

УДК 539.17.01

УПРУГОЕ РЕЗОНАНСНОЕ РАССЕЙЯНИЕ ЭТА-МЕЗОНОВ НА ЯДРАХ ПРИ КИНЕТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ 50-200 МэВ

В. П. Заварзина, А. В. Степанов

Получено выражение для сечения упругого рассеяния эта-мезонов на ядрах с возбуждением в промежуточном состоянии нуклонного резонанса $S_{11}(1535)$, содержащее временные корреляционные функции для внутреннего движения в ядре-мишени.

В области кинетической энергии ниже 200 МэВ во взаимодействии эта-мезона с нуклоном доминируют процессы, происходящие с возбуждением нуклонного $S_{11}(1535)$ резонанса. В настоящей работе мы получим аналитическое выражение для распределения упругорассеянных эта-мезонов на ядрах в результате двухступенчатого процесса с возбуждением S_{11} резонанса в промежуточном состоянии.

Для этого воспользуемся общим выражением для дифференциального сечения перехода $|i\rangle \Rightarrow |f\rangle$ [$\hbar = c = 1$)]

$$\begin{aligned}
 d\sigma_{fi} = & (2\pi/v_0)\Omega | \langle a_f, \mathbf{k}_f, \{q_T\} | t | a_i, \mathbf{k}_i, \{0_T\} \rangle |^2 \times \\
 & \times \delta[\epsilon_\eta(k_i) + \mathcal{E}_T(0_T) - \epsilon_\eta(k_f) - \mathcal{E}_T(q_T) - (p_f^2/2M_A)] \times \\
 & \times \Omega^2 d\mathbf{k}_f dp_f / (2\pi)^6.
 \end{aligned} \tag{1}$$

Здесь $a_{i(f)}$ – квантовые числа, характеризующие спин-изоспиновое состояние падающего (рассеянного) мезона. В случае рассеяния η -мезона эти параметры можно опустить. Остальные обозначения совпадают с принятыми в [2].

Воспользуемся методом временных корреляционных функций [2 – 5]. Принимая во внимание (1) и формулы (1) – (4), (7) – (8), (13) – (15) работы [2], получим после интегрирования по импульсу ядра-отдачи \mathbf{p}_f следующее выражения для дифференциального сечения рассеяния η -мезона без возбуждения внутриядерного движения:

$$d\sigma_{fi} = \frac{d\mathbf{k}_f}{(2\pi)^3 v_0} |\tilde{v}(-\mathbf{k}_i)|^2 |\tilde{v}(\mathbf{k}_f)|^2 \times \\ \times \delta(\epsilon_\eta(k_i) - \epsilon_\eta(k_f) - \frac{(\mathbf{k}_i - \mathbf{k}_+)^2}{2M_A}) |I|^2, \quad (2)$$

где

$$I = \int_0^\infty d\tau \langle 0_T | \hat{S}(\tau) | 0_T \rangle k_T(\tau, -\mathbf{k}_f, \mathbf{k}_i) \exp[-\Gamma\tau/2 - i\tau\Delta\tilde{M}] \approx \quad (3)$$

$$\approx \int_0^\infty d\tau \exp[-\Gamma\tau/2 - i\tau(\Delta\tilde{M} - \langle \Delta\hat{H}_T \rangle + k_p^2/2M_N)] \times \\ \times \langle 0_T | \exp[-i\vec{\kappa}\hat{\mathbf{p}}\tau/M_N] | 0_T \rangle \tilde{\rho}(\mathbf{k}_i - \mathbf{k}_f). \quad (4)$$

Здесь

$$\vec{\kappa} = (\mathbf{k}_i + \mathbf{k}_f)/2, \quad k_0^2 = (k_i^2 + k_f^2)/2, \quad \Delta\tilde{M} = -\epsilon_\eta(k_i) + \Delta M + k_i^2/2(M_A + \Delta M);$$

$$\tilde{\rho}_T(\mathbf{q}) = \langle 0_T | \sum_{l=1}^{A_T} e^{i\mathbf{q}\hat{\mathbf{r}}_l} | 0_T \rangle. \quad (5)$$

При переходе от (3) к (4) мы использовали приближение малых τ [5] и пренебрегли возможностью "коллективизации" возбуждения в промежуточном состоянии, опустив в корреляционной функции $K_T(\tau, \mathbf{q}, -\mathbf{q}')$ слагаемое с $l \neq l'$, т.е. положили

$$K_T(\tau, \mathbf{q}, -\mathbf{q}') = \langle 0_T | \sum_{l=1}^{A_T} e^{i\mathbf{q}\hat{\mathbf{r}}_l(\tau)} e^{-i\mathbf{q}'\hat{\mathbf{r}}_l(0)} | 0_T \rangle. \quad (6)$$

Пренебрегая ферми-движением в ядре-мишени, т.е. полагая $\langle 0_T | \exp(-i\vec{\kappa}\hat{\mathbf{p}}\tau/M_N) | 0_T \rangle \approx 1$, получим

$$I = \tilde{\rho}_T(\mathbf{k}_i - \mathbf{k}_f) [\Gamma/2 + i(\Delta\tilde{M} - \langle \Delta\hat{H}_T \rangle + k_0^2/2M_N)]^{-1}. \quad (7)$$

Тогда из (2) получим

$$d\sigma_{fi} = F_T(\mathbf{k}_i - \mathbf{k}_f) [d\mathbf{k}_f / (2\pi)^2 v_0] |\tilde{v}(\mathbf{k}_i)|^2 |\tilde{v}(-\mathbf{k}_f)|^2 \times \\ \times \delta(\epsilon_\eta(k_i) - \epsilon_\eta(k_f) - (\mathbf{k}_i - \mathbf{k}_f)^2 / 2M_A) \times$$

$$\times \left[\left(\frac{\Gamma}{2} \right)^2 + (\Delta\tilde{M} - \langle \Delta\hat{H}_T \rangle + k_0^2/2M_N)^2 \right]^{-1}, \quad (8)$$

где $F_T(\mathbf{q}) = |\tilde{\rho}_T(\mathbf{q})|^2$. Учет ферми-движения требует вычисления интеграла

$$\begin{aligned} \tilde{I} = & \int_0^\infty d\tau \exp[-\Gamma\tau/2 - i\tau(\Delta\tilde{M} - \langle \Delta\hat{H}_T \rangle + k_0^2/2M_N)] \times \\ & \times \left(\sum_{s=1}^3 \alpha_s p_s^3 \right)^{-1} \left(\sum_{s=1}^3 \alpha_s p_s^3 \exp(-\kappa^2 p_s^2 \tau^2 / 4M_N^2) \right). \end{aligned} \quad (9)$$

Параметры α_s, p_s определены в [2]. Подставляя в (2), получим

$$d\sigma_{fi} = d\mathbf{k}_f / (2\pi)^2 v_0 |\tilde{v}(-\mathbf{k}_f)|^2 |\tilde{v}(\mathbf{k}_i)|^2 \delta(\epsilon_\eta(k_i) - \epsilon_\eta(k_f) - (\mathbf{k}_i - \mathbf{k}_f)^2 / 2M_A) |\tilde{I}|^2 F_T(\mathbf{q}). \quad (10)$$

В случае некогерентного рассеяния $F_T(\mathbf{q}) = A_T$. Из (10) следует, что когерентное рассеяние с большой передачей импульса $\mathbf{q} = \mathbf{k}_i - \mathbf{k}_f$ оказывается подавленным вследствие малости квадрата модуля формфактора ядра-мишени $F_T(\mathbf{q})$.

Аналогично можно получить выражение для сечений рассеяния с возбуждением определенного состояния внутриядерного движения в ядре-мишени. Суммируя эти выражения по всем состояниям ядра отдачи $|q_T\rangle$, получим сечение σ_i инклюзивного процесса $\eta + A_T \Rightarrow \eta' + X$. Используя представление σ -функции, выражающее закон сохранения энергии, в виде интеграла Фурье и используя полноту системы функций $|q_T\rangle$, получим выражение для σ_i в виде трехкратного интеграла от корреляционной функции для внутриядерного движения, зависящей от четырех временных аргументов. Анализ этой корреляционной функции для газовой модели ядра можно найти в [3], когда расчет удастся свести к вычислению однократного интеграла. Однако вследствие громоздкости возникающих выражений мы не приводим их в настоящей работе.

Отметим, что из сравнения результатов настоящей работы и [2] с выражением для сечения рождения мезона в ядро-ядерных и нуклон-ядерных столкновениях [5] видно, что эти сечения, как и сечение резонансного рассеяния η -мезона, определяются одинаковыми корреляционными функциями внутриядерного движения.

В заключение отметим, что в настоящей работе движение падающего и рассеянного η -мезона описывалось плоскими волнами. Вне рамок этого плосковолнового приближения оказалось влияние оптического потенциала ядра на движение мезона в начальном и конечном состояниях.

Уточнение результатов плосковолнового приближения, прежде всего, включает учет ослабления потока падающих и рассеянных мезонов без существенного искажения формы энергетической зависимости сечения [6].

Значение ширины Γ нуклонного резонанса N^* , рождающегося внутри ядра, может заметно отличаться от ширины N^* в свободном пространстве вследствие его взаимодействия с нуклонным окружением. Уширение резонанса $\Delta\Gamma$ может быть обусловлено новыми каналами распада резонансного состояния $N^* + N \Rightarrow N + N + (\eta, \pi)$ (аналог столкновительного уширения спектральных линий в оптическом диапазоне). Принцип Паули действует в противоположном направлении, увеличивая время жизни резонанса. Однако поглощение η -мезонов в ядерной среде приводит к преобладанию периферических столкновений в области низкой плотности ядра-мишени и ослаблению роли указанных выше эффектов [7]. Другим источником уширения резонансного состояния является нестабильность ядерных резонанс-дырочных возбуждений ($N^* - h$), переходящих вследствие остаточного взаимодействия в более сложные моды ядерного движения. Этот вопрос в случае S_{11} резонанса практически не исследован.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ, проект N 95–02–05659а.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] Г о л ь д б е р г е р М., В а т с о н К. Теория столкновений. М., Изд. Мир, 1967.
- [2] З а в а р з и н а В. П., С т е п а н о в А. В. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 5 – 6, 87 (1997).
- [3] К а з а р н о в с к и й М. В., С т е п а н о в А. В. ЖЭТФ, **42**, 489 (1962); Acta Physica Hungaricae, **XIV**, 47 (1962).
- [4] К а з а р н о в с к и й М. В., С т е п а н о в А. В. В сб. "Современные проблемы оптики и ядерной физики". Киев, Изд. Наукова думка, 1974, с. 278, С т е п а н о в А. В. Preprint INR П-0049, 1976.
- [5] З а в а р з и н а В. П., С т е п а н о в А. В. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 9 – 10, 56 (1995).
- [6] З а в а р з и н а В. П., С т е п а н о в А. В. Тезисы докладов Международного совещания по физике ядра (XLVI Совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра), Москва, 18–21 июня 1996 г., с. 93.

[7] R ö b i g - L a n d a u M. et al. Phys. Lett., **B 373**, 45 (1996).

Институт ядерных исследований РАН

Поступила в редакцию 4 апреля 1997 г.