

ДИНАМИКА ЦВЕТА В ДИФРАКЦИИ АДРОНОВ НА ЯДРАХ

Ал.Б.Замолодчиков, Б.З.Копелиович, Л.И.Лапидус

Показано, что собственными состояниями взаимодействия в КХД являются состояния налетающего адрона с определенными значениями цветового поперечного дипольного момента, что позволило эффективно просуммировать все поправки на неупругое экранирование к адрон-ядерной дифракционной амплитуде.

1. Известно, что поправки на неупругое экранирование [1] к модели Глаубера - Ситенко "просветляют" ядро, т.е. уменьшают сечение упругого адрон-ядерного рассеяния и увеличивают сечение дифракционной диссоциации [2]. Уже учет первой поправки [3], отвечающей однократному образованию новых состояний внутри ядра, позволяет удовлетворительно описать данные о полных адрон-ядерных сечениях [4, 5]. Более сложные поправки безмодельно вычислить не удается. В процессах дифракционной диссоциации не удается вычислить даже первую неупругую поправку, оценки которой показывают, что ее вклад в амплитуду велик [2]. Эффективно просуммировать все неупругие поправки к амплитуде адрон-ядерной дифракции, позволяет метод собственных состояний [2, 6, 7]. Однако для этого необходимо знание системы собственных состояний взаимодействия, что в свою очередь можно выяснить лишь в рамках конкретных теоретических моделей [6, 7].

2. В квантовой хромодинамике простейшим механизмом упругого рассеяния адронов является двухглюонный обмен, позволяющий хорошо описать дифракционные процессы на нуклоне [8 - 10]. Амплитуда рассеяния вперед системы из двух夸克ов с определенным относительным расстоянием \vec{r} в плоскости прицельных параметров имеет вид

$$f(\rho) = i \frac{8}{3} \alpha_s^2 \int \frac{d^2 k}{k^4} (1 - e^{-ik\rho}) (1 - S_N(k)). \quad (1)$$

Здесь α_s - константа связи в КХД, величина которой обсуждается в [8 - 10]. $S_N(k)$ - двух夸克овый формфактор нуклона: $S_N(k) = \langle \exp[i\mathbf{k}(\vec{\tau}_1 - \vec{\tau}_2)] \rangle_N$ (усреднение ведется по координатам τ_i 夸ков в нуклоне).

При достаточно высоких энергиях движение夸ков в падающем адроне релятивистски замедлено, поэтому из формулы (1) следует, что собственными состояниями взаимодействия в этой модели являются состояния с определенной величиной ρ ¹⁾.

3. Парциальная амплитуда упругого адрон-ядерного рассеяния в методе собственных состояний [6] имеет вид

$$-iF(b) = 1 - \langle \exp[if(\rho) T(b)] \rangle_b. \quad (2)$$

Здесь b - прицельный параметр налетающего адрона (мезона) b ; усреднение ведется по ρ - относительному расстоянию между夸ковами в

¹⁾ Задача очень похожа на прохождение позитрония через вещество.

этом адроне; $T(b)$ – функция профиля ядра. Для наглядности (2) написано в оптическом приближении.

Аналогично, парциальное сечение дифракционной диссоциации равно

$$\sigma_{diff}(b) = \langle \exp[2if(\rho)T(b)] \rangle_h - \langle \exp[if(\rho)T(b)] \rangle_h^2. \quad (3)$$

Расчеты проводились с двумя параметризациями формфакторов а) полюсной: $S_a(k) = \mu_a^2 / (k^2 + \mu_a^2)$, где $a = h, N$; б) гауссовой:

$S_a(k) = \exp(-k^2/\lambda_a^2)$. Параметры μ_a , λ_a выражаются через радиусы адронов a . Если h – мезон, $f(\rho)$ в последнем случае имеет вид

$$f(\rho) = \sigma_{tot}^{hN} / 2 [\gamma \ln(1 + 1/\gamma) + \ln(1 + \gamma)]^{-1} [1 - \exp(-z^2/4) + C + \\ + \ln(z^2/4) - (1 + z^2/4)Ei(-z^2/4)], \quad (4)$$

где $z = \lambda_N \rho$; $\gamma = \lambda_h / \lambda_N$; C – постоянная Эйлера. В случае протона выражение для $f(\rho_1, \rho_2, \rho_3)$ более громоздко.

4. Расчет σ_{tot}^{hA} по формулам (2), (4) показал, что суммарная поправка на неупругое экранирование для реальных ядер незначительно отличается от первой поправки [3].

В случае дифракционной диссоциации проделан следующий теоретический "эксперимент" [7]. Расчитанное по формулам (3), (4) сечение дифракционной диссоциации пиона на ядрах сравнивалось с формулой [11], не содержащей неупругих поправок (как обычно делается при анализе экспериментальных данных). При этом свободный параметр σ_{tot}^{xN} – среднее сечение взаимодействия с куклоном рожденной системы частиц для ядер ^{12}C – ^{208}Pb $\sigma_{tot}^{xN} / q_{tot}^{\pi N}$ меняется в пределах $0,85 \pm 0,65$. При вычислении σ_{diff}^{hA} в случае полюсной параметризации $S_a(k)$ величина σ_{tot}^{xN} получается вообще отрицательной. Отсюда видно, что выводы от аномальной малости σ_{tot}^{xN} являются результатом пренебрежения неупругим экранированием (сравни с [2]).

5. Ранее расчет дифракционных процессов проводился методом собственных состояний в рамках кварк-партонной модели [6, 2]. При этом "просветление" ядра происходило в основном из-за наличия у составляющих кварков пассивной компоненты. В рассмотренной здесь модели прямого аналога пассивной компоненты нет; так как характерное для двухглюонного обмена время $t \sim 1/m$. Однако поскольку адроны бесцветны, то с глюонным полем мишени взаимодействует поперечный цветовой дипольный момент адрона, и при $\rho \rightarrow 0$, $f(\rho) \sim \rho^2$, т.е. адрон взаимодействует слабо. При этом, в отличие от партонной модели для очень толстого ядра ($T(b) \rightarrow \infty$) прозрачность ядра падает, однако, очень медленно, как $1/T(b)$.

6. Анализ данных о фоторождении Φ -мезонов на ядрах показал [12], что сечение $\sigma_{tot}^{\Phi N}$ заметно меньше величины, предсказываемой аддитивной кварковой моделью. Поскольку Φ состоит из двух тяжелых s -кварков, его радиус заметно меньше чем у Π - и K -мезонов, что в рассмотренной здесь модели приводит к уменьшению $\sigma_{tot}^{\Phi N}$ [8].

7. Формула (2) написана при условии $E/m^2 \gg R_A$, когда смешиванием компонент адрона с разными значениями ρ можно пренебречь. При промежуточных энергиях смешивание необходимо ввести, что эквивалентно учету предельных передач импульса и формфактора ядра [13]. Однако для этого необходимо знать кварковую волновую функцию адрона.

8. Поскольку рассматриваемый подход не учитывает вклада в волновую функцию релятивистского адрона поперечных глюонов, модель не способна правильно воспроизвести распределение по массам сечения дифракционной диссоциации. Ясно, например, что трехпомеронный вклад здесь вообще отсутствует. Поэтому модель нуждается в дальнейшем развитии.

Объединенный институт
ядерных исследований

Поступила в редакцию
30 апреля 1981 г.

Литература

- [1] В.Н.Грибов. ЖЭТФ, 56, 892, 1969.
- [2] Ал.Б.Замолодчиков, Б.З.Копелиович, Л.И.Лапидус, С.В.Мухин. ЖЭТФ, 77, 45, 1979.
- [3] В. А.Карманов, Л.А.Кондратюк. Письма в ЖЭТФ, 18, 266, 1973.
- [4] P.V.R.Murthy et. al. Nucl. Phys. B, 92, 269, 1975.
- [5] A.Gsponer et. al. Phys. Rev. Lett., 42, 9, 1979.
- [6] Б.З.Копелиович, Л.И.Лапидус. Письма в ЖЭТФ, 28, 664, 1978; Материалы V международного семинара по проблемам физики высоких энергий; ОИЯИ Д1, 2-12036, Дубна, 1978, стр. 469.
- [7] H.I.Miettinen, J.Pumplin. Fermilab-Pub-78/62-THY, 1978.
- [8] J.F.Gunion, H.Soper. Phys. Rev. D., 15, 2617, 1977.
- [9] Я.Я.Балицкий, Л.Н.Липатов. Письма в ЖЭТФ, 30, 383, 1979.
- [10] Е.М.Левин, М.Г.Рыскин. ЯФ, 34, 421, 1981.
- [11] K.S.Koelbig, B.Margolis. Nucl. Phys. B., 6, 85, 1968
- [12] Ch.Berger. Proc. of Europ. Conf. on Particle Phys. Budapest, 2, 793, 1977.
- [13] Б.З.Копелиович, Л.И.Лапидус. ОИЯИ Е2-80-878, 1980; Письма в ЖЭТФ, 33, 309, 1981.