Письма в ЖЭТФ, том 33, вып.5, стр. 309 – 312 *5 марта 1981 г.*

ДИФРАКЦИОННАЯ ДИССОЦИАЦИЯ АДРОНОВ В СОСТОЯНИЯ С БОЛЬШОЙ МАССОЙ

Б.З.Копелиович, Л.И.Лапидус

В методе собственных состояний получена зависимость от массы сечения дифракционной диссоциации, соответствующая трехпомеронному вкладу. Сечение дифракции пропорционально производной по быстроте от веса активной партонной компоненты составляющего кварка. При больших энергиях ожидается сильное уменьшение сечения дифракции по сравнению с предсказанием фейнмановского скейлинга, что соответствует данным, полученным в экспериментах с космическими лучами.

1. Рассмотрим инклюзивную реакцию $a + b \to X + b$ в трехреджеонной области $M_X^2 >> s_0$, $s/M_X^2 >> 1$. Здесь $s_0 = 1$ ГэВ^2, M_X^2 – эффективная масса состояния X, $\sqrt{s}$ – полная энергия в СЦИ адронов a и b. Известно (см., например, [1]), что при $x \to 1$ (где $x = 1 - M_x^2/s$) в сечении этого процесса доминирует трехпомеронный вклад

$$\left(s\,\frac{d^2\sigma}{dM_X^2\,dq^2}\right)_{PPP} = G_{PPP}(q_\perp^2)\left(\frac{s}{M_X^2}\right)^{2\alpha_P(q_\perp^2)-\alpha_P(0)}\left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_P(0)-1}. \quad (1)$$

Видно, что если померонный интерсепт $\alpha_P(0) > 1$, то фейнмановский скейлинг нарушается, так как сечение растет с энергией. Ниже, однако, показано, с увеличением энергии рост сечения перейдет в быстрое падение.

2. В модели составляющих кварков трехпомеронному вкладу в сечение соответствует процесс, когда только один из составляющих кварков диссоциирует в состояние с массой M_X, остальные же кварки адрона являются спектаторами или рождают состояние с малой массой[1)].

Дифракцию составляющего кварка рассмотрим в методе собственных состояний [4 – 7], согласно которому амплитуда диссоциации $\alpha \to \beta$

имеет вид $f_{\alpha\beta} = \sum_k c_k^{\alpha} c_k^{\beta *} f_k$, где f_k — амплитуда упругого рассеяния в состоянии $|\alpha, k\rangle$ с определенным числом $k = 0, 1, 2 \ldots$ медленных партонов. Коэффициенты $c_k^{\alpha} = \langle \alpha, k | \alpha \rangle$. Для составляющего кварка хорошим является двухкомпонентное приближение [4, 5], когда $f_k = f$ для $k \geqslant 1$ и $f_0 = 0$. При этом [7] $f_{\alpha\beta} = f(\delta_{\alpha\beta} - c_0^{\alpha} c_0^{\beta})$. Сечение дифракции кварка, просуммированное по всем состояниям β с массой $M_{\beta}^2 < M_X^2$, после вычета сечения упругого рассеяния равно

$$\frac{d\sigma_{diff}}{dq_{\perp}^2} = \frac{d\sigma_{el}}{dq_{\perp}^2} |c_0^q|^2 \left(\sum_{M_{\beta}^2 < M_X^2} |c_0^{\beta}|^2 - |c_0^q|^2\right). \tag{2}$$

Заметим, что сумма $\sum_{M_{\beta}^2 < M_X^2} |c_0^{\beta}|^2$ равна вкладу в полную норму пассивного состояния $\langle q, 0 | q, 0 \rangle = 1$ тех партонных флуктуаций, в которых все партоны имеют быстроту больше $y = \ln(s/M^2)$. С другой стороны, сумма норм таких состояний равна относительной вероятности перехода активного состояния в пассивное, при последовательных сдвигах системы отсчета по быстроте от $Y = \ln(s/s_0)$ до $y = \ln(s/M_X^2)$ [8]. Следовательно $\sum_{M_{\beta}^2 < M_X^2} |c_0^{\beta}|^2 = |c_0^q(Y-y)|^2 / |c_0^q(Y)|^2$. Подставив это выражение в (2) и продифференцировав по M_X^2, находим

$$s \frac{d^2\sigma}{dq_{\perp}^2 dM_X^2} = -\frac{s}{M_X^2} \frac{d\sigma_{el}}{dq_{\perp}^2} \frac{1}{P_q^2(s)} \frac{d P_q(M_X^2)}{d \ln(M_X^2/s_0)}. \tag{3}$$

Здесь $P_q = 1 - |c_0^q|^2$ — вес активной компоненты кварка.

3. Формула (3) позволяет определить с большой точностью зависимость P_q от энергии из данных о дифракционной диссоциации. Например, при энергии кварка 100 ГэВ $P_q = 0{,}57$ [9] и $\sigma_{qN}^{tot} = 17$ мбн, $G_{PPP}^{qN} \approx G_{PPP}^{NN} \times \sigma_{tot}^{qN} / \sigma_{tot}^{NN}$, где $G_{PPP}^{NN} = 3{,}2$ мбн/ГэВ^2 [1]. Подставив эти значения в (3) и (1) при $t = 0$, получаем при $s = 200$ ГэВ^2 $d\ln P_q / d\ln(s/s_0) = -0{,}06$. Эта величина хорошо соответствует результатам анализа [10] данных о регенерации K^0-мезонов на ядрах.

4. В работе [11] в модели партонного каскада было получено выражение $P(s) = P(\infty) / [1 - [1 - P(\infty)] \left(\frac{s}{s_0}\right)^{1-\alpha_P(0)}]$ ξ Подставив сюда

$\alpha_P(0) - 1 = 0{,}07$ [12] и $P_q(s = 200$ ГэВ$^2) = 0{,}57$, получаем $d\ln P_q(s) / d\ln(s/s_0) = -0{,}067$, что очень хорошо согласуется с найденным выше значением.

Задачу можно обратить: при $(\alpha_P(0) - 1)\ln(s/s_0) \ll 1$ подстановка $P(s)$ из [11] в правую часть соотношения (3) приводит к приближенному фейнмановскому скейлингу. При этом удается вычислить величину эффективной трехпомеронной константы в хорошем согласии с опытом.

5. При высоких энергиях, когда $\ln(s/s_0) \gg (\alpha_P - 1)^{-1}$ производная $dP(s)/d\ln(s/s_0)$ стремится к нулю [8] как [11] $(s/s_0)^{1-\alpha_P}$. В то же время $d\sigma^{el}/dt$ может расти лишь как степень $\ln s$. Следовательно, в области фрагментации фейнмановский скейлинг в (3) сильно

нарушится. Подобное явление наблюдено в экспериментах с косимческими лучами (см., нарпимер, [13]) и должно иметь место при энергиях частиц на гигантских ускорителях следующего поколения.

6. Уменьшение с энергией величины $P_q(s)$ и рост σ_{tot}^{qN} приводят к тому что полные сечения взаимодействия адронов с легкими ядрами должны расти, а с тяжелыми – падать. При энергии 100 ГэВ на кварк полные сечения падают с энергией для ядер с атомным номером $A \gtrsim 30$. Для ядер Pb^{207} и U^{238} имеет место весьма быстрое убывание сечения : $d(\ln\sigma_{tot}^{qA})/d(\ln s) \approx -0{,}03$, что согласуется с экспериментальными данными [14].

7. Из выражения для отношения реальной и мнимой частей амплитуд упругого кварк-ядерного рассеяния вперед [15] (обозначения из работы [15])

$$\frac{\mathrm{Re}F^{qA}}{\mathrm{Im}F^{qA}} = -\frac{4\pi}{\sigma_{tot}^{qA}} \int d^2b \int dM^2 \left.\frac{d^2\sigma_{diff}^{qN}}{dq_{\perp}^2 dM^2}\right|_{q_{\perp}=0} \left[1 - P_q + P_q e^{-\frac{\sigma_{tot}^{qN} T(b)}{2P_q}}\right] \times$$

$$\times \int_{-\infty}^{\infty} dl_1 \int_{-\infty}^{\infty} dl_2\, \rho(b, l_1)\, \rho(b, l_2)\, \sin(\Delta q_L |l_2 - l_1|) \qquad (4)$$

следует, что при наличии в инклюзивном сечении фейнмановского скейлинга, это отношение не зависело бы от энергии. Величина (4) действительно должна слабо меняться в широком энергетическом интервале. Однако при энергиях $\ln(s/s_0) >> (\alpha_P(0) - 1)^{-1}$ $\mathrm{Re}F^{qA}$ обратится в нуль.

Объединенный институт ядерных исследований

Поступила в редакцию 4 февраля 1981 г.

Литература

[1] Ю.М.Казаринов, Б.З.Копелиович, Л.И.Лапидус, И.К.Поташникова. ЖЭТФ, 70, 1152, 1976.

[2] В.А.Царев. ЯФ, 28, 1054, 1978.

[3] В.В.Анисович, Е.М.Левин, М.Г.Рыскин. ЯФ, 29, 1311, 1979.

[4] Б.З.Копелиович, Л.И.Лапидус. Кн. "Труды V семинара по проблемам фмзики высоких энергий", ОИЯИ, Д1, 2-12036, Дубна, 1978, стр.469.

[5] Б.З.Копелиович, Л.И.Лапидус. Письма в ЖЭТФ, 28, 664, 1978.

[6] H.I.Miettinen, J.Pumplin. Phys. Rev., D18, 1696, 1978.

[7] Ал.Б.Замолодчиков, Б.З.Копелиович, Л.И.Лапидус, С.В.Мухин. ЖЭТФ, 77, 451, 1979.

[8] P.Grassberger. Nucl. Phys., B125, 83, 1977.

[9] B.Z.Kopeliovich, L.I.Lapidus. TRIUMF, TRI-79-1, Canada, 1979, p.110.

[10] B.Z.Kopeliovich, N.N.Nikolaev. Z. Phys. C., Part. and Fields, 5, 333, 1980.

[11] Ал.Б.Замолодчиков, Б.З.Копелиович, Л.И.Лапидус. ЖЭТФ, 78, 897, 1980.

[12] Б.З.Копелиович, Л.И.Лапидус. ЖЭТФ, 71, 61, 1976.

[13] Takahashi. In "Cosmic rays and partical Physics-1978", ed. Gaisser T.K., 1979. AIP Conf. Proc., No 49, p.166.

[14] P.V.R.Murthy et. al. Nucl. Phys., B92, 269, 1975.

[15] Б.З.Копелиович, Л.И.Лаипдус. Письма в ЖЭТФ, 32, 612, 1980.