

P13-2007-155

Д. А. Тестов, А. А. Александров, Ю. П. Гангрский,
В. И. Жеменик, Г. В. Мышинский, Ю. Э. Пенионжкевич

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ ПАРАМЕТРА
КВАДРУПОЛЬНОЙ ДЕФОРМАЦИИ ЯДЕР
ТРАНСУРАНОВЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Направлено в журнал «Приборы и техника эксперимента»

Тестов Д. А. и др.

P13-2007-155

Методика измерений параметра квадрупольной деформации ядер трансурановых элементов

Рассматривается метод определения параметра квадрупольной деформации ядер трансурановых элементов, основанный на расщеплении гигантского дипольного резонанса в сечении фотоделения. Описываются экспериментальная установка, включающая лавинный счетчик осколков деления, и способ восстановления сечения из измеряемой зависимости выхода реакции фотоделения от граничной энергии тормозного спектра. Представлены результаты испытания установки на пучке тормозного излучения микротрона МТ-25 ЛЯР ОИЯИ [1], включающие измерения функции возбуждения реакции фотоделения урана.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2007

Testov D. A. et al.

P13-2007-155

Measurement of Quadrupole Deformation for the Nuclei of Actinide Elements

The method of determination of the quadrupole deformation parameter is discussed. This method is based on splitting of the giant dipole resonance. The experimental setup including an avalanche-meter and the method of reconstruction of cross-section are described. The cross-section was reconstructed from the measured dependence of the photofission yield on the boundary energy of bremsstrahlung. The results of a setup test on the microtron bremsstrahlung beam (MT-25, FLNR, JINR) [1] including measurement of the excitation function for the photofission of ^{238}U are presented.

The investigation has been performed at the Flerov Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2007

ВВЕДЕНИЕ

Многочисленные экспериментальные факты указывают на то, что форма целого ряда ядер заметно отличается от сферической и скорее соответствует вытянутому или сплюснутому эллипсоиду [2]. Отклонение формы ядра от сферы обычно характеризуют параметром квадрупольной деформации (β), связь которого с осями эллипсоида (большой a и малой b) имеет вид

$$\beta = \frac{2}{3} \frac{(a - b)}{\sqrt[3]{ab^2}},$$

вводя обозначение $a = k \cdot b$, имеем

$$\beta = \frac{2}{3} \frac{1 - k}{\sqrt[3]{k}}. \quad (1)$$

Параметр квадрупольной деформации является одной из основных характеристик деформированных ядер. Он оказывает существенное влияние на целый ряд ядерных свойств — спектр возбужденных уровней, электрический и магнитный мультипольные моменты, сечения ядерных реакций. Последнее особенно важно в случае очень малых сечений (менее 1 мкб), например при синтезе новых трансурановых элементов, когда для подавления конкурирующей реакции деления приходится использовать достаточно низкие энергии бомбардирующих частиц. Поэтому знание параметров квадрупольной деформации необходимо для изучения целого ряда ядерных процессов, и измерение их является весьма актуальной задачей.

Известны две основные области деформированных ядер. Одна из них включает ядра лантаноидных элементов с числом нейтронов $N > 90$, другая — ядра актиноидных элементов с $N > 134$, расположенных на границе таблицы Д. И. Менделеева (известные значения параметров квадрупольной деформации представлены в обзоре [3]). Видно, что данные о деформациях ядер второй области значительно беднее, чем первой. Эти ядра являются преимущественно радиоактивными, многие из них испытывают α -распад или спонтанное деление. Связь характеристик этого распада (энергия распада, время жизни) с параметром квадрупольной деформации позволит получить

новую информацию о структуре этих ядер, как правило, еще недостаточно изученных.

Параметр квадрупольной деформации обычно определяют из квадрупольного момента ядра (Q), связанного с ним соотношением

$$Q = \frac{1}{\sqrt{5}\pi} Z R^2 \beta (1 + 0.156\beta + \dots), \quad (2)$$

где Z — атомный номер, R — радиус ядра.

Известен целый ряд методов определения квадрупольного момента ядра. Они основаны либо на влиянии его на ядерные характеристики (например, времена жизни уровней), либо на возмущении в электронной оболочке атома (расщепление атомных уровней), либо на взаимодействии с бомбардирующими ядро частицами. В случае γ -квантов это взаимодействие приводит к расщеплению гигантского дипольного резонанса в функции возбуждения реакции фотопоглощения на две компоненты [4]. Объяснение этого расщепления в том, что частоты дипольных колебаний электрического заряда вдоль большой и малой осей деформированного ядра различны. Отношение энергий этих компонент (E_1 и E_2) определяет внутренний квадрупольный момент ядра и параметр квадрупольной деформации:

$$\frac{E_1}{E_2} = 0,911 \frac{a}{b} + 0,089. \quad (3)$$

Указанный метод является достаточно универсальным. Он применим к ядрам независимо от их спина, в том числе и к четно-четным с $I = 0$, а определяемая деформация включает и нулевые колебания ядерной поверхности. Поэтому данный метод и был выбран для определения параметров квадрупольной деформации трансурановых ядер.

1. ВОССТАНОВЛЕНИЕ СЕЧЕНИЯ

Необходимый для экспериментов поток γ -излучения обычно получают при торможении электронов в мишени из какого-либо тяжелого элемента. Образующийся при этом тормозной спектр представляет собой непрерывное распределение от нуля до энергии ускоренных электронов. В экспериментах по определению параметра квадрупольной деформации измеряется зависимость выхода реакции фотопоглощения или распада образующего составного ядра от граничной энергии тормозного спектра. Далее от этой зависимости необходимо перейти к аналогичной зависимости для сечения реакции. Для восстановления сечения $\sigma(E_\gamma)$ из полученного выхода реакции $N(T)$ необходимо решить интегральное уравнение:

$$N(T) = \varepsilon AD(T) \int_0^T \sigma(E_\gamma) W(E_\gamma, T) dE_\gamma, \quad (4)$$

где $W(E_\gamma, T)$ — число фотонов с энергией E_γ в единичном интервале энергий тормозного спектра, оно зависит от формы тормозного спектра, которая описывается выражением (5) [5]; $D(T)$ — доза тормозного γ -излучения с верхней границей T , поглощенная мишенью; A — количество исследуемых ядер на 1 см^2 мишени; ε — эффективность установки, детектирующей продукты фотоядерной реакции.

$$W(E_\gamma, T) = \sum_{i,j=0}^{i=5,j=4} C_{i,j} \frac{E_e^i}{T^j}, \quad (5)$$

где $C_{i,j}$ — коэффициенты разложения.

Ряд примеров тормозных спектров, рассчитанных с использованием выражения (5), представлен на рис. 1.

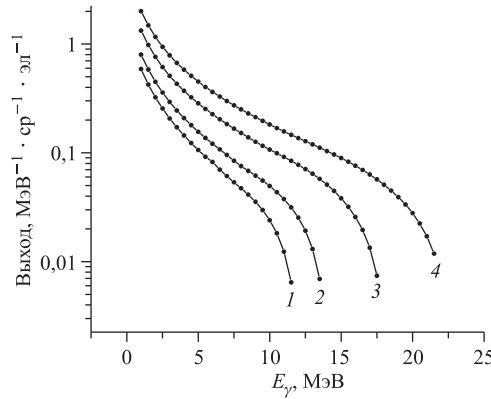


Рис. 1. Формы тормозных спектров при различных энергиях электронов (1 — 12 МэВ, 2 — 14 МэВ, 3 — 18 МэВ, 4 — 22 МэВ)

Определение $\sigma(E_\gamma)$ по экспериментальному выходу есть типичная обратная задача. Существует несколько способов решения таких задач. Для восстановления сечения нами использовался метод редукции, применяемый в НИИЯФ МГУ [6]. Метод редукции позволяет преобразовывать сечение реакции от вида, который оно имеет, будучи полученным при одной форме эффективного спектра фотонов, к виду, который оно имело бы, если бы фотонный спектр имел другую форму, например, правильную гауссианоподобную.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Фотоядерные реакции с трансурановыми элементами имеют ряд особенностей, которые, естественно, отражаются на используемой для их исследований экспериментальной методике.

1. Значительную долю от полного сечения поглощения γ -квантов составляет сечение фотоделения образующегося возбужденного ядра. Поэтому для определения сечения фотопоглощения можно использовать измерения выходов осколков фотоделения изучаемых ядер. Таким способом можно практически полностью исключить влияние примесей легких элементов в облучаемой мишени.

2. Осколки деления имеют малый пробег в веществе (не более 5 мг/см^2) [7], из-за чего в измеряемый выход осколков вклад вносит лишь тонкий слой вещества мишени. Поэтому для достижения необходимой статистики отсчетов за минимальное время детектор должен обладать достаточно высокой эффективностью регистрации осколков деления, но в то же время быть практически нечувствительным к α -частицам из облучаемых мишеней и к тормозному излучению ускорителя.

3. Детектор осколков должен иметь высокую радиационную стойкость по отношению к тормозному излучению с тем, чтобы его характеристики существенно не менялись за время эксперимента.

Всем этим требованиям в наибольшей степени удовлетворяют газовые детекторы [8]. В данной серии экспериментов в качестве детектора осколков деления использовался лавинный счетчик, схема которого представлена на рис. 2. Данный счетчик является бескорпусным вариантом счетчика, описанного в [9]. Он представляет собой трехэлектродную конструкцию с пленочным металлизированным катодом, расположенным между двумя проволочными анодами. Аноды имеют нулевой потенциал, на катод подается отрицательное высокое напряжение, с него же снимается и выходной сигнал. Катод изготовлен из майларовой пленки толщиной $1,2 \text{ мкм}$, которая запыляется с обеих сторон золотом толщиной 40 мкг/см^2 . Аноды изготовлены из медно-бериллиевой бронзовой проволоки толщиной 50 мкм , намотанной с шагом 1 мм . Счетчик и облучаемая мишень помещались в реакционную камеру, которая после предварительной откачки заполнялась пентаном до давления несколько торр. Из-за высокой проникающей способности γ -излучения в

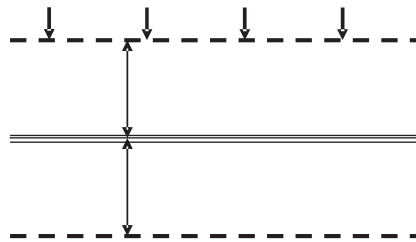


Рис. 2. Схема лавинного счетчика осколков деления

камере не было предусмотрено специальных входных окон, и оно могло попадать на мишень с любого направления. Величины рабочего давления пентана и высокого напряжения подбирались из условия максимума отношения амплитуд импульсов осколков деления и α -частиц для их надежной дискриминации. В данной серии экспериментов счетчик работал при напряжении -450 В и давлении пентана 4 торр. При напряжении -450 В снимаемый с катода импульс в случае осколков деления имел амплитуду ~ 10 мВ при длительности 7 нс на 50-Ом нагрузке.

Детектор заполнялся пентаном, давление которого регулировалось. Обычно использовалось давление в несколько торр, при этом потери энергии α -частиц в чувствительном объеме счетчика были в несколько раз меньше, чем у осколков деления. Такое различие потерь энергии позволяло выделять осколки деления на фоне интенсивного потока α -частиц, что было продемонстрировано на мишенях ^{237}Np . Облучаемая мишень диаметром 1,5 см располагалась под углом 45° к направлению пучка тормозного излучения и закреплялась на расстоянии 3 см от чувствительного объема. Такое расположение мишени при коллимации тормозного излучения позволяло значительно снизить его интенсивность в чувствительном объеме счетчика. При этом геометрическая эффективность регистрации осколков деления составляла величину $\sim 1\%$.

Испытание установки с целью измерения ее характеристик и выбора оптимальных условий для регистрации осколков фотоделения проводилось на тормозном излучении микротрона МТ-25 Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ [1]. Этот ускоритель с диаметром полюсов магнита 1520 мм позволял получать пучки фотонов с плавно изменяющейся граничной энергией от 5 до 25 МэВ при монохроматичности 50 кэВ и интенсивности до 20 мкА. Частота следования импульсов электронов составляла 400 Гц, длительность импульса 2,5 мкс.

Для испытаний экспериментальной установки и методики обработки была выбрана реакция $^{238}\text{U}(\gamma, f)$, функция возбуждения которой хорошо известна [10]. Измерялась зависимость счета осколков, отнесенных к потоку электронов, падающих на тормозную мишень, от граничной энергии тормозного излучения. Измерения проводились в диапазоне энергий электронов 11–17,2 МэВ, в котором расположены обе компоненты расщепления гигантского резонанса с шагом 0,2 МэВ. При нормировке выхода осколков к интенсивности тормозного излучения учитывалось, что фотоделение вызывает не весь тормозной спектр, а только его часть, расположенная выше порога деления урана (6,5 МэВ).

Полученная таким способом функция возбуждения реакции $^{238}\text{U}(\gamma, f)$ представлена на рис. 3. Для сравнения приведена функция возбуждения сечения фотоделения ^{238}U от энергии γ -квантов, измеренная в [10]. Как видно из рис. 3, наблюдается хорошее согласие полученных экспериментальных дан-

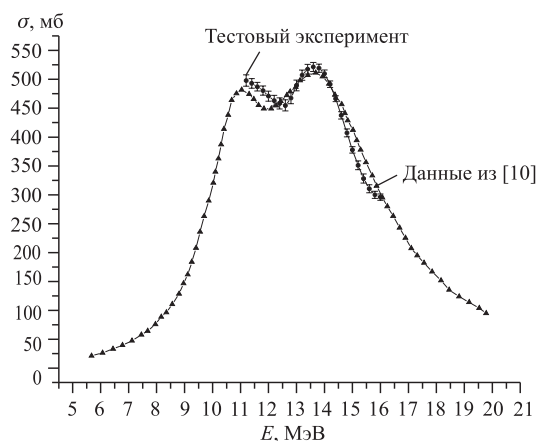


Рис. 3. Функции возбуждения реакции $^{238}\text{U}(\gamma, f)$

ных с известными ранее. Проведенные испытания показали, что описанная установка может успешно работать в интенсивных полях различного ионизирующего излучения: осколков деления (несколько сотен осколков в секунду), фотонов тормозного излучения до 10^{12} с, а также α -излучения. Это свидетельствует о применимости данной методики в экспериментах по измерению функций возбуждения реакций фотоделения и получению из них значений параметров квадрупольной деформации для широкого круга ядер трансурановых элементов от $\text{U}(Z = 92)$ до $\text{Sm}(Z = 96)$, характеризующихся высоким уровнем α -излучения.

В заключение авторы выражают благодарность Ю.Ц.Оганесяну, С.Н.Дмитриеву и Б.С.Ишханову за полезные обсуждения, А.Г.Белову за обеспечение работы микротрона и Д.А.Руденко за помощь в наладке программы обработки спектров.

ЛИТЕРАТУРА

1. Белов А. Г. ОИЯИ, Д15-93-80. Дубна, 1993.
2. Bohr A., Mottelson B. // Kgl. Dan. Vid. Selsk. 1953. V. 27, № 16.
3. Raman S., Nestor C. W., Tikkanen P. // ADNT. 2001. V. 78. P. 49.
4. Ишханов Б. С., Капитонов В. М. Взаимодействие гамма-излучения с атомными ядрами. М.: Изд-во МГУ, 1979.

5. Жучко В. Е., *Зен Чен Ук* // ОИЯИ, 11-84-615. Дубна, 1984.
6. Пытьев Ю. П. Методы математического моделирования измерительно-вычислительных систем. М.: Физматлит, 1990.
7. Northcliffe L. C., Shilling R. F. // ADNDT. 1970. V. 7. P. 233.
8. Гангерский Ю. П., Марков Б. Н., Перельгин В. П. Регистрация и спектрометрия осколков деления. М.: Энергоатомиздат, 1992.
9. Александров А. А., Александрова И. А., Каманин Д. В. Препринт ОИЯИ P13-2004-162. Дубна, 2004.
10. Berman E. L., Caldwell J. T., Dowdy E. J. // Phys. Rev. C. 1986. V. 34. P. 2201.

Получено 18 октября 2007 г.

Редактор *М. И. Зарубина*

Подписано в печать 28.11.2007.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 0,62. Уч.-изд. л. 0,77. Тираж 310 экз. Заказ № 55981.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@jinr.ru

www.jinr.ru/publish/