[ ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ
ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆ ]

Վ.Վ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ

# Կոնդենսացված միջավայրերի հետ իոնացնող ճառագայթման փոխազդեցության ֆիզիկական հիմունքները

$$mv^2/2 = hv - A_{\text{ելք}}$$

ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆ

**Վ. Վ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ**

# ԿՈՆԴԵՆՍԱՑՎԱԾ ՄԻՋԱՎԱՅՐԵՐԻ ՀԵՏ ԻՈՆԱՑՆՈՂ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ՀԻՄՈՒՆՔՆԵՐԸ

***ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆ ԵՎ ԿԻՐԱՌՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐ***

ԵՐԵՎԱՆ
ԵՊՀ ՀՐԱՏԱՐԱԿՉՈՒԹՅՈՒՆ
2015

ՀՏԴ 53(07)
ԳՄԴ 22.3 g7
Հ 422

*Հրատարակության է երաշխավորել*
*ԵՊՀ ֆիզիկայի ֆակուլտետի*
*գիտական խորհուրդը*

**Գրախոսներ՝** ֆ.մ.գ.դ., պրոֆ. **Կ. Թրունի**
ֆ.մ.գ. դոկտոր, դոց. **Լ. Լևոնյան**

**ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ Վ.Վ.**

Հ 422 Կոնդենսացված միջավայրերի հետ իոնացնող ճառագայթման փոխազդեցության ֆիզիկական հիմունքները: Տեսություն և կիրառություններ/ Վ.Վ. Հարությունյան.- Եր.: ԵՊՀ հրատ., 2015.- 104 էջ:

Ձեռնարկի նպատակն է ուսանողներին ծանոթացնել պինդ մարմնի և իոնացնող ճառագայթման փոխազդեցության ֆիզիկայի բնագավառի հիմնական հասկացություններին և կոնդենսացված վիճակի ֆիզիկայի հիմնական գաղափարներին, հայեցակարգերին և մեթոդներին: Պատկերացում ձևավորել այն մասին, թե ինչպես են ֆիզիկայի տարբեր բաժինները (վիճակագրական ֆիզիկա, էլեկտրադինամիկա, քվանտային մեխանիկա, միջուկային ֆիզիկա և այլն) համատեղ օգտագործվում պինդ մարմնի ֆիզիկական հատկությունները նկարագրելիս, ինչպես նաև ցուցադրել պինդ մարմնի կառուցվածքի, դրա կազմավորման և ֆիզիկական հատկությունների միջև առկա կապերը:

Ձեռնարկը կարող է օգտակար լինել նաև ապագա ֆիզիկոսների և այլ բնագավառների մասնագետների համար:

Հեղինակը արտահայտում է իր խորին երախտագիտությունը ՀՀ ԳԱԱ թղթ. անդամ Ա. Կիրակոսյանին, պրոֆ. Լ. Ասլանյանին, պրոֆ. Գ. Հարությունյանին և ԵրՖԻ ավագ գիտաշխատող Ն. Գրիգորյանին օգտակար խորհուրդների և դիտողությունների համար:

ՀՏԴ 53(07)
ԳՄԴ 22.3 g7

ISBN 978-5-8084-1944-5

© ԵՊՀ հրատ., 2015
© Հարությունյան Վ. Վ., 2015

# ՆԵՐԱԾՈՒԹՅՈՒՆ

Ժամանակակից փորձարարական ֆիզիկան (միջուկային ֆիզիկա, պինդ մարմնի ֆիզիկա և այլն) գիտության բավական զարգացած և բազմապլանային ասպարեզներից է, որը միտված է ինչպես միկրոաշխարհի օբյեկտների սեփական հատկությունների ճանաչմանը, այնպես էլ արտաքին միջավայրի հետ դրանց փոխազդեցության ուսումնասիրմանը:

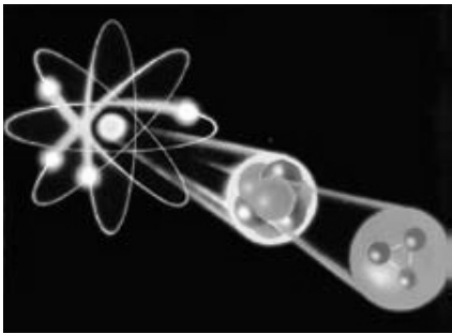
Իոնացնող ճառագայթումն ուղեկցել է Մեծ պայթյունը մոտ 13 միլիարդ տարի առաջ, որից էլ սկիզբ է դրվել տիեզերքի գոյությանը: Այդ ժամանակներից ի վեր ճառագայթումն անընդհատ լցնում է տիեզերական տարածությունը: Ճառագայթաակտիվ նյութերն ընդգրկված են երկրագնդի բաղադրության կազմում դրա ծննդյան օրից, Երկրի վրա կյանքի առաջացումից շատ առաջ: Ռադիոնուկլիդները և նրանց ուղեկցող ճառագայթումը միշտ առկա են մարդուն շրջապատող միջավայրում: Մարդն ինքը նույնպես ճառագայթաակտիվ է, քանի որ ցանկացած կենդանի հյուսվածքում առկա է ճառագայթաակտիվ նյութերի որոշակի քանակություն:

Դժբախտաբար (կամ բարեբախտաբար) բնությունը մարդուն չի օժտել ճառագայթմանն արձագանքող զգայուն օրգանով, ճառագայթման առկայությունը կարող է հայտնաբերվել միայն անուղղակի ճանապարհով, բարդ սարքավորումների, մասնագիտական գիտելիքների և մանրամասն ուսումնասիրությունների օգնությամբ:

# ԳԼՈՒԽ 1.

# ՆՅՈՒԹԻ ՀԵՏ ԻՈՆԱՑՆՈՂ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ՀԻՄՈՒՆՔՆԵՐԸ

## § 1. ԻՈՆԱՑՆՈՂ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԲՆՈՒԹԱԳՐԵՐԸ



Ինչպես հայտնի է, բնության մեջ գոյություն ունեն չորս տեսակի փոխազդեցություններ՝ գրավիտացիոն, էլեկտրամագնիսական, թույլ և ուժեղ: Միջուկային մասնիկների գրանցման նպատակով գրեթե բացառապես օգտագործվում է էլեկտրամագնիսական փոխազդեցությունը, որի հավանականությունը շատ ավելի մեծ է, քան ուժեղ և թույլ փոխազդեցություններինը, և արդյունավետ է նյութի նույնիսկ բարակ շերտերում: Աղբյուրից տարածվող ճառագայթումը տարածության մեջ ստեղծում է ճառագայթային դաշտ:

Հակիրճ նշենք իոնացնող ճառագայթման առանձնահատկությունները:

1. Իոնացնող ճառագայթումը (ԻՃ) կարող է ունենալ էլեկտրամագնիսական և մասնիկային բնույթ: Ընդ որում, քվանտի կամ մասնիկի էներգիան պետք է գերազանցի մի քանի էՎ (ատոմի արտաքին թաղանթի էլեկտրոնի կապի նվազագույն էներգիան): Իոնացմանը զուգահեռ, լիցքավորված մասնիկները՝ փոխազդելով ատոմի կուլոնյան դաշտի հետ, կարող են փոխել դրա էներգիական վիճակը (ատոմի գրգռում), որն այնուհետև վերանում է ցածր էներգիայի քվանտների առաքմամբ:

2. Տարբերում են ուղղակիորեն իոնացնող (լիցքավորված մասնիկներ և գամմա- քվանտներ) և անուղղակի իոնացնող (չեզոք մասնիկներ) ճառագայթումներ, որոնք միջավայրն իոնացնում են՝ շնորհիվ միջուկային ռեակցիայի արդյունքում առաջացած երկրորդային իոնացնող արգասիքների:

3. ԻՃ բնութագրվում է մասնիկի կամ քվանտի բնույթով և էներգիայով: Եթե այն կազմված է մեկ տիպի քվանտներից կամ մասնիկներից, որոնք օժտված են միևնույն էներգիայով, ապա այն մենէներգիական ճառագայթում է (օրինակ՝ բնության մեջ մի շարք ճառագայթաակտիվ իզոտոպների գամմա- և ալֆա- ճառագայթումը): Եթե քվանտների կամ մասնիկների էներգիաները կարող են ընդունել որևէ միջակայքում կամայական արժեքներ, ապա այն ոչ մենէներգիական ճառագայթում է (բնության մեջ ճառագայթաակտիվ իզոտոպների բետա- ճառագայթումը):

4. Ըստ ճառագայթման տարածման բնույթի՝ տարբերում են ուղղորդված (նեղ փունջ, հարթ ուղղորդված) և ոչ ուղղորդված ճառագայթումներ (ներառյալ իզոտրոպ ճառագայթումը, երբ մասնիկի շարժման բոլոր ուղղությունները հավասար հավանական են):

5. Ճառագայթման տեղողության ընթացքում ազդեցության տեսանկյունից (ժամանակային բնութագրեր) տարբերում են անընդհատ (դիտման ժամանակի ընթացքում բնութագիրը մնում է անփոփոխ, կամ քիչ է փոխվում) և իմպուլսային ճառագայթում (ճառագայթման բնույթը կտրուկ փոխվում է միապատիկ կամ ցիկլային դիտման ժամանակահատվածում): Սա վերաբերվում է ինչպես ճառագայթմանը, այնպես էլ դրա դաշտին:

Մասնիկի (ֆոտոնի) էներգիան համարվում է մեծ, եթե այն բավարար է ատոմի հետ առաձգական բախման կամ բյուրեղի էլեկտրոնների գրգռմամբ բյուրեղային ցանցի արատների առաջացման համար:

Մասնիկները և ֆոտոնները բնութագրվում են հանգստի զանգվածով, լիցքով, էներգիայով և իմպուլսով:

Շարժվող մասնիկի $m$ զանգվածը կապված է նրա $m_o$ հանգստի զանգվածի և անշարժ համակարգի նկատմամբ $v$ արագության հետ հետևյալ առնչությամբ՝

$$m = m_o\left(1-\beta^2\right)^{-1/2}, \qquad (1.1)$$

որտեղ $\beta = v/c$, $c$-ն վակուումում լույսի տարածման արագությունն է: Ռելյատիվիստական մասնիկի կինետիկ էներգիան որոշվում է

$$E = mc^2 - m_o c^2 = E_o\left[\left(1-\beta^2\right)^{-1/2} - 1\right], \qquad (1.2)$$

առնչությամբ, որտեղ $E=m_oc^2$–ն մասնիկի հանգստի էներգիան է: Էլեկտրոնի համար $E_o$=0,51 ՄէՎ, պրոտոնի համար՝ $E_o$=938 ՄէՎ: (1.1) արտահայտությունը (1.2)-ի օգնությամբ փոխակերպվում է ավելի հարմար $m=m_o(1+E/E_o)$ առնչության: Ինչպես երևում է այս առնչությունից, արդեն $E\sim$ 0,5 ՄէՎ դեպքում էլեկտրոնի զանգվածը մեծանում է 2 անգամ, իսկ $E\sim$2 ՄէՎ դեպքում՝ 5 անգամ և այլն:

Մասնիկի $p$ իմպուլսի բաղադրիչները՝

$$p_\alpha = m\mathrm{v}_\alpha = m_o\left(1+\frac{\mathrm{E}}{\mathrm{E_o}}\right)\mathrm{v}_\alpha, \ \alpha=x, y, z: \qquad (1.3)$$

Ֆոտոնի էներգիան և իմպուլսը դրա $\omega=2\pi\nu$ հաճախության հետ կապված են Պլանկի հաստատունի միջոցով՝ $E_\phi = \hbar\omega = h\nu$, $p = \hbar\omega/c$ ($\hbar = h/2\pi = 1{,}06\cdot10^{-27}$ էրգ•վ):

Ֆոտոնների տարանջատումը ռենտգենյան և գամմա-ճառագայթման բավական պայմանական է: Ռենտգենյան են համարվում $2\cdot10^{-9}\div6\cdot10^{-12}$ մ ալիքի երկարությամբ էլեկտրամագնիսական քվանտները, իսկ գամմա- ճառագայթներ՝ $10^{-11}$ մ-ից կարճ ալիքի երկարությամբ քվանտները (ստացվել են մինչև $10^{-14}$ մ ալիքի երկարությամբ): Համապատասխան քվանտի էներգիան հաշվվում է $h\nu = hc/\lambda$ առնչության միջոցով:

$2\cdot10^5$ էՎ–ից ոչ մեծ էներգիայով օժտված գամմա-ճառագայթումն ընդունված է համարել փափուկ, իսկ $10^6$ էՎ-ից մեծ էներգիայով

օժտվածը՝ կոշտ ճառագայթում: Ճառագայթման կոշտությունը բնութագրում է նյութի մեջ ճառագայթման ներթափանցման խորությունը:

Ռենտգենյան ճառագայթումն առաջանում է, երբ պինդ մարմնային թիրախները ճառագայթվում են մեծ էներգիայով էլեկտրոններով: Այս դեպքում էլեկտրոններն արգելակվում են նյութի ատոմների միջուկների կուլոնյան դաշտերում, այսինքն՝ շարժվում են բացասական արագացմամբ: Համաձայն դասական էլեկտրադինամիկայի՝ արագացումով շարժվող լիցքերն էլեկտրամագնիսական ալիքներ են ճառագայթում, որն էլ իրենից ներկայացնում է արգելակային ճառագայթումը:

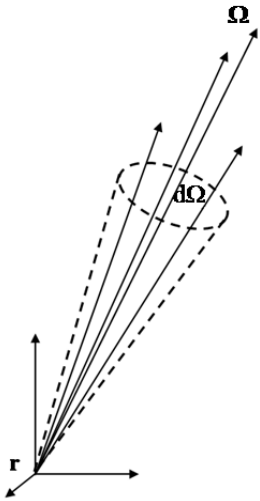
## § 2. ՄԻՋՈՒԿԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԱՂԲՅՈՒՐՆԵՐ

ԻՃ աղբյուր է կոչվում այն օբյեկտը, որը պարունակում է ճառագայթաակտիվ նյութ, կամ այն տեխնիկական սարքը, որն առաքում է ԻՃ: Որոշակի մոտավորությամբ աղբյուրները երկրաչափորեն համարվում են կետային, տարածական (ծավալային, գծային) և անվերջ (կիսաանվերջ): Եթե աղբյուրի չափերը շատ փոքր են մինչև ուսումնասիրվող օբյեկտ հեռավորությունից կամ վերջինիս չափերի համեմատությամբ, ապա աղբյուրը կարելի է համարել կետային, իսկ դրա ճառագայթումը տվյալ օբյեկտի վրա՝ ուղղորդված: Ընդ որում, եթե ճառագայթման կետային աղբյուրը հավասար հավանականությամբ ճառագայթում է բոլոր ուղղություններով միևնույն բնութագրերով ($4\pi$ ստեռադ. մարմնային անկյան մեջ), այն իդեալական իզոտրոպ աղբյուր է: Այդպիսի աղբյուրի դաշտը նկարագրվում է ուղղակի՝ ելնելով երկրաչափական նկատառումներից:

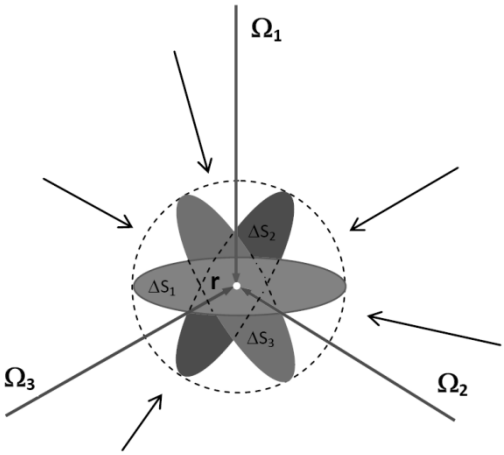
Մեկ այլ դեպքում ուսումնասիրվող օբյեկտը տարածականորեն շրջապատում է աղբյուրը, ընդ որում, ճառագայթումն առաքվում է տարածության ցանկացած, որքան հնարավոր է փոքր տիրույթից, բոլոր ուղղություններով՝ հավասար հավանականությամբ: Այս դեպ-

քում ուսումնասիրվող օբյեկտին բաժին ընկնող ճառագայթումը նույնպես իզոտրոպ է, այսինքն՝ ցանկացած ուղղությամբ այն հավասար հավանական է (օրինակ, գալակտիկական տիեզերական ճառագայթումը): Հաճախ աղբյուրի ճառագայթումն ունի նախընտրելի ուղղություն (օրինակ՝ առանցքահամաչափ աղբյուրի դեպքում): Այդ դեպքում ճառագայթման անկյունային բաշխումը տրվում է համաչափության առանցքի և մասնիկի (քվանտի) շարժման ուղղության կազմած $\Theta$ անկյան միջոցով: $S(\Theta)=Sf(\Theta)$, որտեղ $S$-ը $\Theta$ ուղղությամբ 1 ստեռադ. մարմնային անկյան մեջ առաքված մասնիկների (քվանտների) թիվն է, $f(\Theta)$-ն՝ նորմավորված անկյունային կախվածությունը՝ $\int f(\Theta)d\Theta=1$: Միավոր ժամանակում աղբյուրի առաքած ճառագայթման ելքը՝ $F$-ը, դրա արտաքին բնութագիրն է և կիրառվում է բետա-, ալֆա- մասնիկների և նեյտրոնների ռադիոնուկլիդային աղբյուրների համար (օրինակ՝ նեյտրոն/վ):

Եթե աղբյուրն իմպուլսային է (ոչ ստացիոնար), իզոտրոպ չէ, և դրա ճառագայթման բնույթը մենէներգիական չէ, ապա դրա ամբողջական նկարագրությունը հնարավոր է դիֆերենցիալ բնութագրերի օգնությամբ՝ դիֆերենցված ըստ տարածության, ժամանակի, անկյան և էներգիական բաշխման՝ $F(t, E, \Omega, \boldsymbol{r})dtdEd\Omega$, որը ցույց է տալիս, թե էներգիայի $E$ –ից մինչև $E+dE$ միջակայքում քանի մասնիկ է առաքվել $dl$ երկարությամբ, $ds$ մակերեսով կամ $dV$ ծավալով տիրույթում ժամանակի $t$ պահին, $\boldsymbol{r}$ շառավիղ-վեկտորով կետից $dt$ ժամանակամիջոցում, $d\Omega$ մարմնային անկյան մեջ $\boldsymbol{\Omega}$ միավոր վեկտորի ուղղությամբ (նկ.1.1.):




*Նկ. 1.1. Աղբյուրի ճառագայթումը dΩ մարմնային անկյան մեջ:*




*Նկ. 1.2. Մասնիկների հոսքի հաշվարկը:*

***Ճառագայթման դաշտ***

Ճառագայթման դաշտ ասելով հասկանում ենք տարածության այն տիրույթը, որի յուրաքանչյուր կետին համապատասխանեցվում են ֆիզիկական մեծություններ, որոնք ճառագայթման դաշտի բնութագրերն են, ընդ որում, ճառագայթման (աղբյուրի) ծագումը կարևոր չէ, միայն պետք է հայտնի լինեն մասնիկների բնույթը, դրանց քանակը ժամանակի ցանկացած պահին, էներգիան և ուղղությունը, որտեղից են դրանք հայտնվել տարածության դիտարկվող տիրույթում:

Ֆիզիկայում մասնիկների $\Phi$ հոսք ասելով հասկանում են $dS$ մակերեսով անցած մասնիկների $dN$ թվի հարաբերությունն անցման dt ժամանակամիջոցին՝ $\Phi=dN/dt$, իսկ մասնիկների հոսքի φ խտությունը $\Phi$ հոսքի հարաբերությունն է այդ մակերեսին՝ $\varphi=dN/dSdt$: Այս մոտեցումը հարմար է, երբ ուսումնասիրվում է մի ուղղով ուղղված ճառագայթման դաշտ (փունջ կամ հարթ դաշտ): Եթե դիտարկենք հոսքը

դաշտի ուսումնասիրվող կետի շուրջ՝ շրջանային մակերևույթի միավոր մակերևույթով, ապա տարբեր ուղղություններով մասնիկների գումարային հոսքը որոշելու ժամանակ շրջանաձև մակերևույթը կպտտվի տվյալ կետի շուրջ (նկ.1.2):

## § 3. ԵՐԿՐԻ ՃԱՌԱԳԱՅԹԱՅԻՆ ԳՈՏԻՆ

Լիցքավորված մասնիկները՝ էլեկտրոնները և պրոտոնները, օժտված լինելով մեծ կինետիկ էներգիայով, գրավվում են Երկրի մագնիսական դաշտում և ստեղծում են բարձր ճառագայթման տիրույթ, այսպես կոչված *Երկրի ճառագայթային գոտի*:

Երկրի ներքին ճառագայթային գոտին դասավորվում է մագնիսական հասարակածի նկատմամբ համաչափ և, կախված աշխարհագրական լայնությունից, ձգվում է Երկրի մակերևույթից 600-ից մինչև 1500 կմ տիրույթում: Ճառագայթման ուժգնության մաքսիմումի բարձրությունը 3600 ÷ 4000 կմ է: Ճառագայթումը կազմված է $10^3$-ից մինչև $7\cdot10^8$ էՎ էներգիաներով էլեկտրոններից: Երկրի արտաքին ճառագայթային գոտին սկսվում է Երկրի մակերևույթից հաշված 10 հազար կմ-ից, նրա ճառագայթման ուժգնության մաքսիմումն ունի 16-20 հազար կմ բարձրություն և կազմված է $2\cdot10^4 \div 5\cdot10^6$ էՎ էներգիայով էլեկտրոններից և մինչև $6\cdot10^6$ էՎ էներգիայով պրոտոններից:

## § 4. ՄԻՋՈՒԿԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԱՐՀԵՍՏԱԿԱՆ ԱՂԲՅՈՒՐՆԵՐ

Ճառագայթային հետազոտություններում օգտագործվող ճառագայթման աղբյուրները կարելի է բաժանել հետևյալ տեսակների. աղբյուրներ, որոնցում լիցքավորված մասնիկներն արագացվում են մինչև շատ բարձր էներգիաներ, և աղբյուրներ, որոնցում տեղի են ունենում միջուկային փոխակերպումներ: Առաջին տեսակի աղբյուր-

ները կարող են լինել անընդհատ գործող և իմպուլսային: Ճառագայթային հետազոտությունների տեսանկյունից մեծ հետաքրքրություն են ներկայացնում կարճ իմպուլսային աղբյուրները, կապված այն բանի հետ, որ դրանց միջոցով հնարավոր է ուսումնասիրել $10^{-6}-10^{-9}$ վ բնութագրական ժամանակներում բավական բարձր ճառագայթման ինտենսիվությամբ առաջնային պրոցեսներ:

## § 5. ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԱՂԲՅՈՒՐՆԵՐ

Ռենտգենյան ճառագայթում ստանալու համար օգտագործվում է ռենտգենյան խողովակ, որը կաթոդ և անոդ պարունակող մի անոթ է, որից օդը հանված է: Կաթոդը շիկացվում է (կամ ռմբահարվում է արագ իոններով) և առաքում էլեկտրոններ, որոնք շարժվում են դեպի անոդ՝ արագացվելով էլեկտրական դաշտում: Արգելակային ճառագայթման եզրը համապատասխանում է $\nu_o=eV/h$ հաճախությանը, որտեղ $V$–ն էլեկտրոններն արագացնող լարումն է: Անընդհատ սպեկտրի ինտենսիվության մաքսիմումն ընկած է $\lambda=1,5\lambda_{min}$ կետում, իսկ $\lambda_{min}=c/\nu_o$: Ռենտգենյան ճառագայթման լրիվ էներգիան կազմում է էլեկտրոնների գրգռման գումարային էներգիայի $10^{-2}$ մասը:

Բնութագրական ճառագայթում ստանալու նպատակով թիրախները պատրաստվում են այն նյութից, որի բնութագրական ճառագայթումն անհրաժեշտ է ստանալ: Այդ նյութերից են քրոմը ($Z$=24), պղինձը ($Z$=29), մոլիբդենը ($Z$=42) և այլն:

Ռենտգենյան խողովակի օգնությամբ ստացվում է $10^{-3}$ ստեռադ մարմնային անկյան մեջ մոտավորապես $10^{-11}$ ֆոտոն/վ ($10^{-13}$ էրգ/վ) բնութագրական ճառագայթման հոսք:

## § 6. ԳԱՄՄԱ-ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԱՂԲՅՈՒՐՆԵՐ

Լաբորատոր պայմաններում, սովորաբար, առավել լայնորեն օգտագործվող գամմա-ճառագայթման աղբյուրներ են համարվում $Co^{60}$ և $Cs^{137}$ ճառագայթաակտիվ իզոտոպները:

Ճառագայթաակտիվ աղբյուրի բնորոշող ֆիզիկական պարամետրերն են՝ իզոտոպի ակտիվությունը, տրոհման հաստատունը, կիսատրոհման պարբերությունը, ճառագայթաակտիվ նյութի կոնցենտրացիան և ճառագայթման աղբյուրի հզորությունը:

Իզոտոպի A ակտիվությունը ճառագայթաակտիվ աղբյուրում բնութագրվում է ճառագայթաակտիվ նյութի ինքնաբերաբար տրոհման արագությամբ՝ $A=dN/dt$, որտեղ $dN$-ը $dt$ ժամանակամիջոցում տրոհված միջուկների թիվն է:

Սովորաբար ակտիվությունը չափվում է կյուրիներով: 1 կյուրին այն իզոտոպի ակտիվությունն է, որում մեկ վայրկյանում տեղի է ունենում $3{,}7\cdot 10^{10}$ տրոհում:

Ճառագայթաակտիվ ատոմների թվի կախումը ժամանակից տրվում է հետևյալ օրենքով՝

$$N = N_o \exp\left(-\lambda t\right), \quad (1.4)$$

$\lambda$ մեծությունը կոչվում է տրոհման հաստատուն: Հաճախ տրոհումը բնութագրում են կիսատրոհման ժամանակով (կիսատրոհման պարբերություն).

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \ : \quad (1.5)$$

$A$ և $\lambda$ մեծությունները կապված են

$$A = -\lambda N \quad (1.6)$$

առնչությամբ: Մինուս նշանը համապատասխանում է $A = dN/dt$ արտահայտության մեջ $N$-ի նվազմանը: $Cs^{137}$-ի կիսատրոհման պարբերությունը 30 տարի է, $Co^{60}$-ինը՝ 5,3 տարի:

Ճառագայթաակտիվ պատրաստուկի կոնցենտրացիան և դրա ակտիվությունը կապված են անմիջականորեն, ուստի կոնցենտրացիան սովորաբար արտահայտվում է ակտիվության միավորի միջոցով. կյուրի/մ$^3$, տրոհում/մ$^3$ (մեկ խորանարդ մետրում տրոհված միջուկների թիվը):

Որպես գամմա-քվանտների աղբյուրներ կարող են օգտագործվել նաև ատոմային ռեակտորների ջերմաառաքիչ տարրերը (твэлы), որոնցում մեծ քանակությամբ տրոհման ակտիվ տարրեր են կուտակվում:

## § 7. ԼԻՑՔԱՎՈՐՎԱԾ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ԱՐԱԳԱՐԱՐՆԵՐ

Լիցքավորված մասնիկների արագարարները արագ էլեկտրոնների, պրոտոնների, ալֆա- մասնիկների, և ծանր իոնների ստացման արդյունավետ աղբյուրներ են:

Շրջանային արագարարներ են համարվում նաև սինքրոտրոնային ճառագայթման աղբյուրները: Օնդուլյատորային ճառագայթումը, որն իր հատկություններով մոտ է սինքրոտրոնայինին, գեներացնում են պարբերական դաշտում շարժվող ռելյատիվիստական էլեկտրոնները:

## § 8. ՄԻՋՈՒԿԱՅԻՆ ՌԵԱԿՏՈՐՆԵՐ

Միջուկային ռեակտորն իրենից ներկայացնում է միմյանց խառնված տարբեր ճառագայթումների աղբյուր: Ռեակտորի ճառագայթման հիմնական բաղադրիչներն են՝ էներգիայի տարբեր, լայն սպեկտրով նեյտրոնները, էլեկտրոնները, գամմա-քվանտները: Ճառագայթման սպեկտրը կախված է ռեակտորի տեսակից: $U^{235}$-ի մեկ միջուկի տրոհմամբ միջին հաշվով անջատվում է 2,5 նեյտրոն, որոնք օժտված են 2 ՄէՎ կարգի էներգիաներով:

Ռեակտորներն օգտագործում են ճառագայթային հետազոտություններում որպես նեյտրոնների արդյունավետ աղբյուրներ: Ռեակտորներն արհեստական ճառագայթակտիվ ճառագայթման աղբյուրներ են, որոնցում ճառագայթումը ի հայտ է գալիս ուրանի և պլուտոնիումի միջուկների տրոհման պրոցեսում, ինչպես նաև ռեակտորում տարբեր կայուն իզոտոպների ճառագայթահարման արդյունքում:

## § 9. ԻԶՈՏՈՊՆԵՐԸ ՈՐՊԵՍ α-, β- և n- ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԱՂԲՅՈՒՐՆԵՐ

Ռեակտորի աշխատանքի ընթացքում առաջանում են ավելի քան 103 տարբեր անկայուն իզոտոպներ, սակայն դրանցից շատերն օժտված են փոքր կիսատրոհման պարբերություններով կամ դժվար առանձնացվող են:

Գոյություն ունեն մի շարք գործնականորեն հասանելի իզոտոպներ, որոնք արդյունավետ են որպես բետա-, ալֆա- և նեյտրոնային ճառագայթման աղբյուրներ:

Կոբալտի բետա-ճառագայթման առավելագույն էներգիան 0,314 ՄէՎ է, միջինը՝ 0,093 ՄէՎ, ցեզիումինը՝ առավելագույնը 1,18 ՄէՎ, միջինը՝ 0,24 ՄէՎ:

Որպես բետա-ճառագայթման աղբյուր կարող է օգտագործվել նաև ստրոնցիումը՝ $Sr^{90}$ ($T_{1/2}$ = 28 տարի, $E_{max}$ = 0,544 ՄէՎ) և այլն:

Ալֆա-ճառագայթման աղբյուրներն են՝ պոլոնիումը՝ $Po^{210}$, պլուտոնիումը՝ $Pu^{238}$, ուրանը՝ $U^{232}$, թորիումը՝ $Th^{228}$, կյուրիումը՝ $Cm^{242}$ և $Cm^{244}$:

# ԳԼՈՒԽ 2.

# ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔԱՅԻՆ ԱՐԱՏՆԵՐԻ ԱՌԱՋԱՑՈՒՄԸ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ

Իդեալական (առանց արատների) բյուրեղի վիճակ տեսականորեն կարելի է իրականացնել միայն 0 Կ ջերմաստիճանում, երբ բյուրեղային ցանցի բոլոր հանգույցները զբաղեցված են ատոմներով, որոնք միմյանցից չեն տարբերվում ոչ ֆիզիկական բնույթով, ոչ էլ էներգիական վիճակներով: Այն դեպքում, երբ $T \neq 0$Կ, պինդ մարմնում ատոմների դասավորությունների իդեալական պարբերականությունից որոշակի շեղումների գոյության անհրաժեշտությունը բխում է վիճակագրական դատողություններից: Էներգիայի ֆլուկտուացիաների շնորհիվ, տարաբնույթ ճառագայթումների առկայությամբ մշտապես գոյություն ունի որոշակի հավանականություն այն բանի, որ առանձին ատոմներ բյուրեղային ցանցի տեղային խանգարումներ ստեղծելու համար կստանան ավելցուկային էներգիա:

Գոյություն ունի արատների դասակարգման մի քանի եղանակ: Դրանցից առավել պարզերը հետևյալներն են. սեփական արատներ, խառնուկային արատներ և ճառագայթահարման արդյունքում առաջացած արատներ, ինչպես նաև համակարգի հավասարակշռության տեսանկյունից՝ հավասարակշիռ և անհավասարակշիռ արատներ:

## § 1. ՊԻՆԴ ՄԱՐՄԻՆՆԵՐՈՒՄ ԿԱՊԻ ՀԻՄՆԱԿԱՆ ՏԵՍԱԿՆԵՐԸ

Նյութի պինդ վիճակի գոյության հնարավորությունը պայմանավորված է նրանով, որ կառուցվածքային մասնիկների միջև գործում են փոխազդեցության ուժեր: Այդ մասնիկները կարող են լինել ատոմներ, իոններ, մոլեկուլներ: Պինդ մարմնի կայուն կառուցվածքի առաջացման համար անհրաժեշտ է, որ մասնիկների միջև գործեն երկա-

կի բնույթի ուժեր. ձգողական ուժեր, որոնք խոչընդոտում են մասնիկների միմյանցից հեռանալուն, և վանողական ուժեր, որոնք հակազդում են մասնիկների մերձեցմանը: Այս ուժերն ունեն էլեկտրամագնիսական բնույթ. ձգողական՝ տարանուն լիցքավորված մասնիկների միջև (էլեկտրոնների և միջուկների միջև) և վանողական՝ նույնանուն լիցքավորված մասնիկների միջև (էլեկտրոնների միջև կամ միջուկների միջև): Միջատոմային փոխազդեցության ուժերի բնույթն առաջին հերթին որոշվում է փոխազդող ատոմների էլեկտրոնային թաղանթների կառուցվածքով:

Ատոմների և մոլեկուլների միջև միշտ գործում են առավել ընդհանուր բնույթի Վան-դեր-Վաալսի ուժերը: Ընդհանուր դեպքում վանդերվաալսյան կապն ընդգրկում է դիսպերսային, կողմնորոշիչ և մակածման փոխազդեցությունները:

Կապի ուժերը, որոնք առաջանում են հարևան ատոմներում էլեկտրոնների համաձայնեցված շարժումների հետևանքով, կոչվում են դիսպերսային: Եթե մոլեկուլներն օժտված են հաստատուն դիպոլային մոմենտով, այսինքն՝ բևեռային են, ապա դրանց միջև ծագում է էլեկտրաստատիկ փոխազդեցություն, որը ձգտում է մոլեկուլները դասավորել որոշակի կարգով: Այս տիպի փոխազդեցությունը կոչվում է կողմնորոշիչ: Այսպիսի դասավորության դեպքում համակարգի էներգիան փոքրանում է: Համակարգի մոլեկուլների կողմնորոշմամբ որոշվող էներգիան կախված է ջերմաստիճանից: Բևեռային մոլեկուլներում, որոնք օժտված են մեծ բևեռացվելիությամբ, կարող է առաջանալ մակածված (ինդուկտված) մոմենտ հարևան ատոմների հաստատուն դիպոլների դաշտերի ազդեցության տակ: Այդպիսի փոխազդեցությունը կոչվում է մակածված կամ դեֆորմացիոն: Ընդհանուր դեպքում, երկու մոլեկուլներ մոտեցնելիս կարող են առաջանալ բոլոր երեք տիպի կապերը, և փոխազդեցության էներգիան հավասար կլինի դիսպերսային, կողմնորոշիչ և մակածված փոխազդեցությունների էներգիաների գումարին:

Կովալենտ կապն առաջանում է երկու էլեկտրոնների միջև փոխազդեցության հաշվին, երբ այդ էլեկտրոններն ընդհանրացված են հարևան ատոմների զույգի կողմից:

Իոնային (բևեռային) կապն առաջանում է իոնային բյուրեղներում դրական և բացասական լիցքավորված իոնների միջև կուլոնյան փոխազդեցության արդյունքում: Իոնային բյուրեղների դասական ներկայացուցիչներն են, օրինակ, NaCl և CsCl տիպի կառուցվածքներով հիմնային մետաղների հալոգենները:

Մետաղական կապ առաջանում է այն նյութի ատոմների միջև, որոնց արտաքին՝ վալենտական էլեկտրոնները, համեմատաբար թույլ են կապված միջուկի հետ: Մետաղի ցանցում կապը ծագում է էլեկտրոնային գազի հետ դրական իոնների փոխազդեցության հետևանքով:

Ջրածնային կապ առաջանում է այն դեպքում, երբ ջրածնի ատոմը կապվում է խիստ էլեկտրաբացասական ատոմների, օրինակ՝ թթվածնի, ֆտորի, քլորի և նմանատիպ այլ ատոմների հետ: Այդպիսի ատոմը ձգում է կապի էլեկտրոններին և ձեռք է բերում բացասական լիցք: Ջրածնի ատոմը, որից հեռացված է կապի էլեկտրոնը, ձեռք է բերում դրական լիցք: Այս կապի տեսակը համարվում է կովալենտ կապի մասնավոր դեպք: Ջրածնային կապը պայմանավորված է այս ատոմների էլեկտրաստատիկ ձգողությամբ:

Բյուրեղի կապի էներգիան այն էներգիան է, որն անհրաժեշտ է մարմինը միմյանցից անվերջ հեռացված կառուցվածքային մասերի բաժանելու համար:

Մոլեկուլային և իոնային բյուրեղների կապի էներգիաները հաշվելիս օգտվում են այն հանգամանքից, որ այս բյուրեղներում էլեկտրոնների փոխդասավորությունը շատ քիչ է տարբերվում առանձնացված ատոմներում և իոններում դրանց փոխդասավորությունից, և սահմանափակվում են բյուրեղային կառուցվածք առաջացնող գընդային համաչափությամբ մասնիկների համակարգի դասական պոտենցիալ էներգիայի հաշվարկով: Ընդունվում է, որ համակարգի լրիվ պոտենցիալ էներգիան կախված է միայն ցանցի հանգույցներում տեղայնացված փոխազդող մասնիկների միջև եղած հեռավորությու-

նից: $N$ մասնիկ պարունակող բյուրեղային ցանցի լրիվ պոտենցիալ էներգիան՝

$$U = \frac{1}{2}\sum_{i=1}^{N} U_i = \frac{1}{2}\sum_{i=1}^{N}\sum_{j\neq i}^{N} U(r_{ij}), \qquad (2.1)$$

որտեղ $U_i$-ն $i$-րդ մասնիկի փոխազդեցության էներգիան է ցանցի բոլոր մնացած մասնիկների հետ, $U(r_{ij})$-ն բյուրեղում այն մասնիկների փոխազդեցության պոտենցիալ էներգիան է, որոնց միջև հեռավորությունը $r_{ij}$ է: Ատոմային փոխազդեցության լրիվ պոտենցիալ էներգիան ներկայացվում է ձգողության և վանողության ուժերի գումարի տեսքով

$$U(r)= U(r)_{ձգ.}+ U(r)_{վան.} \qquad (2.2)$$

$r= r_o$ դեպքում $U(r)$ էներգիան նվազագույնն է, որը համապատասխանում է $F$ ուժի հետևյալ պայմանին՝

$$\mathrm{F} = \left(\frac{dU}{dr}\right)_{r=r_0} = 0: \qquad (2.3)$$

Այս դեպքում մոլեկուլն ունի առավել կայուն փոխդասավորություն, որի դեպքում ձգողության ուժերը համակշռված են վանողական ուժերով՝ $\mathrm{F}_{ձգ.} = \mathrm{F}_{վան.}$:

Ձգողական ուժի պոտենցիալը կարելի է ներկայացնել $U_{ձգ.}= -a/r^m$ արտահայտությամբ, որտեղ $a$ -ն դրական հաստատուն է, $m$ – ը՝ դրական ցուցիչ: $m$ = 1 դեպքում պոտենցիալը համապատասխանում է տարանուն լիցքերով իոնների միջև կուլոնյան փոխազդեցությանը, իսկ $m$ =6 դեպքում՝ իներտ գազի ատոմների միջև փոխազդեցության ձգողականության պոտենցիալին: Վանողության ուժերով պայմանավորված պոտենցիալը տրվում է $U_{վան.} = b/r^n$ արտահայտությամբ, որտեղ b > 0 և n > 0 հաստատուններ են: Այսպիսով, ատոմային փոխազդեցության լրիվ պոտենցիալ էներգիան՝

$$U = -\frac{a}{r^m} + \frac{b}{r^n}: \qquad (2.4)$$

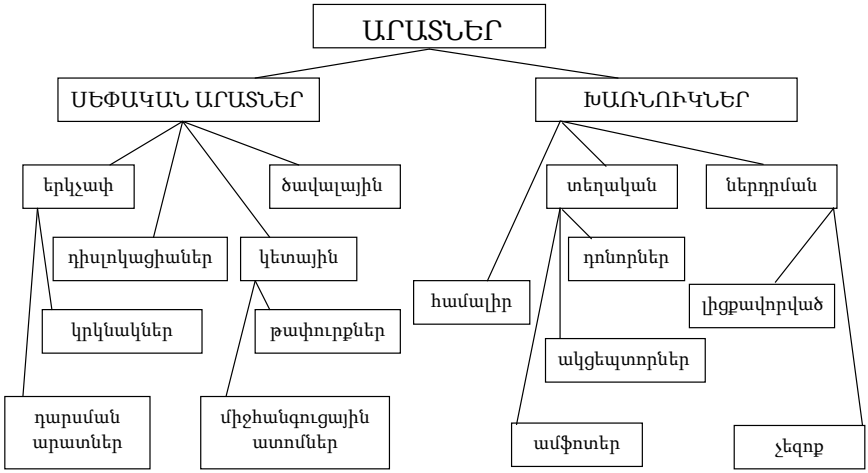
$2N$ իոն պարունակող իոնային բյուրեղային ցանցի պոտենցիալ էներգիան տրվում է հետևյալ բանաձևով.

$$U = -\frac{N\alpha q^2}{r_0}\left(1 - \frac{1}{n}\right): \qquad (2.5)$$

$-N\alpha q^2 / r_0$ մեծությունը Մադելունգի էներգիան է, $\alpha$ –ն՝ Մադելունգի հաստատունը, որը հաշվի է առնում բյուրեղում տվյալ մոլեկուլի՝ իր հարևանների հետ փոխազդեցության էներգիան:

## § 2. ԿԵՏԱՅԻՆ ԱՐԱՏՆԵՐ

Բոլոր միաբյուրեղները տարբերվում են իդեալականից նրանով, որ պարունակում են բյուրեղի կառուցվածքի տարբեր թերություններ՝ արատներ:




*Նկ. 2.1 Արատների տեսակները կիսահաղորդչային բյուրեղներում:*

Բյուրեղի իդեալական տեղափոխական (տրանսլյացիոն) համաչափության խախտումները կոչվում են կառուցվածքային արատներ (նկ. 2.1):

Արատները զգալի ազդեցություն են ունենում պինդ մարմնի էլեկտրահաղորդականության, լուսահաղորդականության, ջերմահաղորդականության, մագնիսականության, ամրության, խտության և այլ ֆիզիկական հատկությունների վրա:

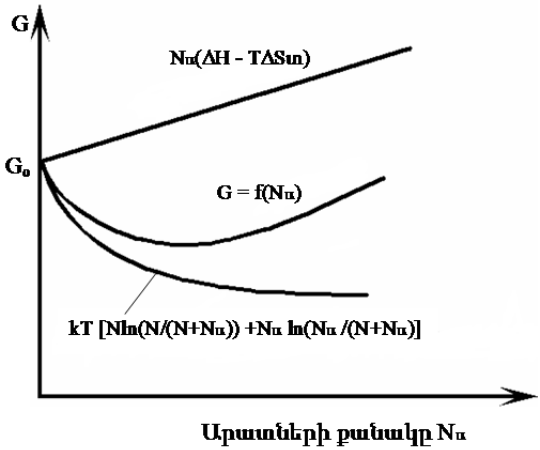
Բյուրեղներում կետային արատների առավել տարածված երկու տեսակներ են՝ թափուրքները և միջհանգուցային ատոմները:

**Թափուրք** կոչվում է այն արատը, որն առաջանում է, երբ ցանցի որևէ հանգույց ատոմով զբաղեցված չէ: Թափուրքի առաջացման արդյունքում արատի հարևանությամբ տեղի է ունենում ատոմների որոշակի տեղաշարժ, և բյուրեղում առաջանում են ներքին լարումներ (նկ. 2.2):

Իոնային բյուրեղներում առաջանում են երկու տեսակի՝ կատիոնային և անիոնային թափուրքներ: Հաճախ իոնային թափուրքները երկակի են (այսինքն՝ միաժամանակ ի հայտ են գալիս անիոնային և կատիոնային թափուրքներ) և ստեխիոմետրական, այսինքն՝ համապատասխանում են միացության ստեխիոմետրական բանաձևին: Օրինակ՝ $NaCl$ -ի մեջ կատիոնային և անիոնային թափուրքների քանակները հարաբերում են ինչպես 1:1, $CaCl_2$ բյուրեղներում՝ ինչպես 1:2, $Al(NO_3)_3$ -ում՝ 1:3 և այլն:

Մյուս՝ հակառակ դեպքը, համապատասխանում է այն կետային արատին, որը պայմանավորված է ատոմի ներդրմամբ միջհանգույցում: Միջհանգուցային ատոմները կարծես ավելցուկային, ավելորդ ատոմներ են և տեղավորվում են բյուրեղի կանոնավոր հանգույցների միջև: Դրանք կարող են լինել ներդրման, փոխատեղման խառնուկային ատոմներ, եթե դրանց չափերը գերազանցում են հիմնական ատոմի չափերը և ատոմներ, որոնք բյուրեղացանցում լքել են իրենց դիրքը՝ առաջացնելով թափուրքներ: Ընդ որում, եթե թափուրքը և խառնուկային փոխատեղման ատոմները կարող են լինել բյուրեղի կամայական հանգույցում, ապա խառնուկային ներդրման ատոմ-

ները տեղավորվում են առավելապես այնպիսի միկրոխոռոչներում, որտեղ դրանց համար գոյություն ունի բավականաչափ ազատ տարածություն:




*Նկ. 2.2. Բյուրեղի լրիվ էներգիայի կախումը թափուրքների կոնցենտրացիայից:*

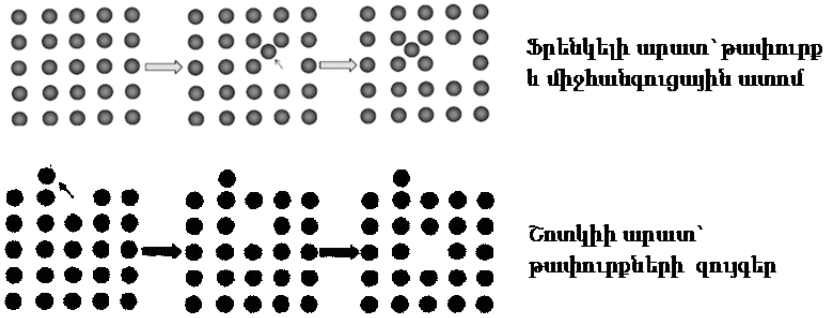
Կետային արատների ի հայտ գալն առաջ է բերում բյուրեղային ցանցում առաձգական շեղումներ: Թափուրքը կարելի է դիտարկել որպես բոլոր ուղղություններով ձգման կենտրոն, իսկ միջհանգույցային ատոմը՝ սեղմման: Ցանցի գրգռման այդպիսի կենտրոնի շրջապատում լարումները և դեֆորմացիան, կախված կենտրոնից ունեցած *r* հեռավորությունից, փոխվում են $1/r^3$ օրենքով:

Սա նշանակում է, որ կետային արատների ստեղծած առաձգական շեղումները, հեռավորության մեծացմանը զուգընթաց, արագ նվազում են, և միայն արատի կենտրոնից 1-2 ատոմային տրամագծի հավասար հեռավորություններում են առաջանում նկատելի տեղաշարժեր հարևան ատոմների հավասարակշռության դիրքերից:

Բյուրեղներում կետային արատների առաջացման պատճառ կարող են լինել ջերմային ֆլուկտուացիաները: Դրանց ազդեցությամբ ատոմը, հաղթահարելով էներգիական արգելքը, կարող է անցնել

միջհանգույց: Այս դեպքում տեղի է ունենում միանգամից երկու կետային արատների ստեղծում՝ թափուրքի և միջհանգուցային ատոմի: «Թափուրք – միջհանգուցային ատոմ» համակարգը կոչվում է Ֆրենկելի արատ (նկ. 2.3):

Քանի որ իոնային բյուրեղներում կատիոնների և անիոնների չափերը կարող են խիստ տարբերվել, ապա առավելապես առաջանում են Ֆրենկելի կատիոնային կամ անիոնային արատներ:




*Նկ. 2.3. Կետային արատների առաջացումն ըստ Ֆրենկելի և Շոտկիի:*

**Կետային արատների առաջացման հիմնական մեխանիզմը**

Զրոյից տարբեր ջերմաստիճանում գոյություն ունի արատների հավասարակշռական կոնցենտրացիա, որի դեպքում բյուրեղի լրիվ էներգիան՝ $G = H - TS$ նվազագույնն է (այստեղ $G$-ն -Գիբսի պոտենցիալն է, $H$-ը՝ էնտալպիան, $S$-ն՝ էնտրոպիան): Դիտարկենք, օրինակ, իդեալական բյուրեղում թափուրքի առաջացումը, երբ $T \neq 0$: Դիցուք՝ բյուրեղի միավոր ծավալում պարունակվում է $N$ հանգույց, որոնցից յուրաքանչյուրում 0Կ-ում ատոմ է տեղակայված, և համակարգի Գիբսի պոտենցիալն այս վիճակում $G_0$ է: Ջերմաստիճանի բարձրացմանը զուգընթաց ջերմային ֆլուկտուացիաների հաշվին բյուրեղի միավոր ծավալում առաջանում է Շոտկիի $N_ц$ արատ, և $N$ ատոմները և $N_ц$ թափուրքները տեղաբաշխվում են $(N + N_ц)$ հան-

գույցներում: $N_Ա$ հանգույցների առաջացումը բերում է $G$ -ի $\Delta G$ -ով մեծացման՝

$$\Delta G = G - G_o = \Delta H - T\Delta S = N_Ա W - T(N_Ա \Delta S_{պ} + \Delta S_{կոնֆ}), \qquad (2.6)$$

որտեղ $W$ -ն բյուրեղում մեկ թափուրքի առաջացման էներգիան է, $\Delta S_{պ}$ -ն էնտրոպիայի փոփոխությունն է, կախված ատոմային կարգավորված տեղաբաշխման փոփոխությունից, որը պայմանավորված է բյուրեղի հանգույցների շուրջ ատոմների ջերմային տատանումներով, $\Delta S_{կոնֆ}$-ն էնտրոպիայի փոփոխությունն է՝ կապված բյուրեղի հանգույցներում ատոմների և արատների բաշխման հետ: $W$-ն և $\Delta S_{պ}$ -ն միշտ դրական են և $\Delta S_{կոնֆ}$ –ի փոփոխությունը՝

$$\Delta S_{կոնֆ} = k\ln\left(\frac{P_1}{P}\right) = k\ln \qquad (2.7) \qquad \frac{(N+N_Ա)!}{N!N_Ա!},$$

տեսքով, որտեղ $P$-ն և $P_1$-ն, համապատասխանաբար, բյուրեղի միավոր ծավալում այն հնարավորությունների թվերն են, որոնցով իրականացվում են $N$ ատոմների և $N_Ա$ թափուրքների տեղաբաշխումները բյուրեղային ցանցի $N$ հանգույցներում: Օգտագործելով Ստիռլինգի բանաձևը, կստանանք՝

$$\Delta S_{կոնֆ} = k\ln\frac{(N+N_ա)!}{N!N_ա!} = -k\left(N\ln\frac{N}{N+N_ա} + N_ա\ln\frac{N_ա}{N+N_ա}\right) \qquad (2.8)$$

$$\Delta G = N_ա\left(W - T\Delta S_{ա}\right) + kT\left(N\ln\frac{N}{N+N_ա} + N_ա\ln\frac{N_ա}{N+N_ա}\right)$$

$N$ ատոմներից ($3N$ տատանակներ) կազմված բյուրեղի տատանումների էնտրոպիան՝ $S_{պ} = 3R_0\left[\ln\left(kT/h\nu\right)+1\right]$, որտեղ $\nu$-ն –ատոմների տատանման հաճախությունն է, $R_o$-ն՝ գազային հաստատունը, $k$-ն՝ Բոլցմանի հաստատունը: Եթե ատոմները փոխում են հաճախությունը $\nu$-ից մինչև $\nu_1$, ապա $S_{պ} = 3R_0\ln\left(\nu/\nu_1\right)$: Այստեղից՝

$\Delta S_{\text{կոն}} > 0$, եթե $\nu_1 < \nu$ և $\Delta S_{\text{կոն}} < 0$, եթե $\nu_1 < \nu$: Թափուրքի (կամ կամայական արատի) առկայությունը հանգեցնում է ատոմի հարևան ատոմների տատանումների հաճախության փոքրացման, ինչը նշանակում է, որ $\Delta S_{\text{կոն}} > 0$, և $\Delta G$ փոքրանում է:

Շոտկիի արատների հավասարակշռված կոնցենտրացիան կարելի է որոշել հետևյալ պայմանից.

$$\frac{\partial G}{\partial N_{\text{ա}}} = W - T\Delta S_{\text{տ}} + kT\ln\frac{N_{\text{ա0}}}{N + N_{\text{ա0}}} = 0 \qquad (2.9)$$

Այստեղից, հաշվի առնելով, որ $N >> N_{\text{Ա}0}$ և փոքր $\Delta S_{\text{կոն}}$ –ի դեպքում, կստանանք՝

$$N_{\text{Ա}0} = \mathrm{N}\exp\left(-\frac{W}{kT}\right): \qquad (2.10)$$

Հաշվի առնելով փոխազդեցության զույգային բնույթը, համանման ձևով կարելի է ստանալ նաև բանաձև Ֆրենկելի արատների կոնցենտրացիայի ջերմաստիճանային կախման համար՝

$$N_{\text{Ա}0} = \left(NN_i\right)^{\frac{1}{2}}\exp\left(-\frac{W}{2kT}\right), \qquad (2.11)$$

որտեղ $N_{\text{Ա}0}$ -ն արատների հավասարակշռված կոնցենտրացիան է, $N$-ը՝ միավոր ծավալի հանգույցներում ատոմների թիվը, $N_i$-ն՝ միավոր ծավալում միջհանգույցային դիրքերի թիվը, $W$-ն բյուրեղում արատի առաջացման էներգիան է: Էքսպոնենտի ցուցիչում 1/2 արտադրիչը հայտնվել է այն բանի շնորհիվ, որ բյուրեղում միաժամանակ առաջանում է երկու արատ՝ միջհանգուցային ատոմ և թափուրք:

Հետևաբար՝ կամայական (T ≠ 0 Կ) ջերմաստիճանում բյուրեղը պարունակում է հավասարակշիռ թափուրքներ և միջհանգուցային ատոմներ, ընդ որում, դրանց կոնցենտրացիան որոշվում է արատ առաջացնելու էներգիայով և բյուրեղի ջերմաստիճանով:

## § 3. ԳԾԱՅԻՆ ԱՐԱՏՆԵՐ (ԴԻՍԼՈԿԱՑԻԱՆԵՐ)

Ջերմադինամիկորեն հավասարակշռված են համարվում միայն կետային արատները, իսկ գծային արատների ծագումը և զարգացումը կախված է պինդ ֆազի սինթեզի և պահպանման պայմաններից:

Դիսլոկացիայի կառուցվածքը և էներգիան կախված են այն նյութից, որից կազմված է բյուրեղը, դիսլոկացիայի տեսակից և ուղղությունից (կողմնորոշումից): Ընդ որում, նյութը որոշակի բյուրեղային կառուցվածք պետք է դրսևորի, իսկ դիսլոկացիայի ուղղությունը հաշվի է առնում դրա կողմնորոշումը բյուրեղագրական առանցքների նկատմամբ, որոնց երկայնքով ատոմների դասավորման խտությունը սովորաբար տարբեր է:

Դիսլոկացիաների երևան գալը կարող է պայմանավորված լինել զանազան պատճառներով: Դրանց ի հայտ գալը հավանական է արդեն բյուրեղացման պրոցեսում: Դիսլոկացիայի հիմնական բնութագիր է համարվում Բյուրգերսի վեկտորը (շեղման վեկտոր): Բյուրգերսի վեկտորը ցանցի աղավաղման չափն է՝ պայմանավորված դիսլոկացիաների առկայությամբ:

Դիսլոկացիաների երևան գալը կարող է պայմանավորված լինել ջերմային լարումների առաջացմամբ: Այսպիսի լարումների ռելաքսացիան հնարավոր է դիսլոկացիաների առաջացման ճանապարհով: Այս դեպքում դիսլոկացիաների առաջացման հետևանքով էներգիայի աճը համակշռվում է բյուրեղի առաձգական դեֆորմացիայի էներգիայի նվազմամբ:

Դիսլոկացիաների առաջացման բնութագրական օրինակ է նաև դիսլոկացիաներում թափուրքների կուտակումների վերածնման պրոցեսը: Այն առավելապես դիտվում է թափուրքներով ուժեղ հագեցված բյուրեղներում (օրինակ՝ արագացված հովացումից հետո): Հավելուրդային թափուրքները խտանում են սկավառականման գոյացումների տեսքով: Երբ այդպիսի թափուրքային սկավառակի տրամագիծը գերազանցում է ինչ-որ կրիտիկական մեծություն, ապա միջատո-

մային ձգողության ուժերի ազդեցությամբ դրա կողմերը մոտենում են, սկավառակը ճզմվում և, ի վերջո, անհետանում: Եզրային և պտուտակային դիսլոկացիաների շարժումը բյուրեղում նկարագրվում է տարբեր մեխանիզմների օգնությամբ:

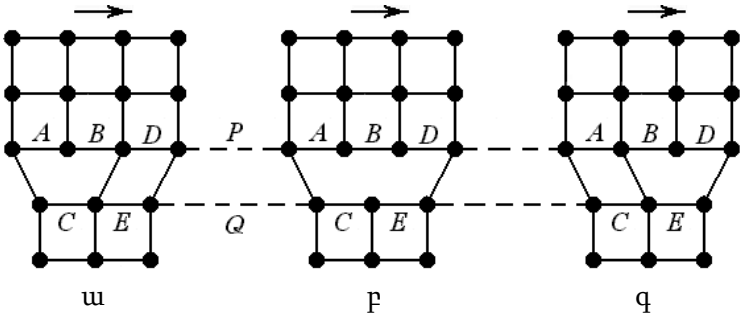
### *1. Եզրային դիսլոկացիաների շարժման մեխանիզմը: Եզրային դիսլոկացիաների վերադրումը*

Բյուրեղների տեսական և իրական ամրության համեմատությունը ցույց է տալիս, որ տեղաշարժման ժամանակ դրա մի մասը մյուսի նկատմամբ տեղափոխվում է ոչ որպես կոշտ ամբողջություն: Տեղաշարժը մնում է սահքի հարթության ինչ-որ մասում, այնուհետև աստիճանաբար տարածվում է ողջ հարթությամբ: Այդ պատճառով յուրաքանչյուր պահի ատոմների ոչ մեծ մասն է մասնակցում արտաքին ուժերի դեմ աշխատանքին:

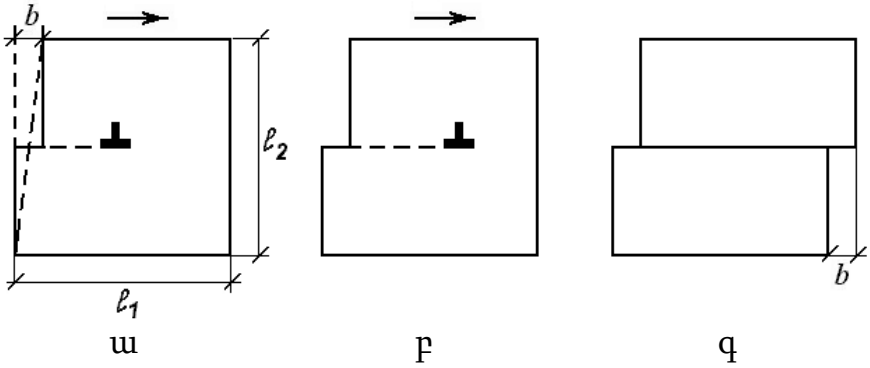
Դիտարկենք եզրային դիսլոկացիայի տեղափոխման ատոմային մեխանիզմի սխեման, երբ այն տեղաշարժվում է մեկ միջատոմային հեռավորության չափով (նկ. 2.4): Արտաքին ուժերի ազդեցությամբ *A* էքստրամակերևույթի ատոմները կկատարեն միջատոմայինը չգերազանցող հեռավորությամբ տեղափոխություն (նկ. 2.4 ա): Դրա հետևանքով շեղված մակերևույթն առաձգականորեն կվոխազդի հարևան *BC* լրիվ հարթության ներքին մասի ատոմների հետ (նկ. 2.4 բ): Այս դեպքում *B–C* տարածքում կքանդվի միջատոմային կապը: Արդյունքում կառաջանա նոր լրիվ մակերևույթ՝ *AC* (նկ. 2.4 գ), իսկ կիսամակերևույթի ֆունկցիաները կհաղորդվեն հարևան՝ նախկին *BC* լրիվ հարթության վերին շերտի ատոմներին: Այսպիսով՝ եզրային դիսլոկացիան տեղափոխվում է մեկ միջատոմային հեռավորության չափով: Հաջորդ էտապում (արտաքին բեռնվածքի անընդհատ ազդեցության պայմաններում) կխզվեն *DE* կապերը և այլն:

Այս պրոցեսի բազմակի կրկնվելը կհանգեցնի դիսլոկացիայի՝ բյուրեղի արտաքին մակերևույթ դուրս գալուն, և դրա վերին մասը միջատոմային տարածության չափով կշեղվի ստորին մասի նկատմամբ, կառաջանա աստիճան (սանդուղք) (նկ. 2.5):

Ինչպես երևում է, շեղման այսպիսի մեխանիզմի դեպքում, ժամանակի յուրաքանչյուր պահին նրանում մասնակցում են սահքի մակերևույթի երկու կողմերի ոչ բոլոր ատոմները, այլ միայն նրանք, որոնք դիսլոկացիայի տիրույթում են: Տեղի է ունենում ատոմների հաջորդական, էստաֆետային տեղափոխություն միջատոմային տարածության մեծությամբ: Արդյունքում դիսլոկացիան սահում է ամբողջ բյուրեղով՝ անցնելով միկրոսկոպական ճանապարհ:




*Նկ. 2.4. Եզրային դիսլոկացիայի շարժման ընթացքում միջատոմային կապերի խզման և վերականգնման հաջորդականությունը:*




*Նկ. 2.5. Եզրային դիսլոկացիայի տեղաշարժը և բյուրեղի մակերևույթ դուրս գալը (ա, բ) կիսանգեցնի միջատոմային b հեռավորությամբ շեղման (գ):*

Եթե բյուրեղի մի մասի միաժամանակյա շեղումը մյուսի նկատմամբ (այսինքն՝ կոշտ շեղման սխեմայով) նշանակում է $P$ և $Q$ մակերևույթների (նկ. 2.4) միջև բոլոր միջատոմային կապերի ակնթարթային խզում, ապա աստիճանաբար շարժվող դիսլոկացիաների տեղափոխության համար ժամանակի յուրաքանչյուր պահի լրիվ բավարար է խզել կապերը միայն այն ոչ մեծ թվով ատոմների միջև, որոնք $B$-$C$ արատի անմիջական հարևաններն են: Հենց դրանով է բացատրվում շեղման կրիտիկական լարման փորձարարական ցածր արժեքը:

Միայնակ դիսլոկացիայի շարժումը, երբ այն դուրս է գալիս բյուրեղի մակերևույթ, առաջացնելով աստիճան-սանդուղք, իրենից ներկայացնում է պլաստիկ դեֆորմացիայի տարրական ակտ:

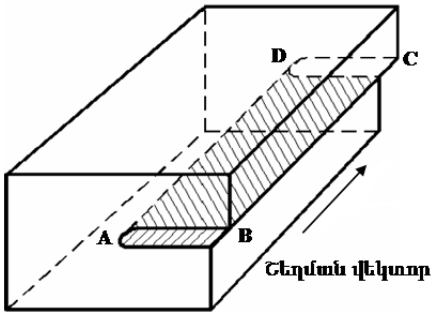
Այսպիսով՝ դիսլոկացիաները պետք է դիտարկել որպես գծային արատներ, որոնք պլաստիկ դեֆորմացիայի տեղափոխման (տրանսլյացիոն) մոդելի կրողներ են:

Դիսլոկացիայի սահքը պայմանավորված չէ ատոմների դիֆուզային տեղափոխություններով, ուստի այն ընթանում է ցանկացած ջերմաստիճանում: Բայց և այնպես դիսլոկացիաների սահքի արագությունը կարող է փոխվել բավական լայն տիրույթում. այն կախված է կիրառված լարումից, ջերմաստիճանից և այլ գործոններից: Սակայն նրա արժեքը չպետք է գերազանցի տվյալ նյութում առաձգական դեֆորմացիայի տարածման արագությունը, այսինքն՝ ձայնի արագությունը:

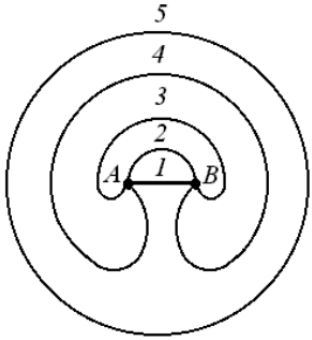
### *2. Պտուտակային դիսլոկացիաների շարժման մեխանիզմը*

Պտուտակային դիսլոկացիայի առանձնահատկությունն այն է, որ դրա համար միարժեքորեն սահմանված չէ շեղման հարթությունը: Սա նշանակում է, որ այսպիսի դիսլոկացիան կարող է սահել բյուրեղագրական ցանկացած հարթությամբ, որը պարունակում է դիսլոկացիայի գիծը և շեղման վեկտորը: Ի տարբերություն եզրայինի՝ պտուտակային դիսլոկացիան կարող է սահել ատոմային մեկ մակերևույթից մյուսը: Եթե պտուտակային դիսլոկացիայի շարժման ճանա-

պարիին *AD* հարթության մեջ հանդիպի ինչ-որ խոչընդոտ, ապա այն կսահի ուրիշ ատոմային *DC* մակերևույթով, որը սկզբնական հարթության նկատմամբ որոշակի անկյուն է կազմում: Այսպիսի պրոցեսը կոչվում է պտուտակային սահք:




*Նկ. 2.6. Պտուտակային դիսլոկացիայի առաջացման սխեման:*




*Նկ. 2.7. Դիսլոկացիաների հաջորդաբար բազմացման փուլերի սխեման՝ ըստ Ֆրանկ-Ռիդի մեխանիզմի:*

Պլաստիկ դեֆորմացիայի պրոցեսում գործող դիսլոկացիաների բազմացման առավել կարևոր ձև է համարվում Ֆրանկ-Ռիդի մեխանիզմը: Այն հիմնված է երկու ծայրերից ամրացված դիսլոկացիոն գծի դիտարկման վրա: *AB* դիսլոկացիոն գիծն ընկած է սահքի հարթության մեջ և ամրացված է *A* և *B* կետերում (I դիրք): Այս կետերում ամրացումը տարբեր պատճառներ կարող է ունենալ. դրանք կարող են լինել եռաչափ դիսլոկացիոն ցանցի հանգուցային կետեր, կարող են լինել նաև խառնուկային ատոմներ կամ առանձնացված մասնիկներ:

Բեռնվածքի կիրառման դեպքում շեղման լարումը հասնում է կրիտիկական մեծության, և դիսլոկացիան սկսում է շարժվել: Կիրառված լարումը կիսաշրջանագծի համար առավելագույնն է (2-րդ դիրք), բայց այս էտապն անցնելուց հետո այն դառնում է անկայուն և

անընդհատ ընդլայնվում է (3-5-րդ դիրքը): *A* և *B* ամրացման կետերի մոտ դիսլոկացիայի պարուրաձև տարածքներ են առաջանում:

Եզրափակիչ էտապում հակադիր նշաններով երկու դիսլոկացիոն տարածքներ կշարժվեն մեկը մյուսին ընդառաջ, իսկ հպման ժամանակ կանհետանան (4-5-րդ դիրքը): Արդյունքում կստացվի փակ դիսլոկացիոն օղակ, որը կշարունակի ընդլայնվել կիրառված լարման ազդեցությամբ: Միաժամանակ վերականգնվում է դիսլոկացիոն *A B* հատվածը, որը կարող է ամբողջությամբ կրկնել նկարագրված պրոցեսը: Այս եղանակով վերածնվում են օղակների անվերջ սերիաներ, քանի դեռ դիսլոկացիոն ազդեցությունների դեպքում առաջացող և կիրառված լարումներին հակազդող հակադիր լարումները չեն դադարեցրել աղբյուրի աշխատանքը:

## § 4. ՄԱԿԵՐԵՎՈՒԹԱՅԻՆ ԵՎ ԾԱՎԱԼԱՅԻՆ ԱՐԱՏՆԵՐ

Մակերևութային արատների ամենատարածված տեսակի՝ հատիկների սահմանի առաջացումը և հետագա վարքը, որպես կանոն, նկարագրվում են դրանց կառուցվածքի դիսլոկացիոն մոդելի շրջանակներում:

***Ծավալային կառուցվածքային արատները*** հաջորդաբար փոփոխման արդյունքում, ինչպես նշվել է, ձևափոխվում են, գոյություն ունեցող առավել պարզ երկրաչափական ձևերի արատների.

1. ***Ճեղքերի առաջացում:*** Ճեղքը տարբերակող առանձնահատկությունը կայանում է նրանում, որ այն դիսլոկացիաների համախումբ է, կամ ավելի ճիշտ՝ գերդիսլոկացիաների սնամեջ միջուկ:

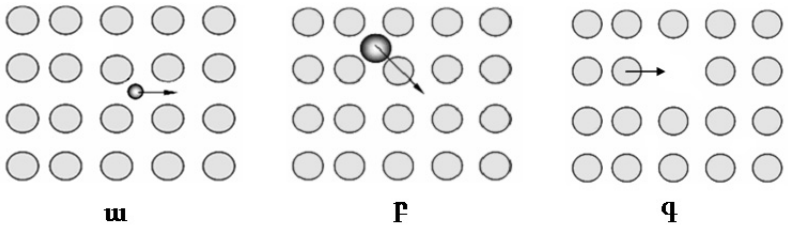
2. ***Խոռոչների առաջացում***: Խոռոչների ի հայտ գալու տարածված մեխանիզմն առանձին թափուրքների խմբավորումներ ձևավորելու ճանապարհով դրանց հետագա խտացումներն են մինչև խոռոչներ դառնալը: Այս պատճառով խոռոչը կարելի է դիտարկել որպես թափուրքների համախումբ:

***Տեխնոլոգիական ծավալային արատների առաջացումը:*** Այս արատների ձևավորումը տեղի է ունենում այնպիսի տեխնոլոգիական պրոցեսներում, որոնց ընթացքում նյութը ենթարկվում է դրա պատրաստման համար անհրաժեշտ գործողությունների:

Տեխնոլոգիական դատարկության առաջացման մեկ այլ տարածված սխեմա է փոշենման նյութերի մամլման և թրծման պրոցեսներում դրանց ծագումը: Այստեղ խոռոչներն առաջանում են շնորհիվ առանձին փոշեհատիկների՝ միմյանց հետ ոչ կիպ դասավորության, չնայած ճնշման ներառումը (մամլման ընթացքում) և հետագա բարձր ջերմաստիճանային տաքացումը (թրծում) նկատելիորեն իջեցնում են նյութի ծակոտկենությունը, մեծացնում են դրա խտությունը տարբեր եղանակներով:

Հայտնի է դիֆուզիայի մի քանի մեխանիզմ՝ միջհանգուցային, դիսոցումային (տարաբաժանումային), թափուրքային և օղակային (նկ. 2.8):

Առավել կարևոր մեխանիզներ են համարվում միջհանգուցայինը և թափուրքայինը:




*Նկ. 2.8. Դիֆուզիայի մեխանիզմները. միջհանգուցային (ա), դիսոցումային (տարաբաժանումային) (բ), թափուրքային (գ):*

Միջհանգույցներով դիֆուզիայի դեպքում (նկ. 2.8, ա) միջհանգուցային տարածքում առկա սեփական կամ խառնուրդային ատոմը կարող է անցնել հարևան միջհանգուցային տարածք: Այսպիսի անցումների հաջորդական իրականացումները կարող են հանգեցնել ատոմի բավական մեծ տեղափոխման: Դիֆուզիայի այսպիսի մեխա-

նիզմը բնորոշ է տարատեսակ պինդ մարմիններին, հատկապես, եթե տեղափոխվող ատոմի չափերը փոքր են տվյալ բյուրեղային կառուցվածքում գոյություն ունեցող միջհանգուցային «դատարկության» չափերի համեմատ (օրինակ՝ ջրածնի դիֆուզիան պլատինում):

Դիսոցումային դիֆուզիան (նկ. 2.8, բ) համարվում է այսպիսի մեխանիզմի տարատեսակ: Այս դեպքում խառնուրդի ատոմը ցանցի հանգույցից տեղաշարժվում է միջհանգուցային տարածք: Այսպիսի մեխանիզմով է իրականանում, օրինակ, պղնձի ատոմների դիֆուզիան գերմանիումի ցանցում: Պղնձի ատոմները կարող են զբաղեցնել ինչպես ցանցի նորմալ հանգույցները՝ առաջացնելով փոխատեղման պինդ համաձուլվածք, այնպես էլ միջհանգուցային դիրքեր՝ ներդրման պինդ համաձուլվածք: Մեկի և մյուսի քանակությունը տվյալ ջերմաստիճանում նկարագրվում է յուրաքանչյուր վիճակի ներդրումը հաշվի առնող բաշխման օրենքով:

Չնայած միջհանգուցային ատոմների փոքր կոնցենտրացիային, դրանց դերը դիֆուզիայի պրոցեսում կարող է որոշիչ լինել՝ շնորհիվ հանգույցներում տեղաբաշխված պղնձի ատոմների մեծ շարժունության:

Թափուրքային մեխանիզմի (նկ. 2.8, գ) դեպքում ցանցի նորմալ հանգույցը զբաղեցնող ատոմն անցնում է հարևան թափուր հանգույց, այսինքն՝ թափուրքը և հանգուցային ատոմը տեղերով փոխվում են: Այսպիսի անցումների՝ ընտրված ուղղությամբ հաջորդականորեն իրականացումները կարող են բերել ատոմի բյուրեղում բավական մեծ հեռավորությամբ տեղափոխման, ընդ որում, թափուրքը տեղափոխվում է հակառակ ուղղությամբ:

Այսպիսի մեխանիզմով կարող են տարածվել ինչպես խառնուկային, այնպես էլ սեփական ատոմները, սակայն ատոմների տեղափոխության այս եղանակը հնարավոր է միայն այն դեպքում, եթե դիտարկվող ատոմի հարևանությամբ կա թափուր հանգույց:

Ակնհայտ է, որ թափուր հանգուցային և միջհանգուցային մեխանիզմներով դիֆուզիայի արագությունը հիմնականում որոշվում է կետային արատների կոնցենտրացիայով:

# ԳԼՈՒԽ 3.

# ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ԵՎ ԱՏՈՄԱՅԻՆ ԳՐԳՌՈՒՄՆԵՐԸ ՊԻՆԴ ՄԱՐՄԻՆՆԵՐՈՒՄ

## § 1. ՏԱՐԲԱԿԱՆ ԳՐԳՌՈՒՄՆԵՐ (ՔՎԱԶԻՄԱՄՆԻԿՆԵՐ) ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ

Իդեալական կանվանենք այն բյուրեղը, որում ցանցի բոլոր հանգույցներն զբաղեցված են միայն տվյալ նյութի ատոմներով, և որի ցանցն անսահմանափակ է բոլոր ուղղություններով: Բյուրեղի ցանկացած փոխազդեցություն այլ մասնիկների հետ՝ ատոմների տեղաշարժը, իոնացնումը, էլեկտրոնների գրգռումը և այլն, հանգեցնում են այդ իդեալականության խախտման: Բյուրեղի շեղումն իդեալական վիճակից նկարագրելը բարդ է: Բյուրեղում այդպիսի աղավաղումների դեպքում, երբ վերջիններս միմյանց հետ դեռևս չեն փոխազդում, հնարավոր է բյուրեղի նկարագրման համար կոորդինատներն այնպես ընտրել, որ մասնիկների մեծ քանակություն պարունակող յուրաքանչյուր աղավաղում՝ ամբողջությամբ վերցված, նկարագրվի անկախ փոփոխականների ոչ մեծ թվով:

Հաշվարկման ելակետ է իդեալական բյուրեղը: Բյուրեղի մասնիկների շեղումները իդեալական վիճակից կարող ենք ներկայացնել որպես կոորդինատական բազիս, որից կարելի է կազմել գծային կամ ոչ գծային համակցություն այնպես, որ կարողանանք պարզ կերպով նկարագրել աղավաղումը: Այդ դեպքում աղավաղումը կարող ենք ներկայացնել մեկ կամ մի քանի անկախ, միմյանց հետ չփոխազդող գոյացությունների տեսքով, որոնք ունեն որոշակի զանգված, իմպուլս, էներգիա և այլն, այսինքն՝ այն ամենը, ինչը նկարագրում են իրական մասնիկները: Այդպիսի գոյացություններն անվանում են քվազիմասնիկներ:

Այժմ դիտարկենք քվազիմասնիկներ, որոնք բնութագրում են էլեկտրոնային ենթահամակարգը՝ ատոմային ենթահամակարգի իդեալական վիճակի դեպքում:

**Հաղորդականության էլեկտրոններ:** Էլեկտրոնը բյուրեղի պարբերական դաշտում գրեթե բարդ գոյացություն է: Սակայն, եթե բյուրեղի ոչ պարբերական մասի հետ դրա փոխազդեցությունը համարենք փոքր, իսկ պարբերական պոտենցիալից ազատվենք արդյունարար զանգվածի մեթոդով, ապա կստանանք քվազիմասնիկ, որը նման է ազատ էլեկտրոնի: Այսպիսի մասնիկի դիսպերսային օրենքը՝ դրա էներգիայի կախումը $P$ իմպուլսից (կամ ալիքային վեկտորից՝ $k = \hbar^{-1}P$), ընդհանուր առմամբ տարբերվում է ազատ մասնիկի դիսպերսային օրենքից՝

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}:$$

Գոյություն ունի արդյունարար զանգվածի թենզոր, որը համապատասխանում է հաղորդականության էլեկտրոնի շարժման տարբեր ուղղություններին:

**Հաղորդականության խոռոչներ:** Կիսահաղորդչի էլեկտրոնային ենթահամակարգի այլ պարզագույն արատ է էլեկտրոնի բացակայությունը վալենտական գոտում: Այդպիսի արատի առկայությունը հանգեցնում է վալենտական գոտում այլ էլեկտրոնների տեղափոխման հնարավորության: Այդպիսի տեղաշարժը կարող ենք դիտել որպես խոռոչի տեղաշարժ: Խոռոչն ունի դրական լիցք և էլեկտրոնի զանգվածի կարգի զանգված:

Կիսահաղորդչում քվազիմասնիկի՝ հաղորդականության խոռոչի ձևական նմանակը պոզիտրոնն է: Հաղորդականության էլեկտրոնի և խոռոչի շարժումը կապված է ինչպես լիցքի, այնպես էլ զանգվածի տեղափոխման, հետ:

**Էքսիտոն:** Այն պնդումը, որ իդեալական բյուրեղում պոտենցիալը պարբերական է, ճիշտ է «ավելորդ» էլեկտրոնի համար, որը բյուրեղի մեջ բացասական լիցք է կրում:

Բյուրեղական համակարգի էլեկտրաչեզոքության պայմանի դեպքում մնացած սեփական էլեկտրոնների համար այդ պնդումը սխալ է: «Մնացած բյուրեղում» կա ավելորդ միավոր դրական լիցք, որը փոխազդում է բյուրեղում դիտարկվող սեփական էլեկտրոնի հետ: Սակայն, եթե այդ դրական լիցքի և էլեկտրոնի միջև հեռավորությունը մեծ է, ապա էլեկտրոնի դիրքում պարբերականությունից շեղումը էական չէ: Եթե էլեկտրոնի փոխազդեցությունը դրան համակշռող լիցքի հետ էական է, ապա էլեկտրոնի պոտենցիալը պարբերական չէ:

Պարբերական կարող ենք համարել «էլեկտրոններ համակշռող լիցք» գոյացության պոտենցիալը, իսկ այդ գոյացությունը կարելի է դիտարկել որպես քվազիմասնիկ՝ էքսիտոն: Կարելի է էքսիտոնին վերագրել արդյունարար զանգված և այն դիտել որպես $E(k)$ դիսպերսային օրենքով որոշվող և $\hbar\vec{k}$ քվազիիմպուլսով քվազիմասնիկ:

Մեծ շառավղով էքսիտոնը կարելի է դիտել որպես քվազիմոլեկուլ, որը բաղկացած է էլեկտրոնից և խոռոչից (Վանյե-Մոտի էքսիտոն): Եթե էքսիտրոնի շառավիղը փոքր է և էլեկտրոնի ու խոռոչի լիցքերը չեն կարող կետային համարվել, դրանք վերադրվում են, և այդպիսի վիճակի սպեկտրը որոշվում է դրանց վերադրման տիրույթը հաշվի առնելով: Փոքր շառավղով էքսիտոնի սահմանային դեպք է Ֆրենկելի էքսիտոնը: Այն ատոմի գրգռված վիճակ է և կարող է փոխանցվել մի ատոմից մյուսին (այն դեպքում, երբ ատոմներն իրենք տատանվում են միայն հավասարակշռության դիրքի շուրջը): Այդ երկու դեպքերն էլ էքսիտոնի մասնավոր դեպքեր են: Այսպիսով, էքսիտոնը քվազիմասնիկ է՝ բյուրեղի էլեկտրոնի և համակշռող դրական լիցքի գրգռված վիճակ, որն էլեկտրականապես չեզոք է և շարժվում է որպես մեկ ամբողջություն: Էքսիտոնի շարժումը չի ուղեկցվում զանգվածի կամ լիցքի տեղափոխմամբ, բայց իրենից ներկայացնում է էլեկտրոնային գրգռման էներգիայի փոխադրում:

Էքսիտոններն ունեն վերջավոր կյանքի տևողություն: Էլեկտրոնն ինքնակամորեն վերադառնում է սկզբնական հիմնական վիճակին (այսինքն՝ մեծ շառավղով էքսիտոնի դեպքում վերամիավորվում է

խոռոչի հետ): Փոքր շառավղով էքսիտոնի կյանքի տևողությունը $10^{-6}$-$10^{-9}$վ է: Մեծ շառավղով էքսիտոնների կյանքի տևողությունը կախված է կիսահաղորդչի առանձնահատկություններից, ինչպես նաև նկատելիորեն փոփոխվում է ջերմաստիճանի հետ: Այն էներգիան, որն առաքվում է էքսիտոնի վերամիավորման հետևանքով, կարող է անջատվել լույսի քվանտի տեսքով (ճառագայթային վերամիավորում) կամ առանց դրա:

Հնարավոր է, որ էքսիտոնից առաջանան ավելի բարդ միացություններ (բիէքսիտոններ, էքսիտոնային կոմպլեքսներ): Դրանց մեծ կոնցետրացիաների և ցածր ջերմաստիճանների դեպքում տեղի է ունենում էքսիտոնների խտացում (կոնդենսացիա) «հեղուկ» կաթիլի տեսքով, որն իրենից ներկայացնում է էլեկտրոն-խոռոչային պլազմա:

**Պլազմոններ:** Դիտարկենք դանդաղ դրական մասնիկների և արագ էլեկտրաբացասական մասնիկների՝ իոնների և էլեկտրոնների էլեկտրաչեզոք համակարգ: Եթե էլեկտրոնները որպես մեկ ամբողջություն, տեղաշարժված են անշարժ դրական լիցքի նկատմամբ $r$ հեռավորությամբ, ապա գոյություն ունի միավոր ծավալով դիպոլային մոմենտ՝ $P = Qr$, որտեղ $Q$-ն բոլոր էլեկտրոնների գումարային լիցքն է՝ $Q = en$ ($e$-ն տարրական լիցքն է, n-ը՝ էլեկտրոնների կոնցենտրացիան): Դիպոլի դաշտը՝ $E = -4\pi P$, որոշում է յուրաքանչյուր էլեկտրոնի վրա ազդող $F = qE$ ուժը, իսկ շարժման հավասարումը յուրաքանչյուր էլեկտրոնի համար ունի հետևյալ տեսքը՝

$$m_e \frac{d^2 r}{dt^2} = -4\pi n e^2 r :$$

Վերջին հավասարման լուծումը՝ $r = r_0 e^{i\omega_p t}$, որտեղ

$$\omega_p = \left( \frac{4\pi n e^2}{m_e} \right)^{1/2} : \qquad (3.1)$$

Այս կերպ էլեկտրոնների համախումբը, որպես մեկ ամբողջություն, կտատանվի դրական լիցքի ֆոնի նկատմամբ (3.1) «պլազմային» հաճախությամբ: Եթե էլեկտրոնային գազի շարժման հավասարումը քվանտացնենք, ապա այդպիսի տատանումները կարելի է ներկայացնել որպես $\omega_p$ (3.1) հաճախությամբ տատանումների քվանտների հավաքածու: Այդ քվանտներն իրենցից ներկայացնում են քվազիմասնիկներ՝ պլազմոններ, որոնք կարող են փոխազդել միմյանց հետ, այլ քվազիմասնիկների հետ, գրգռվել արտաքին աղբյուրով և այլն: Պինդ մարմնում պլազմային տատանումների քվանտի էներգիան՝ $\hbar\omega_p$ ~10-20 էՎ: $\omega_p$-ն մեծ է էլեկտրոնների վալենտական գոտուց հաղորդականության գոտի անցման հաճախությունից:

## § 2. ՔՎԱԶԻՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ՀԱՎԱՍԱՐԱԿՇԻՌ ՎԻՃԱԿԱԳՐՈՒԹՅՈՒՆ

**Հավասարակշռություն և քվազիհավասարակշռություն:** Կիսահաղորդիչների ֆիզիկայում հաճախ գործ ենք ունենում վերջավոր չափերով համակարգի հետ, որն ունի մասնիկների վերջավոր քանակ և տարածական սահմաններ:

Դիտարկենք փակ համակարգ, որը ստացիոնար պոտենցիալային դաշտում (էլեկտրական կամ գրավիտացիոն) է: Սկսած այն պահից, երբ համակարգը դարձավ փակ, դրանում կարող են տարբեր փոփոխություններ տեղի ունենալ, որոնք պայմանավորված են համակարգի մասնիկների՝ միմյանց հետ փոխազդեցություններով: Բայց ժամանակի ընթացքում, երբ մասնիկները հասցնում են հնարավոր էներգիական մակարդակներով մեծ թվով անցումներ կատարել, համակարգը կանցնի որոշակի վիճակի, որտեղ արտաքին գրգռումների բացակայության պայմաններում կմնա շատ երկար ժամանակ: Այն վիճակը, որին փակ համակարգն անցնում է ինքնակամ, ներքին ուժերի ազդեցությամբ, հենց փակ համակարգի հավասարակշիռ վիճակն է: Փակ համակարգում առանձնացնենք համեմատա-

բար փոքր ենթահամակարգ, իսկ մնացած մասն անվանենք թերմոստատ: Եթե փակ համակարգը հավասարակշիռ վիճակում է, ապա նրա ենթահամակարգը ևս կգտնվի հավասարակշռության մեջ:

Իրական համակարգերը միշտ որոշակի փոխազդեցության մեջ են շրջակա միջավայրի հետ:

Հավասարակշիռ վիճակում քվազիմասնիկների թվի որոշման համար պետք է օգտագործել Գիբսի կանոնական (կամ մեծ կանոնական) բաշխումը: Այդ բաշխումների էությունը յուրաքանչյուր հնարավոր վիճակում մասնիկների առավել հավանական թվի $(n_i)$ որոշումն է: Այդպիսի թվերը համապատասխանում են որոշակի ջերմադինամիկական ֆունկցիայի մինիմումին (տրված ներքին $E$-ի դեպքում՝ ազատ էներգիայի $F = E - TS$ մինիմումին) և համընկնում են հավասարակշիռ վիճակում $n_i$-ի արժեքների հետ:

Քվազիհավասարակշիռ են անվանում համակարգի այն վիճակը, որն ամբողջությամբ հավասարակշիռ չէ և հավասարակշիռ է միայն մասնիկների այն մասը, որոնք առավել արդյունավետ են փոխազդում միմյանց հետ:

Որոշենք հաղորդականության էլեկտրոնների կոնցետրացիան տեղային էլեկտրոնային կենտրոնների անփոփոխ կոնցենտրացիայի դեպքում: Սա քվազիհավասարակշռության դեպք է, որտեղ էլեկտրականապես ակտիվ ատոմային արատները չեն հասցնում փոխազդել միմյանց հետ, իսկ արագ էլեկտրոնները հավասարակշիռ կերպով վերաբաշխվում են թույլատրված էներգիական մակարդակներում:

Հաղորդականության գոտու էլեկտրոնների $n$ կոնցետրացիայի, $s$-տիպի մակարդակում արատների $n_s$ կոնցետրացիաների և վալենտական գոտու $p$ կոնցենտրացիաների ($n_i$) միջև հարաբերակցությունը հետևում է ջերմադինամիկական պայմաններից: Դրանք ունեն հետևյալ տեսքը՝

$$np = Q_c Q_v \exp\left(\frac{-E_g}{kT}\right)$$

$$n_s = \frac{nN_s}{n + Q_s q_s \exp\left(\frac{-E_s}{kT}\right)}, \qquad (3.2)$$

որտեղ $Q_c$ - ն հաղորդականության (c) գոտում վիճակների արդյունարար խտությունն է, այսինքն՝ գոտում էլեկտրոնների տարբեր մակարդակների թիվը, որոնց էներգիաները ենթադրվում են միմյանց հավասար. այն սովորաբար ընդունում են որպես էլեկտրոնների էներգիաների հաշվարկման սկիզբ: Նույն իմաստն ունի նաև $Q_v$ -ն վալենտական (v) գոտու խոռոչների համար:

$Q_{cv} = 2\left(2\pi m^*_{e,h} kT\right)^{3/2} h^{-3}$, որտեղ $m^*_{e,h}$-ը հաղորդականության էլեկտրոնի (խոռոչի) արդյունարար զանգվածն է, $E_g$ -ն՝ արգելված գոտու լայնությունը, $N_s$-ը՝ $s$-րդ տեսակի արատների կոնցետրացիան, որոնց վրա էլեկտրոնի $E_s$ էներգիան հաշվվում է $c$ գոտու սահմանից ներքև ($E_s > 0$), $q_s$ -ն այլասերման գործոնն է $s$-րդ արատի էներգիական մակարդակի համար: Այստեղ ենթադրվում է, որ էլեկտրոններն ու խոռոչները այլասերված չեն, այսինքն՝ $n << Q_c, P << Q_v$:

$n$ փոփոխականի դեպքում կարելի է ներմուծել մեկ այլ անկախ փոփոխական՝ $\mu$ -ն, $n = Q_c \exp\left(\mu / kT\right)$ արտահայտության միջոցով: Այդ դեպքում՝

$$n_s = \left[1 + q_s \exp\left(-\frac{E_s - \mu}{kT}\right)\right]: \qquad (3.3)$$

(3.3) արտահայտությունը Ֆերմիի բաշխումն է էլեկտրոնների համար $S$ մակարդակի հնարավոր վիճակներով, $\mu$-ն՝ Ֆերմիի մակարդակի էներգիան, որի արժեքը որոշում է $S$ մակարդակի էլեկտրոններով լրացման աստիճանը:

(3.2) համակարգը բավական չէ $n, n_s, p$ կոնցետրացիաների որոշման համար, այն տալիս է այդ կոնցետրացիաների միջև հարաբերակցությունը, բայց չի որոշում համակարգում էլեկտրոնների թիվը, որոնք բաշխված են դիտարկող վիճակների միջև: $n_i$-ի հավասարակշիռ արժեքների համար էական է համարվում էլեկտրաչեզոքության պայմանը: Այդ պայմանը կարելի է գրել հետևյալ կերպ՝

$$n + \sum_S n_{P,S} + \sum_S n_{A,S} = \sum_S N_{P,S} + P \ , \qquad (3.4)$$

որտեղ ձախից գրվածը համակարգի գումարային բացասական լիցքն է ($e$ միավորներով), որը հավասար է մակարդակների միջև վերաբաշխմանը մասնակցող բոլոր էլեկտրոնների գումարային կոնցենտրացիաներին հաղորդականության գոտում, բոլոր դոնորային ($n_{P,S}$) և ակցեպտորային $\left(n_{A,S}\right)$ մակարդակների վրա, աջից՝ գումարային դրական լիցքը, որը կազմված է խոռոչների լիցքերից և բոլոր դոնորային մակարդակներից:

(3.2) և (3.4) հավասարումները նկարագրում են խառնուկային հաղորդականությունը և կիսահաղորդչի սեփական (հաղորդականության մեջ արատների նկատելի ներդրման բացակայության դեպքում) հաղորդականությունը, որի դեպքում՝

$$n = p = \sqrt{Q_k Q_v}\,\exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right): \qquad (3.5)$$

**Ֆոնոնների, պլազմոնների, էքսիտոնների հավասարակշիռ վիճակագրություն:** Թվարկված քվազիմասնիկները բոզոններ են: Դրանց

նկատմամբ Գիբսի ջերմադինամիկական մոտեցումը հանգեցնում է Բոզե-Այնշտայնի բաշխմանը՝

$$n_k = \left[ \exp\left( \frac{\hbar\omega_k}{kT} \right) - 1 \right]^{-1}, \qquad (3.6)$$

որտեղ $n_k$-ն $k$-րդ տեսակի և $\hbar\omega_k$ էներգիայով բոզոնների հավասարակշռական կոնցետրացիան է $T$ ջերմաստիճանում:

## § 3. ԱՆՀԱՎԱՍԱՐԱԿՇԻՌ ՊՐՈՑԵՍՆԵՐԻ ՆԿԱՐԱԳՐՄԱՆ ՓՈՐՁԱՐԱՐԱԿԱՆ ՄԵԹՈԴՆԵՐԸ ԵՎ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆԸ

Անհավասարակշիռ պրոցեսների նկարագրման ամենապարզ մոտեցումը հիմնված է տարրական ծավալում մասնիկների $n_i(r,t)$ միջին թվի որոշման վրա: Տարրական ծավալը բավական փոքր է ինտեգրման հնարավորության համար, բայց բավարար չափով մեծ է, որպեսզի պարունակի մակրոսկոպական թվով մասնիկներ: Մասնիկների թվի՝ ժամանակից կախված փոփոխման հավասարումները կարելի է գրել պարզ դատողություններից ելնելով: Դիտարկենք տարածական-համասեռ դեպքը, բոլոր $n_i$-երը կախված են միայն $t$-ից: Տարրական ծավալում ժամանակի ընթացքում մասնիկների կոնցենտրացիայի $dn_i/dt$ փոփոխությունը պայմանավորված է նրանում $i$-րդ մասնիկի գոյացման կամ ոչնչացման ռեակցիաներով: Այդ ռեակցիաների հավանականությունն ընդհանուր դեպքում կախված է $n_i$ կոնցենտրացիաներից: Բոլոր ռեակցիաները մասնատենք զրոյական, առաջին, երկրորդ և այլն կարգի ռեակցիաների՝ մինչև $n_i$, այսինքն՝ ռեակցիաների, որոնց արագությունները համեմատական են $n_i^m$-ին ($m$-ը ռեակցիայի կարգն է): Արատների կոնցենտրացիայի զրոյական կարգի ռեակցիայի օրինակ է բյուրեղում արատի առաջա-

ցումը ֆոտոնի ազդեցությամբ: Նրա արագությունը կարելի է նշանակել $\lambda$ -ով (արատ/վ սմ$^3$): Ռեակցիայի արագությունը բյուրեղում կարող ենք գրել հետևյալ տեսքով՝ $\lambda = \eta' n_{ֆ}$, որտեղ $\eta'$ -ն (արատ/ֆոտոն վ) երևութաբանական պարամետր է: Հաճախ դիտարկվող ռեակցիայի արագությունը ներկայացնում են $\lambda = \eta I$ տեսքով, որտեղ $I$ -ն ֆոտոնների թիվն է, որոնք ընկնում են բյուրեղի 1սմ$^2$ մակերևույթին 1 վայրկյանում, $\eta$ -ն արատների միջին թիվն է, որոնք ծնվում են 1 ընկնող ֆոտոնով.

$$\left(\frac{dn_i}{dt}\right)_{\text{ռեակց.}} = \lambda_i + \sum_s \gamma_s n_s + \sum_{ss'} n_s n_{s'} - \beta_i n_i - \sum_s \beta_{is} n_i n_s + \cdots \qquad (3.7)$$

Հավասարումների համակարգի լուծումը ռեակցիաների տրված խմբի և սկզբնական պայմանների դեպքում հանգեցնում է $n_i(t)$ -ի որոշմանը $\lambda_i, \gamma_{is}$ երևութաբանական պարամետրերի միջոցով: Եթե հայտնի է այդպիսի պարամետրերի ամբողջական հավաքածուն հնարավոր բոլոր ռեակցիաների համար այս կամ այն բյուրեղում, ապա կարելի է նախապես հաշվարկել բյուրեղի վարքը տարբեր անհավասարակշիռ պայմաններում:

Եթե համակարգը տարածականորեն անհամասեռ է, ապա հավասարակշռության հավասարման մեջ յուրաքանչյուր տեսակի $i$ -րդ շարժունակ մասնիկի համար պետք է մտցնել $dr$ ծավալ մտնող և դուրս եկող մասնիկների թիվը:

Կամայական մակերևույթի միավոր մակերեսը հատած մասնիկների $j_i$ հոսքն ուղղված է $n_i$ կոնցենտրացիայի գրադիենտին ուղղահայաց ուղղությամբ և համեմատական է այդ գրադիենտին՝ $j_i = D_i grad\ n_i$, որտեղ $D_i$ -ն համեմատականության գործակիցն է և կոչվում է $i$ -րդ մասնիկի դիֆուզիայի գործակից: Ինտեգրելով հոսքն

ամբողջ մակերևույթով՝ գտնում ենք $dr$ ծավալը շրջապատող մակերևույթ մտած և նրանից դուրս եկած մասնիկների գումարային թիվը: Եթե անցնենք մակերևութային ինտեգրալից ծավալայինի, ապա $dr$ ծավալում մասնիկների թվի փոփոխման համար կստանանք՝

$$\left(\frac{dn_i}{dt}\right)_{\text{դիֆ}} = D_i \Delta n_i \tag{3.8}$$

որտեղ $\Delta n_i = divgrad\ n_i$:

Եթե շարժվող մասնիկների վրա ազդում է $F$ ուժը, ապա $dn_i / dt$ փոփոխական մեծության մեջ ավելանում է դրեյֆային անդամ, որը հաշվի է առնում $n_i U_i$ մասնիկների հոսքի տարբերությունը, որոնք $dr_i$ ծավալ մտնում և դուրս են գալիս այդ ուժի ազդեցությամբ.

$$\left(\frac{dn_i}{dt}\right) = -\Delta\left(n_i U_i\right), \tag{3.9}$$

որտեղ $U_i$-ն շարժվող $i$ տեսակի մասնիկների դրեյֆի միջին արագությունն է $F$ ուժային դաշտում: $\left(dn_i / dt\right)$-ի համար վերջնական արտահայտությունը կստանանք (1)-ի և (3)-ի օգնությամբ՝

$$\frac{dn_i}{dt} = \left(\frac{dn_i}{dt}\right)_{\text{ռեակց.}} + \left(\frac{dn_i}{dt}\right)_{\text{դիֆ.}} + \left(\frac{dn_i}{dt}\right)_{\text{դրեյֆ}} \tag{3.10}$$

Եթե ազդող ուժերը կամ նախապես տրված կոնցենտրացիաների գրադիենտները մակրոսկոպական են, ապա տեղի է ունենում նմուշի երկայնքով մասնիկի զանգվածի կամ լիցքի տեղափոխություն: Սակայն պետք է նշել, որ տեղափոխության բացակայության դեպքում,

երբ նմուշը մակրոսկոպորեն համասեռ է, միջին մակրոսկոպական ուժը հավասար է զրոյի, գոյություն ունեն միկրոսկոպական ուժեր և կոնցենտրացիաների գրադիենտներ, որոնք որոշվում են (3.10) հավասարման վերջին երկու անդամով:

## § 4. ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ԿՏՐՎԱԾՔԸ ԵՎ ՊՈՏԵՆՑԻԱԼԸ

Մասնիկի (քվանտի)՝ ատոմի հետ բախման կարևոր բնութագիր է կտրվածքը: Օրինակ՝ կարևոր է ցրող ատոմին որոշակի էներգիայի փոխանցման կտրվածքը, որոշակի անկյամբ ցրվող մասնիկի ուղղության փոփոխության կտրվածքը, այսինքն՝ միջուկի՝ իր ուղղությամբ թռչող մասնիկի զավթման կտրվածքը և այլն:

Ենթադրենք, «փորձնական» ատոմի վրա տրված **v** արագությամբ անընդհատ ընկնում է միանման մասնիկների տարածականորեն համասեռ հոսք (համանման դիտողություններ կարելի է կատարել ընկնող ***k*** ալիքային թվով հարթ ալիքի համար):

Հոսքի մեծությունը, որն անցնում է **v** վեկտորին ուղղահայաց մակերևույթի $\sigma_o$=1սմ$^2$ մակերեսով, սահմանվում է որպես $n_o = n$v, որտեղ $n$ -ը ընկնող մասնիկների խտությունն է:

Բախման պրոցեսի նկարագրությունը լրիվ բավարար կլինի, եթե մասնիկի (կամ «փորձնական» ատոմի) որևէ պարամետրի համար հնարավոր է տալ այն մասնիկների $dn_v'(a)$ հոսքի մեծությունը, որոնց համար բախման արդյունքում այդ պարամետրի արժեքներն ընկնում են կամայականորեն ընտրված $a$ և $a+da$ միջակայքում, (ընդ որում, անհրաժեշտ է հաշվի առնել, որ յուրաքանչյուր բախումից հետո «փորձնական» ատոմն ակնթարթորեն վերադառնում է ելման վիճակ): Հոսքի նշված արժեքը կարելի է գրել $dn_v(a) = n_v d\sigma_a / \sigma_o$ տեսքով: $d\sigma_a$ մեծությունը մակերևույթի մակերեսն է, որը հատում են սկզբնական ընկնող հոսքի $dn_v(a)\sigma_o$ մասնիկները մեկ վայրկյանում: Այսպիսով, որոշակի տեսակի բախումների ենթարկված մաս-

նիկների $dn_o(a)/n_v$ մասնաբաժնի որոշումը հանգում է մակերևույթի որոնմանը.

$$d\sigma_a(a) = \sigma_o = \frac{dn_v(a)}{n_v}: \qquad (3.11)$$

Ներմուծված $d\sigma_a$ մեծությունը կոչվում է ատոմի հետ մասնիկի բախման պրոցեսի դիֆերենցիալ կտրվածք: Ակնհայտ է, որ $d\sigma_a$-ն համեմատական է $da$-ին, որի հետևանքով հաճախ դիֆերենցիալ կտրվածքը ներկայացվում է հետևյալ տեսքով.

$$d\sigma_a = \frac{d\sigma_a}{da} da \qquad (3.12)$$

Եթե հայտնի է $d\sigma_a$ դիֆերենցիալ կտրվածքը, ինչպես նաև $a$ և ինչ-որ $b$ մեծությունների միջև հարաբերակցությունը, ապա կարելի է որոշել բախման $d\sigma_b$ կտրվածքը $b$ պարամետրի արժեքների $b$-ից մինչև $b+db$ փոփոխման միջակայքում.

Ինչպես երևում է սահմանումից, կտրվածքի $\sigma_a$ մեծությունը ընդհանուր դեպքում չի հանգում ատոմի լայնական հատույթի կտրվածքին կամ փոխազդեցության շառավղի քառակուսուն (չնայած, որոշ մասնավոր դեպքերում այդպիսի համընկնում հնարավոր է):

Կտրվածքի $d\sigma_a$ մեծությունը կարելի է միարժեքորեն կապել $a$ պարամետրի նշված փոփոխությամբ բախման հավանականության հետ: Սովորաբար քննարկվում է չափայնության հավանականությունը՝ $dW(a)$, որը $n_v$ ընկնող մասնիկների տրված հոսքում միավոր ժամանակում $a$ պարամետրի $a$-ից մինչև $a+da$ փոփոխության միջակայքում բախումների ենթարկված մասնիկների թիվն է՝ $dW(a)=dn_v(a)\sigma_o$: Այսպիսի սահմանմամբ $dW(a)$ -ն համեմատական է $n_v$-ին՝

$$dW(a)=d\sigma_a n_v: \qquad (3.13)$$

Իմանալով միջուկային ճառագայթման թափանցող մասնիկների (քվանտների) փոխազդեցության կտրվածքը նյութի ատոմների հետ, կարելի է որոշել բազմակի բախումների ժամանակ նյութի և փոխազդող մասնիկների պարամետրերի փոփոխությունները:

Նշանակենք ցրող ատոմների կոնցենտրացիան $N_o$-ով, իսկ թռչող մասնիկների բախումների թիվը, երբ $a$ պարամետրը 1սմ վազքուղու վրա փոխվում է $a$-ից մինչև $a+da$՝ $d\delta\nu_a/dx$-ով: Վերջին մեծությունը վազքուղու երկարության հակադարձ մեծության միջին վիճակագրական արժեքն է երկու հաջորդական բախումների միջև $\delta l_a^{-1}$ ցրող ատոմների հավասար հավանական բաշխման ժամանակ և կարող է գրվել հետևյալ տեսքով՝

$$\frac{d\delta\nu_a}{d\nu} = \delta l_a^{-1} = N_o d\sigma_a : \qquad (3.14)$$

Այս դեպքում ենթադրվում է, որ $d\sigma_a$–ն կախված չէ $a$-ից ($d\sigma_a(a)$ արտահայտության մեջ $a$ ինդեքսը որոշում է այն պարամետրը, որի փոփոխությունը բախման ժամանակ մեզ չի հետաքրքրում, իսկ $a$ արգումենտը ցույց է տալիս $d\sigma_a$ մեծության կախումն այս պարամետրից): Երկու հաջորդական բախումների միջև վազքուղու հակադարձ մեծությունը $a$ մեծության կամայական փոփոխման դեպքում որոշվում է հետևյալ արտահայտությամբ՝

$$\frac{d\nu_a}{dx} = l_a^{-1} = N_o \sigma_a : \qquad (3.15)$$

Եթե $\sigma_a$-ի $a$-ից կախումը զգալի է, ապա միավոր ճանապարհի վրա բախումների թիվը փոխվում է գրգռող մասնիկի անցմանը զուգընթաց: Ճանապարհի միավորի համար միջինացնելով՝ մեծ քանակությամբ բախումների դեպքում, կախված $a$-ի փոփոխվող արժեքից, կստանանք՝

$$\overline{\frac{dv_a}{dx}} = \frac{N_o}{x - x_o}\int_{x_o}^{x} \sigma_a(a)\,dx = \frac{N_o}{x - x_o}\int_{a_o}^{a} \sigma_a(a)\left(\frac{da}{dx}\right)^{-1} da\,, \qquad (3.16)$$

որտեղ $x_o$, $a_o$ մեծությունները վերաբերում են մասնիկի հետագծի սկզբնական կետին: $da/dx$ մեծությունը նույնպես որոշվում է որպես $a$ մեծության փոփոխության միջինացման արդյունք, որը տեղի է ունենում մեծ թվով բախումների դեպքում և յուրաքանչյուր բախման ժամանակ՝

$$\frac{da}{dx} = N_o \int_{a_o}^{a} a\,d\sigma_a(a): \qquad (3.17)$$

Երկու հաջորդական բախումների միջև ընկած τ միջին ժամանակը որոշվում է հետևյալ առնչությունից՝

$$\frac{1}{\tau} = N_o \int_{a_o}^{a} v(a)\,d\sigma_a(a), \qquad (3.18)$$

որտեղ $v(a)$ –ն - մասնիկի արագությունն է, որն ընդհանուր դեպքում կախված է $a$ -ից:

Մասնիկի՝ ճանապարհի միավորի վրա նյութին հաղորդած էներգիայի միջին արժեքն ունի հետևյալ տեսքը՝

$$\frac{dE}{dx} = N_o \int E\,d\sigma_E\,, \qquad (3.19)$$

որտեղ $d\sigma_E$ –ն ցրող ատոմին փոխանցման հատույթն է, բախման էներգիայի $E$-ից մինչև $E + dE$ միջակայքում:

Այսպիսով, իմանալով ատոմային մասնիկների փոխազդեցության տարբեր պրոցեսների կտրվածքները, կարելի է ժամանակի կամայական $t$ պահին հեշտությամբ հաշվել մասնիկի անցած ճանապարհի միջին արժեքը, կորցրած և մնացած էներգիան, հաջորդական բա-

խումների միջև հեռավորությունները, բախումների թիվը, մեկ բախման ժամանակ փոխանցված էներգիան և այլն:

***Փոխազդեցության պոտենցիալները:*** $d\sigma$ մեծության որոշման խնդիրներում կարևորագույնը համարվում է փոխազդեցության պոտենցիալների հարցը: Նյութի միջով կոշտ էլեկտրամագնիսական ճառագայթման քվանտների անցման խնդիրներում սովորաբար բավական է դիտարկել դրանց փոխազդեցությունը նյութի էլեկտրոնների հետ, որոնց

$$W(r,t) = -\frac{i\hbar e}{mc}\vec{A}\nabla$$

պոտենցիալը համարվում է էլեկտրոնային վիճակները փոփոխող գրգիռ, $\vec{A}$ -ն էլեկտրամագնիսական դաշտի վեկտոր-պոտենցիալն է: Ատոմի հետ էլեկտրական կետային լիցքի (փոքձնական մասնիկի) փոխազդեցությունը նկարագրվում է միջուկի և ատոմային էլեկտրոնների կուլոնյան պոտենցիալների գումարով: Այս գումարը որոշում է ատոմի պոտենցիալը տարածության կամայական կետում և կախված է միջուկի ու կապված էլեկտրոնների կոորդինատներից: Եթե կապված ատոմի էլեկտրոնների ատոմային ուղեծրերով շարժման արդյունարար արագությունը շատ մեծ է ցրվող մասնիկի արագությունից, կարելի է կատարել միջինացում՝ ըստ դրանց կոորդինատների: Այդ դեպքում ատոմի պոտենցիալում կապված էլեկտրոնների ներդրումը հավասար է

$$\int\left(\Sigma\frac{e^2}{|r-r_i|}\right)\psi^2\left(...r...\right)\Pi d\overrightarrow{r_i}\ ,$$

որտեղ գումարը և արտադրյալը վերցվում են բոլոր $i$-ով, $i$-ն համարակալում է ատոմի կապված էլեկտրոնները, $\psi$ $(...\boldsymbol{r}_i...)$-ն ատոմի էլեկտրոնների ալիքային ֆունկցիան է: Այս դեպքում ատոմի պոտենցիալը կախված է միայն փոքձնական մասնիկի $\boldsymbol{r}$ կոորդինատից:

Եթե թռչող մասնիկի արագությունը նույն կարգի է կամ փոքր է ուղեծրերով էլեկտրոնների պտտման բնութագրական $v_{ev} \simeq E_\nu \rho_\nu / \hbar$ արագությունից, որտեղ $E_\nu$ և $\rho_\nu$ -ն $-\nu$ քվանտային թվերի հավաքածուով կապված էլեկտրոնների $\psi$ ամպի ուղեծրի կապի էներգիան և շառավիղն են, ապա փոխազդեցության պոտենցիալը զգալիորեն կախված է էլեկտրոնների կոորդինատներից: Փոխազդեցության պրոցեսում տեղի է ունենում անցում կապված էլեկտրոնների առավել բարձր գրգռված վիճակների, այդ թվում նաև անընդհատ սպեկտրի վիճակների: Այդ պատճառով փորձնական մասնիկի վրա ազդող պոտենցիալն ուժեղ կախում ունի փորձնական մասնիկի արագությունից: Վալենտական էլեկտրոնների բնութագրական արագությունները $10^8$ սմ/վ կարգի են, իսկ խոր մակարդակների էլեկտրոններինը՝ $10^9$ - $10^{10}$ սմ/վ: $10^{-24}$ գ զանգված և $10^4$ էՎ էներգիայով մասնիկն ունի $10^8$ սմ/վ արագություն:

# ԳԼՈՒԽ 4.

# ԻՈՆԱՑՆՈՂ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄ ԵՎ ԴՐԱ ԴԱՇՏԸ

## § 1. ԱՐԳԵԼԱԿԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄ

Արգելակային ճառագայթումը լիցքավորված մասնիկի առաքած էլեկտրամագնիսական ճառագայթումն է, երբ այն արգելակվում է էլեկտրական դաշտում:

Համաձայն դասական էլեկտրադինամիկայի, որը բավական լավ է նկարագրում արգելակման ճառագայթման հիմնական օրինաչափությունները, դրա ինտենսիվությունը համեմատական է լիցքավորված մասնիկի արագացման քառակուսուն:

Քանի որ արագացումը հակադարձ համեմատական է մասնիկի զանգվածին, ապա միևնույն դաշտում թեթև լիցքավորված մասնիկի՝ էլեկտրոնի արգելակային ճառագայթումը կլինի, օրինակ, միլիոն անգամ ավելի մեծ, քան պրոտոնի արգելակային ճառագայթումը: Այդ պատճառով առավել հաճախ դիտվում և գործնականում օգտագործվում է արգելակային ճառագայթումը, որն առաջանում է ատոմների միջուկների և էլեկտրոնների էլեկտրաստատիկ դաշտում էլեկտրոնների ցրման ժամանակ:

Այդպիսին է, մասնավորապես, ռենտգենյան խողովակում ռենտգենյան ճառագայթների՝ նյութի միջով անցնելիս արագ էլեկտրոնների ճառագայթման (գամմա-ճառագայթում) բնույթը:

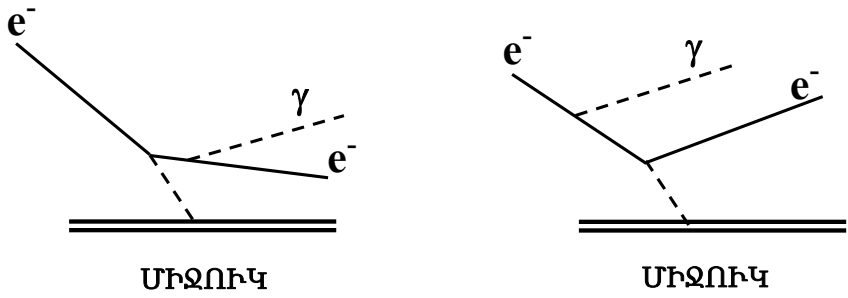
Արգելակային ճառագայթման ֆոտոնների սպեկտրն անընդհատ է և ընդհատվում է հնարավոր առավելագույն էներգիայի դեպքում, որը հավասար է էլեկտրոնի սկզբնական էներգիային:

Արգելակային ճառագայթման ինտենսիվությունը համեմատական է այն միջուկի $Z$ ատոմային համարին, որի դաշտում արգելակվում է էլեկտրոնը (Կուլոնի օրենքի համաձայն՝ էլեկտրոնի միջուկի հետ փոխազդեցության $f$ ուժը համեմատական է $Ze$ լիցքին, որտեղ

$e$- ն տարրական լիցքն է, իսկ արագացումը որոշվում է Նյուտոնի երկրորդ օրենքից. $a = f/m$): Նյութում որոշակի կրիտիկական $E_o$ էներգիայից մեծ էներգիայով օժտված էլեկտրոնի շարժման արգելակումն իրականանում է առավելապես արգելակման ճառագայթման հաշվին (փոքր էներգիաների դեպքում գերակշռում են ատոմների գրգռման և իոնացման կորուստները): Օրինակ՝ կապարի համար $E_o$=10ՄէՎ, օդի համար՝200ՄէՎ:

Էլեկտրոնների ցրումն ատոմային միջուկի և ատոմային էլեկտրոնների էլեկտրական դաշտում համարվում է զուտ էլեկտրամագնիսական պրոցես, և դրա առավել ճշգրիտ նկարագրությունը տալիս է քվանտային էլեկտրադինամիկան:

Համաձայն քվանտային էլեկտրադինամիկայի՝ միջուկի դաշտում գոյություն ունի էլեկտրոնի քվանտային փոքր էներգիայով վիճակի անցման որոշակի հավանականություն, որպես կանոն, մեկ ֆոտոնի ճառագայթմամբ (մեծ թվով ֆոտոնների ճառագայթման հավանականությունը փոքր է (նկ. 4.1): Քանի որ ֆոտոնի $E_\gamma$ էներգիան հավասար է էլեկտրոնի սկզբնական և վերջնական էներգիաների տարբերությանը, ապա արգելակային ճառագայթման սպեկտրն ունի կտրուկ սահման, երբ ֆոտոնի էներգիան հավասար է էլեկտրոնի սկզբնական $T_e$ կինետիկ էներգիային: Հաշվի առնելով, որ ցրման տարրական ակտում ճառագայթման հավանակությունը համեմատական է $Z^2$, արգելակային ճառագայթման ֆոտոնների ելքը մեծանալու համար էլեկտրոնային փնջում օգտագործում են մեծ $Z$ -ով նյութերից պատրաստված թիրախներ (կապար, պլատին և այլն):




*Նկ. 4.1. Արգելակային ճառագայթման համար Ֆեյնմանի հիմնական դիագրամաները (ատոմի միջուկի և արագացված էլեկտրոնների փոխազդեցությունը)*:

Արգելակային ճառագայթման անկյունային բաշխումը մեծապես կախված է $T_e$ –ից: Ոչ ռելյատիվիստիկական դեպքում $T_e >> m_e c^2$, որտեղ $m_e$–ն էլեկտրոնի զանգվածն է, $c$-ն լույսի արագությունը վակուումում) արգելակային ճառագայթումը, ինչպես և էլեկտրական ճառագայթման երկբևեռը, ուղղահայաց է էլեկտրոնի հետագծի հարթությանը:

Երբ էլեկտրոնն անցնում է նյութի միջով, արգելակային ճառագայթման հատկությունների վրա ազդում են երևույթներ, որոնք կապված են միջավայրի կառուցվածքի և էլեկտրոնների բազմակի ցրման հետ: Բյուրեղներում արագ էլեկտրոնների անցման ժամանակ ծագում են ինտերֆերենցային երևույթներ, իսկ արգելակային ճառագայթման սպեկտրում երևում են կտրուկ մաքսիմումներ, և մեծանում է բևեռացման աստիճանը:

## § 2. ՉԵՐԵՆԿՈՎ-ՎԱՎԻԼՈՎԻ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄ

Չերենկով-Վավիլովի ճառագայթումը լույսի ճառագայթում է, որը ծագում է նյութում լիցքավորված մասնիկների (օրինակ՝ էլեկտրոնների) շարժման ժամանակ, երբ դրանց արագությունը գերազանցում է այդ նյութում լույսի փուլային արագությանը (լույսի ալիքների տարածման արագությունը): Ի տարբերություն արգելակային ճառագայթման, որն առաջանում է էլեկտրական լիցքի անհավասարաչափ շարժման ժամանակ, չերենկովյան ճառագայթումը առաջանում է նաև հավասարաչափ շարժման ժամանակ, երբ էլեկտրոնի շարժման արագությունը գերազանցում է տվյալ նյութում լույսի արագությունը:

Չերենկով-Վավիլովի ճառագայթումը հայտնաբերել է Պ. Ա. Չերենկովը 1934 թ.՝ լուծույթների գամմա-լյումինեսցենցի ուսումնասիրման ժամանակ, որպես գամմա-ճառագայթների ազդեցությամբ լուծույթների թույլ երկնագույն լուսավորում: Չերենկովի առաջին փորձերը, որոնք կատարվել էին Ս. Ի. Վավիլովի նախաձեռնությամբ, բացահայտեցին ճառագայթման մի շարք բնութագրական առանձնահատկություններ. ճառագայթումը նկատվում է բոլոր մաքուր, թափանցիկ հեղուկներում, ընդ որում, պայծառությունը քիչ է կախված վերջիններիս քիմիական բաղադրությունից, ճառագայթումը բևեռացված է էլեկտրական վեկտորի առավելագույն կողմնորոշմամբ առաջնային փնջի ուղղության երկայնքով, ընդ որում, ի տարբերություն լյումինեսցենցի՝ ո՛չ ջերմային, ո՛չ էլ խառնուկային մարում չի դիտվում:

Չերենկովին հաջողվեց ապացուցել, որ լյումինեսցենցի հետ մեկտեղ հեղուկները β- և γ- ճառագայթումներով ճառագայթահարելիս առաջանում է լուսարձակման նոր տեսակ, որի շատ բնութագրեր ուղղակի հակադիր են լյումինեսցենցի հատկություններին, օրինակ՝

- ճառագայթման ինտենսիվությունը և սպեկտրը համարյա կախված չեն նյութի տեսակից, հաճախությունից և ջերմաստիճանից,

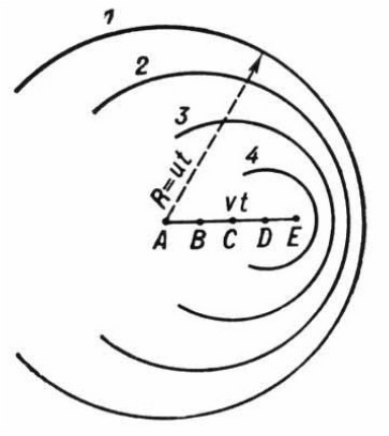
- ճառագայթումը կախված է միջավայրում էլեկտրոնների շարժումից (սա հաստատված է հատուկ փորձերով, որոնցում փորձարկվող հեղուկով անոթը տեղադրվել է մագնիսական դաշտում),
- ճառագայթումը բևեռացված է և ուղղված է էլեկտրոնային փնջի երկայնքով,
- ճառագայթումն ունի անընդհատ սպեկտր, ինտենսիվության մաքսիմումն ընկած է սպեկտրի կապույտ մասում,
- ճառագայթումն ունի շեմային բնութագիր, այն չի ծագում, օրինակ, ռենտգենյան ճառագայթներով, որոնց առավելագույն էներգիան 30 կէՎ է:

Չերենկովի հայտնաբերած լուսարձակումը կրում է ունիվերսալ բնույթ այն իմաստով, որ բավարար էներգիայով ճառագայթման ազդեցությամբ «լուսարձակում» են բոլոր թափանցիկ մարմինները, ոչ միայն հեղուկները:

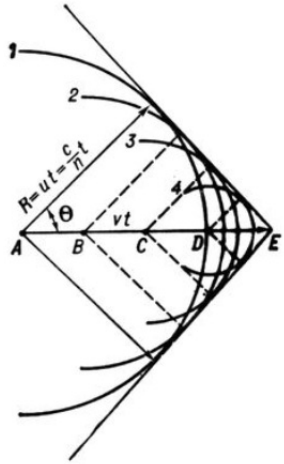
Այս տվյալների հիման վրա Վավիլովն արել է հիմնական պնդում, որ հայտնաբերվածը ոչ թե հեղուկների լյումինեսցենց է, այլ շարժվող էլեկտրոնների առաքում (այսպիսի էլեկտրոններ առաջանում են գամմա-ճառագայթման ազդեցությամբ Կոմպտոնի երևույթի արդյունքում):

Չերենկով-Վավիլովի ճառագայթումը բնութագրական է նաև պինդ մարմինների համար:

Չերենկով-Վավիլովի ճառագայթման առաջացման պայմանները և դրա ուղղվածությունը կարող է բացատրվել Հյույգենս-Ֆրենելի սկզբունքի օգնությամբ: Դրա համար լիցքավորված մասնիկի հետագծի յուրաքանչյուր կետ (օրինակ՝ *A*, *B*, *C*, *D*, նկ. 4.2 և 4.3) պետք է համարել ալիքի աղբյուր, որն առաջանում է այդ կետով լիցքի անցման պահին:




*Նկ. 4.2.* v *արագությամբ, լիցքավորված մասնիկի շարժումը նյութում: 1, 2, 3, 4 գնդոլորտները, համապատասխանաբար, A, B, C, D կետերից մասնիկի առաքած ալիքների դիրքերն են:*




*Նկ. 4.3. u-ն գերազանցող արագությամբ* (v>u) *լիցքավորված մասնիկի շարժումը նյութում: Θ անկյունը ցույց է տալիս առաջացած ճառագայթման ուղղությունը:*

Օպտիկական իզոտրոպ միջավայրում այդպիսի ալիքները գնդոլորտային են, քանի որ տարածվում են բոլոր ուղղություններով միևնույն՝ $u = c/n$ արագությամբ ($c$-ն լույսի արագությունն է վակուումում, $n$-ը՝ տվյալ միջավայրի բեկման ցուցիչը):

Չերենկով-Վավիլովի ճառագայթումն առաջանում է միջավայրում ոչ միայն էլեկտրոնի, այլ նաև կամայական լիցքավորված մասնիկի շարժման ժամանակ:

Չերենկով-Վավիլովի ճառագայթման հիման վրա մշակվել են փորձարարական մեթոդներ, որոնք լայնորեն օգտագործվում են միջուկային ֆիզիկայում ինչպես մասնիկների գրանցման, այնպես էլ դրանց բնույթն ուսումնասիրելու համար:

## § 3. ԱՆՑՈՒՄԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄ

Անցումային ճառագայթումն այն ճառագայթումն է, որն առաջանում է, երբ լիցքավորված մասնիկը հատում է տարբեր էլեկտրամագնիսական հաստատուններ ունեցող երկու միջավայրերի սահմանը:

Վ. Լ. Գինզբուրգը և Ի. Տ. Ֆրանկն անցյալ դարի կեսերին ցույց են տվել, որ լիցքի մի միջավայրից մյուսն անցնելիս (վակուումից իդեալական հաղորդիչ) առաջանում է էլեկտրամագնիսական ճառագայթման նոր տեսակ, որն անվանվել է անցումային: Այն ուղեկցում է մասնիկին, երբ վերջինս շարժվում է լույսի փուլային արագությունից ինչպես մեծ, այնպես էլ փոքր արագությամբ:

1959թ. Պ.Գոլդսմիտը և Լ. Ջելին դիտարկել են օպտիկական անցումային ճառագայթումը, որը կազմավորվում է պրոտոնների փնջով մետաղական մակերևույթը հատելիս, և ցույց են տվել, որ դրա բնութագրերը համընկնում են Գինզբուրգի և Ֆրանկի տեսության կանխատեսումների հետ: Ֆիզիկական փորձերում մասնիկների գրանցման համար անցումային ճառագայթման կիրառումն սկսվել է մոտ 20 տարի անց:

Անցումային ճառագայթումը ներկա ժամանակում լայնորեն կիրառվում է անդրռելյատիվիստական լիցքավորված մասնիկների գրանցման համար, հիմնականում ամենաթեթևների՝ էլեկտրոնների և պոզիտրոնների: Այս դեպքում օգտագործվում է միայն ռենտգենյան հաճախությունների տիրույթի ճառագայթումը:

Հենց անցումային ճառագայթման ինտենսիվությամբ, կամ գրանցված ռենտգենյան ֆոտոնների թվով են տարբերվում էլեկտրոնները և պոզիտրանները առավել ծանր մասնիկներից:

Անցումային ճառագայթման գրանցող սարքը կազմված է ռենտգենյան ֆոտոնների մի քանի հովացուցիչ-գրանցիչ մոդուլներից: Հովացուցիչը կազմված է փոքր կամ միջին ատոմային $Z$ կարգաթվով նյութի մեծ թվով թաղանթներից: Վերջիններս կարևոր են հովացուցիչում ճառագայթման կլանումը փոքրացնելու համար, որը հիմնականում կապված է ֆոտոէֆեկտի հետ, ընդ որում, ռենտգենյան ֆո-

տոնների կլանման գործակիցը համեմատական է $Z^4$-ին: Նշենք նաև, որ անցումային ճառագայթման ինտենսիվ աղբյուրներ են ոչ միայն թաղանթները կամ թիթեղների կարգավորված կույտերը, այլև պոլիէթիլենի, պոլիուրետանի, պոլիստիրոլի և այլ օրգանական միացությունների միկրոխոռոչային նյութերը:

ԳԼՈՒԽ 5.

# ԼԻՑՔԱՎՈՐՎԱԾ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ԴԻԷԼԵԿՏՐԻԿԱԿԱՆ ՆՅՈՒԹԵՐԻ ՀԵՏ

## § 1. ԷԼԵԿՏՐՈՆԻ ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՆՅՈՒԹԻ ՀԵՏ

Էլեկտրոնների և պոզիտրոնների անցումը նյութի միջով տարբերվում է ծանր լիցքավորված մասնիկների անցումից: Հիմնական պատճառն էլեկտրոնի և պոզիտրոնի փոքր հանգստի զանգվածն է: Սա բերում է յուրաքանչյուր բախման ժամանակ իմպուլսի հարաբերական մեծ փոփոխության, որն էլ առաջացնում է էլեկտրոնի շարժման ուղղության նկատելի փոփոխություն և էլեկտրամագնիսական ճառագայթում:

Նյութում շարժվող էլեկտրոնի էներգիայի կորուստները լինում են իոնացման և ճառագայթումային: Իոնացման տեսակարար կորուստների էներգիական կախումը նվազում է էլեկտրոնի արագության մեծացման հետ մինչև էլեկտրոնի հանգստի էներգիայի կրկնապատիկին հավասար էներգիան, այնուհետև շարժման արագությունն աճելիս՝ դանդաղ աճում է:

Միջուկի էլեկտրական դաշտում ազատ լիցքավորված մասնիկի արագացումով շարժման դեպքում նկատվում են ճառագայթումային կորուստներ: Միջուկի մոտակայքով թռչելիս լիցքավորված մասնիկը կուլոնյան $F$ ուժի ազդեցությամբ շեղվում է իր սկզբնական ուղղությունից: Համաձայն Նյուտոնի երկրորդ օրենքի՝ այդ ուժը կապված է մասնիկի $m$ զանգվածի և դրա $a$ արագացման հետ $F=ma$ բանաձևով: Ազատ մասնիկը, շարժվելով $a$ արագացմամբ, ճառագայթում է էլեկտրամագնիսական ալիքներ, որոնց էներգիան համեմատական է տարրի կարգաթվին, և քանի որ կուլոնյան ուժը համեմատական է Z կարգաթվին, ապա $a^2=F^2/m^2 \sim Z^2/m^2$, հետևաբար՝ ծանր լիցքավոր-

ված մասնիկների ճառագայթումային կորուստները զգալի փոքր են էլեկտրոնների և պոզիտրոնների ճառագայթումային կորուստներից: Էլեկտրոնի էներգիայի մեծացման հետ նրա էլեկտրական դաշտն ուղղահայաց ուղղությամբ ուժեղանում է, որի համար էլ ճառագայթումային կորուստներն աճում են էլեկտրոնի $E_{e^-}$ կինետիկ էներգիային համեմատական: Հետևաբար՝ տեսակարար ճառագայթումային կորուստները համեմատական են մասնիկի էներգիային և նյութի $Z$ կարգաթվի քառակուսուն՝

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_r \propto Z^2 \cdot E_{e^-} : \qquad (5.1)$$

Էլեկտրոնների իոնացման կորուստները գերակշռում են էներգիայի համեմատաբար փոքր տիրույթներում: Կինետիկ էներգիայի մեծացմանը զուգընթաց, էներգիայի ընդհանուր կորուստի մեջ իոնացման կորուստների ներդրումը փոքրանում է:

Քանի որ իոնացման տեսակարար կորուստները՝ $(dE/dx)_i \propto Z$, ապա իոնացման տեսակարար էներգիայի կորուստների հարաբերությունը համեմատական է $ZE_e$: Տեսակարար ճառագայթումային և իոնացման էներգիաների կորուստների $K$ հարաբերությունը հիմնականում կախված է էլեկտրոնի $E$ էներգիայից և միջավայրի միջուկների Z լիցքից՝

$$K = \frac{\left(\frac{\mathrm{dE}}{\mathrm{dx}}\right)_{\mathrm{r}}}{\left(\frac{\mathrm{dE}}{\mathrm{dx}}\right)_i} = \frac{ZE}{600}, \qquad (5.2)$$

որտեղ $E$-ն արտահայտվում է ՄէՎ-ով:

Էլեկտրոնների $E_{կրիտ}$ էներգիան, երբ տեսակարար ճառագայթումային կորուստների մեծությունը հավասար է տեսակարար իոնացման կորուստների մեծությանը ($K$=1), կոչվում է կրիտիկական:

Երկաթի ($Z$=26) համար կրիտիկական էներգիան 31 ՄէՎ է, իսկ կապարի համար ($Z$=82)՝ 9,8 ՄէՎ:

Էլեկտրոնի կրիտիկականից բարձր էներգիայի դեպքում, ճառագայթումային կորուստները գերազանցում են իոնացման կորուստները: Էներգիայի այն տիրույթում, որտեղ գերազանցում են ճառագայթումային կորուստները, նյութի միջով անցնելիս էլեկտրոնի էներգիան նվազում է էքսպոնենցիալ օրենքով՝

$$E = E_0 \exp\left(-\frac{x}{L_r}\right), \tag{5.3}$$

որտեղ $E_o$-ն էլեկտրոնի սկզբնական էներգիան է, $E$-ն էլեկտրոնի էներգիան է $x$ երկարություն անցնելուց հետո, $L_r$ -ը՝ ճառագայթումային երկարությունը:

Պոզիտրոնի անցումը նյութով նկարագրվում է նույն առնչություններով: Լրացուցիչ անհրաժեշտ է հաշվի առնել մոտեցող պոզիտրոնի՝ նյութի էլեկտրոնի հետ անիհիլացման երևույթը:

Էլեկտրոնի իոնացման կորուստների հաշվարկման բանաձևն ունի հետևյալ տեսքը՝

$$\left(-\frac{dE_e}{dx}\right)_i = \frac{2\pi e^4 n_e}{m_e v^2}\left[\ln\frac{m_e v^2 E_e}{2\bar{I}^2\left(1-\beta^2\right)} - \ln 2\left(2\sqrt{1-\beta^2}\right) - 1 + \beta^2\right], \tag{5.4}$$

որտեղ $E_e$-ն էլեկտրոնի ռելյատիվիստական կինետիկ էներգիան է: Ճառագայթումային և իոնացման կորուստների այս տարբերությունը բացատրվում է նրանով, որ երկու էլեկտրոնների փոխազդեցության տարրական պրոցեսը դիտարկելիս պետք է հաշվի առնել դրանց նույնականությամբ պայմանավորված փոխանակային քվանտամեխանիկական երևույթը:

Շատ մեծ էներգիաների դեպքում արգելակային ճառագայթման դերի գերակշռման և մեծացման շնորհիվ էլեկտրոնները սկսում են ավելի արագ էներգիա կորցնել:

Նկատի ունենալով $E$ կինետիկ էներգիայի ռելյատիվիստական բանաձևը՝

$$E=m_e c^2\left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}-1\right), \tag{5.5}$$

ստանանք էլեկտրոնների իոնացման և ճառագայթումային տեսակարար կորուստների համար արտահայտությունները:

Ա. Իոնացման կորուստներ.

$$\left(-\frac{dE_e}{dx}\right)_i=\frac{2\pi}{\beta^2}n_e r_o^2 m_e c^2\left(\begin{array}{l}\ln\frac{m_e c^2 E}{\bar{I}^2}\frac{\beta^2}{2\left(1-\beta^2\right)}-\left(2\sqrt{1-\beta^2}-1+\beta^2\right)\ln 2+\\ +1-\beta^2+\frac{1}{8}\left(1-\sqrt{1-\beta^2}\right)^2\end{array}\right): \tag{5.6}$$

Բ. Ճառագայթումային կորուստներ.

երբ $E \ll m_e c^2$

$$\left(-\frac{dE_e}{dx}\right)_r=\frac{16}{3}\frac{n_e E Z r_o^2}{137}, \tag{5.7}$$

երբ $m_e c^2 \ll E \ll 137 m_e c^2 Z^{-1/3}$

$$\left(-\frac{dE_e}{dx}\right)_r=\frac{n_e E Z r_o^2}{137}\left[4\ln\left(\frac{2E}{m_e c^2}\right)-\frac{4}{3}\right], \tag{5.8}$$

երբ $E \gg 137 m_e c^2 Z^{-1/3}$

$$\left(-\frac{dE_e}{dx}\right)_r=\frac{n_e E Z r_o^2}{137}\left[4\ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right)+\frac{2}{9}\right]: \tag{5.9}$$

(5.7) - (5.9) բանաձևերում $m_e$-ն էլեկտրոնի զանգվածն է ($m_ec^2$= 511 կէՎ էլեկտրոնի հանգստի էներգիան է), c –ն՝ լույսի արագությունը, v-ն՝ էլեկտրոնի արագությունը, $\beta=v/c$; $\bar{I}$ -ը միջավայրի նյութի ատոմի միջին իոնացման պոտենցիալն է, $\bar{I}$ =13.5 էՎ, $n_e$–ն էլեկտրոնների կոնցենտրացիան է նյութում, $r_o = e^2/m_ec^2 = 2{,}8\cdot10^{-13}$ սմ՝ էլեկտրոնի դասական շառավիղը:

Էլեկտրոնների մեծ էներգիաների դեպքում ճառագայթումային կորուստները կարելի է նկարագրել հետևյալ պարզ առնչությամբ

$$\left(-\frac{dE_e}{dx}\right)_r = \frac{\mathrm{E}}{\mathrm{L_r}}, \text{ կամ } E = E_0 \exp\left(-\frac{x}{L_r}\right): \qquad (5.10)$$

$L_r$ ճառագայթումային երկարությունը նյութի միջին հաստությունն է, որն անցնելիս էլեկտրոնի էներգիան փոքրանում է $e$ անգամ.

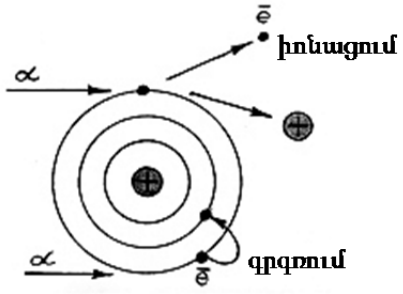
$$\frac{1}{L_r} = 4\left(\frac{\hbar}{mc}\right)^2 n_e Z\left(Z+1\right)\alpha^3 \ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right): \qquad (5.11)$$

## § 2. ԱԼՖԱ –ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՆՅՈՒԹԻ ՀԵՏ

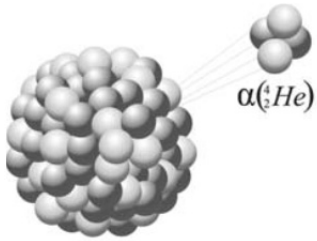
Ալֆա-մասնիկների հայտնաբերման և ուսումնասիրման պատմությունը կապված է Ռեզերֆորդի անվան հետ: Ալֆա-մասնիկների օգնությամբ Ռեզերֆորդն ուսումնասիրել է ատոմի կառուցվածքը:

Ալֆա-մասնիկը երկու էլեկտրոն կորցրած հելիումի ատոմն է, այսինքն՝ հելիումի ատոմի միջուկը:

Երկու պրոտոնից և երկու նեյտրոնից կազմված հելիումի միջուկը կայուն է, դրա մեջ մասնիկներն ամուր են կապված:




*Նկ. 5.1. Ալֆա-ճառագայթման փոխազդեցությունը նյութի ատոմի հետ:*




*Նկ. 5.2. Ալֆա-տրոհում:*

Ներկայումս հայտնի են ավելի քան 200 ալֆա-ակտիվ միջուկներ, հիմնականում՝ ծանր ($A > 200$, $Z > 82$ ), բացառություն են կազմում հազվագյուտ տարրերը (A=140-160):

Ալֆա-տրոհման օրինակ կարող է ծառայել ուրանի իզոտոպերի տրոհումը: Ուրանի միջուկի ալֆա-տրոհման պրոցեսում առաջանում է տարրի միջուկ, որի լիցքը երկուսով փոքր է (92–2=90), իսկ զանգվածը՝ չորսով (238–4=234): Այլ խոսքով, ստացվում է 90 լիցքով և 234 զանգվածային թվով թորիումի իզոտոպ՝

$$^{238}_{92}U \rightarrow ^{234}_{90}Th + ^{4}_{2}He:$$

Տրոհվող միջուկից դուրս թռչող ալֆա-մասնիկների արագությունները տարբեր միջուկների համար փոփոխվում են $1{,}4\cdot10^7$մ/վ-ից մինչև $2\cdot10^7$մ/վ, կամ 4-8,8 ՄէՎ կինետիկ էներգիա:

Ալֆա-մասնիկները չեն մտնում միջուկի կազմության մեջ և արդի պատկերացումներով դրանք առաջանում են ճառագայթաակտիվ տրոհման պահին, երբ միջուկում իրար են հանդիպում 2 պրոտոն և 2 նեյտրոն:

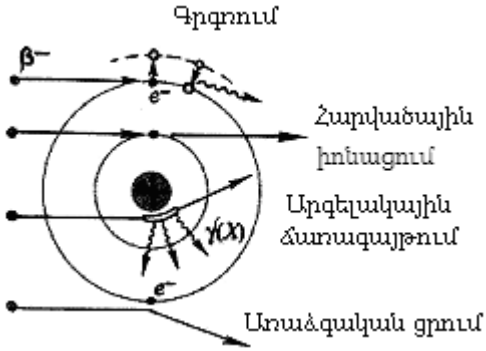
Նյութի միջով անցնելիս ալֆա–մասնիկն աստիճանաբար կորցրնում է իր կինետիկ էներգիան՝ ծախսելով այն իոնացման վրա: Ընդ

որում, ճանապարհի սկզբին, երբ ալֆա-մասնիկի էներգիան մեծ է, տեսակարար իոնացումը փոքր է, քան ճանապարհի վերջում: Նյութում մասնիկի արգելակման ուղի ասելով հասկանում ենք այդ նյութի այն հաստությունը, որը կարող է անցնել տվյալ մասնիկը մինչև կանգ առնելը:

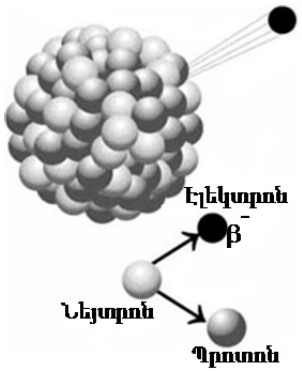
Գիտենալով ալֆա-մասնիկի արգելակման ուղին, կարելի է որոշել դրա էներգիան:

## § 3. ԲԵՏԱ–ՄԱՄՆԻԿՆԵՐԻ ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՆՅՈՒԹԻ ՀԵՏ

Բետա-տրոհում տեղի է ունենում, երբ ատոմի միջուկում նեյտրոնի փոխակերպումը պրոտոնի էներգիապես ձեռնտու է, և առաջացած նոր միջուկն ունի ավելի մեծ կապի էներգիա: Բետա-ճառագայթումը կազմված է բետա-մասնիկներից (էլեկտրոններից և պոզիտրոններից), որոնք առաքվում են ճառագայթաակտիվ իզոտոպների բետա-տրոհման ժամանակ: Էլեկտրոնները չեն մտնում միջուկի կառուցվածքի մեջ և չեն պոկվում ատոմի էլեկտրոնային թաղանթից, այլ էլեկտրոնային բետա-տրոհման ժամանակ տեղի է ունենում նեյտրոնի փոխակերպում պրոտոնի՝ միաժամանակ առաջացնելով էլեկտրոն և հականեյտրինո: Այդ պրոցեսում միջուկի լիցքը և դրա կարգաթիվը մեծանում են մեկով: Էլեկտրոնային տրոհումը բնութագրական է նեյտրոնների ավելցուկային թիվ ունեցող միջուկների համար: Եթե նեյտրոնը փոխակերպվում է պրոտոնի՝ $\boldsymbol{p}$, տեղի է ունենում $\beta$-մասնիկի (նկ. 5.4), որն իրականում ազատ էլեկտրոն է՝ $e^-$, և հականեյտրինոյի՝ $\nu_e$, առաքում $n \rightarrow p + \beta + \nu_e$:




*Նկ. 5.3. Նյութի հետ բետա-ճառագայթման փոխազդեցության սխեման:*




*Նկ. 5.4. β-տրոհում:*

Հականեյտրինոն, ինչպես նաև նեյտրինոն, այսպես ասած, գրչի ծայրին հայտնաբերված մասնիկներ են: Բետա-տրոհման ուսումնասիրման ժամանակ պարզվել է, որ էներգիայի պահպանման օրենքը տեղի չունի: Բետա-մասնիկի սպեկտրից դատելով՝ էներգիայի մի մասը անհետանում էր: 1933 թ. Բրյուսելում, Սոլվեյան կոնգրեսում հանրահայտ ֆիզիկոս Վոլֆգանգ Պաուլին առաջարկեց ընդունել նոր մասնիկի՝ նեյտրինոյի գոյությունը, որը գործնականորեն չի փո-

խազդում նյութի հետ: Այդ մասնիկը (1953 թ.) հայտնաբերել են ամերիկացի գիտնականներ Ռայնեսը և Կոենը: Նեյտրինոն այն աստիճանի թույլ է փոխազդում նյութի հետ, որ ընդունակ է առանց խոչընդոտի թափանցել-անցնել Երկրագնդի միջով:

Պոզիտրոնային բետա-տրոհման ժամանակ տեղի է ունենում պրոտոնի փոխակերպում նեյտրոնի, միաժամանակ առաջանում և միջուկից դուրս է թռչում պոզիտրոն: Միջուկի լիցքը և կարգաթիվը փոքրանում են մեկով: Պոզիտրոնային բետա-տրոհում դիտվում է պրոտոնների ավելցուկային թվով անկայուն միջուկներում: Որպես պոզիտրոնային բետա-տրոհման օրինակ կարող է ծառայել նատրիումի ռադիոնուկլիդի տրոհումը:

Նեյտրոնի փոխակերպումը պրոտոնի կարող է ընթանալ ազատ վիճակում, օրինակ, երբ նեյտրոններն առաքում է Արեգակը, որտեղ դրանք առաջանում են ջերմամիջուկային ռեակցիայի արդյունքում: Իսկ եթե տրոհումը տեղի է ունենում միջուկում, ապա միջուկը, կարծես կորցնում է մեկ նեյտրոն և ձեռք է բերում մեկ պրոտոն: Արդյունքում միջուկի լիցքը մեծանում է մեկով, իսկ զանգվածը մնում է անփոփոխ: Օրինակ՝

$$^{137}Cs \rightarrow {}^{137}Ba + \beta^{-} + \nu_e :$$

Քանի որ միջուկի լիցքը որոշում է դրա պատկանելիությունը այս կամ այն տարրին, ապա ճառագայթաակտիվ տրոհման պրոցեսում տեղի է ունենում մեկ տարրի փոխակերպում մյուսի: Բերված օրինակում ցեզիումը փոխակերպվում է բարիումի: Նեյտրոններով աղքատ միջուկներում (չնայած սա բավական հազվադեպ է հանդիպում) կարող է ընթանալ պրոտոնի փոխակերպում նեյտրոնի: Այս տիպի տրոհման ժամանակ ծնված դուստր միջուկը պահպանում է զանգվածային թիվը, բայց դրա կարգաթիվը փոքրանում է մեկով, համապատասխանաբար, միջուկից դուրս են թռչում պոզիտրոն ($\beta^{+}$) և նեյտրինո ($\nu$)՝ *p(միջուկ)* $\rightarrow n + \beta^{+} + \nu$: Տրոհման օրինակ՝

$$^{80}Br \rightarrow {}^{80}Se + \beta^{+} + \nu:$$

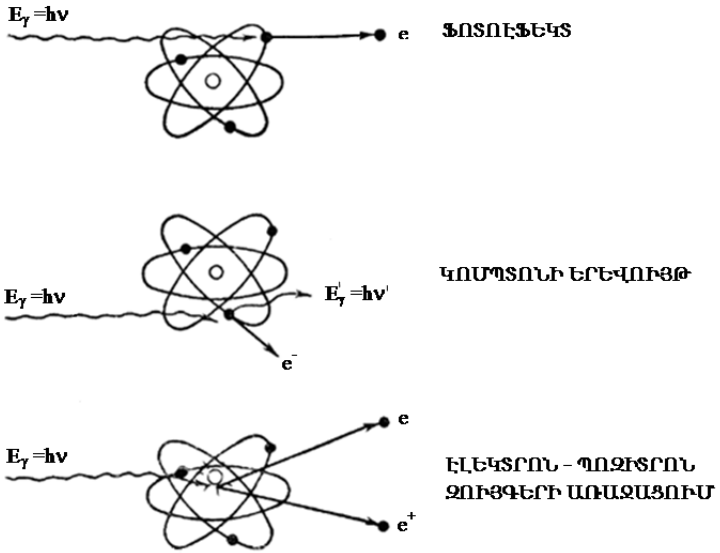
Բետա-տրոհմանն է վերաբերվում նաև էլեկտրոնային զավթումը (*e*-զավթում), այսինքն, երբ ատոմի միջուկը զավթում է նույն ատոմի էլեկտրոններից մեկը: Այս դեպքում միջուկի պրոտոններից մեկը փոխակերպվում է նեյտրոնի, և առաքվում է նեյտրինո: Առաջացած միջուկը կարող է հայտնվել գրգռված վիճակում: Անցնելով հիմնական վիճակի՝ այն առաքում է գամմա-ֆոտոն: Էլեկտրոնային թաղանթի թափուր տեղում, որն ազատվել էր էլեկտրոնի զավթմամբ, լրացվում է վերև ընկած շերտերի էլեկտրոններով, որի արդյունքում էլ առաջանում է ռենտգենյան ճառագայթում:

Բետա–տրոհման ժամանակ առաքված բետա-մասնիկներն ունեն տարբեր էներգիաներ, որի հետևանքով էլ դրանց վազքի երկարությունները նյութում տարբեր են: Նյութում բետա-մասնիկի անցած ուղին ուղիղ գիծ չէ, ինչպես ալֆա-մասնիկինը, այլ բեկյալ է: Միջավայրի նյութի հետ փոխազդելիս բետա-մասնիկներն անցնում են միջուկի մոտով: Դրականապես լիցքավորված միջուկի դաշտում բացասական լիցքավորված բետա-մասնիկը կտրուկ արգելակվում է և կորցնում իր էներգիայի մի մասը: Այս էներգիան ճառագայթվում է արգելակային ռենտգենյան ճառագայթման տեսքով: Բետա-մասնիկի իոնացնող հատկությունը շատ փոքր է, բայց ալֆա-մասնիկի համեմատությամբ դրա վազքի երկարությունը շատ մեծ է:

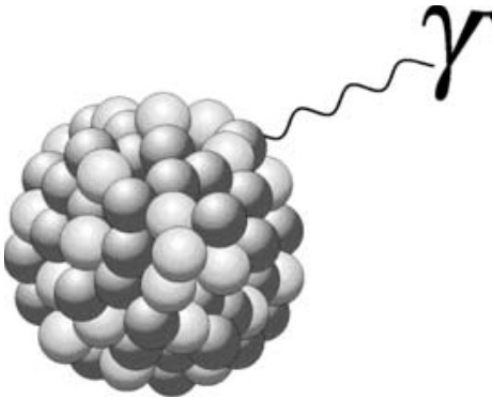
## § 4. ԳԱՄՄԱ-ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՆՅՈՒԹԻ ՀԵՏ

Ռենտգենյան և գամմա-ճառագայթները կամ, ընդհանուր անվանմամբ, ալիքի փոքր երկարությամբ էլեկտրամագնիսական ալիքներն օժտված են նյութի մեջ թափանցելու մեծ ունակությամբ: Ռենտգենյան և գամմա-ճառագայթումների՝ իրարից տարբերվող անվանումները կապված են ոչ թե դրանց տարբեր ֆիզիկական հատկությունների, այլ ստացման եղանակների հետ: Առավել հաճախ օգտագործվում է գամմա-ճառագայթումը, որը ճառագայթաակտիվության

ինքնուրույն տեսակ չէ, այլ միայն ուղեկցում է ալֆա- և բետա-տրոհումները: Այն ծնվում է միջուկային ռեակցիաներում լիցքավորված մասնիկների արգելակման պրոցեսում և այլն:




*Նկ. 5.5. Նյութի հետ գամա-ճառագայթման փոխազդեցության սխեման:*



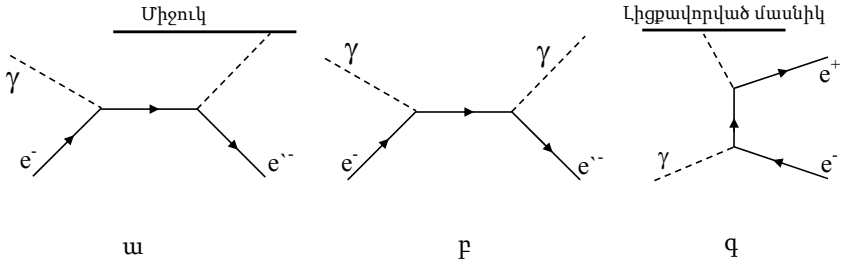

*Նկ. 5.6. Գամմա-ճառագայթների առաջացումը:*

Գամմա-ճառագայթում առաքում է դուստր միջուկը: Դուստր միջուկն իր ստեղծման պահին գրգռված վիճակում է, այնուհետև այն անցնում է հիմնական վիճակի՝ առաքելով գամմա-ճառագայթում: Հիմնական վիճակին գալիս միջուկը կարող է անցնել մի շարք միջանկյալ վիճակներով, այդ պատճառով գամմա-ճառագայթումը կարող է պարունակել էներգիայի արժեքներով տարբերվող մի քանի խումբ գամմա-քվանտներ:

Գամմա-քվանտները, օժտված լինելով զրոյական հանգստի զանգվածով, չեն կարող միջավայրում դանդաղեցվել. դրանք կամ կլանվում են, կամ՝ ցրվում:

Գամմա-քվանտները լիցք չունեն, ուստի չեն ենթարկվում կուլոնյան ուժերի ազդեցությանը:

Նյութի միջով գամմա-քվանտների փնջի անցման ժամանակ դրանց էներգիան չի փոխվում, բայց փոխվում է ինտենսիվությունը: Նյութի միջով գամմա-ճառագայթների անցմանն ուղեկցող հիմնական պրոցեսներն են ֆոտոէֆեկտը, կոմպտոնյան ցրումը և էլեկտրոն-պոզիտրոնային զույգի առաջացումը (նկ. 5.5.)




*Նկ. 5.7. Նյութի միջով գամմա-ճառագայթման անցմանն ուղեկցող պրոցեսները՝ (ա) ֆոտոէֆեկտ, (բ) կոմպտոնյան ցրում, (գ) էլեկտրոն-պոզիտրոն զույգերի առաջացում:*

Ֆոտոէֆեկտ է կոչվում այն պրոցեսը, որի դեպքում ատոմը լրիվ կլանում է $h\nu$ էներգիայով գամմա-քվանտը և առաքում է $E_կ$ կինետիկ

էներգիայով էլեկտրոն՝ $E_կ = h\nu - I$, որտեղ $I$-ն համապատասխան ատոմային թաղանթի իոնացման էներգիան է:

Եթե $h\nu$ էներգիան բավարար է ատոմի կամայական թաղանթից էլեկտրոն պոկելու համար, ապա առավել հավանական կլինի ուժեղ կապված, այսինքն՝ ատոմի խորքային էլեկտրոնների առաքումը:

Կլանիչի $Z$ կարգաթվի մեծացումը հանգեցնում է ֆոտոէֆեկտի հավանականության մեծացման, քանի որ թուլանում է էլեկտրոնների կապն ատոմի հետ և մեծանում է էլեկտրոնների թիվն ատոմում: Եթե քվանտի էներգիան փոքր է 100-200 կէՎ-ից, ապա կլանման առավել հավանական մեխանիզմը ֆոտոէֆեկտն է: Ֆոտոէֆեկտի պրոցեսում առաջացած էլեկտրոնն ունակ է իոնացնել այն միջակայքը, որտեղ այն բաշխվում է:

Կոմպտոնյան ցրում կոչվում է այն պրոցեսը, որի ժամանակ գամմա-քվանտը, փոխազդելով թույլ կապված էլեկտրոնի հետ, փոխանցում է նրան իր $h\nu$ էներգիայի մի մասը և ցրվում է սկզբնական ուղղությունից $\alpha$ անկյունով, իսկ կինետիկ էներգիայով օժտված էլեկտրոնը լքում է ատոմը:

200 կէՎ-ից մեծ մինչև 100 ՄէՎ էներգիաների դեպքում գամմա-քվանտների էներգիայի կլանման հիմնական մեխանիզմը Կոմպտոնի երևույթն է:

Էլեկտրոն-պոզիտրոն զույգի ծնունդը միջուկի կամ էլեկտրոնի էլեկտրական դաշտի հետ փոխազդեցության արդյունքում գամմա-քվանտի փոխակերպումն է մասնիկների զույգի՝ էլեկտրոնի և պոզիտրոնի:

Միջուկի դաշտում մասնիկների զույգի ծնման պրոցեսը հնարավոր է, եթե գամմա-քվանտների էներգիան գերազանցում է 1,02 ՄէՎ: Էլեկտրոնի դաշտում այդպիսի պրոցեսի առաջացման համար գամմա-քվանտի էներգիան պետք է հասնի 2,04 ՄէՎ շեմային արժեքին:

## § 5. ՆԵՅՏՐՈՆՆԵՐԻ ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՆՅՈՒԹԻ ՀԵՏ

Նեյտրոնները էլեկտրական լիցք չունեն, ուստի չեն փոխազդում ատոմի էլեկտրոնային թաղանթի հետ, որի հետևանքով կարող են թափանցել դրա խորքը: Նեյտրոնների թափանցելիությունը մեծ է: Ընդ որում, նեյտրոնները կարող են կամ կլանվել միջուկում, կամ ցրվել դրա վրա: Հյուսվածքների կազմում մտնող ածխածնի, ազոտի, թթվածնի և ուրիշ տարրերի միջուկների վրա առաձգական ցրման ժամանակ նեյտրոնները կորցնում են իրենց էներգիայի միայն 10-15%-ը, իսկ երբ բախվում են զանգվածով իրեն համարյա հավասար ջրածնի միջուկի՝ պրոտոնի հետ, նեյտրոնի էներգիան փոքրանում է միջին հաշվով կրկնակի: Նյութի միջուկի հետ նեյտրոնների բախման արդյունքում միջուկի բնույթը չի փոխվում, իսկ նեյտրոնները ցրվում են ատոմների միջուկների վրա: Այս դեպքում պետք է դիտարկել առաձգական և ոչ առաձգական ցրումներ: Երկրորդ տիպի փոխազդեցության ժամանակ բախվող մասնիկների բնույթը փոխվում է: Իրականացվում են հետևյալ տիպի միջուկային ռեակցիաներ՝($n$, α), ($n$, $p$), ($n$, γ), ($n$, $2n$) և այլն, և դիտվում է ծանր միջուկների բաժանում: Միջուկների հետ նեյտրոնների փոխազդեցության ժամանակ տեղի ունեցող երևույթները կախված են նեյտրոնների կինետիկ էներգիայից: Այդ պատճառով (սովորաբար) նեյտրոնները բաժանում են առանձին էներգիական խմբերի՝ ջերմային, դանդաղ և արագ:

Գերսառը և սառը նեյտրոնները տարբերվում են անոմալ մեծ թափանցելիությամբ, երբ անցնում են բազմաբյուրեղային նյութերի միջով:

*Ջերմային նեյտրոններն* այն նեյտրոններն են, որոնք շրջակա միջավայրի ցրող ատոմների հետ ջերմադինամիկական հավասարակշռության մեջ են: Դրանց արագությունները բնութագրվում են $kT$ էներգիայով, որը համապատասխանում է մաքսվելյան բաշխման մաքսիմումին ($T$ - ն այն միջավայրի բացարձակ ջերմաստիճանն է, որում դիֆուզվում են նեյտրոնները, $k$-ն՝Բոլցմանի հաստատունը):

*Վերջերմային նեյտրոններն* այն նեյտրոններն են, որոնք ունեն 0,1 էՎ-ից մինչև 0,5 կէՎ էներգիա: Կլանող և ցրող միջավայրերով վերջերմային նեյտրոնների անցման ժամանակ փոխազդեցության կտրվածքը հիմնականում ենթարկվում է 1/v օրենքին, որտեղ v-ն – նեյտրոնի արագությունն է: Նեյտրոնների էներգիայի որոշակի արժեքների դեպքում առաջ են գալիս ճառագայթումային զավթման ռեակցիաներ՝ ($n$, $\gamma$) - ռեակցիա:

*Միջանկյալ էներգիայով նեյտրոններն* ունեն 0,5 կէՎ-ից մինչև 0,2 ՄէՎ էներգիաներ: Այսպիսի էներգիաներով նեյտրոնների համար նյութի հետ փոխազդեցության առավել բնորոշ պրոցեսն առաձգական ցրումն է:

*Արագ նեյտրոններն* այն նեյտրոններն են, որոնց էներգիաներն ընկած են 0,2 ՄէՎ-ից մինչև 20 ՄէՎ միջակայքում: Բնութագրվում են ինչպես առաձգական, այնպես էլ ոչ առաձգական ցրմամբ և շեմային միջուկային ռեակցիաների առաջացմամբ:

*Գերարագ նեյտրոնները* 20 ՄէՎ-ից բարձր էներգիայով օժտված նեյտրոններն են:

Ատոմի էլեկտրոնների հետ նեյտրոնների փոխազդեցության արդյունարար կտրվածքը ($\sigma \approx 10^{-22}$ սմ$^2$) փոքր է ատոմի հետ լիցքավորված մասնիկների փոխազդեցության կտրվածքից ($\sigma \approx 10^{-16}$ սմ$^2$):

Այս կամ այն ռեակցիայի ընթանալու հավանականությունը որոշվում է *σ(n, α), σ(n, p), σ(n, γ), σ(n, 2n)* և այլ ռեակցիաների միկրոսկոպական կտրվածքներով (փակագծերի մեջ, առջևում դրվում է ռմբահարող մասնիկը՝ նեյտրոնը, երկրորդը՝ առաքվող մասնիկը կամ γ- քվանտը):

$\sigma$ միկրոսկոպական կտրվածքը կարելի է պատկերացնել որպես միջուկի շուրջ ձգված գնդոլորտի կտրվածք: Անցնելով գնդոլորտը՝ նեյտրոնը կարող է միջուկի հետ ռեակցիայի մեջ մտնել: $r=\sigma/\pi R$ շառավղով գնդոլորտից դուրս փոխազդեցություն տեղի չի ունենում: Միկրոսկոպական կտրվածքը չափվում է քառակուսի սանտիմետրով (սմ$^2$) և բարնով՝ 1բարն=$10^{-24}$ սմ$^2$: Ցանկացած ռադիոնուկլիդ ունի

$\sigma$–ի որոշակի արժեք, կախված նեյտրոնի էներգիայից: Փորձնականորեն ապացուցված է, որ նեյտրոնի 10 ՄէՎ-ից մեծ էներգիայի դեպքում լրիվ արդյունարար կտրվածքը՝ $\sigma_l=2\pi R^2$, որտեղ $R$–ը միջուկի շառավիղն է: Այստեղից միջուկի շառավիղը՝ $\sigma/2\pi R=R\sim(1,3–1,4)10^{-13}$ սմ: Բազմապատկելով $\sigma$ միկրոսկոպական կտրվածքը կլանող նյութի 1սմ$^3$-ում միջուկների $N$ թվով՝ կստանանք կլանող նյութի 1սմ$^3$-ում բոլոր միջուկների լրիվ կտրվածքը ($\Sigma$): Միկրոսկոպական կտրվածքի չափման միավորը երկարության միավորի հակառակ մեծությունն է՝ սմ$^{-1}$: Քանի որ $N=N_o\,\rho/A$, որտեղ $N_o$ -ն Ավոգադրոյի հաստատունն է, ապա $\Sigma=\sigma N_o\rho/A$:

# ԳԼՈՒԽ 6.

# ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄԸ ՊԻՆԴ ՄԱՐՄԻՆՆԵՐՈՒՄ

Գործնականում բոլոր նյութերը, որոնցից պատրաստվում են ատոմային և ջերմամիջուկային սարքերի կառուցվածքային հանգույցները և աշխատանքային մասերը, աշխատանքի ընթացքում ենթարկվում են իոնացնող ճառագայթման ազդեցությանը: Այդ պատճառով ճառագայթման նկատմամբ նոր կայուն նյութերի ընտրությունը կամ ստեղծումը մարդկության հետագա առաջընթացում էներգիայի նոր աղբյուրների յուրացման ճանապարհին ձեռք է բերում սկզբունքային նշանակություն:

## § 1. ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄԱՅԻՆ ԱՐԱՏՆԵՐ

Ճառագայթումային արատները բյուրեղային կառուցվածքի արատներ են, որոնք առաջանում են մասնիկների հոսքերով, կամ էլեկտրամագնիսական ճառագայթման քվանտներով բյուրեղի ճառագայթահարման պրոցեսում:

Պինդ մարմնին (թիրախին) փոխանցված էներգիան կարող է հանգեցնել միջատոմական կապերի խզման և ատոմների շեղման՝ առաջացնելով Ֆրենկելի զույգի տեսքի առաջնային ճառագայթումային արատներ (թափուր հանգույց և միջհանգուցային ատոմ): Էլեկտրամագնիսական ճառագայթումը (օպտիկական ֆոտոններ, γ- և ռենտգենյան քվանտներ) անմիջականորեն գրգռում է բյուրեղի էլեկտրոնային համակարգը, և միայն հաջորդ փուլում են իրականացվում հանգույցներից ատոմների շեղման տարբեր մեխանիզմներ: Դրանցից են՝ ատոմների փոխազդեցությունն էլեկտրոնների հետ (որոնց էներգիան բավարար է ատոմը շեղելու համար), դրան ընդհուպ մոտ տեղակայված նույնանուն լիցքավորված խառնուրդային

իոնի էլեկտրական վանման հետևանքով էլեկտրոնային հարվածից իոնացված ատոմի շեղում, միաժամանակ իոնացված հարևան ատոմների շեղում և այլն: Հնարավոր է նաև ատոմների շեղում ֆոտոմիջուկային (γ, n) ռեակցիայի հետհարվածի շնորհիվ:

Լիցքավորված մասնիկներով (էլեկտրոններ, պոզիտրոններ, պրոտոններ, իոններ), ճառագայթումն ուղեկցվում է էներգիայի ինչպես ոչ առաձգական (էլեկտրոնի էներգիայի փոխանցում), այնպես էլ առաձգական փոխանցմամբ թիրախի ատոմներին: Համապատասխանաբար, այդպիսի ազդեցության ժամանակ ճառագայթումային արատների առաջացումն ընթանում է այնպիսի մեխանիզմներով, որոնք բնութագրական են ինչպես նեյտրոններով, այնպես էլ էլեկտրամագնիսական քվանտներով ճառագայթման համար:

Էլեկտրոնի էներգիայի փոխանցմամբ ճառագայթումային արատների առաջացումը հիմնականում հնարավոր է մեկուսիչներում և կիսահաղորդիչներում: Մետաղներում ատոմային էլեկտրոնների գրգռման վրա ճառագայթման ծախսած էներգիան առավելապես փոխակերպվում է ջերմության՝ առանց կառուցվածքային արատներ առաջացնելու:

Եթե էներգիան, որով օժտված է առաջնային միջհանգույց շեղված ատոմը, գերազանցում է $\varepsilon_n$, ապա այդպիսի ատոմը, շարժման ընթացքում իր հետագծի մոտակայքում կարող է ստեղծել Ֆրենկելի զույգեր և այլ արատներ: Փոխադարձ բախումների կասկադի արդյունք են համարվում արատային՝ $10^{-6} - 10^{-5}$ սմ բնութագրական չափերով տիրույթները՝ ճառագայթումային կլաստերները: Այս դեպքում Ֆրենկելի զույգերի բաղադրամասերի կոնցենտրացիան կլաստերում կարող է հասնել մինչև $10^{21} - 10^{22}$ սմ$^{-3}$: Շատ դեպքերում Ֆրենկելի զույգերի և կլաստերների առաջացումը կայուն ճառագայթումային արատների ձևավորման առաջին փուլն է: Թափուրքների և միջհանգուցային ատոմների ի հայտ գալուց հետո դրանք մասամբ վերամիավորվում են, մասամբ էլ սկսում են շարժվել բյուրեղի մեջ՝ միմյանց հետ և թիրախի կառուցվածքի այլ արատների (խառնու-

կային ատոմներ, դիսլոկացիաներ կամ ֆազերի բաժանման սահմաններ) հետ մտնելով քվազիքիմիական ռեակցիաների մեջ:

Կայուն ճառագայթումային արատների տեսակները և կոնցենտրացիաները որոշվում են ինչպես ճառագայթման պայմաններով, այնպես էլ պինդ մարմինների հատկություններով:

Ճառագայթումային արատները մետակայուն կառուցվածքներ են, դրանց կոնցենտրացիան և բնույթը կարելի է փոխել տաքացնելով (արատների ջերմային այրում): Այսպիսի ջերմամշակումը որոշ դեպքերում կարող է ուղեկցվել ելեկտային կառուցվածքի լիարժեք վերականգնմամբ: Միևնույն ժամանակ, կախված այրման պայմաններից (ջերմաստիճան, դրա փոփոխման արագություն, ժամանակ, գազային միջավայր, ատոմների և արատների էլեկտրոնային համակարգի բնույթ), քվազիքիմիական ռեակցիաները կարող են ուղեկցվել նոր տեսակի արատների առաջացմամբ:

Ջերմային այրման ժամանակ ճառագայթումային արատները ձեռք են բերում բավարար էներգիա՝ միմյանց հետ կապը խզելու, ազատված մասնիկների միգրացիայի և դրանց մասնակցությամբ ռեակցիաների ընթանալու համար: Այրման ժամանակ, որպես էներգիայի աղբյուր, որոշ դեպքերում կարող է ծառայել ճառագայթումը (ճառագայթումային այրում): Այս դեպքում ճառագայթումային այրման մեխանիզմները կարող են պայմանավորված լինել ինչպես թիրախի ջերմաստիճանի բարձրացմամբ (ճառագայթումային տաքացում), այնպես էլ ծնված Ֆրենկելի զույգերի բաղադրամասերի և նախկինում կազմավորված ճառագայթումային արատների միջև փոխազդեցության ռեակցիաներով:

Պինդ մարմնի հետ ճառագայթման փոխազդեցությունն ուղեկցվում է մի շարք ճառագայթումային արատների առաջացմամբ: Դրանք են՝ փոշիացում, դիֆուզիայի գործակցի փոփոխություն, ճառագայթվող մակերևույթից ատոմների հեռացում, տրանսմուտացիոն լեգիրում (միջուկային ռեակցիաների շնորհիվ խառնուկային ատոմների գոյացում), իոնային սինթեզ:

Պինդ մարմիններում ճառագայթումային արատների գրգռումն ուղեկցվում է դրանց հատկությունների փոփոխմամբ: Այսպես, փոխվում են ճառագայթված նմուշների ձևն ու չափերը (ճառագայթումային ուռչում), ընդ որում, այս փոփոխությունների անիզոտրոպ բնույթը կախված է ինչպես կոնցենտրացիայից, այնպես էլ ճառագայթումային արատների փոխդասավորությունից: Փոխվում են պինդ մարմինների մեխանիկական հատկությունները, որոնք արտահայտվում են պլաստիկ նյութերի հոսելիության սահմանի մեծացմամբ:

Ճառագայթումն առանձնահատուկ ազդեցություն է ունենում պինդ մարմնի մակերևույթի վրա՝ առաջացնելով ոչ միայն տարբեր ծավալային կառուցվածքներ, այլ նաև փոխելով մակերևույթի ֆիզիկա-քիմիական հատկությունները (օրինակ՝ օքսիդացման և ադսորբման կինետիկան):

## § 2. ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ԿՈՐՈՒՍՏՆԵՐՆ ԱՌԱՁԳԱԿԱՆ ԲԱԽՈՒՄՆԵՐՈՒՄ

Պինդ մարմնում շարժվելիս թիրախի նյութի էլեկտրոնային և ատոմային ենթահամակարգերի հետ փոխազդեցության արդյունքում արագ լիցքավորված մասնիկներն արգելակվում են: Ընդունված է տարբերել հետևյալ հիմնական պրոցեսները, որոնք հանգեցնում են շարժվող մասնիկների էներգիայի կորստի.

- կապված էլեկտրոնների հետ ոչ առաձգական բախումներ, որոնք հանգեցնում են թիրախի ատոմների իոնացման,
- մետաղներում և կիսահաղորդիչներում էլեկտրոնային գազի հետ ոչ առաձգական բախումներ,
- միջուկների հետ ոչ առաձգական բախումներ, որոնք առաջացնում են արգելակման ճառագայթում, միջուկային ռեակցիաներ կամ միջուկների գրգռում,

- նյութի ատոմների հետ առաձգական բախումներ, որոնց արդյունքում դրանց կինետիկ էներգիայի մի մասը փոխանցվում է թիրախի ատոմներին:

Սահմանափակվենք բախվող իոնների էներգիայի այն տիրույթի քննարկմամբ, որն օգտագործվում է ժամանակակից միկրոէլեկտրոնիկայի տեխնոլոգիաներում, այն է՝ տասնյակ կէՎ-ից մինչև մի քանի հարյուր ՄէՎ: Համարվում է, որ առաձգական և ոչ առաձգական բախումների դեպքում էներգիայի կորուստները կախված չեն մեկը մյուսից (որն, ընդհանուր առմամբ, ճիշտ է մասամբ): Կդիտարկենք նաև շարժվող իոնի հաջորդաբար փոխազդեցությունը դրա մոտակա թիրախի ատոմների հետ:

Էներգիայի կորուստներն առաձգական բախումների դեպքում նշանակենք $(dE/dx)_n$-ով, ոչ առաձգական բախումների դեպքում՝ $(dE/dx)_e$-ով: Դրանց առավել օգտագործվող չափայնությունը կէՎ/մկմ կամ էՎ/նմ է: Համաձայն վերը նշվածի՝ էներգիայի գումարային կորուստների միջին արժեքը կարելի է գրել հետևյալ տեսքով.

$$\frac{dE}{dx}=\left(\frac{dE}{dx}\right)_n+\left(\frac{dE}{dx}\right)_e=N\left[S_n\left(E\right)+S_e\left(E\right)\right]\ , \qquad (6.1)$$

որտեղ $S_n$ -ը և $S_e$ -ն նյութի միջուկային և էլեկտրոնային արգելակման ունակություններն են, $N$-ը թիրախի ատոմային խտությունն է: Այդ դեպքում նյութում արագացված իոնների $<R>$ միջին վազքի երկարությունը կարելի է հաշվել, եթե հայտնի են $S_n(E)$ և $S_e(E)$ կախումները.

$$<R>=\int_o^R dx=(1/N)\int_0^\varepsilon d\varepsilon(S_n+S_e)^{-1}\ : \qquad (6.2)$$

Թիրախի ատոմների հետ արագացված իոնների առաձգական փոխազդեցությունը սովորաբար դիտարկվում է մասնիկների զույգ բախումների շրջանակներում: Այդպիսի մոտավորությունը համարվում է արդարացված, եթե թիրախ ատոմի և շարժվող իոնի միջև հե-

ռավորությունն ավելի փոքր է, քան պինդ մարմնի հարևան ատոմների միջև հեռավորությունը:

Առանձին ատոմին իոնի մոտեցման ժամանակ ծագում է փոխազդեցություն, որը կարելի է նկարագրել իոն-ատոմ փոխազդեցության $V(r)$ պոտենցիալով: Արդյունքում թիրախի ատոմին փոխանցվում է $T_2$ կինետիկ էներգիա: Եթե թիրախի ատոմին փոխանցված $T_2$ էներգիան գերազանցում է որոշակի $E_d$ շեմային արժեքը (ցանցի հանգույցից ատոմի ելքի էներգիան, որը կախված է պինդ մարմնի բնույթից), ապա ատոմը լքում է ցանցի հանգույցը և հետագայում ինքը կարող է հավասարակշռության դիրքերից դուրս մղել նաև այլ ատոմներ: Տարրական բախմամբ $T_2>E_d$ էներգիա ստացած ատոմը կոչվում է առաջնային դուրս մղված ատոմ:

$E_d$ -ի արժեքները որոշ դիէլեկտրական մարմինների համար բերված են աղյուսակ 6.1-ում:

*Աղյուսակ 6.1.*

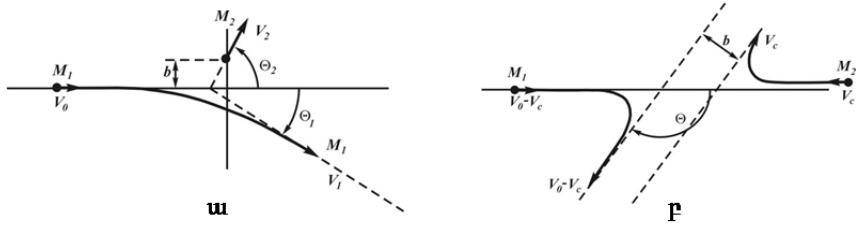
*Տեղափոխման $E_d$ շեմային էներգիայի արժեքները որոշ դիէլեկտրիկների համար*

| Նյութ | Ատոմ | $E_d$, էՎ | Նյութ | Ատոմ | $E_d$, էՎ |
|---|---|---|---|---|---|
| $Al_2O_3$ | Al | 18 | $Gd_3Ga_5O_{12}$ | Gd | 66 |
| | O | 75 | | Ga | 56 |
| MgO | Mg | 37 | | O | 40 |
| | O | 55 | $Y_3Al_5O_{12}$ | Y | 66 |
| CaO | O | 58 | | Al | 56 |
| ZnO | Zn | 57 | | O | 40 |
| | O | 57 | $LiNbO_3$ | Li | 5–25 |
| $Bi_{12}SiO_{20}$ | O | 49 | | Nb | 25–125 |
| BeO | O | 76 | | O | 53 |
| $KNbO_3$ | O | 64 | $Y_{0,5}Er_{0,5}AlO_3$ | Y | 66 |
| $BaTiO_3$ | O | 60 | | Er | 66 |
| $UO_2$ | U | 40 | | Al | 56 |
| | O | 20 | | O | 40 |

Եթե փոխանցված էներգիան՝ $T_2<E_d$ է, ապա ատոմը կստանա էներգիայի ավելցուկ, որը կծախսի հավասարակշռության դիրքի

շուրջ ավելի ինտենսիվ տատանումների վրա՝ համեմատած հարևան ատոմների հետ: Այսպիսի պրոցեսը կոչվում է «ֆոնոնային»:

Առաձգական ցրման դասական տեսությունում թիրախի ատոմին մոտեցող իոնի փոխազդեցության պրոցեսը դիտարկվում է ինչպես կոորդինատների լաբորատոր համակարգում, այնպես էլ զանգվածի կենտրոնի հետ կապված համակարգում (նկ. 6.1 ա,բ):




*Նկ. 6.1. ա) Կոորդինատային լաբորատոր համակարգում ցրման երկրաչափությունը՝ $M_1$-ը, $V_o$-ն մուտեցող իոնի զանգվածը և արագությունն են, $\Theta_1$-ը, $\Theta_2$-ը մուտեցող իոնի և թիրախի ատոմի ցրման անկյուններն են: բ) Զանգվածների կենտրոնի համակարգում ցրման երկրաչափությունը՝ $\Theta$-ն ցրման համապատասխան անկյունն է:*

Թիրախի ատոմների փոխանցման էներգիան բերում է հետևյալ պրոցեսների ակտիվացման՝

- հետիրման ատոմներով թիրախի իոնացում,
- թափուր տեղերի առաջացում,
- բախումներում ֆոնոնային ցրում, որոնցում փոխանցված էներգիան՝ $T < E_d$:

## § 3. ԻՈՆՆԵՐԻ ՈՉ ԱՌԱՁԳԱԿԱՆ ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ՊՐՈՑԵՄՆԵՐԸ ԴԻԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ՆՅՈՒԹԵՐՈՒՄ

Ներկայումս չկա էներգիայի կորուստի ոչ առաձգական պրոցեսները նկարագրող միասնական տեսություն, որը հնարավորություն կտար հաշվելու $(dE/dx)_e$ մեծությունը մոտեցող իոնների էներգիայի

լայն տիրույթում և կիրառելի լիներ թվային նկարագրման համար: Ընդունված է ամբողջ էներգիական միջակայքը բաժանել երեք տիրույթների՝ ցածր էներգիաների տիրույթ՝ $E \leq 25$ կէՎ/զ.ա.մ., բարձր էներգիաների տիրույթ՝ $E \geq 200$ կէՎ/զ.ա.մ. և միջանկյալ տիրույթ՝ 25 կէՎ/զ.ա.մ. $\leq E \leq$ 200 կէՎ/զ.ա.մ.: Այս տիրույթներից յուրաքանչյուրի համար դիտարկենք հաշվարկային բանաձևեր, որոնք պիտանի են էներգիայի ոչ առաձգական կորուստների գնահատման համար:

*Ցածր էներգիաների տիրույթ:* Էներգիայի ոչ առաձգական փոխանցման նկարագրության ֆիզիկական մոդելն առաջարկել է Օ. Բ. Ֆիրսովը: Այդ մոդելում թիրախի ատոմի հետ իոնի բախման պրոցեսում դրանց էլեկտրոնային թաղանթները միմյանց ծածկում են (մոտակա բախումներ), և հնարավոր են էլեկտրոնների փոխադարձ անցումներ: Այդպիսի անցումը պահանջում է էներգիայի կորուստ, որը և նույնացվում է ոչ առաձգական կորուստների հետ: Ֆիրսովը ոչ առաձգական բախումներում էներգիայի կորուստների համար ստացել է հետևյալ բանաձևը.

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_e = 2,34 \cdot 10^{-23} N_0 \left(Z_1 + Z_2\right) \cdot V_1 \ , \qquad (6.3)$$

որտեղ $(dE/dx)_e$–ն էներգիայի ոչ առաձգական կորուստներն են (էՎ/սմ), $V_1$-ն -իոնի արագությունն է (սմ/վ), $N_0$-ն՝ ատոմային խտությունը (սմ$^{-3}$):

*Բարձր էներգիաների տիրույթ*: Բարձր էներգիայով իոնների ($E$ >200 կէՎ/զ.ա.մ.) արգելակման ունակությունը կարելի է հաշվել՝ հիմնվելով դասական մեխանիկայի պատկերացումների վրա: Դրա համար դիտարկենք թռչող իոնից էներգիայի փոխանցումը թիրախ ատոմի էլեկտրոններից որևէ մեկին: Ընդունենք $b$-ն նշանառության պարամետրն է, իսկ բախման ընթացքում էլեկտրոնն ստանում է իմպուլսի $\delta p_y$ աճ: Քանի որ ուժի $F_x$ բաղադրիչը $X$=0 կետում փոխում է նշանը, ապա $\delta p_x$=0: Այդ դեպքում բախման ժամանակ էլեկտրոնին տրվում է $W=\delta p_y^2/2m_e$ էներգիա: Բախման տևողությունը մոտավորա-

պես կազմում է $\delta t \cong 2b/V_1$, որտեղ $V_1$–ը իոնի արագությունն է: Թիրախի ատոմի էլեկտրոնի և իոնի միջև փոխազդեցությունը կհամարենք կուլոնյան: Այս դեպքում

$$\delta p_y = \delta F_y t = \frac{Z_1 e^2}{b^2} \cdot \frac{2b}{V_1}, \; W = \frac{2Z_1^2 e^4}{m_e V_1^2} \cdot \frac{1}{b^2} \; : \qquad (6.4)$$

Երևում է, որ էներգիայի ոչ առաձգական կորուստները, որոնք նույնացվում են $W$-ի հետ, նշանառության պարամետրի մեծացման հետ նվազում են $1/b^2$ օրենքով:

Ըստ սահմանման՝

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_e = -NZ_2 \int_{T_{\min}}^{T_{\max}} T(b) 2\pi b db : \qquad (6.5)$$

Անհրաժեշտ է նշել, որ (6.4) բանաձևում $T_{\min}$ –ը համապատասխանում է $b_{max}$-ի, իսկ $T_{max} \Rightarrow b_{min}$: Այդ դեպքում

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_e = N_0 Z_2 \int_{B_{\min}}^{B_{\max}} W(b) 2\pi b db = \frac{4\pi Z_1^2 e^4 N_0 Z_2}{m_e V_1^2}, \qquad (6.6)$$

որտեղ $Z_2$–ը ատոմում էլեկտրոնների թիվն է:

Եթե $T_{մին}$-ը հավասար է ատոմի իոնացման $I_0$ էներգիային, կստանանք.

$$I_0 = \frac{2Z_1^2 e^4}{m_e V_1^2 b_{\max}^2} \; , \; b_{\max} = \frac{2Z_1 e^2}{(2m_e V_1^2)^{0,5}} \text{ և}$$

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_e = \frac{2Z_1 e^4 N_0 \pi}{m_e V_1^2} \cdot \ln\left(\frac{2m_e V_1^2}{I_0}\right): \qquad (6.7)$$

Նշենք, որ $(dE/dx)_e$-ն կախված չէ մոտեցող իոնի զանգվածից և լոգարիթմական արտադրիչի ճշտությամբ հակադարձ համեմատական է $1/V_1^2$-ն:

## § 4. ՆՅՈՒԹԵՐԻ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄԱՅԻՆ ԿԱՅՈՒՆՈՒԹՅՈՒՆԸ

Նյութի ճառագայթումային կայունությունը ճառագայթման ազդեցության դեպքում իր հատկությունները (մեխանիկական, էլեկտրական, օպտիկական և այլն) պահպանելու ունակությունն է:

Պարզվում է, որ ճառագայթման ազդեցության տակ նյութերում նկատված փոփոխությունները վնասակար են, այդ իսկ պատճառով ի հայտ է եկել «նյութերի ճառագայթումային վնասվածություն» տերմինը: Այժմ հնարավոր է արագ մասնիկների օգնությամբ որոշակի պայմաններում նպատակաուղղված ձևափոխել նյութերի կառուցվածքը, այդպիսով կառավարելի դարձնել դրանց մակրոսկոպական հատկությունները: Դա լայն հնարավորություններ է ընձեռում ճառագայթումային տեխնոլոգիաների կիրառմամբ ստանալու, օրինակ, բյուրեղներ, իսկ որոշ դեպքերում էլ դրանց հիման վրա պատրաստել սարքավորումներ՝ նախապես տրված հատկություններով:

Միջուկային և ջերմամիջուկային ռեակտորների ճառագայթման մասնիկները փոխազդում են սարքավորումների կառուցվածքային մասերի հետ (ТВЭЛ թաղանթներ, իրան, առաջնային պատ և այլն), պոկում են ատոմներ՝ փոխելով օգտագործվող նյութերի կառուցվածքը: Ընդ որում, նյութերի հատկությունները նույնպես փոխվում են: Փոփոխությունները կարող են դարձելի և անդարձելի լինել: Վերջինս պայմանավորված է հիմնականում մոլեկուլի քիմիական փոխակերպմամբ: Առավել մեծ ազդեցություն են ունենում նեյտրոնային և γ-ճառագայթումները: Ճառագայթումային վնասվածության պրոցեսի զարգացումը կապված է նյութի ելման կառուցվածքից և այն պայմաններից, որոնցում իրականանում է ճառագայթումը:

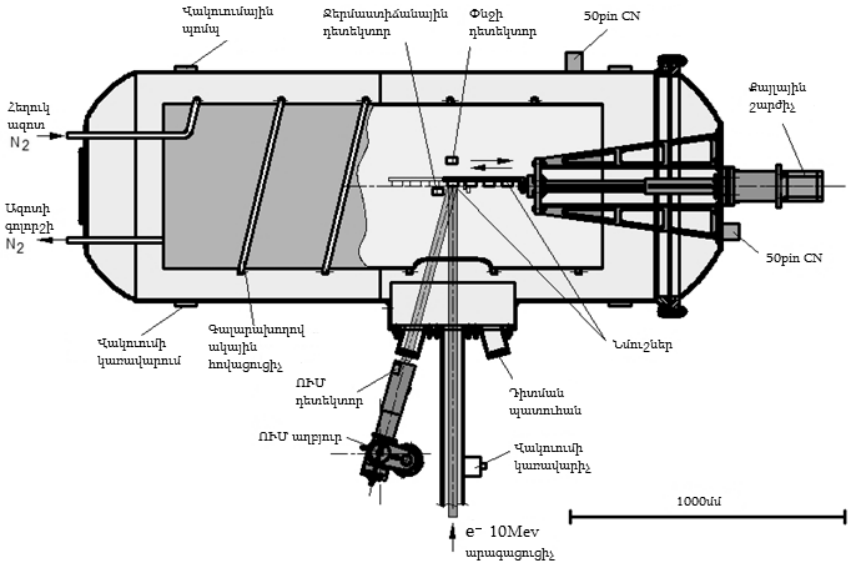
Ճառագայթման պայմաններ ասելով հասկանում են հետևյալ գործոնները.

1. ռմբահարող մասնիկների տեսակը, էներգիան և սպեկտրը,
2. մասնիկների հոսքի խտությունը,

3. ճառագայթման տևողությունը (բաժնաչափ, նեյտրոնային հոսք),
4. ճառագայթման ջերմաստիճանը,
5. այլ արտաքին ազդեցություններ:

Հիմնականում ճառագայթման պայմանները որոշվում են սարքավորման տեսակով:

Ա. Ի. Ալիխանյանի անվան ազգային գիտական լաբորատորիայում (ԵրՖԻ) նյութաբանության ոլորտի հետազոտությունների համար մշակվել և ստեղծվել է փորձարարական սարքավորում՝ նյութերի ճառագայթումային կայունության հետազոտման համար ճառագայթումային ճառագայթումների մեթոդների կիրառմամբ և in-situ չափումների հնարավորությամբ:




*Նկ. 6.2. Ճառագայթումային խթանված երևույթների հետազոտման խցիկ $10^{-5}$-$10^{-6}$ Տոր ճնշմամբ, 120-140 Կ ջերմաստիճաններում, 230-350 նմ ալիքի երկարությամբ անդրամանուշակագույն ճառագայթման և գծային արագարարի էլեկտրոնային փնջի օգտագործման հնարավորությամբ (ԱԱԳԼ, ԵրՖԻ):*

# ԳԼՈՒԽ 7.

# ՃԱՌԱԳԱՅԹԱՅԻՆ ԲՆԱԿԱՆ ԱՂԲՅՈՒՐՆԵՐԻ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄԱՅԻՆ ԱՆՎՏԱՆԳՈՒԹՅՈՒՆԸ

## § 1. ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԳՐԱՆՑՄԱՆ ՍՑԻՆՏԻԼՅԱՑԻՈՆ ՄԵԹՈԴՆԵՐ

Լիցքավորված մասնիկների և գամմա-քվանտների գրանցման ժամանակակից կարևորագույն մեթոդներից մեկը սցինտիլյացիոն մեթոդն է: Հայտնվելով նյութի մեջ՝ լիցքավորված մասնիկները կորցնում են իրենց էներգիան ատոմների գրգռման և իոնացման վրա: Գրգռման վերացումից առաջացած ճառագայթումը սովորաբար կլանվում է միջավայրում:

Սցինտիլյացիոն մեթոդը ենթարկվել է զգալի փոփոխությունների, և այժմ մասնիկների տեսողական հաշվարկման փոխարեն օգտագործվում են ֆոտոէլեկտրոնային բազմապատկիչներ, որոնք լուսային ազդակը փոխակերպում են էլեկտրականի:

Սցինտիլյացիոն հատկություններով օժտված են գազերից շատերը, հեղուկները, օրգանական և ոչ օրգանական բյուրեղները:

Սցինտիլյացիոն դետեկտորներն օժտված են մի շարք կարևոր հատկություններով: Դրանք ունեն ինչպես լիցքավորված, այնպես էլ չեզոք մասնիկների գրանցման մեծ արդյունավետություն: Չլիցքավորված մասնիկները գրանցվում են միջավայրի հետ իրենց փոխազդեցության արգասիքներով. γ-քվանտները՝ երկրորդային էլեկտրոններով և պոզիտրոններով, նեյտրոնները՝ հետհարվածի պրոտոններով կամ միջուկային ռեակցիաների արգասիքներով: Հետևաբար՝ գրանցման արդյունավետությունը կախված է նյութի ծավալից, որից հնարավոր է հավաքել երկրորդային արգասիքները: Միակ պայմանը, որը դրվում է սցինտիլյատորի հաստության վրա, սեփական ճառագայթման նկատմամբ թափանցելիությունն է: Այս պատճառով

որոշ բյուրեղային սցինտիլյատորների համար ճառագայթման գրանցման արդյունավետությունը հասնում է տասնյակ տոկոսների:

## § 2. ԲԱԺՆԵՉԱՓՈՒՄ

Կենդանի օրգանիզմում հյուսվածքներին ճառագայթմամբ հարուցված վնասվածքները բազմանում են ճառագայթման էներգիայի հաղորդման ավելացման հետ: Օրգանիզմին հաղորդված էներգիայի այդպիսի քանակը կոչվում է բաժնեչափ: Ճառագայթումային երևույթների հետ կապված չափվող ֆիզիկական մեծությունները կոչվում են բաժնեչափական: Բաժնեչափական տարածված մեծություններ են՝ կլանված, լուսակայման, համարժեքային, արդյունարար համարժեքային, սպասվող և կոլեկտիվ բաժնեչափերը:

Իոնիզացնող ճառագայթումը բնութագրելու համար օգտագործում են լուսակայման բաժնեչափը:

***Լուսակայման բաժնեչափ***

Լուսակայման բաժնեչափը ֆոտոնային ճառագայթման իոնացնող ազդեցության չափն է, որը որոշվում է էլեկտրոնային հավասարակշռության պայմաններում օդի իոնացմամբ, այսինքն, երբ ճառագայթման կլանված էներգիան միջավայրի որևէ ծավալում հավասար է իոնացնող մասնիկների (էլեկտրոններ, պոզիտրոններ) գումարային կինետիկ էներգիային:

ՄՀ-ում լուսակայման բաժնեչափի չափման միավորն է մեկ կուլոնը մեկ կիլոգրամում (Կ/կգ): Լուսակայման բաժնեչափի արտահամակարգային միավորը *ռենտգենն է*՝ 1Կլ/կգ = 3876Ռ:

*Ռենտգենը* (Ռ) ռենտգենյան և γ-ճառագայթման լուսակայման բաժնեչափի միավորն է, երբ այն անցնում է 0,001239 գ օդի միջով, և ճառագայթմամբ հարուցված բոլոր իոնացնող պրոցեսների ավարտման արդյունքում առաջանում է իոնների $2{,}08\cdot10^{9}$ զույգ: Նշենք, որ 0,001293 գ նորմալ պայմաններում 1 սմ$^3$ մթնոլորտային չոր օդի զանգվածն է: Լուսակայման բաժնեչափի ճառագայթումային իրա-

վիճակը բնութագրվում է անկախ ճառագայթվող օբյեկտի հատկություններից:

***Կլանված բաժնեչափ***

Օբյեկտի կլանման ունակությունը կարող է շատ ուժեղ փոխվել՝ կախված ճառագայթման էներգիայից, նրա տեսակից և ինտենսիվությունից, ինչպես նաև հենց իր՝ կլանող օբյեկտի հատկություններից: Իոնացնող ճառագայթման կլանված էներգիան բնութագրելու համար մտցվում է *կլանված բաժնեչափ* հասկացողությունը, որը որոշվում է որպես ճառագայթվող նյութի միավոր զանգվածի կլանած էներգիա: Կլանված բաժնեչափի չափման միավորն է *գրեյը* (Գր). 1 Գր=1 Ջ/կգ: Կլանված բաժնեչափի արտահամակարգային միավորն է *ռադը*՝

1ռադ = 100 էրգ/գ =0,01 Ջ/կգ, 1 Գր =1 Ջ/կգ=100 ռադ:

Կլանված բաժնեչափը հաշվի չի առնում կլանված էներգիայի տարածական բաշխումը: Միևնույն կլանված բաժնեչափի դեպքում ալֆա-ճառագայթումը չափազանց վտանգավոր է, քան բետա- կամ գամմա-ճառագայթումները: Այս երևույթը հաշվի առնելու համար մտցվում է «համարժեք բաժնեչափ» հասկացությունը:

***Համարժեք բաժնեչափ***

Ճառագայթման համարժեք բաժնեչափն իրենից ներկայացնում է կլանված բաժնեչափը՝ բազմապատկած տրված տեսակի ճառագայթման օրգանիզմի հյուսվածքները վնասելու ունակությունն արտահայտող գործակցով: Ընդ որում, ալֆա-ճառագայթումը համարվում է 20 անգամ ավելի վտանգավոր այլ տեսակի ճառագայթումների համեմատությամբ:

ՄՀ-ում ճառագայթման համարժեք բաժնեչափի չափման միավորն է *զիվերտը*: Ճառագայթման համարժեք բաժնեչափի արտահամակարգային միավորն է *բէր* -ը :

Ճառագայթման համարժեք բաժնեչափը կարող է որոշվել *D* կլանված բաժնեչափի միջոցով՝ բազմապատկելով այն ստանդարտ կառուցվածքով կենսաբանական հյուսվածքի ճառագայթման որակի

$Q$ միջին գործակցով և $N$ ձևափոխող գործոնով՝ $H=DQN$ (ներկայումս ընդունված է N=1): Իսկ եթե ճառագայթումը խառն է, ապա համարժեք բաժնեչափը որոշվում է որպես առանձին ճառագայթման տեսակների համարժեք բաժնեչափերի գումար:

Բանաձևում օգտագործվող ճառագայթման որակի գործակիցը չափայնություն չունեցող $Q$ գործակիցն է, որը կոչված է հաշվի առնելու կլանված էներգիայի միկրոբաշխվածության ազդեցությունը վնասակար կենսաբանական երևույթների դրսևորման աստիճանի վրա: Տարբեր տեսակի ճառագայթումների համար որակի գործակցի արժեքները բերված են աղյուսակ 7.1-ում:

*Աղյուսակ 7.1.*

*Տարբեր տեսակի ճառագայթումների որակի գործակիցը*

| **Ճառագայթման տեսակը** | **Ճառագայթումների որակի գործակից** |
|---|---|
| Ռենտգենյան և գամմա-ճառագայթում | 1 |
| Բետա-ճառագայթում | 1 |
| Պրոտոններ (էներգիան < 10 ՄէՎ) | 10 |
| Նեյտրոններ (էներգիան < 20 ՄէՎ) | 3 |
| Նեյտրոններ (էներգիան 0,1–10 ՄէՎ) | 10 |
| Ալֆա-ճառագայթում (էներգիան < 10 ՄէՎ) | 20 |
| Հետհարվածի ծանր միջուկներ | 20 |

Ամբողջ մարմնի հավասարաչափ ճառագայթման դեպքում մարդու տարբեր հյուսվածքների (օրգանիզմի) համար ճառագայթումային ռիսկի գործակիցները, որոնք երաշխավորված են արդյունաբար համարժեք բաժնեչափը հաշվելու համար, բերված են աղյուսակ 7.2-ում:

*Աղյուսակ 7.2.*

*Ճառագայթումային ռիսկի գործակիցները*

| **Օրգաններ, հյուսվածքներ** | **Ճառագայթումային ռիսկի գործակից** |
|---|---|
| Կարմիր ոսկրածուծ | 0,12 |
| Ոսկրային հյուսվածք | 0,03 |

| | |
|---|---|
| Վահանագեղձ | 0,03 |
| Թոքեր | 0,12 |
| Այլ հյուսվածքներ | 0,3 |
| Ձվարաններ, սերմնարան | 0,25 |
| Ընդհանուր օրգանիզմ | 1 |

Բազմապատկելով համարժեք բաժնեչափը համապատասխան գործակիցներով և գումարելով բոլոր օրգաններով և հյուսվածքներով՝ կստանանք արդյունարար-համարժեք բաժնեչափ, որը բացահայտում է օրգանիզմի համար ճառագայթման գումարային արդյունքը: Այն նույնպես չափվում է զիվերտներով:

Մարդու օրգանիզմի վրա հիմնական բաժնեչափային բեռնվածությունը որոշում են հետևյալ ռադիոնուկլիդները և ճառագայթման տեսակները՝

- ցեզիում-137՝ գամմա-մասնիկներ՝ 90%, բետա-մասնիկներ՝ 10%,
- ստրոնցիում-90՝ալֆա-մասնիկներ՝ 100%,
- պլուտոնիում՝ ալֆա-մասնիկներ՝ 100%,
- կալիում-40 (բնական ռադիոնուկլիդ)՝ գամմա-մասնիկներ՝ 10%, բետա-մասնիկներ՝ 90%:

Իոնացնող ճառագայթման բնական աղբյուրները (տիեզերական ճառագայթներ, հողի, ջրի, օդի բնական ճառագայթաակտիվություն, մարդու մարմնում պարունակվող ճառագայթաակտիվություն) ստեղծում են միջինը մեկ տարվա կտրվածքով 125 մբէր բաժնեչափ հզորություն: Ամբողջ օրգանիզմի՝ ճառագայթման կարճ ժամանակում ստացված 400-500 բէր համարժեք բաժնեչափը կարող է բերել մահվան (առանց հատուկ բուժման միջոցների): Սակայն նույնպիսի համարժեք բաժնեչափը, որն ստացել է մարդը իր կյանքի ընթացքում հավասարաչափ, նրա առողջական վիճակը նկատելի փոփոխությունների չի ենթարկում: Տարվա կտրվածքով 5 բէր համարժեք բաժնեչափը մասնագիտական ճառագայթման դեպքում համարվում է սահմանային թույլատրելի բաժնեչափ:

## § 3. ԻՈՆԱՑՆՈՂ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՉԱՓԻՉ ՍԱՐՔԵՐԻ ԴԱՍԱԿԱՐԳՈՒՄԸ

Ճառագայթումային հսկիչ սարքերը չափիչ միջոցների առավել լայն դասի տեսակներից են և կոչված են չափելու իոնացնող ճառագայթումը: Կախված չափվող մեծությունից՝ ճառագայթումային հսկիչ սարքերը կարելի է բաժանել չորս հիմնական խմբերի.

- Բաժնեչափիչ սարքեր (բաժնաչափեր). նախատեսված են որոշակի ժամանակի ընթացքում իոնացնող ճառագայթման բաժնեչափի կամ բաժնեչափի հզորության չափման համար:
- Ճառագայթումաչափական սարքեր՝ մարմիններում, առանձին հյուսվածքներում և մարդու մաշկի ծածկույթի վրա, տարբեր միջավայրերում (օդ, ջուր, սննդային ապրանքներ և այլն) միավոր ծավալի, կշռի կամ մակերևույթի վրա ռադիոնուկլիդների պարունակությունը, ինչպես նաև, իոնացնող ճառագայթման հոսքի կամ հոսքի հզորությունը չափելու համար:
- Սպեկտրաչափական սարքեր (սպեկտրաչափներ), նախատեսված են մասնիկների բաշխումն ըստ տարբեր պարամետրերի (էներգիա, ճառագայթման տեսակ, լիցք, զանգված և այլն) չափելու համար:
- Համապիտանի սարքեր, որոնք կոչված են մի քանի մեծություն չափելու համար, օրինակ՝ բաժնեչափ-ճառագայթումաչափներ:

Վերը թվարկված սարքերն իրենց հերթին բաժանվում են խմբերի՝ ըստ տարբեր պարամետրերի, ըստ չափվող իոնացնող ճառագայթման տեսակի (օրինակ՝ ֆոտոնների բաժնեչափ), ըստ օգտագործվող դետեկտորի (օրինակ՝ սցինտիլյացիոն ճառագայթումաչափ), ըստ չափման սահմանի, թույլատրելի սխալի, ըստ արդյունքի ցուցադրման եղանակի (անալոգային կամ թվային) և այլն:

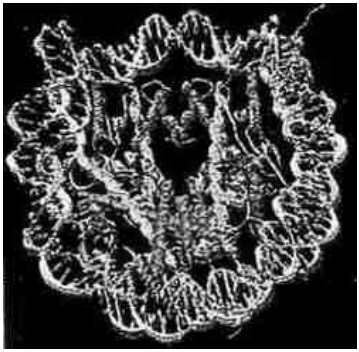
ԳԼՈՒԽ 8.

# ԻՈՆԱՑՆՈՂ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՄԲ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՀԻՄՆԱԿԱՆ ՈՒՂՂՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Ներկայումս իոնացնող ճառագայթումը (ԻՃ) կարևորագույն գործիք է նյութերի հատկությունները հետազոտելու համար:

ԻՃ վրա հիմնված զանազան մեթոդները տեղեկություն են տալիս նյութի տարածական կառուցվածքի, էլեկտրոնային կառուցվածքի, միկրոկառուցվածքի, մակերևույթների հատկությունների, սահմանների, բարակ թաղանթների և շերտերի մասին: ԻՃ նյութերի հետազոտման հզոր գործիքային միջոցներից մեկն է, որը հնարավորություն է տալիս ստանալու լայնական կտրվածքներ և ուսումնասիրելու երևույթը նանովայրկենային մասշտաբում: Հետևաբար՝ դա կարևոր գործիք է հիմնարար և կիրառական հետազոտությունների բազմաթիվ ոլորտներում և առաջարկում է ժամանակակից հետազոտությունների նոր հնարավորություններ: Այս հետազոտությունները, որպես կանոն, վերաբերում են գիտության բազմաթիվ ոլորտների:

## § 1. ԿԵՆՍԱԲԱՆՈՒԹՅՈՒՆ ԵՎ ԲՆԱԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆ



Կենսաբանական գործառությունների գերակշիռ մասում (շնչառությունից մինչև մարսողություն) ներգրավված են «հսկա» մոլեկուլներ՝ կենսաբանական մակրոմոլեկուլներ (սպիտակուցներ, ֆերմենտներ, վիրուսներ և այլն): Կենսաբանական մակրոմոլեկուլի գործունեությունն ուղղակիորեն կախված է դրա կառուցվածքից և տա-

ռածության մեջ նրա դիրքից: Այդ կառուցվածքի ուսումնասիրությունը գիտնականների հիմնական նպատակն է: Կառուցվածքային իմացության վերլուծության մեթոդներն արագ առաջընթաց են ապրում, և վերջինս, շնորհիվ ԻՃ՝ հնարավոր է դարձել կառուցվածքի բազմաթիվ ֆունկցիոնալ հետազոտություններ, մասնավորապես, «հսկա» կենսամոլեկուլների ատոմային համակարգերի քանակական բացահայտումը և կենսաբանական հյուսվածքների (մկաններ, կապիչներ) միկրոկառուցվածքների որոշումը դինամիկ պայմաններում:

Կառուցվածքային կենսաբանության մեջ կիրառվող ԻՃ մեթոդաբանությունը կարելի է բաժանել չորս հիմնական տեսակների՝ բյուրեղագիտություն, սպեկտրադիտում, անթափանց նյութից ցրում և պատկերների կազմավորում: ԻՃ առավելությունները ներառում են լուծունակության զգալի առավելություններ լաբորատոր այլ աղբյուրների նկատմամբ և հնարավորություն են տալիս ուսումնասիրելու բյուրեղներ, որոնք չափազանց փոքր են կամ ունեն շատ մեծ չափեր՝ ավանդական ռենտգենյան ճառագայթների աղբյուրներով ուսումնասիրման համար:

Ներկայումս ԻՃ գերիշխող ներդրում ունի նոր մակրոմոլեկուլային կառուցվածքների ուսումնասիրության մեջ: Մոլեկուլային կենսաբանության բոլոր ոլորտներում կառուցվածքի մասին տեղեկատվության պահանջարկը շարունակում է շատ արագ աճել: Պահանջարկի աճի մեջ նշանակալի ավանդ են ներդրել երեք գործոն.

- ԻՃ պարամետրերի տեխնոլոգիական բարելավումները, ռենտգենյան ճառագայթների ընդունիչների և բյուրեղների մանիպուլյատորների ստեղծումը հնարավորություն է տալիս շատ կենսաբանական խնդիրներ տեղափոխել կառուցվածքային կենսաբանության տիրույթ և զգալիորեն բարելավել փորձերի արդյունավետությունը և որակը:
- Կենսաբանական ծրագրերի բարդացմանը զուգընթաց մեծանում է ԻՃ հետազոտությունների պահանջարկը, որն անհրաժեշտ է ավելի բարդ խնդիրներ լուծելու համար: Նման բարդ

խնդիրներ լուծելու համար հաճախ անհրաժեշտ է լինում մի քանի տեսակի փորձարկումների տեղեկատվությունների ինտեգրում:

- Ինչպես և ենթադրվում էր, մեծաքանակ նոր պահանջարկներ են դնում «թաքնված» օգտագործողները, որոնք մասնագետներ չեն բյուրեղագիտության ոլորտում, որոնց, սակայն, անհրաժեշտ է բացահայտել կարևոր կենսաբանական կառուցվածքներ: «Թաքնված» պահանջը դժվար է որոշել քանակապես, բայց պարզ է, որ շատ ոչ մասնագիտացված լաբորատորիաներում կառուցվածքների որոշումներ են անցկացնում: Ոչ մասնագետ օգտագործողները բավական լուրջ խնդիրներ են առաջադրում գիտական անձնակազմին:

## § 2. ԲԺՇԿՈՒԹՅՈՒՆ

Բժշկության խնդիրը հիվանդության և դրա պատճառների բացահայտումն է՝ ունենալով նաև արդյունավետ բուժման նպատակ: Բժշկության մեջ ԻՃ ընդգրկում է լայն շրջանակ՝ հիվանդության ախտորոշումից մինչև բուժում: Բժշկական փորձաքննությունների ժամանակ օգտագործվում են ռենտգենյան սպեկտրադիտման և ԻՃ վերջին ձեռքբերումները:

Առանձին օրգանների հիվանդությունների հետազոտություններում օգտագործվում են ԻՃ լայն կիրառմամբ հետևյալ մեթոդները.

***Ուղեղ.*** համակարգչային տոմոգրաֆիա, միկրոճառագայթային ճառագայթումային բուժում:

***Սիրտ.*** անգիոգրաֆիա (սրտի և արյան անոթների ռենտգենյան հետազոտություն անանցանելիության հայտնաբերման նպատակով):

***Թոքեր.*** ուռուցքների պատկերների ֆորիոտրոպիա:

***Կուրծք.*** մամոգրաֆիա:

ԻԵ մեթոդը կիրառվում է նաև մի շարք խանգարումների և հիվանդությունների ախտորոշման համար:

***Իմունային համակարգ.*** ՉԻԱՀ

***Նյարդային համակարգ.*** Ալցհայմերի հիվանդություն, նյարդային բջիջների դեմիելինացում:

***Մաշկային ծածկույթ.*** կոլագենային մանրաթելեր:

***Զարկերակ (արտերիաներ).*** աթերոսկլերոզ:

***Ոսկորներ.*** օստեոպորոզ:

## § 3. ՔԻՄԻԱ

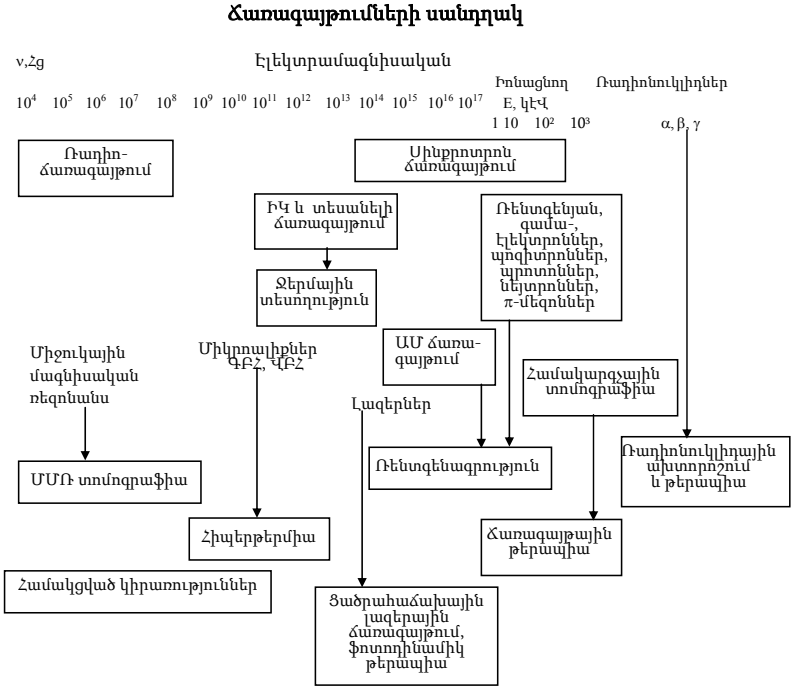
ԻԵ կարևոր հատկություններն իդեալական գործիք են դարձրել այն քիմիական ռեակցիաների և միացությունների, ինչպես նաև բարդ պրոցեսների ուսումնասիրման համար, որոնք հեշտությամբ չեն տրվում հեղուկային քիմիական մշակման: Օրինակ՝ շատ արտադրական գործընթացներ հիմնված են կատալիզատորների օգտագործման վրա, որոնք կարող են հետազոտվել միայն հավելյալ մեթոդների օգտագործման դեպքում:

## § 4. ՇՐՋԱԿԱ ՄԻՋԱՎԱՅՐ

Բնապահպանությունը դարձել է համաշխարհային հանրության գլխավոր խնդիրներից մեկը: ԻԵ կարող է անգնահատելի միջոց դառնալ բնապահպանության հետ կապված որոշ հետազոտություններում. օրինակ՝ էներգիայի տարբեր աղբյուրների կատարելագործման մեջ, աղտոտման դեմ պայքարում, ինչպես նաև բնական երևույթների հստակ պատկերացման գործում: ԻԵ լայնորեն օգտագործվում է աղտոտող նյութերի վերլուծության համար, շրջակա միջավայրից դրանց մեկուսացման գործընթացը հասկանալու, շարժունակությունը և թունավորության աստիճանն ուսումնասիրելու նպատակով:

## § 5. ԵՐԿՐԱԲԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

Երկրաբանության հիմնական խնդիրն է՝ հասկանալ այն պրոցեսները, որոնց արդյունքում ձևավորվել են Երկիրը, դրա ընդերքում մետաղների, օգտակար հանածոների և հանածո վառելիքի պաշարները: ԻՃ եզակի ու շատ տպավորիչ որոշ բնութագրեր տրամադրում են նոր հնարավորություններ՝ ավելի լավ հասկանալու երկրաֆիզիկական պրոցեսները գիտության, բնապահպանական, լաբորատոր և արդյունաբերական համատեքստում: ԻՃ բնագետներին և բնապահպաններին հնարավորություն է ընձեռում ուսումնասիրելու մի շարք հիմնարար և կիրառական խնդիրներ երկու կարևոր բնագավառներում՝ մոլեկուլային էնվիրոնիկա և հանքաբանություն, պետրոգրաֆիա:




*Նկ. 8.1. Ճառագայթման կիրառությունների տեսակների սխեման:*

# ՀԱՎԵԼՎԱԾ

## ԱՂՅՈՒՍԱԿ 1

**Երկրի հիմնական տիեզերածին ռադիոնուկլիդների բնութագրիչները**

*(Հիդրոսֆերայի բնական իզոտոպները)*

| Ռադիոնուկլիդ | Գոյացման հիմնական ռեակցիաները | $T_{1/2}$ | Տրոհման տեսակը; $E_{\text{ճառ.}}$, ՄէՎ | Տրոհման արդյունք | Ատոմների առաջացման արագությունը/(սմ$^2$·վ) | Երկրի վրա հավասարակշիռ քանակը, գ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $^{3}$H | $^{14}$N ($n$, $t$) $^{12}$C<br>$^{16}$O ($p$, $t$) $^{14}$C<br>$^{14}$N ($n$, 3$p$5$n$) | 12,26 տարի | $\beta^-$ 0,018 | $^{3}$He | 0,25 | 3500 |
| $^{7}$Be | $^{7}$Be $^{14}$N ($p$, 4$p$4$n$) $^{7}$Be<br>$^{16}$O ($p$, 5$p$5$n$) $^{7}$Be | 53 օր | $\beta^-$ 0,48 | $^{7}$Li | 8,1 · 10$^{-2}$ | 3,2 |
| $^{10}$Be | $^{14}$N ($p$, 4$pn$) $^{10}$Be<br>$^{16}$O ($p$, 5$p$2$n$) $^{10}$Be | 1,5 · 10$^{6}$ տարի | $\beta^-$ 0,55 | $^{10}$B | 4,5 · 10$^{-2}$ | 4,8 · 10$^{8}$ |
| $^{14}$C | $^{14}$N ($n$, $p$) $^{14}$C<br>$^{16}$O ($p$, 3$p$) $^{14}$C | 5730 տարի | $\beta^-$ 0,156 | $^{14}$N | 2,5 | 7,5 · 10$^{7}$ |
| $^{22}$Na | $^{40}$Ar (ճեղքում) $^{22}$Na | 2,6 տարի | $\beta^+$ 0,54<br>$K$- գրավում | $^{22}$Ne | 8,6 · 10$^{-5}$ | 1,9 |
| $^{26}$Al | $^{26}$Mg ($p$, $n$) $^{26}$Al<br>$^{28}$Si ($p$, 2$pn$) $^{26}$Al | 7,4 · 10$^{5}$ տարի | $\beta^+$ 1,17<br>$K$- գրավում | $^{26}$Mg | 1,4 · 10$^{-3}$ | 1,1 · 10$^{6}$ |
| $^{32}$Si | $^{40}$Ar (ճեղքում) $^{32}$Si | 500 տարի | $\beta^-$ 0,1 | $^{32}$P | 1,6 · 10$^{-4}$ | 1400 |
| $^{35}$S | $^{40}$Ar (ճեղքում) $^{35}$S | 87,1 օր | $\beta^-$ 0,167 | $^{35}$Cl | 1,4 · 10$^{-3}$ | 4,5 |

| | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $^{36}Cl$ | $^{40}Ar$ ($p$, $2p3n$) $^{36}Cl$ | $3,1 \cdot 10^5$ տարի | $\beta^-$ 0,714 | $^{36}Ar$ | $1,1 \cdot 10^{-3}$ | $1,5 \cdot 10^6$ |
| $^{39}Ar$ | $^{40}Ar$ ($n$, $2n$) $^{39}Ar$<br>$^{39}K$ ($n$, $p$) $^{39}Ar$<br>$^{38}Ar$ ($n$, $\gamma$) $^{39}Ar$ | 270 տարի | $\beta^-$ 0,565 | $^{39}K$ | $5,6 \cdot 10^{-3}$ | - |
| $^{53}Mn$ | $^{53}Fe$ ($p$, $2p$) $^{53}Mn$<br>$^{56}Fe$ ($p$ , $\alpha$) $^{53}Mn$ | $2 \cdot 10^6$ տարի | $K$- գրավում | $^{53}Cr$ | $< 10^{-7}$ | - |
| $^{59}Ni$ | $^{59}Co$ ($p$, $n$) $^{59}Ni$<br>$^{60}Ni$ ($p$, $pn$) $^{59}Ni$ | $8 \cdot 10^4$ տարի | $K$- գրավում | $^{59}Co$ | $< 10^{-7}$ | - |
| $^{81}Kr$ | $^{82}Kr$ ($n$, $2n$) $^{81}Kr$<br>$^{80}Kr$ ($n$, $\gamma$) $^{81}Kr$ | $8,1 \cdot 10^5$ տարի | $K$-գրավում | $^{81}Br$ | $1,5 \cdot 10^{-7}$ - $10^{-5}$ | - |

## ԱՂՅՈՒՍԱԿ 2

**Կլանման (τ/ρ) և թուլացման (μ/ρ) զանգվածային գործակիցները, գ/սմ$^2$**

| Էներ-գիա ՄէՎ | Ալյումին | | Կապար | | Ջուր | | Օդ | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | μ/ρ | τ/ρ | μ/ρ | τ/ρ | μ/ρ | τ/ρ | μ/ρ | τ/ρ |
| 0.1 | 0.169 | 0.0371 | 5.46 | 2.16 | 0.171 | 0.0253 | 0.155 | 0.0233 |
| 0.2 | 0.122 | 0.0275 | 0.942 | 0.586 | 0.137 | 0.0299 | 0.123 | 0.0269 |
| 0.4 | 0.0927 | 0.0287 | 0.220 | 0.136 | 0.106 | 0.0328 | 0.0953 | 0.0295 |
| 0.6 | 0.0779 | 0.0286 | 0.119 | 0.0684 | 0.0896 | 0.0329 | 0.0804 | 0.0295 |
| 0.8 | 0.0683 | 0.0278 | 0.0866 | 0.0477 | 0.0786 | 0.0321 | 0.0706 | 0.0288 |
| 1.0 | 0.0614 | 0.0269 | 0.0703 | 0.0384 | 0.0706 | 0.0310 | 0.0635 | 0.0276 |
| 1.5 | 0.0500 | 0.0246 | 0.0550 | 0.0280 | 0.0590 | 0.0283 | 0.0515 | 0.0254 |
| 2.0 | 0.0500 | 0.0227 | 0.0463 | 0.0248 | 0.0493 | 0.0260 | 0.0445 | 0.0236 |
| 3.0 | 0.0360 | 0.0201 | 0.0410 | 0.0238 | 0.0390 | 0.0227 | 0.0360 | 0.0211 |
| 4.0 | 0.0310 | 0.0188 | 0.0421 | 0.0253 | 0.0339 | 0.0204 | 0.0307 | 0.0193 |

| | | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 6.0 | 0.0264 | 0.0174 | 0.0436 | 0.0287 | 0.0275 | 0.0178 | 0.0250 | 0.0173 |
| 8.0 | 0.0241 | 0.0169 | 0.0458 | 0.0310 | 0.0240 | 0.0163 | 0.0220 | 0.0163 |
| 10.0 | 0.0229 | 0.0167 | 0.0489 | 0.0328 | 0.0219 | 0.0154 | 0.0202 | 0.0156 |

## ԱՂՅՈՒՍԱԿ 3

### Կարևորագույն ռադիոնուկլիդների կիսատրոհման պարբերությունները ($T_{1/2}$) և ԱՄ միջամտության աստիճանները

| Ռադիոնուկլիդի անվանումը | $^{60}Co$ | $^{90}Sr$ | $^{95}Zr$ | $^{129}I$ | $^{137}Cs$ | $^{226}Ra$ | $^{235}U$ | $^{238}U$ | $^{239}Pu$ | $^{241}Am$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $T_{1/2}$ | 5,27 տարի | 29,1 տարի | 64 օր | $1,57 \cdot 10^7$ տարի | 30 տարի | 1600 տարի | $7,04 \cdot 10^8$ տարի | $4,47 \cdot 10^9$ տարի | $2,41 \cdot 10^4$ տարի | 432 տարի |
| ԱՄ, Բկ/կգ | 41 | 5 | 150 | 1,3 | 11 | 0,5 | 3,0 | 3,1 | 0,56 | 0,69 |

# ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ


1. **Мухин К. Н.,** Введение в ядерную физику. М., Атомиздат. 1965.
2. **Коттрел А.,** Теория дислокаций. Мир. 1969.
3. **Ракобольская И. В.,** Ядерная физика. М., МГУ, с. 296, 1971.
4. **Смирнов Л. С.,** Физические процессы в облученных полупроводниках. Наука. 1977.
5. **Вавилов В. С., Кекелидзе Н. П., Смирнов Л. С.,** Действие излучения на полупроводники. М., Наука. 1981.
6. **Емцев В. В., Машовец Т. В.,** Примеси и точечные дефекты в полупроводниках. М., 1981.
7. **Вавилов В. С., Кив А. Е., Ниязова О. Р.,** Механизмы образования и миграции дефектов в полупроводниках. М., Наука. 1982.
8. **Оцуки Е. Х.,** Взаимодействие заряженных частиц с твердыми телами. М., Мир.1985.
9. **Павлов П. В., Хохлов А. Ф**., Введение в физику твердого тела. М., 1987.
10. **Винецкий В. Л., Холодарь Г. А.,** Радиационная физика полупроводников. Наука. 1988.
11. **Эткинс П.,** Порядок и беспорядок. М., Мир.1987.
12. **Ланно М., Бургуэн Ж.,** Точечные дефекты в полупроводниках. Теория. М., Мир. 1988.
13. **Эланго М. А.,** Элементарные неупругие радиационные процессы. М. Физматгиз. 1988.
14. **Вавилов В. С., Киселев В. Ф.**, Дефекты в кремнии и на его поверхности. М., Наука. 1990.
15. **Мухин К. Н.,** Экспериментальная ядерная физика. Кн. 1. Физика атомного ядра. Ч. 1. М., Энергоатомиздат, с. 376, 1993.
16. **Мухин К. Н.,** Экспериментальная ядерная физика. Кн. 1. Физика атомного ядра. Ч. 2. М., Энергоатомиздат, с. 320, 1993.
17. **Черняев А. П.,** Взаимодействие ионизирующего излучения с веществом. М., ФИЗМАЛИТ, с.152, 2004.
18. **Хазов П. Д., Петрова М. Ю.,** Основы медицинской радиологии. Рязань, 2010.
19. **Батурицкий М. А.,** Взаимодействие ионизирующего излучения с веществом. Мн. РИВШ, с.220, 2011.
20. **Углов В. В.,** Радиационные эффекты в твердых телах. Мн., БГУ, с. 207, 2012.
21. **Кольчужин А. М., Богданов Л. В.,** Метод Монте-Карло в теории переноса излучений: Уч. пособие. Томск: Из-во ТПУ, 2006.

22. **Гарибян Г. М., Ян Ши.,** Рентгеновское переходное излучение. Ереван, Из-во АН Арм. ССР, 1983.
23. **Потылицин А. П.,** Излучение релятивитских электронов: Уч. посоие. Томск: Из-во. ТПУ , 2005.
24. Jornal of Applied Physic, 2013-2014.
25. Journal of Radiation Physics, 2013-2014.
26. International Journal of Radiation Applications and Instruments. Part C. Radiation Physics and Chemistry, 2013-2014.
27. Издательство «Лань» Электронно-библиотечная система (ЭБС) http://e.lanbook.com
28. Научная электронная библиотека http://elibrary.ru

## ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

ՆԵՐԱԾՈՒԹՅՈՒՆ ..... 3

**ԳԼՈՒԽ 1.**
**Նյութի հետ իոնացնող ճառագայթման փոխազդեցության հիմունքները**
§ 1. Իոնացնող ճառագայթման բնութագրերը ..... 4
§ 2. Միջուկային ճառագայթման աղբյուրներ ..... 7
§ 3. Երկրի ճառագայթային գոտին ..... 10
§ 4. Միջուկային ճառագայթման արհեստական աղբյուրներ ..... 10
§ 5. Ռենտգենյան ճառագայթման աղբյուրներ ..... 11
§ 6. Գամմա-ճառագայթման աղբյուրներ ..... 12
§ 7. Լիցքավորված մասնիկների արագարարներ ..... 13
§ 8. Միջուկային ռեակտորներ ..... 13
§ 9. Իզոտոպները որպես α-, β- և n- ճառագայթման աղբյուրներ ..... 14

**ԳԼՈՒԽ 2.**
**Կառուցվածքային արատների առաջացումը բյուրեղներում**
§ 1. Պինդ մարմիններում կապի հիմնական տեսակները ..... 15
§ 2. Կետային արատներ ..... 19
§ 3. Գծային արատներ (դիսլոկացիաներ) ..... 25
§ 4.Մակերևութային և ծավալային արատներ ..... 30

**ԳԼՈՒԽ 3.**
**Էլեկտրոնային և ատոմային գրգռումները պինդ մարմիններում**
§ 1. Տարրական գրգռումներ (քվազիմասնիկներ) բյուրեղներում ..... 33
§ 2. Քվազիմասնիկների հավասարակշիռ վիճակագրություն ..... 37
§ 3. Անհավասարակշիռ պրոցեսների նկարագրման
փորձարարական մեթոդները և տեսությունը ..... 41
§ 4. Փոխազդեցության կտրվածքը և պոտենցիալը ..... 44

**ԳԼՈՒԽ 4.**
**Իոնացնող ճառագայթում և դրա դաշտը**
§ 1. Արգելակային ճառագայթում ..... 50
§ 2. Չերենկով-Վավիլովի ճառագայթում ..... 53
§ 3. Անցումային ճառագայթում ..... 56

**ԳԼՈՒԽ 5.**

**Լիցքավորված մասնիկների փոխազդեցությունը դիէլեկտրիկական նյութերի հետ**

§ 1. Էլեկտրոնի փոխազդեցությունը նյութի հետ ..... 58
§ 2. Ալֆա-մասնիկների փոխազդեցությունը նյութի հետ ..... 62
§ 3. Բետա-մասնիկների փոխազդեցությունը նյութի հետ ..... 64
§ 4. Գամմա-ճառագայթման փոխազդեցությունը նյութի հետ ..... 67
§ 5.Նեյտրոնների փոխազդեցությունը նյութի հետ ..... 71

**ԳԼՈՒԽ 6.**

**Ճառագայթումային ճառագայթումը պինդ մարմիններում**

§ 1. Ճառագայթումային արատներ ..... 74
§ 2 Էներգիայի կորուստներն առաձգական բախումներում ..... 77
§ 3. Իոնների ոչ առաձգական փոխազդեցության պրոցեսները դիէլեկտրական նյութերում ..... 80
§ 4. Նյութերի ճառագայթումային կայունությունը ..... 83

**ԳԼՈՒԽ 7.**

**Ճառագայթային բնական աղբյուրների ճառագայթումային անվտանգությունը**

§ 1. Ճառագայթման գրանցման սցինտիլյացիոն մեթոդներ ..... 85
§ 2. Բաժնեչափում ..... 86
§ 3. Իոնացնող ճառագայթման չափիչ սարքերի դասակարգումը ..... 90

**ԳԼՈՒԽ 8.**

**Իոնացնող ճառագայթմամբ հետազոտությունների հիմնական ուղղությունները**

§ 1. Կենսաբանություն և բնագիտություն ..... 91
§ 2. Բժշկություն ..... 93
§ 3. Քիմիա ..... 94
§ 4. Շրջակա միջավայր ..... 94
§ 5. Երկրաբանություն ..... 95

ՀԱՎԵԼՎԱԾ ..... 96

Գրականություն ..... 99

ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆ

Վ. Վ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ

# ԿՈՆԴԵՆՍԱՑՎԱԾ ՄԻՋԱՎԱՅՐԵՐԻ ՀԵՏ ԻՈՆԱՑՆՈՂ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ՀԻՄՈՒՆՔՆԵՐԸ

Համակարգչային ձևավորումը՝ Կ. Չալաբյանի
Կազմի ձևավորումը՝ Ա. Պատվականյանի
Հրատ. սրբագրումը՝ Վ. Դերձյանի

Չափսը՝ 60x84 $^{1}/_{16}$: Տպ. մամուլ 6,5:
Տպաքանակը՝ 100:

ԵՊՀ հրատարակչություն,

---

ք. Երևան, 0025, Ալեք Մանուկյան 1

ՀՐԱՏԱՐԱԿՉՈՒԹՅՈՒՆ
ԵՐԵՎԱՆ 2015