

КВАРК-ПАРТОННАЯ МОДЕЛЬ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ АДРОНОВ С ЯДРАМИ

Б.З.Копелиович, Л.И.Липидус

Предложен метод собственных состояний (МСС) для расчета сечений взаимодействия адронов с ядрами. Доказано, что МСС эквивалентен модели многократного рассеяния, учитывающей неупругое экранирование. В кварк-партонной модели показано, что валентные кварки в адроне с вероятностью около 50% находятся в пассивном состоянии, содержащем только быстрые партоны.

1. Явление роста с энергией продольных расстояний, на которых происходит взаимодействие, адронов изучается последнее время в процес-

сах множественного рождения частиц на ядрах [1 - 3]. Здесь рассмотрены проявления этого эффекта в упругом адрон-ядерном рассеянии.

Рассмотрим адрон с импульсом P , удовлетворяющим условию

$$P/\mu^2 \gg R_A \dots \quad (1)$$

Здесь P/μ^2 - продольная длина, характеризующая взаимодействие с мишенью; μ - некоторая характерная масса; R_A - радиус ядра-мишени. Поскольку область взаимодействия превышает размер ядра, нельзя выделять упругие и неупругие промежуточные состояния внутри ядра, как это делается в модели многократного рассеяния (ММР). Такое разделение отвечает вкладам различных графиков Фейнмана и его нельзя понимать буквально.

2 Рассмотрим метод разложения волновой функции $|\Psi\rangle$ адрона по собственным состояниям $|\Psi_k\rangle$ Гамильтониана взаимодействия (МСС - метод собственных состояний) [4, 5]

$$|\Psi\rangle = \sum_K c_k |\Psi_k\rangle, \quad (2)$$

где

$$\langle \Psi_i | \Psi_k \rangle = \delta_{ik}, \quad (3)$$

$$\sum_K c_k^2 = 1; \quad (4)$$

$$\hat{f} |\Psi_k\rangle = f_k |\Psi_k\rangle. \quad (5)$$

Здесь \hat{f} - оператор амплитуды рассеяния. Амплитуды f_k будем считать действительными. Амплитуда упругого рассеяния на ядре адрона h , согласно (2) - (5) имеет вид

$$f^{hA} = \langle \Psi | \hat{f} | \Psi \rangle = \sum_K c_k^2 f_k^{hA}. \quad (6)$$

Здесь считается, что условие (1) выполнено, т.е. состояния $|\Psi_k\rangle$ за время взаимодействия не перемешиваются. Для вычисления амплитуд f_k^{hA} можно использовать обычную глауберовскую модель [6]. В то же время полная амплитуда (6) существенно отличается от глауберовской. Ниже будет показано, что для рассеяния быстрого кварка на "черном" ядре это различие составляет около 100%.

3 Покажем, что МСС эквивалентен ММР с учетом упругих и неупругих промежуточных состояний. Рассмотрим поправку на экранирование в амплитуде рассеяния на дейтроне. Согласно (6)

$$(\Delta f^{hd})_{\text{МСС}} = \sum_k c_k^2 (f_k^{hN})^2. \quad (7)$$

Глауберовская поправка равна

$$(\Delta f^{hd})_{\text{el}} = (\sum_k c_k^2 f_k^{hN})^2. \quad (8)$$

Неупругую поправку запишем в виде [7]

$$(\Delta f^{hd})_{in} = \sum_k \langle \Psi_k | \hat{f} | \Psi \rangle^2 - \langle \Psi | \hat{f} | \Psi \rangle^2 = \sum_k c_k^2 (f_k^{hN})^2 - (\sum_k c_k^2 f_k^{hN})^2 \quad (9)$$

Видно, что сумма (8) и (9) действительно равна (7). Доказательство легко обобщается на случай произвольного ядра.

4. Рассмотрим кварк-партоновую модель, согласно которой быстрый адрон состоит из валентных кварков, каждый из которых несет свое партонное море. Состояниями $|\Psi_k\rangle$ в этой модели являются состояния $|k\rangle$ с определенным числом k медленных партонов ($k = 0, 1, 2, \dots$) [8, 9], поскольку только медленные партоны взаимодействуют с мишенью [10]. Под числом медленных партонов мы понимаем число гребенок, содержащих партоны с $P \approx \mu$. Поскольку с ростом энергии адрона вес c_0^2 пассивной компоненты ($k = 0$) не может падать [9], то можно ожидать, что c_0^2 при высоких энергиях велико и роль пассивной компоненты адрона важна.

5. Рассмотрим дифракционную диссоциацию кварка q (u - и d -кварки) на протоне

$$\sigma_{diff}^{qP} = (1 - P_q)(\sigma_d^{qP} + \sigma_{diff}^{qP}) + P_q^2 \int d^2b (\langle f^2 \rangle_{act} - \langle f \rangle_{act}^2) \quad (10)$$

Здесь $P_q = \sum_{k=1} c_k^2$ — вес активной компоненты волновой функции q -кварка; b — прицельный параметр, $\langle f \rangle_{act} = \sum_{k=1} c_k^2 f_k$. Если пренебречь дисперсией амплитуды f_k в активной компоненте т.е. вторым членом в (10), то расчет σ_{el}^{qP} и σ_{diff}^{qP} дает для P_q значение $P_q \approx 0,5$. Оценка второго члена в (10) показала, что он дает в σ_{diff}^{qP} вклад порядка 8%. При этом $P_q \approx 0,55$. Таким образом, главный вклад в дифракционную диссоциацию дает пассивная компонента кварка.

6. Полное сечение σ_{tot}^{pA} в оптическом приближении запишем в виде

$$\sigma_{tot}^{pA} = 3P_q (1 - P_q)^2 I_1 + 3P_q^2 (1 - P_q) I_2 + P_q^3 I_3, \quad (11)$$

где

$$I_n = 2 \int d^2b \left[1 - \exp\left(-\frac{n}{2P_q} \sigma_{tot}^{qN} T(b)\right) \right] \quad (12)$$

Здесь $\sigma_{tot}^{qN} \approx 17$ мбн; $T_A(b)$ — функция профиля ядра. Сравнив (11), (12) с данными для σ_{tot}^{pA} при 240 ГэВ [11], находим значения P_q , приведенные в таблице

A	^{12}C	^{27}Al	^{64}Cu	^{207}Pb
P_q	0,4	0,45	0,5	0,67

Рост P_q с A видимо объясняется тем, что энергия 250 ГэВ мала для тяжелых ядер, с точки зрения (1). Это подтверждается и тем, что σ_{tot}^{pA} для свинца падает с энергией [11].

7. Таким образом, МСС наряду с корректной интерпретацией пространственно-временной картины адрон-ядерных взаимодействий позволяет получить интересную информацию о структуре адрона. Здесь мы выяснили, что быстрый кварк примерно половину времени проводит в пассивном состоянии. Поэтому в асимптотике не возникнет универсального адронного сечения, и не существует абсолютно "черных" объектов.

Детальные расчеты адрон-ядерных сечений, а также анализ данных об адрон-адронных взаимодействиях в МСС будут опубликованы отдельно.

Авторы благодарны И.Д.Манджавидзе, Н.Н.Николаеву, М.Г.Рыскину и Ю.М.Шабельскому за полезные обсуждения.

Объединенный институт
ядерных исследований

Поступила в редакцию
12 октября 1978 г.

Литература

- [1] О.В.Канчели. Письма в ЖЭТФ, 18, 465, 1973.
- [2] N.N.Nikolaev, Proc of the Trieste Topical Meeting on Multiparticle production, Trieste, June, 1976.
- [3] В.В.Анисович, В.М.Шехтер, Ю.М.Шабельский. XIII Зимняя школа ЛИЯФ, стр. 90, 1978.
- [4] E.L.Feinberg, I.Ya.Pomeranchuk. Suppl. Nuovo Cim., 111, 652, 1956
- [5] M.L.Good, W.D.Walker. Phys. Rev., 120, 1857, 1960.
- [6] R.Y.Glauber. High Energy Physics and Nuclear Structure, Amsterdam, 1967.
- [7] В.Н.Грибов. ЖЭТФ, 56, 892, 1969; ЖЭТФ, 57, 1306, 1969.
- [8] P.Grassberder. Nucl. Phys., B125, 84, 1977.
- [9] H.Miettinen, G.Pumplin. Fermilab-Pub-78/21- THY, 1978.
- [10] В.Н.Грибов. Материалы VIII Зимней школы ЛИЯФ, 4.2., стр.5, 1973.
- [11] P.V.R.Murthy et al. Nucl. Phys., B92, 269, 1975.