

объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

5501/2-81

9/4-81
P6-81-560

В.А.Дерюга*, Т.И.Крацикова, М.Фингер, Я.Дупак,
А.И.Вдовин, У.Д.Гамильтон**

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПАДА ЯДЕР ^{145}Eu ,
ОРИЕНТИРОВАННЫХ В ЖЕЛЕЗЕ

Направлено в "Известия АН СССР" /сер. физ./

* Харьковский государственный университет.

** Сассекский университет, г.Брайтон, Великобритания

1981

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование структуры ядра $^{145}_{82}\text{Sm}_{83}$ представляет особый интерес, поскольку это ядро содержит один нейтрон сверх заполненной оболочки с $N=82$ и находится в самом начале переходной области деформации. В последние годы структура ^{145}Sm изучалась с помощью (d,p) -, $(\alpha,3n)$ -и $(^{13}\text{C}, ^{12}\text{C})$ -реакций^{/1-4/}, рассеяния поляризованных протонов^{/5/} и при распаде ^{145}Eu ^{/6,7/} /ссылки на более ранние работы приведены в^{/8-9/} /. Теоретическому описанию ^{145}Sm посвящены работы^{/3,10/}. Оно затруднено тем, что спины большинства уровней с энергией выше 1,6 МэВ установлены неоднозначно и очень мало данных о вероятностях и параметрах смешивания мультипольностей переходов.

В настоящей работе впервые изучался распад ядер ^{145}Eu , ориентированных при сверхнизких температурах. Были определены параметры смешивания мультипольностей для большого числа переходов и установлены однозначно или уточнены спины ряда уровней ^{145}Sm . Некоторые свойства низколежащих состояний ^{145}Sm были проанализированы в рамках квазичастично-фононной полумикроскопической модели ядра. Полученные нами предварительные данные опубликованы в работе^{/11/}.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Активность ^{145}Eu / $T_{1/2} = 5,93$ д / была получена в реакции глубокого расщепления эрбия протонами с энергией 660 МэВ на внутреннем пучке синхроциклотрона ОИЯИ. После радиохимического выделения фракция европия разделялась на масс-сепараторе. При этом ионы ^{145}Eu внедрялись в фольгу из чистого железа /99,999%/ при ускоряющем потенциале 65 кВ. Фольга толщиной 0,1 мм перед имплантацией отжигалась. После имплантации образцу придавалась форма диска диаметром ~ 6 мм и активность с его поверхности механически удалялась.

Охлаждение образца $^{145}\text{EuFe}$ до сверхнизкой температуры осуществлялось при помощи модифицированного рефрижератора растворения ^3He в ^4He ^{/12/}. При этом образец вместе с ядерным ориентационным термометром $^{54}\text{MnNi}$ припаивался мягким легкоплавким припоем к тепловой подложке рефрижератора. Матрицы Fe и Ni приводились в состояние магнитного насыщения внешним магнитным полем 1 Т, приложенным вдоль поверхности образца. /Поле создается парой сверхпроводящих катушек Гельмгольца/.

Гамма-излучение регистрировалось одновременно под углами 0° и 90° к направлению внешнего магнитного поля при помощи Ge(Li) детекторов с рабочими объемами 29 и 38 см³ /энергетическое разрешение 3-3,5 кэВ при энергии 1332 кэВ/. Детекторы устанавливались на расстоянии 10 см от источника излучения. Более подробно система регистрации излучения описана в работе /18/. Для определения анизотропии $1 - W(0^\circ)$ и $W(90^\circ) - 1$ угловых распределений γ -лучей были проведены четыре серии измерений. Нормированные интенсивности $W(\theta)$ определялись как отношения площадей пиков в спектрах, измеренных при температуре $T = 15,5/1$ мК и при температуре $T = 1$ К, при которой распределение излучения изотропно. Спектры γ -лучей обрабатывались на ЭВМ БЭСМ-6 при помощи системы программ /14/.

3. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Угловое распределение γ -излучения ориентированных радиоактивных ядер можно записать в виде /15/

$$W(\theta) = \sum_{k \text{ четн.}} B_k A_k U_k Q_k P_k(\cos \theta), \quad /1/$$

где θ - угол между направлением излучения и осью ориентации, B_k - параметры ориентации материнского ядра, A_k - коэффициенты углового распределения излучения, U_k - коэффициенты деориентации предшествующими переходами, Q_k - поправки на конечный телесный угол детектора, P_k - полиномы Лежандра.

Измеренные значения анизотропии $1 - W(0^\circ)$ и $W(90^\circ) - 1$ позволяют получить из формулы /1/ значения $B_2 A_2 U_2$ и $B_4 A_4 U_4$:

$$B_2 A_2 U_2 = - \frac{8[W(90^\circ) - 1] + 3[1 - W(0^\circ)] Q_4(90^\circ)/Q_4(0^\circ)}{4Q_2(90^\circ) + 3Q_2(0^\circ) Q_4(90^\circ)/Q_4(0^\circ)}, \quad /2/$$

$$B_4 A_4 U_4 = - \frac{[1 - W(0^\circ)] + Q_2(0^\circ) B_2 A_2 U_2}{Q_4(0^\circ)}. \quad /3/$$

Большие относительные погрешности в определении $B_4 A_4 U_4$, как правило, не позволяют использовать этот член для получения численных результатов. Поэтому анализ экспериментальных данных проводился на основе величин $B_2 A_2 U_2$ из выражения /2/ и сведений о распаде ^{145}Eu из работ /6-9/. Соответствующая часть схемы возбужденных состояний ^{145}Sm представлена на рис. 1, а экспериментальные величины $B_2 A_2 U_2$ - в табл. 1. Эти величины рассчитаны по средним взвешенным значениям анизотропии, полученных в отдельных сериях измерений. Коэффициенты Q_k вычислялись по методу, описанному в работе /16/.

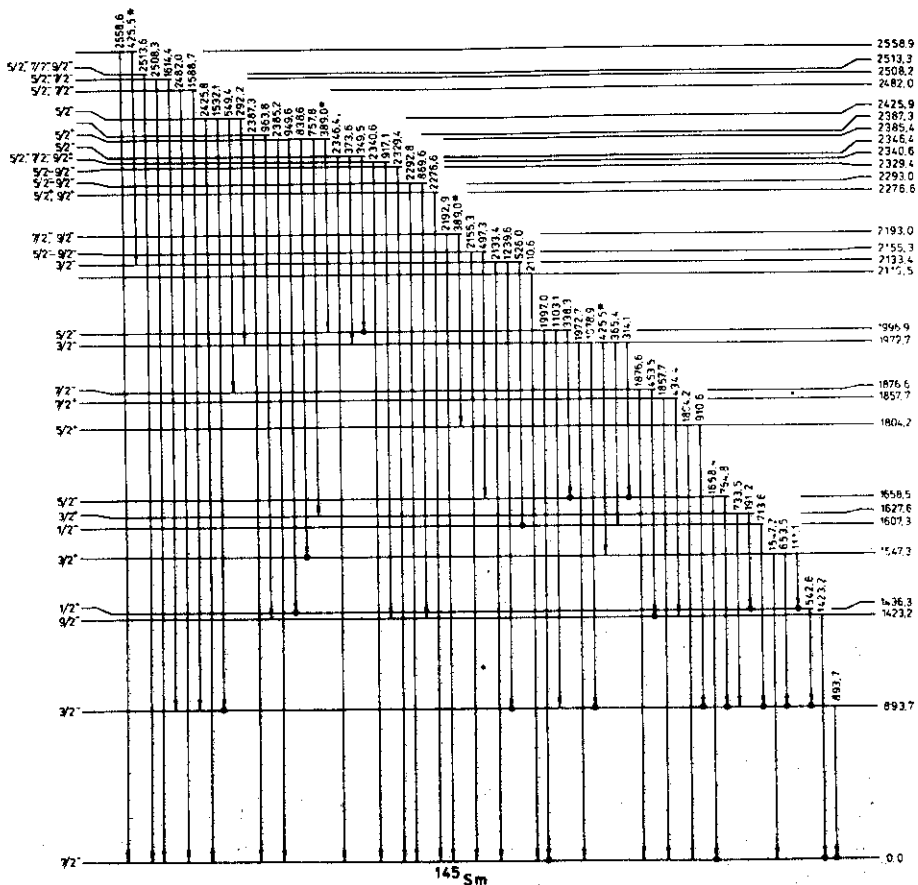


Рис. 1. Фрагмент схемы возбужденных состояний ^{145}Sm .

Для β -переходов на уровни ^{145}Sm мы принимали табличные значения $U_2^{1/17}$, предполагая, что $\Delta j_\beta = 1$ или 2. При расчете U_2 для уровней, которые заселяются и переходами с вышележащих уровней ^{145}Sm , использовались параметры δ смешивания мультипольностей, полученные в настоящей работе, и значения $|\delta(a_K)|$, рассчитанные по экспериментальным [6-8] и теоретическим [18] значениям коэффициентов внутренней конверсии a_K .

Параметры ориентации основного состояния $^{145}\text{Eu} / I^\pi = 5/2^+ / V_2$ были определены по измеренным значениям анизотропии для $E1$ -переходов 653,5; 910,6 и 1804,2 кэВ и теоретическим значениям

Таблица 1

Значения анизотропии для γ -лучей, сопровождающих распад ориентированных ядер ^{145}Eu

| E_γ кэВ | $B_2 A_2 U_2$ | E_γ кэВ | $B_2 A_2 U_2$ | E_γ кэВ | $B_2 A_2 U_2$ |
|----------------|---------------|----------------|---------------|----------------|---------------|
| 111,1 | 0,305(13) | 764,8 | 0,0464(87) | 1997,0 | 0,3096(47) |
| 191,2 | 0,261(20) | 893,7 | -0,0761(48) | 2133,4 | -0,130(17) |
| 292,2 | 0,52(43) | 910,6 | 0,315(79) | 2155,3 | 0,257(18) |
| 314,1 | 0,11(24) | 1078,9 | -0,3548(90) | 2192,9 | -0,489(32) |
| 338,3 | -0,25(15) | 1239,6 | 0,307(45) | 2276,6 | 0,153(28) |
| 365,4 | 0,24(22) | 1423,1 | -0,412(39) | 2329,4 | -0,0801(92) |
| 373,6 | 0,47(24) | 1532,1 | 0,637(18) | 2340,6 | 0,223(73) |
| 434,4 | 0,117(36) | 1547,2 | 0,348(57) | 2346,5 | 0,598(17) |
| 453,5 | 0,17(15) | 1658,4 | -0,1723(50) | 2425,8 | -0,305(15) |
| 526,0 | -0,06(13) | 1804,2 | 0,0955(65) | 2482,0 | 0,359(99) |
| 542,6 | -0,0001(36) | 1857,7 | -0,4116(94) | 2508,3 | -0,217(45) |
| 653,5 | -0,3029(87) | 1876,6 | 0,3201(50) | 2513,4 | 0,14(13) |
| 713,6 | 0,016(38) | 1972,7 | -0,103(26) | | |

Таблица 2

Параметр ориентации для ^{145}Eu

| E_γ кэВ | $I_i^* \rightarrow I_f^*$ | B_2 |
|--------------------|---------------------------|-----------|
| 653,5 | $3/2^+ \rightarrow 3/2^-$ | 1,012(29) |
| 910,6 | $5/2^+ \rightarrow 3/2^-$ | 1,28(32) |
| 1804,5 | $5/2^+ \rightarrow 7/2^-$ | 1,088(74) |
| Среднее взвешенное | | 1,024(27) |

коэффициентов A_2 для этих переходов. В табл. 2 приведены полученные величины B_2 и их среднее взвешенное значение.

Коэффициент A_2 углового распределения излучения для перехода $I_i \rightarrow I_f$ записывается в виде /15/:

$$A_2 = [F_2(LLI_i I_f) + 2\delta F_2(LL' I_i I_f) + \delta^2 F_2(L'L' I_i I_f)](1 + \delta^2)^{-1}, \quad /4/$$

где L и $L'=L-1$ - мультипольности излучения, а коэффициенты F_2 табулированы /17/. Параметры смешивания мультипольностей получаем, подставляя экспериментальные значения A_2 в уравнение /4/ и решая его относительно $\delta(L'/L)$. Одно из двух решений уравнения /2/ выбирается путем сравнения с соответствующей величиной $|\delta(\alpha_K)|$. Полученные таким образом значения δ для переходов ^{145}Sm приведены в табл. 3. В случаях, когда соответствующие значения α_K не были определены или имеют большую погрешность, в табл. 3 приведены оба значения δ .

Таблица 3

Параметры смешивания мультипольностей для переходов ^{145}Sm

| E_{γ} кэВ | I_{γ}^{π} | E_{γ} кэВ | I_{γ}^{π} | A_2 | $\delta^a)$ | |
|------------------|--------------------|------------------|--------------------|------------|---------------------------------|-------|
| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 |
| 893,7 | $3/2^-$ | 893,7 | $7/2^-$ | -0,139(11) | $0,004 \pm 0,012$ | M3/E2 |
| 1423,2 | $9/2^-$ | 1423,1 | $7/2^-$ | -0,501(62) | $0,49 \pm 0,06$ $-0,05$ | E2/M1 |
| 1547,3 | $3/2^+$ | 111,1 | $1/2^+$ | 0,403(21) | $-1,98 \pm 0,06$ | E2/M1 |
| | | 1547,2 | $7/2^-$ | 0,460(77) | $0,62 \pm 0,12$ $-0,10$ | E3/M2 |
| 1627,6 | $3/2^+$ | 191,2 | $1/2^+$ | 0,348(30) | $0,084 \pm 0,016$ | E2/M1 |
| 1658,5 | $5/2^-$ | 764,8 | $3/2^-$ | 0,069(13) | $0,16 \pm 0,07$ | E2/M1 |
| | | 1658,4 | $7/2^-$ | -0,256(10) | $-2,07 \pm 0,06$ | E2/M1 |
| 1857,7 | $7/2^+$ | 434,4 | $9/2^-$ | 0,131(40) | $-0,015 \pm 0,027$ | M2/E1 |
| | | 1857,7 | $7/2^-$ | -0,459(16) | $0,031 \pm 0,023$ | M2/E1 |
| 1876,6 | $7/2^-$ | 453,5 | $9/2^-$ | 0,19(17) | $0,03 \pm 0,12$ | E2/M1 |
| | | 1876,6 | $7/2^-$ | 0,357(11) | $-1,29 \pm 0,06$ $-0,07$ | E2/M1 |
| 1972,7 | $3/2^-$ | 314,1 | $5/2^-$ | 0,14(31) | $0,04 \pm 0,27$ $-0,29$ | E2/M1 |
| | | 365,4 | $1/2^-$ | 0,31(29) | $-2,2 \pm 0,7$ $-1,3$ | E2/M1 |
| | | 1078,9 | $3/2^-$ | -0,463(17) | $0,04 \pm 0,01$ | E2/M1 |
| | | 1972,7 | $7/2^-$ | -0,135(34) | $0,01 \pm 0,04$ | M3/E2 |
| 1996,9 | $5/2^-$ | 338,3 | $5/2^-$ | -0,37(22) | $1,9 \pm 1,4$ $-0,8$ | E2/M1 |
| | | 1997,0 | $7/2^-$ | 0,460(14) | $0,241 \pm 0,011$ | E2/M1 |
| 2133,4 | $3/2^-$ | 526,0 | $1/2^-$ | -0,08(17) | $0,31 \pm 0,10$ $-0,09$ | E2/M1 |
| | | 1239,6 | $3/2^-$ | 0,401(60) | $-0,614 \pm 0,071$ $-0,087$ | E2/M1 |
| | | 2133,4 | $7/2^-$ | -0,170(23) | $-0,030 \pm 0,026$ $-0,027$ | M3/E2 |
| 2155,3 | $5/2^-$ | 2155,3 | $7/2^-$ | 0,382(29) | $0,180 \pm 0,022$ | E2/M1 |
| | | | | | или 24 ± 24 8 | |
| | $7/2^-$ | 2155,3 | $7/2^-$ | 0,287(21) | $-1,01 \pm 0,06$ $-0,07$ | E2/M1 |
| | | | | | или -19 ± 7 -25 | |
| | $9/2^-$ | 2155,3 | $7/2^-$ | 0,310(23) | $-0,004 \pm 0,012$ | E2/M1 |
| | | | | | или $-5,67 \pm 0,39$ $-0,44$ | |

а/ В настоящей работе принято определение знака δ из работы /19/.

Таблица 3 /продолжение/

| I | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 |
|--------|------------------|--------|------------------|------------|---|-------|
| 2193,0 | 7/2 ⁻ | 2192,9 | 7/2 ⁻ | -0,546(39) | 0,18 ^{+0,11} _{-0,07} или 0,77 ^{+0,12} _{-0,15} | E2/MI |
| | 9/2 ⁻ | 2192,9 | 7/2 ⁻ | -0,590(42) | 0,580 ^{+0,049} _{-0,043} или 2,70 ^{+0,30} _{-0,27} | E2/MI |
| 2276,6 | 5/2 ⁺ | 2276,6 | 7/2 ⁻ | 0,227(42) | 0,067 ^{±0,030} | M2/BI |
| | 9/2 ⁺ | 2276,6 | 7/2 ⁻ | 0,185(34) | 0,063 ^{±0,018} | M2/BI |
| 2329,4 | 5/2 ⁻ | 2329,4 | 7/2 ⁻ | -0,119(14) | -0,194 ^{±0,012} или -2,94 ^{±0,11} | E2/MI |
| | 7/2 ⁻ | 2329,4 | 7/2 ⁻ | -0,089(11) | -0,391 ^{±0,012} или 2,62 ^{±0,08} | E2/MI |
| | 9/2 ⁻ | 2329,4 | 7/2 ⁻ | -0,097(11) | 0,215 ^{±0,007} или 24,1 ^{+4,2} _{-3,1} | E2/MI |
| 2340,6 | 5/2 ⁻ | 2340,6 | 7/2 ⁻ | 0,33(11) | 0,14 ^{±0,08} или $ \delta \geq 12$ | E2/MI |
| | 7/2 ⁻ | 2340,6 | 7/2 ⁻ | 0,249(82) | -0,91 ^{+0,17} _{-0,25} или $ \delta \geq 8$ | E2/MI |
| | 9/2 [±] | 2340,6 | 7/2 ⁻ | 0,269(88) | 0,018 ^{±0,047} или -6,5 ^{+1,6} _{-2,9} | E2/MI |
| 2346,4 | 5/2 ⁻ | 373,6 | 3/2 ⁻ | 0,70(36) | -1,19 ^{+0,21} _{-0,41} | E2/MI |
| | | 2346,5 | 7/2 ⁻ | 0,888(35) | 0,81 ^{+0,18} _{-0,10} или 1,7 ^{±0,3} | E2/MI |
| 2425,9 | 5/2 ⁻ | 292,2 | 3/2 ⁻ | 0,77(64) | -5,97 $\leq \delta \leq 0,12$ | E2/MI |
| | | 1532,1 | 3/2 ⁻ | 0,947(37) | -0,396 ^{+0,040} _{-0,046} | E2/MI |
| | | 2425,8 | 7/2 ⁻ | -0,453(26) | -1,25 $\leq \delta \leq -0,59$ | E2/MI |
| 2482,0 | 5/2 ⁻ | 2482,0 | 7/2 ⁻ | 0,53(15) | 0,30 ^{+0,14} _{-0,12} или 6 ⁺¹⁶ ₋₃ | E2/MI |
| | 7/2 ⁻ | 2482,0 | 7/2 ⁻ | 0,40(11) | -17,7 $\leq \delta \leq -1,0$ | E2/MI |
| 2508,2 | 5/2 ⁻ | 2508,3 | 7/2 ⁻ | -0,323(67) | -0,40 ^{+0,08} _{-0,11} или -1,74 ^{±0,33} | E2/MI |

Таблица 3 /продолжение/

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 |
|--------|------------------|--------|------------------|------------|--|-------|
| 2508,2 | 7/2 ⁻ | 2508,3 | 7/2 ⁻ | -0,242(5I) | -0,224±0,055 или $1,76^{+0,24}_{-0,20}$ | E2/M1 |
| 2513,3 | 5/2 ⁻ | 2513,4 | 7/2 ⁻ | 0,21(I9) | 0,05±0,14 или $ \delta \geq 4,4$ | E2/M1 |
| | 7/2 ⁻ | 2513,4 | 7/2 ⁻ | 0,16(I5) | -0,72±0,21 или $ \delta \geq 3,7$ | E2/M1 |
| | 9/2 ⁻ | 2513,4 | 7/2 ⁻ | 0,17(I6) | 0,071±0,084 или $-10^{+5}_{-4,9}$ | E2/M1 |

4. СПИНЫ И ЧЕТНОСТИ УРОВНЕЙ

Уровни ^{145}Sm обсуждаются в порядке увеличения их энергии, хотя при анализе экспериментальных данных они рассматриваются начиная с вышележащих уровней с тем, чтобы получить необходимые данные для определения коэффициентов U_2 .

Уровень 893,7 кэВ, $I^\pi=3/2^-$. Уровень заселяется большим числом переходов, однако рассчитанное значение $U_2=0,534/23/$ позволяет определить коэффициент углового распределения для перехода 893,7 кэВ, $A_2=-0,139/11/$, который хорошо согласуется с теоретическим значением $A_2=-0,143$ для чистого E2-перехода $3/2 \rightarrow 7/2$. Следовательно, предположения, сделанные нами при вычислении значений U_2 для более высоких возбужденных состояний, обоснованы и спины этих состояний определены в основном правильно.

Для уровня 1423,2 кэВ нами было рассчитано значение $U_2 = 0,803/61/$.

Уровни 1436,3 кэВ, $I^\pi=1/2^+$ и 1607,3 кэВ, $I^\pi=1/2^-$. Значения спинов этих уровней были установлены ранее по результатам измерения угловых $\gamma\text{-}\gamma$ корреляций^{16/} и изучения изобар-аналоговых резонансов при рассеянии поляризованных протонов^{15/}. Угловое распределение γ -лучей с энергиями 542,6 и 713,6 кэВ изотропно /см. табл. 1/, что согласуется со значением $I=1/2$ для этих уровней.

Уровень 1547,3 кэВ, $I^\pi = 3/2^+$. Переходы 111,1 и 653,5 кэВ, разряжающие этот уровень на состояния с $I^\pi = 1/2^+$ и $3/2^-$, наблюдались в γ - γ совпадениях^{/8/}, их мультипольность была установлена^{/7/} соответственно как $M1(E2)$ и $E1$. Таким образом, для уровня 1547,3 кэВ возможны значения $I^\pi = 3/2^+$ или $5/2^+$. Наши результаты для $E1$ -перехода 653,5 кэВ исключают спин $5/2$, так как экспериментальная величина $A_2/653,5$; $3/2/ = -0,395/15/$ согласуется только с теоретическим значением $A_2/3/2 \rightarrow 3/2/ = -0,400$. /Для спина $5/2$ соответствующие величины равны $A_2 = -0,450/18/$ и $A_2/5/2 \rightarrow 3/2/ = 0,374/$. Следовательно, если переход 1547,2 кэВ действительно разряжает рассматриваемый уровень на основное состояние, то его мультипольность $M2+E3$ и $\delta = 0,82^{+0,12}_{-0,10}$.

Причем значения A_2 для переходов 111,1 и 1547,2 кэВ были определены независимо от свойств переходов, заселяющих этот уровень, по величине $B_2 U_2 = 0,757/22/$ для $E1$ -перехода 653,5 кэВ.

Уровень 1627,6 кэВ, $I^\pi = 3/2^+$. Согласно схеме распада и мультипольности $M1$ сильного перехода 191,2 кэВ этот уровень может иметь $I^\pi = 1/2^+$, $3/2^+$ или $5/2^+$. Величина анизотропии для перехода 191,2 кэВ согласуется только со значением $I^\pi = 3/2^+$. Коэффициент деориентации для этого уровня равен $U_2 = 0,733/22/$.

Уровень 1658,5 кэВ, $I^\pi = 5/2^-$. Схема распада ^{145}Eu и мультипольности $M1$ и $E2$ переходов 764,8 и 1658,4 кэВ позволяют приписать уровню значения $I^\pi = 3/2^-$ или $5/2^-$. Спин $3/2$ исключается по анизотропии для перехода 1658,4 кэВ. В работе^{/8/} на основе угловой корреляции каскада 764,8-893,7 кэВ для уровня 1658,5 кэВ было исключено значение $I = 5/2$ в предположении, что 764,8 кэВ - чистый $M1$ -переход. Однако согласно нашим данным этот переход - типа $M1+E2$ с параметром $\delta = 0,16/7/$. Соответствующий этому значению δ коэффициент корреляции $A_{22}[5/2^-(M1+E2)3/2^-(E2)7/2^-] = 0,011/11/$ согласуется с $A_{22} = 0,049/26/$, приведенным в работе^{/6/}. Отметим, что полученное нами значение δ хорошо согласуется с величиной $\delta = 0,12/2/$, определенной в работе^{/20/} методом угловых γ - γ корреляций.

Уровень 1804,2 кэВ, $I^\pi = 5/2^+$. В работе^{/8/} для этого уровня было установлено $I^\pi = 5/2^+/7/2^+$. Спин $7/2$ исключается по анизотропии для $E1$ -переходов 910,6 и 1804,2 кэВ.

Уровень 1857,7 кэВ, $I^\pi = 7/2^+$. Согласно схеме распада и мультипольности $E1$ переходов 434,4 и 1857,7 кэВ^{/8/} уровень может иметь $I^\pi = 5/2^+$ или $7/2^+$. На основе анизотропии для этих переходов спин уровня определяется однозначно как $7/2$. Таким образом, размещение^{/8/} перехода 963,8 кэВ между этим уровнем и состоянием 893,7 кэВ, $I^\pi = 3/2^-$, по-видимому, неверно. Более вероятно, что этот переход разряжает уровень 2387,3 кэВ.

Уровень 1876,6 кэВ, $I^\pi = 7/2^-$. Согласно схеме распада и мультипольностям M1 или E2 переходов 434,4 и 1876,6 кэВ для этого уровня возможны $I^\pi = 5/2^-$ или $7/2^-$. Значение $I^\pi = 5/2^-$ исключается по величине анизотропии для перехода 453,5 кэВ. Полученное нами значение $I^\pi = 7/2^-$ совпадает со значением, определенным в экспериментах по изучению изобар-аналоговых резонансов ^{5/}.

Уровень 1972,7 кэВ, $I^\pi = 3/2^-$. Квантовые характеристики уровня были хорошо установлены ранее ^{4-6,8,9/}. Величина $A_2 = -0,135/34/$ для E2-перехода 1972,7 кэВ хорошо согласуется с теоретическим значением $A_2/3/2 \rightarrow 7/2/ = -0,143$, что подтверждает значение $I^\pi = 3/2^-$. Таким образом, переход 549,4 кэВ, размещенный в работе ^{6/} между уровнями 1972,7 и 1423,2 кэВ $/I^\pi = 9/2^-/$, по-видимому, разряжает уровень 2425,8 кэВ.

Уровень 1996,9 кэВ, $I^\pi = 5/2^-$. Схема распада и мультипольности E2 и M1 переходов 338,3 и 1997,0 кэВ позволяют приписать уровню значения $I^\pi = 5/2^-$ или $7/2^-$. Для M1 + E2 -перехода 338,3 кэВ нами были определены значения $\delta(I=5/2) = 1,9^{+1,4}_{-0,8}$ и $\delta(I=7/2) = 5,3^{+4,9}_{-1,8}$. Последнее значение не согласуется с величиной $|\delta(\alpha_K)| = 1,12^{+0,62}_{-0,36}$, рассчитанной по данным работы ^{6/}. Таким образом, квантовые характеристики этого уровня $I^\pi = 5/2^-$. При изучении изобар-аналоговых резонансов ^{5/} также было получено значение $I^\pi = 5/2^-$.

Уровень 2133,4 кэВ, $I^\pi = 3/2^-$. Возможные значения $I^\pi = 3/2^-$ или $5/2^-$ для этого уровня были установлены в работе ^{8/}. Значение $I^\pi = 5/2^-$ исключается по величине анизотропии для перехода 526,0 кэВ на уровень 1607,3 кэВ, $I^\pi = 1/2^-$. Величина $A_2 = -0,170/23/$, полученная для E2-перехода 2133,4 кэВ в предположении, что спин уровня 3/2, также согласуется с теоретическим значением $A_2/3/2 \rightarrow 7/2/ = -0,143$.

Уровни 2155,3 и 2329,4 кэВ, $I^\pi = 5/2^-$, $7/2^-$ или $9/2^-$. Согласно схеме распада и мультипольностям M1 или E2 ^{8/} соответствующих переходов на основное состояние оба уровня могут иметь одно из значений $I^\pi = 3/2^- - 9/2^-$. Значение $I^\pi = 3/2^-$ не согласуется с величинами анизотропии для переходов 2155,3 и 2329,4 кэВ, следовательно, для обоих уровней возможны $I^\pi = 5/2^-$, $7/2^-$ или $9/2^-$.

Уровень 2193,0 кэВ, $I^\pi = 7/2^-$ или $9/2^-$. На основе схемы распада и мультипольности M1 или E2 перехода 2192,9 кэВ этому уровню можно приписать одно из значений $I^\pi = 3/2^- - 9/2^-$. Значения $I^\pi = 3/2^-$ и $5/2^-$ исключаются по величине анизотропии для перехода 2192,9 кэВ.

Уровень 2276,6 кэВ, $I^\pi = 5/2^+$ или $9/2^+$. Мультипольность E1 перехода 2276,6 кэВ ^{7/6/} позволяет приписать уровню одно из значе-

ний $I^\pi = 5/2^+ - 9/2^+$. Этим значениям спинов соответствуют следующие экспериментальные и теоретические значения A_2 : $A_2/5/2 \rightarrow 7/2 = 0,227/42$ и $A_2 = 0,134$; $A_2/7/2 \rightarrow 7/2 = 0,171/32$ и $A_2 = -0,436$; $A_2/9/2 \rightarrow 7/2 = 0,185/34$ и $A_2 = 0,303$. Сравнение этих значений показывает, что спин $7/2$ можно исключить.

Уровень 2340,6 кэВ. Схема распада и анизотропия для перехода 2340,6 кэВ позволяют приписать уровню значения $I^\pi = 5/2^-$, $7/2^-$ или $9/2^\pm$.

Уровень 2346,4 кэВ, $I^\pi = 5/2^-$. Возможные значения квантовых характеристик уровня $I^\pi = 3/2^-$, $5/2^-$ или $7/2^-$ были установлены^{/6/} на основании мультипольностей M1 или E2 переходов, разряжающих этот уровень. Значения $I^\pi = 3/2^-$ и $7/2^-$ исключаются по анизотропии для переходов 2346,5 и 373,6 кэВ соответственно.

Уровень 2385,4 кэВ, $I^\pi = 5/2^+$. Уровень разряжается сравнительно слабыми переходами, поэтому анизотропию для них определить не удалось. Однако, как показано недавно Адамом и др.^{/21/}, этот уровень разряжается переходом 949,6 кэВ на состояние $1/2^+$ с энергией 1436,3 кэВ, что согласуется с наблюдавшимися^{/6/} совпадениями γ -лучей 542,6 и 949,6 кэВ. На основе мультипольности M1^{/6/} перехода 949,6 кэВ и способов разрядки уровня 2385,4 кэВ ему можно приписать $I^\pi = 5/2^+$.

Уровень 2425,9 кэВ, $I^\pi = 5/2^-$. Схема распада и мультипольности M1 переходов, разряжающих этот уровень, позволяют приписать ему значения $I^\pi = 3/2^-$, $5/2^-$ или $7/2^-$. Значения $I^\pi = 3/2^-$ и $7/2^-$ исключаются по величинам анизотропии для переходов 292,2 и 1532,1 кэВ.

Уровни 2482,0 и 2508,2 кэВ, оба $I^\pi = 5/2^-$ или $7/2^-$. На основе схемы распада обоим уровням можно приписать значения $I^\pi = 3/2^-$, $5/2^\pm$ или $7/2^-$. Значения $I^\pi = 3/2^-$ и $5/2^+$ исключаются по анизотропии для соответствующих переходов на основное состояние.

Уровень 2513,3 кэВ, $I^\pi = 5/2^-$, $7/2^-$ или $9/2^-$. Схема распада и мультипольность M1 или E2 перехода 2513,4 кэВ позволяют приписать уровню значения $I^\pi = 3/2^-$, $5/2^-$, $7/2^-$ или $9/2^-$. Значение $I^\pi = 3/2^-$ исключается по анизотропии для перехода 2513,4 кэВ.

Все полученные нами значения спинов и четностей приведены в схеме уровней ^{145}Sm /рис.1/.

5. ОБСУЖДЕНИЕ

Интерпретация низколежащих состояний ^{145}Sm в рамках феноменологической модели, учитывающей взаимодействие нечетного

нейтрона с квадрупольными и октупольными колебаниями остова (^{144}Sm) была проведена в работе ^{/10/}. При этом константы взаимодействия для каждой мультипольности выбирались на основе качественных оценок и по данным о вероятностях $B(E2)$ и $B(E3)$ переходов с уровней 2_1^+ и 3_1^- на основное состояние ^{144}Sm . Энергии колебательных квантов и одночастичные энергии состояний незаполненной нейтронной оболочки подгонялись таким образом, чтобы получить наилучшее согласие расчетных и экспериментальных энергий уровней ^{145}Sm . В волновых функциях возбужденных состояний ^{145}Sm учитывались компоненты, содержащие до трех квадрупольных фононов и до двух октупольных. Результаты расчета приведены на рис.2а, а экспериментальная схема возбужденных состояний - на рис.2б. Отметим, что ко времени опубликования работы ^{/10/} квантовые характеристики для ряда состояний ^{145}Sm были неизвестны или определены неправильно. В настоящее время значения I^π для большинства этих состояний установлены однозначно, в том числе и по данным настоящей работы. Появились также новые данные о спектроскопических факторах. Принимая во внимание новые данные, можно сделать следующие заключения. По-видимому, в работе ^{/10/} взаимодействие одночастичного и колебательного движений получилось слишком слабым. Об этом свидетельствует малое расщепление мультиплетов "квазичастица + фонон" и слабое смешивание одночастичных и более сложных компонентов в волновых функциях. В большинстве случаев оказалось, что самые нижние состояния данного спина и четности имеют очень малую примесь одночастичного компонента. Однако это справедливо только для состояний положительной четности в интервале энергий 1,4-1,7 МэВ ^{/1/}, принадлежащих мультиплету " $2f_7/2 + 3_1^-$ ". Причем согласно результатам исследования (d, p) - реакции ^{/1/} и среди этих состояний уровень $13/2^+$ должен иметь большую примесь одночастичного компонента $1i13/2$, которую не содержит результат расчетов. Мала также и примесь одночастичных компонентов в мультиплете состояний отрицательной четности с энергией 1,2 МэВ, которые, судя по их положению и спинам, являются состояниями мультиплета " $2f_7/2 + 2_1^+$ ". Только уровень $3/2^-$ имеет заметную примесь одночастичного состояния $3p_3/2$, но и она существенно ниже экспериментальной.

Иное положение возникает при рассмотрении ^{145}Sm в рамках полумикроскопической квазичастично-фононной модели ^{/22.23/}, эффективный гамильтониан которой включает взаимодействие между нуклонами ядра, движущимися в различном для протонов и нейтронов среднем потенциале. Этот гамильтониан содержит следующие члены: нейтронный и протонный потенциалы в форме Вудса-Саксона, нейтронное и протонное спаривательные взаимодействия в форме Бардина-Купера-Шиффера и изоскалярные и изовекторные сепаратные мультипольные силы с радиальной зависимостью $\sim r^\lambda$. Эти

взаимодействия оказываются ответственными как за формирование коллективных вибрационных возбуждений в четно-четных ядрах, так и за взаимодействие квазичастичных состояний с фононными в нечетных ядрах. Таким образом, взаимодействие нечетной квазичастицы с колебаниями в полумикроскопической модели не параметризуется, а вычисляется, и в этом смысле оно согласовано со свойствами вибрационных уровней в соседнем четно-четном ядре.

В волновых функциях нами учитывался вклад компонентов не сложнее чем "квазичастица + фонон". При этом кроме квадрупольных и октупольных фононных возбуждений ^{144}Sm учитывались возбуждения и более высокой мультипольности, вплоть до $\lambda=6$. Во внимание принимались не только самые нижние коллективные фононы, но и более высоколежащие, имеющие, как правило, не коллективную структуру. Волновая функция такой структуры позволяет рассчитывать на удовлетворительное описание только тех характеристик состояний, которые связаны с вкладом одночастичных компонентов, например, спектроскопических факторов. Вероятности электромагнитных переходов, которые сильно зависят от величин компонентов "квазичастица + фонон", не могут быть правильно вычислены без включения в волновую функцию более сложных компонентов, таких как, например, "квазичастица + два фонона".

Расчеты были проведены с помощью программ /^{24,25}/, содержащихся в библиотеке стандартных программ ЛТФ ОИЯИ.

На рис.2в представлен спектр низколежащих состояний ^{145}Sm , рассчитанный нами в предположении, что фононные и квазичастичные возбуждения независимы /т.е. мы пренебрегали фермионной структурой фононов/. На рис.2г изображен спектр, рассчитанный с учетом фермионной структуры фононов, иными словами, с учетом действия принципа Паули на нечетную квазичастицу и квазичастицы, входящие в фонон. В последнем случае при расчете использовались результаты работы /²⁶/. Как видно из рисунка, экспериментальная плотность низколежащих состояний ^{145}Sm /см.рис.2б/ описывается недостаточно хорошо. Это отчасти связано с тем, что плотность одночастичных состояний в незаполненной нейтронной оболочке, получающаяся в потенциале Вудса-Саксона, заметно меньше, чем выбранная авторами работы /¹⁰/ из условия наилучшего согласия экспериментальных и теоретических энергий уровней. В общем, однако, полученные завышенные теоретические значения энергий нельзя исправить путем изменения параметров одночастичного потенциала. Вполне вероятно, что согласие теоретических и экспериментальных энергий возбуждения можно будет улучшить, включая в волновую функцию более сложные компоненты, оказывающие более сильное влияние на состояния с высокими спинами.

Более важно, по-видимому, что все состояния, приведенные на рис.2в и 2г, содержат большую примесь одночастичного нейтронного компонента. В результате эти состояния имеют большие спектроскопические факторы $S_{I\ell}$, которые хорошо согласуются со значениями $S_{I\ell}$, полученными при изучении (d,p)-реакции /см. табл.4/. Если вернуться к результатам работы /10/, то следует отметить, что взаимодействие квазичастиц с фононами, вычисленное микроскопически, сильнее феноменологически подобранного. Именно поэтому величина спектроскопического фактора основного состояния $7/2^-$ из работы /10/ превышает величину, полученную нами.

Таблица 4
Сравнение экспериментальных и расчетных значений спектроскопических факторов уровней ^{145}Sm

| $E_{ур}$ кэВ | $I_{ур}^{\pi}$ | $l_{ур}$ | $(2I + 1) S_{I\ell}$ | | |
|--------------|----------------|----------|----------------------|-----------|---------------------|
| | | | (d,p)/I/ | теор./10/ | теор./наст. работа/ |
| 0,0 | $7/2^-$ | 3 | 6,82 | 7,20 | 6,19 |
| 893,7 | $3/2^-$ | 1 | 2,13 | 1,12 | 2,50 |
| 1099,0 | $13/2^+$ | 6 | 6,44 | 1,96 | 9,67 |
| 1423,2 | $9/2^-$ | 5 | 6,41 | 8,10 | 7,87 |
| 1607,3 | $1/2^-$ | 1 | 1,26 | 1,06 | 1,20 |
| 1658,5 | $5/2^-$ | 3 | 1,25 | | 2,62 |

Сравнение рис.2в и 2г показывает, что учет принципа Паули слабо сказывается на взаимодействии одночастичных и вибрационных возбуждений ^{145}Sm и приводит к малым изменениям энергии уровней. Это объясняется наличием в ^{145}Sm замкнутой нейтронной оболочки (N=82), что приводит к уменьшению роли нейтронных конфигураций в формировании низколежащих вибрационных уровней. Основной вклад в них дают протонные двухквазичастичные состояния, на взаимодействие которых с нечетным нейтроном принцип Паули влияния не оказывает.

Авторы признательны Чан Зуй Кхьонгу и Ч.Стоянову за предоставление программы PHOGUS для вычисления энергий и структуры состояний нечетных ядер и за консультацию.

ЛИТЕРАТУРА

1. Booth W., Wilson S. Nucl.Phys., 1975, A247, p.126.
2. Christensen P.R. et al. Nucl.Phys., 1967, A102, p.481.

3. Haratym Z. et al. Nucl.Phys., 1977, A276, p.299.
4. Thornton S.T. et al. Phys.Rev., 1975, C12, p.877.
5. Clement H. et al. Nucl.Phys., 1977, A285, p.109.
6. Вывов Ц. и др. ОИЯИ, Р6-11847, Дубна, 1978.
7. Адам И. и др. Болгарский физический журнал, 1975, 2, с.12.
8. Burrows T.W. Nucl.Data Sheets, 1974, 12, p.203.
9. Tuli J.K. Nucl.Data Sheets, 1980, 29, p.533.
10. Vanden Berghe G., Waroquier M. Nucl.Phys., 1972, A196, p.303.
11. Дерюга В.А. и др. Тезисы докладов XXXI Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. "Наука", Л., 1981, с.96.
12. Павлов В.Н. ОИЯИ, Р8-80-482, Дубна, 1980; Pavlov V.N. et al. Cryogenics, 1978, 18, p.115.
13. Громова И.И. и др. Прикладная ядерная спектроскопия. Атомиздат, М., 1979, вып.9, с.3.
14. Аврамов С.Р. и др. ОИЯИ, Р10-9744, Дубна, 1976.
15. Hamilton W.D. In: The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy. North-Holland, Amsterdam, 1975, p.645.
16. Krane K.S. Nucl.Instr. and Meth., 1972, 98, p.205.
17. Krane K.S. LASL report, LA-4677, Los Alamos, 1971.
18. Rösel F. et al. Atomic Data and Nucl.Data Tables, 1978, 21, p.92.
19. Krane K.S., Steffen R.M. Phys.Rev., 1970, C2, p.724.
20. Бегжанов Р.Б. и др. ЯФ, 1976, 23, с.8.
21. Адам И. и др. Тезисы докладов XXX совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. "Наука", Л., 1980, с.98.
22. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. "Наука", М., 1971.
23. Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1978, 9, с.810.
24. Стоянов Ч., Юдин И.П. ОИЯИ, Р4-11076, Дубна, 1977.
25. Стоянов Ч., Чан Зуй Кхьонг. ОИЯИ, Р4-81-234, Дубна, 1981.
26. Chan Zuy Khyong et al. J.Phys.G: Nucl.Phys., 1981, 7, p.151.

Рукопись поступила в издательский отдел
17 августа 1981 года.