

РЕЗОНАНСНИЙ ПРОЦЕСС ПЕРЕЗАРЯДКИ $p(t, {}^3\text{He})$

М. В. Евланов¹, А. М. Соколов¹, В. К. Тартаковский²

¹*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

²*Институт теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова НАН Украины, Киев*

В рамках дифракционного приближения построена амплитуда перезарядного процесса $p(t, {}^3\text{He})$ с образованием промежуточного Δ -резонанса и рассчитаны соответствующие угловые распределения и энергетические спектры вылетающих ядер ${}^3\text{He}$.

Введение

Появившиеся в 80-х годах прошлого столетия эксперименты [1 - 16] по столкновению трехнуклонных ядер (в основном ${}^3\text{He}$) с протонами и сложными атомными ядрами в области достаточно больших энергий (≥ 1 ГэВ на нуклон), когда эффективно могут возбуждаться Δ -резонансы и происходить зарядово-обменные процессы, теоретически описывались в ряде работ [5 - 8, 10 - 11], однако они еще нуждаются в дальнейшем теоретическом осмыслении. Дальнейшее изучение энергетических спектров и угловых распределений продуктов реакций перезарядки, положения и ширины максимумов распределений может дать новые сведения о сложной динамике в ядерном веществе.

Уже полученные экспериментальные (в основном инклюзивные) и теоретические полные и дифференциальные сечения [1 - 8, 10] и имеющиеся возможности позволяют извлечь новые сведения при изучении Δ -изобарной степени свободы в перезарядных процессах столкновения пучков трехнуклонных ядер с протонами и сложными ядрами особенно из анализа эксклюзивных экспериментов. В последнем случае возможно будет углубить наши знания о спин-изоспиновых возбуждениях сложных ядер в области гигантского резонанса, а также о коллективных состояниях ядер в связи с коллективизацией возникшей Δ -изобары в сложном ядре и формированием изобар-дырочных возбуждений. Такое коллективное возбуждение Δ -резонансов в сложных ядрах конкурирует с квазисвободным процессом образования изобары, когда один нуклон падающего ядра взаимодействует лишь с одним нуклоном ядра-мишени. Из-за сложности процессов образования Δ -изобар в многонуклонных ядрах, когда необходимо привлекать при их описании еще дополнительные теоретические представления (например, теорию ядерной ферми-жидкости), мы здесь ограничимся прежде всего теоретическим исследованием более простого квазисвободного зарядово-обменного процесса образования Δ -резонанса при рассеянии трехнуклонных ядер на протонах. Изучение такого простого процесса в чистом виде представляет интерес как само по себе, так и помогает более глубоко понять детали реакции перезарядки и рождения изобар также и в сложных ядрах, где существенны вклады как процессов квазисвободного рождения Δ -изобар, так и процессов коллективных изобар-дырочных возбуждений. Кроме того, разрабатываются новые программы по экспериментальному изучению реакций (${}^3\text{He}, t$) и ($t, {}^3\text{He}$) как на сложных ядрах, так и на протонах.

В настоящей теоретической работе рассматривается резонансное рассеяние тритона на протоне с взаимной перезарядкой одного из нейтронов в падающем тритоне и протонами-мишени, т.е. процесс $p(t, {}^3\text{He})$. Планируется экспериментальное изучение такого процесса, в частности, на ускорительном комплексе синхрофазотрон-нуклотрон в Дубне (Россия) [9, 11, 12, 16]. Изучение наиболее простой реакции перезарядки $p(t, {}^3\text{He})$ с образованием Δ -резонанса имеет ряд преимуществ по сравнению с другими зарядово-обменными процессами и, прежде всего, из-за наличия минимально возможного числа составляющих

каналов, что позволяет легче и более однозначно интерпретировать соответствующие экспериментальные результаты. Заметим, что реакция перезарядки $t(p, n)^3\text{He}$ при энергии налетающих протонов 600 МэВ теоретически изучалось еще в ранней работе [17], но при этом не рассматривалось возбуждение Δ -изобар. При нерелятивистских энергиях зарядово-обменные реакции в дифракционном приближении рассматривались в [18, 19].

Резонансное рассеяние, как известно [20], возникает при такой энергии падающей частицы, когда полная энергия E в системе центра масс составной физической системы, состоящей из падающей частицы и частицы-мишени, близка к некоторому квазидискретному уровню энергии шириной Γ . Относительная кинетическая энергия столкновения нуклона в падающем ядре ^3H и протона-мишени при возбуждении Δ -резонанса будет значительно превосходить энергию связи нуклона в трехнуклонном ядре, поэтому достаточно проследить при этом столкновение квазисвободного нуклона (нейтрона) с протоном-мишенью. При таких энергиях столкновения ($\geq 1\text{ГэВ}$) можно применять дифракционную ядерную модель, и одной из наших задач здесь будет приспособление математического аппарата этой модели к резонансным ядерным процессам с перезарядкой.

Сейчас мы получим в дифракционном приближении, прежде всего, выражения для амплитуд упругого резонансного рассеяния нуклонов на нуклонах и амплитуд процессов перезарядки при их столкновениях, что затем будет использовано при построении и расчете резонансной амплитуды и сечения процесса перезарядки $p(t, ^3\text{He})$ в дифракционной ядерной модели.

Нуклон-нуклонные амплитуды рассеяния с учетом образования резонансов

Согласно [21], амплитуда потенциального рассеяния 1-го нуклона на 2-м нуклоне (здесь и далее нумеруем лишь падающие нуклоны) в дифракционном приближении представляется в виде

$$f_1^0(q) = \frac{ik_1}{2\pi} \int d^{(2)}\vec{\rho} \omega_1^0(\rho) e^{i\vec{q}\vec{\rho}} = ik_1 \int_0^\infty d\rho \rho \omega_1^0(\rho) J_0(q\rho), \quad (1)$$

где $\omega_1^0(\rho)$ - нуклон-нуклонная профильная функция, не учитывающая перезарядки; \vec{q} - переданный импульс ($\hbar = c = 1$); k_1 - импульс падающего нуклона; $q = 2k_1 \sin \frac{\theta}{2}$; θ - угол рассеяния. Амплитуду резонансного NN-рассеяния $f_{1r}^0(q)$ в том же приближении ($\theta \ll 1$, $l \gg 1$) можно получить из общего выражения для нее (см. [20])

$$f_{1r}^0(q) = -\frac{2l_r + 1}{k_1} \cdot \frac{\Gamma/2}{E - E_r + \frac{i}{2}\Gamma} e^{2i\delta_{l_r}} P_{l_r}(\cos\theta) \quad (2)$$

при замене резонансного значения относительного орбитального момента $l = l_r$ на $k_1 \rho_r$ ($\rho = \rho_r$ - соответствующий прицельный параметр), полинома Лежандра $P_{l_r}(\cos\theta)$ на функцию Бесселя $J_0(q\rho_r)$ и множителя $e^{2i\delta_{l_r}}$ с фазой рассеяния $\delta_l = \delta_{l_r}$ на $1 - \omega_1^0(\rho)$. В результате резонансная амплитуда принимает следующий вид:

$$f_{1r}^0(q) = -\frac{\Gamma \rho_r}{E - E_r + \frac{i}{2} \Gamma} (1 - \omega_1^0(\rho_r)) J_0(q\rho_r). \quad (3)$$

Ясно, что прицельный параметр столкновения двух нуклонов ρ_r , когда возбуждается Δ -резонанс, по величине должен быть порядка радиуса ядерного взаимодействия $R = 2r_0$, где $r_0 = 1,2$ Фм. Полная амплитуда NN-рассеяния $\bar{f}_1^0(q)$ без перезарядки будет равна сумме амплитуд (1) и (3):

$$\bar{f}_1^0(q) = f_1^0(q) + f_{1r}^0(q). \quad (4)$$

Вдали от резонанса $\bar{f}_1^0(q) \approx f_1^0(q)$.

Входящие в формулы (2) и (3) величины E , E_r и Γ при NN-столкновении будут соответственно равны: $E \equiv \sqrt{s_1} = \left(2M^2 + 2M\sqrt{k_1^2 + M^2}\right)^{1/2}$ [22], где M - масса нуклона, $E_r = M + M_\Delta$, где M_Δ - масса Δ -резонанса, $\Gamma = \tau^{-1}$, где $\tau \sim 10^{-23}$ с есть время жизни составной системы $N \Delta$. Кроме наиболее вероятной Δ -изобары $\Delta(1232)$ с минимальной массой $M_\Delta = 1232$ МэВ, в принципе могут возбуждаться и более тяжелые нуклонные резонансы $N(1440)$, $N(1520)$ и т.д., если для этого достаточна энергия E . При этом изобары могут возникать как в мишени, так и в налетающей частице.

Процессы столкновения двух нуклонов с учетом перезарядки и образования резонансов

Процессы перезарядки при рассеянии нуклона на нуклоне обусловлены зависимостью амплитуды процесса от изотопических спинов падающего нуклона $\bar{t}_1 = \frac{\bar{\tau}_1}{2}$ и нуклона-мишени $\bar{t} = \frac{\bar{\tau}}{2}$. Учесть перезарядку при столкновении двух нуклонов можно, если добавить к профильной функции $\omega_1^0(\rho)$ слагаемое, пропорциональное скалярному произведению $\bar{t}_1 \bar{t}$, так что обобщенная профильная функция в этом случае будет иметь вид

$$\omega_1(\rho) = \omega_1^0(\rho) + \omega_1^1(\rho) \bar{t}_1 \bar{t}, \quad (5)$$

т.е. будет уже оператором в изотопическом пространстве. Тогда амплитуда будет представляться аналогичным образом:

$$f_1(q) = f_1^0(q) + f_1^1(q) \bar{t}_1 \bar{t}, \quad f_1^1(q) = \frac{ik_1}{2\pi} \int d^{(2)}\rho \omega_1^1(\rho) e^{i\vec{q}\vec{\rho}}, \quad (6)$$

где амплитуда $f_1^0(q)$ определена в формуле (1).

Имея в виду дальнейшие вычисления амплитуды реакции перезарядки $p(t, {}^3\text{He})$, выпишем, прежде всего, используемые в дальнейшем изотопические матричные элементы от нуклон-нуклонной профильной функции (5) по протонным x и нейтронным y двукомпонентным изотопическим волновым функциям. При рассеянии нейтрона и протона на протоне-мишени и перезарядке при pn -столкновении такие матричные элементы будут соответственно равны

$$\begin{aligned}
 \langle y(1)x|\omega_1(\rho)|y(1)x\rangle &= \omega_1^0(\rho) - \omega_1^1(\rho), \\
 \langle x(1)x|\omega_1(\rho)|x(1)x\rangle &= \omega_1^0(\rho) + \omega_1^1(\rho), \\
 \langle x(1)y|\omega_1(\rho)|y(1)x\rangle &= 2\omega_1^1(\rho).
 \end{aligned}
 \tag{7}$$

Согласно выражениям (6) и (7), соответствующие нерезонансные амплитуды дифракционного (потенциального) рассеяния нейтрона и протона на протоне $f_{np}^{(p)}(q)$ и $f_{pp}^{(p)}(q)$ и перезарядки при пр-столкновении $f_{np \rightarrow pn}^{(p)}(q)$ будут иметь вид

$$f_{np}^{(p)} = f_1^0(q) - f_1^1(q) = ik_1 \int_0^\infty d\rho \rho [\omega_1^0(\rho) - \omega_1^1(\rho)] J_0(q\rho), \tag{8}$$

$$f_{pp}^{(p)} = f_1^0(q) + f_1^1(q) = ik_1 \int_0^\infty d\rho \rho [\omega_1^0(\rho) + \omega_1^1(\rho)] J_0(q\rho), \tag{9}$$

$$f_{np \rightarrow pn}^{(p)} = 2f_1^1(q) = 2ik_1 \int_0^\infty d\rho \rho \omega_1^1(\rho) J_0(q\rho). \tag{10}$$

С помощью обратного (двумерного) преобразования Фурье (8) - (10) функции $\omega_1^0(\rho)$ и $\omega_1^1(\rho)$ можно выразить через нуклонные амплитуды

$$\omega_1^0(\rho) = \frac{1}{2ik_1} \int_0^\infty dq q J_0(q\rho) [f_{pp}^{(p)}(q) + f_{np}^{(p)}(q)], \tag{11}$$

$$\omega_1^1(\rho) = \frac{1}{2ik_1} \int_0^\infty dq q J_0(q\rho) [f_{pp}^{(p)}(q) - f_{np}^{(p)}(q)] = \frac{1}{2ik_1} \int_0^\infty dq q J_0(q\rho) f_{np \rightarrow pn}^{(p)}(q). \tag{12}$$

Ясно видно, что процесс перезарядки обусловлен лишь функцией $\omega_1^1(\rho)$ в формуле (5), как и должно быть. Итак, согласно формулам (8) - (10), нерезонансная амплитуда перезарядки в выражении (10) простым образом связана с амплитудами рассеяния в формулах (8) и (9):

$$f_{np \rightarrow pn}^{(p)}(q) = f_{pp}^{(p)}(q) - f_{np}^{(p)}(q). \tag{13}$$

Соответствующие резонансные амплитуды с учетом перезарядки, согласно формулам (3), (5) и (7), будут иметь следующий вид:

$$f_{np}^{(r)}(q) = -\frac{\Gamma \rho_r}{E - E_r + \frac{i}{2} \Gamma} [1 - \omega_1^0(\rho_r) + \omega_1^1(\rho_r)] J_0(q\rho_r), \tag{14}$$

$$f_{pp}^{(r)}(q) = -\frac{\Gamma \rho_r}{E - E_r + \frac{i}{2} \Gamma} \left[1 - \omega_1^0(\rho_r) - \omega_1^1(\rho_r) \right] J_0(q\rho_r), \quad (15)$$

$$f_{np \rightarrow pn}^{(r)}(q) = \frac{2\Gamma \rho_r}{E - E_r + \frac{i}{2} \Gamma} \omega_1^1(\rho_r) J_0(q\rho_r). \quad (16)$$

Поскольку функция $\omega_1^1(\rho)$, связанная с перезарядкой, в настоящее время еще недостаточно известна, будем предполагать, что $\omega_1^1(\rho)$ пропорциональна функции $\omega_1^0(\rho)$:

$$\omega_1^1(\rho) = \xi \omega_1^0(\rho), \quad (17)$$

где параметр ξ уже не зависит от ρ , но может зависеть от энергии относительного движения двух нуклонов. Если ограничиться рассмотрением черных (поглощающих) нуклонов и считать, что радиусы пр- и pp-взаимодействий одинаковы и равны R , то в этом случае будем иметь [23]

$$f_{np}^{(p)}(q) = (1 - \xi) i k_1 R \frac{J_1(qR)}{q}, \quad (18)$$

$$f_{pp}^{(p)}(q) = (1 + \xi) i k_1 R \frac{J_1(qR)}{q}, \quad (19)$$

$$f_{np \rightarrow pn}^{(p)}(q) = 2\xi i k_1 R \frac{J_1(qR)}{q}. \quad (20)$$

Ясно видно, что параметр ξ характеризует различие в пр- и pp-взаимодействиях и с ним связан процесс перезарядки. Согласно оптической теореме имеем

$$\text{Im} \bar{f}_{np}(q=0) = \frac{k_1}{4\pi} \sigma_{np}, \quad \text{Im} \bar{f}_{pp}(q=0) = \frac{k_1}{4\pi} \sigma_{pp}, \quad (21)$$

где σ_{np} и σ_{pp} – полные интегральные сечения пр- и pp-взаимодействия соответственно, которые измерены в широком диапазоне энергий [24]. Используя формулы (14), (15), (18), (19), (21) и то, что $\rho_r \sim R$, $4\omega_1^0(\rho_r) \sim 1$ и $k_1 R \gg 1$, получим

$$\xi \approx \frac{\sigma_{pp} - \sigma_{np}}{4\pi R^2}. \quad (22)$$

Поскольку в дифракционной модели с поглощающими нуклонами значения сечений σ_{pp} и σ_{np} близки к $2\pi R^2$, то величина параметра ξ должна быть заметно меньше единицы.

Исходя из качественных соображений, можно предположить, что значение $\omega_1^0(\rho_r)$ является, по-видимому, близким к 0,5 и такое значение $\omega_1^0(\rho_r)$ можно использовать для приближенных оценок соответствующих резонансных слагаемых в амплитудах и сечениях.

Формализм процесса $p(t, {}^3\text{He})$ без резонанса

Общую профильную функцию дифракционного взаимодействия падающего тритона с протоном-мишенью ω_{tp} будем строить из нуклон-нуклонных профильных функций (5). Поскольку изотопические операторы, входящие в формулу (5), для каждого нуклона-мишени не коммутируют друг с другом, то профильная функция ω_{tp} должна быть симметризована по трем нуклонам в тритоне:

$$\omega_{\text{tp}} = \sum_{j=1}^3 \omega_j(|\vec{\rho} - \vec{\rho}_j|) - \frac{1}{2} \sum_{j_1 \neq j_2}^3 \omega_{j_1}(|\vec{\rho} - \vec{\rho}_{j_1}|) \omega_{j_2}(|\vec{\rho} - \vec{\rho}_{j_2}|) + \frac{1}{6} \sum_{j_1 \neq j_2 \neq j_3}^3 \omega_{j_1}(|\vec{\rho} - \vec{\rho}_{j_1}|) \omega_{j_2}(|\vec{\rho} - \vec{\rho}_{j_2}|) \omega_{j_3}(|\vec{\rho} - \vec{\rho}_{j_3}|), \quad (23)$$

где $\vec{\rho}$ – проекция радиуса-вектора, соединяющего центр тяжести тритона с протоном-мишенью, на плоскость, перпендикулярную импульсу падающего тритона \vec{k} , а $\vec{\rho}_j$ – такая же проекция радиуса-вектора j -го нуклона ядра ${}^3\text{H}$ с началом в месте расположения протона-мишени.

Амплитуда потенциального (т.е. пока что без учета возбуждения Δ -резонанса) процесса $p(t, {}^3\text{He})$ с использованием общего формализма для дифракционного рассеяния трехкластерных ядер на ядрах [17, 21] может быть записана в виде

$$F_{\text{tp}}^{(p)}(q) = \frac{ik}{2\pi} \int d^3\vec{\rho} e^{i\vec{q}\vec{\rho}} \int d\vec{r} \int d\vec{s} \Psi_{{}^3\text{He}}^*(\vec{r}, \vec{s}) \Psi_t(\vec{r}, \vec{s}) \langle y \xi_{{}^3\text{He}}^a(123) | \omega_{\text{tp}} | x \xi_t^a(123) \rangle, \quad (24)$$

где $\Psi_{{}^3\text{He}}(\vec{r}, \vec{s})$ и $\Psi_t(\vec{r}, \vec{s})$ – внутренние пространственные волновые функции ядер ${}^3\text{He}$ и ${}^3\text{H}$, которые мы в дальнейшем, как и в [23], будем брать в факторизованном виде $\varphi_0(\vec{r})\varphi(\vec{s})$ по переменным радиусам-векторам \vec{r} , соединяющему 1-й нуклон (один из протонов в ${}^3\text{He}$ и один из нейтронов в ${}^3\text{H}$) с центром тяжести 2-го и 3-го нуклонов (т.е. нейтрона и протона в дейтронном кластере), и \vec{s} , соединяющему 2-й и 3-й нуклоны, т.е. нейтрон и протон в обоих ядрах. В качестве $\varphi_0(\vec{r})$ и $\varphi(\vec{s})$ использовались, как и в [23], хьюлтеновские волновые функции. Кулоновское взаимодействие не учитывалось ввиду его весьма малого вклада при средних и высоких энергиях.

Используя структуру спин-изоспиновых волновых функций $\xi^a(123)$ [25], а также формулы (5), (7) и (23), получим

$$\langle y \xi_{{}^3\text{He}}^a(123) | \omega_{\text{tp}} | x \xi_t^a(123) \rangle = \frac{2}{3} \left\{ \left[\omega_1^1 + \omega_2^1 + \omega_3^1 \right] + \left[-\omega_1^0 \omega_2^1 - \omega_2^0 \omega_1^1 - \omega_2^0 \omega_3^1 - \omega_3^0 \omega_2^1 - \omega_3^0 \omega_1^1 - \omega_1^0 \omega_3^1 \right] + \left[\omega_1^0 \omega_2^0 \omega_3^1 + \omega_1^0 \omega_3^0 \omega_2^1 + \omega_2^0 \omega_3^0 \omega_1^1 - 5\omega_1^1 \omega_2^1 \omega_3^1 \right] \right\}. \quad (25)$$

Тогда амплитуду потенциальной реакции перезарядки (24), согласно формуле (25), можно представить в виде

$$F_{\text{тп}}^{(p)} = \frac{2}{3} \xi F^{(1)}(q) + \frac{4}{3} \xi F^{(2)}(q) + 2\xi \left(1 - \frac{5}{3} \xi^2\right) F^{(3)}(q), \quad (26)$$

где $F^{(1)}(q)$, $F^{(2)}(q)$ и $F^{(3)}(q)$ - отдельные вклады в амплитуду упругого потенциального рассеяния без учета процессов перезарядки (когда $\omega_j \rightarrow 0$) $F(q) = F^{(1)}(q) + F^{(2)}(q) + F^{(3)}(q)$ для однократного, двукратного и трехкратного рассеяния соответственно (см., например, [23]):

$$F^{(1)}(q) = ik \left[\Phi_0\left(\frac{2}{3}q\right) u_1^0(q) + \Phi_0\left(\frac{1}{3}q\right) \Phi\left(\frac{1}{2}q\right) u_2^0(q) + \Phi_0\left(\frac{1}{3}q\right) \Phi\left(\frac{1}{2}q\right) u_3^0(q) \right], \quad (27)$$

$$F^{(2)}(q) = -\frac{ik}{2\pi} \int d^{(2)}\bar{q}' \left[\Phi_0\left(\left|\bar{q}' - \frac{1}{3}\bar{q}\right|\right) \Phi\left(\frac{1}{2}\left|\bar{q}' - \bar{q}\right|\right) u_1^0(q') u_2^0\left(\left|\bar{q}' - \bar{q}\right|\right) + \right. \\ \left. + \Phi_0\left(\left|\bar{q}' - \frac{1}{3}\bar{q}\right|\right) \Phi\left(\frac{1}{2}\left|\bar{q}' - \bar{q}\right|\right) u_1^0(q') u_3^0\left(\left|\bar{q}' - \bar{q}\right|\right) + \right. \\ \left. + \Phi_0\left(\frac{1}{3}q\right) \Phi\left(\left|\bar{q}' - \frac{1}{2}\bar{q}\right|\right) u_2^0(q') u_3^0\left(\left|\bar{q}' - \bar{q}\right|\right) \right], \quad (28)$$

$$F^{(3)}(q) = \frac{ik}{(2\pi)^2} \int d^{(2)}\bar{q}' \int d^{(2)}\bar{q}'' \Phi_0\left(\left|\bar{q}' - \frac{1}{3}\bar{q}\right|\right) \Phi\left(\left|\bar{q}'' + \frac{1}{2}(\bar{q}' - \bar{q})\right|\right) \times \\ \times u_1^0(q') u_2^0(q'') u_3^0\left(\left|\bar{q}' + \bar{q}'' - \bar{q}\right|\right). \quad (29)$$

Здесь введено обозначение

$$u_j^0(q) \equiv \frac{f_j^0(q)}{ik_j} = \int_0^\infty d\rho \rho \omega_j^0(\rho) J_0(q\rho), \quad j = 1, 2, 3, \quad (30)$$

где $f_j^0(q)$ - амплитуда упругого потенциального рассеяния отдельного j -го нуклона трехнуклонного ядра на протоне-мишени без учета перезарядки и рождения резонанса (определенная для $j = 1$ также в формуле (1)), а

$$\Phi_0(q) = \int d\vec{r} |\varphi_0(r)|^2 e^{-i\vec{q}\vec{r}}, \quad \Phi(q) = \int d\vec{s} |\varphi(s)|^2 e^{-i\vec{q}\vec{s}} \quad (31)$$

есть структурные формфакторы трехнуклонного ядра.

Амплитуда реакции $p(t, {}^3\text{He})$ с учетом резонанса

Сначала будем рассматривать распределение образующихся ядер ${}^3\text{He}$ по переданным импульсам q , а остальные продукты резонансной инклюзивной реакции перезарядки $p(t, {}^3\text{He})$ нас здесь интересовать не будут. Чтобы написать в общем виде полную амплитуду $\bar{F}_{\text{тп}}(q)$ этого процесса в дифракционном приближении, выделим амплитуду потенциальной реакции перезарядки $F_{\text{тп}}^{(p)}(q)$, представляемой формулами (26) - (30), тогда полную амплитуду можно записать в виде

$$\bar{F}_{\text{тп}}(q) = F_{\text{тп}}^{(p)}(q) + F_{\text{тп}}^{(r)}(q), \quad (32)$$

где согласно формулам (14) - (17) вклад резонансной части амплитуды $F_{\text{тп}}^{(r)}(q)$ дается выражениями

$$F_{\text{тп}}^{(r)}(q) = F_{\text{тп}}^{(r)1}(q) + F_{\text{тп}}^{(r)2}(q) + F_{\text{тп}}^{(r)3}(q), \quad (33)$$

$$F_{\text{тп}}^{(r)1}(q) = \frac{2}{3} \xi k \frac{\Gamma \rho_r \omega_1^0(\rho_r)}{k_1(E - E_r + \frac{i}{2} \Gamma)} \Phi_0\left(\frac{2}{3} q\right) J_0(q \rho_r), \quad k \approx 3k_1, \quad (34)$$

$$F_{\text{тп}}^{(r)2}(q) = -\frac{\xi k}{3\pi} \frac{\Gamma \rho_r (2\omega_1^0(\rho_r) - 1)}{k_1(E - E_r + \frac{i}{2} \Gamma)} \int d^{(2)} \bar{q}' \Phi_0\left(\left|\bar{q}' - \frac{1}{3} \bar{q}\right|\right) \Phi\left(\frac{1}{2} |\bar{q}' - \bar{q}|\right) \times \\ \times J_0(q' \rho_r) \left[u_2^0(|\bar{q}' - \bar{q}|) + u_3^0(|\bar{q}' - \bar{q}|) \right], \quad (35)$$

$$F_{\text{тп}}^{(r)3}(q) = \frac{\xi k}{2\pi^2} \frac{\Gamma \rho_r}{k_1(E - E_r + \frac{i}{2} \Gamma)} \left[\left(1 - \frac{5}{3} \xi^2\right) \omega_1^0(\rho_r) - \frac{2}{3} \right] \times \\ \times \int d^{(2)} \bar{q}' \int d^{(2)} \bar{q}'' \Phi_0\left(\left|\bar{q}' - \frac{1}{3} \bar{q}\right|\right) \Phi\left(\left|\bar{q}'' + \frac{1}{2} (\bar{q}' - \bar{q})\right|\right) \times \\ \times J_0(q' \rho_r) u_2^0(q'') u_3^0(|\bar{q}' + \bar{q}'' - \bar{q}|). \quad (36)$$

Здесь $F_{\text{тп}}^{(r)j}(q)$ есть отдельный вклад для j -кратного резонансного рассеяния ($j = 1, 2, 3$). Входящие в формулы (34) - (36) полная энергия в системе центра масс E и резонансная энергия E_r равны соответственно [20, 22]

$$E \equiv \sqrt{s} = \left[(M_t + M)^2 + 2MT_t \right]^{1/2}, \quad E_r = \left[(M_t + M)^2 + 2MT_t^r \right]^{1/2} = M_{\text{He}} + M_{\Delta}, \quad (37)$$

где M_t и M_{He} - массы тритона и ядра ^3He , а T_t - кинетическая энергия тритона в лабораторной системе.

Отметим, что дифференциальное сечение резонансного процесса $p(t, ^3\text{He})$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \equiv \sigma(q) = 2 \left| \bar{F}_{\text{тп}}(q) \right|^2 \quad (38)$$

представлено формулами (26) - (31) и (32) - (36) пока что для произвольных профильных функций $\omega_j^0(\rho)$.

Энергетическое распределение образующихся ядер ^3He

Релятивистские законы сохранения приводят к следующему уравнению для кинетической энергии T_{He} образующегося ядра ^3He :

$$\begin{aligned} & \left[T_{\text{He}} - T_t - (M_t - M_{\text{He}}) - M \right]^2 = \\ & = T_{\text{He}}^2 + 2M_{\text{He}} T_{\text{He}} + T_t^2 + 2M_t T_t + M_{\Delta}^2 - 2 \cos \theta \sqrt{(T_{\text{He}}^2 + 2M_{\text{He}} T_{\text{He}})(T_t^2 + 2M_t T_t)}, \end{aligned} \quad (39)$$

из которого получаем два зависящих от θ и T_t корня $T_{\text{He}}^{(1)} \equiv T_{\text{He}}^{(1)}(\theta, T_t)$ и $T_{\text{He}}^{(2)} \equiv T_{\text{He}}^{(2)}(\theta, T_t)$, где θ - угол вылета ядра ${}^3\text{He}$. Ввиду малого времени жизни Δ -резонанса и неизбежных экспериментальных погрешностей, энергетическую Δ -функцию в дифференциальном сечении $d^2\sigma/dT_{\text{He}}d\Omega$ как по углу θ , так и по энергии T_{He} ядра ${}^3\text{He}$ заменяем на конечную функцию брейт-вигнеровского типа, так что для энергетического распределения образующихся в резонансной реакции $p(t, {}^3\text{He})$ ядер ${}^3\text{He}$ для фиксированного угла θ их вылета (как и в [10], будем полагать $\theta = 0^\circ$) получаем выражение

$$\frac{d^2\sigma}{dT_{\text{He}}d\Omega} = 2 \left| \bar{F}_{\text{tp}}(q) \right|^2 \sum_{k=1}^2 \frac{D}{2\pi \left[(T_{\text{He}} - T_{\text{He}}^{(k)})^2 + \frac{1}{4} D^2 \right]}, \quad (40)$$

где D - параметр «размазывания».

Заметим, что входящая в амплитуду $\bar{F}_{\text{tp}}(q)$ величина релятивистского переданного импульса q в системе центра инерции связана с энергиями T_t и T_{He}

$$q^2 = q_{\Lambda}^2 - (T_t + M_t - T_{\text{He}} - M_{\text{He}})^2 + \frac{1}{4s} (M_t^2 - M_{\text{He}}^2)^2, \quad (41)$$

где q_{Λ} - величина переданного импульса в лабораторной системе

$$q_{\Lambda}^2 = (T_t + M_t + M - T_{\text{He}} - M_{\text{He}})^2 - M_{\Delta}^2, \quad (42)$$

а величина импульса k падающего тритона в системе центра инерции связана с T_t соотношением

$$k = M \sqrt{\frac{(2M_t + T_t)T_t}{(M_t + M)^2 + 2MT_t}}, \quad (43)$$

что использовалось при расчете сечений.

Результаты расчетов и их обсуждение

Рассчитанное дифференциальное сечение, или угловое распределение образующихся ядер ${}^3\text{He}$ (при фиксированной их кинетической энергии T_{He}) $\sigma(q)$, для резонансного процесса перезарядки $p(t, {}^3\text{He})$ с учетом возбуждения легкой Δ -изобары в зависимости от переданного импульса q (в с.п.и.) представлено на рис. 1 для кинетической энергии падающего тритона $T_t = 1,2$ ГэВ, близкой (см. формулу (37)) к резонансной T_t^r ($T_t^r = 1,216$ ГэВ). Здесь и далее использовались следующие, близкие к оптимальным, численные значения параметров: $\xi = 0,15$; $\Delta = 0,1$ Фм - параметр диффузности края ядра-мишени в фермиевской зависимости $\omega_j^0(\rho)$, $\omega_1^0(\rho_r) = 0,4$ (но для рис. 2 $\omega_1^0(\rho_r) = 0,5$); $r_0 = 1,2$ Фм; $\Gamma = 115$ МэВ; $D = 25$ МэВ. Все кривые на рис. 1, а рассчитаны с учетом однократного, двукратного и трехкратного рассеяний, причем сплошная кривая (суммарное сечение)

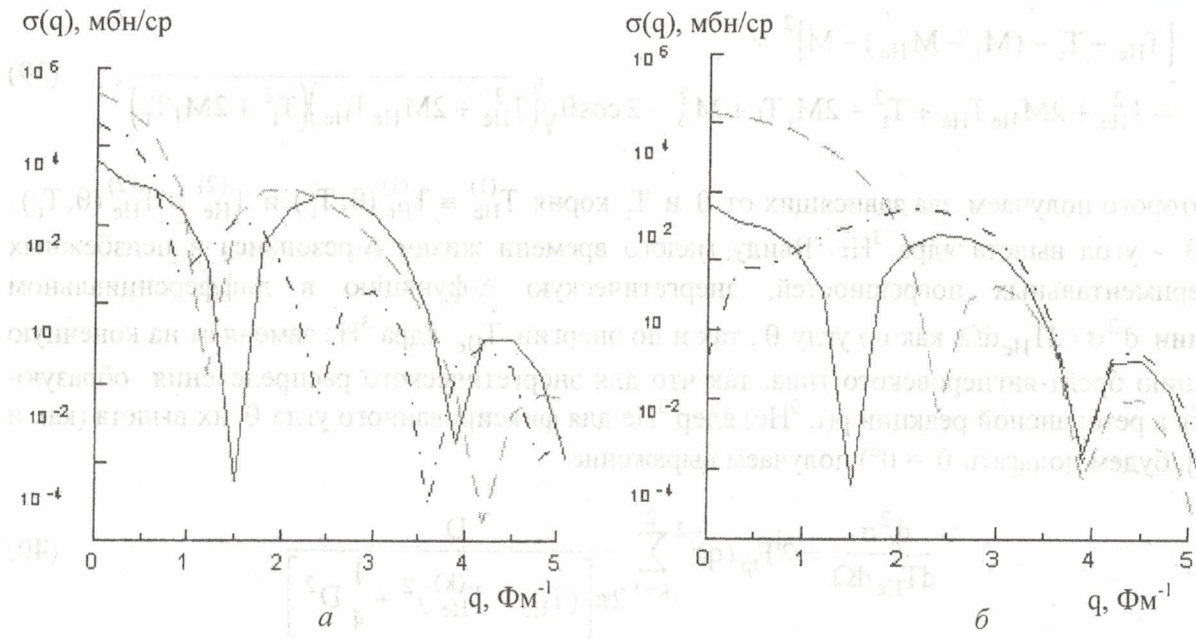


Рис. 1.

учитывает как потенциальное, так и резонансное рассеяния, штриховая - только потенциальное, а штрих-пунктирная - только резонансное. Обращает внимание значительная роль интерференции потенциального и резонансного рассеяний.

Рис. 1, б демонстрирует большое влияние на суммарное сечение $\sigma(q)$ (сплошная кривая) вкладов рассеяния с различной кратностью: штриховая кривая рассчитана лишь с учетом однократного рассеяния (импульсное приближение), а штрих-пунктирная - с учетом однократного и двукратного рассеяний. Все кривые на рис. 1, б получены с учетом как потенциального, так и резонансного рассеяний с перезарядкой.

На рис. 2 представлены энергетические распределения образующихся в реакции $p(t, {}^3\text{He})$ ядер ${}^3\text{He}$, летящих вперед под нулевым углом ($\theta = 0^\circ$), т.е. зависимости сечения $d^2\sigma/dT_{\text{He}}d\Omega$ от кинетической энергии T_{He} ядер ${}^3\text{He}$ при $T_t = 1,2$ ГэВ (см. рис. 2, а) и $T_t = 2$ ГэВ (см. рис. 2, б). Учитывалось однократное, двукратное и трехкратное рассеяния. Сплошные кривые, как и на рис. 1, а, рассчитаны с учетом и потенциального, и резонансного рассеяний с перезарядкой, штриховые - с учетом лишь потенциального, а штрих-пунктирные - с учетом только резонансного. Видна сильная зависимость сечений в области

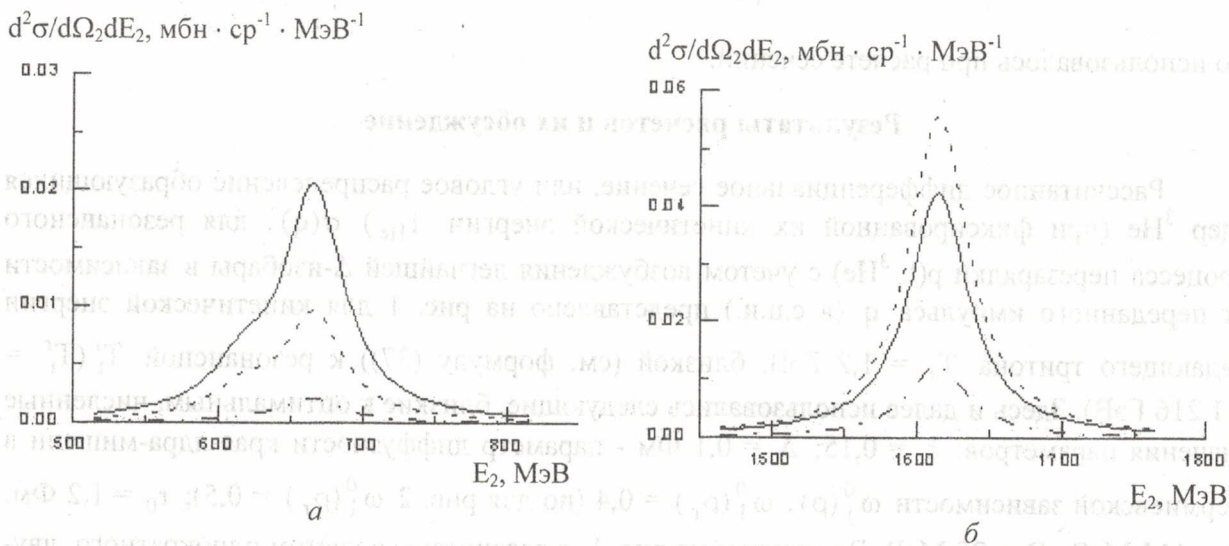


Рис. 2.

максимумов от интерференции потенциального и резонансного рассеяний и от небольших изменений энергии тритона T_t вблизи резонансного значения энергии. При энергиях тритона $T_t \geq 10$ ГэВ вклад резонансного рассеяния с перезарядкой пренебрежимо мал по сравнению с вкладом потенциального рассеяния.

Полученные нами зависимости могут быть полезны при проведении экспериментов по изучению перезарядного процесса $p(t, {}^3\text{He})$ в области энергий падающих тритонов, где с заметной вероятностью могут рождаться промежуточные Δ -резонансы. Предложенные нами теоретические подходы могут быть использованы при рассмотрении и других резонансных перезарядных процессов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Аблеев В.Г., Воробьев Г.Г., Елисеев С.М. и др.* Возбуждение Δ -изобар в ядрах углерода в реакции перезарядки (${}^3\text{He}, t$) при 4,37; 6,78 и 10,78 ГэВ/с // Письма в ЖЭТФ. - 1984. - Т. 40, № 1. - С. 35 - 38.
2. *Аблеев В.Г., Воробьев Г.Г., Димитров Х. и др.* Перезарядка $p({}^3\text{He}, t)$ при импульсах 4,4 - 18,3 ГэВ/с с рождением Δ -изобар // ЯФ. - 1987. Т. 46, № 2(8). - С. 549 - 558.
3. *Аблеев В.Г., Димитров Х., Елисеев С.М. и др.* Перезарядка релятивистских ядер гелия-3 в тритоны на углероде с возбуждением Δ -изобар в ядре-мишени // ЯФ. - 1988. - Т. 48, № 1(7). - С. 27 - 37.
4. *Аблеев В.Г., Запорожец С.А., Науманн Б. и др.* Угловая зависимость сечений перезарядки (${}^3\text{He}, t$) на протонах и ядрах углерода с возбуждением Δ -изобар при импульсе 6,91 ГэВ/с // ЯФ. - 1991. - Т. 53, № 2. - С. 457 - 464.
5. *Строковский Е.А., Гареев Ф.А., Ратис Ю.Л.* Дельта-изобарные возбуждения атомных ядер в зарядово-обменных реакциях // ЭЧАЯ. - 1993. - Т. 24, № 3. - С. 603 - 682.
6. *Гареев Ф.А., Строковский Е.А., Ратис Ю.Л.* Зарядово-обменные реакции с участием нуклонов и легких ионов при низких и промежуточных энергиях // ЭЧАЯ. - 1994. - Т. 25, № 4. - С. 855 - 929.
7. *Мухин К.Н., Патаракин О.О.* Дельта-изобара в ядрах (обзор экспериментальных данных) // УФН. - 1995. - Т. 165, № 8. - С. 841 - 886.
8. *Ferreira L.S., Cattapan G.* The role of the Δ in nuclear physics // Phys. Reports. - 2002. - Vol. 362, No. 5 - 6. - P. 303 - 407.
9. *Малахов А.И.* Программа исследований на нуклотроне // ЯФ. - 2002. - Т. 65, № 2. - С. 235 - 243.
10. *Oset E., Shiino E., Toki H.* The (${}^3\text{He}, t$) reaction on nucleons and nuclei // Phys. Lett. - 1989. - Vol. B224, № 3. - P. 249 - 254.
11. *Зарубин П.И.* Перспективы экспериментов на ускорительном комплексе синхрофазотрон-нуклотрон // ЭЧАЯ. - 1995. - Т. 26, № 3. - С. 523 - 561.
12. *Avramenko S.A., Aksinenko V.D., Anikina M. Kh. et al.* Investigation of pion spectra in charge exchange reactions $A(t, {}^3\text{He})$ // Research Program of the Laboratory of High Energies. - Dubna, JINR, 1999. - P. 67.
13. *Авраменко С.А., Абдурахимов А.У., Аксиненко В.Д. и др.* Коллективное возбуждение Δ -изобары в реакциях перезарядки (${}^7\text{Li}, {}^7\text{Be}$) и (${}^3\text{H}, {}^3\text{He}$) при импульсе 3 ГэВ/(с нуклон) // Письма в ЖЭТФ. - 1992. - Т. 55, № 12. - С. 676 - 680.
14. *Avramenko S.A., Abdurakhimov, Aksinenko V.D. et al.* Collective excitation of Δ -isobar in charge exchange reactions (${}^7\text{Li}, {}^7\text{Be}$) and (${}^3\text{H}, {}^3\text{He}$) at a projectile momentum of 3 GeV per nucleon // JINR Rapid Commun. - Dubna. - 1992. - № 3[54]-92. - P. 13 - 19.
15. *Avramenko S.A., Aksinenko V.D., Anikina M. Kh. et al.* Pion momentum spectra in a nuclear charge exchange reaction $\text{Mg}(t, {}^3\text{He})$ // JINR Rapid Commun. - Dubna. - 1993. - № 6[63]-93. - P. 5 - 12.
16. *Afanasiev S.V., Aksinenko V.D., Anisimov Yu.S. et al.* Investigation of charge exchange reactions on a hydrogen target (Proposal) // JINR Rapid Commun. - Dubna. - 1995. - № 1[69]-95. - P. 47 - 52.
17. *Goryachy V.V., Peresykin V.V.* Diffraction scattering of protons by the ${}^3\text{H}, {}^3\text{He}$ and ${}^4\text{He}$ nuclei. - Kiev, 1977. - 13 p. - (Prepr. / AS UkSSR. In-t theoretical physics; ITP-77-103E).
18. *Бережной Ю.А., Пилипенко В.В.* О зарядовообменных реакциях в области средних энергий // УФЖ. - 1978 - Т. 23, № 8. - С. 1331 - 1335.

19. Березной Ю.А., Пилипенко В.В. Дифракционная модель зарядовообменных реакций // Изв. АН СССР. Сер. физ. - 1979. - Т. 43, № 5. - С. 1006 - 1009.
20. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. - М.: Физматгиз, 1963.
21. Sitenko A.G. Theory of Nuclear Reactions. - Singapore, New Jersey: World Scientific, 1990.
22. Челлен Г. Физика элементарных частиц. - М.: Наука, 1966.
23. Евланов М.В., Соколов А.М., Тартаковский В.К. О дифракционном рассеянии гиперядер ^3H и ^3He на атомных ядрах с учетом размытия их края, структуры гиперядер и эффектов многократного рассеяния // ЯФ. - 2001. - Т. 64, № 10. - С. 1895 - 1903.
24. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. - М.: Атомиздат, 1972.
25. Sitenko A.G., Tartakovskii V.K. Theory of Nucleus. - Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1997.

РЕЗОНАНСНИЙ ПРОЦЕС ПЕРЕЗАРЯДЖЕННЯ $p(t, ^3\text{He})$

М. В. Євланов, О. М. Соколов, В. К. Тартаковський

У рамках дифракційного наближення побудовано амплітуду перезарядного процесу $p(t, ^3\text{He})$ з утворенням проміжного Δ -резонансу та розраховано відповідні кутові розподіли й енергетичні спектри ядер ^3He , що вилітають.

RESONANCE PROCESS OF CHARGE EXCHANGE $p(t, ^3\text{He})$

M. V. Evlanov, A. M. Sokolov, V. K. Tartakovskiy

Within the framework of diffraction approximation the charge exchange process $p(t, ^3\text{He})$ amplitude is built with forming an intermediate Δ -resonance and corresponding angular distribution and energy spectra of emitting nuclei are calculated.

Поступила в редакцію 28.02.03,
после доработки – 23.06.03.