



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

98-37

P15-98-37

Ю.П.Гангрский, П.Зузаан¹, Н.Н.Колесников²,
В.Г.Лукашек³, А.П.Тончев

ИЗОМЕРНЫЕ ОТНОШЕНИЯ В РЕАКЦИЯХ (γ, p)
ПРИ ЭНЕРГИЯХ ГИГАНТСКОГО ДИПОЛЬНОГО
РЕЗОНАНСА

Направлено в журнал «Ядерная физика»

¹Монгольский государственный университет, Улан-Батор

²Московский государственный университет

³Институт космических исследований, Москва

1998

ВВЕДЕНИЕ

Ядерные реакции с различными бомбардирующими частицами служат важным источником сведений о свойствах возбужденных состояний изучаемых ядер. Одним из направлений этих исследований является измерение изомерных отношений, под которым понимается отношение сечений реакций образования конечных ядер в изомерном и основном состояниях. Это отношение зависит от спина ядра мишени и вносимого в ядро углового момента, который определяется массой и энергией бомбардирующей частицы. Большое влияние на него оказывает также механизм выбранной реакции и свойства уровней конечного ядра, как в области непрерывного спектра при высоких энергиях возбуждения, так и низколежащих дискретных, через которые происходит заселение изомерного и основного состояний. Поэтому измерение изомерных отношений позволяет судить о механизме реакции, определить параметры, описывающие статистические свойства уровней (зависимость их плотности от энергии возбуждения и углового момента) и получить сведения о спектроскопических характеристиках уровней, связанных радиационными переходами с изомером.

Полученная информация будет тем определеннее, чем проще изучаемая реакция. Примером таких простых реакций являются фотоядерные реакции с вылетом одной частицы - (γ, γ') , (γ, n) или (γ, p) - при энергии возбуждения в области гигантского дипольного резонанса 15 - 20 МэВ. В этих реакциях в ядро вносится определенный угловой момент - всего $1 \hbar$, а дисперсия моментов после испускания частицы невелика: $2 - 3 \hbar$. Также мал и диапазон энергий возбуждения конечного ядра: 3 - 5 МэВ. Все это упрощает анализ изомерных отношений и определение из него указанных ядерных параметров.

Возбуждение изомерных состояний в фотоядерных реакциях наиболее полно исследовано в случае реакций (γ, n) и (γ, γ') . Перечень этих работ представлен в обзоре [1]. Показано влияние на изомерное отношение структуры нижних уровней конечных ядер [2,3], вклада полупрямых процессов [4]. Реакции (γ, p) с возбуждением изомеров исследованы значительно меньше [5-8]. Основными причинами этого являются более низкие сечения и более высокие пороги (с учетом кулоновского барьера для вылетевших протонов) реакций (γ, p) по сравнению с реакциями (γ, n) . Поэтому при облучении ядер тормозным спектром с граничной энергией в районе гигантского дипольного резонанса (15-20 МэВ) выходы реакций (γ, p) оказываются в сотни раз меньше, чем в реакциях (γ, n) .

В то же время измерение изомерных отношений в реакциях (γ, p) представляет определенный интерес из-за их существенного отличия от реакций (γ, n) . Это отличие связано с тем, что в них возбуждаются другие изомерные состояния, часто недоступные для реакций (γ, n) , а вклад прямых и полупрямых процессов может быть значительно больше. Это позволит получить дополнительную информацию о свойствах уровней и механизме фотоядерных реакций.

Целью данной работы является измерение изомерных отношений в реакциях (γ, p) для ряда ядер. При этом выбраны изомерные состояния с одними и теми же квантовыми характеристиками - $I^\pi = 1/2^-$, а начальные ядра во всех случаях являются четно-четными с $I^\pi = 0^+$. Таким образом, для возбуждения изомерных состояний во всех изучаемых ядрах можно обеспечить идентичные условия - одинаковый тип реакции и энергии возбуждения, одни и те же спины начального и конечного состояний. Поэтому можно ожидать, что изменения полученных на опыте изомерных отношений при переходе от одного ядра к другому будут определяться главным образом тем, как в этих ядрах меняются свойства уровней, через которые происходит заселение изомера.

ИЗОМЕРНЫЕ СОСТОЯНИЯ $2p_{1/2}$

Одноквазичастичное состояние с $I^\pi = 1/2^-$ появляется в ядрах с $Z > 28$ при заполнении протонной оболочки $2P_{1/2}$. Оно является изомерным с достаточно большим периодом полураспада ($T_{1/2} > 1$ с) в тех ядрах, у которых основное состояние имеет спин и четность $9/2^+$ или $7/2^+$ и между ним и изомером нет уровней с промежуточными спинами ($3/2$ или $5/2$). Такая ситуация имеет место в интервале $Z = 41 - 49$ (*Nb*, *Tc*, *Rh*, *Ag* и *In*), где известно более 30 таких изомеров. В середине этой области, в ряде изотопов *Rh* и *Ag*, состояние $2p_{1/2}$ является основным, а изомерные уровни имеют спин и четность $9/2^+$ или $7/2^+$.

Для исследования реакций (γ, p) были выбраны ядра, лежащие в начале, середине и конце этой области (соответственно изотопы *Nb*, *Rh* и *In*). Спектроскопические характеристики этих ядер - спин и четность основного состояния I^π , энергия E_m и период полураспада изомерного уровня $T_{1/2}$ - представлены в табл.1 [8]. Все эти изомеры (за исключением ^{105}Rh) распадаются путем радиационных переходов типа $M4$ с приведенной вероятностью порядка одночастичной единицы Вайскопфа. При заселении изомеров при β -распаде с более высоколежащих уровней не наблюдается каких-либо запретов. Все это указы-

ТАБЛИЦА 1.

Спектроскопические характеристики ядер с изомерными состояниями $p_{1/2}$

Ядро	Z	N	I^π	E_m , кэВ	$E\lambda$, M λ	$B(\lambda)$, w.u.
^{97}Nb	41	56	$9/2^+$	743	M4	0,5
^{105}Rh	45	60	$7/2^+$	130	E3	10^{-2}
^{117}In	49	68	$9/2^+$	315	M4	1,2
^{119}In	49	70	$9/2^+$	311	M4	0,9
^{121}In	49	72	$9/2^+$	314	M4	0,9

вает на идентичность свойств изомеров, поэтому различие изомерных отношений будет связано с разными свойствами высоколежащих уровней. Такое различие может иметь место из-за разной структуры выбранных для исследования ядер. Изотопы *In* имеют число протонов близкое к магическому ($Z = 50$). В то же время ^{105}Rh с $N = 60$ близок к области деформированных ядер (изотопы *Zr*, *Nb*, *Mo* с $N > 60$).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА

Измерения выходов исследуемых ядер в изомерном и основном состояниях при различных граничных энергиях тормозного излучения проводились на выведенном пучке электронов микротрона МТ-25 Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ. Описание этого микротрона и его основные характеристики представлены в работе [9], а методика эксперимента - в наших прежних работах по измерению изомерных отношений в реакциях (γ, n) [2,3]. Как и в этих работах, использовался активационный метод, основанный на измерении спектров γ -излучения образующихся продуктов реакций в зависимости от энергии и интенсивности тормозного излучения.

Особенностью проводимых экспериментов был низкий выход изучаемых реакций (γ, p) по сравнению с реакциями (γ, n) или $(\gamma, 2n)$. Поэтому при облучении мишеней натурального изотопного состава γ -линии продуктов реакций (γ, p) наблюдались, как правило, на высоком уровне фона γ -излучения от этих реакций. Это ограничивало выбор исследуемых ядер, затрудняло идентификацию образующихся изотопов и изомеров и существенно снижало точность измерений. Чтобы снизить фон от этих реакций во всех проводимых экспериментах использовались разделенные изотопы (с обогащением не менее 95%) у которых реакции (γ, n) и $(\gamma, 2n)$ приводили к ядрам либо стабильным.

либо с большими временами жизни. Облучаемые на микротроне образцы имели вес 50-200 мг и площадь поверхности $\sim 1 \text{ см}^2$.

Обычно в проводимых экспериментах ток ускоренных электронов составлял 20 мкА, а время облучения - 3 периода полураспада для короткоживущих ($T_{1/2} < 1 \text{ ч}$) продуктов реакций и 8 ч для долгоживущих (^{105g}Rh и ^{119g}In). Сразу же после окончания облучения образцы переносились в помещение, защищенное от излучения микротрона, для измерения их γ -спектров. В случае наиболее короткоживущих изотопов (^{119}In и ^{121}In) этот перенос осуществлялся с помощью пневмопочты и время переноса составляло $\sim 2 \text{ с}$.

Спектры γ -излучения облученных образцов измерялись Ge(Li) -детектором, который имел объем 60 см^3 и разрешение 2,8 кэВ для γ -линии с энергией 1332 кэВ ^{60}Co . Эффективность детектора для γ -квантов различных энергий определялась с помощью набора калибровочных источников и для выбранной геометрии измерений находилась в диапазоне 2-10%. Измеряемые γ -спектры накапливались в памяти персонального компьютера для последующей обработки. Для обработки применялась программа *ACTIV* [10], которая позволяла разделять сложный γ -спектр с близкими по энергии γ -линиями на отдельные компоненты. Время каждого измерения определялось скоростью счета для набора необходимой статистики (как правило, несколько сотен импульсов в пике измеряемой γ -линии). Для каждого облученного образца проводилось по 3-5 измерений через различные интервалы времени после окончания облучения, чтобы судить о периодах полураспада образующихся продуктов реакций. Почти для всех образцов (за исключением тех, где получались долгоживущие изотопы (^{119g}In и ^{105g}Rh)) проводилось по 3-4 цикла облучений-измерений, чтобы исключить возможные неконтролируемые изменения условий эксперимента. Как правило, воспроизводимость результатов была в пределах совместных ошибок измерений.

Энергия ускоренных электронов определялась по величине магнитного поля микротрона, измеряемого методом ядерного магнитного резонанса, и частоты ускоряющего электрического поля. Нестабильность энергии электронов за время эксперимента не превышала 50 кэВ, и это определяло точность измеряемой энергии. Изменение энергии электронов осуществлялось двумя путями: при малых изменениях (до 1,8 МэВ) - регулировкой магнитного поля, при больших - переходом с ординаты на орбиту.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Описанная экспериментальная методика использовалась для измерений выходов продуктов реакций (γ, p). Пример одного из изме-

ренных спектров γ -излучения (продуктов реакции $^{120}\text{Sn}(\gamma, p)^{119m,g}\text{In}$) представлен на рис.1. В спектре четко видны γ -линии, связанные с радиоактивным распадом ядер ^{119}In в основном (с $E_\gamma = 763 \text{ кэВ}$) и изомерном (с $E_\gamma = 311 \text{ кэВ}$) состояниях. Из отношения площадей

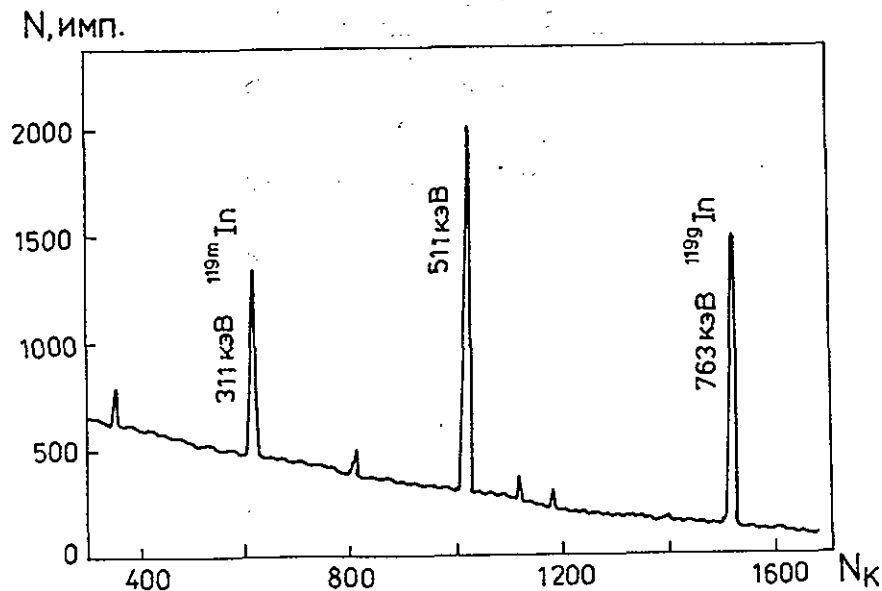


Рис.1. Спектр γ -излучения продуктов реакции $^{120}\text{Sn}(\gamma, p)^{119m,g}\text{In}$ при граничной энергии тормозного излучения 24 МэВ

этих γ -линий можно получить изомерное отношение, пользуясь выражением

$$\frac{Y_m}{Y_g} = \frac{S_m t_{1g} (1 - e^{-\lambda_m t_{2m}}) e^{-\lambda_m t_{3m}} \cdot I_m \cdot \epsilon_g}{S_g t_{1m} (1 - e^{-\lambda_g t_{2g}}) e^{-\lambda_g t_{3g}} \cdot I_g \cdot \epsilon_m} \quad (1)$$

где S_m, S_g - площади γ -линий, I_m, I_g - интенсивности этих γ -линий в спектрах радиоактивного распада (с учетом коэффициентов конверсии), ϵ_m, ϵ_g - эффективности регистрации γ -квантов Ge(Li) -детектором, λ_m и λ_g - константы радиоактивного распада основного состояния и изомера, t_1, t_2, t_3 - соответственно времена измерения, облучения и выдержки после облучения (индексы m и g относятся к изомерному и основному состояниям). Характеристики радиоактивного распада всех исследуемых продуктов распада представлены в табл.2.

Все исследуемые изотопы облучались при энергии электронов (или граничной энергии тормозного спектра) 24 МэВ. Из-за непрерывного

ТАБЛИЦА 2.

Характеристики распада основных и
изомерных состояний исследуемых ядер

Ядро	$T_{1/2}$	E_γ , кэВ	I_γ , %
^{97g}Nb	1,20 ч	658	98
^{97m}Nb	60 с	743	98
^{105g}Rh	35,4 ч	319	19
^{105m}Rh	45 с	130	20
^{117g}In	42 м	553	100
		160	87
^{117m}In	1,93 ч	315	17
		160	14
^{119g}In	2,1 м	763	99
^{119m}In	18 м	311	2,5
^{121g}In	27 с	926	87
^{121m}In	3,8 м	314	0,6
		60	21

характера тормозного спектра ядра после захвата γ -кванта образовывались в широком диапазоне энергий возбуждений (спектр энергий возбуждения составных ядер подробно обсуждается ниже). Чтобы судить о распределении по энергии возбуждения этих ядер, для одной из реакций, $^{120}Sn(\gamma, p)^{119m,g}In$, измерялась зависимость выхода ядер ^{119}In в основном и изомерном состоянии от энергии электронов в диапазоне 19 - 24 МэВ. При этом одновременно с образцом ^{120}Sn облучалась медная фольга толщиной 0,1 мм. Выход образующихся ядер ^{119}In нормировался на выход ядер ^{64}Cu ($T_{1/2} = 12,7$ ч) и ^{62}Cu ($T_{1/2} = 9,74$ мин), образующихся в реакции (γ, n) , сечения которой хорошо известны [11,12]. Измеренная таким способом зависимость от граничной энергии тормозного излучения сумма выходов ядер ^{119}In в основном и изомерном состояниях, а также изомерного отношения представлены на рис.2. Виден сравнительно слабый рост отношения Y_m/Y_g с уменьшением энергии E_γ .

Измеренная зависимость выхода ядер ^{119}In от граничной энергии тормозного излучения позволила получить зависимость сечения реак-

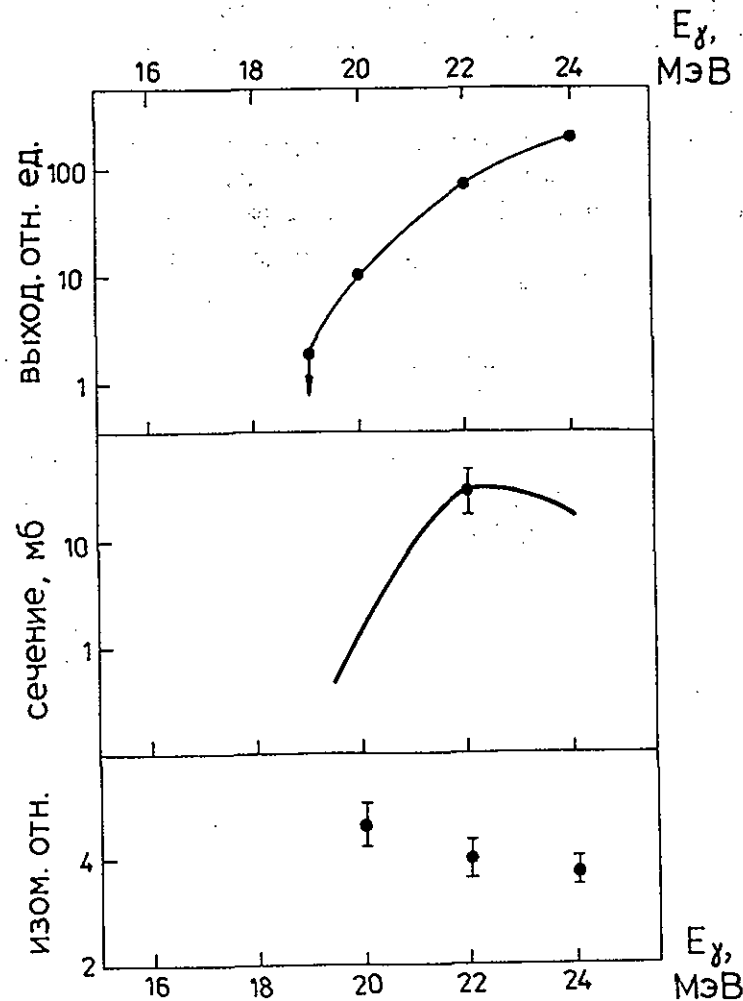


Рис.2. Зависимость от граничной энергии тормозного излучения (E_γ) суммы выходов ядер ^{119}In в основном и изомерном состояниях в реакции $^{120}Sn(\gamma, p)$, сечения этой реакции и изомерного отношения

ции $^{120}Sn(\gamma, p)^{119m,g}In$ от энергии γ -кванта (или энергии возбуждения составного ядра). Для этого использовался известный метод минимизации направленного расхождения [13,14]. Полученная таким способом функция возбуждения также представлена на рис.2. Виден ее быстрый рост при малых энергиях, максимум - при $E \approx 22$ МэВ и слабое падение при больших энергиях. Такой вид функции возбуждения, а также сдвиг максимума в сторону больших энергий по сравнению с реакциями (γ, n)

типичен для реакций (γ, p) . Он вызывается известными причинами: кулоновским барьером для вылетающих из ядра протонов и большей энергией состояний с изотопическим спином $T_0 + 1/2$, заселяемым в реакциях (γ, p) [15].

Измеренная функция возбуждения позволяет определить эффективную энергию возбуждения составного ядра, усредненную по спектру тормозного излучения. Эта энергия определяется выражением

$$E_{\text{эфф}} = \frac{\int_{E_{\text{пор}}}^{E_{\text{max}}} E_{\gamma} \sigma(E_{\gamma}) N(E_{\gamma}, E_{\gamma}^{\text{max}}) dE_{\gamma}}{\int_{E_{\text{пор}}}^{E_{\text{max}}} \sigma(E_{\gamma}) N(E_{\gamma}, E_{\gamma}^{\text{max}}) dE_{\gamma}}, \quad (2)$$

где $\sigma(E_{\gamma})$ - сечение реакции при энергии γ -кванта E_{γ} , $N(E_{\gamma}, E_{\gamma}^{\text{max}})$ - число γ -квантов с энергией E_{γ} в тормозном спектре с граничной энергией E_{γ}^{max} . При использовании в выражении (2) формы тормозного спектра, рассчитанного для условий данного эксперимента [16], было получено значение $E_{\text{эфф}} = 20,3$ МэВ при $E_{\gamma}^{\text{max}} = 24$ МэВ. Предполагалось, что для остальных исследованных реакций форма функции возбуждения имеет сходный вид и, следовательно, эффективная энергия возбуждения составного ядра близка к этому значению.

В табл.3 представлены исследованные реакции, экспериментальные значения изомерных отношений и некоторые характеристики реакций:

ТАБЛИЦА 3.

Экспериментальные значения изомерных отношений в реакциях (γ, p)

Реакция	E_p , МэВ	$E_1 - E_2$, МэВ	$\frac{I^{\pi}}{I^{\pi}_g}$
$^{98}\text{Mo}(\gamma, p)^{97m,g}\text{Nb}$	9,79	1,27 - 8,2	0,68(5)
$^{105}\text{Ru}(\gamma, p)^{105m,g}\text{Rh}$	9,35	0,50 - 8,1	0,43(5)
$^{118}\text{Sn}(\gamma, p)^{117m,g}\text{In}$	10,00	0,88 - 7,0	3,8(3)
$^{120}\text{Sn}(\gamma, p)^{119m,g}\text{In}$	10,66	0,94 - 6,3	4,5(4)
$^{122}\text{Sn}(\gamma, p)^{121m,g}\text{In}$	11,39	(1,0)* - 5,6	2,9(7)

* из систематики уровней с $I = 5/2$

энергия связи протона начального ядра (E_p) и диапазон энергий возбуждения конечного ядра ($E_1 - E_2$), в котором разворачивается каскад γ -квантов, заселяющих основное или изомерное состояния. Нижняя граница этого диапазона (E_1) соответствует энергии самого низкого уровня со спином $5/2$, с которого возможны γ -переходы непосредственно и в изомерное, и в основное состояния. Верхняя граница (E_2)

определяется максимально возможной энергией возбуждения, которая остается после испускания протона. Она определяется выражением

$$E_2 = E_{\gamma}^{\text{max}} - E_p - E_K^{\text{min}}, \quad (3)$$

где E_K^{min} - минимальная кинетическая энергия испускаемого протона. Эта энергия, зависящая от высоты кулоновского барьера, рассчитывалась по оптической модели ядра [17].

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Из табл.3 видно, что все измеренные изомерные отношения можно разделить на две группы. В первой из них, к которой относятся ядра ^{97}Nb и ^{105}Rh , изомерные отношения меньше единицы, и это означает, что с большей вероятностью происходит заселение основного состояния с $I^{\pi} = 9/2^+$. Во второй группе (изотопы In) наблюдается обратная картина: с большей вероятностью образуется ядро в изомерном состоянии с $I^{\pi} = 1/2^-$. Такое же соотношение между изомерными отношениями для ядер ^{97}Nb и ^{117}Sn , образующихся в реакциях (γ, p) , было получено и в работе [5].

Для объяснения полученных результатов были проведены расчеты изомерных отношений на основе статистической модели ядра по методу, описанному в работе [18]. В этом методе процесс образования ядра в основном или изомерном состоянии разбивается на три этапа: 1 - захват γ -кванта с образованием составного ядра, 2 - эмиссия протонов, 3 - эмиссия γ -квантов с заселением основного или изомерного уровней. На каждом из этих этапов рассчитывалось распределение ядер по энергии возбуждения и угловому моменту для всех исследованных реакций. Примеры этих распределений представлены на рис.3 и 4.

На первом этапе энергия возбуждения ядра соответствует энергии поглощенного γ -кванта, а угловой момент равен $1 \hbar$. Распределение ядер по энергии возбуждения определяется формой тормозного спектра [16] и зависимостью сечения от энергии γ -кванта (рис.2). Энергетическое и спиновое распределения на втором этапе определялись спектром испущенных протонов. Последний рассчитывался из проницаемости кулоновского и центробежного барьеров и плотности уровней конечного ядра. Использовалась модель ферми-газа с параметрами a и σ , определяющими зависимость плотности уровней от энергии возбуждения и спина, из работы [19]. Значения этих параметров приведены в табл.4. Из рис.3 и табл.3 (значения энергии E_2) можно видеть, что изотопы In имеют после испускания протона заметно меньшую энергию, чем ^{97}Nb и ^{105}Rh . В то же время распределения по угловому моменту на этом этапе для всех исследованных ядер практически

$N(E)$, отн. ед.

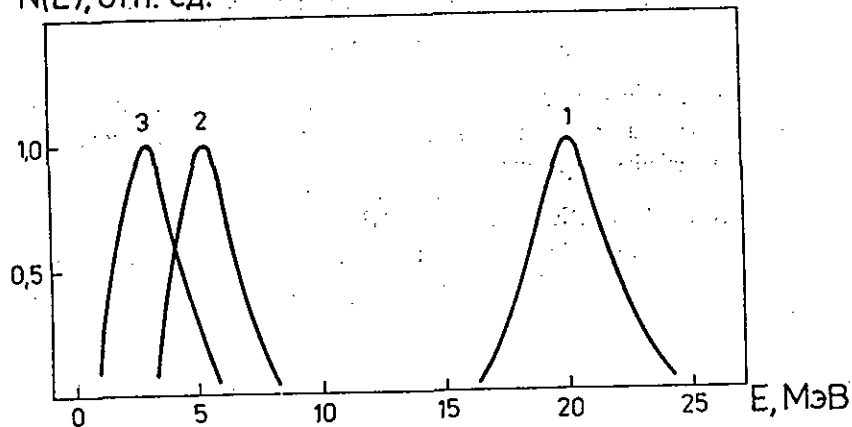


Рис.3. Распределение ядер по энергии возбуждения (E):

- 1 - после поглощения γ -кванта тормозного спектра с граничной энергией 24 МэВ,
- 2 - после испускания протона в реакции $^{98}\text{Mo}(\gamma, p)$,
- 3 - после испускания протона в реакции $^{120}\text{Sn}(\gamma, p)$

$N(I)$, отн. ед.

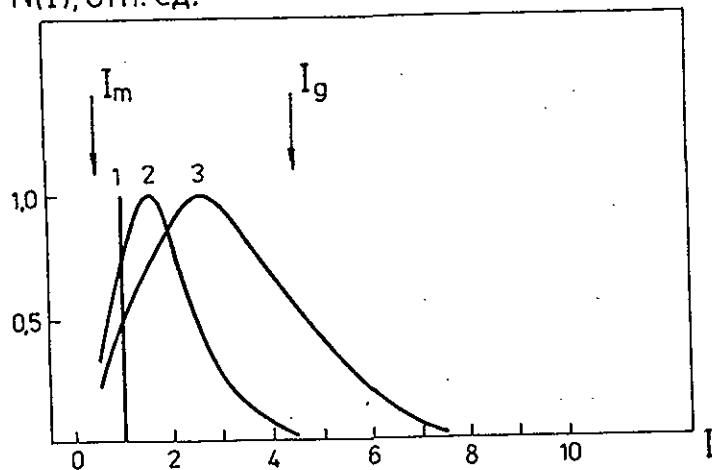


Рис.4. Распределение ядер по угловому моменту (I):

- 1 - после поглощения γ -кванта тормозного излучения,
- 2 - после испускания протона,
- 3 - после испускания протона и двух дипольных γ -квантов.

Стрелками показаны положения спинов изомерного и основного состояний

ТАБЛИЦА 4.

Расчетные значения изомерных отношений

Конечное ядро	a , МэВ ⁻¹	σ	$\frac{Y_m}{Y_g}$
^{97}Nb	11,9	3,4	0,4
^{105}Rh	16,1	3,9	0,7
^{117}In	17,4	3,9	3,5
^{119}In	17,4	3,9	3,8
^{121}In	17,4	3,9	4,0

одинаковы, среднее значение спина составляет $3/2$. На третьем этапе реакции рассчитывался каскад γ -квантов в предположении об их дипольном характере и с использованием тех же параметров a и σ , что и на втором этапе. На каждой ступени каскада определялись относительные вероятности переходов в основное и изомерное состояния и на высоколежащие возбужденные уровни. По мере развития каскада происходило уширение распределения по угловым моментам, а их среднее значение сдвигалось в сторону больших величин (рис.4). После каждой ступени производилось суммирование вероятностей переходов на изомерный и основной уровни, и, когда их сумма становилась более 90%, расчет каскада заканчивался. Число ступеней (или γ -квантов в каскаде) составляло 6 для ^{97}Nb и ^{105}Rh и 3 для ^{119}In .

Расчитанные таким способом изомерные отношения вместе с используемыми параметрами представлены в табл.4. Видно, что расчет правильно передает наблюдаемое различие изомерных отношений для указанных выше двух групп ядер. Основной причиной этого различия является разница в энергиях возбуждения ядра после эмиссии протона (рис.3). Большая энергия возбуждения в случае ядер ^{97}Nb и ^{105}Rh приводит к более длинному каскаду γ -квантов. Это увеличивает дисперсию распределения ядер по угловому моменту (рис.4), что благоприятствует заселению основного состояния с большим спином и, таким образом, уменьшает изомерное отношение. В то же время в случае изотопов In реализуется более низкая энергия возбуждения, что приводит к короткому каскаду γ -квантов, узкому распределению по спину и повышению вероятности заселения изомерного состояния с малым спином.

Сравнение экспериментальных и рассчитанных изомерных отношений (табл.3 и 4) показывает, что их различие не превышает 40%. Это может означать, что принятая в расчетах модель правильно отражает

механизм исследуемых реакций (γ, p). Сравнительно небольшой корректировкой параметров a и σ можно достигнуть полного согласия результатов эксперимента и расчета. Например, для ядра ^{97}Nb согласие достигается при увеличении параметра σ до 3,7, а для ядра ^{105}Rh уменьшением параметра a до 13.

Различие экспериментальных и расчетных изомерных отношений может быть связано и с рядом других факторов: реальной схемой нижних уровней конечных ядер и вкладом прямых и полупрямых процессов. Например, превышение числа уровней со спином $1/2$ или $3/2$ над ожидаемым из статистической модели ведет к увеличению изомерного отношения, а то же для уровней с $I = 7/2$ или $9/2$ - к его уменьшению. Однако схемы уровней исследуемых ядер еще не известны столь детально, чтобы можно было учесть этот фактор.

Прямые и полупрямые процессы, в которых эмиссия протонов происходит до установления теплового равновесия в ядре, увеличивают долю протонов с большой кинетической энергией. Это приводит к уменьшению энергии возбуждения конечного ядра и, следовательно, к росту изомерного отношения. Кроме того, полупрямые процессы изменяют и распределение конечных ядер по угловому моменту, которое определяется спектроскопическими факторами уровней, заселяемых при эмиссии протонов. Однако детальные сведения об этих факторах в исследованных ядрах отсутствуют, поэтому корректный расчет изомерных отношений для полупрямых процессов не представляется возможным.

Известно, что вклад полупрямых процессов возрастает с приближением к замкнутым оболочкам. Поскольку эти процессы, как указывалось выше, увеличивают изомерное отношение, то они также могут служить одной из причин наблюдаемого различия изомерных отношений для изотопов $\text{In}(N = 49)$ и изотопов Nb и Rh . В то же время сравнительно малые различия экспериментальных изомерных отношений от рассчитанных на основе статистической модели указывают на то, что вклад этих процессов не является значительным. Роль их, по-видимому, возрастает при более высоких энергиях γ -излучения.

Представляет интерес сравнить полученные изомерные отношения с аналогичными значениями для изомерных одночастичных нейтронных состояний $2p_{1/2}$, образующихся в реакциях (γ, n). Такие состояния наблюдаются в изотопах Se , Sr , Zr и Mo с числом нейтронов 39 - 49. Наиболее полные данные по изомерным отношениям в реакциях (γ, n) для этих ядер представлены в работе [20]. Оказалось, что в этих реакциях наблюдался значительно меньший разброс изомерных отношений - от 0,55 для $^{81}\text{Se}(N = 47)$ до 1,5 для ^{89}Zr и $^{91}\text{Mo}(N = 49)$. Это

объясняется, по-видимому, отсутствием кулоновского барьера для испускаемых из ядра нейтронов. Поэтому они уносят меньшую энергию, конечное ядро остается с большой энергией возбуждения, что приводит к длинному каскаду γ -квантов во всех рассмотренных ядрах и, следовательно, к меньшему различию изомерных отношений.

В заключение авторы выражают благодарность Ю.Ц.Оганесяну и М.Г.Иткису за постоянный интерес к работе, А.Г.Белову за проведение облучений на микротроне.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гангрский Ю.П., Тончев А.П., Балабанов Н.П. // ЭЧАЯ. 1996. Т.27. С.1043.
2. Belov A.G., Gangrsky Yu.P., Tonchev A.P., Zuzaan P. // Нур. Int. 1997. V.107. P.167.
3. Белов А.Г., Гангрский Ю.П., Тончев А.П., Балабанов Н.П. // ЯФ. 1996. Т.59. С.585.
4. Мазур В.М., Желтоножский В.А., Биган З.М. // ЯФ. 1995. Т.58.С.970.
5. Давыдов М.Г., Магера В.Г., Трухов В.А., Шахмурадов Э.М. // АЭ. 1985. Т.58. С.47.
6. Кунгуров Ф.Р., Муминов Т.М., Мухамедов А.К. и др. // Изв. АН. сер.физ. 1996. Т.60. С.201.
7. Kolev A., Dobrev E., Todorov V. // NIM. 1995. V.A536. P.390.
8. Browne E., Firestone A.B. Table of Radioactive Isotopes / Ed. V.S.Shirley. N.Y. 1986.
9. Белов А.Г. // Рабочее совещание по использованию микротронов в ядерной физике. Пловдив. 1992. Дубна, D15-93-80, 1993. С.12.
10. Zloказов V. // Comp. Phys. Comm. 1982. V.28. P.27.
11. Fultz S., Bramblett R.L., Caldwell J., Harvey R. // Phys. Rev. 1964. V.B134. P.1149.
12. Varhue W.J., Williamson T.G. // Appl. Radiat. Isot. 1986. V.37. P.155.
13. Тараско М.З. Препринт ФЭИ N156. Обнинск. 1969.
14. Жучко В.Е. // ЯФ. 1977. Т.25. С.299.
15. Ишханов Б.С., Капитонов И.М. Взаимодействие электромагнитного излучения с атомными ядрами. М.: Изд-во МГУ, 1979.
16. Kondev P.G., Tonchev A.P., Khristov Kh.G., Zhuchko V.E. // NIM. 1992. V.B71. P.126.
17. Perey C.M., Perey F.G. // ADNDT. 1976. V.17. P.2.
18. Колесников Н.Н., Губин В.Б. // Известия вузов. Физика. 1984. Т.27. С.77.
19. Gilbert A., Kameron A.C.W. // Can. J. Phys. 1965. V.43. P.1446.
20. Mazur V.M., Bigan Z.M., Sokolyuk I.V. // Laser Physics. 1995. V.5. P.273.

Рукопись поступила в издательский отдел
5 марта 1998 года.