

и теореме Вигнера — Рака (см. приложение I, § Ж)

$$(JM | F_{L0} | \lambda m) = (L\lambda 0 m | JM) A_L,$$

где A_L — матричный элемент от оператора $j_L(q r_n) [V_{p\xi} + V_{n\xi}]$, не зависящий от квантовых чисел m и M . Если не учитывать кулоновского взаимодействия протона с ядром, то $V_{p\xi}$ и $V_{n\xi}$ равны нулю вне ядра, поэтому можно написать:

$$A_L = a_L j_L(q R), \quad (100,42)$$

где a_L — некоторая постоянная, а R — величина, по порядку равная радиусу ядра*).

Подставляя (100,40) в (100,35), и учитывая (100,41), получим:

$$\left(\frac{d \sigma_{ba}}{d \Omega} \right)_\sigma = \frac{M_y M_d k_p (2J+1)}{\pi \hbar^4 k_d (2j+1)} \sum_L g^2(Q) |A_L|^2. \quad (100,43)$$

Если для оценки величины A_L использовать (100,42), то формула (100,43) будет давать угловое распределение протонов, полученных в реакции $A(d, p)B$, такое же, как и формула (99,9).

§ 101. Учет кулоновского взаимодействия в реакциях срыва

Строгий учет кулоновского взаимодействия в ядерных реакциях с дейтронами связан с математическими трудностями, возникающими из-за несовпадения центра инерции и центра заряда. Несовпадение центра заряда и центра инерции в дейтроне приводит к «поляризации» дейтрона при его движении в кулоновском поле.

Приближенно можно учесть несовпадение центра заряда и центра инерции адиабатическим методом в двух предельных случаях:

а) случай «медленных» дейтронов, т. е. дейтронов, скорость движения которых в кулоновском поле значительно меньше скорости внутреннего движения нуклонов в дейтроне;

б) случай «быстрых» дейтронов, т. е. дейтронов, скорости движения которых в кулоновском поле значительно больше скоростей внутреннего движения в дейтроне.

В первом случае волновую функцию дейтрона можно записать в виде

$$\psi_d(\mathbf{r}_p, \mathbf{r}_n) = F(r) f(\mathbf{r}, \rho), \quad (101,1)$$

где

$$\mathbf{r} = \frac{\mathbf{r}_p + \mathbf{r}_n}{2}, \quad \rho = \mathbf{r}_p - \mathbf{r}_n;$$

* Строго говоря, в (100,42) следует считать R зависящим от L и q , так как по теореме о среднем матричный элемент оператора $j_L(q r_n) [V_{p\xi} + V_{n\xi}]$ может быть представлен в виде (100,42) при условии, что каждому значению L будет сопоставлено свое значение qR . Обычно предполагают, что зависимостью R от q и L можно пренебречь.

$F(\mathbf{r})$ описывает движение центра инерции дейтрона; $f(\mathbf{r}, \rho)$ — волновая функция внутреннего движения в дейтроне с учетом дополнительного потенциала взаимодействия

$$Ze^2 \left(\frac{1}{|\mathbf{r} + \frac{\rho}{2}|} - \frac{1}{r} \right),$$

который представляет собой разность кулоновских энергий в точках, определяющих положение протона и центра инерции дейтрона. Эта потенциальная энергия немного изменяет внутреннее движение в дейтроне. В нулевом приближении можно пренебречь этим изменением и заменить (101,1) волновой функцией

$$\Psi_d(\mathbf{r}_p, \mathbf{r}_n) = F(\mathbf{r})f(\rho). \quad (101,1a)$$

В случае быстрых дейтронов можно исходить из предположения, что их движение в кулоновском поле происходит с фиксированной ориентацией, и записать волновую функцию в виде

$$\Psi_d(\mathbf{r}_p, \mathbf{r}_n) = F(\mathbf{r}_p)f(\rho),$$

где $F(\mathbf{r}_p)$ изображает движение в кулоновском поле частицы, имеющей массу, равную массе дейтрона, и координату протона. Это приближение использовалось в работах Сербера [46] и Пизли [47] при вычислении полного сечения реакции срыва.

Учет влияния кулоновского взаимодействия на угловое распределение протонов в нулевом приближении (101,1a) был осуществлен в работах Фридмана и Тобокмана [40] и Джокос [48]. При этом плоские волны, описывающие (без учета кулоновского взаимодействия) движение дейтрона и протона вне ядра, заменялись волновыми функциями для движения этих частиц в кулоновском поле. Остальные упрощающие допущения были аналогичны допущениям, использованным Батлером. Вычисления, проведенные для случая реакции $\text{Be}^9(d, n)\text{V}^{10}$ и энергии дейтронов, равной $0,94 \text{ Мэв}$ в лабораторной системе координат (при $R \approx 5 \cdot 10^{-13} \text{ см}$), показали, что эффект кулоновского взаимодействия снижает эффективное сечение при захвате протона с моментом $l=0$ примерно в 12 раз и при захвате протона с моментами $l=1$ и 2 соответственно в 7 и 6 раз. Кроме того, кулоновское взаимодействие приводит к сглаживанию максимумов и минимумов в угловом распределении. Это значительное влияние кулоновского поля связано с малой энергией падающих дейтронов.

При энергиях, превышающих энергию кулоновского барьера, когда $\epsilon_0 > \frac{Z_A e^2}{R} \approx Z_A A^{-1/3} \text{ Мэв}$, влияние кулоновского взаимодействия становится малым.

В другом предельном случае очень малых энергий дейтронов, когда

$$\epsilon_0 < \frac{Z_A e^2}{R},$$

как показал К. А. Тер-Мартirosян [49] для случая тяжелых ядер, угловое распределение испускаемых частиц слабо зависит от передаваемого ядру момента и определяется в основном кулоновским полем ядра. В этом случае протоны, полученные в реакции $A(d, p)B$, в основном летят назад.

§ 102. Поляризация освобожденных нуклонов в реакциях срыва

Предположим, что потенциал нуклон-ядерного взаимодействия включает спин-орбитальную связь; тогда можно показать, что нуклоны, освобождаемые при реакциях срыва, будут частично поляризованными.

Поляризация протонов, испускаемых при реакциях срыва, исследовалась в теоретических работах Ньюса [50], Горовитца и Мессна [51] и Честона [52]. Теория Ньюса, основанная на предположении о том, что ядро полностью поглощает нейтроны, и теория Горовитца и Мессна, основанная на замене взаимодействия протона с ядром потенциалом отталкивания определенного радиуса, приводили к поляризации, не совпадающей по знаку с поляризацией, наблюдаемой на опыте. Правильный знак поляризации нуклонов, испускаемых в реакциях срыва, был получен в работе Честона. В этой работе взаимодействие испускаемого нуклона с ядром описывалось комплексным потенциалом притяжения с спин-орбитальной связью, который использовался (см. § 61) при теоретическом описании процесса поляризации при рассеянии нуклонов средней энергии ядрами.

Рассмотрим эффект поляризации протонов в реакции срыва $A(d, p)B$ для простейшего случая, когда спин ядра A равен нулю. Для упрощения не будем учитывать кулоновского взаимодействия. Волновая функция начального состояния системы, представляющая основное состояние $\Psi_A(\xi)$ ядра A и относительное движение дейтрона и ядра A , может быть записана в виде

$$\begin{aligned} \Phi_a(k_d, m_d) = & \\ = \Psi_A(\hat{\xi}) \sum_{m'_p} \left(\frac{1}{2} \frac{1}{2} m'_p, m_d - m'_p \mid 1 m_d \right) \chi_{\frac{1}{2} m'_p}(\sigma_p) \chi_{\frac{1}{2} m_d - m'_p}(\sigma_n) \times & \\ \times \sum_{l_d} \psi_{l_d}(\mathbf{r}_p, \mathbf{r}_n). & \quad (102,1) \end{aligned}$$

Координаты \mathbf{r}_p и \mathbf{r}_n отсчитываются от центра инерции ядра A , который при достаточно тяжелом ядре совпадает с центром инерции системы. Влияние ядра на плоскую волну, изображающую относитель-