

# ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СПОНТАННО ДЕЛЯЩИХСЯ ИЗОМЕРОВ

*В. Г. Недорезов*

Институт ядерных исследований АН СССР, Москва

*С. М. Поликанов*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В обзоре рассмотрены результаты проводившихся в последние годы экспериментов и перспективы исследования свойств спонтанно делящихся изомеров. Основное внимание уделено эффектам, позволяющим определить величину равновесной квадрупольной деформации изомерных состояний.

The experimental data on fission isomers obtained in last years and research perspectives are considered. The main attention is paid to effects to determine the equilibrium quadrupoles deformation parameters.

## ВВЕДЕНИЕ

В последние годы довольно широко распространилось представление об изомерии формы атомных ядер. В настоящее время с этой гипотезой связывается существование изомерных состояний, электромагнитный переход из которых в расположенные при меньших энергиях состояния сильно подавлен из-за большого различия в форме ядра. Толчком к развитию такого рода идей явилось исследование спонтанно делящихся изомеров СДИ, обнаруженных в Дубне в 1962 г. [1]. Вопрос о существовании ядерных изомеров формы, имеющих большую энергию возбуждения, по существу был впервые поставлен Хиллом и Уилером [2], которые предполагали, правда качественно, без теоретических оценок, что существуют метастабильные состояния с энергией возбуждения порядка энергии связи нейтрона, которые соответствуют ядрам с формой сплюснутого эллипсоида, в отличие от основных состояний ядер, обладающих формой вытянутого эллипсоида вращения.

Сейчас накоплен большой экспериментальный материал об энергиях возбуждения, периодах полураспада и других свойствах примерно сорока обнаруженных в области  $U - Cm$  изомерных состояний (см., например, работу [3]). В последние годы экспериментальное исследование свойств СДИ вышло на качественно

новый уровень [4—7]. Предпринято детальное изучение таких характеристик изомеров, как спин, момент инерции, магнитный момент; исследуются различные способы заселения и распада изомерных состояний.

Для объяснения особенностей деления ядер, не описываемых простой капельной моделью, и в том числе спонтанного деления ядер-изомеров, предлагались различные модели: сверхтекучая модель Соловьева — Арсеньева [8], двухцентровая модель Грайнера — Черданцева [9—12], модель  $\lambda$ -мезонной конденсации Мигдала [13] и др. Наиболее плодотворным оказался метод оболочечной поправки Струтинского [14, 15], который претендует сейчас на общее описание широкого класса эффектов, связанных с изменением форм атомных ядер. В этом методе количественно обосновывается роль оболочечных эффектов в процессах деформации атомных ядер, впервые отмеченную Гейликманом [16], и утверждается представление о СДИ как о состояниях с аномально большой равновесной деформацией.

Прямых экспериментальных данных, подтверждающих ту или иную модель, пока нет. Предлагавшиеся методы, например изучение эффектов, связанных с оптической анизотропией ядер [17, 18], измерение изомерного сдвига уровней атома в рентгеновских и оптических переходах [19], а также в  $\mu$ -мезоатомах, определение квадрупольного и магнитного моментов ядер-изомеров, поиски изомерных состояний с малым спином в области редкоземельных элементов, пока не дали определенного результата.

В последнее время появилось много обзоров [3, 20—32], посвященных проблеме исследования СДИ, однако большинство из них не затрагивает результатов, полученных в 1973—1975 гг. В данном обзоре обсуждаются последние экспериментальные данные и перспективы исследования СДИ.

## 1. СПЕКТРОСКОПИЯ ИЗОМЕРНЫХ СОСТОЯНИЙ

Измерение моментов инерции ядер-изомеров  $^{240m}\text{Pu}$  и  $^{236m}\text{U}$  явилось одним из самых впечатляющих экспериментов, проведенных в последнее время, и результаты подробно обсуждались в литературе (см., например, [32]). Идентификация ротационной полосы, построенной на изомерном состоянии  $0^+$ ,  $^{240m}\text{Pu}$  [4] и  $^{236m}\text{U}$  [32], позволила определить, что момент инерции ядер-изомеров примерно в два раза превышает момент инерции ядер, находящихся в основном состоянии. Экспериментальные данные, совпадающие для обоих ядер в пределах  $\pm 1,5\%$ , относительно моментов инерции основных и изомерных состояний, а также расчетные кривые [33], сделанные по кренкинг-модели для двух случаев: 1) сила спаривания  $G$  пропорциональна поверхности ядра и 2)  $G = \text{const}$ , приведены на рис. 1. Для обоих случаев момент инерции изомера

соответствует равновесной квадрупольной деформации  $\beta = 0,6$ . Точности эксперимента недостаточно, чтобы определить зависимость  $G$  от  $S$ .

На рис. 2 показана зависимость, отражающая различие в изменении расстояния между уровнями ротационной полосы основного и изомерного состояний  $^{240m}\text{Pu}$  [32]. Из рисунка видно, что

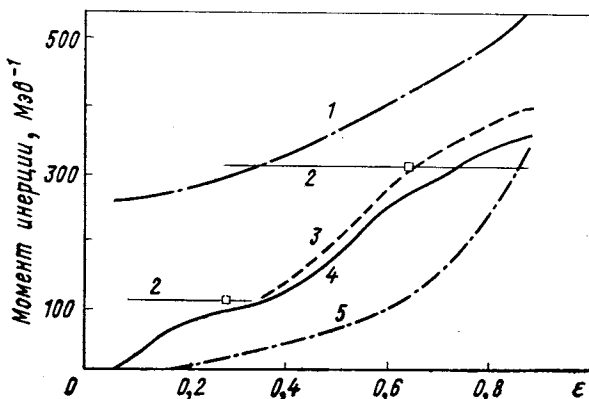


Рис. 1. Зависимость теоретических и экспериментальных данных моментов инерции ядер  $^{236}\text{U}$  и  $^{240}\text{Pu}$  от деформации  $\epsilon$  [32]:

1 — жесткий ротатор; 2 — эксперимент; 3 —  $G = \text{const}$ ;  
4 —  $G \sim S$ ; 5 — жидкая капля

$A_{\text{ground}}/A_{\text{isomer}} = 2,15$ , где  $A$  — ротационная константа. Таким образом, можно считать установленным тот факт, что момент инерции ядер-изомеров аномально велик, однако однозначной интерпретации его пока нет. Наряду с общепринятой гипотезой об изомерии формы этот факт можно объяснить разрушением спаривания нуклонов в ядре, т. е. фазовым переходом из сверхтекучего в нормальное состояние [34]. Момент инерции увеличится как раз вдвое, поскольку спаренные нуклоны не вносят вклада в полный момент ядра. Поэтому особенно важно кроме измерения моментов инерции осуществить измерение квадрупольных и магнитных моментов. Результаты экспериментального исследования  $g$ -факторов изомерных состояний  $^{237m1}\text{Pu}$ ,  $T_{1/2} = 1,1 \text{ мксек}$  и  $^{237m2}\text{Pu}$ ,  $T_{1/2} = 100 \text{ нсек}$ , полученные измерением частоты прецессии спина ядра во внешнем магнитном поле, приведены в работе [6]. Экспериментальное значение  $g = 0,14 + 0,02$  (для состояния с  $T_{1/2} = 1,1 \text{ мксек}$ ) не согласуется с теоретическими оценками:

$$g = \left[ 1 - \frac{k^2}{I(I+1)} \right] g_R + \frac{k^2}{I(I+1)} g_\Omega, \quad (1)$$

где  $g_R$  — магнитный момент коллективного потока нуклонов, равный  $0,35 \pm 0,04$  (из других измерений);  $g_\Omega$  — магнитный момент неспаренных нуклонов:

$$g_\Omega = \frac{g_e}{\Omega} \langle l_z \rangle + \frac{g_s}{\Omega} \langle s_z \rangle; \tag{2}$$

$I, l, s$  — квантовые числа;  $k$  — проекция  $I$  на ось симметрии ядра;  $\Omega$  — ларморовская частота прецессии;  $g, s$  описаны в работе [35]. Теоретические оценки  $g$ -фактора для  $I = 7/2$  и  $9/2$  дают значения  $0,32 \pm 0,03$  и  $0,25 \pm 0,03$  соответственно. Значения спина  $I$  для данного состояния  $^{237m}\text{Pu}$  определены независимо, о чем будет сказано ниже. В работе [36], где подробно исследовались свойства одночастичных уровней во второй потенциальной яме ядра  $^{237}\text{Pu}$ , указывалось, что за счет увеличения деформации  $g$ -фактор должен возрастать, хотя и незначительно (при росте параметра деформации в 2 раза  $g$ -фактор увеличивается на 10—15%). Таким образом, экспериментальное значение  $g = \mu/I$ , где  $\mu$  — магнитный момент, в случае возбужденного уровня  $^{237m}\text{Pu}$  меньше теоретического. Что касается второго состояния ( $T_{1/2} = 100$  нсек), то для него экспериментальное значение  $g = 0,56 \pm 0,06$  удовлетворительно согласуется с теоретическими, если принять  $I = 3/2$ . Такое значение спина согласуется с данными, полученными из угловых распределений.

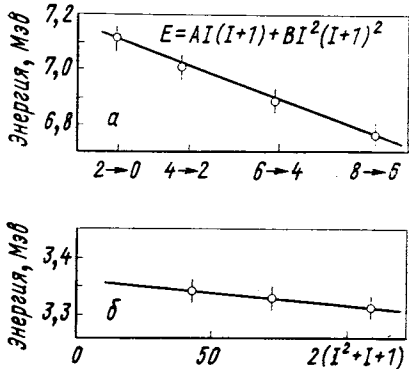


Рис. 2. Энергии переходов между уровнями ротационной полосы, построенной на основном и изомерном состояниях  $^{240}\text{Pu}$  [32]:

$a$  — основное состояние,  $A = 7,156$  кэв,  $B = -3,55$  эв;  $\delta$  — изомерное состояние,  $A = 3,331 \pm 0,008$  кэв,  $B = -0,17 \pm 0,10$  эв

Следует заметить, что эксперименты по исследованию магнитных моментов СДИ представляют собой естественное продолжение работ по измерению угловых распределений запаздывающих осколков деления. Отличие в методике состоит лишь в том, что из-за наличия внешнего магнитного поля функция углового распределения оказывается зависящей также от времени:

$$W_I^h(\theta, t) = \sum_{\lambda} A_{\lambda} G_{\lambda} P_{\lambda}(\cos(\theta - 2\Omega t)), \lambda = 0, 2, \dots, 2I,$$

где  $\theta$  — угол между направлением вылета осколков деления и направлением пучка;  $P_{\lambda}$  — полиномы Лежандра;  $G_{\lambda}$  — коэффициен-

ты, описывающие ослабление степени выстраивания спина, в основном за счет действия внешенядерных полей;

$$A_{\lambda} = \frac{1}{2} (2I + 1) \langle IKI - K | \lambda 0 \rangle \sum_M (-)^{K-M} \langle IMI - M | \lambda 0 \rangle a_M^I;$$

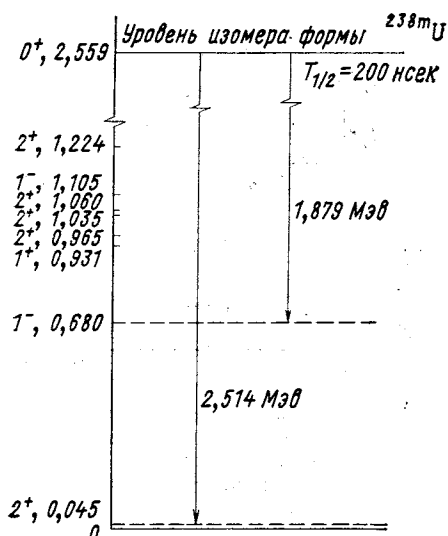
$a_M^I$  — вероятности распределения спина  $I$  по проекциям на ось пучка ( $M$  — магнитные квантовые числа), которые описываются гауссовым распределением  $a_M^I = \exp[-M^2/2\sigma_M^I]/2\pi\sigma_M^I$  с шириной

$\sigma_M \approx \mu\sqrt{n}$ , где  $\mu$  — средний уносимый каскадными частицами момент;  $n$  — число испаряемых частиц.

Основное достоинство метода состоит в том, что измеряемый параметр  $\Omega$  — частота процессии — не зависит от степени выстраивания спина, углового и фазового разрешения и других экспериментальных условий, которые трудно точно определить и которые влияют лишь на коэффициенты ослабления  $G_{\lambda}$  в функции угловой анизотропии.

Обычные спектроскопические методы определения спина при работе с изомерами не дают результатов, поскольку многочисленные попытки обнаружить  $\gamma$ -,  $\beta$ -,  $\alpha$ -распад ядер-изомеров оканчивались неудачей.

Рис. 3. Схема  $\gamma$ -распада ядра  $^{238m}\text{U}$  из изомерного состояния на уровне первой потенциальной ямы [5]



Можно полагать [37—39], что спонтанное деление является основным видом распада ядер  $^{239m}\text{Pu}$ ,  $^{241m}\text{Pu}$ ,  $^{240m}\text{Am}$ ,  $^{241m}\text{Am}$ . Единственный эксперимент, при котором наблюдался  $\gamma$ -распад изомера ( $^{238m}\text{U}$ ,  $T_{1/2} = 200$  нсек), был выполнен Руссо, Педерсоном и Ванденбошем [5]. Схема  $\gamma$ -распада из изомерного состояния  $0^+$  при энергии  $2,559$  Мэв на уровне первой потенциальной ямы  $2^+$ ,  $0,045$  Мэв, и  $1^-$ ,  $0,680$  Мэв, приведена на рис. 3. Вероятность  $\gamma$ -распада примерно в 20 раз превышает вероятность деления. Это говорит о том, что проникаемость внутреннего барьера деления у ядра  $^{238}\text{U}$  выше, чем внешнего. Отсутствие  $\gamma$ -каскада подтверждает гипотезу двугорбого барьера, однако сам факт  $\gamma$ -перехода между состояниями с различной деформацией требует дополнительного объяснения.

В дополнение к изучению распадов изомерных состояний важную спектроскопическую информацию можно получить, исследуя заселение изомерных уровней. Кроме уже упоминавшихся результатов работ Шпехта, Вебера, Конечного, Хьюнемана и др., в которых использовалась методика измерения спектров конверсионных электронов в режиме задержанных совпадений с осколками деления, других данных нет. Работы по этой методике весьма сложны и трудоемки. Наибольшую информацию о значении спинов изомеров дают сейчас эксперименты по изучению угловых распределений осколков деления ориентированных ядер-изомеров. Во всех экспериментах ориентация производилась за счет переданного ядру-мишени импульса от налетающей частицы. Степень ориентации для реакций с  $\alpha$ -частицами, а также влияние на нее различных эффектов, в основном испарения нейтронов и  $\gamma$ -квантов, рассмотрена в работах [36, 40].

Экспериментальные данные об анизотропии угловых распределений осколков деления ядер, находящихся в различных изомерных состояниях, а также данные о спине  $I$  и его проекции на ось симметрии ядра  $K$  приведены в таблице. Некоторое расхождение

Таблица угловой анизотропии осколков деления и наиболее вероятных значений  $I, K$  изомерных состояний

Ядро	$T_{1/2}$ , нсек	$W(\theta)/W(90^\circ)$			$I, K$	Литература
		$\theta = 0^\circ$	$\theta = 13^\circ$	$\theta = 55^\circ$		
$^{236m}\text{Pu}$	30	$0,70 \pm 0,15$	—	—	4, 4	[41]
$^{237m1}\text{Pu}$	45	—	$0,58 \pm 0,16$	$0,67 \pm 0,16$	$5/2, 5/2$	[7]
$^{237m1}\text{Pu}$	114	$0,90 \pm 0,15$	—	—	—	[41]
$^{237m2}\text{Pu}$	1100	—	$1,41 \pm 0,14$	$1,17 \pm 0,20$	$11/2, 7/2$	[7]
$^{238m}\text{Pu}$	6	—	$0,68 \pm 0,09$	$0,78 \pm 0,20$	$3, 3$	[7]
$^{240m}\text{Pu}$	3,8	$1,50 \pm 0,80$	—	—	0, 0	[41]
$^{241m}\text{Cm}$	10	—	$2,00 \pm 0,04$	—	$11/2, 3/2$	[7]
$^{241m}\text{Cm}$	15	$1,87 \pm 0,40$	—	—	—	[41]
$^{243m}\text{Cm}$	40	$1,20 \pm 0,20$	—	—	—	[41]

в данных по угловой анизотропии, которая для ряда ядер была измерена двумя группами авторов, объясняется, по-видимому, использованием различных методик регистрации осколков деления. В работе Галери и др. [41] изучалось угловое распределение ядер отдачи, распадающихся на легу в вакууме. При этом начальная ориентация спина ядра существенно меняется благодаря взаимодействию между магнитным или электрическим моментом ядра

отдачи и внешними полями, например магнитным полем сильноионизованного атома отдачи. Причем чем больше отношение времени жизни делящегося изомера к периоду прецессии ядра, тем сильнее будет уменьшаться анизотропия в угловом распределении осколков. Для того чтобы частично избежать этой трудности, Шпехт и другие использовали методику, в которой ядра отдачи останавливались в металлическом свинце, кубическая решетка которого способствует сохранению ориентации [7]. Данные по угловой анизотропии для ядер  $^{241m}\text{Cm}$ ,  $^{238m}\text{Pu}$ ,  $^{237m_1m_2}\text{Pu}$  приведены на рис. 4.

Особый интерес представляет спектроскопия изомеров, у которых обнаружены два изомерных состояния. В настоящее время

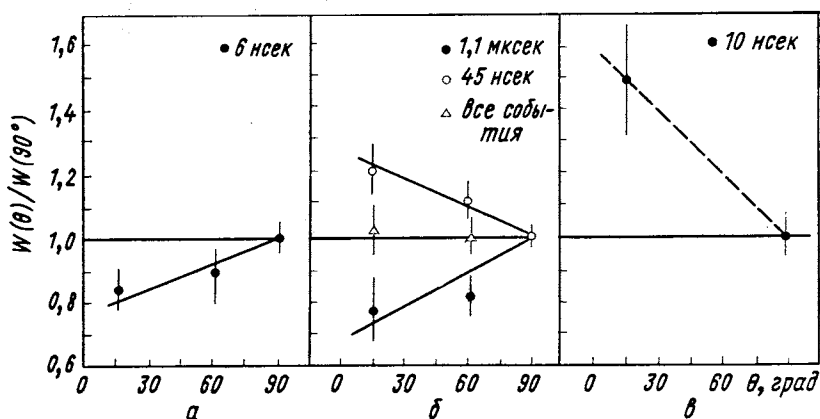


Рис. 4. Угловые распределения осколков деления ориентированных ядер изомеров [7]:

а —  $^{238}\text{U}$  ( $\alpha$ , 2n)  $^{238m}\text{Pu}$ ; б —  $^{235}\text{U}$  ( $\alpha$ , 2n)  $^{237m}\text{Pu}$ ; в —  $^{239}\text{Pu}$  ( $\alpha$ , 2n)  $^{241m}\text{Cm}$

известно пять таких изотопов:  $^{242m}\text{Bk}$  (9,5 нсек; 600 нсек) [42],  $^{238m}\text{Pu}$  (0,05 нсек, 30 нсек) [43],  $^{242m}\text{Pu}$  (3,5 нсек; 30 нсек) [43]. Наиболее подробно изучены состояния  $^{237m}\text{Pu}$  (100 нсек; 1 мсек) [44—46] и  $^{238m}\text{Pu}$  (0,6 нсек; 6,5 нсек) [43, 47].

Попытки обнаружить изомерные состояния у нечетно-нечетных ядер америция не дали положительного результата [48]. Существование нескольких изомерных состояний вполне естественно объясняется в рамках модели двугорбого барьера. Эксперименты по угловым распределениям показывают, что разные состояния одного изотопа различаются знаком анизотропии и что возбужденные состояния имеют более высокий спин (см. таблицу и рис. 4). Энергии возбуждения различных состояний у четно-четных ядер различаются примерно на 1 Мэв, у нечетно-четных — значительно меньше. Сечения образования отличаются примерно на порядок. Исходя из этих данных, природа возбужденных изо-

мерных состояний четно-четных ядер обычно связывается с двух-квазичастичными возбуждениями. Структура уровней ( $2\Delta = 1$  Мэв) у изомеров аналогична структуре уровней у тяжелых четно-четных ядер, находящихся в основном состоянии, что показано на рис. 5 [47].

Для нечетных ядер запрет на электромагнитный переход возникает вследствие большой разницы в спинах состояний. Расчеты, выполненные для различных ядерных потенциалов, показывают,

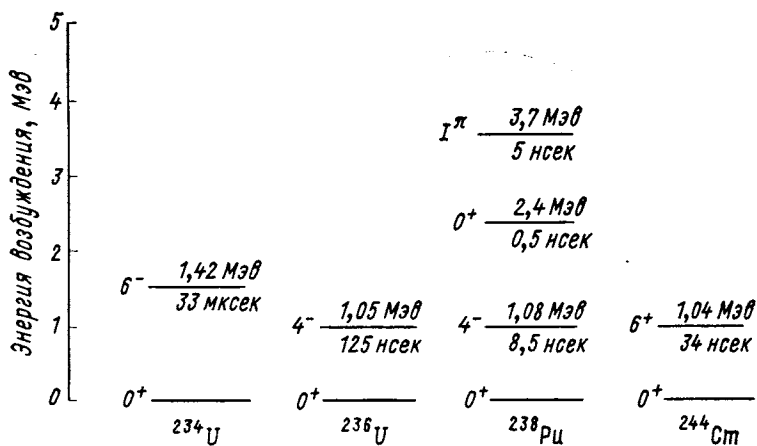


Рис. 5. Энергия возбуждения нижних уровней тяжелых четно-четных ядер [47]

что вблизи поверхности Ферми имеется достаточное число одночастичных уровней с высоким спином (при равновесной деформации, соответствующей изомерам формы  $\beta \approx 0,5$ ). Это видно из рис. 6, где приведена схема одночастичных уровней, рассчитанная В.В.Пашкевичем для трансурановой области ядер [48], в которой использовался потенциал Вудса — Саксона с учетом спин-орбитального взаимодействия, пропорционального градиенту потенциала. В рамках метода оболочечной поправки существование нескольких изомерных уровней не исключается и в случае малых спинов, если допустить, что разрежение одночастичных уровней (минимум потенциальной энергии) может наблюдаться для ядер не только с соотношением осей ядра-эллипсоида  $\omega_1 : \omega_2 = 1 : 2$ , но и с  $\omega_1 : \omega_3 = 1 : 3$ ;  $2 : 3$  и т. д. [32]. Запрет на  $\gamma$ -переход возникает за счет разницы в деформациях этих состояний.

Измерение массовых и энергетических распределений осколков деления ядер-изомеров служит дополнительным источником инфор-



мации о структуре барьера. Энергетические распределения осколков деления ядер  $^{239m}\text{Am}$ ,  $^{237m}\text{Pu}$ ,  $^{238m}\text{U}$ ,  $^{239m}\text{Am}$ ,  $^{240m}\text{Pu}$  исследовались в реакции с заряженными частицами: протонами, дейтонами [49],  $\alpha$ -частицами [4]. Использовалась методика ядер отдачи [50], осколки регистрировались полупроводниковыми поверхностно-барьерными детекторами. Все полученные для изомерных состояний распределения в общем повторяют соответствующие распределения мгновенных осколков деления, измеренные при малых энергиях возбуждения ядра. Отношение пик/впадина для  $^{239m}\text{Am}$

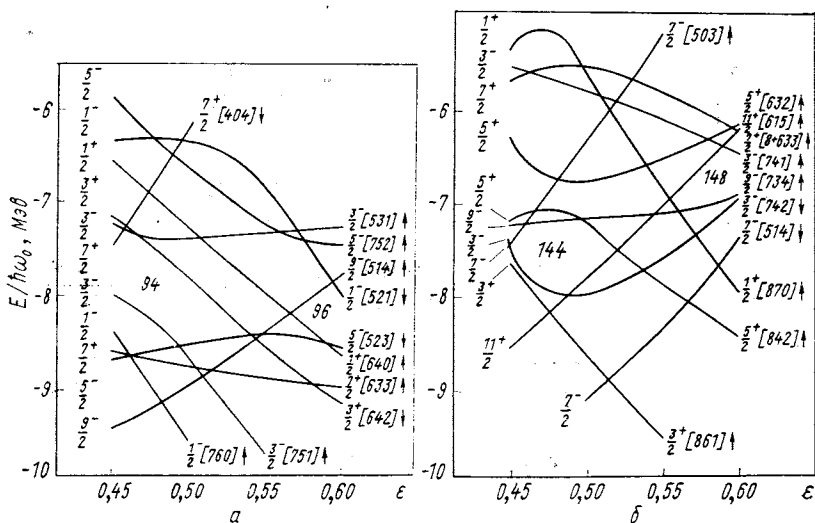


Рис. 6. Схема одночастичных уровней, рассчитанная для области деформаций, соответствующих изомерам формы (расчет с потенциалом Вудса — Саксона с учетом спин-орбитального взаимодействия, пропорционального градиенту потенциала) [48]:

а — протоны; б — нейтроны

составляет  $\geq 30$ , для  $^{237m}\text{Pu}$  —  $\geq 11$ ,  $^{238m}\text{U}$  —  $\geq 7$ . Большая асимметрия по массам в случае деления ядра из изомерного состояния приводит к тому, что энергетический спектр осколков запаздывающего деления, измеренный, например, в реакции  $(\alpha, 2n)^{240m}\text{Pu}$ , более похож на спектр осколков спонтанного деления, чем вынужденного при  $E_\alpha = 25 \text{ МэВ}$  [4]. Аналогия спонтанного деления изомеров с вынужденным делением при малых энергиях возбуждения отмечается также в работе [45], где приводятся результаты измерения энергетического распределения осколков деления изомера  $^{237m}\text{Pu}$  в  $(d, 2n)$ -реакции.

## 2. ИССЛЕДОВАНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ СДИ В ПОДБАРЬЕРНОЙ ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ ВОЗБУЖДЕНИЯ

Одним из способов исследования изомерии формы является изучение сечений глубоко подбарьерного деления атомных ядер. Естественно предположить, что при уменьшении энергии возбуждения ядра роль второго минимума, с которым связано существование СДИ, будет увеличиваться. Об этом свидетельствуют, в частности, особенности подбарьерного деления: наличие широких делительных резонансов в реакциях с нейтронами,  $\gamma$ -квантами, а также заряженными частицами; наличие тонкой структуры этих резонансов и т. п. Наиболее удобным средством изучения подбарьерного деления являются реакции с  $\gamma$ -квантами, которые позволяют изучать функции возбуждения вплоть до энергии  $E_{\text{возб}} \approx 2,5 \text{ Мэв}$ , т. е. на 3—4 Мэв ниже барьера.

Исходя из модели двугорбого барьера, Боуман предположил [51], что при облучении ядер  $\gamma$ -квантами с энергией  $E_\gamma \leq 4 \text{ Мэв}$  будет наблюдаться деление, осуществляемое преимущественно через изомерные состояния. Запаздывающее деление становится более вероятным потому, что при уменьшении энергии возбуждения ядра, находящегося во второй потенциальной яме, проникаемость внешнего барьера уменьшается намного быстрее, чем вероятность  $\gamma$ -распада. Вероятность деления из изомерных, т. е. низших состояний второй потенциальной ямы, не зависит от энергии возбуждения; меняется только вероятность заселения этих состояний. Следовательно, сечение фотоделения будет определяться только проникаемостью внутреннего барьера. Эти наглядные соображения можно получить на основе феноменологических расчетов, обычно используемых для анализа образования СДИ в рамках модели двугорбого барьера:

$$\sigma_f = \sigma_c \frac{P_A}{P_A + P_{\gamma_1}} \left( \frac{P_B}{P_A + P_B + P_{\gamma_2}} + \frac{P_{\gamma_2}}{P_A + P_B + P_{\gamma_2}} \right), \quad (3)$$

где  $\sigma_f$  — сечение фотоделения;  $\sigma_c$  — сечение образования составного ядра;  $P_A$ ,  $P_B$  — проникаемость внутреннего и внешнего барьеров;  $P_{\gamma_1}$ ,  $P_{\gamma_2}$  — вероятности  $\gamma$ -распада в первой и второй потенциальных ямах;  $P_A/(P_A + P_{\gamma_1})$  — вероятность перехода во вторую потенциальную яму;  $P_B/(P_A + P_B + P_{\gamma_2})$ ,  $P_{\gamma_2}/(P_A + P_B + P_{\gamma_2})$  — вероятности мгновенного и запаздывающего деления соответственно. Для параболического барьера

$$P_i(E) = \exp \{2\pi(E - E_{fi})/\hbar\omega_i\}; \quad (4)$$

$$E - E_{fi} \gg \hbar\omega_i/2\pi,$$

где  $E_{fi}$ ,  $\hbar\omega_i$  — высота  $i$ -го барьера и его кривизна.

При  $P_B \gg P_{\gamma_2}$  будет осуществляться в основном мгновенное деление, в обратном случае — запаздывающее. Связанное с этим эффектом уменьшение наклона энергетической зависимости сечения фотоделения, получившее название изомерного шельфа, экспериментально было обнаружено Боуманом и др. [52] для

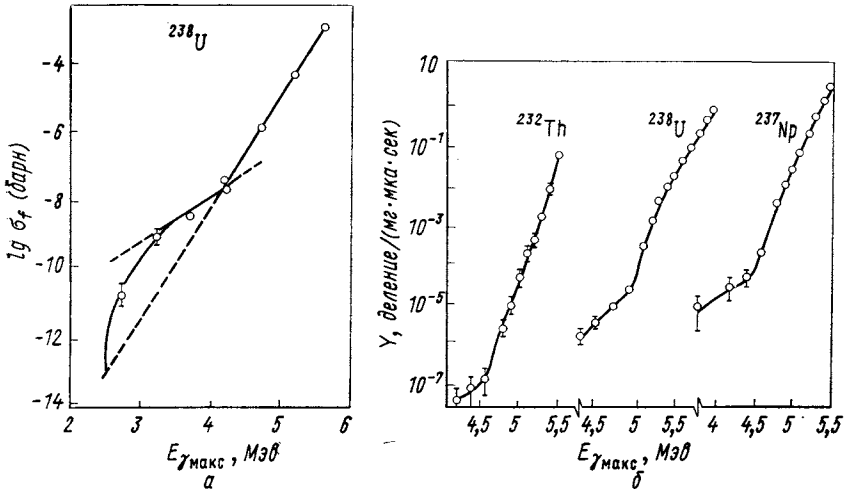


Рис. 7. Зависимость сечения подбарьерного фотоделения от энергии  $\gamma$ -квантов по данным работ [52] (а) и [53] (б)

$^{238}\text{U}$ ,  $E_\gamma = 2,75 \div 5,75 \text{ Мэв}$ , и В. Е. Жучко и др. [53] для ядер  $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{237}\text{Np}$ ,  $E_\gamma = 3,8 \div 5,5 \text{ Мэв}$ . Эти зависимости показаны на рис. 7.

Следует отметить, что обнаружение шельфа в глубоко подбарьерной области фотоделения  $^{232}\text{Th}$  является пока единственным указанием на существование изомерных состояний, распадающихся делением, у ядер легче U. Вероятность образования спонтанно делящихся изомеров Th (по отношению к полной вероятности возбуждения составного ядра) по крайней мере на два порядка меньше, чем в случае ядер с  $Z \geq 92$ . Возможно, это отчасти объясняется весьма малой делимостью  $^{232}\text{Th}$ .

### 3. ДАЛЬНЕЙШИЕ ПУТИ ИССЛЕДОВАНИЯ СДИ

Наряду с уже упоминавшимися спектроскопическими методами исследования изомеров формы (измерение моментов инерции, магнитных моментов, изучение различных ветвей распада и т. п.) необходим более широкий подход к изучению их свойств. Наиболее важными по-прежнему остаются эксперименты, которые могли бы

дать прямую информацию о значении равновесной деформации изомеров. Как уже упоминалось, существует возможность объяснения имеющихся экспериментальных данных, не связанная с гипотезой об изомерии формы. Например, согласно сверхтекучей модели [8] в ядре при энергии возбуждения, равной примерно 2—3 *Мэв*, могут существовать виды возбуждения, обусловленные переходами ядерной материи из сверхтекучего в нормальное состояние. В обоих случаях ядро имеет практически одинаковую деформацию. Кроме того, до последнего времени, несмотря на обширный экспериментальный материал, свидетельствующий о малом значении спинов изомеров (изомерные отношения не зависят от вносимого в ядро углового момента, угловые распределения осколков деления многих ядер-изомеров изотропны и др.), обсуждается возможность интерпретации изомерных состояний некоторых ядер как состояний *n*-квазичастичных ( $n \geq 2$ ) конфигураций с большим угловым моментом. Например, в уже неоднократно упоминавшемся эксперименте Шпехта и др. [4] наблюдавшийся переход  $4^+ \rightarrow 2^+$ ,  $\hbar\omega = 46,6$  *кэв*,  $\beta = 0,6$ , на ядре  $^{240m}\text{Pu}$  предлагается интерпретировать как переход между состояниями полосы с большой проекцией на ось симметрии ядра [19]: переход  $7 \rightarrow 6$ ,  $\hbar\omega = 46,6$  *кэв*,  $K = 6$ ,  $\beta = 0,3$ , что согласуется с определенным экспериментально аномальным значением ротационной константы  $A = 3,33$  *кэв*. Время жизни  $\gamma$ -каскада по оценкам, сделанным в работе [19], составит  $1,4 \cdot 10^{-10}$  *сек* для перехода  $7 \rightarrow 6$  и  $0,3 \cdot 10^{-10}$  *сек* в случае  $4 \rightarrow 2$  перехода.

Прямую информацию о равновесной деформации ядер-изомеров может дать измерение изомерного сдвига в рентгеновских и оптических переходах. Если имеет место изомерия формы ( $\beta \approx 0,6$ ), то среднеквадратический радиус распределения протонов по объему ядра будет существенно больше, чем в случае  $\beta \approx 0,3$ . Расчеты, выполненные Д. П. Гречухиным [19], показывают, что для ядер  $^{236}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  для рентгеновской  $K_{\alpha_i}$ -линии изомерный сдвиг  $\Delta \hbar\omega$  ( $u - {}^m u$ ) составит 6,2 *эв*. Поскольку в области ядер с  $Z \geq 92$  собственная радиационная ширина линии  $K_{\alpha_i}$  порядка 100 *эв*, то для обнаружения изомерного сдвига необходимо большое число отсчетов ( $\sim 10^4$ ) рентгеновских квантов атома с изомерным ядром, что представляет значительные экспериментальные трудности. Более благоприятными могут оказаться условия наблюдения изомерного сдвига в оптическом диапазоне. Согласно расчетам [19], изомерный сдвиг для линий атома  $^{242}\text{Am}$   $\lambda_1 = 2938,9$   $\text{Å}$ ,  $\lambda_2 = 3258,6$   $\text{Å}$  в случае образования ядер *Am* с равновесной деформацией  $\beta = 0,6$  составит примерно 20 *см<sup>-1</sup>*.

Одним из доказательств существования в ядрах состояний с аномально большой деформацией явилось бы также обнаружение в них эффектов оптической анизотропии [17, 18]. Как известно,

изучение этих эффектов служит надежным источником информации о форме ядерной поверхности. Под оптической анизотропией понимают тензорный характер поляризуемости атомных ядер в зависимости от взаимной ориентации вектора поляризации фотона и спина ядра. Наиболее яркое проявление оптической анизотропии — расщепление гигантских резонансов в сильнодеформированных ядрах. В аксиально-симметричных ядрах гигантский дипольный резонанс расщепляется на два максимума, соответствующих двум типам колебаний: вдоль и поперек оси симметрии. Частоты этих продольных  $\omega_{\parallel}$  и поперечных  $\omega_{\perp}$  колебаний связаны с отношением большой  $a$  и малой  $b$  полуосей ядерного эллипсоида следующим образом [54]:

$$\omega_{\parallel}/\omega_{\perp} = 0,91b/a + 0,09. \quad (5)$$

Сечение полного поглощения аппроксимируется суммой двух лоренцевых кривых:

$$\sigma_{\text{tot}} = \frac{\sigma_{\parallel}}{[(\omega^2 - \omega_{\parallel}^2)/\omega\Gamma_{\parallel}]^2 + 1} + \frac{\sigma_{\perp}}{[(\omega^2 - \omega_{\perp}^2)/\omega\Gamma_{\perp}]^2 + 1}, \quad (6)$$

где  $\sigma_{\parallel}$ ,  $\sigma_{\perp}$ ,  $\Gamma_{\parallel}$ ,  $\Gamma_{\perp}$  — амплитуды и полуширины продольного и поперечного резонансов. Соотношения такого типа между частотами двух видов дипольных колебаний следуют практически из всех существующих моделей гигантского дипольного резонанса и носят общий характер. Определив экспериментально  $a/b$ , можно рассчитать параметр равновесной деформации

$$\beta = 3,17(d - 1)/(d + 2) \quad (7)$$

и внутренний квадрупольный момент

$$Q_0 = (2/5) z r_0^2 A^{2/3} (d^2 - 1)/d^{2/3}, \quad (8)$$

где  $d = a/b$ ;  $r_0 = 1,2$  ферми.

Изучение эффектов оптической анизотропии на ядрах-изомерах связано с большими экспериментальными трудностями, поскольку для этого требуется измерять сечения поглощения фотонов редкими и короткоживущими состояниями ядер. (При поглощении  $\gamma$ -квантов ядрами возбуждаются дипольные колебания, построенные на основном состоянии ядра. За счет эффектов оптической анизотропии полное сечение поглощения или парциальные сечения, связанные с полным через парциальные ширины, расщепляются на два максимума, причем во всех случаях, в том числе и при образовании изомеров, это расщепление будет определяться колебаниями, построенными на основном состоянии ядра, т. е. входными состояниями.) Можно, однако, получить информацию о равновесной деформации изомеров, если использовать реакции типа  $(\gamma, \gamma')$ , в которых входные и выходные состояния связаны по принципу Франка — Кондона [55], либо обратные реакции,

например радиационный захват нейтронов. Как показано в работе [18], сечение реакции  $^{241}\text{Am}(n, \gamma)^{242m}\text{Am}$  должно приблизительно воспроизводить по форме кривую фотопоглощения на ядре  $^{242m}\text{Am}$ . На рис. 8 даны сечение, вычисленное в предположении, что деформация изомера  $^{242m}\text{Am}$   $\beta = 0,65$ , и сечение образования ядра  $^{242}\text{Am}$  в основном состоянии. Интервал между двумя максимумами в последнем случае должен составлять примерно 3—4 *Мэв*

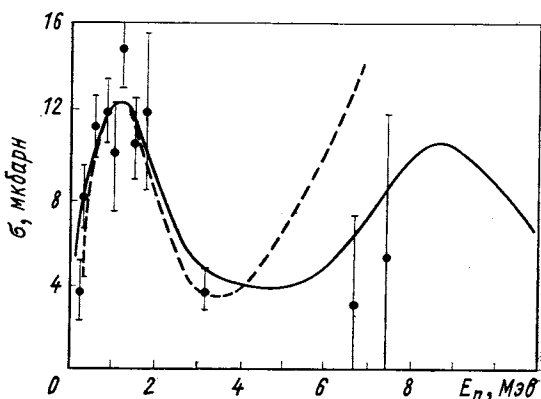


Рис. 8. Расчет по модели оптической анизотропии сечений реакции  $^{241}\text{Am}(n, \gamma)^{242}\text{Am}$ :  
 — — образование ядра  $^{242}\text{Am}$  с деформацией  $\beta = 0,65$ ;  
 — — — —  $\beta = 0,3$  [18].

в отличие от расщепления 6—8 *Мэв* для реакции с образованием изомера. Как видно из рис. 8, экспериментальные точки в области первого максимума, который согласно модели оптической анизотропии обусловлен резонансными уровнями, соответствующими продольным дипольным колебаниям ядра  $^{242m}\text{Am}$ , хорошо совпадают с теоретической кривой. Однако для того чтобы определить деформацию ядра в изомерном состоянии, необходимо провести измерение энергетической зависимости сечения реакции радиационного захвата с образованием изомеров в области энергий нейтронов 5—15 *Мэв*.

Следует заметить, что реакции образования изомеров, связанные с возбуждением гигантского дипольного резонанса, можно интерпретировать, как это чаще всего и делается, в рамках феноменологической модели двугорбого барьера [см. формулу (3)]. При небольших энергиях возбуждения, когда образуется составное ядро в первой потенциальной яме, сечение деления имеет такой же вид, как и сечение образования изомера, с той лишь разницей, что в числителе  $P_B$  заменяется  $P_{\gamma_2}$ . Следовательно,

$$\sigma^{is} = \sigma_f P_{\gamma_2} / P_B. \quad (9)$$

При этом сечение образования изомера должно вначале расти, пока энергия возбуждения не превысит барьер деления, а затем падать, повторяя, по крайней мере качественно, сечение соответствующей парциальной реакции, приводящей к образованию изомера. Хорошее согласие с экспериментом получается для ( $\gamma$ ,  $n$ )-

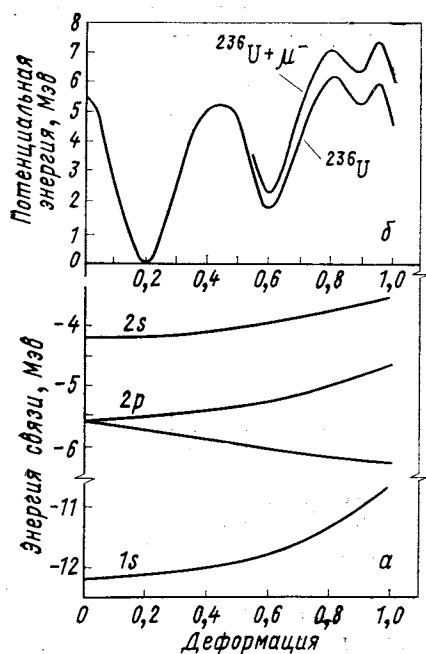


Рис. 9. Зависимость энергии возбуждения нижних уровней системы (ядро  $^{236}\text{U} + \mu^-$ ) от равновесной квадрупольной деформации (а) и изменение барьера деления в присутствии мюона на орбите 1s [59] (б)

волновой функции  $\mu$ -мезона с областью распределения заряда ядра и поэтому энергии переходов очень чувствительны к конкретному виду распределения. Расчеты зависимости энергии связи  $\mu$ -мезона от равновесной квадрупольной деформации для внутренних орбит ядра  $^{236}\text{U}$  выполнили Д. Ф. Зарецкий и В. М. Новиков [58], и недавно их повторили и дополнили Леандер и Мюллер [59] в связи с появлением новых экспериментальных данных [60]. Все расчеты были сделаны в нерелятивистском приближении.

На рис. 9, а показано, как меняется энергия возбуждения нижних уровней системы (ядро  $^{236}\text{U} + \mu^-$ ) в зависимости от равновесной квадрупольной деформации. Наибольший изомерный сдвиг,

реакции [56] и для реакций радиационного захвата нейтронов [57]. Тем не менее более детальный анализ, основанный на модели оптической анизотропии, несомненно представляет интерес как с точки зрения изучения природы изомеров, так и с точки зрения исследования механизма их образования. В последнем случае имеется в виду изучение вероятности образования изомерных состояний путем прямого  $\gamma$ -перехода с возбужденных уровней по отношению к заселению путем  $\gamma$ -каскада.

Экспериментальная возможность проверки гипотезы об изомерии формы измерением изомерного сдвига в  $\mu$ -мезоатомах рассматривалась в работе [22]. Образование  $\mu$ -мезоатома происходит, как известно, каскадными переходами  $\mu$ -мезона по разрешенным орбитам вокруг ядра, которые сопровождаются рентгеновским излучением. Переходы между уровнями, для которых главное число  $n \leq 3$ , соответствуют сильному перекрытию

т. е. разница в энергии между уровнями с  $\beta = 0,3$  и  $\beta = 0,6$ , наблюдается для самого нижнего  $1s_{1/2}$  уровня. Строго говоря, приведенные кривые только качественно отражают влияние деформации. Для того чтобы получить абсолютное разделение уровней, необходимо учитывать релятивистские поправки, т. е. вместо уравнения Шредингера решать уравнение Дирака. Однако хотя релятивистские поправки и велики ( $\approx 200$  кэв), они не должны существенно зависеть от деформации, поэтому качественно картина не изменится. Расчет потенциальной энергии по методу Струтинского в зависимости от деформации в присутствии мюона на орбите ядра приводит к тому, что в области второго минимума барьер повышается примерно на  $1$  Мэв (см. рис. 9, б, расчет для ядра  $^{236}\text{U}$ ). В работе [59] показано также, что изменение барьера деления за счет присутствия мюона на орбите ядра почти целиком связано с равновесной квадрупольной деформацией  $\beta_2$  и почти не зависит от параметров деформации более высокого порядка. Поскольку расчеты носят общий характер для ядер с  $Z \geq 92$ , то можно ожидать, что в реакциях с  $\mu$ -мезонами за счет повышения барьера изомерные состояния станут более стабильными и, возможно, появятся у более тяжелых ( $Z \approx 98$ ) ядер.

Анализируя периоды полураспада  $\mu$ -мезоатомов, можно судить о динамике деления. Блум [61] предложил объяснение различия в периодах электронных и делительных распадов мюонных атомов на примере  $^{238}\text{U}$ : в процессе мюонных переходов между уровнями  $\mu$ -мезоатома происходит возбуждение одного или нескольких метастабильных состояний ядер, распадающихся с наблюдаемыми периодами полураспада.

Для исследования реакций с образованием  $\mu$ -мезоатомов (обычно  $\mu$ -мезоатомы получают захватом ядрами затормозившихся мюонов) требуются интенсивные мюонные пучки. Кроме этого, существует возможность образования  $\mu$ -мезоатомов в радиационных процессах, в частности путем рождения пары  $\mu^+\mu^-$  на ядре ультрарелятивистскими электронами. Как показано в работе [62], сечение электроорождения  $\mu$ -мезоатомов при больших  $E_e$  составляет примерно  $10^{-29}$  см<sup>2</sup>. Вероятность деления на  $\mu$ -захват для ядер с  $Z \geq 92$  близка к единице. Сечения такого порядка вполне доступны для измерений на существующих электронных ускорителях и накопительных кольцах. (Сечения образования спонтанно делящихся изомеров  $^{240m}\text{Am}$ ,  $^{242m}\text{Am}$  на эквивалентный  $\gamma$ -квант, измеренные на тормозных пучках электронных линейных ускорителей [63] в диапазоне энергии  $\gamma$ -квантов  $E_{\gamma\text{макс}} = 100$ — $1300$  Мэв, составляют примерно  $5 \cdot 10^{-29}$  см<sup>2</sup>.) В работе [61] теоретически изучались возможности возбуждения СДИ  $\mu$ -мезонами на электронных накопительных кольцах. Использование накопительных колец дает, по-видимому, более благоприятные в методическом смысле возможности, особенно при изучении обра-



зования СДИ на экзотических, например нейтронно-дефицитных, изотопах, поскольку при этом можно использовать более тонкие мишени.

Возбуждение изомеров в реакциях неупругого рассеяния электронов в принципе не отличается от реакций с  $\gamma$ -квантами или  $\mu$ -мезонами. Однако, используя спектрометр рассеяния электронов и регистрируя задержанные совпадения осколков деления с электронами известной энергии, можно изучать непосредственно прямое заселение изомеров в зависимости от переданного импульса. Таким образом, можно было бы осуществить процесс, обратный наблюдаемому в эксперименте [5], где был идентифицирован  $\gamma$ -распад состояния  $0^+$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $T_{1/2} = 200$  нсек. В случае электронного рассеяния вероятность  $0^+ \rightarrow 0^+$  перехода на изомерное состояние, оцененная по вероятности прямого  $\gamma$ -распада для ядра  $^{238}\text{U}$ , составит  $10^{-35} - 10^{-34} \text{ см}^2$  [64]. Несмотря на столь малую вероятность, этот эксперимент в некотором смысле облегчается тем, что электроны регистрируются в режиме задержанных совпадений и поэтому загрузки бета-спектрометра можно существенно увеличить.

Представляет интерес поиск изомеров формы в процессах захвата электронов с  $K$ -оболочек атома. В 1971 г. сообщалось об обнаружении в ОИЯИ «запаздывающего деления» нейтронно-дефицитных ядер, удаленных от области  $\beta$ -стабильности [65]. Запаздывающее деление наблюдалось в ядрах  $^{228}\text{Np}$  ( $T_{1/2} = 60$  сек),  $^{232}\text{Am}$  ( $T_{1/2} = 14$  мин),  $^{232}\text{Am}$  ( $T_{1/2} = 2,6$  мин). Это явление связано, как предполагалось [66], с возбуждением дочернего ядра вследствие электронного  $K$ -захвата и последующего деления. Однако было бы весьма желательно иметь больше экспериментальной информации об этом процессе, в первую очередь измерить задержанные совпадения характеристических рентгеновских квантов, с помощью которых можно идентифицировать  $K$ -захват, с осколками деления или другими продуктами распада дочернего ядра. Согласно современным теоретическим представлениям возбужденные метастабильные состояния с большой равновесной деформацией должны существовать в широкой области ядер, причем барьер деления может быть близок к энергии возбуждения, которой обладает дочернее ядро в результате электронного  $K$ -захвата.

Возбуждение метастабильных состояний при захвате  $\pi^-$ -мезонов ядрами также может стать одним из новых способов исследования изомеров формы. Изучение экзотических атомов ( $\mu^-$ ,  $\pi^-$  и др. + ядро) позволяет исследовать многие тонкие ядерные и радиационные эффекты [67], и использование  $\pi$ -мезонов в этом смысле представляет новые интересные возможности, в связи с недавним исследованием ( $\pi$ ,  $n$ )-реакций на среднетяжелых ядрах [68]. Оказалось, что в реакциях  $^{181}\text{Ta}(\pi, 4n)$ ,  $^{177m}\text{Hf}$ ,

Pt ( $\pi$ ,  $xn$ )<sup>190m</sup>Ir образуются состояния с очень высоким спином (37/2<sup>-</sup> и 11<sup>-</sup> соответственно). Поскольку максимальный орбитальный момент захватываемого пиона равен трем, то вероятно, что захват пионов происходит нуклонами или кластерами, имеющими большой собственный орбитальный момент.

Все известные в настоящее время изомеры формы, обладающие малым спином, относятся к области ядер с  $Z \geq 92$ . Попытки обнаружить изомеры с малым спином в области ядер с промежуточной массой дали отрицательные результаты, в то время как изомерные состояния с большим угловым моментом наблюдаются у многих четных и нечетных ядер с  $A \approx 100-214$ . При облучении тяжелыми ионами ядер <sup>141</sup>Pr, <sup>140-142</sup>Ge, <sup>144</sup>Nd, естIr, <sup>197</sup>Au, естPb [69], Nd — Pu [70], <sup>126-130</sup>Xe, <sup>134-136</sup>Ba [71], протонами, дейтонами,  $\alpha$ -частицами ядер Bi, Pb, Ir, Pr [72], нейтронами <sup>226</sup>Ra [73] было установлено, что отношение сечений образования изомеров к сечениям образования ядер в основном состоянии не превышает  $10^{-6} - 10^{-8}$ . Вопрос о существовании изомеров с низким спином в деформированных ядрах промежуточной массы (область редкоземельных элементов) принципиален с точки зрения проверки существующих моделей, объясняющих существование СДИ, и требует дальнейшего изучения. С точки зрения оболочечной модели существование изомеров формы (островов изомерии) вполне возможно не только для ядер с  $Z \geq 92$ , но также для средних и переходных ядер. Например, уровень 0,752 Мэв, 2<sup>+</sup>,  $T_{1/2} = 16,7$  нсек в ядре <sup>48</sup>Сг интерпретируется как состояние во второй потенциальной яме [74]. Возможно, что наличием изомерных состояний у изотопов ртути объясняется аномальный изотопический сдвиг для ядер <sup>183-185</sup>Hg, который в последнее время широко обсуждался с привлечением гипотезы о пузырьковой конфигурации этих ядер.

Теоретически пузырьковые ядра, впервые предсказанные Уилером [3], подробно изучались Вонгом [75], который показал, что плотность нуклонов внутри ядра <sup>200</sup>Hg может быть почти в два раза меньше, чем на поверхности. Однако последние эксперименты [76], а также теоретические расчеты Нильссона и др. [77] показывают, что ядро <sup>186</sup>Hg является, по-видимому, очень мягким ротатором и обладает вторым минимумом потенциальной энергии в зависимости от деформации. Нужно заметить, однако, что вопрос о существовании пузырьковых ядер остается открытым. Расчеты, сделанные для ядра <sup>236</sup>U, показывают, что по крайней мере переходные (за седловой точкой) пузырьковые конфигурации существуют [78].

В последнее время интенсивно обсуждаются вопросы относительно областей стабильности сверхтяжелых элементов [78]. Расчеты [79] показывают, что в сверхтяжелых ядрах второй минимум потенциальной энергии может оказаться глубже первого, поэтому

не исключена вероятность обнаружить скорее сверхтяжелые нестабильные изомерные состояния, чем сверхтяжелые ядра в основном состоянии.

#### 4. ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗОМЕРОВ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ ВОЗБУЖДЕНИЯ ЯДРА. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СДИ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ МЕХАНИЗМОВ И ХАРАКТЕРИСТИК ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

В соответствии с наиболее общепринятой точкой зрения (модель двугорбого барьера) процесс образования изомерных состояний и деления представляет собой ряд последовательных стадий: сначала возбуждается составное ядро, характеризующееся сильным взаимодействием между одночастичными и коллективными степенями свободы. При энергии возбуждения выше барьера деления ядро обладает набором произвольных деформаций. При этом ядро стремится принять такую форму, чтобы значения  $N$  и  $Z$  соответствовали ближайшим заполненным или почти заполненным оболочкам. При деформации, соответствующей второму минимуму потенциальной энергии, часть энергии деформации может снова превратиться в тепловую. Затем ядро делится, испускает нейтрон или  $\gamma$ -квант. Поскольку деление — более медленный процесс, то после испускания частицы ядро может потерять столько энергии, что, оказавшись во второй потенциальной яме, не сможет вернуться в первую и опуститься в самое нижнее, изомерное состояние. Если какой-то уровень, через который происходит разрядка, имеет достаточно высокий спин, то возможно существование нескольких изомерных состояний во второй потенциальной яме. Последнее, как уже упоминалось, не исключается и в случае малых спинов, если принять во внимание, что разрежение уменьшение плотности одночастичных уровней, т. е. минимум потенциальной энергии наблюдается не только для ядер с соотношением осей ядра-эллипсоида 1:2, но и для отношения осей 1:3, 2:3 и т. д.

Проверить справедливость такого рода предположений можно, в частности, изучая образование СДИ при высоких энергиях возбуждения ядра. При высоких температурах оболочечные поправки не играют существенной роли (оболочечные эффекты исчезают при энергии возбуждения, равной примерно 60—80  $Mэв$  [80]). Поэтому изомерные отношения, т. е. относительные вероятности образования изомеров в данной парциальной реакции должны мало зависеть от энергии возбуждения ядра, если последняя превышает барьер деления. Следует заметить, что сейчас в литературе о делящихся изомерах чаще всего под изомерным отношением понимается отношение вероятности образования изомера к вероятности возбуждения составного ядра либо отношение сечений запаздываю-

щего и мгновенного деления, что не одно и то же. Действительно, как показано, например, в [63] для реакций  $^{243}\text{Am}(\gamma, n)^{242m}\text{Am}$ ,  $^{241}\text{Am}(\gamma, n)^{240m}\text{Am}$ , изомерные отношения, т. е.  $\sigma_{\gamma n}^{is}/\sigma_{\gamma n}^{pr}$ , в области энергий возбуждения 15—25 Мэв всегда остаются примерно постоянными. При этом  $\sigma_{\gamma n}^{is}/\sigma_{\gamma n}^{pr}$  падает с ростом энергии  $\gamma$ -квантов. В области более высоких энергий сечение  $(\gamma, n)$ -реакции становится очень малым для ядер Am и образования изомеров  $^{242m}\text{Am}$ ,  $^{240m}\text{Am}$  за счет этого не наблюдается.

Вообще говоря, изомерные отношения, особенно в области невысоких возбуждений, должны зависеть от формы барьера деления. В том случае, если они мало меняются с энергией или

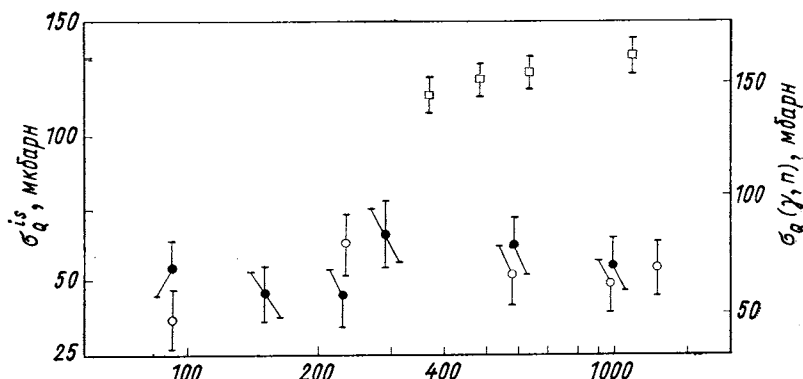


Рис. 10. Сечения реакций на эквивалентный  $\gamma$ -квант (правая шкала):  
 ● —  $^{241}\text{Am}(\gamma, n)^{240}\text{Am}$ ; ○ —  $^{243}\text{Am}(\gamma, n)^{242}\text{Am}$  [63]; □ —  $^{238}\text{U}(\gamma, n)^{237}\text{U}$  [83]

определены достаточно точно, как это имеет место, например, для ядер Am, изучение сечений образования СДИ позволяет получать данные о парциальных реакциях, которые на ядрах с  $Z \geq 92$  другими способами изучать очень трудно. Наиболее подробно изомерные отношения изучались в реакциях с заряженными частицами [81]. Об использовании СДИ в методе наведенной активности для ядер с  $Z \geq 92$  указывалось в работе [82] на примере определения примеси  $^{241}\text{Am}$  в мишени  $^{243}\text{Am}$ .

На рис. 10 приведены выходы реакций  $^{241}\text{Am}(\gamma, n)^{240}\text{Am}$ ,  $^{243}\text{Am}(\gamma, n)^{242}\text{Am}$  на эквивалентный  $\gamma$ -квант, измеренные на торозном пучке  $\gamma$ -квантов в диапазоне энергий  $E_{\gamma_{\text{макс}}} = 50 \div \div 1300$  Мэв [63]. Левая шкала соответствует выходу осколков деления ядер  $^{240}\text{Am}$  и  $^{242}\text{Am}$ , находящихся в изомерном, а правая — для ядер в основном состоянии. Для сравнения на том же рисунке приведены данные для реакции  $^{238}\text{U}(\gamma, n)$  из работы [83]. Других данных по парциальным фотоядерным реакциям на ядрах с  $Z \geq 92$  в этой области энергий нет.

Как было отмечено Л. Е. Лазеревой, в фотоядерных реакциях можно однозначно выделить процессы, связанные с высокими возбуждениями ядер, если воспользоваться методикой ядер отдачи, впервые использованной для изучения СДИ в реакциях с заряженными частицами в работе [50]. Это важно, поскольку при измерениях на тормозном пучке выход почти любой парциальной реакции в значительной степени определяется вкладом от соответствующего сечения в области малых энергий.

В реакциях с  $\gamma$ -квантами переданный ядру импульс примерно в  $(\hbar\omega)^2/Mc^2$  раз меньше, чем в реакциях с падающими нуклонами ( $M$  — масса нуклона,  $\hbar\omega$  — энергия  $\gamma$ -кванта). Минимальный переданный импульс, при котором ядро отдачи вылетает из мишени, соответствует  $E_\gamma \approx 100 \text{ Мэв}$ , при этом энергия ядра отдачи с  $M = 200$  равна примерно  $25 \text{ кэв}$ , а скорость — примерно  $1,5 \cdot 10^8 \text{ см/сек}$ . При  $E_\gamma < 30 \text{ Мэв}$ , т. е. в области энергий, соответствующих гигантскому дипольному резонансу, энергия ядер отдачи будет настолько мала, что их пробег будет пренебрежимо мал. Можно добавить, что минимальное смещение ядер отдачи, измеряемое, например, с помощью эффекта теней [84], соответствует энергии падающих нуклонов примерно  $100 \text{ эв}$  или  $E_\gamma \approx 15 \text{ Мэв}$ .

Экспериментов по изучению сечений образования изомеров при высоких энергиях возбуждения крайне мало. С протонами при энергии  $E_p = 600 \text{ Мэв}$  производились поиски СДИ на ядрах U, Th, Bi, Pb с отрицательным результатом:  $\sigma^{is} < 10^{-30-34} \text{ см}^2$  [85]. Предпринимались также попытки обнаружить запаздывающее излучение с высокой энергией от свинцовой мишени, облученной протонами с энергией  $45 \text{ Гэв}$  [86]. Тем не менее в реакциях с заряженными частицами, когда низколежащие возбужденные состояния могут образовываться, например, в результате касательных соударений с ядром, образование СДИ, по-видимому, должно иметь место. В случае реакций с  $\gamma$ -квантами вопрос о возможности возбуждения изомерных состояний при известных механизмах возбуждения ядра (квазидейтонный механизм и механизм, связанный с фоторождением и реабсорбцией  $\lambda$ -мезонов) остается открытым. Не изучена также возможность образования СДИ в реакциях с высокоэнергетичными электронами.

В заключение следует сказать, что явление изомерии формы, которое сейчас, как это видно, широко исследуется по различным направлениям, будет в ближайшие годы одной из весьма важных и интересных проблем ядерной физики.

Авторы выражают благодарность Н. В. Никитиной за большую помощь в подготовке рукописи к набору.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Поликанов С. М. и др. «ЖЭТФ», 1962, т. 42, с. 1464.
2. Hill D. L., Wheeler J. A. «Phys. Rev.», 1963, v. 89, p. 1102.
3. Britt H. C. «Atomic Data and Nucl. Data Tables», 1973, v. 12, p. 407.
4. Specht H. J. e.a. «Phys. Lett. B», 1972, v. 41, p. 43.
5. Russo P. A., Pedersen J., Vandebosh R. Proc. III IAEA Symp. Phys. and Chem. Phys., Vienna, 1974. IAEA-SM-174/96, p. 271.
6. Kalish R. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1974, v. 32, p. 1009.
7. Specht H. J. e.a. Proc. III IAEA Symp. Phys. and Chem. Phys., Vienna, 1974. IAEA-SM-174/19, p. 285.
8. Соловьев В. Г. Теория сложных ядер. М., «Наука», 1971, гл. 7.
9. Mosel V., Maruhn J., Greiner W. «Z. Phys.», 1972, Bd 251, S. 431.
10. Maruhn J., Greiner W. «Phys. Lett. B», 1971, v. 34, p. 587.
11. Морозов Д. Ф., Черданцев П. А. «Изв. вузов. Сер. физика», 1973, т. 1, с. 104.
12. Klous A. «Nucl. Phys. A», 1973, v. 207, p. 225.
13. Мигдал А. Б., Кириченко Н. А., Сорокин Г. А. «Письма в ЖЭТФ», 1974, т. 19, с. 326.
14. Струтинский В. М. «Ядерная физика», 1968, т. 3, с. 614.
15. Strutinski V. M. «Nucl. Phys. A», 1967, v. 95, p. 420.
16. Geilikman V. T. Proc. Intern. Conf. on Nucl. Structure. Amsterdam, 1960, p. 874.
17. Балдин А. М., Семенко С. Ф., Тулупов Б. А. «Ядерная физика», 1968, т. 8, с. 327.
18. Тулупов Б. А. Кандидатская диссертация. Москва, ИЯИ АН СССР, 1974.
19. Гречухин Д. П. «Ядерная физика», 1975, т. 21, с. 956.
20. Poenaru D. N. «Studiisi cercetări fiz. Acad. RPR», 1974, Bd 26, S. 1061.
21. Поликанов С. М. «ЭЧАЯ», 1971, т. 2, с. 343.
22. Поликанов С. М. «УФН», 1972, т. 107, с. 685.
23. Specht H. J. «Lect. Notes Phys.», 1973, v. 23, p. 105.
24. Jastrzebski J. «Post. fiz.», 1973, Bd 13, S. 407.
25. Dieter A. R. «Wiss. Z. Techn. Univ. Dresden», 1972, Bd 24, S. 746.
26. Clark David D. «Phys. Today», 1971, v. 24, p. 23.
27. Bjørnholm S. «J. Phys.», 1972, v. 8, p. 33.
28. Vandebosh R., Huizenga J. R. «Publ. Weekly», 1974, v. 205, p. 99.
29. Vilcov N. «Studiisi cercetări fiz. Acad. RPR», 1975, Bd 27, S. 343.
30. Dietrich K. In: Structure Nuclear Lect. Intern. Course Nucl. Theory. Trieste, 1971. Vienna, 1972, p. 373.
31. Akira K. J. «Atom. Soc. Japan», 1973, v. 15, p. 220.
32. Nilsson S. G. Lecture on Summer School on Nucl. Phys., Varenna, Lund. Sweden, 1974.
33. Sobichewski J. P. A., Bjørnholm S., Pomorecki K. «Nucl. Phys. A», 1973, v. 202, p. 274.
34. Urin M. G., Zaretsky D. F. «Nucl. Phys.», 1968, v. 75, p. 101.
35. Bohr A., Mottelson B. Nucl. Structure. V. 2, chap. 5. N.Y., 1969.
36. Hamamoto I., Ogle W. «Nucl. Phys. A», 1975, v. 240, p. 54.
37. Белов А. Г. и др. «Ядерная физика», 1971, т. 14, с. 685.
38. Белов А. Г. и др. «Ядерная физика», 1973, т. 17, с. 942.
39. Попеко Л. А. и др. Препринт ФТИ № 341. М., 1972.
40. Фам Зуи Хиен. Препринт ОИЯИ P7-8357, Дубна 1974; P4-7808, 1974.
41. Galeriu D. e.a. Proc. III IAEA Symp. on Phys. and Chem. of Phys., Vienna, 1974. IAEA-SM-174-15, p. 297.
42. Wolf K. L. e.a. «Phys. Lett. B», 1972, v. 38, p. 405.
43. Metag V. e.a. Proc. III IAEA Symp. on Phys. and Chem. of Phys., Vienna, 1974. IAEA-SM-174/26, p. 317.
44. Vandebosh R. e.a. «Phys. Rev. C», 1973, v. 8, p. 1080.

45. Vilcov N. e.a. «Rev. Roum. Phys», 1972, v. 17, p. 1031.
46. Temperley J. K., Morrisay J. A., Bacharach S. L. «Nucl. Phys. A», 1971, v. 175, p. 433.
47. Limkilde P., Sletten G. «Nucl. Phys. A», 1973, v. 199, p. 504.
48. Кузнецов В. Л. и др. «Кр. сообщение по физике», ФИАН СССР, в печати.
49. Fergusson R. L. e.a. «Nucl. Phys. A», 1971, v. 172, p. 33.
50. Гангрский Ю. П. и др. «Письма в ЖЭТФ», 1966, т. 4, с. 429.
51. Bowman C. D. Proc. Intern. Conf. Photonucle. Reactions. Asilomar, 1973, 5D-13S-1.
52. Bowman C. D. e.a. «Phys. Rev. C», 1975, v. 12, p. 863.
53. Жучко В. Е. и др. «Письма в ЖЭТФ», 1975, т. 22, с. 255.
54. Okamoto K. «Phys. Rev.», 1958, v. 110, p. 143; Danos M. «Nucl. Phys», 1958, v. 5, p. 23.
55. Хилл Д., Уиллер Дж. «УФН», 1954, т. 52, с. 239.
56. Gangrsky Yu. P., Markov B. M., Tsyrenyuk Yu. M. «Fort. der Phys.», 1974, Bd 22, S. 199.
57. Юнгклауссен Х., Плева А. А. Препринт ОИЯИ Р15-3618, Дубна, 1967.
58. Zaretski D. F., Novikov V. M. «Nucl. Phys.», 1961, v. 28, p. 177.
59. Leander C., Moller P. «Phys. Lett. B», 1975, v. 57, p. 245.
60. Chulten D. e.a. JINR, E15-8134, Dubna, 1974; Aleksandrov B. M. e.a. «Phys. Lett. B», 1975, v. 57, p. 238.
61. Bloom S. D. «Phys. Lett. B», 1974, v. 48, p. 420.
62. Дмитриев В. Ф. «Ядерная физика», 1974, т. 20, с. 402.
63. Кузнецов В. Л. и др. «Ядерная физика», в печати.
64. Тулунов Б. А. Препринт ИЯИ, в печати.
65. Скобелев Н. К. и др. Препринт ОИЯИ Р7-5584, Дубна, 1971.
66. Скобелев Н. К. «Ядерная физика», 1972, т. 15, с. 444.
67. Энгфер Р., Вальтер Г. Х., Шнойфли Х. «ЭЧАЯ», 1974, т. 5, с. 382.
68. Бутцев В. С. и др. «Письма в ЖЭТФ», 1975, т. 21, с. 400.
69. Ruddy Frank H., Namboodiri M. N., Alexander John M. «Phys. Rev. C»— «Nucl. Phys.», 1971, v. 3, p. 972.
70. Гангрский Ю. П. В кн.: Труды Международной конференции по физике тяжелых ионов. Дубна, 1971, с. 383.
71. Inamura Takashi. «Sci Pap. Instrum. Phys. and Chem. Res.», 1972, v. 66, p. 141.
72. Alexander John M., Rimbot Rene. «Phys. Rev. C» — «Nucl. Phys.», 1972, v. 5, p. 799.
73. Ломидзе В. П. и др. Препринт ОИЯИ 13-6583, Дубна, 1972.
74. Haas V. e.a. «Nucl. Phys. A», 1975, v. 238, p. 253.
75. Wong C. Y. «Phys. Lett. B», 1972, v. 41, p. 451.
76. Proetel D. e.a. Proc. Intern. Conf. on Nucl. Phys., Munich, 1973, p. 4—156.
77. Nilsson S. G., Nux J. R., Moller P. Los. Alamos Sci. Lab. Report. LA-UR-73-1074, 1973.
78. Bromley D. A. Proc. Intern. Conf. on Nucl. Phys., Munich, 1973, p. 35.
79. Pashkevich V. V. «Nucl. Phys. A», 1971, v. 169, p. 275.
80. Адеев Г. Д., Черданцев П. А. «Ядерная физика», 1973, т. 18, с. 741.
81. Namboodiri e.a. «Phys. Rev. C», 1973, v. C7, p. 1222.
82. Александров Б. М. и др. «Атомная энергия», 1974, т. 37, с. 154.
83. De Carvalho H. J. e.a. Notas de Fisica. V. 15, Brasil, 1969, p. 18.
84. Меликов Ю. В. В кн.: Труды IV Всесоюзного совещания по физике взаимодействия заряженных частиц с монокристаллами. М., Изд-во МГУ, 1973, с. 259.
85. Voos A. H. e.a. «J. Inorg. and Nucl. Chem.», 1972, v. 34, p. 3309.
86. Алексеев Г. Д. и др. Препринт ОИЯИ Р1-8539, Дубна, 1975.