

ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ
ՆԱՄԱՆՍԱՐԱՆ

ԱՆԱՀԻՏ ԲԱԼԱԲԵԿՅԱՆ

ՄԻՓՈՒԿԱՅԻՆ ԾՈՒՆԱԿՁԵՇՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐ

ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆ

Ա. Ռ. ԲԱԼԱԲԵԿՅԱՆ

**ՄԻՋՈՒԿԱՅԻՆ
ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐ**

Դասագիրք բուհերի բնագիտական ուղղություններով
մասնագիտացող ուսանողների համար

**ԵՐԵՎԱՆ
ԵՊՀ ՀՐԱՏԱՐԱԿԶՈՒԹՅՈՒՆ
2019**

ՀՏԴ 539.17(075.8)
ԳՄԴ 22.383 ց73
Բ 200

*ՀՀ ԿԳ նահարարության կողմից հաստատվել է
որպես բուհական դասագիրք*

*Հրատարակության է երաշխավորել
ԵՊՀ ֆիզիկայի ֆակուլտետի գիրական խորհուրդը*

Գրախոսներ՝ ֆիզ. մաթ. գիտ. դոկ., պրոֆ. Ա. Ժ. Խաչատրյան
ֆիզ. մաթ. գիտ. դոկ., պրոֆ. Հ. Ա. Սարգսյան
ֆիզ. մաթ. գիտ. դոկ., Տ. Յ. Մալաքյան
ֆիզ. մաթ. գիտ. դոկ., Ա. Գ. Եղիկյան
ֆիզ. մաթ. գիտ. դոկ., դոցենտ Գ. Բ. Ալավերդյան

ԲԱԼԱԲԵԿՅԱՆ Ա. Ռ.

Բ 200 Միջուկային փոխազդեցություններ/Ա. Ռ. Բալաբեկյան: -Եր.,
ԵՊՀ հրատ., 2019, 142 էջ:

Դասագիրքը նվիրված է միջուկային փոխակերպումների պրոցեսների օրինաչափություններին և դրանք նկարագրող տեսական մոդելներին: Այն ընդգրկում է նաև աստղերում տեղի ունեցող ջերմամիջուկային պրոցեսների նկարագրությունը:

Նախատեսված է ինչպես համապատասխան ուղղությամբ մասնագիտացող բուհերի բակալավրիատի և մագիստրատուրայի ուսանողների, այնպես էլ նրանց համար, ովքեր ցանկանում են խորացնել միջուկային ռեակցիաների վերաբերյալ իրենց գիտելիքները:

ՀՏԴ 539.17(075.8)
ԳՄԴ 22.383 ց73

ISBN 978-5-8084-2351-0

© ԵՊՀ հրատ., 2019
© Բալաբեկյան Ա. Ռ., 2019

ԲՈՎԱՆԳԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

ԳԼՈՒԽ ԱՌԱՋԻՆ

§ 1 Միջուկային ռեակցիաների դասակարգումը.....	5
§ 2 Միջուկային ռեակցիաների կտրվածքները.....	8
§ 3 Միջուկային ռեակցիաներում գործող պահպանման օրենքները.....	14
§ 4 Ցրման իմպուլսային դիագրամը.....	21
Խնդիրներ	28

ԳԼՈՒԽ ԵՐԿՐՈՐԳ

§ 1 Միջուկային ռեակցիաների մոդելներ	30
§ 2 Բաղադրյալ միջուկ	33
§ 3 Միջուկների բաժանում, շրթայական ռեակցիաներ	40
§ 4 Ուղիղ միջուկային ռեակցիաներ	50
§ 5 Օպտիկական մոդելը	54
§ 6 Օպտիկական թեորեմը.....	64
§ 7 Միջուկային ռեակցիաների հեղեղային մոդելը.....	73
§ 8 Միջուկի վիճակագրական մոդելը	89
§ 9 Միջուկից մասնիկների գոլորշացման համար Վայսկոպֆի բանաձևը.....	91
§ 10 Իոն-միջուկային փոխազդեցություններ	102
§ 11 Ծանր միջուկների միաձուլման ռեակցիաները.....	108

ԳԼՈՒԽ ԵՐՐՈՐԳ

§1 Միջուկային ռեակցիաները աստղերում	113
§ 2 Աստղերում տեղի ունեցող ջերմամիջուկային ռեակցիաների ցիկլերը.....	122
§ 3 Աստղերի էվոլյուցիան	126
§ 4 Սպիտակ թզուկներ	129
§ 5 Նեյտրոնային աստղերի առաջացումը.....	132
§ 6 Միջուկային աստղաֆիզիկա	135
§ 7 Աստղային նուկլեոսինթեզ	139

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ	141
----------------------------	-----

ԳԼՈՒԽ ԱՌԱՋԻՆ

§ 1 Միջուկային ռեակցիաների դասակարգումը

Երբ երկու տարրական մասնիկներ կամ մասնիկ և ատոմի միջուկ կամ երկու միջուկներ մոտենում են միմյանց միջուկային հեռավորությունների վրա (10^{-13} սմ), նրանց միջև տեղի է ունենում էներգիայի և իմպուլսի փոխանակում, ինչը հանգեցնում է նրանց ներքին վիճակների փոփոխության, ինչպես նաև նոր մասնիկների առաջացման: Այդ պրոցեսները կոչվում են միջուկային ռեակցիաներ: Միջուկային ռեակցիաները գրվում են հետևյալ տեսքով.

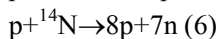
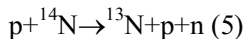
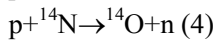
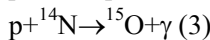
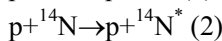
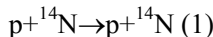
$$a_1+a_2 \rightarrow b_1+b_2+b_3+\dots$$

Դրանք սովորաբար կարող են ընթանալ տարբեր ճանապարհներով.

$$\begin{aligned} A+a &\rightarrow a+A \\ &\rightarrow a+A^* \\ &\rightarrow b+B \\ &\rightarrow c+C \\ &\rightarrow d+D \end{aligned}$$

Ռեակցիայի ձախ մասը կոչվում է մուտքային կանալ, իսկ աջ մասը՝ ելքային կանալ: Եթե ռեակցիան երկմասնիկային է, ապա այն կարելի է գրել նաև հետևյալ տեսքով՝ $A(a,b)B$:

Ստորև բերված են ռեակցիաների մի քանի օրինակներ.



(1) ռեակցիան առաձգական ցրումն է, երբ փոխազդեցությունից հետո մասնիկների տիպը և նրանց քվանտային վիճակները չեն փոխվում:

(2) ռեակցիան ոչ առաձգական ցրումն է, երբ ռեակցիայից հետո միջուկը գրգռված վիճակում է լինում:

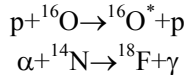
(3)–(6) ռեակցիաների ընթացքում առաջանում են մասնիկներ, որոնք չկային մուտքային կանալում:

(3) ռեակցիան կոչվում է ռադիացիոն գրավման ռեակցիա:

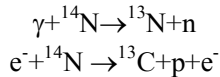
(5) ռեակցիայի ժամանակ առաջանում են 3 մասնիկներ:

(6) ռեակցիայի ընթացքում տեղի է ունենում միջուկի լրիվ տրոհում:

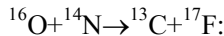
Ռեակցիաները տարբեր տեսակների են բաժանվում նաև ըստ մուտքային կանալի մասնիկների: Դրանք կարող են ընթանալ լիցքավորված մասնիկների ազդեցության տակ.



γ քվանտների և էլեկտրոնների ազդեցության տակ ընթացող ռեակցիաները կոչվում են ֆոտոմիջուկային կամ էլեկտրամիջուկային ռեակցիաներ:



Որպես ռմբակոծող մասնիկներ կարող են հանդես գալ նաև արագացված իոնները.



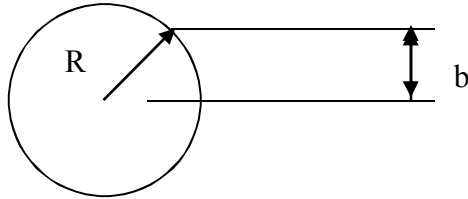
Այսպիսի ռեակցիաներ օգտագործում են գերծանր միջուկների հայտնաբերման փորձերում:

Եթե որպես ռմբակոծող մասնիկներ հանդես են գալիս լիցքավորված մասնիկները, ապա նրանք պետք է հաղթահարեն առաջացած կուլոնյան պոտենցիալային արգելքը: Z_1e և Z_2e լիցքերով երկու մասնիկների միջև գործող կուլոնյան վանողական պոտենցիալը հա-

վասար է՝ $B_K = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R}$, որտեղ $R = R_1 + R_2 = r_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ ֆմ

(1 ֆմ = 10^{-13} սմ): Ռմբակոծող լիցքավորված մասնիկի կինետիկ էներգիան պետք է մեծ լինի B_K -ից, որպեսզի ռեակցիան տեղի ունենա:

Մասնիկը միջուկի հետ կարող է փոխազդել նշանացուցային տարբեր հեռավորությունների վրա [1]: Եթե \vec{P} իմպուլսով a մասնիկը փոխազդում է A միջուկի հետ b նշանացուցային հեռավորության վրա, ապա նրա շարժման քանակի մոմենտի բացարձակ արժեքը դասական մեխանիկայում որոշվում է $|\vec{P}|b$, իսկ քվանտային մեխանիկայում՝ $\hbar\sqrt{l(l+1)}$ բանաձևերով, որտեղ l -ը a մասնիկի ուղեծրային մոմենտն է:



Հաշվի առնելով վերը նշվածը՝ կարելի է գրել՝ $|\vec{P}|b = \hbar\sqrt{l(l+1)}$:

Այս դեպքում մասնիկի իմպուլսը (\vec{P}) նրա կինետիկ էներգիայի (T) միջոցով արտահայտվում է հետևյալ կերպ՝ $|\vec{P}| = \sqrt{2\mu T}$, որտեղ

$\mu = \frac{m_a m_A}{m_a + m_A}$ -ն $a+A$ համակարգի բերված զանգվածն է: Այստեղից

ստացվում է՝

$$\sqrt{2\mu T}b = \hbar\sqrt{l(l+1)},$$

$$T = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu b^2}:$$

Ելնելով այն փաստից, որ մասնիկի՝ միջուկի մեջ ստնելու և մի-
 ջուկային փոխազդեցություն կատարելու պայմանը հետևյալն է՝
 $b \leq R$, կարելի է որոշել կենտրոնախույս արգելքի բարձրությունը.

$$B_C = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu R^2}$$

(\hbar -ը Պլանկի բերված հաստատունն է. $\hbar = 1,054 \cdot 10^{-27}$ էրգ/վրկ):

Մասնիկի կինետիկ էներգիան պետք է մեծ լինի կենտրոնախույս
 արգելքի բարձրությունից: Քվանտային մասնիկը կարող է թափան-
 ցել միջուկ՝ հաղթահարելով կենտրոնախույս արգելքը նաև, եթե
 $T < B_C$, սակայն այդ դեպքում թափանցելիության հավանականությու-
 նը շատ փոքր կլինի:

Այսպիսով՝ T կինետիկ էներգիա ունեցող մասնիկներից փոխազ-
 դեցությանը արդյունավետորեն մասնակցում են այն մասնիկները,
 որոնց ուղեծրային մոմենտի համար տեղի է ունենում հետևյալ պայ-
 մանը՝

$$l(l+1) < \frac{2\mu R^2 T}{\hbar^2} :$$

§ 2 Միջուկային ռեակցիաների կտրվածքները

Միջուկային ռեակցիաների կտրվածքը մի մեծություն է, որը
 բնութագրում է երկու փոխազդող մասնիկների համակարգի անցումը
 որոշակի վերջնական վիճակի [1]:

Միջուկային փոխազդեցությունների հավանականությունը որոշ-
 վում է միջուկի այն արդյունավետ կտրվածքով (σ), որը գտնվում է
 փնջի ճանապարհին: Եթե թիրախի միավոր մակերեսի վրա ընկնող
 մասնիկների թիվը նշանակենք N_0 -ով, իսկ այդ մակերեսին բաժին
 ընկնող միջուկների թիվը՝ n -ով, ապա փոխազդեցությունների թիվը
 կլինի՝ $N = N_0 \sigma n$, որտեղ σ -ն փոխազդեցության կտրվածքն է: Միջուկ-
 ների թիվը միավոր մակերեսի վրա կորոշվի հետևյալ կերպ՝

$$\rho = m / V, \quad V = S \cdot d,$$

$$\rho = m / (S \cdot d) = (n \cdot M) / (S \cdot d \cdot N_A),$$

$$n = (N_A \cdot \rho \cdot d) / M,$$

որտեղ ρ -ն թիրախի նյութի խտությունն է, d -ն՝ թիրախի հաստությունը, N_A -ն՝ Ավոգադրոյի թիվը, M -ը՝ թիրախի նյութի մոլային զանգվածը: Տվյալ տարրի մոլային զանգվածի թվային արժեքը՝ արտահայտված գր/մոլ միավորով, հավասար է նրա զանգվածային թվին՝ արտահայտված զանգվածի ատոմական միավորներով:

Եթե միջուկային ռեակցիան որոշակի էներգիայի դեպքում ունի մի քանի ելքային կանալներ, ապա ռեակցիայի լրիվ կտրվածքը կլինի՝

$$\sigma = \sum \sigma_b,$$

որտեղ σ_b -ն ռեակցիայի որոշակի ելքային կանալի մասնակի կտրվածքն է: Ռեակցիայի կտրվածքի միավորը Բարն է: (1Բարն = 10^{-24} սմ²): Մովորաբար առանձնացվում են փոխազդեցության առաձգական և ոչ առաձգական մասերը: Այդ դեպքում լրիվ կտրվածքն արտահայտվում է գումարի տեսքով՝ $\sigma_t = \sigma_e + \sigma_i$, որտեղ σ_e -ն՝ առաձգական փոխազդեցության է, իսկ σ_i -ն ոչ առաձգական փոխազդեցության լրիվ կտրվածքը:

Կախված փորձում դրված խնդիրներից և պայմաններից՝ օգտագործվում են ինտեգրալ, դիֆերենցիալ, կրկնակի դիֆերենցիալ և այլ կտրվածքներ:

Եթե ունենք $a+A \rightarrow b+B$ պրոցեսը, ապա ինտեգրալ կտրվածքը որոշվում է հետևյալ կերպ՝ $\sigma_{ab} = dN_b / (nN_0)$, որտեղ n -ը թիրախի միավոր մակերեսի վրա միջուկների թիվն է, N_0 -ն՝ թիրախի վրա ընկնող a մասնիկների թիվը, dN_b -ն՝ ռեակցիայի հետևանքով ստացված b մասնիկների թիվը:

$a+A \rightarrow b+B$ պրոցեսի դիֆերենցիալ կտրվածքը որոշվում է հետևյալ կերպ [1]՝

$$\frac{d\sigma_{ab}}{d\varepsilon_b} = \frac{1}{nN_0} \frac{dN_b}{d\varepsilon_b},$$

որտեղ $\frac{dN_b}{d\varepsilon_b}$ -ն ռեակցիայի հետևանքով ստացված b մասնիկների թիվն է, որոնց էներգիայի արժեքը գտնվում է ε_b -ից $\varepsilon_b + d\varepsilon_b$ -ն ընկած տիրույթում:

Նմանապես կարելի է սահմանել նաև $\frac{d\sigma_{ab}}{d\Omega} = \frac{1}{nN_0} \frac{dN_b}{d\Omega}$ դիֆերենցիալ կտրվածքը, որտեղ $\frac{dN_b}{d\Omega}$ -ն ռեակցիայի հետևանքով ստացված b մասնիկների թիվն է, որոնք դուրս են թռել θ բևեռային և φ ազիմուտալ անկյուններով որոշվող ուղղությամբ՝ $d\Omega$ մարմնային անկյան տակ:

$a+A \rightarrow b+B$ պրոցեսի կրկնակի դիֆերենցիալ կտրվածքը որոշվում է հետևյալ կերպ՝ $\frac{d^2\sigma_{ab}}{d\Omega d\varepsilon_b} = \frac{1}{nN_0} \frac{dN_b}{d\Omega d\varepsilon_b}$, որտեղ $\frac{dN_b}{d\Omega d\varepsilon_b}$ -ն ռեակցիայի հետևանքով ստացված b մասնիկների թիվն է, որոնք դուրս են թռել θ բևեռային և φ ազիմուտալ անկյուններով որոշվող ուղղությամբ՝ $d\Omega$ մարմնային անկյան տակ, և որոնց էներգիայի արժեքը գտնվում է ε_b -ից $\varepsilon_b + d\varepsilon_b$ -ն ընկած տիրույթում: Ինտեգրալ և դիֆերենցիալ կտրվածքները միմյանց կապված են հետևյալ առնչություններով՝

$$\frac{d\sigma_{ab}}{d\Omega} = \int \frac{d^2\sigma_{ab}}{d\Omega d\varepsilon_b} d\varepsilon_b,$$

$$\frac{d\sigma_{ab}}{d\varepsilon_b} = \int \frac{d^2\sigma_{ab}}{d\Omega d\varepsilon_b} d\Omega,$$

$$\sigma_{ab} = \iint \frac{d^2\sigma_{ab}}{d\Omega d\varepsilon_b} d\Omega d\varepsilon_b :$$

Երկրաչափական կտրվածք: Ռեակցիայի լրիվ կտրվածքի վերին սահմանը գնահատելու համար ներմուծվում է ռեակցիայի երկրաչափական կտրվածքի գաղափարը: Ենթադրյալով, որ հեռավորությամբ և \vec{P} իմպուլսով մասնիկի իմպուլսի մոմենտի արժեքը դասական մեխանիկայում կորոշվի $|\vec{P}| \cdot b$, իսկ քվանտային մեխանիկայում՝ $\hbar\sqrt{l(l+1)}$ բանաձևերով, որտեղ l -ը մասնիկի ուղեծրային մոմենտն է: Այստեղից կստացվի՝

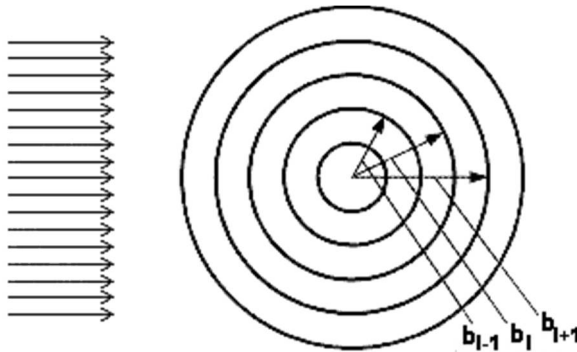
$$|\vec{P}| \cdot b = \hbar\sqrt{l(l+1)},$$

$$b = \frac{\hbar}{|\vec{P}|} \sqrt{l(l+1)},$$

և քանի որ $\frac{\hbar}{|\vec{P}|} = \lambda$ (λ -ն Գլե Բրոյլի ալիքի երկարությունն է), ապա

$$b = \lambda\sqrt{l(l+1)} :$$

Եթե որևէ միջուկի վրա ընկնում է մասնիկների հոսք, ապա երկրաչափական կտրվածքը կարելի է ներկայացնել շրջանի օղակների մասնակի (պարցիալ) կտրվածքների S_l գումարի տեսքով (նկ.1) [2]:



Նկ. 1

$$\begin{aligned}
S_l &= \frac{1}{2} \pi (b_{l+1}^2 - b_{l-1}^2) = \frac{\pi \lambda^2}{2} ((l+1)(l+2) - l(l-1)) = \\
&= \frac{\pi \lambda^2}{2} (4l+2) = \pi \lambda^2 (2l+1) \\
S_l &= \pi \lambda^2 (2l+1)
\end{aligned}$$

Քանի որ միջուկային ուժերն ունեն կարճ գործողության շառավիղ, ուստի գունարի սահմանը՝ l_{\max} -ը, որոշվում է հետևյալ պայմանից՝ $b_l \leq R$, որտեղ R -ը միջուկի շառավիղն է: $b = \lambda \sqrt{l(l+1)}$ հավասարումից հետևում է՝ $l_{\max} \approx \frac{R}{\lambda}$:

Երկրաչափական կտրվածքը որոշվում է հետևյալ կերպ՝

$$\begin{aligned}
S &= \sum_{l=0}^{R/\lambda} S_l = \sum_{l=0}^{R/\lambda} (2l+1) \pi \lambda^2 = \pi (R + \lambda)^2, \\
S &= \pi (R + \lambda)^2 :
\end{aligned}$$

Գեոալային հավասարակշռության սկզբունքը: Յուրաքանչյուր միջուկային ռեակցիա ունի իր հակադարձ պրոցեսը, որը տեղի է ունենում նույն էներգետիկ և իմպուլսային պայմաններում, ինչ ուղիղ պրոցեսը: Դիցուք տեղի են ունենում $a+A \rightarrow b+B$ և $b+B \rightarrow a+A$ հակադարձ ռեակցիաները: Այս պրոցեսների ինտեգրալ կտրվածքները միմյանց կապված են դեոալային հավասարակշռության սկզբունքով [2]:

Ուղիղ ընթացող ռեակցիայի մուտքային կանալը նշանակենք 1-ին վիճակ, իսկ ելքային կանալը՝ 2-րդ վիճակ: Համակարգի՝ 1-ին վիճակից 2-րդ վիճակին անցնելու հավանականությունը կլինի w_{12} , իսկ 2-րդ վիճակից 1-ին վիճակին անցնելու հավանականությունը՝ w_{21} : Քանի որ համակարգի վիճակի հավասարումն ինվարիանտ է ժամանակի փոփոխության նկատմամբ՝ $t \rightarrow -t$, ուստի $w_{12} = w_{21}$: Եթե գո-

յություն ունեն g_2 վիճակներ, որոնք էներգետիկորեն մոտ են 2-րդ վիճակին, ապա 1-ին վիճակից այդ վիճակներից որևէ մեկին անցնելու P_{12} հավանականությունը կորոշվի հետևյալ առնչությամբ՝ $P_{12} = g_2 w_{12}$, և համապատասխանաբար՝ $P_{21} = g_1 w_{21}$: Այստեղից հետևում է, որ $P_{12} g_1 = P_{21} g_2$: Այս հավասարումը կոչվում է դետալային հավասարակշռության սկզբունք:

Հավասարման մեջ մտնող անդամները գնահատելու համար ենթադրենք, որ $a+A \rightarrow b+B$ համակարգը գտնվում է V ծավալում: Այդ դեպքում 1-ին վիճակների թիվը կորոշվի այսպես՝ $g_1 = (2j_a + 1)(2j_A + 1) \cdot 4\pi V p_a^2 dp_a / (2\pi\hbar)^3$, որտեղ j_a -ն a մասնիկի սպինն է, j_A -ն A միջուկի սպինը, P_a -ն a մասնիկի հարաբերական իմպուլսը: $4\pi V p_a dp_a / (2\pi\hbar)^2$ անդամը որոշում է համակարգի այն վիճակների թիվը, որոնց իմպուլսը գտնվում է P_a -ից $P_a + dP_a$ -ն ընկած տիրույթում:

Անցման P_{12} հավանականությունը կլինի՝ $P_{12} = \sigma_{ab} v_a / V$, որտեղ v_a -ն a մասնիկի հարաբերական արագությունն է, $\sigma_{ab} v_a / V$ -ն σ_{ab} կտրվածքով և v_a երկարությամբ գլանի ծավալի հարաբերությունն է ամբողջ ծավալին (այսինքն՝ միավոր ժամանակում a մասնիկի զբաղեցրած ծավալի հարաբերությունն է ամբողջ ծավալին):

Նույնը կարելի է գրել նաև $b+B \rightarrow a+A$ համակարգի համար:

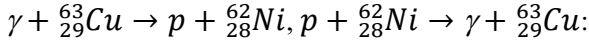
$$g_2 = (2j_b + 1)(2j_B + 1) 4\pi V p_b^2 dp_b / (2\pi\hbar)^3$$

$$P_{21} = \sigma_{ba} v_b / V$$

Հաշվի առնելով, որ $v_a dp_a = dT_a$ և $v_b dp_b = dT_b = d(T_a + Q) \approx dT_a$, կստանանք՝

$$\frac{\sigma_{ab}}{\sigma_{ba}} = \frac{P_b^2 (2j_b + 1)(2j_B + 1)}{P_a^2 (2j_a + 1)(2j_A + 1)}.$$

Պետք է նշել, որ դետալային հավասարակշռության սկզբունքը կիրառելի է տարրական մասնիկների միջև տեղի ունեցող ռեակցիաների նկատմամբ և պակաս արդյունավետ է միջուկների միջև տեղի ունեցող փոխազդեցությունների դեպքում: Դիտարկենք հետևյալ օրինակը [3]



Քանի որ առաջին հայացքից գրված ռեակցիաները միմյանց հակադարձ են, ուստի, ուսումնասիրելով առաջին ռեակցիայում առաջացած պրոտոնի անկյունային և էներգետիկ բաշխումները, կարելի է տեղեկություն ստանալ երկրորդ ռեակցիայի կտրվածքի մասին: Սակայն ${}^{62}_{28}\text{Ni}$ և ${}^{63}_{29}\text{Cu}$ միջուկներն ունեն բավականին շատ միմյանց մոտ գտնվող գրգռված մակարդակներ, և հնարավոր չէ տարբերակել միջուկի հիմնական մակարդակի և գրգռված մակարդակի առաջացումը: Իրականում տեղի են ունենում հետևյալ ռեակցիաները՝ $\gamma + {}^{63}_{29}\text{Cu} \rightarrow p + {}^{62}_{28}\text{Ni}^*$, $p + {}^{62}_{28}\text{Ni} \rightarrow \gamma + {}^{63}_{29}\text{Cu}'$, որոնք միմյանց նկատմամբ հակադարձ չեն: Դրա պատճառով դետալային հավասարակշռության սկզբունքը կիրառելի է միայն թեթև միջուկների դեպքում, որոնց գրգռված մակարդակներն այնքան էլ խիտ չեն:

Հարկ է նշել, որ դետալային հավասարակշռության սկզբունքը ժամանակի դարձելիության նկատմամբ ինվարիանտության հետևանք է:

§ 3 Միջուկային ռեակցիաներում գործող պահպանման օրենքները

Միջուկային ռեակցիաների ժամանակ գործում են պահպանման մի շարք օրենքներ՝

1. էլեկտրական լիցքի պահպանման օրենքը,
2. նուկլոնների թվի (բարիոնային լիցքի) պահպանման օրենքը,
3. էներգիայի պահպանման օրենքը,
4. իմպուլսի պահպանման օրենքը,

5. շարժման քանակի պահպանման օրենքը,
6. տարածական գույգության պահպանման օրենքը,
7. իզոտոպ սպինի և նրա պրոյեկցիայի պահպանման օրենքը:

Առաջին հինգ պահպանման օրենքները գործում են միջուկային, էլեկտրամագնիսական, թույլ և գրավիտացիոն փոխազդեցությունների դեպքում ընթացող ռեակցիաներում:

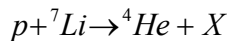
Ուժեղ և էլեկտրամագնիսական փոխազդեցությունների ժամանակ ընթացող ռեակցիաներում գործում է 6-րդ օրենքը, իսկ ուժեղ փոխազդեցությունների ժամանակ ընթացող ռեակցիաներում՝ 7-րդ օրենքը:

$a+A \rightarrow b+B$ երկմասնիկային ռեակցիայի դեպքում պահպանման օրենքերը թույլ են տալիս չքննարկելով տվյալ ռեակցիայի մեխանիզմը որոշել՝ ռեակցիան թույլատրելի՞ է, թե՞ ոչ: Պահպանման օրենքները ռեակցիայի ընթացքի վրա որոշակի սահմանափակումներ են դնում:

Էլեկտրական լիցքի և նուկլոնների թվի պահպանման օրենքները: Էլեկտրական լիցքի և նուկլոնների թվի պահպանման օրենքներից բխում է, որ ռեակցիայի մեջ մտնող մասնիկների էլեկտրական գումարային լիցքը և նուկլոնների թիվը ռեակցիայի ընթացքում պահպանվում են:

$$\begin{aligned}\sum Z_i &= \sum Z_f \\ \sum A_i &= \sum A_f\end{aligned}$$

Օգտվելով այս օրենքներից՝ կարելի է որոշել ռեակցիայի ընթացքում առաջացած անհայտ արդյունք մասնիկը: Օրինակ՝



ռեակցիայում առաջացած X անհայտ միջուկը գտնելու համար պետք է գրել էլեկտրական լիցքի և նուկլոնների պահպանման օրենքները.

$$Z_i = Z_p + Z_{Li} = 1 + 3 = 4 = Z_f = Z_{He} + Z_X = 2 + Z_X,$$

$$Z_X = 2,$$

$$A_i = A_p + A_{Li} = 1 + 7 = 8 = A_f = A_{He} + A_X = 4 + A_X,$$

$$A_X = 4:$$

Այստեղից հետևում է, որ անհայտ միջուկը ${}^4_2\text{He}$ միջուկն է:

Էներգիայի և իմպուլսի պահպանման օրենքները: Երկմասնիկային ռեակցիաներում ($a + A \rightarrow b + B$) էներգիայի և իմպուլսի պահպանման օրենքներն արտահայտվում են հետևյալ առնչությամբ՝

$$\begin{aligned}\sum \mathbf{P}_i &= \sum \mathbf{P}_f, \\ \sum E_i &= \sum E_f,\end{aligned}$$

կամ

$$\mathbf{P}_a + \mathbf{P}_A = \mathbf{P}_b + \mathbf{P}_B,$$

$$E_a + E_A = E_b + E_B,$$

որտեղ E_a -ն, E_A -ն, E_b -ն, E_B -ն ազատ մասնիկների լրիվ էներգիաներն են, որոնք որոշվում են հետևյալ բանաձևերով [1]՝

$$E_a^2 = P_a^2 c^2 + m_a^2 c^4,$$

$$E_A^2 = P_A^2 c^2 + m_A^2 c^4,$$

$$E_b^2 = P_b^2 c^2 + m_b^2 c^4,$$

$$E_B^2 = P_B^2 c^2 + m_B^2 c^4:$$

Ազատ մասնիկի կինետիկ էներգիան որոշվում է հետևյալ առնչությամբ՝

$$T = E - mc^2:$$

Կարելի է լրիվ էներգիան արտահայտել կինետիկ էներգիայով.

$$T_a + m_a c^2 + T_A + m_A c^2 = T_b + m_b c^2 + T_B + m_B c^2,$$

$$T_a + T_A - T_b - T_B = |Q|,$$

որտեղ Q -ն կոչվում է ռեակցիայի էներգիա և հավասար է մասնիկների հանգստի էներգիաների տարբերությանը ռեակցիայի մուտքային և ելքային կանալներում. $Q = m_a c^2 + m_A c^2 - m_b c^2 - m_B c^2$:

Այն ռեակցիան, որի ժամանակ $Q > 0$, կոչվում է էկզոթերմիկական ռեակցիա, իսկ այն ռեակցիան, որի ժամանակ $Q < 0$, կոչվում է էնդոթերմիկական ռեակցիա: Առաձգական ցրման ռեակցիաների ժամանակ $Q = 0$: էնդոթերմիկական ռեակցիայի ժամանակ ունիվերսալորդ մասնիկի էներգիան պետք է մեծ լինի ռեակցիայի շեմային էներգիայից:

Շեմային էներգիա: Հարվածող մասնիկի այն նվազագույն կինետիկ էներգիան, որի դեպքում տվյալ ռեակցիան տեղի է ունենում, կոչվում է շեմային էներգիա: $a + A \rightarrow b + B$ երկմասնիկային ռեակցիայի ելքային կանալի մասնիկների լրիվ էներգիաները կլինեն [1]

$$E_b^2 = P_b^2 c^2 + m_b^2 c^4,$$

$$E_B^2 = P_B^2 c^2 + m_B^2 c^4:$$

Գրված առնչությունները ճիշտ են կամայական իներցիալ հաշվարկման համակարգի համար: Հաշվարկման լաբորատոր համակարգում, երբ A միջուկը կանգնած է, իսկ հարվածող մասնիկը a -ն է, կստացվի՝

$$E_a + m_A c^2 = E_b + E_B = \varepsilon,$$

$$\mathbf{P}_a = \mathbf{P}_b + \mathbf{P}_B = \mathbf{P}:$$

Իներցիայի կենտրոնի համակարգում ստացվում է՝

$$\tilde{E}_a + \tilde{E}_A = \tilde{E}_b + \tilde{E}_B = \tilde{\varepsilon},$$

$$\tilde{\mathbf{P}}_a + \tilde{\mathbf{P}}_A = \tilde{\mathbf{P}}_b + \tilde{\mathbf{P}}_B = \tilde{\mathbf{P}}:$$

Մասնիկի լրիվ E էներգիան որոշվում է $E = T + mc^2$ առնչությամբ:

Հաշվարկման լաբորատոր համակարգում հարվածող մասնիկի կինետիկ էներգիան՝ T -ն, հավասար է շեմային էներգիային, այն դեպքում, երբ իներցիայի կենտրոնի համակարգում ռեակցիայի արդյունքների կինետիկ էներգիաները հավասարվում են զրոյի՝ $\tilde{T} = 0$:

$$\tilde{E}_b = m_b c^2, \quad \tilde{E}_B = m_B c^2, \quad \tilde{\mathbf{P}}_b = \tilde{\mathbf{P}}_B = 0:$$

$$\tilde{\varepsilon} = (m_b + m_B) c^2, \quad \tilde{\mathbf{P}} = 0:$$

$\varepsilon^2 - P^2 c^2$ ռելյատիվիստական ինվարիանտն իներցիայի կենտրոնի համակարգում ունի հետևյալ արժեքը՝

$$(\tilde{\varepsilon})^2 - c^2 (\tilde{\mathbf{P}})^2 = (m_b + m_B)^2 c^4:$$

Քանի որ լաբորատոր համակարգում $E_a = T_{thre} + m_a c^2$, որտեղ T_{thre} -ն ռեակցիայի շեմային էներգիան է, ուստի կարելի է գրել՝

$$\varepsilon^2 - c^2 \mathbf{P}^2 = (m_a c^2 + m_A c^2 + T_{thre})^2 - c^2 \mathbf{P}_a^2:$$

Չևսփոխելով գրված արտահայտությունը և իմպուլսն արտահայտելով մասնիկի կինետիկ էներգիայով՝

$$c^2 \mathbf{P}_a^2 = E_a^2 - m_a^2 c^4 = (T_{thre} + m_a c^2)^2 - m_a^2 c^4 = T_{thre}^2 + 2T_{thre} m_a c^2,$$

կստանանք՝

$$\varepsilon^2 - c^2 \mathbf{P}^2 = (m_a + m_A)^2 c^4 + 2T_{thre} (m_a c^2 + m_A c^2),$$

$$+ T_{thre}^2 - T_{thre}^2 - 2T_{thre} m_a c^2 = (m_a + m_A)^2 c^4 + 2T_{thre} m_A c^2:$$

Քանի որ

$$(\tilde{\varepsilon})^2 - (\tilde{\mathbf{P}})^2 c^2 = \varepsilon^2 - \mathbf{P}^2 c^2 = inv,$$

հետևաբար

$$(m_b + m_B)^2 c^4 = (m_A + m_a)^2 c^4 + 2T_{thre} m_A c^2:$$

Այստեղից ստացվում է՝

$$T_{thre} = \frac{(m_b + m_B)^2 c^4 - (m_A + m_a)^2 c^4}{2m_A c^2} =$$

$$= \frac{(m_b + m_B - m_a - m_A)(m_b + m_B + m_a + m_A)c^2}{2m_A} :$$

Քանի որ $Q = |(m_b + m_B - m_a - m_A)c^2|$, հետևաբար

$$T_{thre} = |Q| \frac{(m_b + m_B + m_a + m_A)}{2m_A} ,$$

կամ

$$T_{thre} = |Q| \frac{(m_B + m_b + m_a + m_A + m_a - m_a + m_A - m_A)c^2}{2m_a c^2} =$$

$$= |Q| \left(\frac{2m_a c^2 + 2m_A c^2}{2m_a c^2} + \frac{|Q|}{2m_A c^2} \right),$$

$$T_{thre} = |Q| \left(1 + \frac{m_a}{m_A} + \frac{|Q|}{2m_A c^2} \right) :$$

Ոչ ռելյատիվիստական մոտարկման դեպքում, երբ $Q \ll 2m_A c^2$, ստացվում է՝

$$T_{thre} = |Q| \left(1 + \frac{m_a}{m_A} \right) :$$

Ստացված արտահայտությունը ճիշտ է ռեակցիայի ելքում առաջացած կամայական թվով մասնիկների համար [1]:

Ստացված առնչությունից հետևում է, որ ռեակցիայի շեմային էներգիան չի համապատասխանում ռեակցիայի էներգիային: Դա բնական է, քանի որ, ըստ իմաստի, ռեակցիայի էներգիան շեմային էներգիան է իներգիայի կենտրոնի համակարգում: Այդ պատճառով ռեակցիայի շեմային էներգիան լաբորատոր համակարգում միշտ

մեծ է ռեակցիայի էներգիայից այն էներգիայի չափով, որն անհրաժեշտ է լաբորատոր համակարգում իներցիայի կենտրոնի շարժման համար:

Շարժման քանակի մոմենտի պահպանման օրենքը:
 $a + A \rightarrow b + B$ միջուկային ռեակցիաների ժամանակ պահպանվում են շարժման քանակի լրիվ մոմենտները՝ $\mathbf{J}_i = \mathbf{J}_f$,

$$\mathbf{J}_i = \mathbf{J}_a + \mathbf{J}_A + \mathbf{L}_a, \quad \mathbf{J}_f = \mathbf{J}_B + \mathbf{J}_b + \mathbf{L}_b :$$

\mathbf{J}_a -ն, \mathbf{J}_A -ն, \mathbf{J}_b -ն, \mathbf{J}_B -ն համապատասխանաբար a , A , b , B մասնիկների (միջուկների) սպիններն են: \mathbf{L}_a -ն a մասնիկի ուղեծրային մոմենտն է A միջուկի նկատմամբ: \mathbf{L}_b -ն b մասնիկի ուղեծրային մոմենտն է B միջուկի նկատմամբ:

Ինչպես հայտնի է, \mathbf{J} քվանտամեխանիկական վեկտորի համար միաժամանակ կարելի է որոշել նրա մոդուլի քառակուսին՝ $|\mathbf{J}|^2 = j(j+1)$, և j_z պրոյեկցիան կամայական Z առանցքի վրա: Ընդ որում՝ j_z -ն ընդունում է արժեքներ $-j$ -ից մինչև j -ն ընկած տիրույթից՝ միավոր քայլով՝ $-j, -j+1, -j+2, \dots, j$:

Երկու քվանտային վեկտորների գումարը՝ $\mathbf{J}_1 + \mathbf{J}_2$, կարող է ընդունել $|j_1 - j_2|, |j_1 - j_2 + 1|, |j_1 - j_2 + 2|, \dots, j_1 + j_2 - 1, j_1 + j_2$ արժեքներ:

Տարածական գույգուրթյան պահպանման օրենքը: Ուժեղ և էլեկտրամագնիսական փոխազդեցությունների դեպքում տեղի է ունենում նաև տարածական գույգուրթյան պահպանում.

$$P_a \cdot P_A \cdot (-1)^{la} = P_b P_B (-1)^{lb} :$$

P_a -ն, P_A -ն, P_b -ն, P_B -ն համապատասխանաբար a , b , A և B մասնիկների ներքին գույգուրթյուններն են:

l_a -ն և l_b -ն a և b մասնիկների հարաբերական շարժման ուղեծրային մոմենտներն են:

Տարածական զույգությունը թույլ փոխազդեցությունների ժամանակ չի պահպանվում:

Իզոտոպ սպինի պահպանման օրենքը: Եթե միջուկային ռեակցիան ընթանում է ուժեղ փոխազդեցության հետևանքով, ապա տեղի է ունենում մեկ պահպանման օրենք և՛ իզոսպինի պահպանման օրենքը.

$$\mathbf{T}_{սպ.} = \mathbf{T}_{ս.}:$$

Ֆոտոմիջուկային ռեակցիաների ժամանակ պահպանվում է միայն իզոսպինի երրորդ պրոյեկցիան: Թույլ փոխազդեցության ժամանակ դա էլ չի պահպանվում:

$a + A \rightarrow b + B$ միջուկային ռեակցիայի համար կարելի է գրել՝

$$\mathbf{T}_a + \mathbf{T}_A = \mathbf{T}_b + \mathbf{T}_B:$$

Կախված միջուկի էներգիական վիճակներից՝ \mathbf{T} -ն կարող է ընդունել հետևյալ արժեքները՝

$$T_{\min} = \frac{|Z - N|}{2}, \text{ իսկ } T_{\max} = \frac{A}{2}.$$

$$T_z = \frac{(Z - N)}{2}$$

§ 4 Ցրման իմպուլսային դիագրամը

Ֆիզիկական պրոցեսները նկարագրելու համար օգտվում են երկու կորոդինատային համակարգերից՝ լաբորատոր և իներցիայի կենտրոնի: Այդ երկու համակարգերի առկայությունը պայմանավորված է այն վիաստով, որ ֆիզիկական փորձերի արդյունքները հարմար է ստանալ լաբորատոր համակարգում, իսկ տեսական հաշվարկները կատարել իներցիայի կենտրոնի համակարգում: Այս

առումով կարևոր է իմանալ այն առնչությունները, որոնք մեկ համակարգի ֆիզիկական մեծությունները ներկայացնում են մյուս համակարգում: Նման փոխակերպումների համար կարելի է օգտվել ցրման իմպուլսային դիագրամից [4]:

Երկու մասնիկների փոխազդեցությունը հնարավոր է նկարագրել իմպուլսային դիագրամի միջոցով: Ենթադրենք, որ M_1 զանգվածով և \mathbf{v} արագությամբ շարժվող մասնիկն առաձգականորեն բախվում է M_2 զանգվածով անշարժ մասնիկին: Երկու մասնիկների համակարգի իներցիայի կենտրոնի շարժման արագությունը կլինի՝

$$\mathbf{v}_c = \frac{M_1}{M_1 + M_2} \mathbf{v} :$$

Իներցիայի կենտրոնի համակարգում M_2 զանգվածով մասնիկի արագությունը կլինի՝ $\tilde{\mathbf{v}}_2 = -\frac{M_1}{M_1 + M_2} \mathbf{v} = -\mathbf{v}_c$, իսկ իմ-

պուլսը կլինի՝ $\tilde{\mathbf{P}}_2 = -\frac{M_2}{M_1 + M_2} \mathbf{P}_1$: M_1 զանգվածով մասնիկի իմպուլսը

մեծությամբ հավասար է այս իմպուլսին, սակայն ուղղված է հակառակ ուղղությամբ՝ $\tilde{\mathbf{P}}_1 = -\tilde{\mathbf{P}}_2 = \frac{M_2}{M_1 + M_2} \mathbf{P}_1$:

Ենթադրենք AB հատվածը որևէ մասշտաբով ներկայացնում է M_1 զանգվածով մասնիկի իմպուլսը լաբորատոր համակարգում մինչ բախումը՝ $|\mathbf{P}_1| = AB$: O կետով կարելի է այս հատվածը բաժանել ըստ զանգվածների հարաբերության՝ $AO:OB = M_1:M_2$: Այս դեպքում

$OB = \frac{M_2}{M_1 + M_2} |\mathbf{P}_1| = |\tilde{\mathbf{P}}_1|$ իսկ $|\tilde{\mathbf{P}}_2| = -|\tilde{\mathbf{P}}_1| = OC$: Ըստ իմպուլսի պահ-

պանման օրենքի՝ իներցիայի կենտրոնի համակարգում բախումից հետո իմպուլսները հավասար կլինեն մեծությամբ և ուղղված հակառակ ուղղություններով: Իներցիայի կենտրոնի համակարգում բախումն առաջացնում է երկու մասնիկների արագությունների փոփոխություն՝ դրանց պահելով հակուղղված և մեծությամբ անփոփոխ:

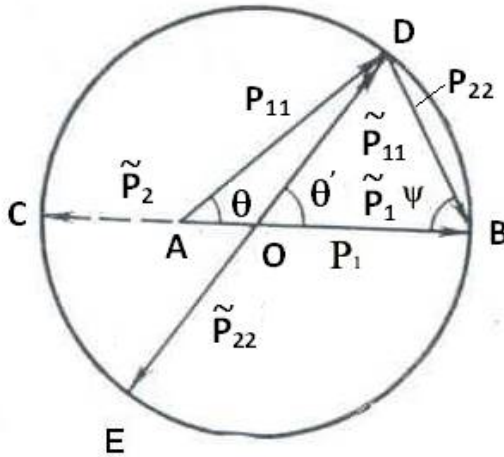
Այս դեպքում մասնիկների իմպուլսները կարելի է ներկայացնել $|\tilde{\mathbf{P}}_{11}|=OD$ և $|\tilde{\mathbf{P}}_{22}|=OE$ հատվածներով:

Կոորդինատների լաբորատոր համակարգին վերադառնալու համար անհրաժեշտ է հաշվի առնել իներցիայի կենտրոնի համակարգի շարժման արագությանը՝ $\mathbf{v}_c = \frac{M_1}{M_1+M_2} \mathbf{v}$ -ով պայմանավոր-

ված իմպուլսը:

$$M_1 \mathbf{v}_c = \frac{M_1^2}{M_1+M_2} \mathbf{v} = \frac{M_1}{M_1+M_2} \mathbf{P}_1$$

$$M_2 \mathbf{v}_c = \frac{M_1 M_2}{M_1+M_2} \mathbf{v} = \frac{M_2}{M_1+M_2} \mathbf{P}_1$$



Նկ. 2

Նկար 2-ում $M_1 \mathbf{v}_c$ և $M_2 \mathbf{v}_c$ իմպուլսներին համապատասխանում են AO և OB հատվածները: Կոորդինատների լաբորատոր հա-

մակարգում ցրումից հետո M_1 զանգվածով մասնիկի իմպուլսը՝ \mathbf{P}_{11} -ը, որոշվում է $M_1\mathbf{v}_c$ և $\tilde{\mathbf{P}}_{11}$ իմպուլսների վեկտորական գումարով՝ $\overline{AD}=\overline{OD}+\overline{AO}$: Գումարելով $\tilde{\mathbf{P}}_2=\overline{OE}$ և $M_2\mathbf{v}_c=\overline{OB}$ վեկտորները՝ կատացվի \overline{DB} վեկտորը՝ $\overline{DB}=\overline{OB}-\overline{OD}=\overline{OB}+\overline{OE}$, որը նկարագրում է հետհարվածի միջուկի \mathbf{P}_{22} իմպուլսը ցրումից հետո: Ինչպես և սպասվում էր, երկու վեկտորները՝ \overline{AD} -ն և \overline{DB} -ն, M_1 մասնիկի $\mathbf{P}_1=\overline{AB}$ սկզբնական իմպուլսի հետ կազմում են վեկտորական եռանկյունի՝ $\mathbf{P}_1=\mathbf{P}_{11}+\mathbf{P}_{22}$:

Այսպիսով՝ ցրված մասնիկի և հետհարվածի միջուկի իմպուլսները ստանալու համար անհրաժեշտ է անել հետևյալ կառուցումները.

1. Կառուցել AB հատվածը, որը հավասար է M_1 մասնիկի սկզբնական իմպուլսին՝ $\overline{AB}=\mathbf{P}_1$:

2. Այդ հատվածը O կետով բաժանել ըստ զանգվածների հարաբերակցության՝ $AO/OB=M_1/M_2$, գծել O կենտրոնով շրջանագիծ, որը կանցնի B կետով:

3. A կետից ցրման անկյան տակ (որը հայտնի է փորձից) տանել ուղիղ գիծ մինչև շրջանագծի վրա D կետի հետ հատվելը և այդ կետը միացնել B կետին:

4. Կառուցել տրամագիծ, որն անցնում է D կետով:

Այս դեպքում, ըստ վերը բերված ներկայացման, AD հատվածը նկարագրում է ցրված մասնիկի իմպուլսի մեծությունը, $\angle BAD = \theta$ -ն՝ M_1 մասնիկի ցրման անկյունը, DB հատվածը հետհարվածի միջուկի իմպուլսի մեծությունն է, $\angle DBA = \psi$ -ն՝ M_2 հետհարվածի միջուկի ցրման անկյունը: Իներցիայի կենտրոնի համակարգում $\angle DOB = \theta'$ -ը M_1 մասնիկի ցրման անկյունն է, OB և OD հատվածները M_1 մասնիկի իմպուլսների մեծություններն են մինչև ցրումը և դրանից հետո, իսկ

OC և OE հատվածները՝ M_2 մասնիկի իմպուլսների մեծությունները մինչև ցրումը և դրանից հետո:

Եթե ցրման անկյունն անհայտ է, և դիագրամը կառուցվում է այն որոշելու նպատակով, ապա դիագրամի կառուցման ժամանակ 3-րդ և 4-րդ կետերը տեղերով փոխվում են: Այս դեպքում D կետը ստացվում է իներցիայի կենտրոնի համակարգում M_1 մասնիկի ցրման θ' անկյան տակ տարված տրամագծի և շրջանագծի հատումից:

Ներքևում բերված են մի շարք կինեմատիկական մեծություններ, որոնք կարելի է ստանալ վերը ասվածից:

1. Իներցիայի կենտրոնի համակարգում երկու մասնիկների գումարային կինետիկ էներգիան (հարաբերական կինետիկ էներգիան)

կլիմի՝
$$\tilde{T} = \frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2} \frac{v^2}{2} = \frac{M_2}{M_1 + M_2} T = \frac{\mu v^2}{2},$$
 որտեղ μ -ն

$$\left(\mu = \frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2} \right)$$
 M_1 և M_2 մասնիկների բերված զանգվածն է:

2. Երկու մասնիկների իներցիայի կենտրոնի շարժման կինետիկ էներգիան կլիմի՝ $T_c = (M_1 + M_2) v_c^2 / 2$, կամ քանի որ

$v_c = M_2 v / (M_2 + M_1)$, կստացվի՝ $T_c = \frac{M_1^2}{M_1 + M_2} \frac{v^2}{2} = \frac{M_1}{M_1 + M_2} T$: Այս-

տեղից ստացվում է՝ $\tilde{T} + T_c = T$, որտեղ T -ն M_1 մասնիկի սկզբնական կինետիկ էներգիան է լաբորատոր համակարգում:

3. Բախումից հետո M_1 զանգվածով և M_2 զանգվածով մասնիկների կինետիկ էներգիաները լաբորատոր համակարգում համապատասխանաբար կլիմեն՝

$$T_{11} = \frac{M_1^2 + M_2^2 - 2M_1M_2 \cos 2\psi}{(M_1 + M_2)^2} T, \quad (T_{11})_{\min} = \left(\frac{M_1 - M_2}{M_1 + M_2} \right)^2 T,$$

$$(T_{11})_{\max} = T,$$

$$T_{22} = \frac{2M_1M_2}{(M_1 + M_2)^2} (1 + \cos 2\psi) T, \quad (T_{22})_{\min} = \left(\frac{4M_1M_2}{(M_1 + M_2)^2} \right) T,$$

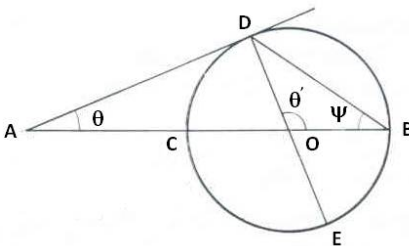
$$(T_{22})_{\max} = 0:$$

Ընդ որում՝ առաձգական ցրման դեպքում էներգիայի պահպանման օրենքից հետևում է՝ $T_{11} + T_{22} = T$:

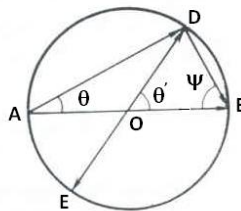
4. M_1 և M_2 զանգվածներով մասնիկների ցրման անկյունները լաբորատոր համակարգում միմյանց կապված են հետևյալ առնչությամբ՝ $\operatorname{tg}\theta = \frac{\sin 2\psi}{M_1/M_2 - \cos 2\psi}$:

Լաբորատոր համակարգում M_1 մասնիկի θ ցրման անկյունը կապված է իներցիայի կենտրոնի համակարգում նրա θ' անկյան հետ հետևյալ առնչությամբ՝ $\operatorname{tg}\theta = \frac{\sin\theta'}{M_1/M_2 + \cos\theta'}$:

5. Եթե $M_1 > M_2$ (նկ. 3), M_1 մասնիկի համար գոյություն ունի ցրման առավելագույն անկյուն լաբորատոր համակարգում: Այն որոշվում է հետևյալ առնչությունից՝ $\sin\theta_{\max} = M_2/M_1$:



Նկ. 3



Նկ. 4

Իմպուլսային դիագրամը թույլ է տալիս արագ և ճշգրիտ լուծել առաձգական ցրման բազմաթիվ խնդիրներ: Նրա միջոցով հայտնի զանգվածների դեպքում կարելի է որոշել այդ զանգվածների էներգիաները և իմպուլսները ցրումից հետո ցրման կամայական անկյունների դեպքում: Երկու մասնիկների ցրման հայտնի θ , ψ անկյունների և մեկ մասնիկի հայտնի զանգվածի դեպքում կարելի է որոշել երկրորդ մասնիկի զանգվածը:

Իմպուլսային դիագրամը շատ պարզ տեսք ունի երկու մասնիկների հավասար զանգվածների դեպքում (նկ. 4): Այս դեպքում իմպուլսների, էներգիաների և անկյունների միջև առնչությունները ունեն հետևյալ տեսքը.

$$\mathbf{P}_1 = \overline{AB}; \quad \mathbf{P}_2 = 0; \quad \tilde{\mathbf{P}}_1 = \mathbf{P}_1/2 = \overline{OB}; \quad \tilde{\mathbf{P}}_2 = \overline{OA};$$

$$\mu = M_1/2 = M_2/2;$$

$$\tilde{T}_1 = (\tilde{\mathbf{P}}_1)^2/2M_1 = T/4;$$

$$\tilde{T}_2 = (\tilde{\mathbf{P}}_2)^2/2M_2 = T/4; \quad \tilde{T}_1 + \tilde{T}_2 = T/2;$$

$$\theta' = 2\theta; \quad \theta + \psi = \pi/2; \quad \text{ctg}\theta \text{ctg}\psi = 1;$$

$$\mathbf{P}_{11} = \overline{AD} = \overline{AB} \cos\theta = \mathbf{P}_1 \cos\theta = \mathbf{P}_1 \sin\psi;$$

$$\mathbf{P}_{22} = \overline{DB} = \overline{AB} \cos\psi = \mathbf{P}_1 \cos\psi = \mathbf{P}_1 \sin\theta;$$

$$T_{11} = T_1 \cos^2\theta; \quad T_{22} = T_1 \cos^2\psi = T_1 \sin^2\theta;$$

$$(T_{11})_{\max} = T_1; \quad (T_{11})_{\min} = 0;$$

$$(T_{22})_{\max} = T_1;$$

$$(T_{22})_{\min} = 0:$$

Խնդիրներ

1. Որքա՞ն նվազագույն էներգիա պետք է ունենա նեյտրոնը լաբորատոր համակարգում, որպեսզի տեղի ունենա հետևյալ ռեակցիան՝ ${}^{16}\text{O}(n, \alpha){}^{13}\text{C}$:

2. Որոշել ${}^7\text{Li}(p, \alpha){}^4\text{He}$, ${}^7\text{Li}(p, \gamma){}^8\text{Be}$ ռեակցիաների շեմային էներգիաները:

3. Որոշել, թե ինչքան նվազագույն էներգիա է անհրաժեշտ պրոտոնին, որպեսզի տեղի ունենա հետևյալ ռեակցիան՝ $p + d \rightarrow p + p + n$: Տրված են զանգվածների պակասորդները՝ $\Delta({}^1\text{H}) = 7.289$ ՄէՎ, $\Delta({}^2\text{H}) = 13.136$ ՄէՎ, $\Delta(n) = 8.071$ ՄէՎ:

4. $T = 10$ ՄէՎ կինետիկ էներգիայով α մասնիկների ազդեցության տակ հնարավոր՞ն են արդյոք հետևյալ ռեակցիաները.

1. $\alpha + {}^7\text{Li} \rightarrow {}^{10}\text{B} + n$:

2. $\alpha + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{14}\text{N} + d$:

5. Նույնականացնել X մասնիկը և հաշվել ռեակցիայի էներգիան հետևյալ դեպքերում.

1. ${}^{35}\text{Cl} + X \rightarrow {}^{32}\text{S} + \alpha$:

4. ${}^{23}\text{Na} + p \rightarrow {}^{20}\text{Ne} + X$:

2. ${}^{10}\text{B} + X \rightarrow {}^7\text{Li} + \alpha$:

5. ${}^{23}\text{Na} + d \rightarrow {}^{24}\text{Mg} + X$:

3. ${}^7\text{Li} + X \rightarrow {}^7\text{Be} + n$:

6. ${}^{23}\text{Na} + d \rightarrow {}^{24}\text{Na} + X$:

6. Հաշվել հետևյալ ռեակցիաների էներգիաները և շեմային էներգիաները.

1. $d(p, \gamma){}^3\text{He}$:

5. ${}^{32}\text{S}(\gamma, p){}^{31}\text{P}$:

2. $d(d, {}^3\text{He})n$:

6. ${}^{32}(\gamma, n){}^{31}\text{S}$:

3. ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$:

7. ${}^{32}\text{S}(\gamma, \alpha){}^{28}\text{Si}$:

4. ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$:

8. ${}^4\text{He}(\alpha, p){}^7\text{Li}$:

7. Ինչպիսի՞ միջուկներ կարող են առաջանալ.

1) 10 ՄԷՎ-անոց պրոտոնների ազդեցության տակ ${}^7\text{Li}$ թիրախում.

2) 10 ՄԷՎ-անոց ${}^7\text{Li}$ միջուկների ազդեցության տակ ջրածնի թիրախում:

8. Բնական բորից թիրախը ճառագայթվում է պրոտոնների փնջով: Ճառագայթումից հետո β մասնիկների դետեկտորը գրանցում է 100 բեկերել ակտիվություն: 40 րոպե անց ակտիվությունը նվազում է մինչև 25 բեկերել: Ո՞րն է այդ ակտիվության աղբյուրը: Ինչպիսի՞ միջուկային ռեակցիա է ընթանում:

9. $T = 10$ ՄԷՎ կինետիկ էներգիայով α մասնիկը առաձգական ճակատային բախման է ենթարկվում ${}^{12}\text{C}$ միջուկի հետ: Որոշել ${}^{12}\text{C}$ միջուկի T_C կինետիկ էներգիան բախումից հետո լաբորատոր համակարգում:

10. Օգտագործելով իմպուլսային դիագրամը՝ գտնել լաբորատոր և զանգվածի կենտրոնի համակարգերում մասնիկի ցրման անկյունների միջև եղած կապը:

ԳԼՈՒԽ ԵՐԿՐՈՐԴ

§ 1 Միջուկային ռեակցիաների մոդելներ

Մասնիկների փոխազդեցությունը միջուկների հետ բավականին բարդ պրոցես է, որը ներառում է մեծ թվով բախումներ ոչ թե առանձին նուկլոնների, այլ նուկլոնային խմբերի հետ: Նույնիսկ եթե դիտարկվում է երկու նուկլոնների միջև փոխազդեցությունը, միևնույն է, գոյություն ունեն չբացահայտված հարցեր՝ կապված միջուկային ուժերի բնույթի հետ: Այդ պատճառով ժամանակակից միջուկային ֆիզիկայում մեծ տեղ են գրավում մոդելային տարբեր պատկերացումներ, որոնց միջոցով փորձ է արվում որոշ նոտավորությամբ նկարագրելու միջուկների կամ նրանց փոխազդեցությունների այս կամ այն հատկությունները:

Մոդելների կիրառությունը մի փորձ է ավելի խորությամբ պատկերելու բավականին բարդ երևույթի մի որևէ կողմ՝ որոշ դեպքերում անտեսելով ոչ պակաս կարևոր մեկ այլ կողմ: Կարելի է ասել, որ մոդելը տվյալ երևույթի պրոյեկցիան է որևէ հարթության վրա, իսկ բոլոր մոդելները միասին բավականին ամբողջական պատկերացում են տալիս այդ երևույթի մասին:

Առաջին մոդելներից է պոտենցիալային հորի մոդելը [3], որն այժմ ունի պատմական նշանակություն: Այն մասնիկի փոխազդեցությունը միջուկի հետ դիտում էր որպես մասնիկի շարժում պոտենցիալային հորի մեջ: Այս մոդելի որոշ դրույթներ կիրառվում են ներկայումս գործող որոշ մոդելներում:

Բարձր էներգիաներով մասնիկների փոխազդեցության ժամանակ դիտվում են բազմաթիվ ելքային կանալներ, ընդ որում՝ բազմամասնիկային: Նման իրավիճակում փորձնականորեն դժվար է տարբերակել այդ կանալները, և ոչ միշտ է հնարավոր պարզ տեսական բացատրություն տալ նման պրոցեսներին: Այդ իսկ պատճառով բազմաթիվ ելքային կանալների դեպքում փորձնականորեն հարմար է չափել, այսպես կոչված, ինկլյուզիվ ռեակցիայի կտրվածքները: Ինկ-

լյուզիվ են կոչվում հետևյալ տիպի ռեակցիաները՝ $a + A \rightarrow b + X$, որտեղ X -ը ներկայացնում է ռեակցիայի այն բոլոր արդյունքները, որոնք առաջանում են ըստ պահպանման օրենքների: Նման ռեակցիայում գրանցվում է միայն որոշակի մասնիկ: Ընդ որում՝ ինկլյուզիվ կտրվածքը հավասարվում է այն բոլոր կանալների կտրվածքների գումարին, որոնցում առաջանում է մասնիկը:

Միջուկային ռեակցիաներում կարևոր դեր է խաղում բաղադրյալ միջուկի մեխանիզմը, որը 1936 թվականին առաջարկել է Նիլս Բորը: Ըստ այդ մեխանիզմի՝ ռեակցիան ընթանում է երկու փուլով և բաղադրյալ միջուկի առաջացմամբ [3].

$$a + A \rightarrow C \rightarrow b + B :$$

Բաղադրյալ միջուկի գաղափարը կիրառելի է միայն այն դեպքում, երբ այդ միջուկի կյանքի տևողությունը շատ ավելի մեծ է բնութագրական միջուկային ժամանակից ($\tau_{միջ} = 10^{-21}$ վրկ):

Բաղադրյալ միջուկի միջոցով ընթացող ռեակցիաները բաժանվում են երկու խմբի՝ ռեզոնանսային և ոչ ռեզոնանսային: Հայտնի է, որ միջուկի գրգռման էներգիան կարող է ընդունել դիսկրետ արժեքներ, որոնք համապատասխանում են միջուկի էներգետիկ մակարդակներին: Սակայն ավելի հստակ դիտարկումների ժամանակ պարզվում է, որ ճշգրիտ էներգետիկ մակարդակները հատուկ են կայուն միջուկների հիմնական վիճակներին: Մնացած բոլոր մակարդակներն օժտված են, այսպես կոչված, «ավաղած» էներգիայով, և որպեսզի պարզվի մակարդակի էներգետիկ անճշտությունը (Γ), օգտվում են անորոշությունների սկզբունքից՝ $\Delta E = \Gamma/2 = h/2\tau$: Այստեղից հետևում է, որ որքան կարճ է մակարդակի կյանքի տևողությունը, այնքան մեծ է էներգետիկ մակարդակի լայնությունը: Միջուկը կարող է ստանալ այնպիսի գրգռման էներգիա, որը համապատասխանում է նրա էներգետիկ մակարդակին: Այդ պատճառով բաղադրյալ միջուկը կարող է առաջանալ այն դեպքում, երբ փոխազդող մասնիկի էներգիան համապատասխանում է միջուկի էներգետիկ մակարդակի անորոշությանը:

Եթե բաղադրյալ միջուկի մակարդակների լայնությունը փոքր է մակարդակների միջև եղած հեռավորությունից, ապա փոխազդող մասնիկի հստակ (ֆիքսված) էներգիայի դեպքում ռեակցիան կարող է ընթանալ միայն որոշակի մակարդակի միջոցով: Այդպիսի ռեակցիայի կտրվածքի կախվածությունը էներգիայից ունի ռեզոնանսային բնույթ: Նման ռեակցիաները կոչվում են ռեզոնանսային:

Եթե բաղադրյալ միջուկի մակարդակներն այնքան խիտ են դասավորված, որ նրանց միջև եղած հեռավորությունը փոքր է մակարդակների լայնությունից, ապա մակարդակները ծածկում են մեկը մյուսին, և ռեակցիան կարող է տեղի ունենալ կամայական էներգիայի դեպքում: Այդպիսի ռեակցիաները կոչվում են ոչ ռեզոնանսային և նկարագրվում են վիճակագրական տեսության սահմաններում:

Եթե միջուկային փոխազդեցության ժամանակը չի գերազանցում բնութագրական միջուկային ժամանակը, ապա ռեակցիայի մեխանիզմը զգալիորեն փոխվում է: Տեղի են ունենում ուղիղ պրոցեսներ, որոնց ժամանակ հարվածող մասնիկը փոխազդում է մեկ կամ երկու նուկլոնի հետ: Օրինակ՝ (p,n) ռեակցիան կարող է տեղի ունենալ, երբ պրոտոնը փոխազդում է միջուկի միայն մեկ նեյտրոնի հետ: Ուղիղ պրոցեսների շարքին են դասվում պոկման (d,p) , (d,n) և գրավման (p,d) , (n,d) ռեակցիաները, ինչպես նաև ֆրագմենտացիայի ռեակցիաները, որոնց ժամանակ բարձր էներգիայով օժտված նուկլոնը միջուկից պոկում է մի քանի նուկլոններից բաղկացած ֆրագմենտ:

Ծանր լիցքավորված մասնիկների փոխազդեցության ժամանակ հնարավոր է միջուկի կուլոնյան գրգռում, երբ մասնիկը շատ չի նոստենում միջուկին և ազդում է նրա վրա իր կուլոնյան դաշտով: Այդպիսի փոխազդեցություններն օգտագործում են ծանր միջուկների էներգետիկական ցածր պտտական մակարդակների ուսումնասիրության համար:

Միջուկային ռեակցիաներում առանձնահատուկ տեղ են գրավում ֆոտոմիջուկային ռեակցիաները, որոնք ընթանում են կոշտ գամմա քվանտների ազդեցության տակ:

Բաժանման ռեակցիաները կապված են միջուկում տեղի ունեցող խոր պրոցեսների հետ և բացատրվում են յուրահատուկ մեխանիզմով:

Տարբեր մեխանիզմների դերը տարբեր է՝ կախված հարվածող մասնիկների տեսակից և էներգիայից: Բացի դրանից՝ տարբեր մեխանիզմներ գործում են զուգահեռ, այսինքն՝ մրցակցում են մեկը մյուսի հետ: Այդ պատճառով ռեակցիայի ճշգրիտ մեխանիզմը որոշելիս հաճախ դժվարություն է առաջանում:

§ 2 Բաղադրյալ միջուկ

Երբ դիտարկվում են բաղադրյալ միջուկով ընթացող ռեակցիաները, հարց է ծագում, թե ինչ ֆիզիկական պրոցեսների հետևանքով է առաջանում երկարակյաց (միջուկային ժամանակների հետ համեմատած) բաղադրյալ միջուկ:

Առաջին հերթին դա տեղի է ունենում միջուկային ուժերի կարճ գործողության շառավղի շնորհիվ, որի հետևանքով նուկլոնի շարժումը միջուկում կարող է բավականին խառը լինել: Այդ պատճառով միջուկ մտած նուկլոնի էներգիան արագ բաշխվում է միջուկի բոլոր մասնիկների միջև, և ոչ մի մասնիկ չի ունենում բավարար էներգիա՝ միջուկից դուրս գալու համար: Միջուկի կյանքի տևողությունը մեծանում է մինչև առաջին ֆլուկտուացիան, երբ որևէ մասնիկ ձեռք է բերում միջուկից դուրս գալու համար բավարար էներգիա:

Երկրորդ պատճառը պրոտոնների միջև գործող կուլոնյան վանողության էֆեկտն է, որը կուլոնյան արգելքի փոքր թափանցելիության հետևանքով մի քանի անգամ նվազեցնում է պրոտոնների ելքը միջին և ծանր միջուկներից: Անհրաժեշտ է նշել այն փաստը, որ վանողական ուժերը կարող են մեծացնել պրոտոնների՝ միջուկում մնալու ժամանակը:

Հաջորդ պատճառը ջոկման տարբեր կանոններն են, որոնք կարող են դժվարացնել մասնիկների ելքը բաղադրյալ միջուկից [3]:

Միջին և ծանր միջուկներից գամմա քվանտների առաքմամբ ընթացող ռեակցիաներում (n,γ) միջուկը հաճախ խիստ փոխում է իր կառուցվածքը գամմա քվանտի առաքման ժամանակ, և այդ վերակառուցման համար անհրաժեշտ է լինում 10^{-13} - 10^{-14} վրկ ժամանակ, որը զգալիորեն մեծ է բնութագրական միջուկային ժամանակից:

Կարևոր է պարզել բաղադրյալ միջուկով ընթացող ռեակցիաների բնութագրական առանձնահատկությունները: Կարևոր առանձնահատկություն է այն, որ բաղադրյալ միջուկի տրոհման պրոցեսն անկախ է նրա առաջացման պրոցեսից: Բաղադրյալ միջուկն այնքան երկար է գոյատևում, որ փաստորեն «մոռանում է», թե ինչպես է առաջացել: Այդ միջուկի գրգռման էներգետիկ մակարդակներն ունեն լայնություն՝ $\Gamma = 2\Delta E = 0,1$ էվ: Ըստ անորոշությունների սկզբունքի՝

$$\Gamma \cdot \Delta t \sim \hbar, \text{ հետևաբար } \Delta t \sim \frac{\hbar}{\Gamma} \sim 10^{-14} \text{ վրկ: Այդ ժամանակը շատ}$$

ավելի մեծ է միջուկային պրոցեսների ընթանալու ժամանակից՝ 10^{-23} վրկ: Այդ պատճառով $a+A \rightarrow C \rightarrow b+B$ ռեակցիայի կտրվածքը կարելի է ներկայացնել բաղադրյալ միջուկի առաջացման կտրվածքի՝ σ_{aC} -ի և b կանալով բաղադրյալ միջուկի տրոհման հավանականության՝ Γ_b/Γ -ի արտադրյալով.

$$\sigma_{ab} = \sigma_{aC} \Gamma_b / \Gamma,$$

որտեղ $\Gamma = \Gamma_a + \Gamma_b + \Gamma_b + \dots$ (b -ն և b' -ն ռեակցիայի տարբեր կանալներն են), իսկ Γ_a/Γ -ն հավասար է բաղադրյալ միջուկի՝ ելքային կանալով տրոհման հավանականությանը: Ընդ որում՝ Γ_a -ն, Γ_b -ն, Γ_b -ն, ինչպես նաև Γ -ն կախված չեն մուտքային կանալից: Հետևաբար միևնույն բաղադրյալ միջուկով, սակայն այլ մուտքային կանալով ռեակցիայի ($b'+B' \rightarrow C \rightarrow b+B$) կտրվածքն ունի հետևյալ տեսքը [3]՝

$$\sigma_{b'b} = \sigma_{b'C} \Gamma_b / \Gamma:$$

Այստեղից հետևում է, որ $\sigma_{ab} \cdot \sigma_{ab'} = \sigma_{b'b} \cdot \sigma_{b'b'}$, որը կարելի է օգտագործել բաղադրյալ միջուկի մեխանիզմի ճշտությունն ստուգելու համար:

Γ_b և Γ_b' մեծություններն ունեն էներգիայի չափողականություն և կոչվում են պարցիալ լայնություններ, իսկ նրանց գումարը՝ Γ -ն, կոչվում է լրիվ լայնություն:

Բաղադրյալ միջուկի մեխանիզմի մյուս կարևոր առանձնահատկությունն այն է, որ ռեակցիայի արդյունքների անկյունային բաշխվածությունը իներցիայի կենտրոնի համակարգում սիմետրիկ է $\Theta=90^\circ$ անկյան նկատմամբ (ետ-առաջ սիմետրիա): Ետ-առաջ սիմետրիան ապացուցվում է միջուկային ռեակցիաների տեսության մեջ: Այն կարելի է բացատրել հետևյալ կերպ: Մուտքային համակարգը՝ հարվածող մասնիկ-միջուկ, ետ-առաջ սիմետրիայով օժտված չէ: Իներցիայի կենտրոնի համակարգում սիմետրիան խախտվում է հարվածող մասնիկի իմպուլսի շնորհիվ: Սակայն այդ իմպուլսի պատճառով, երբ մասնիկը կլանվում է միջուկի կողմից: Բաղադրյալ միջուկը բնութագրվում է միայն մեկ վեկտորական մեծությամբ՝ լրիվ մոմենտով: Այդ մոմենտն առաջանում է մուտքային մասնիկների սպինների և հարաբերական շարժման ուղեծրային մոմենտի գումարից: Մուտքային մասնիկների սպինները քառասային են բաշխված, այսինքն՝ սիմետրիկ են բոլոր ուղղություններով, իսկ հարաբերական ուղեծրային մոմենտն ուղղահայաց է հարվածող մասնիկի իմպուլսին և քառասային է ուղղված իմպուլսին ուղղահայաց հարթության մեջ: Այսպիսով՝ բաղադրյալ միջուկը բնութագրող վեկտորական մեծություններն օժտված են ետ-առաջ սիմետրիայով: Բաղադրյալ միջուկի տրոհման ժամանակ այդ սիմետրիան պահպանվում է, ինչը հանգեցնում է անկյունային բաշխման սիմետրիայի:

Բաղադրյալ միջուկում նուկլոնի կապի էներգիայից մեծ էներգիաների դեպքում գոյություն ունեն նեղ (0.01 էվ) զրգոման մակարդակներ, այսինքն՝ մակարդակները դիսկրետ են:

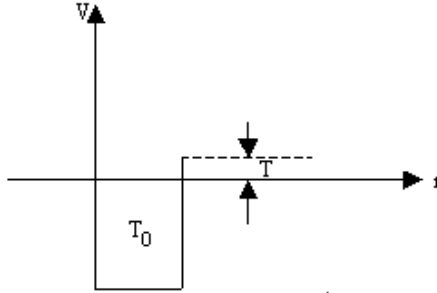
Ինչպես հայտնի է, դիսկրետությունը նշանակում է՝ $\Delta \gg \Gamma$, որտեղ Δ -ն մակարդակների միջև եղած հեռավորությունն է, իսկ Γ -ն՝ մակարդակի լրիվ լայնությունը [1]:

Քանի որ միջուկների գրգռման դիտարկվող էներգետիկ տիրույթում $\Gamma_\gamma \ll \Delta$, իսկ պրոտոնի և α մասնիկի դեպքում կուլոնյան արգելքի պատճառով $\Gamma_p \ll \Gamma_n$ և $\Gamma_\alpha \ll \Gamma_n$, ուստի բավարար է $\Delta \gg \Gamma$ պայմանն ապացուցել միայն Γ_n -ի համար: Էներգետիկ մակարդակների միջև եղած Δ միջին հեռավորությամբ բնութագրվող իրական բաղադրյալ միջուկը կարելի է նկարագրել «էկվիլիբրատանտ» մակարդակների համակարգով, այսինքն՝ $\omega = \Delta / \hbar$ հաճախականությամբ ներդաշնակ տատանակով, որի էներգիան՝ $W_n = n\Delta$. n -ը ամբողջ թիվ է: Այդպիսի տատանակի պարբերությունը հավասար է՝

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi\hbar}{\Delta}$$

Այդպիսի պարբերությամբ է օժտված նաև բաղադրյալ միջուկը նկարագրող ալիքային ֆունկցիան՝ ψ -ն՝ $\psi(t+T) = \psi(t)$: Դա նշանակում է, որ T ժամանակից հետո միջուկում կրկնվում է մասնիկների սկզբնական կոնֆիգուրացիան: Ընդ որում՝ միջուկի մեկ նեյտրոնի վրա կկուտակվի W էներգիա, որը կզերազանցի նուկլոնի կապի էներգիան միջուկում, և թվում է՝ նեյտրոնը դուրս կգա միջուկից T պարբերությունից հետո: Բայց այդ դեպքում $\Gamma_n \approx \hbar / T \approx \Delta / 2\pi \approx \Delta$, այսինքն՝ նեյտրոնային լայնությունը համեմատական է էներգետիկ մակարդակների միջև եղած հեռավորությանը, և բաղադրյալ միջուկի էներգետիկ սպեկտրը անընդհատ է:

Իրականում T պարբերությունից հետո միջուկից նեյտրոնի դուրս գալու ենթադրությունը ճիշտ չէ, քանի որ եթե անգամ էներգետիկ պայմանը բավարարում է, նեյտրոնը չի առաքվում միջուկից քվանտամեխանիկական անդրադարձման էֆեկտի պատճառով (անդրադառնում է սահմանի վրա). նրա համար գոյություն ունի միջուկային պոտենցիալային արգելք:



Արգելքի թափանցելիության գործակիցը՝ p -ն որոշելու համար գրվում է նեյտրոնի կոորդինատային ալիքային ֆունկցիան միջուկում և նրանից դուրս՝

$$\psi \exp(ik_0x) + \alpha \exp(-ik_0x) \text{ և } \psi = \gamma(ikx),$$

որտեղ α -ն և γ -ն անցած և անդրադարձած ալիքների գործակիցներն են, իսկ k -ն և k_0 -ն կարելի է գնահատել՝ օգտվելով հետևյալ բանա-

ձևից՝ $k = 1/\lambda = \frac{\sqrt{T_n}}{4.5 \cdot 10^{-13}}$, (k -ն չափվում է սմ^{-1} -ով, T_n -ը՝ ՍէՎ-ով):

Ստացվում է՝ $p = \frac{4k}{k_0} = 4 \sqrt{\frac{T}{T_0}} = 10^{-3}$. T -ն նեյտրոնի էներգիան է մի-

ջուկից դուրս և մոտավորապես հավասար է 1 էվ, իսկ T_0 -ն նեյտրոնի էներգիան է միջուկում և մոտավորապես հավասար է 25 Սէվ: Այսպի-

սով՝ $\Gamma_n = \frac{\hbar}{\tau} = p \frac{\Delta}{2\pi}$, $p \approx 10^{-3} \ll 1$, հետևաբար Γ_n -ը նվազում է 10^3 ան-

գամ, այսինքն՝ $\Gamma_n \ll \Delta$, և առաջանում է մակարդակների դիսկրետո-
թյուն:

Ռեզոնանսային ռեակցիաները, որոնք ընթանում են բաղադրյալ միջուկի միջոցով, օժտված են արդյունավետ կտրվածքով, որի տեսքը նկարագրվում է Բրեյտ-Վիգների բանաձևով (ապացուցված է քվանտային մեխանիկայում) [3]:

Բրեյտ-Վիգների բանաձևը նկարագրում է նեյտրոնների ռեզոնանսային կլանման կտրվածքը և վերաբերում է (n, γ) և (n, n) ռեակցի-

աներին: Այդ կտրվածքը երկու տարբեր փուլերի հավանականությունների արտադրյալ է՝ $\sigma = \eta_i \cdot \xi$: $\eta_i = \frac{\omega_i}{\omega}$: η_i մեծությունը բաղադրյալ միջուկին՝ տվյալ i կանալով տրոհվելու հավանականությունն է: ξ -ն l ուղեծրային մոմենտով նեյտրոնների հարաբերական քանակության (S_l) և այդ մոմենտով նեյտրոնի՝ միջուկ մտնելու և այնտեղ մնալու հավանականության (δ_l) արտադրյալների գումարն է՝ ըստ բոլոր l -երի՝ $\xi = \sum_l \xi_l = \sum_l S_l \cdot \delta_l$: Վերջնական տեսքով Բրեյտ-Վիգների բանաձևը գրվում է այսպես [1]

$$\sigma(n, \gamma) = \pi \tilde{\lambda}^2 \frac{2J+1}{(2s+1)(2I+1)} \cdot \frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{(T_n - T_0)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (99)$$

և

$$\sigma(n, n) = \pi \tilde{\lambda}^2 \frac{2J+1}{(2s+1)(2I+1)} \cdot \frac{\Gamma_n \Gamma_n}{(T_n - T_0)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (100)$$

Բանաձևերի երկրորդ արտադրյալը նկարագրում է σ -ի կախվածությունը վիճակագրական կշիռներից. s -ը նեյտրոնի սպինն է, I -ն (A, Z) միջուկի, իսկ J -ը ($A+1, Z$) միջուկի լրիվ մոմենտներն են: Երրորդ արտադրյալը նկարագրում է ռեզոնանսային անդամը: λ -ն նեյտրոնի՝

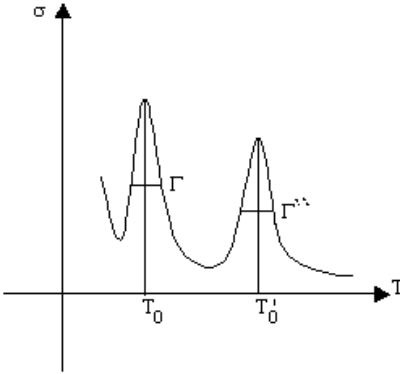
Դը Բրոյլի ալիքի երկարությունն է՝ $\tilde{\lambda} = \frac{\hbar}{p}$, T_n -ը՝ նեյտրոնի կինետիկ

էներգիան, T_0 -ն՝ ($A+1, Z$) միջուկի գրգռման մակարդակի էներգիան: Γ_n -ը (A, Z) միջուկի կողմից նեյտրոնի կլանման լայնությունն է, Γ_γ -ն՝ ($A+1, Z$) միջուկի γ քվանտի առաքման մասնական լայնությունը, Γ -ն՝ լրիվ լայնությունը՝ $\Gamma = \Gamma_\gamma + \Gamma_n$:

Եթե նեյտրոնի T_n էներգիան համընկնում է գրգռման մակարդակի T_0 էներգիային, ապա փոխազդեցության կտրվածքը ռեզոնանսային ձևով մեծանում է: σ -ի՝ նեյտրոնի կինետիկ էներգիայից կախվածության կորի (նկ. 5) վրա հանդես են գալիս մի քանի մաքսիմում-

ներ, քանի որ միջանկյալ միջուկը 8 ՄեՎ-ից բարձր կարող է ունենալ մի քանի դիսկրետ մակարդակներ (T_0, T'_0, \dots):

$\sigma(T)$ -ն կախվածության մեջ՝ մաքսիմումների տիրույթից դուրս, փոխվում է $\frac{1}{\sqrt{v}}$ -ի օրենքով [1,5]: $\sigma(n, \gamma)$ -ի կամ $\sigma(n, n)$ -ի կախվածու-



Նկ. 5

թյան մեջ մտնում է $\lambda^2 \sim \frac{1}{\sqrt{v^2}}$ -ով,

սակայն եթե

$$\Gamma_n \sim D \approx \frac{4k}{k_0} \sim \frac{1}{\lambda} \sim v,$$

$\Gamma_{\gamma} = \text{const}$, ապա $\sigma \sim \frac{1}{v}$:

Այսպիսով՝ Բրեյտ-Վիլիսոնի բանաձևը ռեզոնանսային է, և

σ -ն փոխվում է $\frac{1}{\sqrt{v}}$ -ի օրենքով:

Մեծ գրգռման էներգիայի դեպքում բաղադրյալ միջուկի էներգետիկ մակարդակները միմյանց ծածկում են, և ռեզոնանսային կլանման մասին արդեն խոսք լինել չի կարող: Այս դեպքում բաղադրյալ միջուկի մեխանիզմը լրացվում է վիճակագրական մոտեցումներով, և ստացվում է միջուկային ռեակցիաների վիճակագրական տեսությունը: Համաձայն այդ տեսության՝ միջուկ մտած մասնիկն արագ կորցնում է իր էներգիան՝ հաղորդելով այն միջուկի բոլոր նուկլոններին: Դրա հետևանքով առաջանում է ջերմադինամիկական հավասարակշռության մեջ գտնվող միջուկ, այսինքն՝ միջուկը ձեռք է բերում ջերմաստիճան (չգրգռված միջուկի ջերմաստիճանը զրո է): Այնուհետև որոշակի ժամանակահատվածում, որը համապատասխանում է բաղադրյալ միջուկի կյանքի տևողությանը, յուրաքանչյուր նուկլոն օժտված է լինում էներգիայով, որը բավարար չէ միջուկից դուրս գալու համար: Վերջապես, ուժեղ ֆլուկտուացիայի շնորհիվ

նուկլոններից մեկը ձեռք է բերում բավարար էներգիա միջուկից դուրս գալու համար և գոլորշանում է նրանից: Համաձայն վիճակագրական տեսության՝ գոլորշացող մասնիկների անկյունային բաշխվածությունը իզոտրոպ է, քանի որ ջերմային հավասարակշռության հաստատման ընթացքում բաղադրյալ միջուկը «մոռանում է», թե ինչպես է առաջացել: Լիցքավորված մասնիկների գոլորշացումը բաղադրյալ միջուկից զգալիորեն ճնշված է, քանի որ դանդաղ մասնիկների գոլորշացումը ճնշվում է կուլոնյան արգելքի պատճառով, իսկ արագ մասնիկներինը՝ վերջնական միջուկի էներգետիկ մակարդակների խտության նվազմամբ՝ գրգռման էներգիայի նվազմանը զուգընթաց: Բնական է, որ այս դեպքում ևս բաղադրյալ միջուկի՝ որևէ կանալով տրոհման հավանականությունը կախված չէ նրա առաջացման ձևից:

§ 3 Միջուկների բաժանում, շղթայական ռեակցիաներ

1934 թ., Ֆերմիի փորձերում ուսումնասիրելով արհեստական ռադիոակտիվությունը, հայտնաբերեցին միմյանց փոխարինող ռադիոակտիվ տարրերի մի քանի շղթա: Սկզբում ենթադրեցին, որ դրանք ռադիոակտիվ միջուկներն են, որոնք առաջանում են $n + {}^{238}\text{U}$ ռեակցիայից և միմյանց են վերածվում տրոհման հետևանքով: Հետագա ուսումնասիրությունները ցույց տվեցին, որ տեղի է ունենում ծանր միջուկի բաժանում, որի հետևանքով առաջանում են երկու մոտավորապես իրար հավասար զանգվածային թվերով բեկորներ [1]:

$$A_U + 1 = A_1 + A_2$$

$$Z_1 + Z_2 = Z_U$$

Օրինակ՝ $n + {}^{235}\text{U} \rightarrow {}^{236}\text{U} \rightarrow {}^{139}\text{La} + {}^{95}\text{Mo} + 2n$: Ռադիոակտիվ ընտանիքների առաջնային իզոտոպները՝ ${}^{238}\text{U}$, ${}^{235}\text{U}$, ${}^{232}\text{Th}$, տալիս են և՛ ինքնակամ բաժանում, և՛ α տրոհում:

Բաժանման ժամանակ դիտվում են հետևյալ առանձնահատկությունները:

ա) Բաժանման ժամանակ անջատվում է մեծ էներգիա: Դա հետևում է այն փաստից, որ ծանր միջուկների տեսակարար կապի էներգիան փոքր է միջին զանգվածային թիվ ունեցող միջուկների տեսակարար կապի էներգիայից, որի հետևանքով ստացվում է՝ $Q_f = A(\bar{\varepsilon} - \varepsilon) > 0$, իսկ $Q = 200$ ՄէՎ:

բ) Էներգիայի հիմնական մասն անջատվում է բաժանման մասերի կիներտիկ էներգիայի տեսքով: Դա բխում է այն փաստից, որ բաժանման հետևանքով առաջացած բեկորները պետք է իրարից հեռանան կուլոնյան վանողական ուժի ազդեցության տակ: Կուլոնյան

փոխազդեցության էներգիան կլինի՝ $V_k = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\delta}$. δ -ն բեկոր միջուկների միջև եղած հեռավորությունն է՝ $\delta = R_1 + R_2$, իսկ R_1 -ը և R_2 -ը՝ նրանց շառավիղները՝ $R = r_0 A^{1/3} = 1,4 \cdot 10^{-13} \cdot A^{1/3}$: Ուրանի սիմետրիկ բաժանման ժամանակ $Z_1 = Z_2 = \frac{92}{2} = 46$, $R_1 = R_2$, ստացվում է՝

$$V_k = \frac{46^2 (4,8 \cdot 10^{-10})^2}{2 \cdot 1,4 \cdot 10^{-13} \cdot \sqrt[3]{119} \cdot 1,6 \cdot 10^{-6}} \approx 200 \text{ ՄէՎ:}$$

Այսինքն՝ $Q_f \approx V_k$:

գ) Բաժանման ժամանակ առաջացած բեկորները ռադիոակտիվ են և կարող են առաքել նեյտրոններ:

միջուկ $^{16}_8\text{O}$	$^{108}_{47}\text{Ag}$	$^{137}_{56}\text{Ba}$	$^{238}_{92}\text{U}$
$\frac{N}{Z}$ 1,0	1,3	1,45	1,6

դ) Բաժանման բեկորները պետք է ունենան բարձր իոնացման հատկություն և կարճ վազքի երկարություն, ինչը պայմանավորված է

այն փաստով, որ բեկորն ունի մեծ կինետիկ էներգիա (0,5–1 ՄԷՎ/նուկլոն), որի շնորհիվ ձեռք է բերում ավելի մեծ արագություն, քան Բորի օրբիտալներում գտնվող էլեկտրոնը: Շարժման ընթացքում բեկորը թափ է տալիս այդ էլեկտրոններին, և առաջանում են մեծ արդյունավետ դրական լիցքով իոններ:

Բաժանման մեխանիզմը: Բաժանման տեսությունը ստեղծել են Ն. Բորը, Ջ. Ուիլերը և Յա. Ֆրենկելը, որոնք միջուկի կաթիլային մոդելի օգնությամբ դիտարկել են ծանր միջուկների անկայունությունը՝ պայմանավորված նրանց ձևի փոփոխությամբ: Բաժանման ժամանակ անջատված էներգիան արտահայտվում է երկու գումարելիների գումարի տեսքով՝ $Q = Q_f + Q_\beta$, որտեղ Q_f -ը բեկորների կինետիկ էներգիան է, իսկ Q_β -ն՝ ռադիոակտիվ ձևափոխման էներգիան: Բաժանման էներգետիկ պայմանն այն է, որ սկզբնական միջուկի զանգվածը պետք է մեծ լինի առաջացած բեկորների զանգվածների գումարից: Մեկ միջուկի բաժանման ընթացքում առաջացած էներգիան որոշվում է զանգվածների տարբերությամբ [1,5]՝

$$Q_f = M(A, Z) - M(A_1, Z_1) - M(A_2, Z_2):$$

Բեկորները տանում են այս էներգիայի մեծ մասը: Եթե զանգվածները արտահայտվեն կապի էներգիաներով, կստացվի՝

$$Q_f = \Delta W_1 + \Delta W_2 - \Delta W:$$

Ըստ Վեյցգեկերի բանաձևի՝ միջուկի կապի էներգիան արտահայտվում է հետևյալ բանաձևով՝

$$\Delta W = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \xi \frac{\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A} + \delta A^{-3/4},$$

որտեղ $\alpha = 15.4$ ՄԷՎ, $\beta = 17$ ՄԷՎ, $\gamma = 0.69$ ՄԷՎ, $\xi = 96$ ՄԷՎ, $|\delta| = 34$ ՄԷՎ:

Ինչպես հետևում է փորձարարական արդյունքներից, փոքր էներգիաների դեպքում տեղի է ունենում անհամաչափ բաժանում: Ենթադրվում է, որ $\bar{A}_\delta / \bar{A}_p = Z_\delta / Z_p = 3/2$, այսինքն՝ $\bar{A}_\delta = 3A/5$, $\bar{A}_p = 2A/5$, $Z_\delta = 3Z/5$, $Z_p = 2Z/5$:

Նկատի ունենալով վերը գրված արտահայտությունները՝ ստացվում է, որ բաժանման էներգիան պայմանավորված է միայն մակերևութային լարվածության և կուլոնյան ուժերով՝ $Q_f = W_\delta + W_\eta - W_{\delta p} - W_{\eta p}$, որտեղ W_δ -ն մակերևութային լարվածության անդամն է՝ $W_\delta = \beta A^{2/3}$, W_η -ն՝ միջուկի կուլոնյան էներգիան՝ $W_\eta = \gamma \cdot Z^2 / A^{1/3}$: $W_{\delta p}$ և $W_{\eta p}$ մեծությունները համապատասխան արտահայտություններն են բեկորների համար՝

$$W_{\delta p} = \beta(3A/5)^{2/3} + \beta(2A/5)^{2/3} = 1.25W_\delta,$$

$$W_{\eta p} = \gamma \frac{(3Z/5)^2}{(3A/5)^{1/3}} + \frac{(2Z/5)^2}{(2A/5)^{1/3}} = 0.64W_\eta :$$

Ընդ որում՝ բաժանման մակերևութային էներգիան մեծանում է, իսկ կուլոնյանը՝ փոքրանում: Բաժանման ժամանակ անջատված էներգիայի չափը համարվում է մակերևութային և կուլոնյան էներգիաների փոփոխությունը: Նկ. 6-ում բերված է բաժանման պրոցեսի գծապատկերը:



Նկ. 6

Ստացվում է՝ $Q_f = 0.36W_\eta - 0.25W_\delta$:

${}_{92}^{238}U$ միջուկի համար հաշվումները ցույց են տալիս, որ $\Delta W = W_\delta + W_\eta - W_{\delta p} - W_{\eta p} = \Delta W_\eta + \Delta W_\delta$, $Q_f = \Delta W = 180$ ՄԷՎ:

$Q_\beta - \beta$ տրոհման էներգիան նույնպես կարելի է հաշվել Վեյց-գեյերի կիսավորձարարական բանաձևով, եթե A-ի և Z-ի վրա դրվի հետևյալ պայմանը՝ $Z_s + Z_p > Z$, $A_s + A_p < A$, քանի որ β տրոհումն ուղեկցվում է միջուկի լիցքի մեծացմամբ, նեյտրոնների արձակման ժամանակ էլ փոքրանում է A-ն: Հաշվումներից ստացվում է, որ $Q_\beta \approx 20$ ՄէՎ, որից 5-ական ՄէՎ տանում են էլեկտրոնները և γ քվանտները, իսկ 10 ՄէՎ՝ հակաճեյտրիոնն: $Q_\beta = E_e + E_\gamma + E_{\bar{\nu}}$: Բաժանման ժամանակ անջատված ընդհանուր էներգիան կլինի՝ $Q = Q_f + Q_\beta = 180 + 20 \approx 200$ ՄէՎ (նեյտրոնների տարած էներգիան հաշվի չի առնվում, $Q_n = 5$ ՄէՎ):

Q_f -ի արժեքից երևում է, որ $Q_f > 0 \rightarrow$

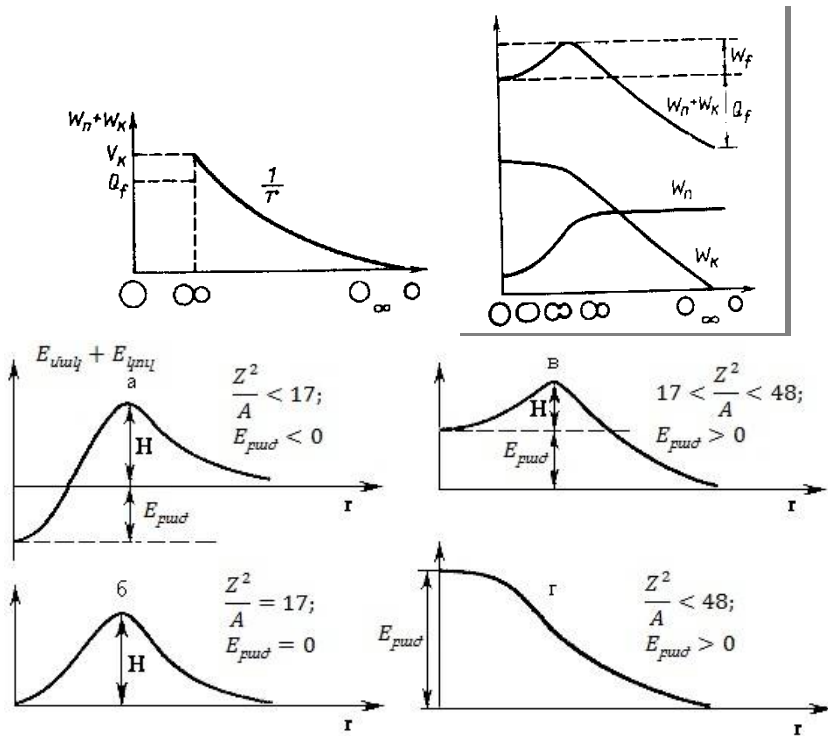
$$\frac{W_\gamma}{W_\alpha} = \frac{\gamma Z^2 / A^{1/3}}{\beta A^{2/3}} = \frac{\gamma}{\beta} \frac{Z^2}{A} > \frac{0.25}{0.36} = 0.7: \text{ Այսինքն՝ } \frac{Z^2}{A} > 17: \frac{Z^2}{A}$$

անդամը կոչվում է բաժանման պարամետր: Ընդ որում՝ Q-ն մեծանում է $\frac{Z^2}{A}$ բաժանման պարամետրի մեծացմանը զուգընթաց: Փաստորեն, այս պայմանը կատարվում է բավականին մեծ թվով միջուկների դեպքում. $Z^2 / A ({}^{94}_{43}\text{Tc}) \approx 19 > 17$:

Այսպիսով՝ միջուկների բաժանումն էներգիապես բավարարված է $Z \approx 50$ տարրերի համար, սակայն իրականում բաժանման ենթարկվում են միայն շատ ծանր տարրերի իզոտոպները՝ ${}_{90}\text{Th}$, ${}_{91}\text{Pa}$, ${}_{92}\text{U}$: Մնացածների համար ($Z < 90$) բաժանման պրոցեսն արգելված է: Եթե դիտվի հակառակ պրոցեսը, երբ բեկորները գտնվում են միմյանցից հեռու ($W_\gamma + W_\alpha = 0$) և մոտենում են միացյալ միջուկ կազմելու համար, ապա նրանց միջև գործող կուլոնյան փոխազդեցությունը կուժեղանա. երբ նրանք հավում են միմյանց, կուլոնյան էներգիան՝ W_γ -ն,

ստացվում է ավելի մեծ, քան կունենար միջուկը մինչև բաժանումը: Նկ. 7-ում բերված է համակարգի գումարային էներգիայի՝ W_u+W_l -ի կախվածությունը բեկորների հեռավորությունից: Ինչպես երևում է նկարից, սկզբնական միջուկի բաժանման պրոցեսի համար արգելք է առաջանում: Կարելի է ենթադրել, որ այդ արգելքի պատճառով $Z < 90$ միջուկների համար չկա ինքնակամ բաժանում: Անհրաժեշտ է միջուկին հաղորդել $W_f(H)$ ակտիվացման կամ բաժանման շեմային էներգիային հավասար էներգիա՝ բաժանման պրոցեսն իրականացնելու համար: Ծանր իզոտոպները խիստ դեֆորմացված են, ունեն $Q = 20eR^2$ էլեկտրական քվադրապոլ մոմենտ, մինչդեռ $Z < 90$ միջուկների մեծ մասը գնդաձև է: Կարելի է ենթադրել, որ բաժանման ընթացքում միջուկը պետք է անցնի միջանկյալ վիճակի: Բաժանման առաջին փուլում էներգիա է պահանջվում «հեղուկի կաթիլ»-ի դեֆորմացիայի համար: Այդ էներգիան էլ հենց ակտիվացման էներգիան է: Եթե միջուկի գրգռման էներգիան փոքր լինի $W_f(H)$ -ից, ապա գրգռված միջուկի դեֆորմացիան չի հասնի «շրջման» C կետին, և միջուկը չի բաժանվի, կարճակի γ քվանտ և կվերադառնա հիմնական վիճակին: Այդ արգելքը կարելի է վերացնել 2 ճանապարհով.

ա) միջուկը կլանում է նեյտրոն, պրոտոն, α մասնիկ կամ ֆոտոն, որոնք միջուկին հաղորդում են ակտիվացման էներգիայից մեծ էներգիա, և կատարվում է միջուկի ակնթարթային բաժանում.

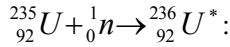


Նկ. 7

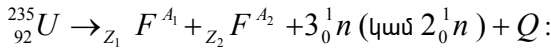
բ) բունելային անցման միջոցով, ինչպես α տրոհման ժամանակ, միջուկը կատարում է ինքնակամ բաժանում շատ փոքր հավանականությամբ: Ինքնակամ բաժանման նկատմամբ կիսատրոհման պարբերությունը՝ $T_{1/2}$ -ը, ^{235}U -ի համար կլինի $\approx 1.8 \cdot 10^{17}$ տարի, ^{238}U -ի համար՝ $\approx 8 \cdot 10^{15}$ տարի, ^{232}Th -ի համար՝ $\approx 1.4 \cdot 10^{18}$ տարի: Ավելի ծանր միջուկների դեպքում, երբ Z^2/A -ն մեծանում է, $T_{1/2}$ -ը փոքրանում է, օրինակ՝ ^{256}Fm -ի դեպքում $Z^2/A = 39$, և $T_{1/2}$ -ը 3.2 ժամ է [5]:

Միջուկների բաժանումը նեյտրոնների և այլ մասնիկների ազդեցության տակ տեղի է ունենում 2 փուլով: (n,F) բաժանման ռեակցի-

այի առաջին փուլում միջուկը գրավում է նեյտրոն, առաջանում է բաղադրյալ միջուկ՝ $A+1$ զանգվածային թվով, օրինակ՝

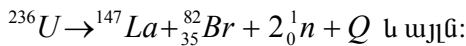
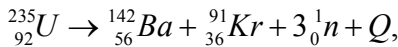


Բաղադրյալ միջուկն առաջանում է գրգռված վիճակում, քանի որ նեյտրոնը բաղադրյալ միջուկ է բերում և՛ կինետիկական էներգիա (փոքր), և՛ իր կապի էներգիան: Գրգռված միջուկը մեծ մասամբ (84%) բաժանվում է, որոշ դեպքերում էլ արձակում է γ քվանտներ և չի բաժանվում:



Փոքր էներգիայով (մինչև մի քանի ՄեՎ) մասնիկների ազդեցության տակ միջուկների բաժանումը, ինչպես նաև ինքնակամ բաժանումը կատարվում են անհամաչափ ձևով, և բեկորների զանգվածները, ինչպես բազմիցս նշվել է, հարաբերում են, ինչպես 3:2: Պարզ է, որ բեկորների տարած էներգիաներն էլ են հարաբերում, ինչպես 3:2, միայն թե թեթև բեկորը տանում է մեծ էներգիան: Եթե E_1 -ով, E_2 -ով, M_1 -ով, M_2 -ով, V_1 -ով և V_2 -ով համապատասխանաբար նշանակվեն բեկորների էներգիաները, զանգվածները և արագությունները, ապա, օգտագործելով իմպուլսի պահպանման օրենքը՝ $M_1V_1 = M_2V_2$, կստացվի՝ $E_1/E_2 = M_2/M_1$:

Որոշակի քանակով նյութի բաժանման բեկորները շատ տարբեր են իրենց զանգվածային թվերով: Փորձնական տվյալների համաձայն՝ նրանց թիվն անցնում է երկու հարյուրից: Նկար 8-ում ներկայացված է բաժանման հետևանքով առաջացած բեկորների էլքերի բաշխումը՝ ըստ զանգվածային թվի: Օրդինատների առանցքի վրա տեղադրված է ռեակցիայի էլքը սոկոսներով: Նկարում պատկերված է նեյտրոնների ազդեցության տակ ${}^{235}\text{U}$ միջուկի բաժանման պրոցեսը: ${}^{235}\text{U}$ -ի բաժանման օրինակներն են.

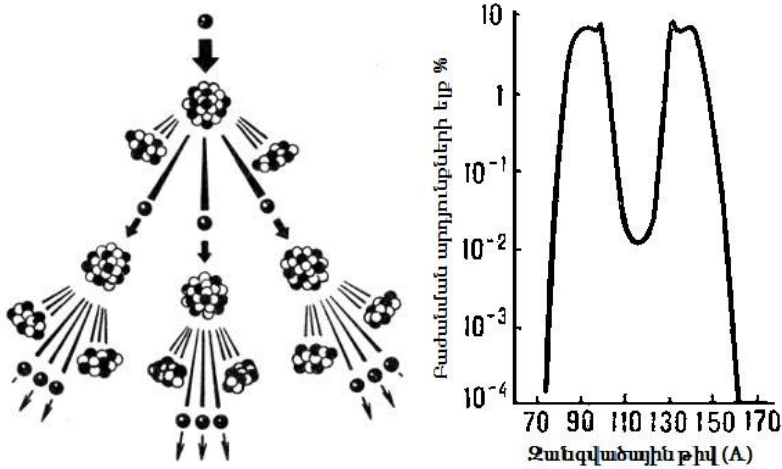


Բեկորների բաշխման կորն անվանում են երկապատանի կոր: Նրանում ամենամեծ ելքերով առաջանում են 139-ի և 95-ի տիրույթներում ընկած զանգվածային թիվ ունեցող բեկորները: Բեկորները ստանում են մեծ կինետիկ էներգիաներ: ^{235}U միջուկի բաժանման ժամանակ արդյունքների տարած էներգիաները [5] ներկայացնում են հետևյալ պատկերը.

բաժանման բեկորների էներգիա՝	~165 ՄէՎ
արագ նեյտրոնների էներգիա՝	~4.9 ՄէՎ
ակնթարթային γ -ների էներգիա՝	~7.8 ՄէՎ
β մասնիկների էներգիա, որոնք առաջանում են բաժանման բեկորների տրոհման հետևանքով՝	~9 ՄէՎ
γ քվանտների էներգիա, որոնք առաջանում են բաժանման բեկորների՝ տրոհման ընթացքում՝	~7.2 ՄէՎ
Ընդամենը՝	194 ՄէՎ

Մոտ 11 ՄէՎ էներգիա էլ տանում է հսկանեյտրինոն, որն առաջանում է β տրոհման ժամանակ, այնպես որ 194 ՄէՎ էներգիային պետք է գումարել 11 ՄէՎ՝ լրիվ էներգիան գնահատելու համար:

Բաժանման պարամետրի (Z^2/A) սահմանային արժեքը 45-ն է, և այն միջուկները, որոնց համար $(Z^2/A) > (Z^2/A)_{\text{սահ}}$, կայուն լինել չեն կարող: Այդպիսի միջուկները բնության մեջ չեն հանդիպում, բաժանվում են 10^{-21} վ-ում, այսինքն՝ ակնթարթորեն՝ միջուկային փոխազդեցությունների ժամանակամիջոցում: Այն միջուկները, որոնց համար $(Z^2/A) < 45$, քվազիկայուն են, ապրում են այնքան երկար, որքան փոքր է այդ պարամետրը: ^{238}U -ի համար $(Z^2/A) = 35,5$, և նրա ինքնակամ բաժանման ժամանակը $8 \cdot 10^{15}$ տարի է, ^{256}Fm -ի համար $(Z^2/A) = 39,0$ և $T = 3,2$ ժամ և այլն:



Նկ. 8

Ինչպես նշվել է, ամեն մի միջուկի բաժանման ժամանակ առաջանում են ν թվով սկնթարթային կամ երկրորդային նեյտրոններ: Բացի սկնթարթային նեյտրոններից՝ առաջանում են նաև ուշացած նեյտրոններ, որոնք արձակվում են բաժանման պրոցեսից վայրկյանի տասներորդական մասից մինչև մի քանի վայրկյան ուշացումով: Դրանց թիվը մեծ չէ. դրանք կազմում են երկրորդային նեյտրոնների թվի մոտ 75%-ը, սակայն զգալի դեր են կատարում միջուկային ռեակտորների աշխատանքում: Ուշացած նեյտրոններն առաքվում են նեյտրոնային ավելցուկ ունեցող բեկորներից, որոնք ունեն բավականին էներգիա՝ նեյտրոնների «գորշացման» համար: Առաջացած սկնթարթային և ուշացած նեյտրոնների մի մասը հաջորդաբար կատարում է նոր ^{235}U միջուկների բաժանում, որի շնորհիվ նորից ծնվում են նեյտրոններ, և այսպես շարունակվում է նոր միջուկների բաժանման պրոցեսը: Նեյտրոնների ազդեցության տակ ծանր միջուկների բաժանման ռեակցիաները, որի հետևանքով նեյտրոնների թիվը մեծանում է, և հետևաբար կարող է առաջանալ շարունակական պրոցես, կոչվում են շրթայական ռեակցիաներ: Շրթայական ռեակցիա-

ները բնութագրվում են k բազմապատկման գործակցով: Այն հավասար է որևէ ակտում բաժանում առաջացնող նեյտրոնների թվի հարաբերությանը նախորդ ակտում բաժանում առաջացնող նեյտրոնների թվին: $k = 1$ դեպքում շրթայական ռեակցիան ընթանում է հաստատուն ինտենսիվությամբ, և այդ գործակիցը կոչվում է կրիտիկական: $k > 1$ դեպքում գործակիցը կոչվում է կրիտիկականից մեծ, և տեղի է ունենում միջուկային պայթյուն: $k < 1$ դեպքում գործակիցը կոչվում է կրիտիկականից ցածր, և շրթայական պրոցեսը ժամանակի ընթացքում մարում է: Շրթայական պրոցեսում անջատվում է հսկայական էներգիա, որը ռեակտորներում (ատոմակայանում) վերածվում է էլեկտրաէներգիայի:

§ 4 Ուղիղ միջուկային ռեակցիաներ

Այն ռեակցիաները, որոնք ընթանում են բնութագրական միջուկային ժամանակում (10^{-21} - 10^{-22}), կոչվում են ուղիղ ռեակցիաներ: Ուղիղ ռեակցիաներում հարվածող մասնիկն իր էներգիան ամբիջապես հաղորդում է միջուկի որևէ պարզ ազատության աստիճանի՝ միանուկլոնային, α մասնիկային, կոլեկտիվ և այլն: Ուղիղ ռեակցիաները ևս օժտված են բնութագրական առանձնահատկություններով: Պարզ դարձնելու համար դիտարկենք (N, N') տիպի ռեակցիաները: Նախ և առաջ հարվածող նուկլոնն իր իմպուլսը հաղորդում է մեկ նուկլոնի, հետևաբար այդ նուկլոնը պետք է դուրս թռչի միջուկից դեպի առաջ՝ այդ իմպուլսի ուղղությամբ: Այնուհետև քանի որ հարվածող նուկլոնը միջուկի մեկ նուկլոնին փոխանցում է իր գրեթե ամբողջ էներգիան, ուստի դուրս թռչող նուկլոնը կունենա բավականին մեծ էներգիա: Եվ վերջապես, ուղիղ ռեակցիաներում հավասար հավանականությամբ կարող են դուրս թռչել ինչպես նեյտրոններ, այնպես էլ պրոտոններ, քանի որ դուրս թռչող մասնիկի մեծ էներգիայի դեպքում կուլոնյան արգելքն աննշան է դառնում:

Մի քանի տասնյակ ՄԷՎ-երի դեպքում ուղիղ ռեակցիաները մաքուր չեն ընթանում, այլ մրցակցում են այլ պրոցեսների, մասնավորապես՝ բաղադրյալ միջուկի միջոցով ընթացող ռեակցիաների հետ [3]:

Ուղիղ պրոցեսները շատ տարբեր են: Դրանք ընթանում են բոլոր միջուկներում տարբեր հարվածող մասնիկների ազդեցությամբ: Միջուկից կարող են դուրս թռչել ինչպես առանձին նուկլոններ, այնպես էլ նուկլոնների զույգեր, դեյտրոններ, ${}^3\text{He}$ միջուկ, α մասնիկներ և ավելի ծանր միջուկներ: Դուրս թռչող ծանր միջուկները կոչվում են ֆրագմենտներ, իսկ պրոցեսը՝ ֆրագմենտացիա:

Ամենաուսումնասիրված ուղիղ ռեակցիաները հետևյալներն են [3].

ա) (n,n), (n,p), (p,n) և (p,p) ռեակցիաները, որոնք կարևոր դեր են խաղում մի քանի տասնյակ ՄԷՎ էներգիայով նուկլոնների և միջուկների փոխազդեցության դեպքում:

բ) Պոկման (d,n), (d,p) և գրավման (p,d), (n,d) ռեակցիաները: Պոկման ռեակցիաների ընթացքում դեյտրոնը «դիպչում է» միջուկին միայն իր մեկ նուկլոնով: Այդ նուկլոնը կլանվում է միջուկի կողմից, իսկ մյուս նուկլոնը շարունակում է իր ճանապարհը՝ համարյա չփոխելով իր ուղղությունը: Պոկման ռեակցիաները հիմնականում ընթանում են դեյտրոն-միջուկային ռեակցիաներում, քանի որ նուկլոնները դեյտրոնում թույլ են կապված, գտնվում են միմյանցից հեռու և հիմնական ժամանակահատվածում նրանց միմյանց կապող ուժերի գործողության շառավիղից դուրս են:

Գրավման ռեակցիան պոկման ռեակցիայի հակադարձ պրոցեսն է: Հարվածող նուկլոնը դիպչում է միջուկին և նրանից նուկլոն պոկում: Պոկման և գրավման ռեակցիաների համար գրականության մեջ հաճախ օգտագործվում են անգլերեն տերմինները՝ «stripping» և «pickup»: Պոկման և գրավման ռեակցիաները հիմնականում օգտագործվում են միջուկների կառուցվածքն ուսումնասիրելու համար: Նման տիպի փոխազդեցություններում ռեակցիայի հետևանքով առաջացած արդյունքների անկյունային բաշխումները խիստ կախ-

ված են այն մակարդակի քվանտային թվերից, որից պոկվում է կամ որին նստեցվում է նուկլոն: Այսպիսով՝ անկլոնային բաշխումից կարելի է որոշել քվանտային թվերը:

զ) Եթե հարվածող նուկլոնի էներգիան շատ ավելի մեծ է միջուկում նուկլոնի կապի էներգիայից՝ $E > 100$ ՄԷՎ, ապա տեղի են ունենում քվազիառաձգական պրոցեսներ՝ (p, pn) և $(p, 2p)$, որոնց դեպքում հարվածող նուկլոնը փոխազդում է միջուկի միայն մեկ նուկլոնի հետ, ընդ որում՝ փոխազդող նուկլոնների փոխազդեցությունը միջուկի մյուս նուկլոնների հետ կարելի է անտեսել: Այսինքն՝ տեղի է ունենում երկու նուկլոնների ազատ առաձգական փոխազդեցություն, որի հետևանքով նրանք երկուսն էլ դուրս են գալիս միջուկից:

դ) Ուղիղ պրոցեսներ, որոնց ժամանակ առաջանում են բազմանուկլոն մասնիկներ՝ տրիտոններ, α մասնիկներ՝ (n, t) , $(n, {}_2H^3)$, (n, α) , (p, α) , (t, α) և այլն: Մեծ էներգիաների դեպքում միջուկը կարող է պայթել, ինչի հետևանքով այն տրոհվում է մեծ քանակությամբ մանր բեկորների:

ե) Ուղիղ պրոցեսներ, որոնք տեղի են ունենում ծանր լիցքավորված իոնների ազդեցության տակ: Այս դեպքում ընթանում են տարբեր տիպի ռեակցիաներ՝ կուլոնյան գրգռման ռեակցիաներ, ռեակցիաներ, որոնցում առաջանում են շատ մեծ մոմենտներով (50հ և ավել) միջուկներ, ռեակցիաներ, որոնցում առաջանում են մեծ նեյտրոնների պակասորդով նոր իզոտոպներ, ռեակցիաներ, որոնցում առաջանում են նոր տրանսուրանային տարրեր:

զ) Փոքր քանակությամբ մասնիկների մասնակցությամբ ուղիղ պրոցեսներ, որոնց ընթացքում առաջանում են նոր տարրական մասնիկներ՝ պիոններ, կաոններ, հիպերոններ և այլն:

ե) $E \geq 5$ ԳԷՎ/նուկլոն էներգիայով ծանր իոնների ռելյատիվիստիկ բախումները, երբ միջուկները փոխազդեցության ժամանակ այնպես են սեղմվում, որ առանձին նուկլոններ միաձուլվում են միասնական ոչ թե միջուկային, այլ նուկլոնային նյութի մեջ:

ը) $E \geq 1$ Գ-էՎ/նուկլոն էներգիայով հարվածող մասնիկների ազդեցության տակ ընթացող ինկլյուզիվ ռեակցիաները՝ $a+A \rightarrow b+X$, որտեղ a -ն և b -ն կա՛ն տարրական մասնիկներ են, կա՛ն միջուկներ, իսկ A -ն ատոմային միջուկ է:

Ուղիղ պրոցեսները հիմնականում ընթանում են միջուկի մակերևույթի վրա, որի հետևանքով դրանց հաճախ անվանում են մակերևութային պրոցեսներ: Դա պայմանավորված է այն փաստով, որ ոչ շատ մեծ էներգիաների դեպքում (<100 ՄէՎ) հավանականությունը, որ մասնիկը կանցնի միջուկի միջով առանց կլանվելու, շատ փոքր է:

Հարվածող մասնիկի մեծ էներգիաների դեպքում (>100 ՄէՎ) մասնիկի՝ Դ-ը Բրոյլի ալիքի երկարությունը դառնում է ավելի փոքր, քան միջնուկոնային հեռավորությունը, և ուղիղ պրոցեսները ընթանում են ոչ թե միջուկի մակերևույթի վրա, այլ նրա ավելի խոր շերտերում: Քվազիառածական փոխազդեցությունների ժամանակ ((p, p), ($p, 2p$)) նուկլոնը կարող է դուրս թռչել ոչ միայն միջուկի արտաքին թաղանթից, այլ նաև նրա ներքին թաղանթներից: Հետևաբար նման տիպի ռեակցիաները հնարավորություն են տալիս ուսումնասիրելու միջուկների ներքին թաղանթների հատկությունները: Թեթև միջուկների դեպքում նման ուսումնասիրություններ կատարվել են, իսկ ծանր միջուկների դեպքում ներքին թաղանթներից մեկ հարվածով նուկլոնի պոկումը բավականին հազվագյուտ պրոցես է, որի պատճառով նման ուսումնասիրությունները դառնում են անարդյունավետ:

Ուղիղ պրոցեսների ժամանակ միջուկից կարող են դուրս թռչել նուկլոնային խմբավորումներ՝ ֆրագմենտներ: Դասական պատկերացումներով՝ նման պրոցեսն անհավանական է: Անհասկանալի է, թե ինչպես է մի քանի հարյուր ՄէՎ էներգիայով նուկլոնը միջուկից դուրս նետում տրիտոն, որի կապի էներգիան $7,6$ ՄէՎ է: Նման պրոցեսի մակրոսկոպիկ անալոզը նման է սալաքարով պատուհանին խփելուն, երբ ապակին ոչ թե փշրվում է, այլ առանց կոտրվելու դուրս է թռչում: Նման անհավանական պրոցեսների գոյությունը միկրոաշխարհում պայմանավորված է մասնիկների ալիքային հատկություններով: Ուսումնասիրությունները ցույց են տվել, որ բազմանուկլո-

նային խմբավորումների առկայությունը միջուկում չի հակասում թաղանթային մոդելի տեսությանը, այլ լրացնում է այն:

Արագացուցչային տեխնիկայի և միջուկային ֆիզիկայի հետագա զարգացումը ցույց տվեց, որ Բորի մոդելը բավարար չափով չի նկարագրում միջուկային փոխազդեցությունները էներգետիկ լայն տիրույթում: Հետագա զարգացումների շնորհիվ ստեղծվեցին օպտիկական և հեղեղա-գոլորշացման մոդելները:

§ 5 Օպտիկական մոդելը

Օպտիկական մոդելը թաղանթային մոդելի նման միամասնիկային, դինամիկ մոդել է [6]: Այսինքն՝ դիտարկվում է մեկ մասնիկի շարժումը մյուս բոլոր մասնիկների ստեղծած դաշտում: Այդ բոլոր մասնիկների ստեղծած դաշտը տրվում է միջուկի պոտենցիալի տեսքով: Նուկլոնների փոխազդեցությունն անտեսվում է այն բանի շնորհիվ, որ նուկլոնները ենթարկվում են Պաուլիի սկզբունքին: Պաուլիի սկզբունքի համաձայն՝ յուրաքանչյուր մակարդակի վրա, որը բնորոշվում է 4 քվանտային թվերով՝ n, l, m, s (գլխավոր, ուղեծրային, նրա պրոյեկցիայի և սպինային քվանտային թվեր), կարող է տվյալ տեսակի միայն մեկ մասնիկ գտնվել: Այդ պատճառով նուկլոնների միջև փոխազդեցությունը անարդյունավետ է դառնում, քանի որ, կորցնելով էներգիա, դրանք պետք է նստեն արդեն զբաղված ցածր էներգիայով մակարդակի վրա, որը հնարավոր չէ: Այս մոտեցումը փաստորեն հանգում է Շրեդինգերի հավասարման լուծմանը ոչ ռելյատիվիստական դեպքում (քանի որ նուկլոնի արագությունը միջուկում հավասար է 0,1c) [6]:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \psi + V(r)\psi = E\psi :$$

$V(r)$ ֆունկցիայի ընտրությունից հավասարումը կարող է ունենալ տարբեր լուծումներ:

Թաղանթային մոդելում դիտարկվում են երկու տիպի պոտենցիալներ՝

1. ուղղանկյուն հորի պոտենցիալը՝

$$V(r) = \begin{cases} -V, & r \leq R \\ 0, & r > R \end{cases}$$

2. հարմոնիկ օսցիլյատորի պոտենցիալը՝

$$V(r) = -V + \frac{m\omega^2 r^2}{2} :$$

ω -ն տատանման հաճախությունն է, m -ը՝ նուկլոնի զանգվածը, r -ը՝ շառավիղ վեկտորը:

Առաջին դեպքը համապատասխանում է միջուկային ուժերի կարճ գործողության շառավիղին: Երկրորդ դեպքում Շրեդինգերի հավասարումը հեշտ է լուծվում:

Իրականությանը համապատասխանում է Վուդս-Սաքսոնի պոտենցիալը՝

$$V(r) = \frac{V_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)},$$

որտեղ R -ը միջուկի զանգվածից կախված պարամետր է, իսկ a -ն կապված է միջուկի դիֆուզակնության հետ և հաստատուն է բոլոր միջուկների համար: Սակայն Շրեդինգերի հավասարումն այս դեպքում լուծում չունի:

Օպտիկական մոդելում ընդունվում են նույն նկատառումները, ինչ թաղանթային մոդելում: Սակայն մասնիկի էներգիան օպտիկական մոդելում, ի տարբերություն թաղանթային մոդելի, ընդունվում է դրական, քանի որ հաշվարկը կատարվում է միջուկից դուրս գտնվող մասնիկի համար: Ընդունված է, որ մասնիկը միջուկում կապված վիճակում ունի բացասական էներգիա: Քանի որ միջուկի վրա ընկնող մասնիկի էներգետիկ սպեկտրն անընդհատ է, ուստի այլևս անհրաժեշտություն չկա որոշելու էներգետիկ մակարդակները E_1, E_2, \dots, E_n

միջուկում: Խոնդիրը հանգեցնում է նրան, որ պետք է որոշել մասնիկի և միջուկի բախման հավանականությունը, որը պայմանավորված է ֆիզիկական տարբեր պրոցեսներով՝ ցրումով և կլանումով: Կտրվածքների որոշման համար պետք է որոշել անցած ալիքի ինտենսիվության հարաբերությունը ընկնող ալիքի ինտենսիվությանը:

Միջուկի հետ փոխազդող մասնիկի ալիքային ֆունկցիան կարելի է ներկայացնել ընկնող հարթ ալիքի և տարածվող գնդային ալիքի սուպերպոզիցիայի տեսքով [6]՝

$$\psi = e^{ikZ} + f(\theta) \frac{1}{r} e^{ikr},$$

որտեղ $f(\theta)$ -ն սկզբնական փնջի նկատմամբ θ անկյան տակ մասնիկի ցրման հավանականությունն է, որը կոչվում է ցրման ամպլիտուդ:

Ցրման դիֆերենցիալ կտրվածքը և $f(\theta)$ -ն կապված են հետևյալ առնչությամբ՝

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = |f(\theta)|^2,$$

$$d\sigma(\theta) = |f(\theta)|^2 2\pi \sin\theta d\theta:$$

ψ ալիքային ֆունկցիայի ասիմպտոտիկ տեսք ունենալու պահանջը հանգեցնում է ցրման ամպլիտուդի համար հետևյալ արտահայտությանը՝

$$f(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) P_l(\cos\theta) (e^{2i\delta_l} - 1):$$

$P_l(\cos\theta)$ -ն Լեժանդրի բազմանդամն է, δ_l -ն՝ ցրման փուլը կամ փուլային շեղումը, l -ը՝ ուղեծրային մոմենտը: Նշենք, որ δ_l -ն իրական թիվ է առաձգական ցրման դեպքում և կոմպլեքս՝ ոչ առաձգական ցրման դեպքում:

Որպեսզի միաժամանակ նկարագրվեն առաձգական և ոչ առաձգական պրոցեսները, Շրեդինգերի հավասարման մեջ ներմուծ-

վում է կոմպլեքս պոտենցիալ՝ $V + iW$, որտեղ V -ն և W -ն իրական են:

Օգտվելով անընդհատության հավասարումից՝ կարելի է կապ հաստատել պոտենցիալի կեղծ մասի և միջուկի կողմից մասնիկների կլանման կտրվածքի միջև:

Անընդհատության հավասարումն ունի հետևյալ տեսքը [6]՝

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{j} + K \nu \rho = 0,$$

որտեղ ρ -ն մասնիկների տարածական խտությունն է, \mathbf{j} -ը՝ մասնիկների հոսանքի խտությունը, K -ն՝ կլանման գործակիցը, ν -ն՝ արագությունը:

$$\rho = \psi \psi^*$$

$$\mathbf{j} = -\frac{i\hbar}{2m} (\psi^* \operatorname{grad} \psi - \psi \operatorname{grad} \psi^*)$$

Ստացիոնար վիճակի դեպքում՝

$$\rho = \text{const}, \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0,$$

$$\operatorname{div} \mathbf{j} = -\frac{i\hbar}{2m} (\psi^* \Delta \psi - \psi \Delta \psi^*):$$

Փակագծերի մեջ գրված արտահայտությունը հաշվելու համար Շրեդինգերի հավասարումը գրվում է ψ -ի և ψ^* -ի համար՝

$$\begin{aligned} -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \Psi + (V + iW) \Psi &= E \Psi, \\ -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \Psi^* + (V - iW) \Psi^* &= E \Psi^* : \end{aligned}$$

Եթե այս հավասարումներից առաջինը բազմապատկվի ψ^* -ով իսկ երկրորդը՝ ψ -ով, և ապա դրանք միմյանցից հանվեն, ապա կստացվի՝

$$\begin{aligned}
& -\frac{\hbar^2}{2m}(\Psi^* \Delta \Psi - \Psi \Delta \Psi^*) + 2iW\Psi\Psi^* = 0, \\
& -\frac{\hbar^2}{2m}(\Psi^* \Delta \Psi - \Psi \Delta \Psi^*) = -2iW\Psi\Psi^* = -2iW\rho, \\
& \quad \quad \quad \downarrow \\
& \quad \quad \quad i\hbar \operatorname{div} \vec{j} = 2iW\rho, \\
& \quad \quad \quad \downarrow \\
& \quad \quad \quad \operatorname{div} \vec{j} = -\frac{2W\rho}{\hbar} :
\end{aligned}$$

Այս արժեքը տեղադրելով անընդհատության հավասարման մեջ՝ կստանանք՝

$$-\frac{2W\rho}{\hbar} + K\nu\rho = 0:$$

Այսպիսով՝ ստացվում է խնդրի դեպքում կլանման գործակցի համար կստանանք՝ $K = \frac{2W}{\hbar\nu}$:

Միջուկի կողմից կլանված մասնիկների լրիվ թիվը կորոշվի ամբողջ կլանող ծավալով ինտեգրումով՝

$$N_{no} = \int \frac{2W\rho}{\hbar} d\tau :$$

Այստեղից հեշտությամբ կարելի է որոշել կլանման կտրվածքը:

$\frac{\hbar}{2}$ սպինով մասնիկի համար Շրեդինգերի հավասարման լուծու-

մը կարելի է ներկայացնել 2 տիպի ֆունկցիաների տեսքով՝ $\Psi_{e-1/2}$ և $\Psi_{e+1/2}$, որոնք համապատասխանում են սպինի և ուղեծրային մոմենտի երկու տարբեր կողմնորոշումներին:

$f(\theta)$ -ի մեջ գումարումը կատարվում է ըստ մասնիկի միջուկի նկատմամբ բոլոր հնարավոր ուղեծրային մոմենտների՝ l -երի: Մեծ

էներգիաներով (մի քանի հարյուր ՄէՎ) փոխազդեցությունների ժամանակ l -երի թիվը դառնում է շատ մեծ և հետևաբար հանգեցնում է δ_i -ի քանակի աճին: Այս դեպքում դժվար է լուծել Շրեդինգերի հավասարումը, և պետք է փնտրել այլ մոտեցում՝ ռեակցիայի մեխանիզմը հասկանալու համար:

Եթե նուկլոնի էներգիան բավականին մեծ է, ապա նրա՝ Դը Բրոյլի ալիքի երկարությունը բավականին փոքր է, և միջուկի ներսում նուկլոնի շարժումը կարելի է դիտել դասական հետազոծով:

Մասնիկների ալիքային տեսությամբ նրանց շարժումը կարելի է նկարագրել երկրաչափական օպտիկայի սահմաններում:

Այս տեսության մեջ P_o իմպուլսով շարժվող մասնիկին վերագրվում է $\vec{K}_o = \frac{\vec{P}_o}{\hbar}$ ալիքային վեկտոր: Միջուկն ի վիճակի է մասնիկը բեկելու, կլանելու և անդրադարձնելու. դրա համար մտցվում են համապատասխան ալիքային թվեր: Ալիքային վեկտորի բացարձակ արժեքի կախումը մասնիկի E կինետիկ էներգիայից որոշվում է հետևյալ առնչությամբ,

$$|\vec{P}_o| = \sqrt{2mE} \text{ հետևում է } K_o = \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar} :$$

Քանի որ միջուկն օժտված է պոտենցիալով, և նրա ներսում մասնիկի կինետիկ էներգիան աճում է, ուստի ալիքային թիվը միջուկի ներսում փոխվում է՝

$$K^i = \frac{\sqrt{2m(E+V)}}{\hbar} :$$

Օպտիկայի օրենքների համաձայն՝ երկու տարբեր ալիքային թվերով օժտված միջավայրերի սահմանում տեղի է ունենում ալիքի

բեկում՝ $n = \frac{K^i}{K_o}$ բեկման ցուցիչով: Ընդհանուր դեպքում կարող է

տեղի ունենալ նաև ալիքի մասնակի անդրադարձ: K_o սկզբնական ալիքային թիվ ունեցող ալիքի թափանցելիությունը որոշվում է

$$T = \frac{K_o K' / 4}{(K_o + K')^2}$$

բանաձևով, սակայն $E \gg V$ դեպքում $K_o = K'$ և $T = 1$, այսինքն՝ անդրադարձման երևույթը կարելի է անտեսել:

Բեկման և կլանման գործակիցները հաշվարկների ժամանակ միավորվում են մեկ կոմպլեքս գործակցի մեջ, որտեղ իրական մասը նկարագրում է առաձգական ցրման պրոցեսը (բեկումը), իսկ կեղծ մասը՝ կլանումը: Սակայն հարմար է օգտվել ալիքային թվերից՝ մտցնելով K_1 թիվը, որով որոշվում է մասնիկի ալիքային թվի փոփոխությունը մեկ այլ օպտիկական միջավայր /միջուկ/ անցնելու դեպքում, այլ կերպ ասած՝ K_1 -ով որոշվում է բեկվող ալիքը: Ենթադրվում է, որ մասնիկի ալիքային թիվը միջուկում կլինի՝

$$K' = K_o + K_1 + \frac{1}{2} iK :$$

Կեղծ մասով պայմանավորված է կլանումը (ոչ առաձգական ցրումը), իսկ $\frac{1}{2}$ գործակիցը վերցվում է հարմարության համար:

Եթե ենթադրվի, որ մասնիկի ալիքի փուլն այնպիսին է, որ միջուկ մտնելու կետում հավասար է 1-ի ($\Psi_o(Z=0) = 1$), ապա միջուկից Z հեռավորության վրա մասնիկի ալիքային ֆունկցիան կփոխվի, և եթե մասնիկը շարժվում է դատարկության մեջ, ապա $\Psi_o(Z) = e^{+iK_o Z}$: Միջուկում մասնիկի շարժման ալիքային ֆունկցիան կլինի՝ $\Psi(Z) = e^{+iK'Z}$: Այս դեպքում ամպլիտուդի փոփոխությունը կլինի՝ [6]

$$a = \frac{\Psi(Z)}{\Psi_o(Z)} = \frac{e^{+iK'z}}{e^{+iK_o z}} = e^{\left(iK_1 - \frac{1}{2}K\right)Z} :$$

Մասնիկների հոսքի ինտենսիվության նվազումը միջուկի խորքը քափանցելուն գուրընթաց տեղի է ունենում էքսպոնենցիալ օրենքով:

$$\frac{N}{N_0} = \frac{|\Psi(Z)|^2}{|\Psi_o(Z)|^2} = |a|^2 = e^{-Kz}$$

K_1 -ի արժեքն արտահայտվում է օպտիկական պոտենցիալի իրական մասով հետևյալ կերպ՝

$$K' = K_o + K_1,$$

$$\begin{aligned} K_1 &= K' - K_o = \frac{1}{h} (\sqrt{2m(E+V)} - \sqrt{2mE}) = \\ &= \frac{1}{h} \sqrt{2mE} \left(\sqrt{\frac{E+V}{E}} - 1 \right) = K_o \left(\sqrt{1 + \frac{V}{E}} - 1 \right), \end{aligned}$$

$$K_1 = K_o \left(\sqrt{1 + \frac{V}{E}} - 1 \right) :$$

Միջուկային ռեակցիաները նկարագրելու համար գոյություն ունեն միջուկային օպտիկական պարամետրերի 3 խմբեր.

1) R , K_1 , K , որտեղ R -ը միջուկի շառավիղն է:

2) R , $K_1 + \frac{1}{2}iK$:

3) R , $V + iW$:

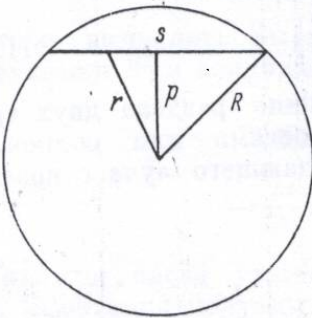
Եթե տրված են այս պարամետրերը, ապա որոշված են միջուկի ցրող և կլանող հատկությունները մասնիկների հոսքի նկատմամբ: Ընդհանուր դեպքում միջուկի օպտիկական հատկությունների բոլոր նշված բնութագրերը փոխազդող մասնիկի տիպից և էներգիայից կախված ֆունկցիաներ են և կախված են նաև տարածական կոորդինատներից: Այսինքն՝ միջուկը կարող է լինել օպտիկապես անհամա-

սեռ և օժտված լինել դիսպերսիայով: Փոխազդեցության կտրվածքը որոշելու համար անհրաժեշտ է լրացուցիչ ենթադրություններ անել այդ կախվածության վերաբերյալ:

Կլանման կտրվածքը որոշվում է միջուկային նյութում որոշակի ճանապարհ անցնելուց հետո փնջի մասնիկների քանակի հարաբերական նվազմամբ՝

$$d\sigma_a = \frac{N_{\text{սկ}} - N_{\text{անց}}}{N_{\text{սկ}}} = 1 - |a|^2 :$$

Եթե ենթադրվի, որ մասնիկը միջուկում՝ P նշանացուցային հեռավորության վրա, անցել է $Z = 2s$ ճանապարհ, ապա



$$r^2 = z^2 + P^2,$$

$$S^2 = R^2 - P^2 :$$

Այստեղից դիֆերենցիալ կտրվածքի համար կատացվի հետևյալ արտահայտությունը՝

$$d\sigma_a = 1 - \exp \left[-2 \int_0^s K(r) dz \right] :$$

Որպեսզի ստացվի լրիվ կլանման կտրվածքը, $d\sigma_a$ -ն պետք է համալրվի բոլոր հնարավոր P -երով:

$$\sigma_a = 2\pi \int_0^R p \left[1 - \exp \left(-2 \int_0^s k dz \right) \right] dp :$$

Առաձգական ցրման կտրվածքը ստանալու համար կատարվում է հետևյալ ենթադրությունը: Լրիվ փոխազդեցության հավանականությունն ընդունվում է հավասար 1-ի, որի դեպքում առաձգական փոխազդեցության հավանականությունը կլինի $1 - W_a$, որտեղ W_a -ն ոչ ա-

առձգական փոխազդեցության հավանականությունն է: Այստեղից կարելի է ստանալ առաձգական ցրման կտրվածքը՝

$$\sigma_s = 2\pi \int_0^R \left| 1 - e^{i\left(K_r + \frac{1}{2}iK\right)2s} \right|^2 p dp :$$

Այս կտրվածքները ստացվում են, եթե ենթադրվում է, որ մասնիկի փոխազդեցությունն ունի առանցքային համաչափություն, այսինքն՝ միջուկը վերցվում է գնդաձև: Իրականում շատ միջուկներ դեֆորմացված են, և նրանց համար պետք է վերցնել միջուկային մակերևույթի դիֆուզականությունը (այսինքն՝ Վուդս-Սաքսոնի պոտենցիալ):

σ_a և σ_s մեծությունները որոշելու համար անհրաժեշտ է իմանալ K_r -ի և K -ի շառավղային կախվածությունը, որը նույնն է, թե իմանալ $V + iW$ շառավղային կախումը: Այն կախված է միջուկում նուկլոնների բաշխումից: Սովորաբար ընդունվում է միջուկում նուկլոնների հավասարաչափ բաշխում: Այս դեպքում σ_a -ի և σ_s -ի համար ստացվում են հետևյալ առնչությունները [6]

$$\begin{aligned} \sigma_a &= \pi R^2 \left[1 - \frac{1 - e^{-2KR}(1 + 2KR)}{2K^2 R^2} \right], \\ \sigma_s &= \pi R^2 \left\{ \left[1 + \frac{1 - e^{-2KR}(1 + 2KR)}{2K^2 R^2} \right] - \right. \\ &\quad \left. - 4e^{-KR} \sin 2K_0 R \left[\frac{2K_1 R}{K^2 R^2 + 4K_1^2 R^2} + \frac{4K_1 R^2 K}{(K^2 R^2 + 4K_1^2 R^2)^2} \right] + \right. \\ &\quad \left. + 4e^{-KR} \cos 2K_1 R \left[\frac{2K_1 R}{K^2 R^2 + 4K_1^2 R^2} + \frac{K^2 R^2 - 4K_1^2 R^2}{(K^2 R^2 + 4K_1^2 R^2)^2} \right] - \right. \\ &\quad \left. - 4e^{-KR} \frac{K^2 R^2 - 4K_1^2 R^2}{(K^2 R^2 + 4K_1^2 R^2)^2} \right\} : \end{aligned}$$

Սահմանային դեպքում, երբ $RK \rightarrow \infty$, ստացվում է, որ $\sigma_a = \sigma_s = \pi(R + \lambda)^2$, կամ $\sigma_a = \sigma_s \approx \pi R^2$, երբ $\lambda \ll R$: Սա համապատասխանում է բացարձակ սև միջուկին, այսինքն՝ այն կլանում է իր վրա ընկնող բոլոր մասնիկները: Իրականում $RK \neq \infty$, և կլանման կտրվածքը՝ $\sigma_a < \pi R^2$:

§ 6 Օպտիկական թեղեր

Առաձգական ցրման դիֆերենցիալ կտրվածքի համար հնարավոր չէ գրել պարզ արտահայտություն, քանի որ ինտեգրալը հնարավոր չէ լուծել մինչև վերջ, սակայն ասիմպտոտիկ՝ անվերջ մեծ կլանման և մեծ անկյունային մոմենտների դեպքում օպտիկայում հայտնի է Ֆրենելի բանաձևը, որը առաձգական ցրման դիֆերենցիալ կտրվածքը նկարագրում է Բեսելի առաջին կարգի ֆունկցիայի միջոցով [6]՝

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = R^2 \frac{|J_1(K_o R \sin \theta)|^2}{\sin^2 \theta} :$$

$J_1(K_o R \sin \theta)$ -ն Բեսելի ֆունկցիան է, որն արտահայտվում է $\sin \theta, \cos \theta$ ֆունկցիաների միջոցով, հետևաբար կտրվածքը ցրման θ անկյունից կախված մոնոտոն ֆունկցիա չէ, այլ ունի մաքսիմումներ և մինիմումներ:

Առաջին մաքսիմումը լինում է $\theta = 0^0$ անկյունների տակ, իսկ առաջին մինիմումի դիրքը որոշվում է հետևյալ արտահայտությունից՝

$$\sin \theta \approx \frac{1}{K_o R} \approx \frac{\lambda}{R} :$$

Մասնիկի էներգիայի աճին գուզընթաց, երբ λ -ն փոքրանում է, առաձգական ցրման կտրվածքի մեջ ներդրում են տալիս փոքր անկյուններ: Դիֆերենցիալ կտրվածքի բանաձևն օպտիկայում նկա-

րագրում է նեղ ճեղքի վրա զուգահեռ փնջի տարբեր անկյունների տակ մասնիկների ցրման ժամանակ ինտենսիվությունների բաշխումը: Օպտիկայի նմանությամբ մասնիկների առաձգական ցրումը միջուկի վրա, որը չի ընթանում բաղադրիչ միջուկով, և որի կտրվածքը նկարագրվում է Ֆրենելի բանաձևով, կոչվում է դիֆրակցիոն ցրում: Այսինքն՝ օպտիկայի անալոգիան տեղի ունի միայն մասնավոր դեպքում, երբ մասնիկը ցրվում է ոչ թափանցիկ միջուկի վրա, որի համար բեկման ցուցիչը 1-ն է, այսինքն՝ օպտիկական պոտենցիալի իրական մասը հավասար է 0-ի ($V = 0$, $W \neq 0$): Այս դեպքում պոտենցիալի կեղծ մասը չի հավասարվում 0-ի, և ցրման կտրվածքը նույնպես տարբերվում է 0-ից: Հենց այդ մասն էլ կոչվում է դիֆրակցիոն ցրման կտրվածք: Այդ ցրումը պայմանավորված է նրանով, որ անթափանց էկրանը կլանում է իր վրա ընկնող հարթ ալիքի մի մասը, և այդ պատճառով անցած ալիքը հարթ չի լինում, քանի որ ունի մասեր, որտեղ ամպլիտուդը 0 է: Դիֆրակցիայի պատճառով առաջանում են երկրորդային մաքսիմումներ և մինիմումներ, որոնց դիրքը որոշվում է Ֆրենելի բանաձևով: Հաջորդ սահմանային դեպքը ($V \neq 0, W = 0$) համապատասխանում է ալիքի ցրմանը բեկող պոտենցիալի վրա՝ առանց կլանման:

Փորձում այդ երկու տիպի ցրումները չեն տարբերվում, և լրիվ կտրվածքը լինում է՝

$$\sigma_t = \sigma_a + \sigma_s :$$

Լրիվ կտրվածքը կարելի է ներկայացնել ցրման փուլի միջոցով՝ օգտվելով հետևյալ հավասարումներից՝

$$d\sigma_t = |f(\theta)|^2 2\pi \sin \theta d\theta,$$

$$f(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) P_l(\cos \theta) (e^{2i\delta_l} - 1),$$

և Լեժանդրի բազմանդամի օրթոգոնալությունից՝ $\int P_l^2(\cos \theta) d\theta = 1 :$

$$\sigma_i = \frac{4\pi}{K^2} \sum_l (2l+1) \sin^2 \delta_i :$$

Գրելով ցրման ամպլիտուդը $\theta = 0^\circ$ անկյան դեպքում՝

$$f(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_l (2l+1)(e^{2i\delta_l} - 1),$$

և վերցնելով նրա կոմպլեքս համալուծը՝

$$\begin{aligned} \bar{f}(\theta) &= \frac{1}{2ik} \sum_l (2l+1)(e^{-2i\delta_l} - 1), \text{ կարելի է կազմել } f(0) - \bar{F}(0) \\ &= -\frac{2\sum_l (2l+1)}{ik} \sin^2 \delta_l = 2i \operatorname{Im} f(0) \text{ արտահայտությունը:} \end{aligned}$$

Գրված արտահայտությունը համեմատելով լրիվ կտրվածքի բանաձևի հետ՝ ստացվում է ցրման լրիվ կտրվածքի և ամպլիտուդի

կեղծ մասի միջև հետևյալ կապը՝ $\sigma_i = \frac{4\pi}{K} \operatorname{Im} f(0)$ [6]: Այս արտա-

հայտությունը կոչվում է օպտիկական թեորեմ: Օպտիկական թեորեմը կարելի է ստանալ նաև երկրորդ եղանակով՝

$$f(0) = \frac{1}{2ik} \sum_l (2l+1)(e^{2i\delta_l} - 1),$$

$$e^{2i\delta_l} = \cos 2\delta_l - i \sin 2\delta_l :$$

Ցրման ամպլիտուդի կեղծ մասը կլինի՝

$$\begin{aligned} \operatorname{Im} f(0) &= \frac{1}{2iK} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)(\cos 2\delta_l - 1) = \\ &= \frac{1}{2iK} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)(\cos^2 \delta_l - \sin^2 \delta_l - \cos^2 \delta_l - \sin^2 \delta_l) = \\ &= -\frac{1}{2iK} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)2 \sin^2 \delta_l = \frac{4\pi K}{4\pi K^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \sin^2 \delta_l, \end{aligned}$$

$$\operatorname{Im} f(0) = \frac{K}{4\pi} \sigma_i, \text{ որտեղից } \sigma_i = \frac{4\pi}{K} \operatorname{Im} f(0)$$

σ_a -ի և σ_s -ի համար ենթադրվում էր ուղղանկյուն օպտիկական պոտենցիալ, սակայն իրականում լիցքավորված մասնիկների համար պետք է մտցնել կոլոնյան փոխազդեցության պոտենցիալ: Այդ պոտենցիալը խիստ կախված է միջուկում լիցքի բաշխումից: Հավասարաչափ բաշխման դեպքում այն դժվար չէ որոշել:

Գաուսի թեորեմի համաձայն՝

$$\int E_n df = 4\pi q,$$

որտեղ E_n -ը էլեկտրական դաշտի վեկտորի նորմալ բաղադրիչն է:

Ինտեգրալը վերցվում է ըստ r շառավղով գնդի մակերևույթի, որում առկա է q լիցք: Քանի որ R շառավղով միջուկի լրիվ լիցքը Ze -ն է, ապա

$$q = \begin{cases} Ze \frac{r^2}{R^3}, & r \leq R \\ Ze, & r > R \end{cases} :$$

Կենտրոնական համաչափության դեպքում էլեկտրական ուժագծերն ուղղահայաց են գնդի մակերևույթին, այդ պատճառով

$$E = \begin{cases} Ze \frac{r}{R^3}, & r \leq R \\ \frac{Ze}{r^2}, & r > R \end{cases} :$$

Սակայն $E_r = -\frac{1}{e} \frac{dV_K}{dr}$: Այս դեպքում $V_K^{(1)} = -\frac{Ze^2 r^2}{2R^3} + C_1$, եթե

$r \leq R$, և $V_K^{(2)} = -\frac{Ze^2}{r} + C_2$, եթե $r > R$: Պահանջելով, որ բավա-

րարվեն $V_K^{(1)}(\infty) = 0$ և $V_K^{(1)}(R) = V_K^{(2)}(R)$ պայմանները, կստանանք՝

$$V_K = \begin{cases} \frac{Ze^2}{2R} \left(3 - \frac{r^2}{R^2}\right), & r \leq R \\ \frac{Ze^2}{r}, & r > R \end{cases} :$$

Կուլոնյան փոխազդեցության կտրվածքը որոշելիս ցրման ամպլիտուդը բաղկացած է լինում երկու գումարելիներից՝

$$f(\theta) = f_y(\theta) + f_k(\theta),$$

և կտրվածքի $\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta)|^2$ բանաձևում հանդես է գալիս լրացուցիչ

անդամ՝ միջուկի ռեզերֆորդյան և միջուկային պոտենցիալներով պայմանավորված ցրված ալիքների ինտերֆերենցով:

Էներգիայի աճին զուգընթաց՝ $f_K(\theta)$ -ն շատ արագ նվազում է, ինչի պատճառով ստացվում է, որ մեծ էներգիաների դեպքում պրոտոնի և նեյտրոնի միջուկային ցրման կտրվածքները հավասար են:

Ուղղանկյուն հորի մոդելով կարելի է՝

1) նուկլոնների հայտնի հատկություններից ելնելով՝ որոշել երեք պարամետրերը, որոնք հետո տեղադրելով օպտիկական մոդելից ստացված բանաձևերի մեջ՝ կարելի է հաշվարկել կտրվածքները և համեմատել փորձից ստացվածի հետ:

2) փորձում ստացված կտրվածքները տեղադրելով՝ հաշվել և ստանալ միջուկի օպտիկական պարամետրերը:

1-ին դեպքում օպտիկական մոդելը խստորեն հիմնավորվում է:

2-րդ դեպքում հնարավոր չէ ուղղակիորեն հիմնավորել մոդելը, սակայն ստացված երկրորդական պարամետրերը ցույց են տալիս մոդելի ճշտությունը:

Այստեղ գոյություն ունեն երկու փորձարարական մեծություններ՝ σ_a -ն և σ_s -ը, որոնք տեղադրելով մոդելի մեջ՝ կարելի է որոշել

R, K_1, K պարամետրերը: Այս երեք պարամետրերից մեկը պետք է տրված լինի: Ավելի հարմար է տալ միջուկի շառավիղը, սակայն այդ դեպքում պետք է համոզված լինել, որ միջուկի պոտենցիալի գործողության շառավիղը և լիցքի բաշխման շառավիղը միջուկում նույնն են: Դա կարելի է պարզել՝ վերցնելով մեկ ուրիշ նախնական պարամետր, օրինակ՝ V -ն, W -ն, և այնուհետև, օգտվելով օպտիկական մոդելի հավասարումներից, որոշել շառավիղը:

Փորձերը ցույց են տվել, որ նուկլոնների հավասարաչափ բաշխման դեպքում ($\rho = \frac{A}{\frac{4}{3}\pi R^3}$ մեծությունը միջուկում նուկլոնների խտու-

թյունն է) փոխազդեցության կտրվածքը որոշվում է հետևյալ առնչությամբ՝

$$\sigma = \frac{Z\sigma_{Np} + (A - Z)\sigma_{Nn}}{A},$$

որտեղ σ_{Np} և σ_{Nn} մեծությունները նուկլոնների ցրման արդյունավետ կտրվածքներն են: Ենթադրելով, որ յուրաքանչյուր փոխազդեցությունից հետո միջուկի նուկլոնը բարձրանում է վերևի էներգետիկ մակարդակ, իսկ փնջի նուկլոնը դուրս է թռչում փնջից, կլանման գործակցի համար կստացվի՝ $K = \rho\sigma$: Կլանման գործակիցը միավոր ծավալում տվյալ մասնիկի նուկլոնի հետ փոխազդեցության կտրվածքն է:

σ_{Np} -ի և σ_{Nn} -ի համար պետք է մտցնել ուղղումներ՝ հաշվի առնելով, որ միջուկում էներգիայի փոքր փոխանցումներով փոխազդեցություններն արգելված են:

Փորձին լավ համապատասխանում է այլասերված Ֆերմի-գազի մոդելը, սակայն երբ $E \gg E_f$, որտեղ E_f -ը Ֆերմի մակարդակին համապատասխանող էներգիան է, կարելի է վերցնել ազատ նուկլոնների վրա ցրման կտրվածքները՝ σ_{pn} -ն և σ_{pp} :

Վերցնելով այս կտրվածքները, հաշվելով σ_a և σ_s սնծությունները, դիֆերենցիալ կտրվածքները համապատասխանեցնելով փորձի հետ՝ ստացել են միջուկի շառավղի հետևյալ արժեքը՝ $R = r_o A^{1/3}$ ($r_o = 1.2 \div 1.4$ ֆմ), որը բավականաչափ համընկնում է փորձարարական տվյալներին:

Գիֆուզ սահմաններով միջուկ: Մեծ էներգիայով էլեկտրոնների ցրման Հովշտադտերի փորձերից ստացվել է, որ միջուկում լիցքի խտության բաշխումն ունի հետևյալ տեսքը՝

$$\rho = \frac{\rho_o}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)},$$

որտեղ R -ը և a -ն բաշխման հաստատուններն են:

Օպտիկական մոդելում բնական է ընդունել, որ V -ն և W -ն փոխվում են՝ կախված մասնիկի շարժման կորոդինատից (շառավիղ վեկտորից), երբ այն շարժվում է միջուկում: Ամենապարզ դեպքում կարելի է ենթադրել, որ V -ն փոխվում է ρ -ի նման: Երբեմն, երբ դիտում են փոքր էներգիայով մասնիկների փոխազդեցությունը միջուկի հետ, W -ի կախումը r -ից տարբեր է $V = f(r)$ կախվածությունից:

$$W(r) = W_o \cdot e^{-\left(\frac{r-R}{b}\right)^2},$$

որը հաշվի է առնում մասնիկի ուժեղ կլանումը մակերևույթի վրա:

Վուդսը և Սաքստը վերցրին Հովշտադտերի փորձում ստացված բաշխվածությունը և տվեցին պոտենցիալի շառավղային բաշխվածությունը՝

$$V(r) = V \left(1 + e^{\frac{r-R}{a}} \right)^{-1} :$$

Այս պոտենցիալը գրականության մեջ հայտնի է որպես Վուդս-Սաքսոնի պոտենցիալ: a -ն կոչվում է միջուկի դիֆուզականություն և հաստատուն է բոլոր միջուկների համար, իսկ $R = r_0 A^{1/3}$, որտեղ r_0 -ն հաստատուն է բոլոր միջուկների համար կամ շատ թույլ կախում ունի A -ից:

Պոտենցիալը կարող է ունենալ նաև հետևյալ տեսքը՝

$$V(r) = V \cdot \rho(r):$$

որտեղ V -ն կախված չէ r -ից, իսկ $\rho(r)$ -ն նուկլոնների խտության բաշխումն է:

Այստեղ ենթադրվում է, որ միջուկային ուժերի գործողության շառավիղը շատ ավելի փոքր է միջուկի չափերից, և նուկլոն-նուկլոն ցրման ամպլիտուդը կախված չէ անկյունից, հետևաբար ամպլիտուդը կարելի է վերցնել 0° -ի տակ: Աշխատանքները ցույց տվեցին, որ երկրորդ ենթադրությունը ճիշտ չէ, և այդ դեպքում V -ի և W -ի համար կարելի է վերցնել $\rho(r)$ -ի նման շառավիղային կախվածություն, սակայն այդ կախվածությունների մեջ R -երը տարբեր են: Այս դեպքում օպտիկական մոդելի պարամետրերի թիվը մեծանում է: Այն կարելի է նվազեցնել, եթե ենթադրենք, որ V - ի և W -ի շառավիղային կախվածությունները նույնն են, սակայն նրանք տարբերվում են լիցքի բաշխումով: Փորձերը ցույց տվեցին, որ այդ բաշխումների R -երը շատ քիչ են տարբերվում՝ $0,1=0,2$ ֆմ: Պրոտոնների փորձերում անհրաժեշտ է հաշվի առնել նաև էլեկտրամագնիսական փոխազդեցությունը:

Մեծ էներգիաներով նուկլոնների փորձերում, երբ մասնիկի վազքի երկարությունը համեմատական է միջուկի չափերին, ենթադրվում է, որ $W(r)$ -ն ունի նույն կախումը, ինչ $V(r)$ -ը՝

$$W(r) = W \left(1 + e^{\frac{r-R}{a}} \right)^{-1} :$$

Այս դեպքում առաջանում են 4 օպտիկական պարամետրեր՝ r_o , a , V և W :

r_o -ն և a -ն բնութագրում են միջուկի չափերը և միջուկային նյութի խտության բաշխումը, իսկ V -ն և W -ն՝ նուկլոնի և միջուկի փոխազդեցության ուժը:

Գոյություն ունեն ևս այլ տիպի պոտենցիալներ, որոնք նկարագրում են միջուկային նյութի բաշխումը՝

$$V(r) = -(V + iW) f(r),$$

$$f(r) = \left\{ \begin{array}{ll} 1 & r \leq R - d \\ 1 + \frac{r - R - 3d}{4d^3} & R - d \leq r \leq R + d \\ 0 & r \geq R + d \end{array} \right\} :$$

Ինչպես արդեն նշվեց, Շրեդինգերի հավասարումը դժվար լուծելի է Վուդս-Սաքսոնի պոտենցիալի համար. դրա համար օգտագործում են վերը նշված պոտենցիալը:

Այս բոլոր դեպքերում ընդհանուր է այն գաղափարը, որ միջուկն ունի մակերևույթ, որտեղ պոտենցիալի փոփոխությունը մեծ է, և միջին մաս, որտեղ պոտենցիալը շատ քույլ է փոփոխվում: Հետաքրքիր է ուսումնասիրել, թե որ պոտենցիալն է լավագույնս համապատասխանում փորձի արդյունքներին, սակայն դա դժվար լուծելի խնդիր է: Շատ հետազոտողներ ուսումնասիրում են լիցքավորված մասնիկների այն օպտիմալ էներգիան, որի դեպքում ստացվում է փոխազդեցության կտրվածքի կախվածություն դիֆուզականությունից՝ a -ից:

Եթե մասնիկի էներգիան շատ փոքր է, ապա առաձգական ցրման դեպքում մեծ դեր է խաղում կուլոնյան փոխազդեցությունը: Մասնիկների մեծ էներգիայի դեպքում մասնիկը թափանցում է միջուկ, և մակերևույթի դիֆուզականությունը դեր չի խաղում: Գոյու-

թյուն ունի օպտիմալ էներգիա, որի դեպքում ստացվում է դիֆերենցիալ կտրվածքի կախվածություն պոտենցիալի տեսքից: Այն որոշ-

վում է հետևյալ բանաձևով՝
$$E = \frac{Z_1 Z_2}{A^{1/3}} :$$

Փորձերը ցույց են տվել, որ օպտիկական մոդելը կիրառելի է ոչ միայն նուկլոնների փոխազդեցության դեպքում, ինչը նկարագրվում էր մինչև այժմ, այլ նաև այլ մասնիկների փոխազդեցությունների դեպքում, ինչպիսիք են π մեզոնները և α մասնիկները:

§ 7 Միջուկային ռեակցիաների հեղեղային մոդելը

Օպտիկական մոդելը հնարավորություն է տալիս որոշելու միջուկում մասնիկների առաձգական ցրման և կլանման կտրվածքները, սակայն այն չի կարող նկարագրել միջուկ մտած մասնիկի հետ կատարվող պրոցեսները, ինչպես նաև թիրախ-միջուկի վիճակը փոխազդեցությունից հետո: Քանի որ օպտիկական մոդելը միամասնիկային է, ուստի այն չի նկարագրում երևույթներ, որոնց մասնակցում են միջուկում եղած մյուս մասնիկները: Բորի բաղադրիչ մոդելն ինչ-որ չափով լրացնում է այդ բացը ցածր և միջին էներգիաների տիրույթում: Սակայն մեծ էներգիաների դեպքում Բորի մոդելը չի նկարագրում մասնիկների փոխազդեցությունը միջուկի հետ: Այդ տիրույթի համար Հեյզենբերգը և Սերբերը ստեղծեցին նոր մոդել՝ հեղեղա-գոլորշացման մոդելը, որը մասնիկի փոխազդեցությունը միջուկի հետ դիտում է որպես հաջորդական փոխազդեցությունների համախումբ [7]:

Այս ենթադրությունը հիմնված է այն փաստի վրա, որ եթե մասնիկի էներգիան մեծ է, ապա նրա՝ Դը Բրոյլի ալիքի երկարությունը փոքր է միջուկի չափերից և համեմատական է երկու նուկլոնների միջև եղած հեռավորությանը: Այդ պատճառով մասնիկը փոխազդում է սահմանափակ թվով նուկլոնների հետ, սահմանային դեպքում՝ մեկ նուկլոնի հետ:

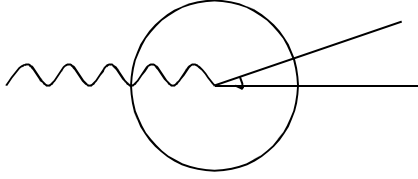
Միջուկ մտնող մասնիկի՝ միջուկի նուկլոններից որևէ մեկի հետ փոխազդեցության ժամանակը շատ ավելի փոքր կլինի, քան այն ժամանակը, որի ընթացքում միջուկի նուկլոնը հասցնում է իր ստացած իմպուլսով փոխանակվել միջուկի մյուս նուկլոնների հետ՝ $\tau \ll t$:

Այս դեպքում մասնիկն իր իմպուլսը տալիս է միայն մեկ նուկլոնի: Ստացվում է, որ մեծ էներգիայով մասնիկն անցնում է միմյանց հետ չփոխազդող նուկլոնների գազի միջով՝ փոխազդելով միայն այն նուկլոնների հետ, որոնք գտնվում են իր ճանապարհին (տե՛ս նկարը):

Այն փաստը, որ մասնիկն անցնում է միջուկի միջով, որտեղ նուկլոնների միջև գործում են որոշակի փոխազդեցության ուժեր, մոդելում հաշվի է առնվում՝ մտցնելով պոտենցիալ, որը, փաստորեն, օպտիկական պոտենցիալի իրական մասն է: Այսինքն՝ E էներգիայով մասնիկը, մտնելով միջուկ, ստանում է V էներգիա, և մասնիկի էներգիան դառնում է $E + V$: Եթե $E \gg V$, ապա V -ն կարելի է անտեսել:

Հետհարվածի երկրորդական նուկլոնները նույնպես կարող են այնքան մեծ էներգիա ստանալ, որ նրանց հետագա շարժումը միջուկում կարելի է դիտել որպես ուղղագիծ շարժում, որի ուղղությունը պայմանավորված է սկզբնական մասնիկի ցրման պարամետրերով: Այս դեպքում նույնպես նրանք փոխազդում են միայնակ նուկլոնների հետ, և այդպես շարունակ:

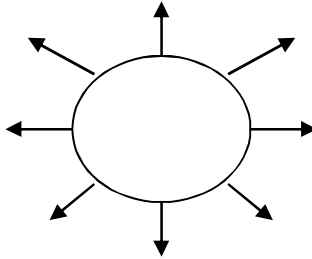
Այսպիսով՝ մեծ էներգիայով մասնիկը, մտնելով միջուկ, առաջացնում է մասնիկների հեղեղ [7]: Այդ մասնիկների որոշ մասը, հասնելով միջուկի մակերևույթ և չկարողանալով նվազեցնել իր էներգիան, դուրս կթռչի միջուկից: Դուրս թռչող մասնիկների անկյունային բաշխումը չի նկարագրվում տրոհման վիճակագրական տեսությամբ տրվող բաշխումով: Այդ երկրորդական մասնիկները դուրս են թռչում միջուկից առավելապես դեպի առաջ՝ սկզբնական մասնիկի շարժման ուղղությամբ (նկ. 9):



Նկ. 9

Նուկլոնների որոշ փոխազդեցություններ կարող են լինել ոչ առաձգական, և այդ դեպքում կառաջանան π մեզոններ, որոնք նույնպես կմասնակցեն հեղեղի առաջացմանը:

Այս ամբողջ պրոցեսը տևում է շատ կարճ՝ 10^{-22} - 10^{-23} վրկ: Հեղեղից հետո մնացորդային միջուկը մնում է գրգռված վիճակում: Գրգռման էներգիան բաշխվում է բոլոր նուկլոնների միջև հավասարաչափ, և այս գրգռումը վերացվում է նուկլոնների, γ քվանտների և ավելի ծանր մասնիկների առաքմամբ: Այս ամբողջ պրոցեսն ընթանում է ավելի դանդաղ 10^{-13} - 10^{-18} վայրկյանի ընթացքում: Այս երկրորդ մասը կոչվում է գոլորշացման պրոցես և ընթանում է իզոտրոպ եղանակով (նկ. 10):



Նկ. 10

Հեղեղա-գոլորշացման մոդելի կիրառման տիրույթի ստորին սահմանը սկսվում է 100 ՄէՎ-ից, թեկուզ այս տիրույթը լավ նկարագրվում է մասն օպտիկական մոդելով: Էներգետիկ վերին սահմանը դեռևս ճշգրիտ հայտնի չէ:

Ենթադրվում էր, որ մեծ էներգիայով մասնիկի փոխազդեցությունը միջուկում չի կարող սահմանափակվել երկակի փոխազդեցությամբ, այլ պետք է մասնակցեն նրա ճանապարհին ընկած այն բոլոր նուկլոնները, որոնք արգելափակվում են խողովակի մեջ, որի տրամագիծը որոշվում է π մեզոնի կոմպտոնյան ալիքի երկարությամբ՝ $\lambda_c = \frac{\hbar}{m_\pi c} \sim 1,46 \cdot 10^{-13}$ սմ: Հետագա փորձարարական ուսում-

նասիրությունները ցույց տվեցին, որ մեծ էներգիաներով մասնիկների փոխազդեցությունը միջուկների հետ հնարավոր է բացատրել հեղեղա-գոլորշացման մոդելով՝ չընդգրկելով խողովակի մոդելը:

Հեղեղային պրոցեսի հաշվարկի մեթոդը (Մոնտե-Կառլոյի հաշվարկներ): Վերևում նկարագրված հեղեղա-գոլորշացման մոդելը շատ պարզեցված է: Իրականում պրոցեսը նկարագրելու համար, օգտվում են ստոխաստիկ պրոցեսների տեսությունից: Դա պատահական դեպքերի մեթոդն է կամ Մոնտե-Կառլոյի մեթոդը: Այդ մեթոդով կատարվում է իրական պրոցեսների մոդելավորում: Որպեսզի ձևավորվի իրական պատկերացում որևէ պրոցեսի մասին, կառուցվում է այդ պրոցեսին նման տեսական մոդել, և մոդելի պարամետրերի կամայական ընտրությամբ, որոնք բնութագրում են կոնկրետ իրավիճակ, հետազոտվում են բոլոր հնարավոր ելքերը: Այժմ տեսներք, թե ինչպես կարելի է նկարագրել մասնիկների փոխազդեցությունը միջուկի հետ:

Քանի որ դիտարկվում է մեծ էներգիայով մասնիկի շարժումը միջուկում որոշակի հետագծով, ուստի առաջին հերթին պետք է որոշվի մասնիկի՝ միջուկ մտնելու կետը: Նայած թե որ կետում մասնիկը կմտնի միջուկ, նրա հետագիծը տարբեր կլինի, և հետևաբար տարբեր կլինի փոխազդող նուկլոնների թիվը: Այդ փոխազդեցությունների թիվը ֆունկցիա է՝ կախված նշանացուցային հեռավորությունից: Պարզության համար ընդունվում է, որ միջուկը գնդաձև է, և մակերևույթի վրա անդրադարձում տեղի չի ունենում: Այս դեպքում մասնի-

կի՝ տվյալ նշանացուցային հեռավորությամբ միջուկ մտնելու հավանականությունը կորոշվի այն լայնական կտրվածքի մակերեսով, որն ստացվում է գունդը գլանով հատելու դեպքում: Գլանի շառավիղը վերցվում է հավասար նշանացուցային հեռավորությանը:

Այսպիսի մոտեցումը ճիշտ է մեծ էներգիայով մասնիկների դեպքում և չի գործում փոքր էներգիայով մասնիկների դեպքում:

Միջուկ մտնող մասնիկը հավասար հավանականությամբ կարող է միջուկ մտնել յուրաքանչյուր կետում:

1. Մասնիկի՝ միջուկ մտնելու կետը որոշվում է կամայական թվերի աղյուսակով կամ ռուլետկայի մեթոդով: Դրա համար գնդի մակերեսը բաժանվում է հավասար մասերի, և այնուհետև խաղարկվում են այդ բոլոր մասերին համապատասխանող թվերը: Որոշ դեպքերում հեշտության համար ոչ թե վերցնում են միջուկի տարածական պատկերը, այլ այն պրոյեկտում են հարթության մեջ, և կատարվում է բաժանում համակենտրոն շրջանների այնպես, որ օղակների մակերեսները նույնը լինեն [7]:

2. Այնուհետև պետք է որոշել մասնիկի վազքի երկարությունը մինչև առաջին փոխազդեցությունը: Դրա համար պետք է իմանալ մասնիկի ազատ նուկլոնների վրա ցրման կտրվածքների մասին տվյալներ:

Այն փաստը, որ փնջի մասնիկների էներգիան հայտնի է և որոշակի, դեռևս չի նշանակում, որ անհրաժեշտություն չկա ունենալու փոխազդեցության կտրվածքներ տարբեր էներգիաների դեպքում: Դրա պատճառն այն է, որ նուկլոնները միջուկում ունեն որոշակի իմպուլսներ, որոնց պատճառով բախվող մասնիկների հարաբերական էներգիան փոխվում է շատ մեծ տիրույթում՝ կախված միջուկի նուկլոնների իմպուլսների ուղղությունից:

Որոշ աշխատանքներում մինչև 400 ՄէՎ էներգիայի համար տարրական կտրվածքի կախվածությունը մասնիկների հարաբերական արագությունից վերցվում է հետևյալ տեսքով՝

$$\sigma_{pp,nn} = \frac{10,63}{\beta^2} - \frac{29,92}{\beta} + 42,9 \text{ մբն,}$$

$$\sigma_{np} = \frac{34,1}{\beta^2} - \frac{82,2}{P} + 82,2 \text{ մբն:}$$

Մեծ էներգիաների տիրույթում σ -ն շատ քիչ է փոխվում. եթե էներգիան փոխվում է 10 անգամ, ապա $\sigma = 1,5\sigma$, այսինքն՝ փոխվում է 50%-ով:

Նուկլոնի ազատ վազքի երկարությունը միջուկում որոշվում է $\lambda = \frac{1}{\rho\sigma}$ բանաձևով, որտեղ ρ -ն նուկլոնների խտությունն է, իսկ

σ -ն՝ ցրման միջին կտրվածքը՝ ըստ պրոտոնների և նեյտրոնների: Որպեսզի որոշվի այդ կտրվածքը, պետք է հայտնի լինի նուկլոնների իմպուլսային բաշխվածությունը միջուկում: Սովորաբար վերցվում է Ֆերմի բաշխումը: Սակայն բազմաթիվ փորձարարական արդյունքներից ստացվում է, որ այդ բաշխումն ունի գաուսյան բաշխվածության տեսք: Սրանից հետևում է, որ մասնիկի փաստացի վազքի երկարությունն էքսպոնենցիալ նվազող ֆունկցիա է, հետևաբար կարելի է ներկայացնել $x = -\lambda \ln K$ տեսքով, որտեղ λ -ն վազքի միջին երկարությունն է, իսկ K -ն՝ [0-1] տիրույթում վերցված կամայական թիվ: Խաղարկելով այդ թիվը՝ կարելի է ստանալ այն կետը, որտեղ տեղի կունենա առաջին բախումը:

3. Այնուհետև պետք է ընտրել մասնիկը՝ պրոտոն կամ նեյտրոն, որի հետ տեղի է ունենում բախում: Դրա համար պետք է նկարագրվի թիրախ-միջուկի նուկլոնային կառուցվածքը, այսինքն՝ նեյտրոնապրոտոն հարաբերակցությունը:

4. Հաջորդ քայլում որոշվում են բախման պարամետրը, այսինքն՝ միջուկի նուկլոնի իմպուլսի ուղղությունը, ցրման անկյունը զանգվածի կենտրոնի համակարգում և սկզբնական հարթության նկատմամբ (այն որոշվում է հարվածող նուկլոնի և թիրախ-նուկլոնի իմպուլսներով), ցրման հարթության պտույտը:

Եթե մասնիկի էներգիան մեծ է մեզոնաձմնան էներգիայից, ապա պետք է որոշել այդ պրոցեսի հավանականությունը և հետագա զարգացումը:

Յրման անկյունն ընտրելու ժամանակ անհրաժեշտ է իմանալ ցրման դիֆերենցիալ կտրվածքը տարբեր էներգիաների դեպքում: Փորձարարական տվյալները մոտարկվում են հետևյալ բանաձևով՝

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = c(A \cos^4 \theta + B \sin^3 \theta + 1):$$

Այս բանաձևում A և B գործակիցները ֆունկցիա են՝ կախված նուկլոնի էներգիայից, ու տարբեր են pp և np ցրումների դեպքում:

Եթե փոխազդեցության ժամանակ ծնվում են π մեզոններ, ապա նրանց ազատ վազքի երկարությունը որոշելու համար տրվում է նրանց ցրման կտրվածքների էմպիրիկ կախվածությունը բախվող մասնիկների ընդհանուր էներգիայից (γ) և իմպուլսից (η).

$$\sigma_{ii} \sim (\gamma - 1)^3 \text{ մբն, } \pi^- n, \pi^+ p \text{ ցրումը.}$$

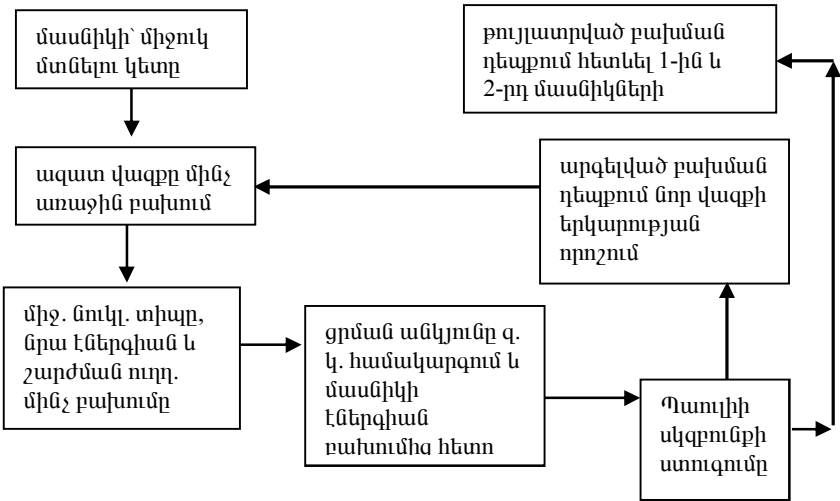
$$\sigma_{ij} \sim (\gamma - 1) \text{ մբն, } \pi^- p, \pi^+ n \text{ ցրումը.}$$

$$\sigma_{ij}^a \sim \frac{\eta^2}{\gamma}, \pi d \text{ կլանումը:}$$

Երբ կատարված է բախման կինետիկ բնութագրերի ընտրություն, դիտարկվում է Պատուլիի սկզբունքի տեսանկյունից այդ փոխազդեցության հնարավորությունը: Եթե պարզվի, որ փոխազդեցությանը մասնակցող նուկլոններից մեկը ձեռք է բերել իմպուլս, որն ավելի փոքր է, քան որոշված է Ֆերմիի սահմաններով, ապա այդ դեպքում ընդունվում է, որ փոխազդեցությունն արգելված է: Պատահում է, որ նուկլոնի վազքի երկարությունը չի պարփակվում միջուկի չափերով: Այդ դեպքում նույնպես փոխազդեցությունը չի դիտարկվում, այլ մասնիկը կտրում անցնում է միջուկը առանց փոխազդելու: Առաջնային մասնիկի շարժմանը զուգընթաց՝ միջուկում աճում է երկրորդային մասնիկների քանակը, որոնց ընթացքը հետագոտվում է նույն

եղանակով այնքան ժամանակ, մինչև նրանք չեն լքում միջուկը, կամ մինչև նրանց էներգիան չի դառնում ավելի քիչ, քան նախօրոք տրված էներգիան:

Այսպիսով՝ Մոնտե-Կառլոյի հաշվարկն ամբողջությամբ կարելի է ներկայացնել հետևյալ սխեմայի միջոցով [7].



Երբ մասնիկը դուրս է գալիս միջուկից, գրանցվում են նրա կինե-տիկ էներգիան և դուրս թռչելու անկյունը սկզբնական մասնիկի շարժման ուղղության նկատմամբ: Այսպիսով, եթե խաղարկվեն մեծ թվով մասնիկներ, կարելի է ստանալ պրոցեսի վիճակագրական պատկերը:

Վերը նկարագրված մոդելով կարելի է ստանալ մասնիկների ոչ առաձգական փոխազդեցության կտրվածքը, երկրորդային հեղե-դային մասնիկների կազմը, անկյունային և էներգետիկ բաշխումը, մնացորդային միջուկների բաշխումը՝ ըստ ջերմային զրգռման էներ-գիայի: Այս ամենի հավաստիությունը կախված է սկզբնական պա-րամետրերի ճիշտ ընտրությունից:

Մոնտե-Կառլոյի հաշվարկներում օգտագործվող միջուկի պարամետրերը: Մոնտե-Կառլոյի հաշվարկների համար կարևոր է, թե ինչպիսի պարամետրեր են վերցվում միջուկը նկարագրելու համար:

Առաջին հերթին որպեսզի որոշվի, թե մասնիկը ինչպիսի ճանապարհ է անցել միջուկում, պետք է տրվի նուկլոնների խտության բաշխումը, միջուկում՝ $\rho(r)$ -ը, քանի որ $\lambda \approx \frac{1}{\rho\sigma}$ և կախված է միջուկի

մակերևույթի դիֆուզականությունից: Սովորաբար հաշվարկների ժամանակ օգտագործում են միջուկում նուկլոնների հավասարաչափ բաշխումը և λ -ն ստացվում է հաստատուն բոլոր նուկլոնների համար, որոնք միջուկ են մտնում նշանացուցային տարբեր հեռավորություններով:

Միջուկի շառավիղը՝

$$R = r_0 A^{1/3} :$$

Տարբեր հաշվարկներում r_0 -ն վերցնում են տարբեր արժեքներով, սակայն այն տատանվում է $1,2 \div 1,45$ ֆմ. տիրույթում: Հատուկ ուսումնասիրությունները ցույց տվեցին, որ r_0 -ի ընտրությունը շատ քիչ է ազդում հեղեղային մասնիկների էներգետիկ և անկյունային բաշխվածության վրա, սակայն փոխվում են մասնիկների թիվը և նրանց թափանցելիությունը:

Փորձարարական տվյալների հետազոտությունը ցույց տվեց, որ լավագույն համընկնումը ստացվում է, եթե վերցվում է դիֆուզ ասիմաններով միջուկ, որի մակերևույթի վրա խտությունը նվազում է էքսպոնենցիալ օրենքով: Փորձերը ցույց տվեցին, որ հաստատուն և փոփոխական խտություններով արված հաշվարկների ժամանակ պրոցեսի կտրվածքը մեծանում է երկու անգամ և համընկնում է pp ու $p\pi$ քվադրաաձգական պրոցեսների կտրվածքին:

Այնուհետև շատ կարևոր է իմանալ միջուկում ինպուսների բաշխումը: Շատ հաճախ վերցվում է Ֆերմի բաշխումը, սակայն գոյություն ունի այլընտրանքային բաշխում՝ գաուսյան բաշխումը: Դա

հանգեցնում է հաշվարկային արժեքների շեղմանը: Օրինակ՝ միջուկում մեծ իմպուլսներով նուկլոնների առկայությունը հանգեցնում է մեծ էներգիայով π մեզոնների առաջացմանը, որը չի բխում Ֆերմի-գազի մոդելից:

Արդեն նշվել է, որ միջուկում մասնիկի փոխազդեցությունն ուսումնասիրելիս պետք է հաշվի առնել, որ այն ընթանում է պոտենցիալային դաշտում: Մոնտե-Կառլոյի հաշվարկներում վերցվում է ուղղանկյուն պոտենցիալային հոր, որի խորությունը վերցվում է հավասար Ֆերմի էներգիային՝ $E_f + \varepsilon_N$ -ին: ε_N -ը նուկլոնի կապի էներգիան է միջուկում: E_f -ը կախված է միջուկի շառավղից, հետևաբար V -ի խորությունը նույնպես կախված կլինի R -ից:

Միշտ չէ, որ ուղղանկյուն պոտենցիալային հորը տալիս է բավարար արդյունք, հատկապես ցրման դիֆուզիոն կտրվածքների դեպքում:

Եթե մտցվում է դիֆուզ միջուկային պոտենցիալ, ապա այն ազդում է արդյունքների վրա, քանի որ իմպուլսային բաշխման պարամետրը մակերևույթի վրա և միջուկի ներսում տարբեր է լինում: Ուսումնասիրությունները ցույց տվեցին, որ որոշ դեպքերում այդ պարամետրերը տարբերվում են 10 անգամ: Մակերևույթի վրա այն ավելի փոքր է, քան միջուկի ներսում: Ներմիջուկային նուկլոնների շարժման էներգիայի այսպիսի տարբերությունը կարող է մակերևութային փոխազդեցությունների հաշվարկների դեպքում հանգեցնել ոչ ճիշտ արդյունքների, եթե վերցվի ուղղանկյուն պոտենցիալային հոր:

Հաջորդ ոչ պակաս կարևոր փաստը միջուկային պոտենցիալի իմպուլսային կախվածության իմացությունն է: Բոլոր ուսումնասիրությունները ցույց են տալիս, որ պոտենցիալի խորությունը կախված է միջուկ մտած մասնիկի էներգիայից հետևյալ առնչությամբ՝

$$V_l = f(E):$$

$V = 50$ ՍէՎ, երբ $E \approx 10$ ՍէՎ, և $V = 10$ ՍէՎ, երբ $E \gg 10$ ՍէՎ: Այս կախումն ակնհայտորեն դրսևորվում է, երբ ուսումնասիրվում են (N, N') կամ $(N, 2N)$ տիպի ռեակցիաներ:

Եթե ենթադրվի, որ տրոհման պրոցեսում միջուկից դուրս է գալիս մեկ նեյտրոն, ապա այդ նեյտրոնի լրիվ էներգիան միջուկում կլինի՝ $E = T + V(T)$, որտեղ T -ն նեյտրոնի կինետիկ էներգիան է: $V(T)$ -ն կարելի է ներկայացնել հետևյալ տեսքով՝ $V(T) = -V + bT$ ($b > 0$): Փոխազդեցությունից հետո նեյտրոնը կստանա լրացուցիչ իմպուլս, և նրա էներգիան կաճի ΔT -ով.

$E' = T + \Delta T + V(T + \Delta T) = T + \Delta T - V + b(T + \Delta T) = E + \Delta T(1 + b)$: Այսինքն՝ նեյտրոնի լրիվ էներգիան փոխվում է ոչ թե ΔT -ով, այլ $\Delta T(1 + b)$ -ով:

Եթե ընդունվի, որ $b = 1$, այսինքն՝ նուկլոնի արդյունավետ զանգվածը հավասար է՝ $m_N^{eff} = \frac{m_N}{2}$ (նուկլոնի արդյունավետ

զանգվածը՝ $m^* = \frac{m}{1 + b}$), ապա պոտենցիալների ընտրության այդ տարբերությունն ակնառու կլինի փոքր անկյունների տակ ցրումների դեպքում:

Փոփոխական պոտենցիալն ազդում է նաև միջուկի թափանցելիության վրա, որը որոշվում է միջուկի հետ չփոխազդած մասնիկների թվով: Դա կախված է փոխազդեցության վրա Պատուլիի սկզբունքով պայմանավորված արգելքից: Փոփոխական պոտենցիալի դեպքում հետհարվածի նուկլոնը կգրավի վերևի մակարդակների կողմից ավելի մեծ հավանականությամբ, քան հաստատուն պոտենցիալի դեպքում: Պարզ է, որ այս ամենը կարևոր է թեթև միջուկների և հարվածող նուկլոնի ոչ մեծ էներգիաների դեպքում:

Հաջորդ կարևոր պարամետրը հեղեղի մարման էներգիան է (энергия обрезания): Դրանով է պայմանավորված հեղեղի հետագա

գարգացումը: Աշխատանքների մեծ մասում յուրաքանչյուր մասնիկին հետևում են այնքան ժամանակ, մինչև նրանց էներգիան դառնում է այնքան փոքր, որ հնարավոր չի լինում այդ էներգիայով լքել միջուկը: Նեյտրոնների դեպքում $E_n = V$, իսկ պրոտոնների դեպքում պետք է հաշվի առնել նաև կոլոնյան վանողական էներգիան: Սակայն փորձերը ցույց են տալիս, որ մի քանի տասնյակ ՄէՎ էներգիայով մասնիկները ոչ թե դուրս են թռչում միջուկից, այլ կլանվում են նրա կողմից, և այդ էներգիան տաքացնում է միջուկը (գոգռում է այն): Ռոտոստամը 100-170 ՄէՎ էներգիայով պրոտոնների փոխազդեցության դեպքում մարման էներգիան համարում է 20 ՄէՎ:

Փոքր էներգիաներով հեղեղային մուկլոնների դեպքում որոշակի դեր է կատարում միջուկի սահմաններից նրանց անդրադարձումը: Այս երևույթը հանգեցնում է նրան, որ հետին հարթության մեջ առաջանում են մեծ թվով հեղեղային մասնիկներ: Մովորաբար Մոնտե-Կառլոյի հաշվարկներում այդ երևույթը անտեսում են:

Հեղեղա-գոլորշացման մոդելով կարողանում են նկարագրել նաև ոչ շատ մեծ էներգիայով π մեզոնների փոխազդեցությունը միջուկի հետ: Ենթադրվում է, որ π մեզոնի փոխազդեցությունն ընթանում է նեյտրոն-պրոտոն զույգի հետ.

$$\pi + n + p \rightarrow N + N :$$

Փորձերի հետ համեմատումը ցույց է տալիս, որ փոխազդեցության հիմնական կանալը վերը նշվածն է, թեև այժմ քննարկվում են նաև մոդելներ, որտեղ վերցվում է ավելի շատ մուկլոնների համախմբի կողմից π մեզոնների կլանումը:

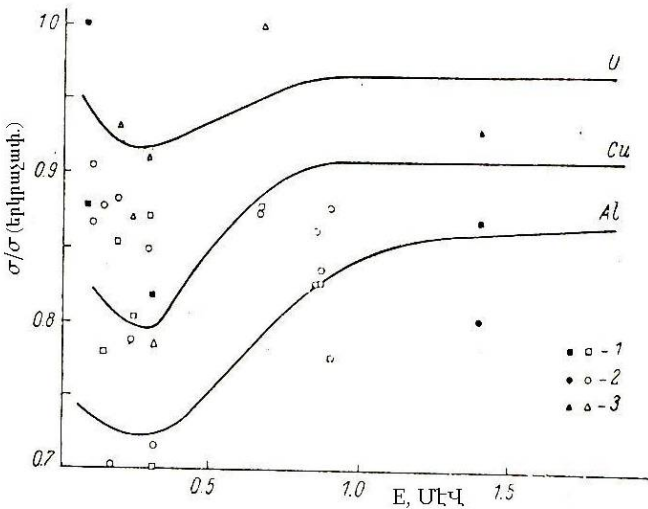
Մոնտե-Կառլոյի մեթոդով հեղեղի հաշվարկի որոշ արդյունքներ:

Հաշվարկները ցույց են տալիս, որ փոքր էներգիաների դեպքում միջուկի թափանցելիությունը սկզբում աճում է, իսկ հետո սկսում է մոնոտոն կերպով նվազել: Այդպիսի կախվածությունը բացատրվում է երկու պատճառով [7]

1. որոշակի փոխազդեցությունների համար առկա՝ Պատվիի սկզբունքից բխող արգելքով,

2. էներգիայից կախված $N - N$ փոխազդեցությունների կտրվածքների փոփոխությամբ:

Առաջին պատճառը որոշակի դեր ունի փոքր էներգիաների դեպքում, իսկ մեծ էներգիաների դեպքում այն կարելի է անտեսել: Երկրորդ պատճառը կարևորվում է մեծ էներգիաների դեպքում, օրինակ՝ 400 ՄէՎ էներգիայի դեպքում պրոտոն-միջուկ փոխազդեցության կտրվածքն ավելի մեծ է, քան նեյտրոն-միջուկ փոխազդեցությանը: Դա պայմանավորված է նրանով, որ np փոխազդեցության կտրվածքը նշված էներգիայի տիրույթում ավելի մեծ է, քան pp փոխազդեցությանը, հետևաբար նեյտրոնի ավելցուկ ունեցող միջուկների համար ավելի մեծ հավանականությամբ ընթանում է պրոտոն-միջուկ փոխազդեցությունը:



Նկ. 11

σ -ն ոչ առաձգական ցրման կտրվածքն է.

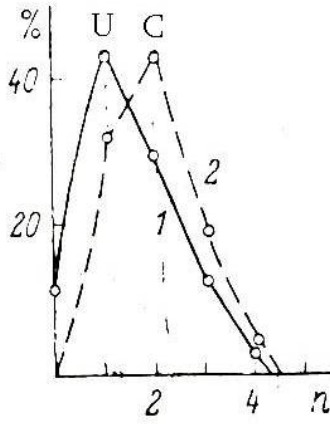
Գրաֆիկը ցույց է տալիս սկզբում քափանցելիության աճը և հետո նրա մոնոտոն նվազումը (նկ. 11): Օրոլինատների առանցքի վրա

վերցված է հարաբերական կտրվածքը $\left(\frac{\sigma}{\sigma_{երկր}} \right)$, քանի որ տարբեր

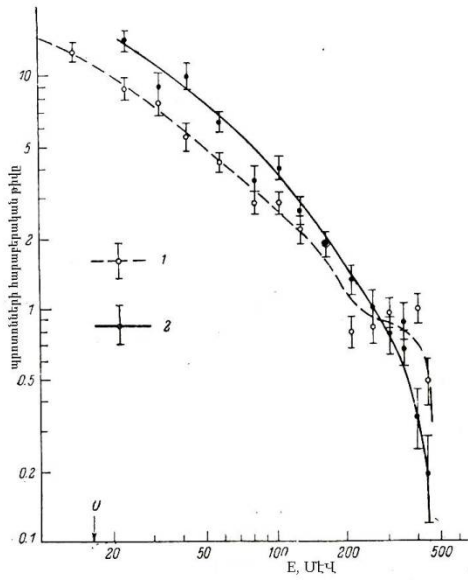
հեղինակներ r_o -ի համար վերցնում են տարբեր արժեքներ, և համեմատության համար հարմար է կտրվածքները նորմավորել նույն r_o -ով հաշվված երկրաչափական կտրվածքներով: Միջուկների քափանցելիությունը նվազում է միջուկների զանգվածի աճին զուգընթաց: Այս հաշվարկները կատարված են միջուկի հաստատուն խտության դեպքում: Դիֆուզ սահմաններ մտցնելու դեպքում միջուկի քափանցելիությունն աճում է, որոշ դեպքերում՝ նույնիսկ 2 անգամ:

Դուրս թռչող հեղեղային պրոտոնների (p) և նեյտրոնների (n) հարաբերակցությունը կախված է թիրախ-միջուկի n/p հարաբերությունից: Եթե n/p հարաբերությունը փոքր է, ապա հեղեղային պրոտոնների թիվն ավելի մեծ կլինի, իսկ եթե $n/p > 1$ (ծանր միջուկների դեպքում), ապա հեղեղային պրոտոնների թիվը փոքր կլինի (նկ. 12).

Հեղեղային մասնիկների էներգետիկ սպեկտրը շատ լայն է: Այն վերին սահմանում հասնում է մինչև ռմբակոծող մասնիկի էներգիան, իսկ ստորին սահմանը սահմանափակվում է մարման էներգիայով (նկ. 13):



Նկ. 12



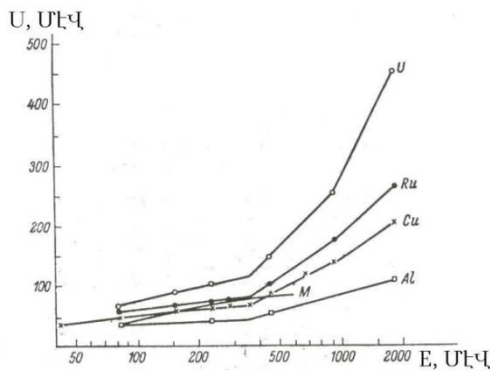
Նկ. 13

Պրոտոնների դեպքում պետք է հաշվի առնել կուլոնյան արգելքը: Նեյտրոնների էներգետիկ սպեկտրը մնան է պրոտոնների էներգետիկ սպեկտրին, սակայն շեղված է փոքր էներգիաների տիրույթը:

Հեղեղային մուկլոնների հաջորդ բնութագրիչը նրանց անկյունային բաշխումն է սկզբնական փնջի նկատմամբ: Այն կախված է փնջային մասնիկների էներգիայից, միջուկի չափերից և հեղեղային մասնիկների կինետիկ էներգիայից: Որքան մեծ է հեղեղային մասնիկների էներգիան, այնքան մեծ է անիզոտրոպությունը. փոքր էներգիայով մասնիկները համեմատաբար իզոտրոպ են լինում:

Հաջորդ կարևոր բնութագրիչը միջուկում մնացած գրգռման էներգիան է (նկ. 14): Այդ էներգիան կարևոր է իմանալ մնացորդային միջուկի հետագա ճակատագիրը որոշելու համար: Գրգռման էներգիայի իմացությունը թույլ է տալիս այս կամ այն տեսության սահմաններում որոշել միջուկից մասնիկների ջերմային արձակումը: Եթե, ըստ Բորի տեսության, իմանալով սկզբնական մասնիկի էներգիան, կարելի է ճշգրտորեն որոշել բաղադրիչ միջուկի գրգռման էներգիան, ապա հեղեղա-գոլորշացման մոդելն այդ հնարավորությունը չի տալիս. գրգռման էներգիան հնարավոր չէ որոշել սկզբնական պայմաններից:

Եթե սկզբնական փնջի էներգիան 300 ՄԷՎ-ից բարձր է, ապա կտրուկ մեծանում է նաև գրգռման միջին էներգիան՝ U -ն:



Նկ. 14

§ 8 Միջուկի վիճակագրական մոդելը

Հեղեղից հետո միջուկում մնում են մասնիկներ, որոնց էներգիան շատ քիչ է տարբերվում միջուկում նուկլոնների ջերմային շարժման էներգիայից, և հեղեղային (Մերբերի) մոդելով հնարավոր չէ նկարագրել նրանց շարժումը միջուկում: Այս դեպքում պետք է օգտվել նոր մոդելից: Այս նոր մոդելում պետք է նկարագրել միջուկի վարքը, որում գոյություն ունի էներգիայի քիչ քանակությամբ ավելցուկ, որը պայմանավորված է հեղեղից հետո մնացած մասնիկներով: Այդ մասնիկների էներգիան արագ բաշխվում է միջուկի մյուս մասնիկների միջև բազմակի բախումների միջոցով: Նման տիպի պրոցեսները, որտեղ գոյություն ունեն բազմաթիվ ազատության աստիճաններ, դիտվում են վիճակագրական տեսության սահմաններում [6,7]:

Միջուկում նուկլոնները ենթարկվում են Ֆերմի-Դիրակի վիճակագրությանը: Նրանք փոխազդում են միմյանց հետ, որը հանգեցնում է միջինացված միջուկային պոտենցիալի, որի հետ փոխազդում է յուրաքանչյուր նուկլոն: Այստեղից ի հայտ են գալիս միամասնիկանի էներգետիկ մակարդակներ: Կայուն վիճակում գտնվող միջուկի համար գոյություն ունի էներգիայի առավելագույն արժեք, որից ավելի մեծ արժեքներ մասնիկները միջուկում չեն կարող ձեռք բերել: Այդ սահմանը (Ֆերմի էներգիան) որոշակի է միջուկի համար: Սակայն նուկլոնների միջև փոխազդեցության շնորհիվ մասնիկներից մի քանիսը կարող են ունենալ Ֆերմի էներգիայից մեծ էներգիա, և այդ դեպքում նրանք կգրավեն Ֆերմի էներգիայից ավելի բարձր էներգետիկ մակարդակներ: Եթե միջուկ մտցվի էներգիայի ավելցուկ, ապա ներքևի մակարդակները զբաղված կլինեն ըստ Պաուլիի սկզբունքի, սակայն վերևի մակարդակները կլրացվեն ավելի շատ թվով նուկլոններով, և Ֆերմի սահմանը կդառնա ավելի ու ավելի դիֆուզ:

Միջուկի գրգռման էներգիայի աճին զուգընթաց ավելանում է այն էներգետիկ վիճակների թիվը, որոնց միջոցով կատարվում է այդ գրգռումը: Այսինքն՝ կան մեկ մասնիկ կարող է տեղափոխվել ավելի

բարձր էներգետիկ մակարդակ, կա՛ն երկու մասնիկ՝ ավելի ցածր էներգետիկ մակարդակ և այլն: Որքան շատ են այդ մակարդակները, այնքան ավելի քիչ ժամանակ միջուկը կգտնվի այդ վիճակներում:

Այդ վիճակները բնութագրվում են նրանով, որ մեկ կամ մի քանի նուկլոններ կարող են ձեռք բերել ավելի մեծ էներգիա, քան միջուկի կապի էներգիան է, և դուրս գալ միջուկից: Սակայն դա կարող է տեղի ունենալ էներգետիկ ֆլուկտուացիաների շնորհիվ, երբ մասնիկի իմպուլսն ուղղված է միջուկից դեպի դուրս: Քանի որ դրանք ֆլուկտուացիաներ են, ուստի նրանց հավանականությունը փոքր է, և որքան մեծ է ֆլուկտուացիան, այնքան ավելի փոքր է հավանականությունը:

Այս պրոցեսը նման է հեղուկի գոլորշացման պրոցեսին, սակայն եթե հեղուկի մեկ մոլեկուլի գոլորշացումը զգալիորեն չի ազդում կաթիլի ջերմաստիճանի և նրա մոլեկուլների թվի վրա, ապա միջուկից նուկլոնի դուրս գալը զգալիորեն նվազեցնում է միջուկի ջերմաստիճանը, քանի որ այն իր հետ տանում է մեծ էներգիա: Միջուկի սառեցումը և նուկլոնների թվի նվազումը բավականին բարդացնում են հաշվարկը դասական գոլորշացման տեսության սահմաններում: Այս դեպքում նույնպես պատահական պրոցեսների մեթոդը բավականին հեշտացնում է հաշվարկները:

Կարևորագույն հարց է նաև այս պրոցեսի ընթացքում միջուկում թերմոդինամիկական հավասարակշռության հաստատման հարցը: Ընդունվում է, որ միջուկում նուկլոնի գոլորշացումից հետո թերմոդինամիկական հավասարակշռությունը հաստատվում է ավելի շուտ, քան տեղի է ունենում մյուս նուկլոնի գոլորշացումը: Սակայն այս հավասարակշռությունը չի հաստատվում անմիջապես հեղեղից հետո: Այսինքն՝ հեղեղային և գոլորշացման պրոցեսների միջև հստակ սահման գոյություն չունի:

Որոշ աշխատանքներում ենթադրվում էր միջուկի տեղային տաքացում (անկախ մասնիկների մոդել): Այս երևույթը զգալի է դառնում, երբ միջուկի ջերմաստիճանը բարձր է՝ 7-8 ՄէՎ: Կուպիտ հաշվարկների համաձայն՝ $A \sim 100$ զանգվածային թվով և $E^* = 18$ ՄէՎ գրգռման էներգիայով բաղադրյալ միջուկի կյանքի տևողությունը

10^{-19} վրկ է, իսկ $A \sim 100$ զանգվածային թվով և $E^* = 200$ ՄէՎ գրգռման էներգիայով միջուկի դեպքում $T_{1/2} \sim 5 \div 6 \cdot 10^{-23}$ վրկ: Տեղային տաքացման հիպոթեզն առաջարկվել է արագ պրոտոնների և α մասնիկների՝ մեծ հավանականությամբ առաջացման ելքերը բացատրելու համար: Քանի որ գրգռման էներգիան տեղայնացվում է, ուստի մեծանում է մեծ էներգիայով նուկլոնների գոլորշացման հավանականությունը: Այս մոդելը շատ լավ բացատրում է π մեզոնների առաջացումը և հարևան նուկլոնների կողմից կլանումը, որը հանգեցնում է միջուկի տեղային տաքացմանը:

§ 9 Միջուկից մասնիկների գոլորշացման համար Վայսկոպֆի բանաձևը

Մասնիկի գոլորշացումը միջուկից համակարգի մի վիճակից մեկ այլ վիճակի անցնելու քվանտային պրոցես է.

$$A \rightarrow B + a :$$

Այս պրոցեսի հավանականությունը ներկայացվում է հետևյալ բանաձևով [6]՝

$$W_{AB} = \frac{2\pi}{\hbar} |M|^2 \rho_B, \quad (*)$$

որտեղ ρ_B -ն վերջնական վիճակների թիվն է, իսկ M -ը A միջուկի՝ որևէ B վիճակի անցնելու մատրիցական տարրն է: Այդ մատրիցական տարրը հաշվելը բավականին բարդ է, իսկ որոշ դեպքերում՝ անհնար: Այն հաշվելու համար կարելի է օգտվել հակառակ պրոցեսից, այսինքն՝ B միջուկի կողմից որոշակի էներգիայով a մասնիկի կլանվելու պրոցեսից, որի հետևանքով առաջանում է A միջուկը:

Եթե հեղեղից հետո A միջուկում մնացել է U գրգռման էներգիա, և նրանից գոլորշանում է a մասնիկ, որի էներգիան ընկած է $E \pm \Delta E$ տիրույթում, ապա հակառակ պրոցեսում B միջուկի էներ-

գիսն պետք է լինի $U - E - Q$, որտեղ Q -ն a մասնիկի կապի էներգիան է A միջուկում: Այստեղ հարկ է նշել, որ բանաձևով կարելի է հաշվել հավանականությունը, եթե գրգռված միջուկի կյանքի տևողությունն այնքան մեծ է, որ այդ գծի լայնությունը շատ ավելի փոքր է մակարդակների միջև եղած հեռավորությունից՝ $\Delta E \Delta \tau \sim \hbar$, $\Gamma \sim \frac{\hbar}{\tau}$,

$\Gamma \ll (E_i - E_j)$: Սակայն բարձր գրգռման էներգիա ունեցող մակարդակների համար դա տեղի չի ունենում, և հաճախ $\Delta E = \Gamma$: Այդ դեպքում W_{AB} -ն կարող է պարունակել խառը անդամներ տարբեր մակարդակներից, որոնք ընկած են ΔE տիրույթում: Քանի որ այս պրոցեսը ստոխաստիկ պրոցես է, ուստի միջինացման դեպքում (dE ինտեգրման դեպքում) այդ անդամները կգրոյանան:

Ըստ դետալային հավասարակշռության սկզբունքի՝

$$W_{AB} \rho_A = W_{BA} \rho_B,$$

որտեղ ρ_A -ն A վիճակների թիվն է, իսկ ρ_B -ն՝ $a + B$ վիճակների թիվը:

Այստեղից՝

$$W_{AB} = \frac{\rho_B}{\rho_a} W_{BA}:$$

Սակայն $W_{BA} = \sigma(E) \cdot \frac{v_a}{V} = \sigma(E) \cdot \sqrt{\frac{2E}{m}}$ (նորմավորված միավոր ծավալի), որտեղ $\sigma(E)$ -ն B միջուկի կողմից a մասնիկի կլանման կտրվածքն է, m -ը՝ a մասնիկի զանգվածը:

$$W_{AB} = \sigma(E) \sqrt{\frac{2E}{m}} \cdot \frac{\rho_B}{\rho_A}$$

Այժմ գրենք A վիճակների թիվը՝ ρ_A -ն, և $a + B$ վիճակների թիվը՝ ρ_B -ն:

$a + B$ վիճակների թիվը, երբ a մասնիկը գտնվում է $(E, E + dE)$ վիճակում, որոշվում է B միջուկի մակարդակների խտության (որոնք ունեն $U - E - Q$ էներգիա) և a մասնիկի ֆազային ծավալը լցնելու խտության արտադրյալով:

$$\rho_B = \frac{g \cdot 4\pi P^2 dP}{(2\pi\hbar)^3} \cdot \omega_B(U - E - Q),$$

որտեղ g -ն S սպին ունեցող a մասնիկի համար սպինային բազմապատկիչն է՝ $g = (2S + 1)$: P -ն a մասնիկի իմպուլսն է, ω_B -ն՝ B միջուկի մակարդակների խտությունը:

ρ_A -ն A միջուկի մակարդակների խտությունն է՝ $\rho_A = \omega_A(U)$:

Այստեղից՝

$$W_{AB} = \frac{g \cdot 4\pi P^2 dP}{(2\pi\hbar)^3} \cdot \frac{\omega_B(U - E - Q)}{\omega_A(U)} \cdot \sigma(E) \sqrt{\frac{2E}{m}},$$

$$W_{AB}(E)dE = \frac{g \cdot mEdE \sigma(E)}{\pi^2 \hbar^3} \cdot \frac{\omega_B(U - E - Q)}{\omega_A(U)}:$$

Այս բանաձևը կոչվում է Վայսկոպֆի բանաձև: Նրա արտաձումը կախված չէ որևէ մոդելից, հետևաբար այն ճշգրիտ բանաձև է [6,7]:

Մասնիկի էներգետիկ սպեկտրը որոշելու համար անհրաժեշտ է իմանալ $\omega_B(U)$ -ն, $\sigma(E)$ -ն և $\omega_A(U)$ -ն: Մակարդակների խտության բաշխումը՝ կախված գրգռման էներգիայից, կարելի է հաշվել միայն միջուկի որոշակի մոդելի սահմաններում: Սովորաբար հարմար է միջուկը նկարագրել վիճակագրական մոդելով, որը միջուկը դիտում է որպես իրար հետ չփոխազդող մասնիկների հավաքածու

(Ֆերմի-գազ): Վայսկոպֆի բանաձևի մեջ կարելի է ներմուծել թերմոդինամիկական նոր ֆունկցիա՝ էնտրոպիան: Էնտրոպիան որոշվում է հետևյալ կերպ՝

$$S = K \ell n \omega,$$

որտեղ K -ն Բոլցմանի հաստատունն է ($K=1.38 \cdot 10^{-16}$ էրգ/աստ.= $8.6 \cdot 10^{-5}$ էվ/աստ.), այս դեպքում ընդունում ենք, որ այն հավասար է 1-ի: Այստեղից հետևում է, որ $\omega \approx e^S$: ω -ն միջուկի վիճակների թիվն է:

Էնտրոպիան ֆունկցիա է՝ կախված համակարգի մասնիկների թվից և գրգռման էներգիայից՝ $S = f(U, A)$: Վայսկոպֆի բանաձևում կատարելիս՝ $\frac{\omega_B(U - \Delta U)}{\omega_A(U)} \approx e^{-\frac{\partial S}{\partial U} \Delta U}$, որտեղ, ըստ թերմոդինա-

միկայի, $\frac{\partial S}{\partial U} = \frac{1}{T}$: Վայսկոպֆի բանաձևը ընդունում է հետևյալ վերջնական տեսքը՝

$$W(E)dE = \frac{g m \sigma(E) E dE}{\pi^2 \hbar^3} e^{-\frac{E+Q}{T}},$$

որտեղ T -ն համակարգի ջերմաստիճանն է: Սակայն հարկ է նշել, որ T -ն ճշգրիտ չի բնութագրում համակարգի ջերմաստիճանը: Ճշգրիտ թերմոդինամիկական ջերմաստիճանը՝ t -ն, որոշվում է համակարգի ազատ էներգիայի՝ F -ի արտահայտությամբ՝

$$e^{-\beta F} = \int_0^{\infty} \omega(U, A) e^{-\beta U} dU,$$

որտեղ $\beta = \frac{1}{t}$: T -ի և իրական t ջերմաստիճանի միջև կապն արտահայտվում է հետևյալ առնչությամբ՝

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{t} - \frac{1}{2} \frac{d}{dU} [\lg t^2 \frac{dU}{dt}]:$$

Սեծ գրգռման էներգիաների դեպքում ստացվում է՝ $\frac{1}{T} = \frac{1}{t}$:

Այնուհետև անհրաժեշտ է բացահայտ ձևով գրել $\sigma(E)$ -ի արտահայտությունը: E էներգիայով մասնիկի կլանումը $U - \Delta U$ գրգռման էներգիայով միջուկի կողմից բարդ և փորձով դժվար չափելի պրոցես է, որովհետև իրականում հնարավոր չէ ստեղծել գրգռված միջուկներով թիրախ: Սակայն կարելի է ասել, որ այդ պրոցեսի կտրվածքն ավելի մեծ է, քան չգրգռված միջուկի կողմից նույն E էներգիայով մասնիկի կլանման կտրվածքը: Դա պայմանավորված է Պատուլիի սկզբունքով, այն է՝ փոքր էներգիաներով մասնիկների դեպքում գոյություն ունի որոշակի մակարդակների վրա մասնիկի կլանման արգելք: Էներգիայի աճին զուգընթաց աճում է մակարդակների թիվը, որոնց վրա կարող է տեղի ունենալ մասնիկների ռեզոնանսային կլանումը: Սակայն առաջին մոտավորությամբ ընդունվում է, որ գրգռված և չգրգռված միջուկների կողմից մասնիկի կլանման հավանականությունը նույնն է:

Կարևոր է իմանալ մաս գոլորշացող մասնիկի տեսակը: Բոլոր բանաձևերը ճիշտ են բոլոր տիպի մասնիկների համար: Սակայն $\sigma(E)$ -ն տարբեր է լիցքավորված և չեզոք մասնիկների դեպքում: Նեյտրոնների փոխազդեցության դեպքում σ -ն ստացվում է երկրաչափական կտրվածքին շատ մոտ՝

$$\sigma(E) = \pi R^2,$$

և շատ թույլ է կախված էներգիայից:

Այս դեպքում Վայսկոպֆի բանաձևն ընդունում է հետևյալ տեսքը՝

$$W(E)dE = \frac{gmER^2 dE}{\pi \hbar^3} e^{-\frac{E+Q}{T}}:$$

Լիցքավորված մասնիկների դեպքում պետք է ներմուծել անդամ, որը հաշվի է առնում մասնիկի թափանցումը կուլոնյան արգելքի միջով:

Դասական մեխանիկան լիցքավորված մասնիկների համար տալիս է հետևյալ կախումը՝

$$\sigma = \begin{cases} \sigma_0 \left(1 - \frac{V}{E}\right), & E > V \\ 0, & E < V \end{cases},$$

որտեղ E -ն մասնիկի էներգիան է, V -ն՝ կուլոնյան արգելքը, իսկ σ_0 -ն կուլոնյան արգելքի բացակայության դեպքում կտրվածքն է ($\sigma_0 = \pi R^2$):

Հարկ է նշել, որ բանաձևի մեջ մտնող T ջերմաստիճանը վերաբերում է վերջնական միջուկին:

Միջուկի մակարդակների խտության պարամետրը: Վալսկոպֆի բանաձևի մեջ մտնող T պարամետրը կապված է միջուկի գրգռման էներգիայի հետ: Փորձով միշտ որոշվում է գրգռման էներգիան: Դրա համար կարևոր է իմանալ U -ի և T -ի միջև եղած կապը: $U = f(T)$ կախվածության տեսքը որոշվում է այդ համակարգի թերմոդինամիկական հատկություններից: Նայած թե ինչ մոդելով է նկարագրվում միջուկը, $U = f(T)$ ֆունկցիան տարբեր է լինում: Այլասերված Ֆերմի-գազի համար $E = \frac{3}{5} A E_f \left(1 + \frac{5\pi^2}{12} \cdot \frac{T^2}{E_f^2}\right)$, և գրգռման էներգիան՝

$$E^* = U = E(T) - E(0) = \frac{\pi^2 A T^2}{4 E_f}:$$

Այստեղ $E_f = \frac{P_f^2}{2m}$, որտեղ P_f -ը առավելագույն իմպուլսն է՝

$$P_f = \frac{\hbar}{R} \left(\frac{9}{4} \pi \frac{N}{A}\right)^{1/3}:$$

Միջին զանգվածային թիվ ունեցող միջուկների համար՝

$$U = aAT^2, \quad a = \frac{\pi^2}{4E_f^2},$$

որտեղ a -ն կոչվում է միջուկի մակարդակների խտության պարամետր [6]:

$$\text{Ելնելով } U \text{-ի և } T \text{-ի կախվածությունից և օգտվելով } \frac{\partial S}{\partial U} = \frac{1}{T}$$

արտահայտությունից՝ ստացվում է՝

$$T = \sqrt{\frac{U}{aA}}, \quad S = \int \frac{\partial U}{T} = 2\sqrt{aAU} + const,$$

$$\omega(U) = C \cdot e^S = Ce^{2\sqrt{aAU}},$$

որտեղ U -ն վերջնական միջուկի էներգիան է: C և a գործակիցները որոշում են միջուկի գազային մոդելի վիճակագրական հատկությունները: C -ն և a -ն ճշգրիտ հաշվարկել հնարավոր չէ, ուստի դրանք որոշվում են փորձից:

Եթե միջուկը դիտվի ոչ թե այլատերված Ֆերմի-գազ, այլ որպես կաթիլ, ապա $U(T)$ կախվածությունը ստանում է այլ տեսք՝ $U = const \cdot T^4$:

Եթե կաթիլը վերցվի որպես տատանվող համակարգ (առանց ծավալը փոխելու), ապա ստացվում է՝ $U = K \cdot A^{2/3} T^{7/3}$, $K \approx 0,1$: Այս տիպի տատանումը հատուկ է փոքր գրգռման էներգիա ունեցող միջուկներին:

Որոշ հեղինակներ, միջուկի համար ընդունելով Ֆերմի-գազի մոդելը, $U(T)$ -ի համար վերցնում են այլ կախվածություն՝

$$U = \frac{1}{11} AT^2 - T + \frac{1}{8} A^{2/3} T^{7/3}:$$

Այն կարելի է համաձայնեցնել փորձարարական արդյունքներին:

a պարամետրի ընտրության համար կատարվել են բազմաթիվ փորձեր: a -ն որոշվում է հարվածող մասնիկների փոքր էներգիաների դեպքում, որպեսզի բացառվի այն փոխազդեցության ներդրումը, որն ընթանում է առանց բաղադրիչ միջուկի առաջացման:

a պարամետրը կարող է կախված լինել միջուկի ջերմաստիճանից: Փորձերը ցույց են տվել, որ փոքր ջերմաստիճանների դեպքում (14 ՄէՎ) $a = 0,05$ ՄէՎ⁻¹, իսկ բարձր ջերմաստիճանների դեպքում $a = 0,1$ ՄէՎ⁻¹: Մեկ այլ հեղինակի հաշվարկներում $a = 0,08$ ՄէՎ⁻¹ բարձր էներգիաների դեպքում:

a -ն կախված է նաև միջուկի զանգվածից: Գոյություն ունեն որոշակի փորձարարական փաստեր այն մասին, որ միջուկի մակարդակների խտությունը կախված է այդ միջուկի տեսակից: Կենտ միջուկների մակարդակների խտությունն ավելի մեծ է, քան զույգ-զույգ միջուկների մակարդակներինը:

Որպեսզի հաշվի առնվի այս փաստը, մակարդակների խտության բանաձևի մեջ ներմուծվել է δ անդամ՝

$$\omega(U) = Ce^{2\sqrt{aA(U-\delta)}},$$

որտեղ $\delta = 0$ կենտ միջուկների դեպքում, և $\delta > 0$ մյուս միջուկների դեպքում:

Սա բացատրվում է միջուկներում մուկլոնների զույգավորման արդյունքով, և δ -ն կարելի է վերցնել հավասար զույգացման էներգիային:

Կարելի է նաև այդ արդյունքը հաշվի առնել C պարամետրի միջոցով՝ ընդունելով, որ

$$C_{H-H} = C_{r-r},$$

$$C_{H-r} = C_{r-H} = 2C_{r-r}:$$

a -ն կախված է նաև գրգռված միջուկի անկյունային մոմենտից: Եթե միջուկը կլանում է մասնիկ, ապա առաջանում է բաղադրիչ միջուկ, որը ձեռք է բերում անկյունային մոմենտ, և էներգիայի մի մասը

ծախսվում է ոչ թե միջուկի ներքին ազատության աստիճանների գրգռման, այլ միջուկի պտույտի վրա:

Եթե մասնիկի բերած էներգիան հավասար է $E + Q$, ապա մասնիկի ջերմային գրգռմանը կհամապատասխանի $U = E + Q - \frac{1}{2j} I^2$

էներգիա, որտեղ j -ը միջուկի իներցիայի մոմենտն է, իսկ I -ը՝ անկյունային մոմենտը: Այս դեպքում հետևյալ արտահայտությունից՝

$$\frac{\partial S}{\partial U} = \frac{1}{T} \Rightarrow \frac{d \ell n \omega}{dU} = \frac{1}{T},$$

$$S = \ell n \omega$$

կստացվի՝

$$\omega(I) = \omega(I=0) \cdot e^{-\frac{1}{2jT} I^2},$$

այսինքն՝ I մոմենտով միջուկի մակարդակների խտությունն ավելի փոքր է $I = 0$ մոմենտով միջուկի մակարդակների խտությունից:

a -ն կախված է նաև գոլորշացող մասնիկի տեսակից: Այն կախված է Ֆերմի մոդելով նուկլոնների սահմանային էներգիայից

$\left(E_f = \frac{P_f^2}{2m} \right)$, որն իր հերթին կախված է տվյալ տիպի նուկլոնների

թվից ($P_N = \frac{\hbar}{R_O} \sqrt{\frac{9\pi N}{4A}}, P_Z = \frac{\hbar}{R_O} \sqrt{\frac{9\pi Z}{4A}}$): Զանի որ որևէ նուկլոնի

գոլորշացման ժամանակ միջուկը կունենա n/p տարբեր հարաբերակցություն՝ կախված դուրս եկող մասնիկի տիպից, հետևաբար մակարդակների խտությունը կփոխվի՝ կախված այդ մասնիկից:

Որոշ հեղինակներ դիտարկում են a պարամետրի հետևյալ կախվածությունը իզոսպինային ասիմետրիայի պարամետրից՝

$\theta = \frac{N - Z}{N + Z}$ -ից (նկարագրում է միջուկում նեյտրոնների հարաբերական ավելցուկը).

$a_n = a(1 - 1,3\theta / A)^2$ նեյտրոնների գոլորշացման դեպքում,

$a_p = a(1 + 1,3\theta / A)^2$ պրոտոնների գոլորշացման դեպքում: Այս-

տեղ θ -ն և A -ն բնութագրում են սկզբնական միջուկը, իսկ a -ն՝ վերջնական միջուկը:

Գոլորշացող մասնիկների էներգետիկ և անկյունային բաշխումները: Վայսկոպֆի բանաձևը նկարագրում է միջուկից գոլորշացող մասնիկների էներգետիկ սպեկտրը: Ենթադրվում է, որ սկզբնական և վերջնական միջուկների ջերմաստիճանները նույնն են:

Սովորաբար կիրառվում է E և $E + dE$ էներգետիկ տիրույթներում գտնվող մասնիկների հարաբերական թիվը, որի համար հարմար է կատարել հետևյալ նորմավորումը [6]

$$C \int_0^{\infty} \frac{g m \sigma(E) E dE}{\pi^2 \hbar^3} e^{-\frac{E+Q}{T}} = 1,$$

որտեղ C -ն նորմավորման հաստատունն է: Այդ դեպքում գոլորշացված նեյտրոնների սպեկտրի համար կատացվի հետևյալ արտահայտությունը՝

$$N(E) dE = \frac{E}{T^2} e^{-\frac{E}{T}} dE :$$

Այս բանաձևից կարելի է որոշել, որ նեյտրոնների կինետիկ էներգիան, որը համապատասխանում է սպեկտրի մաքսիմում արժեքին, հավասար է T -ին: Նեյտրոնների միջին էներգիան որոշվում է

$$E = \int_0^{\infty} E N(E) dE = 2T \text{ բանաձևով:}$$

Լիցքավորված մասնիկների էներգետիկ սպեկտրը ստանալու համար օգտվում ենք

$$\sigma = \begin{cases} \sigma_0 \left(1 - \frac{V}{E}\right), & E > V \\ 0, & E < V \end{cases}$$

կտրվածքի տեսքից, և ստացվում է, որ

$$N(E) dE = \frac{E - V}{E} \frac{E}{T^2} e^{-\frac{E - V}{T}} dE :$$

Սպեկտրի մաքսիմումի արժեքը որոշվում է $E_{\max} = T + V$ հավասարումից:

Լիցքավորված մասնիկների միջին էներգիան կգերազանցի նեյտրոնների միջին էներգիան էֆեկտիվ կուլոնյան արգելքի չափով.

$$E = 2T + V :$$

Գրգռված միջուկից բազմաթիվ մասնիկների հաջորդական գոլորշացումը կհանգեցնի T պարամետրի անընդհատ նվազմանը սպեկտրը նկարագրող բանաձևի մեջ: Հետևաբար փորձում չափվող գոլորշացող մասնիկների էներգետիկ բաշխվածությունը ջերմաստիճանի փոփոխման ամբողջ տիրույթով հաշվված էներգետիկ սպեկտրների գումարման արդյունք է:

Գոլորշացող մասնիկների անկյունային բաշխվածությունը ստացվել է մի շարք հեղինակների կողմից: Պտտվող միջուկից գոլորշացող մասնիկների անկյունային բաշխումը կլինի ընկնող մասնիկի հարթության նկատմամբ ուղղահայաց հարթությանը սիմետրիկ (զանգվածի կենտրոնի հաշվարկային համակարգում) և կունենա մինիմում այդ հարթության նկատմամբ 90° անկյան տակ: Նշված անիզոտրոպությունը կախված է միջուկի պտտման էներգիայի ($M\omega^2 R^2$) և գոլորշացող մասնիկի էներգիայի (միջին արժեքը հավասար է $2T$) հարաբերակցությունից: Ցույց է տրված, որ անկյունային բաշխումն ունի հետևյալ տեսքը՝

$$W(\theta) d\theta = 1 + \frac{m\omega^2 R^2}{2T} \cos^2 \theta ,$$

որտեղ ω -ն պտտվող միջուկի անկյունային արագությունն է, R -ը՝ նրա շառավիղը, m -ը՝ մասնիկի զանգվածը:

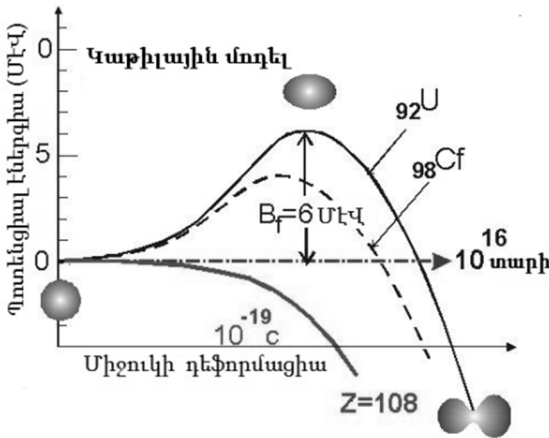
§ 10 Իոն-միջուկային փոխազդեցություններ

Իոն-միջուկային փոխազդեցությունները ժամանակակից միջուկային ֆիզիկայի կարևորագույն մասն են կազմում, և նրանց ուսումնասիրությունը խիստ արդիական է: Այդ ուսումնասիրությունները կարելի է բաժանել երկու ուղղությունների՝ իոն-միջուկային փոխազդեցություններ ցածր էներգիաների տիրույթում և իոն-միջուկային փոխազդեցություններ բարձր էներգիաների տիրույթում:

Ցածր էներգիաների տիրույթում իոն-միջուկային փոխազդեցությունների ուսումնասիրությունները սերտորեն կապված են գերծանր միջուկների ստացման խնդրի հետ [8]: Այդ բնագավառում ներկայումս ուսումնասիրություններ կատարում են Ռուսաստանի Գաշնուքյան, Ամերիկայի Սիացյալ Նահանգների և Գերմանիայի Ֆեդերատիվ Հանրապետության առաջատար գիտահետազոտական կենտրոններում:

Հայտնի է, որ մեզ շրջապատող աշխարհը կազմված է ընդամենը 83 քիմիական տարրերից, որոնցից ամենաթեթևը ջրածինն է ($Z=1$), իսկ ամենածանրը՝ ուրանը ($Z=92$): Հարց է առաջանում, թե ինչու է քիմիական տարրերի քանակը սահմանափակ, և ինչով է դա պայմանավորված: Իրականում արեգակնային համակարգում և մեր մոլորակի վրա պահպանվել են այն տարրերը, որոնց կյանքի տևողությունն ավելի մեծ է, քան երկրագնդի տարիքը ($4,5$ միլիարդ տարի): Մյուս տարրերը տրոհվել են և չեն հասել մեր օրերը: Ուրանը, որի կյանքի տևողությունը $4,5 \times 10^8$ տարի է, դեռ տրոհվում է այն ռադիոակտիվ է: Սակայն անցյալ դարի կեսերին կարողացան ստանալ տարրեր, որոնք չկան բնության մեջ: Նման տարրերից է միջուկային ռեակտորներում ստացված պլուտոնիումը (^{239}Pu), որի կիսատրոհման պարբերությունը 2×10^4 տարի է: Պլուտոնիումն արտադրվում է

մեծ քանակությամբ և էներգիայի հզորագույն աղբյուրներից մեկն է: Նրա կյանքի տևողությունը չնչին է ուրանի կյանքի տևողության համեմատությամբ, սակայն միկրոաշխարհում այն հսկայական մեծությամբ է: Այդ պատճառով դրանից կարող են առաջանալ տարրեր, որոնք ավելի ծանր են, քան պլուտոնիումը: Ներկայումս հարց է մնում, թե որտեղ է քիմիական տարրերի գոյության սահմանը:



Նկ. 15

Համաձայն քվանտային էլեկտրադինամիկայի և Ռեզերֆորդի տեսության՝ ատոմը մի համակարգ է, որը բաղկացած է դրական լիցքով միջուկից և էլեկտրոններից, որոնք գտնվում են միջուկից մեծ հեռավորության վրա: Ատոմի հիմնական զանգվածը կենտրոնացված է նրա միջուկում: Ըստ Ռեզերֆորդի տեսության՝ կարող են գոյություն ունենալ շատ ծանր ատոմներ, որոնց կարգաթիվը ~ 170 և ավել է: Սակայն ատոմների գոյության սահմանն ավելի մոտ է, քան կանխատեսվում է տեսությամբ, նրանց միջուկների անկայունության շնորհիվ: Պրոտոնների և նեյտրոնների հարաբերակցության փոփոխությունը միջուկում հանգեցնում է նրա ռադիոակտիվ տրոհմանը: Նեյտրոններով միջուկի հարստացումը նվազեցնում է նեյտրոնների կապի էներգիան, և սահմանային դեպքում ($E_n=0$) միջուկ գոյություն

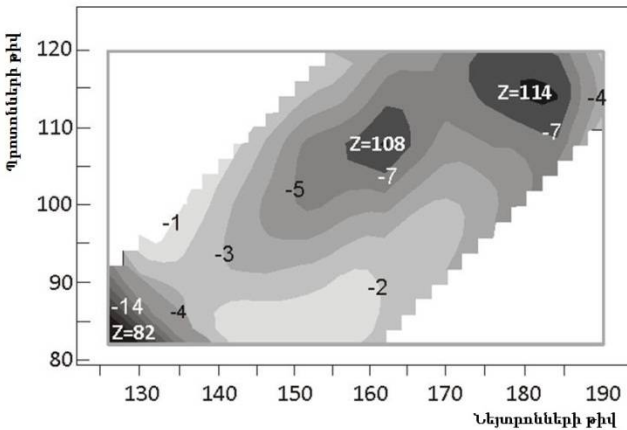
ունենալ չի կարող: Նույն ձևով, պրոտոնով հարստացված միջուկների սահմանը որոշվում է $E_p=0$ պայմանով: Միջուկների համար մեկ այլ սահման պայմանավորված է նրանց զանգվածային թվով: Ծանր միջուկների գոյությունը պայմանավորված է նրանց՝ երկու և ավելի բեկորների տրոհվելու հավանականությամբ: Այդ երևույթը կոչվում է միջուկի ինքնակամ բաժանում: Առաջին անգամ դիտվել է ուրանի՝ երկու հավասար մասերի բաժանումը Կ. Ա. Պետրժակի և Գ. Ն. Ֆլյորովի կողմից 1940 թվականին Լենինգրադում: Ուրանի կիսատրոհման պարբերությունը բաժանման պրոցեսի նկատմամբ 10^{16} տարի է: Ուրանի հարկադրական բաժանումը հայտնաբերվել է 1939 թվականին: Այդ պրոցեսի նկարագրության համար Ն. Բորն առաջարկել է միջուկի բաժանման կաթիլային մոդելը (տե՛ս էջ 30): Մոդելում մակերերևութային լարվածության ուժերը, հակազդելով պրոտոնների միջև գործող կուլոնյան վանողական ուժերին, ապահովում են միջուկի գնդաձև տեսքը: Եթե այդ երկու ուժերի հարաբերակցության ընթացքում կաթիլը (միջուկը) ձեռք է բերում կրիտիկական դեֆորմացիա, ապա դա հանգեցնում է նրա՝ երկու բեկորի բաժանվելուն: Ակնհայտ է, որ կրիտիկական դեֆորմացիա ձեռք բերելու համար անհրաժեշտ է մեծացնել միջուկի սկզբնական էներգիան: Գնդաձև և դեֆորմացված միջուկների էներգիաների տարբերությամբ պայմանավորված է միջուկի բաժանումը խափանող արգելքը: Նկարից երևում է, որ ^{238}U -ի ակնթարթային բաժանման համար անհրաժեշտ է նրան հաղորդել լրացուցիչ 6 ՄԷՎ և ավել էներգիա: Մակայն ուրանի միջուկը կարող է բաժանվել նաև ինքնակամ, առանց լրացուցիչ էներգիայի՝ թունելային անցում կատարելով արգելքի միջով: Ուրանի ինքնակամ բաժանումը շատ հազվագյուտ երևույթ է (մեկ բաժանում 10^{16} տարվա ընթացքում): Ավելի ծանր միջուկների դեպքում արգելքի բարձրությունը նվազում է, և հետևաբար նվազում է միջուկի կյանքի տևողությունը ինքնակամ բաժանման նկատմամբ: Կալիֆորնիում տարրի (^{88}Cf) կիսատրոհման պարբերությունը 80 տարի է, իսկ ավելի մեծ կարգաթիվ ունեցող միջուկներն անկայուն են դառնում ինքնակամ բաժանման նկատմամբ. կիսատրոհման պար-

բերությունը դառնում է 10^{-19} վրկ: Դա էլ ծանր միջուկների կայունության սահմանն է (նկ. 15): Համաձայն տեսական գնահատականի՝ այդպիսի կիսատրոհման պարբերությամբ օժտված է 106 կարգաթիվ ունեցող միջուկը: Անհրաժեշտ է նշել, որ 94-100 կարգաթիվ ունեցող տրանստրանսլան միջուկների կիսատրոհման պարբերությունները՝ ստացված փորձնական ճանապարհով, լավ համընկնում են կաթիլային մոդելի կանխատեսումներին:

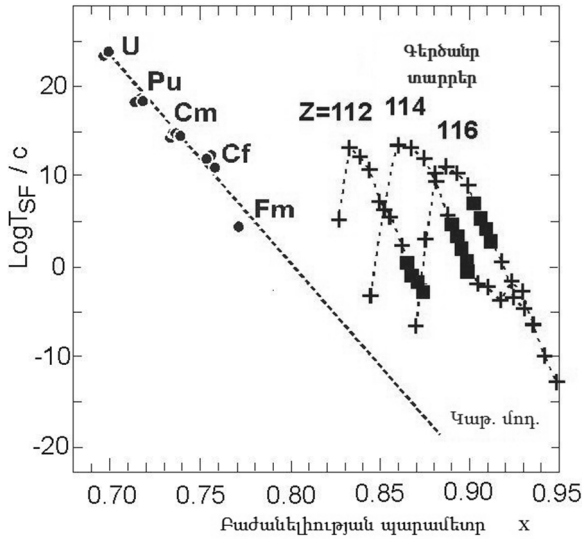
Սակայն հետագա ուսումնասիրությունները ցույց տվեցին, որ ուրանի և ակտիի ծանր տրանստրանսլան տարրերի միջուկները ինքնակամ բաժանվում են միմյանցից խիստ տարբերվող երկու կիսատրոհման պարբերություններով: Ուրանի կիսատրոհման պարբերություններն են՝ 10^{16} տարի և $0,3 \cdot 10^{-6}$ վրկ, որոնք տարբերվում են միմյանցից 10^{30} անգամ [3]: Կիսատրոհման երկու պարբերությունները ցույց են տալիս, որ տվյալ բաժանումը տեղի է ունենում միջուկի երկու կայուն վիճակներից՝ հիմնական վիճակից 10^{16} տարի կիսատրոհման պարբերությամբ և իզոմեր վիճակից $0,3 \cdot 10^{-6}$ վրկ կիսատրոհման պարբերությամբ: Ինքնակամ տրոհվող իզոմեր վիճակը հակասում է կաթիլային մոդելին, քանի որ դասական կաթիլի դեֆորմացիայի ժամանակ չեն կարող լինել միջանկյալ վիճակներ: Այստեղից հետևում է, որ բաժանման ընթացքում դրսևորվում է միջուկի ներքին կառուցվածքը, որը հակասության մեջ է կաթիլային պատկերացումների հետ: Միջուկի ներքին կառուցվածքը կարող է խիստ փոփոխել նրա ինքնակամ բաժանման հավանականությունը: Մանրակրկիտ ուսումնասիրությունները ցույց տվեցին, որ միջուկների կապի էներգիաների փորձարարական արժեքները տարբերվում են տեսական կանխատեսումներից, և այդ տարբերությունն ունի ուղղորդված բնույթ (նկ. 16): Առավելագույն կապի էներգիաներ ունեն այն միջուկները, որոնք օժտված են պրոտոնների և նեյտրոնների որոշակի քանակությամբ: Այդ միջուկները կոչվում են մոզական միջուկներ, և դա պայմանավորված է պրոտոնների ու նեյտրոնների լրացված թաղանթներով: Այս հատկությունը ցույց է տալիս, որ միջուկները, ըստ իրենց կառուցվածքի, կարող են շատ տարբեր լինել: 1960-ական

թվականներին, հաշվի առնելով բաժանման վերոհիշյալ առանձնահատկությունները, ստեղծվեց միջուկների բաժանման միկրոսկոպիկ տեսությունը, որը կանոնակարգեց բոլոր հակասությունները (նկ. 17): Ինչպես յուրաքանչյուր տեսություն, միկրոսկոպիկ տեսությունը ևս ունի կանխատեսելու հատկություն: Ըստ այդ տեսության՝ մոզական միջուկային թաղանթների կայունացման հատկությունը գործում է նաև գերծանր միջուկների տիրույթում, և պրոտոնների և նեյտրոնների՝ $Z=108$, $N=162$, $Z=114$, $N=184$ թվով բնութագրվող միջուկների շուրջ գոյություն ունի «կայունության կղզյակ» [8]: Այդ կղզյակներում տեղակայված միջուկների կիսատրոհման պարբերությունները կարող են զգալիորեն մեծանալ և հասնել մինչև միլիոնավոր տարիների: Այսպես ստեղծվեց գերծանր միջուկների գոյության հիպոթեզը, որը զգալիորեն ընդլայնեց նյութական աշխարհի սահմանները: Ինչպես յուրաքանչյուր տեսության, այնպես էլ միկրոսկոպիկ տեսության հաստատումը կարող են լինել փորձարարական ճանապարհով գերծանր միջուկների ստացումը և նրանց հատկությունների ուսումնասիրությունը:

Կաթիլային մոդելով պատենցիալ էներգիայի համար թաղանթային ուղղումների քարտեզավորում (Մեվ-երով)



Նկ. 16



Նկ. 17

§ 11 Ծանր միջուկների միաձուլման ռեակցիաները

Մեծ թվով ծանր միջուկներ փորձնական ճանապարհով ստացվել են ուրանի իզոտոպի կողմից նեյտրոնների հաջորդական կլանման ռեակցիաներում միջուկային ռեակտորներում: Այդ նոր նուկլիդների կիսատրոհման մեծ պարբերությունները թույլ տվեցին դրանց առանձնացնել ռեակցիայի մնացած արդյունքներից և ուսումնասիրել դրանց ռադիոակտիվ տրոհման հատկությունները: Այս եղանակով հայտնաբերվել են $Z=93-100$ կարգաթվով տարրերը, որոնցից ամենաձանրը ^{257}Fm իզոտոպն էր՝ 100 օր կիսատրոհման պարբերությամբ:

Ավելի ծանր միջուկների հայտնաբերումը այս մեթոդով անհնար դարձավ հաջորդ իզոտոպի՝ ^{258}Fm -ի չափազանց կարճ՝ 0.3 մվրկ կիսատրոհման պարբերության պատճառով: Մեծ ինտենսիվությամբ նեյտրոնային հոսքերը նույնպես չկարողացան լուծել այդ խնդիրը:

100-ից ավելի մեծ կարգաթվով տարրերի միաձուլումը հնարավոր եղավ արագացված ծանր իոնների փոխազդեցության ռեակցիաներում, երբ թիրախ-միջուկ է մտցվում պրոտոնների և նեյտրոնների համախումբ: Սակայն մնան տիպի ռեակցիաներն ունեն իրենց առանձնահատկությունները: Նեյտրոնի գրավման ժամանակ նոր միջուկի գրգռման էներգիան կազմում է 6-8 ՄէՎ: Իսկ թեթև լիցքավորված իոնների գրավման ժամանակ, ինչպիսին են հելիումը կամ ածխածինը, առաջացած միջուկն ունենում է 20-30 ՄէՎ գրգռման էներգիա: Որքան մեծանում է հարվածող իոնի կարգաթիվը, այնքան ավելի մեծ էներգիա է անհրաժեշտ կուլոնյան վանողական ուժերը հաղթահարելու համար: Այդ պատճառով միաձուլված միջուկի գրգռման էներգիան աճում է, և նրա սառեցումը տեղի է ունենում նեյտրոնների կամ գամմա քվանտների առաքմամբ: Սակայն գրգռված միջուկը միայն 1/100 դեպքում կարող է առաքել նեյտրոն, իսկ հիմնականում այն բաժանվում է երկու բեկորի, քանի որ միջուկի էներգիան գերազանցում է բաժանման կուլոնյան արգելքը: Պարզ է, որ էներգիայի աճը կործանիչ է միջուկի համար, քանի որ ջերմաստիճանի աճին զուգընթաց աճում է դուրս թռչող նեյտրոնների թիվը, որոնց հետ մրցակցում է բաժանման պրոցեսը: Օրինակ, որպեսզի սառեցվի 40 ՄէՎ գրգռման էներգիայով միջուկը, պետք է նրանից առաքվի 4-5 նեյտրոն, և ամեն մի նեյտրոնի առաքմանը կողեկցի բաժանման պրոցեսը, ինչի հետևանքով միջուկի գոյատևման հավանականությունը կլինի $(1/100)^{4-5} = 10^{-8} - 10^{-10}$ [8]: Իրավիճակը բարդանում է, քանի որ միջուկի ջերմաստիճանի աճին զուգընթաց նվազում է թաղանթների կայունացնող ազդեցությունը, հետևաբար նվազում է բաժանման արգելքի բարձրությունը, և միջուկի բաժանելիությունը խիստ աճում է: Այս երկու գործոնները խիստ նվազեցնում են գերծանր միջուկի առաջացման հավանականությունը:

106 կարգաթվով տարրից ավելի ծանր տարրերի ստացումը հնարավոր եղավ, երբ 1974 թվականին հայտնաբերեցին «սառը սինթեզի» ռեակցիաները: Այդ ռեակցիաներում որպես թիրախ օգտագործում են «մոզական» միջուկների կայուն իզոտոպները՝ ^{208}Pb -ը

($Z=82, N=126$) և ^{209}Bi -ը ($Z=83, N=126$), որոնք ռմբակոծվում են ծանր իոններով: Միաձուլման ընթացքում մոզական միջուկներում նուկլոնների մեծ կապի էներգիայի շնորհիվ մեծ էներգիա է ծախսվում երկու փոխազդող միջուկներից մեկ ամբողջական միջուկ վերակառուցելու համար: Առաջացած գերծանր միջուկն օժտված է լինում 12-20 ՄԷՎ գրգռման էներգիայով: Նման միջուկին հիմնական վիճակի անցնելու համար բավական է առաքել մեկ կամ երկու նեյտրոն:

«Սառը սինթեզի» ռեակցիաները հաջողությամբ կիրառվեցին 107-112 կարգաթվով գերծանր միջուկների հայտնաբերման համար: Այդ հետազոտությունները հաջողությամբ կատարվել են Գերմանիայի Ազգային միջուկային ֆիզիկայի կենտրոնում (GSI) և Տոկիոյի Ազգային կենտրոնում (RIKEN): Երբ փորձ արվեց այս մեթոդով շարժվելու դեպի ավելի ծանր միջուկների տիրույթ՝ օգտագործելով ավելի ծանր ռմբակոծող իոններ, պարզվեց, որ առաջանում են անհաղթահարելի դժվարություններ: Ռմբակոծող իոնների կարգաթվի աճին զուգընթաց աճում է երկու միջուկների միջև եղած կուլոնյան վանողական ուժը, որը համեմատական է միջուկների լիցքերի արտադրյալին: 104 կարգաթվով տարրի ստացման համար օգտագործվում է $^{208}\text{Pb}+^{50}\text{Ti}$ ($Z_1 \cdot Z_2=1804$) ռեակցիան, իսկ 112 կարգաթվով տարրի համար՝ $^{208}\text{Pb}+^{70}\text{Zn}$ ($Z_1 \cdot Z_2=2460$) ռեակցիան, որի դեպքում միաձուլման հավանականությունը, առաջին ռեակցիայի համեմատությամբ, նվազում է 10^4 անգամ: Հաջորդ սահմանափակումն այն է, որ միաձուլված միջուկի նեյտրոնների քանակը բավականին հեռու է տեսությամբ կանխատեսված կայունության կոզյակից, և դա պայմանավորված է ռմբակոծող իոնների նուկլոնային կառուցվածքով: Այս արգելքները հաղթահարելու համար առաջարկվեց գերծանր միջուկների ստացման նոր մեթոդ, որտեղ որպես թիրախ օգտագործվում էին նեյտրոնավեցուկ տրանսուրանային տարրերը, իսկ որպես ռմբակոծող իոն՝ ^{48}Ca -ը, որը կրկնակի մոզական միջուկ է՝ 20 պրոտոնով և 28 նեյտրոնով: Նման փոխազդեցություններում կրկին կալցիումի իոնի մոզական հատկությունների շնորհիվ էներգիայի մի մասը ծախսվում է երկու փոխազդող միջուկներից մեկ ամբողջական մի-

ջուկ վերակառուցելու համար, և գերծանր միջուկի գրգռման էներգիան սահմանափակվում է 30-35 ՄէՎ-ով: Նման միջուկը հիմնական վիճակի անցնելու համար առաքում է երեք նեյտրոն և զամնաքվանտ: Բացի այդ՝ նման գրգռման էներգիաների դեպքում դեռևս առկա է միջուկային թաղանթների ազդեցությունը, որն ավելացնում է գերծանր միջուկի գոյատևման հավանականությունը: Անհրաժեշտ է նշել նաև, որ փոխազդող միջուկների զանգվածների ասիմետրիայի շնորհիվ նվազում է նրանց միջև եղած կուլոնյան վանողականությունը ($Z_1 \cdot Z_2 = 2000$)՝ դրանով իսկ մեծացնելով միաձուլման հավանականությունը: Սկզբնական գիտափորձերում այս մեթոդով գերծանր միջուկների ստացումը խափանվում էր կալցիումի իոնների փնջի փոքր ինտենսիվության պատճառով: Սակայն հետագայում լուծելով այդ խնդիրը՝ կարողացան շարժվել դեպի մեծ զանգվածային թվով գերծանր միջուկների տիրույթ: Նկարագրված մեթոդով հնարավոր եղավ հայտնաբերել մինչև 118 կարգաթվով գերծանր միջուկները: Հարկ է նշել, որ ստացված միջուկների կյանքի տևողությունները զգալիորեն մեծ են կաթիլային մոդելով կանխատեսված ժամանակներից: Օրինակ՝ հայտնաբերված 115 և 113 կարգաթվերով գերծանր միջուկների կյանքի տևողությունները համապատասխանաբար 0.1 և 0.5 վրկ են: Ներկայումս ստացված են 29 նոր միջուկների տրոհման մասին տվյալներ $Z=104-118$ տիրույթում:

Տրանսակտինիդների տիրույթում հայտնաբերված գերծանր միջուկների հատկությունները, նրանց տրոհման տեսակը, էներգիան և ժամանակը լավ համընկնում են ժամանակակից տեսական կանխատեսումներին: Թվում է, թե գերծանր միջուկների «կայունության կղզյակի» գոյության հիպոթեզը վերջապես հաստատվեց փորձնականորեն, և դա հնարավորություն կտա զգալիորեն ընդլայնելու մեր պատկերացումները տարրերի մասին [8]:

Հեռանկարները

Ներկայումս կարևորվում է նոր ստացված տարրերի միջուկային և ատոմային կառուցվածքների ուսումնասիրությունը, որը բավականին խնդրահարույց է, քանի որ նրանց ելքերը ռեակցիաներում բավականին փոքր են: Որպեսզի գերծանր միջուկների ատոմների քանակը ավելանա, անհրաժեշտ է՝ ա) մեծացնել ^{48}Ca իոնների փնջի ինտենսիվությունը, բ) բարձրացնել ֆիզիկական մեթոդի արդյունավետությունը:

Արդի գիտատեխնիկական զարգացումները թույլ կտան մեծացնել փնջի ինտենսիվությունը մոտավորապես 5 անգամ: Ֆիզիկական մեթոդի արդյունավետությունը բարձրացնելու համար անհրաժեշտ է ելնելով գերծանր միջուկների հատկություններից արմատապես փոխել փորձի դրվածքը: Ներկայումս գոյություն ունեցող մեթոդներով հաստատվել է միայն, որ գերծանր միջուկների տիրույթում գոյություն ունի «կայունության կղզյակ», քանի որ դիտվում է նոր ստացված իզոտոպների տրոհման կիսապարբերությունների աճ՝ նեյտրոնների թվի աճին զուգընթաց: Սակայն գոյություն չունի միջուկային ռեակցիա, որը թույլ կտա ստանալ մեծ թվով նեյտրոնների ավելցուկով ($N=184$) գերծանր միջուկ: Հնարավոր է՝ հետագայում ֆիզիկոսները կկարողանան ^{48}Ca ռադիոակտիվ փնջի փոխարեն օգտագործել առավել շատ նեյտրոնների ավելցուկ ունեցող ռադիոակտիվ իոններ: Սակայն ներկայումս ուսումնասիրվում են այլ ճանապարհներ՝ գերծանր միջուկներ ստանալու համար:

Եթե ենթադրենք, որ երկարակյաց գերծանր միջուկներն ունեն 10^5 - 10^6 տարի կիսատրոհման պարբերություն (տեսական կանխատեսումներ), ապա չի բացառվում, որ նրանք կարող են հայտնաբերվել տիեզերքի ավելի երիտասարդ մոլորակներից եկող ճառագայթների կազմում: Ավելի մեծ կիսապարբերությունների դեպքում հնարավոր է շատ փոքր քանակություններով գերծանր միջուկների գոյությունը երկրագնդի վրա: Օրինակ՝ 108 կարգաթվով տարրը (Hs), որը պարունակում է 180 նեյտրոն, քիմիական հատկություններով 76

կարգաթվով տարրի (Os) հոմոլոգն է: Դա ապացուցվել է ^{269}Os ($T_{1/2}=9$ վրկ) միջուկի ուսումնասիրությամբ: Այստեղից հետևում է, որ եթե Os-ից ուսումնասիրվեն մնուշի բացառիկ տրոհումները, ապա կարելի է գնահատել 108 կարգաթվով տարրի քանակությունն այդ մնուշում: Նման փորձեր դրվում են ցածր ֆոնային լաբորատորիաներում, որպեսզի գրանցիչները պաշտպանված լինեն ֆոնային նեյտրոններից, որոնք կարող են առաջանալ շրջապատում՝ տիեզերական ճառագայթների ազդեցության տակ:

ԳԼՈՒԽ ԵՐՐՈՐԳ

§ 1 Միջուկային ռեակցիաները աստղերում

Ըստ ժամանակակից պատկերացումների՝ գոյություն ունեն աստղերի և գալակտիկաների առաջացումը բացատրող երկու տեսակետներ: Առաջինն ընդարձակվող տիեզերքի տեսությունն է, իսկ երկրորդը՝ գազավիռուց աստղերի և գալակտիկաների առաջացման տեսությունը: Այդ երկու տեսակետները միմյանց օրգանական շարունակությունն են և միավորվում են «Լայնացող Տիեզերքում աստղերի և գալակտիկաների առաջացման տեսության» շրջանակներում [2]:

Առանձին-առանձին ծանոթանանք այդ տեսակետներին:

Երկնային մարմինները՝ մոլորակներն ու աստղերը, միգամածություններն ու միջաստղային նյութը, գալակտիկաներն ու դրանց համակարգերը, նյութի տիեզերական գոյածևեր են, ուստի երկնային մարմինների առաջացումն ու զարգացումը կազմում են տիեզերքում նյութի զարգացման հիմնախնդիրների մի մասը:

Երկրագնդի վրա հաճախ հնարավոր չէ ստեղծել պայմաններ, որոնցում դրսևորվում են տիեզերական նյութի զարգացման, հատկապես ֆիզիկական ուժեղ անկայունության փուլերին համապատասխանող ֆիզիկական վիճակները: Նման արտասովոր վիճակներում նյութը հաճախ օժտված է լինում երկրային ֆիզիկայի համար նոր, անծանոթ հատկություններով: Այդ պատճառով երկնային մարմինների առաջացման ու զարգացման հարցերը կարևոր են ոչ միայն տիեզերքի ճանաչման, տիեզերական նյութի էվոլյուցիայի ուսումնասիրության, այլ նաև նյութի կառուցվածքի, նրա անծանոթ հատկությունների բացահայտման տեսակետից: Ըստ որում՝ այդ երկու հիմնախնդիրները փոխադարձ կապի մեջ են. դրանցից յուրաքանչյուրի ամեն մի նվաճում լրջորեն նպաստում է մյուսի առաջընթացին:

Տիեզերական ձգողության ուժի հայտնաբերումը հնարավորություն ընձեռեց հաշվարկելու մոլորակների և արբանյակների շարժման ուղեծրերը և կանխատեսելու ապագայում դրանց դասավորու-

թյունը: Այս հանգամանքը XVIII դ. վերջին և XIX դ. սկզբին աստղագետներին հանգեցրեց այն եզրակացության, որ, ելնելով ելակետային վիճակի մասին ունեցած որոշակի ենթադրություններից, մեխանիկայի օրենքների հիման վրա կարելի է բացատրել արեգակնային համակարգի ժամանակակից կառուցվածքը: Գերմանացի փիլիսոփա *Ի. Կանտոր* և ֆրանսիացի աստղագետ ու մաթեմատիկոս *Պ. Լապլասը* առաջադրեցին մոլորակային համակարգի ծագման նկարագրի վարկածներ՝ արեգակնային համակարգի առաջացումը բացատրել որպես նյութի օրինաչափ զարգացման արդյունք: Նրանք ելնում էին այն ենթադրությունից, որ Արեգակը և մոլորակները ձևավորվել են նոսր գազա-փոշային ամպից [2]:

Արեգակը սովորական աստղ է: Նման աստղերը կազմում են տիեզերքի աստղերի մեծամասնությունը: Հետևաբար Արեգակի ուսումնասիրությունը հնարավորություն է տալիս պատկերացում կազմելու աստղերի առաջացման մասին ընդհանրապես:

Աստղերն էներգիա են ճառագայթում նրանցում ընթացող ջերմամիջուկային ռեակցիաների հետևանքով: Այս հանճարեղ եզրակացությանը դեռևս 1929 թ. հանգել են Ֆ. Հուտերմանը և Ռ. Ատկինսոնը: 1939 թ. Հ. Բետեի զարգացրած տեսության համաձայն՝ աստղերը ծնվում են «փոշի-գազ» մեծածավալ զանգվածներից, որոնք հիմնականում կազմված են ջրածնից: Գրավիտացիոն անկայունության հետևանքով այդ զանգվածները բաժանվում են մի քանի փոքր ամպերի: Այդպիսի յուրաքանչյուր ամպ դեռ աստղ չէ, սակայն եթե դրա զանգվածը բավականաչափ մեծ է, ապա այն կարող է վերածվել աստղի: Ամպանման այդպիսի գոյացումները կոչվում են նախաստղեր: Գրավիտացիոն սեղմման շնորհիվ նախաստղը տաքանում է: Բարձր ջերմաստիճաններում, երբ նախաստղում սկսում են ընթանալ ջերմամիջուկային ռեակցիաներ, գրավիտացիոն սեղմումն աստիճանաբար արգելակվում է ռեակցիային մասնակցող գազերի մոլեկուլային կինետիկ ճնշման ուժերի շնորհիվ, և ի վերջո նախաստղը վերածվում է աստղի:

Կարելի է գնահատել աստղի միջին ջերմաստիճանն այն պահին, երբ այն առաջանում է փոշի-գազ ամպից: Եթե ենթադրենք, որ աստղը կազմված է պրոտոններից, ապա վերջիններս ջերմային շարժման էներգիան ստանում են գրավիտացիոն էներգիայից, որն առաջանում է աստղի սեղմման ժամանակ: Սակայն ոչ ամբողջ գրավիտացիոն էներգիան է ծախսվում աստղի տաքացման վրա: Էներգիայի մի մասը ծախսվում է ճառագայթման վրա: Համակարգի վիճակը նկարագրելու համար օգտվում են ոչ թե էներգիայի պահպանման օրենքից, այլ Վիրիալի թեորեմից (սահմանափակ շարժում կատարող մասնիկների մեխանիկական համակարգի վիճակի նկարագրությունից) [2]

$$\frac{d}{dt}(m_i \cdot r_i \dot{r}_i) = m_i \cdot \dot{r}_i^2 + r_i m_i \ddot{r}_i = 2K_i + r_i \cdot F_i$$

որտեղ m_i -ն i -րդ մասնիկի զանգվածն է, r_i -ը՝ շառավիղ վեկտորը, F_i -ը՝ նրա վրա ազդող ուժը, K_i -ը՝ մասնիկի կինետիկ էներգիան:

Եթե ինտեգրենք ըստ բոլոր մասնիկների և միջինացնենք շատ մեծ T ժամանակահատվածում, ապա կստացվի՝

$$2\overline{K} + \overline{\sum r_i F_i} = 0 \text{ *};$$

$\frac{1}{2} \overline{\sum r_i F_i}$ մեծությունը կոչվում է վիրիալ: Կարելի է հաշվել վիրիալը հավասար քանակությամբ պրոտոններից և էլեկտրոններից կազմված աստղի համար: Նման համակարգի համար կուլոնյան փոխազդեցությամբ պայմանավորված վիրիալը միջինում հավասար է գրոյի: Միակ զգալի ուժը, որ ներկայացնում է վիրիալը աստղում, ձգողության ուժն է: Այն բացասական է և ունի պոտենցիալային բնույթ, այդ պատճառով կարելի է F_i -ն արտահայտել U_{ij} -ով՝

$$U_{ij} = -\frac{G m_i m_j}{2 r_{ij}},$$

որտեղ m_i -ը, m_j -ը i և j մասնիկների զանգվածներն են, իսկ r_{ij} -ը՝ նրանց միջև եղած հեռավորությունը: i և j մասնիկները $\sum r_i F_i$ գումարի մեջ ունեն հետևյալ ներդրումը՝ $r_i F_{ij} + r_j F_{ji}$, որտեղ F_{ji} -ն այն ուժն է, որով j մասնիկը ազդում է i մասնիկի վրա: Շնորհիվ այն փաստի, որ ազդեցությունը հավասար է հակաազդեցությանը՝ $F_{ij} = -F_{ji}$, կարելի է գրել, որ

$$r_i F_{ij} - r_j F_{ij} = (r_i - r_j) F_{ij} = r_{ij} F_{ij} :$$

Սակայն $F_{ij} = -grad_i U_{ij}$, որտեղ գրադիենտը վերցվում է ըստ i մասնիկի կոորդինատների՝ ենթադրելով, որ j մասնիկն անշարժ է: Այստեղից ստացվում է՝ $r_i F_{ij} + r_j F_{ji} = -r_{ij} grad_i U_{ij} = -r_{ij} \frac{\partial U_{ij}}{\partial r_{ij}}$,

կամ $\sum r_i F_i = -r_{ij} \frac{\partial U}{\partial r_{ij}}$: U_{ij} -ի ինդեքսները կարելի է անտեսել, եթե ենթադրվի, որ փոխվում է միայն i և j մասնիկների միջև եղած հեռավորությունը, իսկ մյուս մասնիկների միջև հեռավորությունը մնում է անփոփոխ: U -ն համասեռ ֆունկցիա է՝ կախված r_{ij} -ից -1 աստիճանով: Այստեղից, օգտվելով համասեռ ֆունկցիաների վերաբերյալ Էյլերի թեորեմից, կարելի է գրել՝ $r_{ij} \frac{\partial U}{\partial r_{ij}} = -U$: Հաշվի առնելով վերը ասվածը՝ կստանանք վիրիալի հավասարման հետևյալ տեսքը՝

$$2\overline{K} + \overline{U} = 0 :$$

Քանի որ գրավիտացիոն էներգիայի մի մասը ծախսվում է աստղի կինետիկ (ջերմային) էներգիայի ավելացման վրա, իսկ մյուս մասը՝ էլեկտրամագնիսական ճառագայթման, ուստի կարելի է գրել՝ $K + U + \varepsilon_{\text{ισλ}} = 0$, որտեղ $\varepsilon_{\text{ισλ}}$ մեծությունը լրիվ ճառագայթման էներգիան է:

Միջինացնելով $\overline{K} + \overline{U} + \overline{\varepsilon}_{\text{առն}} = 0$ հավասարումը և հանելով վերևի հավասարումից՝ ստացվում է՝

$$\overline{K} = \overline{\varepsilon}_{\text{առն}} :$$

Այսինքն՝ գրավիտացիոն էներգիայի կեսը, որն առաջանում է նախաստղի գրավիտացիոն սեղմումից, ծախսվում է աստղի կինետիկ (ջերմային) էներգիայի մեծացման, իսկ մյուս մասը՝ ճառագայթման վրա:

Այժմ կարելի է գնահատել աստղի միջին ջերմաստիճանը՝ \overline{T} -ն: Եթե $m(r)$ -ով նշանակվի r շառավղի վրա գտնվող աստղի զանգվածը, ապա անվերջությունից այդ զանգվածի վրա dm զանգվածի ընկնելու դեպքում անջատվում է գրավիտացիոն էներգիա՝

$$G \int_0^M \frac{m dm}{r},$$

որտեղ M -ը առաջացած աստղի զանգվածն է: Այս էներգիայի կեսը ծախսվում է աստղի տաքացման համար [2]:

$$\overline{K} = \frac{G}{2} \int_0^M \frac{m}{r} dm = \frac{G}{4} \cdot M^2 \left\langle \frac{1}{r} \right\rangle,$$

կամ կարելի է գրել՝

$$\overline{K} = \frac{G}{4} \frac{M^2}{R} \left\langle \frac{R}{r} \right\rangle,$$

որտեղ R -ը աստղի շառավիղն է: Քանի որ պրոտոնի ջերմային շարժման էներգիան հավասար է $\frac{3}{2} kT$ (Բոլցմանի հավասարումը),

ուստի, հաշվի առնելով, որ պրոտոնների e^- քանակն աստղում հավասար է $\frac{M}{m_p}$ -ի, ստացվում է աստղի ջերմային էներգիան՝

$$\frac{3}{2} \overline{T} K \frac{M}{m_p},$$

$$\frac{3}{2} \bar{T} K \frac{M}{m_p} = \frac{GM^2}{4R} \left\langle \frac{R}{r} \right\rangle,$$

$$\bar{T} = \frac{GMm_p}{12kR} \left\langle \frac{R}{r} \right\rangle:$$

Ջերմաստիճանը ճշգրիտ հաշվելու համար անհրաժեշտ է իմանալ նյութի խտությունը աստղում, որպեսզի հնարավոր լինի որոշել $\frac{R}{r}$ -ի միջին արժեքը: Սակայն ընդունելով, որ $\frac{R}{r} > 1$, կարելի է գնահատել, որ

$$\bar{T} > \frac{GMm_p}{12kR}:$$

Ավելի ճշգրիտ հաշվարկները տալիս են ջերմաստիճանի ներքին սահմանը՝ $\frac{R}{r} = \frac{6}{5}$, $\bar{T} > \frac{GMm_p}{10kR}$:

Եթե ենթադրվի, որ արեգակի զանգվածի 94%-ը գտնվում է $\frac{R}{2}$ գնդի ներսում, ապա ջերմաստիճանը կլինի՝ $T_c = \frac{GMm_p}{5kR}$:

Արեգակի համար ($M_\odot = 2 \cdot 10^{33}$ գր, $R = 7 \cdot 10^{10}$ սմ) արված հաշվարկները տալիս են ջերմաստիճանի հետևյալ արժեքը՝

$$T_c = 4.6 \cdot 10^6 \text{ K}:$$

Այս գնահատականը կարգով համապատասխանում է դիտողական արդյունքներին: (Արեգակի մակերևույթին ջերմաստիճանը 6000 K է, սակայն արեգակի նյութի միայն 1%-ն է կազմում արտաքին թաղանթը, որտեղ ջերմաստիճանը 10^6 K -ից փոքր է):

Այս բոլոր գնահատականները մոտավոր կոպիտ գնահատականներ են: Իրականում պետք է հաշվի առնել, որ աստղը մեկուսացված համակարգ չէ:

Ճշգրիտ հաշվարկները ներկայացնում են հետևյալ տվյալները: Արեգակը բաղկացած է ջրածնից (X), հելիումից (Y) և այլ տարրերից (Z): Նրանց հարաբերական պարունակությունը արտաքին շերտում կազմում է՝

$$X=0,71, Y=0,265, Z=0,025:$$

Արեգակի կենտրոնում $X_c = 0,38$:

Կենտրոնում ջերմաստիճանը, ճնշումը և խտությունը համապատասխանաբար կլինեն՝ $T_c=15 \cdot 10^6$ K, $P_c=3,4 \cdot 10^{17}$ Դին/սմ², $\rho_c=160$ գ/սմ³:

Այսպիսով՝ գրավիտացիոն սեղմման շնորհիվ աստղի ներսում ստեղծվում է բարձր ջերմաստիճան՝ մոտ տասնյակ միլիոնավոր կելվին և բարձր: Այդ ջերմաստիճանը բավարար է, որ աստղի ներսում սկսվեն միաձուլման ռեակցիաներ (թեթև միջուկներից ավելի ծանր միջուկների ստացում): Այդպիսի միաձուլման ռեակցիաներն էլ հանդիսանում են աստղի էներգիայի աղբյուրը: Հիմնականում տեղի են ունենում $p + p \rightarrow He$ ռեակցիաները, քանի որ, ըստ ժամանակակից սպեկտրոսկոպիական տվյալների, Տիեզերքի 90.7%-ը կազմված է ջրածնից, 9%-ը՝ He-ից, և միայն 0.3%-ը՝ մնացած տարրերից (C^{12} , O^{16} և այլն): Նախաստղում սկսված սինթեզը (միաձուլումը) սկզբում ընթանում է ոչ այնքան ինտենսիվորեն, և ճառագայթման էներգետիկ կորուստը փոխհատուցվում է նախաստղի գրավիտացիոն սեղմումով: Եթե սինթեզի ժամանակ անջատված էներգիան այնքան է մեծանում, որ փոխհատուցում է ճառագայթման կորուստը, ապա նախաստղի գրավիտացիոն սեղմումը դադարում է: Այդ պահին նախաստղը դառնում է աստղ: Աստղում գրավիտացիոն սեղմումը հակակշռվում է գազա-կինետիկական և մասամբ՝ լուսային ճնշմամբ:

Հաշվարկները ցույց են տալիս, որ աստղի ներսում ջերմաստիճանը տվյալ չափերի դեպքում համեմատական է նրա զանգվածին՝

$$T \sim M :$$

Աստղի լուսատվությունը՝ L -ը (միավոր ժամանակում ճառագայթվող էներգիայի քանակը), համեմատական է M^3 -ին ($L \sim M^3$):

Տեսական հաշվումները ցույց են տալիս, որ եթե $M \leq 0.14M_{\odot}$ (Արեգակի զանգվածն է՝ $M_{\odot} = 2 \cdot 10^{33}$ գ), ապա գրավիտացիոն սեղմումը բավարար չէ ջերմամիջուկային ջերմաստիճաններ ստանալու համար: Այդ պատճառով արեգակնային համակարգի ոչ մի մոլորակ չի վերածվել աստղի:

Տիեզերական չափերում գրավիտացիան լուծում է այն բոլոր դժվարությունները, որոնք պետք է հաղթահարվեն կառավարելի ջերմամիջուկային սինթեզ ստանալու համար: Հսկայական ճնշումները, որոնք ստեղծում է գրավիտացիան, օգնում են աստղի ներսում ջերմամիջուկային պլազման պահելուն: Իսկ նյութի բավականին մեծ շերտ, որը գտնվում է կենտրոնական պլազմայի և մակերևութային շերտի միջև, ապահովում է պլազմայի ջերմամեկուսացումը: Ջերմամիջուկային էներգիան աստղի կորիզից տեղափոխվում է մակերևույթ ճառագայթման տեսքով: Մինչև մակերևույթ հասնելը այդ ճառագայթները կլանվում և առաքվում են այլ սպեկտրալ տիրույթում: Այդ ճառագայթումը կատարվում է իզոտրոպ ձևով: Ծառագայթի այսպիսի փոխանցումը մակերևույթ նման է դիֆուզիայի և տեղի է ունենում դանդաղ միլիոնավոր տարիների ընթացքում: Նորմալ աստղերում ջերմամիջուկային էներգիայի անջատման հիմնական պրոցեսը ջրածնի (1H) ձևափոխումն է հելիումի (He): Այս դեպքում նյութի զանգվածը փոքրանում է 0,7%-ով, և էներգիան անջատվում է համաձայն Էյնշտեյնի հավասարման՝ $E = mc^2$: Եթե արևը կազմված լիներ միայն 1H -ից, և ամբողջ 1H -ը վերածվեր He -ի, ապա Արեգակի զանգվածը կփոքրանար $\Delta M = 0,007M = 0,007 \cdot 2 \cdot 10^{33} = 1,4 \cdot 10^{31}$ գ չափով:

Այս դեպքում անջատված էներգիան կլինի՝

$$\Delta M \cdot C^2 = 1,26 \cdot 10^{52} \text{ էրգ:}$$

Մովորական ճառագայթման դեպքում արեգակը ճառագայթում է՝ $L_{\odot} = 3,83 \cdot 10^{33}$ էրգ/վ: Եթե այս ընթացքը պահպանվի հետագայում, ապա վառվող ջրածնի էներգիան կբավարարի

$$(1,26 \cdot 10^{52}) : (3,83 \cdot 10^{33}) \approx 10^{11} \text{ տարի} = 3,3 \cdot 10^{18} \text{ վրկ:}$$

Աստղերի էներգաանջատման միջին ինտենսիվությունը շատ փոքր է: Արեգակի դեպքում $\varepsilon = L_{\odot} / M_{\odot} = \frac{3,83 \cdot 10^{33}}{2 \cdot 10^{33}} \approx 2$ էրգ /վ.գ.:

Մարդու օրգանիզմից օրական անջատվում է 3000 կկալ= $3 \cdot 10^6$ կալ = $12,5 \cdot 10^{13}$ էրգ էներգիա: Ընդունելով, որ մարդու կշիռը հավասար է 60 կգ = $6 \cdot 10^4$ գր, կարող ենք որոշել ε -ն մարդու օրգանիզմի դեպքում.

$$\varepsilon = 12,5 \cdot 10^{13} \text{ էրգ} / 6 \cdot 10^4 \text{ գ} = 2,4 \cdot 10^4 \text{ էրգ/վ. գ.:}$$

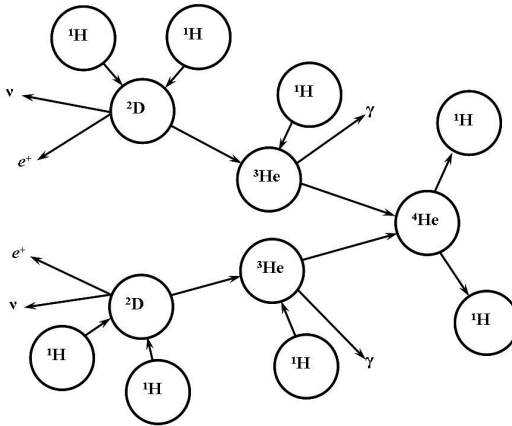
Այս արժեքը 10000 անգամ մեծ է Արեգակի դեպքում ստացված արժեքից: Սակայն մեծ զանգվածի շնորհիվ արեգակի ճառագայթման հզորությունը մեծ է՝ $3,83 \cdot 10^{26}$ վտ: Ճառագայթման շնորհիվ Արեգակի զանգվածը մեկ վայրկյանի ընթացքում նվազում է 4 մլն տոննայով:

Ջրածինն աստղերում վերածվում է He -ի մի շարք ռեակցիաների միջոցով: Վերափոխումը կարող է ընթանալ երկու ճանապարհով՝

1. ${}^1_1H - {}^1_1H$ շղթայով կամ ջրածնային ցիկլով,
2. $C \rightarrow N$ շղթայով (աժխածին - ազոտ) աժխածնային ցիկլով:

§ 2 Աստղերում տեղի ունեցող ջերմամիջուկային ռեակցիաների ցիկլերը

1. Ջրածնային ցիկլն սկսվում է պրոտոն-պրոտոն ${}^1_1\text{H} + {}^1_1\text{H}$ ռեակցիայից, որի հետևանքով առաջանում են դեյտրոն (${}^2_1\text{H}$, գոյություն ունեն դեյտրոնի գրառման այլ տարբերակներ ևս՝ ${}^2\text{D}$ կամ d), պոզիտրոն (e^+) և նեյտրինո (ν_e)՝ ${}^2_1\text{H} + e^+ + \nu_e$, կամ մասնիկների տեսքով կարելի է ռեակցիան գրել հետևյալ կերպ՝ $p + p \rightarrow d + e^+ + \nu_e$ [2]:



Քանի որ երկու պրոտոնների միջև գործում է կուլոնյան վանող ուժային ուժը, ուստի $p+p$ սինթեզի ռեակցիան կարող է ընթանալ քվանտամեխանիկական պրոցեսի շնորհիվ (այսպես կոչված՝ թունելային անցում): Բախման ընթացքում ($\approx 10^{-21}$ վայրկյանում) պրոտոնն անմիջապես վերածվում է նեյտրոնի՝ $p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$, նեյտրոնը, միանալով երկրորդ պրոտոնին, առաջացնում է դեյտրոն՝ $n + p \rightarrow d$: Պոզիտրոնն էլեկտրոնի հետ չեզոքանում է՝ առաջացնելով երկու գամմա (γ) քվանտ՝ $e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$, իսկ դեյտրոնը ռեակցիայի մեջ է

մտնում միջավայրի պրոտոնի հետ՝ առաջացնելով ${}^3\text{He}_2$ իզոտոպը և γ քվանտ՝ $d + p \rightarrow {}^3\text{He}_2 + \gamma$: Քանի որ դեյտրոնն առաջանում է $p - p$ ոչ առաձգական փոխազդեցության շնորհիվ, իսկ այդ պրոցեսի ընթանալու հավանականությունը շատ փոքր է (կազմում է բոլոր փոխազդեցությունների 10^{-8} -րդ մասը), ուստի ամբողջ պրոցեսը տեղի է ունենում շատ երկար ժամանակահատվածում՝ մոտավորապես 10^{16} տարում: Նման ռեակցիաների ընթացքի համար անհրաժեշտ է բարձր ջերմաստիճան՝ 10^7 Կ, որը դժվար է ստանալ երկրային պայմաններում:

Աղյուսակում ներկայացված է ջրածնային ցիկլը:

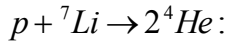
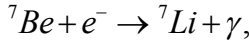
Ջրածնային ցիկլ

Ռեակցիան	Էներգաանջատում ՄէՎ	Ռեակցիայի ընթ. ժնկ.
$p + p \rightarrow d + e^+ + \nu_e$	$2 \cdot 0,164 + (2 \cdot 0,257)$	$1,4 \cdot 10^{10}$ տա- րի
$e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$	2,1,02	-
$p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$	2,5,49	5,7 վայրկյան
${}^3\text{He} + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + 2p$	12,85	10^6 տարի
ընդամենը՝ $4p \rightarrow {}^4\text{He} + 2e^+ + 2\gamma$	$26,21 + (0,514)$	

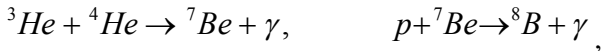
$p + d$ ռեակցիայից հետո հնարավոր է երեք ճանապարհ:

1) ${}^3\text{He} + {}^3\text{He}$, սակայն քանի որ նախորդ ռեակցիաներում ${}^3\text{He}$ -ն առաջանում է մեկ անգամ, ուստի պետք է այդպիսի երկու ռեակցիա ընթանա, որպեսզի հնարավոր լինի ${}^3\text{He} + {}^3\text{He}$ ռեակցիան: Դա նշված է աղյուսակի երկրորդ սյունակում:

2) Եթե աստղում գոյություն ունի ${}^4\text{He}$ -ի բավականին մեծ քանակություն, և ջերմաստիճանը բարձր է՝ $T > (10 \div 15) \cdot 10^6 \text{ K}$, ապա ${}^3\text{He} + {}^3\text{He}$ ռեակցիան փոխարինվում է ${}^3\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^7\text{Be} + \gamma$ ռեակցիայով, իսկ առաջին երեք ռեակցիաներն ընթանում են մեկական անգամ.



3) Ավելի մեծ ջերմաստիճանների դեպքում տեղի է ունենում հետևյալ պրոցեսը՝



Բոլոր ցիկլերում 4 պրոտոններից առաջանում է ${}^4\text{He}$:

2. Ածխածնային ցիկլում նույնպես, ինչպես ջրածնային ցիկլում, անջատվում է էներգիա՝ 26,7 ՄէՎ: Այս էներգիայի մոտավորապես 6,8 %-ը տանում է նեյտրինոն:

Ածխածնային ցիկլը

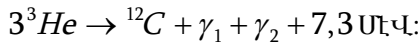
Ռեակցիա	Էներգաանջատում ՄէՎ	Ռեակցիայի միջին ժմկ.
$p + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{13}\text{N} + \gamma$ ${}^{13}\text{N} \rightarrow {}^{13}\text{C} + e^+ + \nu_e$	1,95 1,50+(0,72)	$1,3 \cdot 10^7$ տարի 7 րոպե
$P + {}^{13}\text{C} \rightarrow {}^{14}\text{N} + \gamma$ $p + {}^{14}\text{N} \rightarrow {}^{15}\text{O} + \gamma$ ${}^{15}\text{O} \rightarrow {}^{15}\text{N} + e^+ + \nu_e$	7,54 7,35 1,73+(0,98) 4,96	$2,7 \cdot 10^6$ տարի $3,3 \cdot 10^8$ տարի 82 վայրկյան $1,1 \cdot 10^5$ տարի
$P + {}^{15}\text{N} \rightarrow {}^{12}\text{C} + {}^4\text{He}$		
ընդամենը՝ $4p \rightarrow {}^4\text{He} + 2e^+ + 2\nu_e$	25,03 + (1,7)	

Այս ցիկլի բնութագրական գիծն այն է, որ ^{12}C -ն վերարտադրում է ^{12}C : Այն հանդես է գալիս որպես կատալիզատոր, որն ապահովում է ջրածնի (H)՝ հելիումի (He) վերածվելը: Արեգակի և նվազ պայծառություն ունեցող աստղերի համար բնութագրական է ջրածնային ցիկլը, իսկ ավելի պայծառ աստղերի համար՝ ածխածնային ցիկլը:

Վերը նշված ցիկլերը կատարվում են նորմալ (գլխավոր հաջորդականության) աստղերի դեպքում, ինչպիսին է Արեգակը: Նրանց համար էներգաանջատումը հիմնականում կատարվում է ջրածնի՝ հելիումի վերածվելու ճանապարհով:

Հսկա աստղերի դեպքում, որոնց մեջ չկա ջրածին (գերխիտ այրված միջուկներով), զգալի են հելիումային և նեոնային ցիկլերը, որոնք ընթանում են ավելի բարձր ջերմաստիճանների տակ:

Հելիումային ցիկլի հիմնական ռեակցիան, որն ընթանում է $T = 200 \cdot 10^6 \text{ K}$ ջերմաստիճանի դեպքում, ունի հետևյալ տեսքը՝



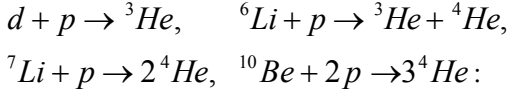
Այնուհետև տեղի են ունենում $^{12}\text{C} +\ ^4\text{He} \rightarrow\ ^{16}\text{O} + \gamma$ և $^{16}\text{O} +\ ^4\text{He} \rightarrow\ ^{20}\text{Ne} + \gamma$ ռեակցիաները: Եթե հելիումային ցիկլի արդյունքները մտնում են ռեակցիայի մեջ ^1_1H -ի հետ, ապա ընթանում է նեոնային ցիկլը: Այս դեպքում ջրածնի՝ հելիումի վերածվելու պրոցեսում ($H \rightarrow He$) կատալիզատորի դեր է կատարում Ne -ը:

Նեոն-նատրիումային ցիկլը

<p>ռեակցիա</p> $p +\ ^{20}\text{Ne} \rightarrow\ ^{21}\text{Na} + \gamma$ $^{21}\text{Na} \rightarrow\ ^{21}\text{Ne} + e^+ + \nu_e$ $^{21}\text{Ne} + p \rightarrow\ ^{22}\text{Na} + \gamma$ $p +\ ^{22}\text{Na} \rightarrow\ ^{23}\text{Mg} + \gamma$ $^{23}\text{Mg} \rightarrow\ ^{23}\text{Na} + e^+ + \nu_e$ $^{23}\text{Na} + \gamma \rightarrow\ ^{20}\text{Ne} +\ ^4\text{He}$	<p>Այս ցիկլում անջատվող էներգիան ավելի փոքր է:</p>
---	--

§ 3 Աստղերի էվոլյուցիան

Նախաստղի սեղմման հետևանքով միջուկում ջերմաստիճանը բարձրանում է մինչև $\approx 10^4 - 10^6 K$, և թեթև միջուկների միջև տեղի են ունենում ռեակցիաներ ցածր կուլոնյան արգելքով [2].



Սակայն նախաստղում նշված տարրերի աննշան քանակության հետևանքով վերը նշված ռեակցիաներն ընթանում են ընդամենը միլիոն տարի: Նշված ռեակցիաներում անջատված ջերմամիջուկային էներգիայի շնորհիվ բարձրանում են նախաստղի ջերմաստիճանը և ճնշումը: Աճող ճնշումը դանդաղեցնում է նախաստղում գրավիտացիոն սեղմումը: Երբ թեթև միջուկները վերանում են նախաստղում, նրանում աճում է գրավիտացիոն սեղմումը, որը հանգեցնում է ջերմաստիճանի հետագա մեծացմանը: Երբ ջերմաստիճանը նախաստղում դառնում է 10 մլն կելվին, սկսվում են ջրածնային և ածխածնային ցիկլերը, որոնք ջերմամիջուկային էներգիայի անջատման հիմնական աղբյուրներն են: Աստղային պլազմայի աճող ճնշումը կանգնեցնում է գրավիտացիոն սեղմումը և հանգեցնում է աստղի կայունացման: Այդ պահից նախաստղը դառնում է աստղ և իր տեղն է գրավում գլխավոր հաջորդականությունում: Գլխավոր հաջորդականությունում աստղի տեղը որոշվում է նրա զանգվածով: Որքան մեծ է զանգվածը, այնքան բարձր դիրք է այն գրավում գլխավոր հաջորդականությունում:

Քանի որ նախաստղում ջրածնի քանակությունն անհամեմատ շատ է, ուստի նրա այրումն ընթանում է շատ ավելի երկար, քան դեյտրոնի, լիթիումի, բերիլիումի և բորի այրումը: Գլխավոր հաջորդականության վերևի մասում աստղերն օժտված են մեծ զանգվածով և ջերմաստիճանով: Այդ պատճառով նրանց մեջ ջրածնի այրումն ընթանում է ավելի արագ հարյուր միլիոն տարվա ընթացքում: Փոքր զանգվածով աստղերում, ինչպիսին Արեգակն է, այդ պրոցեսն ընթա-

նում է դանդաղ 10-15 միլիարդ տարիների ընթացքում: Նշված պրոցեսն ավելի դանդաղ է ընթանում գլխավոր հաջորդականության ներքևի մասում գտնվող կարմիր թզուկներում:

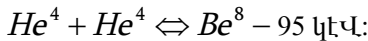
Աստղը, գտնվելով գլխավոր հաջորդականության վրա, բավականին երկար ժամանակ չի փոխում իր հատկությունները: Սակայն ջրածնի այրմանը զուգընթաց, թեկուզև չափազանց դանդաղ, հեռանում է գլխավոր հաջորդականությունից:

Արեգակի զանգվածից փոքր զանգվածով աստղերի զարգացումը տեղի է ունենում այնքան դանդաղ, որ գլխավոր հաջորդականությունում նրանց գտնվելու ժամանակը գերազանցում է Գալակտիկայի տարիքը ($1.2 \cdot 10^{10}$ տարի): Փոքր զանգվածով ($0.3 M_{\odot}$ -ից փոքր) աստղերում ջերմափոխանակությունը կատարվում է հիմնականում կոնվեկցիայի (մյուսափոխանակության) շնորհիվ: Այդպիսի աստղերի ներսում ջերմաստիճանը բավականին բարձր չէ, որ ջրածնային ցիկլը լիովին աշխատի: Այն ընդհատվում է ${}^3\text{He}$ իզոտոպի վրա, և ${}^4\text{He}$ չի սինթեզվում: Ավելի մեծ (սակայն $3 M_{\odot}$ -ից փոքր) զանգվածների դեպքում աստղի զարգացումն ավարտվում է ${}^4\text{He}$ իզոտոպի առաջացմամբ: Նշված զանգվածից մեծ զանգվածների դեպքում աստղի զարգացումը շարունակական է լինում:

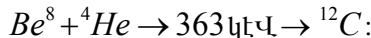
Նման աստղերում էներգաանջատումը երկար ժամանակ կատարվում է նրանց կենտրոնական մասի հաշվին ջրածնի այրման շնորհիվ: Ջրածնի այրումից հետո աստղի միջուկը դառնում է հելիումային և շրջապատված է լինում ջրածնով հարուստ թաղանթով: Աստղը իր կազմությամբ դառնում է խիստ անհամասեռ: Նրա միջուկում ջերմամիջուկային ռեակցիաները դադարում են, սակայն շարունակվում են մակերևութային շերտում: Այդ պատճառով մակերևույթը շատ խիստ աճում է, և աստղը դուրս է գալիս գլխավոր հաջորդականությունից: Այն վերածվում է կարմիր հսկայի կամ գերհսկայի: Աստղի չափերը շատ են աճում, սակայն կարող է հսկա աստղի զանգվա-

ծը շատ քիչ տարբերվել Արեգակի զանգվածից: Այդպիսի աստղի լուսատվությունը մակերևույթի մեծության շնորհիվ շատ մեծ է:

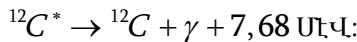
Աստղի մակերևույթի վրա ջրածնի այրման շնորհիվ նրա հելիումային միջուկում զանգվածը մեծանում է, սեղմումը՝ ուժեղանում: Դա հանգեցնում է աստղի հելիումային միջուկի խտության և ջերմաստիճանի մեծացման: Երբ այդ մեծությունները դառնում են համապատասխանաբար 10^6 գ/սմ³ և 10^8 K կարգի, աստղում սկսվում է հելիումի այրումը: Շատ կարճ ժամանակահատվածում՝ 10^{-16} վայրկյանում, ստեղծվում է *Be* անկայուն միջուկը.



Այդ միջուկն անմիջապես տրոհվում է 2 α մասնիկի, սակայն այն կարող է հասցնել գրավել α մասնիկ, ինչի հետևանքով առաջանում է ամխսածնի գրգռված միջուկ.

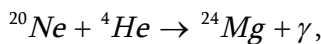
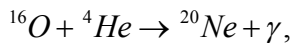
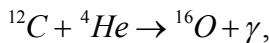


Գրգռումը վերացվում է γ քվանտի միջոցով՝



Այսպիսով՝ երեք 4He -ից ստացվում է ${}^{12}C$, և անջատվում է 7,22 ՄէՎ էներգիա:

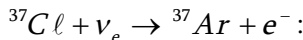
Երբ աստղում կուտակվում է բավարար քանակությամբ ${}^{12}C$, հելիումը սկսում է այրվել նաև հետևյալ ռեակցիաներում՝



որոնք հանգեցնում են *He*-ի լրիվ վերացման: Այս ռեակցիաների ընթացքի համար անհրաժեշտ են ավելի բարձր ջերմաստիճաններ՝ $10^8 \div 1,5 \cdot 10^8$ K:

Այս ռեակցիաների շնորհիվ որոշ ժամանակ հետո աստղի միջուկը բաղկացած է լինում ${}^{12}C$, ${}^{16}O$, ${}^{20}Ne$ և ${}^{24}Mg$ միջուկներից:

Բոլոր միջուկային ռեակցիաները, որոնք ընթանում են աստղերի ներսում, դիտարկման համար անհասանելի են: Թույլ փոխազդեցությունները դիտարկելու համար գոյություն ունի միայն մեկ անուղղակի մեթոդ: Թույլ փոխազդեցություններում առաջանում են նեյտրինոներ (ν), որոնք համարյա չեն կլանվում և, առանց փոխազդեցության անցնելով միջաստղային տարածությունը, հասնում են երկիր: Իտալացի գիտնական Պոնտեկորվոն արեգակնային նեյտրինոների գրանցման համար առաջարկել է հետևյալ ռեակցիան՝



Այս ռեակցիայի շեմը է 0,84 ՄԷՎ-ն է: Այն կարելի է օգտագործել արեգակնային նեյտրինոների գրանցման համար: Սակայն փորձերը ցույց տվեցին, որ ${}^{37}\text{Ar}$ միջուկն առաջանում է զրգռված վիճակում, և նրա զրգռման էներգիան հավասար է 5 ՄԷՎ, այսինքն՝ ռեակցիայի շեմը բարձրանում է մինչև 5,8 ՄԷՎ: Այդ պատճառով վերը նշված ռեակցիան կարելի է օգտագործել արագ նեյտրինոների գրանցման համար: Այդպիսի նեյտրինոներ առաջանում են ${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be} + e^+ + \nu_e$ պրոցեսում ($E_\nu = 14,1$ ՄԷՎ): Նման նեյտրինոներ գրանցվել են Ղևիսի փորձերում, սակայն նրանց թիվը 3-4 անգամ ավելի փոքր է, քան ժամանակակից արեգակնային տեսական մոդելների կանխատեսումներով որոշված ներքին սահմանը: Առաջացած խնդրի լուծումը գտնվեց նեյտրինային օսցիլյացիաների հայտնաբերումով: Ներկայումս աշխարհում մի շարք փորձարարական խմբեր ակտիվորեն գրառվում են նեյտրինային ֆիզիկայով:

§ 4 Սպիտակ թզուկներ

Հարց է առաջանում, թե աստղերի զարգացման վերջնական փուլում ինչ ուժերի շնորհիվ է կանգ առնում գրավիտացիոն սեղմումը, երբ միջուկային էներգիայի աղբյուրը վերանում է: Այս դեպքում միակ

ուժերը, որոնք կհակազդեն գրավիտացիոն սեղմմանը, աստղային նյութի ճնշման ուժերն են [2]:

Բարձր ճնշումների դեպքում աստղային նյութը գոյություն ունի ատոմի մերկ միջուկների և էլեկտրոնների տեսքով: Գազի ճնշումն առաջանում է ատոմի միջուկների և էլեկտրոնների շարժումով: Մակայն դա մասնիկների ոչ միայն ջերմային շարժումն է, այլև քվանտային շարժումը, որը չի վերանում բացարձակ զրո ջերմաստիճանի դեպքում: Այսպիսով՝ աստղային նյութը կարելի է դիտարկել որպես իդեալական գազ, որը բաղկացած է էլեկտրոններից և դրական լիցքավորված միջուկներից, որոնք կոմպենսացնում են էլեկտրոնների լիցքը: Էլեկտրոնային գազը, ինչպես Ֆերմի մասնիկների գազը, բացարձակ զրո ջերմաստիճանում կոչվում է այլասերված: Որքան մեծ է էլեկտրոնների խտությունը, այնքան այլասերումը մեծանում է, և այդպիսի գազի համար կարելի է կիրառել իդեալական գազի բանաձևերը: Իդեալական է այն գազը, որի մասնիկների կինետիկ էներգիան այնքան մեծ է, որ նրանց միջև ընթացող փոխազդեցությունը կարելի է անտեսել: Այսինքն՝ մասնիկների կինետիկ էներգիան ավելի մեծ է նրանց փոխազդեցության պոտենցիալ էներգիայից: Էլեկտրոնային գազի դեպքում այդ պայմանը տեղի է ունենում, քանի որ խտության աճին զուգընթաց՝ կինետիկ էներգիան ավելի արագ է աճում, քան պոտենցիալ էներգիան, և աստղերում էլեկտրոնային գազը կարելի է դիտել որպես միմյանց հետ չփոխազդող մասնիկների գազ: Ատոմի միջուկների ստեղծած ճնշումը կարելի է անտեսել էլեկտրոնների գազի ստեղծած ճնշման համեմատ, քանի որ մեծ զանգվածների հետևանքով միջուկների արագությունը և դրա հետ կապված ճնշումը փոքր են: Գլխավոր հաջորդականության աստղերում ատոմի միջուկների գազն այլասերված չէ: Միայն ռելյատիվիստիկ արագությունների և մեծ խտությունների դեպքում միջուկային գազը դառնում է էլեկտրոնների գազի նման այլասերված:

Այսպիսով՝ բարձր խտությունների դեպքում էլեկտրոնային գազի ճնշումը հակազդում է գրավիտացիոն ճնշմանը: Գրավիտացիոն

ճնշումը աստղի ներսում հավասար է՝ $P_g \approx M^{2/3} \cdot \rho^{4/3}$, որտեղ M -ը աստղի զանգվածն է, իսկ ρ -ն՝ նրա խտությունը: Ոչ ռելյատիվիստիկ էլեկտրոնային գազի ճնշումը, կախված խտությունից, աճում է ավելի արագ՝ $P_{\text{eab}} \approx \rho^{5/3}$: Եթե էլեկտրոնային գազը մնա ոչ ռելյատիվիստիկ, ապա կարելի է խտությունը միշտ ընտրել այնպես, որ գազի ճնշումը մեծ լինի գրավիտացիոն ճնշումից: Հետևաբար, անկախ աստղի զանգվածից, ոչ ռելյատիվիստիկ դեպքում կարելի է գազի ճնշումով կայունացնել աստղի վիճակը: Սակայն մեծ խտությունների դեպքում ($\rho \geq 2 \cdot 10^6$ գ/սմ³) էլեկտրոնային գազը դառնում է ուլտրա-ռելյատիվիստիկ, և նրա ճնշումը, կախված խտությունից, փոխվում է, ինչպես գրավիտացիոն ճնշումը: Սակայն վերջինս համեմատական է նաև $M^{2/3}$ -ին, որի պատճառով աստղի կայունացումը կախված է լինում նրա զանգվածից: Որոշակի կրիտիկական զանգվածից (M_{cr}) փոքր զանգվածների դեպքում գազի ճնշումը մեծ է գրավիտացիոն ճնշումից, և աստղը կարող է կայունանալ այլասերված էլեկտրոնային գազի շնորհիվ:

Եթե $M > M_{cr}$, ապա գրավիտացիոն ճնշումը մեծ է դառնում էլեկտրոնային գազի ճնշումից, և այն այլևս չի կարողանում արգելակել աստղի գրավիտացիոն սեղմումը:

Չանգվածի կրիտիկական մեծությունը կոչվում է Չանդրասեկարի սահման, որը որոշվում է այն պայմանից, որ այլասերված էլեկտրոնային գազի ճնշումն աստղի կենտրոնում պետք է հավասար լինի գրավիտացիոն ճնշմանը: Թվային հաշվարկները ցույց են տալիս, որ

$$M_{cr} \approx \frac{5.75}{\mu^2} M_{\odot},$$

որտեղ μ -ն ատոմի մեկ էլեկտրոնին բաժին ընկ-

նող թիվն է միջուկում: Եթե աստղային նյութը բաղկացած է թեթև միջուկներից, որոնց համար $Z = N$, ապա այդ դեպքում $\mu = 2$, և կրիտիկական զանգվածը լինում է՝ $M_{cr} \approx 1.44 \cdot M_{\odot}$:

Այսպիսով, եթե $M \leq M_{cr}$, ապա աստղը կարող է կայունություն ձեռք բերել՝ անկախ այն բանից, թե էլեկտրոնային գազը ռեյատիվիստիկ է, թե՞ ոչ ռեյատիվիստիկ: Այդպիսի աստղերն առաջանում են կարմիր հսկաներից, որոնց խիտ միջուկները ջերմամիջուկային ռեակցիաների շնորհիվ թոթափում են իրենց թաղանթը և անկախ գոյատևում են: Այդպիսի աստղերը սպիտակ թզուկներն են: Նրանք բնութագրվում են փոքր չափերով, մեծ խտություններով ($10^6 - 10^7$ գ/սմ³) և բարձր ջերմաստիճաններով: Սպիտակ թզուկների զանգվածը արեգակի զանգվածի կարգի է, իսկ չափերը՝ երկրի չափերի կարգի: Քանի որ միջուկային վառելիքը սպիտակ թզուկներում սպառված է, ուստի նրանց ճառագայթումը տեղի է ունենում սառեցման հաշվին: Իսկ քանի որ սպիտակ թզուկների մակերևույթը շատ փոքր է, ուստի նրա լուսատվությունը մի քանի հազար անգամ փոքր է արեգակնայինից: Այդ պատճառով սպիտակ թզուկների սառեցումն ընթանում է մի քանի միլիարդ տարի:

§ 5 Նեյտրոնային աստղերի առաջացումը

Աստղերի բավականին մեծ խտության ժամանակ տեղի է ունենում աստղային նյութի նեյտրոնացում [2]: Ինչպես հայտնի է, β^- -ի տրոհման ժամանակ էներգիան բաշխվում է e^- -ի և ν -ի միջև: Էներգիան նրանց միջև բաշխվում է այնպես, որ գումարային էներգիան մնում է հաստատուն: Այդ էներգիան կոչվում է β^- տրոհման վերին սահման: Եթե Ֆերմի էներգիան գերազանցում է β^- տրոհման վերին սահմանը, ապա հավանական է դառնում β^- տրոհման հակառակ պրոցեսը՝ e^- -ի կլանումը միջուկի կողմից: Նոր առաջացած միջուկը ևս կարող է կլանել e^- -ն, և այդպես շարունակ: Էլեկտրոնների կոնցենտրացիան աստղում նվազում է, հետևաբար նվազում է նաև

էլեկտրոնային գազի ճնշումը, որը աստղին պահում էր հավասարակշռության մեջ: Դա հանգեցնում է աստղի հետագա գրավիտացիոն սեղմմանը և հետևաբար e^- -ների միջին և մաքսիմում էներգիաների աճին: Էլեկտրոնների կլանման հավանականությունն աճում է: Այդպիսի պրոցեսները հանգեցնում են նեյտրոնի ավելցուկ ունեցող միջուկների առաջացմանը: Ի վերջո աստղի մեջ կարող են կուտակվել մեծ թվով նեյտրոններ. այդպիսի աստղերը կոչվում են նեյտրոնային աստղեր: Նեյտրոնային աստղերում պրոտոնների և էլեկտրոնների թիվը կազմում է 0.5%:

Քանի որ նեյտրոնների վրա չի ազդում կուլոնյան վանողական ուժը, հետևաբար նեյտրոնային աստղի միջին խտությունը շատ մեծ է, այնպիսինն է, ինչպիսին ատոմի միջուկի խտությունը: Այդպիսի խտությունների դեպքում նեյտրոնային աստղի շառավիղը, եթե նրա M_{\odot} զանգվածը արեգակի զանգվածի չափ է, 10^5 անգամ փոքր է արեգակի շառավիղից: Այն հավասար է մոտավորապես 10 կմ-ի: Նեյտրոնային աստղը խիստ անհամասեռ է և ունի բարդ ներքին կառուցվածք: Նեյտրոնային աստղի զանգվածի վերին սահմանը պարզ չէ: Տեսական հաշվումներով՝ նեյտրոնային աստղի զանգվածը՝

$$M \approx (2 \div 3) M_{\odot} :$$

Եթե $M \geq 1,2 M_{\odot}$, ապա նեյտրոնային աստղը առաջանում է գրավիտացիոն կոլապսի (ուժեղ սեղմման) միջոցով: Սկզբնական ջերմաստիճանը նեյտրոնային աստղի կենտրոնում շատ բարձր է՝ 10^{11} K, սակայն 10 – 100 վայրկյան հետո ջերմաստիճանը աստղի կենտրոնում նվազում է մինչև 10^9 K:

Նեյտրոնային աստղերը հայտնաբերվել են 1967 թ. ռադիոալիքների գրանցման միջոցով: Նեյտրոնային աստղերը նույն պոլսարներն են: Նրանց պարբերականությունը կազմում էր 0,00154-11,77 վայրկյան: Ամենահայտնի պոլսարի (Խեցգետնաձև միգամածության պոլսար) ճառագայթման հզորությունը հավասար է 10^{35} էրգ/վրկ, որը 25 անգամ ավելի մեծ է արեգակի հզորությունից՝ $3,83 \cdot$

10^{33} էրգ/վրկ: Այժմ հայտնի են պուլսարներ՝ 10^{38} էրգ/վրկ հզորությամբ:

Նեյտրոնային աստղը տեսականորեն առաջին անգամ կանխատեսել է Օպենհեյմերը (1904-1967 թթ.): 1938 թ. պուլսարները նույնացվեցին տեսականորեն կանխատեսված պտտվող նեյտրոնային աստղերի հետ:

Նեյտրոնային աստղերի արագ պտույտը պայմանավորված է հետևյալ փաստով: Ըստ պտտական մոմենտի պահպանման օրենքի՝ $R^2 / T = const$, որտեղ R -ը աստղի շառավիղն է, իսկ T -ն՝ պտույտի պարբերությունը: Սակայն քանի որ նեյտրոնային աստղի պլազմային նյութն օժտված է մեծ հաղորդականությամբ, ուստի մագնիսական հոսքը՝ $R^2 H = const$ (H -ը մագնիսական դաշտի լարվածությունն է): Այդ պատճառով նեյտրոնային աստղը պետք է լինի մագնիսացված: 10^6 կմ շառավիղով սովորական աստղից 10 կմ շառավիղով նեյտրոնային աստղի առաջացման համար նրա պտույտի արագությունը և մագնիսական դաշտը պետք է աճեն 10^{10} անգամ: Որոշ աստղերի մագնիսական դաշտի լարվածությունը կարող է լինել 10^{12} գաուս: Մագնիսական դաշտի ուղղությունը շեղված է լինում աստղի պտույտի առանցքի նկատմամբ: Այդ պատճառով մագնիսական մոմենտը պտտվում է, այսինքն՝ փոփոխվում է ժամանակի ընթացքում: Իսկ փոփոխվող մագնիսական դիպոլը ճառագայթում է էլեկտրամագնիսական ալիքներ: Ընդ որում՝ ճառագայթումը տեղի է ունենում մագնիսական մոմենտին ուղղահայաց ուղղությամբ՝ 10^0 անկյան տակ: Երբ երկրագունդն անցնում է այդ կոնուսի սահմաններով, բացահայտվում է մաքսիմում ճառագայթում, և դրանով է բացատրվում պուլսարների պարբերական բնույթը: Էներգիայի կորստի շնորհիվ նեյտրոնային աստղերի պտույտը ժամանակի ընթացքում դանդաղում է: Օրինակ՝ խեցգետնաձև միգամածության պուլսարի պտույտի պարբերությունն օրական աճում է $3,6 \cdot 10^{-8}$ վայրկյանով:

§ 6 Միջուկային աստղաֆիզիկա

Այժմ անցնենք մեր դասընթացի վերջին բաժնին՝ ընդարձակվող տիեզերքի տեսության ուսումնասիրությանը [2]:

Ուսումնասիրենք այս տեսակետը միջուկային ֆիզիկայի տեսանկյունից: Ռելիկտային ճառագայթման հայտնաբերումը 1965 թ. զարկ տվեց նոր տեսության զարգացմանը: Այդ ճառագայթումը, ըստ ինտենսիվության, համապատասխանում էր $3 K$ ջերմաստիճան ունեցող բացարձակ սև մարմնի ջերմային ճառագայթմանը: Դուրյան կարմիր շեղման շրջանակներում բացատրությունը հանգեցնում է ընդարձակվող Տիեզերքի մոդելին: Այսինքն՝ սկզբում եղել է շատ մեծ խտությամբ գերխիտ նյութ, որն այնուհետև պայթյունի հետևանքով շարունակում է տարածվել փոխադարձ հեռավորություններին համեմատական արագությամբ: Ներկայումս եղած տվյալների մոտարկումը հանգեցնում է այն հետևության, որ սկզբում նյութի խտությունը և արագությունը ավելի մեծ են եղել, քան հիմա: Այդ պայթյունը, ըստ հաշվարկների, եղել է $13,5$ միլիարդ տարի առաջ՝ մոտ $0,3$ մլրդ տարի ճշտությամբ:

Որոշ գիտնականներ Տիեզերքի զարգացումը ներկայացնում են իրար հաջորդող 4 ժամանակաշրջանով:

I ժամանակաշրջան. Հաղորդային ժամանակաշրջան: Տևողությունը 10^{-4} վրկ է:

Նյութի խտությունն ավելին մեծ է, քան միջուկային նյութի խտությունը՝ 10^{15} գ/սմ³, և ջերմաստիճանն ավելի մեծ է, քան 1 ԳէՎ-ը (10^{13} K): Այսպիսի սև մարմնի ճառագայթումը կազմված է հաղորդներից, լեպտոններից և ֆոտոններից, և տեղի է ունենում այնքան ժամանակ, քանի դեռ ջերմաստիճանն ավելի բարձր է, քան ամենաթեթև հաղորդիներ՝ π մեզոնիներ ($m_{\pi}c^2 = 140$ ՄէՎ, ջերմաստիճանը՝ $1,6 \cdot 10^{12}$ K):

Այս ժամանակաշրջանի վերջում նյութի խտությունը համեմատական է միջուկային նյութի խտությանը:

II Ժամանակաշրջան. Լեպտոնային ժամանակաշրջան: Ջերմաստիճանը 100 ՍէՎ-ից ցածր է (10^{12} K):

Այս դեպքում բացարձակ սև մարմնի ճառագայթման ժամանակ հաղորդներ չեն կարող ծնվել: Գառագայթումը հիմնականում կազմված է լեպտոններից և γ քվանտներից: Այդպես շարունակվում է, քանի դեռ ջերմաստիճանը բարձր է էլեկտրոնա-պոզիտրոնային գույգի առաջացման շեմից՝ 1 ՍէՎ-ից: Այս ժամանակաշրջանը տևում է 1 վայրկյան (մինչև ջերմաստիճանը 100 ՍէՎ-ից նվազում է մինչև 1 ՍէՎ): Նյութի խտությունը այս ժամանակաշրջանի վերջում դառնում է 10^4 գ/սմ³:

III Ժամանակաշրջան. Ռադիացիոն ժամանակաշրջան: Ջերմաստիճանը 100 ՍէՎ-ից ցածր է:

Լեպտոնները թեկուզ գոյություն ունեն, սակայն ինքնուրույն չեն կարող ծնվել սև մարմնի ճառագայթման ժամանակ: Այս ժամանակահատվածում ճառագայթումը կազմված է հիմնականում ֆոտոններից և տևում է այնքան, մինչև ֆոտոնային ճառագայթումը կատարվում է նյութից անկախ (հաղորդներից և լեպտոններից): Այս ժամանակաշրջանն ավարտվում է մեծ պայթյունից 10^6 տարի հետո:

IV Ժամանակաշրջան. Աստղային ժամանակաշրջան: Նյութի խտությունը դառնում է ավելի մեծ, քան ճառագայթման խտությունը (ֆոտոնների էներգիայի խտությունը): Այն մեծանում է Տիեզերքի ընդարձակմանը զուգընթաց: Այս ժամանակաշրջանը շարունակվում է մինչև օրս: Ներկայումս նյութի խտությունը 10^{-30} գ/սմ³ է, և ջերմաստիճանը հավասար է $3K$ -ի՝ $T = 3K$:

Ենթադրվում է, որ հաղորդային ժամանակաշրջանում նյութը կազմված է եղել ֆոտոններից, լեպտոններից և անտիլեպտոններից, քվարկներից և անտիքվարկներից: Սակայն այս ենթադրությունը փորձարարական հիմնավորում չունի, քանի որ քվարկներն ազատ վիճակում գոյություն չունեն և չեն գրանցվում:

Ըստ վաղ Տիեզերքի զարգացման վերաբերյալ մեկ այլ ենթադրության՝ հնարավոր է տեղի է ունեցել նյութի փուլային անցում, որը հանգեցրել է մեծ պայթյունի:

Նուկլեոսիներեզ (սկզբնական ժամանակաշրջանը): Վաղաժամ տիեզերքում կարևորվում էր ճառագայթումը: Այդ ճառագայթումն ուներ ջերմային սպեկտր, և նրա ինտենսիվությունը՝ U -ն, արտահայտվում էր ջերմաստիճանով՝ $U = aT^4$ բանաձևով, որտեղ a -ն ճառագայթման հաստատունն է: Որքան շարժվում ենք դեպի սկզբնական փուլ (մեծ պայթյուն), այնքան ջերմաստիճանը մեծանում է.

$$T = T_p (1 + Z),$$

որտեղ T_p -ն ճառագայթման ջերմաստիճանն է ներկայումս, իսկ Z -ը՝ կարմիր շեղմանը համապատասխանող մեծությունը:

Վաղ ժամանակներում, երբ ճառագայթումը գերակշռում էր, ըստ էյնշտեյնի առնչությունների՝ ջերմաստիճանի և ժամանակի միջև ստացվում է հետևյալ կապը՝

$$T = \alpha \cdot \frac{10^{10}}{\sqrt{t}} \cdot K,$$

որտեղ t -ն չափվում է վայրկյաններով, իսկ T -ն՝ կելվիններով: α -ն միավորին հավասար հաստատուն է և կախված է Տիեզերքում նյութի ու ճառագայթման վիճակից:

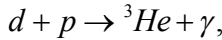
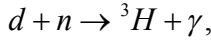
Այս առնչությունից բխում է, որ պայթյունից 1 վայրկյան հետո Տիեզերքում ջերմաստիճանը հավասար է $10^{10} K$: Այս ջերմաստիճանի տակ Տիեզերքում, որը կազմված է լեպտոններից, ֆոտոններից, պրոտոններից և նեյտրոններից, կարող են սինթեզվել միջուկներ՝ դեյտրոններից մինչև He : Ավելի ծանր միջուկների սինթեզ կարող է տեղի ունենալ միայն ջերմամիջուկային ռեակցիաների հետևանքով աստղերում, քանի որ գոյություն ունի անկայունության միջակայք Li միջուկի տիրույթում: Այդ պատճառով վաղ շրջանում սինթեզի ռեակցիաները կանգ են առնում He միջուկի վրա:

Առաջին ռեակցիան է՝ $n + p \rightarrow d + \gamma$: Հաշվարկները ցույց տվեցին, որ այս ռեակցիան ընթանում է $T = 9 \cdot 10^9 K$ ջերմաստիճա-

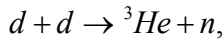
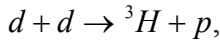
նի տակ: Այն համապատասխանում է տիեզերքում նեյտրոնների և պրոտոնների հետևյալ հարաբերակցությանը՝ $\frac{N_n}{N_p} = 0,2$, և

$t \approx 3$ վրկ:

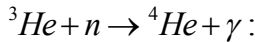
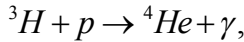
Այնուհետև տեղի են ունենում հետևյալ ռեակցիաները՝



կամ

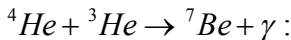
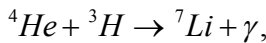


և վերջապես ${}^4\text{He}$ -ն առաջանում է հետևյալ ռեակցիաներում՝



Քանի որ գոյություն չունի $A = 5$ ատոմական համարով կայուն իզոտոպ, ուստի ${}^4\text{He}$ -ը վերջին միջուկն է, որն առաջանում է վաղ փուլում:

Սկզբունքորեն կարող են առաջանալ նաև ծանր միջուկներ՝ $A = 7$ ատոմական համարով.



Սակայն այս ռեակցիաների կուլոնյան արգելքը 1 ՄէՎ է այն դեպքում, երբ $T = 9 \cdot 10^8 \text{ K}$ ջերմաստիճանի դեպքում միջուկներն ունեն 0,1 ՄէՎ կինետիկ էներգիա:

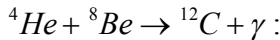
Ուսումնասիրությունները ցույց են տվել, որ միջուկների ձևավորումն ավարտվում է պայթյունից 35 րոպե հետո, երբ ջերմաստիճանը նվազում է մինչև $3 \cdot 10^8 \text{ K}$: Դա նշանակում է, որ պրոտոնը և նեյտրոնը այլևս չեն միավորվում՝ առաջացնելով միջուկ: Հաջորդ փուլը սկսվում է, երբ Տիեզերքի տարիքը հասնում է մինչև $7 \cdot 10^5$ տարի, և ջերմաստի-

ճանր նվազում է մինչև 3000 K : Այս ժամանակ (այս ջերմաստիճանների դեպքում) մեծանում են միջուկների և էլեկտրոնների միջև եղած քիմիական կապերը, և առաջանում են ջրածնի և ելիումի չեզոք ատոմներ: Դրանով ավարտվում է առաջնային նուկլեոսինթեզը:

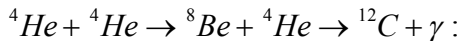
§ 7 Աստղային նուկլեոսինթեզ

Տիեզերքի զարգացմանը զուգընթաց աճում է ծանր տարրերի քիվը: Ուսումնասիրում են այդ տարրերի տարածվածությունը Տիեզերքում [9]:

Նուկլեոսինթեզի աստիճաններից մեկը ^{12}C -ի առաջացումն է: Այն կարող է առաջանալ հետևյալ ռեակցիայից՝



Սակայն ${}^8\text{Be}$ -ն անկայուն է 2α -ի տրոհման նկատմամբ, և նրա տրոհման կիսապարբերությունը կազմում է 10^{-16} վրկ՝ $T_{1/2} = 10^{-16}$ վրկ: Սակայն 10^8K ջերմաստիճանի և 10^5 գ/սմ³ խտության դեպքում տեղի է ունենում հետևյալ ռեակցիան՝



Այնուհետև ռեակցիաների հետևանքով առաջանում են ավելի ծանր միջուկներ՝ ${}^{16}\text{O}$, ${}^{28}\text{S}$, ${}^{56}\text{Fe}$: Ընդ որում՝ տեղի է ունենում ինչպես այդ միջուկների առաջացում, այնպես էլ նրանց տրոհում: Այդ տեսակետից ավելի բարենպաստ վիճակում գտնվում են այն միջուկները, որոնք ունեն մեծ կայունություն, նրանց կապի էներգիան մեծ է: Այդպիսի միջուկների թվին են պատկանում մոտավորապես 60A ունեցող միջուկները: Երկաթից մեծ A ունեցող միջուկներն առաջանում են երկու մեխանիզմով՝ z և s պրոցեսներով: Այս պրոցեսները համապատասխանում են նեյտրոնների տարբեր խտությունների: Փոքր խտությունների դեպքում (s – slow) ռադիացիոն կլանման

հետևանքով տեղի են ունենում հետևյալ պրոցեսները՝
 $(A, Z) + n \rightarrow (A + 1, Z) + \gamma$: Եթե $A + 1, Z$ թիրախը կայուն է, ապա
այն ևս կարող է կլանել նեյտրոն, և կառաջանա $A + 2, Z$ միջուկը:
Կենտրոնների փոքր հոսքերի դեպքում այս միջուկն ավելի արագ
կտրոհվի, քան կկլանի մեկ նեյտրոն ևս: $(A + X, Z) \xrightarrow{\beta} (A + X, Z + 1)$,
և այս շղթան կշարունակվի, մինչև կառաջանա մեծ
կյանքի տևողություն ունեցող միջուկը:

Այս պրոցեսը շարունակվում է՝ առաջացնելով $A \approx 200$ զանգվածով
միջուկներ: Այս միջուկները մեծ հավանականությամբ բաժան-
վում են:

II փուլում նեյտրոնների մեծ խտության դեպքում (*r-rapid*)
 $A + X, Z$ միջուկն ավելի շուտ կլանում է նեյտրոնը, քան տրոհվում է:
Տեղի է ունենում նոր ռադիացիոն կլանում: Այս պրոցեսն ընթանում է
մինչև ստացվում են տրոհման փոքր կիսապարբերություն ունեցող
միջուկներ:

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. **К. Н. Мухин**, Экспериментальная ядерная физика, том 1 и 2, Москва, Атомиздат, 1993.
2. **Д. В. Сивухин**, Общий курс физики, Атомная и ядерная физика, Москва, Издательство МФТИ, 2002.
3. **Ю. М. Широков, Р. П. Юдин**, Ядерная Физика, Москва, «Наука», 1980.
4. **Б. С. Ишханов, Э. И. Кэбин**, Ядерные реакции, Кафедра общей ядерной физики физического факультета МГУ, Москва, 2001.
5. **Մ. Մ. Գանգոլյան**, Միջուկային ֆիզիկա, տարրական մասնիկներ, Երևան, ԵՊՀ հրատարակչություն, 2006:
6. **Н. А. Перфилов, О. В. Ложкин, В. И. Остроумов**, Ядерные реакции под действием частиц высоких энергий, Москва, Издательство академии наук, 1962.
7. **В. С. Барашенков и В. Д. Тонеев**, Взаимодействие частиц высоких энергий и ядер с ядрами, Москва, Атомиздат, 1972.
8. **Ю. Ц. Оганесян**, О сверхтяжелых элементах, научно-информационный журнал «В мире науки» 5-6, www.sciam.ru, 2016.
9. **Ю. Э. Пениожкевич**, Ядерная астрофизика, Соровский образовательный журнал, N 10, 1998, с. 68.

ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆ

ԱՆԱՀԻՏ ՌԱՖԻԿԻ ԲԱՆԱԲԵԿՅԱՆ

**ՄԻՋՈՒԿԱՅԻՆ
ՓՈԽԱԶԳԵՑՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐ**

Համակարգչային ձևավորումը՝ Կ. Չալաբյանի
Կազմի ձևավորումը՝ Ա. Պատվականյանի
Հրատ. սրբագրումը՝ Մ. Կետյանի

Տպագրված է «Քոփի փրինթ» ՍՊԸ-ում:
ք. Երևան, Խորենացի 4-րդ նրբ., 69 տուն

Ստորագրված է տպագրության՝ 18.04.2019:
Չափսը՝ 60x84 ¹/₁₆: Տպ. մամուլը՝ 9:
Տպաքանակը՝ 100:

ԵՊՀ հրատարակչություն
ք. Երևան, 0025, Ալեք Մանուկյան 1
www.publishing.am



ԵՐԱՏՐԱՎԵՂՈՒԹՅՈՒՆ
ԵՐԵՎԱՆ 2019
publishing.ysu.am