրինակ՝ էլեկտրական աղեղը) տեղադրվում է էլեկտրամագնիսի բևեռների միջև, որտեղ դաշտը բավականաչափ համասեռ է: Հետազոտվող լույսն ընկնում է մեծ լուծունակությամբ սպեկտրադիտակի մեջ, իսկ N_1, N_2 նիկոլներով և $\lambda/4$ թիթեղով հետազոտում են լույսի բևեռացումը:

Զեւեմանը պարզել է, որ մագնիսական դաշտի լարվածության վեկտորին ուղղահայաց ուղղությամբ դիտելիս սպեկտրային գիծը տրոհվում է գծայնորեն բևեռացված երեք բաղադրիչների (նկ. 32): Միջին գիծը շեղված չէ, իսկ եզրային գծերը շեղված են նույն չափով, և հակառակ կողմեր, ընդ որում, շեղման $\Delta\omega$ չափը համեմատական է մագնիսական դաշտի լարվածությանը: Միջին բաղադրի-



Նկ. 32. Սպեկտրային գծի փրոտումը բաղադրիչների մագնիսական դաշտում. σ -բաղադրիչում լույսի ալիքի էլեկտրական դաշտն ուղղահայաց է նկարի հարթությանը (փոքրիկ օղակներ), իսկ π -բաղադրիչում՝ նկարի հարթության մեջ է (հորիզոնական գծիկներ):

չում էլեկտրական վեկտորն ուղղված է մագնիսական դաշտի լարվածությանը զուգահեռ (այսպես կոչված π -բաղադրիչ), իսկ եզրային բաղադրիչներում՝ ուղղահայաց (σ -բաղադրիչներ): π -բաղադրիչի ուժգնությունը երկու անգամ, իսկ σ -բաղադրիչներից յուրաքանչյուրինը՝ չորս անգամ փոքր է ելային գծի ուժգնությունից:

Մագնիսական դաշտի լարվածության վեկտորի ուղղությամբ դիտելիս (նույն դաշտում) սպեկտրային գծերը շեղվում են նույն չափով, ինչ որ նախորդ դեպքում, սակայն շեղված գիծը բացակայում է (նկ. 32): Յուրաքանչյուր գծի ուժգնությունը երկու անգամ փոքր է ելային գծի ուժգնությունից: Երկու բաղադրիչներն էլ ունեն շրջանային բևեռացումներ հակառակ ուղղություններով, և դրանց նույնպես անվանում են σ -բաղադրիչներ: Եթե լույսը տարածվում է \mathbf{H} վեկտորի ուղղությամբ, ապա փոքր՝ $\omega_0 - \Delta\omega$ հաճախությամբ բաղադրիչը բևեռացված է աջ շրջանով, իսկ մեծ՝ $\omega_0 + \Delta\omega$ հաճախությամբ բաղադրիչը՝ ձախ շրջանով: \mathbf{H} վեկտորի ուղղությունը հակա-

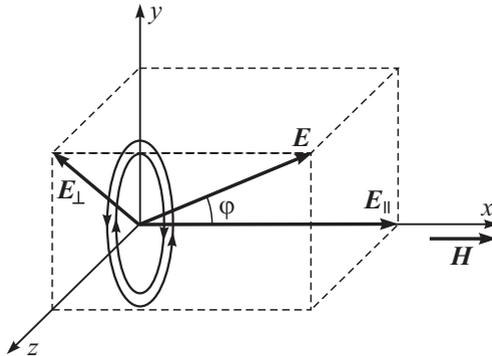
ուակ ուղղությամբ փոխելիս բաղադրիչների բևեռացումները փոխվում են հակառակ բևեռացումների:

Ջեներանի երևույթի բացատրությունը դասական տեսությամբ:

Ջեներանի երևույթը դասական տեսության շրջանակներում բացատրել է Հ. Լորենցը:

Ինչպես հայտնի է, լույսի աղբյուրում գրգռված ատոմում տատանվող էլեկտրոնը ճառագայթում է էլեկտրամագնիսական ալիքներ: Ճառագայթումն առավելագույնն է էլեկտրոնի արագացմանն ուղղահայաց ուղղությամբ, իսկ արագացման ուղղությամբ այն բացակայում է: Դասական տեսության համաձայն՝ արձակված լույսի հաճախությունը համընկնում է էլեկտրոնի տատանման հաճախության հետ, որը փոխվում է մագնիսական դաշտը միացնելիս, քանի որ մագնիսական դաշտում էլեկտրոնի վրա ազդում է նաև Լորենցի ուժը: Ուստի փոխվում է նաև առաքված լույսի հաճախությունը:

Նկ. 33-ում պատկերված է կամայական ուղղությամբ տատանվող էլեկտրոնի վարքը մագնիսական դաշտում, որի լարվածության \mathbf{H} վեկտորն ուղղված է x առանցքով:



Նկ. 33. Գծային ներդաշնակ տարանտումների վերածումը նույն հաճախությամբ ներդաշնակ տարանտումների \mathbf{H} դաշտի ուղղությամբ (x առանցքով) և yz հարթության մեջ հակառակ ուղղություններով և նույն հաճախությամբ պտույտների

Էլեկտրոնի տատանումները վերածենք երկու բաղադրիչների, որոնցից մեկն ուղղված է x առանցքով: Քանի որ մագնիսական դաշտը նույնպես ուղղված է x -ով, ապա այդ ուղղությամբ էլեկտրոնի վրա ազդող Լորենցի ուժի x բաղադրիչը կլինի զրո: Մյուս բաղադրիչն ընտրենք x առանցքին ուղղահայաց yz հարթության մեջ և գծային տատանումները ներկայացնենք որպես հակադիր ուղղություններով երկու պտտական շարժումների գումար:

Մագնիսական դաշտի ուղղությամբ տատանումներում լույս չի արձակվում. լույսի առաքումը պայմանավորված է միայն yz հարթության մեջ էլեկտրոնի պտույտներով: Հայտնի է, որ մագնիսական դաշտին ուղղահայաց (yz) հարթության մեջ Լորենցի ուժի ազդեցությամբ, հակադիր ուղղություններով պտույտների հաճախությունները տրվում են $\omega_0 + \Delta\omega$ և $\omega_0 - \Delta\omega$ արտահայտություններով, որտեղ

$$\Delta\omega = \frac{eH}{2m_e c} \quad (5.1)$$

մեծությունը լարմորյան հաճախությունն է, m_e -ն՝ էլեկտրոնի զանգվածը: Հարկ է նշել, որ սպեկտրային գծի $\Delta\omega$ (լորենցյան) շեղումը կախված չէ ω_0 հաճախությունից:

Մագնիսական դաշտի լարվածության վեկտորի ուղղությանն ուղղահայաց ուղղությամբ (z առանցքով) նայելիս x առանցքի ուղղությամբ տատանվող էլեկտրոնի ճառագայթումն առավելագույնն է (չշեղված π -բաղադրիչ), որում էլեկտրական դաշտի վեկտորը գուգահեռ է \mathbf{H} -ին:

yz հարթության մեջ էլեկտրոնի պտույտները վերածելով դիտման ուղղությամբ և դրան ուղղահայաց ուղղությամբ ներդաշնակ տատանումների՝ կհամոզվենք, որ ճառագայթումը պայմանավորված է y առանցքի երկայնքով տատանումներով, որոնց էլ համապատասխանում են $\omega_0 + \Delta\omega$ և $\omega_0 - \Delta\omega$ հաճախությունները, և որոնցում էլեկտրական դաշտի վեկտորներն ուղղահայաց են \mathbf{H} -ին:

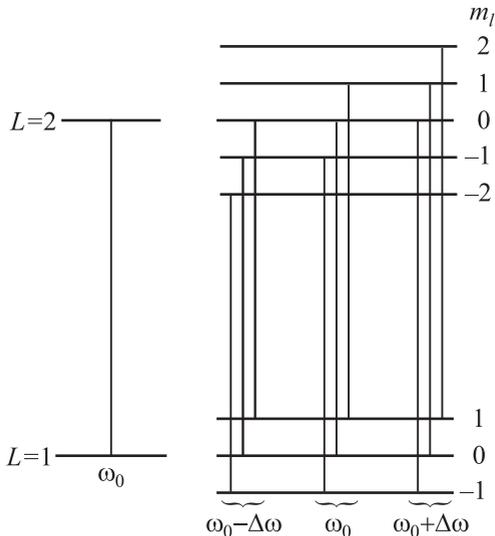
Շեռագա փորձերից պարզվել է, որ սկզբնական շրջանում դիտված և Լորենցի բացատրած երևույթը, երբ դիտվում է լորենցյան եռյակը՝ բաղկացած մեկ π - և երկու σ -բաղադրիչներից և կրկնակը՝ շրջանային բևեռացմամբ երկու σ -բաղադրիչներ, խիստ հազվադեպ է դիտվում: Այսպիսի ճեղքումն անվանում են Ջենմանի պարզ կամ նորմալ երևույթ: Պարզ երևույթը դիտվում է միակի սպեկտրային մեներանգ գծերի դեպքում: Սակայն սպեկտրային գծերը հիմնականում մուլտիպլետներ են՝ կրկնակներ, եռյակներ, քառյակներ և այլն, որոնք իրար շատ մոտ են դասավորված: Մագնիսական դաշտում մուլտիպլետների ճեղքումը շատ ավելի բարդ բնույթ ունի, քան Ջենմանի պարզ երևույթի դեպքում: Այդպիսի ճեղքումն անվանում են Ջենմանի բարդ կամ անոմալ երևույթ: Ջենմանի բարդ երևույթի բացատրությունը տրվել է քվանտային տեսության շրջանակներում, այն էլ միայն սպինի հայտնագործումից հետո:

Ջենմանի պարզ երևույթի քվանտային տեսությունը: Կուլոնյան դաշտում ոչ ռելյատիվիստական ($v \ll c$) մոտավորությամբ էլեկտրոնի էներգիական մակարդակներն այլասերված են՝ էլեկտրոնի էներգիան կախված է միայն n գլխավոր քվանտային թվից, իսկ l ուղեծրային քվանտային թվից կախված չէ: Դրա հետևանքով ջրածնի ատոմի սպեկտրային գծերը միակի են: Ալկալիական մետաղների ատոմները կարելի է դիտարկել որպես մեկէլեկտրոնային ատոմներ, որոնցում արտաքին էլեկտրոնը շարժվում է գնդային համաչափությամբ օժտված, բայց ոչ կուլոնյան դաշտում: Դրա հետևանքով ըստ l -ի այլասերումը հանվում է՝ էներգիան կախված է n -ից և l -ից, որն էլ բացատրում է ալկալիական մետաղների սպեկտրների առաջացումը:

Սպին-ուղեծրային փոխազդեցությունը հանգեցնում է սպեկտրային գծերի նուրբ կառուցվածքի: Սակայն արտաքին դաշտերի բացակայությամբ տարածության մեջ բոլոր ուղղությունները հա-

մարժեք են, ուստի ատոմների էներգիական մակարդակները կախված չեն m_J մագնիսական թվից, չնայած տրված J -ի դեպքում m_J -ն կարող է ընդունել $2J + 1$ հատ արժեք, այսինքն՝ այլասերման պատիկությունը $2J + 1$ է: Մագնիսական դաշտը հանում է այս այլասերումը՝ յուրաքանչյուր էներգիական մակարդակ ճեղքվում է ենթամակարդակների: Մրանով էլ հենց բացատրվում է Ջեեմանի երևույթը, որն արդեն բացատրվել է դասականորեն: Սակայն մինչև սպինի հայտնագործումը քվանտային տեսությունը, ինչպես և դասական տեսությունը, բացատրել է միայն Ջեեմանի պարզ երևույթը:

Իրոք, եթե ատոմն ունի μ մագնիսական մոմենտ, ապա դրա էներգիան H մագնիսական դաշտում՝ $E = E_0 - \mu H$, որտեղ E_0 -ն ատոմի էներգիան է մագնիսական դաշտի բացակայությամբ: Եթե սպինը բացակայում է, ապա մագնիսական մոմենտը պայմանավորված է միայն էլեկտրոնի ուղեծրային շարժումով: Մագնիսական



Նկ. 34. Էներգիական մակարդակների ճեղքումը մագնիսական դաշտում $2L + 1$ բաղադրիչների. ձախ մասում էներգիական մակարդակներն են մագնիսական դաշտի բացակայությամբ:

մումենտի պրոյեկցիան մագնիսական դաշտի ուղղության վրա μ_B մագնետոնի պատիկն է՝ $m_L \mu_B = m_L e \hbar / 2m_e c$, հետևաբար՝

$$E = E_0 - m_L \frac{e \hbar}{2m_e c} H \equiv E_0 - \hbar m_L \Delta \omega, \quad (5.2)$$

որտեղ $\Delta \omega$ -ն տրվում է (5.1) բանաձևով: Յուրաքանչյուր էներգիական մակարդակ ճեղքվում է $2L + 1$ ենթամակարդակների, որոնց միջև անցումներում ճառագայթվում են

$$\omega = \omega_0 - \Delta \omega \cdot \Delta m_L \quad (5.3)$$

հաճախություններով սպեկտրային գծեր, իսկ $\omega_0 = \Delta E_0 / \hbar$ -ը գծի հաճախությունն է մագնիսական դաշտի բացակայությամբ: Ջոկման կանոնի համաձայն՝ $\Delta m_L = 0, \pm 1$, հետևաբար՝ (5.3) բանաձևից կստանանք՝

$$\omega = \omega_0 (\Delta m_L = 0), \quad \omega = \omega_0 \pm \Delta \omega (\Delta m_L = \pm 1), \quad (5.4)$$

այսինքն՝ լորենցյան եռյակը:

Լանդեի բազմապարկիչ: Օգտվենք ատոմի վեկտորական մոդելից՝ ենթադրելով, որ տեղի ունի նորմալ կապ (Գլ. III, §2): Այս մոդելի շրջանակներում ատոմը բնութագրվում է \mathbf{L} ուղեծրային մոմենտով, \mathbf{S} սպինային մոմենտով և \mathbf{J} լրիվ մոմենտով: \mathbf{L} և \mathbf{S} մոմենտների համապատասխանում են $\boldsymbol{\mu}_L$ և $\boldsymbol{\mu}_S$ մագնիսական մոմենտներ՝

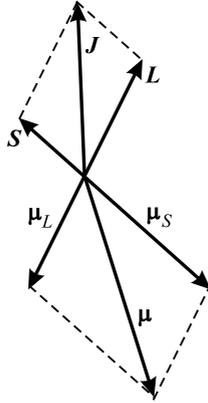
$$\boldsymbol{\mu}_L = -\frac{e}{2m_e c} \mathbf{L}, \quad \boldsymbol{\mu}_S = -\frac{e}{m_e c} \mathbf{S}, \quad (5.5)$$

որտեղ e -ն տարրական լիցքն է:

Եթե հիշենք, որ \mathbf{L} -ն ուղեծրային մոմենտն է \hbar միավորով, իսկ $\boldsymbol{\mu}_L$ -ը և $\boldsymbol{\mu}_S$ -ը՝ մագնիսական մոմենտները՝ արտահայտված μ_B միավորով, ապա (5.5) բանաձևի փոխարեն կարող ենք գրել՝

$$\boldsymbol{\mu}_L = -\mathbf{L}, \quad \boldsymbol{\mu}_S = -2\mathbf{S}: \quad (5.6)$$

Արտաքին դաշտի բացակայությամբ, ատոմի վեկտորական մոդելի համաձայն, \mathbf{J} լրիվ մոմենտը մեծությամբ և ուղղությամբ պահպանվում է: \mathbf{L} և \mathbf{S} մոմենտները սպին-ուղեծրային փոխազդեցության հետևանքով չեն պահպանվում, սակայն տրված վիճակում պահպանվում են դրանց մեծությունները: Դրանք կոնսպտույտ են



Նկ.35. Արտմի լրիվ (\mathbf{J}), ուղեծրային (\mathbf{L}), սպինային (\mathbf{S}) մոմենտները և լրիվ ($\boldsymbol{\mu}$), ուղեծրային ($\boldsymbol{\mu}_L$) և սպինային ($\boldsymbol{\mu}_S$) մագնիսական մոմենտները

կատարում \mathbf{J} -ի անփոփոխ ուղղության շուրջը միևնույն անկյունային արագությամբ, քանի որ \mathbf{L} , \mathbf{S} և \mathbf{J} վեկտորները պետք է լինեն միշտ միևնույն հարթության մեջ: Նույն անկյունային արագությամբ կոնսպոտույտ կկատարեն նաև $\boldsymbol{\mu}_L = -\mathbf{L}$ և $\boldsymbol{\mu}_S = -2\mathbf{S}$ մագնիսական մոմենտները, ինչպես նաև ընդհանուր՝

$$\boldsymbol{\mu} = \boldsymbol{\mu}_L + \boldsymbol{\mu}_S = -\mathbf{L} - 2\mathbf{S} \quad (5.7)$$

մագնիսական մոմենտը: Դժվար չէ նկատել, որ $\boldsymbol{\mu}$ վեկտորը շեղված է \mathbf{J} վեկտորի ուղղության գծից (\mathbf{L} -ի և \mathbf{S} -ի գործակիցների տարբերության հետևանքով), ուստի այն նույնպես կպտտվի \mathbf{J} -ի ուղղության շուրջը (նկ. 35):

Որոշենք $\boldsymbol{\mu}$ վեկտորի պրոյեկցիան \mathbf{J} վեկտորի ուղղության վրա: Այդ նպատակով կազմենք դրանց սկայյար արտադրյալ՝

$$\boldsymbol{\mu}\mathbf{J} = (-\mathbf{L} - 2\mathbf{S})(\mathbf{L} + \mathbf{S}) = -\mathbf{L}^2 - 2\mathbf{S}^2 - 3\mathbf{L}\mathbf{S}: \quad (5.8)$$

Քանի որ $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$, ապա $2\mathbf{L}\mathbf{S} = \mathbf{J}^2 - \mathbf{S}^2 - \mathbf{L}^2$, հետևաբար՝

$$\begin{aligned} \boldsymbol{\mu}\mathbf{J} &= -\mathbf{L}^2 - 2\mathbf{S}^2 - \frac{3}{2}(\mathbf{J}^2 - \mathbf{S}^2 - \mathbf{L}^2) = \frac{1}{2}\mathbf{L}^2 - \frac{1}{2}\mathbf{S}^2 - \frac{1}{2}\mathbf{J}^2 - \mathbf{J}^2 = \\ &= -\mathbf{J}^2 \left(1 + \frac{\mathbf{J}^2 + \mathbf{S}^2 - \mathbf{L}^2}{2\mathbf{J}^2} \right) = -g\mathbf{J}^2, \end{aligned} \quad (5.9)$$

որտեղ g գործակիցն անվանում են Լանդեի բազմապատկիչ: Եթե նկատի ունենանք, որ քվանտային մեխանիկայում մոմենտների քառակուսիները փոխարինվում են հետևյալ արտահայտություններով՝

$$\mathbf{J}^2 = J(J + 1), \quad \mathbf{L}^2 = L(L + 1), \quad \mathbf{S}^2 = S(S + 1), \quad (5.10)$$

ապա Լանդեի բազմապատկիչի համար կստանանք՝

$$g = 1 + \frac{J(J + 1) + S(S + 1) - L(L + 1)}{2J(J + 1)}, \quad (5.11)$$

որը ռացիոնալ կոտորակ է: (5.9) բանաձևից հետևում է, որ

$$\mu_{II}|\mathbf{J}\rangle = -g|\mathbf{J}\rangle^2, \quad (5.12)$$

այսինքն՝ μ_{II} պրոյեկցիան \mathbf{J} -ի ուղղության վրա ունի որոշակի արժեք՝

$$\mu_{II} = -g|\mathbf{J}|: \quad (5.13)$$

Մագնիսական մոմենտի ուղղահայաց պրոյեկցիան՝ μ_{\perp} -ը, կոնսպտույտ է կատարում \mathbf{J} -ի ուղղության շուրջը, որի հետևանքով էլ զրոյանում է: Այնպես որ լրիվ $\boldsymbol{\mu}$ մագնիսական մոմենտը հանգում է μ_{II} -ին: Այս մոտավորությամբ ատոմի մագնիսական մոմենտը՝

$$\boldsymbol{\mu} = -g\mathbf{J}: \quad (5.14)$$

Ջենաննի բարդ երևույթը: Այժմ ենթադրենք, որ \mathbf{J} լրիվ մոմենտով ատոմը \mathbf{H} լարվածությամբ մագնիսական դաշտում է: Այս դեպքում \mathbf{J} մոմենտը նույնպես չի պահպանվում՝ այն \mathbf{H} դաշտի ազդեցությամբ կոնսպտույտ է կատարում:

Նախ դիտարկենք թույլ դաշտի դեպքը, երբ այդ կոնսպտույտը շատ ավելի դանդաղ է կատարվում, քան սպին-ուղեծրային փոխազդեցությամբ պայմանավորված կոնսպտույտը: Մագնիսական դաշտը պետք է լինի այնքան թույլ, որ սպեկտրային գծերի՝ մագնիսական դաշտով պայմանավորված ճեղքումը շատ փոքր լինի սպեկտրային գծերի նուրբ կառուցվածքի բաղադրիչների միջև ճեղքումների մեծությունից: Նշենք, որ միակի սպեկտրային գծերի համար այս պայմանը երբեք տեղի չունի, քանի որ կամայական մեծու-

թյամբ մագնիսական դաշտը կլինի շատ ուժեղ:

Թույլ դաշտում ատոմի լրացուցիչ էներգիան կարելի է հաշվել (5.14) բանաձևով, որը μ_B և \hbar միավորներին անցնելուց հետո կընդունի

$$\boldsymbol{\mu} = -g\mu_B\mathbf{J} = -g\frac{e\hbar}{2m_e c}\mathbf{J} \quad (5.15)$$

տեսքը, ուստի էներգիան՝

$$E = E_0 - \boldsymbol{\mu}\mathbf{H} = E_0 + gm_J\hbar\Delta\omega, \quad (5.16)$$

որտեղ m_J -ն լրիվ մոմենտի պրոյեկցիայի մագնիսական քվանտային թիվն է: (5.16) բանաձևով տրվում են այն բոլոր էներգիական մակարդակները, որոնք ճեղքվում-առաջանում են ատոմի տվյալ մակարդակից: Եթե նկատի ունենանք նաև ջոկման կանոնները՝

$$\Delta m_J = \pm 1, 0, \quad (5.17)$$

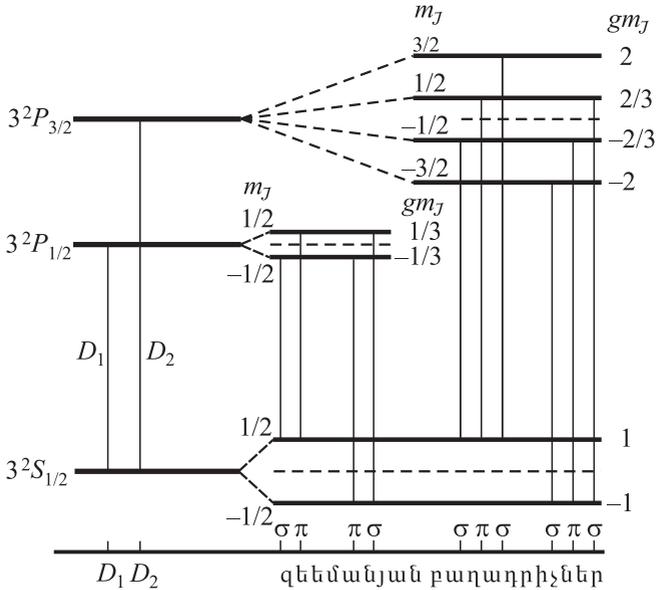
ապա կարելի է որոշել տարբեր մակարդակների միջև հնարավոր անցումները և, հետևաբար՝ դրանց համապատասխանող սպեկտրային գծերի ալիքների երկարությունները:

Ջարգացված տեսության կիրառման նպատակով ուսումնասիրենք սատրիումի նշանավոր դեղին գծի՝ D -կրկնակի ճեղքումը մագնիսական դաշտում (նկ. 36): Կրկնակին համապատասխանում են $3^2P_{1/2} \rightarrow 3^2S_{1/2}$ (D_1 գիծ) և $3^2P_{3/2} \rightarrow 3^2S_{1/2}$ (D_2 գիծ) անցումները: $3^2S_{1/2}$ էներգիական մակարդակի համար $L = 0$, $J = 1/2$, $S = 1/2$, հետևաբար՝ (5.11) բանաձևի համաձայն՝ $g = 2$:

Քանի որ m_J -ն (երբ $J = 1/2$,) կարող է ընդունել $1/2$ և $-1/2$ արժեքներ, ապա (5.17) բանաձևում gm_J արտադրիչը կընդունի $+1$ և -1 արժեքները (Աղյուսակ 5): Նույն կերպ հաշվարկվում են $3^2P_{1/2}$ և $3^2P_{3/2}$ վիճակների համապատասխան մեծությունները:

Աղյուսակ 5

Վիճակ	L	S	J	g	m_J	$g m_J$
$3^2S_{1/2}$	0	1/2	1/2	2	1/2, -1/2	1, -1
$3^2P_{1/2}$	1	1/2	1/2	2/3	1/2, -1/2	1/3, -1/3
$3^2P_{3/2}$	1	1/2	3/2	4/3	3/2, 1/2 -1/2, -3/2	2, 2/3 -2/3, -2



Նկ. 36. Նատրիումի D-կրկնակի ճեղքումը թույլ մագնիսական դաշտում (D_1 գիծը համապատասխանում է $3^2P_{1/2} \rightarrow 3^2S_{1/2}$, D_2 գիծը՝ $3^2P_{3/2} \rightarrow 3^2S_{1/2}$ անցումներին:)

Նկ. 36-ում պատկերված են նատրիումի D-կրկնակի էներգիական մակարդակների ճեղքման սխեման և անցումները, որոնք բավարարում են (5.17) ջոկման կանոններին:

Ինչ վերաբերում է բաղադրիչների բևեռացումներին, ապա քվանտային մեխանիկայի համաձայն՝ $\Delta m_J = 0$ անցումներում առաջանում են π -բաղադրիչներ, իսկ $\Delta m_J = \pm 1$ անցումներում՝ σ -բաղադրիչներ: Մագնիսական դաշտի ուղղությամբ արձակված սպեկտրային գծերին համապատասխանում են միայն $\Delta m_J = \pm 1$ պայմանին բավարարող անցումները, որոնցում արձակված ճառագայթումներն ունեն շրջանային բևեռացումներ՝ հակառակ ուղղություններով:

Այսպիսով՝ սպինի հասկացության ներմուծումը հանգեցրեց

Ջենեմանի բարդ երևույթի տեսության և փորձի լիակատար համընկնման:

Պաշեն-Բակի երևույթը: Մագնիսական դաշտի լարվածությունը մեծացնելիս վերջինիս ազդեցությունն աստուժի վրա դառնում է նախ՝ համեմատելի, ապա՝ գերազանցում է սպին-ուղեծրային փոխազդեցության ազդեցությունը, ուստի փոխվում է զենեմանյան ճեղքման պատկերը: Սահմանային դեպքում, երբ մագնիսական դաշտով պայմանավորված ճեղքումն զգալիորեն գերազանցում է սպին-ուղեծրային փոխազդեցության արժեքը, կարելի է անտեսել կապը L և S վեկտորների միջև և դիտարկել դրանց՝ իրարից անկախ կոնսպտույտները մագնիսական դաշտում: Այդ դեպքում աստուժի մագնիսական մոմենտը՝

$$\boldsymbol{\mu} = \boldsymbol{\mu}_L + \boldsymbol{\mu}_S = -\frac{e\hbar}{2m_e c}(\mathbf{L} + 2\mathbf{S}), \quad (5.18)$$

ուստի աստուժի էներգիան մագնիսական դաշտում՝

$$E = E_0 - \boldsymbol{\mu}\mathbf{H} = E_0 + \frac{e\hbar}{2m_e c}(\mathbf{L} + 2\mathbf{S})\mathbf{H} = E_0 + \Delta\omega\hbar(m_L + 2m_S): \quad (5.19)$$

Ջոկման կանոնների համաձայն՝ $\Delta m_L = 0, \pm 1$ և $\Delta m_S = 0$, ուստի (5.19) բանաձևից հետևում է, որ

$$\frac{\Delta E}{\hbar} = \pm\Delta\omega \text{ կամ } 0: \quad (5.20)$$

1912 թ. Ֆ. Պաշենը և Է. Բակը փորձով հայտնաբերել են, որ մագնիսական դաշտի լարվածությունը մեծացնելիս լույսի աղբյուրի սպեկտրում կատարվում են մագնիսաօպտիկական փոխակերպումներ, որոնց արդյունքն ուժեղ դաշտերում Ջենեման-Լորենցի եռյակի առաջացումն է (Պաշեն-Բակի երևույթ):

Այժմ քանակապես գնահատենք, թե որ մագնիսական դաշտերն են համարվում թույլ: Եթե $\Delta\Omega_m$ -ով նշանակենք դիտարկվող մոլտիպլետի լայնությունը, ապա դաշտը կհամարենք թույլ, եթե դրանով պայմանավորված հաճախության փոփոխությունը՝ $\Delta\omega \ll \Delta\Omega_m$ -ից և ուժեղ՝ հակառակ անհավասարության դեպքում:

Եթե $\Delta\Omega_m$ -ից անցնենք այիքի երկարությանը՝ $\Delta\Omega_m = |2\pi c\Delta\lambda/\lambda^2|$ և նկատի ունենանք (5.1) բանաձևը, կստանանք՝

$$H \ll H_0 = \frac{4\pi m_e c^2 \Delta\lambda}{e\lambda^2}: \quad (5.21)$$

Օրինակ՝ նատրիումի դեղին գծի՝ D -կրկնակի համար $\lambda = 5889 \text{ \AA}$, $\Delta\lambda = 6 \text{ \AA}$, և (5.21) բանաձևից հետևում է, որ $H \ll 3,7 \cdot 10^5 \text{ Գս}$: Դա է պատճառը, որ սվյալ գիծը $H \sim 10^4 \text{ Գս}$ կարգի դաշտերում հանգեցնում է Ջեեմանի բարդ երևույթի: Իսկ Բալմերի սերիայի H_α -գծի համար $\lambda = 6560 \text{ \AA}$, $\Delta\lambda = 0,227 \text{ \AA}$, և $H \ll 10^4 \text{ Գս}$:

Այս գնահատումներից բխում է, որ փորձերում հիմնականում իրականանում են Ջեեմանի բարդ երևույթի դիտման պայմանները, ուստի բնական է «նորմալ» անվանել Ջեեմանի բարդ երևույթը:

§6. Բորի տեսության ձեռքբերումները և թերությունները

Բորի տեսությունը ստումի կառուցվածքի տեսության զարգացման կարևորագույն էտապն էր: Այն ամենայն հստակությամբ ցույց տվեց դասական հասկացությունների ոչ կիրառելիությունը ներատոմային երևույթներում, ինչպես նաև քվանտային օրինաչափությունների առաջնայնությունը միկրոհամակարգերում: Նոր տեսությունը խթանեց մեծ թվով փորձարարական աշխատանքներ: Անգամ այն դեպքերում, երբ տեսությունը քանակապես չէր բացատրում այս կամ այն երևույթը, այն ցույց էր տալիս դրա որակական բացատրության և դասակարգման հնարավորությունը: Հենց այս կերպ պարզություն և հստակություն մտցվեց ստումային, մոլեկուլային և ռենտգենյան սպեկտրադիտման բնագավառներում կուտակված հսկայական քանակությամբ փորձատական նյութի մեկնաբանություններում:

Բորի տեսության մեծագույն ձեռքբերումներից էին նաև քիմիական տարրերի Մենդելեևի պարբերական համակարգի ֆիզի-

կական հիմնավորումը և տարաբևեռ քիմիական կապի բացատրությունը:

Դրական բազում կողմերի հետ մեկտեղ, Բորի տեսությունն ուներ էական թերություններ և հակասություններ, որոնք խթանեցին միկրոաշխարհին բնորոշ օրինաչափությունների իմացության հետագա զարգացումները: Դրանց թվին է պատկանում նախ և առաջ Բորի տեսության ներքին տրամաբանական հակասականությունը. այն ոչ հետևողական դասական տեսություն է, ոչ քվանտային:

Բորի տեսության՝ դեռևս զարգացման սկզբնական շրջանում ի հայտ եկած թերություններից մեկն այն էր, որ ատոմի էներգիական մակարդակների, հետևաբար՝ նաև սպեկտրային գծերի հաճախությունների ճշգրիտ հաշվարկներ հնարավոր էր կատարել միայն պարզագույն մեկէլեկտրոնային համակարգերի համար (ջրածին և ջրածնանման ատոմներ): Այսպես, օրինակ, Ջոմերֆելդ-Վիլսոնի քվանտացման պայմանների օգնությամբ հելիումի ատոմի էներգիական մակարդակների հաշվարկները խիստ հակասում էին փորձարարական արդյունքներին:

Բորի տեսությունը հնարավորություն էր տալիս հաշվարկելու ճառագայթման բնութագրերից միայն ատոմի սպեկտրային գծերի հաճախությունները, բայց ոչ տարբեր անցումների հավանականությունները, որոնցով որոշվում են սպեկտրային գծերի ուժգնությունները և ճառագայթման բևեռացման բնութագրերը: Դրանց մասին որոշակի տվյալներ (օրինակ՝ ջոկման կանոններ) հնարավոր էր ստանալ միայն համապատասխանության սկզբունքի օգնությամբ:

Բորի տեսությունը որակապես լուծեց նաև ատոմի էներգիական մակարդակների վրա արտաքին հաստատուն մագնիսական և էլեկտրական դաշտերի ազդեցության խնդիրը, սակայն այն ի վիճակի չէր հաշվարկելու Ջեեմանի անոմալ երևույթում

մուտիայլետների ճեղքման՝ փորձում ստացված արժեքները:

Այս տեսության շրջանակներում մնացին անլուծելի ոչ ստացիոնար դաշտերում ատոմի վիճակների, ճառագայթման և կլանման խնդիրները, ուստի չբացատրվեց նաև լույսի դիսպերսիայի երևույթը:

Բորի տեսությունը չկարողացավ բացատրել կովալենտ կապի և պարզագույն մոլեկուլային համակարգերի, օրինակ՝ ջրածնի մոլեկուլի առաջացման մեխանիզմը:

Ատոմի մեխանիկական մոմենտի չափ ծառայող ուղեծրային քվանտային թվի $l = 0$ արժեք ընդունելու հնարավորությունը, որը համապատասխանում էր փորձին, վերացրեց Բորի տեսության ակնառու և համոզիչ լինելը: Համաձայն այս տեսության՝ ատոմը պետք է օժտված լիներ ոչ թե գնդային, այլ առանցքային համաչափությամբ՝ նմանվելով ոչ թե գնդի, այլ սկավառակի: Սակայն այս հարցը պարզելուն միտված փորձերը հանգեցրին բացասական արդյունքի և ցույց տվեցին, որ հիմնական վիճակում ատոմն օժտված է գնդային համաչափությամբ՝ չհաստատելով Բորի մոդելի հիմնական դրույթը:

Բորի ատոմի տեսության սահմանափակությունն արտահայտվում է նաև նրանում, որ այն ի վիճակի է հաշվարկել միայն ստացիոնար վիճակների որոշ բնութագրեր: Անցումային երևույթների մասին հայտնի էր միայն այն, որ անցման պրոցեսում սկզբնական և վերջնական վիճակների էներգիաների տարբերությունը կարող է արձակվել կամ կլանվել որպես մեկ ֆոտոն, սակայն պրոցեսի բացատրությունը տեսության շրջանակներից դուրս էր:

Տեսության թերություններից էր նաև լույսի բնույթի մասին պատկերացումների երկակիությունը՝ իրար հակասող ալիքի և մասնիկի (ֆոտոն) մասին պատկերացումների համատեղ գոյությունը:

Ատոմի ֆիզիկայի հետագա զարգացումը ցույց տվեց, որ Բորի

ատոմի քվանտային տեսության հաջողությունները պայմանավորված են ոչ թե ատոմի մոլորակային մոդելով, այլ տեսության հետևյալ դրույթներով.

1. Ատոմներում էլեկտրոնների էներգիական վիճակներն ընդհատ են, դրանք որոշվում են քվանտային թվերի (n, l, m, s) հավաքածուի հնարավոր արժեքներով և մեկէլեկտրոնային ատոմային համակարգերի էներգիայի $E_n = -me^4/2\hbar^2n^2$ ($n = 1, 2, \dots$) արտահայտությամբ, անկախ այն ստանալու համար օգտագործված մոդելներից:
2. Հնարավոր չէ քվանտային թվերի նույն համախմբով մեկից ավելի էլեկտրոնով քվանտային վիճակների գոյությունը (Պաուլիի սկզբունք):
3. Անկախ լույսի բնույթի մասին պատկերացումներից, ատոմում էլեկտրոնների էներգիաները կապված են ատոմի արձակած (ջոկման որոշակի կանոնների բավարարող) սպեկտրային գծերի ν հաճախությունների հետ հաճախությունների մասին կանխադրույթով (Գլ. II, §1):
4. Ատոմի վեկտորական մոդելը ճիշտ է նկարագրում մեկից ավելի օպտիկական էլեկտրոններով ատոմի վիճակը:

Բորի տեսության հաջողությունները փաստում են, որ բերված դրույթները հիմնականում ճիշտ են արտահայտում միկրոաշխարհին բնորոշ օբյեկտիվ օրինաչափությունները, որոնք հայտնի չէին դասական ֆիզիկայում: Այս նոր օրինաչափությունների հայտնագործումը Բորի տեսության հիմնական վաստակն է, նրա ներդրումն աշխարհի ճանաչման շարունակական զարգացման գործում:

Հարկ է նշել, որ մասնիկի, մասնավորապես էլեկտրոնի մասին ժամանակակից քվանտային տեսության պատկերացումներն էապես տարբերվում են Բորի տեսության մեջ հայտնի պատկերացումներից, և Բորի մոլորակային տեսությունը ժամանակակից ֆիզիկայում չի ընդունվում՝ որպես սխալ և իրականությանը չհամապատաս-

խանող: Սակայն այդ տեսության մեջ սահմանված և վերը նշված չորս դրույթները ճիշտ են նաև ժամանակակից քվանտային տեսության մեջ, թեև դրանք հետևում են միանգամայն այլ ֆիզիկական հիմնավորումներից: Այս կամ այն առնչություններն ստանալիս օգտագործված պատկերները և մոդելները չեն համապատասխանում իրերի բնությանը, սակայն ստացված քանակական և կիսաքանակական առնչությունները պահպանել են իրենց նշանակությունը:

Ներկայում, նյութի ալիքային հատկությունների հայտնաբերումից հետո (Գլ. V) պարզ է, որ դասական մեխանիկայի վրա հիմնված ատոմի Բորի տեսությունը կարող էր միայն անցումային փուլ լինել ատոմային երևույթների հետևողական տեսության ստեղծման ճանապարհին:

Գլուխ IV. Ռենտգենյան ճառագայթում

§1. Ռենտգենյան ճառագայթում

Ռենտգենյան ճառագայթման տեսակները: Ռենտգենյան ճառագայթումն առաջանում է ռենտգենյան խողովակում՝ նրա դժվարահալ նյութից պատրաստված հակակաթոդը (անոդը) 10–100 կէՎ էներգիայով էլեկտրոններով ումքահարելիս: Ռենտգենյան ճառագայթումն իր բնույթով էլեկտրամագնիսական ճառագայթում է և լույսից տարբերվում է միայն ալիքի երկարությամբ:

Տարբերում են երկու տիպի ռենտգենյան ճառագայթումներ: Եթե հակակաթոդում արգելակվող էլեկտրոնների էներգիան չի գերազանցում հակակաթոդի նյութը բնութագրող E_c էներգիայի արժեքը, ապա առաջացող ռենտգենյան ճառագայթումն անվանում են արգելակային ճառագայթում: Այն սպիտակ լույսի նման վերածվում է անընդհատ սպեկտրի, ուստի այն երբեմն անվանում են նաև «սպիտակ» ռենտգենյան ճառագայթում: Արգելակային ճառագայթման սպեկտրն ունի հետևյալ առանձնահատկությունները (սկ. 37):

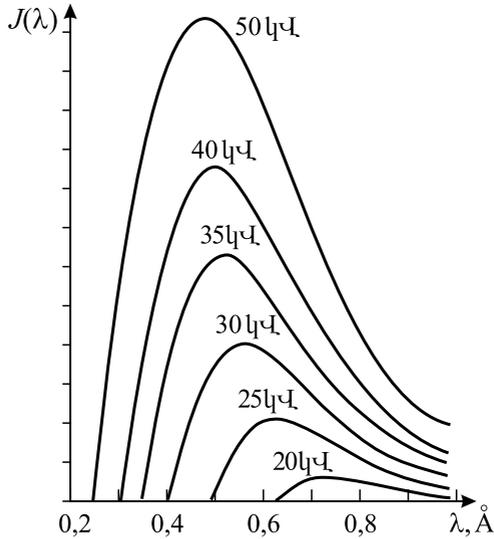
1. Ճառագայթման ուժգնության՝ ըստ ալիքի երկարության բաշխումն ունի մաքսիմում ալիքի որոշակի երկարության համար:

2. Երկարալիքային տիրույթում ուժգնությունը նվազում է թեքավունորեն՝ ասիմպտոտորեն ձգտելով զրոյի, իսկ կարճալիքային տիրույթում այն կտրուկ նվազում է՝ հավասարվելով զրոյի անընդհատ սպեկտրի կարճալիքային սահման կոչվող λ_{min} մեծության վրա: λ_{min} մեծության արժեքը կախված չէ հակակաթոդի նյութից և որոշվում է միայն V արագացնող պոտենցիալով՝

$$\lambda_{min} = \frac{hc}{eV} \approx \frac{12,4}{V} \text{ \AA}, \quad (eV < E_c), \quad (1.1)$$

որտեղ V -ն արտահայտված է կիլովոլտով:

Եթե էլեկտրոնների էներգիան հավասար կամ մեծ է E_c կրիտիկական արժեքից, ապա առաջանում է այսպես կոչված բնութա-

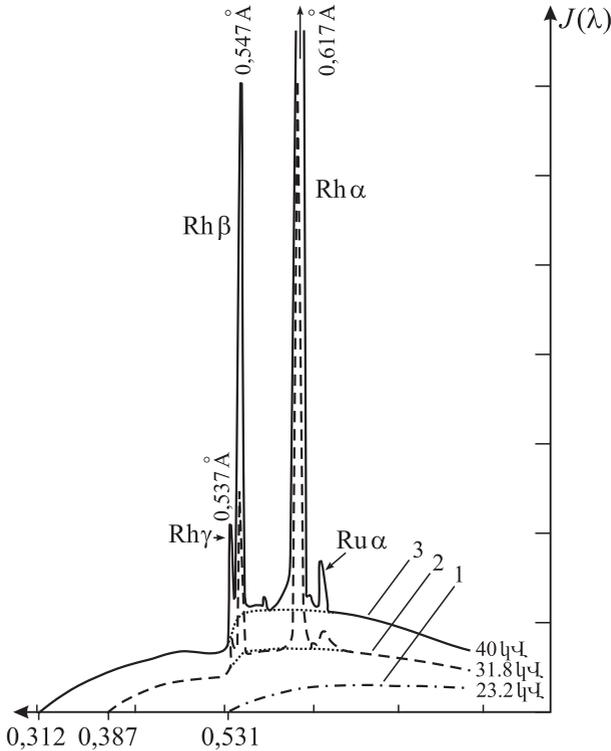


Նկ. 37. Վոլֆրամի ռենտգենյան արգելակային ճառագայթման սպեկտրը. կորերի վերևում թվերն արագացնող պորենցիալի արժեքներն են:

գրական ճառագայթում, որը բնութագրում է հակակայծողի նյութը ճիշտ այնպես, ինչպես գազի առաքման օպտիկական սպեկտրը բնութագրում է գազը: Բնութագրական ճառագայթման սպեկտրը գծային է (սկ. 38):

Շատ կարևոր է, որ յուրաքանչյուր տարր արձակում է որոշակի, միայն իրեն բնորոշ սպեկտր, անկախ այն բանից՝ այն ազատ վիճակում է, թե որևէ նյութի քիմիական բաղադրության մեջ է: Սրանով ռենտգենյան սպեկտրներն էապես տարբերվում են օպտիկական սպեկտրներից, քանի որ նույն տարրն արձակում է տարբեր օպտիկական սպեկտրներ ատոմական և մոլեկուլային վիճակներում:

Բնութագրական ճառագայթման սպեկտրային գծերը կազմում են սերիաներ, որոնք ռենտգենյան սպեկտրի տարբեր տիրույթներում են: Ընդունված է այդ սերիաները նշանակել նույն տառերով, ինչ որ ատոմի էլեկտրոնային շերտերը՝ K, L, M, N, O, P և այլն:



Նկ. 38. Ռոդիումային հակակաթոդի K-սերիայի քննության ճառագայթման առաջացումը. 1. $V = 23,2$ կՎ, 2. $V = 31,8$ կՎ, 3. $V = 40$ կՎ: Արցիսների առանցքի վրա նշված է յուրաքանչյուր սպեկտրի կարճալիքային սահմանը: Ru α գիծը պարկանում է ռոտենիումի փարթին, որն սուկա է ռոդիումի նմուշում որպես խառնուրդ:

Ամենակարճալիքայինը K-սերիան է: Ի տարբերություն օպտիկական սպեկտրների՝ ռենտգենյան սպեկտրները միատիպ են, պարբերականություն չեն դրսևորում և բաղկացած են փոքրաթիվ գծերից: Միակ փոփոխությունը, որը դիտվում է թեթև տարրերից ծանրերին անցնելիս, սպեկտրային գծերի միջնաբաց շեղումն է դեպի կարճալիքային տիրույթ: Օպտիկական և ռենտգենյան սպեկտրների այս խիստ տարբերությունը հանգեցնում է այն

մտքին, որ ռենտգենյան սպեկտրները, ի տարբերություն օպտիկականների, որոնք պայմանավորված են «ծայրամասային», արտաքին էլեկտրոններով, առաջանում են ատոմի ներքին մասերում:

Մոզլիի օրենքը: Տարրերի ռենտգենյան սպեկտրներն ուսումնասիրելիս (1913–1914 թթ.) Հ. Մոզլին հայտնաբերել է մի օրենք, որը կապ է հաստատում սպեկտրային գծի հաճախության և այն արձակած տարրի Z կարգաթվի միջև: Մոզլին ցույց է տվել, որ K -գծի համար սահմանված հետևյալ մեծության՝

$$Q_K = \sqrt{\frac{\tilde{\nu}_K}{\frac{3}{4}R}}, \quad (1.2)$$

($\tilde{\nu}_K$ -ն K -սերիայի սպեկտրային ալիքային թիվն է, R -ը՝ Ռիդբերգի հաստատունը) և Z կարգաթվի միջև կա պարզ կապ՝

$$Q_K = Z - 1 \quad (1.3)$$

կամ (1.2) և (1.3) բանաձևերից՝

$$\tilde{\nu}_K = R(Z - 1)^2 \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right): \quad (1.4)$$

Նման առնչություն տեղի ունի ռենտգենյան սպեկտրի նաև այլ սերիաների համար: Օրինակ՝ L -սերիայի համար Մոզլիի օրենքն ունի հետևյալ տեսքը՝

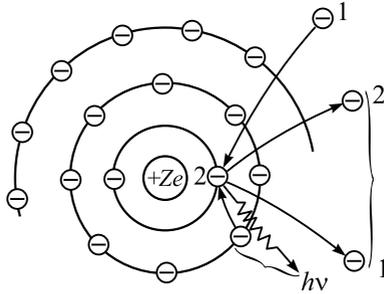
$$\tilde{\nu}_L = R(Z - \sigma)^2 \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{3^2} \right), \quad (1.5)$$

որտեղ σ -ն փորձից որոշվող հաստատուն թիվ է: Ռենտգենյան սպեկտրի բոլոր սերիաների համար Մոզլիի օրենքը գծային կապ է հաստատում $\tilde{\nu} = 1/\lambda$ սպեկտրային ալիքային թվի քառակուսի արմատի և տարրի Z կարգաթվի միջև:

Հակակաթողի նյութի կարգաթվի փոփոխմանը զուգընթաց ռենտգենյան բնութագրական ճառագայթման սպեկտրի փոփոխությունը ցույց է տալիս, որ այդ ճառագայթման մեջ մասնակցում են Z -ի փոփոխմամբ միընթաց փոփոխվող պայմաններում առկա էլեկտրոնները: Այսպես, օրինակ, սկսած հելիումից, բոլոր տարրերի

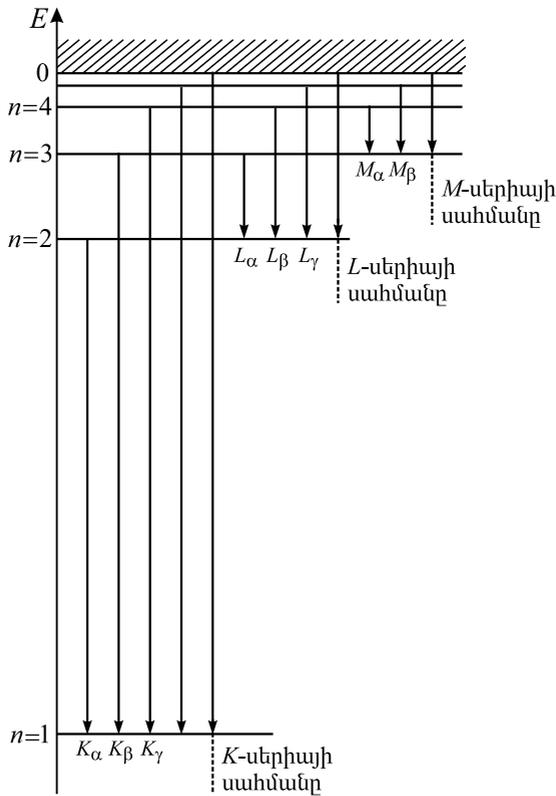
$n = 1$ ներքին շերտում կա 2 էլեկտրոն, և մի տարրից մյուսին անցնելիս միայն միջուկի լիցքն է միընթաց աճում:

Ռենտգենյան սպեկտրների առաջանալը: Ռենտգենյան բնութագրական ճառագայթման ֆոտոնների արձակումը քվանտային տեսությունը բացատրում է հետևյալ կերպ:



Նկ. 39. Ռենտգենյան բնութագրական ճառագայթման $h\nu$ ֆոտոնի արձակման սխեման

Հակակաթողին բախվող էլեկտրոնը, եթե ունի բավականաչափ մեծ էներգիա, կարող է իր էներգիան տալ ներքին թաղանթի էլեկտրոններից մեկին՝ նրան դուրս գցելով ատոմից: Դրանից հետո ատոմի ավելի հեռու թաղանթներից որևէ էլեկտրոն կանցնի ավելի ցածր, ազատ էներգիական վիճակ: Սկզբնական և վերջնական վիճակների էներգիաների ΔE տարբերությունը կառաքվի $h\nu = \Delta E$ բնութագրական ճառագայթման ֆոտոնի տեսքով: Այսպիսով՝ սկզբնական էլեկտրոնի էներգիայի փոխակերպումը $h\nu$ ֆոտոնի ընթացում է երկու էտապով: Առաջին էտապում ատոմն անցնում է գրգռված վիճակ, այսինքն՝ սկզբնական էլեկտրոնի կինետիկ էներգիան փոխակերպվում է ատոմի գրգռման էներգիայի: Երկրորդ էտապում տեղի է ունենում գրգռված ատոմի էլեկտրոնների վերաբաշխում ըստ վիճակների, որն ուղեկցվում է գրգռված ատոմի էներգիայի փոխակերպումով ֆոտոնի էներգիայի:



Նկ. 40. Էլեկտրոնների անցումները, որոնց արդյունքում արձակվում են ռենտգենյան թուրթազրական ճառագայթման սերիաները:

Ատոմում ամենափոքր էներգիա ունեն K շերտի ($n = 1$) երկու էլեկտրոնները: Դրանցից մեկը հեռացնելուց հետո առաջացած թափուր տեղ կանցնեն էլեկտրոններ L ($n = 2$), M ($n = 3$) և այլ շերտերից, և կարձակվեն առավելագույն էներգիայով ֆոտոններ, որոնք սպեկտրում առաջացնում են K -սերիայի գծերը (նկ. 40): K -սերիայի *հν_{սահմ}* սահմանին համապատասխանում է ազատ, ատոմից դուրս, հանգստի վիճակից ($E = 0$) էլեկտրոնի անցումը $n = 1$ շերտի

թափուր տեղը: Կամայական $E > 0$ էներգիայով էլեկտրոնների անցումները $n = 1$ շերտի թափուր վիճակ հանգեցնում են K -սերիային հարող բնութագրական ճառագայթման անընդհատ սպեկտրի $h\nu > h\nu_{սահմ}$ էներգիայով ֆոտոնների արձակման:

Այս կամ այն շերտում առաջացած թափուր տեղի լրացման հավանականությունն այլ շերտերի էլեկտրոններով այնքան ավելի մեծ է, որքան մոտ են այդ շերտերը թափուր տեղը պարունակող շերտին: Օրինակ՝ K -շերտում թափուր տեղն ամենամեծ հավանականությամբ կգբաղեցնի մոտակա L -շերտի էլեկտրոնը՝ արձակելով K_{α} -գիծը, ավելի փոքր հավանականությամբ՝ M -շերտի էլեկտրոնը՝ արձակելով K_{β} -գիծը և այլն: Դրա հետևանքով գծերի ուժգնությունները սերիայի առաջին գծից մինչ նրա սահման նվազում են:

Ռենտգենյան բնութագրական ճառագայթման սպեկտրային գծերն ունեն նուրբ կառուցվածք (նկ. 41):

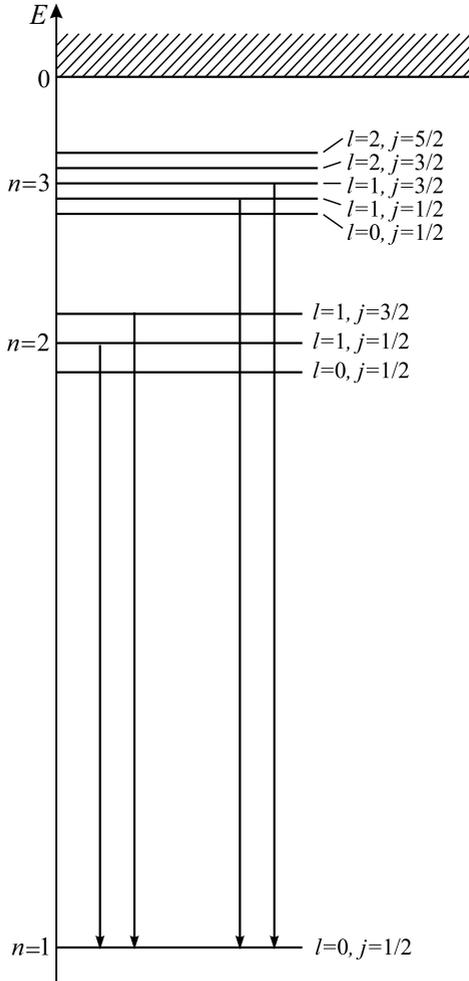
Այսպես, K -սերիայի գծերը կրկնակներ են, ուրիշ գծեր ունեն ավելի բարդ կառուցվածք: Այս հանգամանքը բացատրվում է հետևյալ կերպ: K -վիճակում ($n = 1$), $l = 0, j = 1/2$: Տարբեր L -վիճակները ($n = 2$) երեքն են. մեկ վիճակ՝ $l = 0$ և $j = 1/2$ քվանտային թվերով և երկու վիճակ՝ $l = 1, j = 1/2$ և $l = 1, j = 3/2$ քվանտային թվերով: Էլեկտրոնի էներգիաներն այդ վիճակներում իրարից փոքր-ինչ տարբերվում են: M շերտին ($n = 3$) համապատասխանում են հինգ տարբեր էներգիական մակարդակներ. $l = 0, j = 1/2$; $l = 1, j = 1/2$; $l = 1, j = 3/2$; $l = 2, j = 3/2$ և $l = 2, j = 5/2$, N -շերտին՝ 7, O -շերտին՝ 9 մակարդակ և այլն:

Էլեկտրոնային անցումներում, որոնք նկ. 41-ում պատկերված են ուղղաձիգ սլաքներով և համապատասխանում են երկու K_{α} -գծերի ($K_{\alpha_1}, K_{\alpha_2}$) և երկու K_{β} -գծերի (K_{β_1}, K_{β_2}) առաքմանը, գործում են

$$\Delta l = \pm 1, \quad \Delta j = 0, \pm 1 \quad (1.6)$$

չոկման կանոնները:

Նշված գծերի նուրբ կառուցվածքը դիտվել է փորձում:



Նկ. 41. Ռենտգենյան բնութագրական ճառագայթման սպեկտրի նյութ կառուցվածքի առաջացման սխեման

Ռենտգենյան խողովակում արագացող պոտենցիալը միընթաց մեծացնելիս հակակաթոդի նյութի բնութագրական սպեկտրի գծերը հայտնվում են խմբերով. սկզբում՝ ավելի երկարալիքային սպեկտրային գծերը, ապա, պոտենցիալի ամենամեծ (տվյալ հակա-

կաթոդի նյութի համար) արժեքի դեպքում, ամենակարճալիքային՝ K -սերիայի գծերը: Պոտենցիալի այն ամենափոքր արժեքը, որից սկսած հակակաթոդի նյութի բնութագրական սպեկտրում հայտնվում է գծերի տվյալ սերիան, կոչվում է այդ նյութի տվյալ սերիայի գրգռման կրիտիկական պոտենցիալ՝ V_c : Օրինակ՝ երկաթի K -սերիայի համար $V_{cK} = 69,3$ կՎ:

Քվանտային տեսության համաձայն՝ կրիտիկական պոտենցիալների գոյությունն էներգիայի պահպանման օրենքի և ատոմում էլեկտրոնների էներգիական մակարդակների ընդհատության հետևանքն է:

Հարկ է նշել, որ eV էներգիայով սկզբնական էլեկտրոնը կարող է որոշակի վիճակներից դուրս գցել ատոմի էլեկտրոնները, եթե նրա էներգիան մեծ է տվյալ վիճակում էլեկտրոնի $-E_{ion}(n, l, j)$ իոնացման էներգիայից՝ $eV \geq -E_{ion}(n, l, j)$:

Նկ. 41-ից հասկանալի է, որ տվյալ սերիայի նուրբ կառուցվածքի բոլոր գծերը չեն կարող առաջանալ նույն կրիտիկական պոտենցիալը կիրառելիս: Պոտենցիալի որոշակի արժեքի դեպքում առաջնային էլեկտրոնները նախ կարող են ատոմից «պոկվել», օրինակ, M -շերտի հինգ մակարդակներից միայն վերին մակարդակն զբաղեցնող էլեկտրոնը, ուստի բնութագրական սպեկտրում կհայտնվեն միայն այդ մակարդակ անցումներին համապատասխանող սպեկտրային գծեր: Պոտենցիալի հետագա մեծացումը կհանգեցնի M -շերտի հաջորդ մակարդակներ անցումներով պայմանավորված սպեկտրային գծերի առաջացման: Այսպիսով՝ M -սերիայի գծերի նուրբ կառուցվածքն ի հայտ կգա V պոտենցիալի 5 կրիտիկական արժեքների դեպքում, իսկ, օրինակ, L -սերիայի գծերինը՝ 3 կրիտիկական արժեքների դեպքում: Միայն K -սերիան ունի մեկ կրիտիկական պոտենցիալ:

Ատոմի քվանտային տեսության այս եզրակացությունները լիովին համապատասխանում են փորձին:

§2. Ռենտգենյան ճառագայթման ցրման դասական տեսությունը

Ցրված փնջի ուժգնության արտահայտությունը: Եթե ռենտգենյան փունջն անցնում է մարմնի միջով, այն ցրվում է՝ դիտվում են տարբեր ուղղություններով տարածվող ալիքներ:

Էլեկտրամագնիսականության տեսության համաձայն՝ մեծ հաճախությամբ էլեկտրամագնիսական ալիքները, անցնելով նյութական միջավայրով, դրա էլեկտրոններին ստիպում են կատարել հարկադրական տատանումներ: Տատանվող էլեկտրոնները բոլոր ուղղություններով առաքում են երկրորդային էլեկտրամագնիսական ալիքներ, որոնց հաճախությունը հավասար է սկզբնական փնջում տատանումների հաճախությանը: Երկրորդային ալիքներն էլ դիտվում են որպես ցրված ալիքներ, որոնց v հաճախությունը հավասար է սկզբնական փնջում տատանումների ν_0 հաճախությանը՝ $\nu = \nu_0$:

Եթե \mathbf{E} -ով նշանակենք ընկնող ալիքի էլեկտրական դաշտի լարվածությունը մարմնում, ապա էլեկտրոնի արագացումը՝

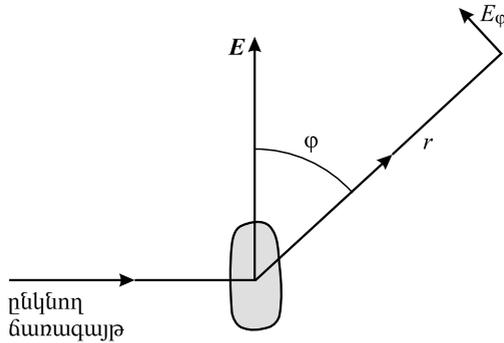
$$\mathbf{a} = \frac{e}{m} \mathbf{E} \quad , \quad (2.1)$$

որտեղ e -ն էլեկտրոնի լիցքն է, m -ը՝ զանգվածը:

Դասական էլեկտրադինամիկայից հայտնի է, որ արագացմամբ շարժվող լիցքը ճառագայթում է էլեկտրամագնիսական ալիքներ, որոնց էլեկտրական և մագնիսական դաշտերի լարվածությունների վեկտորները փոխուղղահայաց են, իսկ դրանց մեծություններն էլեկտրոնից r հեռավորությամբ կետում որոշվում են

$$E_\varphi = H_\varphi = \frac{ea}{rc^2} \sin\varphi \quad (2.2)$$

բանաձևով, որտեղ φ -ն \mathbf{r} և \mathbf{a} վեկտորների միջև անկյունն է (նկ. 42): (2.1) և (2.2) բանաձևերը գրված են ռեյատիվիստիկ մոտավորությամբ ($v \ll c$), ուստի հետագա հաշվարկներում ալիքի մագնիսական դաշտով պայմանավորված Լորենցի ուժը կարելի է անտեսել:



Նկ. 42. Ռենդգենյան ճառագայթների ցրման սխեման.
 E (E_φ)-ն ընկնող (ցրված) ալիքի էլեկտրական դաշտի լարվածության վեկտորն է:

(2.1) և (2.2) բանաձևերից կստանանք՝

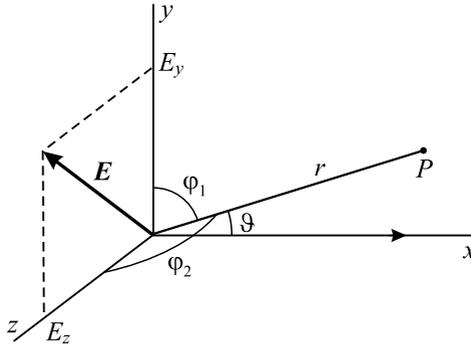
$$E_\varphi = \frac{E e^2}{r m c^2} \sin\varphi = E \frac{r_0}{r} \sin\varphi, \quad (2.3)$$

որտեղ r_0 մեծությունն էլեկտրոնի դասական շառավիղն է:

Քանի որ ալիքի ուժգնությունը համեմատական է էլեկտրական դաշտի լարվածության քառակուսուն, ապա r ուղղությամբ ճառագայթված ալիքի J_φ ուժգնության հարաբերությունն ընկնող ալիքի J ուժգնությունը՝

$$\frac{J_\varphi}{J} = \frac{E_\varphi^2}{E^2} = \left(\frac{r_0}{r}\right)^2 \sin^2\varphi : \quad (2.4)$$

Կոորդինատային համակարգի x առանցքն ուղղենք ընկնող (սկզբնական) փնջի ուղղությամբ: Այդ դեպքում E վեկտորն ընկած կլինի yz հարթության մեջ: Քանի որ y և z առանցքների ուղղություններն այդ հարթության մեջ կարելի է ընտրել կամայականորեն, ապա y առանցքն ընտրենք x առանցքով և երկրորդային ալիքի տարածման r վեկտորով անցնող հարթության մեջ և ենթադրենք, որ էլեկտրոնը կոորդինատների սկզբնակետում է (նկ. 43):



Նկ. 43. Ռենտգենյան փնջի ցրման երկրաչափությունը

Էլեկտրական լարվածության E վեկտորը վերածենք բաղադրիչների y և z առանցքներով: Այդ դեպքում

$$E^2 = E_y^2 + E_z^2 \quad \text{և} \quad J = J_y + J_z, \quad (2.5)$$

որտեղ J_y -ը և J_z -ն ուժգնություններն են համապատասխան ուղղություններով: Եթե ընկնող ճառագայթումը բևեռացված չէ, ապա $J_y = J_z = J/2$:

P կետում ցրված փնջի J_1 ուժգնությունը, որն ստեղծում է ընկնող ալիքի դաշտի լարվածության E_y բաղադրիչը՝

$$J_1 = J_y \left(\frac{r_0}{r}\right)^2 \sin^2 \varphi_1 = \frac{J}{2} \left(\frac{r_0}{r}\right)^2 \cos^2 \theta, \quad (2.6)$$

որտեղ φ_1 -ն y առանցքի և r վեկտորի միջև անկյունն է, իսկ $\theta = \pi/2 - \varphi_1$: Նույն ձևով, P կետում լարվածության E_z բաղադրիչի ստեղծած ուժգնության համար կստանանք՝

$$J_2 = J_z \left(\frac{r_0}{r}\right)^2 \sin^2 \varphi_2 = \frac{J}{2} \left(\frac{r_0}{r}\right)^2, \quad (2.7)$$

քանի որ z առանցքի և r վեկտորի միջև անկյունը միշտ $\pi/2$ է: (2.6) և (2.7) բանաձևերից հետևում է P կետում մեկ էլեկտրոնի ցրած ալիքի ուժգնության արտահայտությունը՝

$$J_e = J_1 + J_2 = \frac{J}{2} \left(\frac{r_0}{r}\right)^2 (1 + \cos^2 \theta), \quad (2.8)$$

որտեղ θ -ն ընկնող և ցրված ալիքների ուղղությունների կազմած անկյունն է:

Եթե նյութի միավոր ծավալում կա n էլեկտրոն, ապա, ենթադրելով, որ յուրաքանչյուր էլեկտրոն ունեւոգւենյան ալիքները ցրում է մյուս էլեկտրոններից անկախ, P կետում նյութի միավոր ծավալի ցրած ճառագայթման ուժգնության համար կստանանք՝

$$J_s = nJ_e = \frac{1}{2} J n \left(\frac{r_0}{r} \right)^2 (1 + \cos^2 \theta): \quad (2.9)$$

Այս արտահայտությունից հետևում է, որ.

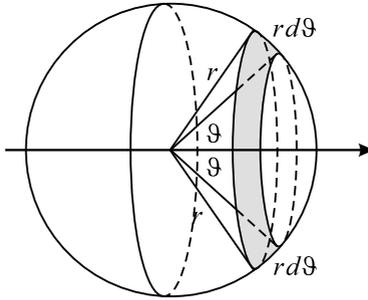
1. Ցրված J_s էներգիայի չափումը հնարավորություն է տալիս որոշելու միավոր ծավալում էլեկտրոնների թիվը, որոնք մասնակցում են ցրմանը, ուստի և ցրմանը մասնակցող ատոմում էլեկտրոնների թիվը:
2. Ցրման անկյան $\theta = 90^\circ$ արժեքի դեպքում ցրված փունջը կլինի գծայնորեն բևեռացված (z առանցքով):
3. Ցրված փնջի ուժգնությունը փոփոխվում է $1 + \cos^2 \theta$ օրենքով և ունի նվազագույն արժեք, երբ $\theta = 90^\circ$:

Արտմում էլեկտրոնների թվի որոշումը: Միավոր ծավալում պարունակվող էլեկտրոնների ցրած լրիվ էներգիան կարելի է որոշել, ինտեգրելով (2.9) արտահայտությունն $r \gg l$ շառավղով գնդաձորի մակերևույթով, որի կենտրոնում l գծային չափերով ցրող սնուշն է: Գնդաձորի մակերևույթի $dS = 2\pi r \sin\theta \cdot r d\theta$ մակերեսով 1 վ-ում անցած ցրված փնջի $J_s dS$ էներգիան ինտեգրելով ըստ θ անկյան $0 - \pi$ տիրույթում՝ կստանանք միավոր ծավալի ցրած էներգիան 1 վ-ում՝

$$\begin{aligned} W_s &= \int_0^\pi J_s 2\pi r^2 \sin\theta d\theta = J \pi r_0^2 n \int_0^\pi (1 + \cos^2 \theta) \sin\theta d\theta = \\ &= \frac{8}{3} r_0^2 n J \equiv \sigma J, \end{aligned} \quad (2.10)$$

որտեղ

$$\sigma = \frac{8\pi}{3} r_0^2 n \quad (2.11)$$



Նկ. 44. Էլեկտրոնների ցրած էներգիայի հաշվարկը

մեծությունը կոչվում է նյութի ցրման գործակից և ներկայացնում է էներգիայի այն մասը, որը կորցնում է ընկնող փունջը ցրման հետևանքով, երբ նյութի մեջ անցնում է 1 սմ:

(2.11) բանաձևում էլեկտրոնների n խտության գործակիցը՝

$$\sigma = \frac{8\pi}{3} r_0^2 = 6,65 \cdot 10^{-26} \text{ սմ}^2 \quad (2.12)$$

մեծությունը, կոչվում է ազատ էլեկտրոնի ցրման թմնտնյան կտրվածք և այն արդյունաբար մակերեսն է, որի վրա ընկնելիս էլեկտրամագնիսական ալիքն ամբողջությամբ ցրվում է:

Փորձում չափելով σ -ն՝ կարելի է որոշել ցրմանը մասնակցող էլեկտրոնների թիվը: Նման փորձ կատարել է Բարկլան 1911 թ., որն ավելի ուշ, մեծ ճշտությամբ կրկնել է Հյուլետը:

Միավոր ծավալում էլեկտրոնների թիվն արտահայտենք միավոր ծավալում ատոմների N_1 թվի միջոցով՝

$$n = N_1 \cdot N_e = N_1 \cdot Z, \quad (2.13)$$

որտեղ N_e -ն մեկ ատոմում էլեկտրոնների թիվն է՝ Z կարգաթիվը:

Նկատի ունենալով նաև, որ ատոմների խտությունը՝

$$N_1 = \frac{\rho}{\mu} N_A, \quad (2.14)$$

որտեղ $N_A = 6,02 \cdot 10^{23} \text{ մոլ}^{-1}$ -ն Ավոգադրոյի հաստատունն է, ρ -ն՝ ցրող նյութի խտությունը, μ -ն՝ մոլային զանգվածը, (2.11) – (2.14) բանաձևերից կստանանք՝

$$N_e = \frac{3\mu}{8\pi r_0^2 N_A} \cdot \frac{\sigma}{\rho} : \quad (2.15)$$

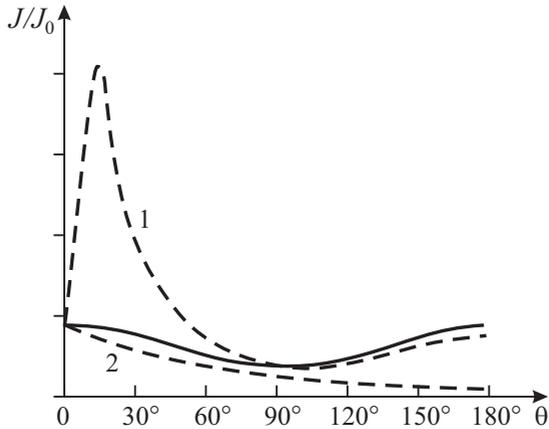
Փորձում ընկնող ռենտգենյան փնջի ալիքի երկարությունը եղել է 0,71 Å, ցրող նյութը՝ ածխածին (մոլային զանգվածը՝ $\mu = 12$ գ/մոլ, $\sigma/\rho = 0,2$ սմ²/գ): Հաստատունների արժեքները և փորձնական տվյալները տեղադրելով (2.15) բանաձևում, կստանանք՝ $N_e \approx 6$, որը հենց ածխածնի կարգաթիվն է:

Հարկ է նշել, որ ռենտգենյան ճառագայթման ցրման դասական տեսության և փորձի համեմատաբար լավ համընկնում տեղի ունի միայն փոքր կարգաթվով ցրող նյութերի և 0,1 Å-ից մեծ ալիքի երկարությամբ ռենտգենյան ճառագայթման համար:

§3. Քոմպտոնի երևույթը

Ցրման դասական տեսությունը և փորձը: Նկ. 45-ում հոծ գծով պատկերված է J/J_0 մեծության կախումը ցրման θ անկյունից. 1 կետագծով կորն ստացվել է փորձում $\lambda \approx 1$ Å, իսկ 2 կետագծով կորը՝ $\lambda \approx 0,02$ Å ալիքի երկարությամբ ռենտգենյան ճառագայթման համար: Եթե $\lambda \approx 1$ Å դեպքում կարելի է խոսել փորձի և տեսության որոշակի համապատասխանության մասին ցրման մեծ անկյունների համար, ապա $\lambda \approx 0,02$ Å դեպքում փորձարարական տվյալները հակասում են տեսությանը:

1922 թ. Ա. Քոմպտոնը փորձնականորեն պարզել է, որ ցրված ռենտգենյան ալիքների երկարությունները մեծ են սկզբնական փնջի ալիքի երկարությունից՝ $\lambda > \lambda_0$, ընդ որում, ցրման անկյան մեծացմանը զուգընթաց $\lambda - \lambda_0$ տարբերությունը մեծանում է, սակայն այն կախված չէ ցրող մարմնի նյութի տեսակից: Այս երևույթը հայտնի է Քոմպտոնի երևույթ անվամբ: Հասկանալի է, որ այն հնարավոր չէր բացատրել էլեկտրամագնիսականության տեսությամբ, որից հետևում է $\lambda = \lambda_0$ պայմանը:



Նկ. 45. Ռենտգենյան ցրված փնջի հարաբերական ուժգնության կախումը ցրման անկյունից. հոծ գիծ՝ դասական տեսություն (1. $\lambda = 1 \text{ \AA}$, 2. $\lambda = 0,02 \text{ \AA}$)

Քոմպտոնի երևույթը բացատրվում է մասնիկային (ֆոտոնային) տեսության շրջանակներում, ենթադրելով, որ ֆոտոնները ցրվում են նյութի «ազատ» էլեկտրոնների վրա: Բավականաչափ «կոշտ» ռենտգենյան ճառագայթման դեպքում (մեծ հաճախություններ կամ կարճ ալիքներ) ռենտգենյան ֆոտոնի $h\nu_0$ էներգիան և $h\nu_0/c$ իմպուլսի մոդուլը զգալիորեն գերազանցում են ցրող մարմնում էլեկտրոնների էներգիաները և իմպուլսները, այնպես որ կարելի է համարել, որ մինչև ֆոտոնների հետ բախվելն էլեկտրոնները դադարի վիճակում են: Ենթադրվում է նաև, որ ռենտգենյան փնջի ցրմանը մասնակցում է էլեկտրոնների փոքր մասը, սակայն յուրաքանչյուր էլեկտրոն ցրում է մեկ ֆոտոն: Ցրման պրոցեսում ֆոտոնն էլեկտրոնին է փոխանցում որոշակի էներգիա, ուստի ցրված ֆոտոնի էներգիան փոքրանում է՝ $\nu < \nu_0$:

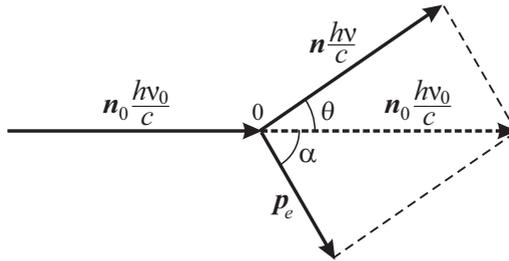
Ալիքի երկարության փոփոխության հաշվարկ: Ցրման հետևանքով հաճախության կամ ալիքի երկարության փոփոխությունը կարելի է որոշել՝ գրելով ֆոտոնի ցրման պրոցեսում էներգիայի և

իմպուլսի պահպանման օրենքները.

$$h\nu_0 + \varepsilon_{e0} = h\nu + \varepsilon_e, \quad (3.1)$$

$$\frac{h\nu_0}{c} \mathbf{n}_0 = \frac{h\nu}{c} \mathbf{n} + \mathbf{p}_e, \quad (3.2)$$

որտեղ \mathbf{n}_0 -ն ընկնող ֆոտոնի իմպուլսի, իսկ \mathbf{n} -ը՝ ցրված ֆոտոնի իմպուլսի ուղղության միավոր վեկտորն է, \mathbf{p}_e -ն և ε_e -ն՝ էլեկտրոնի վերջնական իմպուլսը և էներգիան, $\varepsilon_{e0} = mc^2$ -ին՝ էլեկտրոնի հանգստի էներգիան, m -ը՝ զանգվածը:



Նկ. 46. Իմպուլսի պահպանման օրենքի գրաֆիկական պատկերումը

(3.1) և (3.2) հավասարումները ներկայացնենք

$$\frac{\varepsilon_e}{c} = \frac{h}{c} (\nu_0 - \nu) + mc, \quad (3.3)$$

$$\mathbf{p}_e = \frac{h}{c} (\nu_0 \mathbf{n}_0 - \nu \mathbf{n}): \quad (3.4)$$

տեսքով: Դրանք բարձրացնելով քառակուսի և հանելով իրարից՝ կստանանք՝

$$\begin{aligned} \left(\frac{\varepsilon_e}{c}\right)^2 - p_e^2 &\equiv m^2 c^2 = \left[mc + \frac{h}{c} (\nu_0 - \nu) \right]^2 - \frac{h^2}{c^2} (\nu_0 \mathbf{n}_0 - \nu \mathbf{n})^2 = \\ &= m^2 c^2 + 2mc \frac{h}{c} (\nu_0 - \nu) + \frac{h^2}{c^2} (\nu_0 - \nu)^2 - \frac{h^2}{c^2} \nu_0^2 + \\ &+ \frac{h^2}{c^2} 2\nu\nu_0 \cos \theta - \frac{h^2}{c^2} \nu^2 = m^2 c^2 + 2mc \frac{h}{c} (\nu_0 - \nu) - \\ &- 2 \frac{h^2}{c^2} \nu_0 \nu + 2 \frac{h^2}{c^2} \nu_0 \nu \cos \theta, \end{aligned} \quad (3.5)$$

որտեղ $\cos \theta = \mathbf{n}_0 \mathbf{n}$:

(3.5) բանաձևից հետևում է, որ

$$c(v_0 - v) = \frac{h}{mc} v_0 v (1 - \cos \theta) \quad (3.6)$$

կամ

$$\frac{c}{v} - \frac{c}{v_0} = \frac{h}{mc} (1 - \cos \theta) : \quad (3.7)$$

(3.6) և (3.7) արտահայտություններից ստացվում են ցրված ֆոտոնի v հաճախության և ալիքի երկարության $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$ փոփոխության բանաձևերը.

$$v = \frac{v_0}{1 + \frac{hv_0}{mc^2} (1 - \cos \theta)} = \frac{v_0}{1 + 2 \frac{hv_0}{mc^2} \sin^2 \frac{\theta}{2}} \quad (3.8)$$

$$\Delta\lambda = \frac{h}{mc} (1 - \cos \theta) = 2 \frac{h}{mc} \sin^2 \frac{\theta}{2} : \quad (3.9)$$

Ներմուծենք էլեկտրոնի քոմպտոնյան ալիքի երկարությունը՝

$$\Lambda = \frac{h}{mc} = 0,0242 \text{ \AA} : \quad (3.10)$$

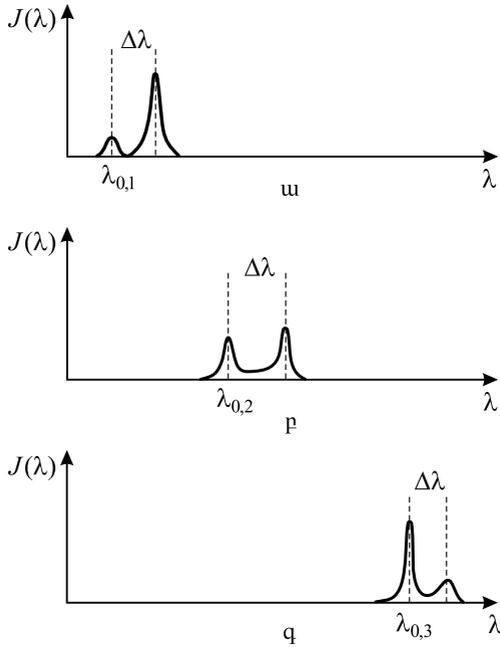
Դժվար չէ նկատել, որ Λ ալիքի երկարությամբ ֆոտոնի էներգիան հավասար է էլեկտրոնի սեփական էներգիային՝ $hc/\Lambda = mc^2$:

(3.9) բանաձևը ներկայացնենք հետևյալ տեսքով՝

$$\Delta\lambda = 2\Lambda \sin^2 \frac{\theta}{2} : \quad (3.11)$$

(3.11) բանաձևի համաձայն՝ $\theta = 0$ դեպքում $\Delta\lambda = 0$ և θ անկյան մեծացմանը զուգընթաց $\Delta\lambda$ -ն մեծանում է՝ $\theta = 180^\circ$ -ում հասնելով առավելագույն՝ $\Delta\lambda = 2\Lambda$ արժեքի:

Փորձերի մեկնաբանումը: Շատ փոքր ալիքի երկարությամբ ռենտգենյան ճառագայթման ցրման փորձերում ցրված ճառագայթները գրեթե բացառապես ունեն $\lambda_0 + \Delta\lambda = \lambda_0 + 2\Lambda \sin^2(\theta/2)$ ալիքի երկարություն, և չցրված փնջի ուժգնությունն էապես փոքր է ցրված փնջի ուժգնությունից (նկ. 47, ա): Ավելի երկարալիք ($\lambda > \lambda_{01}$) ռենտգենյան ճառագայթման ցրման սպեկտրը բաղկացած է երկու՝ շեղված ($\lambda_{02} + \Delta\lambda$, $\lambda_{03} + \Delta\lambda$) և չշեղված՝ λ_{02} , λ_{03} գծերից (նկ. 47 բ, գ. ցրման θ անկյունն ա, բ և գ դեպքերում նույնն է):



Նկ. 47. Ռենդգենյան ցրված փնջի ուժգնության կախումն ալիքի երկարությունից սկզբնական փնջի $\lambda_{01} < \lambda_{02} < \lambda_{03}$ ալիքի երկարությունների համար

Նկ. 47-ից ակնհայտ է, որ չշեղված ալիքի ուժգնությունը շեղվածի ուժգնության նկատմամբ աճում է չշեղված ալիքի երկարության մեծացմանը զուգընթաց. $\lambda_{01} < \lambda_{02} < \lambda_{03}$, $J_{\lambda_{01}} < J_{\lambda_{01}+\Delta\lambda}$, $J_{\lambda_{02}} \sim J_{\lambda_{02}+\Delta\lambda}$, $J_{\lambda_{03}} > J_{\lambda_{03}+\Delta\lambda}$:

Ինչո՞ւ ցրված ճառագայթման մեջ շեղված գծի հետ մեկտեղ դիտվում է նաև չշեղված՝ λ_0 գիծը: Բանն այն է, որ ցրման մեխանիզմը դիտարկելիս ենթադրվել է, որ ֆոտոնը «բախվում» է ազատ էլեկտրոնի հետ: Թեթև ատոմների դեպքում, ինչպես նաև թույլ կապված էլեկտրոնների համար այս ենթադրությունը հիմնավորված է, քանի որ էլեկտրոնի կապի էներգիան, որը էՎ-ի կարգի է,

շատ անգամ փոքր է ռենտգենյան քվանտի էներգիայից, որը կէՎ-ի կարգի է: Սակայն ներքին էլեկտրոնները, հատկապես ծանր ատոմներում, այնքան ամուր են կապված միջուկին, որ դրանք չի կարելի համարել ազատ: Այդ պատճառով «բախման» պրոցեսում ֆոտոնը էներգիա և իմպուլս է փոխանակում ամբողջական ատոմի հետ: Քանի որ վերջինիս զանգվածը շատ մեծ է ($M \gg m$), ապա ֆոտոնը նրան էներգիա և իմպուլս չի հաղորդում, հետևաբար՝ ֆոտոնի $h\nu_0$ էներգիան չի փոփոխվում: Այս դատողությունների հիման վրա կարելի է որակապես գնահատել շեղված և չշեղված գծերի ուժգնությունների հարաբերությունը՝ կախված ցրող նյութի ատոմի զանգվածից: Թեթև ատոմներում բոլոր էլեկտրոնները թույլ են կապված, իսկ ծանր ատոմներում՝ միայն ծայրամասային էլեկտրոնները: Ուստի կարելի է սպասել, որ ատոմի Z կարգաթիվը մեծացնելիս, դիտման միևնույն պայմաններում, շեղված գծի ուժգնությունը կնվազի, իսկ չշեղվածինը՝ կմեծանա: Այսպիսի վարք էլ հենց դիտվում է փորձում:

Էլեկտրոնի կինետիկ էներգիան: Որոշենք ֆոտոնի ցրման պրոցեսում էլեկտրոնի կինետիկ էներգիան: Քանի որ էլեկտրոնը, ենթադրության համաձայն, մինչև ֆոտոնի հետ փոխազդելը դադարի վիճակում է, ապա էներգիայի պահպանման օրենքի (3.1) բանաձևից հետևում է, որ

$$\varepsilon_{ek} = \varepsilon_e - \varepsilon_{e0} = h\nu_0 - h\nu = h\Delta\nu \quad (3.12)$$

կամ

$$\frac{\varepsilon_{ek}}{h\nu_0} = \frac{\Delta\nu}{\nu_0} : \quad (3.13)$$

Հաճախության հարաբերական փոփոխությունն արտահայտելով $\Delta\lambda$ -ի միջոցով՝

$$\frac{\Delta\nu}{\nu_0} = \frac{\nu_0 - \nu}{\nu_0} = \frac{1}{\nu_0} \left(\frac{c}{\lambda_0} - \frac{c}{\lambda} \right) = \frac{c}{\nu_0} \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0\lambda} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0 + \Delta\lambda}, \quad (3.14)$$

(3.13), (3.14) և (3.9) բանաձևերից կստանանք՝

$$\frac{\varepsilon_{ek}}{h\nu_0} = \frac{2\Lambda \sin^2 \frac{\theta}{2}}{\lambda_0 + 2\Lambda \sin^2 \frac{\theta}{2}} : \quad (3.15)$$

Եթե $\lambda_0 = 10\Lambda \approx 0,24 \text{ \AA}$ («կոշտ» ռենտգենյան ճառագայթում) և $\theta = 90^\circ$, ապա $\varepsilon_e \approx 0,1h\nu_0$, իսկ եթե $\lambda_0 = \Lambda = 0,024 \text{ \AA}$ (γ -ճառագայթում) և $\theta = 90^\circ$, ապա $\varepsilon_e \approx 0,5h\nu_0$:

Այս գնահատումներից հետևում է, որ ոչ շատ «կոշտ» ռենտգենյան ճառագայթման դեպքում «հետհարվածի» էլեկտրոնը ֆոտոնի էներգիայի համեմատաբար փոքր մասն է ստանում: Այս հանգամանքը հնարավորություն է տալիս «հետհարվածի» էլեկտրոնները տարբերելու «ֆոտոէլեկտրոններից», որոնք առաջանում են, երբ ատոմը ֆոտոն է կլանում: Այս դեպքում, Այնշտայնի հավասարման համաձայն, էլեկտրոնն ստանում է ֆոտոնի էներգիայի կարգի էներգիա:

§4. Ռենտգենյան ճառագայթման կլանումը միջավայրում

Կլանման գործակից: Ռենտգենյան ճառագայթման զուգահեռ փունջը նյութի միջով անցնելիս թուլանում է: Թուլացման առաջին պատճառը ցրումն է, երբ ճառագայթման մի մասը դուրս է գալիս սկզբնական փնջից: Այս երևույթը տեսանելի լույսի՝ պղտոր միջավայրերում ցրման նմանակն է: Լույսի դեպքում միջավայրի պղտորությունը հետևանք է միջավայրում այլ բեկման ցուցիչով նյութի մասնիկների առկայության կամ, օտար մասնիկների բացակայության դեպքում, միջավայրի խտության ֆլուկտուացիաների վրա ցրումներով (այսպես կոչված մոլեկուլային կամ ռելեյան ցրում):

Ինչպես տեսանք, ռենտգենյան ճառագայթման ալիքի փոքրության հետևանքով այն ցրվում է առանձին ատոմների, անգամ՝ ատոմի էլեկտրոնների վրա: Տեսանելի լույսի և ռենտգենյան ճառագայթման ցրումների քանակական տարբերությունը կարելի է

ներկայացնել հետևյալ օրինակով: Լույսի զուգահեռ փունջը մաքուր ջրում անցնելով 1 կմ հաստությամբ շերտով, ցրման հետևանքով թուլանում է $e \approx 2,7$ անգամ, իսկ ռենտգենյան փունջը նույն չափով թուլանում է՝ անցնելով 5 սմ հաստությամբ շերտով:

Ռենտգենյան փնջի թուլացման երկրորդ պատճառն իսկական կլանումն (աբսորբցիա) է, երբ փնջի էներգիայի մի մասն, ի վերջո, վերածվում է ջերմային էներգիայի:

Մեներանգ ($\lambda = const$) ռենտգենյան ճառագայթման փնջի թուլացումը տրվում է

$$J(x) = J_0 e^{-\mu x} \quad (4.1)$$

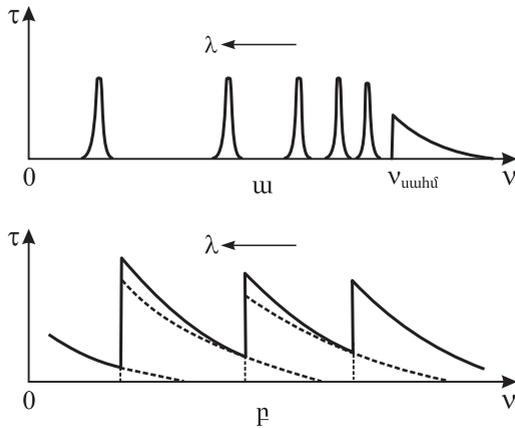
բանաձևով, որտեղ μ -ն ռենտգենյան ճառագայթների թուլացման գործակիցն է: (4.1) բանաձևի համաձայն՝ միջավայրում $x_0 = 1/\mu$ երկարություն անցնելիս փունջը թուլանում է $e \approx 2,7$ անգամ: Նկատի ունենալով փնջի թուլացման վերը նշված պատճառները՝ թուլացման գործակիցը կարելի է ներկայացնել հետևյալ կերպ՝

$$\mu = \sigma + \tau, \quad (4.2)$$

որտեղ σ -ն կոչվում է ռենտգենյան ճառագայթների ցրման գործակից, իսկ τ -ն՝ իսկական կլանման գործակից: σ և τ գործակիցների արժեքները կախված են նյութից և ռենտգենյան ճառագայթման հաճախությունից: (4.1), (4.2) բանաձևերից հետևում է, որ σ -ն փնջի էներգիայի այն մասն է, որը կլանման արդյունքում փունջը կորցնում է՝ նյութի միջով անցնելով 1 սմ ճանապարհ: Եթե փնջի լայնական կտրվածքը 1 սմ² է, ապա τ -ն կարելի է մեկնաբանել որպես 1 սմ³ ծավալում փնջի կորցրած էներգիա, իսկ կլանման զանգվածային գործակից կոչվող τ/ρ մեծությունը՝ որպես 1գ նյութի միջով անցնելիս 1 սմ² կտրվածքով փնջի կորցրած էներգիա:

Օպտիկական և ռենտգենյան ճառագայթման տիրույթներում կլանման գործակիցներն էապես տարբերվում են իրարից (նկ. 48):

Օպտիկական կլանման գործակիցն ունի մի շարք նեղ մաքսիմումներ՝ գլխավոր սերիայի գծերի հաճախությունների համար, իսկ $\nu > \nu_{սահլ}$ տիրույթում կլանման սպեկտրն անընդհատ է (նկ. 48, ա):



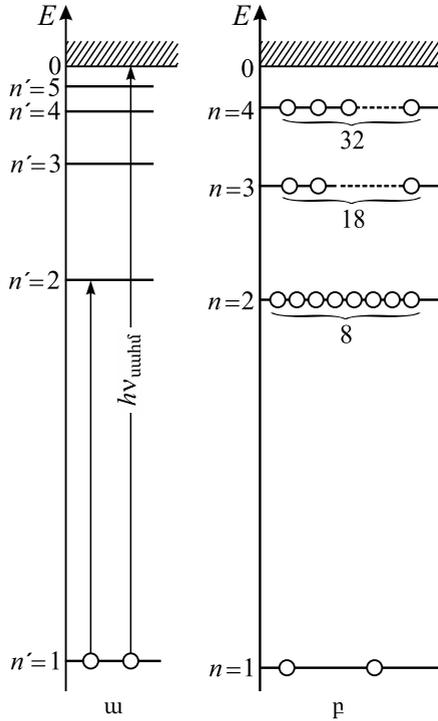
Նկ. 48. Օպտիկական (ω) և ռենտգենյան (p) ճառագայթման կլանման գործակիցների հաճախային կախումները

Բանն այն է, որ օպտիկական էլեկտրոնը, որը $n' = 1$ արդյունաբար քվանտային թվով վիճակում ունի $E_{n'} < 0$ էներգիա, կլանելով $h\nu = E_{n'=2} - E_{n'=1}$ էներգիա, անցնում է ավելի մեծ էներգիայով $n' = 2$ վիճակ: $E < 0$ էներգիայով մակարդակների ընդհատության հետևանքով ֆոտոնների $h\nu$ էներգիան ընդունում է ընդհատ արժեքներ, որն էլ բացատրում է կլանման գծային սպեկտրի առաջացումը (նկ. 49, ա):

Եթե $E > 0$, ապա էլեկտրոնները կարող են ունենալ կամայական կինետիկ էներգիաներ, ուստի $h\nu \geq -E_1 = h\nu_{uahh}$. Էներգիայով ֆոտոնները կարող են «խլել» ատոմի օպտիկական էլեկտրոնը՝ ատոմից «պոկելով» $h\nu - h\nu_{uahh}$ կինետիկ էներգիայով էլեկտրոն, այսինքն՝ իոնացնել ատոմը (այսպես կոչված ֆոտոիոնացում):

Սկզբունքորեն իրադրությունն այլ է ռենտգենյան ճառագայթման դեպքում (նկ. 49, բ):

Ատոմի ներքին թաղանթների էլեկտրոնների մակարդակներից վերև նույնպես կան ընդհատ մակարդակներ, սակայն դրանք զբաղեցված են էլեկտրոններով, հետևաբար՝ ներքին թաղանթների



Նկ. 49. *ա.* Օպտիկական էլեկտրոնների էներգիական մակարդակները.
բ. արումի ներքին թաղանթների լրացումը

էլեկտրոնների անցումներն այդ մակարդակներ արգելված են Պաուլիի սկզբունքով: Օրինակ՝ K - շերտի էլեկտրոնները չեն կարող կլանել $h\nu_{KL} = E_2 - E_1$, $h\nu_{KM} = E_3 - E_1$ և այլ էներգիայով ֆոտոններ: Դրանք կլանում են միայն $h\nu > -E_1 = h\nu_{uubud}$ ֆոտոններ, որի հետևանքով ատոմը ֆոտոիոնացվում է՝ K -շերտի էլեկտրոնը «պոկվում» և հեռանում է ատոմից: Կարճալիքային ռենտգենյան քվանտները ($h\nu > -E_1$) կարող են էլեկտրոններ «պոկել» տվյալ նյութի ատոմների բոլոր էլեկտրոնային թաղանթներից: Սակայն պարզվում է, որ արումի ֆոտոիոնացման հավանականությունն այնքան ավելի մեծ է, որքան ֆոտոնի էներգիան մոտ է $h\nu_{uubud}$ էներ-

գիային: Ուստի $h\nu > -E_1$ տիրույթում ֆոտոնների կլանման մեջ հիմնական դերը խաղում են կլանող նյութի K -շերտի երկու էլեկտրոնները: Եթե $h\nu < -E_1$, ֆոտոնները չեն կարող իոնացնել K -շերտը, հետևաբար՝ կլանման τ գործակիցը թռիչքաձև կնվազի (սկ. 48): Կլանման գործակցի աճը $\lambda_{սահմK} < \lambda < \lambda_{սահմL}$ տիրույթում պայմանավորված է ֆոտոնի կլանման հավանականության մեծացմամբ, երբ նրա էներգիան մոտենում է L -շերտի իոնացման էներգիային: Սակայն երբ $\nu \leq -E_2$, կլանումը նորից թռիչքաձև նվազում է, քանի որ L -շերտի էլեկտրոններն այլևս չեն մասնակցում կլանմանը:

Փորձառական ճանապարհով հաստատված է, որ ռենտգենյան ճառագայթման կլանման գործակիցը կախված է ճառագայթման ալիքի երկարությունից և կլանող նյութի կարգաթվից հետևյալ առնչությամբ՝

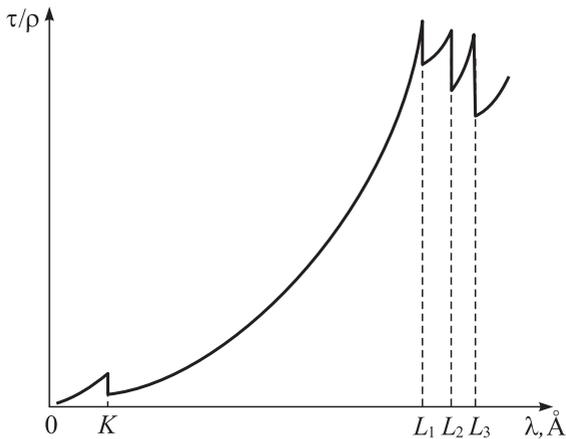
$$\tau \sim Z^4 \lambda^3 : \quad (4.3)$$

Ռենտգենյան ճառագայթման առանձնահատկությունը նրա գուտ ատոմային հատկությունն է: Մոլեկուլային կլանման գործակիցը մոլեկուլը կազմող ատոմների կլանման գործակիցների գումարն է: Նշանակում է՝ իմանալով տարրերի կլանման գործակիցները, կարելի է որոշել կամայական քիմիական միացության կլանման գործակիցը:

(4.3) բանաձևի համաձայն՝ կարգաթվի մեծացմանը զուգընթաց կլանման գործակիցը կտրուկ մեծանում է՝ $\tau \sim Z^4$: Կլանման գործակցի հենց այս հատկության վրա է հիմնված ռենտգենյան լուսադիտումը, երբ ռենտգենյան թաղանթի վրա գրանցվում է նյութի (մարմնի) միջով անցած ճառագայթումը: Հայտնի է, որ մարմնի ոսկորների և հյուսվածքների կլանման գործակիցներն իրարից խիստ տարբերվում են. ոսկորները հիմնականում կազմված են ֆոսֆորաթթվական կալցիումից՝ $\text{Ca}_3(\text{PO}_4)$ ($Z_{\text{Ca}}=20$, $Z_{\text{P}}=15$, $Z_{\text{O}}=8$), իսկ հյուսվածքները՝ հիմնականում ջրից՝ H_2O ($Z_{\text{H}}=1$): Պարզ հաշվարկներից հետևում է, որ ոսկորների կլանման գործակիցը մոտա-

վորապես 10 անգամ գերազանցում է հյուսվածքների կլանման գործակիցը, ուստի ոսկորի հետքը ռենտգենյան թաղանթի վրա ստացվում է կտրուկ եզրերով լուսավոր պատկերի տեսքով՝ հյուսվածքի պատկերի մութ ֆոնի վրա:

Նկ. 50-ում պատկերված է արծաթի նրբաթիթեղի կլանման զանգվածային գործակցի կախումը ռենտգենյան ճառագայթման ալիքի երկարությունից: λ -ն մեծացնելիս τ/ρ գործակիցն աճում է λ^3 օրենքով: λ -ի որոշակի արժեքի դեպքում այն նվազում է թռիչքով: K և L_1 գծերին համապատասխանող ալիքի երկարությունների միջև տիրույթում τ/ρ գործակիցը նորից աճում է λ^3 օրենքով: L_1 -ին համապատասխանող ալիքի երկարության դեպքում այն նորից թռիչքան նվազում է: Կորի վրա կան երեք այդպիսի թռիչքներ, որոնք համապատասխանում են L -սերիայի L_1, L_2 և L_3 գծերին, որոնց էներգիաներն իրար մոտ են, և որի հետևանքով $\tau(\lambda)$ կորն ունի երեք, իրար մոտ դասավորված, կտրուկ նվազման մասեր (կլանման եզրի «նուրբ կառուցվածք»):



Նկ. 50. Արծաթի ռենտգենյան K - և L - կլանման եզրերի նուրբ կառուցվածքը

Առաջին թռիչքին համապատասխանող λ_K մեծությունն անվա-
նում են K -սերիայի կլանման շերտի ալիքի երկարություն: Արծաթի
համար $\lambda_K = 0,4845 \text{ \AA}$, որը փոքր է K -սերիայի ամենակարճ K_α գծի
ալիքի երկարությունից՝ $\lambda_{K_\alpha} = 0,4860 \text{ \AA}$:

Օժեի երևույթ: Դիտարկենք Օժեի երևույթը, որն ընթանում է
ատոմի էլեկտրոնային թաղանթում և առաջացնում է ռենտգենյան
ճառագայթման կլանում: Այն հայտնի է նաև որպես գրգռված ատո-
մի ինքնախոնացման երևույթ:

Ի տարբերություն սովորական ֆոտոիոնացման, երբ կլանված
ռենտգենյան քվանտն ատոմից էլեկտրոն է «պոկված», Օժեի երե-
վույթն ընթանում է երկու փուլով: Առաջին փուլում ռենտգենյան
քվանտի կլանումն ուղեկցվում է K -շերտից էլեկտրոնի հեռացումով
և թափուր տեղի առաջացումով: Երկրորդ փուլում այդ տեղը լրաց-
վում է L -շերտից եկած էլեկտրոնով: Էներգիայի $E_K - E_L$ ավելցուկն
անջատվում է կամ որպես բնութագրական ճառագայթման քվանտ,
կամ դրա շտրիիվ ատոմի վերին շերտերից մեկ այլ էլեկտրոն է
դուրս նետվում: Այսպիսով՝ թափուր տեղն L -շերտում պահպանվում
է, սակայն վերին շերտերում առաջանում է երկրորդ թափուր տեղը,
այսինքն՝ ատոմը դառնում է կրկնակի իոնացված:

1925 թ. Պ. Օժեն, լուսանկարելով ծանր իներտ գազերում
ռենտգենյան ճառագայթման ազդեցությամբ ատոմից «պոկված»
էլեկտրոնների հետքերը Վիլսոնի խցիկում, հայտնաբերել է, որ
որոշ լուսանկարներում առկա է նույն կետից դուրս եկող երկու
հետք: Դրանցից մեկը K -շերտից «պոկված» էլեկտրոնի հետքն է,
մյուսը՝ գրգռված ատոմում էներգիայի վերաբաշխման հետևանքով
վերին շերտերից «պոկված» օժե-էլեկտրոնիսը:

Օժե-էլեկտրոնները տանում են գրգռված ատոմի էներգիայի
զգալի մասը: Օժեի երևույթը հատկապես ուժեղ արտահայտվում է
այն դեպքերում, երբ ինչ-ինչ պատճառներով ֆոտոնի արձակումով
անցումներն արգելված են:

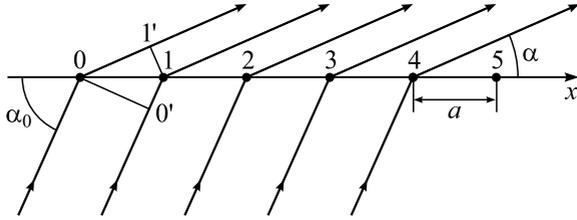
§5. Ռենտգենյան ճառագայթների դիֆրակցիան բյուրեղներում

Լաուեի դիֆրակցիա: Ինչպես արդեն նշվել է, ռենտգենյան ճառագայթումն իր բնույթով էլեկտրամագնիսական ճառագայթում է, որի ալիքի երկարությունը, որպես կանոն, անգստրեմի կարգի կամ ավելի փոքր է: Ինչպես ամեն մի ալիքի, ռենտգենյան ալիքներին նույնպես բնորոշ են տիպիկ ալիքային, մասնավորապես՝ դիֆրակցիայի և ինտերֆերենցի երևույթները: Ռենտգենյան ճառագայթման դիֆրակցիան դյուրին է իրականացնել բյուրեղներում, որոնք կատարում են դիֆրակտային ցանցի դեր, քանի որ բյուրեղներում միջմասնիկային հեռավորություններն էլ անգստրեմի կարգի են: Հարկ է նշել, որ պատմականորեն հենց Լաուեի հանճարեղ մտահաղացումն է (1912 թ.)՝ բյուրեղային ցանցն օգտագործել որպես դիֆրակտային ցանց ռենտգենյան ալիքների համար, դրանով իսկ փորձականորեն ապացուցելով թե՛ ռենտգենյան ճառագայթման ալիքային բնույթը (դիֆրակցիայի երևույթ), թե՛ բյուրեղում մասնիկների տարածական բաշխման կանոնավորությունը, այն է՝ տարածական ցանցի գոյությունը:

Բյուրեղներում ռենտգենյան ճառագայթման դիֆրակցիայի պայմանների ուսումնասիրումն սկսենք միաչափ ցանցի վրա դիֆրակցիայի դեպքից:

Դիտարկենք մի գծի վրա, իրարից միևնույն a հեռավորությամբ դասավորված ցրող կենտրոններ (սկ. 51), այսպես կոչված միաչափ գծային ցանց, որի վրա α_0 անկյամբ ընկնում է հարթ ալիք:

0,1,2,... ցրող կենտրոններից յուրաքանչյուրն ընկնող ալիքի ազդեցությամբ դառնում է նոր գնդային կոհերենստ ալիքների աղբյուր, որոնք տարածվում են բոլոր ուղղություններով: Որևէ ուղղությամբ (որը բնութագրվում է α անկյունով) տարածվող, երկու հարևան կենտրոնների ցրած ալիքների ընթացքի տարբերությունը՝



Նկ. 51. Դիֆրակցիա գծային ցանցից

$\Delta = a(\cos\alpha - \cos\alpha_0)$, ուստի α ուղղությամբ դիֆրակտային մաքսիմում կստացվի, եթե Δ -ն լինի հավասար ամբողջ թվով ալիքի երկարության՝

$$a(\cos\alpha - \cos\alpha_0) = n\lambda, \quad (5.1)$$

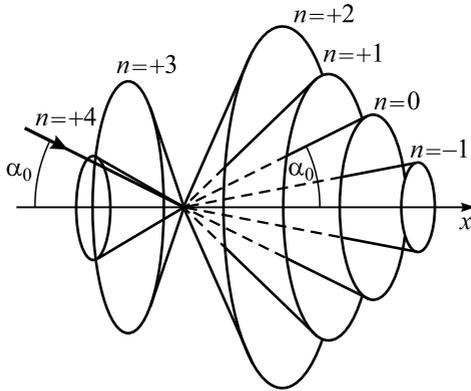
որտեղ n -ն ամբողջ թիվ է: (5.1) բանաձևից հետևում է, որ

$$\cos\alpha = \cos\alpha_0 + n\frac{\lambda}{a}: \quad (5.2)$$

(5.2) բանաձևի համաձայն՝ գծային ցանցը գործում է որպես սպեկտրային գործիք, քանի որ յուրաքանչյուր ալիքի երկարության համապատասխանում է իր (α) անկյունը: $n = 1$ դեպքում առաջանում է I կարգի սպեկտր, $n = 2$ դեպքում՝ II կարգի սպեկտր և այլն: $n = -1, -2, \dots$ համաչափ ուղղություններով ստացվում են $-1, -2$, և այլ կարգի սպեկտրներ:

Քանի որ ցրող կենտրոնները ճառագայթում են բոլոր ուղղություններով (գնդային ալիքներ), ապա ինտերֆերենցային մաքսիմումների ուղղությունները (տրված n -ի համար) կհամընկնեն գազաթի α անկյունով կոնի ծնիչների հետ (նկ. 52):

Եթե ցանցից որոշակի հեռավորությամբ դրվի առկայծող էկրան կամ լուսանկարչական թիթեղ, ապա նրա վրա կստացվեն ինտերֆերենցային կոնների հետքերը, որոնք հիպերբոլներ են, և որոնց վրա ընկած են տրված λ ալիքի երկարությամբ ճառագայթման ինտերֆերենցային մաքսիմումները (նկ. 53):



Նկ. 52. Ինտերֆերենցային մաքսիմումներին համապարասխանող n -երորդ կարգի կոններ

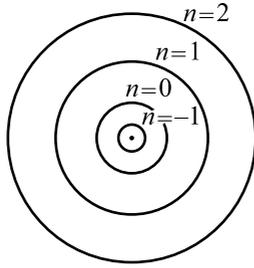
Այժմ դիտարկենք ռենտգենյան ճառագայթման դիֆրակցիան խորանարդային բյուրեղի տարածական ցանցի վրա, որը կարելի է տրոհել x , y և z առանցքերին զուգահեռ, ցանցի միևնույն հաստատուններով երեք գծային շղթաների համախմբի: Այս դեպքում ինտերֆերենցային մաքսիմումներ ստացվում են α , β , γ անկյուններով որոշվող ուղղություններով, որոնք միաժամանակ բավարարում են հետևյալ երեք պայմաններին՝

$$\begin{aligned} a(\cos\alpha - \cos\alpha_0) &= n_1\lambda, \\ a(\cos\beta - \cos\beta_0) &= n_2\lambda, \\ a(\cos\gamma - \cos\gamma_0) &= n_3\lambda : \end{aligned} \quad (5.3)$$

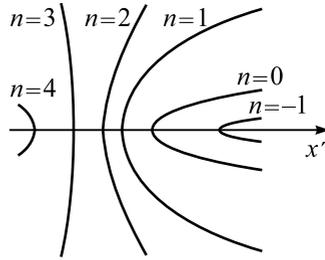
(5.3) համակարգից որոշենք ինտերֆերենցային մաքսիմումների ուղղորդ կոսինուսները՝

$$\begin{aligned} \cos\alpha &= \cos\alpha_0 + n_1 \frac{\lambda}{a}, \\ \cos\beta &= \cos\beta_0 + n_2 \frac{\lambda}{a}, \\ \cos\gamma &= \cos\gamma_0 + n_3 \frac{\lambda}{a}, \end{aligned} \quad (5.4)$$

որոնք բնութագրվում են n_1, n_2, n_3 եռյակով: (5.4) հավասարումները բարձրացնելով քառակուսի, գումարելով իրար, ինչպես նաև հաշվի



ա



բ

Նկ. 53. Գծային ցանցի ինտերֆերենցային շերտերը. լուսանկարչական թիթեղը դրված է x առանցքին՝ ա. ուղղահայաց, բ. զուգահեռ: x' առանցքը զուգահեռ է x առանցքին:

առնելով ուղղորդ կոսինուսների հայտնի պայմանը՝

$$\cos^2 \alpha_0 + \cos^2 \beta_0 + \cos^2 \gamma_0 = 1, \quad \cos^2 \alpha + \cos^2 \beta + \cos^2 \gamma = 1, \quad (5.5)$$

կստանանք հետևյալ հավասարումը.

$$\frac{\lambda}{a}(n_1^2 + n_2^2 + n_3^2) + 2(n_1 \cos \alpha_0 + n_2 \cos \beta_0 + n_3 \cos \gamma_0) = 0: \quad (5.6)$$

Եթե $n_1 = n_2 = n_3 = 0$, այսինքն՝ $\cos \alpha = \cos \alpha_0, \cos \beta = \cos \beta_0$ և $\cos \gamma = \cos \gamma_0$, ապա կամայական λ -ի դեպքում ինտերֆերենցային ուժեղացում կդիտվի ընկնող ռենտգենյան փնջի սկզբնական ուղղությամբ: Մնացած դեպքերում n_1, n_2, n_3 կարգի ինտերֆերենցային ուժեղացում տեղի ունի միմիայն մեկ՝ (5.5) հավասարումից որոշվող պիքի երկարության համար՝

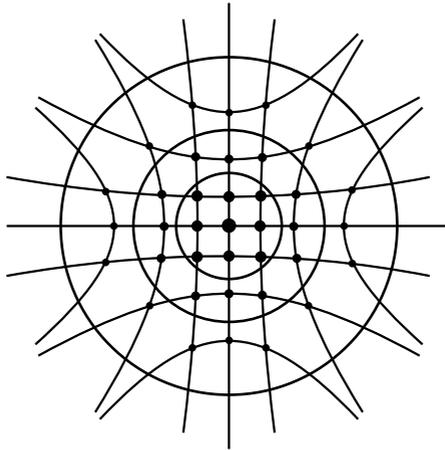
$$\lambda_{\alpha_0 \beta_0 \gamma_0}(n_1, n_2, n_3) = -2a \frac{n_1 \cos \alpha_0 + n_2 \cos \beta_0 + n_3 \cos \gamma_0}{n_1^2 + n_2^2 + n_3^2}: \quad (5.7)$$

Սա նշանակում է, որ ընկնող հարթ պլիքի տրված $(\alpha_0 \beta_0 \gamma_0)$ ուղղության դեպքում (n_1, n_2, n_3) կարգի ինտերֆերենցային մաքսիմում կստացվի միմիայն (5.7) բանաձևով որոշված պիքի երկարության համար:

Ո՞րն է այս սահմանափակման պատճառը: Այն պարզելու հա-

մար ենթադրենք, որ ալիքն ընկնում է z առանցքի ուղղությամբ, որին ուղղահայաց է կրան է դրված: Այս դեպքում z առանցքին զուգահեռ գծային ցանցերի ինտերֆերենցային մաքսիմումների ուղղություններն ընկած կլինեն կոների մակերևույթներին, որոնց հատումներն էկրանի հետ կտան շրջանագծեր, որոնց կենտրոնները z առանցքի վրա են: Ընդ որում, յուրաքանչյուր շրջանագիծ կհամապատասխանի որոշակի ալիքի երկարության և ինտերֆերենցի $n_3 = const$ որոշակի կարգի: Մյուս կողմից, (5.3) համակարգի առաջին և երկրորդ հավասարումները տալիս են ինտերֆերենցային կոների հետքերն էկրանին, որոնք x և y առանցքներին զուգահեռ առանցքներով հիպերբոլներ են (նկ.54):

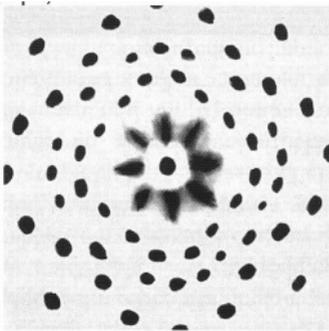
Որպեսզի $\lambda = const$ դեպքում տեղի ունենան (5.3) պայմանները, անհրաժեշտ է, որ շրջանագծերն անցնեն հիպերբոլների հատման կետերով, որը տրված λ -ի դեպքում խիստ անհավանական է: Նշանակում է՝ ցանցը մեներանգ ճառագայթումով լուսավորելիս ինտերֆերենցի առաջնապլը խիստ անհավանական է: Սակայն եթե ցանցը ճառագայթովի անընդհատ սպեկտրով ճառագայթումով,



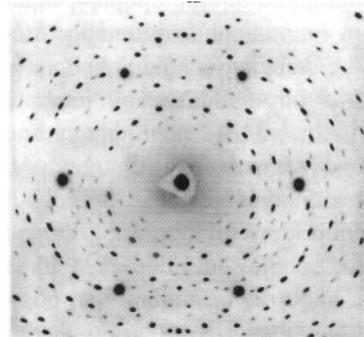
Նկ. 54. Տարածական (խորանարդային) ցանցում ինտերֆերենցի պայմանների երկրաչափական պատկերումը

ապա միշտ կգտնվի ինտերֆերենցի պայմաններին բավարարող երկարությամբ ալիք: Այսպիսով՝ անընդհատ սպեկտրով ռենտգենյան ճառագայթումը, անցնելով բյուրեղով՝ կտրոհվի ինտերֆերենցված ճառագայթների, որոնք էկրանին (ֆոտոթիթեղի վրա) կառաջացնեն համաչափորեն դասավորված ինտերֆերենցային հետքեր, որոնց համախումբն անվանում են լաուեգրի և որոնց համապատասխանում են տարբեր երկարության ալիքներ (սկ. 55): Լաուեի դիֆրակցիա բյուրեղում կդիտվի այն դեպքում, երբ ճառագայթման ալիքի երկարությունը՝ $\lambda < a$ և $n\lambda/a < 1$, հակառակ դեպքում (5.3), (5.4) և (5.5) պայմանները չեն կարող տեղի ունենալ ոչ մի λ -ի համար:

Եթե բյուրեղի տարածական ցանցը խորանարդայինից տարբերվում է, ապա լաուեգրի վրա ինտերֆերենցային մաքսիմումներին համապատասխանող հետքերը (սևացումները) բաշխված կլինեն այլ օրինաչափությամբ, որը սակայն միարժեքորեն որոշվում է տարածական ցանցում ատոմների դասավորությամբ:



ա



բ

Նկ.55. ա. Կերակրի աղի բյուրեղի, բ. բերիլիումի բյուրեղի լաուեգրերը

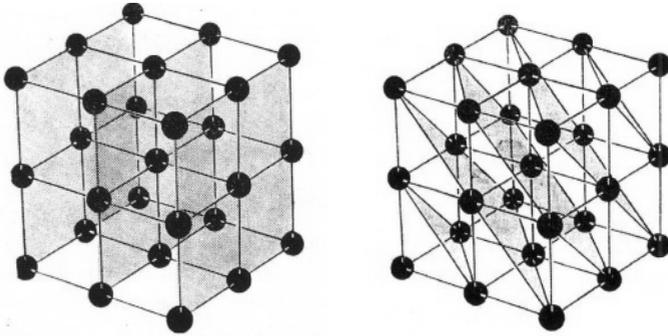
Հարկ է նշել, որ լաուեգրի վրա հետքերի բաշխումը կախված է միմիայն ցանցում ատոմների դասավորության բնույթից, բայց ոչ ցանցի հաստատունից: Դրանում հեշտ է համոզվել, տեղադրելով (5.7) արտահայտությունը (5.3)-ում, որի արդյունքում ցանցի a հաստատունը կրճատվում է: Հետևաբար՝ ուսումնասիրելով որևէ բյուրեղից ստացված լաուեգրի վրա հետքերի բաշխումը՝ կարելի է որոշել դրանում ատոմների բաշխման օրինաչափությունը (բայց ոչ ցանցի հաստատունը):

Լաուեի դիֆրակցիայի մեթոդով դրվեց բյուրեղների տարածական ցանցերի (բյուրեղային կառուցվածքների) բնութագրերի որոշման ֆիզիկական մեթոդների, այլ կերպ՝ ֆիզիկական բյուրեղագիտության հիմքը:

Լաուեի մեթոդը շատ հարմար է բյուրեղի համաչափությունը, կողմնորոշումը, բայց ոչ բյուրեղային կառուցվածքը որոշելու համար: Բանն այն է, որ նույն ատոմական հարթությունը կարող է տալ տարբեր կարգերի անդրադարձումներ, քանի որ լաուեգրեր ստանալիս օգտագործվում են տարբեր երկարություններով ռենտգենյան ալիքներ և առանձին սևացումները (հետքերը) կարող են լինել տարբեր կարգերի անդրադարձումների վերադրման արդյունք:

Բրեգի դիֆրակցիա: Լաուեգրերի վերլուծումը և վերծանումը բավականաչափ բարդ է և աշխատատար: Բյուրեղային մարմինների կառուցվածքի վերծանման ավելի պարզ մեթոդ, որը հնարավորություն է տալիս որոշելու նաև բյուրեղային ցանցի հաստատունները, առաջարկել է անգլիացի ֆիզիկոս Ու. Լ. Բրեգը 1912 թ.: Այս մեթոդի հիմքում ընկած ենթադրության համաձայն՝ լաուեգրի յուրաքանչյուր սևացում (կետ, հետք) ռենտգենյան ճառագայթների ինտերֆերենցային անդրադարձման արդյունք է:

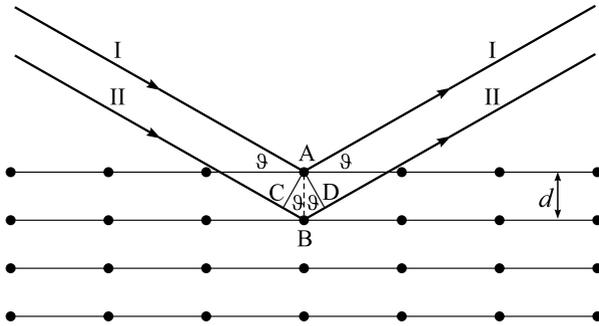
Պարզության համար դիտարկենք խորանարդային բյուրեղ: Բյուրեղի որևէ նիստին ընկնող ռենտգենյան ճառագայթների փունջը ենթարկվում է հայելային անդրադարձման տվյալ նիստին գու-



Նկ. 56. Պարզ խորանարդային ցանցի ատոմական հարթությունների երկու ընտանիք (սևացված հարթությունները)

գահեռ ատոմական հարթությունների ընտանիքից (նկ. 56): Քանի որ այդ ընտանիքի բոլոր ատոմական հարթություններից անդրադարձած ալիքները կոհերենտ են, ապա դրանց վերադրման հետևանքով որոշակի ուղղություններով կդիտվեն ինտերֆերենցային մաքսիմումներ:

Ենթադրենք՝ նշված ընտանիքի ատոմական հարթությունների վրա ընկնում է մեներանգ ռենտգենյան ճառագայթների զուգահեռ փունջ (նկ. 57): Ճառագայթման ազդեցությամբ ատոմները դառնում են նոր կոհերենտ տարրական ալիքների կենտրոններ, և յուրաքանչյուր ատոմական հարթություն անդրադարձնում է անկման անկյանը հավասար անդրադարձման անկյունով: Ընդ որում, մեկ հարթությունից անդրադարձումը նույնն է կամայական երկարությամբ ալիքի համար, քանի որ բոլոր ճառագայթների անցած ճանապարհները նույնն են և, հետևաբար, դրանց ընթացքի տարբերությունը զրո է: Այժմ նկատի ունենանք, որ անդրադարձում կատարվում է հարթությունների նույն ընտանիքին պատկանող նաև մյուս, հարևան հարթությունից: Այս դեպքում հարթություններից անդրադարձած կոհերենտ ճառագայթների միջև ինտերֆերենցի



Նկ. 57. I և II ատոմական հարթություններից անդրադարձած ալիքների ընթացքի տարբերության հաշվարկի սխեման

հետևանքով անդրադարձում տեղի կունենա ոչ թե կամայական, այլ միայն որոշակի երկարությամբ ալիքների համար:

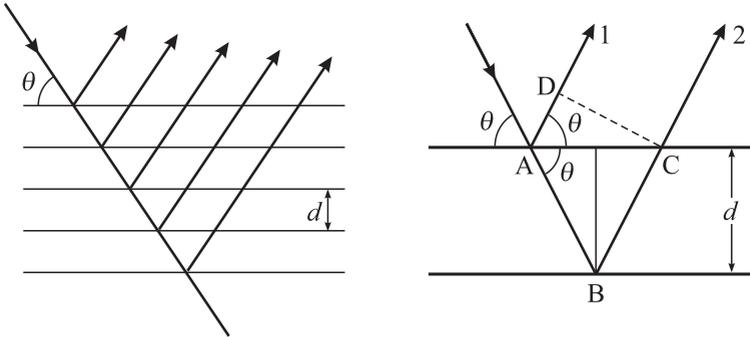
Նկ. 57-ից ակնհայտ է, որ I և II ատոմական հարթություններից անդրադարձած ալիքների ընթացքի տարբերությունը $2d \sin \theta$ է, որտեղ θ -ն սահքի անկյունն է (անկման անկյունը՝ հաշված հարթությունից): Հետևաբար՝ անդրադարձում տեղի կունենա միայն այն ալիքների համար, որոնց ընթացքի տարբերությունը հավասար է ամբողջ թվով ալիքի երկարության: Այսպիսով՝ ռենտգենյան ճառագայթների ինտերֆերենցային անդրադարձման պայմանը կունենա հետևյալ տեսքը՝

$$2d \sin \theta = n\lambda, \quad n = 1, 2, \dots : \quad (5.8)$$

Սա Բրեգի բանաձևն է, որն ընկած է ռենտգենյան ճառագայթների սպեկտրադիտման հիմքում:

Իրականում անդրադարձում տեղի է ունենում ոչ թե երկու, այլ շատ հարթություններից, այսինքն՝ միմյանց հետ ինտերֆերում են ոչ թե երկու, այլ շատ փնջեր:

Կամայական երկու հարևան ատոմական հարթություններից անդրադարձած ալիքների ընթացքի տարբերությունը՝



Նկ. 58. Հարևան հարթություններից անդրադարձած ալիքների ընթացքի փարբերության հաշվարկը

$$\begin{aligned} \Delta &= (AB + BC) - AD = \frac{2d}{\sin\theta} - 2dctg\theta\cos\theta = \\ &= \frac{2d}{\sin\theta}(1 - \cos^2\theta) = 2d\sin\theta, \end{aligned} \quad (5.9)$$

որը հավասարեցնելով ամբողջ թվով ալիքի երկարության՝ $n\lambda$ -ի՝ կստանանք Բրեգի (5.8) հավասարումը:

Հարկ է նշել, որ միմյանց զուգահեռ հարթություններից բազմակի անդրադարձումների առկայությունը չի փոխում ինտերֆերենցի պայմանները, այլ դրսևորվում է նրանում, որ, ինչպես և օպտիկայում, լայն ինտերֆերենցային շերտերի փոխարեն ստացվում են նեղ գծեր, որը շատ բարենպաստ է այս մեթոդը ռենտգենյան սպեկտրադիտման մեջ օգտագործելու տեսնակյունից:

Թեև, ենթադրության համաձայն, յուրաքանչյուր ատոմական հարթությունից անդրադարձումն ունի հայելային բնույթ, սակայն միայն որոշակի θ -ների դեպքում են ալիքները համափուլ գումարվում, որի հետևանքով առաջանում է դիֆրակտված փնջի ուժեղ անդրադարձում: Ընդհակառակը, եթե յուրաքանչյուր ատոմական հարթություն լրիվ անդրադարձներ ընկնող փունջը, ապա զուգահեռ ատոմային հարթությունների ընտանիքից միայն առաջին հարթությունը «կզգար» ընկնող ճառագայթումը և հայելային անդրա-

դարձում տեղի կունենար ալիքի կամայական երկարության դեպքում:

(5.9) հավասարումը տեղի ունի ոչ միայն պարզ խորանարդային ցանցի, այլև կամայական բյուրեղային ցանցերի համար:

Եթե բյուրեղի որոշակի նիստի վրա (այսինքն՝ տրված d -ի դեպքում) θ անկյան տակ ընկնում է ռենտգենյան ճառագայթման փունջ, ապա անդրադարձում կլինի միայն այն դեպքում, երբ ընկնող ալիքի երկարությունը հավասար է $\lambda_n = 2d \sin \theta / n$ (n -ն ամբողջ թիվ է) արժեքներից մեկին: Եթե դիտարկենք բյուրեղից անդրադարձած փնջի ուժգնության կախումը θ անկյունից, ապա այն գրոյից տարբեր կլինի միայն որոշակի θ_n (այսպես կոչված բրեգյան) անկյունների համար, երբ տեղի ունի (5.9) պայմանը:

(5.9) բանաձևում d մեծությունն ընդհանուր դեպքում ոչ թե ցանցի հաստատունն է, այլ հարևան, միմյանց զուգահեռ ատոմական հարթությունների միջև հեռավորությունը (նկ. 56): Չափելով տրված ալիքի երկարությամբ ճառագայթման համար Բրեգի անկյունները տարբեր ատոմական (ikl) հարթությունների համար և որոշելով d_{ikl} մեծությունները՝ կարելի է որոշել ատոմների դիրքերը բյուրեղում, այսինքն՝ բյուրեղական ցանցի կառուցվածքը և միջատոմական հեռավորությունները:

Ռենտգենյան ճառագայթների բեկումը: Ռենտգենյան ճառագայթների բեկման երևույթը հայտնաբերվել է 1919 թ.՝ ռենտգենյան ճառագայթման հայտնաբերումից շուրջ 24 տարի անց: Այսպիսի «ուշ» հայտնաբերման պատճառն այն է, որ ռենտգենյան ճառագայթման բեկման ցուցիչը շատ քիչ է տարբերվում 1-ից: Այնուամենայնիվ, նշված հանգամանքը փորձում դրսևորվում է որպես «շեղում» Բրեգի (5.8) բանաձևից, որն արտածելիս ենթադրվել է, որ բյուրեղ մտնելիս ռենտգենյան ճառագայթի ուղղությունը չի փոխվում, այնինչ իրականում այն փոխվում է (նկ. 59):

Արտածենք Բրեգի բանաձևը բեկման երևույթի հաշվառմամբ:

Բեկման հետևանքով ռենտգենյան ալիքի երկարությունը բյուրեղում տարբերվում է վակուումում նրա երկարությունից: Բեկման ցուցչի սահմանման համաձայն՝

$$x = \frac{c}{v} = \frac{\lambda}{\lambda'} , \quad (5.10)$$

որտեղ v -ն և λ' -ը, համապատասխանաբար, ալիքի արագությունը և երկարությունն է բյուրեղում, իսկ c -ն և λ -ն՝ վակուումում: Բրեգի օրենքից շեղման հետագոտումը ցույց է տալիս, որ անդրադարձնող ատոմական հարթության հետ ճառագայթի կազմած θ' անկյունը փոքր է բյուրեղի մակերևույթի հետ նրա կազմած θ անկյունից: Մնելիուսի բեկման օրենքում անկման (α) և բեկման (β) անկյուններից անցնելով սահքի $\theta = \pi/2 - \alpha$ և $\theta' = \pi/2 - \beta$ անկյուններին, կստանանք՝

$$x = \frac{\cos\theta}{\cos\theta'} \quad (5.11)$$

Բյուրեղի ներսում Բրեգի օրենքն ունի հետևյալ տեսքը (նկ. 59)՝

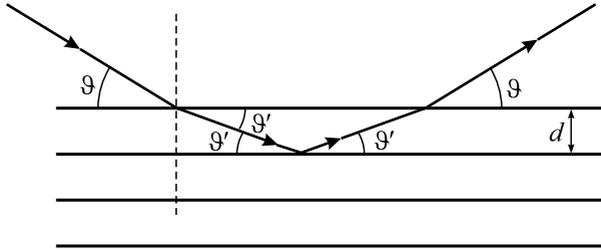
$$n\lambda' = 2d\sin\theta' : \quad (5.12)$$

(5.10) և (5.11) հավասարումների օգնությամբ (5.12) հավասարումը կարելի է ներկայացնել՝

$$n\lambda = 2d\sin\theta \left(1 + \frac{x^2 - 1}{\sin^2\theta} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (5.13)$$

բանաձևով, որն էլ հենց Բրեգի «ուղղված» հավասարումն է: Եթե նկատի ունենանք այն հանգամանքը, որ ռենտգենյան ճառագայթների համար բեկման ցուցիչը շատ քիչ է տարբերվում միավորից, ապա (5.13) բանաձևում տեղադրելով

$$x = 1 - \delta , \quad (5.14)$$



Նկ.59. Ռենդգենյան ճառագայթների բեկումը բյուրեղ միմենսիո կատանանք՝

$$n\lambda = 2d\sin\theta \left(1 - \frac{\delta}{\sin^2\theta}\right): \quad (5.15)$$

δ -ի մեծության մասին գաղափար կազմելու համար բերենք կալցիտի բեկման ցուցչի օրինակը, որը $\lambda = 0,708 \text{ \AA}$ երկարությամբ ալիքի համար միավորից տարբերվում է $\delta = 1,85 \cdot 10^{-6}$ -ով:

δ մեծության վերլուծական արտահայտություն կարելի է ստանալ՝ օգտվելով դիսպերսիայի դասական տեսության արդյունքներից: Նկատի ունենալով այն հանգամանքը, որ ատոմներում էլեկտրոնների բնութագրական ω_i հաճախությունները շատ փոքր են ռենտգենյան ալիքի ω հաճախությունից՝ $\omega_i \ll \omega$, բեկման ցուցչի արտահայտությունից կստանանք՝

$$n = 1 - \frac{n_0 e^2 \lambda^2}{2\pi m c^2} \quad (5.16)$$

անչությունը, որտեղ n_0 -ն բյուրեղում էլեկտրոնների խտությունն է: (5.14) և (5.16) բանաձևերից

$$\delta = \frac{n_0 e^2 \lambda^2}{2\pi m c^2} = \frac{n_0 r_0 \lambda^2}{2\pi}, \quad (5.17)$$

որտեղ r_0 -ն էլեկտրոնի դասական շառավիղն է: Նկատի ունենալով (5.17) արտահայտության մեջ մտնող պարամետրերի բնութագրական արժեքները ($n_0 \sim 10^{23} \text{ սմ}^{-3}$, $r_0 = 2,8 \cdot 10^{-13} \text{ սմ}$, $\lambda \sim 1 \text{ \AA} = 10^{-8} \text{ սմ}$)՝ (5.17) բանաձևից կստանանք $\delta \sim 10^{-6}$ գնահատականը:

Ռենտգենյան ճառագայթման համար միջավայրի բեկման ցուցչի՝ մեկից փոքր լինելու հետևանքով հնարավոր է ճառագայթման լրիվ անդրադարձում բյուրեղի մակերևույթից: Սահքի θ_c կրիտիկական անկյան դեպքում $\theta' = 0$, ուստի (5.11) բանաձևի համաձայն՝

$$\alpha = \cos\theta_c \quad (5.18)$$

Եթե $\theta < \theta_c$, ճառագայթումն ամբողջությամբ մնում է վակուումում, այսինքն՝ ռենտգենյան ճառագայթման համար բյուրեղը գործում է որպես հայելի:

(5.14), (5.16) և (5.18) բանաձևերից կարելի է ստանալ կրիտիկական θ_c անկյան արտահայտությունը՝

$$1 - \delta = \cos\theta_c \approx 1 - \frac{\theta_c^2}{2} + \dots \quad ,$$

որտեղից՝

$$\theta_c = (2\delta)^{1/2} = \lambda \left(\frac{n_0 e^2}{\pi m c^2} \right)^{1/2} : \quad (5.19)$$

Չափումները ցույց են տալիս, որ կլանման եզրից հեռու ալիքի երկարությունների համար (5.19) բանաձևից հետևող կախումը λ -ից և n_0 -ից համապատասխանում է փորձին: Կլանման եզրին մոտ տիրույթում դիսպերսիայի դասական տեսությունը չի կարող բացատրել բեկման երևույթը, սակայն դիսպերսիայի քվանտային տեսությամբ ստացված արդյունքները հապատասխանում են փորձարարական տվյալներին:

Գլուխ V. Ալիք-մասնիկ երկվություն

§1. Դը Բրոյլի ալիքներ

Դը Բրոյլի վարկածը: XX դարի քսանական թվականների սկզբին օպտիկայում ստեղծվել էր պարադոքսային, սակայն փորձերով հաստատվող իրադրություն. որոշ երևույթներում (ինտերֆերենց, դիֆրակցիա) լույսը դրսևորում էր ալիքային հատկություններ, իսկ մի շարք այլ երևույթներում (ֆոտոէֆեկտ, Քոմպտոնի երևույթ)՝ մասնիկային հատկություններ:

Նշված հակասական իրադրությունից դուրս գալու նպատակով 1923 - 1924 թթ. Լուի դը Բրոյլն առաջ քաշեց խիզախ վարկած, որի համաձայն՝ երկվությունը միայն օպտիկական երևույթների յուրահատկությունը չէ, այն ունի համընդհանուր բնույթ և տարածվում է նաև նյութի մասնիկների վրա: Այսինքն՝ ոչ միայն լույսն (էլեկտրամագնիսական ալիքները) է օժտված մասնիկային հատկություններով, այլև նյութի մասնիկներն են օժտված ալիքային հատկություններով:

Դը Բրոյլն այս վարկածին հանգել է հետևյալ դատողությունների արդյունքում: Դեռևս XIX դարի 20-ական թվականներին Ռ.Համիլտոնը նշել է երկրաչափական օպտիկայի և մեխանիկայի միջև առկա մեծ նմանությունը և պարզել, որ այսպիսի տարբեր բնագավառների հիմնական օրենքները կարելի է ներկայացնել մաթեմատիկորեն նույնական տեսքով: Սա նշանակում է, որ, օրինակ, նյութական կետի շարժումը $V(x, y, z)$ պոտենցիալով դաշտում դիտարկելու փոխարեն կարելի է դիտարկել լույսի ճառագայթների ընթացքը $n(x, y, z)$ բեկման ցուցիչով անհամասեռ միջավայրում: Այս նմանությունը տարածվում է միայն երկրաչափական օպտիկայի և մեխանիկայի վրա: Սակայն հայտնի է, որ երկրաչափական օպտիկան անկարող է բացատրել լույսի բոլոր հատկությունները: Ինտերֆերենցի և դիֆրակցիայի երևույթները

բացատրել հնարավոր է միայն ալիքային տեսությամբ, որի մասնավոր դեպքն է երկրաչափական օպտիկան (երբ $\lambda \ll a$, որտեղ λ -ն ալիքի երկարությունն է, a -ն՝ միջավայրի անհամասեռությունների բնութագրական գծային չափը): Մյուս կողմից, հայտնի է նաև, որ նյութոսկայան մեխանիկան ունի սահմանափակ կիրառություն. այն, օրինակ, չի կարող բացատրել ատոմային համակարգերում էներգիայի ընդհատ մակարդակների գոյությունը: Դը Բրոյլի գաղափարի համաձայն՝ անհրաժեշտ էր ընդարձակել մեխանիկայի և օպտիկայի նմանության տիրույթը, և ալիքային օպտիկային համապատասխանության մեջ դնել ալիքային մեխանիկան, որն ավելի ընդհանուր է, քան դասական մեխանիկան, և այն կարելի է կիրառել ներատոմային շարժումներն ուսումնասիրելիս:

Հետևելով Դը Բրոյլին՝ յուրաքանչյուր շարժվող մասնիկի հետ կապենք մի ալիք: Ենթադրենք՝ արտաքին ուժերը բացակայում են, և ε էներգիայով, m զանգվածով և \mathbf{p} իմպուլսով մասնիկը շարժվում է հավասարաչափ:

Բնական է ենթադրել, որ մասնիկի հետ կապված ալիքը կտեղափոխվի նույն ուղղությամբ, ինչ որ մասնիկը: Ներկայացնենք այդ ալիքը կոմպլեքս ալիքային ֆունկցիայով.

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = A \exp[i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)], \quad (1.1)$$

որտեղ A -ն ալիքի լայնույթն է, \mathbf{k} -ն՝ ալիքային վեկտորը, ω -ն՝ հաճախությունը: Մեր նպատակն է՝ գտնել կապ ալիքը բնութագրող ω , \mathbf{k} և մասնիկը բնութագրող ε , m և \mathbf{p} պարամետրերի միջև:

(1.1) ֆունկցիան նկարագրում է հարթ ալիք, որի հաստատուն փուլի հարթության հավասարումն է՝

$$\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t = \text{const} : \quad (1.2)$$

Այս հարթության, հետևաբար՝ նաև ալիքի տարածման փուլային արագությունը՝

$$\mathbf{v}_{ph} = \frac{d\mathbf{r}}{dt} = \frac{\omega}{k} \cdot \frac{\mathbf{k}}{k} : \quad (1.3)$$

Սովորաբար մասնիկի արագությունը նույնացնում են ավիքի խմբային արագության հետ, որը տարածության մեջ ազդանշանի կամ էներգիայի տարածման արագությունն է: Դրանով իսկ մասնիկը համարվում է էներգիայի «թանձրուկ» կամ «փաթեթ»:

Ինչպես հայտնի է, ավիքի խմբային արագությունը՝

$$v_g = v = \frac{d\omega}{dk} : \quad (1.4)$$

Հետևելով Դը Բրոյլին՝ ենթադրենք, որ ֆոտոնների համար ճիշտ $\varepsilon = \hbar\omega$ կախումը տեղի ունի նաև նյութական մասնիկների համար: Այդ դեպքում կունենանք՝

$$\hbar k = \varepsilon = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} : \quad (1.5)$$

(1.4) և (1.5) բանաձևերի համաձայն՝

$$\frac{dk}{dv} = \frac{d\omega}{v dv} = \frac{d\varepsilon}{\hbar v dv} = \frac{m}{\hbar} \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-3/2} : \quad (1.6)$$

Ինտեգրենք (1.6) հավասարումը՝ օգտագործելով $v = c \sin \alpha$ փոփոխականի փոխարինումը.

$$\begin{aligned} \hbar k(v) &= m \int \frac{dv}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{3/2}} + const = mc \int \frac{d\alpha}{\cos^2 \alpha} + const = \\ &= mctg\alpha + const = mc \frac{\frac{v}{c}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} + const = \frac{mv}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} + const: \quad (1.7) \end{aligned}$$

Ենթադրելով, որ $v = 0$ դեպքում $k = 0$, կստանանք՝

$$\hbar k = \frac{mv}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = p, \quad (1.8)$$

որտեղ \mathbf{p} -ն մասնիկի ռեյատիվիստական իմպուլսն է: Հենց այս առնչությունն էլ առաջարկել է Դը Բրոյլը՝

$$\mathbf{p} = \hbar \mathbf{k}: \quad (1.9)$$

Դը Բրոյլի վարկածի ռեյատիվիստական ինվարիանտությունը: Դը Բրոյլի (1.9) առնչությունը հետևում է նաև ավելի ընդհանուր՝ ռեյատիվիստական ինվարիանտության պահանջներից: Դա ապացուցելու համար նախ պարզենք, թե ինչպես են փոփոխվում \mathbf{k} և ω մեծությունները լորենցյան ձևափոխություններ կատարելիս:

Ենթադրենք, որ մի համակարգում $\Psi(\mathbf{r}, t)$ ֆունկցիան տրվում է (1.1) արտահայտությամբ: Այս համակարգի նկատմամբ v արագությամբ շարժվող համակարգում ավիքային ֆունկցիան կլինի՝

$$\Psi'(\mathbf{r}', t') = A' \exp[i(\mathbf{k}'\mathbf{r}' - \omega' t')]: \quad (1.10)$$

Դիցուք՝ նոր համակարգում մասնիկը դադարի վիճակում է. այդ դեպքում $\mathbf{k}' = 0$, $\mathbf{p}' = 0$, $\varepsilon' = mc^2$, և եթե $\varepsilon' = \hbar\omega'$ կապը տեղի ունի նաև նոր համակարգում, ապա

$$\omega' = \frac{mc^2}{\hbar}: \quad (1.11)$$

Օգտվենք փուլի ինվարիանտության հատկությունից՝

$$\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t = -\omega' t' = -\frac{mc^2}{\hbar} t': \quad (1.12)$$

t' և \mathbf{r} , t , v մեծությունները կապված են Լորենցի ձևափոխությամբ՝

$$t' = \frac{t - \frac{\mathbf{r}v}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad (1.13)$$

ուստի (1.12) և (1.13) առնչություններից հետևում է, որ կամայական \mathbf{r} և t մեծությունների դեպքում

$$\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t = -\frac{mc^2}{\hbar} \frac{t - \frac{\mathbf{r}v}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = -t \frac{mc^2}{\hbar \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} + \mathbf{r} \frac{mv}{\hbar \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad (1.14)$$

որտեղից՝

$$\omega = \frac{mc^2}{\hbar \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad \mathbf{k} = \frac{m\mathbf{v}}{\hbar \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} : \quad (1.15)$$

Քանի որ մասնիկը նոր համակարգում դադարի վիճակում է, ապա այն (ինչպես և նոր համակարգը) հին համակարգի նկատմամբ շարժվում է v արագությամբ, հետևաբար՝ հին համակարգում մասնիկի էներգիան և իմպուլսը տրվում են

$$\varepsilon = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad \mathbf{p} = \frac{m\mathbf{v}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (1.16)$$

բանաձևերով: (1.15) և (1.16) բանաձևերից հետևում է, որ

$$\varepsilon = \hbar\omega, \quad \mathbf{p} = \hbar\mathbf{k} : \quad (1.17)$$

Այսպիսով՝ հանգեցնիք Դը Բրոյլի վարկածին, որի համաձայն՝ շարժվող մասնիկի հետ կապված է ալիք, որը բնութագրվում է մասնիկի \mathbf{p} իմպուլսի հետ կապված \mathbf{k} ալիքային վեկտորով:

Մասնիկի հետ կապված ալիքի երկարությունը որոշվում է

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{2\pi}{k} \quad (1.18)$$

առնչությամբ, որը հայտնի է որպես նյութական մասնիկի Դը Բրոյլի ալիքի երկարություն: Նշենք, որ (1.18) բանաձևով է որոշվում նաև ֆոտոնի ալիքի երկարությունը: λ -ի կախումը շարժվող մասնիկի զանգվածից և արագությունից տրվում է հետևյալ բանաձևով՝

$$\lambda = \frac{h}{m v} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = \frac{h}{mc} \frac{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}{\frac{v}{c}} : \quad (1.19)$$

(1.19) բանաձևի համաձայն՝ արագության մեծացմանը զուգընթաց λ -ն նվազում է, իսկ տրված v -ի դեպքում հակադարձ համեմատական է մասնիկի զանգվածին:

Դը Բրոյլի ալիքի երկարության գնահատում: Էներգիայի ռելյատիվիստական արտահայտությունից մասնիկի իմպուլսի համար կատանանք՝ $p = \sqrt{(\varepsilon/c)^2 - m^2c^2}$, ուստի (1.18) բանաձևից՝

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{hc}{\sqrt{\varepsilon^2 - m^2c^4}}, \quad (1.20)$$

որի համաձայն՝ տրված ε էներգիայի դեպքում Դը Բրոյլի ամենակարճ ալիք ունի զանգված չունեցող ($m = 0$) մասնիկը.

$$\lambda = \frac{hc}{\varepsilon}: \quad (1.21)$$

Այս արտահայտությունը մոտավորապես ճիշտ է նաև գերռելյատիվիստական դեպքում, երբ $\varepsilon \gg mc^2$:

Եթե մասնիկի կինետիկ էներգիան նշանակենք T -ով, ապա նրա լրիվ էներգիան՝

$$\varepsilon = mc^2 + T, \quad (1.22)$$

հետևաբար՝ (1.20) բանաձևի համաձայն՝

$$\lambda = \frac{hc}{\sqrt{T(T + 2mc^2)}} = \frac{h}{\sqrt{2mT}} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{T}{2mc^2}}}: \quad (1.23)$$

Ոչ ռելյատիվիստական դեպքում $v \ll c$, և

$$\lambda \approx \frac{h}{\sqrt{2mT}} = \frac{h}{mv}: \quad (1.24)$$

Այժմ պարզենք, թե Դը Բրոյլի վարկածը նյութի ալիքային հատկությունների մասին չի՞ հակասում արդյոք մակրոսկոպական ֆիզիկայի ընդունված հասկացություններին:

Դիտարկենք մակրոսկոպական տեսանկյունից փոքր մասնիկ, որի զանգվածը՝ $m \sim 10^{-5}$ գ, և այն շարժվում է $v = 1$ սմ/վ արագությամբ: Նրա հետ կապվող ալիքի երկարությունը՝ $\lambda \sim 10^{-22}$ սմ, չափազանց փոքր է փորձում այն դիտելու համար: Ինչպես և օպտիկայում, նյութի ալիքների հայտնաբերման համար հարկավոր է ստեղծել սարք, որի երկրաչափական բնութագրերն ալիքի երկարության կարգի են:

(1.24) բանաձից հետևում է, որ ալիքի համեմատաբար մեծ երկարություն ունեն ամենաթեթև մասնիկները՝ էլեկտրոնները, որոնք հնարավորինս դանդաղ են շարժվում:

Եթե էլեկտրոնը կինետիկ էներգիա է ձեռք բերում՝ անցնելով պոտենցիալների V տարբերություն, ապա $T = eV$, և

$$\lambda_e = \frac{h}{\sqrt{2meV}} \approx \frac{12,26}{\sqrt{V}} \text{ \AA}, \quad (1.25)$$

որտեղ V -ն արտահայտված է վոլտով:

Պրոտոնի համար

$$\lambda_p \approx \frac{0,286}{\sqrt{V}} \text{ \AA} : \quad (1.26)$$

Գնահատենք Դը Բրոյլի ալիքի երկարության կարգը նաև մոլեկուլային գազերի համար: Որպես մոլեկուլի արագություն համարելով մոլեկուլի միջին ջերմային արագությունը և (1.24) բանաձևում տեղադրելով $v_T = \sqrt{3k_B T_0/M}$, որտեղ T_0 -ն գազի բացարձակ ջերմաստիճանն է, կստանանք.

$$\text{հելիումի ստոմի համար } (M_{He} = 6,7 \cdot 10^{-24} \text{ գ}) \quad \lambda_{He} \approx 12,6/\sqrt{T_0} \text{ \AA},$$

$$\text{ջրածնի մոլեկուլի համար } (M_{H_2} = 3,37 \cdot 10^{-24} \text{ գ}) \quad \lambda_{H_2} \approx 17,8/\sqrt{T_0} \text{ \AA} :$$

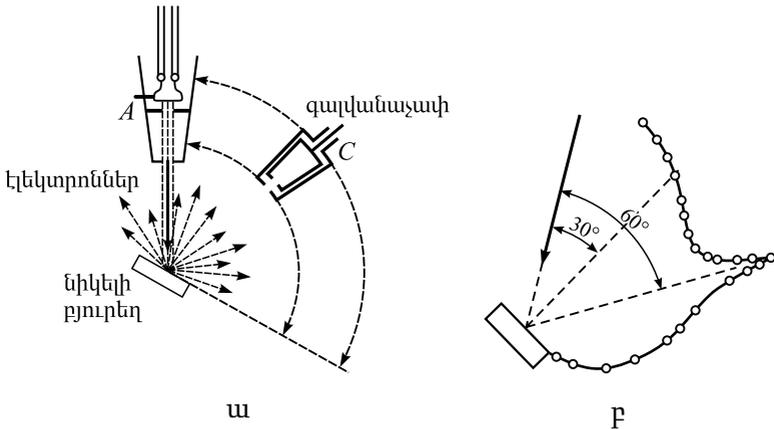
Այս գնահատումներից հետևում է, որ 100–10000 Վ պոտենցիալով արագացված էլեկտրոնների և սենյակային ջերմաստիճաններում հելիումի ստոմների և ջրածնի մոլեկուլների Դը Բրոյլի ալիքի երկարություններն անգստրեմի կարգի են, ինչպես և ռենտգենյան ճառագայթումների ալիքի երկարությունները: Նշանակում է՝ այդ մասնիկների դիֆրակցիան կարելի է իրականացնել նույն մեթոդներով, ինչ որ ռենտգենյան ճառագայթման դեպքում: Սակայն Դը Բրոյլի վարկածն այնքան ֆանտաստիկ էր իր ժամանակակիցների համար, որ համեմատաբար երկար ժամանակ ոչ մի փորձարար չձեռնարկեց դրա ստուգումը փորձով:

§2. Էլեկտրոնների, ատոմների և մոլեկուլների դիֆրակցիան

Դեկտրոնի և Ջերմերի փորձերը: Էլեկտրոնների դիֆրակցիայի առաջին փորձերը կատարել են Կ. Դեկտրոնը և Լ. Ջերմերը, որոնք ուսումնասիրել են էլեկտրոնների անդրադարձումը բյուրեղի մակերևույթից, և Ջ. Պ. Թոմսոնը, որն ուսումնասիրել է էլեկտրոնների փնջի անցումը բարակ մետաղական բյուրեղային շերտերով (փորձերը կատարվել են 1927 թ., միմյանցից անկախ):

Դիտարկենք Դեկտրոնի և Ջերմերի փորձը: A էլեկտրոնային թողանալից նույն էներգիայով էլեկտրոնների փունջն ուղղվում է նիկելի միաբյուրեղի մակերևույթին, որից անդրադարձած էլեկտրոններն ընկնում են գալվանաչափին միացված մետաղե բաժակի C հավաքիչի մեջ (սկ. 60, ա):

Հավաքիչը կարող է պտտվել բյուրեղի նկատմամբ և հավաքել բյուրեղի մակերևույթից տարբեր անկյուններով անդրադարձած էլեկտրոնները: Չափելով այդ էլեկտրոնների ստեղծած հոսանքի ուժը հավաքիչի տարբեր դիրքերում՝ կարելի է դատել տարբեր



Նկ. 60. ա. Դեկտրոնի և Ջերմերի փորձի սխեման, բ. ուժգնության անկյունային կախման տրամագիծը

ուղղություններով անդրադարձումների ուժգնության մասին: Այդ ուժգնություններին համեմատական հատվածների միջոցով կառուցվել է ուժգնության անկյունային կախման բևեռային տրամագիրը (սկ. 60, բ): Փորձերում դիտվել է հստակորեն արտահայտված ընտրողական մաքսիմում, որը համապատասխանում է անդրադարձման օրենքին: Նույն փորձը, կատարված նիկելի բազմաբյուրեղային նմուշով, նման ընտրողականություն չի դրսևորում:

Փորձում նիկելի միաբյուրեղի մակերևույթից էլեկտրոնների անդրադարձման երևույթը նույնական է ռենտգենյան ճառագայթման՝ բյուրեղից անդրադարձման երևույթին, և մեկնաբանվում է Բրեգի տեսությամբ (Գլ. IV, §5), որի համաձայն՝ ռենտգենյան ճառագայթները բյուրեղից անդրադառնում են միայն այն դեպքում, երբ դրանց ալիքի երկարությունը և ճառագայթի սահքի θ անկյունը բավարարում են Բրեգի պայմանին՝

$$2d \sin \theta = n\lambda, \quad n = 1, 2, \dots, \quad (2.1)$$

որտեղ d -ն բյուրեղային ցանցի հաստատունն է (ընդհանուր դեպքում՝ միմյանց զուգահեռ, անդրադարձնող հարևան հարթությունների միջև հեռավորությունը): Էլեկտրոնների դիֆրակցիայի փորձերում հարմար է հաստատուն պահել θ անկյունը և փոփոխել էլեկտրոնի Դը Բրոյլի ալիքի երկարությունը՝ փոփոխելով էլեկտրոններն արագացնող պոտենցիալը: Անդրադարձումները կդիտվեն միայն այն դեպքում, երբ

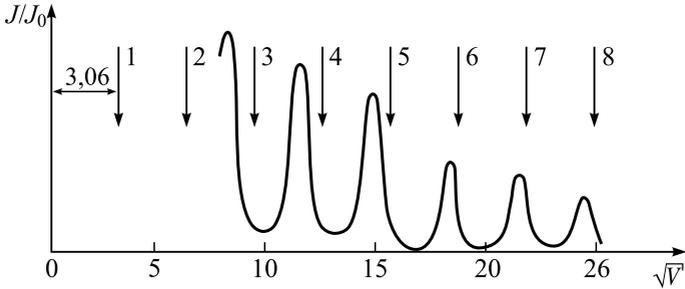
$$\lambda_n = \frac{2d \sin \theta}{n}: \quad (2.2)$$

Օգտվելով (1.25) բանաձևից՝ կստանանք կապ V -ի և n -ի միջև՝

$$V^{1/2} = \frac{12,26}{2d \sin \theta} \cdot n: \quad (2.3)$$

Նկ. 61-ում պատկերված է նիկելի միաբյուրեղից անդրադարձած էլեկտրոնների հարաբերական ուժգնության (կամ հոսանքի) կախումը \sqrt{V} -ից, երբ $d = 2,03 \text{ \AA}$ և $\theta = 80^\circ$:

Նկարի վրա ուղղաձիգ սլաքներով ցույց են տրված մաքսի-



Նկ. 61. Նիկելի բյուրեղից անդրադարձած էլեկտրոնների հարաբերական ուժգնության կախումը \sqrt{V} -ից

մումների դիրքերը՝ համաձայն (2.3) բանաձևի: Սպասվում էր, որ մաքսիմումի միջև հեռավորությունները պետք է լինեն իրար հավասար՝ $3,06 \text{ Գ}^{1/2}$: Այս ամենը հաստատվել է փորձում, սակայն միայն n -երի մեծ՝ $n = 6, 7, 8 \dots$ արժեքների դեպքում:

Փոքր n -երի դեպքում (2.3) բանաձևից դիտվող շեղումների պատճառը բացատրել է Հ. Բետեն, ցույց տալով, որ բյուրեղում էլեկտրոնների Դը Բրոյլի ալիքի անհրաժեշտ է վերագրել բեկման ցուցիչ, որը մեծ է վակուումի $N = 1$ բեկման ցուցիչից:

Համաձայն Բետեի՝ էլեկտրոնային ալիքի համար մետաղի հարաբերական բեկման ցուցիչը՝

$$N = \left(1 + \frac{V_0}{V}\right)^{1/2}, \quad (2.4)$$

որտեղ V_0 -ն մետաղի ներքին պոտենցիալն է: Այս դեպքում (2.1) բանաձևի փոխարեն ստացվում է

$$2d(N^2 - \cos^2 \theta)^{1/2} = n\lambda \quad (2.5)$$

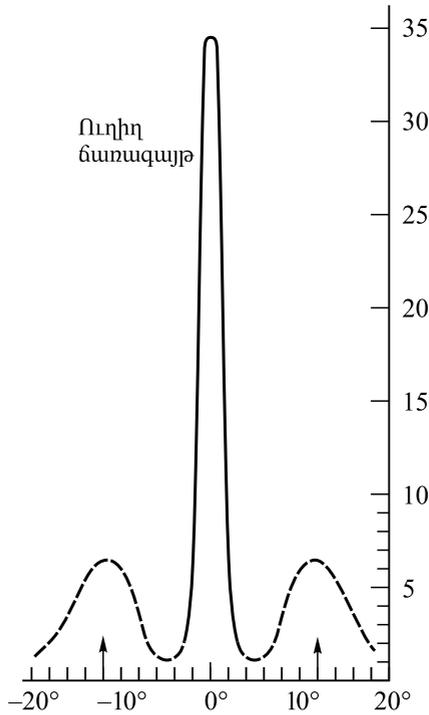
բանաձևը: Նիկելի համար $V_0 \approx 15 \text{ Գ}$, մյուս մետաղների համար էլ V_0 -ն նույն կարգի մեծություն է: Ակնհայտ է, որ (2.4) բանաձևում երկրորդ գումարելին էական է համեմատաբար փոքր՝ $V \leq V_0$ արժեքների, կամ որ նույնն է՝ փոքր n -երի դեպքում (տես (2.3) բանաձևը), ուստի Դևիսոնի և Ջերմերի փորձում լավ համընկնում փորձի և (2.3) բանաձևի միջև դիտվում է մեծ n -երի դեպքում:

Ատոմների և մոլեկուլների դիֆրակցիան: Ինչպես ցույց են տալիս գնահատումները (տես §1), ատոմները և մոլեկուլներն էլ են ենթարկվում դիֆրակցիայի, քանի որ $T_0 \approx 300$ Կ սենյակային ջերմաստիճանում դրանց համապատասխանող Դը Բրոյլի ալիքների բնութագրական երկարություններն անգատրեմի կարգի են: Էլեկտրոնների և ռենտգենյան ճառագայթների դիֆրակցիայի համեմատությամբ տարբերությունն այն է, որ ատոմները և մոլեկուլները փոխազդում են միայն բյուրեղի մակերևութային շերտի ատոմների հետ և չեն թափանցում բյուրեղի մեջ: Հետևաբար՝ դիֆրակցիայի երևույթը պայմանավորված կլինի միայն մակերևութային շերտում ատոմների տեղաբաշխմամբ:

Ատոմային և մոլեկուլային փնջերի դիֆրակցիայի փորձերն իրականացրել է Օ. Շտեռնը 1929 թ.: Ծանր ատոմների դեպքում, երբ Դը Բրոյլի ալիքի երկարությունը շատ փոքր է, դիֆրակտային պատկերները շատ լողզված են կամ բոլորովին չեն ստացվում: Սակայն թեթև ատոմների և մոլեկուլների (H_2 , He) դեպքում դիտվում են հստակ դիֆրակտային պատկերներ՝ համաձայն Դը Բրոյլի բանաձևի:

Ատոմային և մոլեկուլային փնջերում մասնիկների արագություններն ունեն ջերմային լողզում, ուստի հստակ դիֆրակտային պատկերներ ստանալու համար անհրաժեշտ է փնջի մեներանգացում, որն իրականացվում է հատուկ սարքի միջոցով: Նկ. 62-ում պատկերված է հելիումի ատոմների՝ լիթիումի ֆտորիդի (LiF) բյուրեղի մակերևույթից անդրադարձած փնջի անկյունային բաշխման գրաֆիկը:

Այս փորձերի կարևորությունն այն է, որ բացի էլեկտրոնների զանգվածից շատ մեծ զանգվածներ ունենալուց, այս մասնիկները նաև բարդ համակարգեր են, ի տարբերություն էլեկտրոնի, որը (հավանաբար) տարրական մասնիկ է:



Նկ. 62. Հեղիումի արումների դիֆրակցիան լիթիումի ֆտորիդի մակերևույթին ցրվելիս

Այսպիսով՝ փորձերը ցույց են տվել, որ ատոմը և մոլեկուլը՝ որպես ամբողջություն, օժտված են ալիքային հատկություններով, ուստի դժվար չէ հավատալ, որ համապատասխան փորձարարական պայմաններում մակրոսկոպական մարմինը նույնպես կդրսևորի ալիքային հատկություններ:

Ավելի ուշ, նեյտրոնների փնջերի հետ կատարված հետազոտությունները ցույց տվեցին, որ դրանց դիֆրակտային օրինաչափությունները նույնական են ռենտգենյան ճառագայթման օրինաչափությունների հետ: Ներկայում նեյտրոնների դիֆրակցիայի երևույթն օգտագործվում է մոլեկուլների, բյուրեղների և հեղուկների

կառուցվածքային հետազոտությունների քնագավառում, որը հայտնի է որպես նեյտրոնագրություն:

Ամփոփելով՝ կարելի է ասել, որ մասնիկների ալիքային հատկությունները ոչ միայն ապացուցվել են փորձնականորեն, այլև ունեն բազմաթիվ գիտատեխնիկական կիրառություններ (էլեկտրոնագրություն, նեյտրոնագրություն և այլն):

§3. Ալիքային փաթեթ և մասնիկ

Ալիքային փաթեթի գաղափարը: Էլեկտրոնների և ատոմային մասնիկների հետ կատարված փորձերը համոզիչ ձևով ապացուցեցին, որ ալիքային երևույթները (դիֆրակցիա, ինտերֆերենց) բնորոշ են նաև նյութի մասնիկներին, այլ ոչ միայն լույսին: Ալիք-մասնիկ հակասությունը լուծելու նպատակով, ի թիվս այլ մոտեցումների, փորձ է արվել մասնիկները ներկայացնել ալիքային փաթեթների տեսքով (Է. Շրյոդինգեր):

Այս մոտեցման համաձայն՝ գոյություն ունեն միայն ալիքներ, իսկ մասնիկները պարզապես ալիքների վերադրման արդյունք են: Բանն այն է, որ Ֆուրիեի թեորեմի համաձայն՝ տարբեր հաճախությամբ ալիքներից կարելի է կազմել ալիքային փաթեթ, այսինքն՝ այնպիսի ալիքային կառուցվածք, որ ալիքների վերադրման պրոցեսում, որոշակի պահի, ալիքները տարածության որոշակի տիրույթում իրար ուժեղացնում են, իսկ այդ տիրույթից դուրս՝ մարում:

Դիտարկենք k_0 կետի շուրջն ընկած Δk տիրույթում անընդհատորեն փոփոխվող k ալիքային թվով ալիքների վերադրումը: Արդյունաբար ալիքային պրոցեսը կնկարագրվի հետևյալ ֆունկցիայով (միաչափ դեպք)՝

$$u(x, t) = \int_{k_0 - \Delta k/2}^{k_0 + \Delta k/2} a(k) \exp[-i(\omega t - kx)] dk : \quad (3.1)$$

Կենթադրենք, որ Δk տիրույթում վերադրվող ներդաշնակ տասանումների $a(k)$ լայնույթները հաստատուն են և հավասար $a / \Delta k$ -ի: ω -ի կախումը k -ից՝ պլիքի դիսպերսային հավաստումը, տրվում է $\omega(k)$ ֆունկցիայով, որի տեսքը կախված է պլիքից և այն միջավայրի հատկություններից, որտեղ տարածվում է պլիքը: Սակայն, անկախ $\omega(k)$ -ի կոնկրետ տեսքից, փոքր Δk -երի դեպքում միշտ կարելի է օգտվել նրա վերլուծությունից՝

$$\omega(k) = \omega(k_0) + (k - k_0) \left(\frac{d\omega}{dk} \right)_0 + \frac{1}{2} (k - k_0)^2 \left(\frac{d^2\omega}{dk^2} \right)_0 + \dots : \quad (3.2)$$

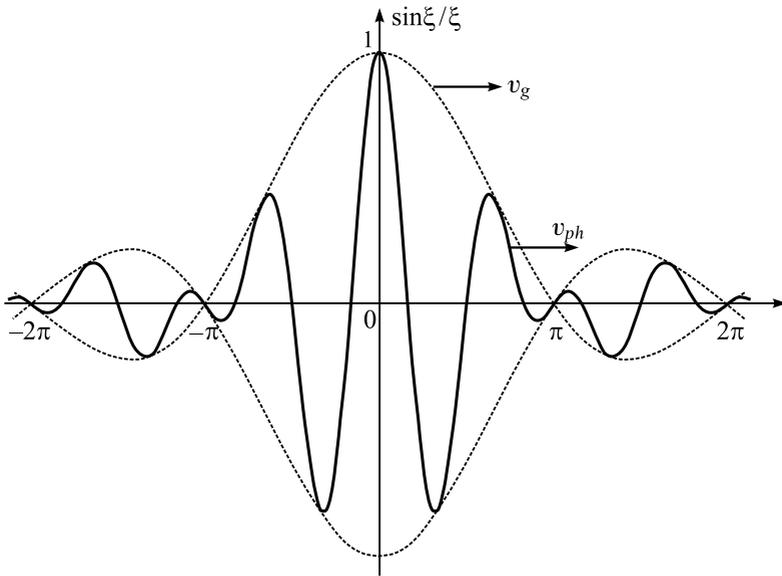
Հաշվարկենք (3.1) ինտեգրալը՝ (3.2) վերլուծության մեջ պահելով առաջին և երկրորդ անդամները.

$$\begin{aligned} u(x, t) &\approx \frac{a}{\Delta k} \int_{k_0 - \frac{\Delta k}{2}}^{k_0 + \frac{\Delta k}{2}} \exp \left\{ -i \left[\omega_0 t - k_0 x + (k - k_0) (\omega'_0 t - x) \right] \right\} dk = \\ &= \frac{a}{\Delta k} \cdot e^{-i(\omega_0 t - k_0 x)} \int_{k_0 - \frac{\Delta k}{2}}^{k_0 + \frac{\Delta k}{2}} e^{-i(k - k_0) (\omega'_0 t - x)} dk = \\ &= a \cdot e^{-i(\omega_0 t - k_0 x)} \cdot \frac{\sin \left[\frac{\Delta k}{2} (x - \omega'_0 t) \right]}{\frac{\Delta k}{2} (x - \omega'_0 t)}, \end{aligned} \quad (3.3)$$

որտեղ $\omega_0 = \omega(k_0)$, $\omega'_0 = (d\omega / dk)_{k=k_0}$:

(3.3) բանաձևում $\exp[-i(\omega_0 t - k_0 x)]$ -ի գործակիցն պլիքի մոդուլված լայնույթն է՝ $\varphi(\xi) = \sin \xi / \xi$ ֆունկցիան, որտեղ

$$\xi = \frac{\Delta k}{2} (x - \omega'_0 t) : \quad (3.4)$$



Նկ. 63. Ալիքային փաթեթ. v_g -ն փաթեթի խմբային, v_{ph} -ն՝ փուլային արագությունն է:

Երբ $\xi \rightarrow 0$ $\varphi(\xi) \rightarrow 1$, իսկ $\xi = \pi l$ կետերում ($l = \pm 1, \pm 2, \dots$) $\varphi(\xi) = 0$: ξ -ի մեծացմանը զուգընթաց $\varphi(\xi)$ -ն ձգտում է զրոյի՝ ընդունելով մի շարք առավելագույն (և նվազագույն) արժեքներ, որոնք շատ փոքր են գլխավոր ($\xi = 0$ կետում) մաքսիմումի համեմատությամբ:

(3.3) բանաձևից հետևում է, որ ալիքի փուլային արագությունը՝ $v_{ph} = \omega_0 / k_0$, իսկ հավասար լայնույթների մակերևույթը $\xi = 0$ դեպքում տեղափոխվում է

$$\frac{dx}{dt} = \omega'_0 \equiv \left(\frac{d\omega}{dk} \right)_0 = v_g \quad (3.5)$$

խմբային արագությամբ:

Դը Բրոյլի ալիքների համար

$$v_{ph} = \frac{\hbar\omega_0}{\hbar k_0} = \frac{\varepsilon}{p} = \frac{mc^2}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} \cdot \frac{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}{mv} = \frac{c^2}{v}, \quad (3.6)$$

$$v_g = \frac{d\omega}{dk} = \frac{d(\hbar\omega)}{d(\hbar k)} = \frac{d\varepsilon}{dp} = \frac{pc^2}{\varepsilon} = v, \quad (3.7)$$

որտեղ v -ն մասնիկի արագությունն է:

Հարկ է նշել, որ (3.6) բանաձևի համաձայն՝ $v_{ph} > c$, քանի որ մասնիկի արագությունը՝ $v < c$: Այս արդյունքը նշանակում է, որ փուլային արագությունը չի համապատասխանում մասնիկի շարժման կամ որևէ էներգիայի տեղափոխմանը:

Ալիքային փաթեթի բնութագրերը: Այժմ ուսումնասիրենք ալիքային փաթեթի տարածական բաշխումը: Ընդունելով $t = 0$ ՝ (3.4) բանաձևից կստանանք՝

$$\xi = \frac{1}{2} \Delta k \cdot x \quad : \quad (3.8)$$

Նկատի ունենալով $\varphi(\xi) = \sin \xi / \xi$ ֆունկցիայի վերը նշված վարքը՝ կարելի է համարել, որ փաթեթի հիմնական մասը տեղայնացված է գլխավոր մաքսիմումի շուրջը Δx տիրույթում, որը $\varphi(\xi)$ ֆունկցիայի առաջին զրոների ($\xi = \pi$ և $\xi = -\pi$) միջև հեռավորության կեսից փոքր չէ, այսինքն՝ $\Delta \xi = \pi$: Այս պայմանից և (3.8) բանաձևից հետևում է, որ

$$\Delta k \Delta x \geq 2\pi: \quad (3.9)$$

Նման դատողություններով, (3.4) բանաձևում տեղադրելով $x = 0$, կստանանք՝

$$\xi = -\frac{\Delta k}{2} \omega'_0 t = -\frac{\Delta \omega}{2} t, \quad \Delta \xi = \pi \leq \frac{\Delta \omega}{2} \Delta t,$$

այսինքն՝

$$\Delta \omega \Delta t \geq 2\pi : \quad (3.10)$$

Հարկ է նշել, որ (3.9) և (3.10) առնչությունները տեղի ունեն կամայական (զծային) ալիքային պրոցեսներում: Մասնավորապես, (3.10) առնչությունը կապ է հաստատում սպեկտրային զծի լայնության և ճառագայթման տևողության միջև:

Անդրադառնալով (3.7) առնչությանը, կարելի է կարծել, որ մասնիկը որպես ալիքային փաթեթ ներկայացնելը հանգեցնում է դրական արդյունքի: Սակայն այս եզրակացությունը սխալ է:

Բանն այն է, որ (3.3) արդյունքն ստանալիս օգտվել ենք

$$\omega(k) \approx \omega(k_0) + \Delta k \left(\frac{d\omega}{dk} \right)_0 \quad (3.11)$$

մոտավորությունից: Ավելի ճշգրիտ դիտարկումը ցույց է տալիս, որ թեև փաթեթի մաքսիմումը շարժվում է v_g արագությամբ, փաթեթն ինքը (դիսպերսող) միջավայրում չի պահպանում իր ձևը և չափերը՝ այն աստիճանաբար ճապաղվում է: Դրա պատճառը հետևյալն է: Դիցուք՝ որևէ պահի ալիքների վերադրման արդյունքում առաջացել է ալիքային փաթեթ: Եթե միջավայրը դիսպերսող չէ, ապա $k_0 - \Delta k / 2 \leq k \leq k_0 + \Delta k / 2$ միջակայքի բոլոր ալիքները տարածվում են նույն փուլային արագությամբ, և փաթեթը պահպանվում է: Սակայն դիսպերսիայի առկայության դեպքում փաթեթը կազմող հարթ ալիքները տարածվում են տարբեր փուլային արագություններով, որի հետևանքով փաթեթը ճապաղվում է: Ճապաղման արագությունը որոշվում է ամենաարագ և ամենադանդաղ շարժվող ալիքների խմբային արագությունների տարբերությամբ, այն է՝ $\Delta k \left(d^2 \omega / dk^2 \right)_0$ անդամով, որն էլ հենց անտեսվել է (3.3) առնչությունն արտածելիս:

Գնահատենք ալիքային փաթեթի ճապաղման ժամանակը՝ օգտվելով (3.10) առնչությունից: Եթե փաթեթը կազմավորվել է $t = 0$ պահին, ապա $t = \Delta t$, որտեղ Δt -ն հենց որոնելի մեծությունն է: Նկատի ունենալով (3.3) բանաձևում անտեսված անդամը՝ $\Delta\omega = \omega'' \cdot (\Delta k)^2 / 2$, (3.10) առնչությունը ներկայացնենք

$$(\Delta k)^2 \cdot \frac{d^2\omega}{dk^2} \Delta t \square 2\pi$$

տեսքով, որտեղից՝

$$\Delta t \square \frac{2\pi}{(\Delta k)^2 \frac{d^2\omega}{dk^2}}: \quad (3.12)$$

(3.9) առնչությունից որոշված $\Delta k \square 2\pi / \Delta x$ մեծությունը տեղադրելով (3.12) բանաձևում և ω -ից ու k -ից անցնելով $E = \hbar\omega$ էներգիային և $p = \hbar k$ իմպուլսին, կստանանք՝

$$\Delta t \square \frac{(\Delta x)^2}{2\pi\hbar \frac{d^2\varepsilon}{dp^2}} \quad (3.13)$$

$m \neq 0$ զանգվածով մասնիկի համար, էներգիայի ոչ ռելյատիվիստական բանաձևից հետևում է, որ $d^2\varepsilon / dp^2 = 1/m$, հետևաբար՝

$$\Delta t \square \frac{m(\Delta x)^2}{\hbar}: \quad (3.14)$$

$m = 1$ գ զանգվածով և $\Delta x \square 0,1$ սմ չափի մակրոմասնիկի դեպքում $\Delta t \square 10^{25}$ վ, իսկ էլեկտրոնի դեպքում, եթե ընդունենք $\Delta x \square 10^{-8}$ սմ (էլեկտրոնը՝ ատոմում), $m \square 10^{-27}$ գ, ապա կստանանք՝ $\Delta t \square 10^{-17}$ վ, այսինքն՝ էլեկտրոնը ներկայացնող փաթեթը կճապաղվեր հենց ստեղծման պահին, որը բոլորովին չի համապատասխանում փորձարարական դիտարկումներին: Նշանակում է՝ մասնիկը չի կարող լինել Դ-ը Բրոյլի ալիքներից կազմված ալիքային փաթեթ:

§4. Դր Բրոյլի ալիքների վիճակագրական մեկնաբանումը

Մասնիկները որպես ալիքային փաթեթներ ներկայացնելու գաղափարը մատնվեց անհաջողության. փաթեթները ճապաղվում և անհետանում են, իսկ մասնիկները կայուն են: Կան նաև ընդհանուր դատողություններ, որոնց համաձայն միկրոմասնիկները չի կարելի դիտարկել որպես ալիքային փաթեթներ: Տարրական մասնիկի հիմնական բնութագիրը նրա անբաժանելիությունն է: Այդ համոզմանն են հանգել բազմաթիվ փորձերի արդյունքում (Էլեկտրոնի լիցքի որոշման Միլիկենի փորձը, Ֆարադեյի փորձերն էլեկտրոլիզի բնագավառում, ֆոտոէֆեկտ և այլն):

Ալիքն օժտված չէ անբաժանելիության հատկությամբ. երկու միջավայրերի բաժանման սահմանին այն բաժանվում է անդրադարձած և բեկված ալիքների: Եթե էլեկտրոնը դիտարկենք որպես ալիք, ապա, օրինակ, դիֆրակցիայի դեպքում, եթե անգամ շատ թույլ փունջ է ընկնում բյուրեղի վրա, յուրաքանչյուր դիֆրակտված փունջ պետք է տաներ էլեկտրոնի միայն մի մասը, որը, սակայն, փորձում երբեք չի դիտվում:

Սակայն եթե այնպիսի պրոցեսներում, ինչպիսիք են՝ բեկումը, անդրադարձումը, դիֆրակցիան և այլն, մասնիկի ամբողջականությունը պետք է պահպանվի, ապա կարելի է միմիայն պնդել, որ երկու միջավայրերի բաժանման սահմանին ընկնելիս մասնիկը կամ կանդրադառնա, կամ կանցնի երկրորդ միջավայր: Բայց այդ դեպքում մասնիկների և ալիքների միջև կապը կարող է մեկնաբանվել միայն վիճակագրորեն, հետևյալ կերպ. տվյալ կետում ալիքի լայնույթի քառակուսին, որը նրա ուժգնության չափն է, այդ կետում մասնիկը գտնելու հավանականության չափն է:

Այս մեկնաբանումը բացատրելու նպատակով դիտարկենք հետևյալ տիպական ինտերֆերենցային փորձը (սկ. 64):

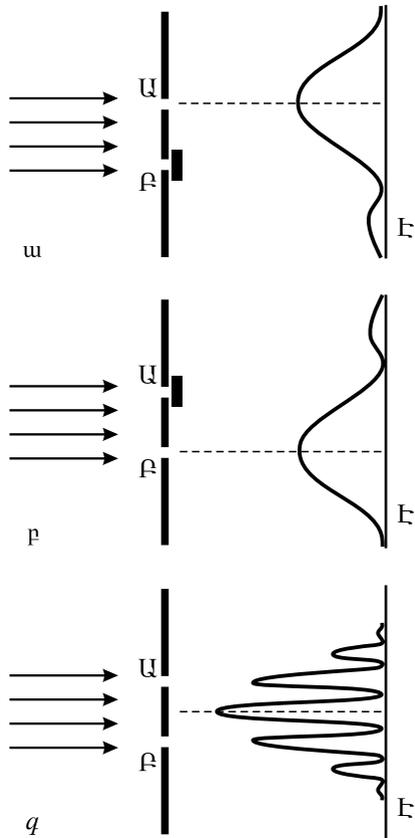
Դիցուք՝ էլեկտրոնների փունջն ուղղվել է հարթ միջտորմի վրա, որն ունի երկու նեղ, իրար զուգահեռ ճեղքեր: Ենթադրենք՝ ճեղքերից մեկը, օրինակ՝ Բ-ն, փակ է. այս դեպքում էկրանին հասած բոլոր էլեկտրոններն անցած կլինեն Ա ճեղքով (նկ. 64, ա): Եթե էկրանը պատված է նյութով, որն էլեկտրոնի հարվածի հետևանքով առկայծում է (օրինակ՝ CdS), ապա առկայծումները ցույց կտան այն կետերը, որտեղ ընկել են էլեկտրոնները: Այսպիսով՝ էկրանին կստացվի այն կետերի բաշխումը, որտեղ ընկել են էլեկտրոնները: Ինչպես երևում է նկ. 64, ա-ից՝ ուժգնության մաքսիմումն ստացվում է ուղիղ Ա ճեղքի դիմաց: Եթե ճեղքը նեղ է, ապա բաշխումը լայն է ստացվում:

Կրկնենք փորձը՝ փակելով այժմ Ա ճեղքը (նկ. 64, բ): Հասկանալի է, որ էկրանին կդիտենք առաջին փորձում ստացված պատկերը, որի ուժգնության մաքսիմումը Բ ճեղքի դիմաց է:

Իսկ ի՞նչ կտեսնենք էկրանին, եթե երկու ճեղքերն էլ բաց են: Եթե էլեկտրոններն իրենց պահում են որպես փոքրիկ գնդիկներ, ապա A և B ճեղքերով անցած էլեկտրոնները կտան նկ. 64, ա-ում և բ-ում ստացված բաշխումների վերադարձը: Սակայն այս կանխատեսումը, որը հիմնվում է դասական պատկերացումների վրա, չի համապատասխանում փորձում ստացված արդյունքին (նկ. 64, գ):

Փորձում ուժգնության մաքսիմումն ստացվում է երկու ճեղքերի մեջտեղում, և կենտրոնական մաքսիմումից վերև և ներքև առկա են օժանդակ մաքսիմումներ, որոնց ուժգնություններն աստիճանաբար նվազում են: Բացի այդ, առաջանում են նաև ուժգնության թուլացումներ (մինիմումներ): Միակ եզրակացությունն այն է, որ այս փորձում էլեկտրոնները դրսևորում են ալիքային հատկություններ, և, ինչպես լույսի ալիքները, էկրանին առաջացնում են ինտերֆերենցային պատկեր:

Այժմ փորձը կրկնենք շատ թույլ փնջով, երբ էլեկտրոնները (կամ լույսը) ճեղքերին են մոտենում մեկ-մեկ, այսինքն՝ իրարից



Նկ. 64. Էլեկտրոնների ինտերֆերենցի երևույթը. U , F ՝ ճեղքեր, E ՝ էկրան, պարբերը պատկերում են էլեկտրոնների փունջը:

որոշակի ժամանակահատվածներ հետո:

Ինչպե՞ս կանդրադառնա այս հանգամանքն էկրանին ուժգնության բաշխման վրա: Երբ ճեղքով անցնում է մեկ էլեկտրոն (կամ ֆոտոն), այն չի «լղոզվում» նկ. 64, գ-ում պատկերված ձևով, այլ փոխազդում է էկրանի հետ որոշակի կետում: Էլեկտրոնի անկման կետը կարելի է պարզել՝ դիտելով նրա առաջացրած առկայծումը, սակայն մինչև էկրանին բախվելը ի վիճակի չենք կանխատեսել, թե

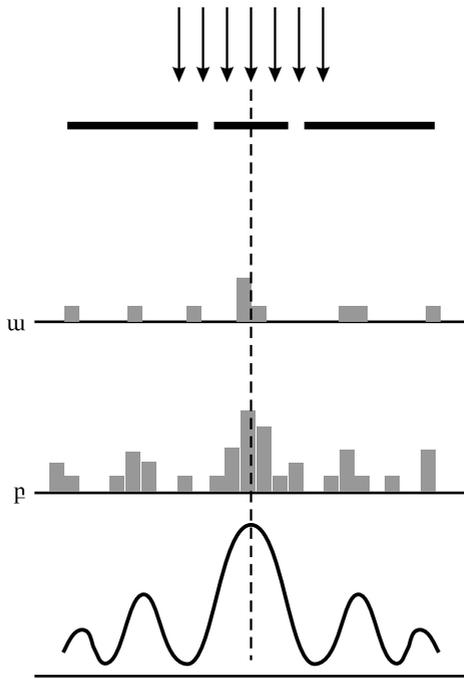
որ կետում էլեկտրոնը կհարվածի էկրանին: Եթե ճեղքերով անցել է, ասենք, 10 էլեկտրոն, ապա էկրանին առկայծումների բաշխումը կունենա նկ. 65, ա-ում պատկերված տեսքը: Քանի դեռ էկրանին բաշխումների թիվը փոքր է, առկա է դրանց պատահական բաշխումը: 40 էլեկտրոնի դեպքում էկրանին առկայծումները դրսևորում են որոշակի կառուցվածք՝ դրանց թիվը կենտրոնական մաքսիմումի դիրքում բացահայտորեն մեծ է, քան էկրանի մնացած կետերում, և առկայծումների խմբերի միջև առաջանում են «բաց» տեղեր (նկ. 65, բ): Մեծ թվով առկայծումների դեպքում սրանք բաշխվում են նկ. 65-ում պատկերված կորով:

Նկարագրված փորձը թույլ փնջով իրականացրել են Լ. Բիբերմանը, Ն. Սուշկինը և Վ. Ֆաբրիկանտը (1949թ)՝ էլեկտրոններով և Լ. Յանոշին՝ ֆոտոններով: Նշված փորձում էլեկտրոնի երկու հաջորդական անցումների միջև ժամանակը շուրջ 30000 անգամ գերազանցել է այն ժամանակը, որի ընթացքում էլեկտրոնն անցնում է սարքով: Այս պայմաններում, բնականաբար, էլեկտրոնների միջև փոխազդեցությունը կարելի է անտեսել: Սակայն բավականաչափ մեծ պահաժամի դեպքում ստացված ինտերֆերենցային պատկերը ոչնչով չէր տարբերվում կարճ պահաժամով, բայց շուրջ 10^7 անգամ մեծ ուժգնությամբ փնջով ստացված պատկերից: Կարևորն այն է, որ էկրանին (ֆոտոթիթեղին) ընկած էլեկտրոնների թիվը լինի նույնը:

Այսպիսով՝ յուրաքանչյուր էլեկտրոնի (ֆոտոնի) համար կարելի է խոսել միայն նրա՝ էկրանի որոշակի կետին բախվելու հավանականության մասին: Նկ. 65-ում կորի օրդինատի բարձրությունն համեմատական է այդ կետում էկրանին էլեկտրոնի (ֆոտոնի) հարվածելու հավանականությունը: Այդ հավանականությունն առավելագույնն է ճեղքերի մեջտեղով անցնող ուղղի վրա և նվազագույնն է մաքսիմումները բաժանող «հովիտներում»: Նկ. 65-ում պատկերված կորը կոչվում է հավանականությունների բաշխման կոր:

Այն ճշգրտորեն համընկնում է ալիքային տեսության կանխատեսած ինտերֆերենցային կորի հետ, եթե էլեկտրոնի Դը Բրոյլի ալիքի և լույսի ալիքի երկարությունները համընկնում են:

Այսպիսով՝ դիֆրակցիա դրսևորում են առանձին էլեկտրոնները կամ ֆոտոնները, սակայն որպեսզի դիտվող դիֆրակցային պատկերը կարելի լինի համադրել ալիքային տեսության կանխատեսումների հետ, անհրաժեշտ են մեծ թվով մասնիկներ:



Նկ. 65. Ինտերֆերենցային պատկերի առաջացման էփասյները. ճեղքերով անցել է՝ ա. 10, բ. 40 էլեկտրոն (ֆոտոն): Գծիկավոր կորը համապատասխանում է ճեղքերով անցած մեծ թվով մասնիկների դեսպին:

Քանի որ դիֆրակցիա դրսևորում են առանձին էլեկտրոնները, ապա կարելի է ասել, որ էլեկտրոնի՝ որևէ կետում լինելու հավանականությունը առավելագույնն է, եթե այդ կետում առավելագույնն է ալիքային դաշտի լայնույթը: Սակայն լայնույթը կարող է լինել և՛ դրական, և՛ բացասական, իսկ հավանականությունը միշտ դրական մեծության է: Այդ պատճառով հավանականությունն անհրաժեշտ է բնութագրել լայնույթի քառակուսով:

Դը Բրոյլի ալիքների վիճակագրական (հավանականային) մեկնաբանումն առաջարկել է Մ. Բոռնը:

Ընդունելով Դը Բրոյլի ալիքների վիճակագրական մեկնաբանման հանգամանքը՝ կարելի է որպես դատողությունների հարմար մեթոդ պահպանել նաև ալիքային փաթեթի գաղափարը: Կազմենք ալիքային փաթեթ այնպես, որ այն գրավի որոշակի պահի էլեկտրոնի զբաղեցրած տիրույթը: Եթե ավելի ուշ t պահի որոշենք փաթեթի տեսքը, ապա նրա լայնույթի քառակուսին որևէ կետում համեմատական կլինի այդ կետում էլեկտրոնը գտնելու հավանականությանը:

**Հավելված 1. ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ՀԱՍՏԱՏՈՒՆՆԵՐ ԵՎ ԴՐԱՆՑ
ՀԱՄԱԿՑՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐ**

Մեծություն	Նշանակում	Թվային արժեք և միավոր
Լույսի արագություն	c	$2,997924 \cdot 10^{10}$ սմ/վ
Էլեկտրոնի զանգված	m	$9,109382 \cdot 10^{-28}$ գ
Տարրական լիցք	e	$4,803204 \cdot 10^{-10}$ CGSE _q $=1,602176 \cdot 10^{-19}$ Կլ
Պրոտոնի զանգված	m_p	$1,672622 \cdot 10^{-24}$ գ
Պլանկի հաստատուն	h $\hbar = h/2\pi$	$6,626069 \cdot 10^{-27}$ էրգ·վ $1,054572 \cdot 10^{-27}$ էրգ·վ
Բոլցմանի հաստատուն	k_B	$1,380650 \cdot 10^{-16}$ էրգ/Կ
Ավոգադրոյի հաստատուն	N_A	$6,022142 \cdot 10^{23}$ մոլ ⁻¹
Զանգվածի ատոմային միավոր	1 գ.ա.մ.	$1,660539 \cdot 10^{-24}$ գ
Տարրական լիցքի քառակուսի	e^2	$23,070771 \cdot 10^{-20}(\text{CGSE}_q)^2 =$ $=1,439964 \cdot 10^{-7}$ էՎ·սմ
Նուրբ կառուցվածքի հաստատուն	$\alpha = e^2/\hbar c$	$1/137,036007 =$ $=7,297352 \cdot 10^{-3}$
Պլանկի հաստատունի և լույսի արագության արտադրյալ	hc	$1,986445 \cdot 10^{-16}$ էրգ·սմ= $=1,239842 \cdot 10^{-4}$ էՎ·սմ
Էլեկտրոնի սեփական էներգիա	$m_e c^2$	0,510999 ՄէՎ
Պրոտոնի սեփական էներգիա	$m_p c^2$	938,259 ՄէՎ
Նեյտրոնի սեփական էներգիա	$m_n c^2$	939,553 ՄէՎ

1 գ.ա.մ.-ին համապատասխանող էներգիա	$1 \text{ գ.ա.մ.} \cdot c^2$	931,481 ՄէՎ
Բորի շառավիղ	$a_B = \hbar^2 / me^2$	$0,529177 \cdot 10^{-8}$ սմ
Ռիդբերգի էներգիա	$Ry = me^4 / 2\hbar^2$	13,605692 էՎ
Ռիդբերգի հաստատուն	$R_\infty = Ry / hc$	$109737,309 \text{ սմ}^{-1}$
Բորի մագնետոն	$\mu_B = e\hbar / 2mc$	$0,92700 \cdot 10^{-20}$ էրգ/Գս= $=5,788382 \cdot 10^{-5}$ էՎ/Տ
Միջուկային մագնետոն	$\mu_N = e\hbar / 2m_p c$	$5,048600 \cdot 10^{-24}$ էրգ/Գս= $=3,152451 \cdot 10^{-8}$ էՎ/Տ
Էլեկտրոնի դասական շառավիղ	$r_o = e^2 / mc^2$	$2,871940 \cdot 10^{-13}$ սմ
Թոմսոնյան կտրվածք	$\sigma = 8\pi r_o^2 / 3$	$0,665246 \cdot 10^{-24}$ սմ ²
Քոմպտոնի ալիքի երկարություն	$\Lambda = h / mc$	$2,426311 \cdot 10^{-10}$ սմ
1 էլեկտրոն-վոլտ	1էՎ	$1,602177 \cdot 10^{-12}$ էրգ
	1էՎ/ h	$2,417989 \cdot 10^{14}$ Հց
	1էՎ/ hc	$8,065554 \cdot 10^3$ սմ ⁻¹
	1էՎ/ k_B	$1,160451 \cdot 10^4$ Կ

**Հավելված 2. ՏԱՐԲԵՐԻ ՈՐՈՇ ՄՊԵԿՏՐԱՅԻՆ
ԳԾԵՐԻ ԱԼԻՔՆԵՐԻ ԵՐԿԱՐՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐ (Å)**

Մադիկ (Hg)	4046,561
	4358,343
	5460,740
	5769,596
	5790,654
Հելիում (He)	4471,477
	4921,929
	5875,618
	6678,149
	7065,188
Ջրածին (H)	4101,735
	4340,465
	4861,327
	6562,725
Երկաթ (Fe)	4307,905
	4383,547
	4680,2983
	5270,3602
Կադմիում (Cd)	4414,63
	4799,914
	5085,824
	6438,4696
Կալցիում (Ca)	3933,666
	3968,468
	4226,728
Նատրիում (Na)	5889,953
	5895,923
Լիթիում (Li)	6103,642
	6707,844
Թթվածին (O)	6867,2
	7608,2
Կալիում (K)	7664,907
	7698,979

Հավելված 3: ՆՈՒՐԲ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔԻ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆ

Զոմերֆելդը դիտարկել է էլեկտրոնի շարժումը միջուկի դաշտում՝ օգտվելով էլեկտրոնի իմպուլսի և կինետիկ էներգիայի նեյատիվիստական արտահայտություններից՝

$$p_r = \gamma m v_r, \quad p_\varphi = \gamma m r v_\varphi, \quad (1)$$

$$E_\gamma = mc^2(\gamma - 1), \quad (2)$$

որտեղ

$$\gamma = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2} : \quad (3)$$

1. Նախ որոշենք էլեկտրոնի հետագծի հավասարումը: Միջուկի կենտրոնահամաչափ և Ze/r օրենքով փոփոխվող դաշտում էլեկտրոնի իմպուլսի մոմենտը և լրիվ էներգիան պահպանվում են՝

$$p_\varphi = const, \quad (4)$$

$$E_\gamma + E_{el} = mc^2(\gamma - 1) - \frac{Ze^2}{r} = E = const : \quad (5)$$

(5) առնչությունից հետևում է, որ

$$\gamma = 1 + \frac{1}{mc^2} \left(E + \frac{Ze^2}{r} \right): \quad (6)$$

(1) բանաձևերից որոշենք v^2 -ն՝

$$v^2 = v_r^2 + v_\varphi^2 = \frac{1}{\gamma^2 m^2} \left(p_r^2 + \frac{p_\varphi^2}{r^2} \right): \quad (7)$$

(3), (6) և (7) բանաձևերից հետևում է, որ

$$1 + \frac{p_\varphi^2}{m^2 c^2} \left[\frac{1}{r^2} + \left(\frac{p_r}{p_\varphi} \right)^2 \right] = \left[1 + \frac{1}{mc^2} \left(E + \frac{Ze^2}{r} \right) \right]^2 : \quad (8)$$

Դժվար չէ նկատել, որ

$$\frac{p_r}{p_\varphi} = \frac{\gamma m v_r}{\gamma m r v_\varphi} = \frac{\dot{r}}{r^2 \dot{\varphi}} = \frac{1}{r^2} \frac{dr}{d\varphi} = - \frac{d\rho}{d\varphi}, \quad (9)$$

որտեղ

$$\rho = \frac{1}{r} : \quad (10)$$

(8) – (10) հավասարումներից հետևում է, որ

$$1 + \frac{p_\varphi^2}{m^2 c^2} \left[\left(\frac{d\rho}{d\varphi} \right)^2 + \rho^2 \right] = \left[1 + \frac{1}{mc^2} (E + Ze^2 \rho) \right]^2 : \quad (11)$$

(11) հավասարումն ամանցելով ըստ φ անկյան և խմբավորելով անդամները, կստանանք

$$\frac{d^2 \rho}{d\varphi^2} + \tau^2 (\rho - C) = 0 \quad (12)$$

գծային դիֆերենցիալ հավասարումը, որտեղ կատարված են հետևյալ նշանակումները՝

$$\tau^2 = 1 - \frac{Z^2 e^4}{c^2 p_\varphi^2}, \quad (13)$$

$$C = \frac{mZe^2}{p_\varphi^2 \tau^2} \left(1 + \frac{E}{mc^2} \right) : \quad (14)$$

Քվանտացման Գլ. II, (2.2) պայմանի համաձայն՝ $p_\varphi = \hbar k$, $k = 1, 2, \dots, n$ (n -ը գլխավոր քվանտային թիվն է), ուստի (13) առնչությունը կընդունի հետևյալ տեսքը՝

$$\tau^2 = 1 - \frac{Z^2 e^4}{k^2 \hbar^2 c^2} = 1 - \frac{Z^2 \alpha^2}{k^2}, \quad (15)$$

որտեղ $\alpha = e^2 / \hbar c$ մեծությունը նույր կառուցվածքի հաստատունն է (տես Գլ. II, (2.33) և (2.34) բանաձևերը):

(12) հավասարման ընդհանուր լուծումը՝

$$\rho = A \cos \tau \varphi + B \sin \tau \varphi + C, \quad (16)$$

որտեղ A -ն և B -ն ինտեգրման հաստատուններն են: Երբ $\varphi = 0$, $r = r_{min}$, այսինքն՝ $\rho = \rho_{max}$ և $d\rho/d\varphi = 0$, ուստի (16) հավասարումից հետևում է, որ $B = 0$ և

$$\rho = \frac{1}{r} = A \cos \tau \varphi + C : \quad (17)$$

(17) բանաձևն էլեկտրոնի ուղեծրի ոչ ռեյատիվիստական հավասարումից (Գլ. II, (2.8)) տարբերվում է միայն կոսինուսի արգու-

մենտում առկա τ մեծությամբ, որի հետևանքով $\varphi = 0$ արժեքից հետո շառավիղ-վեկտորն իր հաջորդ $r = r_{min}$ արժեքն ընդունում է $\varphi = 2\pi/\tau$ անկյունով պտտվելիս: Նշանակում է՝ $r_{min} \rightarrow r_{max} \rightarrow r_{min}$ փոփոխման մեկ պարբերության ընթացքում φ անկյունը փոխվում է 0-ից մինչև $2\pi/\tau > 2\pi$ տիրույթում, այսինքն՝ էլեկտրոնի ուղեծրի պերիհելիումը պտտվում է $\Delta\varphi = 2\pi/\tau - 2\pi$ անկյունով (տես նկ. 18):

2. Այժմ որոշենք ատոմի էներգիական մակարդակները: Գրա համար (8) առնչությունից որոշենք իմպուլսի p_r բաղադրիչը՝ ներկայացնելով այն հետևյալ տեսքով՝

$$p_r = \left(A + \frac{2B}{r} + \frac{D}{r^2} \right)^{1/2}, \quad (18)$$

որտեղ

$$\begin{aligned} A &= 2mE + \frac{E^2}{c^2} = m^2c^2 \left[\left(1 + \frac{E}{mc^2} \right)^2 - 1 \right], \\ B &= mZe^2 + \frac{Ze^2E}{c^2} = mZe^2 \left(1 + \frac{E}{mc^2} \right), \\ D &= p_\varphi^2 + \frac{Z^2e^4}{c^2} = -\hbar^2k^2 \left(1 - \frac{\alpha^2Z^2}{k^2} \right): \end{aligned} \quad (19)$$

Շառավիղային քվանտացման Գլ. II (2.3) պայմանի համաձայն՝

$$J_r = \oint p_r dr = \oint \left(A + \frac{2B}{r} + \frac{D}{r^2} \right)^{1/2} dr = 2\pi n_r \hbar : \quad (20)$$

Նկատի ունենալով (20) կոնտուրային ինտեգրալի հայտնի արտահայտությունը՝

$$J_r = -2\pi i \left(\sqrt{D} - \frac{B}{\sqrt{A}} \right), \quad (21)$$

որտեղ $i = \sqrt{-1}$, որոշ ձևափոխություններից հետո կստանանք՝

$$1 + \frac{E}{mc^2} = \left[1 + \frac{\alpha^2Z^2}{n_r + \sqrt{k^2 - \alpha^2Z^2}} \right]^{-1/2} : \quad (22)$$

Ոչ մեծ Z -երի դեպքում (օրինակ՝ H, He^+) $(\alpha Z)^2 \ll 1$, ուստի (22) առնչության աջ մասը վերածելով շարքի ըստ $(\alpha Z)^2$ փոքր պարամետրի՝ կստանանք՝

$$1 + \frac{E}{mc^2} = 1 - \frac{(\alpha Z)^2}{2n^2} - \frac{(\alpha Z)^4}{2n^4} \left(\frac{n}{k} - \frac{3}{4} \right) + O(\alpha Z)^6,$$

$(n_r + k = n$ -ը գլխավոր քվանտային թիվն է) կամ

$$E_{nk} = -\frac{mc^2(\alpha Z)^2}{2n^2} \left[1 + \frac{(\alpha Z)^2}{n^2} \left(\frac{n}{k} - \frac{3}{4} \right) \right] + O(\alpha Z)^6 : \quad (23)$$

Նկատի ունենալով, որ

$$\frac{mc^2\alpha^2}{2} = \frac{me^4}{2\hbar^2}, \quad (24)$$

(23) և (24) բանաձևերից $(\alpha Z)^6$ կարգի անդամի ճշտությամբ կստանանք՝

$$E_{nk} = -\frac{me^4Z^2}{2\hbar^2n^2} \left[1 + \frac{\alpha^2Z^2}{n^2} \left(\frac{n}{k} - \frac{3}{4} \right) \right], \quad (25)$$

որը համընկնում է Գլ. II (2.36) բանաձևի հետ:

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. А. Зоммерфельд, Строение атома и спектры, т. 1, ГИТТЛ, М., 1956
2. Л. Н. Добрецов, Атомная физика, ФМЛ, М., 1960.
3. М. Борн, Атомная физика, Мир, М., 1965.
4. Э. В. Шпольский, Атомная физика (т.т. 1,2), Наука, М., 1974.
5. Дж. Тригг, Решающие эксперименты в современной физике, Мир, М., 1974
6. Э. Вихман, Квантовая физика, берклеевский курс физики, т. 4, Наука, М., 1977.
7. Дж. Тригг, Физика XX века: Ключевые эксперименты, Мир, М., 1978.
8. У. Фано, Л. Фано, Физика атомов и молекул, Наука, М., 1980.
9. Д. В. Сивухин, Общий курс физики, т.5, ч.1, Атомная физика, Наука, М., 1986.
10. А. Н. Матвеев, Атомная физика, Высшая Школа, М., 1989.
11. В. Н. Bransden and C. J. Joachain, Physics of atoms and molecules, Longman Sci. Tech., 1990.

ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆ

Ա. Ա. ԿԻՐԱԿՈՍՅԱՆ

ԱՏՈՄԻ ՖԻԶԻԿԱ

Հրատ. սրբագրումը՝ Լ. Հովհաննիսյանի
Կազմի ձևավորումը՝ Ա. Պատվականյանի
Համակարգչային ձևավորումը՝ Ա. Թովմասյանի, Կ. Չալարյանի

Տպագրված է «Time to Print» օպերատիվ տպագրությունների սրահում:
ք. Երևան, Խանջյան 15/55

Ստորագրված է տպագրության՝ 12.06.2019:
Չափսը՝ 60x84 ¹/₁₆: Տպ. մանուլը՝ 14:
Տպաքանակը՝ 200:

ԵՊՀ հրատարակչություն
ք. Երևան, 0025, Ալեք Մանուկյան 1
www.publishing.am



ԿՐԱՏԱՐԱՎՈՒԹՅՈՒՆ
ԵՐԵՎԱՆ 2019
publishing.ysu.am