

11
T-35

20 II 61

ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ
АКАДЕМИИ НАУК СССР

T-35

К.А. Тер-Мартirosян

ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ
(две лекции)

М о с к в а
1960 г.

Лекция I

Цель этих лекций — дать общее представление о механизме резонансных и прямых ядерных реакций. Мы рассмотрим ряд простых моделей хорошо соответствующих физике происходящих процессов.

До появления модели оболочек и оптической модели ядра, лет десять — пятнадцать тому назад, считалось, что механизм ядерных реакций напоминает удар бильярдного шара о группу других шаров. Взаимодействие "шаров" друг с другом должно было сильно усложнить процесс ядерной реакции и казалось невозможным в нем разобраться. Однако впоследствии выяснилось, что ядро, из-за кванто-механического характера взаимодействий, оказывается более или менее прозрачным: "шар" не столь сильно "запутывается". Для того, чтобы нуклон "запутался" в ядре, нужно чтобы он передал заметную часть своей энергии другому нуклону, при этом последний должен перейти в новое состояние в ядре, которое может оказаться занятым (принцип Паули). В результате налетающая частица взаимодействует эффективно не с отдельными нуклонами ядра, а со всем ядром как с целым. Это взаимодействие можно описывать комплексным потенциалом $V(z)$. Мнимая часть этого потенциала отражает возможность поглощения частиц ядром, т.е. "отсос" частиц из пучка (оптическая модель). Говоря более точно: пусть на ядро налетает какая-либо частица α (нуклон, α — частица и т.д.). Энергия её взаимодействия с ядром есть $\sum_{i=1}^A V_{\alpha i}(r_{\alpha i})$, где сумма — по всем нуклонам i ядра. В основе оптической модели лежит предположение,

что это взаимодействие описывается эффективно некоторым комплексным общим потенциалом ядра

$$V(z_a) = V_1(z) + iV_2(z)$$

[зависающим, вообще говоря, от энергии E частицы]

и "остаточным" взаимодействием $V' = \sum_{b=1}^A \psi_{be}(z_{ab})$ частицы a с нуклонами ядра, которое лишь слабо возмущает движение частицы a . Вид потенциала ψ_{be} точно неизвестен; радиус его действия — порядка 10^{-13} см.

Ясно, однако, что ряд эффектов может быть обусловлен именно этим "остаточным" взаимодействием. Пусть например ядро состоит из замкнутых оболочек и одного нуклона b (рис. 1) сверх оболочек, связанного в ядре (в поле самосогласованного потенциала типа $V_1(z)$ оболочек) на некотором уровне. За счет "остаточного" взаимодействия $\psi_{be}(z_{ab})$ налетающая частица a , двигаясь в поле потенциала $V(z)$, может перевести нуклон b на другой более вы-

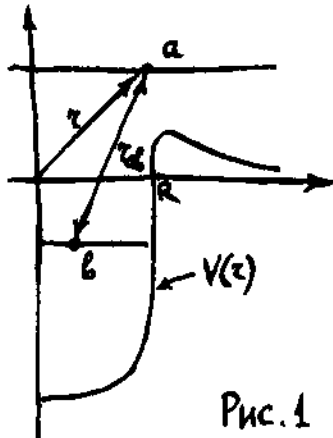


Рис. 1

волновая функция $\sim e^{i\vec{k}\vec{r}}$ частицы a "затухает" в направлении движения. Если a налетает извне на ядро, то волновая функция её "затухает" при переходе от периферии к внутренним областям ядра.

ший уровень, или выбить его вообще из ядра. Частица a теряет часть своей энергии, будет переведена в другой канал. Мнимая часть V_2 комплексного потенциала описывает затухание волновой функции частицы a , связанное со всеми переходами её такого типа.

Если $V_2 < 0$, то волновой вектор $k = \sqrt{\frac{2M}{\hbar^2} (E - V_1 - iV_2)}$ частицы a внутри ядра имеет положительную мнимую часть и

I. Резонансы в ядерных реакциях

Взаимодействие частиц с ядром носит резонансный характер, причем мы будем различать два типа резонансов: резонансы связанные с отдельными энергетическими уровнями ядра и со взаимодействием, обусловленным потенциалом $V(r)$ всего ядра. Последний тип резонансов характеризует общий ход сечения (широкие или гигантские резонансы), а первый тип — "тонкую структуру" широких резонансов.

Эта картина схематически представлена на рис. 2. Огибающая кривая на рисунке — ход сечения, усредненного по интервалу ΔE энергии, который много больше расстояния между соседними уровнями ядра (но меньше ширины гигантского, или геометрического, резонанса). Ширина широкого резонанса — величина порядка мегавольта, тогда как ширина узких пиков, обусловленных отдельными уровнями ядра может быть порядка долей электрон-вольта.

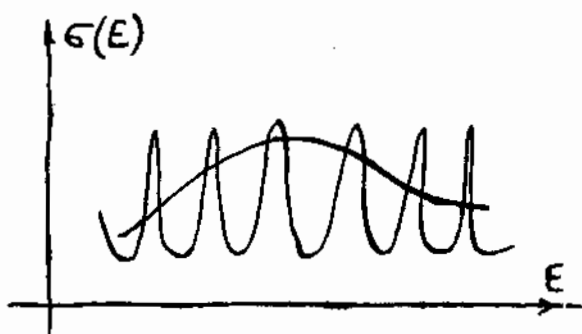


Рис. 2.

Широкие резонансы — результат действия потенциала $V(r)$. Для изучения их пренебрежем действием "остаточного" взаимодействия и рассмотрим модель — рассеяние частицы на комплексной "яме" (рис. 1) $V = V_1 + iV_2$. Действие потенциала V будем описывать комплексным граничным условием на радиусе R ядра; это позволит перейти непосредственно к случаю столкновения частицы a с реальным ядром. Всюду, для простоты полагаем, что спин частицы a равен нулю (соответственно — спин-орбитальную часть потенциала $V(r)$ (не всюду) рассматриваем). Пусть момент частицы a относительно ядра равен l ; волновая функция её при этом имеет хорошо известный вид $\psi = \frac{1}{r} Y_{lm}(s, \varphi)$ где Y_{lm} — шаровая функция,

а $u_\rho(z)$ — радиальная часть волновой функции, которую мы будем в дальнейшем рассматривать. В область действия ядерных сил $z < R$ радиальную часть волновой функции обозначим через $u_\rho(z)$. В области $z > R$, где имеет место свободное движение, волновая функция может быть записана в виде $u_\rho(z) = R_\rho^*(kz) + \beta_\rho h_\rho(kz)$. Отметим, что $h_\rho(kz)$ имеет вид $h_\rho(kz) = \lambda_\rho(kz) \exp i(kz - \frac{\ell\pi}{2})$, где $\lambda_\rho(kz) = \sum_{\nu=0}^{\ell} \frac{(\ell+\nu)!}{\nu!(\ell-\nu)!} \left(\frac{i}{2kz}\right)^\nu$, причем $k = \sqrt{2ME}/\hbar$.

В случае, когда $kz \gg 1$, $\lambda_\rho(kz) \approx 1$. Если $\ell = 0$, то получим $u_0(z) = e^{-ikz} + \beta_0 e^{ikz}$, т.к. $\lambda_0(kz) \equiv 1$. Величины β_ρ определяют амплитуды рассеяния (амплитуды парциальных волн).

Сечение упругого рассеяния имеет вид:

$$\sigma_{\text{уп}} = \pi \chi^2 (2\ell+1) |\beta_\ell - 1|^2$$

где $\chi = \frac{1}{k}$ — длина волны частицы; энергия частицы $E = \frac{\hbar^2 k^2}{2M}$,
 M — масса частицы.

Величина $\pi \chi^2 (2\ell+1)$ равна площади кольца, через которое проходит поток частиц с моментами от ℓ до $\ell+1$. Выражение $|\beta_\ell - 1|^2$ определяет вероятность рассеяния. Очевидно, что если $\beta_\ell = 1$, то рассеяния нет.

Сечение неупругого рассеяния (или, точнее, сечение поглощения частицы ядром)

$$\sigma_2 = \pi \chi^2 (2\ell+1) (1 - |\beta_\ell|^2).$$

Выражение $1 - |\beta_\ell|^2$ называется коэффициентом прилипания или силовой функцией.

В случае вещественного потенциала ($V_2 = 0$) модуль $|\beta_\ell| = 1$. В случае комплексного потенциала ($V_2 < 0$) модуль $|\beta_\ell| < 1$. Величина β_ℓ является функцией энергии, т.е. $\beta_\ell = \beta_\ell(E)$. Зависимость $\beta_\ell(E)$ определяет общий ход сечений $\sigma_{\text{уп}}$ и $\sigma_{\text{неуп}}$. Найдем эту зависимость в случае рассеяния на комплексном

потенциале $V(z)$. На границе ядра должно иметь место равенство логарифмических производных волновых функций внутри и вне ядра. Логарифмическую производную волновой функции внутри ядра можно записать в виде :

$$f_l(\epsilon) = \left[\frac{z U_l'(z)}{U_l(z)} \right]_{z=R} = \varphi_l(\epsilon) + i \chi_l(\epsilon)$$

(величина $f_l(\epsilon)$ была бы вещественной при вещественном потенциале). Это выражение следует приравнять логарифмической производной волновой функции вне ядра (при $z=R$), т.е.

$$\varphi_l(\epsilon) + i \chi_l(\epsilon) = \left[\frac{z (h_l^{*'} + \beta_l h_l')}{h_l^* + \beta_l h_l} \right]_{z=R} \quad (*)$$

Отсюда легко найти величину f_l . Представление о ходе функций φ_l и χ_l можно получить следующим образом. Внутри ядра можно пренебречь центробежным потенциалом по сравнению с ядерным, т.е. пренебречь зависимостью потенциала от l . При этом волновая функция будет иметь тот же вид, что и в случае $l=0$, когда $\lambda_0 = 1$ и $h_{l=0} = e^{i k z}$, т.е.

$$U_l(z) \approx U_0(z) \sim c [e^{-i k z} + v e^{i k z}]$$

Здесь c — константа, а выражения в скобках представляют собой падающую и отраженную волны внутри ядра. Величина v является амплитудой отраженной волны. Если поглощение велико, то $|v| \ll 1$ в случае малого поглощения $|v| \sim 1$. k — волновой вектор внутри ядра, т.е.

$$\frac{\hbar^2 k^2}{2M} = E + |V_1|.$$

Используя это выражение для $U_l(z)$ можно из приведенного выше выражения для логарифмической производной найти функции φ_l и χ_l а затем $f_l(\epsilon)$. Рассмотрим окончательный результат для двух случаев. В случае, когда поглощение велико (когда мнимая часть V_2 потенциала V не очень мала) из (*) для коэффициента

прилипания получается следующее значение :

$$\gamma_l = 1 - |\beta_l|^2 = \frac{4\kappa R s_l(E)}{\Delta_l^2 + [\kappa R + s_l(E)]^2}$$

Здесь величина $s_l(E)$, называемая коэффициентом проницаемости центробежного барьера, определяется выражением

$$s_l(E) = \frac{\kappa R}{|h_l(\kappa R)|^2}, \quad \kappa R = \sqrt{\frac{2MR^2}{\hbar^2} E}$$

а

$$\Delta_l^2(E) = (\kappa R)^2 \left| \frac{h_l'(\kappa R)}{h_l(\kappa R)} \right|^2 - s_l^2(E),$$

(h_l' - производная по κR).

Функция $h_l(\kappa R) = \lambda_l(\kappa R) e^{i(\kappa R - \frac{l\pi}{2})}$ была определена выше.

Если энергия E падающей на ядро частицы мала, так что $\kappa R \ll 1$, то $\lambda_l(\kappa R) \sim (\kappa R)^{-l}$ (в сумме по ν в выражении для λ_l наибольшее велик при этом член с $\nu = l$) и

$$s_l(E) \sim (\kappa R)^{2l+1} \sim E^{l+\frac{1}{2}}$$

(точнее, для s_l следует значение: $s_l = \frac{4(\kappa R)^{2l+1}}{\hbar^2 R (2l+1)!}$, $\frac{\hbar^2 \kappa^2}{2M} = V_1$)
Проницаемость центробежного барьера тем меньше чем меньше энергия и больше высота барьера, т.е. больше l .

[Если налетающая частица "а" - заряжена зарядом Ze , то в области вне ядра действует кулоновское отталкивание $V_c = ZZ'e^2/r$. При этом все выводы останутся без изменения, однако вместо функции свободного движения $h_l(\kappa r)$ будет фигурировать функция $\Phi_l(\eta, \kappa R)$ движения в кулоновском поле. Её свойства хорошо известны: вид её зависит от параметра $\eta = ZZ'e^2/\hbar v$, $v = \sqrt{2ME}$, при $\eta \rightarrow 0$ $\Phi_l(\eta, \kappa R)$ совпадает с $h_l(\kappa R)$. При $\kappa r \rightarrow \infty$ эта функция имеет вид:

$$\Phi_l(\eta, \kappa R) \sim e^{i(\kappa r - \frac{l\pi}{2} - \eta \ln 2\kappa r)}$$

Она экспоненциально растет с уменьшением z в области вблизи ядра (когда $\eta > 1$). При замене h_p на Φ_p для S_p и Δ_p получаются значения

$$S_p = \alpha_p e^{-2C_p(\kappa R)}, \quad \Delta \approx -\left(\alpha_p + \frac{\alpha_p'}{2\alpha_p}\right), \quad \text{когда } \eta > 1,$$

где $C_p(\kappa R) = \int_{\kappa R}^{\infty} \alpha_p(y) dy$, причем $\alpha_p(y) = \sqrt{\frac{2\eta}{y} + \frac{l(l+1)}{y^2} - 1}$; через α_p и α_p' обозначены значения $\alpha_p(y)$ и $\alpha_p'(y)$ при $y = \kappa R$. В этом случае величина S_p является проицаемостью кулоновского барьера. Приводим, для справок, явный вид функции $\Phi_p(\eta, \kappa z)$ в наиболее интересном случае, когда $\eta > 1$ (для которого и справедливы выписанные выше значения S_p и α_p):

$$\Phi_p = \alpha_p^{-1/2}(\kappa R) e^{-C_p(\kappa R)}]$$

Таким образом в случае, когда поглощение велико все величины являются плавными функциями энергии E частицы "а". Рассмотрим второй случай когда поглощение мало (мнимая часть V_2 потенциала очень мала). Если амплитуду отраженной внутри ядра волны B записать в виде $B = e^{2i(\lambda + i\mu)}$, где $\mu > 0$, то случаи малого поглощения соответствуют малые значения $\mu \ll 1$. При этом волновая функция на границе ядра

$$U_p(R) = e^{-i\kappa R} + B e^{i\kappa R} = 2 e^{i(\lambda + i\mu)} \cos(\kappa R + \lambda + i\mu)$$

будет немонотонной функцией от $\kappa R = \sqrt{(\kappa R)^2 + \frac{2MR^2}{\hbar^2} |V_2|}$, т.е. будет иметь максимумы и минимумы при определенных значениях энергии E частицы. Определяя её логарифмическую производную $R U_p'(R) / U_p(R)$, замечаем, что при этом функция $\Psi_p(E)$ будет обращаться в нуль при определенных значениях $E = E_n'$, т.е.

$\Psi_p(E_n') = 0$. В этом случае, рассматривая значения E близкие к E_n' и полагая $\Psi_p(E) \approx (E - E_n') \cdot \Psi_p'(E_n')$ получим из равенства (*):

$\beta_l(E) = [1 + A_{\text{рез}}(E)] e^{2i\delta_l(E)}$, где $e^{2i\delta_l(E)} = h_l^*(kR)/h_l(kR)$,

$$A_{\text{рез}}(E) = \frac{i\Gamma_a}{(E - E_n)^2 + \frac{1}{4}\Gamma^2}, \quad E_n = E_n' + \Delta_e/\psi_l(E_n'),$$

причем $\Gamma = \Gamma_a + \Gamma_z$, $\Gamma_a = 2s_l(E_n)[- \psi_l'(E_n')]^{-1}$, $\Gamma_z = 2\mu \chi R [- \psi_l'(E_n')]^{-1}$.
 [точная формула для $A_{\text{рез}}(E)$ следующая из (*): $A_{\text{рез}} = \frac{2i s_l}{\psi_l - \Delta_e + i(\chi_l - s_l)}$;

в нее подставлено $\psi_l + i\chi_l = -\chi R \operatorname{tg}(\chi R + \lambda + i\mu)$, при $\mu \ll 1$ рассмотрены E близкие к E_n' , где $\chi_n' R + \lambda = n\pi$, т.е. $\psi_l(E_n') = 0$. При этом $\psi_l \approx (E - E_n') \psi_l'(E_n')$, $\chi_l \approx -i\mu \chi R$. Это приближение для $A_{\text{рез}}$ справедливо лишь качественно; фактически оно прямо применимо к случаю рассеяния не на яме, а на реальном ядре (см. ниже)]

Определяя $|1 - \beta_l|^2$ и $1 - |\beta_l|^2$ найдем $b_{\text{упр}}$ и b_z . Эти сечения обнаруживают резонансный ход с E . Например для b_z получаем

$$b_z = (2l+1) \pi \lambda^2 \frac{\Gamma_z \Gamma_a}{(E - E_n)^2 + \frac{1}{4}\Gamma^2}.$$

Γ - ширина резонанса (для рассеяния на потенциале - порядка Мэв);

Γ_a - аналог того, что в случае рассеяния на реальном ядре называ-
 вают шириной по отношению к испусканию частицы a .

Γ_a - пропорциональна проницаемости $s_l(E_n)$, которая круто зави-
 сит от энергии при $E_n \rightarrow 0$ и приведенной ширине $\chi_a = [- \psi_l'(W_n)]^{-1}$,
 которая зависит фактически не от E_n , а от $W_n = E_n + |V_1|_a$.
 [величина $- \psi_l'(E_n)$ всегда положительна] : $\Gamma_a = 2s_l(E_n) \chi_a(W_n)$.

Множитель при $(2l+1) \pi \lambda^2$ есть вероятность образования состав-
 ного ядра с последующим распадом его по всем каналам (кроме ка-
 нала упругого рассеяния). Эта вероятность

$$W_z = \frac{\Gamma_z \Gamma_a}{(E - E_n)^2 + \frac{1}{4}\Gamma^2}$$

1) есть сумма соответствующих вероятностей распада по отдельным каналам $C \rightarrow b+B$: $W_2 = \sum_b W_{ab}$,

2) величины W_{ab} - вероятности процессов $a+A \rightarrow C \rightarrow b+B$, где C - составное ядро, а B и b - конечное ядро и вылетающая частица, должны быть симметричны по отношению к прямому и обратному процессам: $W_{ab} \equiv W_{ba}$. Оба требования будут выполнены, если Γ_2 имеет вид суммы $\Gamma_2 = \sum_{b \neq a} \Gamma_b$ величин Γ_b , точно таких же как Γ_a , но записанных для канала $b+B$ [т.е. $\Gamma_b = 2s_b(\epsilon_a^b) [-\psi'_0(\epsilon_a^b)]^{-1}$, ϵ_a^b резонансное значение энергии в канале $b+B$]. При этом:

$$W_{ab} = \frac{\Gamma_b \Gamma_a}{(E - E_a)^2 + \frac{1}{4} \Gamma^2} , \quad \sigma_2 = \sum_{b \neq a} \sigma_{ab} , \quad \text{где}$$

$$\sigma_{ab} = (2l+1) \pi \lambda^2 \frac{\Gamma_b \Gamma_a}{(E - E_a)^2 + \frac{1}{4} \Gamma^2} ,$$

а $\Gamma = \Gamma_a + \Gamma_2$ имеет вид суммы $\sum_b \Gamma_b$ по всем каналам распада $C \rightarrow b+B$ составного ядра.

В случае рассеяния на яме энергия частицы всегда выше энергии связанных в яме состояний. Исключением может быть случай

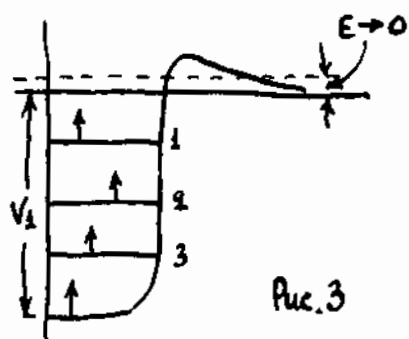


Рис. 3

рассеяния при $E=0$. Если изменять глубину ямы (рис. 3) - уменьшать V_1 , то уровни 1, 2, 3 будут смещаться вверх. При некотором V_1 уровень 1 совместится с нулевым уровнем энергии. Как можно убедиться (например, в случае прямоугольной ямы) резонанс в этом случае будет в области

энергии близкой к нулю. Резонанс в рассеянии возникает в случае когда энергия частицы близка к энергии связанного состояния.

Рассеяние на реальном ядре отлично от случая рассеяния на потенциале. Рассмотрим энергетические соотношения в этом случае - при образовании составного ядра $a+A \rightarrow C$.

На рис. 4 схематически изображены уровни в ядре С, основное состояние ядра А и энергия частицы Е (уровень энергии основных состояний ядер С и А обозначены через W_C^0 и W_A^0)

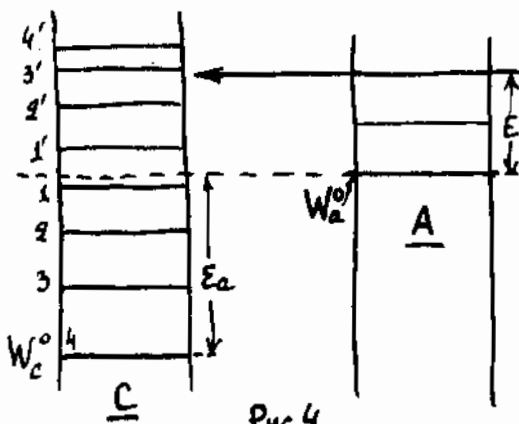


Рис. 4.

Разность энергии основных состояний уровней ядер С и А определяет энергию связи E_a частицы a в ядре С, т.е. энергия, которая выделяется после того, как частица попадает в ядро А. Уровни 1, 2, 3 ядра С являются стабильными по отношению к распаду $C \rightarrow a + A$.

Соответствующие ширины

этих уровней равны нулю. В некоторых случаях они совершенно аналогичны уровням частицы "а" связанной в потенциальной яме. Более высоко расположенные уровни ядра С (расстояние которых от основного уровня W_C^0 больше энергии E_a связи частицы a в ядре С) не стабильны по отношению к распаду $C \rightarrow a + A$.

Для этих уровней ширины $\Gamma_a \neq 0$. С ростом энергии возбуждения расстояние между уровнями очень быстро уменьшается (причем в ряде случаев, уже в области энергий возбуждения порядка энергии E_a связи частицы "а" (обычно величина E_a порядка 8-10 Мэв) - т.е. для уровней типа 1', 2', 3' на рис. 4 - расстояние между соседними уровнями - порядка электрон-вольта).

Для сечения ядерной реакции на реальном ядре легко получить формулу совершенно аналогичную по форме выражению для σ_{ab} , выписанному выше. Фактически, выше при выводе этого значения

σ_{ab} конкретный вид волновой функции $U_p(r)$ частицы внутри ядра использован не был (различные предположения о виде функции $U_p(r)$ упоминались выше лишь для ориентировки). Поэтому, при переходе к реальному ядру, изменится лишь явный вид функции $f_p = \psi_p(E) + i\chi_p(E)$.

Аналогично резонансу при $E = 0$ в случае ямы [один из уровней который имеет энергию близкую к нулю], в случае реального ядра также можно ожидать, что функция $\psi_p(E)$ будет обращаться в ноль всякий раз как уровень $W_A^0 + E$ совпадет с одним из

(тогда - почти совпадает)

уровней (типа 1', 2', 3' на рис 4) ядра С. Таким образом $\varphi_p(E_n) = 0$, где $E_n = W_C^{(n)} - W_A^{(0)}$. Полагая, что при $E \rightarrow E_n$

$$\varphi_p(E) \approx (E - E_n) \varphi_p'(E_n),$$

мы для сечения процесса $a + A \rightarrow C \rightarrow b + B$ получим формулу, совершенно аналогичную найденной в случае комплексной потенциальной ямы: $\bar{\sigma}_{ab} = (2l+1)\pi\chi^2 |A_{\text{рез}}|^2$, где

$$A_{\text{рез}} = \sum_n \frac{f_{C,A} f_{C,B}^*}{E - E_n + \frac{i}{2}\Gamma_n},$$

где $\Gamma_{C,A} = |f_{C,A}|^2$, $\Gamma_n = \sum_A \Gamma_{C,A}$ - есть полная ширина уровня n ядра С.

Если энергия частиц "а" не очень монохроматична, а уровни в ядре С расположены густо, то на опыте происходит усреднение сечения по интервалу $(E - \frac{\Delta E}{2}, E + \frac{\Delta E}{2})$ энергии частицы "а". Среднее значение $\bar{\sigma}_{ab}(E)$ по интервалу ΔE энергии, включающему несколько уровней легко найти непосредственно, вычислив интеграл $\int_{E - \frac{\Delta E}{2}}^{E + \frac{\Delta E}{2}} \bar{\sigma}_{ab}(E) \frac{dE}{\Delta E}$:

$$\bar{\sigma}_{ab} = (2l+1)\pi\chi^2 2\pi \frac{\overline{\Gamma_a \Gamma_b}}{D_C \Gamma},$$

где $\overline{D_C}$ - среднее расстояние между уровнями в ядре С.

Просуммировав по всем возможным каналам "в", получим:

$$\bar{\sigma}_z = \pi\chi^2 (2l+1) \frac{2\pi \overline{\Gamma_a}}{D_C}.$$

(Мы считаем $\overline{\Gamma_a \Gamma_b} \approx \overline{\Gamma_a} \cdot \overline{\Gamma_b}$)

Сравнивая это выражение с общей формулой

$$\bar{\sigma}_z = \pi\chi^2 (2l+1) (1 - |\beta_l|^2)$$

получаем для коэффициента прилипания (силовой функции) следующее выражение:

$$\xi_l = 1 - |\beta_l|^2 = 2\pi \frac{\overline{\Gamma_a}}{D_C} = 2\pi \left\langle \frac{\Gamma_a}{D_C} \right\rangle_{\text{среднее}}.$$

В заключение перечислим основные виды прямых реакций :

- 1) Прямые неупругие процессы: неупругое рассеяние нейтронов, протонов, α - частиц на сферических и несферических ядрах.
- 2) (d, p) и (d, n) реакции.
- 3) Фотоэффект и захват частицы ядром с испусканием γ -кванта. *за счет прямого взаимодействия.*

Лекция II

Резонанс в ядерных реакциях (краткое резюме)

В первой лекции было показано, что сечение рассеяния на комплексном потенциале $V(z)$ имеет немонотонный ход с энергией частицы E . Широкие резонансы кривой хода сечения (геометрические резонансы с шириной порядка $(k^2/2MR^2) \sim 1\text{MeB}$) сглаживаются в случае когда поглощение велико, т.е. когда мнимая часть потенциала $V(z)$ не очень мала. Резонансный ход сечения связан с тем, что волновая функция $u_p(z)$ частицы в поле ядра, взятая в точке $z = R$ (R - радиус ядра) является немонотонной функцией энергии и имеет максимумы при ряде значений энергии $E = E_n$, $n = 1, 2, \dots$. Вблизи этих значений E вещественная часть $\varphi_p(E)$ логарифмической производной волновой функции

$$f_p(E) = \left[\frac{z u_p'(z)}{u_p(z)} \right]_{z=R} = \varphi_p(E) + i\chi_p(E)$$

проходит через ноль, а сечение рассеяния - через максимальные значения. При этом зависимость сечения рассеяния от энергии вблизи резонанса описывается приближенно простой резонансной формулой.

Аналогичное по форме выражение для сечения рассеяния (также как и для сечения какой-либо ядерной реакции вида $a + A \rightarrow C \rightarrow b + B$) получается и в случае взаимодействия частиц a с реальным ядром A :

$$\sigma_{ab} = (2l+1) \pi \chi^2 \left| \sum_n \frac{f_{A,Cn} f_{Cn,B}}{E - E_n + \frac{i}{2} \Gamma_n} \right|^2$$

здесь $|f_{A,Cn}|^2 = \Gamma_{A,Cn}$ - ширина уровня n ядра C по отношению к распаду на частицы A и a ,

$f_{Cn,B} = f_{B,Cn}^*$, $|f_{B,Cn}|^2 = \Gamma_{B,Cn}$ - ширина уровня n ядра C по отношению к распаду на b и B ,

$\Gamma_n = \sum_A \Gamma_{A,Cn}$ - полная ширина уровня n ядра C .

Суммирование \sum_n производится (в выражении для σ_{ab}) по всем уровням составного ядра C , образование которых не запрещено законами сохранения. В таком виде резонансная формула для σ_{ab} справедлива в случае когда уровни ядра C взаимно не перекрываются (в случае перекрывающихся уровней зависимость сечения от энергии определяется более сложной формулой).

То, что эта резонансная формула для σ_{ab} действительно имеет место, легко можно понять если повторить все произведенное выше (в I лекции) рассмотрение с учетом не только центрального комп-лексного потенциала $V(r)$ но и остаточного короткодействующего взаимодействия $\sum_b V_{ab}$ частицы a с нуклонами b ядра. При этом в проведенном ранее выводе формально ничего не изменится - остаточное взаимодействие изменит лишь вид волновой функции U_r частицы a в области внутри ядра, т.е. лишь вид функции $f_r = \Psi_r(E) + i \chi_r(E)$. В отличие от случая рассеяния на потенциале, "точная" функция $\Psi_r(E)$ будет теперь обращаться в ноль всякий раз как полная энергия системы $W_A^{(a)} + E$ (частицы a и ядра A в основном состоянии) совпадет с энергией одного из уровней ядра C (например уровней $1'$, $2'$ или $3'$ на рисунке 4 в I лекции). Поэтому сечение σ_{ab} определится суммой членов (относящихся к различным уровням ядра C) простого резо-

нансного вида. В случае когда уровни ядра C не перекрываются (и когда только все рассмотрение - в частности линейное приближение $\psi(\epsilon) \approx (\epsilon - \epsilon_n) \psi'_l(\epsilon_n)$ справедливо) эту сумму можно записать в том виде, в котором она записана выше.

Точно тот же результат для $\bar{\sigma}_a$ можно получить, если оставшееся взаимодействие $\sum_b U_{ab}$ рассматривать методами теории возмущений (а в качестве нулевого приближения рассматривать движение частиц в поле общего потенциала $V(r)$ ядра). При этом для величин Γ_{A,C_n} , определяющих ширины уровней ядра C получается значение, пропорциональное произведению $U_l(R) \Phi_l^{(n)}(R)$:

$$\Gamma_{A,C_n} \sim [U_l(r) \Phi_l^{(n)}(r)]_{r=R}$$

где $U_l(r)$, как и выше, описывает движение частицы a с энергией ϵ_n в поле потенциала $V(r)$, $\Phi_l^{(n)}(r)$ - волновая функция частицы a связанной в ядре C на уровне n [как и ранее, под волновой функцией мы подразумеваем лишь её радиальную часть, т.е. полагаем, что полная волновая функция имеет вид $\Psi = [\Phi_l(r)/r] Y_{lm}(\vartheta, \varphi)$]. Этот результат справедлив также и вне рамок теории возмущений. Т.к. величина $U_l(r)$, как функция энергии ϵ частицы a , имеет максимумы в области геометрических резонансов, то парциальные ширины Γ_{A,C_n} принимают в этой области энергии наибольшие значения. Таким образом геометрические резонансы как бы "модулируют" тонкую структуру хода сечения с энергией, связанную с рядом близко - расположенных уровней ядра C [например, среднее значение сечения поглощения частицы ядром (см. конец первой лекции) $\bar{\sigma}_2 = \pi \lambda^2 (2l+1) \frac{2\sigma \Gamma_a}{D_c}$ максимально в области геометрических резонансов]

Волновая функция частицы, связанной в ядре в области
вне ядра

Остановимся кратко на некоторых свойствах волновой функции $\Phi_l^{(n)}(r)$, описывающей движение частицы a , связанной в ядре C на

уровне n . Явный вид этой функции можно найти в области вне ядра (точнее - вне области действия ядерных сил). В этой области она описывает свободное движение частицы a , т.е. имеет вид расходящейся волны:

$$\Phi_p^{(n)}(z) = \eta_n h_p(k_n z)$$

где η_n - постоянная нормировки, $h_p(x)$ - функция введенная ранее (см. начало I-й лекции), а $k_n = \sqrt{\frac{2M}{\hbar^2} E_n}$ - волновое число частицы "а", образовавшейся при распаде $C_n \rightarrow a + A$; $E_n = W_C^{(n)} - W_A^{(a)}$ (рассматриваем те уровни ядра C для которых $E_n > 0$ и распад реально может идти - на рисунке в лекции первой - это уровни $1'$, $2'$, $3'$ и т.д.) Коэффициент η_n в этом выражении - известная величина, т.к. его легко связать с шириной Γ_{A,C_n} соответствующего уровня. Действительно интеграл от тока частиц a

$$j_n = v_n |\psi(z)|^2$$

[$v_n = \sqrt{2ME_n}$ - скорость частиц a , $\psi = \frac{\Phi_p^{(n)}}{z} Y_{lm}$] по сферической поверхности большого радиуса $z \rightarrow \infty$ должен быть равен полной вероятности $\Gamma_{A,C_n}/\hbar$ распада $C_n \rightarrow A + a$ за единицу времени:

$$\Gamma_{A,C_n}/\hbar = v_n \int_{z_0 = \text{const}} |\Phi_p^{(n)}(z)|^2 |Y_{lm}(\vartheta, \varphi)|^2 \frac{ds_a}{z^2}, \quad (\text{где } ds_a = z^2 d\Omega)$$

При достаточно больших значениях $k_n z_0$, $h_p(k_n z_0) \approx e^{i(k_n z_0 - \frac{l\pi}{2})}$ (см. первую лекцию), поэтому интеграл равен $|\eta_n|^2$, откуда

$$|\eta_n|^2 = \frac{\Gamma_{A,C_n}}{\hbar v_n} = \frac{M \Gamma_{A,C_n}}{\hbar^2 k_n}$$

Как было показано в первой лекции

$$\Gamma_{A,C_n} = 2 S_p(E) \chi_{A,C_n}(W_C^{(n)}),$$

где $S_p(\epsilon) = \frac{k_n R}{|h_p(k_n R)|^2}$ - есть вероятность проникновения, а $\chi_{A,C}(W_C^{(n)})$ приведенная ширина уровня, зависящая от свойств данного уровня ядра С (а не от энергии $E_n = W_C^{(n)} - W_A^{(0)}$ вылетающей частицы a)
Поэтому

$$|\eta_n \cdot h_p(k_n R)|^2 = \frac{2MR}{\hbar^2} \chi_{A,C}(W_C^{(n)}) .$$

В таком виде величина $|\eta_n \cdot h_p(k_n R)|^2$ не зависит от энергии E_n частицы a и, поэтому формула может быть применена не только к распадающимся уровням с $E_n > 0$, но и к уровням с $E_n = -E_n < 0$ (типа уровней 1, 2, 3 на рисунке в 1-й лекции) распад с которых идти не может. Для этих уровней $k_n = \sqrt{\frac{2M}{\hbar^2} (-E_n)} = i\alpha_n$, где $\alpha_n = \sqrt{2ME_n}/\hbar$.

Таким образом для волновой функции частицы a связанной в ядре С мы получаем (в области $z > R$ вне ядра) следующее значение :

$$\Phi_p^{(n)}(z) = \sqrt{\frac{2MR^2}{\hbar^2} \chi_{A,C}} \frac{h_p(k_n z)}{|h_p(k_n R)|} ,$$

справедливое, как для $E_n > 0$ так и для связанных состояний с $E_n < 0$, для которых k следует заменить на $i\alpha_n$.

. Если $k_n z \gg 1$ и $k_n R \gg 1$, то

$$\frac{h_p(k_n z)}{|h_p(k_n R)|} = \begin{cases} e^{i(k_n z - \frac{\pi}{2})} & - \text{ для уровней с } E_n > 0 \\ e^{-\alpha_n(z-R)} & - \text{ для уровней с } E_n < 0. \end{cases}$$

Если α_n - велико, т.е. если частица сильно связана в ядре С (величина E_n - есть то, что обычно называют энергией связи) то её волновая функция вне ядра быстро убывает.

[Если действует кулоновское поле, то $h_p(k_n z)$ нужно заменить кулоновской функцией $\Phi_p(\eta, k_n z)$, определенной выше].

II Прямые ядерные реакции

1. Взаимодействие нейтронов с несферическими ядрами

При взаимодействии нейтронов с несферическими ядрами может произойти как упругое рассеяние, так и неупругое, при котором ядро "закручивается" т.е. возбуждаются ротационные состояния. Поскольку скорость нейтронов почти всегда (даже у порога возбуждения ротационных переходов) значительно больше той компоненты скорости нуклонов ядра, которая связана со вращением, то в хорошем приближении, ядро при рассеянии можно считать неподвижным (адиабатическое приближение). Сечение упругого рассеяния на неподвижном ядре есть

$$d\sigma_{\text{нелупг}}/d\Omega = |a|^2,$$

где $a = a(\vartheta, \varphi; \vec{\kappa})$ - амплитуда рассеяния в направлении ϑ, φ на осесимметричном ядре, направление оси симметрии которого (большой оси ядра - эллипсоида) есть $\vec{\kappa}$.

Вращательные состояния ядра определяются волновой функцией, зависящей от $\vec{\kappa}$, вида

$$\chi_{LM} = Y_{LM}(\vec{\kappa})$$

где Y_{LM} - сферическая нормированная функция. Функция χ_{LM} описывает состояние вращения ядра при котором момент вращения равен $L = 0, 2, 4, \dots$, а проекция момента на некоторое направление (например, на направление скорости налетающих нейтронов) равно M , где $|M| \leq L$. Для простоты мы рассматриваем лишь случай, когда спин ядра равен нулю. Основному состоянию вращения соответствуют значения $L=M=0$ и волновая функция, равная постоянной

$$\chi_{00} = Y_{00}(\vec{\kappa}) = \frac{1}{\sqrt{4\pi}}.$$

Если до рассеяния ядро находилось в состоянии χ_{00} , то после рассеяния нейтронов в направлении ϑ, φ его состояние вращения определится волновой функцией следующего вида

$$\chi(\vec{n}) = \chi_{00} \cdot a(s, \varphi; \vec{n}).$$

Разлагая эту функцию в ряд по шаровым функциям

$$\chi(\vec{n}) = \sum_{L, M} b_{LM}(s, \varphi) Y_{LM}(\vec{n}),$$

мы замечаем, что $|b_{LM}|^2$ есть вероятность наблюдения после рассеяния состояния вращения с квантовыми числами L, M , т.е. — дифференциальное сечение неупругого рассеяния нейтронов, которое сопровождается возбуждением ротационного состояния L, M ядра:

$$\frac{d\sigma_{LM}}{d\Omega} = |b_{LM}(s, \varphi)|^2.$$

Из вида разложения функции $\chi(\vec{n})$ следует, что

$$\begin{aligned} b_{LM}(s, \varphi) &= \int \chi(\vec{n}) Y_{LM}^*(\vec{n}) d\vec{n} = \\ &= \int a(s, \varphi; \vec{n}) \frac{d\vec{n}}{\sqrt{4\pi}}. \end{aligned}$$

В частности сечение упругого рассеяния нейтронов есть

$$\frac{d\sigma_0}{d\Omega} = |b_0(s, \varphi)|^2$$

где $b_0(s, \varphi) = \int a(s, \varphi; \vec{n}) \frac{d\vec{n}}{\sqrt{4\pi}}$ — среднее значение от a по направлениям \vec{n} .

Из этих формул легко также заметить, что суммарное сечение рассеяния нейтронов — упругое плюс сечение возбуждения любого ротационного состояния — есть:

$$\frac{d\sigma_{\text{сумм}}}{d\Omega} = \sum_{L, M} \frac{d\sigma_{LM}}{d\Omega} = \int |a(s, \varphi; \vec{n})|^2 \frac{d\vec{n}}{\sqrt{4\pi}},$$

т.е. есть среднее от $|a|^2$ по направлениям \vec{n} .

Таким образом величины всех сечений — неупругого рассеяния, упругого и т.д. могут быть вычислены, если известна амплитуда $\alpha(\vartheta, \varphi; \vec{k})$ упругого рассеяния на неподвижном ядре. Вычисление последней представляет в принципе простую, по технически — довольно сложную задачу, которая может быть в конкретных случаях решена численными методами. Если энергия налетающих нейтронов велика (порядка сотен Мэв), то амплитуда α может быть вычислена очень просто в диффракционном приближении (т.е. с учетом лишь той части рассеяния, которая связана с полным, или частичным поглощением частиц пролетающих сквозь ядро). В этом приближении задача о вычислении всех сечений $d\sigma_{L\mu}$ имеет аналитическое решение, особенно простое в случае черного (т.е. полностью поглощающего) ядра. Она была решена в ряде работ С. Дроздова.

В области малой энергии нейтронов взаимодействие с несферическими ядрами идет по двум каналам: кроме прямого рассеяния (с возбуждением или без возбуждения вращений) важное значение имеет канал, соответствующий образованию составного ядра. При этом возбуждение вращений ядра может произойти либо при захвате нейтрона и образовании составного ядра C , либо при испускании нейтрона в конечном состоянии (т.е. при распаде $C \rightarrow A_L + n'$). Ясно, что захват или испускание нейтрона может происходить лишь в состоянии с моментом l_n количества движения равным угловому моменту L возбуждаемого состояния ядра (если спин ядра имеет значение отличное от нуля, или если четность состояния ядра при возбуждении изменяется, то значение l_n может быть несколько отличным от L)

Если энергия нейтронов мала, т.е. $\kappa R < 1$ (где R — величина порядка размеров ядра), то в области вблизи ядра, существенной при неупругом рассеянии, волновая функция нейтрона с моментом L пропорциональна $(\kappa R)^L$. Поэтому сечение неупругого рассеяния нейтронов $n + A \rightarrow C \rightarrow A_L + n'$ при котором возбуждается ротационное состояние с моментом L может быть записано в виде

$$\sigma_L \sim \frac{1}{v_n} \left| \alpha(\kappa R)^L + \beta(\kappa' R)^L \right|^2,$$

где α и β - числа, не зависящие от энергии нейтрона, k и k' - импульсы налетающих нейтронов и неупруго рассеянных нейтронов ($k' < k$). Первый член соответствует возбуждению ядра при захвате нейтрона, а второй - при его испускании. При малой энергии нейтронов - вблизи порога неупругого рассеяния, $k' \rightarrow 0$ и главное значение имеет первый член (т.е. закручивание ядра при захвате).

В области малой энергии, как показывают расчеты, (произведенные Чейзом и др. при некоторых предположениях о величине минимой части потенциала ядра; статья в журнале *Phys. Rev.*) основное значение имеет канал соответствующий образованию составного ядра. С ростом энергии доля, соответствующая прямому возбуждению растет. При обоих механизмах реакции угловое распределение, вообще говоря, не изотропно (за исключением области энергии вблизи порога реакции). Угловое распределение, в случае прямого возбуждения, отлично от случая, когда реакция идет через составное ядро, наличием нечетных гармоник. Задача о рассеянии нейтронов малой энергии на несферических ядрах при малой энергии нейтронов была решена В. Грибовым (АЭФ, 1956 г.)

2. Рассеяние заряженных частиц

В этом случае, кроме ядерного взаимодействия часто важное значение имеет чисто электрическое взаимодействие. Если, например кинетическая энергия меньше высоты кулоновского барьера ядра

$$V = \frac{ZZ'e^2}{R} \approx \frac{ZZ'}{A^{1/3}} \text{ МэВ}$$
, то налетающая на ядро заряженная частица например (протон, α - частица) не может проникнуть в область действия ядерных сил. Тем не менее возможно прямое кулоновское возбуждение ядра. Частица движется по гиперболической кулоновской орбите, при этом в области ядра действует переменное электрическое поле. Сечение возбуждения первого ротационного уровня несферических ядер в этих условиях оказывается довольно большим - порядка 10^{-28} см^2 . Как показывает простой расчет его величина

сильно зависит от типа перехода ядра при возбуждении (наибольшее значение сечения имеет для электрических дипольных и квадрупольных переходов ядра) и от значения безразмерного параметра

$$\xi = \frac{ZZ'e^2}{kV} \cdot \frac{\Delta E}{E},$$

где $E = \frac{Mv^2}{2}$ - энергия налетающей частицы, а ΔE - энергия возбуждения ядра. Зависимость сечения от ξ определяется формулой вида :

$$\sigma_{кул} = c e^{-\xi} f(\xi),$$

где $f(\xi)$ - медленно изменяющаяся функция (она зависит от типа перехода ядра и протабулирована для ряда случаев).

Если энергия столкновения достигает, или превышает высоту кулоновского барьера ядра, то существенно ядерное взаимодействие. Неупругое рассеяние в этом сложном случае было рассмотрено в ряде статей А. Пулиа (опубликованных в ЖЭТФ в 1958-59 годах).

3. Реакции типа (d, p) , (d, n) и прямое возбуждение одночастичных переходов в ядрах

Реакции типа (d, p) и (d, n) (а также обратные им - (p, d) и (n, d)) являются простейшим примером реакций с перераспределением частиц:



где C - есть ядро, образуемое при поглощении нейтрона ядром A . Пусть E_d и E_p - кинетические энергии дейтона и протона, $E_d = 2.2$ Мэв - энергия связи в дейтоне, а $E_n = W_C - W_A$ энергия нейтрона в ядре C . Тогда

$$E_d - E_d = E_p + E_n$$

Если $E_n < 0$, то нейтрон связан в ядре C , если $E_n > 0$, то нейтрон захвачен на уровне ядра C с которых может произойти распад $C \rightarrow A + n$ (уровни типа $1'$, $2'$, $3'$ на рисунке 4 в лекции I).

Простейшая модель реакции (d, p) : дейтрон сталкивается с областью действия потенциала (ядро A), действующего на нейтрон и на протон:

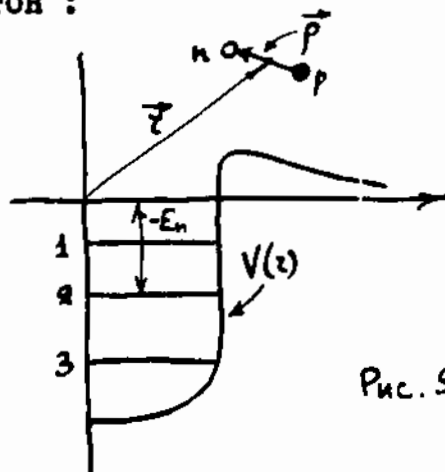


Рис. 5.

(на этом же рисунке указаны векторы $\vec{r} = \frac{\vec{r}_n + \vec{r}_p}{2}$ и $\vec{\rho} = \vec{r}_n - \vec{r}_p$, определяющие положение центра тяжести дейтона, и нейтрона относительно протона). Нейтрон может быть захвачен ямой на один из её уровней 1, 2, 3 (значение $E_n = -E_n$ для уровня 2 указано на рисунке стрелкой).

Даже для этой простейшей модели точное решение построить нельзя.

Приближенное решение можно легко найти, рассматривая реакцию обратную (d, p) [реакцию (p, d) ; её амплитуда равна очевидно амплитуде (d, p) реакции]. Пусть протон налетает на яму на одном из уровней которой находится нейтрон. Взаимодействие

$$V_{np}(\rho)$$

между n и p приводит к выбиванию протоном нейтрона и образованию дейтона.

Если ввести волновые функции, описывающие движение:

I/ нейтрона связанного в ядре C (в нашей модели - в потенциальной яме)

$$\Psi_{l_n}(\vec{z}) = \frac{\Phi_{l_n}(z_n)}{z_n} Y_{l_n, m}(\vartheta_n, \varphi_n)$$

(где $\Phi_{l_n}(z)$ - функция рассмотренная ранее)
2/ протона, налетающего с импульсом \vec{k}_p :

$$\Psi_{\vec{k}_p}(\vec{r}) \sim e^{i\vec{k}_p \vec{r}}$$

то амплитуда реакции (p, d) [или (d, p)] определится следующей, хорошо известной формулой

$$f_{l_n}(\vec{k}_p, \vec{k}_d) = -\frac{1}{4\pi} \frac{2M}{k^2} \int \Psi_{\vec{k}_d}(\vec{r}, \vec{\rho}) U_{np}(\vec{\rho}) \Psi_{\vec{k}_p}^*(\vec{r}) \Psi_{l_n}(\vec{z}) d\vec{r} d\vec{z}$$

Здесь $\Psi_{\vec{k}_d}(\vec{r}, \vec{\rho}) \sim e^{i\vec{k}_d \vec{r}} \chi_d(\rho)$ -

есть точная волновая функция, соответствующая движению вылетающих [при (p, d) - реакции] дейтронов с импульсом \vec{k}_d на бесконечности. Через $\chi_d(\rho)$ обозначена волновая функция внутреннего движения в дейтоне;

$$\chi_d(\rho) = \sqrt{\frac{\alpha}{2\pi}} \frac{1}{\rho} e^{-\alpha\rho}, \quad \alpha = \frac{\sqrt{ME_d}}{\hbar}$$

Функции $\Psi_{\vec{k}_p}$ и $\Psi_{\vec{k}_d}$ имеют вид плоских волн, только в области далеко от ядра, т.к. кулоновское поле и ядерный потенциал искажают их вид.

Записанная выше формула для амплитуды (d, p) реакции - точная, однако в таком виде она бесполезна, т.к. вид точной функции $\Psi_{\vec{k}_d}$ - неизвестен.

Приближенная формула, удобная для вычислений, получится, если функцию $\Psi_{\vec{k}_d}$ заменить на произведение $\Psi_{\vec{k}_d}(\vec{r}) \chi_d(\rho)$, где

$$\Psi_{\vec{k}_d}(\vec{r}) \sim e^{i\vec{k}_d \vec{r}}$$

описывает движение центра тяжести дейтона в поле ядра. Кроме

того следует учесть, что радиус действия потенциала $V_{np}(\rho)$ — мал по сравнению со всеми длинами существенными в задаче. Поэтому с малой ошибкой можно считать что этот радиус действия равен нулю. Как известно из теории дейтона, при этом

$$V_{np}(\rho) \chi_d(\rho) = -4\pi \frac{\hbar^2}{M} \sqrt{\frac{d}{2\pi}} \delta^3(\vec{\rho})$$

δ^3 — дельта — функция

Таким образом в выражении для f_p вместо $-\frac{1}{c\hbar} \frac{2M}{k^2} V_{np}(\rho) \Psi_{\vec{k}_d}(\vec{r}, \vec{\rho})$ следует подставить

$$\sqrt{\frac{2d}{\pi}} \Psi_{\vec{k}_d}(\vec{r}) \delta^3(\vec{\rho}),$$

что даст

$$f_p(\vec{k}_d, \vec{k}_p) = \sqrt{\frac{2d}{\pi}} \int \Psi_{\vec{k}_d}(\vec{r}) \Psi_{\vec{k}_p}^*(\vec{r}) \Psi_{\vec{k}_n}(\vec{r}) d\vec{r}.$$

В интеграле наиболее существенна область интегрирования вне ядра (т.е. область в которой $z > R$) т.к. внутри ядра волновые функции быстро колеблются и затухают. Но в области вне ядра волновые функции $\Psi_{\vec{k}_d}$, $\Psi_{\vec{k}_p}$ и $\Psi_{\vec{k}_n}$, как было показано ранее — известны. Поэтому амплитуда f_p может быть вычислена; дифференциальное сечение при этом определится следующим образом

$$d\sigma(d, p) = \frac{2k_p}{k_d} |f_p(\vec{k}_d, \vec{k}_p)|^2.$$

Батлер вычислил величину f_p , подставив вместо $\Psi_{\vec{k}_d}$ и $\Psi_{\vec{k}_p}$ плоские волны и учитывая в интеграле для f_p лишь область вне ядра. Соответствующий интеграл

$$f_p(\vec{k}_d, \vec{k}_p) \approx \left[\frac{2d}{\pi} \frac{2MR^2 \chi_{d,c}}{k^2 |h_n(k_n R)|^2} \right]^{1/2} \int_{z \geq R} e^{i\vec{q}\vec{r}} h_n(k_n z) Y_{lm}(q\varphi) \frac{d\vec{r}}{z}$$

может быть непосредственно вычислен и является простой функцией величины $q^2 = (\vec{k}_p - \vec{k}_d)^2$ и $k_n = \sqrt{2ME_n}/\hbar$ [для волновой функции нейтрона Φ_{k_n} здесь использовано выражение полученное нами ранее]. При этом оказывается, что угловое распределение описывается функциями Бесселя, зависящими от величины $qR = |\vec{k}_p - \vec{k}_d|R$.

и очень чувствительно к величине l_n орбитального момента нейтрона на уровне ядра С. При $l_n=0$ сечение максимально в случае, когда протоны летят вперед; при $l_n \neq 0$ максимумы смещаются, как это указано на рисунке 6, в область $\varphi_p > 0$. Учет действия кулоновского поля ядра и ядерного потенциала $V(r)$ несколько изменяет вид этих кривых. В случае когда энергия налетающих дейтронов невелика - меньше ^{высоты}

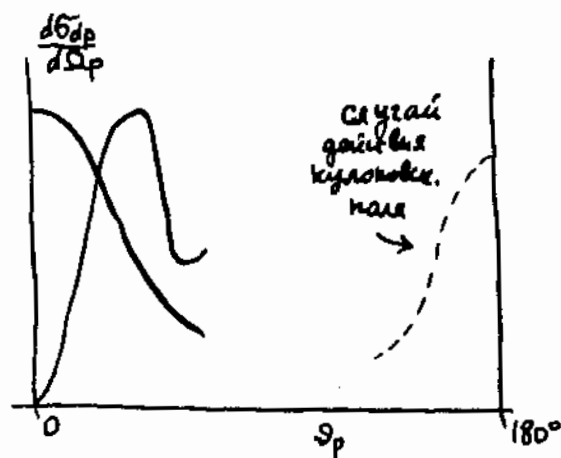


Рис. 6

$B(Z, A) = \frac{Z}{A^{4/3}} M \text{эВ}$ кулоновского барьера, - волновая функция ψ_{k_2} быстро (экспоненциально) убывает при приближении к ядру. В этих условиях в интеграле для f_p существенны расстояния $z \sim Ze^2/E_d$ заведомо большие радиуса ядра. Интеграл, определяющий f_p может быть вычислен с кулоновскими волновыми функциями ψ_{k_2}

и ψ_{k_1} . Расчет показывает, что при этом дифференциальное сечение максимально для случая, когда протоны вылетают назад (это соответствует тому, что реакция идет с наибольшей вероятностью в случае, когда происходит лобовое столкновение ядра с дейтроном. При лобовом ударе дейтона, в условиях действия сильного кулоновского отталкивания, может ближе всего подойти к ядру, а протоны, образующиеся при развале дейтрона, летят назад). Сечение при этом слабо зависит от величины l_n ; величина сечения мала, она быстро убывает с уменьшением кинетической энергии E_d дейтронов.

Неупругое рассеяние нуклонов на ядрах [реакция типа (p, p') (n, n') или (n, p')] сопровождающееся возбуждением одночастичных переходов - может идти за счет механизма, очень сходного с механизмом (p, d) реакции. Рассмотрим случай ядра, состоящий из замкнутых нейтронных и протонных оболочек и одного нуклона сверх этих оболочек.

Для падающего нуклона такое ядро эквивалентно потенциальной яме (см. рисунок 5 выше) на одном из уровней которой находится нуклон. Прямое взаимодействие с налетающим нуклоном может перевести связанный нуклон на другой уровень энергии, или в сплошной спектр — (т.е. выбить его из ядра). Рассмотрим, для определенности, случай когда в ядре связан нейтрон, а налетающим нуклоном является протон. При этом амплитуда прямого процесса определится ^{формулой} точно такой же как для амплитуды f_{ln} реакции (p, d) [см. первую из формул для f_{ln}]. Разница будет состоять лишь в том, что вместо функции Ψ_{k_n} в эту формулу войдет другая функция конечного состояния — $\Psi_{k_p, l_n}(\vec{r}, \vec{r}_n) \approx \Psi_{k_p}(\vec{r}) \Psi_{l_n}(\vec{r}_n)$,

описывающая движение неупруго рассеянных протонов в поле ядра и нейтрона в возбужденном состоянии (с моментом l_n'). Полагая, как и в случае (p, d) реакции, что радиус действия потенциала V_{np} равен нулю мы получим для амплитуды прямого процесса (p, p') неупругого рассеяния следующее значение

$$f_{l_n, l_n'}(k_p, k_p') = C \int \Psi_{k_p'}(\vec{r}) \Psi_{l_n'}(\vec{r}) \Psi_{k_p}^*(\vec{r}) \Psi_{l_n}(\vec{r}) d\vec{r},$$

где C — некоторая постоянная. С помощью этой формулы угловое распределение прямой реакции (p, p') вычислялось с учетом лишь вклада от области $z > R$ вне ядра и при замене функций Ψ_{k_p} и $\Psi_{k_p'}$ на плоские волны. Аналогично случаю (d, p) реакции угловое распределение имеет ряд максимумов и минимумов и сильно зависит от величин l_n и l_n' угловых моментов нейтрона и протона.

В случае, когда нейтрон выбивается в сплошной спектр, амплитуда определяется той же формулой, с заменой Ψ_{l_n} на волновую функцию $\Psi_{k_n} \sim e^{i k_n z}$, описывающую движение нейтрона с импульсом k_n на бесконечности.

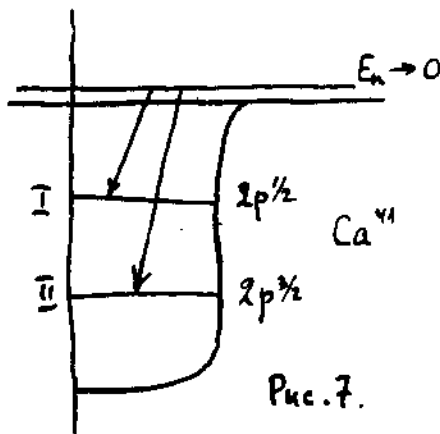
Также как и в случае возбуждения вращений несферических ядер, неупругое рассеяние в этом случае идет по двум каналам, прямо и через составное ядро; канал, соответствующий образованию составного ядра почти всегда играет главную роль. В случае прямой реакции угловое распределение отлично тем, что включает не

только четные, но и нечетные шаровые гармоники.

4. Прямые реакции фотоэффекта и захвата нейтрона

Обычный механизм фотоэффекта : ядро возбуждается поглощая квант после чего возбужденное ядро распадается, испуская нейтрон, или другую ядерную частицу. Обычно нейтрон испускается с подавляющей вероятностью, т.к. кулоновский барьер ядра препятствует выходу протонов, или α - частиц. Однако, при облучении ядер γ - квантами (особенно в области больших энергий) было обнаружено аномально большое число заряженных частиц. Кроме того их угловое распределение заметно отличается от сферически симметричного. Это указывало на необходимость учета прямого процесса, когда γ - квант выбивает частицу непосредственно в сплошной спектр из связанного в ядре состояния. Это прямое выбивание квантом возможно как в случае заряженных частиц так и нейтронов (дипольный момент системы нейтрон - заряженная яма не меньше, а даже больше чем момент системы протон-заряженная яма). Возможен и обратный процесс : налетающий на ядро нейтрон захватывается ядром непосредственно из сплошного спектра с испусканием γ - кванта. Если энергия нейтрона - резонансная, то всегда преобладает канал реакции, соответствующий образованию составного ядра. Если же энергия налетающего на ядро нейтрона попадает в середину интервала между двумя соседними уровнями составного ядра, то вероятность реакции резко уменьшается, сечение однако и в этом случае не доходит до нуля, а имеет малое, но конечное значение (порядка сотен миллибарн). В этом случае реакция (γ, n) идет за счет механизма прямого захвата. Приведем для иллюстрации пример реакции (γ, n), в случае нейтронов с нулевой энергией на ядре Ca^{40} (это ядро - заполненными протонной и нейтронной оболочками). Прямой захват нейтронов из начального S - состояния идет в основном на два возбужденных уровня ядра Ca^{41} : в состояние $2p^{1/2}$ и $2p^{3/2}$ (см. рисунок 7). При этом

испускается дипольное излучение с энергией 1.95 и 3.95 МэВ (Состояние $2p^{1/2}$ и $2p^{3/2}$ в ядре Ca^{41} расщеплены за счет действия спин - орбитальной части по-



тенциала $V(r)$ ядра Ca^{40}). Из известного на опыте среднего числа квантов на один захват для сечения захвата получено значение $\sigma_z \sim 220$ мб, а для отношения радиальных матричных элементов перехода на второй (II на рис. 7)

и первый $2p$ уровни - значение $\rho \approx 3$. Моринача и Иши [статья в *Progr. of Theor. Phys.* т. 23, стр. 161) вычислили значение сечения захвата и величины отношения ρ при предположении о прямом захвате. Для прямоугольной ямы (глубиной в 46.9 МэВ с радиусом $R = A^{1/3} \cdot 1,3 \cdot 10^{-13}$ см, при соответствующем спин - орбитальном расщеплении, выбранном так, чтобы уровни I и II были расположены на месте) они получили

$$\sigma_z = 23 \text{ мб}, \quad \rho \sim 1.7$$

Для ямы с диффузной границей [типа $V(r) = U_0 / [1 + e^{\frac{1}{a}(r-R)}]$] при $a = 0.65 \cdot 10^{-13}$ см., $R = 4.55 \cdot 10^{-13}$ см

$$\sigma_z = 550, \quad \rho = 3.1$$

Результаты расчета сильно зависят от радиуса ямы; если вместо значения $R = 4.55 \cdot 10^{-13}$ см взять $R = 4.23 \cdot 10^{-13}$ см, то для сечения и величины ρ следуют значения

$$\sigma_z = 110, \quad \rho = 8.5$$

Этот расчет показывает, таким образом, что наблюдаемая на опыте величина сечения может быть хорошо объяснена предположением о прямом захвате. Он хорошо иллюстрирует также насколько сильно зависят результаты вычислений в теории прямых реакций от параметров потенциала ядра.