

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

3638 / 83

18/7-83

6-83-258

Р.В.Джолос, Ц.Вылов, Ж.Т.Желев*, М.М.Михайлова

ИССЛЕДОВАНИЕ
ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ ^{135}Ba

Направлено в журнал
"Известия АН СССР, серия физическая"

* ИЯИ ЯЭ БАН, София

1983

1. ВВЕДЕНИЕ

Возможность описания свойств нечетных ядер как результата взаимодействия валентного нуклона с динамическим полем четно-четного остова реализовывалась двумя альтернативными подходами, различающимися выбором остова /вибрационный или ротационный/. Некоторыми авторами высказывались суждения об эквивалентности обоих подходов для переходных ядер. Например, нечетные ядра Sb и In , в которых были найдены высокоспиновые полосы, с равным успехом описывались двумя моделями ^{1/}. Для ядер, близких к другому магическому числу, $N = 82$, такие систематические исследования не проводились. В то же время интересно проверить возможность описания в рамках вибрационной модели ядер с $N = 79$. Для этой цели мы выбрали ядро $^{135}_{56}Ba_{79}$, которое считается почти сферическим, хотя некоторые авторы высказывали предположение о наличии в нем небольшой деформации ^{2,3/}. В ^{2/} такой вывод был сделан на основе данных о внутреннем квадрупольном моменте и был вычислен параметр деформации $\beta < 0,11$; в ^{3/} возможная деформация основного состояния этого ядра обсуждается на основе данных лазерно-спектроскопических исследований. ^{135}Ba содержит в спектре своих возбужденных состояний несколько низкоэнергетических уровней, которые могут быть отнесены к характерным для модели "взаимодействия частица-остов" мультиплетам. В экспериментах по кулоновскому возбуждению ^{4/} была получена важная дополнительная информация о тех же мультиплетных состояниях и вероятностях $E2$ -переходов между ними. Попытки описать свойства ^{135}Ba в рамках этой модели делались ранее в работах ^{5,6/}, а в ^{4/}, с учетом ангармоничности остова, были вычислены в хорошем согласии с экспериментом энергии уровней и вероятности $B(E2)$ u -переходов. Не согласуется с экспериментом вычисленная в этой работе вероятность $B(M1)$ u -перехода с энергией 220 кэВ.

Хотя в цепочке ядер с $N = 79$ ядро ^{135}Ba сравнительно более полно изучено, характеристики его возбужденных уровней экспериментально установлены неоднозначно. Уровни 717 и 909 кэВ возбуждались в (d, p) -реакциях ^{7/}, а 717 кэВ - еще и в (n, γ) -реакции ^{8/}, но их возбуждение при распаде ^{135}La оставалось под вопросом. Спины и четности уровней 855 и 980 кэВ, определенные в ^{9-13/}, вызывают некоторые сомнения. Это побудило нас продолжить исследования распада ^{135}La , начатые в ^{10, 11/}, с целью выяснения свойств возбужденных состояний ^{135}Ba .

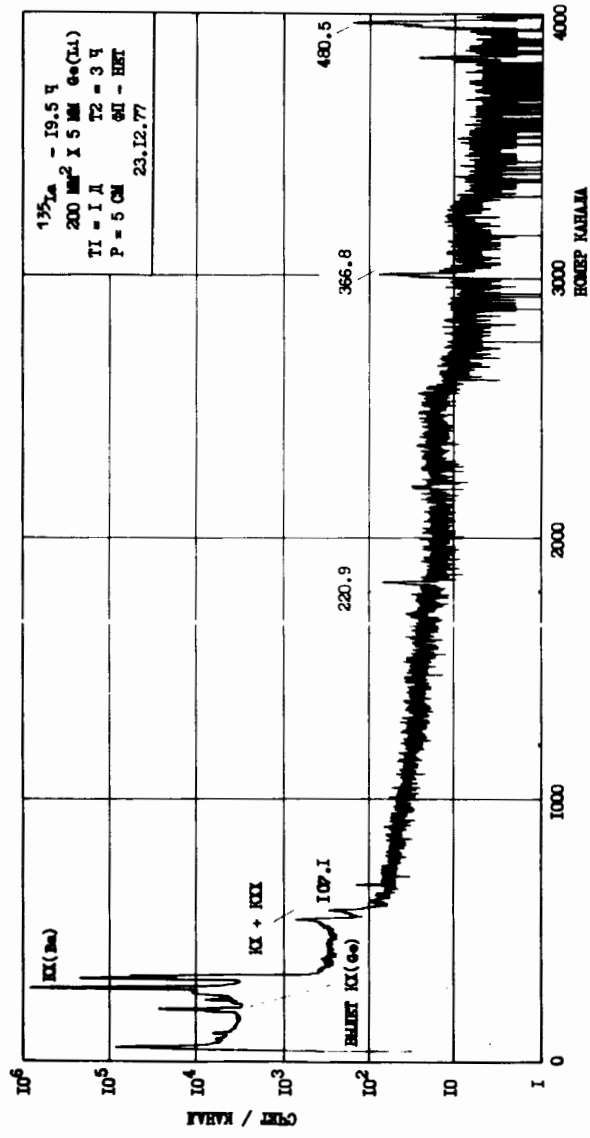


Рис. 1. Спектр низкоэнергетических γ -лучей ^{135}La , измеренный с помощью Ge(Li)-детектора /200 мм² x 5 мм/. Обозначения: T1 - время, прошедшее с момента получения источника; T2 - время измерения; P - расстояние источник-детектор; ФП - фильтр поглощения.

4

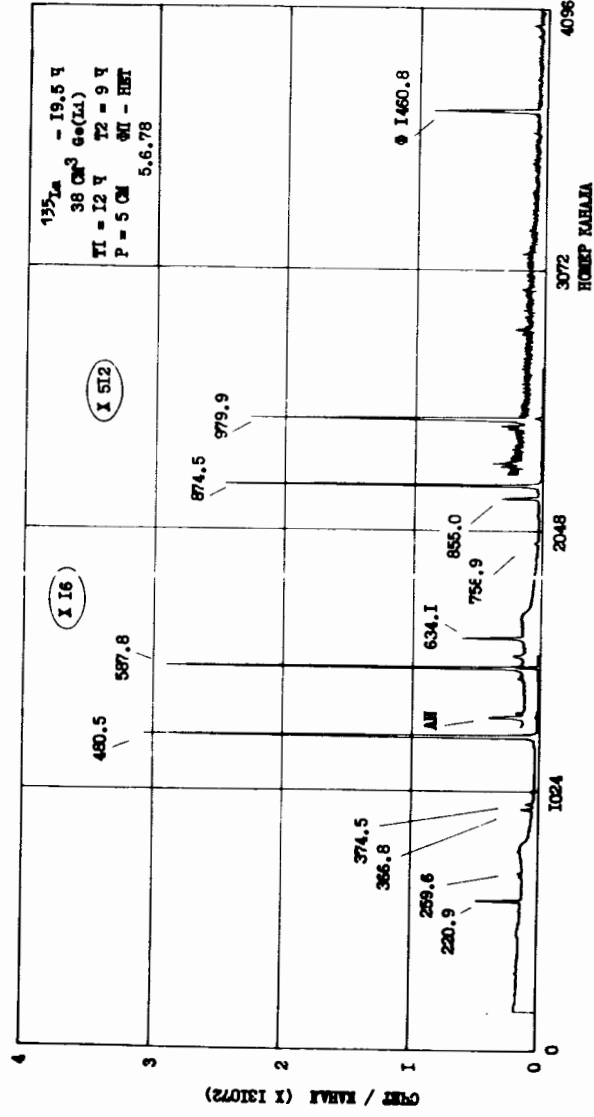


Рис. 2. Спектр γ -лучей ^{135}La , измеренный с помощью Ge(Li) детектора /38 см³/.

2. УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Нейтрондефицитный нуклид ^{135}La получался в реакциях глубокого расщепления Gd протонами с энергией 660 МэВ на внутреннем пучке $I_p = 2,5$ мкА/ синхроциклотрона ОИЯИ. Непосредственно по окончании облучения проводилась радиохимическая обработка 14 и масс-сепарация.

Комплекс бета- и гамма-спектрометров и методика, которые использовались при проведении настоящих измерений, описаны в работе 15 . Отметим только, что Ge(Li) -детекторы, с помощью которых были измерены γ -спектры и спектры характеристического КХ-излучения, имели чувствительный объем и энергетическое разрешение $V = 38 \text{ см}^3 / \Delta E_\gamma \approx 1,9 \text{ кэВ на } 1,3 \text{ МэВ}$ и $V = 200 \text{ мм}^2 \times 5 \text{ мм} / \Delta E_\gamma$ 550 эВ на 120 кэВ/ соответственно.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ СХЕМЫ РАСПАДА ^{135}Ba

В табл.1 приведены полученные энергии и интенсивности гамма-лучей и электронов внутренней конверсии /ЭВК/. Характерные аппаратные спектры приведены на рис.1 и 2.

По сравнению с работами $^{10-12}$ в γ -спектрах мы наблюдали еще слабоинтенсивные линии 125, 392, 499, 654, 909, 1130 и 1174 кэВ, которые могут быть размещены в схеме распада. Линий γ -переходов 717 и 1008 кэВ, о которых сообщается в 12 , мы не наблюдали. В остальном результаты хорошо согласуются с результатами этой работы.

Конверсионные электроны от распада ^{135}La регистрировались в работе 9 с помощью магнитного бета-спектрометра/секторного типа/ с двойной фокусировкой и разрешением 1%. Наши данные, полученные с помощью полупроводникового спектрометра на базе Si(Li) -детектора, хорошо дополняют данные из 9 /см. табл.1/. Коэффициенты внутренней конверсии вычислены в предположении $\alpha_k / 220 \text{ кэВ} = 0,0953^{9}$ - см. табл.1. На основе полученных КВК были сделаны выводы о мультипольностях 10 γ -переходов.

На рис.3 приведена схема распада $^{135}\text{La} \rightarrow ^{135}\text{Ba}$, предложенная на основе анализа результатов настоящих измерений. По сравнению со схемой распада, приведенной в 12,13 , в нашем варианте размещены дополнительно 7 γ -переходов. При этом подтверждены возбужденные состояния ^{135}Ba , введенные в тех же работах, и заселение состояния 717 и 909 кэВ слабым /меньше 10^{-4} %/ электронным захватом при распаде ^{135}La . /На рис.3 заселение уровней 717, 909 и 1008 кэВ не показано/. Прямые переходы 717 и 1008 кэВ, разряжающие соответствующие уровни на основное состояние, размещены в схеме согласно данным из работы 12 .

Характеристики $I^\pi = 3/2^+$ для основного состояния ^{135}Ba определены в 16 . Спины и четности возбужденных состояний /кроме 874

Таблица 1

Сведения о γ -лучах и электронах внутренней конверсии из распада ^{135}La

$E_\gamma (\Delta E_\gamma)$ (кэВ)	$I_\gamma (\Delta I_\gamma)$	$I_e (\Delta I_e)$	$\alpha_k (\Delta \alpha_k)$	Мультип.	Размещение $E_n \rightarrow E_k$.
K_{α_2} (Ba)	1412(7)				
K_{α_1} (Ba)	2754(8)				
K_{β_1} (Ba)	734,3(2,2)				
K_{β_2} (Ba)	205,8(2,2)				
107,25(I0)	0,071(6)	K-6,5(7)	0,855(I2)	E2, MI	587 → 480
124,89(7)	0,010(3)	K-0,52(II)	0,48(I7)	MI, E2	980 → 855
220,970(I0)	3,521(34)	K-36,0(8) L-5, II(2I) M-2, I2(27)	0,0953	MI + 0, I E2	220 → 0
236,68(I0)	0,004(2)				717 → 480
242,12(II)	0,006(3)				
259,36(6)	0,281(27)	K-I,7(4)	0,058(I5)	E2	480 → 220
267,12(I5)	0,021(4)				855 → 587
366,83(5)	2,093(I8)	K-5,9(8)	0,026(7)	MI	587 → 220
374,30(7)	1,18(4)	K-3,0(5)	0,024(4)	MI	855 → 480
392,08(9)	0,012(3)				980 → 587
394,11(4)	0,265(3I)				874 → 480
420,12(I0)	0,017(5)				1008 → 587
480,524(II)	100,0(2,8)	K-I00,0(4) L-I7,6(I,6) M-6,3(I,0)	0,0093(4)	E2	480 → 0
499,36(6)	0,012(4)				980 → 480
587,800(28)	7,24(5)	K-5,1(8)	0,0066(9)	MI, E2	587 → 0
634,06(4)	1,293(26)	K-0,8(2)	0,0057(4)	MI, E2	855 → 220

Таблица 1 /продолжение/.

I	2	3	4	5	6
653,83(8)	0,005(2)				874 → 220
717,96(I2)	0,001 [✳]				717 → 0
758,86(II)	0,039(I4)				980 → 220
787,4(6)	0,007(2)				I008 → 220
854,9I(5)	I,29(5)	K-0,55(I5) ^{✳✳}	0,0040(I3)	MI	855 → 0
874,509(23)	I0,96(4)	K-2,09(I8) ^{✳✳}	0,00I8(2)	E2	874 → 0
909,63(II)	0,0I5(4)				909 → 0
979,86(I5)	0,343(25)				980 → 0
I008,3I(20) [✳]	0,00II(6) [✳]				I008 → 0
II30,89(II)	0,024(6)				
II73,89(9)	0,059(9)				

* Данные из работы /12/.

** Данные из работы /9/.

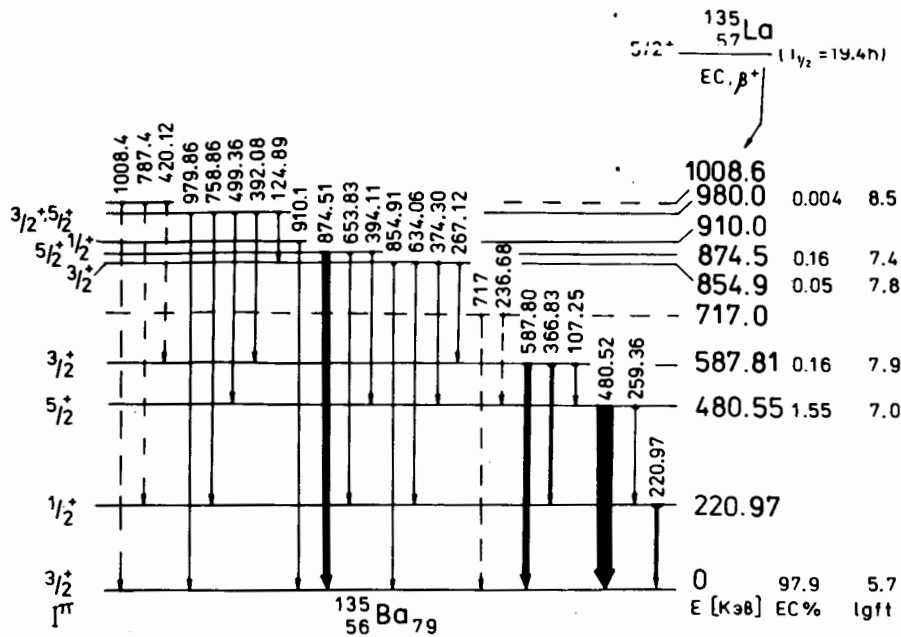


Рис. 3. Схема распада $^{135}\text{La} \rightarrow ^{135}\text{Ba}$.

и 909 кэВ/, определенные ранее /12, 13/, подтверждаются результатами настоящих измерений. Уровню 874 кэВ мы приписали спины и четность $I^\pi \leq 5/2^+$, так как он разряжается слабоинтенсивным переходом 654 кэВ на состояние 220 кэВ /1/2⁺/. Этот переход наблюдался в работе /10/, а также при измерении γ - γ -совпадений в /11/.

Спин и четность уровня 909(1/2⁺) кэВ определены при изучении (d,p)-реакции /7/.

4. РАСЧЕТ ЭНЕРГИЙ И ВОЛНОВЫХ ФУНКЦИЙ СОСТОЯНИЙ ^{135}Ba

При описании свойств низколежащих состояний нечетных ядер важно иметь достаточно точные волновые функции состояний четно-четного остова. В подходе, который используется ниже /и предложен еще в 1974 г. /17/ /, четно-четный остов характеризуется энергиями возбужденных состояний, матричными элементами квадрупольного оператора и четно-нечетными разностями масс ядер, взятыми непосредственно из экспериментальных данных.

Гамильтониан взаимодействия включает парные и квадрупольные силы с соответствующими константами G и k:

$$H = \sum_{jm} E_j a_{jm}^+ a_{jm} - \frac{G}{4} P^+ P - \kappa \sum_{\mu} Q_{2\mu}^+ Q_{2\mu} \quad /1/$$

Волновая функция нечетного ядра /состоящего из A-нуклонов/ записывается следующим образом:

$$|JM, A\rangle = \sum_{jm} (P_{Inj}^J C_{IM'jm}^{JM} a_{jm}^+ |InM', A-1\rangle - h_{Inj}^J C_{IM'jm}^{JM} (-1)^{j-m} a_{j-m} |InM', A+1\rangle) \quad /2/$$

Здесь a_{jm}^+ (a_{jm}) - операторы рождения /уничтожения/ нуклона в состоянии с квантовыми числами jm; $|InA \pm 1\rangle$ - волновой вектор остова в состоянии с квантовыми числами In.

Применяемый здесь метод позволяет более точно определить частично-дырочную структуру состояний нечетного ядра. Она получается при диагонализации гамильтониана /1/, для чего в /17/ была получена замкнутая система уравнений для p- и h-амплитуд:

$$P_{Inj}^J [E_j - \lambda + E_{In}^{A-1}] + \Delta (InA - 1) h_{Inj}^J - 2\kappa \sum_{I'n'j'} (-1)^{I'+j+J} \langle j || r^2 Y_2 || j' \rangle \left\{ \begin{matrix} I' & 2 & I \\ j & J & j' \end{matrix} \right\} \langle InA - 1 || Q_2 || In'A - 1 \rangle P_{I'n'j'}^J =$$

$$= [\epsilon_A^J - \frac{1}{2}(E_0^{A-1} + E_0^{A+1})] p_{Inj}^J,$$

$$h_{Inj}^J [-E_j + \lambda + E_{In}^{A+1}] + \Delta(In, A+1) p_{Inj}^J + \quad /3/$$

$$+ 2\kappa \sum_{I'n'j'} (-1)^{I'+j+J} \langle j || r^2 Y_2 || j' \rangle \left\{ \begin{matrix} I' & 2 & I \\ j & J & j' \end{matrix} \right\} \langle In, A+1 || Q_2 || I'n', A+1 \rangle^* h_{I'n'j'}^J =$$

$$= [\epsilon_A^J - \frac{1}{2}(E_0^{A-1} + E_0^{A+1})] h_{Inj}^J.$$

Для переходных ядер, для которых связь движения нечетной частицы с возбуждениями остова сильная, что имеет место также для ^{135}Ba , эффект парных сил может меняться в зависимости от состояния In , в котором находится четно-четный остов. Коэффициенты p_{Inj}^J , h_{Inj}^J могут быть представлены в виде произведений:

$$p = fu, \quad h = fv,$$

где f - обычные амплитуды, характеризующие вклад возбужденных состояний остова в волновую функцию, а коэффициенты u и v аналогичны коэффициентам u, v преобразования Боголюбова. Изменение парных корреляций с возбуждением остова приводит к зависимости u, v от квантовых чисел остова.

Коллективные свойства остова определяются энергиями $E^{A \pm 1}$ и матричными элементами квадрупольного оператора $\langle In || Q || In \rangle$. Если вместо этих величин в систему /3/ подставить характерные для аксиального ротатора выражения, эти уравнения примут вид типичных для деформированных ядер уравнений движения с кориолисовым взаимодействием и деформированным средним полем. В случае ^{135}Ba применен ангармоничный вибрационный остов.

Для интересующих нас энергий /ниже 1 МэВ/ существенными являются одно- и двухфононные возбуждения остова. В качестве их были взяты энергии состояний 2_1^+ , 2_2^+ и 4_1^+ соседних по отношению к ^{135}Ba ядер $^{134}, ^{136}\text{Ba}$. Матричные элементы определялись из данных о квадрупольных моментах и вероятностях $E2$ -переходов в обоих остовах /табл.2/. Лучшие результаты получились при $Q_{2_1^+} < 0$ и $V(E2, 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$, близких к результатам работ /18,20/.

Параметр парных корреляций $\Delta(InA)$ мы определяли из экспериментальной разности масс для ядер, соседних по отношению к ^{135}Ba , принимая, что $\Delta(InA) \sim \Delta(A)$.

Для 79-го нейтрона возможными одночастичными состояниями являются $4s_{1/2}$, $4d_{3/2}$, $4d_{5/2}$, $4g_{7/2}$. Их энергии мы варьировали в пределах, указанных данными исследования (d, p) -реакции /7/. Лучшие результаты были получены в случае энергетических разностей $\Delta E(s_{1/2} - d_{3/2}) = 0,6$ МэВ и $\Delta E(d_{5/2} - g_{7/2}) = 0,2$ МэВ. Химический потенциал λ и параметр деформации β обоих четно-четных ядер также варьировались, и результаты для нескольких значений β показаны

на рис.4. Здесь основные компоненты, дающие вклад в волновые функции основного и 1-го возбужденного состояний, обозначены двумя числами в скобках. Например, двухфононное состояние со спином 0^+ с нечетным нейтроном в состоянии $(d_{3/2})$ обозначено /0 3/.

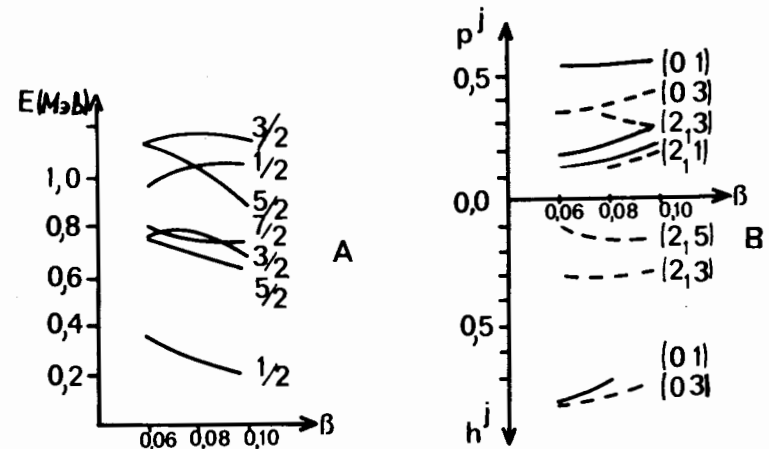


Рис.4. Зависимость А/ энергии уровней и В/ амплитуд p и h основного /---/ и первого /—/ возбужденного состояния от параметра деформации β .

На основе полученных волновых функций вычислены вероятности электромагнитных переходов по формулам

$$B(M1; J_1 k_1 \rightarrow J_2 k_2) =$$

$$= \mu_N^2 (2J_2 + 1) \left[\xi (g_p - g_n) (p_{Inj}^{J_2 k_2} p_{Inj'}^{J_1 k_1} + h_{Inj}^{J_2 k_2} h_{Inj'}^{J_1 k_1}) + \right. \\ \left. + g_R (\zeta p_{Inj}^{J_2 k_2} p_{Inj'}^{J_1 k_1} + \eta h_{Inj}^{J_2 k_2} h_{Inj'}^{J_1 k_1}) \right]^2,$$

$$B(E2; J_1 k_1 \rightarrow J_2 k_2) =$$

$$= (eb)^2 (2J_2 + 1) \left[\sqrt{\frac{5}{4\pi}} A^{1/3} \gamma (p_{Inj}^{J_2 k_2} p_{Inj'}^{J_1 k_1} - h_{Inj}^{J_2 k_2} h_{Inj'}^{J_1 k_1}) + \right. \\ \left. + \sqrt{\frac{5}{16\pi}} \cdot \frac{A^{2/3}}{Z} (\sigma_1 p_{Inj}^{J_2 k_2} p_{Inj'}^{J_1 k_1} + \sigma_2 h_{Inj}^{J_2 k_2} h_{Inj'}^{J_1 k_1}) \right]^2.$$

Магнитный момент состояния нечетного ядра получается соответственно из:

$$\mu(\text{JkA}) = \sqrt{\frac{4\pi}{3}} (2J+1) \mu_N [\alpha(g_\ell - g_s)(p_{Inj}^{Jk} p_{Inj'}^{Jk} + h_{Inj}^{Jk} h_{Inj'}^{Jk}) + \\ + g_R(\beta_{A-1} p_{Inj}^{Jk} p_{I'n'}^{Jk} + \beta_{A+1} h_{Inj}^{Jk} h_{I'n'}^{Jk})].$$

Здесь μ_N - ядерный магнетон, $g_\ell = 0$, $g_s = -3,82$, $g_R = Z/A$ - значения гироманнитных отношений, использованные в наших вычислениях, а символы ξ , η , ζ , α , $\beta_{A\pm 1}$, γ , $\sigma_{1,2}$ означают коэффициенты векторного сложения и суммирование по In, j, j' .

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Схема распада $^{135}\text{La} \rightarrow ^{135}\text{Ba}$, уточненная экспериментально в настоящей работе, сравнивается с результатами вычислений на рис. 5. Для энергий уровней ниже 1 МэВ получено согласие в пределах 70 кэВ среднеквадратичного отклонения. Полученные в расчетах состояния мультиплета $[2_1 \otimes d_{3/2}]$ имеют следующую структуру:

$$1/2^+ : 0,508[2_1 \otimes d_{3/2}]p + 0,800[2_1 \otimes d_{3/2}]h + 0,108[2_1 \otimes d_{5/2}]p + \\ + 0,268[0_1 \otimes s_{1/2}]h + \dots$$

$$3/2^+ : 0,515[2_1 \otimes d_{3/2}]p + 0,782[2_1 \otimes d_{3/2}]h - 0,204[2_1 \otimes s_{1/2}]h + \dots$$

$$5/2^+ : 0,615[2_1 \otimes d_{3/2}]p + 0,754[2_1 \otimes d_{3/2}]h + 0,112[2_1 \otimes s_{1/2}]h + \dots$$

$$7/2^+ : 0,587[2_1 \otimes d_{3/2}]p + 0,751[2_1 \otimes d_{3/2}]h + 0,172[4_1 \otimes s_{1/2}]p +$$

$$+ 0,182[4_1 \otimes d_{3/2}]p - 0,126[0_1 \otimes g_{7/2}]h + \dots$$

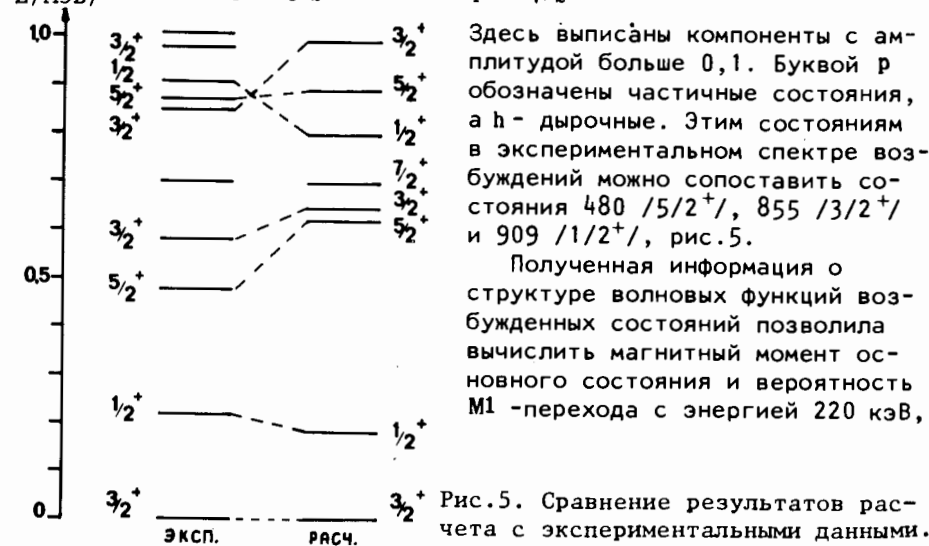


Рис. 5. Сравнение результатов расчета с экспериментальными данными.

Таблица 2

Экспериментальные данные о четно-четных ядрах $^{134,136}\text{Ba}$

	$^{134}_{56}\text{Ba} 78$	$^{136}_{56}\text{Ba} 80$
$Q_{2_1^+} / \text{эВ}^2$	-0,64(14) /18/ +0,15(4) /19/ -0,31(11) /21/	-0,19(7) /18/ +0,34(5) /19/
$B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) / \text{эВ}^2$	0,134(3) /18/ 0,140(3) /20/	0,084(2) /19/
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+) / \text{эВ}^2$	0,0013(2) /20/	
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+) / \text{эВ}^2$	0,207(24) /20/	
$B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+) / \text{эВ}^2$	0,214(22) /20/	
$B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_2^+) / \text{эВ}^2$	<0,00024 /22/	

Таблица 3

Результаты вычисления магнитного момента основного состояния и вероятности перехода с энергией 220 кэВ

	Экспериментальное	Расчетное
μ осн. ур. ($3/2^+$) (μ_N)	0,8365(4) /23/	1,0
$B(M1; 1/2^+ \rightarrow 3/2^+)$ (μ_N^2)	0,56(20) /25/	0,36
$B(E2; 1/2^+ \rightarrow 3/2^+)$ ($e^2 \text{ф}^2$)	0,0094(5) /4/	0,018

который в оболочечной модели является ℓ -запрещенным $[s_{1/2} + d_{3/2}]$, табл. 3. Отметим, что описание магнитных свойств ядер является хорошей проверкой для модельных волновых функций. Для более полного сравнения с теоретическими расчетами необходимо дальнейшее экспериментальное уточнение схемы распада с привлечением дополнительных сведений, полученных при изучении ядерных реакций.

Совокупность результатов проведенных исследований, позволяет сделать следующие заключения:

1. Свойства ^{135}Ba согласуются с представлениями модели, в которой нечетный нуклон взаимодействует с ангармоническими колебаниями остова.

2. Волновые функции, даже нижайших состояний, имеют сложную, многокомпонентную структуру.

Авторы выражают благодарность проф. К.Я.Громову и д-ру В.Г.Калинникову за поддержку и интерес к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Abecasis S.M., Civitarese O., Krompotic F. Phys.Rev., 1974, C9, p. 2320.
2. Бегжанов Р.Б. и др. Изв. АН СССР, сер.физ., 1971, т. 35, №11, с. 2312.
3. Bekk K. et al. Z.Phys., 1979, A291, p. 219.
4. Palmer D.C. et al. J.Phys. G, 1976, 2, p. 421.
5. Kisslinger L.S., Sorensen R.A. Rev.Mod.Phys., 1963, 35, p. 853.
6. Parthasaradhi K. et al. Curr.Sci. (India), 1971, 41, p. 85.
7. Von Ehrenstein D. et al. Phys.Rev., 1970, C1, p. 2066.
8. Грошев Л.В. и др. ЯФ, 1969, т. 10, с. 681.
9. Morinobu S. et al. Nucl.Phys., 1965, 61, p. 613.
10. Амов Б. и др. Тезисы XX Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. "Наука", Л., 1970, с. 82.
11. Аврамов С. и др. Тезисы XXV Сов.по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. "Наука", Л., 1975, с. 96.
12. Vazson G., Mayer R.A. Nucl.Phys., 1971, 164, p. 552.
13. Table of Isotopes (Ed. Lederer C., Shirley V.), University of California, Berkley, N.-Y., 1978.
14. Молнар Х.Ф., Лебедев Н.А. ОИЯИ, 6-3955, Дубна, 1968.
15. Вылов Ц. и др. Спектры излучений радиоактивных нуклидов. ФАН, Ташкент, 1980, с. 135.
16. Walchli G.H. et al. Phys.Rev., 1956, 102, p. 1334.
17. Джолос Р.В. ОИЯИ, P4-7967, Дубна, 1974.
18. Kern J.R., Saladin J.X. Phys.Rev., 1972, C6, p. 1016.
19. Towsley E. et al. Proc. Int.Conf. on Nucl.Moments and Nucl. Structure, Osaka, 1972, p. 209.
20. Kleinfield A.M. et al. Nucl.Phys., 1977, A283, p. 526.
21. Neiman M. et al. Phys.Lett., 1974, B52, p. 189.
22. Van Hise J.R. et al. Z.Phys., 1975, A274, p. 383.
23. Fuller G.H. et al. Nucl.Data Tables, 1969, A5, p. 433.
24. Алхазов Л.Г. и др. Изв. АН СССР, сер.физ., 1963, 27, с. 1285.
25. Ramahandran C. et al. Proc.Nucl.Phys. and Solid State Phys. Symp., Bombay, 1978, B21, p. 10.

Рукопись поступила в издательский отдел
20 апреля 1983 года.

Джолос Р.В. и др.

6-83-258

Исследование возбужденных состояний ^{135}Ba

Возбужденные состояния ^{135}Ba исследовались при изучении распада ^{135}La с применением современных γ - и β -спектрометрических установок на базе $\text{Ge}(\text{Li})$ - и $\text{Si}(\text{Li})$ -детекторов с высокой разрешающей способностью. На основе полученных данных о γ -лучах и интенсивностях электронов внутренней конверсии определены спины и четности ряда уровней ^{135}Ba . Природа возбужденных состояний ^{135}Ba рассматривается в рамках модели, учитывающей связь нечетной частицы с ангармоническими колебаниями четно-четного остова. Полученная информация о структуре волновых функций возбужденных состояний позволила вычислить магнитный момент основного состояния $^{135}\text{Ba} (\mu(3/2^+) = 1,1 \mu_N)$ и вероятность $M1$ -перехода с энергией 220 кэВ ($B(M1; 1/2^+ \rightarrow 3/2^+) = 0,36 \mu_N^2$), который в оболочечной модели является ℓ -запрещенным. Результаты расчетов согласуются с экспериментом.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Jolos R.V. et al.

6-83-258

Excited States of ^{135}Ba

The excited states of ^{135}Ba were studied employing the high-resolution β - and γ -ray technique, which includes a set of $\text{Ge}(\text{Li})$ and $\text{Si}(\text{Li})$ detectors. On the basis of the data obtained internal conversion coefficients have been calculated as well as spins and parities of the ^{135}Ba levels. The level scheme experimentally obtained is analysed in the framework of the particle vibrational coupling model, which incorporates both anharmonicities in the core vibrations and pairing effects in the odd-neutron motions. The calculated values of the ground state magnetic moment ($\mu = 1,1 \mu_N$) and $M1$ -transition probability ($B(M1; 220 \text{ keV}) = 0,36 \mu_N^2$) are in good agreement with the experimental one.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой.