

Упругое и неупругое рассеяния α -частиц на Al^{27}

К. П. Артемов, В. З. Гольдберг, В. П. Рудаков

Характерной чертой углового распределения упруго и неупруго рассеянных α -частиц с энергией, значительно превышающей кулоновский барьер, является регулярное чередование максимумов и минимумов — так называемая дифракционная картина. В имеющихся экспериментальных данных обращает на себя внимание четкая связь между угловыми распределениями упруго и неупруго рассеянных α -частиц: осцилляции дифференциальных сечений или совпадают, или находятся в противофазе. Для тех случаев, когда характеристики состояний, возбуждаемых при неупругом рассеянии, известны из других независимых измерений, установлено, что угловые распределения неупруго рассеянных α -частиц, соответствующих возбуждению четных состояний, находятся в противофазе с угловыми распределениями упруго рассеянных α -частиц и угловые распределения α -частиц, соответствующих возбуждению нечетных состояний, находятся в фазе с распределением упруго рассеянных α -частиц. Отклонений от этого «правила фаз» пока не найдено, кроме, естественно, случаев двухфононного возбуждения.

Хорошее согласие с экспериментом дает расчет неупругого рассеяния в борновском приближении методом искаженных волн [1]. В работах [2—4] рассмотрен другой подход к задаче. В адиабатическом приближении рассматривается возбуждение коллективных состояний при дифракционном рассеянии на «черном» эллипсоиде. Из этой теории вытекает наблюдающееся на опыте соотношение между угловыми распределениями при возбуждении четных и нечетных состояний. Абсолютная величина сечения неупругого рассеяния при возбуждении коллективных состояний зависит от параметра деформации ядра или амплитуды коллективных поверхностных колебаний. Дифференциальное сечение упругого рассеяния в тех случаях, когда можно пренебречь кулоновским взаимодействием, описывается выражением

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = (kR_0)^2 \left| \frac{I_1(x)}{x} \right|^2,$$

где k — волновое число; R_0 — радиус взаимодействия; $I_1(x)$ — функция Бесселя первого порядка; $x = 2kR_0 \sin \frac{\theta}{2}$ (θ — угол рассеяния в системе центра масс).

Сечение неупругого рассеяния для перехода $0 \rightarrow 2$ описывается выражением

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = (kR_0)^2 \frac{\beta_2^2}{4\pi} \left[\frac{1}{4} I_0^2(x) + \frac{3}{4} I_2^2(x) \right],$$

где β_2 — параметр квадрупольной деформации. Анализ в этом приближении экспериментальных данных,

когда коллективная природа состояний не вызывает особых подозрений, дает разумные значения пара-

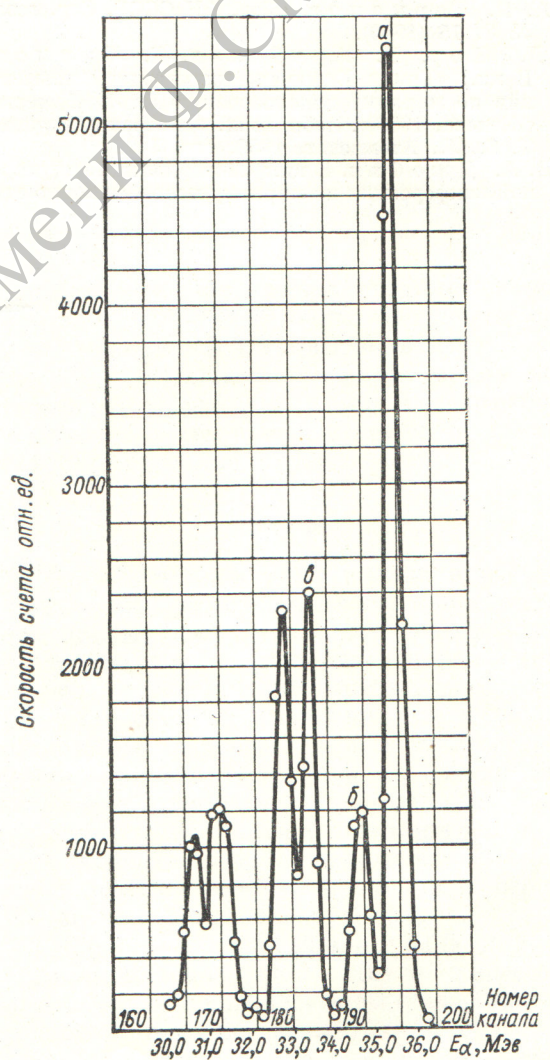


Рис. 1. Спектр α -частиц, рассеянных на $Al^{27}(\theta = 50^\circ)$. Значения Q :
 а — 0; б — — 0,84 и — 1,01 Мэв (не разрешены); в — — 2,2 Мэв

метров деформации ядер и квадрупольных и октупольных моментов.

На основе этой теории были проанализированы результаты наших измерений упругого и неупругого рассеяний α -частиц с энергией 40, 38 и 36 Мэв на Al^{27} . Измерения проводились на полутораметровом циклотроне Института атомной энергии им. И. В. Курчатова

ветствовавших возбуждению двух первых уровней ($Q = -0,84$ и $-1,01$ Мэв не разрешены) и третьего уровня ($Q = -2,22$ Мэв) ядра Al^{27} . Спектр α -частиц и угловые распределения показаны на рис. 1 и 2.

Из положения максимумов в угловом распределении упруго рассеянных α -частиц найден радиус взаимодействия α -частицы с ядром Al^{27} , равный 5,5 ферми. Фазовые соотношения в измеренных угловых распределениях позволяют сделать вывод, что состояние Al^{27} с энергией 2,2 Мэв имеет положительную четность.

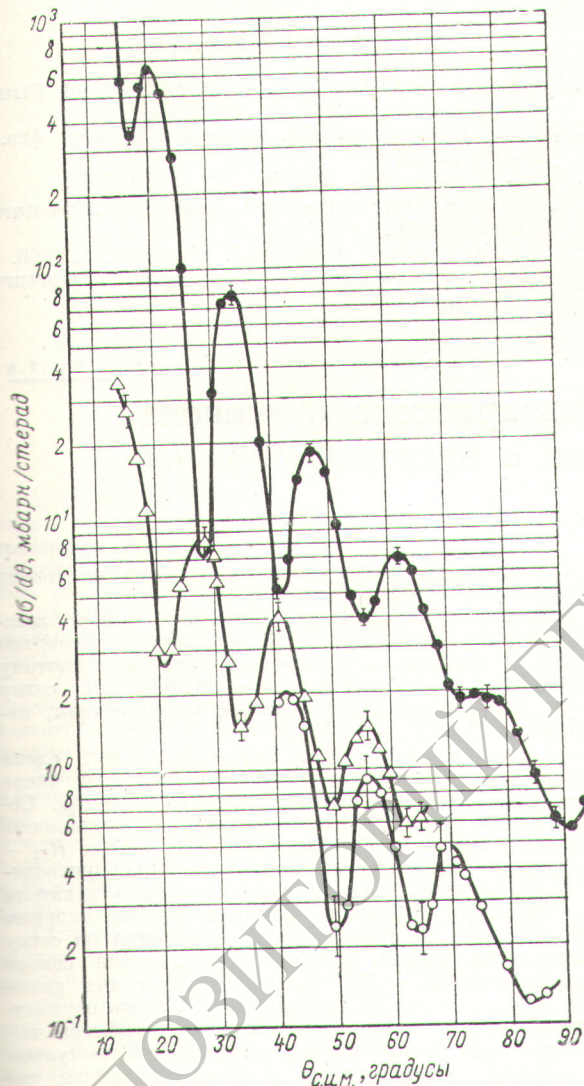


Рис. 2. Дифференциальное сечение упругого и неупругого рассеяния α -частиц с энергией 40 Мэв на Al^{27} . Значения Q :

● — 0; ○ — $-0,84$ и $-1,01$ Мэв; △ — $-2,2$ Мэв.

АН СССР. Для регистрации α -частиц использовалась позиционная камера высокого давления с сеткой. Энергетическое разрешение камеры для α -частиц с энергией 40 Мэв составляло 1,2%; угловое разрешение в измерениях равнялось $0,8^\circ$. Были измерены угловые распределения группы упруго рассеянных α -частиц и двух групп неупруго рассеянных α -частиц, соот-

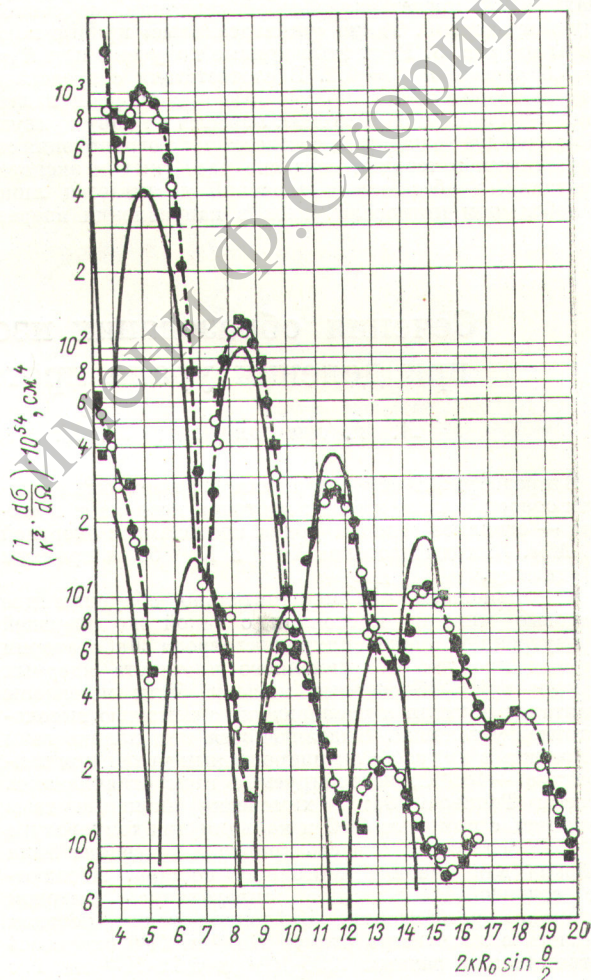


Рис. 3. «Универсальные» кривые для упругого (верхние кривые, $Q = 0$ Мэв) и неупругого (нижние кривые, $Q = -2,2$ Мэв) рассеяния α -частиц:

— — — экспериментальные кривые; — — — теоретические кривые. Значения Q : ● — 40 Мэв; ○ — 38 Мэв; ■ — 36 Мэв.

Известно, что возбужденные состояния Al^{27} с энергиями 0,84; 1,01 и 2,7 Мэв относятся к вращательной полосе с $K = \frac{1}{2}$ [5]. Вероятно, что в Al^{27} существует еще одна вращательная полоса с $K = \frac{5}{2}$, родоначал-

ником которой является основное состояние $Al^{27} = D_{5/2^+}$ [6]. Первым возбужденным уровнем этой полосы скорее всего является уровень $2,2 \text{ Мэв}$. Тогда следует принять, что спин и четность этого уровня равны $7/2^+$. Расчет для этого случая на основе дифракционной теории дает параметр квадрупольной деформации и квадрупольный момент ядра Al^{27} , равные $\beta_2 = 0,2$ и $Q = 0,144 \text{ барн}$ ($R = 1,45 \text{ А}^{1/3}$).

Как видно из приведенных выше формул, зависимость сечения от энергии определяется в основном фактором k^2 . Таким образом, величина сечения, деленная на k^2 , представляет собой величину, не зависящую от энергии. Такие «универсальные» кривые показаны на рис. 3. Расчетные кривые получены при $R_0 = 5,5 \text{ ферми}$ и $\beta_2 = 0,2$. В соответствии с предсказаниями теории точки, полученные при энергии падающих α -частиц $40, 38$ и 36 Мэв , ложатся на одну кривую. Как и следует ожидать, в соответствии с ограничениями, введенными в теорию, согласие расчетных и экспериментальных абсолютных значений достигается лишь в небольшом интервале углов в направлении вперед.

Таким образом, полученные результаты по рассеянию α -частиц на Al^{27} разумно объясняются в рамках вращательной модели и теории дифракционного рассеяния.

Авторы благодарны С. И. Дроздову за обсуждение результатов работы.

Поступило в Редакцию 10/IX 1962 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. N. A u s t e r n. Proc. of the Conf. on the Nucl. Structure. Kingston, 1960.
2. Е. В. Инопин. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **31**, 901 (1956)
3. С. И. Д р о з д о в. Там же, **36**, 1875 (1959).
4. I. B l a i r. Proc. of the Conf. on the Nucl. Structure. Kingston, 1960.
5. E. A l m g w i s t et al. Nucl. Phys., **19**, 1, 1960.
6. H. G o v e. Proc. of the Conf. on the Nucl. Structure. Kingston, 1960.

539.173.8

Сечения образования изотопов криптона и ксенона при делении урана протонами с энергией 680 Мэв

А. Н. Добронравова, Л. К. Левский, А. Н. Мурип, Н. Е. Тутов

В предварительном сообщении [1] нами были указаны относительные выходы изотопов ксенона и криптона — осколков деления урана протонами с энергией 680 Мэв . Выходы изотопов Xe^{130} и Kr^{86} были приняты за единицу.

В дальнейшем мы дополнительно облучили две урановые мишени протонами с такой же энергией на внутреннем пучке синхроциклотрона Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований. Облученные мишени были помещены в танталовые тигли и расплавлены с помощью высокочастотной установки. Выделяющиеся при плавке газы собирались в ампуле с активированным углем при температуре -183° С , несорбируемые газы откачивались насосом Тешлера. Затем химически активные газы удалялись с помощью SuO и кальция при температуре 600° С . После очистки часть криптона и ксенона была отобрана для анализа изотопного состава. Абсолютные содержания изотопов определялись методом изотопного разбавления. Найденное таким методом абсолютное количество атомов Xe^{130} и Kr^{86} оказалось соответственно равным $3,95 \cdot 10^{12}$ и $5,21 \cdot 10^{12}$ на 1 г облученного урана.

При использовании масс-спектрометра МВ-23-02 для изотопного анализа малых количеств газа необходима быстрая и точная настройка на каждый изотоп. В стандартном приборе этому препятствует ступенчатое изменение ампер-витков катушки электромагнита и присутствие ложных пиков, обязанных углеводородным загрязнением. Пики углеводородов особенно опасны при наличии на выходе масс-спектрометра электронного умножителя, так как в этом случае они нередко превышают по интенсивности пики изотопов исследуемых газов. Схема развертки серийного прибора применима для записи лишь одного изотопа (диапазон развертки $0,2$ массовых единиц), а для за-

писи пяти-шести изотопов и больше она не может эффективно использоваться.

В описываемой схеме развертки для записи каждого изотопа используется потенциометр развертки серийного прибора, а переход от изотопа к изотопу осуществляется автоматически — подачей на сетку лампы, управляющей ускоряющим напряжением, потенциала с делителя.

На рисунке изображена принципиальная схема развертки для 11 изотопов ксенона (массовые числа $124-136$). Батарея B питает делитель $R_{11}-R_{20}$. Сопротивления $R_{11}-R_{20}$ выполнены из манганиновой проволоки $0,02 \text{ мм}$. Сопротивления R_1-R_{10} , R_{22} — подстроечные проволоочные сопротивления, присоединенные к первому ряду ламелей шагового искателя ШИ (ШИ-11). Изменение напряжения на опорном сопротивлении R_{21} (точки 1 и 2) передается на сетку управляющей лампы. Второй ряд ламелей связан с тумблерами T_1-T_{11} , которые служат для включения записи определенных изотопов. Запись осуществляется следующим образом. Если все тумблеры выключены (как показано на рисунке), то импульсы на обмотку электромагнита шагового искателя подаются только через контакт K_1 , укрепленный на оси потенциометра развертки. После полного оборота движка потенциометра развертки контакт K_1 замыкается и шаговый искатель перемещается с первой ламели на вторую; после следующего оборота на третью и т. д. Если, например, тумблер, связанный со второй ламелью, включен, подается напряжение на релаксационную схему C_1-L_{12} (неоновая лампа). Разряд конденсатора C_1 вызывает срабатывание реле P , и через контакт реле K_2 подается импульс на обмотку шагового искателя, который сразу же переходит на третью ламель. Постоянная времени релаксационной схемы $\sim 0,2 \text{ сек}$. С помощью кнопки K_N импульсы