УДК 539.17.01

РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПРОДУКТОВ РЕАКЦИИ КВАЗИСВОБОДНОГО ВЫБИВАНИЯ (p, p′n) НА ГАЛО ЯДРАХ В ОБЛАСТИ СРЕДНИХ ЭНЕРГИЙ

В. П. Заварзина, А. В. Степанов

Методом пространственно-временных корреляционных функций получены выражения для функций распределения продуктов реакции выбивания $(p, p'n)$ валентных нейтронов из гало ядер. Дан анализ возможностей этой реакции для исследования структуры нейтронного гало.

Предыдущая работа авторов [1] была посвящена рассмотрению реакции выбивания двухнейтронного комплекса из гало ядра в приближении одноэтапного перехода в рамках метода пространственно-временных корреляционных функций (ПВКФ). Большой вклад в полное сечение развала гало ядра под действием протонов с энергией нескольких десятков МэВ дает процесс $(p, p'n)$. В настоящей работе методом ПВКФ получены выражения для распределений продуктов этой реакции на ядрах как с однонейтронным, так и с двухнейтронным гало. Как и в [1], рассмотрение будет проведено в рамках инверсной кинематики.

В импульсном приближении с плоскими волнами сечение процесса $A+p \to B+n+p'$ в нерелятивистской области энергий имеет вид:

$$d^6\sigma = 2\pi \sum_{Bf} \int |M_{fi}|^2 \delta(E'_p + E_n - E_p - (W_A^0 - W_B^f)) \frac{V^2 d\vec{k}'_p d\vec{k}_n}{(2\pi)^6} \frac{1}{j_0}, \tag{1}$$

где $j_0 = \dfrac{k_0}{m}\dfrac{1}{V}$ – плотность потока падающих протонов. В качестве ядра-снаряда может выступать любая частица без внутренних степеней свободы. Здесь $Ep = \dfrac{k_p^2}{2m}$, $E'_p = \dfrac{k_p'^2}{2m}$, $E_n = \dfrac{k_n^2}{2m}$ — кинетические энергии падающего и уходящего протонов и выбитого нейтрона, соответственно; $\vec{k}_p, \vec{k}'_p, \vec{k}_n$ – соответствующие импульсы; m – масса нуклона; V – нормировочный объем. W_A^0 и W_B^f – энергии основного состояния ядра мишени A и конечного состояния ядра отдачи B с A и с A-1 нуклонами, соответственно. Для простоты мы опустили энергию отдачи ядра B, полагая кор C гало ядра $A((C + sn), s = 1, 2$ – число валентных нейтронов) достаточно тяжелым. Символ $\sum_{B^f}\int$ обозначает суммирование (и интегрирование) по конечным состояниям ненаблюдаемого ядра B. Мы используем систему единиц $\hbar = c = 1$.

Будем полагать, что реакция выбивания одного валентного нейтрона происходит только вследствие взаимодействия налетающего протона с нейтронами гало, а кор C играет роль спектатора. В рамках инверсной кинематики это предположение согласуется с упомянутым выше пренебрежением энергией отдачи остаточного ядра вследствие большой массы кора. В случае ядра A с однонейтронным гало в приближении нулевого радиуса нейтрон-протонной t-матрицы взаимодействия имеем

$$t_{\text{np}}(\vec{r}_n - \vec{r}_p) = t_0\delta(\vec{r}_n - \vec{r}_p). \tag{2}$$

При этом матричный элемент перехода M_{ti} имеет вид:

$$M_{ti} = \frac{t_0}{V^{3/2}}m(\vec{q}), \tag{3}$$

где $m(\vec{q}) = \int d\vec{r}e^{i\vec{q}\vec{r}}\Psi_{n0}(\vec{r})$ – фурье-образ волновой функции Ψ_{n0} связанного состояния валентного нейтрона в гало ядре A; $\vec{q} = \vec{k}_p - \vec{k}'_p - \vec{k}_n$ – импульс, переданный ядру B. Соответственно, из (1) имеем:

$$\frac{d^6\sigma}{d\Omega_n dE_n d\Omega'_p dE'_p} = 2\pi\frac{m^3 k_n k'_p}{(2\pi)^6 k_p}|t_0|^2|m(\vec{q})|^2\delta(\omega - E_n - \epsilon_n). \tag{4}$$

Здесь $\omega = E_p - E'_p$, ϵ_n – энергия отделения нейтрона от ядра A.

В случае ядра с двухнейтронным гало ситуация осложняется, во-первых, за счет возможного возбуждения остаточного ядра $(C + n)$ и необходимости выполнения суммирования по его конечным состояниям и, во-вторых, вследствие появления интерференционного вклада от двух валентных нейтронов гало.

При сделанных выше предположениях о характере процесса взаимодействия налетающего протона с гало ядром A выражение для $d^6\sigma$ с точностью до кинематического фактора можно записать в виде:

$$d^6\sigma \sim |t_0|^2\sum_{B^f}\int\langle A_0|\sum_{j=1}^{s}\hat{\bigcirc}_j^+|B^f\rangle\langle B^f|\sum_{j'=1}^{s}\hat{\bigcirc}_{j'}|A_0\rangle\delta(\tilde{\omega} + (W_A^0 - W_B^f)). \tag{5}$$

Здесь $\hat{\bigcirc}_j = e^{i\vec{q}\vec{r}_j}$; $\vec{r}_j$ – радиус-вектор j-го валентного нейтрона; $\tilde{\omega} = \omega - \frac{k_n^2}{2m}$. Подставляя в (5) фурье-образ $\delta(\Delta E) = \frac{1}{2\pi}\int\limits_{-\infty}^{\infty} dte^{i\Delta Et}$, преобразуем выражение для $d^6\sigma$ к виду:

$$d^6\sigma \sim |t_0|^2 \frac{1}{2\pi}\int\limits_{-\infty}^{\infty} dte^{i\tilde{\omega}t}\sum_{B_f}\int e^{itW_A^0}e^{-itW_B^f}\langle A_0|\sum_{j=1}^{s}\hat{\bigcirc}_j^+|B_f\rangle\langle B_f|\sum_{j'=1}^{s}\hat{\bigcirc}_{j'}|A_0\rangle. \tag{6}$$

Используя очевидные соотношения $\hat{H}_B|B_f\rangle = W_B^f|B_f\rangle$ и $\hat{H}_A|A_0\rangle = W_A^0|A_0\rangle$, где $\hat{H}_A$ и $\hat{H}_B$ – гамильтонианы ядер A и B, выполним в (6) суммирование по конечным состояниям ненаблюдаемого ядра B. В результате получим:

$$d^6\sigma \sim |t_0|^2 \frac{1}{2\pi}\int\limits_{-\infty}^{\infty} dte^{i\tilde{\omega}t}\langle A_0|\sum_{j=1}^{s}\hat{\bigcirc}_j^+(t)\hat{S}_{AB}(t)\sum_{j'=1}^{s}\hat{\bigcirc}_{j'}(0)|A_0\rangle. \tag{7}$$

Здесь

$$\hat{\bigcirc}_j^+(t) = e^{i\hat{H}_A t}\hat{\bigcirc}_j^+(0)e^{-i\hat{H}_A t},$$

$$\hat{\bigcirc}_j(0) \equiv \hat{\bigcirc}_j, \tag{8}$$

и

$$\hat{S}_{AB}(t) = e^{i\hat{H}_A t}e^{-i\hat{H}_B t}. \tag{9}$$

При описании реакции в режиме квазисвободного столкновения, когда оператор радиуса-вектора в гейзенберговском представлении

$$\hat{\vec{r}}_j(t) = e^{i\hat{H}_A t}\hat{\vec{r}}_j(0)e^{-i\hat{H}_A t} \tag{10}$$

можно аппроксимировать выражением

$$\hat{\vec{r}}_j(t) \approx \vec{r}_j(0) + \frac{\hat{\vec{p}}_j}{m}t, \tag{11}$$

где $\hat{\vec{p}}_j$ – оператор импульса j-го нуклона гало ядра A, выражение для временной корреляционной функции $\langle A_0|...|A_0\rangle$.. можно упростить. А именно, запишем:

$$\langle A_0|\sum_{j=1}^{s}\hat{\bigcirc}_j^+(t)\hat{S}_{AB}(t)\sum_{j'=1}^{s}\hat{\bigcirc}_{j'}(0)|A_0\rangle \approx \langle A_0|\hat{S}_{AB}(t)|A_0\rangle\langle A_0|\sum_{j,j'=1}^{s}\hat{\bigcirc}_j^+(t)\hat{\bigcirc}_{j'}(0)|A_0\rangle \approx$$

$$\approx e^{it\langle A_0|\hat{H}_A - \hat{H}_B|A_0\rangle}\langle A_0|\sum_{j,j'=1}^{s}\hat{\bigcirc}_j^+(t)\hat{\bigcirc}_{j'}(0)|A_0\rangle \approx$$

$$\approx e^{-it\tilde{\epsilon}_n} e^{-itq^2/2m} \langle A_0| \sum_{j,j'=1}^{s} e^{i\vec{q}\vec{p}_j t/m} e^{-i\vec{q}(\vec{R}_j - \vec{R}_{j'})} |A_0\rangle. \tag{12}$$

Здесь $\tilde{\epsilon}_n = -\langle A_0|\hat{H}_A - \hat{H}_B|A_0\rangle$ – средняя энергия отделения валентного нейтрона. Погрешность, внесенная в расчет нашими упрощенными выражениями для корреляционной функции $\langle A_0|...|A_0\rangle$, как нетрудно проверить, пропорциональна t^2 и более высоким степеням t. В приближении малых t эти поправки не влияют на положение максимума в распределении по ω, а только изменяют форму этого распределения.

Упрощенная корреляционная функция

$$\chi(\vec{q}, t) = \langle A_0| \sum_{j,j'=1}^{s} e^{-i\vec{q}\hat{\vec{r}}_j(t)} e^{-i\vec{q}\hat{\vec{r}}_{j'}(0)} |A_0\rangle \tag{13}$$

представляет собой фурье-образ от пространственно-временной корреляционной функции [2]

$$G(\vec{r}, t) = \langle A_0| \int d\vec{r}' \sum_{j,j'=1}^{s} \delta(\vec{r}' - \hat{\vec{r}}_j(t)) \delta(\vec{r} + \hat{\vec{r}}_j(0) - \vec{r}'|A_0\rangle. \tag{14}$$

А именно:

$$\chi(\vec{q}, t) = \int G(\vec{r}, t) e^{i\vec{q}\vec{r}} d\vec{r}. \tag{15}$$

Очевидно, что

$$G(\vec{r}, t) = G_s(\vec{r}, t) + G_d(\vec{r}, t), \tag{16}$$

где

$$G_s(\vec{r}, t) = \langle A_0| \sum_{j=1}^{s} \int d\vec{r}' \delta(\vec{r}' - \hat{\vec{r}}_j(t)) \delta(\vec{r} + \vec{r}_j(0) - \vec{r}')|A_0\rangle, \tag{17}$$

$$G_d(\vec{r}, t) = \langle A_0| \sum_{j\neq j'=1}^{s} \int d\vec{r}' \delta(\vec{r}' - \hat{\vec{r}}_j(t)) \delta(\vec{r} + \hat{\vec{r}}_j(0) - \vec{r}')|A_0\rangle. \tag{18}$$

В так называемом конволюционном приближении [3]

$$G(\vec{r}, t) \approx G_s(\vec{r}, t) + \int g(\vec{r}') G_s(\vec{r} - \vec{r}', t) d\vec{r}'. \tag{19}$$

Здесь

$$g(\vec{r}) = G_d(\vec{r}, 0) = \langle A_0| \sum_{j\neq j'=1}^{s} \delta(\vec{r} + \hat{\vec{r}}_j - \vec{r}_{j'}(0)|A_0\rangle \tag{20}$$

– статическая парная корреляционная функция. В этом приближении, которое в ядерной физике используется под названием "приближение факторизации" [4],

$$\chi(\vec{q}, t) = \chi_s(\vec{q}, t)[1 + \gamma(\vec{q})], \tag{21}$$

где

$$\gamma(\vec{q}) = \int d\vec{r} e^{i\vec{q}\vec{r}} g(\vec{r}) = \langle A_0 | \sum_{j \neq j'=1}^{s} e^{-i\vec{q}(\vec{r}_j - \vec{r}_{j'})} | A_0 \rangle, \tag{22}$$

$$\chi_s(\vec{q}, t) = \langle A_0 | \sum_{j=1}^{s} e^{-i\vec{q}\hat{\vec{r}}_j(t)} e^{i\vec{q}\hat{\vec{r}}_j(0)} | A_0 \rangle. \tag{23}$$

Таким образом, в приближении (19)–(23) нам удалось разделить статические когерентные и динамические эффекты, которые описываются в некогерентном приближении.

Объединяя результаты приближения малых времен (12) и приближения факторизации (19)–(23), получим окончательное выражение для сечения

$$d^6\sigma \sim |t_0|^2 \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{it(\tilde{\omega} - \tilde{\epsilon}_n - q^2/2m)} \langle A_0 | \sum_{j=1}^{s} e^{i\vec{q}\hat{\vec{p}}_j t/m} | A_0 \rangle [1 + \gamma(\vec{q})]. \tag{24}$$

Функция

$$F(\vec{q}, t) = \langle A_0 | \sum_{j=1}^{s} e^{i\vec{q}\hat{\vec{p}}_j t/m} | A_0 \rangle \tag{25}$$

учитывает фермиевское движение валентных нейтронов в гало ядра A в основном состоянии.

Статический фактор стремится к единице при $qR_C \gg 1$, где R_C – характерный радиус пространственной корреляции двух нейтронов гало. Пространственная структура гало может проявиться только в области малых передач импульса $qR_C \leq 1$.

Если валентные нейтроны движутся медленно по сравнению с налетающим протоном и уходящими протоном и нейтроном, то можно положить $G_s(\vec{r}, t) \approx G_s(\vec{r}, 0) = \delta(\vec{r})$ и сечение выбивания нейтрона оказывается пропорционально $\delta(\omega - \tilde{\epsilon}_n)[1 + \gamma(\vec{q})]$.

Если использовать для функции $F(\vec{q}, t)$ (25) гауссовскую параметризацию

$$F(\vec{q}, t) = 2e^{-q^2 \frac{p_0^2}{4m^2} t^2}, \tag{26}$$

которая вытекает из гауссовской же формы распределения по импульсам валентных нейтронов в ядре A

$$W(\vec{p}) d\vec{p} = \left(\frac{1}{\sqrt{\pi} p_0} \right)^3 e^{-\frac{p^2}{p_0^2}} d\vec{p},$$

то из (24) можно получить следующее аналитическое выражение для $d^6\sigma$

$$d^6\sigma \sim |t_0|^2 [1 + \gamma(\vec{q})] \frac{2}{\sqrt{\pi}\omega_0} e^{-(\tilde{\omega} - \tilde{\epsilon}_n - q^2/2m)^2/\omega_0^2}, \tag{27}$$

где

$$\omega_0 = qp_0/m. \tag{28}$$

Максимум распределения по $\tilde{\omega}$ определяется условием

$$\tilde{\omega}_{\max} = \tilde{\varepsilon}_n + q^2/2m, \tag{29}$$

а ширина этого пика квазисвободного процесса несет информацию о законе распределения валентных нейтронов по импульсу.

При феноменологическом описании данных может оказаться полезной гауссова форма аппроксимации функции $F(q,t)$. А именно:

$$F(\vec{q}t) = 2e^{-q^2\Gamma(t)}, \tag{30}$$

где $\Gamma(t)$ – некоторая функция от t, содержащая подгоночные параметры. Подробно этот вопрос разобран в монографии [5].

Усложнения выражений, полученных выше в плосковолновом приближении, обусловленные как учетом взаимодействия в начальном и конечном состояниях, так и учетом структуры кора гало ядра и его активным участием в процессе реакции выбивания, не вызывают принципиальных затруднений, но требуют выполнения большого объёма вычислительной работы с формулами, имеющими менее ясное физическое содержание, чем расчет с плоскими волнами. Результаты осуществления этой программы будут представлены в следующей публикации.

ЛИТЕРАТУРА

[1] В. П. Заварзина, А. В. Степанов, Краткие сообщения по физике ФИАН, **35**(10), 11 (2008).

[2] М. Гольдбергер, К. Ватсон, *Теория столкновений*, гл. 11 (Мир, Москва, 1967).

[3] G. H. Vineyard, Phys. Rev. **110**, 999 (1958).

[4] A. A. Chumbalov, R. A. Eramzhyan, S. S. Kamalov, Zeits. Phys. **A328**, 195 (1987); C. Bennhold and H. Tanabe, Nucl. Phys. **A530**, 625 (1991).

[5] В. Ф. Турчин, *Медленные нейтроны*, гл. 5 (Госатомиздат, Москва, 1963).

Институт ядерных исследований РАН Поступила в редакцию 7 июля 2008 г.