

## СМЕШИВАНИЕ ПАРТОННЫХ СОСТОЯНИЙ И РЕАЛЬНАЯ ЧАСТЬ АМПЛИТУДЫ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ АДРОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ ЯДРАМИ

Б.З.Копелиович, Л.И.Липидус

Перемешивание партонных конфигураций релятивистского адрона за время его прохождения через ядро рассматривается в двухканальной модели. Учет перемешивания конфигураций приводит к характерной отрицательной действительной части амплитуды адрон-ядерного рассеяния, которая может достигать десятков процентов от мнимой части амплитуды при энергиях в десятки ГэВ. Этот эффект интерпретируется также как проявление неупругого экранирования в ядрах.

Метод собственных состояний, введенный Померанчуком и Фейнбергом [ 1 ] для описания взаимодействия релятивистских адронов с ядрами, нашел в последние годы эффективное применение в рамках партонной модели [ 2 – 6 ]. В этом методе вводятся два полных ортонормированных набора состояний:  $|\alpha\rangle$  – собственные состояния свободного гамильтониана (физические состояния с одинаковыми квантовыми числами) и набор  $|k\rangle$  – собственные состояния гамильтониана взаимодействия (состояния с определенным числом медленных партонов). Эти два базиса связаны унитарной матрицей поворота  $\hat{C}$

$$|\alpha\rangle = \hat{C} |k\rangle \quad (1)$$

Поскольку оператор амплитуды рассеяния  $\hat{f}$  в базисе  $|k\rangle$  диагонален, то амплитуда дифракции равна

$$f_{\alpha\beta} = \sum_k C_k^\alpha (C_k^\beta)^* f_k \quad (2)$$

Здесь для краткости опущен интеграл перекрытия высокоимпульсных частей партонных состояний  $|\alpha\rangle$  и  $|\beta\rangle$ , что не повлияет на дальнейшие результаты.

Рассмотрение упругого рассеяния адронов на ядрах в рамках модели составляющих кварков в работе [ 2 ] было проведено в двухкомпонентном приближении, в котором особо выделено пассивное состояние без медленных партонов ( $k = 0, f_0 = 0$ ) и активное состояние, в которое входят все компоненты с числом медленных партонов  $k \geq 1$ . При этом оказывается, что различием между амплитудами  $f_k$  с разным числом  $k \neq 0$  можно пренебречь и положить  $f_k = f$  для  $k \geq 1$ . К такому выводу приводит анализ распределения партонов в составляющем кварке [ 6 ], показавший, что уже при достигнутых на ускорителях энергиях плотность партонов близка к насыщению. Это же следует из расче-

тов в квантовой хромодинамике интерсепта померона [7], который значительно превышает единицу. Анализ сечений взаимодействия адронов с ядрами показал [7], что амплитуда взаимодействия двух активных кварков близка к унитарному пределу.

В двухкомпонентном приближении парциальная амплитуда взаимодействия кварка с ядром в оптическом пределе имеет вид [2]

$$F_{qA}(\mathbf{b}) = iP_q [1 - \exp(-\text{Im} f T(\mathbf{b}))]. \quad (3)$$

Здесь  $\mathbf{b}$  – прицельный параметр,  $T(\mathbf{b}) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho(\mathbf{b}, l) dl$  – функция профиля ядра, а  $P_q = \sum_{k=1}^{\infty} |C_k^q|^2$  – вес активной компоненты кварка  $q$ .

Учтем теперь, что активное и пассивное состояния могут переходить друг в друга за время  $t \approx E/\mu^2$ , где  $\mu$  – характерная масса порядка 1 ГэВ. Рассмотрим для этого упрощенную задачу прохождения кварка через ядерное вещество постоянной плотности  $\rho$ . Уравнение, описывающее изменение волновой функции кварка, имеет вид

$$\frac{\partial \psi}{\partial l} = i \hat{Q} \psi. \quad (4)$$

Здесь  $\psi$  – многокомпонентная волновая функция кварка с компонентами  $\psi_k = |k\rangle$ ,  $l$  – продольная координата,  $\hat{Q}$  – оператор импульса. Упростим задачу, оставив только две компоненты с  $k=0$  и  $k=1$ . В этом случае проблема аналогична задаче об осцилляциях  $K^0$ -мезонов. Оператор импульса имеет вид

$$\hat{Q} = \begin{pmatrix} q + |C_1|^2 \Delta q & -C_0 C_1^* \Delta q \\ -C_0^* C_1 \Delta q & q + |C_0|^2 \Delta q - if \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Здесь  $\Delta q = \frac{m_\beta^2 - m_\alpha^2}{2E}$ ,  $\alpha$  и  $\beta$  – адронные состояния, сопряженные состояниям  $|0\rangle$  и  $|1\rangle$ . В партонной модели  $1/\Delta q = E/\mu^2$  имеет смысл длины формирования партонных состояний.

Решив уравнение (4) с оператором (5), получаем для парциальной амплитуды упругого рассеяния состояния  $\alpha$

$$-iF_\alpha(l) = 1 - \langle \psi_{out}(l) | \psi_{in}(l) \rangle, \quad (6)$$

где  $\psi_{out}(l)$  – решение уравнения (4), а  $\psi_{in}(l)$  – падающая волна, следующее выражение

$$-iF_\alpha(l) = 1 - \exp\left(-\frac{fl}{2} - i\Delta q \frac{l}{2}\right) \left[ \cos\left(\frac{\lambda l}{2}\right) - \frac{i\Delta q + (2P_\alpha - 1)f}{\lambda} \sin\left(\frac{\lambda l}{2}\right) \right]$$

Здесь обозначено

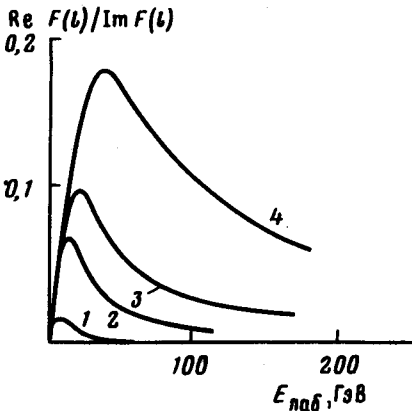
$$\lambda = [ (\Delta q)^2 - f^2 - 2if \Delta q (2P_\alpha - 1) ]^{1/2}. \quad (8)$$

При больших энергиях, когда смешиванием можно пренебречь, из (7) получаем известное выражение (3). При невысоких энергиях, в пределе  $\Delta q/f \gg 1$ , т.е., когда смешивание состояний  $|0\rangle$  и  $|1\rangle$  велико, выражение (7) можно разложить по параметру  $f/\Delta q$  и получить

$$\begin{aligned} \text{Im } F_\alpha(l) \approx & 1 - e^{-P_\alpha fl} - \frac{P_\alpha(1-P_\alpha)f^2}{(\Delta q)^2} e^{-P_\alpha fl} \times \\ & \times [1 - e^{(2P_\alpha - 1)fl} \cos(\Delta ql)]. \end{aligned} \quad (9)$$

Первые два слагаемых в правой части (9) соответствуют обычному приближению Глаубера – Ситенко в оптическом пределе. Третье слагаемое – поправка на неупругое экранирование, вычисленное в первом порядке по сечению неупругой дифракции. Эта поправка совпадает с формулой Карманова – Кондратюка [8] в двухканальном приближении, если предположить, что амплитуды рассеяния состояний  $|\alpha\rangle$  и  $|\beta\rangle$  равны, т.е. при  $P_\alpha = P_\beta = 0,5$ . В этом легко убедиться, если вспомнить [2], что сечение неупругой дифракции адрона  $|\alpha\rangle$  равно  $\sigma_{diff} = P_\alpha(1-P_\alpha)f^2$ .

Из выражения (7) следует, что амплитуда  $F_\alpha(l)$  имеет отличную от нуля реальную часть, явное выражение для которой из-за громоздкости мы здесь опускаем. Этот вклад в действительную часть амплитуды отличен от нуля даже если предположить, что амплитуда кварк-нуклонного рассеяния  $f$  чисто мнима и не рассматривать вклады в  $\text{Re } F_\alpha(l)$  от вторичных реджеонов и от роста с энергией полных сечений адрон-адронных взаимодействий.



Отношение  $\text{Re}F(l)/\text{Im}F(l)$  для разных значений  $l$ : 1 -  $l = 1f$ ; 2 -  $l = 3f$ ; 3 -  $l = 5f$ ; 4 -  $l = 10f$

На рисунке показана зависимость от энергий величины  $\epsilon = \text{Re}F_\alpha(l)/\text{Im}F_\alpha(l)$ , вычисленная при различных значениях  $l$ , для составляющего кварка со следующими значениями введенных выше параметров:  $P_q = 0,6$ ,  $f =$

$= (1/2 P_q) \sigma_{qN} \rho \cong 0,2 \Phi^{-1}$ , где  $\sigma_{qN} \cong 17 \text{ мбн}$  — полное сечение взаимодействия кварка с нуклоном;  $\rho \cong 0,14 \Phi^{-3}$  — ядерная плотность нуклонов. Эффективная масса, входящая в параметр смешивания  $\Delta q = \mu^2 E$ , равная средней поперечной массе партонов, принята равной  $\mu^2 = 1 \text{ ГэВ}^2$ . Из рисунка видно, что  $\text{Re } F_a(l)$  амплитуды взаимодействия кварка с ядром отрицательна, а по абсолютной величине имеет максимум при энергии в несколько десятков ГэВ. Положение максимума зависит от конкретного выбора величины  $\mu^2$ . Переход от реальной части амплитуды рассеяния составляющего кварка к адрону очевиден. Так для пиона, состоящего из кварка  $q$  и антикварка  $\bar{q}$

$$\text{Re } F_\pi = \text{Re } F_q (1 - \text{Im } F_{\bar{q}}) + \text{Re } F_{\bar{q}} (1 - \text{Im } F_q). \quad (10)$$

Заметим, что поскольку метод собственных состояний эквивалентен модели многократного рассеяния при учете неупругих поправок, то все результаты можно получить и на этом языке. Возникновение реальной части амплитуды адрон-ядерного рассеяния обязано неупругим поправкам поскольку образование более тяжелого адрона в промежуточном состоянии приводит к дополнительному сдвигу фазы амплитуды рассеяния.

Приведем выражение для реальной части амплитуды адрон-ядерного рассеяния для многоканальной задачи, но в тех же предположениях, при которых справедлива формула Карманова — Кондратюка

$$\begin{aligned} \text{Re } F_{hA} = & -4 \pi \int d^2 B \int dM^2 \frac{d^2 \sigma_{hN}^{diff}(t=0)}{dM^2 dt} \exp \left[ -\frac{1}{2} \sigma_{hN}^{tot} T(b) \right] \times \\ & \times \int_{-\infty}^{\infty} dl_1 \int_{-\infty}^{\infty} dl_2 \rho(b, l_1) \rho(b, l_2) \sin [\Delta q (l_2 - l_1)] \exp [i \Delta q (l_2 - l_1)]. \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь  $\Delta q = (M^2 - m_h^2) / 2E$ .

В заключение подчеркнем важность экспериментального измерения  $\text{Re } F_{hA}$ , которая очень чувствительна к неупругому экранированию в ядрах. Определение  $\text{Re } F_{hA}$  поможет лучше фиксировать параметры партоновой модели.

Объединенный институт  
ядерных исследований

Поступила в редакцию  
9 сентября 1980 г.

### Литература

- [1] E.L. Feinberg, I.Ya. Pomeranchuk. Nuovo Cim., 1956, Suppl., N4, p.652,  
[2] Б.З.Копелиович, Л.И.Лапидус. Письма в ЖЭТФ, 28, 664, 1978; Кн.: Труды V семинара по проблемам физики высоких энергий ОИЯИ, Дубна, 1978, Д1, 2-12036, стр.469.

- [ 3] Н.И. Миеттинен, J. Pumplin. Phys. Rev. Lett., 42, 204, 1979.
- [ 4] Ал.Б.Замолодчиков, Б.З.Копелиович, Л.И.Лapidус, С.В.Мухин.  
ЖЭТФ, 77, 451, 1979.
- [ 5] В.З.Копелиович, N.N.Nikolaev. CERN TH 2795, Geneva, 1979.
- [ 6] В.З.Копелиович, Л.И.Лapidус. TRIUMFTRI - 79-1, Canada, 110, 1979.  
p.110
- [ 7] Я.Я.Балицкий, Л.Н.Липатов, В.С.Фадин. Материалы XIV зимней  
школы ЛИЯФ, Л., 1979, стр.109.
- [ 8] В.А.Карманов, Л.А.Кондратюк. Письма в ЖЭТФ, 18, 266, 1973.
-