

ВОЗБУЖДЕНИЕ ИЗОМЕРНЫХ СОСТОЯНИЙ В ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ

Ю.П.Гангрский, А.П.Тончев

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Н.П.Балабанов

Университет им.П.Хилендарского, Пловдив, Болгария

Представлен обзор экспериментальных данных по вероятностям возбуждения изомерных состояний в фотоядерных реакциях (γ, γ') и (γ, n) в области энергий от порога до гигантского дипольного резонанса. Приведены значения изомерных отношений для одночастичных нейтронных $g_{9/2}$, $h_{11/2}$ и $i_{13/2}$, а также двухквасичастичных состояний и изомеров формы. Проведено сравнение экспериментальных значений изомерных отношений с расчетами на основе статистической модели. Обсуждаются свойства ядерных уровней в диапазоне энергий $1 + 6$ МэВ, через которые происходит заселение изомерных состояний.

The review is presented of the experimental data on the probabilities of the isomeric states excitation in the photonuclear reactions (γ, γ') and (γ, n) in the energy region between the threshold and the giant dipole resonance. The values of isomeric ratios are presented for the single-particle states $g_{9/2}$, $h_{11/2}$, $i_{13/2}$ and two-quasiparticle ones and shape isomers. The comparison for the experimental values of isomeric ratios and the calculated ones using statistical model is performed. The properties of the populating the isomeric states intermediate nuclear levels in the range $1 + 6$ MeV are discussed.

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из основных источников сведений о свойствах возбужденных состояний ядер являются ядерные реакции с различными бомбардирующими частицами. Эти реакции позволяют определить целый ряд параметров отдельных уровней (спины, четности, электрические и магнитные моменты, матричные элементы радиационных переходов), а также судить о статистических свойствах уровней при высоких энергиях возбуждения (о зависимости плотности уровней от энергии и углового момента). Очевидно, что при использовании различных бомбардирующих частиц из всего многообразия ядерных уровней выделяются определенные группы и наиболее четко проявляются лишь некоторые из указанных выше параметров. Поэтому,

применяя в исследованиях ядер широкий набор частиц (от γ -квантов до тяжелых ионов), можно получить полную картину свойств ядерных уровней вплоть до высоких энергий возбуждения.

Основной особенностью фотоядерных реакций (ФЯР) является то, что характер взаимодействия бомбардирующих частиц — γ -квантов — с ядрами является целиком электромагнитным. Поэтому в ФЯР в первую очередь проявляются те свойства ядер, которые связаны с их электрическим зарядом. Например, при поглощении γ -квантов ядрами важную роль играют электрические и магнитные резонансы различной мультипольности, которые определяют величину сечения реакции. Основным из них является гигантский дипольный резонанс, возникающий из-за коллективного движения протонов относительно нейтронов в ядре.

Особенностью γ -квантов по сравнению с другими бомбардирующими частицами при их взаимодействии с ядрами является отсутствие у них энергии связи и кулоновского барьера. В результате этого энергия возбуждения ядра соответствует энергии поглощенного γ -кванта, а сечение реакции имеет заметную величину вплоть до самых низких энергий возбуждения. Все это открывает уникальную возможность исследования ФЯР и проявляющихся в них уровней при малых энергиях возбуждения, ниже энергии связи нуклона. Кроме того, при энергиях γ -квантов $E_\gamma \leq 30$ МэВ их длина волны заметно больше размеров ядра (например, при $E_\gamma = 15$ МэВ и $A = 125$ значения λ и R составляют соответственно 80 и 6 фм). В таком длинноволновом приближении основным способом поглощения γ -квантов является электрическое дипольное, а вклад магнитного дипольного или электрического квадрупольного составляет несколько процентов. Поэтому в рассматриваемом диапазоне энергий γ -квант вносит в ядро момент, близкий к $1\hbar$, и эта величина практически не зависит от энергии γ -квантов. Это существенно ограничивает диапазон спинов возбуждаемых уровней и упрощает интерпретацию полученных результатов.

Исследования свойств уровней, возбуждаемых в ФЯР, проводятся по целому ряду направлений. Одни из них связаны с измерениями энергетических или угловых распределений испускаемых в ФЯР частиц или γ -квантов, другие — с измерениями сечений, как полных, так и парциальных, соответствующих возбуждению выделенных конечных состояний. В последнем случае измерения будут наиболее эффективными, если конечное состояние будет изомерным с периодом полураспада достаточно большим, чтобы разделить во времени процессы облучения и измерения. Проведение измерений вне пучка облучающего мишени γ -излучения существенно снижает фон, повышает чувствительность экспериментов и позволяет исследовать уровни, которые возбуждаются в реакциях с сечениями до долей микробарн.

К настоящему времени известно более сотни возбужденных изомерных состояний с периодами полураспада более 1 с [1]. Основной причиной изомерии является большая разница спинов изомерного и основного состояний ядер ($\Delta I \geq 3$). Такие изомеры концентрируются в областях ядер с числом протонов или нейтронов, предшествующим заполненным оболочкам (50, 82 или 126). В деформированных ядрах имеет место запрет по квантовому числу K (проекция спина на ось симметрии ядра). Этот запрет приводит к большой задержке радиационных переходов малой мультипольности и, следовательно, к появлению изомеров. В тяжелых ядрах актинидных элементов (от U до Bk) наблюдаются возбужденные состояния, характеризующиеся квадрупольной деформацией, значительно большей, чем для основного состояния (изомеры формы или спонтанно делящиеся изомеры [2]). Большая разница параметров деформации приводит также к сильному запрету для радиационных переходов. Однако при этом резко увеличивается вероятность спонтанного деления из изомерного состояния, поэтому их времена жизни оказываются малыми ($< 10^{-2}$ с).

С изомерным состоянием обычно связана целая система расположенных выше него уровней, имеющих ту же структуру, — ротационная или вибрационная полоса, построенная на изомере, компоненты одного мультиплета с одним и тем же числом квазичастиц. Радиационные переходы между уровнями этой системы обычно более вероятны, чем на остальные уровни. Изучение этих уровней, измерение их параметров представляет большой интерес, т.к. позволяет более детально судить о структуре изомеров. Например, исследование свойств уровней, связанных с изомерами формы, позволило получить полную информацию о структуре потенциального барьера в тяжелых ядрах — глубине потенциальной ямы, высотах внутреннего и внешнего барьеров, деформации ядра в изомерном состоянии.

Однако исследование свойств таких состояний представляет определенные трудности. Эти состояния обычно не проявляются при β -распаде, а в ядерных реакциях с заряженными частицами или нейтронами их не всегда можно выделить среди других возбужденных уровней. В то же время отмеченные выше особенности ФЯР позволяют использовать их для эффективного исследования этих уровней.

Набор возбужденных состояний, участвующих в заселении изомеров, в значительной степени определяется типом выбранной ФЯР и энергией γ -излучения. При использовании тормозного излучения, имеющего непрерывное распределение по энергии (от нулевой до максимальной) при захвате γ -квантов, могут, в принципе, возбуждаться все уровни, связанные с основным состоянием радиационными переходами, которые разрешены правилами отбора по спину и четности. Однако реально возбуждаются лишь те уровни, которые имеют большие приведенные вероятности радиационных

переходов в основное состояние с преобладанием переходов низкой мультипольности. Эти уровни принадлежат обычно коллективным мультипольным резонансам или имеют в своей волновой функции большие примеси таких резонансов. Среди них наиболее сильным является уже упомянутый выше гигантский дипольный резонанс, лежащий в диапазоне энергий 15 + 20 МэВ. Основные свойства этого резонанса можно найти в работах [3,4].

Из-за очень малой ширины изомерных уровней (при $T_{1/2} > 1$ с $\Delta E < 10^{-14}$ эВ) они практически не возбуждаются в результате захвата γ -кванта с энергией, равной энергии изомерного состояния, а заселяются при радиационных переходах с более высоко лежащих уровней. Это могут быть как активационные уровни (в реакциях (γ, γ')), так и уровни, заселяемые после испарения нейтрона или заряженной частицы из составного ядра. При большом различии спинов этих уровней и изомерного состояния к последнему приводит каскад из нескольких γ -квантов. Схема заселения изомера при таком механизме реакции представлена на рис.1. Измеряя зависимость вероятности заселения изомера от энергии возбуждения, можно судить о том, какие уровни участвуют в этом заселении и о ряде их параметров (спины четности, матричные элементы переходов на изомер), а также

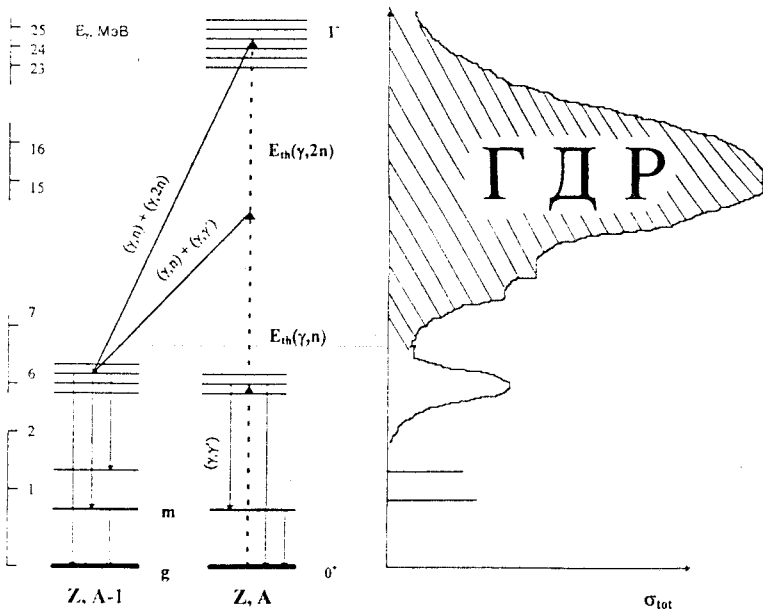


Рис.1. Схема возбуждения изомеров в фотоядерных реакциях

об их статистических характеристиках. Информацию о свойствах этих уровней обычно получают из сравнения измеренных вероятностей образования изомера с результатами теоретического расчета, основанного на методе, предложенном в работе [5]. При этом в расчетах используют различные варианты схем уровней и выбирают в итоге ту, при которой достигается наилучшее согласие с экспериментом.

Известно, что наряду с таким механизмом заселения изомерного состояния с заметной вероятностью существует и другой, в котором нейтроны или заряженные частицы испускаются до установления теплового равновесия в ядре. Это либо прямые процессы, когда частица непосредственно выбивается из ядра γ -квантом, либо полупрямые, в которых частицы испускаются из состояний, образующихся на стадии установления теплового равновесия. В этих процессах вероятность заселения отдельных уровней конечного ядра зависит от их спектроскопических факторов, которые определяются обычно из реакций срыва нейтронов или протонов. При этом распределение конечных ядер по угловому моменту и энергии возбуждения будет другим по сравнению со случаем теплового равновесия, и это, естественно, изменит и вероятность заселения изомера. Обычно эта вероятность уменьшается, так как конечное ядро оказывается при меньшей энергии возбуждения, что приводит к более короткому каскаду γ -квантов, заселяющему изомер. Соотношение между обоими механизмами зависит от энергии γ -кванта и типа выбранной реакции. Например, второй механизм более вероятен в реакции (γ, p) и при больших энергиях γ -квантов.

Полученные в расчетах изомерные отношения (ИО) зависят, естественно, от выбранного механизма ФЯР. Считается, что в исследуемом диапазоне Z, A (средние и тяжелые ядра) и энергий γ -излучения (ниже 30 МэВ) преобладающими являются реакции с образованием составного ядра и установлением теплового равновесия в ядре. Прямые и полупрямые процессы вносят сравнительно небольшой вклад. В этих предположениях и проводится расчет ИО.

К настоящему времени получен большой объем экспериментальных данных по возбуждению изомерных состояний в различных ФЯР. В обзоре представлена систематизация этих данных, касающихся реакций (γ, γ') и (γ, n), приводящих к образованию ядер в изомерных состояниях различной природы — одночастичных, многочастичных, K -изомеров, изомеров формы. Вероятности возбуждения изомеров проанализированы на основе современных представлений о механизме ФЯР, проведено сравнение измеренных отношений с расчетами на основе различных моделей. Обсуждаются полученные на основе этого анализа свойства возбужденных уровней, через которые происходит заселение изомеров.

Обычно данные по возбуждению изомеров (экспериментальные или полученные из теоретических расчетов) представляют в двух видах:

1. Изомерные отношения, представляющие отношения сечений образования ядер в изомерном и основном состояниях σ_m/σ_g .

2. Вероятности возбуждения изомеров, равные отношению сечения образования изомера к полному — σ_m/σ_0 .

Связь между этими отношениями выражается следующими формулами:

$$\frac{\sigma_m}{\sigma_0} = \frac{\sigma_m/\sigma_g}{1 + \sigma_m/\sigma_g}, \quad \frac{\sigma_m}{\sigma_g} = \frac{\sigma_m/\sigma_0}{1 - \sigma_m/\sigma_0}. \quad (1)$$

На опыте ИО определяются в тех случаях, когда ядра в основном и изомерном состояниях являются радиоактивными, и значения σ_g и σ_m измеряются непосредственно в одном эксперименте. Если же в основном состоянии конечное ядро является стабильным, то удобнее получать значения вероятности возбуждения изомеров. При этом σ_0 определяется в отдельных экспериментах или оценивается из эмпирических закономерностей.

Особенностью ФЯР является то, что в большинстве случаев измеренные выходы реакций относятся не к определенной энергии возбуждения, а к интервалу энергий (от порога до граничной энергии тормозного излучения). Получение из этих данных сечений реакций при заданных энергиях является достаточно сложной процедурой (она описывается ниже), которая не всегда оказывается возможной. Поэтому в ряде случаев приведенные в обзоре ИО являются отношениями интегральных сечений (проинтегрированных по всему диапазону тормозного спектра) или отношениями выходов реакций. Соотношения между этими видами ИО обсуждаются в каждом конкретном случае.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

2.1. Источники γ -излучения. Существуют два основных типа источников γ -излучения для изучения ФЯР: моноэнергетические и имеющие непрерывный спектр излучения. К первому типу относятся источники, в которых испускание γ -лучей является результатом естественной или искусственной радиоактивности или ядерной реакции вида (p, γ) или (n, γ) . Ко второму типу источников относятся ускорители электронов, на которых получают тормозное излучение с регулируемым значением максимальной энергии, достигающим десятков и сотен МэВ.

Преимущество моноэнергетических источников заключается в том, что измеряемое сечение может быть приписано известной и определенной энер-

Таблица 1. Источники монохроматического излучения

Нуклид	Энергия γ -квантов, МэВ	Интенсивность, %	$T_{1/2}$
^{60}Co	1173,2	99,90	5,27 лет
	1332,5	99,98	
^{137}Cs	0,662	85,21	30 лет
^{24}Na	2,754	99,94	15,02 ч
^{46}Sc	1,121	99,99	83,81 сут
^{56}Mn	0,847	98,90	2,578 ч
	1,811	27,20	
	2,113	14,30	

гии возбуждения однозначно. Необходимо, однако, учитывать, что монохроматическое излучение сопровождается значительным фоном γ -квантов более низких энергий, возникающих в результате рассеяния первичного излучения на окружающей источник защите. В целом, в ряде случаев именно это низкоэнергетическое рассеянное излучение и приводит к возбуждению изомерных состояний.

В табл.1 представлены характеристики монохроматических источников γ -квантов (их энергия, период полураспада, интенсивность на один акт β -распада) [1]. Интенсивность этих источников может быть очень высокой — до миллионов кюри или до 10^{18} c^{-1} . Однако для всех них энергия γ -излучения, как видно из табл.1, ниже энергии связи нейтрона, и они могут использоваться лишь для возбуждения изомеров в реакциях неупругого рассеяния γ -квантов.

В табл.2 приведены характеристики реакций (n, γ) и (p, γ) , в которых происходит испускание γ -квантов высоких энергий [6]. Для целого ряда таких реакций энергия γ -излучения выше энергии связи нейтрона, но интенсивность его невысока.

Источники тормозного излучения обладают тем преимуществом, что позволяют получать большие интенсивности γ -излучения высокой энергии, но его спектр является непрерывным, простирающимся вплоть до максимальной энергии электронов. В настоящее время наиболее широкое применение нашли четыре типа ускорителей электронов: динамотрон, бетатрон, микротрон и линейный ускоритель. С их помощью была получена основная часть экспериментальных данных по ФЯР в области гигантского дипольного резонанса. В табл.3 представлены основные параметры этих ускорителей.

Таблица 2. Высокэнергетические γ -кванты, испускаемые в реакциях захвата нейтрона и протона

Реакция	E_1^* , МэВ	E_2^* , МэВ	p_1/p_2^{**}	σ , 10^{-24} см ²
$^{14}\text{N} (n, \gamma) ^{15}\text{N}$	10,829	5,269	0,5	0,075(75)
$^{35}\text{Cl} (n, \gamma) ^{36}\text{Cl}$	5,716	2,864	0,86(7)	43,6(4)
	6,978	1,601	0,65(6)	
$^{48}\text{Ti} (n, \gamma) ^{49}\text{Ti}$	4,882	1,499	0,92	7,84(25)
$^{52}\text{Cr} (n, \gamma) ^{53}\text{Cr}$	5,618	2,321	1,0	0,76(6)
$^{53}\text{Cr} (n, \gamma) ^{54}\text{Cr}$	8,884	0,835	0,6	18,2(15)
$^{11}\text{B} (p, \gamma) ^{12}\text{C}$	13,91	4,44	1,0	
$^{23}\text{Na} (p, \gamma) ^{24}\text{Mg}$	11,588	1,368	0,961(3)	
$^{27}\text{Al} (p, \gamma) ^{28}\text{Si}$	10,76	1,78	0,796(10)	

* E_1, E_2 — энергия γ -квантов.

** p_1, p_2 — вероятность эмиссии.

Таблица 3. Основные параметры пучков электронных ускорителей

Тип ускорителя	Энергия электронов		Интенсивность		Распределение интенсивности	
	Максим. энергия, МэВ	Разрешение по энергии, %	Средний ток, мкА	Число частиц в секунду	Частота следов, Гц	Длительность импульса, мкс
Микротрон	30	0,1—0,5	20	10^{14} — 10^{15}	20—1000	0,001—3
РМ-100*	120	0,1—0,01	1000			
Динамотрон**	10—130	± 13	4000	10^{14}		
Бетаотрон	25—340	0,1—0,5	≤ 1	10^{12} — 10^{13}	6—1000	0,1—3
Линейный ускоритель	25—50000	10—0,3	10—500	10^{16} — 10^{17}	50—1000	0,001—3

*Разрезной микротрон НИИЯФ МГУ.

**Динамотрон ТУ, Дармштадт, Германия.

Из табл.3 видно, что современные ускорители электронов имеют энергии, которые охватывают весь диапазон, необходимый для исследования ФЯР, а их интенсивности достаточны для наблюдения изомеров, образующихся даже с очень низкими сечениями (до нанобарн). Различная временная структура пучка электронов позволяет проводить измерения и не-



Рис.2. Принципиальная схема ускорения электронов в микротроне

посредственно в пучке тормозного излучения (в этом случае наиболее пригодны ускорители непрерывного действия), и между импульсами тормозного излучения (для изомеров с временами жизни $10^{-6} + 10^{-1}$ с), и после облучения в течение определенного времени (для изомеров с $T_{1/2} > 1$ с). Все это открывает большие возможности исследования ФЯР с возбуждением изомеров различной природы в широком диапазоне их времен жизни и сечений образования.

В последние годы значительная часть исследований ФЯР с возбуждением изомерных состояний стала проводиться на микротронах. На рис.2 представлена его принципиальная схема [7]. В микротроне электроны ускоряются переменным электрическим полем постоянной частоты, двигаясь в постоянном во времени и однородном по радиусу магнитном поле по орбитам-окружностям, имеющим общую точку касания. В этом месте находится резонатор, в котором сверхвысокочастотное поле ускоряет электроны. При каждом прохождении через резонатор в одной и той же фазе с ускоряющим полем электроны приобретают определенную энергию и переходят на орбиту большего радиуса. Достигая последней орбиты, они выводятся из вакуумной камеры через магнитный канал и направляются на облучаемую мишень.

Экспериментальные возможности ускорителя определяются прежде всего энергией и интенсивностью пучка ускоренных частиц. Отличительной особенностью микротрона является то, что при сравнимой с линейным ускорителем электронов средней мощности пучка он имеет малый энер-

гетический разброс, практически не зависящий от энергии частиц и составляющий 40—50 кэВ. Это и составляет нижний предел энергетического разрешения тех измерений на микротроне, в которых определяют зависимость выхода от энергии исследуемых ФЯР.

2.2. Детекторы радиоактивного излучения. При измерениях сечений ФЯР, в которых образующиеся нуклиды в основном и изомерном состоянии имеют периоды полураспада более 1 с, как правило, используется активационный метод. В этом методе производится облучение образца из исследуемого изотопа, перенос его к детектору радиоактивного излучения (с помощью пневмопочты, манипулятора или вручную) и измерение спектра этого излучения.

На рис.3 представлен пример схемы облучения, которая имеет место в экспериментах на тормозном пучке микротрона с использованием активационного метода. Ускоренные электроны направляются на тормозную мишень (обычно это вольфрамовый диск толщиной в несколько миллиметров, охлаждаемый водой), за которой находится алюминиевый поглотитель толщиной в несколько сантиметров. Облучаемые образцы, исследуемый и стандартный, располагаются непосредственно за алюминиевым поглотителем. Мониторинг электронного пучка производится путем измерения полного заряда, перенесенного им на тормозную мишень, с помощью интегратора электрического заряда.

Выходы исследуемых ФЯР обычно определяются по интенсивности γ -излучения, испускаемого при радиоактивном распаде образующихся продуктов реакций. Энергии γ -линий в спектре и зависимость их интенсивности от времени (определяемая периодом полураспада нуклида) позволяет идентифицировать образующиеся в ФЯР изотопы и измерить их выходы. Для измерений γ -спектров наиболее часто используются сцинтилляционные счетчики с кристаллами NaI(Tl), полупроводниковые спектрометры из сверхчистого германия HpGe или германия, легированного литием Ge(Li) [6].

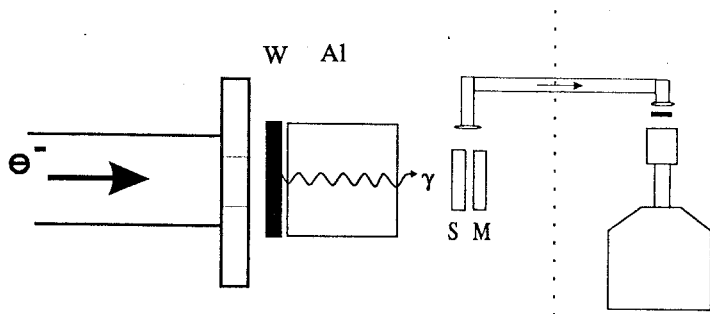


Рис.3. Схема облучения образцов на тормозном пучке микротрона

2.3. Тормозной спектр γ -излучения. Несмотря на развитие различных методов получения монохроматических фотонов, тормозное излучение из толстых мишеней продолжает широко использоваться в фотоядерных экспериментах. Для анализа результатов, которые получены при использовании тормозного излучения, необходимо знать форму его спектра при различных энергиях ускоренных электронов E_0 , углах вылета γ -квантов θ , толщинах и материалах тормозной мишени.

Угловое распределение тормозного излучения обладает азимутальной симметрией по отношению к направлению движения электронов. Угловая расходимость излучения зависит от нескольких факторов, и один из них — это релятивистская (кинематическая) расходимость. Полуширину углового распределения в этом случае можно приближенно оценить как mc^2/E_0 (m — масса электрона, c — скорость света). Отсюда следует, что по мере увеличения энергии электронов тормозное излучение сходится во все более малый телесный угол. Однако такая расходимость излучения будет наблюдаться только из очень тонких мишеней с толщиной 0,01 радиационной длины. При толстых мишенях большой вклад в расходимость вносит многократное рассеяние электронов в мишени. Кроме того, электронные пучки ускорителей имеют свою угловую расходимость, что вносит дополнительный вклад в угловое распределение тормозного излучения.

Наибольший выход тормозного излучения вперед в диапазоне энергий $4 \div 25$ МэВ, как было показано в целом ряде экспериментов, получается при использовании мишени толщиной 0,3 рад. длины. Спектр излучения из такой мишени нельзя считать эквивалентным обычно используемому шиффовскому спектру для тонких мишеней [8], он требует специальных расчетов.

Такие расчеты были проведены в работах [9,10], где толстая тормозная мишень представлялась как сумма достаточно тонких тормозных мишеней, для которых можно предположить, что «элементарный» спектр излучения, т.е. спектр излучения электрона при одном акте рассеяния, известен. Спектры тормозного излучения суммировались по всей толщине мишени с учетом потерь энергии, поглощения и рассеяния электронов, поглощения излучения в материале мишени, вероятности испускания фотонов под заданным углом. Выражение, описывающее тормозной спектр, определяется зависимостью

$$\frac{d^2Y}{dK d\Omega} = \sum_{i=1}^n \alpha_i \tau_i N_i \frac{d\sigma}{dK} B_i, \quad 1 / (\text{МэВ} \cdot \text{ср}). \quad (2.1)$$

Здесь n — число слоев мишени; i — номер слоя; α_i — коэффициент поглощения фотонов в материале мишени; $\tau_i(T_e, \alpha_i)$ — коэффициент пере-

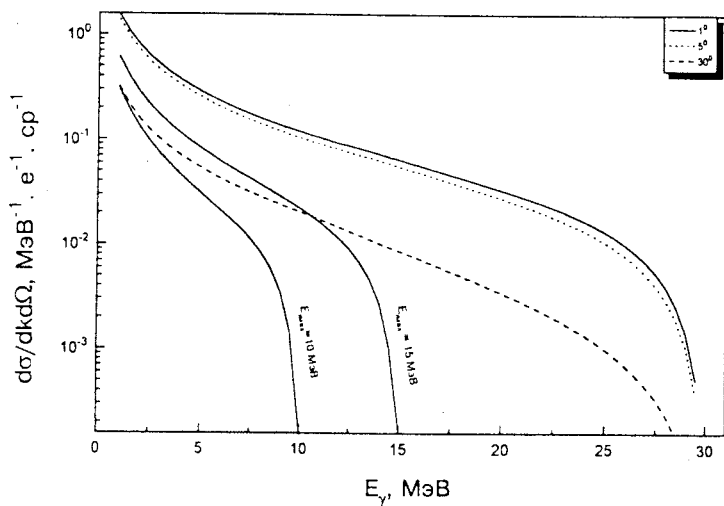


Рис.4. Расчетные формы спектров тормозного излучения из толстых мишеней

носа, т.е. доля электронов, дошедших до i -го слоя (см^{-2}); (T_e — начальная энергия электронов); N_i — число атомов на пути электрона после i -го слоя (см^{-2}); $d\sigma/dk [(T_e)_i, \alpha_i]$ — элементарный (внутренний) спектр тормозного излучения, где $(T_e)_i$ — энергия электронов в i -м слое; α_i — координата i -го слоя; B_i — число фотонов, испускаемых в единицу телесного угла под 0° из i -го слоя.

В качестве примера на рис.4 приведены рассчитанные таким способом формы спектров под разными углами из вольфрамовой мишени толщиной 2 мм при энергии электронов от 10 до 30 МэВ [10]. Из рис.4 видна зависимость интенсивности тормозного излучения от угла и энергии электрона. Интенсивность максимальна в прямом направлении и резко уменьшается с увеличением угла для всех энергий γ -квантов, при этом уменьшение более заметно для высокоэнергетической части спектра.

Интенсивность тормозного излучения уменьшается обратно пропорционально квадрату расстояния до тормозной мишени, поэтому обычно образец располагается вплотную или в нескольких миллиметрах от нее.

С целью упрощения дальнейшего использования результатов расчетов спектров тормозного излучения их можно представить в виде некоторой аналитической зависимости, более удобной при решении обратной задачи — восстановления сечения ФЯР из экспериментальных значений

кривых. Поэтому расчетные данные [10] аппроксимировались полиномом четвертой степени [11] в области энергий 11 + 22 МэВ или зависимостью с пятью параметрами [12] в области энергий 4 + 12 МэВ. Это позволяло описать расчетные данные с точностью не хуже 10% в указанных диапазонах энергии.

При использовании указанных полиномов для обработки экспериментальных результатов становится возможным учет влияния степени монохроматичности электронного пучка на форму тормозного спектра, что необходимо при восстановлении сечений ядерных реакций из измеренных выходов. Это можно осуществить, используя следующее выражение:

$$d^2N/dk d\Omega = \int f_0(\bar{E}_e - E_e) d^2N/dk d\Omega dE_e, \quad (2.2)$$

где \bar{E}_e — средняя энергия электронов в пучке, $f(\bar{E}_e - E_e)$ — форма распределения электронов по энергиям в пучке, которую в простейшем случае можно считать гауссовой.

3. ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЙ ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

3.1. Определение выходов и интегральных сечений. Конечной целью применяемого метода измерения наведенной активности является определение выхода реакции, т.е. количества образовавшихся ядер $c(t)$ за время облучения, отнесенного к толщине мишени и потоку γ -излучения:

$$Y(E_{\gamma \max}) = \frac{C(t_i)}{A \int_0^{t_i} \int_{E_{th}}^{E_{\gamma \max}} N(E, E_{\gamma \max}) dE dt}, \quad (3.1)$$

где A — число исследуемых ядер в мишени на 1 см^2 , t_i — время облучения, $N(E, E_{\gamma \max})$ — число γ -квантов с энергией E в спектре тормозного излучения с граничной энергией $E_{\gamma \max}$, E_{th} — пороговая энергия реакции.

Число образованных в реакции ядер связано с площадью измеряемой γ -линии в спектре исследуемого нуклида соотношением

$$c(t_i) = \frac{\lambda S_{\gamma}}{n_i \epsilon_{\gamma} I_{\gamma} f(t_i, t_d, t_m)}, \quad (3.2)$$

где S_{γ} — площадь фотопика в спектре γ -излучения, λ — константа полураспада, n_i — число облучаемых ядер, ϵ_{γ} — эффективность детектора

γ -излучения, I_γ — интенсивность γ -линии в схеме распада, $f(t_i, t_d, t_m)$ — временной фактор:

$$f(t_i, t_d, t_m) = (1 - e^{-\lambda t_i}) e^{-\lambda t_c} (1 - e^{-\lambda t_m}), \quad (3.3)$$

t_i, t_c и t_m — время облучения, распада и измерения соответственно.

В случае тормозного спектра с граничной энергией $E_{\gamma\max}$ соотношение между выходом и сечением реакции имеет вид

$$Y(E_{\gamma\max}) = \int_{E_{th}}^{E_{\gamma\max}} \sigma_s(E) N(E, E_{\gamma\max}) dE, \quad (3.4)$$

где $\sigma_s(E)$ — сечение исследуемой ФЯР при энергии γ -квантов E .

Для нахождения абсолютных значений измеряемых сечений часто используется относительный метод. В этом методе выходы γ -линии исследуемых изотопов или изомеров сравниваются с выходами γ -линии тех изотопов, сечения ФЯР которых хорошо известны из других экспериментов, и применяются как стандарты. Тогда объектом измерений становится отношение выходов исследуемого ядра и стандарта, облучаемых одновременно в одной и той же геометрии. Тем самым удается устранить систематические неопределенности, вносимые при измерении интенсивности γ -излучения в абсолютном методе. В качестве такого стандарта в реакциях неупругого рассеяния γ -квантов удобнее использовать реакцию $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115m}\text{In}$, а при энергиях выше нуклонного порога — реакции $^{65}\text{Cu}(\gamma, n)^{64}\text{Cu}$ и $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$. Сечения этих реакций неоднократно измерялись и хорошо известны [13—15].

Широкое использование реакций $\text{In}(\gamma, \gamma')$ и $\text{Cu}(\gamma, n)$ в качестве монитора обусловлено отсутствием резонансной структуры в околпороговой области энергий для этих ядер, удобными периодами полураспада, интенсивными γ -линиями при их распаде, возможностью учета вклада нейтронов в измеряемые выходы, а также простотой изготовления мишеней.

Полученная таким способом зависимость выхода ФЯР от граничной энергии тормозного излучения служит основой для определения сечений реакций и функции возбуждения. Однако в целом ряде случаев, особенно при малых выходах реакций, эти измерения оказываются возможными лишь при одном значении граничной энергии тормозного спектра. В этом случае определяется интегральное сечение ФЯР:

$$\sigma_{\text{int}}(E_{\gamma\max}) = \int_{E_{th}}^{E_{\gamma\max}} \sigma(E) dE. \quad (3.5)$$

Таблица 4. Мониторные реакции, используемые при активационной методике

Реакция	$T_{1/2}$	E_{γ} , кэВ	I_{γ} , %	σ_{int} , МэВ·мб	$E_{\text{пор}}$	$E_{\gamma \text{max}}$
$^{115}\text{In} (\gamma, \gamma) ^{115m}\text{In}$	4,49 ч	336,2	45,8	2,8	0,5	10,5
$^{63}\text{Cu} (\gamma, n) ^{64}\text{Cu}$	10 мин	511	37,1	496	10,8	23,0
$^{65}\text{Cu} (\gamma, n) ^{64}\text{Cu}$	12,7 ч	511	37,1	426	9,9	23,0

Оно связано с измеренным выходом соотношением

$$Y(E_{\gamma \text{max}}) = \frac{\sigma_{\text{int}}(E_{\gamma \text{max}})}{E_{\gamma \text{max}} - E_{\text{th}}} \int_{E_{\text{th}}}^{E_{\gamma \text{max}}} N(E, E_{\gamma \text{max}}) dE. \quad (3.6)$$

Значения интегральных сечений для указанных выше стандартных реакций при различных значениях $E_{\gamma \text{max}}$ представлены в табл.4.

3.2. Определение дифференциальных сечений. Если используются monoэнергетические источники γ -излучения, то сечение ФЯР можно определить непосредственным путем. В случае экспериментов с источниками тормозного излучения точное определение сечения сопряжено с некоторыми трудностями, поскольку при этом необходимо исключить спектр тормозного излучения из экспериментальной кривой выхода. Как указывалось выше, результатом измерений на пучке тормозного излучения является интегральный выход реакций, который связан с сечением соотношением

$$Y(E) = \sum_i \sigma(E_i) N(E_i, E) dE_i, \quad i = 1, \dots, n, \quad (3.7)$$

где $\sigma(E_i)$ — эффективное сечение исследуемой фотоядерной реакции, $N(E_i, E)$ — число фотонов с энергией E_i в единичном интервале энергий тормозного спектра с верхней границей E , n — число экспериментальных точек.

Соотношение (3.7) является интегральным уравнением относительно неизвестного эффективного сечения $\sigma(E_i)$. Таким образом, для получения эффективного сечения необходимо знать вид функций $Y(E)$. Экспериментальные значения выходов $Y(E_i)$ получают в дискретных точках, соответствующих разным значениям E_i . Поэтому система интегральных уравнений типа (3.7) обычно заменяется системой линейных уравнений

$$Y_i = N_{ij} \sigma_j, \quad i = 1, \dots, n, \quad j = 1, \dots, m. \quad (3.8)$$

Матрица уравнения (3.8) является плохо обусловленной. Это означает, что наличие ошибок в экспериментальных данных ΔY_i может привести к появлению больших нефизических осцилляций в искомом решении σ_j . Неопределенность выхода реакции зависит от множества причин, которые порождаются:

- статистической природой исследуемых процессов;
- источником тормозного излучения;
- исследуемыми образцами и воспроизводимостью их положения при облучении и регистрации выхода реакции;
- нестабильностью работы регистрирующей аппаратуры.

Таким образом, из-за приближенного характера правой части уравнения (3.7) или (3.8) речь может идти лишь о нахождении приближенного решения этой задачи. Для этого используются специальные математические методы, которые сводятся к численному дифференцированию кривых выходов $Y(E)$ с весами, определяемыми формой тормозного спектра [16—20].

Обычно для решения уравнения (3.7) используется метод, предложенный М.З.Тараско [21] и развитый потом В.Е.Жучко [22]. Этот метод назван методом минимализации направленного расхождения (МНР), поскольку в качестве меры расхождения левой и правой частей уравнения (3.4) используется мера

$$Y(N, \sigma, J) = \int Y(E_0) \ln \frac{J(E_0)}{\int \sigma(\tilde{E}) N(\tilde{E}, E_0) d\tilde{E}} dE_0, \quad (3.9)$$

имеющая смысл направленного расхождения в пространстве вероятностей. Решение исходного уравнения приводит к минимуму функционала (3.9). В этом методе априорная информация о положительности искомой функции обеспечивается выбором вида функционала (3.9).

В отличие от работы [21], где вычисление $\sigma^{(s+1)}(E_\gamma + \Delta E_\gamma)$ основано на значениях сечения на s -м шаге $\sigma^{(s)}(E_\gamma)$, в другом способе вычисления $\sigma^{(s+1)}(E_\gamma + \Delta E_\gamma)$ используются уже найденные значения $\sigma^{(s+1)}(E_\gamma)$ для всех E_γ в интервале $[E_{th}, E]$, где $E < E_n$, т.е. для s -го приближения

$$\sigma(E_\gamma) = \begin{cases} \sigma^{(s+1)}(E_\gamma), & \text{если } E_\gamma \leq E, \\ \sigma^{(s)}(E_\gamma), & \text{если } E_\gamma > E. \end{cases} \quad (3.10)$$

С учетом того, что $N^*(E_i, E_\gamma) = 0$, при $E_\gamma > E_i$ итерационный процесс метода МНР описывается формулой

$$\sigma^{(s+1)}(E_\gamma) = \frac{\sigma^{(s)}(E_\gamma)}{n} \sum_{i=k}^n N^*(E_i, E_\gamma) / \left[\int_{E_{th}}^E \sigma^{(s+1)}(E_\gamma) N^*(E_i, E_\gamma) dE_\gamma + \int_{E_j}^{E_i} \sigma^{(s)}(E_\gamma) N^*(E_i, E_\gamma) dE_\gamma \right], \quad (3.11)$$

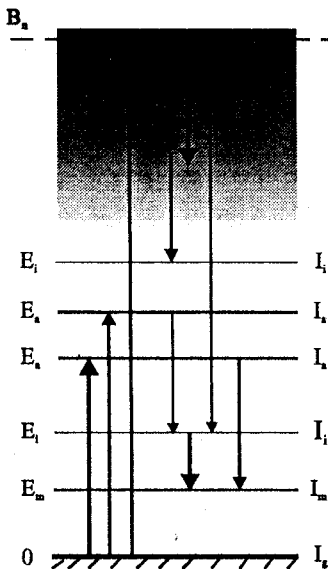
где k такое, что $E_k \geq E_\gamma$, $\sigma^{(1)}(E_\gamma) = \text{const}$, а $N^*(E_i, E_\gamma)$ и $\sigma(E_\gamma)$ нормированы в соответствии с (3.5).

Этот процесс всегда сходится к неотрицательной функции, удовлетворяющей исходному уравнению (3.4). Поэтому метод направленного расхождения удовлетворительно описывает сечения как в области гигантского дипольного резонанса, так и вблизи порога реакции для всех экспериментов на тормозном излучении.

4. РЕАКЦИИ (γ, γ') С ВОЗБУЖДЕНИЕМ ИЗОМЕРОВ

В последнее время проявляется большой интерес к возбуждению ядер ниже нуклонного порога в реакциях (γ, γ') при использовании γ -излучения с энергией в несколько МэВ. Это объясняется открытием низкорасположенных коллективных магнитных дипольных переходов, получивших название «ножничной» моды, при которой протонный и нейтронный деформированные эллипсоиды поворачиваются в противофазе друг относительно друга вокруг общей оси, перпендикулярной оси симметрии ядра, а также наблюдением повышенных значений приведенных вероятностей электрических дипольных переходов в тяжелых деформированных ядрах. Другая область экспериментальной активности наблюдается в резонансном возбуждении изомеров, которое характеризуется необычно большими сечениями. Это явление может иметь отношение к созданию γ -лазеров на ядерных переходах, к ядерной астрофизике и другим новым направлениям.

4.1. Резонансное возбуждение ядерных уровней. При облучении ядер монохроматическими γ -квантами или тормозным излучением с энергией ниже энергии связи нуклона происходит возбуждение изолированных состояний. Разрядка этих состояний происходит путем испускания γ -квантов либо с той же энергией, и ядро переходит в основное состояние (упругий канал), либо с меньшей энергией, и ядро оказывается в возбужденном состоянии (неупругие каналы). Схема возбуждения и разрядки уровней в реакции (γ, γ') представлена на рис.5.

Рис.5. Схема возбуждения изомера при неупругом рассеянии γ -квантов

Сечение неупругого рассеяния γ -излучения с возбуждением изомера определяется сечением поглощения, умноженным на относительную вероятность перехода из начального состояния в изомерное:

$$\sigma_m = \sigma_0 \frac{b_m}{\sum_i b_i}, \quad (4.1)$$

где σ_0 — сечение поглощения, b_m, b_i — вероятности перехода, соответственно, на изомерный и все остальные уровни.

Из теории взаимодействия электромагнитного излучения с ядром известно выражение для сечения поглощения γ -кванта индивидуальным ядерным уровнем (формула Брейта — Вигнера):

$$\sigma_0 = \frac{\lambda^2}{8\pi} \frac{(2I_i + 1) \Gamma_i \Gamma_0}{(2I_0 + 1) [(E - E_0)^2 + 1/4 \Gamma_0^2]}, \quad (4.2)$$

где λ и E — длина волны и энергия γ -квантов, Γ_0 и Γ_i — полная и частичная (для перехода в основное состояние) приведенные ширины возбуждаемого уровня; E_0 — резонансная энергия (энергия возбужденного состояния); I_0 и I_i — спины основного и возбужденного состояний.

Используя формулы (4.1) и (4.2) и выражая вероятности b_i и b_m через приведенные ширины, можно видеть, что в случае резонанса ($E = E_0$):

$$\sigma_m = \frac{\lambda^2}{8\pi} \frac{2I_i + 1}{2I_0 + 1} \frac{\Gamma_m \Gamma_i}{\Gamma_0^2}. \quad (4.3)$$

Интегральное сечение реакции (γ, γ') включает возбуждение целого ряда уровней в интервале энергий $E_m - E_{\gamma_{\max}}$ и выражается в виде:

$$\sigma_{\text{int}} = \int_{E_{\text{th}}}^{E_{\gamma_{\max}}} \sigma_m(E) dE = \sum_i \Gamma_i \sigma_m(E). \quad (4.4)$$

4.2. Статистический расчет изомерных отношений. Теоретический анализ ядерных реакций, протекающих с образованием составного ядра, проводится обычно на основе статистической теории. Использование такого подхода позволяет получить информацию о механизме реакции, в частности, о моменте инерции ядра, о спиновой и энергетической зависимости плотности уровней и о характере переходов между высоковозбужденными ядерными состояниями.

Основным элементом всех практических приложений статистической теории ядерных реакций является плотность уровней возбужденных ядер, для вычисления которой широко используются соотношения модели ферми-газа [23]. Эти соотношения, во-первых, достаточно просты, что является немаловажным обстоятельством в численных расчетах, а во-вторых, содержат только три параметра: энергетический параметр плотности уровней a , пропорциональный плотности одночастичных состояний вблизи энергии Ферми; параметр σ^2 , характеризующий дисперсию плотности уровней по угловому моменту и пропорциональный моменту инерции ядра, а также параметр δ , учитывающий четно-нечетные различия, которые обычно отождествляют с аналогичной поправкой в формуле масс. Наиболее прямую и надежную информацию о плотности уровней возбужденных ядер получают из экспериментальных данных по плотности нейтронных резонансов. Однако построенные на основе этих данных различные систематики параметров a , σ^2 , δ [24—29] заметно отличаются. Поэтому необходимо привлечение данных из других источников, одним из которых является информация об энергетической и спиновой зависимости плотности уровней, извлекаемая из сравнительного анализа теоретически рассчитанных и экспериментально измеренных изомерных отношений.

Для расчета изомерного отношения как функции энергии налетающей частицы Д.Юзенгой и Р.Ванденбошем была предложена указанная выше каскадно-испарительная модель [5], основанная на статистической теории. Суть этой модели состоит в следующем. Ядро, образованное при испарении из него одной или нескольких частиц, разряжается каскадом электрических дипольных γ -квантов с фиксированной множественностью, равной среднему числу γ -переходов. В результате этого каскада происходит увеличение дисперсии распределения ядер по их спину. Последний γ -переход каскада («решающий» переход) приводит к заселению одного из состояний изомерной пары. Конкуренция между нейтронами и γ -квантами в данном случае не учитывалась. Таким образом, в первоначальном формализме Д.Юзенги и Р.Ванденбоша принимается приближенная зависимость числа испущенных нейтронов и γ -квантов в зависимости от энергии возбуждения. Кроме того, не учитываются дискретные уровни остаточных ядер и предполагается только дипольное излучение без конкуренции между эмиссией нейтронов и

γ -квантов. С помощью такого простого подхода были удовлетворительно описаны энергетические зависимости изомерных отношений из фотоядерных реакций и реакций радиационного захвата нейтрона с энергией $E_n < 5$ МэВ в широком диапазоне массовых чисел, а также исследовано влияние параметров плотности уровней на изомерные отношения, границы применимости этого формализма, модельные представления о плотности уровней [27—29].

В дальнейшем различные аспекты этого формализма совершенствовались, что позволило расширить сферу его применения. Была учтена конкуренция каналов разрядки, энергетическая зависимость спектров испаряемых частиц и γ -квантов, в γ -каскад включены $M1$ -, $E1$ - и $E2$ - переходы, предложены различные выражения для приведенных радиационных силовых функций, в том числе учитывающие влияние гигантского дипольного резонанса.

Так, например, при поглощении четно-четным ядром γ -кванта с энергией E_γ и мультипольностью $L = E1, M1$ и $E2$, образуются начальные компаунд-состояния с точно определенными характеристиками: энергией $E = E_\gamma$, спином и четностью $I^\pi = 1^-, 1^+$ и 2^+ . Снятие возбуждения компаунд-ядра осуществляется каскадом γ -квантов или вылетающих частиц (n, p, α -частиц). Спектр уровней каждого остаточного ядра, образующегося в реакции захвата γ -кванта, состоит из двух областей — область низлежащих уровней, которые характеризуются определенной энергией E_i , спином и четностью I_i^π , и область уровней, которые расположены выше дискретной, образуют непрерывный спектр — и описывается через их плотность. Этот континуум уровней охватывает область от максимальной энергии возбуждения начального составного ядра и до первого известного дискретного уровня. Исходя из такой картины в составном ядре рассматриваются три вида переходов:

- 1) переходы между уровнями в континууме;
- 2) переходы между уровнями континуума и дискретными уровнями;
- 3) переходы между дискретными уровнями. Для последних обычно используются известные данные из схем уровней.

Заселение нижних уровней ядра (в том числе и изомерных) зависит от энергии γ -кванта, от свойств начальных и конечных состояний, а также спиновой и энергетической зависимости плотности уровней.

Сечения фотопоглощения γ -кванта с энергией E_γ ядром мишени со спином и четностью I_0^π с образованием компаунд-состояний непрерывного спектра с энергией E^* , спином и четностью I^π описываются формулой

$$\sigma(E^*, I^\pi) = (\pi\lambda^2) g_j \frac{\bar{\Gamma}_i}{D_j}, \quad (4.5)$$

где λ — длина волны γ -кванта, g_j — статистический множитель, D_j — среднее расстояние между уровнями компаунд-ядра, Γ_i — средняя парциальная ширина для перехода между основным и компаунд-состоянием.

Вероятность радиационного перехода из состояния ядра $i(E_i^*, I_i, \pi_i)$ в состояние $f(E_f^*, I_f, \pi_f)$ можно определить выражением

$$dW_{if} = \frac{\Gamma_{if}}{\Gamma_{\text{tot}}^i} \rho(E_f^*, J_f^{\pi_f}) dE_f, \quad (4.6)$$

где Γ_{if} и $\Gamma_{\text{tot}}^i = \sum_f \Gamma_{if}$ — парциальная и полная ширина уровня i ,

$\rho(E_f^*, I_f^{\pi_f})$ — плотность уровней состояния f .

В самой низкой по энергии возбуждения области $E^* \leq E_c^*$ (E_c^* — энергия возбуждения последнего известного уровня) уровни ядра задаются на основе спектроскопических данных:

$$\rho(E^*, I^\pi) = \sum_{f=1}^N \delta(E^* - E_f^*) \delta_{J_f} \delta_{\pi_f}, \quad (4.7)$$

где N — число известных низколежащих уровней.

Плотность уровней исследуемых ядер при энергии возбуждения $E^* > E_m^*$ (граничная энергия), описывалась моделью ферми-газа [26]:

$$\rho(E^*, I^\pi) = f(I) \frac{\exp \left[\sqrt{a(E^* - \Delta)} \right]}{12\sqrt{2} \sigma a^{1/4} (E^* - \Delta)^{5/4}}, \quad (4.8)$$

где a — параметр плотности уровней; Δ — энергия спаривания [24];

$$\sigma^2 = (6/\pi^2) \cdot 0,146 \cdot A^{2/3} \sqrt{a(E^* - \Delta)} \quad (4.9)$$

— параметр обрезания по спину;

$$f(I) = \frac{(2I+1)}{2\sigma^2} \exp \left[-\frac{(I+1/2)^2}{2\sigma^2} \right] \quad (4.10)$$

— спиновая зависимость плотности уровней.

При энергии возбуждения $E_c^* \leq E^* \leq E_m^*$ плотность уровней описывалась моделью с постоянной температурой [24]:

$$\rho(E^*, I^\pi) = f(I) \frac{1}{T} \exp [(E^* - E_0)/T], \quad (4.11)$$

где E_0 — подгоночный параметр; T — ядерная температура. В этой области параметр обрезания по спину σ определялся путем интерполяции

между значением σ_D^2 , которое вычислено для N известных низколежащих уровней ядра со спинами I_i :

$$\sigma_D^2 = \frac{1}{2N} \sum_{i=1}^N (I_i + 1/2)^2 \tag{4.12}$$

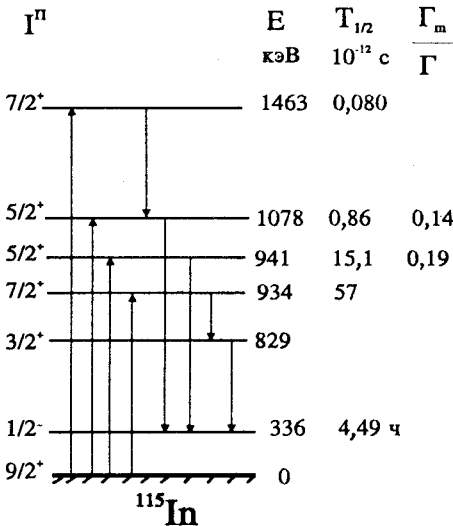
и значением σ^2 из (4.9) при $E^* = E_m^*$:

$$\sigma^2(E^*) = \frac{(\sigma^2(E_m^*) - \sigma_D^2)}{(E_m^* - E_c^*)} (E^* - E_c^*) + \sigma_D^2. \tag{4.13}$$

Параметры E_m^* , T и E_0 подбираются при условии, что при $E^* = E_c^*$ найденная по формуле (4.12) $\rho_L(E^*, I^\pi)$ равна $\rho_L(E_c^*, I^\pi)$, и непрерывности $\rho(E)$ и $d\rho(E)/dE$ при переходе от выражения (4.8) к выражению (4.11).

4.3. Систематика сечений возбуждения изомеров при неупругом рассеянии γ -квантов. Систематика сечений реакций (γ, γ') с возбуждением изомерных состояний включает их зависимость от энергии γ -излучения и нуклонного состава ядра. В зависимости от энергии обычно выделяют три области, каждая из которых имеет свои особенности:

- 1) от энергии изомерного уровня до 2 МэВ;
- 2) от 2 до 6 МэВ;
- 3) в районе энергии связи нейтрона (6—8 МэВ).



В первой области характеристики активационных уровней (их энергии, спины, четности, времена жизни, способы распада) обычно известны. На рис.6 представлена схема заселения изомера в ядре ^{115}In через известные активационные уровни [30]. Параметры этих уровней позволяют рассчитать сечения их возбуждения при поглощении γ -кванта, а вероятности переходов с них на изомер — сечение возбуждения изомера и сравнить полученные результаты с экспериментальными данными.

При возбуждении изомеров γ -квантами в этой области энергий обычно используются источники монохроматического γ -излучения

Рис.6. Схема заселения изомера в реакции $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115m}\text{In}$

Таблица 5. Сечения возбуждения изомеров монохроматическими γ -квантами

Ядро	I_g^π	E_m' , кэВ	I_m^π	E_a' , кэВ	I_a^π	Γ_i/Γ_0	$\sigma_{int} \Gamma_0$, б·эВ			
							^{60}Co	^{24}Na	^{137}Cs	
^{77}Se	1/2 ⁻	168	7/2 ⁺	250	5/2 ⁻					0,011
				440	5/2 ⁻					
				521	3/2 ⁻					
^{79}Br	3/2 ⁻	207	9/2 ⁺	384	5/2 ⁺					0,003
^{87}Sr	9/2 ⁺	388	1/2 ⁻	1229	5/2 ⁺	0,18	0,032			
^{113}In	9/2 ⁺	393	1/2 ⁻	1021	5/2 ⁺	0,12				
				1131	5/2 ⁺	0,17	0,020			
^{115}In	9/2 ⁺	335	1/2 ⁻	941	5/2 ⁺	0,14				
				1078	5/2 ⁺	0,19	0,38	0,60		
^{176}Lu	7 ⁻	180	1 ⁻	~ 1000	6 ⁻	0,76	0,25	110		
^{191}Ir	3/2 ⁺	171	1/2 ⁻	659	3/2 ⁻					0,008

(табл.1). В табл.5 приведен ряд примеров экспериментальных данных по возбуждению изомеров γ -квантами с энергиями ниже 3 МэВ [31—35]. Приводятся характеристики изомерного и активационного уровней (их энергии, спины, четности, вероятности переходов на изомер), а также экспериментальные интегральные сечения возбуждения изомера. Наблюдается хорошее согласие экспериментальных сечений с расчетными на основе известных характеристик активационных уровней, что подтверждает рассмотренный выше механизм возбуждения изомеров. В тех случаях, когда характеристики активационных уровней неизвестны, измеренные сечения реакций (γ , γ') с заселением изомеров позволяют оценить их значения.

В более высокой области энергий возбуждения (2 + 6 МэВ) активационные уровни, через которые происходит заселение изомеров в реакции (γ , γ'), как правило, неизвестны из спектроскопических данных. Указания на их существование получают из измерений зависимости от энергии γ -квантов выхода ядер в изомерном состоянии. Как видно из рис.7, в этих зависимостях наблюдаются изломы при энергиях γ -квантов 2,8 и 3,3 МэВ в реакции $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115m}\text{In}$ [36] и 3 и 4 МэВ в реакции $^{89}\text{Y}(\gamma, \gamma')^{89m}\text{Y}$ [37]. Такие изломы соответствуют отдельным уровням или группам уровней, через которые происходит возбуждение изомеров в ядрах ^{115}In и ^{89}Y .

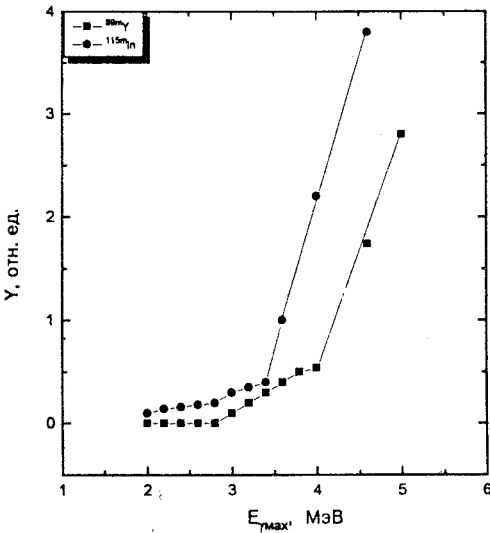


Рис.7. Зависимость выхода реакций $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115m}\text{In}$ и $^{89}\text{Y}(\gamma, \gamma')^{89m}\text{Y}$ от граничной энергии тормозного излучения

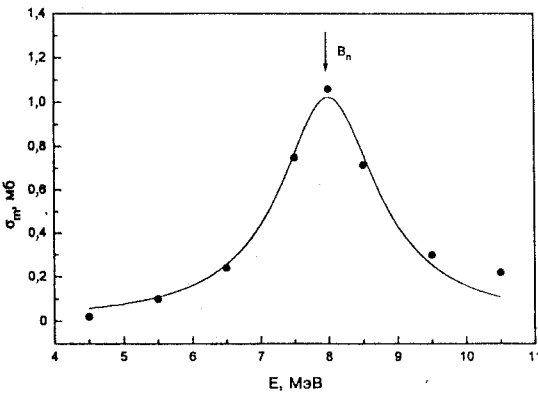


Рис.8. Функция возбуждения реакции $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115m}\text{In}$ вблизи энергии связи нейтрона

Эти уровни проявляются и при резонансном рассеянии γ -квантов на ядрах ^{115}In и ^{89}Y . В измеренных спектрах γ -излучения четко видны γ -линии, соответствующие радиационным переходам с этих уровней в основное состояние [36,37]. Из этих спектров γ -излучения и выходов изомеров следует, что интегральные сечения возбуждения этих уровней достаточно большие, составляющие несколько эВ·б. Это значительно больше, чем сечения возбуждения отдельных уровней при энергиях ниже 2 МэВ (табл.5). Другой особенностью возбуждения изомеров в этой области энергий является малое число активационных уровней с такими большими сечениями (всего 2—3 на интервал энергии 2 + 6 МэВ).

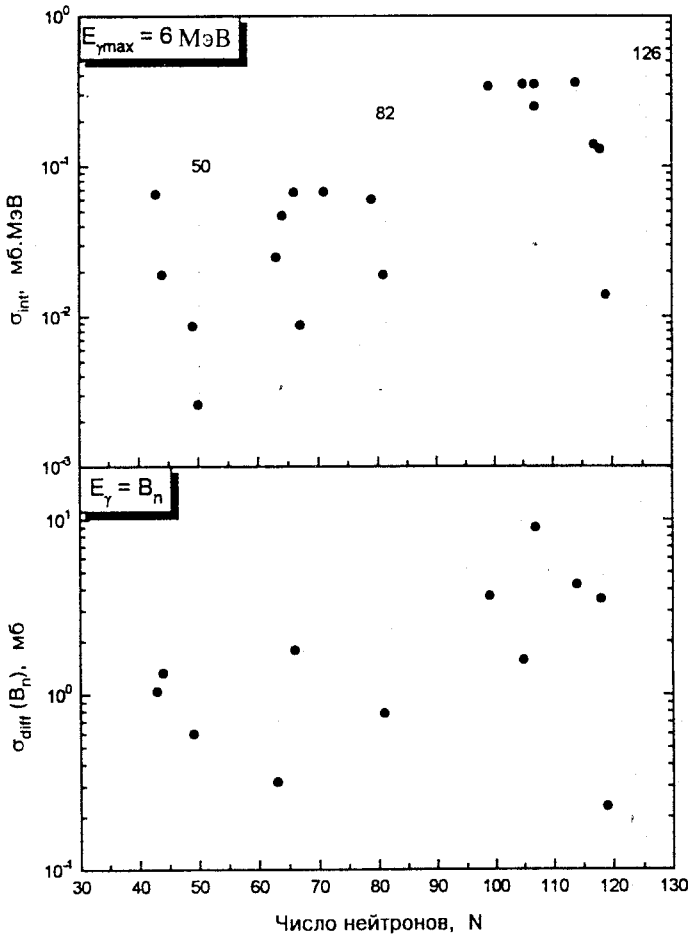


Рис.9. Зависимость сечений реакций (γ , γ') с возбуждением изомеров от числа нейтронов в ядре. Вверху интегральные сечения при $E_{\gamma_{max}} = 6 \text{ МэВ}$, внизу дифференциальные сечения при $E_{\gamma} = B_n$

Таким образом, в области энергий выше 2 МэВ возбуждение изомеров при неупругом рассеянии γ -квантов происходит через ограниченное число уровней, которые характеризуются высокими значениями сечений поглощения γ -излучения.

С увеличением энергии возбуждения и приближением к энергии связи нейтрона наблюдается заметный рост сечения реакций (γ , γ'), приводящих к изомеру. Один из примеров (функция возбуждения реакции

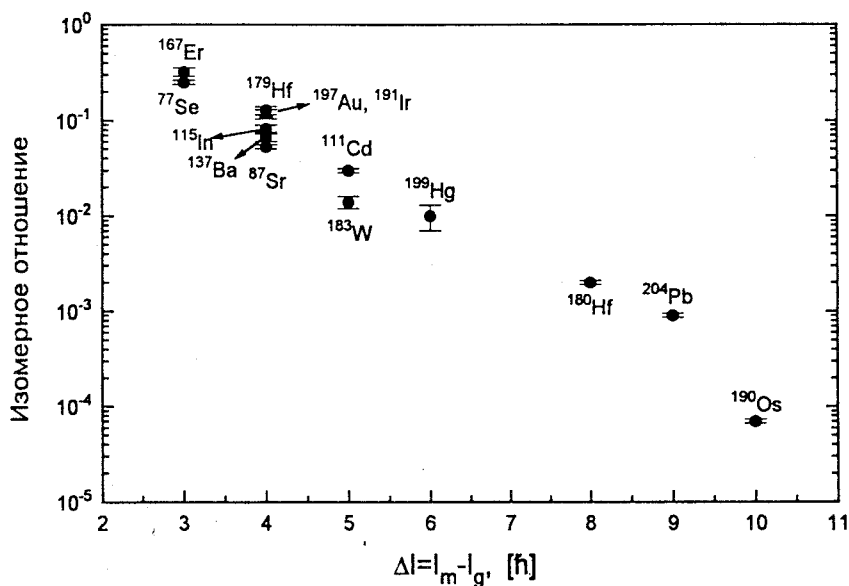


Рис.10. Зависимость изомерных отношений в реакции (γ , γ') от разности спинов изомерного и основного состояний

^{115}In (γ , γ') ^{115m}In) показан на рис.8. Виден быстрый рост сечения, достижение максимума при энергиях связи нейтрона и затем спад. Такой ход сечения с энергией возбуждения связан, по-видимому, с тем, что с приближением к нуклонному порогу резко возрастает число уровней, на которые происходит поглощение γ -квантов, а при энергиях выше нуклонного порога преобладающим путем разрядки возбужденных состояний становится эмиссия нейтрона.

На рис.9 представлена зависимость сечений реакций (γ , γ') с возбуждением изомера от числа нейтронов в ядре. Одна из зависимостей соответствует энергии возбуждения 6 МэВ и включает интегральные сечения [38], а другая — энергии связи нейтрона (дифференциальные сечения) [39]. Видно, что обе зависимости подобны. Максимальные сечения приходятся на область деформированных ядер, а минимальные — на ядра вблизи замкнутых оболочек нейтронов и протонов.

При энергиях γ -излучения в диапазоне 2 + 6 МэВ трудно судить об изомерных отношениях, так как сечение реакции с образованием основного состояния сильно зависит от характеристик активационных уровней, кото-

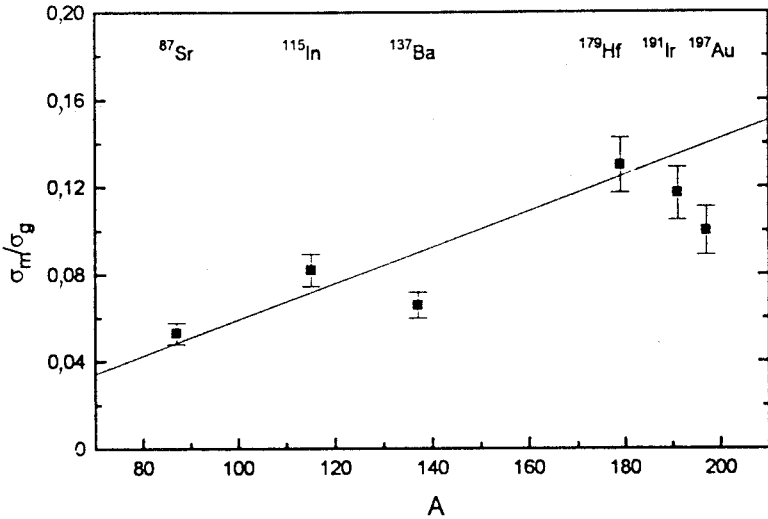


Рис.11. Зависимость изомерных отношений в реакции (γ, γ') при $\Delta I = 4$ от массового числа ядра. Пунктир — статистический теоретический расчет

рые обычно плохо известны. В то же время при энергии связи нейтрона, когда сечение образования изомера максимально, полное сечение реакции (γ, γ') можно получить путем экстраполяции сечений из области ГДР, форма которого аппроксимируется лоренцевой кривой. Полученные таким способом ИО обнаруживают ряд характерных закономерностей:

На рис.10 представлена зависимость ИО в реакции (γ, γ') от разницы в спинах ΔI для изомерного и основного состояний при одной и той же энергии γ -квантов (7 МэВ). Самое большое значение $\sigma^m/\sigma^g = 0,47$ наблюдалось в случае ^{167}Er , для которого $\Delta I = 3$. С увеличением ΔI изомерное отношение резко уменьшается и достигает значения 10^{-6} для ^{190}Os с $\Delta I = 10$. В то же время виден большой разброс значений ИО, например, аномально высокое значение ИО в реакциях $^{176}\text{Lu}(\gamma, \gamma')^{176m}\text{Lu}$ и $^{180m}\text{Ta}(\gamma, \gamma')^{180}\text{Ta}$ [40].

На рис.11 представлены экспериментальные значения ИО для ядер с $\Delta I = 4$ при $E = 7$ МэВ как функция массового числа A [39]. Прямой линии

соответствует зависимость $\frac{\sigma_m}{\sigma_g} = 6 \cdot 10^{-4} A$. Таким образом, в рассматриваемом

диапазоне массовых чисел ИО линейно увеличивается с ростом массового числа, и эта зависимость находится в хорошем согласии с расчетом по статистической теории.

4.4. Возбуждение высокоспиновых изомеров. Представляет большой интерес более детально рассмотреть поведение ИО для реакций (γ , γ'), приводящих к образованию высокоспиновых изомеров в четно-четных ядрах, которые относятся к трем областям: сильно деформированным — ^{180m}Hf , переходным — ^{190m}Os и сферическим ^{204m}Pb [41]. Следует добавить, что первые два ядра (^{180}Hf и ^{190}Os) являются характерными примерами K -изомеров (где K — разность проекций спинов изомерного и основного состояний на ось симметрии ядра).

В табл.6 представлены основные характеристики этих изомеров (их энергия, спин, четность, мультипольность радиационного перехода на низколежащие состояния, запрет по квантовому числу K для этих переходов). Видно, что в случае ^{180m}Hf радиационный переход типа $E1$, и причиной изомерии является запрет, связанный с большим изменением K ($\Delta K = 8$).

При поглощении четно-нечетным ядром ($I = 0$) γ -кванта возбужденное состояние будет иметь $I^\pi = 1^-$, и для деформированных ядер ^{180}Hf и ^{190}Os $K = 1$. Заселение изомеров путем каскада γ -квантов связано с большим изменением и спина I , и его проекции на ось симметрии K . Сравнивая ИО для деформированных ядер (^{180}Hf и ^{190}Os), можно судить о влиянии запрета по

Таблица 6. K -запрещенные переходы в гафнии и осмии

Ядро	Мультипольность	Энергия, кэВ	$I_i^\pi \rightarrow I_f^\pi$	$K_i \rightarrow K_f$	Фактор задержки
^{180m}Hf	$E1$	58,0	$8^- \rightarrow 8^+$	$8 \rightarrow 0$	$\approx 10^{16}$
	$E3$	501,0	$8^- \rightarrow 6^+$	$8 \rightarrow 0$	$\approx 10^9$
^{190m}Os	$M2$	38,4	$10^- \rightarrow 8^+$	$10 \rightarrow 0$	$\approx 10^8$

Таблица 7. Параметры функций возбуждения исследуемых (γ , γ')-реакций на изотопах ^{180}Hf , ^{190}Os и ^{204}Pb

Реакция	E_{\max}^0 , МэВ	σ_{\max}^0 , нб	Γ , МэВ
^{180}Hf (γ , γ')	$7,5 \pm 0,4$	95 ± 20	$1,4 \pm 0,2$
^{190}Os (γ , γ')	$7,9 \pm 0,5$	7 ± 3	$1,2 \pm 0,4$
^{204}Pb (γ , γ')	$8,2 \pm 0,4$	77 ± 18	$1,8 \pm 0,4$

квантовому числу K при возбуждении изомеров при неупругом рассеянии γ -квантов.

На рис.12 показаны полученные зависимости сечений от энергии γ -квантов. Они имеют резонансную форму, и их максимумы в пределах точности измерения совпадают с порогом B_n реакций (γ, n) . Параметры этих резонансных кривых приведены в табл.7. Крутой спад сечений при энергии выше B_n связан с конкуренцией нейтронного канала ($\Gamma_n \gg \Gamma_\gamma$), которая при $E_\gamma \geq 9$ МэВ становится заметной и приводит к значительному уменьшению полного сечения реакций (γ, γ') . В то же время спад сечения в сторону меньших энергий, очевидно, связан с уменьшением числа и энергии γ -квантов в каскаде, заселяющих изомерные состояния.

На рис.13 представлены зависимости ИО для этих ядер от энергии возбуждения. Видна малая величина ИО и их сравнительно слабая зависимость от энергии возбуждения. Близкие значения ИО для исследованных ядер, среди которых сильно деформированное ^{180}Hf и сферическое ^{204}Pb , указывают на слабое влияние квантового числа K на вероятность возбуждения высокоспиновых изомеров. Очевидно, в области энергий возбуждения, где происходят γ -переходы на изомерный уровень, запреты по квантовому числу K практически не проявляются.

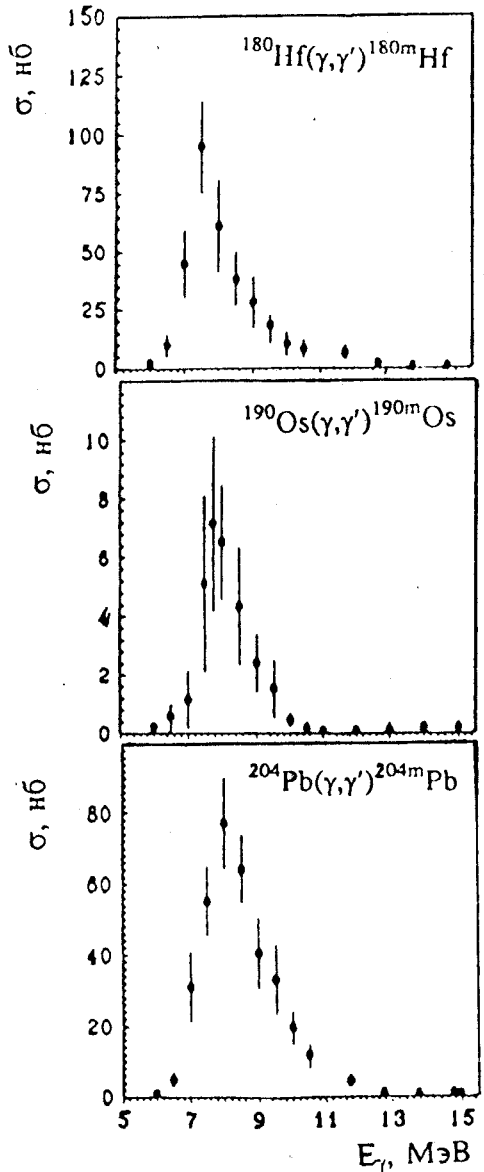


Рис.12. Зависимость сечений реакции (γ, γ') с образованием изомеров ^{180m}Hf , ^{190m}Os и ^{204m}Pb от энергии γ -излучения

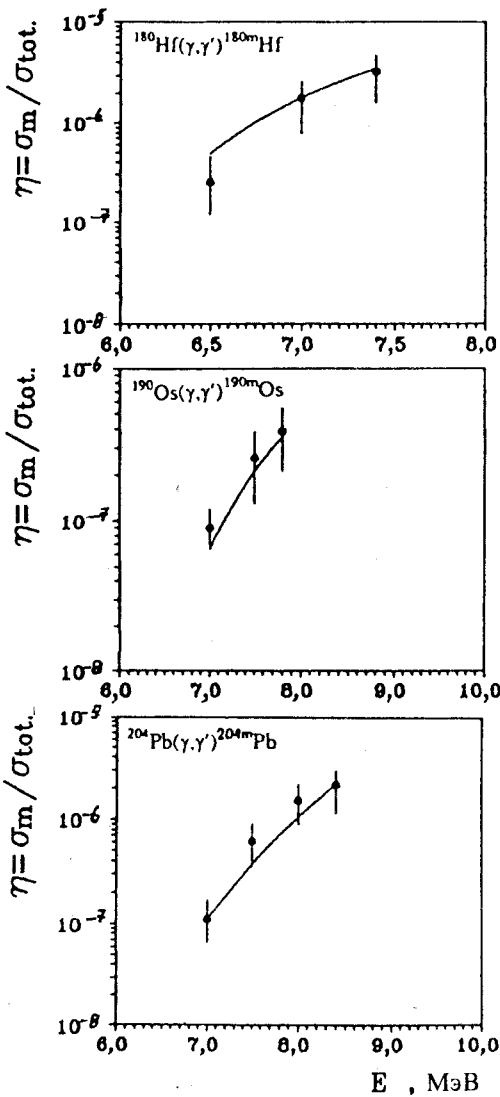


Рис.13. Зависимость изомерных отношений в реакции (γ, γ') с образованием высокоспиновых изомеров от энергии возбуждения

так как ^{180}Ta находится между стабильными изотопами с $A = 180$ (^{180}Hf и ^{180}W), для него запрещен β^- - и β^+ -распад, следующий за быстрым

4.5. Девозбуждения высокоспинового изомера ^{180m}Ta . Низкие сечения трех рассмотренных выше высокоспиновых изомеров находятся в резком контрасте с изомером в нечетно-нечетном ядре ^{180m}Ta . Этот изотоп ^{180}Ta относится к классу очень редких нуклидов. Его процентное содержание в натуральной смеси изотопов составляет только 0,012%. Кроме того, этот изотоп представляет в естественном виде изомер, так как основное состояние $^{180}\text{Ta}^g$ имеет период полураспада 8,1 ч, а изомер $\geq 1,2 \cdot 10^{15}$ лет. Изомер имеет спин 9^- и энергию возбуждения 75,3 кэВ, а основное состояние — спин 1^+ . Согласно нильсоновской диаграмме, нечетный протон располагается на орбитали $9/2^-$ [514], а нейтрон — на $9/2^+$ [624], и спин изомера складывается из этих угловых моментов.

Кроме необычной ядерной структуры, можно отметить важный астрофизический аспект ^{180}Ta . Как указывается в работе [42], ^{180}Ta не образуется при медленном нейтронном захвате (s -процесс), который происходит на стабильных изотопах $^{176-180}\text{Hf}$. Кроме того,

γ -нейтронным процессом. Поэтому вопрос об образовании ^{180m}Ta остается открытым.

Эксперименты по неупругому рассеянию γ -квантов на высокоспиновом изомере ^{180m}Ta , приводящие к его девозбуждению (образованию ^{180}Ta в основном состоянии),

указали на его необычно большое интегральное сечение [43,44]. Оно составляет 10^{-25} см²·кэВ при энергии γ -квантов 2,8 МэВ. Это наибольшее из всех известных сечений реакций (γ, γ'). Столь же большое сечение оказалось и при энергии связи нейтрона [45].

Если сравнить эти результаты с неупругим рассеянием на ^{180}Hf , можно отметить несколько существенных различий. Во-первых, ^{180}Hf имеет противоположную схему возбуждения, в отличие от ^{180}Ta . В случае ^{180}Hf из основного состояния со спином 0^+ возбуждается изомерный уровень со спином 8^- и временем жизни 5,5 ч. В случае ^{180}Ta осуществляется обратный процесс — из долгоживущего ($T_{1/2} \geq 10^5$ лет) изомерного состояния с большим спином 9^- ядро переходит в основное состояние со спином 1^+ и временем жизни 8,1 ч. В обоих случаях $\Delta I = 8$. Однако экспериментальные значения сечений существенно различаются [45]. В табл.8 представлены интегральные сечения для ^{180}Hf и ^{180}Ta при двух энергиях γ -квантов.

Интегральные сечения ^{180}Ta на четыре порядка выше, чем σ_{int} для ^{180}Hf . По-видимому, большая разница в спине для ^{180}Ta не является препятствием для его девозбуждения.

Как было сказано выше, изомерное состояние ^{180}Hf распадается через состояния основной вращательной полосы ($K = 0$). В случае ^{180}Ta , по-видимому, имеет место следующая схема девозбуждения (рис.14). При дипольном поглощении γ -квантов с изомерного состояния 9^- возбуждаются состояния со спином и четностью $8^+, 9^+$ и 10^+ . Эти состояния находятся при энергии возбуждения 6,5—7 МэВ. Прямой переход с этих состояний на основное 1^+ -состояние маловероятен из-за большой разницы в спинах $-\Delta I > 7$. Поэтому более вероятны $M1$ - и $E2$ -переходы на основную ротационную полосу с $K^\pi = 1^+$. Вращательные уровни этих полос со спинами $7^+, 8^+, 9^+$ находятся в области энергий 0,6 + 1,2 МэВ. Однако в этом случае возникает большой запрет по квантовому числу K , т.к. $\Delta K = 8$. Из экс-

Таблица 8. Интегральные сечения $^{180}\text{Hf}(\gamma, \gamma')$, ^{180m}Hf и $^{180m}\text{Ta}(\gamma, \gamma')$, ^{180}Ta при двух энергиях γ -квантов

E_0 , МэВ	$\sigma(\gamma, \gamma')$, мб·кэВ	
	$^{180}\text{Hf} (0^+ \rightarrow 8^-)$	$^{180m}\text{Ta} (9^- \rightarrow 1^+)$
6,5	0,015(5)	8000(3000)
7,0	0,055(10)	12000(4000)

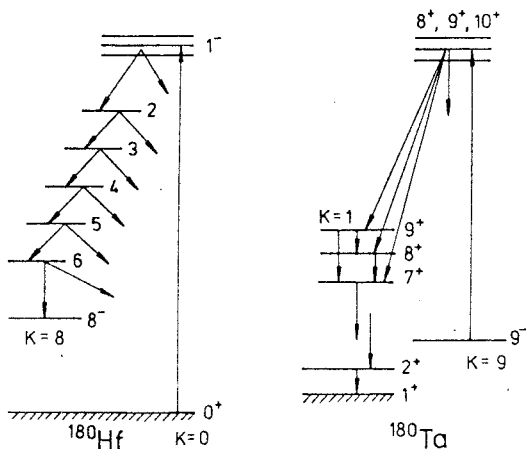


Рис.14. Схема возбуждения высокоспинового изомера ^{180m}Hf и девозбуждения ^{180m}Ta

Переходы из возбуждаемых состояний 8^+ , 9^+ и 10^+ возможны и на другие полосы, с $K = 1$, $K = 3$ и $K = 4$. В случае ^{180}Hf такой переход с полосы, построенной на изомерном состоянии, невозможен, т.к. после дипольного поглощения γ -кванта отсутствуют состояния со спином, близким к возбуждаемым состояниям.

Известные значения параметров плотностей уровней в районе энергии связи нейтрона позволяют оценить сечение поглощения γ -квантов и определить ИО для ^{180}Ta . Оно оказывается равным 0,20(7) при $E_\gamma = 6,5$ МэВ и 0,25(8) при $E_\gamma = 7,0$ МэВ. Если предполагать, что такие изомерные отношения будут иметь место при энергиях возбуждения 2,8 и 3,6 МэВ, при которых наблюдаются резонансные активационные уровни с очень большими сечениями возбуждения изомеров, то из измеренных сечений можно определить парциальные приведенные ширины для радиационных переходов с этих уровней на изомер. Значения Γ приведены в табл.9 (для сравнения — значения Γ для подобных уровней в ^{115}In).

Значения парциальных ширин позволяют судить о приведенных вероятностях переходов различной мультипольности ($E1$, $M1$, $E2$) между активационными уровнями и изомером. Видно, что для переходов $E1$ и $M1$ значения $B(E\lambda)$ аномально большие. Возможно, при этих энергиях существует целая группа уровней, и сила переходов рассредоточена по большому числу уровней. В то же время для переходов $E2$ и всех переходов в ^{115}In значения $B(E\lambda)$ имеют разумные значения.

периментальных данных известно, что в нечетных ядрах даже при довольно низких энергиях возбуждения, плотность уровней большая и возможно смешивание по квантовому числу K . Таким образом, снимается запрет по K и после этого возможен переход из состояний 8^+ , 9^+ и 10^+ ($K = 9$) на состояния 7^+ , 8^+ и 9^+ ($K = 1$). Далее происходит обычный каскад по полосе, ведущий к основному состоянию 1^+ ($K = 1$). Переходы из возбуждаемых состояний 8^+ , 9^+ , 10^+ воз-

Таблица 9. Приведенные вероятности переходов на активационные уровни в изотопах ^{180}Ta и ^{115}In

Ядро	E_a , МэВ	$\sigma\Gamma$, б·эВ	Γ_0 , эВ	$B(E1)$ w.u.	$B(M1)$ w.u.	$B(E2)$ w.u.
^{180}Ta	2,8	120(20)	1,0(2)	$2 \cdot 10^{-2}$	2	100
	3,6	350(50)	4,8(7)	$6 \cdot 10^{-2}$	5	160
^{115}In	2,8	5,4(8)	0,035(5)	10^{-3}	0,07	7
	3,3	7,6(1,2)	0,10(2)	$1,2 \cdot 10^{-3}$	0,12	12

Представляется большой интерес расширить исследования и на другие высокоспиновые изомеры, которые могут быть накоплены в реакциях захвата нейтронов или в реакциях с тяжелыми ионами. Такие эксперименты проводятся на экзотической мишени $^{178m2}\text{Hf}$ ($I_m^\pi = 16^+$) [46] с периодом полураспада 31 год.

5. ИЗМЕРЕНИЕ ИЗОМЕРНЫХ ОТНОШЕНИЙ В ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ С ВЫЛЕТОМ НЕЙТРОНОВ

5.1. Возбуждение изомеров в нечетно-нечетных ядрах. Изомерные состояния наиболее часто наблюдаются в нечетно-нечетных ядрах. В этих ядрах угловой момент формируется из спинов обоих нечетных нуклонов — протона и нейтрона. При различной взаимной ориентации спинов (параллельной и антипараллельной) в ядре могут появляться состояния с заметно отличающимися угловыми моментами, одно из которых может быть изомерным.

Значительная часть этих изомерных состояний может возбуждаться в ФЯР с вылетом одного или нескольких нейтронов, поэтому они достаточно хорошо исследованы. Ожидается, что в этих реакциях для расчета ИО можно успешно использовать описанную выше модель Д.Юзенги и Р.Ванденбосша. Действительно, изомерные состояния имеют низкую энергию возбуждения и ту же структуру, что и основные состояния. Нечетно-нечетные ядра характеризуются большой плотностью уровней, отсчет которой начинается непосредственно от основного состояния (энергетическая щель отсутствует). В таких ядрах к изомерному и основному состояниям приводит разветвленный каскад γ -квантов, в котором какие-либо запреты для радиационных переходов играют малую роль, а статистические свойства уровней проявляются наиболее четко.

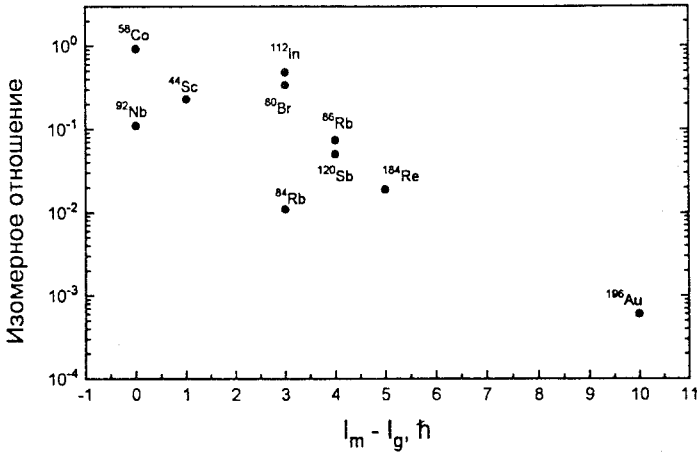


Рис.15. Зависимость изомерных отношений в реакции (γ, n) от разности спинов изомера и ядра мишени

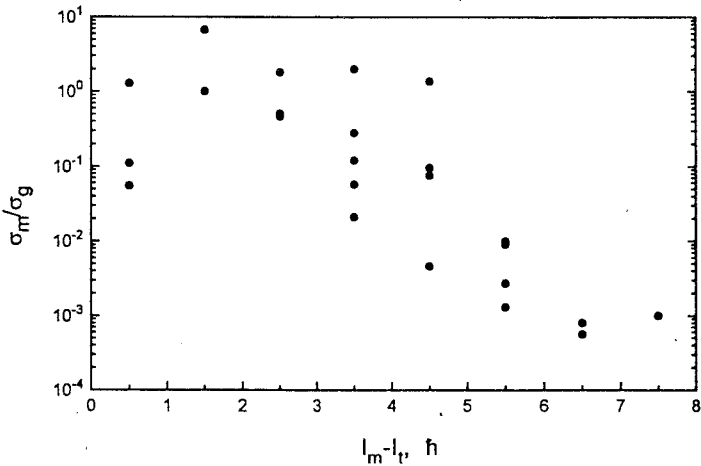


Рис.16. То же, что на рис.15, в реакциях (n, γ) на тепловых нейтронах

На рис.15 представлена зависимость ИО от разности спинов изомера и ядра мишени в реакциях (γ, n) , приводящих к нечетно-нечетным ядрам [47—53]. Для сравнения на рис.16 приведена подобная же зависимость для реакции (n, γ) при тепловых энергиях нейтронов (в этом случае в ядро вно-

сится только спин нейтрона, и образующееся составное ядро имеет лишь два значения углового момента) [54]. Видно, что обе зависимости подобны. Как и следовало ожидать, ИО падают с ростом ΔI , как в случае рассмотренных выше реакций (γ , γ'). Однако разброс значений ИО во всех этих реакциях достаточно большой — при одном и том же ΔI значения ИО отличаются более чем на порядок. Это может означать, что несмотря на отмеченные выше особенности нечетно-нечетных ядер при заселении изомерного и основного состояний существенное влияние оказывает схема нижних уровней. Чтобы более определенно судить об этом влиянии, необходимы исследования реакций, приводящих к изомерным состояниям одинаковой природы.

5.2. Возбуждение одночастичных нейтронных состояний. Детальные сведения о механизме заселения изомера и свойствах активационных уровней можно получить при сравнении изомерных отношений в реакциях (γ , n), приводящих к изомерам с одной и той же нуклонной конфигурацией. Такие случаи реализуются в реакциях (γ , n) на четно-четных ядрах с образованием одночастичных нейтронных состояний $g_{9/2}$, $h_{11/2}$ и $i_{13/2}$, появляющихся при замыкании оболочек соответственно из 50, 82, 126 нейтронов. В частности, если числа Z и N лежат между 30 и 49, основным состоянием ядер является $p_{1/2}$ или $g_{9/2}$. Второй остров изомерии наблюдается при N или Z между 51 и 81, где свободны (или частично свободны) лишь уровни $h_{11/2}$, $d_{3/2}$ и $s_{1/2}$, и, наконец, еще один, когда N или Z находятся между 78 и 125, где может заполняться уровень $i_{13/2}$.

Вероятность заселения этих высокоспиновых состояний при β -распаде мала, поэтому применение ФЯР является удобным методом их исследования. Наиболее исследованы ФЯР (γ , n), приводящие к образованию изомеров $h_{11/2}$.

Одноквазичастичное состояние с $I^\pi = 11/2^-$ появляется в ядрах с $N > 50$ при заполнении нейтронной оболочки $1h_{11/2}$. К настоящему времени оно наблюдалось более чем в 70 ядрах от Zr ($Z = 40$) до Yb ($Z = 70$) [1]. В большинстве случаев (более 50 изотопов) это состояние является изомерным с периодом полураспада выше 1 с и во многих из них может быть получено в реакции (γ , n).

Все эти изомерные состояния характеризуются близкими значениями магнитных моментов (около половины величины, рассчитанной по модели Шмидта [55]) и приведенных вероятностей радиационных $M4$ -переходов с изомерного уровня в состояние $3/2^+$ (1—2 одночастичные единицы Вайскопфа). Это свидетельствует о малых примесях конфигураций и идентичности свойств изомерных уровней во всем исследуемом диапазоне Z и A . Поэтому можно предполагать, что вариации изомерных отношений от ядра

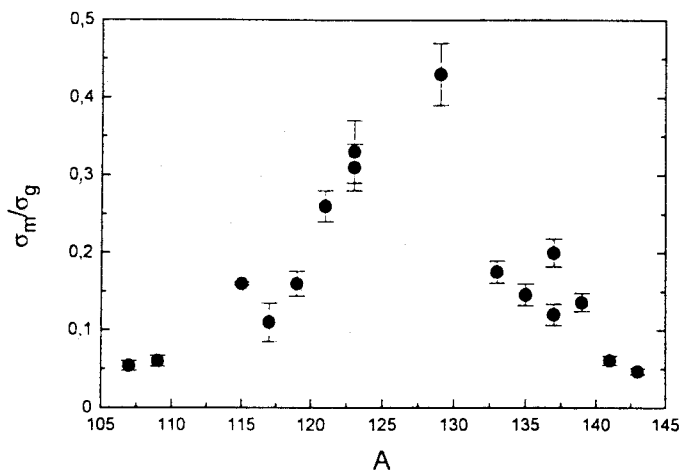


Рис. 17. Зависимость от массового числа изомерных отношений в реакции (γ, n) , приводящей к состояниям $h_{11/2}$

к ядру будут определяться в основном свойствами не изомеров, а тех возбужденных состояний, через которые происходит заселение изомерного уровня. В то же время свойства этих возбужденных состояний существенно разные для различных исследуемых ядер. Среди них имеются ядра с замкнутой протонной оболочкой (изотопы Sn), с одной дыркой в замкнутой нейтронной оболочке (^{135}Xe , ^{137}Ba , ^{139}Ce , ^{141}Nd , ^{143}Sm), переходные между сферическим и деформированным (^{109}Pd , ^{133}Ba). В ядрах ^{123}Sn и ^{125}Sn состояние $11/2^-$ является основным. В остальных ядрах основными состояниями являются $3s_{1/2}$, $2d_{3/2}$ и $2d_{5/2}$. Периоды полураспада и энергии γ -излучения существенно различны, и это позволяет проводить одновременные измерения всех исследуемых ядер с образцами натурального изотопного состава. Большинство изомеров распадаются на промежуточный уровень, совершая $M4$ -переход (иногда их называют $M4$ -изомеры). Энергия изомерного состояния максимальна в начале и конце изучаемой области ядер и минимальна при $N = 71-75$ в изотопах Sn и Te.

В работе [56] для всех исследуемых ядер было выбрано изомерное состояние с одним и тем же спином и четностью $11/2^-$, а участвующие в реакции изотопы являются четно-четными, которые после поглощения γ -кванта имеют спин 1^- . Таким образом, для возбуждения изомерных состояний во всех изучаемых изотопах имелись идентичные условия — одинаковый тип

Таблица 10. Интегральные сечения возбуждения изомеров $h_{11/2}$ и изомерные отношения в реакциях (γ, n)

Реакция	E_{th} , МэВ	σ_{int} , мб·МэВ	σ_m/σ_g
$^{109}\text{Pd}(\gamma, n)^{107m}\text{Pd}$	9,43	67(7)	0,054(6)
$^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109m}\text{Pd}$	9,00	77(8)	0,060(7)
$^{116}\text{Cd}(\gamma, n)^{115m}\text{Cd}$	8,87	199(20)	0,18(2)
$^{118}\text{Sn}(\gamma, n)^{117m}\text{Sn}$	9,69	90(18)	0,11(2)
$^{124}\text{Sn}(\gamma, n)^{123m}\text{Sn}$	8,49	285(30)	0,33(3)*
$^{120}\text{Te}(\gamma, n)^{119m}\text{Te}$	10,67	209(22)	0,20(2)
$^{122}\text{Te}(\gamma, n)^{121m}\text{Te}$	10,14	307(28)	0,26(2)
$^{124}\text{Te}(\gamma, n)^{123m}\text{Te}$	9,67	379(30)	0,31(3)
$^{130}\text{Te}(\gamma, n)^{129m}\text{Te}$	8,51	460(45)	0,45(5)
$^{136}\text{Xe}(\gamma, n)^{135m}\text{Xe}$	8,52	160(40)	0,10(2)
$^{134}\text{Ba}(\gamma, n)^{133m}\text{Ba}$	9,75	256(20)	0,17(1)
$^{136}\text{Ba}(\gamma, n)^{135m}\text{Ba}$	9,38	259(20)	0,15(1)
$^{138}\text{Ba}(\gamma, n)^{137m}\text{Ba}$	9,27	162(12)	0,12(1)
$^{138}\text{Ce}(\gamma, n)^{137m}\text{Ce}$	9,98	157(20)	0,19(2)
$^{140}\text{Ce}(\gamma, n)^{139m}\text{Ce}$	9,95	223(20)	0,14(1)
$^{142}\text{Nd}(\gamma, n)^{141m}\text{Nd}$	10,66	110(15)	0,061(10)
$^{144}\text{Sm}(\gamma, n)^{143}\text{Sm}$	11,25	91(9)	0,047(4)

*Приведенное значение относится к отношению сечений возбуждения основного состояния $11/2^-$ и изомерного $3/2^+$.

реакции и энергия возбуждения, одни и те же спины начального и конечного состояний. Поэтому можно ожидать, что изменения измеряемых на опыте изомерных отношений при переходе от одного ядра к другому будут определяться тем, как в этих ядрах меняется структура уровней, через которые происходит заселение изомерного состояния. Полученные экспериментальные данные позволяют судить как о статистических свойствах этих уровней (о зависимости их плотности от энергии и спина), так и об их спектроскопических характеристиках — спинах, четностях, вероятностях переходов различной мультипольности в изомерное состояние.

Результаты измерений ИО для состояний $h_{11/2}$, образующихся в реакциях (γ, n) на 16 четных ядрах при максимальной энергии γ -квантов $E_\gamma = 25$ МэВ, представлены на рис.17 и в табл.10. Как можно видеть, для

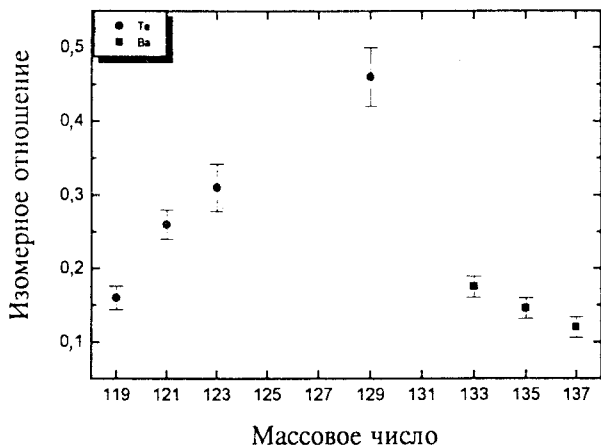


Рис.18. Зависимость изомерных отношений в реакции (γ, n) для изотопов Ba и Te от числа нейтронов в ядре

самых легких и самых тяжелых ядер, которые соответствуют началу и концу острова изомерии этих состояний, изомерные отношения, а вместе с ними и интегральные сечения наиболее низкие. Максимальные значения ИО имеют изотопы Sn и Te. Эти измерения позволяют судить о структуре низколежащих уровней, с которых идет последний (решающий) переход на основное или изомерное состояния.

Ядра теллура находятся вблизи замкнутого по числу протонов ядра Sn и характеризуются небольшим изменением квадрупольной деформации этих изотопов. Зависимость ИО для изотопов Te при максимальной энергии γ -квантов $E_\gamma = 25$ МэВ показана на рис.18. Изомерное отношение растет с увеличением числа нейтронов для изотопов Te. Как можно видеть, самое большое ИО имеет ^{129}Te . Оно же является и наибольшим среди всех исследуемых нейтронных состояний $h_{11/2}$. На этом же рисунке представлены и результаты ИО для изотопов Ba при соответствующей энергии γ -квантов [57]. Для изотопов Ba зависимость ИО имеет противоположную тенденцию. С приближением к магическому по числу нейтронов (^{138}Ba) ИО уменьшается. Это связано с уменьшением плотности уровней при приближении к замкнутой нейтронной оболочке $N = 82$. Более подробно изотопы Ba рассматриваются ниже.

Данные об ИО для нейтронных состояний $g_{9/2}$ и $i_{13/2}$ значительно беднее [58—62]. Они представлены в табл.11. Необходимо отметить, что уровень $g_{9/2}$, как правило, является основным, а уровень $s_{1/2}$ — изомерным.

Таблица 11. Изомерные отношения в реакциях (γ, n)
с возбуждением состояний $g_{9/2}$ и $i_{13/2}$

Реакция	N	I_g^π	I_m^π	$E_{\gamma\text{max}}$, МэВ	$Y_{h.s.}/Y_{l.s.}$
$^{74}\text{Se}(\gamma, n)^{73m}\text{Se}$	39	$9/2^+$	$3/2^-$	22	0,86(9)
$^{86}\text{Sr}(\gamma, n)^{85m}\text{Sr}$	47	$9/2^+$	$1/2^-$	22	0,70(8)
$^{88}\text{Sr}(\gamma, n)^{87m}\text{Sr}$	49	$9/2^+$	$1/2^-$	22	0,66(16)
$^{90}\text{Zr}(\gamma, n)^{89m}\text{Zr}$	49	$9/2^+$	$1/2^-$	24	1,30
$^{92}\text{Mo}(\gamma, n)^{91m}\text{Mo}$	49	$9/2^+$	$1/2^-$	25	1,84
$^{198}\text{Pt}(\gamma, n)^{197m}\text{Pt}$	119	$1/2^-$	$13/2^+$	30	0,20
$^{196}\text{Hg}(\gamma, n)^{195m}\text{Hg}$	115	$1/2^-$	$13/2^+$	25	0,075
$^{198}\text{Hg}(\gamma, n)^{197m}\text{Hg}$	117	$1/2^-$	$13/2^+$	25	0,12
$^{208}\text{Pb}(\gamma, n)^{207m}\text{Pb}$	125	$1/2^-$	$13/2^+$	14	0,062

Однако для идентичности в этом случае под ИО понимается отношение сечений возбуждения уровней с высоким спином ($9/2^+$) и низким ($1/2^-$). Хотя приведенные в табл.11 ИО относятся к разным энергиям возбуждения и представляют собой отношения выходов, а не сечений, можно сделать следующие выводы.

1. Уровни $g_{9/2}$ характеризуются большой вероятностью возбуждения, которая растет с приближением к замкнутой нейтронной оболочке $N = 50$. Для ядер ^{89}Zr и ^{91}Mo ($N = 49$) вероятность возбуждения этого уровня больше, чем для изомерного уровня $s_{1/2}$, хотя его спин близок к спину начального ядра ($I^\pi = 0^+$). Такие вероятности возбуждения объясняют преобладающим вкладом полупрямых процессов в этой области ядер [63].

2. Для уровней $i_{13/2}$ значения ИО, как правило, меньше, чем для рассмотренных выше уровней $h_{11/2}$, что можно объяснить увеличением разности спинов изомера и начального ядра. В отличие от уровней $g_{9/2}$ вероятность возбуждения изомеров $i_{13/2}$ падает с приближением к замкнутой оболочке $N = 126$.

Большой объем экспериментальных данных по возбуждению изомеров $h_{11/2}$ позволил более детально рассмотреть некоторые области — изотопы Ва и изотопы с $N = 81$.

5.3. Измерение изомерных отношений на изотопах Ва. Изотопы Ва были объектом более детального исследования по ряду причин.

1. Свойства стабильных изотопов бария сильно меняются с изменением числа нейтронов в ядре. Наиболее тяжелый изотоп ^{138}Ba имеет замкнутую нейтронную оболочку ($N = 82$), а наиболее легкий ^{130}Ba характеризуется значительной квадрупольной деформацией ($\beta_2 = 0,23$). Поэтому интересно проследить, как влияют эти свойства на вероятность возбуждения изомеров в реакциях (γ, n) .

2. Образующиеся в этих реакциях изомеры имеют удобные для измерения спектры γ -излучения и периоды полураспада, что облегчает их исследование.

Спектроскопические характеристики ядер, образующихся в реакциях (γ, n) на всех четных изотопах Ва, представлены в табл.12: спины и четности основного и изомерного состояний, энергия изомера. Видно, что с ростом деформации ядра происходит расщепление уровней $h_{11/2}$, и в легких изотопах ^{131}Ba и ^{129}Ba изомерными становятся уровни со спинами, соответственно, $9/2^-$ и $7/2^-$.

На рис.19 показаны функции возбуждения изомерных состояний исследуемых ядер, а в табл.12 представлены значения интегральных сечений и параметры гигантского дипольного резонанса — энергия E_0 , полуширина Γ_0 и сечение в максимуме σ_{\max} , фитированные лоренцевой кривой.

Как видно из рис.19, все эти зависимости для изомерных состояний имеют резонансную форму, параметры которой (табл.12) близки к аналогичным значениям для основных состояний. Более узкая лоренцевая кривая изомерных сечений по сравнению с аналогичной кривой для основных со-

Таблица 12. Характеристики изомеров Ва и параметры ГДР в реакции (γ, n) на изотопах Ва

Ядерная реакция	I_g^π	I_m^π	E_m	E_0 , МэВ	Γ_0 , МэВ	σ_{\max} , мб	σ_{int} , МэВ·мб
$^{130}\text{Ba}(\gamma, n)^{129m}\text{Ba}$	$1/2^+$	$7/2^-$	277,0	15,3	3,1	72	347
$^{132}\text{Ba}(\gamma, n)^{131m}\text{Ba}$	$1/2^+$	$9/2^-$	187,5	15,1	2,9	64	293
$^{134}\text{Ba}(\gamma, n)^{133m}\text{Ba}$	$1/2^+$	$11/2^-$	288,3	15,1	3,1	52	256
$^{136}\text{Ba}(\gamma, n)^{135m}\text{Ba}$	$3/2^+$	$11/2^-$	268,3	15,2	3,2	52	259
$^{138}\text{Ba}(\gamma, n)^{137m}\text{Ba}$	$3/2^+$	$11/2^-$	661,6	15,2	2,6	39	162

стояний, вероятно, связана с тем фактом, что в экспериментах по измерению выходов нейтронов не разделяются каналы (γ, n) и $(\gamma, 2n)$ и т.д.

На рис.20 представлена зависимость ИО от энергии γ -излучения (для дифференциальных сечений) и от граничной энергии тормозного излучения (для интегральных сечений). В последнем случае ИО соответствуют отношениям измеренных выходов реакций, приводящих к изомерному и основному состояниям, т.к. обе реакции имеют близкие по форме функции возбуждения. Из рис.20 видно, что ИО меняется слабо при увеличении энергии налетающих γ -квантов в области выше ГДР. Это говорит о том, что в фотоядерных реакциях с вылетом одного нейтрона, энергетический центр тяжести находится в районе ГДР ($13 + 17$ МэВ). При максимальной энергии γ -квантов $E_{\gamma\max}$ средняя энергия возбуждения определяется соотношением

$$\bar{E}_{\gamma} = \frac{E_{\text{th}} \int_{E_{\text{th}}}^{E_{\gamma\max}} E \sigma(E) N(E, E_{\gamma\max}) dE}{\int_{E_{\text{th}}}^{E_{\gamma\max}} \sigma(E) N(E, E_{\gamma\max}) dE}, \quad (5.1)$$

где $\sigma(E)$ и $N(E, E_{\gamma\max}) dE$, соответственно, сечение и тормозной спектр γ -излучения. Расчеты по этой формуле показывают, что при $E_{\gamma\max} \geq 20$ МэВ \bar{E}_{γ} соответствует энергии ГДР.

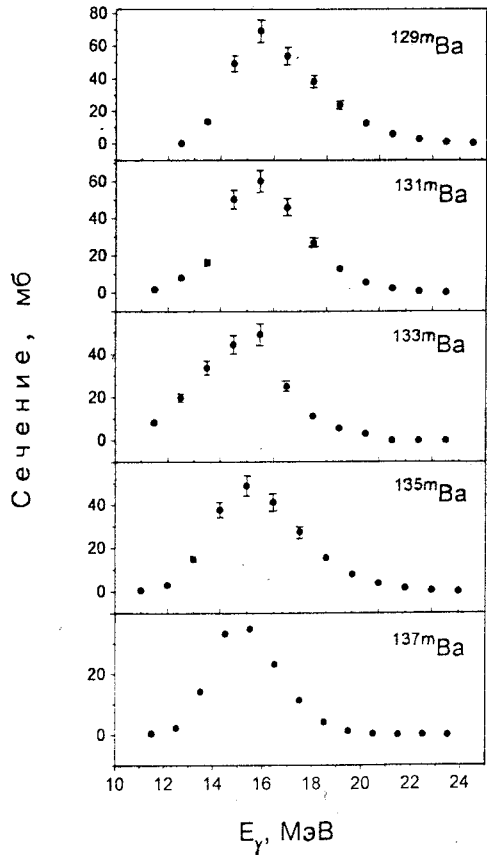


Рис.19. Функции возбуждения реакций (γ, n) , приводящих к изомерам $h_{11/2}$ в изотопах Ba

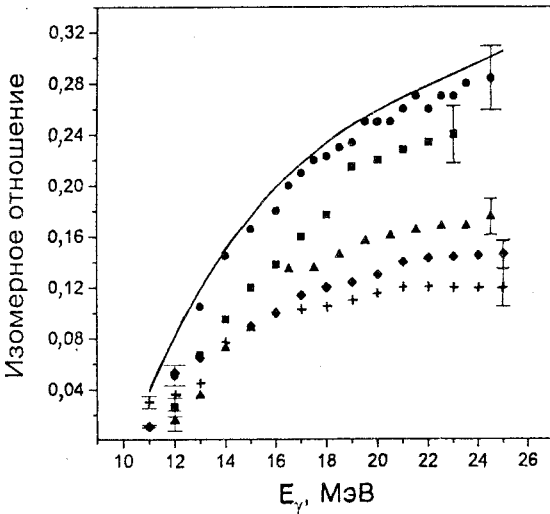


Рис.20. Изомерные отношения для различных изотопов бария в области ГДР (• — $^{129m,8}\text{Ba}$, ■ — $^{131m,8}\text{Ba}$, ▲ — $^{133m,8}\text{Ba}$, ◆ — $^{135m,8}\text{Ba}$, (+) — $^{137m,8}\text{Ba}$) относятся к интегральным сечениям, сплошная кривая — отношения дифференциальных сечений для ^{129m}Ba и ^{129g}Ba

Дальнейшее увеличение энергии γ -излучения (вплоть до энергии 70 МэВ), как это было показано на примере изомера ^{137}Ce ($I^\pi = 11/2^-$), практически не приводит к росту ИО [64]. В то же время наблюдается рост ИО почти в три раза, если вместо реакции (γ, n) используется реакция с вылетом трех нейтронов — $^{140}\text{Ce}(\gamma, 3n)^{137m}\text{Ce}$ [65]. Такое увеличение ИО при переходе к реакции $(\gamma, 3n)$ объясняется, очевидно, более широким распределением по угловому моменту ядер после вылета трех нейтронов.

Кроме того, надо иметь в виду, что с увеличением максимальной энергии тормозного излучения (особенно после 25 МэВ) все больший вклад вносят прямые процессы испускания нейтронов. Эти процессы, как известно, особенно заметны около магических ядер. Они, как отмечалось выше, приводят к некоторому снижению вероятности возбуждения изомера по сравнению с чисто статистическим процессом. Так как ^{138}Ba имеет число нейтронов 82, то такие предравновесные процессы в нем наиболее заметны.

Изомерные отношения в реакциях (γ, n) на изотопах Ва обнаруживают две особенности (рис.20).

1. ИО растут с увеличением энергии γ -квантов. Этот рост достаточно крутой ниже ГДР и более плавный выше него. Поскольку спин составного ядра при этом не меняется (он составляет 1^-), то наблюдаемый рост ИО связан с увеличением интервала энергии возбуждения остаточного ядра, в котором развивается каскад γ -квантов.

2. ИО растут с уменьшением числа нейтронов в ядре. Оно максимально для наиболее легкого изотопа ^{129}Ba . ИО обнаруживает также корреляцию с

параметром квадрупольной деформации ядра. С уменьшением числа нейтронов и ростом ИО увеличивается как динамическая квадрупольная деформация в четно-четных ядрах, определяемая из значений приведенных вероятностей $E2$ -переходов [66], так и статическая в нечетных ядрах, определяемая из значений электрических квадрупольных моментов [67].

Рост ИО с уменьшением N можно объяснить влиянием целого ряда факторов — значениями спинов изомерного и основного состояний, энергией связи нейтрона в начальном и конечном ядре, зависимостью плотности уровней конечного ядра от энергии и спина, структурой уровней выше изомерного состояния. Как видно из табл.12, значения спинов уменьшаются при переходе к легким изотопам Ва. Они становятся равными $1/2$ для $^{133,131,129}\text{Ba}$ основных состояний и, соответственно, $9/2$ и $7/2$ для изомеров ^{131m}Ba и ^{129m}Ba . Вероятность заселения основного состояния при этом практически не изменится, т.к. непосредственно над ним находится уровень со спином $3/2$, распад которого идет только в основное состояние. В то же время уменьшение спинов изомерных состояний приводит, очевидно, к росту изомерных отношений.

Энергия связи нейтрона растет с уменьшением N . Поэтому при энергиях γ -квантов, соответствующих ГДР, энергия возбуждения ядра после вылета нейтрона будет меньше для легких изотопов Ва. Это приводит к меньшему интервалу энергии для каскада γ -квантов и, следовательно, к уменьшению ИО. Однако при больших энергиях γ -квантов влияние этого фактора будет слабее.

Плотность уровней и распределение их по спину в конечном ядре оказывают существенное влияние на ИО. С увеличением параметров, определяющих зависимость плотности уровней от энергии возбуждения и спина ядра, ИО растет. Оба эти параметра растут с увеличением деформации ядра, что имеет место при уменьшении числа нейтронов в ядре.

И, наконец, спектр дискретных уровней над изомерным состоянием и вероятности переходов между ними определяют в конечном счете ИО. Однако данные об этих уровнях в исследованных изотопах Ва далеко не полные.

Расчеты ИО на основе статистической модели по программе EMPIRE [68] приводят к качественному согласию как измеренных величин, так и их зависимости от энергии возбуждения и числа нейтронов в ядре. Конкретные значения ИО зависят от выбранной схемы уровней конечного ядра.

5.4. Измерение изомерных отношений в изотопах с $N = 81$. Интересно рассмотреть зависимость ИО от Z при постоянном числе нейтронов. В этом отношении благоприятной группой ядер являются изотопы, имеющие замкнутые нейтронные оболочки ($N = 82$). В работе [56] были исследованы

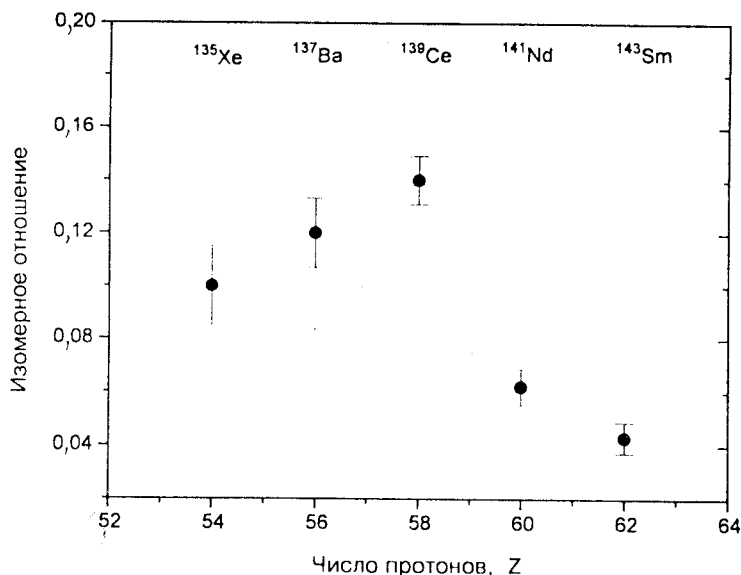


Рис.21. Зависимость изомерных отношений в реакции (γ, n) для ядер с $N = 81$ от числа протонов в ядре

реакции $^{138}\text{Ba}(\gamma, n)$, $^{137m,g}\text{Ba}$, $^{140}\text{Ce}(\gamma, n)$, $^{139m,g}\text{Ce}$, $^{142}\text{Nd}(\gamma, n)$, $^{141m,g}\text{Nd}$ и $^{144}\text{Sm}(\gamma, n)$, $^{143m,g}\text{Sm}$ определены изомерные отношения при $E_\gamma = 25$ МэВ.

Все эти ядра имеют одинаковые спины и четности в изомерном и основном состоянии и приблизительно одинаковые коэффициенты квадрупольной деформации в основном состоянии. Поэтому на ИО не должны сказываться такие факторы, как разность спинов изомерного и основного состояний, которая для всех одинакова и равняется $\Delta I = 4$. Кроме того, изомерные уровни для изотопов ^{139}Ce , ^{141}Nd и ^{143}Sm имеют энергию порядка 755 кэВ, а для ^{137}Ba — 661 кэВ. Таким образом, одинаковая ядерная структура изомеров предполагает и несущественные различия в их возбуждении.

Зависимость ИО от Z для изотопов с $N = 82$ показана на рис.21. Данные для $^{136}\text{Xe}(\gamma, n)$ взяты из работы [60] при максимальной энергии гамма-квантов 22 МэВ. ИО имеет максимум в районе ^{140}Ce и ^{138}Ba и уменьшается с приближением к замкнутой протонной оболочке $Z = 64$. По-видимому, аналогичная ситуация будет наблюдаться и с левой стороны этой зависимости при приближении к другой замкнутой протонной оболочке $Z = 50$.

Точно такая же зависимость ИО для этих ядер имеет место и при более низкой энергии возбуждения, соответствующей максимуму ГДР [69]. Такое поведение ИО для близких по своей структуре ядер связано либо с разным механизмом реакций возбуждения изомеров, либо с различной схемой уровней, через которые происходит заселение изомеров.

В работе [69] для объяснения наблюдаемого различия ИО вводится предположение о большом вкладе предравновесных процессов при возбуждении изомеров в ядрах ^{141}Nd и ^{143}Sm (до 70%), что приводит к уменьшению ИО. Однако столь большой вклад предравновесных процессов именно для этих ядер представляется маловероятным и не соответствует наблюдаемому спектру нейтронов в реакциях (γ, n) [70]. По-видимому, основную роль в различии значений ИО играют свойства тех состояний, через которые происходит заселение изомеров.

5.5. Сравнение экспериментальных и расчетных ИО. Отмеченное выше подобие функций возбуждения реакций (γ, n) , приводящих к изомерным и основным состояниям, предполагает ту же самую схему заселения обоих состояний. Эта схема (рис.22) включает возбуждение гигантского дипольно-

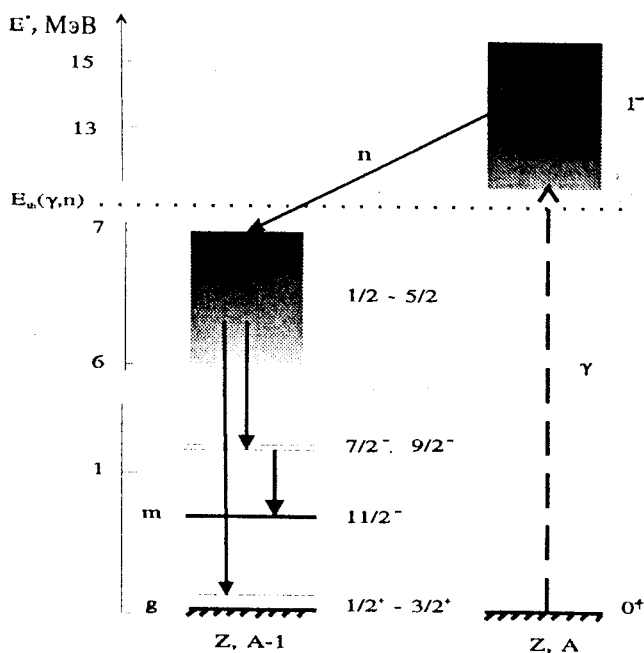


Рис.22. Возбуждение изомерных состояний $11/2^-$ в реакциях (γ, n)

го резонанса, релаксацию его, образование составного ядра, эмиссию из него нейтрона и каскада γ -квантов. Измерения спектра нейтронов в фотоядерных реакциях показали, что он соответствует испарению из составного ядра со средней энергией $\simeq 1$ МэВ [70]. При такой энергии нейтронов они имеют со сравнимой вероятностью угловые моменты $l = 0, 1$ или 2 . Поэтому последовательность спинов в процессе возбуждения изомеров будет 0 (начальное ядро) $\rightarrow 1$ (составное ядро) $\rightarrow 1/2 - 5/2$ (конечное ядро) $\rightarrow 11/2$ (изомер).

При такой схеме вероятность возбуждения изомера или изомерное отношение рассчитываются по рассмотренной выше каскадно-испарительной модели [5,68]. Значения ИО в таком расчете определяются следующими факторами.

1. Параметры, описывающие зависимость плотности уровней от энергии возбуждения (a) и углового момента (σ). Эти зависимости, определяемые выражениями (4.8)—(4.10), обсуждались выше. В изучаемой области ядер с $Z = 46 + 62$ и $N = 61 + 81$ значения этих параметров при энергии связи нейтронов составляют $a = 11 + 22$, $\sigma = 3 + 5$ [26].

2. Энергия возбуждения ядра после испарения нейтрона, предшествующая каскаду γ -квантов. Величина этой энергии определяется выражением:

$$E = \bar{E}_\gamma - B_n - \epsilon_n, \quad (5.2)$$

где \bar{E}_γ — эффективная энергия возбуждения после захвата γ -кванта, B_n и ϵ_n — энергия связи и кинетическая энергия нейтрона. Из формы возбуждения реакций (γ, n) следует, что эффективная энергия возбуждения соответствует положению максимума ГДР и составляет $\simeq 15$ МэВ. При такой величине \bar{E}_γ энергия возбуждения ядра, предшествующая каскаду γ -квантов лежит в интервале $3 + 6$ МэВ для различных ядер.

3. Конкретная схема уровней, через которые происходит заселение изомерного состояния $h_{11/2}$. Для большинства исследованных ядер эта схема неизвестна. Лишь для изотопов ^{123}Te и ^{125}Te , образующихся при захвате тепловых нейтронов, удалось выделить каскад γ -квантов, ведущий от начального состояния к изомерному [71].

Поэтому в расчетах ИО используют схему, соответствующую статистическому распределению уровней по энергии возбуждения и угловому моменту с выбранными параметрами a и σ . В этой схеме важную роль играют уровни с $I^\pi = 7/2^-$ и $9/2^-$. С этих уровней возможны $E2$ -переходы на изомер, и в то же время они наиболее близки по угловому моменту к уровням в начале каскада γ -квантов (рис.22).

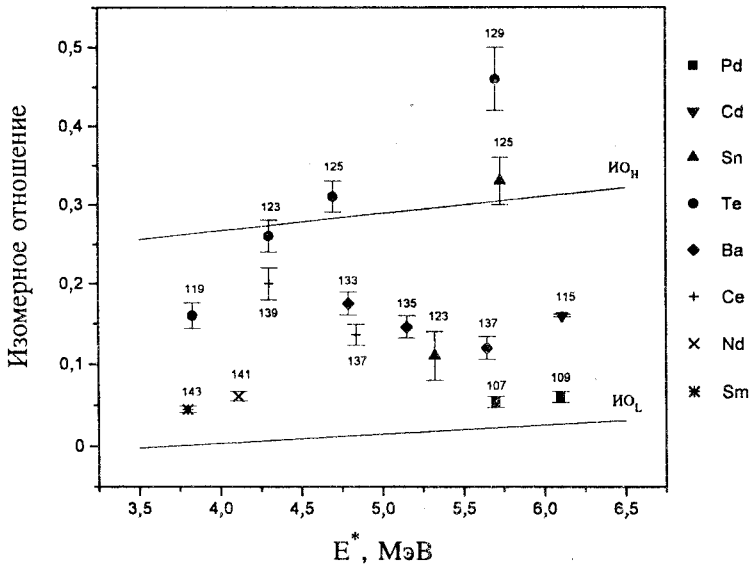


Рис.23. Сравнение экспериментальных и рассчитанных изомерных отношений для состояний $h_{11/2}$

Рассчитанная в этих предположениях с использованием программы EMPIRE [68] зависимость ИО от энергии возбуждения ядра после эмиссии нейтрона (выражение (5.2)) при различных значениях параметров a и σ (максимальных и минимальных) представлена на рис.23. Видно, что большинство экспериментальных значений ИО находится внутри области, ограниченной прямыми с минимальными и максимальными значениями a и σ . Это означает, что подбором этих параметров можно добиться согласия расчетных и экспериментальных ИО. Однако требуемые для этого значения параметров могут заметно отличаться от известных из систематики. Например, практически одинаковые значения ИО для ядер в начале и конце острова изомерии ^{107}Pd и ^{143}Sm требуют и близких значений a и σ , в то время как из данных по нейтронным резонансам они заметно отличаются.

Очевидно, сильное влияние на ИО в этих ядрах оказывают свойства уровней, через которые происходит заселение изомеров, — их положение относительно изомеров, приведенные вероятности радиационных переходов на изомерный уровень. В первую очередь, это уровни $7/2^-$ и $9/2^-$, и их характеристики могут существенно различаться для ядер с разной вероятностью возбуждения изомеров $h_{11/2}$.

6. ВОЗБУЖДЕНИЕ ИЗОМЕРОВ ФОРМЫ В ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ

Как уже отмечалось во введении, одной из причин изомерии может быть большое различие форм ядер в основном и изомерном состояниях. Обычно это различие форм связано с разными значениями квадрупольной деформации. В целом ряде ядер известны возбужденные состояния, которые характеризуются параметром квадрупольной деформации (β_2), заметно отличающимся от аналогичного параметра для основного состояния. Можно выделить три области таких ядер.

1. Переходные ядра (на границе областей деформации), которые в изомерных состояниях могут быть слабдеформированными ($\beta_2 \simeq 0,1-0,2$), а в основных — сильнодеформированными ($\beta_2 = 0,3$), или наоборот. Примерами таких ядер могут служить изотопы ^{152}Eu , ^{158}Ho (в районе $N = 90$), ^{119}Cs (в районе $N = 65$), в которых изомерные состояния имеют заметно меньший параметр деформации по сравнению с основным состоянием.

2. Слабдеформированные ядра, в которых основное и изомерное состояния имеют параметры деформации, не только отличающиеся по величине, но и имеющие разные знаки, т.е. в одном из состояний ядро является вытянутым, а в другом — сплюснутым. Примерами могут служить изотопы Br, I вблизи заполненных нейтронных оболочек, нейтронодефицитные изотопы Hg.

3. Спонтанно делящиеся изомеры в тяжелых ядрах актинидных элементов (от U до Bk). К настоящему времени их известно более 40. Характерной особенностью этих изомеров является резко увеличенная (до 10^{22} раз) вероятность спонтанного деления. В результате этого такой путь распада является преобладающим, и это облегчает их идентификацию и измерение. Ядра в этих изомерных состояниях характеризуются значительно большим параметром квадрупольной деформации ($\beta_2 \simeq 0,6$), чем в основных состояниях ($\beta_2 \simeq 0,27$).

Исследования изомеров формы показали, что запрет для γ -переходов (или других путей разрядки), определяющих времена жизни, существенно зависит от разности параметров деформации в основном и изомерном состояниях [72]. В первых двух областях, где эта разность невелика ($\Delta\beta_2 \leq 0,15$), фактор запрета небольшой, и он вносит лишь несущественную добавку к запрету для γ -переходов, определяемых разностью спинов или их проекций на ось симметрии ядра. Напротив, в случае спонтанно делящихся изомеров, для которых $\Delta\beta_2 \simeq 0,3$, фактор запрета может достигать 10^6-10^{10} .

Представляет большой интерес проследить, как проявляется этот фактор запрета при возбуждении изомеров формы в различных ядерных реакциях. Измерения изомерного отношения для ^{242}Am в реакциях с бомбардирующими частицами от протонов до тяжелых ионов, вносящих в ядро существенно разный угловой момент, показали, что оно остается практически постоянным и составляет $\approx 4 \cdot 10^{-4}$ [73]. Эти измерения подтверждают малое значение спина спонтанно делящихся изомеров и указывают на существование достаточно большого запрета для γ -переходов при заселении изомерного состояния.

Отмеченные выше особенности фотоядерных реакций позволяют более детально исследовать процесс заселения изомеров формы и тем самым судить о системе уровней, через которые проходит это заселение. Были исследованы реакции (γ, γ') , (γ, n) и $(\gamma, 2n)$ в диапазоне энергий γ -квантов $6 + 45$ МэВ, приводящие к образованию спонтанно делящихся изомеров ^{236m}U , ^{237m}Pu , ^{239m}Pu , ^{241m}Pu , ^{240m}Am , ^{242m}Am , ^{243m}Am . Результаты этих исследований систематизированы в обзорах [73,74].

На рис.24 представлены зависимости от энергии γ -квантов выходов, сечений и изомерных отношений для реакции (γ, n) , приводящей к образованию спонтанно делящегося изомера ^{240}Am [73]. Из рис.24 видно, что функция возбуждения имеет вид, характерный для реакции, протекающей через образование составного ядра, испарение из него нейтрона и следующего за ним каскада γ -квантов. Изомерное отношение обнаруживает быстрый рост вблизи порога реакции, а затем выход на плато. Такая же форма функции возбуждения и близкое значение изомерного отношения

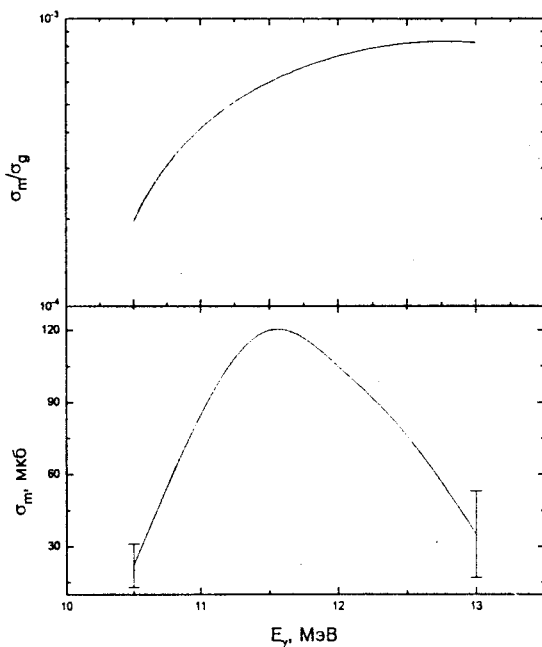


Рис.24. Зависимость от энергии γ -квантов сечения реакции (γ, n) и изомерного отношения для спонтанно делящегося изомера ^{240m}Am

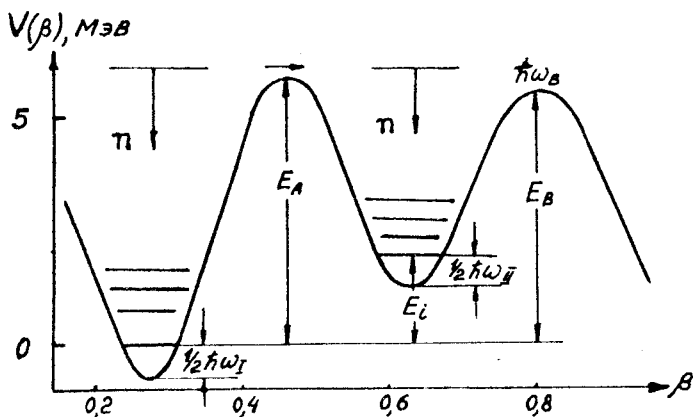


Рис.25. Зависимость потенциальной энергии ядра от его деформации

($\approx 5 \cdot 10^{-4}$) имеет место и для других спонтанно делящихся изомеров — ^{239}Pu , ^{241}Pu , ^{242}Am [73].

Подобное поведение функции возбуждения и изомерного отношения отражает особый механизм заселения изомеров формы (рис.25). Этот механизм определяется сложной формой потенциального барьера в тяжелых ядрах, имеющего двугорбую форму и достаточно глубокий минимум при значении параметра квадрупольной деформации $\beta_2 \approx 0,6$ (рис.25). Нижнее состояние этого второго минимума (первый соответствует основному состоянию) является изомерным, и во втором минимуме находится целая система уровней. Волновые функции этих уровней ограничены в пределах второй ямы, и перекрытие их с волновыми функциями первой ямы очень мало. Этим и объясняется запрет для γ -переходов с изомерного уровня. При поглощении γ -кванта (или любой другой частицы) ядро находится в одном из состояний первой ямы. Из-за сильного взаимодействия между одночастичными и коллективными степенями свободы в ядре часть энергии возбуждения может перейти в форму квадрупольных колебаний, и ядро может приобрести деформацию, соответствующую второй яме. При этом может произойти и обратный процесс — переход энергии деформации в тепловую и образование составного ядра с большой деформацией и энергией возбуждения, отсчитываемой от дна второй ямы. Если при этом произошло испарение нейтрона из ядра, то ядро окажется в одном из нижних состояний второй ямы. Из-за слабого перекрытия волновых функций уровней первой и второй ям разрядка уровней второй ямы путем каскада γ -квантов приведет

к изомеру. При таком механизме реакции сечение образования спонтанно делящегося изомера в реакции (γ, n) имеет вид

$$\sigma_m = \sigma_0 \frac{\Gamma_{f1}}{\Gamma_{f1} + \Gamma_{n1}} \frac{\Gamma_{n2}}{\Gamma_{f2} + \Gamma_{n2}}, \quad (6.1)$$

где σ_0 — сечение образования составного ядра при поглощении γ -кванта, Γ_f и Γ_n — делительная и нейтронная ширины, а символы 1 и 2 относятся к первой и второй потенциальной ямам. При таком механизме заселения изомера формы изомерное отношение определяется выражением

$$\frac{\sigma_m}{\sigma_g} = \frac{\Gamma_{f1}}{\Gamma_{n1}} \frac{\Gamma_{n2}}{\Gamma_{f2} + \Gamma_{n2}}. \quad (6.2)$$

Характерной особенностью ядер, находящихся во второй яме, является то, что у них эта высота барьера E_B заметно ниже энергии связи нейтрона (рис.26). Для исследуемых изотопов Pu и Am эта разница $B_n - E_B \simeq 3$ МэВ. При таком соотношении между B_n и E_B делительная ширина уровней во второй яме много больше нейтронной (это и определяет повышенную вероятность деления из состояний второй ямы). В этом случае ($\Gamma_{f2} \gg \Gamma_{n2}$) изомерное отношение равно

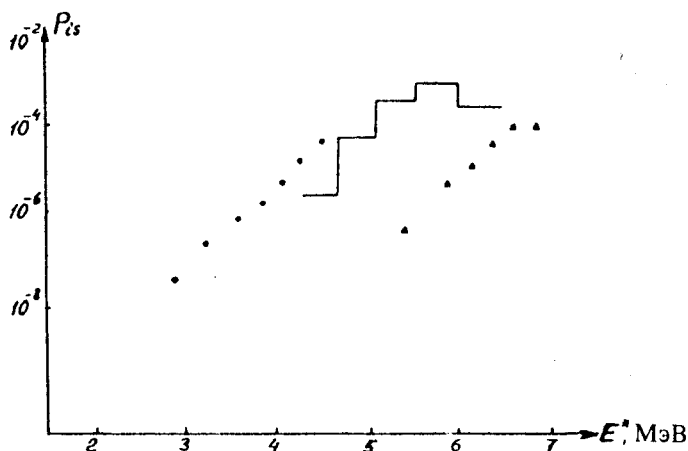


Рис.26. Зависимость изомерных отношений от энергии возбуждения в реакциях $^{235}\text{U}(d, p)^{236m}\text{U}$ (прямая линия), $^{241}\text{Am}(\gamma, n)^{242m}\text{Am}$ (треугольники) и $^{238}\text{U}(\gamma, \gamma')^{238m}\text{U}$ (точки)

$$\frac{\sigma_m}{\sigma_g} = \frac{\Gamma_{f1}}{\Gamma_{f2}} \frac{\Gamma_{n2}}{\Gamma_{n1}} \quad (6.3)$$

В статистической теории ядра нейтронные и делительные ширины при энергии возбуждения E определяются выражениями

$$\Gamma_n = \frac{\int_0^{E-B_n} \rho(E-B_n) E_n dE}{2\pi\rho(E)} \quad (6.4)$$

$$\Gamma_f = \frac{\int_0^{E-B_f} \rho(E-B_f) dE}{2\pi\rho(E)} \quad (6.5)$$

Если для плотности уровней использовать выражение, следующее из модели с постоянной температурой, то изомерное отношение приобретает вид

$$\frac{\sigma_m}{\sigma_g} = e^{\frac{E_B - E_A - E_m}{T}} \quad (6.6)$$

где E_A и E_B — внутренний и внешний барьеры деления, E_m — энергия изомерного уровня (рис.25). Из выражения (6.6) видно, что ИО и его зависимость от энергии возбуждения зависят от параметров барьера деления E_A , E_B , E_m . Поэтому измерения функций возбуждения реакций, приводящих к спонтанно делящимся изомерам позволяют определить эти параметры. Полученные таким способом значения параметров двугорбого барьера деления для изотопов Pu и Am приведены в табл.13.

Как и другие изомерные состояния, изомеры формы могут возбуждаться и при неупругом рассеянии γ -квантов низких энергий. Однако информация об этом типе реакций значительно беднее, чем о реакции (γ, n) , приводящей к спонтанно делящимся изомерам. Имеются лишь данные о сечениях реакций $^{239}\text{Pu}(\gamma, \gamma')$, ^{239m}Pu и $^{243}\text{Am}(\gamma, \gamma')$, ^{243m}Am при энергиях γ -квантов в интервале 7 + 12 МэВ [75] ($\sigma_m \simeq 8$ мкб, $(\sigma_m/\sigma_g) \simeq 5 \cdot 10^{-4}$). При энергиях возбуждения ниже 7 МэВ не наблюдалось образования спонтанно делящихся изомеров, и изомерное отношение $(\sigma_m/\sigma_g) < 10^{-4}$.

Можно более детально судить о зависимости изомерного отношения от энергии возбуждения, если привлечь данные и других реакций — (n, γ) и (d, p) . Включающая эти данные зависимость для изомеров ^{236}U и ^{242}Am представлена на рис.26 [76]. Видно быстрое падение вероятности образо-

Таблица 13. Параметры барьера деления,
полученные из анализа реакций (γ, n) и (γ, γ')

Ядро	Реакция	Параметры барьера, МэВ				
		E_A	E_B	E_m	$h\omega_A$	$h\omega_B$
^{238}U	$^{238}\text{U} (\gamma, \gamma')$	6,0(3)	6,0(3)	3,0(4)	1,2(2)	0,7(2)
^{239}Pu	$^{240}\text{Pu} (\gamma, n)$		5,8(2)	3,3(3)		
	$^{239}\text{Pu} (\gamma, \gamma')$	6,5(3)	5,5(3)		1,0(3)	0,5(2)
^{241}Pu	$^{242}\text{Pu} (\gamma, n)$	6,1(3)	5,1(2)	2,7(3)	1,1(3)	0,6(2)
^{240}Am	$^{241}\text{Am} (\gamma, n)$	6,4(3)	5,2(2)	3,0(3)	0,7(3)	0,4(1)
^{242}Am	$^{243}\text{Am} (\gamma, n)$	6,4(3)	5,1(2)	2,4(3)	0,6(2)	0,4(1)
^{243}Am	$^{243}\text{Am} (\gamma, \gamma')$	6,0(3)	5,5(3)		0,7(2)	0,5(2)

вания спонтанно делящихся изомеров с уменьшением энергии возбуждения ниже 6,5 МэВ. Такая энергия возбуждения соответствует высоте барьера, разделяющего первую и вторую потенциальные ямы. Из представленной на рис.24 зависимости σ_m/σ_g от энергии можно заключить, что существование этого барьера приводит к большому запрету для γ -переходов, заселяющих изомерное состояние. Этот запрет объясняется уже отмеченным выше малым перекрытием волновых функций возбужденных уровней первой и второй потенциальных ям. При энергиях возбуждения выше барьера степень перекрытия волновых функций увеличивается, запрет для γ -переходов уменьшается и изомерное отношение становится таким же, как и в реакциях (γ, n) далеко от порога реакции.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследования фотоядерных реакций с возбуждением изомерных состояний позволяют получить целый ряд новых данных о свойствах уровней, через которые происходит заселение изомеров. Эти данные касаются параметров этих уровней — их энергий, спинов, четностей, нуклонных конфигураций, мультипольностей и приведенных вероятностей радиационных переходов между этими уровнями и основным или изомерным состоянием.

При низких энергиях возбуждения (ниже 2 МэВ) в заселении изомера участвуют уровни, значение спина которых промежуточное между спинами основного состояния и изомера. Эти уровни связаны и с основным состоянием, и с изомерными радиационными переходами низкой мультипольности ($E1, M1, E2$), у которых приведенные вероятности переходов имеют значе-

ния, типичные для переходов между нижними уровнями ядер ($1-10$ в.и. для $E2$ -переходов, 10^{-2} в.и. и 10^{-4} в.и. соответственно для $M1$ - и $E1$ -переходов).

При более высоких энергиях ($2 + 5$ МэВ) в возбуждении участвует сравнительно небольшое число уровней (или групп близко расположенных уровней), связанных с основным состоянием радиационными переходами с большими приведенными вероятностями (в $10-100$ раз большими, чем для переходов между низкими уровнями). И, наконец, в районе энергии связи нейтрона при поглощении γ -кванта ядро оказывается в любом из возбужденных состояний, связанных с основным состоянием $E1$ - или $M1$ -переходами.

При заселении изомера из возбужденных состояний можно отметить две особенности:

1. В деформированных ядрах в радиационных переходах каскада γ -квантов, приводящего к изомеру, практически не проявляется запрет по квантовому числу K . Поэтому происходит заселение уровней ротационной полосы, построенной на изомере, что может заметно увеличить вероятность возбуждения изомера.

2. В то же время в случае изомеров, характеризующихся деформацией, заметно отличающейся от деформации основного состояния, проявляется заметный запрет для радиационных переходов. Этот запрет наиболее сильный при низких энергиях уровней, участвующих в заселении изомера, и убывает с ростом их энергии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Browne E., Firestone R.B.** — Table of Radioactive Isotopes. Ed. V.S.Shikley, Wiley, N.Y., 1986.
2. **Поликанов С.М.** — Изомерия формы атомных ядер. М.: Атомиздат, 1977.
3. **Фуллер Э.Дж., Хейворд Э.** — В кн.: Ядерные реакции. М.: Атомиздат, 1977, т.2, с.114.
4. **Ишханов Б.С., Капитонов И.М.** — Взаимодействие электромагнитного излучения с атомными ядрами. М.: Из-во МГУ, 1979.
5. **Huizenga J.R., Vandenbosch R.** — Phys. Rev., 1960, vol.120, p.1305.
6. **Debertain K., Helmer R.G.** — Gamma- and X-ray Spectrometry with Semiconductor Detectors, North Holland, Amsterdam, 1988.
7. **Капица С.П., Мелехин В.М.** — Микротрон. М.: Наука, 1969.
8. **Schiff L.** — Phys. Rev., 1951, vol.83, p.52.
9. **Ferdinand H. et al.** — NIM, 1971, vol.91, p.135.
10. **Kondev Ph.G., Tonchev A.P., Khristov Kh.G., Zhuchko V.E.** — NIM, 1992, vol.B71, p.126.
11. **Жучко В.Е., Зен Чен Ук** — АЭ, 1985, т.59, с.65.
12. **Тараско М.З., Солдатов А.С., Рудников В.Е.** — АЭ, 1986, т.60, с.290.
13. **Varhue W.J., Williamson T.G.** — Appl. Radiat. Isot., 1986, vol.37, p.155.

14. Fultz S., Bramblett R.L., Caldwell J., Harvey R. — *Phys. Rev.*, 1964, vol.B134, p.1149.
15. Dietrich S.S., Berman B.L. — *ADNDT*, 1988, vol.38, p.199.
16. Bramanis E., Deague T.K., Hicks R.S. et al. — *NIM*, 1972, vol.100, p.59.
17. Cook B.C. — *NIM*, 1963, vol.24, p.256.
18. Ivanchenko V.G. — *FIAN*, 1972, vol.63, p.151.
19. Penfold A.S., Leis J.E. — *Phys. Rev.*, 1959, vol.114, p.1332.
20. Тихонов А.Г. — Доклады АН СССР, 1963, т.151, с.3.
21. Тараско М.З. — Препринт ФЭИ №156, Обнинск, 1969.
22. Жучко В.Е. — *ЯФ*, 1977, т.25, с.299.
23. Блат Д.М., Вайскопф В.Ф. — Теоретическая ядерная физика, М.: ИЛ, 1954.
24. Мальшев А.В. — *ЖЭТФ*, 1964, т.18, с.221.
25. Baba H. — *Nucl. Phys.*, 1970, vol.159, p.625.
26. Didl W., Schant W., Vonach H., Uhl M. — *Nucl. Phys.*, 1973, vol.217, p.269.
27. Sehgal M.L. — *Phys. Rev.*, 1962, vol.128, p.761.
28. Pönitz W.P. — *Z. Phys.*, 1966, vol.197, p.262.
29. Игнатюк А.В., Смиренкин Г.Н., Тишин А.С. — *ЯФ*, 1975, т.21, с.485.
30. Collins C.B., Anderson J.A., Paiss Y. et al. — *Phys. Rev. C*, 1988, vol.38, p.1852.
31. Veres A., Pavlicsek I. — *Acta Phys. Hung.*, 1970, vol.28, p.419.
32. Запаров Э.А., Коблик Ю.Н., Мазитов Б.С., Радюк Т.А. — Прямые реакции и изомерные переходы. Ташкент: ФАН, 1973.
33. Watanabe Y., Mikoyama T. — *Nucl. Sci. Ing.*, 1982, vol.80, p.92.
34. Norman E.B., Kellog S.E., Bertram T. et al. — *Astrophys. Journ.*, 1984, vol.281, p.360.
35. Khanh N.X., Lakosi L., Pavlicsek I. — *Phys. Rev. C*, 1995, vol.51, p.1676.
36. Von Neumann-Cosel P., Richter A., Spieler C. et al. — *Phys. Lett.*, 1991, vol.B266, p.9.
37. Huber M., von Neumann-Cosel P., Richter A. et al. — *Nucl. Phys. A*, 1993, vol.559, p.253.
38. Carrol J.J., Byrd M.J., Richmand D.G. et al. — *Phys. Rev. C*, 1991, vol.43, p.1238.
39. Мазур В.М., Соколюк И.В., Биган З.М., Кибкало И.Ю. — *ЯФ*, 1993, т.56, с.20.
40. Lakosi L., Pavlicsek I., Veres A. — *Acta Phys. Hung.*, 1991, vol.69., p.169.
41. Balabanov N.P., Belov A.G., Gangrsky Yu.P. et al. — *JINR*, E15-93-370, Dubna, 1993.
42. Carrol J.J., Anderson J.A., Glesener J.W et al. — *Astr. J.*, 1989, vol.344, p.454.
43. Collins C.B., Eberhard J.W., Gleser J.W., Andersen J.A. — *Phys. Rev. C*, 1988, vol.37, p.2267.
44. Collins C.B., Carroll J.J., Sinoz T.W., Byrd M.J. et al. — *Phys. Rev. C*, 1990, vol.42, p.R1813.
45. Белов А.Г., Гангрский Ю.П., Зузаан П., Тончев А.Н. — *Изв. РАН, сер. физ.* 1996, т.60, с.21.
46. Oganessian Yu.Ts., Karamian S.A., Gangrski Yu.P. et al. — *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 1992, vol.18, p.393.
47. Вишневский И.Н., Желтоножский В.А., Мазур В.М., Решитько С.В. — *Изв. АН СССР*, 1983, т.53, с.171.

48. Джилаваня Л.З., Лазарева Л.Е., Понамарев В.Н., Сорокин А.А. — ЯФ, 1981, т.33, с.591.
49. Бодров И.В., Давыдов М.Г., Михеев А.П. — АЭ, 1993, т.75, с.75.
50. Желтоножский В.А., Ломоносов В.И., Мазур В.М., Соколюк И.В. — АЭ, 1990, т.68, с.441.
51. Давыдов М.Г., Магера В.Г., Трухов А.В., Шомуразов Э.М. — АЭ, 1985, т.58, с.47.
52. Вишнеvский И.Н., Желтоножский В.А., Мазур В.М., Биган З.М. — Вопросы атомной науки и техники, сер. физ., 1991, вып.1, с.21.
53. Bartsch H., Huber K., Kneissl U., Krieger H. — Nucl. Phys., 1976, vol.A256, p.243.
54. Gryntakis E., Cullen D.E., Mundy G. — Handbook on Nuclear Activation Data No.273, IAEA, Vienna, 1987.
55. Schmidt T. — Z. Phys., 1937, vol.106, p.358.
56. Белов А.Г., Гангрский Ю.П., Тончев А.П., Балабанов Н.П. — ЯФ, 1996, т.59, No.4; Preprint JINR, E15-95-264, Dubna, 1995.
57. Белов А.Г., Гангрский Ю.П., Тончев А.П., Балабанов Н.П., Христов Х.Г. — ЯФ, 1996, т.59, No.3, с.389.
58. Хиен Ф.З., Зуи Н.К., Ань Н.Т. — ЯФ, 1982, т.35, с.257.
59. Luc H.D., Thier T.D. — Bulg. J. Phys. 1987, vol.14, p.153.
60. Давыдов М.Г., Магера В.Г., Трухов А.В. — АЭ, 1987, вып.4, т.62, с.236.
61. Бодров И.В., Давыдов М.Г., Рахманов И.Б., Трухов А.В. — ЯФ, 1994, т.57, с.1347.
62. Mazur V.M., Bigan Z.M., Sokolyuk I.V. — Laser Physics, 1995, vol.5, No.2, p.273.
63. Биган З.М., Мазур В.М., Соколюк И.В., Ломоносов В.И. — Укр. физ. журн., 1990, т.35, No.2, с.173.
64. Belov A.G., Gangrsky Yu.P., Kondev Ph.G. et al. — Workshop on Applications of Microtrons, Plovdiv, 1991, p.106.
65. Haustein P.E., Voigt A.F. — J. Inorg. Nucl. Chem., 1971, vol.33, No.2, p.289.
66. Raman S. et al. — ADNDT, 1989, vol.42, p.1.
67. Raghavan P. — ADNDT, 1989, vol.42, p.189.
68. Herman M., Marcinkowki A., Stankiewicz K. — Comp. Phys. Comm., 1984, vol.33, p.373.
69. Мазур В.М., Желтоножский В.А., Биган З.М. — ЯФ, 1995, т.58, с.970.
70. Горячов А.М., Залесный Г.Н. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1990, т.54, с.2240.
71. Honzatko J., Kopcsny K., Tomandl I. — Z. Phys., 1993, vol.A345, p.429.
72. Гангрский Ю.П. — ЭЧАЯ, 1978, т.9, с.383.
73. Gangrsky Yu.P., Markov B.N., Tsypenyuk Y.M. — Fort. Phys., 1974, b.22, p.199.
74. Kneissl U., Gunter W., Huber K., Krieger H. — Fort. Phys., 1982, b.30, p.311.
75. Гангрский Ю.П., Марков Б.Н., Харисов Х.Ф., Ципенюк Ю.М. — Письма в ЖЭТФ, 1971, т.14, с.370.
76. Гангрский Ю.П. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1978, т.41, с.920.