N E W S
OF THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN
PHYSICO-MATHEMATICAL SERIES
ISSN 1991-346X
Volume 5, Number 309 (2016), 195 – 202

K. Baktybaev[1], A.Dalelkhankyzy,[2] I.Kyqymova[1], A.Myrzabaev[1]

[1]Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan,
[2] Almaty University of Power Engineering and Telecommunications, Almaty, Kazakhstan,

APPLYING THE MODEL OF INTERACTING BOSONS IN A DEFORMED NUCLEUS OF URANIUM ISOTOPES

Abstract. In this paper, the model of interacting bosons in the theory of nuclear structure is applied to the study of the properties of deformed heavy nuclei is considered. In particular, the calculation of the probability of radiation of gamma rays in the isotope uranium nucleus and they are compared with their experimental data.
Keywords: atomic nucleus, the spectra, gamma transitions.

ӘОЖ 539.12/.17

Қ. Бақтыбаев[1], А. Дәлелханқызы[2], І. Қиқымова[1], А. Мырзагулов[1]

[1]Әл-Фараби аты Қазақ Ұлтық Университеті, Алматы, Қазақстан,
[2]Алматы энергетика және байланыс университеті, Алматы, Қазақстан

ӘСЕРЛЕСУШІ БОЗОНДАР МОДЕЛІН УРАН ЯДРОСЫНЫҢ ДЕФОРМАЦИЯЛАНҒАН ИЗОТОПТАРЫНА ҚОЛДАНУ

Аннотация. Жұмыста ядроның құрылыс теориясындағы әсерлесуші бозондар теориясы деформацияланған ауыр ядролар қасиеттерін зерттеуге қолданылған. Оның ішінде Уран ядросы изотоптарының γ-сәуле шығару ықтималдығы есептеліп, оны эксперименттегі мәндерімен салыстырылды.
Түйін сөздер: атом ядросы, спектрлер, гамма ауысу.

I. Кіріспе. Ядро құрамына енетін нуклондар арасындағы ядролық әсерлесу осы кезге дейін қажетті түрдегі түсіндіруі әлі жасалмаған. Ол әсерлесулер өте күрделі және оны сипаттайтын параметрлер өте көп. Дегенмен ядролардың ең төменгі энергетикалық деңгейлеріндегі заңдылықтары біркелкі, қарапайымдылық мағынасы бар. Олардың қасиеттері нуклондар қозғалатын орташа потенциал мен эффективті қос нуклондық әсерлесу арқылы анықталады. Сондықтан ядродағы нуклондар атомдағы электрондар тәрізді қабықшалар бойынша орналасып, бірақ, өзара ядролық күшпен әсерлесіп жұпталады.

Осының салдарынан, әсіресе, олардың коллективтік спектрі қарапайым топтасқан нуклондардың тербелмелі, айналмалы, не екеуінің қосылған түріндегі қозғаласы арқылы жасалады. Осындай коллективті қозғалыс спектрінің алғашқы теориясын О. Бор мен Б. Моттельсон жасаған. Коллективтік қозу спектрін ядролардың геометриялық формасымен байланыстырған [1]. Ядролардың төменгі коллективтік қозу спектрін олардың беттік, квадрупольдік деформациялану параметрі арқылы өрнектелген.

Бұл жұмысымызда осы айтылған бозондық теорияның $SU(5)$ – шегін пайдаланып сферағалық Рутений ядросының үш сфералық изотопы $^{234,236,238}U$ ға қолданып, оның спектрін және онда болатын электромагнит сәулелер ықтималдығының $B(E2)$ шамасын есептеп, оларды тәжірибеде табылған мәндерімен салыстырдық.

II $SU(6) \supset SU(3) \supset O(3)$ тізбегінің жалпы қасиеттері

Кейінгі ондаған жылдар ішінде әсерлесуші бозондар моделін (ӘБМ) күрделі ядролардың төменгі энергетикалық күйлерінің қасиеттерін түсіндіруге қолдану, әсіресе, экспериментатор-физиктер үшін өте қолайлы әдістерге айналды. Бұл модельдің негізге алатын негізгі концепциясының және онда пайдаланатын гамильтонианның алгебралық құрылысының қарапайымдылығы ядролардағы коллективтік қозулардың құрылысын зерттеуде үлкен мүмкіндіктер туғызады. Алғашқы теорияларда коллективтік қозудың түрлі модаларын олардағы нуклондардың өзгермелі формада орналасуынан туған сфералық және түрліше деформацияланған геометриясымен байланыстырған. Енді мұндай қозуларды ӘБМ-де ядродағы бозондар әсерлесуінен туған энергетикалық күйлер деп қарастырамыз.

ӘБМ теориясының негізгі мазмұны өткен тарауда жеткілікті түрде баяндалды. Бұл жұмыста ауыр ядролардың төменгі күйлерінің құрылысын зерттеу үшін ӘБМ ең қарапайым қағидасын нұсқаға аламыз. Атап айтқанда бұл күйлердің құрылысы тек s және d-бозондардың әсерлесуінен туындайды деп есептейміз. Жоғарыда мұндай бозондарды анықтайтын операторлар *SU(6)* унитарлы топты құрайтынын көрдік. Мұндай унитарлы симметриялы гамильтонианның оңай аналитикалық жолмен диагоналданатын үш асимптотикалық шегі бар екенін көрдік. Соның ішінде ротациялық күйлері бар ауыр ядролардың құрылысын зерттеуге $SU(6) \supset SU(3) \supset O(3)$ шегін пайдаланамыз. Сөйтіп осы асимптотикалық топты уран ядросының жұп изотоптарына қолданамыз. Мәселені тек топтың теория жолымен ғана емес, сонымен қатар екінші реттік кванттау әдісімен де шешуге болады. Осылайша табылған ядролардың спектрі мен толқындық функцияларының қарапайымдылығы сонша, оларды ядролар құрылысын зерттеуге, олардағы кванттық күйлерді классификациялауға өте қолайлы және жақсы қорытындылар алуға болады. Квазиспиндік формализм операторлардың матрицалық элементтерін есептеуді өте оңайлатады және оларды эксперимент берілгендерімен салыстыруға қолайлы түрге келтіреді.

Бозондық гамильтонианды жалпы түрде жоғарыда жаздық:

$$H = \varepsilon N_d + a_0 S_\Gamma S_\Gamma + a_1 II + a_2 QQ + a_3 Q_{3M} Q_{3M} + a_4 Q_{4M} Q_{4M} \tag{1.1}$$

Мұндағы операторлардың анық қатыстарын және мәнін жазу үшін бозондардың туу және жойылу операторларынан құрылған бозондарды қосақтау операторын еске түсірейік:

$$B_{ij} = b_i^+ b_j = B_{ji}^+, \qquad i,j = 1,\dots,\tilde{A}, \tag{1.2}$$

Бұл операторлар j күйіндегі бозонды i күйінеауыстырады, олар өзара тұйық алгебра құру үшін

$$\left[B_{ij}, B_{kl}\right] = \delta_{jk} B_{il} - \delta_{il} B_{kj} \tag{1.3}$$

Коммутациялық қатысын қанағаттандыру қажет. B_{ij}-операторлары $U(\Gamma)$ унитарлық Γ-өлшемді бозондық кеңістіктегі топтардың генераторы. Көпбозондық күйлердің толық базисін құру үшін және олардың кванттық сандарын табу мақсатында олардың ішінде тұйық-кіші алгебра құратын инвариантты ішкі топтар құрастыруымыз керек. Осындай ішкі тұйық топтардың толқындық функцияларын және кванттық сандарын классификация жасап үлкен $U(\Gamma)$ тобының ішкі редукциялық тізбегін құрамыз. Әр осындай редукциялық топтардың базистері бойынша кез-келген жаңа функцияны қатарға жіктеуге болады. Олардың ішінде қай тізбекті негізгеалу – қандай физикалық динамиканы қарастыруымызға байланысты. Қосақтай операторлар (1.2) (LM)-мультипольділігі бар тензорлық операторлар арқылы толық моменттер бойынша классификацияланады:

$$B_{ij}^{LM} = B_{LM}\left(l_i x_i, l_j x_j\right) = \left(b_i, b_j\right)_{LM} = \sum_{m_1, m_2} (-)^{l_i + l_j + m_j} \sqrt{2L+1} \begin{pmatrix} l_i & L & l_j \\ m_i & M & -m_j \end{pmatrix} B\left(l_i m_i x_i, l_j m_j x_j\right) \tag{1.4}$$

Мысалы, толық бұрыштық момент операторы

$$I_M = \sum_{lx} (-)^{\Gamma+1} \sqrt{l(l+1)(2l+1)/3}\, B_{1M}(l_x, l_x) \tag{1.5}$$

түрінде өрнектеледі. Моменттерді қосу техникасын пайдаланып (1.4) операторлары үшін коммутатор қатысын

$$\left[B^{ij}_{LM}, B^{i'j'}_{L'M'}\right] = \sqrt{(2l+1)(2L'+1)} \sum_{\Lambda\lambda} \sqrt{(2\Lambda+1)} (-)^{l_i+l_j+l_i'+l_j'+\lambda} \times$$
$$\times \begin{pmatrix} \Lambda & L & L' \\ -\lambda & M & M' \end{pmatrix} \left[\delta_{ji'} (-)^{l_i'+L+L'+\Lambda} \begin{Bmatrix} L & L' & \Lambda \\ l_j' & l_i & l_i' \end{Bmatrix} B^{ij'}_{\Lambda\lambda} - \delta_{ij'} (-)^{l_i} \begin{Bmatrix} L & L' & \Lambda \\ l_i' & l_j & l_i \end{Bmatrix} B^{i'j}_{\Lambda\lambda} \right] \tag{1.6}$$

Ол операторларды мына түрде нормалап, Казимир операторын табамыз:

$$C_\Gamma = 2 \sum_{ijLM} (-)^M B^{(-)}_{LM}(ij) B^{(-)}_{L-M}(ij) \tag{1.7}$$

Бозондар үшін квазиспин операторларын:

$$S_\Gamma = \sum_{lm} (-)^m b_{lm} b_{l-m}; \quad S^+_\Gamma = \sum_{lm} b^+_{lm} b^+_{l-m} (-)^m \tag{1.8}$$

енгізсек, соңғы Казимир операторын бозондық операторлардың қатысын еске алып

$$C_\Gamma = N(N+\Gamma-2) - (S^+_\Gamma S_\Gamma) \tag{1.9}$$

түріне келтіреміз. Мұндағы

$$S^+_\Gamma S_\Gamma = (N-\upsilon)(N+\Gamma+\upsilon-2) \tag{1.10}$$

Теңдігі арқылы жазылатынын білеміз. υ –бозондық сеньорити кванттық саны.

Бұл жазылған жалпы түрдегі Γ-өлшемді кеңістік шегіндегі қатыстарды, енді $l=0,2$ тең *s* және *d*-бозондық кеңістіктегі түрлерін анық түрде жазайық. Мұнда $\Gamma=6$ тең, өйткені *s* бір, ал *d* $(l=2, 2>m>-2)$ бес өлшемді екенін білеміз. Олай болса бұл кеңістікте қосарластыру $B^{(\pm)}$ операторларының саны $\Gamma^2=36$. Олар $U(6)$ симметриялық топты құрайды. Бұл үлкен топты, олардың айналмалы және уақыт симметриялы қасиеттеріне қарай мынадай бөліктерге бөлеміз:

1) жиырма бір симметриялы комбинация: екі монопольдік қосарлы операторлар

$$B^{(+)}_{00}(00) = (s^+ s)^0 = N_s, \quad B^{(+)}_{00}(22) = \frac{1}{\sqrt{5}} (d^+ d)^0 = \frac{1}{\sqrt{5}} N_d; \tag{1.11}$$

он квадрупольді ($L=2$) (оның екі типі)

$$Q^{(+)}_M = \frac{1}{2}\left(B^{20}_{2M} + B^{02}_{2M}\right) = \frac{1}{2}\left[s^+ d_M + (-)^M d^+_{-M} s\right]^2_M \tag{1.12}$$

$$Q_M = B^{22}_{2M} = (d^+ d)^2_M;$$

он гексадекапольді $L=4$

$$Q_{4M} = B^{22}_{4M} = (d^+ d)^4_M; \tag{1.13}$$

2) он бес антисимметриялы комбинация:бұрыштық моменттің үш компоненті

$$I_M = -\sqrt{10} B^{22}_{1M} = -\sqrt{10} (d^+ d)^1_M . \tag{1.14}$$

квадрупольдік оператордың бес компоненті

$$Q_M^{(-)} = \frac{i}{2}\left(B_{2M}^{20} - B_{2M}^{02}\right) = \frac{i}{2}\left[s^+ d_M - (-)^M d_{-M}^+ s\right]_M^2 \tag{1.15}$$

октупольді оператордың жеті компоненті

$$Q_{3M} = B_{3M}^{22} = \left(d^+ d\right)_M^3 . \tag{1.16}$$

Бұл келтірілген (1.11)–(1.15) операторлардың бәрі эрмиттік шартты қанағаттандыратынын атап кетуіміз керек, яғни

$$Q_{LM}^+ = (-)^M Q_{L-M}$$

Жоғарыдағы қосарлау операторын енгізгеннен кейін $SU(6)$ симметриялық бозондық гамильтонианды (1.1) түрінде жазуымыз қиын емес. Гамильтонианның бұл түрінде s^+, s операторлары, тек жүйенің негізгі күйін ғана анықтайтындығынан, (1.1)-ден шығарып тастағанбыз. Оның ішінде бозондардың толық саны $N = N_s + N_d$ сақталады. Сонымен бірге, Q_M^+ мен Q_M , (1.12) операторларының орнына (1.1)-де олардың арнайы комбинациясы енгізілген:

$$Q'_M = B_{2M}^{20} + B_{2M}^{02} + \sqrt{7}/2\, Q_M \tag{1.17}$$

Бұл жаңа операторлар мынадай алгебраға бағынады:

$$\left[Q'_M, Q'_{M'}\right] = -3/4\sqrt{30}\sum_\lambda (-)^\lambda \begin{pmatrix} 2 & 2 & 1 \\ M & M' & -\lambda \end{pmatrix} I_{\lambda'} \tag{1.18}$$

Ал электрлік квадрупольді ауысу операторы

$$T_k(E2) = q_1\left[\left(d^+ s\right)_k^2 + \left(s^+ d\right)_k^{(2)}\right]_k^{(2)} + q_2\left(d^+ d\right)_k^{(2)} = q_1 Q_\mu^+ + q_2 Q_\mu \tag{1.19}$$

Сөйтіп, бозондық операторларының алгебрасын және одан құрылған Гамильтонианның топтық құрылысын біле отырып, олардың өздік мәндері мен өздік функцияларын табу, яғни квант-механикалық мәселені шешу қиын емес. Бұл мәселені аналитикалық түрде жүзеге асыру үшін оның үш асимптотикалық шегін пайдаланамыз. Асимптотикалық шекте мәселелерді шешу салыстырмалы түрде оңай жасалады, сондықтан оны экспериментте ӘБМ кеңінен қолданылады.

Біз бұл жұмыстағы мақсатымыз үшін қажет $U(6) \supset SU(3) \supset O(3)$ асимптотикалық тізбегін негізге аламыз. Осындай кіші алгебралық тұйық операторлар бойынша толқындық функцияларды классификациялай отырып, квант-механикалық операторлардың өздік мәндері мен өздік функциялары арқылы ротациялық күйлердің құрылысын және оларда болатын процестерді анализ жасаймыз. Табылған шамаларды эксперименттік берілгендерімен салыстырамыз.

$SU(3)$ тобының 8 генераторы бар: оның үшеуі жүйенің толық бұрыштық моментінің компоненттері:

$$I_\mu = -\sqrt{10}\left[в_{2\mu_1}^+, в_{2\mu_2}\right]_\mu^{(2)}, \tag{1.20}$$

ал, бесеуі квадрупольдің компоненттері:

$$Q_\mu = \sqrt{2}\left\{в_{00}^+ в_{2\mu}^+ (-)^\mu в_{2-\mu}^+ в_{00} - \frac{\sqrt{7}}{2}\left[в_{2\mu_1}^+, в_{2\mu_2}\right]_\mu^{(2)}\right\} \tag{1.21}$$

Егер толық бұрыштық момент компоненттерін (1.20) жеке алып қарастырсақ, ол белгілі үш өлшемді айналу тобын генерациялайтын $O(3)$ тобын құрайды. Ал (1.20) мен (1.21) теңдіктері анықтайтын сегіз операторлар тұйықталған Ли алгебрасын анықтайды:

$$\left[Q_{\mu}, Q_{\mu'}\right] = \frac{3}{4}\sqrt{30}(-)^{\mu}\begin{Bmatrix} 2 & 2 & 1 \\ \mu & \mu' & -\mu \end{Bmatrix} I_{\mu}$$

$$\left[Q_{\mu}, I_{\mu'}\right] = \sqrt{30}(-)^{\mu+1}\begin{Bmatrix} 2 & 2 & 2 \\ \mu & \mu' & \mu \end{Bmatrix} Q_{\mu} \tag{1.22}$$

$$\left[I_{\mu}, I_{\mu'}\right] = \sqrt{6}(-)^{\mu+1}\begin{Bmatrix} 1 & 1 & 1 \\ \mu & \mu' & \mu \end{Bmatrix} I_{\mu}$$

Сонда $SU(3)$ - симметриялы Гамильтониан

$$H = -\chi \sum_{\mu} Q_{\mu} Q_{-\mu} - \chi' I_{\mu}^{2} \tag{1.23}$$

түрінде жазылып, оның өздік мәнін

$$E = -\chi C(\lambda, \mu) + \left(\frac{3}{4}\chi - \chi'\right) I_{\mu}^{2} \tag{1.24}$$

теңдігі арқылы өрнектейміз.

Бозондардың толық саны N $SU(3)$ - тобының (λ, μ) көрсетуінің түрлі мәндерін анықтайды. Казимир операторы $C(\lambda, \mu)$ көрсетудің берілген мәндерінде

$$C(\lambda, \mu) = \lambda(\lambda + 3) + \mu(\mu + 3) + \lambda \tag{1.25}$$

теңдігі арқылы жазылады.

Енді қарастырып отырған операторлар тізбегі бойынша күйлерді классификациялауға кірісейік.Ол үшін $U(6)-$симметриялы көрсетілуді $SU(3)$ тобының (λ, μ) көрсетуі бойынша жіктейміз.

Ең қарапайым конфигурациядан бастап күрделі шегіне қарай қозғаламыз.

Алдымен бозон жоқ күй үшін $[N=0] = (0{,}0)$; бір ғана бозоны бар күй үшін $[N=1] = (2{,}0) \oplus (1{,}0)$.

Ал егер күйде екі бозон бар болса онда Юнг схемасы:

$$[N=2] = ((2{,}0) + (1{,}0)) \otimes ((2{,}0) + (1{,}0)) = (4{,}0) + (0{,}2) + (3{,}0) + (1{,}1) + (2{,}0) \tag{1.26}$$

түрінде жазамыз. Дәл осылай бір күйде үш, төрт, т.с.с. бозондар үшін осы жіктеулерді соза отырып, толық симметриялы $[N]$ көрсетуді $SU(3)$ тобының (λ, μ) көрсетулері бойынша толық жіктеуді аламыз:

$$\begin{aligned} [N] &= (2N{,}0) \oplus (2N-4{,}2) \oplus \ldots + \begin{Bmatrix} 0, N & (N - жуп) \\ 2, N-1 & (N - так) \end{Bmatrix} + \\ &\oplus (2N-2{,}0) \oplus (2N-4{,}1) \oplus \ldots (2N-4{,}0) \oplus \ldots \\ &\oplus (2N-6{,}0) \oplus (2N-10{,}2) \oplus \ldots \end{aligned} \tag{1.27}$$

Мұнда екі ғана еркін параметр бар. Олар: $\chi = 5$ кэВ, $\frac{3}{4}\chi - \chi' = 10$ кэВ шамасында таңдалып алынған.

III Сфералық ядролардағы электромагнит ауысулардың интенсивтігі. Оларды *Ru*изотоптарына қолдану

$SU(3)-$ тізбекті теорияны спектрінде ротациялық заңдылықтар анық бақыланған актиноидты ядроларға қолданып көрейік. Олардың ішінде Уран ядросының атомдық салмағы $A = 234{,}236{,}238$ жұп-жұп изотоптарының күй құрылысын жоғарыда келтірілген теория заңдылықтарымен салыстырамыз.

Бұл теорияда таңдалып алынатын екі параметрдің бірін $\frac{3}{4}\chi-\chi'$ – ді негізгі $(2N,0)$ жолақтық бірінші 2^+ деңгейінің энергетикалық шамасымен салыстырып алсақ, екінші параметр χ – ні $(2N-4,2)$ жолақтың бірінші 2^+ деңгейінің энергетикалық шамасынан таңдап аламыз. Бұл табылған параметрлер 2-кестеде берілген.

1-кесте – Уранның $^{234,236,238}U$ изотоптары үшін теорияның параметр мәндері

Ядро	**N**	χ **(кэВ)**	$\frac{3}{4}\chi-\chi'$ **(кэВ)**
^{234}U	13	5,40	6,67
^{236}U	14	5,67	6,57
^{238}U	15	5,72	6,50

Эксперименттегі мәндерімен салыстырылып табылған параметрлердің біріншісі, изотоптардың атомдық салмағы ауырлаған сайын, аздап жоғарылап отырса, екіншісі –керісінше төмендеп барады.

Алынған параметрлерді пайдалана отырып, ядро изотоптарының күйлер спектрін тұрғыздық. Олар 2-суретте де берілген. Теория бойынша тұрғызылған күйлердің спектр- дегі мәндері экспериментте табылған мәндерімен қанағаттанарлық түрде сәйкес келетінін көреміз. Тек қана деңгейлердің спині жоғарылаған сайын эксперимент пен теориялық энергетикалық мәндерінің айырымы аздап жоғарылай бастайды. Тәжірибеде табылған β мен γ – жолақтарының деңгейлері туралы мәліметтер өте аз. Анықталған деңгейлердің толқындық функцияларын есептеу қиын емес. Бұл функцияларды пайдаланып, енді күй арасында болатын ауысулардан туатын электромагнит сәулелердің интенсивтігін анықтауға болады.

Қарастырып отырған теорияны ядролардағы электромагниттік ауысуларға қолданудың үлкен мәні бар. Электромагнит сәулелердің интенсивтігін табу арқылы теорияда анықталған күйлердің толқындық функцияларының дұрыстығын, қолдану шегін зерттейміз. $U(6)$ – тобы генераторлары арқылы $T(E2)$ операторын

$$T_\mu(E2)=q_1\left(\mathit{в}_{00}^{+}\mathit{в}_{2\mu}+(-)^\mu\mathit{в}_{2-\mu}^{+}\mathit{в}_{00}\right)+q_2\left[\mathit{в}_{2\mu_1}^{+}\mathit{в}_{2\mu_2}\right]_\mu^{(2)}=\alpha_2 Q_\mu \tag{2.1}$$

Мұндағы Q_μ – ядроның квадрупольдік операторы, α_2 – эффективтік $E2$ – заряды.

Осы теңдік бойынша $(2N,0)$ көрсетуі үшін келтірілген матрицалық элемент $B(E2, I\rightarrow I-2)$ мәні:

$$B(E2, I\rightarrow I-2)=\alpha_2^2\cdot\frac{3}{4}\cdot\frac{I(I+1)}{(2I+1)(2I-1)}(2N-I+2)(2N+I+1) \tag{2.2}$$

түрінде жазылады.

Енді осы келтірілген өрнектерді пайдаланып жоғарыда қарастырылған Уран ядросының изотоптарының $E2$ – ауысуларын есептеп, оларды экспериментте табылған мәндерімен салыстырып көреміз. Өкінішке орай, бұл ядролардың $E2$ – ауысуларының өзі негізгі жолақ деңгейлері үшін ғана, оның ішінде төменгі деңгейлер арасындағы ауысулар үшін эксперименттік мәндері бар.

Төмендегі 2-кестеде $^{234,236,238}U$ изотоптарындағы негізгі жолақ деңгейлерінің арасында болатын $E2$ – ауысулардың интенсивтігі Вайскопф бірлігі бойынша берілген. Бұларда бір ғана еркін параметр бар. Оны ең төменгі $2_1^+\rightarrow 0_1^+$ ауысуы арқылы таңдалып алынған. Уранның үш изотопында есептелген $B(E2)$, алдымен, деңгейлер энергиясы өскен сайын өсіп, сонан соң жайлап төмендей бастайды. $B(E2)$ нің есептеудегі бұл қасиеті N санының мәні шекті болуымен байланысты. $B(E2)$ нің теориялық және экспериментальді мәндерін кестеде берілген мәндерінен де жақындатып, екеуінің салыстырмалы шамалары жақсы келісімге келтіруге болар еді, егер α_2 тұрақтысын ауысулардың орта шенінен таңдап алғанда. Бірақ бұл ядроларды ең негізгі күйлердің арасындағы төменгі ауысудың мәні дәлірек өлшенген. Біз негізгі параметр ретінде осы $2_1^+ \to 0_1^+$ ауысуды алдық. Негізгі жолақ күйлерінің арасындағы ауысулардан басқа ауысулар осы кезге дейін өлшенбеген.

2-кесте – Вайскопф бірлігінде $^{234,236,238}U$ ядролары үшін эксперименттік және теориялық келтірілген $E2-$ауысуының $B(E2, I_i \to I_f)$ мәндері

Ядро	$(\lambda,\mu),\alpha_2^2$	$I_i \to I_f$	$2^+ \to 0^+$	$4^+ \to 2^+$	$^+6 \to 4^+$	$8^+ \to 6^+$	$10^+ \to 8^+$
^{234}U	2,51 B.e.	Эксп.	236± 10	330+ 15	372± 20	384± 38	371± 38
	26,0	Теор.	236	338	382	394	388
^{236}U	2,83 B.e.	Эксп.	246± 10	348+ 10	380± 21	390± 33	360± 34
	28,0	Теор.	246	353	385	389	370
^{238}U	2,97 B.e.	Эксп.	257+ 13	356± 15	391± 23	399± 31	371± 36
	30,0	Теор.	257	359	401	421	402

Мұнан басқа негізгі күйлердің энергетикалық және электромагниттік сәуле интенсивтігіне s және d дан басқа бозондардың едәуір үлкен әсері бар екенін білеміз. Әсіресе, бұл жерде жұптылығы теріс $p-$бозондардың үлесі үлкен болуы әбден мүмкін-ақ. Өйткені тәжірибеде негізгі жолақ деңгейлерінің қасында, спиндік жағынан болсын, оларға жақын теріс жұптылығы бар деңгейлерден құралған жолақтар бар. Олардың эксперименттік мәндері әлдеқашан ашылған. Сондықтан актинойдты ядролардың құрылысын есептегенде ең кемі $s, p, d-$бозондарды қоса есепке алуымыз керек. Ондай есептеулер туралы әлемдік әдебиетте көптеген мәліметтер бар [6].

Дегенмен біздің бұл s және d–бозондарымен шектелген теориямыз Уран ядросының үш ауыр изотоптарының төменгі деңгейлерінің қасиеттерін едәуір жақсы түсіндіруін беріп отыр.

V. ҚОРЫТЫНДЫ

Бұл сфералық ядролар осы ӘБМ моделінде бұрын да зерттелген. Бірақ, оларды зерттеуді тағы да қолға алған себебіміз – кейінгі жылдары бұл изотоптар бойынша жасалған эксперименттерде жаңа деңгейлер, жаңа электромагниттік ауысулар табылып, олардың физикалық қасиеттері анықталды. Сондықтан, мұндай қосылған жаңа фактілерді $SU(6)-$симметриялы теория шеңберінде тағы да тексеріп көру керек болды.

Біздің зерттеуіміз бойынша экспериментте табылған жаңа фактілер ӘБМ теориясының ішкі аумағына толық сыйып кететіні, яғни ӘБМ толығымен мұндай сфералық ядролардың төменгі энергетикалық күйлерінің қасиеттерін толығымен түсіндіріп бере алатынын көрсеттік.

Бірақ, деңгейлер энергиясы жоғарылаған сайын эксперимент пен теория арасындағы айырмашылық арта түсетіні, тіпті ол 15-20 % -ға дейін жететіні көрінді. Оның себебін біз жақсы түсініп отырмыз. Өйткені бұл модельдің өзінде тек біз s және $d-$бозондарды есепкеалумен шектелдік. Жоғарғы деңгейлерге, бұрыштық моменті жоғары бозондардың үлесі арта түсетіні белгілі.

Әсіресе, бұл жерде жұптылығы теріс $p-$бозондардың үлесі үлкен болуы әбден мүмкін-ақ. Өйткені тәжірибеде негізгі жолақ деңгейлерінің қасында, спиндік жағынан болсын, оларға жақын теріс жұптылығы бар деңгейлерден құралған жолақтар бар. Олардың эксперименттік мәндері әлдеқашан ашылған. Сондықтан актинойдты ядролардың құрылысын есептегенде ең кемі $s, p, d-$ бозондарды қоса есепке алуымыз керек. Ондай есептеулер туралы әлемдік әдебиетте көптеген мәліметтер бар.

Дегенмен біздің бұл s және d–бозондарымен шектелген теориямыз Уран ядросының үш ауыр изотоптарының төменгі деңгейлерінің қасиеттерін едәуір жақсы түсіндіруін беріп отыр.

ӘДЕБИЕТ

[1] Bohr A., Mottelson B. The structure of atomic nuclei. M. 1967.

[2] Kumar K., «Progress in particle and nuclear physics» - Proc. 1.t. School Nucl. Phys: Erice, 1982, Vol.9, p.233-279.

[3] Arima A., Iachello P. Interacting boson model of collective nuclear states. III. The 0(6) limit. Ann, Phys., 1979,v.123» N 2, p.468-492.

[4] Arima A., Iachello P. Interacting boson model of collective nuclear states. I. The vibrational limit. Ann. Phys., 1976, v.99, If 2, p.253-317.

[5] Voronov V.V., Solovyev A.G. The basic equations of the quasi particle-phonon model of the nucleus. Theor. and mat. physics, 1983, n.57, P W, p.75-84.

[6] Baktybaev K. Description collective excitation of nuclei in a model of interacting bosons. NF. 1979. N. 30b. Pp 963-973.

К. Бактыбаев[1], А. Далелханкызы[2], I.Кикымова[1], А.Мырзабаев[1]

[1] Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан,
[2] Алматинский университет энергетики связи, Алматы, Казахстан

ПРИМЕНЕНИЕ МОДЕЛИ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ БОЗОНОВ В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ИЗОТОПАХ ЯДРА УРАНА

В работе Модель взаимодействующих бозонов в теории структуры ядра приложена к исследованию свойств деформированных тяжелых ядер. В особенности, вычислены вероятности излучения γ-лучей в изотопах ядра Урана и они сравнены с их экспериментальными данными.

Ключевые слова: атомное ядро, спектры, гамма переходы.