

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-

ное движение ядра и дейтрона, мы учтем, наложив на функцию Φ_a требование

$$\Phi_a(\mathbf{k}_d, m_d) = 0, \text{ если } \frac{|r_p + r_n|}{2} \leq R. \quad (102,2)$$

Волновая функция конечного состояния без учета взаимодействия протона с ядром B может быть записана в виде

$$\Phi_b = e^{i\mathbf{k}_p \cdot \mathbf{r}_p} \chi_{\frac{1}{2} m_p}(\sigma_p) \Psi_B(\xi, r_n, \sigma_n). \quad (102,3)$$

Предположим далее, что волновая функция Ψ_B конечного ядра B , образованного при захвате нейтрона ядром A , соответствует состоянию движения нейтрона с вполне определенным орбитальным моментом L ; тогда

$$\begin{aligned} \Psi_B(\xi, r_n, \sigma_n) &\equiv \Psi_{JM} = \\ &= \Psi_A(\xi) \sum_{m_L} \left(L \frac{1}{2} m_L, M - m_L \mid JM \right) \varphi_{L m_L}(r_n) \chi_{\frac{1}{2}, M - m_L}(\sigma_n). \end{aligned} \quad (102,4)$$

Дифференциальное эффективное сечение реакции срыва пропорционально квадрату матричного элемента $(\Phi_b, V_b \Omega_a \Phi_a)$, который в борновском приближении ($\Omega_a = 1$) переходит в матричный элемент

$$(\Phi_b, V_b \Phi_a), \quad V_b = V_{p\bar{z}} + V_{np}. \quad (102,5)$$

Выберем систему координат xuz так, чтобы ось квантования z была перпендикулярна к плоскости рассеяния, т. е. совпадала с направлением векторного произведения: $[\mathbf{k}_p, \mathbf{k}_d]$. Определим степень поляризации протонов по оси z с помощью соотношения

$$P_z = \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_+ - \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_-}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_+ + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_-}, \quad (102,6)$$

где $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_+$ и $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_-$ — соответственно эффективные дифференциальные сечения рассеяния с поляризацией протона вдоль ($m_p = 1/2$) и против ($m_p = -1/2$) оси z . Максимальная поляризация соответствует значению $P_z = \pm 1$.

Подставляя (102,1) и (102,3) в (102,5), получим:

$$\begin{aligned} &(\Phi_b, V_b \Phi_a) = \\ &= \sum_{m'_p, m_d} \left(L \frac{1}{2}, M - m_d + m'_p, m_d - m'_p \mid JM \right) \left(\frac{1}{2} \frac{1}{2} m'_p, m_d - m'_p \mid 1 m_d \right) \times \\ &\times \left(\varphi_{L, M - m_d + m'_p} e^{i\mathbf{k}_p \cdot \mathbf{r}_p} \chi_{\frac{1}{2} m_p}(\sigma_p) \mid \bar{V}_b \mid \chi_{\frac{1}{2} m'_p}(\sigma_p) \psi_d(\mathbf{r}_p, \mathbf{r}_n) \right), \end{aligned} \quad (102,7)$$

где

$$\bar{V}_b = (\Psi_A(\xi) | V_{p\xi} + V_{pn} | \Psi_A(\xi)) \equiv \bar{V}_{p\xi} + V_{pn}. \quad (102,7a)$$

Средний потенциал взаимодействия протона с ядром A согласно оптической модели может быть заменен потенциалом

$$\bar{V}_{p\xi} = \begin{cases} -V_0(1 + i\xi) - a\dot{I}\dot{S}, & \text{если } r_p \leq R; \\ 0, & \text{если } r_p > R. \end{cases} \quad (102,8)$$

При $r_p > R$ действие потенциала $\bar{V}_{p\xi}$ на протонную волновую функцию может быть учтено заменой

$$e^{i k_p r_p} \chi_{\frac{1}{2} m_p}(\sigma_p) \rightarrow \sum_{l,j} i^l \sqrt{4\pi(2l+1)} \left(l \frac{1}{2} 0 m_p | j m_p \right) \Phi_{ljm_p} \times \\ \times \{j_l(k_p r_p) - \beta_{lj} h_l(k_p r_p)\}, \quad (102,9)$$

где Φ_{ljm_p} — спин-угловая функция протона; $j_l(kr)$ и $h_l(kr)$ — соответственно сферические функции Бесселя и Ганкеля; β_{lj} — комплексные числа, связанные с матрицей рассеяния S_{lj} протона, имеющего орбитальный момент l и полный момент j , на ядре A для потенциала взаимодействия (102,8). Вследствие наличия в выражении (102,8) спин-орбитального взаимодействия при $l \neq 0$ два значения β_{lj} , соответствующих двум возможным ориентациям спина протона $j = l \pm 1/2$, различаются между собой. Если в реакции $A(d, p)B$ испускаются протоны с $l = 0$, то поляризация отсутствует.

Произведя замену (102,9), можно в матричном элементе (102,7) оставить только потенциал взаимодействия V_{np} . Предполагая, что этот потенциал имеет нулевой радиус действия, и вводя некоторые предположения о характере зависимости волновой функции нейтрона в ядре, Честон [52] показал, что степень поляризации P_z равна минус 17% для протонов реакции $C^{12}(d, p)C^{13}$, испускаемых под углом 30° к направлению пучка дейтронов, при энергии первичного пучка дейтронов, равной 3,20 Мэв. Экспериментальное [53] значение $P_z = -58\% \pm 13\%$ для дейтронов энергии 4 Мэв.