

P15-2000-139

А.Г.Белов, Ю.П.Гангрский, Л.М.Мельникова,  
В.Ю.Пономарев, Н.Цонева<sup>1</sup>, Ч.Стоянов<sup>1</sup>, А.Тончев<sup>2</sup>,  
Н.Балабанов<sup>3</sup>

ВОЗБУЖДЕНИЕ ИЗОМЕРНЫХ СОСТОЯНИЙ  $1h_{11/2}$   
В ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ С  $\gamma$ -КВАНТАМИ,  
НЕЙТРОНАМИ И ПРИ  $\beta$ -РАСПАДЕ

Направлено в журнал «Ядерная физика»

<sup>1</sup>Институт ядерных исследований и ядерной энергетики БАН,  
София, Болгария

<sup>2</sup>Государственный университет штата Айдахо, США

<sup>3</sup>Университет им. П.Хилендарского, Пловдив, Болгария

## ВВЕДЕНИЕ

Исследование ядерных реакций с образованием изомерных состояний является эффективным способом получения данных о ядерных характеристиках при низких энергиях возбуждения. Одна из таких характеристик – это система уровней, через которые происходит заселение изомерного состояния. Эти уровни, как правило, мало изучены, т.к. слабо проявляются в большинстве ядерных реакций.

Наиболее распространенным способом исследования реакций с образованием изомеров является измерение изомерных отношений (ИО), т.е. отношение сечений или выходов реакций, приводящих к изомерному или основному состояниям ядра, и сравнение их с результатами расчета. В этих расчетах используются определенные представления о свойствах ядерных уровней, и степень согласия экспериментальных и расчетных ИО определяет, насколько эти представления правильные. Обычно эти представления основываются на статистической модели ядра [1–3]. Для целого ряда реакций расчеты ИО на основе этой модели хорошо согласуются с экспериментальными данными (например, [4–6]). При этом требуемые для такого согласия параметры плотности уровней, описывающие ее зависимость от энергии возбуждения  $a$  и углового момента  $\sigma$ , те же, что и принятые в модели или полученные из других экспериментальных данных.

Известно, что статистическая модель хорошо описывает спектр ядерных уровней, расположенных выше энергии связи нейтрона. В то же время большое, а нередко и определяющее влияние на ИО оказывают более низколежащие уровни, через которые каскадом  $\gamma$ -квантов происходит заселение изомерного состояния. Однако данных о свойствах таких уровней (их спектре, нуклонных конфигурациях, волновых функциях) явно недостаточно, поэтому корректный расчет этой стадии процесса образования изомера часто не представляется возможным. Очевидно, это является одной из причин заметного расхождения экспериментальных и расчетных данных. Одним из примеров такого различия является ИО в реакции  $^{180}\text{Ta}(\gamma, \gamma')$ , которое при большой разнице спинов основного и изомерного уровней  $\Delta I = 8$  составляет 0,3 [7] (согласно расчетам по статистической модели оно должно быть не более 0,001).

Представляется естественным использовать для расчетов ИО такую модель, которая хорошо описывала бы свойства уровней в области энергий возбуждения между изомерным состоянием и энергией связи нейтрона. Одной из таких моделей является квазичастично-фононная модель, развитая В.Г.Соловьевым с сотрудниками [8–12]. Эта модель успешно использовалась для описания спектроскопических свойств широкого круга ядер, а также ядерных реакций, в том числе и с возбуждением изомерных состояний [13,14].

Целью представленной работы является измерение ИО в близких по своим свойствам ядрах, но в существенно разных реакциях, а также расчеты ИО на основе квазичастично-фононной модели. В качестве объектов исследования выбраны ядра с одной дыркой в заполненной нейтронной оболочке  $N = 82$  ( $^{135}\text{Xe}$ ,  $^{137}\text{Ba}$ ,  $^{139}\text{Ce}$ ,  $^{141}\text{Nd}$  и  $^{143}\text{Sm}$ ), получаемые в реакциях радиационного захвата тепловых нейтронов ( $n,\gamma$ ), в фотоядерных реакциях с вылетом одного нейтрона ( $\gamma,n$ ) при энергии гигантского дипольного резонанса и при  $\beta^+$ -распаде.

Известные экспериментальные данные об ИО для этих ядер обнаруживают их заметное различие в реакциях ( $\gamma,n$ ), несмотря на одинаковые характеристики реакций. Для ядер  $^{141}\text{Nd}$  и, в особенности,  $^{143}\text{Sm}$  значения ИО значительно меньше, чем для ядер  $^{137}\text{Ba}$  и  $^{139}\text{Ce}$  [15,16]. Такое различие ИО не согласуется с расчетами по статистической модели с принятыми в ней параметрами плотности уровней  $a$  и  $\sigma$ . Для достижения согласия необходимо использовать для каждой группы ядер заметно разные значения этих параметров, что не находит разумного объяснения.

В реакциях ( $n,\gamma$ ) наблюдается совсем другое изменение ИО при переходе от одного ядра к другому: наименьшее ИО оказывается у самого легкого ядра  $^{135}\text{Xe}$ , и оно растет с увеличением атомного номера  $Z$  ядра [17].

Для изучения более детального поведения ИО в указанной области ядер точность прежних измерений была существенно улучшена. Она была доведена до 10% для всех абсолютных значений ИО и до 5% – для относительных. Это было достигнуто использованием образцов, обогащенных исследуемым изотопом, более тщательной калибровкой эффективности детектора  $\gamma$ -излучения, проведением всех измерений в идентичных условиях с пониженным уровнем фона.

Кроме измерений ИО в реакциях  $(n,\gamma)$  и  $(\gamma,n)$  были определены вероятности возбуждения изомера при  $\beta^+$ -распаде в исследуемые ядра. В тяжелых ядрах  $^{139}\text{Ce}$ ,  $^{141}\text{Nd}$  и  $^{143}\text{Sm}$  из-за большой разности спинов прямые  $\beta$ -переходы в изомерное состояние отсутствуют. В то же время большая энергия  $\beta$ -распада приводит к заселению широкого набора уровней, сравнимого с тем, что осуществляется в реакциях  $(\gamma,n)$ . Каскад  $\gamma$ -переходов с этих уровней и приводит к изомерному состоянию.

## СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИССЛЕДУЕМЫХ ЯДЕР

Исследуемые ядра имеют сравнительно простой и практически идентичный спектр нижних возбужденных состояний. Все одночастичные состояния, которые следуют из модели оболочек ( $2d_{3/2}$ ,  $3s_{1/2}$ ,  $2h_{11/2}$ ,  $2d_{5/2}$ ,  $1g_{7/2}$ ) [8,18], располагаются в интервале энергий до 1,4 МэВ. У всех исследуемых ядер основное состояние имеет спин и четность  $3/2^+$ , а первое возбужденное –  $1/2^+$ . Одночастичные состояния с  $I^\pi = 5/2^+$  и  $7/2^+$  находятся значительно выше (в интервале энергий 1,1 – 1,3 МэВ). Радиационные переходы со всех этих уровней (типа M1 или E2) ведут только в основное состояние и не заселяют изомерный уровень. Последний заселяется из более высоколежащих состояний с  $I^\pi = 7/2^-$ ,  $9/2^-$  и  $9/2^+$ .

Изомерное состояние с  $I^\pi = 11/2^-$  наблюдается у большого числа ядер (более 50) от Zr ( $Z = 40$ ) и Yb ( $Z = 70$ ). Все эти состояния имеют близкие значения магнитных моментов (около половины величины, рассчитанной по модели Шмидта [19]) и приведенных вероятностей радиационных M4-переходов с изомерного уровня в основное состояние  $3/2^+$  (1-2 одночастичные единицы Вайскопфа). Все это свидетельствует о малых примесях других конфигураций, несмотря на то, что ядра, в которых находятся изомеры, существенно разные (от ядер с замкнутой протонной оболочкой и почти замкнутой нейтронной до переходных между сферическими и деформированными). Изомерные состояния в исследуемых ядрах расположены достаточно высоко – от 527 кэВ в  $^{135}\text{Xe}$  до 757 кэВ у  $^{141}\text{Nd}$ . Энергии изомерных состояний соответствуют энергии  $\gamma$ -квантов, испускаемых при разрядке, которые приведены в табл. 1.

В этой таблице представлены также характеристики радиоактивного распада исследуемых ядер в основном и изомерном состояниях: периоды полураспада  $T_{1/2}$ , энергии  $E_\gamma$  и интенсивности  $I_\gamma$

**ТАБЛИЦА 1.**

**Спектроскопические характеристики исследуемых ядер**

Ядро	Основное состояние				Изомерное состояние			
	$T_{1/2}$	$E_\gamma$ , кэВ	$I_\gamma$ , %	$\alpha$	$T_{1/2}$	$E_\gamma$ , кэВ	$I_\gamma$ , %	$\alpha$
$^{135}\text{Xe}$	9,1 ч	249,8	93	0,076	15,3 мин	526,6	81	0,24
$^{137}\text{Ba}$	Стаб.				2,55 мин	661,6	90	0,11
$^{139}\text{Ce}$	138 сут	165,8	80	0,25	56,8 с	754,2	93	0,08
$^{141}\text{Nd}$	2,5 ч	1127	0,75	0,002	62,0 с	756,7	92	0,09
$^{143}\text{Sm}$	8,8 мин	1056	2,0	0,003	66,0 с	754,0	90	0,11

$\gamma$ -линий и полные коэффициенты внутренней конверсии  $\alpha$  [18]. Эти данные использовались для идентификации образующихся в реакциях ядер и определения их выходов.

Сведения о статистических свойствах возбужденных состояний исследуемых ядер значительно беднее. По аналогии с соседними ядрами, где измерялись средние расстояния между нейтронными резонансами, можно предполагать, что параметры плотности уровней будут порядка величины:  $a \sim 15 - 20$  и  $\sigma = 4 - 5$ .

### МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Измерения изомерных отношений в реакциях  $(n,\gamma)$  и  $(\gamma,n)$  проводились на микротроне МТ-25 Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н.Флерова ОИЯИ. Описание микротрона и его основные параметры подробно изложены в работах [20,21]. Ускоренный пучок электронов являлся источником как тормозного излучения, так и нейтронов.

Тормозной мишенью служил вольфрамовый диск толщиной 2 мм, за которым располагался алюминиевый поглотитель электронов толщиной 30 мм. Типичный ток электронов во время экспериментов составлял 20 мкА, при этом интенсивность падающего на мишень тормозного излучения с энергией выше порога реакции  $(\gamma,n)$  достигала  $\sim 10^{13} \text{ с}^{-1}$ . Максимальная энергия ускоренных электронов была 25 МэВ, и она могла снижаться переходом на другую орбиту и изменением магнитного поля. Спектр тормозного излучения имел типичный вид, его расчеты для данных условий эксперимента (толщина вольфрамового диска, телесный угол, занимаемый облучаемым образцом) приведены в работе [22].

Для получения нейтронов пучок электронов направлялся на конвертор, который представлял собой цилиндр из урана, окруженный бериллием. Этот конвертор находился внутри графитового куба со стороной 120 см, который служил замедлителем нейтронов. Источником нейтронов были реакции ( $\gamma, n$ ) и ( $\gamma, f$ ) на уране и ( $\gamma, n$ ) и ( $n, 2n$ ) на бериллии. В центре куба поток тепловых нейтронов при энергии электронов 25 МэВ и интенсивности 20 мкА составлял  $4 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$  при кадмиевом отношении, равном 1,8.

Облучаемые образцы состояли из окислов исследуемых элементов (соответственно, ВаО,  $\text{Ce}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Nd}_2\text{O}_3$  и  $\text{Sm}_2\text{O}_3$ ). Они имели вес 200 мг, площадь  $1,5 \times 1,5$  см и были упакованы в конверты из тонкого (20 мкм) лавсана. Использовались образцы как натурального изотопного состава, так и обогащенные исследуемыми изотопами –  $^{136}\text{Ba}$  (до 95%),  $^{138}\text{Ce}$  (до 60%) и  $^{144}\text{Sm}$  (до 90%). Инертные газы, обогащенные изотопами  $^{134}\text{Xe}$  (до 90%) и  $^{136}\text{Xe}$  (до 95%), при облучении находились в ампулах из кварцевого стекла объемом  $\sim 1 \text{ см}^3$  при давлении 1 атм.

Время облучения образцов определялось периодами полураспада образующихся продуктов реакций. При  $T_{1/2} < 1$  ч оно составляло около трех периодов полураспада, а при  $T_{1/2} > 1$  ч – 3–4 часа. После облучения образцы переносились в помещение, защищенное от излучения ускорителя, где проводились измерения их  $\gamma$ -спектров. Для этих измерений использовался Ge(Li)-детектор объемом  $60 \text{ см}^3$  с разрешением 2,8 кэВ для  $\gamma$ -линии 1332 кэВ  $^{60}\text{Co}$ . Обработка спектров проводилась с использованием программы АСТIV [23], позволяющей разделять близкие по энергии  $\gamma$ -линии в сложном спектре. По энергии  $\gamma$ -линий и зависимости их интенсивности от времени идентифицировались образующиеся продукты реакций (эти характеристики радиоактивного распада приведены в табл.1). Абсолютные интенсивности этих  $\gamma$ -линий (исправленные на эффективность регистрации  $\gamma$ -излучения  $\epsilon$ , коэффициент внутренней конверсии  $\alpha$ , долю данной  $\gamma$ -линии в спектре  $k$ , накопление во время облучения  $t_1$  и распад за время  $t_2$  до измерений) позволяют определить выход реакции

$$Y = \frac{S\lambda(1+\alpha)(1-e^{-\lambda t_1})e^{-\lambda t_2}}{t_3 \cdot \epsilon \cdot k}, \quad (1)$$

где  $S$  – площадь  $\gamma$ -линии после вычета фона,  $\lambda$  – константа

радиоактивного распада  $\left( \lambda = \frac{0,69}{T_{1/2}} \right)$ ,  $t_3$  – время измерения. Этот выход связан с сечением реакции  $\sigma$  соотношением

$$Y = A \sigma I, \quad (2)$$

где  $A$  – число атомов исследуемого изотопа в облучаемом образце,  $I$  – поток бомбардирующих частиц (нейтронов или  $\gamma$ -квантов), проинтегрированный за время облучения. Измеряемое на опыте ИО, определяемое как отношение сечений образования ядра в изомерном и основном состояниях, можно заменить отношением выходов, т.к. измерения проводились на одной и той же мишени и в одном и том же облучении:

$$ИО = \frac{\sigma_i}{\sigma_g} = \frac{Y_i}{Y_g}, \quad (3)$$

где символы  $i$  и  $g$  относятся соответственно к изомерному или основному состоянию.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

На основе описанных выше экспериментальной методики и способа обработки результатов измерений были определены ИО в трех различных реакциях:

1. В реакциях радиационного захвата тепловых нейтронов на изотопах  $^{134}\text{Xe}$ ,  $^{136}\text{Ba}$  и  $^{138}\text{Ce}$ . Во всех этих реакциях образующееся составное ядро имело энергию возбуждения, равную энергии связи нейтрона (табл.2), а спин и четность  $I^\pi = 1/2^+$ . Изомерное состояние заселяется в результате каскада  $\gamma$ -квантов, а ИО определяется выражением (3). В случае реакции  $^{136}\text{Ba}(n,\gamma)^{137}\text{Ba}$  образующееся в основном состоянии ядро является стабильным. Поэтому для получения ИО использовалось известное значение  $\sigma_g$  [17], а  $\sigma_i$  определялось из сравнения с хорошо известным сечением реакции  $^{65}\text{Cu}(n,\gamma)^{66}\text{Cu}$  [17].
2. В фотоядерных реакциях с испусканием одного нейтрона при энергии электронов (или граничной энергии спектра тормозного излучения) 25 МэВ. Были проведены измерения ИО для всех 5 ядер, указанных в табл.1. В этих реакциях составное ядро образуется со спином и четностью  $I^\pi = 1^-$  и с энергией, равной энергии поглощенного  $\gamma$ -кванта. Из-за непрерывного спектра тормозного излучения и спектра

ТАБЛИЦА 2.

Экспериментальные и расчетные значения изомерных отношений в реакциях  $(\gamma, n)$ ,  $(n, \gamma)$  и при  $\beta$ -распаде

Реакция	$\overline{E}_b$ , МэВ	$\overline{I}$ , $\hbar$	Изомерные отношения	
			эксперимент	Расчет
$^{134}\text{Xe}(n, \gamma)^{135}\text{Xe}$	6,45	1/2	0,013(2)	0,023*
$^{136}\text{Xe}(\gamma, n)^{135}\text{Xe}$	6,1	3/2	0,110(9)	0,11**
$^{136}\text{Ba}(n, \gamma)^{137}\text{Ba}$	6,90	1/2	0,022(3)	0,024*
$^{138}\text{Ba}(\gamma, n)^{137}\text{Ba}$	5,4	3/2	0,120(8)	0,10**
$^{138}\text{Ce}(n, \gamma)^{139}\text{Ce}$	7,47	1/2	0,025(3)	0,027*
$^{140}\text{Ce}(\gamma, n)^{139}\text{Ce}$	4,8	3/2	0,130(8)	0,11**
$^{139}\text{Pr} \xrightarrow{\beta^*} ^{139}\text{Ce}$	1,6	5/2	0,008(2)	0,007**
$^{142}\text{Nd}(\gamma, n)^{141}\text{Nd}$	4,2	3/2	0,060(6)	0,05**
$^{141}\text{Pm} \xrightarrow{\beta^*} ^{141}\text{Nd}$	2,1	5/2	0,009(2)	0,010**
$^{144}\text{Sm}(\gamma, n)^{143}\text{Sm}$	3,5	3/2	0,046(5)	0,05**
$^{143}\text{Eu} \xrightarrow{\beta^*} ^{143}\text{Sm}$	2,2	5/2	0,007(2)	0,007**

\*Расчеты по статистической модели.

\*\*Расчеты по квазичастично-фононной модели.

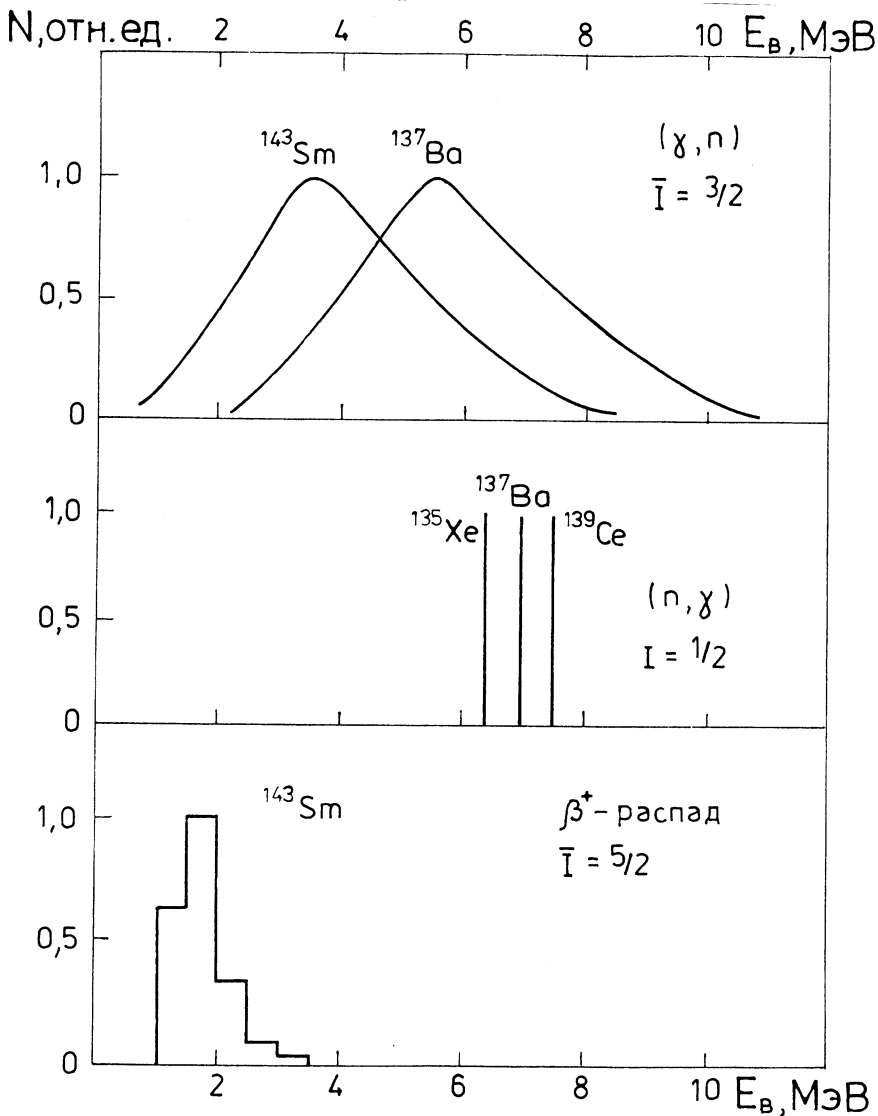
испущенных нейтронов конечное ядро характеризуется достаточно широким распределением по энергии возбуждения, которое представляется выражением

$$Y(E_b) = \int_0^{E_0} \int_0^{E_0 - E_b} \sigma(E_\gamma) N(E_\gamma) W(E_n) dE_\gamma dE_n, \quad (4)$$

где  $E_b$  – энергия возбуждения конечного ядра,  $B_n$  – энергия связи нейтрона в составном ядре,  $\sigma(E_\gamma)$  – сечение поглощения  $\gamma$ -кванта с энергией  $E_\gamma$ ,  $N(E_\gamma)$  – число  $\gamma$ -квантов с энергией  $E_\gamma$  в тормозном спектре с граничной энергией  $E_0$ ,  $W(E_n)$  – вероятность вылета из составного ядра нейтрона с кинетической энергией  $E_n$ . Для расчета этих распределений использовались измеренные зависимости от энергий сечений поглощения монохроматических  $\gamma$ -квантов [24] и спектры кинетических энергий нейтронов [25], а также и рассчитанный



для данных условий спектр тормозного излучения [22]. Ряд примеров этих распределений представлен на рис.1, а средние энергии возбуждения конечных ядер для всех реакций – в табл.2.



**Рис.1.** Распределение по энергиям возбуждения ядер перед каскадом  $\gamma$ -квантов в реакциях  $(\gamma, n)$  и  $(n, \gamma)$  и при  $\beta^+$ -распаде

Поскольку в реакциях  $(\gamma, n)$  измеряется не сечение, а выход, проинтегрированный по спектру тормозного излучения, то и ИО представляет собой отношение выходов:

$$ИО = \frac{\int_{E_1}^{E_0} \sigma_i(E_\gamma) N(E_\gamma) dE_\gamma}{\int_{E_1} \sigma_g(E_\gamma) N(E_\gamma) dE_\gamma}, \quad (5)$$

где  $E_1$  – порог реакции с образованием ядра в основном или изомерном состоянии. Для основного состояния  $E_1 = B_n$ , а для изомерного  $E_1 = B_n + E_i$ .

В случае стабильного конечного ядра  $^{137}\text{Ba}$  непосредственное измерение его выхода, как и в реакции  $(n, \gamma)$ , не представлялось возможным. Поэтому ИО определялось из сравнения выходов изомеров  $^{137}\text{Ba}$  и  $^{139}\text{Ce}$  и известных сечений реакций  $(\gamma, n)$  на изотопах  $^{138}\text{Ba}$  и  $^{140}\text{Ce}$  [24], проинтегрированных по тормозному спектру.

3. При  $\beta^+$ -распаде и электронном захвате ядер  $^{139}\text{Pr}$  ( $T_{1/2} = 4,4$  ч,  $Q_\beta = 2,80$  МэВ,  $I^\pi = 5/2^+$ ) и  $^{141}\text{Pm}$  ( $T_{1/2} = 20,9$  мин,  $Q_\beta = 4,56$  МэВ,  $I^\pi = 5/2^+$ ). Эти ядра были получены в реакциях  $^{141}\text{Pr}(\gamma, n)^{139}\text{Pr}$ ,  $E_{\gamma 0} = 25$  МэВ и  $^{141}\text{Pr}(\alpha, 4n)^{141}\text{Pm}$ ,  $E_\alpha = 38$  МэВ соответственно на микротроне МТ-25 и изохронном циклотроне У-200 ЛЯР ОИЯИ. На описанной выше экспериментальной установке были измерены спектры  $\gamma$ -излучения, испускаемого при  $\beta$ -распаде  $^{139}\text{Pr}$  и  $^{141}\text{Pm}$ . Образующиеся побочные продукты реакций с  $\gamma$ -квантами и  $\alpha$ -частицами ( $^{140}\text{Pr}$ ,  $^{142}\text{Pm}$ ,  $^{143}\text{Pm}$ ) имели существенно другие периоды полураспада, и их  $\gamma$ -излучение легко дискриминировалось.

Анализ спектров  $\gamma$ -излучения  $^{139}\text{Pr}$  и  $^{141}\text{Pm}$  позволил определить вероятность заселения изомеров в дочерних ядрах  $^{139}\text{Ce}$  и  $^{141}\text{Pm}$ . При анализе использовались также известные данные по  $\beta^+$ -распаду этих изотопов [18] и изотопа  $^{143}\text{Eu}$ , при котором возбуждался изомер в ядре  $^{143}\text{Sm}$  [26]. По аналогии с рассмотренными выше реакциями  $(n, \gamma)$  и  $(\gamma, n)$  были получены также значения ИО в  $\beta$ -распаде, которые определялись как отношения

числа образующихся ядер в изомерном состоянии к числу  $\beta$ -переходов на все уровни выше изомера:

$$ИО = \frac{N_i}{\sum N_\beta(E_b > E_i)}. \quad (6)$$

Пример одного из распределений ядер по энергиям возбуждения после  $\beta^+$ -распада (для ядра  $^{143}\text{Sm}$ ) представлен на рис.1. Из-за конечного и сравнительно небольшого числа  $\beta$ -переходов вместо непрерывного распределения представлена гистограмма. Для остальных ядер ( $^{139}\text{Ce}$  и  $^{141}\text{Nd}$ ) подобные распределения имеют такой же вид. По сравнению с аналогичными распределениями в реакциях  $(\gamma, n)$  данные распределения более узкие и сдвинуты в сторону низких энергий.

В табл.2 приведены измеренные таким способом значения ИО для всех исследованных реакций и характеристики конечных ядер (средние значения энергии возбуждения  $\bar{E}_b$  и углового момента  $\bar{I}$ ) перед каскадом  $\gamma$ -квантов, приводящим к изомерному или основному состояниям. Эти значения ИО согласуются в пределах совместных ошибок с известными данными [15-17], но, как отмечалось выше, имеют лучшую точность, что позволяет более определенно судить о различии ИО для разных ядер и реакций их получения.

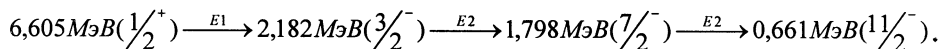
## ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Из табл.2 и рис.1 можно видеть, что условия возбуждения изомеров в разных процессах существенно различные. При  $\beta$ -распаде каскад  $\gamma$ -квантов начинается из сравнительно узкого диапазона низколежащих уровней (1,5 – 3,0 МэВ), средний угловой момент которых (5/2) больше, чем в других процессах. В противоположность этому в реакциях  $(n, \gamma)$  наибольшая энергия возбуждения (6,5 – 7,5 МэВ), но угловой момент наименьший (1/2). Реакции  $(\gamma, n)$  занимают промежуточное положение и характеризуются наибольшим разбросом энергий возбуждения и угловых моментов. Такое разнообразие ядерных характеристик приводит к заметному различию ИО и позволяет получить достаточно полную информацию о спектре уровней, через которые происходит заселение изомеров.

Анализ спектров  $\gamma$ -излучения, испускаемого при  $\beta$ -распаде  $^{139}\text{Pr}$ ,  $^{141}\text{Pm}$  и  $^{143}\text{Eu}$ , показал, что во всех случаях заселение изомеров

происходит путем радиационных E2-переходов через уровни с  $I^\pi = 7/2^-$ , которые возбуждаются непосредственно после  $\beta$ -переходов. При этом в ядрах  $^{139}\text{Ce}$  и  $^{141}\text{Nd}$  заселение изомеров протекает через единственный уровень  $7/2^-$  с энергией соответственно 1,578 и 1,420 МэВ, а в ядре  $^{143}\text{Sm}$  – через три уровня с энергиями 1,310, 2,886 и 3,325 МэВ. Во всех трех ядрах ИО близки по величине и определяются в основном вероятностью  $\beta$ -переходов на уровни  $7/2^-$ .

В реакциях  $(n,\gamma)$  большая разница спинов составного ядра и изомера ( $\Delta I = 5$ ) требует достаточно длинного каскада  $\gamma$ -переходов (не менее 3) для заселения изомера. Большой интервал энергии между начальным уровнем и изомером (более 6 МэВ) благоприятствует развитию такого каскада и позволяет использовать для расчетов ИО статистическую модель. Подобные расчеты были проведены с помощью программы EMPIRE [27]. При значениях параметров  $a = 18$  и  $\sigma = 4,5$  рассчитанные ИО приведены в табл.2. Видно хорошее согласие для  $^{137}\text{Ba}$  и  $^{139}\text{Ce}$ , что указывает на применимость статистической модели для этих ядер в реакции  $(n,\gamma)$ . Однако анализ спектра  $\gamma$ -излучения, испускаемого при захвате теплового нейтрона ядром  $^{136}\text{Ba}$  [28], показал, что около половины ИО обязаны единственному каскаду  $\gamma$ -квантов через уровни  $^{137}\text{Ba}$ :



Этот каскад  $\gamma$ -квантов указывает на то, что в реакциях  $(n,\gamma)$ , как и при  $\beta$ -распаде, важную роль могут играть выделенные состояния, через которые происходит заселение изомера.

В реакциях  $(\gamma,n)$  после испарения нейтрона заселяются уровни в широком диапазоне энергий возбуждения со спинами от  $1/2$  до  $9/2$  (рис.1). Свойства этих уровней и определяют вероятность возбуждения изомера. Эти уровни имеют сложную структуру, их одночастичные и коллективные компоненты фрагментированы по большому интервалу энергий и испытывают сильные флуктуации. Поэтому необходимо использовать для их описания эффективный подход. Такой подход основан на упомянутой выше квазичастично-фононной модели [8–12], которая успешно использовалась для описания целого ряда явлений в атомных ядрах.

## РАСЧЕТЫ ИО В РАМКАХ КВАЗИЧАСТИЧНО-ФОНОННОЙ МОДЕЛИ

В рамках этой модели были рассчитаны спектры возбужденных состояний в широком интервале энергий возбуждения, приведенные ширины их радиационных переходов в изомерное и основное состояния и выделены из них так называемые активационные состояния, т.е. состояния, которые в результате  $\gamma$ -распада заселяют изомерные уровни. При этом основное и возбужденные состояния с угловым моментом  $J$  и его проекцией  $M$  описывались волновой функцией

$$\Psi_{JM}^{\nu} = C_J^{\nu} \{ \alpha_{JM}^{+} + \sum_{\lambda JM} D_J^{\lambda i} (J\nu) [\alpha_{jm}^{+} Q_{\lambda\mu}^{+} ]_{JM} \Psi_0 \}, \quad (7)$$

где  $\alpha_{jm}^{+}$  – оператор рождения квазичастицы с оболочечными квантовыми числами  $j$  и  $m$ ;  $Q_{\lambda\mu}^{+}$  – оператор рождения фонана с угловым моментом  $\lambda$ , его проекцией  $\mu$  и номером  $i$ ;  $\Psi_0$  – волновая функция соседнего четного ядра;  $\nu$  – порядковый номер возбужденного состояния в последовательности состояний с данным  $J^{\pi}$ . Коэффициенты  $C_J^{\lambda}$  и  $D_J^{\lambda i}$  – квазичастичные и квазичастично-фононные амплитуды состояний  $\nu$ . Расчеты, выполненные с волновыми функциями (7), подробно описаны в работах [12,29].

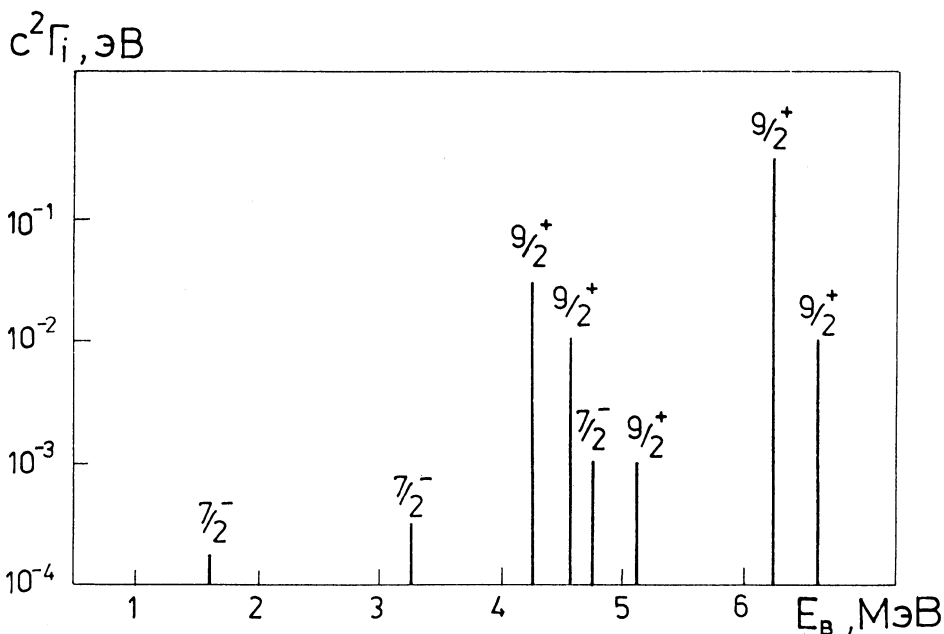
В расчетах, представленных ниже, для части гамильтониана, описывающего среднее поле, был использован потенциал Вудса-Саксона с параметрами из работ [30, 31]. Сила остаточного взаимодействия выбиралась такой, чтобы в однофононном приближении воспроизвести известные из эксперимента значения энергий и приведенных вероятностей низколежащих коллективных состояний соседних четно-четных ядер [32]. Волновые функции в наших расчетах включали фононы:  $\lambda^{\pi} = 1^{\pm}, 2^+, 3^-, 4^+$  и  $5^-$ . Для  $E1$ -переходов использовались эффективные заряды  $e_p = \frac{N}{A}e$  и  $e_n = -\frac{Z}{A}e$ , а для  $E2$ -переходов –  $e_p = e$  и  $e_n = 0$ . Вклад электромагнитных переходов других мультипольностей в рассматриваемые процессы пренебрежимо мал.

Был рассчитан спектр возбужденных состояний с  $J^{\pi} = 1/2^{\pm}, 3/2^{\pm}, 5/2^{\pm}, 7/2^{\pm}, 9/2^{\pm}, 11/2^{\pm}$  вплоть до энергии возбуждения

6,5 МэВ и их структура. Изомерное состояние  $1h_{1/2}$  хорошо воспроизводится в этих расчетах во всех рассматриваемых изотонах: разница в энергиях по сравнению с экспериментальными значениями не превышает 40 кэВ, а в волновой функции преобладает одноквазичастичная компонента (более 80%).

При расчетах ИО принималось, что к изомеру ведут радиационные переходы с уровней с  $J^\pi = 7/2^-$  ( $E2$ -переходы) и  $9/2^+$  ( $E1$ -переходы). Спектр активационных уровней с рассчитанными приведенными ширинами для ядра  $^{139}\text{Ce}$  представлен на рис.2. В других рассмотренных изотонах с  $N = 81$  аналогичные спектры качественно очень похожи. Основное состояние при этом заселяется преимущественно с уровней, у которых  $J \leq 5/2$ .

Поскольку энергия возбуждения ядра после  $\beta$ -распада не превышает 3,0 МэВ (табл.2), единственное возбужденное состояние



**Рис.2.** Рассчитанные приведенные ширины уровней, с которых ведут радиационные переходы в изомерное состояние, в ядре  $^{139}\text{Ce}$

$J^\pi = 7/2^-$  и энергией возбуждения порядка 1,5 МэВ (рис.2) ответственно за заселение изомера в этой реакции. Абсолютное значение ИО во многом определяется при этом вероятностью заселения уровней в дочернем ядре при  $\beta$ -распаде. Эти вероятности были рассчитаны с использованием волновых функций начального и конечного состояний. Так как в рассматриваемых ядрах в  $\beta$ -распаде преимущественно заселяются уровни с  $J^\pi \leq 5/2^+$ , которые затем распадаются в основное состояние, абсолютное значение ИО, получаемое в этой реакции, невелико (табл.2). Небольшие изменения в его величине в ядрах  $^{139}\text{Ce}$ ,  $^{141}\text{Nd}$  и  $^{143}\text{Sm}$  связаны деталями расчета ядерной структуры.

Число активационных состояний, вовлеченных в заселение изомера в  $(\gamma, n)$ -реакции, в которой образующееся после нейтронного распада гигантского дипольного резонанса дочернее ядро имеет энергию возбуждения до величины порядка 6 МэВ, значительно больше (рис.2). Механизм заселения изомера и основного состояния в этой реакции подробно рассмотрен в работе [33]. ИО определяется выражением

$$ИО = \frac{\sum_{J^\pi} (2J+1) T_{l_j}(\varepsilon) \sum_{\nu} (C_{J^\pi}^{\nu}) \Gamma_{J^\pi \rightarrow is}^{\nu}}{\sum_{J^\pi} (2J+1) T_{l_j}(\varepsilon) \sum_{\nu} (C_{J^\pi}^{\nu}) \Gamma_{J^\pi \rightarrow gs}^{\nu}}, \quad (8)$$

где  $j$  и  $l$  – моменты испускаемого нейтрона ( $j = l \pm 1$ ),  $J$  – момент ядра после вылета нейтрона,  $C_{J^\pi}^{\nu}$  – спектроскопические факторы состояний с моментом  $J^\pi$ ,  $\Gamma_{J^\pi \rightarrow is}$  и  $\Gamma_{J^\pi \rightarrow gs}$  – парциальные ширины  $\gamma$ -распада состояний при промежуточных энергиях в изомерном и основном состояниях. В расчетах предполагалось, что при средней энергии вылетевшего нейтрона они уносят угловые моменты 0, 1, 2 и 3 (это определяет набор спинов конечного ядра). Рассчитанные таким способом ИО представлены в табл.2. Видно хорошее согласие с экспериментальными данными. Падение ИО при переходе к  $^{141}\text{Nd}$  и  $^{143}\text{Sm}$  объясняется тем, что из-за большей энергии связи нейтрона в начальном ядре в более тяжелых изотонах в конечном ядре заселяется только часть активационных уровней со спинами  $7/2^-$  и  $9/2^+$ .

Представленные выше расчеты были выполнены в предположении, что прямой распад состояний при промежуточных

энергиях в основное и изомерное состояния доминирует над каскадными переходами. Это предположение оправдано при невысоких энергиях возбуждения ядра, когда плотность возбужденных уровней невелика и фазовое пространство для возможных каскадов весьма ограничено. Хорошее согласие рассчитанных величин ИО с полученными экспериментальными данными в  $(\gamma, n)$ -реакции показывает, что данное предположение вполне применимо до энергий возбуждения порядка 6 МэВ. Однако без включения в рассмотрение каскадных переходов невозможно объяснить заселение изомеров в изотонах с  $N = 81$  в  $(n, \gamma)$ -реакции. В этой реакции дочернее ядро после захвата теплового нейтрона образуется со спином, равным  $1/2$ , т.е. для перехода на изомер необходима передача углового момента, равного 5. Поэтому, в частности, ИО, получаемые в  $(n, \gamma)$ -реакции для исследуемой группы ядер, существенно меньше, чем в  $(\gamma, n)$ -реакции, в которой усредненный момент состояний, заселяемых при распаде дипольного резонанса, составляет  $3/2$ .

Для рассмотрения каскадных переходов в рамках микроскопического подхода требования, предъявляемые к точности описания деталей структуры возбужденных состояний при промежуточной энергии возбуждения, значительно выше, чем для прямых переходов в основное и в изомерное состояния. В этом случае описание возбужденных состояний до энергии отрыва нейтрона волновой функцией (7) явно недостаточно, она должна включать дополнительно по крайней мере члены квазичастица+2 фонона и квазичастица+3 фонона, и расчеты должны выполняться без существенного обрезания базиса. Выполнение указанных требований приводит к конфигурационному пространству, диагонализация модельного гамильтониана на котором связана в настоящее время с серьезными техническими трудностями. По этой причине в табл.2 приведены для сравнения ИО для  $(n, \gamma)$ -реакции, рассчитанные в рамках статистического подхода при указанных выше значениях параметров  $a$  и  $\sigma$ . Более низкое по сравнению с расчетным экспериментальное значение ИО для ядра  $^{135}\text{Xe}$  может иметь естественное объяснение, поскольку в этом ядре энергии связи нейтрона меньше. Поэтому, как видно из расчетов по квазичастично-фононной модели, в заселении изомерного состояния участвует меньшее число активационных состояний.



Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 00-02-16674) и Болгарского фонда научных исследований (контракт № Ф801).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Bethe H. // *Phys. Rev.*, 1936, V.50, P.332.
2. Игнатюк А.В. Статистические свойства возбужденных атомных ядер. М.: Энергоатомиздат, 1983.
3. Соколов Ю.В. Плотности уровней атомных ядер. М.: Энергоатомиздат, 1990.
4. Vandenbosch R., Huizenga J.R. // *Phys. Rev.*, 1960, V.120, P.1305.
5. Арифов Л.Я., Мазитов Б.С., Уланов В.Г. // *ЯФ*, 1981, Т.34, С.1028.
6. Гангрский Ю.П., Тончев А.П., Балабанов Н.П. // *ЭЧАЯ*, 1996, Т.27, С.1043.
7. Belov A.G., Gangrsky Yu.P., Tonchev A.P., Zuzaan P. // *Hyperfine Interactions*, 1997, V.107, P.167.
8. Соловьев В.Г. Теория атомного ядра: Ядерные модели. М.: Энергоиздат, 1981.
9. Soloviev V.G. *Theory of Atomic Nuclei: Quasiparticles and Phonons*. Bristol, Institute of Physics Publishing, 1992.
10. Vdovin A.I., Soloviev V.G. // *Part. Nuclei*, 1983, V.14, P.237.
11. Voronov V.V., Soloviev V.G. // *Part. Nuclei*, 1983, V.14, P.1380.
12. Vdovin A.I., Voronov V.V., Soloviev V.G., Stoyanov Ch. // *Part. Nuclei*, 1985, V.16, P.245.
13. Ponomarev V.Yu., Dubensky A.P., Dubensky V.P., Boykova E.A. // *J. Phys. G.*, 1990, V.16, P.1727.
14. von Neumann-Cosel P., Ponomarev V.Yu., Richter A., Spieler C. // *Z. Phys. A.*, 1995, V.350, P.303.
15. Мазур В.М., Желтоножский В.А., Биган З.М. // *ЯФ*, 1995, Т.58, С.970.
16. Белов А.Г., Гангрский Ю.П., Тончев А.П., Балабанов Н.П. // *ЯФ*, 1996, Т.59, С.585.
17. Mughabghab S.F., Divadeeman M., Hobden W.E. *Neutron Cross-Sections*. N.Y.: Acad. Press, 1981.

18. Broune E., Firestone R.B. – Table of Radioactive Isotopes, Ed. V.S.Shirley, N. Y.: J.Wiley and Sons, 1986.
19. Raghevan P. // ADNDT, 1989, V.42, P.189.
20. Капица С.П., Мелехин В.Н. Микротрон. М.: Наука, 1969.
21. Белов А.Г. // Рабочее совещание по использованию микротронов в ядерной физике. Пловдив, 1992. ОИЯИ, Д15-93-80. Дубна, 1993. С.12.
22. Kondev Ph.G., Tonchev A.P., Khristov Kh.G., Zhuchko V.E. // Nucl. Instrum. Methods, 1992, V.B71, P.126.
23. Zlokasov V.I. // Comp. Phys. Comm., 1982, V.28, P.27.
24. Dietrich S.S., Berman B.L. // ADNDT, 1988, V.38, P.199.
25. Горячев А.М., Залесный Г.Н. // Изв. АН СССР, Сер. физ., 1990, Т.54, С.2240.
26. Kennedy G., Gujrathi S.C., Hinrichsen P.F. // Can. J. Phys., 1974, V.52, P.847.
27. Herman M., Marcinkowski A., Stankiewicz K. // Comp. Phys. Comm., 1984, V.33, P.373.
28. Bondarenko V.A., Kuvaga I.L., Prokofjev P.T. e.a. // Nucl. Phys. A, 1995, V.582, P.1.
29. Gales S., Stoyanov Ch., Vdovin A.I. // Phys. Rep., 1988, V.166, P.125.
30. Чепурнов В.А. // ЯФ, 1967, Т.6, С.955.
31. Takeuchi K., Moldauer P.A. // Phys. Lett., 1969, V.28B, P.384.
32. Raman S., Nestor W.C., Kahane S., Bhatt K.M. // ADNDT, 1989, V.42, P.1.
33. Tsoneva N., Stoyanov Ch., Gangrsky Yu.P. e.a. // Phys. Rev. C., 2000, V.61, P.044303.

Рукопись поступила в издательский отдел  
13 июня 2000 года.

Белов А.Г. и др.

P15-2000-139

Возбуждение изомерных состояний  $1h_{11/2}$  в ядерных реакциях с  $\gamma$ -квантами, нейтронами и при  $\beta$ -распаде

Измерены изомерные отношения (ИО) для изомеров с  $I^\pi = 11/2^-$  в изотопах с  $N=81$  ( $^{135}\text{Xe}$ ,  $^{137}\text{Ba}$ ,  $^{139}\text{Ce}$ ,  $^{141}\text{Nd}$  и  $^{143}\text{Sm}$ ) в реакциях  $(n, \gamma)$ ,  $(\gamma, n)$  и  $\beta$ -распаде. Использовался активационный метод определения выхода реакций. Обнаружено заметное различие ИО для изотонов с разными  $Z$  в одних и тех же реакциях. Проведены расчеты ИО, в которых спектр низколежащих уровней конечных ядер и вероятности радиационных переходов рассчитывались в рамках квазичастично-фононной модели. Для всех изотонов получено хорошее согласие экспериментальных и расчетных значений ИО. Зависимость ИО от  $Z$  объясняется различием энергий реакций, что приводит к разным вероятностям возбуждения активационных уровней, через которые происходит заселение изомеров.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н.Флерова и Лаборатории теоретической физики им. Н.Н.Боголюбова ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2000

Перевод авторов

Belov A.G. et al.

P15-2000-139

Excitation of the Isomeric States  $1h_{11/2}$  in the Nuclear Reactions with  $\gamma$ -Rays, Neutrons and at  $\beta$ -Decay

The isomeric ratios (IR) for the isomers with  $I^\pi = 11/2^-$  in the isotones with  $N=81$  ( $^{135}\text{Xe}$ ,  $^{137}\text{Ba}$ ,  $^{139}\text{Ce}$ ,  $^{141}\text{Nd}$  and  $^{143}\text{Sm}$ ) were measured in the reactions  $(n, \gamma)$ ,  $(\gamma, n)$  and  $\beta$ -decay. The activation method was used for the reaction yields determination. The noticeable difference of IR was observed in the isotones with different  $Z$  but in the same reactions. The calculations within the quasiparticle phonon model were performed. The good agreement of the experimental and calculated IR was obtained for all isotones. The IR dependence on  $Z$  was explained by the different reaction energy. This difference is realized in different excitation probability of the activation level, populating the isomeric state.

The investigation has been performed at the Flerov Laboratory of Nuclear Reactions and at the Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2000

Редактор Е.В.Калинникова. Макет Н.А.Киселевой

Подписано в печать 29.06.2000

Формат 60 × 90/16. Офсетная печать. Уч.-изд. листов 1,62

Тираж 290. Заказ 52114. Цена 1 р. 95 к.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований  
Дубна Московской области