УДК 539.17.01

ВЫЧИСЛЕНИЕ ФАКТОРА "ВЫЖИВАНИЯ" НЕЙТРОННОГО КОМПЛЕКСА ПРИ ЕГО КВАЗИСВОБОДНОМ ВЫБИВАНИИ ИЗ ГАЛО ЯДРА

В. П. Заварзина, А. В. Степанов

Проведен расчет доли событий, когда внутреннее движение в нейтронном комплексе остается невозмущенным при квазисвободном выбивании этого комплекса из гало ядра протонами с энергией несколько десятков МэВ. Показано, что этот фактор в указанной области энергии налетающих протонов может составлять $10-20\%$. *Получено и проанализировано выражение для спектра уходящих протонов.*

Появление пучков радиоактивных ядер стимулировало исследования как структуры легких ядер, далеких от линии стабильности, так и механизмов инициированных ими реакций. Среди большого количества новых явлений, присущих нестабильным ядрам, заметное место занимает открытие легких гало ядер и, прежде всего, ядер с двухнуклонным гало ^{6}He, ^{11}Li, ^{14}Be [1]. Задача детального изучения такого двухнейтронного комплекса и, в частности, корреляции нейтронов гало (валентных нейтронов), полностью не решена до настоящего времени. Теоретический анализ результатов, полученных рядом экспериментальных групп, привел к противоречивым заключениям о существовании и характере таких корреляций.

В ходе экспериментальных исследований было установлено также, что малоугловое упругое рассеяние протонов промежуточных энергий, столь эффективное при изучении пространственного распределения нуклонов в стабильных ядрах, оказалось нечувствительным к деталям структуры периферии гало ядер [2]. В работе [3] автору удалось выразить дифференциальное сечение неупругого рассеяния протонов на гало ядрах в условиях инверсной кинематики при малых передачах энергии (квазиупругое рассеяние) через корреляционную функцию координат нейтронов гало. Однако область применимости этого подхода ограничена условием реализации режима квазисвободного рассеяния (КСР) протонов на нейтронном гало при сохранении целостности нейтронного комплекса гало. Если принять [2, 3] размер гало $R_h = 3$ фм в ядре ^{6}He и оценку расстояния между валентными нейтронами в этом ядре (размер нейтронного комплекса) $R_{nn} \cong 2$ фм, то необходимое условие [4] $1/R_{nn} >> q >> 1/R_h$, где q – переданный нейтронному комплексу импульс, оказывается трудновыполнимым. Для простоты здесь мы положили $\hbar = 1$. С другой стороны, анализ результатов численного моделирования, выполненный Е.С. Конобеевским [5], позволил сделать вывод о заметном вкладе обсуждаемого процесса в полное сечение КСР протона на нейтронах гало ядра ^{6}He. Долю таких событий (упругое рассеяние протона на свободном нейтронном комплексе) можно оценить с помощью параметра $\xi = \dfrac{d\sigma^{el}}{d\sigma^{el} + d\sigma^{inel}}$, который мы будем называть фактором "выживания" нейтронного комплекса.

Для оценки этого фактора было использовано следующее выражение:

$$\xi = \frac{4|\langle 0|e^{i\vec{q}\vec{r}}|0\rangle|^2}{2[1 + \langle 0|e^{i\vec{q}(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)}|0\rangle]} = \frac{2|c(\vec{q})|^2}{1 + C(\vec{q}) + |c(q)|^2}. \quad (1)$$

Здесь $c(\vec{q}) = \langle 0|e^{i\vec{q}\vec{r}}|0\rangle$ – форм-фактор гало; $C(q) = \langle 0|e^{i\vec{q}(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)}|0\rangle - |c(\vec{q})|^2$ – корреляционная функция валентных нейтронов; $|0\rangle$ – волновая функция основного состояния ядра ^{6}He. Этот результат был получен нами на основе подхода, изложенного в [4]. В области энергии протона в интервале 10–20 МэВ $R_{nn}q \leq 1$ при $R_h q \approx 1.5$ была получена оценка $\xi \cong 0.15$ [5].

Основываясь на простых физических соображениях, можно заключить, что доминирующий вклад в этот массив событий исходит от динейтронной конфигурации гало. В то же время роль сигарообразной конфигурации оказывается подавленной. Поэтому детальное исследование, как экспериментальное, так и теоретическое, может внести существенный вклад в решение вопроса о структуре двухнейтронного комплекса в гало ядрах. В этой связи представляется целесообразным тщательный анализ приближений, использованных при получении выражения (1). В настоящей работе предложен метод вывода этого выражения, отличный от примененного ранее [5].

В рамках инверсной кинематики наша задача сводится к рассмотрению столкновения бесструктурного ядра-снаряда (для определенности будем полагать, что это протон (p)) с гало ядром ($(n+n+C)$ – два нейтрона гало и бесструктурный кор (C)) в качестве ядра-мишени. В дальнейшем будем полагать, что налетающий протон взаимодействует только с нейтронами гало, а кор гало ядра выступает в качестве спектатора. Это приближение в рамках инверсной кинематики в частности предполагает, что кор обладает бесконечно большой массой. Потенциальная энергия взаимодействия налетающего протона с гало ядром тогда имеет вид:

$$V(\vec{r}_p, \vec{r}_1, \vec{r}_2) = V(\vec{r}_p - \vec{r}_1) + V(\vec{r}_p - \vec{r}_2), \tag{2}$$

где $\vec{r}_p$, $\vec{r}_i$ $(i = 1, 2)$ – координаты протона и валентных нейтронов соответственно. Для простоты t-матрицу взаимодействия будем использовать в приближении нулевого радиуса взаимодействия

$$T(\vec{r}_p, \vec{r}_1, \vec{r}_2) = t_0[\delta(\vec{r}_p - \vec{r}_1) + \delta(\vec{r}_p - \vec{r}_2)]. \tag{3}$$

В плосковолновом приближении матричный элемент перехода $|i\rangle \to |f\rangle$ имеет вид:

$$M_{fi} = \frac{t_0}{\Omega} \int d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 \Psi^*_f(\vec{r}_1, \vec{r}_2)[e^{i\vec{q}\vec{r}_1} + e^{i\vec{q}\vec{r}_2}]\Psi_i(\vec{r}_1, \vec{r}_2). \tag{4}$$

Здесь $\Psi_{fi}(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$ – волновая функция нейтронного комплекса; $\hbar\vec{q} = \hbar(\vec{k}_i - \vec{k}_f)$ – импульс, переданный от налетающего протона валентным нейтронам гало ядра; Ω – нормировочный объем.

Для удобства введем координаты Якоби

$$\vec{r} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2 \quad \text{и} \quad \vec{R} = \frac{\vec{r}_1 + \vec{r}_2}{2} - \vec{\rho},$$

где $\vec{\rho}$ – координата центра масс кора, которую без потери общности можем положить равной нулю.

В предположении о слабой связи между нейтронным комплексом и кором можно воспользоваться приближением факторизации для волновой функции

$$\Psi_{f(i)}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \tilde{\Psi}_{f(i)}(\vec{r}, \vec{R}) \approx \varphi_{f(i)}(\vec{r})\Phi_{f(i)}(\vec{R}) \tag{5}$$

и отделить движение центра масс нейтронного кластера от внутреннего движения валентных нейтронов в нем. В этом приближении матричный элемент перехода также факторизуется

$$M_{fi} \simeq \frac{t_0}{\Omega} \int d\vec{R} \Phi^*_f(\vec{R}) e^{i\vec{q}\vec{R}} \Phi_i(\vec{R}) \int d\vec{r} \varphi^*_f(\vec{r}) 2\cos\frac{\vec{q}\vec{r}}{2} \varphi_i(\vec{r}). \tag{6}$$

В случае “выживания” нейтронного комплекса имеем:

$$M^{(0)}_{fi} = \frac{t_0}{\Omega} \int d\vec{R} \Phi^*_f(\vec{R}) e^{i\vec{q}\vec{R}} \Phi_i(\vec{R}) \int d\vec{r} |\varphi_i(\vec{r})|^2 2\cos\frac{\vec{q}\vec{r}}{2}. \tag{7}$$

В случае гауссовской параметризации

$$|\varphi_i(\vec{r})|^2 = \frac{1}{\pi^{3/2} r_0^3} \exp\left[\frac{r^2}{r_0^2}\right] \tag{8}$$

матричный элемент $m_{ii}(\vec{q}) = \int d\vec{r} |\varphi_i(\vec{r})|^2 2\cos\frac{\vec{q}\vec{r}}{2}$ имеет вид

$$m_{ii}(\vec{q}) = 2\exp\left[-\frac{q^2 r_0^2}{16}\right] \tag{9}$$

и соответственно

$$[m_{ii}(\vec{q})]^2 = 4\exp\left[-\frac{q^2 r_0^2}{8}\right]. \tag{10}$$

Вероятность перехода $|i\rangle \to |f\rangle$ в случае "выживания" нейтронного кластера, опустив несущественный кинематический фактор, запишем в виде

$$W_{fi}^0(\vec{q}, \hbar\omega) = |m_{ii}(\vec{q})|^2 \sum_{\{n_f\}} |\tilde{m}_{fi}(\vec{q})|^2 \delta(E_i + \epsilon_i - E_f - \epsilon_f + \hbar\omega) = \tag{11а}$$

$$= |m_{ii}(\vec{q})|^2 \sum_{\{n_f\}} |\tilde{m}_{fi}(\vec{q})|^2 \delta(E_i - E_f + \hbar\omega). \tag{11б}$$

Здесь

$$\tilde{m}_{fi}(\vec{q}) \equiv \tilde{m}_{\{n_f\}\{n_i\}}(\vec{q}) = \int d\vec{R} \Phi_{\{n_f\}}^*(\vec{R}) e^{i\vec{q}\vec{R}} \Phi_{\{n_i\}}(\vec{R}); \tag{12}$$

$\{n_{f(i)}\}$ – соответствующие квантовые числа; $E_{f(i)}$ и $\epsilon_{f(i)}$ – энергии движения центра масс нейтронного комплекса и внутреннего движения валентных нейтронов в конечном и начальном состояниях; $\hbar\omega$ – энергия, переданная от налетающего протона нейтронному кластеру.

В области высоких энергий налетающего протона, когда можно пренебречь разностью $(E_i - E_f)$ в аргументе δ-функции в (11б), можно воспользоваться приближением полноты системы функции $\Phi_{\{n_f\}}(\vec{R})$ (приближение свертки). В результате получим:

$$W_{fi}^0(\vec{q}, \hbar\omega) = |m_{ii}(\vec{q})|^2 \langle\phi_i|\phi_i\rangle \delta(\hbar\omega) = |m_{ii}(\vec{q})|^2 \delta(\hbar\omega). \tag{13}$$

Интегрирование по энергии уходящего протона устраняет δ-функцию в (13).

$$W^0(\vec{q}) = \int dE_f^p W_{fi}^0(\vec{q}, \hbar\omega) = |m_{ii}(\vec{q})|^2. \tag{14}$$

Этот результат нетрудно уточнить, не используя приближение свертки. Запишем сумму, входящую в выражение (11б), в виде:

$$I(\vec{q}, \hbar\omega) = \sum_{\{n_f\}} |\tilde{m}_{\{n_f\}\{n_i\}}(\vec{q})|^2 \delta(E_i - E_f + \hbar\omega) =$$

$$= \frac{1}{2\pi\hbar}\int\limits_{-\infty}^{\infty} dte^{i\omega t}\sum_{\{n_f\}}\langle\{n_f\}|e^{i\vec{q}\vec{R}}|\{n_i\}\rangle\langle\{n_i\}|e^{-i\vec{q}\vec{R}}|\{n_f\}\rangle \exp(i(E_i - E_f)t/\hbar). \qquad (15)$$

Используя переход к гейзенберговскому представлению для оператора координаты $\vec{R}$

$$\hat{\vec{R}}(t) = \exp\left[\frac{i\hat{H}t}{\hbar}\right]\hat{\vec{R}}(0)\exp\left[-\frac{i\hat{H}t}{\hbar}\right],$$

где $\hat{H}$ – гамильтониан, описывающий движение центра масс нейтронного комплекса, выполним суммирование в (15) с результатом

$$I(\vec{q},\hbar\omega) = \frac{1}{2\pi\hbar}\int\limits_{-\infty}^{\infty} dte^{i\omega t}\langle\{n_i\}|e^{-i\vec{q}\hat{\vec{R}}(t)}e^{i\vec{q}\hat{\vec{R}}(0)}|\{n_i\}\rangle. \qquad (16)$$

Полагая, что процесс выбивания нейтронного комплекса из гало ядра происходит в режиме квазисвободного процесса, воспользуемся приближением малых t

$$\hat{\vec{R}}(t) = \hat{\vec{R}}(0) + \frac{\hat{\vec{P}}}{M}t. \qquad (17)$$

Здесь $\hat{\vec{P}}$ – оператор импульса ($\vec{P} = -i\hbar\nabla_{\vec{R}}$); $M = 2m_N$ – масса нейтронного комплекса; m_N – масса нуклона. В этом приближении в выражении для $\hat{\vec{R}}(t)$ пренебрегается вкладом от градиента потенциала, удерживающего нейтронный кластер в гало ядре. При этом данная аппроксимация согласуется с введенным ранее приближением факторизации волновой функции (5).

Используя операторное тождество $e^{\hat{A}}e^{\hat{B}} = e^{\hat{A}+\hat{B}+\frac{1}{2}[\hat{A},\hat{B}]}$, которое справедливо, если коммутатор $[\hat{A},\hat{B}]$ есть c-число, преобразуем $I(\vec{q},\hbar\omega)$ к виду:

$$I(\vec{q},\hbar\omega) = \frac{1}{2\pi\hbar}\int\limits_{-\infty}^{\infty} dte^{i\omega t}e^{-i\frac{\hbar q^2}{2M}t}\langle\{n_i\}|e^{i\frac{\vec{q}\vec{P}}{M}t}|\{n_i\}\rangle. \qquad (18)$$

Пренебрегая движением нейтронного кластера как целого в составе гало ядра, заменим $\langle\{n_i\}|e^{i\frac{\vec{q}\vec{P}}{M}t}|\{n_f\}\rangle$ на единицу. В результате получим:

$$I(\vec{q},\hbar\omega) = \delta\left(\hbar\omega - \frac{(\hbar q)^2}{2M}\right). \qquad (19)$$

После интегрирования по $\hbar\omega$ (т.е. по энергии уходящего протона) для $W^{(0)}(\vec{q})$ снова имеем выражение (14).

Учтем движение центра масс нейтронного кластера внутри гало ядра. Используем для этого гауссовскую параметризацию

$$\langle\{n_i\}|e^{i\frac{\vec{q}\vec{P}}{M}t}|\{n_f\}\rangle = \exp\left[-\frac{\langle\{n_i\}|(\vec{q}\vec{P})^2|\{n_i\}\rangle}{2M^2}t^2\right] =$$

$$= \exp\left[-\frac{q^2}{3M}\cdot\frac{\langle P^2\rangle}{2M}t^2\right], \tag{20}$$

где $\langle P^2\rangle \equiv \langle\{n_i\}|P^2|\{n_i\}\rangle$, получим

$$I(q,\hbar\omega) = \frac{1}{2\pi\hbar}\int_{-\infty}^{\infty} dt e^{i\alpha t - \beta t^2} = \frac{1}{2\pi\hbar}\sqrt{\frac{\pi}{\beta}}e^{-\frac{\alpha^2}{4\beta}}, \tag{21}$$

где

$$\alpha = \omega - \frac{\hbar q^2}{2M},\ \beta = \frac{(\hbar q)^2}{6M^2\langle R^2\rangle},\ \langle R^2\rangle = \frac{\hbar^2}{\langle P^2\rangle}. \tag{22}$$

Интегрируя (21) по энергии уходящего протона, для $W^{(0)}(q)$ снова получим (14).

Для отыскания параметра "выживания" нейтронного комплекса ξ нам необходимо вычислить не только матричный элемент $m_{ii}(\vec{q})$, но и полное сечение взаимодействия налетающего протона с валентными нейтронами гало ядра. Это сечение, как нетрудно проверить, определяется с точностью до несущественного кинематического фактора величиной

$$\tilde{I}(\vec{q},\hbar\omega) = \sum_f |M_{fi}(\vec{q})|^2\delta(E_{i+}\epsilon_i - E_{f-}\epsilon_f + \hbar\omega) =$$

$$\sum_{\{n_f\}\{s_f\}} |\tilde{m}_{\{n_f\}\{n_i\}}(\vec{q})|^2 |m_{\{s_f\}\{s_i\}}(\vec{q})|^2 \delta(E_{i+}\epsilon_i - E_{f-}\epsilon_f + \hbar\omega). \tag{23}$$

В приближении свертки как по отношению к движению центра масс нейтронного кластера, так и по отношению к его внутреннему движению ($\delta(E_{i+}\epsilon_i - E_{f-}\epsilon_f + \hbar\omega) \approx \delta(\hbar\omega)$), получим:

$$\tilde{I}(\vec{q},\hbar\omega) = \sum_{\{s_f\}} \langle\{s_f\}\left|2\cos\frac{\vec{q}\vec{r}}{2}\right|\{s_i\}\rangle\langle\{s_i\}\left|2\cos\frac{\vec{q}\vec{r}}{2}\right|\{s_f\}\rangle\delta(\hbar\omega) =$$

$$= \langle\{s_i\}\left|4\cos^2\frac{\vec{q}\vec{r}}{2}\right|\{s_i\}\rangle\delta(\hbar\omega) = 2(1 + \mathrm{Re}\langle\{s_i\}|e^{i\vec{q}\vec{r}}|\{s_i\}\rangle)\delta(\hbar\omega). \tag{24}$$

Интегрирование по энергии уходящего протона (или по $\hbar\omega$) в данном случае приводит к выражению для полной вероятности реакции развала гало ядра по каналу $p+(n+n+c)\to p+c+n+n$ (в свободном состоянии нейтронный кластер $(n+n)$ нестабилен), которое пропорционально

$$\int I(\vec{q},\hbar\omega)d(\hbar\omega) = 2(1+\mathrm{Re}(\{s_i\}|e^{i\vec{q}\vec{r}}|\{s_i\})). \qquad (25)$$

Уточним полученный результат, не прибегая к приближению свертки. Снова переходя к фурье-представлению δ-функции от энергии, получим:

$$\tilde{I}(\vec{q},\hbar\omega) = \frac{1}{2\pi\hbar}\int_{-\infty}^{\infty} dt e^{i\omega t}\langle\{n_i\}|e^{-i\vec{q}\vec{R}(t)}e^{i\vec{q}\vec{R}(0)}|\{n_i\}\rangle\times$$

$$\times\langle\{s_i\}\left|2\cos\frac{\vec{q}\hat{\vec{r}}(t)}{2}2\cos\frac{\vec{q}\hat{\vec{r}}(0)}{2}\right|\{\vec{s}_i\}\rangle. \qquad (26)$$

Здесь $\hat{\vec{r}}(t) = e^{i\frac{\hat{h}}{\hbar}t}\hat{\vec{r}}(0)e^{-i\frac{\hat{h}}{\hbar}t}$ где $\hat{h}$ – гамильтониан, управляющий внутренним движением нейтронного кластера.

В приближении малых t можно записать произведение, входящее в (26)

$$Q(\vec{q},t) \equiv \cos\frac{\vec{q}\hat{\vec{r}}(t)}{2}\cos\frac{\vec{q}\hat{\vec{r}}(0)}{2} \cong \frac{1}{4}e^{-\frac{\hbar}{8\mu}q^2t}\left\{e^{i\frac{\vec{q}\hat{\vec{p}}}{2\mu}t}e^{i\vec{q}\hat{\vec{r}}(0)} + \right.$$

$$\left. + e^{-i\frac{\vec{q}\hat{\vec{p}}}{2\mu}t} + e^{i\frac{\vec{q}\hat{\vec{p}}}{2\mu}t} + e^{-i\frac{\vec{q}\hat{\vec{p}}}{2\mu}t}e^{-i\vec{q}\hat{\vec{r}}(0)}\right\} \qquad (27)$$

Здесь $\hat{\vec{p}} = -i\hbar\nabla_{\vec{r}}$ – оператор импульса относительного движения валентных нейтронов; $\mu = m_N/2$ – приведенная масса нейтронного кластера.

Чтобы продвинуться дальше, необходимо вычислить среднее вида $\langle i|F_1(\hat{\vec{p}})F_2(\hat{\vec{r}})|i\rangle$, где F_i – некоторые функции координат $\vec{r}$ и импульса $\vec{p}$. Представим это выражение в виде:

$$\langle i|F_1(\hat{\vec{p}})F_2(\hat{\vec{r}})|i\rangle = \langle i|F_1(\hat{\vec{p}})|i\rangle\langle i|F_2(\hat{\vec{r}})|i\rangle + \sum_{m\neq i}\langle i|F_1(\hat{\vec{p}})|m\rangle\langle m|F_2(\hat{\vec{r}})|i\rangle$$

и ограничимся учетом только первого слагаемого.

В этом случае для Q

$$\langle i|Q(\vec{q}t)|i\rangle \approx \frac{1}{2}e^{-i\frac{\hbar}{8\mu}q^2t}\langle i|e^{i\frac{\vec{q}\hat{\vec{p}}}{2\mu}t}|i\rangle\langle i|1+\mathrm{Re}\,e^{i\vec{q}\vec{r}}(0)|i\rangle =$$

$$= \frac{1}{2}e^{-i\frac{\hbar}{2\mu}q^2t}\langle i|e^{i\frac{\vec{q}\hat{\vec{p}}}{2\mu}t}|i\rangle\langle i|1+e^{i\vec{q}\vec{r}}(0)|i\rangle, \tag{28}$$

поскольку в силу соображений симметрии $\langle i|\sin\vec{q}\vec{r}(0)|i\rangle = 0$.

Используя для $\langle i|e^{i\frac{\vec{q}\hat{\vec{p}}}{2\mu}t}|i\rangle$ гауссову форму, получим окончательное выражение для $\tilde{I}(q,\hbar\omega)$:

$$\tilde{I}(q,\hbar\omega) = 2[1+2\langle i|e^{i\vec{q}\vec{r}}|i\rangle]\frac{1}{2\pi\hbar}\int\limits_{-\infty}^{\infty}dte^{it\left(\omega-\frac{\hbar q^2}{2m_N}\right)}\times$$

$$\times\exp\left[-t^2\frac{q^2}{3m}\left(\frac{\langle i|P^2|i\rangle}{8m_N}+\frac{\langle p^2\rangle}{2m_N}\right)\right]. \tag{29}$$

Интегрирование по ω приводит к появлению $\delta(t)$ и для полной вероятности развала гало ядра с одновременным удалением двухнейтронного комплекса имеем следующий результат:

$$\int\tilde{I}(\vec{q},\hbar\omega)d\omega = 2[1+\langle i|e^{i\vec{q}\vec{r}}|i\rangle]. \tag{30}$$

Принимая во внимание выражения (14) и (30), для фактора "выживания" нейтронного кластера, как нетрудно проверить, получим выражение (1).

Рассмотрим форму энергетического спектра уходящего протона. В случае "выживания" нейтронного кластера, учитывая (11б), (21), (22), имеем:

$$W^{(0)}(\vec{q},\hbar\omega) = |m_{ii}(\vec{q})|^2\frac{1}{2\pi\hbar}\sqrt{\frac{\pi}{\beta}}\exp\left(-\frac{\alpha^2}{4\beta}\right), \tag{31}$$

$$\alpha = \omega-\frac{\hbar q^2}{2M},\ \beta = \frac{(\hbar q)^2\langle i|\vec{P}^2|i\rangle}{6M^2\hbar},\ M = 2m_N.$$

Если же конечное состояние внутреннего движения нейтронного кластера непосредственно после выбивания из гало ядра не фиксировано, то спектр уходящих протонов может быть записан в виде:

$$W(\vec{q},\hbar\omega) = 2[1+\langle i|e^{i\vec{q}\vec{r}}|i\rangle]\frac{1}{2\pi\hbar}\sqrt{\frac{\pi}{\beta'}}e^{-\frac{\alpha'^2}{4\beta'}}. \tag{32}$$

Здесь

$$\alpha' = \omega - \frac{\hbar q^2}{2m_N}; \; \beta' = \frac{q^2}{3m_N}\left[\frac{\langle i|P^2|i\rangle}{8m_N} + \frac{\langle p^2\rangle}{2m_N}\right]. \tag{33}$$

Спектры $W^{(0)}(\vec{q},\hbar\omega)$ и $W(\vec{q},\hbar\omega)$ хотя и обладают в нашем приближенном подходе гауссовой формой, но различаются как по "амплитуде", так и по положению максимума и по ширине. Возможность разделения $W^{(0)}(\vec{q},\hbar\omega)$ и $W(\vec{q},\hbar\omega)$ позволит определить $\langle i|P^2|i\rangle$ и $\langle i|p^2|i\rangle$ и, соответственно, $\langle i|R^2|i\rangle$ и $\langle i|r^2|i\rangle$ – среднеквадратичные радиусы нейтронного гало и нейтронного кластера. Значение последнего параметра критично к доминирующей роли той или иной конфигурации нейтронного кластера: динейтронной или сигарообразной. Величину $\langle i|R^2|i\rangle$ можно сравнить со значениями, полученными с помощью иной методики в уже выполненных экспериментах, а $\langle i|r^2|i\rangle$ – с результатами модельных расчетов.

При описании развала гало ядра по каналу $p + (n + n + C) \to p + n + (n + C) \to p + n + n + C$, когда в процессе выбивания активно участвует один из нейтронов гало, а роль спектатора играет кластер $(n + C)$, распадающийся впоследствии, целесообразно использовать модель Виньярда [6] для расчета полного сечения развала гало ядра по этому каналу. Хотя положение максимума спектра уходящих протонов в этом случае совпадает с максимумом $W(\vec{q},\hbar\omega)$, эти спектры различаются своими ширинами и "амплитудами", что в принципе позволяет разделить вклады этих каналов в полное сечение реакции $p + (n + n + C) \to p + n + n + C$. При этом мы полагаем, что вкладами как рассеяния протона на коре C, так и двухкратного рассеяния протона на валентных нейтронах и нейтроне гало и коре, можно пренебречь.

В заключение отметим, что вероятность процессов выбивания невозмущенного нейтронного кластера из гало ядра быстро падает с ростом переданного импульса $\hbar\vec{q}$. По-видимому, этим обстоятельством объясняется отрицательный результат эксперимента [7] по поиску ядер трития среди вторичных частиц, образовавшихся в результате радиационного захвата протона с энергией около 40 МэВ гало ядром ^{6}He. В то же время квазисвободный радиационный захват протона на одном из нейтронов гало $p + n \to d + \gamma$ может реализоваться с заметной вероятностью, что и подтверждено экспериментально [7].

ЛИТЕРАТУРА

[1] I. Tanihata et al., Phys. Rev. Lett. **55**, 2676 (1985).

[2] G. D. Alkhazov et al., Nucl. Phys. A **712**, 269 (2002).

[3] Г. Д. Алхазов, ЯФ **63**, 285 (2000).

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

[5] Г. Е. Беловицкий, В. П. Заварзина, С. В.Зуев и др., ЯФ (2008) (в печати).

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

[7] E. Sauvan et al., Phys. Rew. Lett. **87**, 042501 (2001).

Институт ядерных исследований РАН Поступила в редакцию 26 июня 2008 г.