

3738

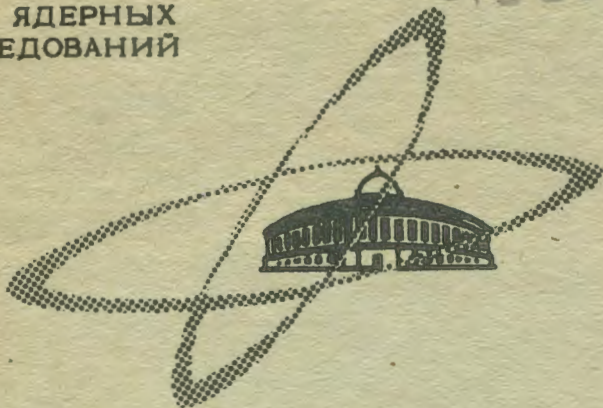
Б-202

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

ЯФ, 1968, т. 8, 8.2,

с. 326-330



P2 - 3738

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

А.М.Балдин, С.Ф.Семенко, Б.А.Тулупов

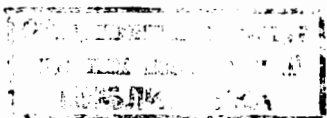
ОПТИЧЕСКАЯ АНИЗОТРОПИЯ ИЗОМЕРОВ
В ОБЛАСТИ ТРАНСУРАНОВЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

1968

P2 - 3738

А.М.Балдин, С.Ф.Семенко, Б.А.Тулупов

ОПТИЧЕСКАЯ АНИЗОТРОПИЯ ИЗОМЕРОВ
В ОБЛАСТИ ТРАНСУРАНОВЫХ ЭЛЕМЕНТОВ



7266/3
чр.

Открытие и исследование^{/1/} изомеров ряда трансурановых элементов (Am^{240} , Am^{242} и др.) поставило вопрос о существовании нового типа ядерной изомерии. Дело заключается в том, что эти состояния оказываются удивительно устойчивыми по отношению к электромагнитным переходам, причём, 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 Г.Н.Флеровым и В.А. Друиным^{/2/} (см. также^{/3/}) была предложена интересная гипотеза: рассматриваемые изомеры деформированы значительно сильнее основных состояний. Возник даже новый термин "изомерия формы". Запрет электромагнитных переходов интерпретируется с помощью естественного обобщения на ядро принципа Франка-Уондона^{/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

$$\phi(\beta) = \frac{e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{\beta - \beta_{\text{равн}}}{\bar{\beta}} \right)^2}}{\sqrt{\bar{\beta}} \sqrt{\pi}}$$

где β — амплитуда среднеквадратичного отклонения от равновесной деформации, и полагая для простоты: $\bar{\beta}_{\text{изомера}} = \bar{\beta}_{\text{осн. сост.}}$ получим:

$$F = \int_{-\infty}^{\infty} \phi_{\text{осн}}(\beta) \phi_{\text{изом}}(\beta) = e^{-\left[(\beta_{\text{м.т.}} - \beta_0) / \bar{\beta} \right]^2}$$

где β_0 и β_{mf} - равновесные значения деформации соответственно основного и изомерного состояний. Согласно В.М.Струтинскому^{/5/}, для деформации изомерных состояний можно ожидать $\beta_{mf} \approx 0,5-0,6$. Используя экспериментальное значение $\beta_0 = 0,3$ и $\bar{\beta} = 0,1$, получим:

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

т.е. F^2 (фактор запрета) составляет: $10^{-4} - 10^{-8}$. 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 $^{241}\text{Am}(n, \gamma) ^{242mf}\text{Am}$ и $^{241}\text{Am}(n, \gamma) ^{242}\text{Am}$. В этом случае естественно считать, что исходное состояние обладает той же равновесной деформацией, что и ^{242}Am и ^{241}Am , т.е. 0,3. Величина приведенного выше фактора запрета ($10^{-4} - 10^{-8}$) (с учётом грубости оценки) согласуется с наблюдаемым отношением:

$$\frac{\sigma(^{241}\text{Am}(n, \gamma) ^{242mf}\text{Am})}{\sigma(^{241}\text{Am}(n, \gamma) ^{242}\text{Am})} \approx 10^{-6}$$

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 $\beta \approx 0,6$, 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 даст доказательство справедливости гипотезы об изомерии формы, но и представит значительный интерес с точки зрения физики фотоядерных реакций.

Под оптической анизотропией ядер, как известно, понимают существование тензорного характера поляризуемости атомных ядер^{/7/}. Наиболее ярким проявлением оптической анизотропии является расщепление ги-

гантского 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:

$$\begin{aligned}\omega_a &= \omega_0 \left(1 - \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta\right) \\ \omega_b &= \omega_0 \left(1 + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta\right),\end{aligned}\tag{1}$$

где β описывает форму ядра в системе главных осей: $R(\theta) = R_0 \times [1 + \beta I_{20}(\theta)]$, 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):

$$\sigma_{\text{погл}} = \frac{\sigma_a}{\left[\frac{\omega_a^2 - \omega^2}{\omega\Gamma_a}\right]^2 + 1} + \frac{\sigma_b}{\left[\frac{\omega_b^2 - \omega^2}{\omega\Gamma_b}\right]^2 + 1}.\tag{2}$$

Соотношение (1) носит очень общий характер. Оно следует из всех существующих моделей гигантского резонанса (см., например,^{8/}), а также из правил сумм для различных усредненных энергетических характеристик продольного и поперечного дипольного возбуждения. Таблица 1 иллюстрирует надежность определения деформации ядра на основе обработки с помощью формулы^{2/} экспериментальных данных сечений фотопоглощения в области гигантского резонанса. В шестой и седьмой графах таблицы приведено 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: $\Gamma_b / \Gamma_a \approx 1,5 + 2$. Эта закономерность, а также влияние различных эффектов на параметры оптической анизотропии рассмотрены в^{9/}.

Применение рассматриваемого метода к изомерам наталкивается на большие экспериментальные трудности, связанные с измерениями сечений поглощения фотонов редкими и короткоживущими изотопами. Покажем, однако, 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 $^{241}\text{Am}(n, \gamma) \rightarrow ^{242\text{mf}}\text{Am}$. Ее амплитуда может быть представлена в форме^{10/}:

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

где $|\Psi_M\rangle$ - модельная волновая функция системы n и ^{241}Am с энергией E , $|m_f\rangle$ - волновая функция изомера, v - разность между точным и модельным гамильтонианами, $|r\rangle$ - стационарные и квазистационарные состояния системы^{10/}, 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, согласно экспериментальным и теоретическим оценкам, предположение о достаточно высоком значении K_{m_f} (проекция полного момента на ось симметрии) изомера. В основном состоянии $K_0 = 1$, поэтому, если $K_{m_f} \geq 4$, вклад состояний дипольного возбуждения ^{242}Am обусловлен взаимодействиями выс-

шей мультипольности, совершенно несущественными в рассматриваемой области энергий.

Итак, будем учитывать в (3) 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: $\Delta E_0 = \hbar \omega_0 / 2$.

Произведенная процедура усреднения вполне аналогична той, которая сделана в работе^{11/} 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 $^{241}\text{Am}(n, \gamma) \rightarrow ^{242\text{mf}}\text{Am}$, если считать сомножитель $(\Psi_M | H_\gamma | m_f)$ достаточно плавной функцией в области энергий гигантского резонанса, должно приближенно воспроизводить по форме кривую фотопоглощения на $^{242\text{mf}}\text{Am}$.

Согласно всему сказанному, обнаруженный в ЛЯР^{16/} максимум сечения реакции $^{241}\text{Am}(n, \gamma) \rightarrow ^{242\text{mf}}\text{Am}$ можно считать обусловленным резонансными уровнями, соответствующими продольным дипольным колебаниям ядра $^{242\text{mf}}\text{Am}$.

Можно ожидать (для предполагаемой деформации изомера $\beta = 0,6$) 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

оценок 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 $^{241}\text{Am}(n, \gamma) ^{242m_1}\text{Am}$.

Таким образом, согласно сказанному выше, обнаружение второго максимума в сечении реакции $^{241}\text{Am}(n, \gamma) ^{242m_1}\text{Am}$ 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_1} , и на основе приведенных выше формул оценить "фактор запрета" x . Значительный интерес представляет также исследование реакции радиационного захвата на ^{241}Am с образованием ^{242}Am 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.

Л и т е р а т у р а

1. С.М.Поликанов и др. ЖЭТФ, 42, 1464 (1962).
2. С.М.Поликанов и др. ЖЭТФ, 44, 804 (1963). Г.Н.Флеров и др. ЖЭТФ, 45, 1396 (1963). Ю.В.Лобанов и др. Ядерная физика, 1, 67, (1965).

x / Можно было бы ожидать, что при деформациях порядка $\beta \approx 0,8$ линейные зависимости $1/\omega$ 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).

2. Г.Н.Флеров, В.А.Друин. Препринт ОИЯИ, Р-2539, Дубна 1966.
3. А.Л.Малов, С.М.Поликанов, В.Г.Соловьев. Ядерная физика, 4, 528 (1966).
4. Д.Хилл и Дж. Уиллер. УФН, ГГГ, 83 и 299 (1954).
5. V.M. Strutinski, Nucl. Phys., A95, 420 (1967).
6. I.Boka et al. Препринт ОИЯИ, Е15-3573, Дубна 1967.
7. А.М.Балдин. ЖЭТФ, 37, 202 (1959).
8. Дж.Левинджер. Фотоядерные реакции. Издательство иностранной литературы, Москва, 1962.
9. С.Ф.Семенко. Труды международной конференции по электромагнитным взаимодействиям при низких и средних энергиях. Дубна, 7-15 февраля 1967. Москва 1967. том 3, стр. 398.
10. В.В.Балашов. Там же, стр. 307.
11. G.E.Brown, Nucl. Phys., 57, 339 (1964).
12. R.L.Bramblett et al., Phys. Rev., 133, В 869 (1964).
13. R.L.Bramblett et al. Phys. Rev., 129, 2723 (1963).
14. Э.Фуллер. В сборнике "Ядерные реакции при малых и средних энергиях". Изд. АН СССР, Москва 1962.
15. C.D.Bawman, G.F.Auchampaugh and S.C.Fultz, Phys. Rev., 133, В 876 (1964).

Рукопись поступила в издательский отдел
27 февраля 1968 года.

Таблица

1	2	3	4	5	6	7	8	9
Ядро	$K\alpha_a$ МэВ	$K\beta_a$ МэВ	$K\alpha_b$ МэВ	$K\beta_b$ МэВ	$\frac{\omega_b}{\omega_a}$	$\frac{g}{b}$	$\frac{P_b}{P_a}$	Ссылка
65Гб^{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
67Нб^{165}	12,10	2,65	15,75	4,4	1,30	1,30	1,66	13
68Эг	$12,2 \pm 0,2$	2,33	$16,0 \pm 0,5$	4,5	1,31	1,31	1,94	14
73Та^{181}	12,75	3,00	15,5	5,0	1,22	1,22	1,67	13
92У^{235}	10,85	2,45	14,10	4,0	1,30	1,25	1,63	15

10^{-29} см^2

