

ISSN 1991-346X

ҚАЗАҚСТАН РЕСПУБЛИКАСЫ  
ҰЛТТЫҚ ҒЫЛЫМ АКАДЕМИЯСЫНЫҢ

# Х А Б А Р Л А Р Ы

---

---

## ИЗВЕСТИЯ

НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК  
РЕСПУБЛИКИ КАЗАХСТАН

## NEWS

OF THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES  
OF THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN

**ФИЗИКА-МАТЕМАТИКА  
СЕРИЯСЫ**



**СЕРИЯ**

**ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКАЯ**



**PHYSICO-MATHEMATICAL  
SERIES**

**1 (305)**

**ҚАҢТАР – АҚПАҢ 2016 ж.  
ЯНВАРЬ – ФЕВРАЛЬ 2016 г.  
JANUARY – FEBRUARY 2016**

1963 ЖЫЛДЫҢ ҚАҢТАР АЙЫНАН ШЫҒА БАСТАҒАН  
ИЗДАЕТСЯ С ЯНВАРЯ 1963 ГОДА  
PUBLISHED SINCE JANUARY 1963

ЖЫЛЫНА 6 РЕТ ШЫҒАДЫ  
ВЫХОДИТ 6 РАЗ В ГОД  
PUBLISHED 6 TIMES A YEAR

АЛМАТЫ, ҚР ҰҒА  
АЛМАТЫ, НАН РК  
ALMATY, NAS RK

Б а с р е д а к т о р

ҚР ҰҒА академигі,

**Мұтанов Г. М.**

Р е д а к ц и я а л қ а с ы:

физ.-мат. ғ. докторы, проф., ҚР ҰҒА академигі **Әшімов А.А.**; техн. ғ. докторы, проф., ҚР ҰҒА академигі **Байғұнчечков Ж.Ж.**; физ.-мат. ғ. докторы, проф., ҚР ҰҒА академигі **Жұмаділдаев А.С.**; физ.-мат. ғ. докторы, проф., ҚР ҰҒА академигі **Қалменов Т.Ш.**; физ.-мат. ғ. докторы, проф., ҚР ҰҒА академигі **Мұқашев Б.Н.**; физ.-мат. ғ. докторы, проф., ҚР ҰҒА академигі **Өтелбаев М.О.**; физ.-мат. ғ. докторы, проф., ҚР ҰҒА академигі **Тәкібаев Н.Ж.**; физ.-мат. ғ. докторы, проф., ҚР ҰҒА академигі **Харин С.Н.**; физ.-мат. ғ. докторы, проф., ҚР ҰҒА корр. мүшесі **Әбішев М.Е.**; физ.-мат. ғ. докторы, проф., ҚР ҰҒА корр. мүшесі **Жантаев Ж.Ш.**; физ.-мат. ғ. докторы, проф., ҚР ҰҒА корр. мүшесі **Қалимолдаев М.Н.**; физ.-мат. ғ. докторы, проф., ҚР ҰҒА корр. мүшесі **Косов В.Н.**; физ.-мат. ғ. докторы, проф., ҚР ҰҒА корр. мүшесі **Мұсабаев Т.А.**; физ.-мат. ғ. докторы, проф., ҚР ҰҒА корр. мүшесі **Ойнаров Р.**; физ.-мат. ғ. докторы, проф., ҚР ҰҒА корр. мүшесі **Рамазанов Т.С.** (бас редактордың орынбасары); физ.-мат. ғ. докторы, проф., ҚР ҰҒА корр. мүшесі **Темірбеков Н.М.**; физ.-мат. ғ. докторы, проф., ҚР ҰҒА корр. мүшесі **Өмірбаев У.У.**

Р е д а к ц и я к ең е с і:

Украинаның ҰҒА академигі **И.Н. Вишневский** (Украина); Украинаның ҰҒА академигі **А.М. Ковалев** (Украина); Беларусь Республикасының ҰҒА академигі **А.А. Михалевич** (Беларусь); Әзірбайжан ҰҒА академигі **А. Пашаев** (Әзірбайжан); Молдова Республикасының ҰҒА академигі **И. Тигиняну** (Молдова); мед. ғ. докторы, проф. **Иозеф Банас** (Польша)

Главный редактор

академик НАН РК

**Г. М. Мутанов**

Редакционная коллегия:

доктор физ.-мат. наук, проф., академик НАН РК **А.А. Ашимов**; доктор техн. наук, проф., академик НАН РК **Ж.Ж. Байгунчеков**; доктор физ.-мат. наук, проф., академик НАН РК **А.С. Джумадильдаев**; доктор физ.-мат. наук, проф., академик НАН РК **Т.Ш. Кальменов**; доктор физ.-мат. наук, проф., академик НАН РК **Б.Н. Мукашев**; доктор физ.-мат. наук, проф., академик НАН РК **М.О. Отелбаев**; доктор физ.-мат. наук, проф., академик НАН РК **Н.Ж. Такибаев**; доктор физ.-мат. наук, проф., академик НАН РК **С.Н. Харин**; доктор физ.-мат. наук, проф., чл.-корр. НАН РК **М.Е. Абишев**; доктор физ.-мат. наук, проф., чл.-корр. НАН РК **Ж.Ш. Жантаев**; доктор физ.-мат. наук, проф., чл.-корр. НАН РК **М.Н. Калимолдаев**; доктор физ.-мат. наук, проф., чл.-корр. НАН РК **В.Н. Косов**; доктор физ.-мат. наук, проф., чл.-корр. НАН РК **Т.А. Мусабаев**; доктор физ.-мат. наук, проф., чл.-корр. НАН РК **Р. Ойнаров**; доктор физ.-мат. наук, проф., чл.-корр. НАН РК **Т.С. Рамазанов** (заместитель главного редактора); доктор физ.-мат. наук, проф., чл.-корр. НАН РК **Н.М. Темирбеков**; доктор физ.-мат. наук, проф., чл.-корр. НАН РК **У.У. Умирбаев**

Редакционный совет:

академик НАН Украины **И.Н. Вишневский** (Украина); академик НАН Украины **А.М. Ковалев** (Украина); академик НАН Республики Беларусь **А.А. Михалевич** (Беларусь); академик НАН Азербайджанской Республики **А. Пашаев** (Азербайджан); академик НАН Республики Молдова **И. Тигиняну** (Молдова); д. мед. н., проф. **Иозеф Банас** (Польша)

«Известия НАН РК. Серия физико-математическая». ISSN 1991-346X

Собственник: РОО «Национальная академия наук Республики Казахстан» (г. Алматы)

Свидетельство о постановке на учет периодического печатного издания в Комитете информации и архивов Министерства культуры и информации Республики Казахстан №5543-Ж, выданное 01.06.2006 г.

Периодичность: 6 раз в год.

Тираж: 300 экземпляров.

Адрес редакции: 050010, г. Алматы, ул. Шевченко, 28, ком. 219, 220, тел.: 272-13-19, 272-13-18,

[www.nauka-nanrk.kz](http://www.nauka-nanrk.kz) / [physics-mathematics.kz](http://physics-mathematics.kz)

---

© Национальная академия наук Республики Казахстан, 2016

Адрес типографии: ИП «Аруна», г. Алматы, ул. Муратбаева, 75.

Editor in chief

**G. M. Mutanov**,  
academician of NAS RK

Editorial board:

**A.A. Ashimov**, dr. phys-math. sc., prof., academician of NAS RK; **Zh.Zh. Baigunchekov**, dr. eng. sc., prof., academician of NAS RK; **A.S. Dzhumadildayev**, dr. phys-math. sc., prof., academician of NAS RK; **T.S. Kalmenov**, dr. phys-math. sc., prof., academician of NAS RK; **B.N. Mukhashev**, dr. phys-math. sc., prof., academician of NAS RK; **M.O. Otelbayev**, dr. phys-math. sc., prof., academician of NAS RK; **N.Zh. Takibayev**, dr. phys-math. sc., prof., academician of NAS RK; **S.N. Kharin**, dr. phys-math. sc., prof., academician of NAS RK; **M.Ye. Abishev**, dr. phys-math. sc., prof., corr. member of NAS RK; **Zh.Sh. Zhantayev**, dr. phys-math. sc., prof., corr. member of NAS RK; **M.N. Kalimoldayev**, dr. phys-math. sc., prof., corr. member of NAS RK; **V.N. Kosov**, dr. phys-math. sc., prof., corr. member of NAS RK; **T.A. Mussabayev**, dr. phys-math. sc., prof., corr. member of NAS RK; **R. Oinarov**, dr. phys-math. sc., prof., corr. member of NAS RK; **T.S. Ramazanov**, dr. phys-math. sc., prof., corr. member of NAS RK (deputy editor); **N.M. Temirbekov**, dr. phys-math. sc., prof., corr. member of NAS RK; **U.U. Umirbayev**, dr. phys-math. sc., prof., corr. member of NAS RK

Editorial staff:

**I.N. Vishnievski**, NAS Ukraine academician (Ukraine); **A.M. Kovalev**, NAS Ukraine academician (Ukraine); **A.A. Mikhalevich**, NAS Belarus academician (Belarus); **A. Pashayev**, NAS Azerbaijan academician (Azerbaijan); **I. Tighineanu**, NAS Moldova academician (Moldova); **Joseph Banas**, prof. (Poland).

**News of the National Academy of Sciences of the Republic of Kazakhstan. Physical-mathematical series.**  
**ISSN 1991-346X**

Owner: RPA "National Academy of Sciences of the Republic of Kazakhstan" (Almaty)

The certificate of registration of a periodic printed publication in the Committee of information and archives of the Ministry of culture and information of the Republic of Kazakhstan N 5543-Ж, issued 01.06.2006

Periodicity: 6 times a year

Circulation: 300 copies

Editorial address: 28, Shevchenko str., of. 219, 220, Almaty, 050010, tel. 272-13-19, 272-13-18,

[www.nauka-nanrk.kz](http://www.nauka-nanrk.kz) / [physics-mathematics.kz](http://physics-mathematics.kz)

---

© National Academy of Sciences of the Republic of Kazakhstan, 2016

Address of printing house: ST "Aruna", 75, Muratbayev str, Almaty

NEWS

OF THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN

PHYSICO-MATHEMATICAL SERIES

ISSN 1991-346X

Volume 1, Number 305 (2016), 34 – 46

## COLLECTIVE EXCITATIONS OF SPHERICAL ISOTOPES OF RU IN BOSONIC THEORY OF NUCLEI

K. Baktybaev<sup>1</sup>, A. Dalelkhankyzy,<sup>2</sup> N.K. Ospanov<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan,

<sup>2</sup>Almaty university of power engineering and telecommunications, Almaty, Kazakhstan

**Keywords:** nucleus, nuclear states, nuclear reactions, the Hamiltonian.

**Abstract.** Using  $SU(5)$ -limit boson theory, describe the properties of three isotopes of ruthenium nuclei, to find nuclei spectra, the probability of electromagnetic transitions between the states and compare them with experimental data.

ӘОЖ 539.12/.17

## ӘСЕРЛЕСУШІ БОЗОНДАР МОДЕЛІН РУТЕНИЙ ЯДРОСЫНЫҢ СФЕРАЛЫҚ ИЗОТОПТАРЫНА ҚОЛДАНУ

Қ. Бактыбаев<sup>1</sup>, А. Дәлелханқызы<sup>2</sup>, Н. К. Оспанов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Алматы, Қазақстан,

<sup>2</sup>Алматы энергетика және байланыс университеті, Алматы, Қазақстан

**Тірек сөздер:** ядро, ядро күйлері, ядролық реакция гамильтониан.

**Аннотация.** Бозондық теорияның  $SU(5)$ -шегін пайдаланып, сфералық Рутений ядросының үш изотопына қолдану, оның көптеген қасиеттерін сипаттау, теорияда табылған ядролар спектрімен, оның жеке күйлерінің арасында болатын электромагниттік ауысулар ықтималдығын табу, оларды экспериментте өлшенген мәндерімен салыстыру.

**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. Моттelson жасаған. Коллективтік қозу спектрін ядролардың геометриялық формасымен байланыстырған [1]. Ядролардың төменгі коллективтік қозу спектрі олардың беттік, квадрупольдік деформациялану параметрі арқылы өрнектелген.

$SU(5)$  – шекті Гамильтониан жүйедегі вибрациялық күйлерді сипаттауға сәйкес келеді. Бұл шекте ядро бетінің тек гармониялық тербелісін ғана емес, ондағы күрделі ангармониялық тербелістерді де сипаттай алатыны белгілі болды. Сондықтан бұл асимптотикалық теңдеулерді

Магиялық (киелі) ядроларды және соларға жақын ядроларды, басқаша айтқанда сфералық ядролардың коллективтік күйін зерттеуге пайдаланған дұрыс болады.

Бұл жұмысымызда осы айтылған бозондық теорияның  $SU(5)$  – шегін пайдаланып сфералық Рутений ядросының үш изотопына қолданып, оның көптеген қасиеттерін сипаттап, теорияда табылған ядролар спектрімен, оның жеке күйлерінің арасында болатын электромагниттік ауысулар ықтималдығын таптық, оларды экспериментте өлшенген 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 негізгеалатын 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 нұсқағааламыз. 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 диагональданатын 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:

$$H = \varepsilon N_d + a_0 S_r S_r + a_1 I + a_2 Q Q + a_3 Q_{3M} Q_{3M} + a_4 Q_{4M} Q_{4M} \quad (1.1)$$

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

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

Бұл операторлар  $j$  күйіндегі бозонды  $i$  күйіне ауыстырады, олар өзара тұйық алгебра құру үшін

$$[B_{ij}, B_{kl}] = \delta_{jk} B_{il} - \delta_{il} B_{kj} \quad (1.3)$$

Коммутациялық қатысын қанағаттандыру қажет.  $B_{ij}$ -операторлары  $U(\Gamma)$  унитарлық  $\Gamma$ -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 кезкелген 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:

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

Мысалы, толық бұрыштық момент операторы

$$I_M = \sum_k (-)^{l_x + k} \sqrt{l(l+1)(2l+1)} \frac{1}{3} B_{1M}(l_x, l_x) \quad (1.5)$$

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

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

Барлық қосақтау  $\Gamma^2$  операторларын  $\frac{\Gamma(\Gamma+1)}{2}$  симметриялық  $B^{(+)}$  және  $\frac{\Gamma(\Gamma-1)}{2}$  антисимметриялық  $B^{(-)}$  операторларға бөлуге болады:

$$B_{l_i, m_i, x; l_j, m_j, x}^{(\pm)} = \frac{1}{2} \left\{ B_{l_i, m_i, x; l_j, m_j, x} \pm (-)^{m_i + m_j} B_{l_j - m_j, x; l_i - m_i, x} \right\}. \quad (1.7)$$

Симметрия дегеніміз – уақыттың бағытын өзгерткенде фазаның таңбасының өзгерісі ( $\pm 1$ ) (яғни бұрыштық моменттің проекциясының таңбасының өзгеруі және бастапқы мен соңғы күйлерді алмастыру).

$$B_{LM}^{(\pm)ij} = \pm (-)^{L+l_i+l_j} B_{LM}^{(\pm)}(ij), \quad (B_{LM}^{(\pm)}(ij))^+ = \pm (-)^{L+l_i+l_j+M} B_{L-M}^{(\pm)}(ij) \quad (1.8)$$

Егер бастапқы және соңғы күйлердің орнын алмастырсақ  $l_i \square l_j$ , сонда  $B_{LM}^{(+)}(ij)$  комбинациясы тек жұп  $L$  мәні бар операторлардан, ал  $B_{LM}^{(-)}(ij)$  тек тақ  $L$  мәнді операторлардан құралады.

$B^{(\pm)}$  операторларының инварианттылығы мен (1.6) коммутациялық қатысынан туындайтын айналу және уақытқа кері бағыт беруге инварианттылығы бойынша осы операторларды бірнеше тұйық ішкі симметрияларға бөлуге мүмкіндік береді. Оларды мынадай топтарға бөлеміз:

1) Антисимметриялы операторлар  $B_{LM}^{(-)}(ij)$ . Өздері ғана бір бөлек ортогональды  $O(\Gamma)$  тобын құрайды. Олар  $\Gamma$ -өлшемді кеңістікте айналу тобының  $\Gamma$ -өлшемді моментінің ролін атқарады. Олардың саны  $\frac{\Gamma(\Gamma-1)}{2}$ .

2) Осы операторлар  $B_{LM}^{(-)}$  ішінде айналуудың толық моментін  $I_M$  құрайтын бөлігі айналуудың үшөлшемді тобы  $O(3)$ -ті туындайды.

3)  $(2l+1)^2$  мөлшерлі диагональды операторлар  $B_{LM}^{(\pm)}(ii)$  унитарлы топ  $U(2l+1)$  құрайды.

4)  $B_{LM}^{(-)ii}$  антисимметриялы диагональды операторлары  $O(2l+1)$  ортогональды тобын береді. Оның құрамында  $O(3)$  топшалары болады.  $\Gamma$ -өлшемді моменттің квадраты әдеттегі айналу жағдайында да  $B_{LM}^{(-)ij}$  айналуларының барлық генераторларымен коммутацияланады, яғни  $O(\Gamma)$  тобының Казимир операторы болып табылады. Оны мына түрде нормалаймыз:

$$C_\Gamma = 2 \sum_{ijLM} (-)^M B_{LM}^{(-)}(ij) B_{L-M}^{(-)}(ij) \quad (1.9)$$

$B_{LM}^{(\pm)}(ii)$  операторларының бозондық операторлар  $b_i^+$  арқылы мәндерін (1.9)-ға қойып:

$$C_\Gamma = \frac{1}{2} \sum_{l,l',m,m_j} \left[ b_{l,m_i}^+ b_{l',m_j} - (-)^{m_i+m_j} b_{l',-m_j}^+ b_{l,-m_i}^+ \right] \left[ b_{l',m_j}^+ b_{l,m_i} - (-)^{m_i+m_j} b_{l,-m_i} b_{l',-m_j} \right] \quad (1.10)$$

Бозондар үшін квазиспин операторларын:

$$S_\Gamma = \sum_{lm} (-)^m b_{lm} b_{l-m}; \quad S_\Gamma^+ = \sum_{lm} b_{lm}^+ b_{l-m}^+ (-)^m \quad (1.11)$$

енгізсек, соңғы Казимир операторын бозондық операторлардың қатысын ескеалып

$$C_\Gamma = N(N + \Gamma - 2) - (S_\Gamma^+ S_\Gamma) \quad (1.12)$$

түріне келтіреміз. Мұндағы

$$S_\Gamma^+ S_\Gamma = (N - \nu)(N + \Gamma + \nu - 2) \quad (1.13)$$

Теңдігі арқылы жазылатынын білеміз.  $\nu$  – бозондық сеньорити кванттық саны.

Бұл жазылған жалпы түрдегі  $\Gamma$ -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 монополюдік қосарлы операторлар

$$B_{00}^{(+)}(00) = (s^+ s)^0 = N_s, \quad B_{00}^{(+)}(22) = \frac{1}{\sqrt{5}} (d^+ d)^0 = \frac{1}{\sqrt{5}} N_d; \quad (1.14)$$

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

$$Q_M^{(+)} = \frac{1}{2} (B_{2M}^{20} + B_{2M}^{02}) = \frac{1}{2} \left[ s^+ d_M + (-)^M d_{-M}^+ s \right]_M^2 \quad (1.15)$$

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

он гексадекапольді  $L = 4$

$$Q_{4M} = B_{4M}^{22} = (d^+ d)_M^4; \quad (1.16)$$

2) он бес антисимметриялы комбинация: бұрыштық моменттің үш компоненті

$$I_M = -\sqrt{10} B_{1M}^{22} = -\sqrt{10} (d^+ d)_M^1. \quad (1.17)$$

квадрупольдік оператордың бес компоненті

$$Q_M^{(-)} = \frac{i}{2} (B_{2M}^{20} - B_{2M}^{02}) = \frac{i}{2} \left[ s^+ d_M - (-)^M d_{-M}^+ s \right]_M^2 \quad (1.18)$$

октупольді оператордың жеті компоненті

$$Q_{3M} = B_{3M}^{22} = (d^+ d)_M^3. \quad (1.19)$$

Бұл келтірілген (1.14) – (1.18) 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  $Q_M$ , (1.15) операторларының орнына (1.1)-де олардың арнайы комбинациясы енгізілген:



$$Q'_M = B_{2M}^{20} + B_{2M}^{02} + \sqrt{7}/2 Q_M \quad (1.20)$$

Бұл жаңа операторлар мынадай алгебраға бағынады:

$$[Q'_M, Q'_{M'}] = -3/4 \sqrt{30} \sum_{\lambda} (-)^{\lambda} \begin{pmatrix} 2 & 2 & 1 \\ M & M' & -\lambda \end{pmatrix} I_{\lambda} \quad (1.21)$$

Ал, егер қосақтаушы операторлардан кәдімгі бозондық операторлар  $b_i^+, b_j^-$ -ға көшсек, онда өткен тараудағы гамильтонианның кәдімгі түрін аламыз. Бұл гамильтонианда 6 еркін параметрлер  $\varepsilon, C_L, \nu_0, \nu_2$  бар. Жоғарыдағы (1.1) гамильтонианнан осы кәдімгі гамильтониан мен толық эквивалентті. Оның да 6 параметрі бар.

Ал электрлік квадрупольді ауысу операторы

$$T_k(E2) = q_1 \left[ (d^+ s)_k^2 + (s^+ d)_k^2 \right] + q_2 (d^+ d)_k^2 = q_1 Q_{\mu}^+ + q_2 Q_{\mu} \quad (1.22)$$

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. Олардың шешуі өткен тарауда берілген. Асимптотикалық шекте мәселелерді шешу салыстырмалы түрде оңай жасалады, сондықтан оны экспериментте ӘБМ кеңінен қолданылады.

**III. ӘБМ теориясының  $SU(6) \supset SU(5) \supset O(5) \supset O(3)$  редукциялық тізбегін рутений ядросының сфералық изотоптарына қолдану.** Әсерлесуші бозондар моделінің  $s$ - $d$ -бозондық құрылымының  $SU(5)$ -тік шегін құру үшін  $s$ -бозондар тек негізгі күйді ғана жасауға қатысуы, ал қозған күйлерді тек өзара әсерлесуші бес ( $LM = 2-2, 2-1, 2, 2, 2, 2$ )  $d$ -бозондар құрайды деп есептейміз. Сондықтан  $SU(6)$  тобын жасайтын 36 қосарлы операторлардың ішінде 25  $B_{LM}^{22}$  операторы осы үлкен топтың  $SU(5)$  ішкі тобын анықтайды. Олардың бәрі  $d^+, d$  операторларымен ғана өрнектеледі. Бұл асимптотикалық шектің өзі онан әрі тағы да тұйық ішкі шектерге редукцияланады. Атап айтқанда барлық  $B_{LM}^{22}$  операторлардың құрамындағы антисимметриялық бөліктері – момент операторлары  $B_{1M}^{22}$  мен октупольді операторлар  $B_{3M}^{22}$  ортогональды  $O(5)$  тобын құрайды. Бұл топтың ішінде тағы да тұйық  $O(3)$  тобы бар. Сөйтіп біз ӘБМ теориясының

$$SU(6) \supset SU(5) \supset O(5) \supset O(3) \quad (2.1)$$

тізбегін аламыз. Бұл редукция сфералық ядролардың тербелмелі коллективтік модулін сипаттайды. Теорияның бұл шегінде  $d$ -бозондардың өзара әсерлесуі мен жеке  $d$ -бозондық энергиялары  $d$ - мен  $s$ -бозондардың арасындағы әсерлесуі әлдеқайда үлкен, яғни бозондық гамильтонианның параметрлері  $\varepsilon, C_L \square \nu_0, \nu_2$  теңсіздігін қанағаттандырады деп есептейміз. Олай болса бозондық гамилтонианның алғашқы екі мүшесі ғана басты рөл атқарады, ал қалған  $\nu_0$  мен  $\nu_2$ -ге пропорционал мүшелерді есепке алмаймыз. Осылайша ықшамдалған гамильтонианның екінші мүшесі гармониялық осцилляторға қосылатын ангармониялық бөлігін сипаттайды. Сөйтіп, бұл тізбекті анықтайтын ықшамдалған гамильтониандары

$$H(SU(5)) = \sum_M \varepsilon d_M^+ d_M + \sum_{L=0,2,4} C_L \left\{ (d^+ d^+)_L^M (dd)_L^M \right\}_0^0 \quad (2.2)$$

түрінде жазылады. Мұндағы екінші мүшені қосақ операторлары анықтайтын Казимир операторлары арқылы жазып

$$H(SU(5)) = \alpha N_d + \beta N_d^2 + \gamma I^2 \delta S_+ S_- \quad (2.3)$$

теңдігін аламыз. Мұндағы  $N_d$  - $d$  -бозондар саны, момент операторы:

$$I^2 = 6N_d - 6(d^+ d)^{(0)} (dd)^{(0)} - 3 \sum_M (d^+ d)^{(2)}_M (dd)^{(2)}_M + 4 \sum_M (d^+ d^+)^{(4)}_M (dd)^{(4)}_M \quad (2.4)$$

(2.3) теңдіктің соңғы мүшесіндегі  $S_+$  пен  $S_-$  бозондық квазиспин операторы  $S(S_+, S_-, S_0)$  ның алғашқы екі құраушысы.  $S$  -тың бұл үш құраушысы Ли алгебрасын құрайтынын білеміз.

Гамильтонианның алғашқы үш мүшесінің өздік мәндері белгілі. Ал соңғы мүшесі үшін квазиспиндік топтарға стандартты техниканы пайдаланып, оның өздік мәнін анықтайтын кванттық сандар қатысын жазамыз:

$$\langle S_+ S_- \rangle = s_0(s_0 + 1) + s(s + 1) \quad (2.5)$$

Мұндағы  $s_0$  мен  $s$  сандар  $S_0, S$  операторларының өздік мәнін анықтайтын квазиспиндік кванттық сандар. Олардың сеньорити кванттық сандармен ара қатынасы:

$$s_0 = \frac{5}{4} + \frac{1}{2}v; \quad s = \frac{5}{4} + \frac{1}{2}n \quad (2.6)$$

теңдіктері арқылы беріледі. Теңдіктегі  $n$   $-d$ -бозон қосақтарының саны.

Сөйтіп (2.3) гамильтонианның өздік мәнін аламыз:

$$E(N_d, n, v, I) = \alpha N_d + \beta N_d^2 + \gamma I(I + 1) + \delta(n - v)(n + v + 3) \quad (2.7)$$

(2.3) теңдіктегі гамильтониан мен (2.24) теңдіктегі гамильтонианның параметрлерінің арасында бірмәнді байланыс бар:

$$\begin{aligned} \alpha &= \varepsilon - \frac{(9C_4 - 2C_2)}{14} \\ \beta &= \frac{(3C_4 + 4C_2)}{14} \\ \gamma &= \frac{(C_4 - C_2)}{14} \\ \delta &= \frac{(7C_0 + 3C_4 - 10C_2)}{70} \end{aligned} \quad (2.8)$$

Сонда (2.2) гамильтонианның өздік мәндерін анық түрде жазып:

$$\begin{aligned} E(N_d, n, v, I) &= \varepsilon N_d + C_0 \frac{(n - v)(n + v + 3)}{10} + C_2 \left[ \left[ N_d(N_d - 2) \right] + v \frac{(v + 3)}{7} - I \frac{(I + 1)}{14} \right] + \\ &+ C_4 \left[ \frac{9}{35} N_d(N_d - 2) - \frac{3}{70} v(v + 3) + \frac{1}{14} I(I + 1) \right] \end{aligned} \quad (2.9)$$

Бұл теңдіккеенген кванттық сандардың арасындағы тәуелділіктер:  $v = N_d - 2n$ ;  $N_d = 2n + 3n_\Delta + \lambda$ ;  $I = \lambda, \lambda + 1, \dots, 2\lambda - 2, 2\lambda$ ; Мұндағы  $n_\Delta$  - үш  $d$ -бозоннан құралған бұрыштық моменттері қосылып нөл беретін үштік құрылымдар санын көрсететін кванттық сан.  $n_\Delta$  кванттық санды енгіземіз.

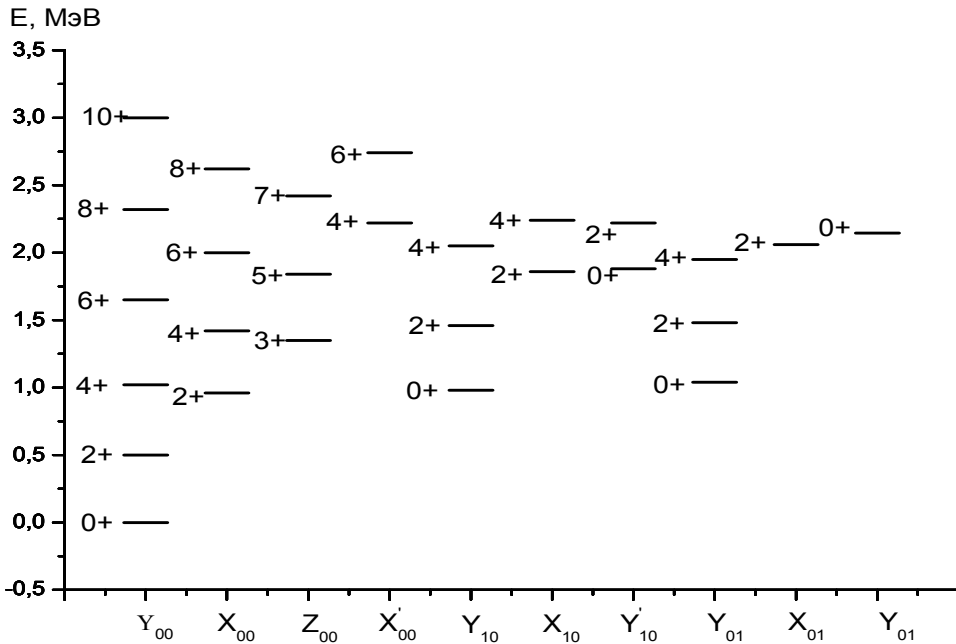
Тек бұл жұмыста редукцияланған гамильтонианның өздік мәнін өрнеткеу үшін, яғни (2.9) теңдігін эквивалентті жаңа теңдікпен ауыстыру үшін  $(N_d, n, v, I)$  кванттық сандарының орнына  $(n, n_\Delta, v, k)$  кванттық сандары енгізіледі. Сөйтіп вибрациялық шектегі ядро күйлерінің спектрін аламыз

$$\begin{aligned} E(n, n_\Delta, v, k) &= \varepsilon v + \frac{C_4}{2} v(v - 1) + \frac{(C_2 - C_4)}{14} (6n_\Delta + k)(4v - 6n_\Delta - k - 1) + \\ &+ n \left[ 2\varepsilon + C_0 + \frac{(n + v - 1)\Delta}{2} \right] \end{aligned} \quad (2.10)$$

Мұндағы кванттық сандар мен ядроның толық моменті  $I$ -дің арасында мынадай тәуелділік бар:  $I = 2v - 6n_\Delta - k$ ; мұндағы  $k$  - үшеуден біріккен, қосарланған және жекеленген бозондар құрамына еңбейтін бозондар санын көрсетеді:  $k=0, 2, 3, 4, \dots$

Жүйе энергиясын (2.10) теңдігі түрінде жазу және гамильтонианның осы өздік мәндеріне сәйкес толқындық функциялары бойынша күйлерді классификациялау Саканның эмпирикалық классификациясына сәйкес келеді. Мысалы  $k=0$  деңгейлер жиынтығын  $Y$  жолағы,  $k=2$  -  $X$ ,  $k=3$  -  $Z$ ,

$k=4 - X', k=5 - Z', \dots$  жолақтары деп белгілейді. Бұл жолақтағы әрбір күйлер тағы да  $n, n_\Delta, \nu$  үш кванттық санмен сипатталады. Сондықтан жолақтарды дәлірек  $Y_{m_\Delta}, X_{m_\Delta}$  түрінде белгілейтін боламыз. Онан басқа әр күй толық бұрыштық момент  $I$ -мен немесе сеньорити кванттық санымен ажыратылады. Төменде 1-суретте сфералық ядролар үшін жолақ құрамынаенетін күйлердің типтік классификациясы берілген. Онда төрт кванттықсан арнайы түрде таңдап алынған:  $\varepsilon = 0,5\text{МэВ}, C_4 = 0,05\text{МэВ}, C_2 = -0,1\text{МэВ}, C_0 = -0,05\text{МэВ}$ .



1-сурет – ӘБМ-нің  $SU(5)$  шегіндегі типтік спектр және оны классификациялау

Берілген классификация бойынша  $Y_{00}$  ең төменгі негізгі жолаққа,  $Y_{10} - \beta$  – жолаққа,  $Y_{01} - \gamma$  – жолаққа т.с.с. (Сакан классификациясына сәйкес) сәйкес келеді.

Егер (10) теңдеуді  $Y_{00}$  - жолағы үшін жазсақ және ондағы  $\nu, k$  кванттық сандарын бұрыштық моментпен алмастырсақ, деңгейлер энергиясы:

$$E_I = \frac{1}{8}(4\varepsilon - 3C_4)I + \frac{C_4}{8} I(I+1) \tag{2.11}$$

теңдеуі арқылы өрнектеледі.

Енді  $SU(5)$  асимптотикалық шек теориясын рутений ядросының  $A = 100, 102, 104$  сфералық изотоптарының күй құрылысына қолданып көрейік. Экспериментпен салыстырып табылған олардың параметрлері 1-кестеде берілген.

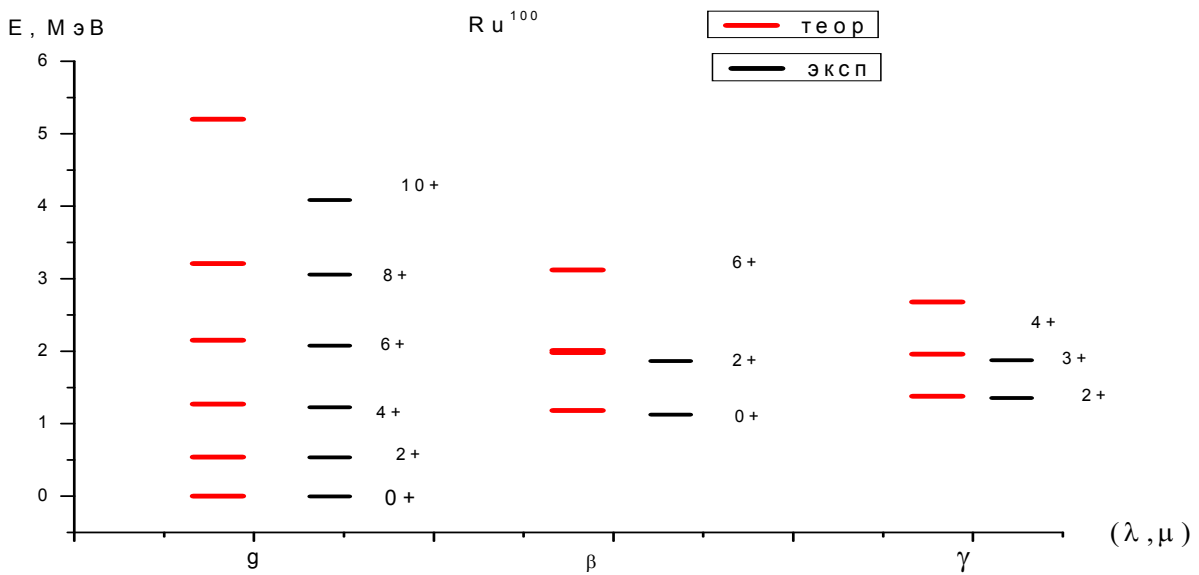
Ядролардың бір бөлшектік  $d$ -бозонның энергиясы атомдық салмақ  $A$  артқан сайын төмендеп отырса, басқа параметрлері  $C_0, C_2, C_4$  ( $d$ -бозондардың өзара әсерлесуін сипаттайтын параметрлер)  $A$  артқан сайын керісіншеартып отыратынын көреміз.

1-кесте – Рутений ядросының сфералық изотоптарына арналған  $SU(5)$ -асимптотикалық бозондық гамильтонианның параметрлері

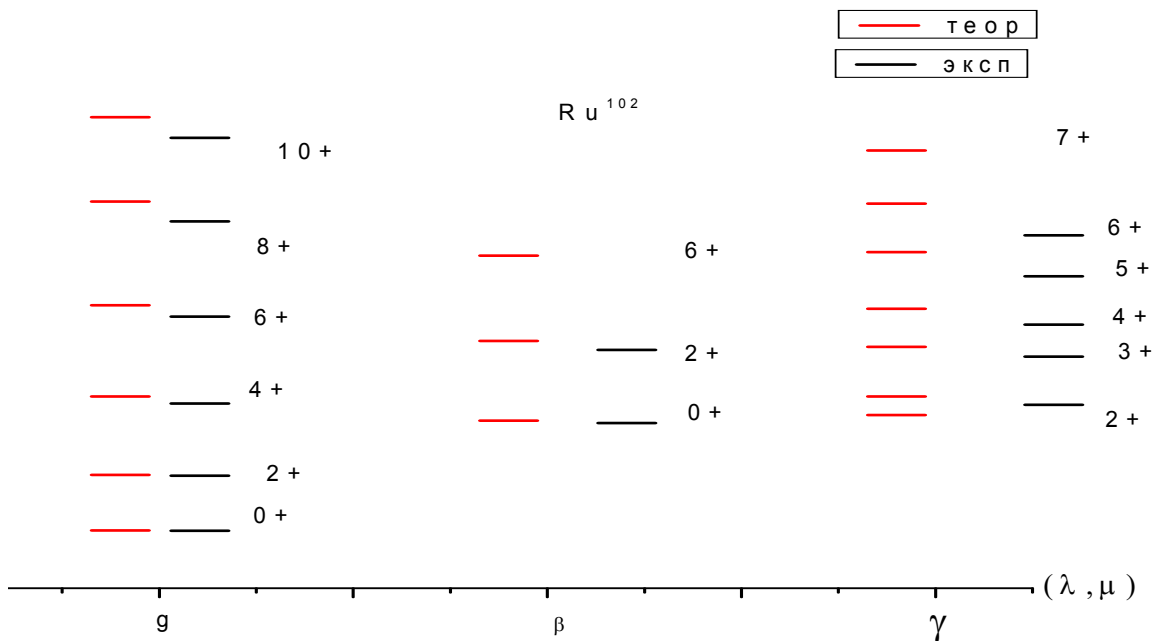
Ядро	$\varepsilon$	$C_4$	$C_2$	$C_0$
$^{100}\text{Ru}$	540	150	134	52
$^{102}\text{Ru}$	475	160	153	162
$^{104}\text{Ru}$	358	171	177	273

Осындай параметрлердің көмегімен ядролардың төменгі күйлерінен құралған спектрлерін есептедік. Олар 3, 4, 5-суреттерде берілген. Барлық ядролардың экспериментте, тек  $Y^{00}, Y^{10}, Y^{01}$  жолақтарының деңгейлері энергиялары  $MэВ$ -тік бірлікте табылған. Ол жолақтар геометриялық Бор-Маттельсон белгілеуінде  $g-, \beta-, \gamma-$  түрінде белгіленген.

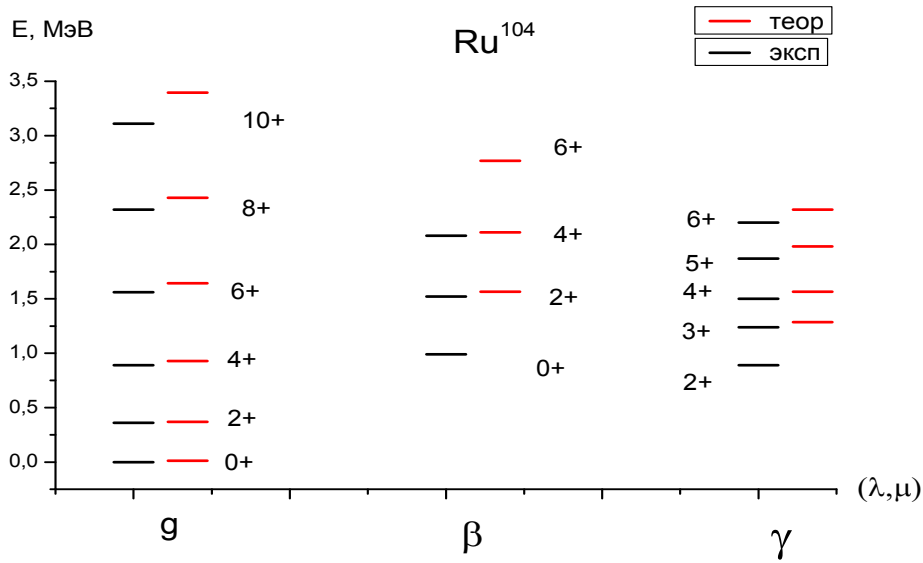
Жалпы алғанда үш ядролар үшін есептелген энергетикалық мәндер эксперименттегі олардың шамаларына жақын сәйкес келетінін суреттерден көреміз. Әр ядроның параметрлері, олардың ең төмені бірінші қозу деңгейі  $2_g^+$ -тің мәніне сәйкестендіріп алынған. Бірақ, деңгейлердің спині артқан сайын теория мен эксперимент арасындағы айырмашылық арта түседі. Оның себебі – деңгей энергиясы артқан сайын оларға бұрыштық моменті жоғары бозондардың үлесін қосу керек



2-сурет –  $^{100}Ru$  изотоптың төменгі спектрін экспериментпен салыстыру (МэВ)



3-сурет –  $^{102}Ru$  изотоптың төменгі спектрін экспериментпен салыстыру (МэВ)



4-сурет –  $^{104}\text{Ru}$  изотоптың төменгі спектрін экспериментпен салыстыру (МэВ)

екендігін көрсетеді. Сонымен бірге квазиспиндік формализмнің қолдану дәлдігі де төмендей беретінін атап айтуымыз керек. Оның үстіне жоғары спинді деңгейлер бойынша алынған тәжірибелік берілгендер өте аз. Әсіресе  $\beta$  – мен  $\gamma$  – жолақтарында эксперимент берілгендері 2-3 деңгейден аспайды. Эксперимент берілгендері жұмыстан алынған. Теорияда  $\varepsilon$  мен  $C_4$  параметрлері  $Y^{00}$  жолағының бірінші қозу деңгейінен алынса, оның ішінде  $C_4$  - (2.11) теңдеуінің бұрыштық момент  $I$  бойынша сызылған түзудің еңкею бұрышының тангенсі ретінде табылды. Ал  $C_2$  параметрі  $Y^{01}$  мен  $Y^{10}$  жолақтарының салыстырмалы орналасуы арқылы алынды.  $C_0$  суреттегі екінші  $I = 0_2^+$  деңгейінің энергетикалық шамасы бойынша тағайындалды.

Әр жолақтың 1-2 жоғары-спинді деңгейлерінің энергиясы теория жолымен есептелгені де суреттерде берілген. Олардың эксперименттік мәндерін болашақ тәжірибелер бере жатар деген үміттеміз.

Дегенмен, теориялық шамалардың табылған мәндерін онан әрі дәлірек деңгейде есептеуге де болады. Ол үшін бозондық  $SU(5)$  - шектесепке алынбаған екі мүшенің  $\nu_0$  - ге пропорционал бөлігін ауытқу жуықтауын да есепке қосуымыз керек. Өйткені гамильтонианның бұл мүшесі сеньорити кванттық санның сақталуын әлсіз ғана бұзуы мүмкін.

Егер де осы аталған мүшені ауытқу теориясы шеңберінде есепке қоссақ, онда гамильтониан

$$H = H_d + \frac{2}{\sqrt{5}} \nu_0 \left\{ S_+ \left[ (1 - N_d / N) (1 - (N_d + 1) / N) \right]^{1/2} + \left[ (1 - (N_d - 1) / N) (1 - (N_d - 2) / N) \right]^{1/2} S_- \right\} \quad (2.12)$$

Мұндағы  $S_+ = \sqrt{5}/2 (d^+ d^+)^{(0)}$ ;  $S_- = S_+^\dagger$

Квазиспин формализм әдісі бойынша толқындық функцияны

$$|N_d, \nu, n_\Delta, IM\rangle = \left[ \frac{\Gamma(\nu + 5/2)}{\left( \frac{(N - \nu)}{2} \right)! \Gamma\left[ \left( \nu + \frac{5}{2} \right) + \frac{(N - \nu)}{2} \right]} \right]^{1/2} (S_+)^{(N_d - \nu)/2} \quad (2.13)$$

Түрінде жазамыз. Мұндағы  $\Gamma(n + 1) = n!$

$S_\pm$  операторының сеньорити сақталатын көрсетудегі матрицалық элементтері

$$\begin{aligned}\langle N'_d, \nu | S_+ | N_d, \nu \rangle &= \delta_{N'_d, N_d+2} \left[ \frac{5}{2} + \frac{(N_d + \nu)}{2} \right]^{\frac{1}{2}} \\ \langle N'_d, \nu | S_- | N_d, \nu \rangle &= \delta_{N'_d, N_d-2} \left[ \frac{3}{2} + \frac{(N_d + \nu)}{2} \right]^{\frac{1}{2}}\end{aligned}\quad (2.14)$$

Егер  $\nu_0$  мен  $\nu_2$  есептен шығарылған, яғни ауытқымаған толқындық функцияны  $|n\nu I\rangle$  түрінде жазып, ауытқыған, яғни  $\nu_0$  мүшені есепке қосқан кездегі толқындық функцияны  $|n\nu I\rangle$  деп белгілесек, онда олардың өзара қатынасын  $n=0$  үшін:

$$\begin{aligned}|n\nu I\rangle &= |n\nu I\rangle + \xi \left( \frac{5}{2} + \nu \right) (N - \nu) \frac{(N - \nu - 1)}{N^2} \\ |n\nu I\rangle &= |n\nu I\rangle + \xi \left( \frac{5}{2} + \nu \right) (N - \nu) \frac{(N - \nu - 1)}{N^2} + 2\xi \left( \frac{7}{2} + \nu \right) (N - \nu - 2) \frac{(N - \nu - 3)}{N^2}\end{aligned}\quad (2.15)$$

түрінде жазамыз. Соңғы теңдік  $n=1$  жолақтары үшін жазылған. Мұндағы  $\xi = \frac{\nu_0}{\varepsilon} \sqrt{5}$ . Сонда күйлердің ауытқыған энергиясы,  $n=0$  жолақ үшін

$$E'(n\nu I) = E(n\nu I) - \xi^2 \varepsilon (2\nu + 5) (N - \nu) \frac{(N - \nu - 1)}{N^2}\quad (2.16)$$

Және  $n=1$  жолақтар үшін:

$$\begin{aligned}E'(n\nu I) &= E(n\nu I) + \xi^2 \varepsilon (2\nu + 5) (N - \nu) \frac{(N - \nu - 1)}{N^2} + \\ &+ 2\xi^2 \varepsilon (\nu + 7) (N - \nu - 2) \frac{(N - \nu - 3)}{N^2}\end{aligned}\quad (2.17)$$

**IV. Сфералық ядролардағы электромагнит ауысулардың интенсивтігі. Оларды *Ru* изотоптарына қолдану.** Жоғарыда келтірілген  $SU(5)$ -редукциялық шек теориясын, енді, сфералық ядролардың деңгейлері арасында болатын электромагнит сәулелерінің интенсивтігін есептеуге қолданайық. Олардың ішінде  $B(E2)$ -ауысуларды ғана бөліп аламыз. Өйткені тәжірибеде негізінде осы ауысулар туралы жеткілікті мәліметтер бар.

Электромагнит ауысулар операторының  $T(E2)$  матрицалық элементтері  $d^+$  мен  $d$  операторларының матрицалық элементтері арқылы өрнектеуге болады. Ол үшін осы  $d^+, d$  операторларының матрицалық элементтері мен генеологиялық коэффициенттер арасындағы қатыстарды жазып алайық:

$$\langle N_d, \nu, I || d^+ || N_{d-1}, \nu, I \rangle = (-)^{I+I'} \langle N_{d-1}, \nu_1, I_1 || d || N_d, \nu, I \rangle = \sqrt{(2I+1)N_d} \langle N_d \nu I || N_{d-1} \nu_1 I \rangle \quad (3.1)$$

[17, 19] жұмыстарда генеологиялық коэффициенттерді есептеу техникасы берілген.

Төменде  $\langle N_d n_\Delta \nu I || d || N_{d+1} n'_\Delta \nu I \rangle$  матрицалық элементтерінің негізгі  $g$  және  $\beta, \gamma$  – жолақтары үшін жазылған өрнектері берілген. Жолақтар ішіндегі деңгейлер арасындағы ауысулар:

$$\begin{aligned}Y_{00} \text{ жолағы үшін } & \left[ (N_d + 1)(N_d + 5) \right]^{\frac{1}{2}} \\ Z_{00} \text{ жолағы үшін } & \left[ \frac{N_d (N_d - 2)(2N_d + 1)(4N_d - 1)}{(N_d - 1)(2N_d + 1)} \right]^{\frac{1}{2}} \\ Y_{10} \text{ жолағы үшін } & \left[ \frac{(N_d - 1)(2N_d + 3)(4N_d - 3)}{(2N_d + 1)} \right]^{\frac{1}{2}}\end{aligned}\quad (3.2)$$

Түрлі жолақтар деңгейлерінің арасындағы ауысу:

$$\begin{aligned}
 X_{00} &\rightarrow Y_{00} \left[ \frac{(4N_d + 2)(4N_d + 1)}{(4N_d - 1)} \right]^{\frac{1}{2}} \\
 Z_{00} &\rightarrow Y_{00} \left[ \frac{(2N_d - 2)(4N_d + 1)}{(2N_d - 1)} \right]^{\frac{1}{2}} \\
 Y_{10} &\rightarrow X_{00} \left[ \frac{2(4N_d - 2)(4N_d - 3)}{(2N_d + 3)(4N_d - 5)} \right]^{\frac{1}{2}}
 \end{aligned} \tag{3.4}$$

Бұл өрнектерден әр жолақ ішіндегі деңгейлер арасындағы ауысулар, түрлі жолақ деңгейлері арасындағы ауысудан үлкен екені көрініп тұр. Ядро деңгейлерін жолаққа біріктіру принципі де осы ауысулардан туындайды. Сонымен бірге вибрациялық шек үшін ауысуда орындалатын сұрыптау ережелерін де осы өрнектерден көруге болады. Атап айтқанда ол ережелер:  $\Delta n = 0, 1$  және  $\Delta v = 0, 1, 2$  ғана.

Шындығында бұл өрнектер  $N \rightarrow \infty$  деген шекте жазылған. Егер  $N$  санын шекті деп есептесек, (3.3), (3.4) теңдіктері аздап өзгереді. Мысалы, негізгі  $g$ -жолағы үшін  $N$  – шекті болғанда

$$B(E2, I + 2 \rightarrow I) = \frac{(I - 2)(2N - I)}{4N} B(E2, 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) \tag{3.5}$$

түрінде жазамыз. Бұл жағдайды – электромагнит ауысу процесін жасауға тек валентті нуклондар қатысатын бозондар қатысады деп түсіну керек. Дәл осы тәрізді  $EO$ - және  $MI$ , яғни электрлік-монопольді және дипольдік-магниттік ауысулар үшін де осы тәрізді өрнектерді жазу қиын емес. Рутений ядросының сфералық изотоптарындағы электромагниттік  $B(E2)$  келтірілген ауысуларының салыстырмалы интенсивтіктері 8-кестеде берілген.

2-кесте – Рутений изотоптарындағы электромагнит  $B(E2)$  ауысуларының салыстырмалы интенсивтігі

Салыстырмалы ауысулар	$^{100}Ru$		$^{102}Ru$		$^{104}Ru$	
	эксп.	теор.	эксп.	теор.	эксп.	теор.
$\frac{4_g^+ \rightarrow 2_g^+}{2_g^+ \rightarrow 0_g^+}$	$1,50 \pm 0,21$	1,54	$1,43 \pm 0,2$	1,40	$1,42 \pm 0,2$	1,34
$\frac{0_\beta^+ \rightarrow 2_g^+}{2_g^+ \rightarrow 0_g^+}$		1,18	$0,76 \pm 0,15$	1,99	$0,46 \pm 0,6$	0,44
$\frac{2_\gamma^+ \rightarrow 2_\beta^+}{2_\gamma^+ \rightarrow 0_g^+}$	$15,54 \pm 0,9$	26	$26 \pm 3,0$	30	$21 \pm 4,0$	19,0
$\frac{2_\gamma \rightarrow 2_g}{2_g \rightarrow 0_g}$	$0,9 \pm 0,15$	1,11	$0,90 \pm 0,15$	1,05	$1,0 \pm 0,2$	0,8

Қарастырып отырған ядролардың әрқайсысы үшін кестедегі екінші және төртінші қатыс қалған екеуінен төмен. Олар негізінде түрлі жолаққаенетін күйлердің арасындағы  $\gamma$  – ауысу болып табылады. Олардағы ауысулар ондаған есе әлсіз.  $B(E2)$ -ның абсолют мәнін есептегенде  $g_2$  параметрді  $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$  ауысуға нормалау арқылы тағайындадық. Сонымен бірге, егер ауысуда сеньорити деесінен жоғарыға өзгерсе  $\Delta v \geq 2$ , олардағы интенсивтік өте әлсіз, өздерінің бірбөлшектік мәніне жақын. Мұндай жағдайлар  $SU(5)$ -шегінің бозондық құрылымына сәйкес келеді.

Қарастырып отырған мәселені бүтіндей алғанда  $SU(3)$ -тізбектік жуықтауы атомдық салмағы  $A \sim 100$ -ге жақын ядролардың сфералық тербелмелі коллективтік күйлерін қанағатты түрде сипаттай алады деген қорытынды жасауымызға толық негіз бар.

**V. Қорытынды.** XX ғасырдың 80-жылдары жасалған көпнуклондық жүйелерде туындайтын коллективтік қозуларды және сол кездегі болатын олардағы түрлі ядролық процесстерді жақсы түсіндіретін әсерлесуші бозондар моделін жақсылап оқып үйрендік. Ол үшін кванттық теорияның басқа әдістерінің бірі – екінші ретті кванттау теориясымен қарулануға тура келді.

$SU(6)$  – симметриялы  $\Theta$ БМ-нің іш асимптотикалық шегінің бірі  $SU(5)$  – асимптотикалық шек теориясын сфералық ядролардың қасиеттерін зерттеуге қолдану жақсы табыстар беретіндігіне көз жеткіздік.

Теорияның бұл асимптотикасын актиноидты ауыр ядролардың ішінде Рутенийдің үш жұп изотопына қолданып, олардың энергетикалық спектрін және спектр деңгейлерінің арасында болатын электромагниттік ауысулар ықтималдығын есептеп таптық.

Бұл сфералық ядролар осы  $\Theta$ БМ 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  $\Theta$ БМ теориясының ішкі аумағына толық сыйып кететіні, яғни  $\Theta$ БМ 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 есепке алумен шектелдік. Жоғарғы деңгейлерге, бұрыштық моменті жоғары бозондардың үлесі арта түсетіні белгілі.

Оның үстіне біз бұл жұмыста тек жұптылығы оң жолақтарды ғана бөліп алып отырдық. Жұптылығы теріс жолақтар бұл ядроларда үлкен рөл атқарады. Оларды зерттеу үшін жұптылығы теріс бозондарды, мысалы  $p$  мен  $f$ -бозондарды да қосып зерттеуіміз керек болар еді.

Сонымен бірге осы ядролардың деңгейдерінің арасында болатын ауысулардың себебінен туындайтын үлкен энергиялы  $\gamma$  – сәулелердің шығу ықтималдығын да есептеп, олардың өзара қатынастарын экспериментте алынған мәндерімен салыстырдық.

Бұл жұмыстың нәтижелері 2014 жылдың сәуір айында «Фараби әлемі» атты студенттер мен жас ғалымдардың дәстүрлі жыл сайынғы өтетін Халықаралық ғылыми конференциясында баяндалып, баяндама тезисі жарияланды.

*Жұмысымыздың соңында өзіміздің ғылыми жетекшіміз – Бақтыбаев Қ.Б ағайымызға үлкен алғысымызды білдіреміз.*

#### ӘДЕБИЕТ

- [1] Lederer C.M., Shirlly V.S.//Tables of isotopes- New. York. Johon Wiley and Sons. 1978.
- [2] Otsuka T. // Progr. Theor. Phys. Suppl. 1996 №125, p.5
- [3] Takada K., Tazaki Sh., Yasumoto S. // Progr. Theor. Phys. 2006. Vol 16, №1. P.107.
- [4] Yan-An Luo et. Al. // Phys. Rev. C71. (044304) (2005).
- [5] Baktybayev K., Dalelkhankyzy A., K.Baktybayev B. M. //Adv. Studies Theor. Phys., Vol. 6, no. 1399-1404, 2012.
- [6] A-Luo Y., Chen I.Q., Draayer I.P. // Nucl. Phys. A669, 101 (2000).
- [7] Talmi I. // Nucl. Phys., 1971, v. A172, p.1
- [8] Baktybaev K., Abeldina J.K. // Izvestiya USSR AN. 1979, v.43 s. 2299.
- [9] Shlomo S., Talmi I. // Nucl. Phys., 1972, v. A198, p.81, Baktybaev K., Abeldina J.K. // Izvestiya USSR AN. 1978, v.42, p.116.
- [10] Lederer C.M., Shirlly V.S.//Tables of isotopes- New. York. Johon Wiley and Sons. 1978.

#### REFERENCES

- [1] Lederer C.M., Shirlly V.S.//Tables of isotopes- New. York. Johon Wiley and Sons. 1978.
- [2] Otsuka T. // Progr. Theor. Phys. Suppl. 1996 №125, p.5
- [3] Takada K., Tazaki Sh., Yasumoto S. // Progr. Theor. Phys. 2006. Vol 16, №1. P.107.
- [4] Yan-An Luo et. Al. // Phys. Rev. C71. (044304) (2005).



- [5] Baktybayev K., Dalelkhankyzy A., K.Baktybayev B. M. //Adv. Studies Theor. Phys., Vol. 6, no. 1399-1404, 2012.  
[6] A-Luo Y., Chen I.Q., Draayer I.P. // Nucl. Phys. A669, 101 (2000).  
[7] Talmi I. // Nucl. Phys., 1971, v. A172, p.1  
[8] Baktybaev K., Abeldina J.K. // Izvestiya USSR AN. 1979, v.43 s. 2299.  
[9] Shlomo S., Talmi I. // Nucl. Phys., 1972, v. A198, p.81, Baktybaev K., Abeldina J.K. // Izvestiya USSR AN. 1978, v.42, p.116.  
[10] Lederer C.M., Shirley V.S.//Tables of isotopes- New. York. John Wiley and Sons. 1978.

## КОЛЛЕКТИВНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ СФЕРИЧЕСКИХ ИЗОТОПОВ RU БОЗОННОЙ ТЕОРИИ ЯДРА

К. Бактыбаев<sup>1</sup>, А. Далелханкызы<sup>2</sup>, Н.К. Оспанов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан,

<sup>2</sup> Алматинский университет энергетики связи, Алматы, Казахстан

**Ключевые слова:** ядро, ядерные состояния, ядерный реакции, гамильтониан.

**Аннотация.** Используя  $SU(5)$ -предел бозонной теории, описать свойства трех изотопов ядра Рутений, найти спектры ядер, вероятность электромагнитных переходов между состояниями, сравнить их с экспериментальными данными.

Поступила 13.01.2016 г.

---

**Publication Ethics and Publication Malpractice  
in the journals of the National Academy of Sciences of the Republic of Kazakhstan**

---

For information on Ethics in publishing and Ethical guidelines for journal publication see <http://www.elsevier.com/publishingethics> and <http://www.elsevier.com/journal-authors/ethics>.

Submission of an article to the National Academy of Sciences of the Republic of Kazakhstan implies that the described work has not been published previously (except in the form of an abstract or as part of a published lecture or academic thesis or as an electronic preprint, see <http://www.elsevier.com/postingpolicy>), that it is not under consideration for publication elsewhere, that its publication is approved by all authors and tacitly or explicitly by the responsible authorities where the work was carried out, and that, if accepted, it will not be published elsewhere in the same form, in English or in any other language, including electronically without the written consent of the copyright-holder. In particular, translations into English of papers already published in another language are not accepted.

No other forms of scientific misconduct are allowed, such as plagiarism, falsification, fraudulent data, incorrect interpretation of other works, incorrect citations, etc. The National Academy of Sciences of the Republic of Kazakhstan follows the Code of Conduct of the Committee on Publication Ethics (COPE), and follows the COPE Flowcharts for Resolving Cases of Suspected Misconduct ([http://publicationethics.org/files/u2/New\\_Code.pdf](http://publicationethics.org/files/u2/New_Code.pdf)). To verify originality, your article may be checked by the Cross Check originality detection service <http://www.elsevier.com/editors/plagdetect>.

The authors are obliged to participate in peer review process and be ready to provide corrections, clarifications, retractions and apologies when needed. All authors of a paper should have significantly contributed to the research.

The reviewers should provide objective judgments and should point out relevant published works which are not yet cited. Reviewed articles should be treated confidentially. The reviewers will be chosen in such a way that there is no conflict of interests with respect to the research, the authors and/or the research funders.

The editors have complete responsibility and authority to reject or accept a paper, and they will only accept a paper when reasonably certain. They will preserve anonymity of reviewers and promote publication of corrections, clarifications, retractions and apologies when needed. The acceptance of a paper automatically implies the copyright transfer to the National Academy of Sciences of the Republic of Kazakhstan.

The Editorial Board of the National Academy of Sciences of the Republic of Kazakhstan will monitor and safeguard publishing ethics.

Правила оформления статьи для публикации в журнале смотреть на сайте:

[www:nauka-nanrk.kz](http://www.nauka-nanrk.kz)

<http://www.physics-mathematics.kz>

Редактор *М. С. Ахметова*  
Верстка на компьютере *Д. Н. Калкабековой*

Подписано в печать 16.01.2016.  
Формат 60x881/8. Бумага офсетная. Печать – ризограф.  
10,7 п.л. Тираж 300. Заказ 1.