

АТОМ ЯДРОЛАРИНИНГ АЙЛАНМА СПЕКТРАРИ ВА E2-ЎТИШ ЭХТИМОЛИЯТЛАРИНИНГ НАЗАРИЙ ТАҲЛИЛИ

Коржавов Мустафа Жовлиевич

Қарши муҳандислик-иқтисодиёт институти, Қарши, Ўзбекистон

АННОТАЦИЯ

Мақолада деформацияланган атом ядроларининг айланма спектрали ва β -ва γ -полосаларни ҳисобга олиб E2-ўтиш эҳтимолиятлари ҳисобланганлиги ҳақида фикр юритилади. Шунингдек, Михайлов графиги нозиклиги сабабларининг назарий таҳлили келтирилган.

Калит сўзлар: энергия, ядро, спин, мусбат жуфтлик, кориолис аралашуви, айланиш, банд.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ СПЕКТРОВ ВРАЩЕНИЯ АТОМНЫХ ЯДЕР И ВЕРОЯТНОСТИ E2-ПЕРЕХОДА

Коржавов Мустафа Жовлиевич

Каршинский инженерно-экономический институт, Карши, Узбекистан

АННОТАЦИЯ. Проведены расчеты энергетического спектра и вероятностей E2-переходов с учетом состояний β - и γ -полос в (деформированных ядрах) ядре $^{182,184}\text{W}$. Приведены результаты новых теоретических исследований графика Михайлова.

Ключевые слова: энергия, ядро, спин, положительная четность, кориолисово смешивание, вращения, полоса.

THEORETICAL ANALYSIS OF THE ROTATION SPECTRA OF ATOMIC NUCLEI AND THE PROBABILITY OF THE E2 TRANSITION

Korjavov Mustafa Jovliyevich

Karshi Engineering and Economic Institute, Karshi, Uzbekistan

In this article the author gave his ideas about calculations of power spectrum and probabilities of E2-transitions with accounting of states β - and γ -strips in $^{182,184}\text{W}$ and described the results of new experimental investigations of the Mikhailov plot.

Keywords: energy, nucleus, spin, positive parity, coriolis mixing, rotations, band.

Қириш. Атом ядроси физикаси энг ёш фанлардан бири ҳисобланади. Инсоният XIX асрнинг иккинчи ярмигача атом ядроси ҳақида тасаввурга ҳам эга бўлмадан, атомни бўлинмас зарра деб ҳисоблар эдилар. Ядро физикасининг

фан сифатида ривожланиши 1896 йил А.Беккерелнинг радиоактивлик ҳодисасини кашф қилишидан бошланади. Ҳозиргача енгил, ўрта ва оғир атом ядроларининг тузилиши, хоссалари ва ўйғонган ҳолатларини, ядро реакциялари механизмларини урганиш бўйича жуда кўп ишлар қилинди.

Назарий ядро физикасининг ривожи 1932 йил Ж.Чедвик нейтронни кашф қилгандан кейин бошланди. В. Гейзенберг ва Д.Д. Иваненколар ядронинг протон-нейтрон моделини таклиф қилишди. Замонавий ядро назариясининг қийинчилиги нуклонлар ўртасидаги ядро кучларининг табиатини ва кўп заррали (чекли) системалар ҳаракатини тўлиғича тушунтира олмаслигимиздир. Шунинг учун ядро назариясида кўпгина усуллар, яқинлашишлар ва моделлар мавжуд бўлиб, ядроларнинг у ёки бу хоссаларини максимал даражада тушунтиришга ҳаракат қилинади [1].

XX асрнинг 50-йилларида О.Бор ва Б.Моттельсонлар умумлашган модел асосида атом ядроларининг фақат сферик шаклда эмас, деформацияланган шаклда бўлиш гипотезасини ўртага ташладилар ва тажриба натижалари билан асослади. Умумлашган модел ядронинг суюқ томчи ва қобиқ моделларининг ўйғунлашишидан ҳосил бўлган. Ядроларнинг деформацияланганлиги ҳар хил ички структурага эга бўлган ҳолатлар ўртасидаги электромагнит ўтишлар эҳтимолиятининг қийматларини таҳлил қилишда ҳам намоён булади.

Моделнинг тушунтирилиши. Деформацияланган ядроларда электромагнит ўтишлар учун адиабатик яқинлашиш доирасида

$$F_v(\Delta I) = \sqrt{B(E2, I_v \rightarrow I'_g)} / | \langle I K_v 2 - K_v | I' 0 \rangle | , \quad (1)$$

каби аниқланган функция доимий сонга тенгдир (Алага қоидаси). Бунда ΔI бошланғич (I) ва охири (I') ҳолатлар моментларининг $I'(I' + 1) - I(I + 1)$ каби аниқланган фарқи. Лекин асосий ҳолат тўлқин функциясида β - ва γ -тебранма ҳолатларнинг жуда кичик аралашмаси мавжуд бўлса, бу функция чизикли,

$$F_v(\Delta I) = M_1^v + M_2^v \Delta I , \quad (2)$$

характерда бўлади. Аммо бир хил моментли ($I = I'$) ва ҳар хил айланма йўлларга тегишли ҳолатлар ўртасидаги $\beta \rightarrow g$, $\gamma \rightarrow g$ ўтишлар яна доимийлигича қолаверади. Аммо деформацияланган ядро ^{232}Th да ҳар хил ҳолатлари орасидаги ўтишлар учун тузилган Михайлов графигининг ночизикли характери [2,4] ишда кўзғолиш назарияси доирасида тавсифланадиган эди.

Аммо кейинроқ амалга оширилган [3] назарий ҳисоблашларда бошқа ядролар, хусусан $^{182,184}\text{W}$ ядроларида бундай графикнинг ночизиклилиги аниқланди. Изланишлар шуни кўрсатадики, бундай ночизиклиликнинг сабаблари турличадир. Шу нуктаи назардан $E2$ -ўтиш операторини ички

координаталар тизимида [3,5,6] ишдаги (7) формула каби аниқлаб, $^{182,184}\text{W}$ нинг спектрал ва электромагнит хоссалари текширилди ва (1)-функция учун

$$F_v(I) = M_1^v + M_2^v \Delta I + M_3^v \Delta I^2, \quad (3)$$

$$F_v(\Delta I = 0) = B_1^v + B_2^v I(I + 1), \quad (4)$$

кўринишдаги ночизиқли ифодалар олинган ва ночизиқлик сабаблари кўрсатилган эди.

Аналитик хисоблашлар. Таъкидланганидек [3,7] ночизиқлилик сабабларидан бири ($K_v^\pi = 0_2^+$) β - ва ($K_v^\pi = 2_2^+$) γ -йўлларнинг ички ўйғониш энергиялари (ε_v) яқин бўлганда, бу йўлларнинг ўзаро таъсири жуда кучсиз бўлса ҳам уларнинг аралашуви кучли бўлишидадир. Шунинг учун $\varepsilon_0 = \varepsilon_2 = \omega$ дейишимиз мумкин. Бу ҳолат эса ядроларнинг электромагнит хоссаларини аналитик усулда ўрганишга имкон беради. Бу ҳолда тўла гамилтониан матрицасини [2]

$$\hat{H} = \hat{H}_{ayl} + \hat{H}_{ichki} = \hat{H}_0 + V, \quad (5)$$

кўринишда аниқлаймиз. Бунда

$$\hat{H}_0 = \begin{bmatrix} E_g^I & 0 & 0 \\ 0 & E_g^I + \omega & a_{02}^I \\ 0 & a_{20}^I & E_g^I + \omega \end{bmatrix}, \quad \hat{V} = \begin{bmatrix} 0 & a_{00}^I & a_{02}^I \\ a_{00}^I & 0 & 0 \\ a_{20}^I & 0 & 0 \end{bmatrix}. \quad (6)$$

бўлиб, $E_g^I = AI(I + 1)$ белгилаш киритилган. \hat{V} -ғалаён операторида

$$a_{vv'}^I = a_{vv'} \begin{cases} I(I + 1) & \Delta K = 0 \quad bo'lsa \\ \sqrt{2(I - 1)I(I + 1)(I + 2)} & \Delta K = 2 \quad bo'lsa \end{cases} \quad (7)$$

белгилаш ички ҳолатларнинг ўзаро таъсирини хисобга олувчи матрица элементи бўлиб, [3] ишдаги (5) формула каби аниқланган. Бунда $\Delta K = K_{v'} - K_v$ белгилаш киритилган.

$$\hat{U} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1/\sqrt{2} & -1/\sqrt{2} \\ 0 & 1/\sqrt{2} & 1/\sqrt{2} \end{pmatrix}, \quad (8)$$

унитар алмаштириш ёрдамида \hat{H}_0 ни диагонал кўринишга олиб келиб, \hat{H}_0 тасавурида (5) тўла гамилтонианни $\hat{H} = [(\hat{H}_0)_{vv}] + \hat{U}V\hat{U}^{-1}$ муносабат билан аниқлаймиз. \hat{H} -операторнинг F-хусусий функциясини қўзғолиш назарияси асосида олиш мумкин. (5) кўринишдаги тўла гамилтонианнинг хусусий функциясини эса $\Psi = \hat{U}^{-1}F$ каби аниқлаймиз. Базис тўлқин функцияни

$$|IMK_v\rangle = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2(1+\delta_{K_v,0})}} [D_{MK_v}^I \varphi_v + (-1)^{I+K_v} D_{M-K_v}^I \tilde{\varphi}_v], \quad (9)$$

каби, E2-операторни ($d_{02} = 0$ da)

$$M'(E2) = \hat{Q}_0 + \sum_{\mu} q_{\mu} [b_{\mu}^{+} + (-1)^{\mu} b_{\mu}] + \sum_{\beta\gamma} d_{\beta\gamma} b_{\beta}^{+} b_{\gamma}, \quad (10)$$

каби аниқлаб, $\beta \rightarrow g$, $\gamma \rightarrow g$ йўллар ўртасидаги ўтишлар учун ($\Delta I \neq 0$) куйидаги ифодани оламиз:

$$F_{\gamma}(\Delta I) = \left| q_2 + \sqrt{6} \sqrt{\frac{f}{\varphi^{-}}} \left[\frac{q_0}{\sqrt{2}} + \frac{a_{02}A}{16\omega} \sqrt{f} \left(Q_g \sqrt{2\varphi^{-}} - Q_{\beta} \frac{\sqrt{\varphi^{+}}}{\sqrt{2}} \right) - \frac{Q_{\beta} a_{00}A}{32\omega} \Psi^{+} \right] + \frac{\sqrt{3} Q_{\gamma} a_{02}A}{16\omega} \varphi^{+} - \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{Q_{\gamma} a_{00}A}{16\omega} \Psi^{+} \sqrt{\frac{\varphi^{+}}{f}} \right|,$$

$$F_{\beta}(\Delta I) = \left| \frac{Q_g a_{00}A}{16\omega} \Psi^{-} + \frac{q_0}{\sqrt{2}} - \frac{q_2}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{\varphi^{-}}{f}} - \frac{Q_{\beta} a_{02}A}{\sqrt{2} 16\omega} \sqrt{f \varphi^{+}} - \frac{Q_{\beta} a_{00}A}{32\omega} \Psi^{+} - \frac{Q_{\gamma} a_{02}A}{\sqrt{2} 16\omega} \sqrt{\frac{\varphi^{-}}{f}} \varphi^{+} + \frac{Q_{\gamma} a_{00}A}{32\omega} \sqrt{\varphi^{-} \varphi^{+}} \frac{\Psi^{+}}{f} \right|,$$

бунда $f = \Delta I^2 - 4$, $\varphi^{\pm} = \Delta I^2 \pm \Delta I \cdot 16 + 60$, $\Psi^{\pm} = \Delta I^2 \pm \Delta I \cdot 8 + 12$.

Шундай қилиб охирги ифодалардан кўринадики, [3,4,5] ишда таъкидланганидек бир-бирига яқин жойлашган β - ва γ -йўлларнинг кучли аралашуви ва E2-ўтиш операторида d_{02} –ли ҳаднинг ҳисобга олиниши, шунингдек ички квадрупол моментларнинг ($Q_{\gamma} = Q_{\beta} = Q_g$) бир-биридан фарк қилиши $F_{\nu}(\Delta I)$ -функцияни нозиклиги кўринишга олиб келади.

FOYDALANILGAN ADABIYOTLAR RO‘YXATI: (REFERENCES)

1. Соловьев В.Г., Теория сложных ядер, Изд. «Наука», Москва, 1971г.,560 стр.
2. Choriev B.Ch //Nucl.Phys., 1991, V.A523, P.313.
3. Begjanov R.B., Choriev B.Ch., Korjavov M.J. and Muminov T.M., //Nucl.Phys., 1994, V.A575, P.237.
4. Усманов П. Н., Коржавов М.Ж., Спектр энергии и структура состояний положительной чётности изотопов $^{182,184}\text{W}$. NamDU ilmiy axborotnomasi–2022-yil_maxsus son. Стр.3-11. ISSN:2181-0427. Journal.namdu.uz
5. Усманов П. Н., Коржавов М.Ж., Анализ энергии и внутриволновых переходов состояний положительной чётности изотопов $^{182,184}\text{W}$. Тезисы форума. Международный форум «Физика – 2022», 4 – 5 октября 2022 года, Наманган, Ўзбекистан.
6. Коржавов М.Ж., Проблемы классической физики конца XIX века. Возникновение квантовой теории. INTERNATIONAL SCIENTIFIC AND PRACTICAL CONFERENCE "MODERN PSYCHOLOGY AND PEDAGOGY: PROBLEMS AND SOLUTION". 8-part, 214-222 pages. 08.02.2023.
7. Korjavov M.J., Classical physics problems of the late 19th century the emergence of quantum theory. American Journal of Pedagogical and Educational Research. ISSN (E): 2832-9791|Volume 8, | Jan., 2023 Paje 155-159. <http://www.americanjournal.org>