

9  
K-17  
ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

P-432

Б.Н.Калинкин

КУЛОНОВСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ЯДЕР  
ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ,  
СОПРОВОЖДАЕМОЕ ИЗЛУЧЕНИЕМ  
 $\gamma$  - КВАНТОВ

*жэТф, 1960, т38, в5, с1541-1543.*

P - 432

Б.Н.Калинкин

КУЛОНОВСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ЯДЕР  
ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ,  
СОПРОВОЖДАЕМОЕ ИЗЛУЧЕНИЕМ  
 $\gamma$  - КВАНТОВ

515/5 пр.

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

## А Н Н О Т А Ц И Я

Рассмотрен процесс кулоновского возбуждения высоких одноуклонных уровней ядра посредством бомбардировки его тяжелыми ионами с энергией, меньшей кулоновского барьера. Величина полученных сечений указывает на возможность экспериментальной проверки существования уровней.

В реакциях, обусловленных кулоновским возбуждением ядер, чаще всего наблюдаются коллективные возбуждения, которые соответствуют вращательным и вибрационным степеням свободы. Большая часть экспериментов относится к изучению наиболее низких уровней /ниже 1 Мэв/. Это обстоятельство объясняется тем, что в качестве ускоряемых ионов использовались протоны, дейтроны и  $\alpha$ -частицы небольшой энергии. При увеличении энергии ионов можно надеяться получить высокие возбужденные состояния ядер; однако при этом энергия оказывается значительно выше кулоновского барьера, и становятся возможными другие реакции, обусловленные ядерным взаимодействием, которые затрудняют исследование.

В связи с развитием техники в настоящее время появляется возможность ускорять тяжелые ионы /вплоть до ионов  $Fe$  [1] /. Естественно, что использование таких ионов позволит продвинуть область изучаемых уровней возбужденного ядра методом кулоновского возбуждения значительно дальше /  $\sim 6-7$  Мэв/. С этой точки зрения представляется интересным вопрос о кулоновском возбуждении ядра тяжелым ионом с последующим вылетом сравнительно энергичного  $\gamma$ -кванта /6-7 Мэв/.

Этот процесс можно рассмотреть, опираясь на модель оболочек, т.е. в рамках однонуклонных возбуждений. Как известно, ранее выполненные расчеты аналогичного процесса в области малых возбуждений не могли привести к удовлетворительным результатам, так как экспериментальные значения вероятностей радиационных переходов ядра обнаружили большие отклонения от вероятностей, вычисленных теоретически на основе модели независимых частиц. Это и понятно, так как в области малых возбуждений важную роль играют коллективные аспекты ядра. Однако, как показано в работе [2], посвященной резонансному рассеянию  $\gamma$ -квантов на ядрах, в интересующем нас энергетическом интервале определяющую роль играют однонуклонные переходы. Теория, развитая в [2], удовлетворительно согласуется с экспериментом. Это обстоятельство дает нам некоторое основание использовать при оценке сечения указанного выше процесса модель оболочек.

В качестве конкретного примера рассмотрим кулоновское возбуждение ядра  $Pb^{208}$  ионом  $Ne^{20}$ . Кулоновский барьер в этом случае будет по порядку величины равен  $\sim 130$  Мэв. Пусть кинетическая энергия иона состав-

ляет  $\sim 100-120$  Мэв. Ядро может перейти в основное состояние, испустив

$\gamma$  - квант с энергией 6 Мэв, если, например, при возбуждении осуществляет нейтронный дипольно электрический переход  $2f_{7/2} \rightarrow 2g_{9/2}$ . Потеря энергии ионом на возбуждение ядра составляет всего  $\sim 1/20$ . Кроме того, в нашем случае безразмерный параметр  $\eta = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v}$ , характеризующий движение иона в кулоновском поле ядра, будет равен  $\eta \approx 50 \gg 1$ . При этих условиях процесс возбуждения можно рассматривать классически.

Полное сечение возбуждения порядка  $E1$  определяется выражением [3]:

$$\sigma_{E1} = \left( \frac{Z_1 e}{\hbar v} \right)^2 B(E1) f_{E1}(\xi),$$

где  $Z_1$  - заряд иона,  $v$  - его скорость,  $B(E1)$  - приведенная вероятность, связанная с радиационным дипольно-электрическим переходом,  $f_{E1}$  - функция, имеющая очень сложное строение и обусловленная орбитальными интегралами. Для ряда значений параметра  $\xi$  она табулирована /см., например, [4]/. Параметр  $\xi$  можно вычислить по формуле:

$$\xi = \frac{Z_1 Z_2 A_1^{1/2} \Delta E'}{12,65(E - \frac{1}{2} \Delta E')^{3/2}} \left( 1 + \frac{5}{32} \left( \frac{\Delta E'}{E} \right)^2 + \dots \right),$$

где  $\Delta E' = (1 + A_1/A_2) \Delta E$ ,  $A_1$  - масса иона /в единицах протонной массы/,  $A_2$  - масса ядра, а  $\Delta E$  - его возбуждение.

Приведенная вероятность  $B(E1)$  /с учетом заполненности соответствующей оболочки/ имеет вид:

$$B(E1) = \frac{3E^2}{4\pi} \left| \int \psi_f^* \psi_i r^2 dr \right|^2 (2L_i+1)(2L_f+1) |(L_i 1 0 0 | L_f 0)|^2 W^2(L_i J_i L_f J_f; \frac{1}{2} 1).$$

Здесь  $E$  - эффективный заряд нуклона /в нашем случае  $E \approx 0,4$ /,

$(L_i 1 0 0 | L_f 0)$  - коэффициент Клебша-Жордана,  $W$  - функция Рака, а  $\psi_i$  и  $\psi_f$  - радиальные части волновых функций нуклона в начальном /основном/ и конечном /возбужденном/ состояниях, соответственно. Выражения для  $\psi_i$  и  $\psi_f$  мы заимствуем из работы [2]. Они являются точными решениями приближенного уравнения Шредингера с учетом размытости границ ядра и имеют вид:

$$\psi_i = \frac{N_i}{r} 2\alpha_i (r - r_0^i) \exp \left[ -\frac{\alpha_i^2 (r - r_0^i)^2}{2} \right]$$

$$y_f = \frac{N_f}{r} 2\alpha_f (r-r_0^f) \exp\left[-\frac{\alpha_f^2 (r-r_0^f)^2}{2}\right],$$

причем  $N$  - нормировочный множитель,  $\alpha$ ,  $r_0$  - параметры, значения которых определяются при решении уравнения.

Матричный элемент, входящий в  $B(E1)$  можно рассчитать численно. Он оказывается равным  $\sim 5,6 \cdot 10^{-13}$  см.

Полное сечение кулоновского возбуждения ионом  $Ne^{20}$  /100-120 Мэв/ однонуклонного уровня  $2g_{3/2}$  в ядре  $Pb^{208}$  равно  $\sim 2 \cdot 10^{-2}$  мб.

При уменьшении энергии иона сечение падает практически экспоненциально, что обусловлено поведением функции  $f_{E1}(\xi)$ .

Если ядра  $Pb^{208}$  бомбардировать значительно более тяжелыми ионами, например,  $Fe^{56}$  /кулоновский барьер  $\sim 360$  Мэв/, то при энергии 300 Мэв /при большей энергии становится возможным прямой контакт между ядрами/ сечение равно  $\sigma = 0,01$  мб.

Следует указать здесь также на принципиальную возможность вылета нейтронов из ядра /сечение вылета протонов будет значительно меньше из-за наличия кулоновского барьера/.

Предполагая, что обратный переход является чисто дипольно-электрическим и используя общую теорию угловой корреляции /см. [5] /, а также [3] /, можно вычислить угловое распределение  $\gamma$  - квантов для случая  $Ne^{20} + Pb^{208}$

Оно имеет вид: 
$$W(\vartheta_f) = 1 - 0,064 \cdot P_2(\cos \vartheta_f).$$

Аналогичным образом можно получить сечение кулоновского возбуждения для случая однонуклонных переходов квадрупольно-электрического типа. Конкретным примером может служить переход  $1h_{3/2} \rightarrow 2f_{7/2}$  в  $Pb^{208}$  /энергия перехода  $\sim 3,5$  Мэв/.

Используя указанный выше метод определения волновых функций, можно вычислить матричный элемент  $\langle r^2 \rangle_{if}$ , который оказывается равным:

$$\langle r^2 \rangle_{if} \approx 20,2 \cdot 10^{-28} \text{ см}^2.$$

Тогда, используя формулу:

$$\sigma_{E2} = \left(\frac{Z_1 e}{\hbar \nu}\right)^2 \alpha^{-2} B(E2) f_{E2}(\xi),$$

где  $\alpha = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{m_0 v^2}$  /  $m_0$  - приведенная масса частицы и ядра/, для ионов  $Ne^{20}$  с энергией  $\sim 120$  Мэв получаем  $\sigma = 0,24$  мб. Для ионов  $Fe^{56}$  с энергией  $\sim 300$  Мэв сечение оказывается равным 0,67 мб.

Величина вычисленных сечений является достаточно большой. Поэтому целесообразно поставить эксперименты с целью анализа высокорасположенных возбужденных уровней ядер.

Автор признателен С.М.Поликанову за полезные обсуждения.

#### Л и т е р а т у р а

1. Г.Н.Флеров. Материалы конференции по реакциям с многозарядными ионами. изд. ОИЯИ. 1959.
2. Б.Н.Калинкин. ЖЭТФ, 36, 1438, 1959.
3. К.Альдер и др. Деформация атомных ядер. ИИЛ.М. 1958.
4. K.Alder, A.Winter, Kgl.Danske Vidensk. Selsk.Mat.-Fys.Medd., 31, N I, 1956.
5. L.C.Biedenharn, M.V.Rose. Rev.Mod.Phys., 25, 729, 1953.

Рукопись поступила в издательский отдел  
17 ноября 1959 года.