

МЕХАНІЗМИ УТВОРЕННЯ ЗБУДЖЕНИХ СТАНІВ ПАРНО-ПАРНИХ ЯДЕР

І.В. Хіміч

Ужгородський національний університет, кафедра ядерної фізики
88000, м. Ужгород, вул. Капітульна, 9а, Україна
E-mail: nphys@univ.uzhgorod.ua

У рамках адіабатичної тричастинкової моделі ядра розглянуто механізми утворення низьколежачих збуджених станів парно-парних ядер. Запропоновано новий спосіб розрядки (дезбудження) інверсно заселених конфігураційних ізомерних рівнів відповідних парно-парних ядер за рахунок використання явища Бозе-Ейнштейнської конденсації квадрупольних нуклонних бозе-пар з цілим спіном $J=2$. На цій основі запропонована схема реалізації нового типу трирівневого гамма-лазера.

У роботах [1-6] запропоновано парні радіальні та кутові кореляції між нуклонами враховувати в потенціальному підході в рамках адіабатичної тричастинкової моделі ядра [7-10], в основі якої лежить припущення про сепарабельність руху валентних нуклонів ядра на швидкий рух нуклонів по кутовим змінним, тобто на сфері $S^5(\Omega)$, і адіабатичний (повільний) рух нуклонів вздовж гіперрадіусу R та введення зручного для опису поняття адіабатичного потенціального терму нуклонів ядра $U_\mu(R)$. Нагадаймо, що в адіабатичній тричастинковій моделі ядра [7-10] парно-парне сферичне (або деформоване) ядро A_ZX розглядається як система, що складається із відповідного остова і двох валентних нуклонів в зовнішній оболонці, які рухаються в статичному полі остова, яке моделюється потенціалом Вудса-Саксона з одночастинковою спин-орбітальною взаємодією валентних нуклонів, а також залишковою сильною взаємодією валентних нуклонів між собою, що моделюється потенціалом з нульовим радіусом дії із врахуванням відштовхуванням нуклонів на малих відстанях [7, 10].

Внаслідок принципу Паулі в парно-парних ядрах стани двох нуклонів одного сорту, які знаходяться на довільному одночастинковому рівні з моментом $j > 1/2$ із-за спарювання завжди мають при jj -

зв'язку ціле парне значення сумарного моменту (спіну) [11, 12], причому максимальне значення спіну пари нуклонів рівне $2j-1$. Усі енергетичні рівні парно-парних ядер можна розділити на дві групи: 1) енергетичні рівні, у яких нуклонна конфігурація співпадає з конфігурацією основного стану; 2) рівні, які виникають при зміні нуклонної конфігурації.

Наприклад, для ядер ${}^6\text{He}$, ${}^{10}\text{Be}$, ${}^{10}\text{C}$, ${}^{34}\text{S}$, ${}^{38}\text{Ar}$ (при jj -зв'язку) єдиним збудженим рівнем є 2^+ , в якому конфігурація валентних нуклонів тотожно співпадає з конфігурацією основного стану. У багатьох інших парно-парних ядер (наприклад, ${}^8\text{Be}$, ${}^{18}\text{O}$, ${}^{20}\text{Ne}$, ${}^{22}\text{Ne}$, ${}^{24}\text{Mg}$, ${}^{26}\text{Mg}$) стан 2^+ - це тільки один із можливих станів, з мінімальним спіном, який виникає без зміни конфігурації валентних нуклонів. Такі енергетичні рівні будемо надалі іменувати конфігураційними рівнями [13].

Отже, сумарний спин J першого збудженого стану валентних нуклонів, які рухаються в полі парно-парного остова ядра, рівний 2^+ . Енергія зв'язку таких квадрупольних $J^\pi = 2^+$ пар нуклонів менша за енергію зв'язку монопольних пар з $J^\pi = 0^+$, які відповідальні за формування основного стану ядра, однак вона є достатньою для розгляду таких квадрупольних пар в якості стійких утворень.

У випадку легких парно-парних ядер мають місце наступні механізми формування низьколежачих збуджених станів: а) збуджені стани ядра в незаповненій оболонці утворюються в результаті послідовного переходу монопольних пар нуклонів з $J^\pi = 0^+$ в квадрупольні пари з $J^\pi = 2^+$, при цьому найближчий збуджений стан формується шляхом переходу тільки однієї пари нуклонів; б) у випадку, коли зовнішня оболонка заповнена для утворення низьколежачих збуджених станів, відбувається розрив однієї пари нуклонів, в результаті чого або обидва нуклони розірваної пари переходять на певний рівень наступної оболонки з утворенням на ньому відповідної пари, або тільки один з нуклонів розірваної пари переходить на наступну оболонку, а в попередній замкнутій оболонці утворюється так звана дірка. Аналогічні міркування можна привести і для парно-парних ядер, у яких для заповнення зовнішньої оболонки відсутня пара нуклонів.

Таким чином, збуджені енергетичні рівні у парно-парних ядрах можуть виникати не тільки за рахунок переходів нуклонів з однієї оболонки в іншу, але також за рахунок залишкової взаємодії між нуклонами всередині оболонки, що приводить до утворення приведених вище конфігураційних рівнів. Конфігураційні рівні не обов'язково повинні розміщуватись нижче усіх рівнів, обумовлених міжоболонковими переходами, як це має місце для оберतालних рівнів. Очевидно, можлива ситуація, коли рівень міжоболонкового переходу виявиться нижче групи конфігураційних рівнів або попадає в межі цих рівнів. Це станеться тоді, коли енергія міжоболонкового переходу буде менша за енергію розриву спарених нуклонів. Переходи між конфігураційними рівнями в парно-парних ядрах повинні супроводжуватись квадрупольним E2-випромінюванням як найбільш імовірним.

Мабуть, для легких парно-парних ядер, можна обмежитись тільки приведеними вище механізмами формування низьколежачих збуджених станів. Із зрос-

танням масового числа A усе більшу роль у формуванні збуджених станів ядер починають відігравати колективні збудження, які можуть бути спричинені коливаннями поверхні ядра та його обертанням у просторі, що в кінці кінців призводить до деформації ядра. Оскільки основну роль при цьому відіграють нуклонні квадрупольні пари, то отримувана форма ядра нагадує еліпсоїд обертання.

Теоретичний опис збуджених конфігураційних рівнів парно-парних сферичних та аксіально-деформованих парно-парних ядер, в яких в незаповненій оболонці містяться два валентні нуклони приведений в [7-12] в рамках адабатичної тричастинкової моделі.

Чисельні розрахунки [3-12] енергетичних спектрів парно-парних ядер вказують на існування зв'язаних квадрупольних $J^\pi = 2^+$ пар тотожних нуклонів на відповідних конфігураційних рівнях, які можна розглядати як бозони з цілим спіном рівним 2. Відомо, що в одному і тому ж стані i , відповідно, на певному енергетичному рівні може накопичуватись довільне скінчене число таких бозонних пар, хвильова функція яких повинна бути симетричною при перестановці будь-якої пари бозонів.

Якщо знехтувати взаємодією між квадрупольними парами тоді низьколежача частина енергетичного спектру парно-парного ядра по характеру повинна нагадувати еквідистантний спектр гармонічного осцилятора. А саме, перший збуджений рівень 2^+ відповідає одній парі з енергією ϵ , стану двох пар відповідатиме енергія 2ϵ , відповідно стану трьох пар - енергія 3ϵ . Подібні спектри існують в реальних парно-парних ядрах, наприклад, вібраційні спектри ядер ${}_{30}^{62}\text{Zn}$, ${}_{42}^{94}\text{Mo}$, ${}_{52}^{120}\text{Te}$ мають вище згаданий характер.

По мірі збільшення числа пар протонів і нейтронів поверх заповненої оболонки істотною стає взаємодія між бозонними квадрупольними парами і в результаті характер спектру істотно змінюється.

Проведені чисельні розрахунки [3-12] енергетичних спектрів ядер ${}^6\text{He}$, ${}^{10}\text{Be}$,

^{14}C , ^{16}C , ^{18}O , ^{18}Ne , ^{42}Ca , ^{58}Ni , ^{64}Zn , ^{74}Se в рамках адіабатичної тричастинкової моделі вказують на реальне існування в парно-парних ядрах конфігураційних рівнів, які заселені квадрупольними $J^\pi = 2^+$ парами тотожних нуклонів. Між конфігураційними рівнями можливі переходи з E2-випромінюванням або M1-випромінюванням, або випромінюванням конверсійних електронів, зокрема, реальним є виявлення ізомерних E2-переходів між конфігураційними рівнями. Такі переходи найбільш імовірні в незаповнених оболонках з числом нуклонів (або дірок) рівним 2 на ізомерному рівні. Період напіврозпаду $T_{1/2}$ таких ізомерних станів в значній мірі може попадати [13] в мілісекундну область: $T_{1/2} = (10^{-3} \div 1)$ сек. У журнальній літературі приведено значне число короткоперіодних парно-парних ізомерів. Зрозуміло, що існування в парно-парних ядрах ізомерних станів, які заселені такими нуклонними парами з цілим спіном рівним 2, тобто бозонами, дає підстави висловити ідею про можливий новий принцип реалізації гамма-лазера без використання розрядки ізомерних станів за рахунок, наприклад, взаємодії гамма-квантів з ядрами-ізомерами або за рахунок взаємодії з іншими частинками чи зовнішніми полями.

В основі нового принципу реалізації гамма-лазера лежить явище Бозе-Ейнштейнської конденсації [14] ідеального газу, яке можна використати в якості механізму розрядки інверсно заселених конфігураційних ізомерних станів відповідних парно-парних ядер.

Нагадаймо, що для ідеального Бозе-газу справедливе співвідношення [14]

$$N(\epsilon = 0) = N - N(\epsilon > 0) = N \left[1 - \left(\frac{T}{T_0} \right)^{3/2} \right], \quad (1)$$

де $N(\epsilon = 0)$ - число частинок на основному рівні з $\epsilon = 0$, а N - число всіх частинок. При температурі Ейнштейнської конденсації

$$T = T_0 = \frac{h^2 n^{2/3}}{\left[4\sqrt{2}\pi(2s+1) \right]^{2/3} km} \quad (2)$$

на основному рівні не перебуває жодна частинка. У формулі (2): n - концентрація Бозе-частинок, m - маса частинки, k - постійна Больцмана, а h - постійна Планка. При зменшенні температури, зокрема, при $T < T_0$, частинки починають накопичуватись на основному рівні, а при $T = 0$ усі частинки виявляються в основному стані з мінімальною енергією.

У випадку наявності парно-парних ізомерних ядер інверсно заселеність відповідних конфігураційних рівнів можна здійснити через відповідні активаційні рівні, опромінюючи робоче середовище потоком потужного електромагнітного випромінювання. Далі розрядку (дезбудження) заселених квадрупольними парами ізомерних рівнів можна здійснювати шляхом охолодження, наприклад, методом адіабатичного розмагнічування, до температур в околі абсолютного нуля. Для цього ізомерні ядра слід попередньо ввести певним чином в кристал, наприклад, нітрату церію-магнію, з допомогою якого вдається одержувати охолодження до температур близько 0,001 К.

Отже, перехід із ізомерного стану в основний стан буде здійснюватись за рахунок Бозе-Ейнштейнської конденсації. Такий перехід буде супроводжуватись квадрупольним E2-випромінюванням як найбільш імовірним. Одержання гамма-емісії можливе як з використанням трирівневих, так і дворівневих систем. Схема трирівневої системи зображена на рис. 1. Квадрупольне електричне E2-випромінювання відбувається з рівня $J^\pi = 2^+$ за рахунок Бозе-Ейнштейнської конденсації при $T < T_0$ внаслідок вивільнення надміру енергії, набутої системою при початковому її збудженні від зовнішнього джерела.

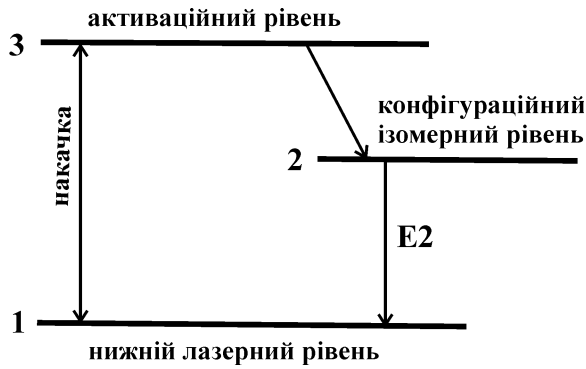


Рис. 1. Схема трирівневого гамма-лазера.

В якості ізомерів-кандидатів, які можна використати в якості робочого середовища пропонуються ізомери $^{136m}_{56}\text{Ba}$, $^{140m}_{58}\text{Ce}$, $^{178m}_{72}\text{Hf}$ і ряд інших.

Зауважимо, що використання явища Бозе-Ейнштейнської конденсації в якості механізму дезбудження ізомерних станів парно-парних ізомерів попутно вирішує і проблему відводу тепла, яка існує в сучасних проектах [15-18] реалізації так званого "гарячого" гамма-лазера.

Таким чином, у випадку парно-парних ізомерів існують два незалежні способи дезбудження (розрядки) інверсно заселених ізомерних станів ядер: а) дезбудження ізомеру шляхом електромагнітної вза-

ємодії гамма-квантів зовнішнього поля з ядрами-ізомерами; б) шляхом охолодження робочої системи до температур значно менших температури T_0 Бозе-Ейнштейнської конденсації. Зауважимо, що всюди вище мова йде не про звичайну конденсацію, тобто про перехід розглядуваної системи в рідину, а про своєрідну "конденсацію", що має квантовий характер в просторі імпульсів і полягає в тому, що при $T < T_0$ відбувається накопичення бозонів в основному стані, тобто стосовно нашого випадку має місце перехід квадрупольної пари $J^\pi = 2^+$ з конфігураційного ізомерного рівня на основний рівень з E2-випромінюванням гамма-кванта або M1-випромінюванням.

Представляється вельми актуальним пошук [19] парно-парних ядер, у яких конфігураційні ізомерні стани заселені незначним числом квадрупольних пар, взаємодія між якими є незначною або заселені однією квадрупольною парою. Дослідження таких станів тісним чином пов'язано із створенням нових джерел енергії і, зокрема, лазерів у діапазоні гамма-випромінювання.

Література:

1. Капустей М.М., Пойда В.Ю., Хіміч І.В. // УФЖ.- 1995.- 40, №11.- С.1166-1170.
2. Капустей М.М., Пойда В.Ю., Хіміч І.В. // Доп. НАН України. Сер. матем.- 1995.- №10.- С.71-74.
3. Капустей М.М., Пойда В.Ю., Хіміч І.В. // УФЖ.- 1998.- 43, №10.- С.1215-1219.
4. Капустей М.М., Пойда В.Ю., Хіміч І.В. // УФЖ.- 1999.- 44, №11.- С.1330-1336.
5. Хіміч І.В. // Наук. вісник Ужг. унів. Серія фізика.- 1998.- №3.- С.53-56.
6. Плекан Р.М., Капустей М.М., Хіміч І.В. // Наук. вісник Ужг. унів. Серія фізика.- 1999.- №4.- С.50-54.
7. Капустей М.М., Плекан Р.М., Пойда В.Ю., Хіміч І.В. // Наук. вісник Ужг. унів. Серія фізика.- 2000.- №7.- С.155-160.
8. Kapustey M.M., Khimich I.V., Plekan R.M., Pojda V.Yu. // Uzhgorod Univ. Sci. Herald. Phys. ser.- 2000.- №8, v.1.-P.98-103.
9. Капустей М.М., Плекан Р.М., Пойда В.Ю., Хіміч І.В. // Наук. вісник Ужг. унів. Серія фізика.- 2001.- №9.- С.155-161.
10. Капустей М.М., Плекан Р.М., Пойда В.Ю., Хіміч І.В. // УФЖ.- 2001.- 46, №5-6.- С.524-528.
11. Капустей М.М., Плекан Р.М., Пойда В.Ю., Хіміч І.В. // Наук. вісник

- Ужг. унів. Серія фізика.- 2001.- №10.- С.164-169.
12. Khimich I.V., Plekan R.M., Pojda V.Yu. // Radiat. Phys. and Chem.- 2003.- 68, v.1-2.- P.159-163.
13. Гольданский В.Й., Пекер Л.К. // УФН.- 1961.- 73, в.4.- С.646-653.
14. Ансельм А.И. Основы статистической физики и термодинамики.- М.: Наука, 1973.- 523 с.
15. Collins C.B. et all. // Laser Physics.- 1999.- 9.- P.1-12.
16. Высоцкий В.И., Кузьмин Р.Н. Гамма-лазеры.- М.: Изд-во МГУ, 1989.- 176 с.
17. Collins C.B. et all. // Journ. Appl. Phys.- 1982.- 53, v.7.- P.4645-4651.
18. Соколюк И.В., Заяць Т.М. // Наук. вісник Ужг. унів. Серія фізика.- 2002.- №11.- С.164-170.
19. Гангрский Ю.П., Мазур В.М. // ФЭ-ЧАЯ.- 2002.- 33, в.1.- С.158-200.

THE MECHANISMS OF THE FORMATION OF EXCITED STATES OF THE EVEN-EVEN NUCLEI

I.V. Khimich

Uzhgorod National University, Department of Nuclear Physics
9a, Kapitulna str., Uzhgorod 88000, Ukraine
E-mail: nphys@univ.uzhgorod.ua

Within the framework of the adiabatic three-particle model of nucleus the mechanisms of formation of low-lying excited states of the even-even nuclei are considered. The new way of the de-excitation of inversely occupied configured isomeric levels of the correspond even-even nuclei are proposed to take into account of the Bose-Ejnshtajn condensation phenomena of quadruple nucleon Bose-pairs with entire spin $J=2$. On this base the scheme of the realization of a new type of the three-level gamma-laser is proposed.