

даже для нейтрона, энергия возбуждения которого превышает энергию связи на 5 Мэв , уширение за счет испускания равно только 500 кэв , что значительно меньше полной ширины уровня.

Нуклоны, испускаемые в результате прямого фотоядерного эффекта, уносят большую энергию. Их угловое распределение должно отличаться от изотропного. Нуклоны же, испускаемые после перераспределения энергии однонуклонного возбуждения по всем степеням свободы ядра, должны иметь малую энергию ($1 < 2 \text{ Мэв}$), и их распределение по энергии должно быть близким к максвелловскому. Эти качественные выводы теории подтверждаются экспериментом [66].

§ 82. Возбуждение ядер кулоновским полем тяжелых заряженных частиц

Если энергия относительного движения тяжелой заряженной частицы заряда Z_a меньше энергии кулоновского барьера ядра заряда Z_A , равной

$$E_B = \frac{Z_A Z_a e^2}{R}, \quad (82,1)$$

где R — эффективный радиус взаимодействия, равный сумме радиуса ядра и радиуса частицы, то вероятность проникновения частицы в область действия специфических ядерных сил будет очень малой. В этом случае возможно возбуждение ядра путем электромагнитного взаимодействия ядра и частицы. Такое взаимодействие может быть рассмотрено методом теории возмущений.

Вероятность возбуждения ядер электромагнитным полем заряженной тяжелой частицы была впервые рассчитана К. А. Тер-Мартirosяном [51] на основе полуклассического метода, при котором предполагается, что налетающая частица движется по классической траектории. Такое классическое описание возможно при условии

$$\eta \equiv \frac{Z_a Z_A e^2}{\hbar v} \gg 1,$$

где v — относительная скорость движения частицы и ядра. Условие квазиклассичности всегда выполняется, если энергия относительного движения частицы и ядра меньше высоты кулоновского барьера. При этом скорость частицы мала по сравнению со скоростью света, поэтому взаимодействие частицы с ядром можно считать чисто кулоновским, так как влияние магнитного поля будет ничтожно мало.

Выберем начало координат в центре ядра. Если налетающую частицу рассматривать как точечную и обозначить $r_p(t)$ радиус-вектор ее траектории, то оператор взаимодействия ядра и частицы можно записать в виде

$$H'(t) = \int \rho(r) \varphi(r, t) dr, \quad (82,2)$$

где $\rho(\mathbf{r}) = e \sum_{k=1}^{Z_A} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_k)$ — оператор плотности заряда, а электростатический потенциал

$$\varphi(\mathbf{r}, t) = \frac{Z_a e}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_p(t)|} - \frac{Z_a e}{|\mathbf{r}_p(t)|} \quad (82,3)$$

выбирается так, чтобы исключить взаимодействие между центрами масс, не приводящее к возбуждению ядра.

Вероятность перехода из начального ядерного состояния a в конечное ядерное состояние b , усредненная по магнитным квантовым числам m_a начального состояния и просуммированная по магнитным квантовым числам m_b конечного состояния, может быть выражена формулой

$$P_{ba} = (2J_a + 1)^{-1} \sum_{m_a, m_b} |W_{ba}|^2, \quad (82,4)$$

где J_a — спин начального состояния; W_{ba} — матричные элементы квантовых переходов под влиянием зависящего от времени возмущения

$$W_{ba} = \frac{1}{i\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} (b | H' | a) e^{i\omega t} dt, \quad (82,5)$$

где $\hbar\omega = E_b - E_a$ — энергия перехода.

Подставляя $\rho(\mathbf{r})$ и (82,3) в (82,5) и замечая, что

$$\begin{aligned} \frac{1}{|\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_p(t)|} &= \\ &= 4\pi \sum_{\lambda, \mu} \frac{r_k^\lambda}{(2\lambda + 1) [r_p(t)]^{\lambda+1}} Y_{\lambda\mu}^*(\theta_k, \varphi_k) Y_{\lambda\mu}(\theta, \varphi), \quad |\mathbf{r}_p(t)| > r_k, \end{aligned}$$

имеем:

$$W_{ba} = \frac{4\pi Z_a e^2}{i\hbar} \sum_{\lambda, \mu} \left(\psi_b \left| \frac{1}{e} \sum_k e_k r_k^\lambda Y_{\lambda\mu}^*(\theta_k, \varphi_k) \right| \psi_a \right) S_{\lambda\mu}, \quad \lambda \geq 1, \quad (82,6)$$

где

$$S_{\lambda\mu} = \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega t} [r_p(t)]^{-\lambda-1} Y_{\lambda\mu}(\theta(t), \varphi(t)) dt \quad (82,6a)$$

— интеграл, значение которого определяется траекторией движения заряженной частицы.

Подставляя (82,6) в (82,4), получаем окончательное выражение для вероятности возбуждения ядра кулоновским полем пролетающей тяжелой заряженной частицы

$$P_{ba} = \frac{(4\pi)^2 Z_a^2 e^4}{\hbar^2} \sum_{\lambda \geq 1} B(E\lambda) \sum_{\mu} |S_{\lambda\mu}|^2, \quad (82,7)$$

где

$$B(E\lambda) = \frac{1}{2J_a + 1} \sum_{m_a m_b} \left| \left(\psi_b \left| \frac{1}{e} \sum_k e_k r_k^\lambda Y_{\lambda\mu}^*(\theta_k, \varphi_k) \right| \psi_a \right) \right|^2 \quad (82, 7a)$$

— приведенная вероятность поглощения излучения типа $E\lambda$.

Легко показать, что (82,7a) в точности совпадает с приведенной вероятностью для уже рассмотренных электромагнитных переходов. Поэтому правила отбора для кулоновского возбуждения совпадают с правилами отбора для случая испускания или поглощения электромагнитного излучения типа $E\lambda$.

В кулоновском поле ядра частица движется по гиперболической орбите. Поскольку энергия, передаваемая ядру частицей при столкновении, мала по сравнению с ее первоначальной энергией, то можно пренебречь изменением характера движения частицы при этой передаче. В этом случае дифференциальное сечение рассеяния частицы в телесный угол $d\Omega$ определяется формулой Резерфорда:

$$d\sigma_R = \frac{a^2 d\Omega}{4 \sin^4 \left(\frac{\vartheta}{2} \right)}, \quad (82, 8)$$

где

$$a = \frac{Z_A Z_a e^2}{Mv^2} \quad (82, 8a)$$

— половина расстояния наибольшего сближения частицы и ядра; M — приведенная масса частицы и ядра; v — их относительная скорость; ϑ — угол рассеяния.

Дифференциальное сечение возбуждения ядра ($a \rightarrow b$) при столкновении, в котором частица рассеивается в телесный угол $d\Omega$, будет определяться следующим образом:

$$d\sigma_{ba} = P_{ba} d\sigma_R, \quad (82, 9)$$

где P_{ba} — вероятность возбуждения, даваемая формулой (82,7). Интегрируя (82,9) по всем углам рассеяния, получим полное эффективное сечение возбуждения ядра.

Для определения численного значения сечения возбуждения и его зависимости от энергии и заряда частицы надо рассчитать интеграл $S_{\lambda\mu}$ (82,6a). Для его вычисления удобно выбрать координатную систему так, чтобы траектория лежала в плоскости xu , а ось Ox была направлена вдоль оси симметрии траектории частицы. Расчет интеграла $S_{\lambda\mu}$ был выполнен К. А. Тер-Мартirosяном [51]. Приведем здесь полученные им результаты для полного сечения кулоновского возбуждения ядра. Оказалось, что полное сечение кулоновского возбуждения, соответствующего переходу мультипольности $E\lambda$, можно написать в виде

$$\sigma_{ba}(E\lambda) = 2\pi\eta^2 \frac{B(E\lambda)}{a^{2\lambda-2}} f(\beta) e^{-2\pi\beta}, \quad (82, 10)$$

где безразмерный параметр

$$\beta = \frac{a\omega}{v} = \frac{\hbar\omega Z_A Z_a e^2}{2\varepsilon v}. \quad (82,11)$$

В (82,11) $\hbar\omega$ — энергия возбуждения ядра; ε и v — соответственно энергия и скорость относительного движения частицы и ядра.

Функция $f(\beta)$ в (82,10) сравнительно слабо зависит от β , поэтому вероятность кулоновского возбуждения сильно уменьшается (экспоненциально) с ростом параметра β . Это соответствует тому факту, что при $\beta > 1$ время столкновения ($\sim \frac{a}{v}$) велико по сравнению с периодом движений в ядре ($\sim \omega^{-1}$), и поэтому действие кулоновского поля частицы будет приблизительно адиабатическим с ничтожно малой вероятностью возбуждения ядра.

Из условия $\beta \leq 1$ можно, используя (82,11), определить энергию частицы, необходимую для возбуждения уровня с энергией $\hbar\omega$:

$$\varepsilon (M\varepsilon\theta) \geq 0,2Z_a \left(\frac{A_a}{Z_a}\right)^{1/3} (Z_A \hbar\omega (M\varepsilon\theta))^2. \quad (82,12)$$

Из (82,12) следует, что, применяя частицы достаточно больших энергий, можно возбудить высоколежащие энергетические уровни ядра (вплоть до нескольких $M\varepsilon\theta$).

В связи с тем, что энергия относительного движения частицы не должна превышать энергию кулоновского барьера E_B , значение β ограничено снизу возможными значениями энергии возбуждения $\hbar\omega$:

$$\beta_{\min} = \frac{1}{13} \sqrt{\frac{A_a A_A}{Z_a Z_A}} \hbar\omega (M\varepsilon\theta). \quad (82,13)$$

Согласно (82,10) отношение эффективных сечений для кулоновского возбуждения, соответствующего электрическим мультипольным излучениям $E(\lambda + 1)$ и $E\lambda$, равно

$$\frac{\sigma_{ba}(E(\lambda + 1))}{\sigma_{ba}(E\lambda)} = \frac{B(E(\lambda + 1))}{B(E\lambda)} a^{-2} \approx \left(\frac{R}{a}\right)^2. \quad (82,14)$$

Это отношение значительно больше, чем аналогичное отношение для возбуждения ядра электромагнитным излучением, равное $\left(\frac{\omega R}{c}\right)^2$.

Эффективное сечение (82,10) кулоновского возбуждения пропорционально приведенной вероятности электрического мультипольного перехода $B(E\lambda)$, поэтому метод возбуждения ядер кулоновским полем заряженной частицы особенно удобен для изучения вращательных и колебательных состояний ядер, соответствующих коллективным возбуждениям с большими значениями $B(E2)$.

На рис. 67 изображено отношение эффективного сечения кулоновского возбуждения ядра для перехода $E2$ дейтронами, α -частицами и ионами C^{12} к сечению возбуждения протонами той же энергии в

зависимости от параметра:

$$\frac{\varepsilon}{(Z_A \hbar \omega)^{2,3}} (Mэв)^{1/3},$$

где ε — энергия частицы. Как видно из рисунка, малые значения энергии кулоновского возбуждения ядра наиболее эффективно осуществляются тяжелыми ионами. Для возбуждения высокорасположенных уровней лучше применять протоны.

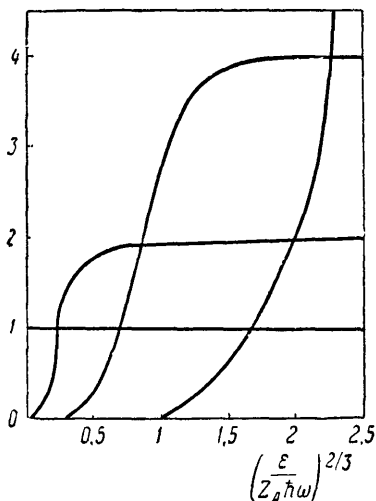


Рис. 67. Отношение эффективного сечения кулоновского возбуждения ядра (соответствующего переходу $E2$) дейтронами, α -частицами и ионами C^{12} к сечению возбуждения протонами той же энергии.

метода измерения $B(E2)$ приводят к удовлетворительно согласующимся значениям.

О кулоновском возбуждении ядер при обстреле их заряженными частицами можно судить путем регистрации γ -квантов или электронов внутренней конверсии, испускаемых возбужденными ядрами при переходе в основное состояние. Измеряемые значения эффективных сечений возбуждения позволяют вычислять приведенные вероятности соответствующих электрических переходов. В таблице 31 приведены значения $B(E2)$ для некоторых ядер в единицах $e^2 \cdot 10^{-48} \text{ см}^4$, полученные из данных о кулоновском возбуждении ядер ($B_Q(E2)$) и данных о времени жизни возбужденных состояний ($B_\gamma(E2)$). Таблица показывает, что оба метода измерения $B(E2)$ приводят к удовлетворительно согласующимся значениям.

Таблица 31

Ядро	Спин основного состояния	Спин возбужденного состояния	Энергия возбуждения, кэв	$B_\gamma(E2)$	$B_Q(E2)$
F ¹⁹	$\frac{1}{2}$	$\frac{5}{2}$	197	0,01	0,003
V ⁵¹	$\frac{7}{2}$	$\frac{5}{2}$	325	0,008	0,006
Ge ⁷⁴	0	2	595	0,28	0,30
Sm ¹⁵²	0	2	122	3,3	3,1
Cd ¹⁵⁴	0	2	123	3,6	4,5
E ¹⁶⁶	0	2	81	5,7	6,8
W ¹⁸²	0	2	100	4,3	5,6
Hg ¹⁹⁹	$\frac{1}{2}$	$\frac{5}{2}$	159	0,35	0,26
Pb ²⁰⁷	$\frac{1}{2}$	$\frac{5}{2}$	569	0,031	0,028