

ОПТИЧЕСКАЯ АНИЗОТРОПИЯ ИЗОМЕРОВ В ОБЛАСТИ ТРАНСУРАНОВЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

А. М. БАЛДИН, С. Ф. СЕМЕНКО, Б. А. ТУЛУПОВ

ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ИМ. П. Н. ЛЕБЕДЕВА АКАДЕМИИ НАУК СССР

(Поступила в редакцию 19 февраля 1968 г.)

Свойства спонтанно делящихся изомеров интерпретируются на основе понятий молекулярной оптики. Предлагается эксперимент по прямой проверке гипотезы об изомерии формы.

Открытие и исследование [1] изомеров ряда трансураниевых элементов (Am^{240} , Am^{242} и др.) поставило вопрос о существовании нового типа ядерной изомерии. Эти состояния оказываются удивительно устойчивыми по отношению к электромагнитным переходам. Как показывает опыт [1], спин этих состояний не особенно велик (несколько единиц). В то же время эти изомеры обладают очень большой вероятностью спонтанного деления (в 10^{23} раз превышающей вероятность деления в основном состоянии). Для объяснения нового явления Флёрвым и Друиным [2] (см. также [3]) была предложена интересная гипотеза: рассматриваемые изомеры деформированы значительно сильнее основных состояний (изомерия формы). Запрет электромагнитных переходов интерпретируется с помощью естественного обобщения на ядро принципа Франка — Кондона [4]. Согласно этому принципу при изменении внутренней структуры, происходящем быстро по сравнению с движением поверхности, деформация ядра не меняется (не успевает измениться). Поэтому переходы между состояниями с различной равновесной деформацией существенно ослаблены. В обсуждаемом случае запрет можно охарактеризовать квадратом интеграла перекрытия β -вибрационных функций основного и изомерного состояний. Записывая эти функции в виде

$$\varphi(\beta') = \bar{\beta}'^{-1/2} \pi^{-1/4} \exp\left[-\frac{1}{2}(\beta'/\bar{\beta}')^2\right],$$

где $\bar{\beta}'$ — амплитуда среднеквадратичного отклонения от равновесной деформации, и полагая для простоты $\bar{\beta}'_{m_f} = \bar{\beta}'_0 = \bar{\beta}'$, получаем

$$F = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_{m_f}(\beta') \varphi_0(\beta') d\beta' = \exp\left\{-\left[(\beta_{m_f} - \beta_0)/2\bar{\beta}'\right]^2\right\},$$

где β_0 и β_{m_f} — равновесные значения деформации соответственно основного и изомерного состояний. Согласно работе Струтинского [5] для деформации изомерных состояний можно ожидать $\beta_{m_f} \approx 0,5-0,6$. Используя экспериментальное значение $\beta_0 = 0,3$ и $\bar{\beta}' = 0,1$, получаем

$$F^2 = \begin{cases} e^{-4} \approx 10^{-2} & \text{для } \beta_{m_f} = 0,5 \\ e^{-9} \approx 10^{-4} & \text{для } \beta_{m_f} = 0,6 \end{cases},$$

г. е. фактор запрета составляет 10^{-2} — 10^{-4} . Тот же фактор «запрета по форме» фигурирует в отношении сечений реакций радиационного захвата нейтрона с образованием изомера и ядра в основном состоянии, например в реакциях $\text{Am}^{241}(n, \gamma)\text{Am}^{242m_f}$ и $\text{Am}^{241}(n, \gamma)\text{Am}^{242}$. В этом случае естественно считать, что исходное состояние обладает той же равновесной деформацией, что Am^{242} и Am^{241} , т. е. 0,3. Величина приведенного выше фактора запрета при учете грубости оценки согласуется с наблюдаемым отношением

$$\frac{\sigma(\text{Am}^{241}(n, \gamma)\text{Am}^{242m_f})}{\sigma(\text{Am}^{241}(n, \gamma)\text{Am}^{242})} \sim 10^{-4}$$

для тепловых нейтронов.

Несмотря на все правдоподобие гипотезы об аномально большой деформации изомеров, сколько-нибудь прямых доказательств ее не существует.

Ниже мы обсудим экспериментально наблюдаемые эффекты оптической анизотропии изомерных состояний. Изучение эффектов оптической анизотропии служит надежным источником информации о форме ядерной поверхности. Если изомеры являются состояниями ядер с деформацией $\beta_{mf} \approx 0,6$, то эффекты оптической анизотропии на них должны быть очень большими по сравнению с тем, что наблюдалось до сих пор. Их обнаружение и исследование не только не доказывает справедливости гипотезы об изомерии формы, но представляет значительный интерес с точки зрения физики фотоядерных реакций.

Под оптической анизотропией ядер, как известно, понимают существование тензорного характера поляризуемости атомных ядер [6]. Наиболее ярким проявлением оптической анизотропии является расщепление гигантского дипольного резонанса сильно деформированных ядер на два максимума, соответствующих двум типам дипольных колебаний: вдоль и поперек оси симметрии ядра. Частоты продольного и поперечного возбуждения обратно пропорциональны длинам продольной и поперечной полуосей ядерного эллипсоида:

$$\omega_a = \omega_0 \left(1 - \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta\right), \quad \omega_b = \omega_0 \left(1 + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta\right), \quad (1)$$

где β описывает форму ядра в системе главных осей

$$R(\theta) = R_0[1 + \beta Y_{20}(\theta)],$$

а $\hbar\omega_0$ — средняя энергия дипольного резонанса: $\hbar\omega_0 = 80 A^{-1/3}[\text{Мэв}]$.

Сечение фотопоглощения (т. е. сумма сечений всех фотореакций) на деформированном ядре хорошо описывается суммой двух лоренцевых кривых (из которых одна соответствует продольному, другая — поперечному дипольному возбуждению):

$$\sigma_A = \frac{\sigma_a}{[(\omega^2 - \omega_a^2)/(\omega\Gamma_a)]^2 + 1} + \frac{\sigma_b}{[(\omega^2 - \omega_b^2)/(\omega\Gamma_b)]^2 + 1} \quad (2)$$

Соотношение (1) носит очень общий характер. Оно следует из всех существующих моделей гигантского резонанса (см., например, [7]), а также

Ядро	$\hbar\omega_a, \text{Мэв}$	$\hbar\Gamma_a, \text{Мэв}$	$\hbar\omega_b, \text{Мэв}$	$\hbar\Gamma_b, \text{Мэв}$	ω_b/ω_a	a/b	Γ_b/Γ_a	Данные работ
$^{65}\text{Tb}^{159}$	$12,2 \pm 0,2$	$2,7 \pm 0,2$	$15,6 \pm 0,2$	$4,3 \pm 0,4$	1,28	1,30	1,61	[12]
$^{67}\text{Ho}^{165}$	12,10	2,65	15,75	4,4	1,30	1,30	1,66	[13]
^{68}Er	$12,2 \pm 0,2$	2,33	$16,0 \pm 0,5$	4,5	1,31	1,31	1,94	[14]
$^{73}\text{Ta}^{181}$	12,75	3,00	15,5	5,0	1,22	1,22	1,67	[13]
$^{92}\text{U}^{235}$	10,85	2,45	14,10	4,00	1,30	1,25	1,63	[15]

из правил сумм для различных усредненных энергетических характеристик продольного и поперечного дипольного возбуждения. Таблица иллюстрирует надежность определения деформации ядра на основе обработки экспериментальных данных сечений фотопоглощения в области гигантского резонанса с помощью формулы (2). В шестом и седьмом столбцах таблицы приведены соответственно отношение частот, найденное с помощью формулы (2), и отношение полуосей ядерного эллипсоида, определенное из кулоновского возбуждения. Как видно из таблицы, обратная пропорциональность резонансных частот характеристическим размерам ядра выполняется с удивительной точностью. Общей закономерностью, кроме того, является уширение поперечного максимума по сравнению с продольным: $\Gamma_b / \Gamma_a \approx 1,5 \div 2$. Эта закономерность, а также влияние различных эффектов на параметры оптической анизотропии рассмотрены в работе [8].

Применение рассматриваемого метода к изомерам наталкивается на большие экспериментальные трудности, связанные с измерениями сечений поглощения фотонов редкими и короткоживущими изотопами. Можно, однако, надеяться, что реакции радиационного захвата нейтронов с образованием изомеров (т. е. реакций, обратных прямым фотоядерным реакциям на изомерах) могут воспроизвести в области гигантского резонанса форму кривой фотопоглощения на изомерах.

Рассмотрим, например, реакцию $Am^{241}(n, \gamma)Am^{242m_f}$. Ее амплитуда может быть представлена в виде [9]

$$S_{n, \gamma^*} = (\psi_M | H_\gamma | m_f) + \sum_r (\psi_M | v | r) \frac{1}{E - E_r - i\hbar\Gamma_r/2} (r | H_\gamma | m_f), \quad (3)$$

где $|\psi_M\rangle$ — модельная волновая функция системы n и Am^{241} с энергией E ; $|m_f\rangle$ — волновая функция изомера; v — разность между точным и модельным гамильтонианами; $|r\rangle$ — стационарные и квазистационарные состояния системы [9]; $E_r, \hbar\Gamma_r$ — их энергии и ширины; H_γ — потенциал электромагнитного взаимодействия.

Естественно предположить, что основной вклад в сумму (3) дают промежуточные состояния, описывающие гигантский резонанс на изомере. Роль промежуточных состояний $|r\rangle$, соответствующих гигантскому резонансу, «построенному» на основном или ротационных состояниях ядра, можно считать несущественной, если сделать, в согласии с экспериментальными и теоретическими оценками, предположение о достаточно высоком значении K_{m_f} (проекция полного момента на ось симметрии) изомера. В основном состоянии $K_0 = 0$. Поэтому, если $K_{m_f} \geq 3$, вклад состояний дипольного возбуждения Am^{242} обусловлен взаимодействиями высшей мультипольности, совершенно несущественными в рассматриваемой области энергий.

Итак, будем учитывать в (2) только состояния, описывающие дипольный резонанс на изомере. Далее, заменяя совокупность энергий этих уровней усредненными характеристиками, соответствующими возбуждению продольных и поперечных дипольных колебаний изомера, перепишем (3) в виде следующей приближенной формулы:

$$S_{n, \gamma^*} \approx (\psi_M | H_\gamma | m_f) \left[1 + \frac{\Delta E_a / \sqrt{3}}{E - \hbar\omega_a - i\hbar\Gamma_a/2} + \frac{\Delta E_b \sqrt{2/3}}{E - \hbar\omega_b - i\hbar\Gamma_b/2} \right], \quad (4)$$

где ΔE — смещение энергии гигантского резонанса по сравнению со значением, даваемым простой одночастичной моделью: $\Delta E_{a, b} \approx \hbar\omega_{a, b} / 2$.

Произведенная процедура усреднения вполне аналогична той, которая сделана в работе [10] для сферического ядра. Специфика нашего случая состоит в различии средних частот дипольных колебаний в разных направлениях (т. е. в наличии оптической анизотропии).

Из (3) видно, что сечение реакции $\text{Am}^{241}(n, \gamma)\text{Am}^{242m_f}$, если считать множитель $(\psi_M | H_\gamma | m_f)$ достаточно плавной функцией в области энергий гигантского резонанса, должно приближенно воспроизводить по форме кривую фотопоглощения на Am^{242m_f} .

Представляется заманчивым считать обнаруженный в лаборатории Флёрова [11] максимум сечения реакции $\text{Am}^{241}(n, \gamma)\text{Am}^{242m_f}$ обусловленным резонансными уровнями, соответствующими продольным дипольным колебаниям ядра Am^{242m_f} .

Можно ожидать (для предполагаемой деформации изомера $\beta_{m_f} = 0,6$) наличия в сечении второго пика для энергий нейтронов ~ 10 Мэв.

На рисунке приведена, в сравнении с экспериментальными данными, умноженная на постоянный множитель кривая энергетической зависимости сечения фотопоглощения, вычисленная для следующих параметров гигантского резонанса: $\hbar\omega_a = 7,6$ Мэв, $\hbar\omega_b = 14,8$ Мэв, $\hbar\Gamma_a = 2$ Мэв, $\hbar\Gamma_b = 4,3$ Мэв. Эти параметры выбраны на основе приведенных выше оце-

нок β и большого экспериментального материала о средних значениях параметров гигантского дипольного резонанса. Как видно из рисунка, в области своего первого максимума кривая имеет большое сходство с экспериментальными данными для сечения реакции $\text{Am}^{241}(n, \gamma)\text{Am}^{242m_f}$ [11].

Таким образом, согласно сказанному выше, обнаружение второго максимума в сечении реакции $\text{Am}^{241}(n, \gamma)\text{Am}^{242m_f}$ может служить прямым доказательством гипотезы об изомерии формы. В связи с этим измерение энергетической зависимости этой реакции в области энергий нейтронов 9—15 Мэв представляется чрезвычайно актуальным. Измеренное положение второго максимума позволило бы с помощью формул (1) определить параметр деформации изомера β_{m_f} и на основе приведенных выше формул оценить «фактор запрета»²⁾. Значительный интерес представляет также исследование реакции радиационного захвата на Am^{241} с образованием Am^{242} в основном состоянии. Энергетическая зависимость такой реакции должна обладать двумя максимумами, разделенными интервалом 3—4 Мэв, в отличие от расщепления 6—8 Мэв в случае реакции с образованием изомера. Сопоставление этих двух энергетических зависимостей было бы особенно наглядным доказательством справедливости гипотезы об изомерии формы.

Мы глубоко благодарны С. М. Поликанову и его сотрудникам, ознакомившим нас с результатами работы по радиационному захвату нейтронов на Am^{241} до ее публикации.

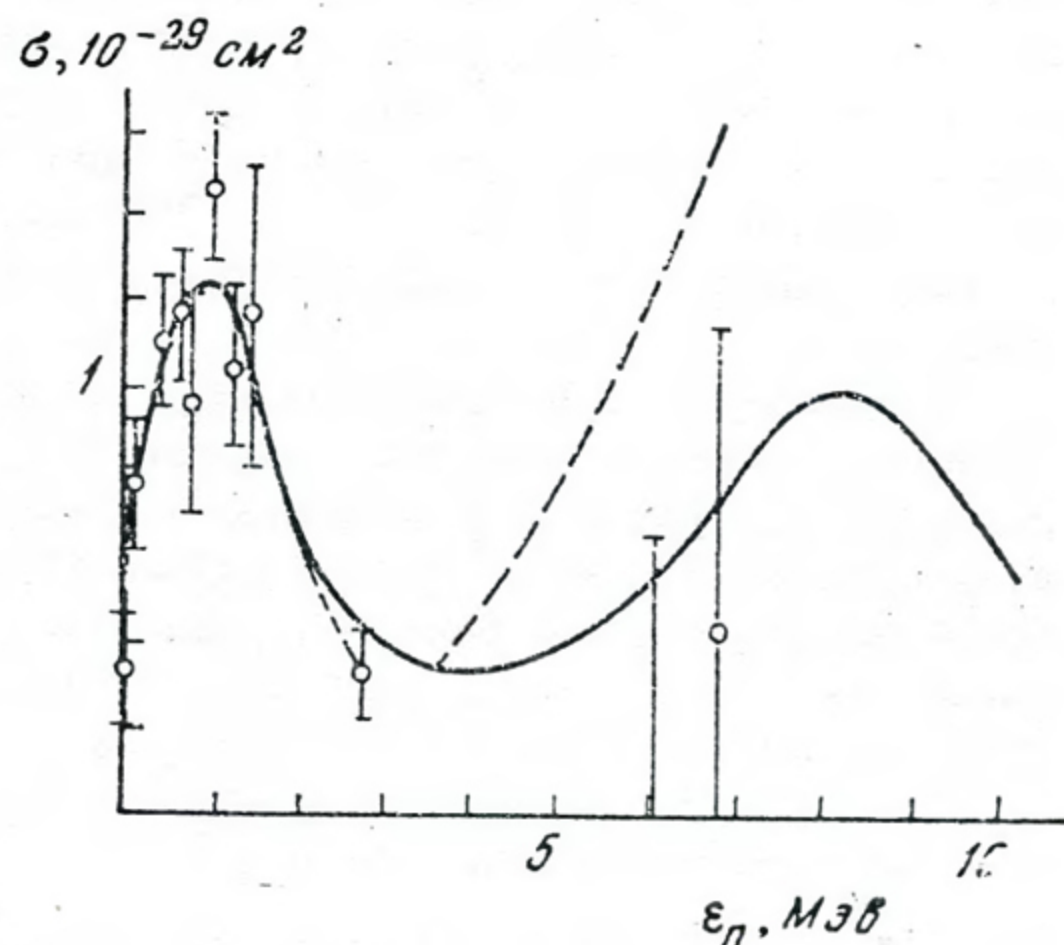
¹⁾ Существуют основания [16, 17] считать эту реакцию одноступенчатой.

²⁾ Можно было бы ожидать, что при деформациях порядка $\beta \approx 0,6$ линейные зависимости (1) окажутся слишком грубыми. Расчет в рамках гидродинамической модели, однако, дает

$$\omega_a = \omega_0(1 - 0,5803\beta + 0,033\beta^2 + \dots),$$

$$\omega_b = \omega_0(1 + 0,2902\beta + 0,00\dots\beta^2 + \dots),$$

т. е. роль квадратичных по β членов даже при больших деформациях ничтожно мала. Гидродинамическая модель, конечно, дает очень грубое приближение, и мы привели эти результаты лишь для оценки ожидаемой области применимости линейных формул (1).



Литература

- [1] С. М. Поликанов, В. А. Друин, В. А. Карнауков и др. ЖЭТФ, 42, 1464, 1962. С. М. Поликанов, Ван Тун-сен, Х. Кекки и др. ЖЭТФ, 44, 804, 1963. Г. Н. Флеров, С. М. Поликанов, К. А. Гаврилов и др. ЖЭТФ, 45, 1396, 1963. Ю. В. Лобанов, В. И. Кузнецов, В. П. Перелыгин и др. ЯФ, 1, 67, 1965.
- [2] Г. Н. Флеров, В. А. Друин. Препринт Р-2539, ОИЯИ, 1966.
- [3] А. Л. Малов, С. М. Поликанов, В. Г. Соловьев. ЯФ, 4, 528, 1966.
- [4] Д. Хилл, Дж. Уиллер. УФН, 52, 83, 239, 1954.
- [5] V. M. Strutinsky. Nucl. Phys., A95, 420, 1967.
- [6] А. М. Балдин. ЖЭТФ, 37, 202, 1959.
- [7] Дж. Левинджер. Фотоядерные реакции, ИИЛ, 1962.
- [8] С. Ф. Семенко. Тр. Междунар. конф. по электромагнитн. взаимодействиям при низк. и средн. энерг., Дубна, 7—15 февраля, 1967, НИОЯИ, 3, 1967, стр. 398.
- [9] В. В. Балашов. Тр. Междунар. конф. по электромагнитн. взаимодействиям при низк. и средн. энерг., Дубна, 7—15 февраля, 1967, НИОЯИ, 3, 1967, стр. 307.
- [10] G. E. Brown. Nucl. Phys., 57, 339, 1964.
- [11] I. Voka, N. Martalogu, M. Sezon et al., Preprint E15-3573, JINR, 1967.
- [12] R. L. Bramblett, J. T. Caldwell, R. R. Harvey, S. C. Fultz. Phys. Rev., 133, B869, 1964.
- [13] R. L. Bramblett, G. F. Auchampaugh, S. C. Fultz. Phys. Rev., 129, 2723, 1963.
- [14] Э. Фуллер. В сб. Ядерные реакции при малых и средних энергиях, Изд. АН СССР, 1962.
- [15] C. D. Bowman, G. F. Auchampaugh, S. C. Fultz. Phys. Rev., 133, B876, 1964.
- [16] N. Starfelt. Nuclear Structure Study with Neutrons, North — Holland, 1966, p. 317.
- [17] В. П. Зоммер. ЯФ, 6, 488, 1967.

OPTICAL ANISOTROPY OF ISOMERS IN THE REGION OF TRANSURANIC ELEMENTS

A. M. BALDIN, S. F. SEMENKO, B. A. TULUPOV

Properties of spontaneously fissile isomers are interpreted in terms of conceptions of the molecular optics. An experiment on direct check of the hypothesis of the form isomerism is proposed.
