Краткие сообщения по физике № 9 1983

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕНАБЛЮДАЕМОГО НУКЛОНА С ЯДРОМ В ИНКЛЮЗИВНОЙ РЕАКЦИИ ВЫБИВАНИЯ

В. П. Заварзина, В. А. Сергеев, А. В. Степанов

УДК 539.17.01

В квазисвободном приближении исследована зависимость дифференциального сечения инклюзивной реакции типа выбивания и вкладов в него прямого и более сложных процессов от оптического потенциала для ненаблюдаемого нуклона.

Много экспериментальных работ посвящено изучению инклюзивных реакций

$$a + A \to b + (x + C) \to b + X, \tag{I}$$

механизм которых таков, что сначала падающая частица вызывает переход нуклона ядра-мишени в непрерывный спектр, а затем выбитый нуклон x вылетает или испытывает упругое или неупругое взаимодействие с ядром C из $(A - 1)$ нуклонов. К этому классу относятся реакции выбивания нуклонов электронами, фоторождения мезонов и другие процессы. Механизм (I) доминирует в инклюзивной реакции $(\pi\pi')$ в области Δ_{33}-резонанса /I/.

При теоретическом анализе этих данных неизбежен вопрос о последовательном учете взаимодействия с ядром C ненаблюдаемого нуклона x, выбитого падающей частицей /2/. Используя подход /3/, основанный на описании xC-системы в рамках оптической модели, мы сформулируем соотношение, которое определяет сечение инклюзивной реакции (I) и вклады в него прямого и более сложных процессов выбивания. Соответствующие сечения, проинтегрированные по энергии наблюдаемой частицы b, будут найдены в квазисвободном пределе, и исследована их зависимость от оптического потенциала ненаблюдаемой частицы x.

Механизму (I) отвечает известное приближение однократного неупругого столкновения /4/, когда T-оператор, ответственный за переход (2), записывается в виде суммы $T = \sum_{i=1}^{A} t_i$ t-операторов, описывающих элементарный процесс

$$a + N \to b + x \tag{2}$$

на изолированном нуклоне. Тогда для волновой функции системы взаимодействующих частиц xC можно записать неоднородное уравнение, из которого с помощью метода проекционных операторов Фешбака получается уравнение движения ненаблюдаемой частицы x относительно ядра C_α

$$(\omega_\alpha - K_x - V_x)\chi_\alpha(\vec{r}) = q_\alpha(\vec{r}). \tag{3}$$

Здесь V_x – оптический потенциал взаимодействия частицы x с энергией $\omega_\alpha = \varepsilon_a - \varepsilon_b - B_\alpha$ и ядра C_α с волновой функцией $\Phi_{C\alpha}$, образующегося из ядра-мишени A с волновой функцией Φ_{A0} в результате удаления нуклона из одночастичного состояния α; $B_\alpha = M_{C\alpha} + m_N - M_A$ – энергия отделения соответствующего нуклона. В правой части стоит функция источника, определяемая механизмом реакции,

$$q_\alpha(\vec{r}) = \sum_{i=1}^{A} \langle \Phi_{C\alpha}\varphi_b^{(-)}|t_i|\varphi_a^{(+)}\Phi_{A0}\rangle, \tag{4}$$

где $\varphi_a(\varphi_b)$ – искаженная оптическим потенциалом V_a (V_b) волна частицы a (b) с полной энергией ε_a (ε_b).

Из (3) с помощью стандартной процедуры находим уравнение баланса для ненаблюдаемых частиц x, которому после умножения на фактор $n = (2\pi)^3(\varepsilon_a/p_a)p_b\varepsilon_b$ можно придать следующий вид

$$\frac{d^2\sigma_D}{d\Omega_b d\varepsilon_b} + \frac{d^2\sigma_L}{d\Omega_b d\varepsilon_b} = \frac{d^2\sigma_1}{d\Omega_b d\varepsilon_b}, \tag{5}$$

где

$$\frac{d^2\sigma_1}{d\Omega_b d\varepsilon_b} = -4m_x n \sum_\alpha \mathrm{Im} \iint d\vec{r} d\vec{r}\,' q_\alpha^*(\vec{r}) G(\vec{r},\vec{r}\,';\omega_\alpha) q_\alpha(\vec{r}\,') \tag{6}$$

– двойное дифференциальное сечение инклюзивной реакции (I), $d^2\sigma_D/d\Omega_b d\varepsilon_b$ – вклад процесса прямого выбивания нуклона, определяемый формулой импульсного приближения с искаженными волнами,

$$\frac{d^2\sigma_L}{d\Omega_b d\varepsilon_b} = -2n\sum_\alpha\int d\vec{r}\ \mathrm{Im}\ V_x(\vec{r})\left|\int d\vec{r}\,'G(\vec{r},\vec{r}\,';\omega_\alpha)Q_\alpha(\vec{r}\,')\right|^2 \qquad (7)$$

– вклад более сложных процессов выбивания, связанных с поглощением x, т.е. с уходом x из квазиупругих каналов $x + C_\alpha$.

Для функции Грина оптической модели, описывающей распространение ненаблюдаемой частицы x в ядре, используем спектральное представление

$$G(\vec{r},\vec{r}\,';\omega_\alpha) = \frac{1}{2m_x}\int\frac{d\vec{p}_x}{(2\pi)^3}\frac{\varphi_x^{(+)}(\vec{p}_x,\vec{r})\tilde{\varphi}_x^{(+)*}(\vec{p}_x,\vec{r}\,')}{\omega_\alpha - E_x(|\vec{p}_x|) + i\eta}. \qquad (8)$$

Здесь $\varphi_x^{(+)}(\vec{p}_x,\vec{r})$ и $\tilde{\varphi}_x^{(+)}(\vec{p}_x,\vec{r})$ – волновые функции для поглощающего $V_x(\vec{r})$ и рождающего частицы x $\tilde{V}_x(\vec{r}) = V_x^*(\vec{r})$ потенциалов.

Предположим, что энергия падающей частицы a достаточно велика и угол вылета b достаточно большой, чтобы выполнялись условия

$$\varepsilon_a \gg \bar{B}, \quad |\vec{p}_a - \vec{p}_b| \gg \bar{k}, \qquad (9а)$$

$$|\bar{U}_x| \equiv |\bar{V}_x|/E_x \ll 1, \qquad (9б)$$

где $\bar{k}\sim\sqrt{\langle k^2\rangle}$ – величина, характеризующая средний импульс нуклона в ядре, $E_x = (\vec{p}_a - \vec{p}_b)^2/2m_x$ – средняя кинетическая энергия выбиваемого нуклона.

Подставим представление (8) в дифференциальное сечение инклюзивной реакции $d\sigma_1/d\Omega_b$, получающееся из (6), (4), и перейдем к интегрированию по импульсу фермиевского движения нуклона мишени $\vec{k} = \vec{p}_b - \vec{p}_a + \vec{p}_x$. С учетом (9а) получаем выражение, где совмещены аргументы в искаженных волновых функциях и после суммирования по одночастичным состояниям α возникла плотность нуклонов ядра-мишени $A\rho(r) = \sum_\alpha|\psi_\alpha(\vec{r})|^2$.

Условия (9а,б) позволяют использовать эйкональную волновую функцию частицы x, для которой $\varphi_x^{(+)}(\vec{p}_x,\vec{r})\tilde{\varphi}_r^{(+)*}(\vec{p}_x,\vec{r}) = 1$. В результате $d\sigma_1/d\Omega_b$ переходит в выражение для сечения квазисвободной реакции выбивания в пределе слабой связи /4/

$$\frac{d\sigma_1}{d\Omega_b}(aA \to bX) = A\,\frac{d\bar{\sigma}_f}{d\Omega_b}(aN \to bx)S(U_a,U_b^f,0), \qquad (10)$$

$$S(U_a,U_b^f,U_x^f) = \int d\vec{r}\rho(r)|\varphi_a^{(+)}(\vec{p}_a,\vec{r})|^2|\varphi_b^{(-)}(\vec{p}_b^f,\vec{r})|^2|\varphi_x^{(-)}(\vec{p}_x^f,\vec{r})|^2, \qquad (11)$$

где $d\bar{\sigma}_f/d\Omega_b$ – сечение элементарной реакции на свободном нуклоне; ε_b^f определяется из уравнения $\varepsilon_a - \varepsilon_b^f - E_x(|\vec{p}_a - \vec{p}_b^f|) = 0$.

Таким образом, при достаточно больших энергиях и переданных импульсах в результате суммирования по всем возможным состояниям xC–системы полностью выпадает зависимость сечения инклюзивной реакции (1) от оптического потенциала V_x ненаблюдаемой частицы.

При тех же условиях вклад прямого выбивания нуклонов в сечение инклюзивной реакции (10) равен

$$\frac{d\sigma_D}{d\Omega_b}(aA \to bxC) = A\,\frac{d\bar{\sigma}_f}{d\Omega_b}(aN \to bx)S(U_a,U_b^f,U_x^f), \qquad (12)$$

т.е. содержит искаженную волну частицы x.

Вклад непрямых процессов выбивания, связанных с "уходом" нуклона из квазиупругих каналов $x + C_\alpha$, вычисляется более громоздким образом:

$$\frac{d\sigma_L}{d\Omega_b}(aA \to bX) = A\,\frac{d\bar{\sigma}_f}{d\Omega_b}(aN \to bx)L(U_a,U_b^f,U_x^f), \qquad (13)$$

$$L(U_a,U_b^f,U_x^f) = p_x^f\int d\vec{r}\,|\mathrm{Im}\,U_x(\vec{r})|\int_0^\infty (ds'/4\pi)\rho(r')|\varphi_a^{(+)}(\vec{p}_a,\vec{r}\,')|^2 \times$$
$$\times|\varphi_b^{(-)}(\vec{p}_b^f,\vec{r}\,')|^2\exp\left[-p_x^f\int ds''|\mathrm{Im}\,U_x|\right]. \qquad (14)$$

Здесь $\vec{r}' = \vec{r} - \vec{p}^{f}_{x} s'/p^{f}_{x}$ и интегрирование по s'' производится вдоль прямой, соединяющей точки $\vec{r}$ и $\vec{r}'$, параллельной эффективному импульсу частицы x $\vec{p}^{f}_{x} = \vec{p}_{a} - \vec{p}^{f}_{b}$.

Структура и физический смысл сечений (I3), (I4) непрямых процессов выбивания наводят на мысль, что при $U_a = U_b = 0$

$$L(0,0,U^{f}_{x}) \approx \gamma \sigma_{r}(U^{f}_{x}), \qquad (I5)$$

т.е. его относительная величина пропорциональна оптическому сечению реакций σ_r. Действительно, при достаточно слабом потенциале U_x соотношение (I5) выполняется точно, причем множитель γ равен

$$(4\pi\langle d^2\rangle)^{-1} = (4\pi)^{-1} \int d\vec{r} \rho(r) \int d\vec{r}' \rho(r')(\vec{r} - \vec{r}')^{-2}. \qquad (I6)$$

Численные расчеты, проведенные нами для оптического потенциала, пропорционального плотности нуклонов, показывают, что в широкой области значений $\mathrm{Im}\, U_x(0)$ соотношение (I5) выполняется с точностью $\leq 10\%$, причем γ близко к $(4\pi\langle d^2\rangle)^{-1}$.

Отсюда возникает возможность оценки вклада в $d\sigma_I/d\Omega_b$ парциальных сечений, отвечающих различным продуктам реакции (I), на основе экспериментальных данных о составе сечений реакций, полученных при взаимодействии падающего извне пучка частиц x с ядром-мишенью C. В качестве примера приведем определение вероятности выживания π^0-мезона, образующегося в случае распада связанного в ядре ^{16}O протона по каналу $p \to \pi^0 + e^+$ /5/. Полученные выше формулы с небольшими модификациями применимы и к распаду связанной частицы с большим энерговыделением; роль ненаблюдаемой частицы играет π^0-мезон. Относительная вероятность всех процессов распада с испусканием π^0-мезона определяется с помощью экспериментальных сечений: реакций σ_r, истинного поглощения π^0-мезона σ_{abs} и перезарядки π^0-мезона σ_{cex} на ядре ^{15}N:

$$S_{\pi^0} = 1 - L(0,0,U^{f}_{\pi})(\sigma_{abs} + \sigma_{cex})/\sigma_r \approx 0,7.$$

Формулы (10)–(16) для вклада прямых и более сложных процессов в дифференциальное сечение квазисвободной реакции (1), содержащие в явном виде зависимость от оптического потенциала ненаблюдаемой частицы, представляют удобную основу для анализа данных об инклюзивных реакциях типа выбивания.

Авторы выражают благодарность И. Я. Бариту за полезное обсуждение и В. А. Молодцовой за помощь при проведении численных расчетов.

Институт ядерных исследований
АН СССР

Поступила в редакцию
4 апреля 1983 г.

Литература

1. C. H. Q. Ingram et al., Phys. Rev., C27, 1578 (1983).
2. Y. Horikawa, F. Lenz, N. C. Mukhopadhyay, Phys. Rev., C22, 1680 (1980).
3. N. Austern, C. M. Vincent, Phys. Rev., C23, 1847 (1981).
4. М. Гольдбергер, К. Ватсон, Теория столкновений, "Мир", М., 1967 г., с.с. 732-733, 703, 736.
5. В. П. Заварзина, В. А. Сергеев, А. В. Степанов, ЯФ, 36, 172 (1982).