

Письма в ЖЭТФ, том 20, вып. 11, стр. 741–745

5 декабря 1974 г.

ПОЛНОЕ СЕЧЕНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ ГАММА-КВАНТОВ
ЯДРАМИ Th^{232} , U^{235} , U^{238} И Pu^{239}
В ОБЛАСТИ ДИПОЛЬНОГО ГИГАНТСКОГО РЕЗОНАНСА

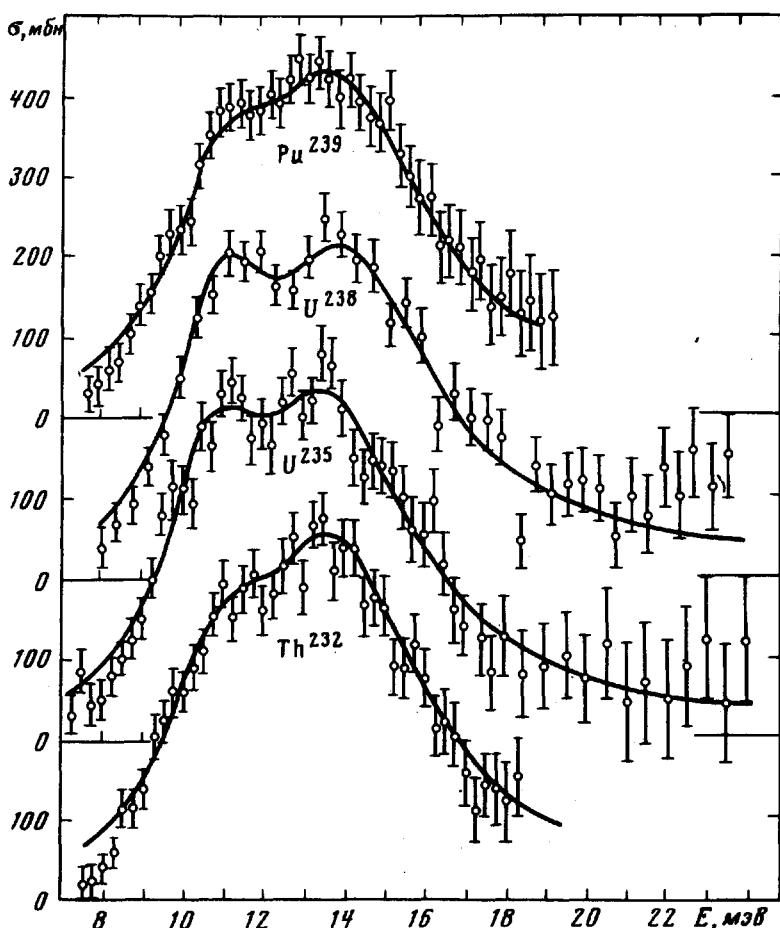
*Г.М.Гуревич, Л.Е.Лазарева, В.М.Мазур,
Г.В.Солодухов*

Рассматривается эволюция формы сечений фоторасщепления ядер Th^{232} , U^{235} , U^{238} и Pu^{239} , измеренных методом поглощения, с изменением Z от 90 до 94. Наблюдаемое изменение формы сечения связывается со свойствами ядерной поверхности.

Как было показано в ряде работ [1, 2], для ядер с числом нейтронов, близким к 90, наблюдается быстрое изменение свойств поверхности с

изменением N . Это проявляется, в частности, в возрастании среднеквадратичной деформации основного состояния с ростом N , что приводит к резкому изменению формы сечения фотопоглощения.

Рассмотрение характеристик низкоэнергетических возбужденных состояний ядер Th^{232} , U^{235} , U^{238} и Pu^{239} , имеющих Z , близкое к 90, показывает, что все эти ядра обладают большой равновесной деформацией в основном состоянии. В то же время для этих ядер с ростом Z наблюдается некоторое систематическое возрастание параметра деформации β и убывание параметра мягкости по отношению к колебаниям поверхности μ [3]. Представляет значительный интерес исследовать, как эти свойства упомянутых ядер могут повлиять на форму их сечений фотопоглощения. Получение такой информации могло бы дать дополнительный материал для проверки справедливости существующих коллективных моделей ядра.



В настоящей работе полные сечения фоторасщепления ядер с $Z \approx 90$ были измерены методом поглощения на пучке тормозного излучения от синхротрона с максимальной энергией ускоренных электронов до 35 МэВ. Использование метода поглощения позволило впервые однозначно учесть

вклад в полное сечение всех парциальных реакций, что представляет значительную проблему при других методах измерения из-за существования сильного канала фотоделения. Схема эксперимента и методика аналогичны описанным в работе [4].

Полученные в результате измерений ядерные сечения фотопоглощения представлены на рис. 1. Ошибки на кривых – среднеквадратичные. Все кривые обнаруживают расщепление гигантского резонанса на два максимума, характерное для сильно деформированных ядер. Измеренные сечения аппроксимировались по методу наименьших квадратов двумя лоренцовыми линиями. Аппроксимирующие кривые проведены на рис. 1 сплошными линиями. Параметры аппроксимации приведены в таблице. Параметры, полученные для Th^{232} и U^{238} довольно хорошо согласуются с результатами группы Бержера [5], которые были получены суммированием сечений реакций (γ, n) , $(\gamma, 2n)$ и (γ, F) . Сечение фотопоглощения для U^{235} , измеренное Боуманом и др. [6], заметно превышает сечение, полученное в данной работе.

Параметры аппроксимации сечений лоренцовыми линиями

Ядро	σ_1 мбн	Γ_1 Мэв	E_1 Мэв	σ_2 мбн	Γ_2 Мэв	E_2 Мэв	$\frac{\sigma_2 \Gamma_2}{\sigma_1 \Gamma_1}$	β	Q
Th^{232}	247	3,90	10,99	362	4,67	13,9	1,75	0,28	10,0
U^{235}	283	3,23	10,74	354	4,92	13,77	1,91	0,30	11,0
U^{238}	286	2,99	10,97	351	5,10	14,25	2,09	0,31	11,7
Pu^{239}	227	3,47	11,05	362	5,23	14,01	2,40	0,29	11,0

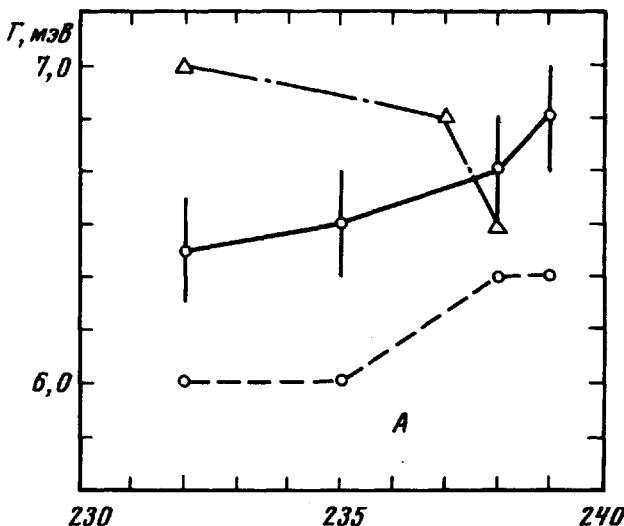
Приведенные в таблице отношения $\sigma_2 \Gamma_2 / \sigma_1 \Gamma_1$ площадей под высокоэнергетическим и низкоэнергетическим пиками в сечении близки к значению 2, которое следует из дипольного правила сумм для вытянутого сфероидального ядра. Наблюдаемое увеличение этих отношений с ростом Z можно связать с увеличением жесткости ядра по отношению к продольным колебаниям, которая описывается параметром μ . В двух последних столбцах таблицы приведены эффективные параметры деформации и квадрупольные моменты ядер, рассчитанные из отношений E_2/E_1 по модели оптической анизотропии, предложенной Даносом [7]. Величины β , как и ожидалось, хорошо согласуются со значениями среднеквадратичного параметра деформации, полученными из вероятности возбуждения первого 2^+ -уровня. Сравнение с результатами работы [8], в которой на основе данных по кулоновскому возбуждению ядер Th^{232} и U^{238} a -частицами рассчитаны значения параметра деформации для разных моделей ядерной плотности, показывает, что лучшее согласие с приведенными выше данными получается для модели зарядового распределения с размытой границей, характеризующегося радиусом полуспада $r_o = 1,1 \text{ ф}$ и толщиной поверхностного слоя $a = 0,6 \text{ ф}$.

На рис. 2 показано поведение ширин гигантского резонанса для исследованных ядер (сплошная кривая), а также ширины из работы [5]

(треугольники). Систематическое возрастание ширины с ростом Z согласуется с возрастанием оптической анизотропии ядер. Пунктиром показаны расчетные значения ширин, полученные с помощью полуэмпирической формулы из работы [9]

$$\Gamma = 0,026 E^{1.9} + 0,76E\beta - 0,82 E_{2+}, \quad (1)$$

где $E = 1/3E_1 + 2/3E_{2+}$. E_{2+} – энергия первого возбужденного 2^+ -состояния. Сравнение экспериментальных и расчетных ширин показывает, что полуэмпирическая формула (1) в целом правильно описывает характер изменения ширин, полученных в данной работе, с ростом A . Результаты работы [5] не согласуются с этой зависимостью.



Для ядер U^{235} и U^{238} полное сечение было измерено до энергий ~ 25 МэВ. Большие экспериментальные ошибки в области $E > 19$ МэВ не позволяют говорить о форме сечения в этой области. Однако, как видно из рис. 1, сечение не спадает до нуля, а идет выше лоренцовой линии и остается в среднем на уровне ~ 100 мби. Это не противоречит предположению о существовании вклада квадрупольного поглощения в области энергий 20 – 25 МэВ.

Институт ядерных исследований
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
21 октября 1974 г.

Литература

- [1] О.В.Васильев, В.А.Семенов, С.Ф.Семенко. ЯФ, 13, 463, 1971.
- [2] P.Carlos, H.Beil, R.Bergere, A.Lepretre, A.De Miniac, A.Veyssiere. Nucl. Phys., A225, 171, 1974.
- [3] А.С.Давыдов. Возбужденные состояния атомных ядер. М., Атомиздат, 1967.

- [4] Г.М.Гуревич, Л.Е.Лазарева, Г.В.Солодухов. Краткие сообщения по физике (ФИАН) №12, 24, 1972.
- [5] A.Veyssiére, H.Beil, R.Bergere, P.Carlos, A.Lepretre, K.Kernbath. Nucl. Phys., A199, 45, 1973.
- [6] C.D.Bowman, G.F.Auchampaugh, S.C.Fultz. Phys. Rev., 133, B676, 1964.
- [7] M.Danos. Nucl. Phys., 5, 23, 1958.
- [8] F.K.McGowan, C.E.Bemis, Jr., J.L.C.Ford, Jr., W.T.Milner, R.L.Robinson, P.H.Stelson. Phys. Rev. Lett., 27, 1741, 1971.
- [9] P.Carlos, R.Bergere, H.Beil, A.Lepretre, A.Veyssiére. Nucl. Phys., A219, 1974.
-