

ЭФФЕКТЫ НУКЛОН-НУКЛОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В НЕУПРУГОМ
РАССЕЯНИИ ПИОНОВ НА ЯДРАХ

Г. М. Ваградов, А. А. Гой, Р. Р. Силбар *

УДК 539.172.5

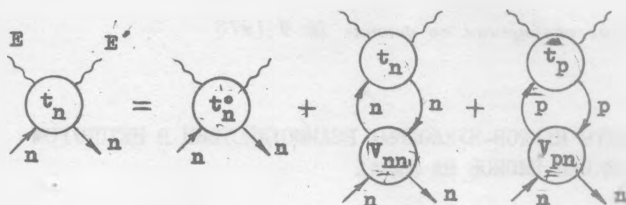
Неупругое рассеяние пионов на ядрах рассматривается в теории ферми-жидкости. Проводится оценка отношения сечений возбуждения частично-дырочного уровня ядерной материи π^- - и π^+ -мезонами при энергии пионов вблизи Δ -резонанса.

1. Исследование неупругого рассеяния пионов на ядрах /1/ может дать новую информацию о коррелятивных нуклон-нуклонных взаимодействиях. Уже предварительные эксперименты /2,3/ показали, что эти взаимодействия существенно изменяют соотношения, получаемые в простых моделях.

В настоящей работе неупругие процессы в πA -рассеянии рассматриваются на основе полевой теории многих тел. Здесь наиболее интересной является область энергий пионов вблизи Δ -резонанса, когда отношения сечений с π^- - и π^+ -мезонами приобретает наиболее простой вид. При этом для малых переданных энергий и импульсов описание коррелятивных эффектов можно проводить методами теории ферми-жидкости Ландау-Митдала /4/. Наиболее наглядно роль этих эффектов проявляется в задаче о возбуждении пионами низкоэнергетических состояний ядерной материи

2. Мы будем рассматривать неупругое рассеяние $A(\pi, \pi^*)A^*$ с переходом ядра в определенное возбужденное состояние в обычном приближении искаженных волн для пиона. Для амплитуды такого процесса с возбуждением протонного ($i = p$) или нейтронного ($i = n$) частично-дырочного уровня можно записать уравнением (см. рис. 1)

*) Лос-Аламосская научная лаборатория, США.



Р и с. 1. Уравнение для амплитуды неупругого рассеяния пиона с возбуждением нейтронного частично-дырочного состояния

$$\begin{aligned}
 t_1(\vec{x}, \vec{y}, \vec{x}', \vec{y}', \varepsilon, \omega, E) &= t_1^0(\vec{x}, \vec{y}, \vec{x}', \vec{y}', \varepsilon, \omega, E) + \\
 &+ \sum_{j=n,p} \int \frac{d\varepsilon'}{2\pi i} \int d\vec{x}_1 \dots d\vec{x}_4 V_{1j}(\vec{x}_1, \vec{x}, \vec{x}_3, \vec{x}', \varepsilon' + \omega, \varepsilon, \omega) \times \\
 &\times G_j(\vec{x}_3, \vec{x}_2, \varepsilon') G_j(\vec{x}_4, \vec{x}_1, \varepsilon' + \omega) t_j(\vec{x}_2, \vec{y}, \vec{x}_4, \vec{y}', \varepsilon', \omega, E), \quad (I)
 \end{aligned}$$

где амплитуда t_1^0 и блок V_{1j} не содержат двух частей, соединенных только линиями частицы и дырки, G_j - одночастичная функция Грина нуклона в ядре, E - энергия падающего пиона, ε - энергия нуклона в ядре, $\omega = E - E'$ - переданная ядру энергия (мы опускаем спиновые индексы нуклонов). Заметим, что t_1^0 , вообще говоря, не совпадает с амплитудой свободного πN -рассеяния, так как по определению она содержит эффекты трехчастичных корреляций нуклонов. Сечения процессов выражаются через матричные элементы амплитуды t_1 по волновым функциям движения пионов $\varphi_{\vec{x}}^{\pm}(\vec{y})$ и нуклонов в ядре $\psi_{\lambda}(\vec{x})$. Тем самым учитываются эффекты многократного рассеяния пиона в среде. Мы не рассматриваем только многоступенчатых процессов возбуждения ядра пионами.

Для слабых возбуждений ядра и малых переданных импульсов можно с помощью известной процедуры перенормировки /4/ перейти от (I) к обычному уравнению теории ферми-жидкости, представляя произведение GG в виде суммы полюсной части A и плавной функции B .

В результате для неупругих процессов без перезарядки пиона уравнение (I) можно записать как систему уравнений для амплитуд возбуждения нейтронного (t_n) и протонного (t_p) уронеи:

$$t_1 = T_1^0 + \sum_j t_j \Delta \Gamma_{1j}^\omega, \quad (2)$$

где T_1^0 и Γ_{1j}^ω - перенормированные амплитуды и эффективные взаимодействия. Для их определения необходимо использовать дополнительные соображения, выходящие за рамки теории ферми-жидкости.

В. Все изложенное выше является общим и, в принципе, применимо к исследованию неупругих процессов $\Delta(\pi, \pi^*)\Delta^*$ на конкретных ядрах. Мы же в настоящей работе для выяснения роли коррелятивных эффектов исследуем задачу о возбуждении пионами частично-дырочных состояний ядерной материи. В импульсном представлении уравнение (I) примет вид

$$t_1(p, q, k) = t_1^0(p, q, k) + \sum_j \int \frac{d^4 p'}{(2\pi)^4} t_j(p', q, k) G_j(p') G_j(p' + q) \times \\ \times V_{1j}(p', p, q), \quad (3)$$

$$p = (\vec{p}, \epsilon), \quad k = (\vec{k}, E), \quad q = (\vec{q}, \omega).$$

Рассмотрим это уравнение для $p \approx p_F$, $q \ll p_F$ и выполним описанную выше процедуру перенормировки. Полагая при этом приближенно $t_j(p', q, k) \approx t_j(p, q, k)$, получаем систему алгебраических уравнений (2) для амплитуд t_1 . Полусная часть Δ в предположении симметрии между протонами и нейтронами совпадает с точностью до множителя a^2 с обычным поляризационным оператором в нулевом порядке

$$\Delta = a^2 \int \frac{d^4 p'}{(2\pi)^4} G_0(p') G_0(p' + q) = a^2 \frac{m p_F}{\mu^2} P_0(q), \quad (4)$$

где m - масса нуклона, a - вычет функции Грина в квазичастичном полюсе, a величина $P_0(q)$ безразмерна.

Перенормированные амплитуды T_1^0 в наших приближениях оказываются равными

$$T_1^0 = c t_1^0 + c c' t_j^0, \quad j \neq 1, \quad (5)$$

где коэффициенты c и c' определяются интегральными соотношениями, которые в символической записи имеют вид

$$c = 1 + V\Gamma_{11}^{\omega}, \quad cc' = V\Gamma_{1j}^{\omega}, \quad i \neq j. \quad (6)$$

Здесь эффективные взаимодействия Γ_{1j}^{ω} удовлетворяют системе интегральных уравнений

$$\Gamma_{1j}^{\omega} = v_{1j} + \sum_k v_{1k} V\Gamma_{kj}^{\omega} \quad (7)$$

и вместе с c и c' должны считаться в рамках теории ферми-жидкости феноменологическими константами на поверхности Ферми.

Вводя теперь безразмерные величины

$$\Phi_{1j} = a^2 \frac{m p_F}{\pi^2} \Gamma_{1j}^{\omega}, \quad (8)$$

которые обычным образом параметризуются на поверхности Ферми (см. /4/, стр. 182), и используя (2), (4) и (5), мы получаем для отношения амплитуд возбуждения, скажем, нейтронного частично-дырочного состояния π^- и π^+ -мезонами выражение

$$\frac{t_{n-}}{t_{n+}} = \frac{r + c' + [(1 + rc')\Phi_{ex} - (r + c')\Phi] \Pi_0(q)}{1 + rc' + [(r + c')\Phi_{ex} - (1 + rc')\Phi] \Pi_0(q)}, \quad (9)$$

где $\Phi = \Phi_{nn} = \Phi_{pp}$, $\Phi_{ex} = \Phi_{np} = \Phi_{pn}$ и $r = t_{n-}^0/t_{n+}^0$. Заметим, что когда Φ_{ex} и c' равны нулю, (9) сводится к обычному отношению в импульсном приближении.

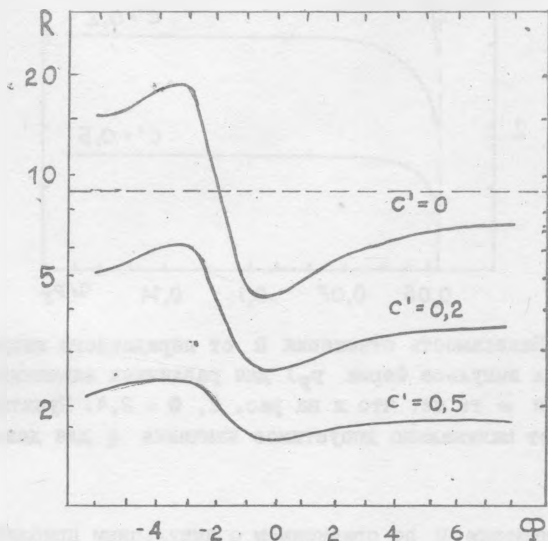
4. Рассмотрим в нашей модели отношение сечений

$$R = |t_{n-}/t_{n+}|^2 \quad (10)$$

для возбуждения одного и того же нейтронного частично-дырочного уровня π^- и π^+ -мезонами в бесконечной ядерной материи. Для энергий пионов вблизи Δ -резонанса $r = 3$. Величина $\Pi_0(q, \omega)$ легко вычисляется и при малых переданных импульсах q и энергиях ω зависит только от ω/q (см. /5/, стр. 158). Матричные элементы Φ_{1j} , просуммированные соответствующим образом по спинам, выражаются через обычные константы ферми-жидкости /4/

$$\Phi = \begin{cases} 2(f + f') \\ 2(g + g') \end{cases} \quad \Phi_{ex} = \begin{cases} 2(f - f') \\ 2(g - g') \end{cases}, \quad (II)$$

где первая строка относится к возбуждению частично-дырочных состояний с полным спином $S = 0$, а вторая - к возбуждению состояний с $S = 1$. Типичные значения констант следующие /6/: $f = 0,5$, $f' = 0,7$, $g = g' = 0,5$, однако приводятся и другие их значения /7/. С помощью тождеств Уорда можно показать, что c' должно быть действительным, положительным и меньшим 1.



Р и с. 2. Зависимость отношения R от Φ для различных значений c' . Кривые рассчитаны при $\Phi_{ex} = -0,4$, $q = 0,1$ $p_F \approx 25$ МэВ/с и $\omega = 0,05$ $p_F^2/m \approx 3,3$ МэВ. Наиболее вероятное значение Φ около 2,4. Пунктирная линия соответствует импульсному приближению

На рис. 2 показана зависимость отношения R от Φ и c' при фиксированных значениях q , ω и Φ_{ex} . Для значений Φ и Φ_{ex} , приведенных в /6/, наиболее значительное уменьшение R по сравне-

Полученные нами в простой модели оценки указывают на сильную зависимость отношения R от констант эффективного взаимодействия. Мы ожидаем, что роль рассмотренных эффектов сохранится и в случае реальных ядер.

Институт ядерных исследований
АН СССР.

Поступила в редакцию
4 июля 1978 г.

Л и т е р а т у р а

1. F. Lenz, 7th International Conference of High Energy Physics and Nuclear Structure. Birkhäuser Verlag, Basel, s. 175, 1978.
2. L. W. Swenson et al, Phys. Rev. Lett., 40, 10 (1978).
3. S. Iverson et al, Phys. Rev. Lett., 40, 17 (1978).
4. А. Б. Мигдал, Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. "Наука", М., 1965 г.
5. A. L. Fetter, J. D. Walecka, Quantum theory of manyparticle systems. McGraw Hill, N.Y., 1971.
6. А. Б. Мигдал, Метод квазичастиц в теории ядра. "Наука", М., 1967 г.
7. J. Speth, E. Werner, W. Wild, Phys. Rep., 33, 127 (1977).
8. M. M. Sternheim, R. R. Silbar, Phys. Rev. Lett., 34, 824 (1975).