17

ИНСТИТУТ
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН СССР

ИЯФ 65 - 72

В.Ф.Дмитриев

МЯГКИЕ И ЖЕСТКИЕ ПИОНЫ В РЕАКЦИИ

$\pi^- + A \longrightarrow A' + N$

Новосибирск

1972

В.Ф.Дмитриев

МЯГКИЕ И ЖЕСТКИЕ ПИОНЫ В РЕАКЦИИ $\pi^- + A \longrightarrow A' + N$

АННОТАЦИЯ

На основе метода Фубини-Фурлана рассматривается реакция $\pi^- + A \longrightarrow A' + N$. Показано, что несмотря на вылет только одного нуклона процесс имеет двухчастичный характер. Вклад мягкой амплитуды много меньше вклада двухчастичного канала, содержащего один пион в промежуточном состоянии.

1. В в е д е н и е

Процесс захвата пионов с вылетом одного нуклона представляет интерес с нескольких точек зрения. Во-первых, из этого процесса можно извлекать спектроскопическую информацию о возбужденных состояниях ядра A'. Особенно интересным в этом смысле является реакция (π^-, p). Во-вторых, вылетевший нуклон имеет импульс порядка $\sqrt{2m\mu} \sim 500\ \frac{MeV}{c}$, что соответствует расстояниям $\sim 0{,}4\ fm$. Это обстоятельство позволяет надеяться, что из этой реакции можно получить сведения о корреляциях нуклонов на малых расстояниях в ядре.

Отрицательный мезон захватывается в основном с орбиты мезоатома и имеет малый импульс. Естественно поэтому попытаться выяснить, нельзя ли считать этот пион мягким? Такой вопрос имеет смысл потому, что взаимодействие мягкого пиона с нуклонами универсально, так же, как универсально взаимодействие мягких фотонов с заряженными частицами. Для выяснения этого, мы находим, пользуясь методом Фубини-Фурлана /1/, мягкую амплитуду и поправки к ней, возникающие при переходе к реальным жестким пионам. В случае π ядерного рассеяния эти поправки сводятся, в основном, к искажению пионной волновой функции за счет перерассеяния на ядре /2/. В нашем же случае поправки сводятся не только к перерассеянию и оказываются настолько существенными, что их вклад превышает вклад мягкой амплитуды.

Тот факт, что мягкая амплитуда не описывает реакцию $p + p \longrightarrow \pi^+ + d$ даже вблизи порога, был отмечен ранее в работе /3/.

Причина подавления вклада мягкой амплитуды – по-существу кинематическая. Мягкая амплитуда является одночастичной, а один нуклон в ядре не может поглотить π мезон, так как имеет слишком маленькую энергию связи по сравнению с массой пиона. Поэтому одночастичный процесс поглощения идет только на хвосте импульсного распределения нуклонов в ядре. По этой причине основную роль в нашем процессе играют двухчастичные механизмы.

В части II мы вычисляем мягкую амплитуду и поправки к ней от ядерных промежуточных состояний. В части III даётся оценка вклада промежуточных состояний, содержащих мезоны.

II. Мягкая амплитуда

Полную амплитуду процесса $\pi^- + A \longrightarrow A' + N$ можно представить в следующем общем виде (см.Приложение):

$$T = T_0 + i\int d^4x\, e^{i(p-q)x} q_0 \sum_I \frac{\bar{u}_p \langle A'|j(x)|I\rangle\langle I|j_\pi^-(x_0)|A\rangle}{(q_0+E_I-E_A+i\delta)(E_I-E_A)} -$$

$$- \frac{\langle A'|j_\pi^-(x_0)|I\rangle\, \bar{u}_p\langle I|j(x)|A\rangle}{(q_0+E_{A'}-E_I+i\delta)(E_{A'}-E_I)} \qquad (1)$$

где

$$T_0 = i\int d^4x\, e^{i(p-q)x} \mu^2 \sum_I \frac{\bar{u}_p \langle A'|j(x)|I\rangle\langle I|\varphi_\pi^-(x_0)|A\rangle}{E_A - E_I} -$$

$$- \frac{\langle A'|\varphi_\pi^-(x_0)|I\rangle\, \bar{u}_p\langle I|j(x)|A\rangle}{E_I - E_{A'}} \qquad (2)$$

Здесь p - четырехимпульс нуклона, $q = (q_0, 0)$ - четырехимпульс пиона, q_0 намеренно взято не равным μ - массе пиона, $\varphi_\pi^-(x)$ - пионное поле, $j_\pi^-(x)$ и $j(x)$ - операторы источников пионного и нуклонного полей

$$(\mu^2 + \Box)\varphi_\pi^-(x) = j_\pi^-(x) \qquad (3)$$

$$(i\gamma_\mu \partial_\mu + m)\Psi(x) = j(x)$$

и

$$B(x_0) = \int d^3x\, B(x)$$

где $B(x)$ - произвольный оператор, зависящий от координат и времени.

Легко видеть, что T_0 фактически есть мягкая амплитуда, взятая в точке $q_0 \neq 0$, а сумма по промежуточным состояниям в (1) даёт поправки к этой амплитуде, которые исчезают при $q_0 = 0$.

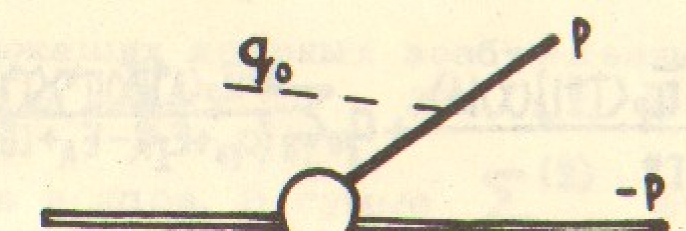
Пользуясь соотношением Гелл-Манна-Леви /4/,

$$\frac{\partial}{\partial x} Q^-(x_0) = f_\pi \mu^2 \varphi_\pi^-(x)$$

где $Q^-(x_0)$ - оператор аксиального заряда, получаем из (2)

$$T_0 = \frac{1}{f_\pi}\int d^4x\, e^{i(p-q)x}\, \bar{u}_p \langle A'|[j(x), Q^-(x_0)]|A\rangle \qquad (4)$$

Таким образом, чтобы вычислить амплитуду T_0 необходимо знать коммутатор $[Q^-(x_0), j(x)]$ или коммутатор $[Q^-(x_0), \Psi(x)]$ в силу (3). На самом деле мы можем обойтись без знания этого коммутатора заметив, что мягкая амплитуда даётся графиком, в котором пион испускается из внешней линии и вершина πNN - отвечает псевдовекторному взаимодействию.



Вычисляя его получаем, пренебрегая в пропагаторе массой пиона по сравнению с массой нуклона:

$$T_0 \approx -\int d^4x\, e^{i(p-q)x} \frac{g}{2m} \frac{\bar{u}_p \gamma_0 \gamma_5 u_p}{2m} \bar{u}_p \langle A'|j(x)|A\rangle \qquad (5)$$

Кроме мягкой амплитуды T_0 нужно учесть вклад в T от промежуточных состояний, отвечающим возбуждению промежуточного ядра. Эти состояния необходимо учитывать потому, что их энергия мала по сравнению с массой пиона, и поэтому при переходе от $q_0 = 0$ к $q_0 = \mu$ мы пересекаем много уровней, каждый из которых даёт вклад в амплитуду T. Пусть $|I^*\rangle$ – возбужденные состояния ядра A или A'. Их вклад в T даётся следующим выражением:

$$\Delta T^{(1)} = i\int d^4x\, e^{i(p-q)x} q_0 \sum_{I} \frac{\bar{u}_p \langle A'|j_A(x)|I^*\rangle\langle I^*|j_\pi^-(x_0)|A\rangle}{(q_0+E_{I^*}-E_A+i\delta)(E_{I^*}-E_A)} -$$

$$- \frac{\langle A'|j_\pi^-(x_0)|I^*\rangle \bar{u}_p \langle I^*|j_A(x)|A\rangle}{(q_0+E_{A'}-E_{I^*}+i\delta)(E_{A'}-E_{I^*})} \qquad (6)$$

Разобьем эту сумму на два слагаемых. В первое отнесем те состояния, для которых $|E_{A'} - E_{I^*}| \ll q_0$ или $|E_{I^*} - E_A| \ll q_0$, а во второе – состояния, для которых $|E_{A'} - E_{I^*}| \sim q_0$ и $|E_{I^*} - E_A| \sim q_0$. Получаем

$$\Delta T^{(1)} = i\int d^4x\, e^{i(p-q)x} \Big\{ \sum_{I^*}^{(1)} \frac{\bar{u}_p \langle A'|j_A(x)|I^*\rangle\langle I^*|j_\pi^-(x_0)|A\rangle}{E_{I^*}-E_A} -$$

$$- \frac{\langle A'|j_\pi^-(x_0)|I^*\rangle \bar{u}_p \langle I^*|j_A(x)|A\rangle}{E_{A'}-E_{I^*}} + q_0 \sum_{I^*}^{(2)} \frac{\bar{u}_p \langle A'|j_A(x)|I^*\rangle\langle I^*|j_\pi^-(x_0)|A\rangle}{(q_0+E_{I^*}-E_A+i\delta)(E_{I^*}-E_A)} -$$

$$- \frac{\langle A'|j_\pi^-(x_0)|I^*\rangle \bar{u}_p \langle I^*|j_A(x)|A\rangle}{(q_0+E_{A'}-E_{I^*}+i\delta)(E_{A'}-E_{I^*})} \qquad (7)$$

В первой сумме выразим $j_\pi^-(x_0)$ через $Q^-(x_0)$. Воспользовавшись далее приближенной полнотой системы промежуточных состояний получаем:

$$\Delta T_1^{(1)} \approx -\frac{1}{f_\pi} \int d^4x\, e^{i(p-q)x} \bar{u}_p \langle A'|[\tilde{j}(x), \tilde{Q}^-(x_0)]|A\rangle \qquad (8)$$

Волна над оператором означает, что оператор взят в нерелятивистском приближении, т.к. только для нерелятивистском приближении, т.к. только для нерелятивистских операторов система ядерных промежуточных состояний является полной. В этом приближении

$$\tilde{Q}^-(x_0) = -g_A \int d^3r\, \psi^+(x) \frac{\vec{\sigma}\vec{p}\,\tau^-}{m\sqrt{2}} \psi(x) \qquad (9)$$

$$\bar{u}_p \tilde{j}(x) = -(2m)^{1/2} [\psi(x), U]$$

где U – двухчастичное межнуклонное взаимодействие, $\psi^+(x)$ – нерелятивистский оператор рождения частицы в точке x. Амплитуда T_0 в нерелятивистском приближении имеет вид:

$$T_0 = -\int d^4x\, e^{i(p-q)x} f \frac{\sigma p \tau^-}{m} \langle A'|\psi(x)|A\rangle \qquad (10)$$

где f – псевдовекторная константа $f = \frac{g\mu}{2m}$

Сравнивая T_0 и $\Delta T_1^{(1)}$ мы видим, что поправка $\Delta T_1^{(1)}$ за счет низколежащих ядерных возбужденных состояний имеет величину порядка $\frac{U}{\mu} \approx$ 30%, т.к. U – порядка глубины ямы для нуклонов в ядре. В сумме $\sum^{(2)}$ очевидно, что наибольший вклад будет идти от таких состояний $|I^*\rangle$, в которых имеется один свободный нуклон, т.е. $|I^*\rangle = |NA^*\rangle$, A^* – возбужденные состояния ядра A. В этом случае поправка от $\sum^{(2)}$ будет соответствовать перерассеянию нуклона, что приводит к искажению его волны. Складывая все эти поправки легко показать, что полученная амплитуда соответствует импульсному приближению с искаженными волнами и оператор перехода имеет вид:

$$M = \frac{T}{(2\mu)^{1/2}} \approx \frac{f}{\mu^{1/2}} \int d^3r\, \psi^+(x) \frac{\sigma p}{m} \frac{\tau^-}{\sqrt{2}} \psi(x) \qquad (11)$$

Такой же результат был получен в работе /5/, где авторы использовали для получения физической амплитуды дисперсионные соотношения по массе пиона.

Если используя эту амплитуду мы попытаемся вычислить сечение какого-либо процесса, то результат будет весьма плачевным. Полученные величины будут гораздо меньше, чем это следует из эксперимента или из расчётов по феноменологическим моделям. Сечение реакции $p+p \to \pi^+ + d$, вычисленные исходя из (11) будет в 4-5 раз меньше экспериментального значения /3,6/, а вероятности реакций $\pi^- + He^3 \to d + n$ и $\pi^- + He^4 \to t + n$ будут соответственно в 10 и в 50 раз меньше тех, которые получаются из расчетов по феноменологической модели двухчастичного поглощения /7/.

Однако в этом нет ничего удивительного, так как оператор (11) соответствует одночастичному механизму реакции. Этот механизм требует существования в ядре нуклонов с импульсом $p \sim \sqrt{2\mu m} \sim 510 \frac{Mev}{c}$. Этот импульс существенно больше среднего импульса нуклонов в ядре, поэтому одночастичный механизм поглощения или рождения пионов сильно подавлен.

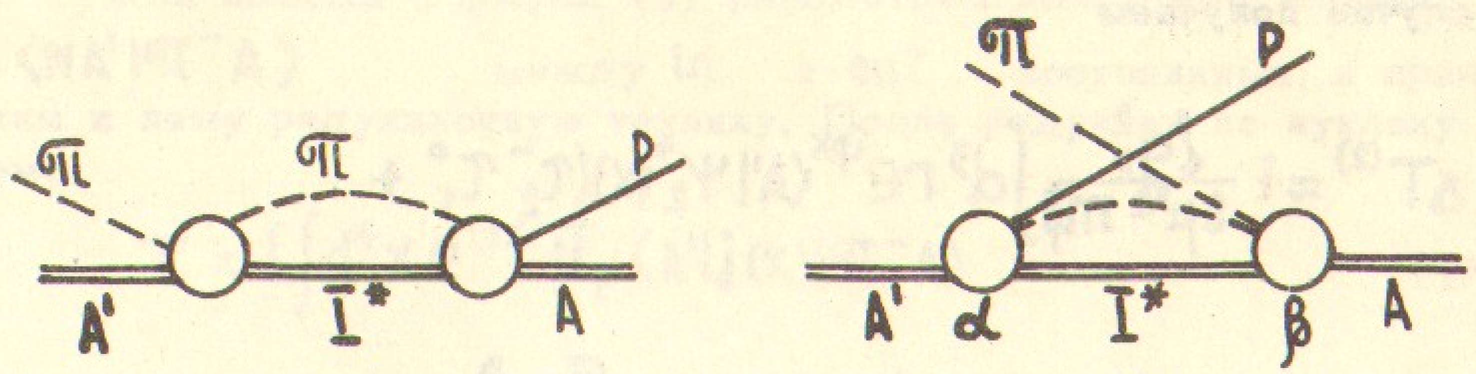
Ш. Оценка вклада высших состояний

Оценим теперь вклад в сумму в (1) промежуточных состояний содержащих мезоны. Очевидно, что после этого механизм реакции изменится, в акте рождения или поглощения будут участвовать более одного нуклона.

Вклад этих состояний обозначим через

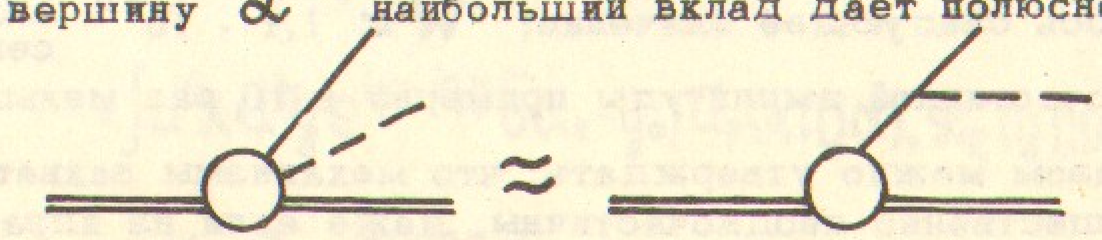
$$\Delta T^{(2)} = i\int d^4x e^{i(p-q)x} q_0 \sum_{\pi I^*} \frac{\bar{U}_p \langle A'|j(x)|\pi I^*\rangle\langle\pi I^*|j_\pi(x_0)|A\rangle}{(q_0+E_{I^*}-E_A)(E_\pi+E_{I^*}-E_A)} - \\ - \frac{\langle A'|j_\pi(x_0)|\pi I^*\rangle \bar{U}_p \langle\pi I^*|j(x)|A\rangle}{(q_0+E_{A'}-E_\pi-E_{I^*})(E_{A'}-E_\pi-E_{I^*})} \qquad (12)$$

Графически вклад каждого слагаемого можно изобразить так:

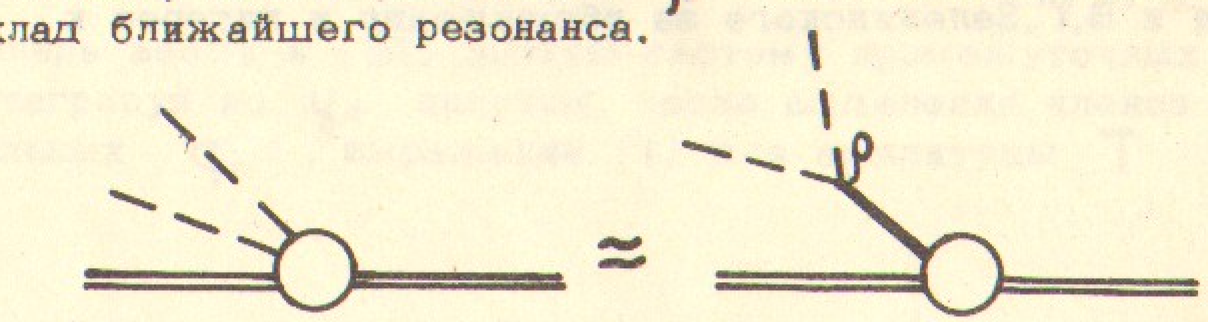


а) б)

В слагаемое, отвечающее графику а) наибольший вклад дают импульсы промежуточного пиона, близкие к нулю. Этот вклад отвечает просто перерассеянию пиона перед поглощением и приводит к искажению пионной волны. Вклад слагаемого, отвечающего графику б) рассмотрим отдельно. Для вычисления этого графика необходимо иметь модели для вершин α и β. Очевидно, что в вершину α наибольший вклад дает полюсной график



Графики, в которых пион взаимодействует с другими нуклонами пропорциональны Фурье-компоненте волновой функции вылетевшего нуклона в ядре с большим импульсом $p \sim \sqrt{2m\mu}$ и поэтому малы. В вершине β для оценки оставим только вклад ближайшего резонанса.



Характерные импульсы, по которым идет интегрирование в графике.

б) $q \lesssim p_F$. Этот импульс меньше характерных импульсов в вершинах α и β (в α $p \sim m$, в β $p \sim m_\rho$).

поэтому вершины являются в этой области плавными функциями q и для грубой оценки их можно вообще считать константами. В этом случае получаем

$$\Delta T^{(2)} \approx i \frac{f g_\rho^2}{8\mu^{3/2} m_\rho^3} \int d^3 r\, e^{ipx} \langle A'| \Psi_2^+(x) (\tau_2^- \tau_1^0 +$$

$$+ \tau_2^0 \tau_1^-) \Psi_2(x) \frac{\sigma_1 p}{m} \Psi_1(x) |A\rangle \qquad (13)$$

Конкретные вычисления проводились с этой амплитудой для реакции $\pi^- + He^3 \longrightarrow d + n$. Волновая функция He^3 бралась в виде $\Psi(x_1, x_2, x_3) = N_3 e^{-\frac{\lambda}{2}\sum_{i<j}(x_i - x_j)^2}$, $\lambda = \frac{1}{3R^2}$, $R = 1.5\, fm$.
Для дейтона бралась волновая функция Хюльтена. Для вероятности захвата получилось следующее значение: $W \approx 1{,}1 \cdot 10^{15} \frac{1}{\text{сек}}$.

Вклад одночастичной амплитуды примерно в 10 раз меньше.

Таким образом можно утверждать, что механизмы захвата пиона ядром существенно неодночастичны, даже если из ядра вылетает только один нуклон. Это значит, что нет универсального взаимодействия пиона с ядром, т.е. нет единого механизма для реакций с различным числом частиц в конечном состоянии, как это было бы для мягких пионов.

В заключение я хотел бы поблагодарить С.Т.Беляева, А.И.Вайнштейна и В.Г.Зелевинского за обсуждения и интерес к этой работе.

Приложение А.

Для вывода формулы (1) рассмотрим матричный элемент $\langle NA' | \pi^- A \rangle$ между in и out состояниями, и применим к нему редукционную технику. После редукции по нуклону имеем:

$$T = i \int d^4x\, e^{ipx}\, \bar{u}_p \langle A' | j(x) | \pi^- A \rangle \qquad (1A)$$

Сделаем теперь редукцию по пиону. Получим:

$$T = \int d^4x\, d^4y\, e^{ipx - iqy}\, \bar{u}_p (\mu^2 + \Box) \langle A' | T(j(x), \varphi_\pi^-(y)) | A \rangle \qquad (2A)$$

Внесем теперь оператор Клейна-Гордона под T-произведение

$$T = i q_0 \int d^4x\, d^4y\, e^{ipx - iqy}\, \delta(x_0 - y_0)\, \bar{u}_p \langle A' | [j(x), \varphi_\pi^-(y)] | A \rangle +$$

$$+ \int d^4x\, d^4y\, e^{ipx - iqy}\, \delta(x_0 - y_0)\, \bar{u}_p \langle A' | [j(x), \dot{\varphi}_\pi^-(y)] | A \rangle -$$

$$- \int d^4x\, d^4y\, e^{ipx - iqy}\, \bar{u}_p \langle A' | T(j(x), j_\pi^-(y)) | A \rangle \qquad (3A)$$

Ограничимся теориями, в которых осуществляется связь без производных и выполняется условие $PCAC$. Примером такой теории является σ-модель /4/. В этом случае $[j(x), \varphi_\pi^-(y)]\, \delta(x_0 - y_0) = 0$.

Теперь вводя в (3A) полную систему промежуточных состояний и интегрируя по y_0 получим, после выделения членов пропорциональных q_0 , выражение (1) для амплитуды T .

Литература

1. S.Fubini and G.Furlan, Ann.Phys. 48, 322 (1968).
2. M.Ericson, A.Figurean and A.Molinari, Nucl.Phys. B IO, 50I (1969).
3. M.E.Schillaci and R.R.Silbar, Phys.Rev. I85, I830 (1969).
4. M.Gell-Mann and M.Levy, Nuovo Cimento I6,705 (1960).
5. M.K.Banerjee, C.A.Levinson, M.D.Shuster and D.A.Zollman, Phys.Rev. C 3, 509 (197I).
6. C.M.Ir.Rose, Phys.Rev. I54, I305 (1967).
7. S.G.Eckstein, Phys.Rev. I29, 4I3 (1963).

Ответственный за выпуск В.Ф.Дмитриев
Подписано к печати 13.1Х.72г. МН 10498
Усл. 0,5 печ.л., тираж 200 экз. Бесплатно.
Заказ № 65 . ПРЕПРИНТ.

Отпечатано на ротапринте в ИЯФ СО АН СССР.