

РАСЧЕТ ВКЛАДА NN КОРРЕЛЯЦИЙ В ИНКЛЮЗИВНЫЕ СЕЧЕНИЯ
РЕАКЦИЙ (π, γ) , (γ, π) , $(e, e'\pi)$, (π, e^+e^-)

С.С. Камалов*, Б.В. Криппа

Методом правил сумм рассчитаны вклады корреляционных поправок к инклюзивным сечениям реакций с участием фотонов и пионов.

Одной из целей изучения взаимодействия элементарных частиц с ядрами является извлечение сведений о фундаментальных взаимодействиях. Существуют два направления при решении этой задачи. Первое — изучение парциальных характеристик с фиксированных конечным состоянием ядра /1/. В этом случае правила отбора позволяют исследовать как отдельные компоненты элементарной амплитуды, так и такие их комбинации, которые не реализуются в вакуумном случае. Второе направление — исследование инклюзивных характеристик. В этом случае можно связать сечение на свободном нуклоне с сечением на ядре. Из инклюзивных сечений извлечена достаточно богатая информация о свойствах слабых и сильных взаимодействий с помощью процессов захвата μ и π^- -мезонов ядрами /2/, процессов фото- и электророждения пионов /3/. При исследовании поведения электромагнитного форм-фактора нуклона во времениподобной области изучается процесс обратного электророждения π^- -мезонов /4/.

При анализе этих процессов зачастую делается ряд упрощающих предположений: пренебрежение искажением, ферми-движением, нуклон-нуклонными корреляциями. Вопрос о точности перечисленных приближений исследован мало, что создает ряд трудностей при интерпретации экспериментальных данных. Цель данной работы — на примере процесса фоторождения пионов, основываясь только на импульсном приближении, связать сечение процессов на ядре и на свободном нуклоне и оценить вклад эффектов искажения пиона и нуклон-нуклонных корреляций. Для оценки вклада последней поправки используем реалистические оболочечные функции.

В рамках метода искаженных волн (DWIA) инклюзивные дифференциальные сечения процесса фоторождения пионом на ядрах, определяются следующей величиной:

$$M(q, k\lambda) = \sum_n | \langle n | \sum_{j=1}^A \varphi_q^{(-)*}(\mathbf{r}_j) f_j(q, k\lambda) e^{ikr_j} | 0 \rangle |^2, \quad (1)$$

где q и k — соответственно импульсы пиона и фотона; $\lambda = \pm 1$ — циркулярная поляризация фотона; f_j — амплитуда процесса на свободном нуклоне; $\varphi_q^{(-)}(\mathbf{r})$ — искаженная волновая функция пиона. Сумма идет по всем ядерным состояниям. Предположим, что f_j слабо зависит от энергии возбуждения ядра E_n^* . В этом случае можно сделать замену $E_n^* \rightarrow E_0$. Тогда, используя условие полноты ядерных состояний, получаем:

$$M(q, k\lambda) = \langle 0 | \sum_{j=1}^A |\varphi_q^{(-)}(\mathbf{r}_j)|^2 f_j^+ f_j | 0 \rangle + \langle 0 | \sum_{i \neq j} \varphi_q^{(-)*}(\mathbf{r}_i) \varphi_q^{(-)}(\mathbf{r}_j) f_i^+ f_j e^{ik(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)} | 0 \rangle. \quad (2)$$

Учитывая, что рассматриваемые в дальнейшем энергии фотона достаточно большие, $E_\gamma \sim 300 - 400$ МэВ ($T_\pi = 200 - 300$ МэВ), волновую функцию пиона аппроксимируем функцией, полученной в эйкональном приближении /5/

* Объединенный институт ядерных исследований, г. Дубна.

$$\varphi_q^{(-)}(r) = \eta e^{iqr}, \quad (3)$$

где η — фактор искажения, связанный с глубиной оптического потенциала и скоростью пиона. Более детальную информацию о методах вычисления фактора искажения можно найти в работе /6/. Подставляя (3) в (2) в случае фоторождения заряженных π -мезонов, получаем

$$(d\sigma/d\Omega)_{\pi\gamma}^A = (d\sigma/d\Omega)_{\pi\gamma}^N \eta^2 Z(1 + \delta),$$

где Z — заряд ядра. Поправка δ характеризует влияние нуклон-нуклонных корреляций на инклюзивное дифференциальное сечение. Ее величина определяется вторым слагаемым в выражении (2)

$$\delta = \langle 0 | \sum_{i \neq j} e^{iQ(r_i - r_j)} f_i^+ f_j | 0 \rangle / Z |f|^2 \equiv \Delta / Z |f|^2,$$

где $Q = k - q$ — переданный ядру импульс.

Учитывая спин-изоспиновую структуру элементарной амплитуды $f_j = [a + b\vec{\sigma}_j] \tau_j^{(-)}$, выражение для величины Δ можно привести к виду

$$\Delta = \langle 0 | \sum_{i \neq j} e^{iQ(r_i - r_j)} [|a|^2 + (b\vec{\sigma}_i)^+ (b\vec{\sigma}_j)] (1/4) (\tau_i \tau_j - \tau_i^{(3)} \tau_j^{(3)}) | 0 \rangle.$$

Вводя корреляционную функцию $F(r, r')$, после простых преобразований выражение для Δ можно переписать в виде $\Delta = \int e^{iQ(r - r')} F(r, r') dr dr'$, где

$$F(r, r') = \langle 0 | \sum_{i \neq j} \delta(r - r_i) \delta(r' - r_j) [|a|^2 + (b\vec{\sigma}_i)^+ (b\vec{\sigma}_j)] (1/4) (\tau_i \tau_j - \tau_i^{(3)} \tau_j^{(3)}) | 0 \rangle.$$

В выражение для Δ входит сумма двухчастичных операторов, действующих на i -й и j -й нуклоны, поэтому удобно выделить из полной волновой функции соответствующие компоненты, используя стандартное генеалогическое разложение. Тогда для Δ имеем:

$$\Delta = \int e^{iQ(r - r')} (G(L'S'T' \dots) \langle L_0 S_0 T_0 | \delta(r - r_i) \delta(r' - r_j) [|a|^2 + (b\vec{\sigma}_i)^+ (b\vec{\sigma}_j)] (1/4) (\tau_i \tau_j - \tau_i^{(3)} \tau_j^{(3)}) | \tilde{L}_0 \tilde{S}_0 \tilde{T}_0 \rangle) dr dr',$$

где $(G \dots)$ — выражение, включающее генеалогические коэффициенты и геометрические множители, а $\langle L_0 S_0 T_0 |$ и $| \tilde{L}_0 \tilde{S}_0 \tilde{T}_0 \rangle$ — полностью антисимметричные двухчастичные функции.

Для описания процесса на свободном нуклоне использованы феноменологические амплитуды из работы /7/.

На рис. 1 приводится рассчитанная величина поправки как функции $\cos \theta_{\pi\gamma}$, где $\theta_{\pi\gamma}$ — угол между направлением движения пиона и гамма-кванта. За исключением малых углов величина поправки не превышает 10%. Это связано с тем, что выражение для δ входит множитель $e^{iQ(r_i - r_j)}$, который, сильно осциллируя при больших Q , уменьшает величину δ . В области малых углов осцилляции становятся слабее и в области $\theta \sim 0$ величина δ становится сравнимой с главным членом. Поправка вычислялась при кинетической энергии пиона 250 и 320 МэВ. С ростом энергии пиона величина поправки уменьшается, что согласуется с тем фактом, что при увеличении энергии фоторождение на связанном нуклоне все более походит на процесс на свободном нуклоне. Вычислив δ , сечение реакции ($e, e'\pi$) получаем, связав его через кинематический множитель с сечением реакции (γ, π), подобно /8/. Аналогично можно получить сечение реакции (π, e^+e^-), поменяв местами соответствующие адронную и лептонную части.

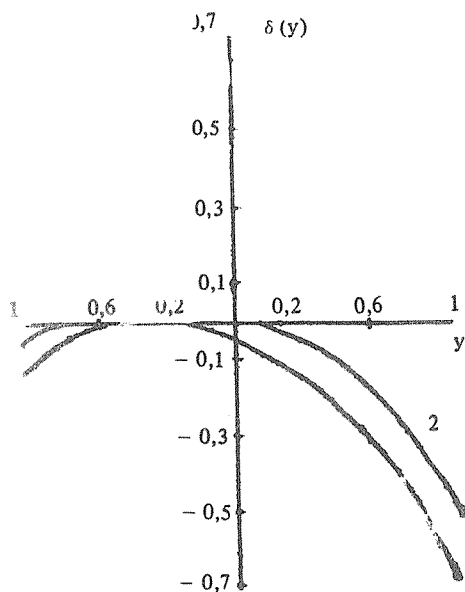


Рис. 1. Результаты вычисления корреляционной поправки как функции $y = \cos \theta_{\pi\gamma}$ для $T_{\pi} = 250$ (1) и 320 МэВ (2).

Величина поправки зависит также от выбора средней энергии возбуждения. В области достаточно высоких энергий, где $T_{\pi} > E_n^*$ замена $E_n^* \rightarrow E_0$ представляется оправданной. Процесс рождения e^+e^- -пары пионом на ядре ${}^7\text{Li}$ изучался в работе /9/, однако там выделялось конечное состояние ядра. Полученные результаты находятся в качественном согласии с результатами работы /10/, где в рамках аналогичного формализма вычислялась полная скорость μ -захвата.

Авторы благодарны Р.А. Эрамжяну за плодотворные обсуждения и Д.Д. Кознову за помощь в вычислениях.

ЛИТЕРАТУРА

1. Maquire W., Werntz C. Nucl. Phys., A205, 211 (1973).
2. Балашов В. В., Коренман Г. Я., Эрамжян Р. А. Поглощение мезонов атомными ядрами. М., Атомиздат, 1978.
3. Shoda K. et al. Nucl. Phys., A350, 377 (1980).
4. Алексеев Г. Д. и др. ЯФ, 36, 322 (1982).
5. Гольдбергер М., Ватсон И. Теория столкновений. М. Мир, 1967.
6. Harrington D. R. Phys. Rev., 184, 1745 (1969).
7. Blomqvist I., Laget J. M. Nucl. Phys., A280, 405 (1977).
8. Tiator L., Weight L. E. Nucl. Phys., A379, 407 (1982).
9. Алексеев Г. Д. и др. Препринт ОИЯИ Р1-86-300, Дубна, 1986.
10. Primakoff H. et al. Phys. Rev., B186, 133 (1964).

Институт ядерных исследований АН СССР

Поступила в редакцию 2 ноября 1988 г.