

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P2-82-59

Г.И. Лыкасов

**ФРАГМЕНТАЦИЯ АДРОНОВ
И РЕКОМБИНАЦИЯ КВАРКОВ
В АДРОН-ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ**

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1982

Как известно, кварк-партоновая модель адронов вполне применима к описанию мягких процессов адрон-адронного взаимодействия^{/1-5/}. Рождение частиц в области фрагментации налетающего адрона хорошо описывается так называемой рекомбинационной моделью кварков, предложенной в работе^{/6/} и развитой другими авторами^{/7-15/}. Например, механизм реакции $pp \rightarrow \pi X$ с большими $x = 2p_{\parallel}^* / \sqrt{s}$ и малыми p_{\perp} , где p_{\parallel}^* , p_{\perp} - продольный и поперечный импульсы π -мезона в с.ц.м., s - квадрат полной энергии сталкивающихся протонов в с.ц.м., выглядит следующим образом: составляющий кварк-спектатор q падающего протона рекомбинирует с антикварком \bar{q} из моря, вновь рожденным или присутствующим в двух начальных протонах, с образованием π -мезона, а два других составляющих кварка протона неупруго взаимодействуют с мишенью с вылетом частиц X . При этом спектр родившегося π -мезона в зависимости от x при $p_{\perp} \approx 0$ будет пропорционален распределению непроявившегося кварка в протоне $q(x)$ ^{/11,12,15/}. Подобная рекомбинационная кварковая модель вполне удовлетворительно описывает экспериментальные данные об инклюзивных спектрах образования мезонов и барионов с малыми p_{\perp} и $x > 0,3$ в адронных реакциях при высоких энергиях^{/15/}.

Рождение частиц в адрон-ядерных взаимодействиях $h-A$ при высоких энергиях, больших x и малых p_{\perp} тоже можно описать с помощью рекомбинационной кварковой модели. Однако при этом необходимо учитывать $q-N$ перерассеяния кварков на нуклонах ядра, которые в аналогичных $h-N$ соударениях являлись спектаторами^{/12,15/}. В^{/12,15/} учитывались лишь однократные $q-N$ столкновения. В настоящей работе вычисляется вклад от рекомбинации многократно рассеянных составляющих кварков на нуклонах ядра в инвариантные спектры мезонов и барионов, рожденных в $p-A$ столкновениях с $x > 0,3$ и малыми p_{\perp} при высоких энергиях. Анализирована A -зависимость таких спектров.

Рассмотрим вначале образование мезонов в $p-A$ взаимодействиях при малых p_{\perp} и больших x . Согласно работе^{/15/} спектр $f(x, p_{\perp}) \equiv E d\sigma/d^3p$ инклюзивной реакции $pA \rightarrow \pi X$ можно представить в следующем виде:

$$f(x, p_{\perp} \approx 0) = C_M^q \{ (\sigma_{pA} - \sigma_{qA}) q(x) +$$

$$+ \sigma_{qA} \sum_{\nu=1}^A P_{q\nu} q^{(\nu)}(x) \}. \quad /1/$$



Здесь введены обозначения: σ_M^q - параметр, определяемый конкретным механизмом рекомбинации кварков^{/15/}; σ_{pA} , σ_{qA} - сечения неупругих столкновений протона и кварка с ядром A соответственно; P_{qv} - вероятность того, что кварк провзаимодействовал с ν нуклонами ядра:

$$P_{qv} = \frac{1}{\sigma_{qN}^{\nu!}} \int (\sigma_{qN} T(b))^{\nu} \exp(-\sigma_{qN} T(b)) d^2 b / \sigma_{qA} ;$$

$q^{(\nu)}(x)$ - x - распределение кварка q после ν неупругих соударений его с нуклонами ядра;

$$T(b) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho(b, z) dz ;$$

ρ - ядерная плотность; σ_{qN} - полное сечение взаимодействия кварка с нуклоном.

Сечение σ_{qA} можно вычислить следующим образом^{/15/}:

$$\sigma_{qA} = \int \{1 - \exp(-\sigma_{qN} T(b))\} d^2 b. \quad /2/$$

Согласно аддитивной кварковой модели^{/16/}

$$\sigma_{qN} \approx \frac{1}{3} \sigma_{NN} \approx \frac{1}{2} \sigma_{\pi N} ,$$

где σ_{NN} , $\sigma_{\pi N}$ - полные сечения N-N и π -N рассеяния соответственно. Однако, как показано в работе^{/17/} если учесть экранирование кварков, то для σ_{qN} справедливо более корректное соотношение $\sigma_{qN} \approx 0,43 \sigma_{NN}$.

Первое слагаемое в /1/ соответствует диаграмме рис.1. Вторым членом в /1/ соответствует учету многократных столкновений кварка q , который в диаграмме рис.1 является спектатором, с нуклонами ядра. Заметим, что, как и в работе^{/15/}, здесь используется простейшая модель рекомбинации составляющих кварков. Кроме того, предполагается, что кварк q рекомбинирует после ν столкновений с нуклонами ядра. Это вполне оправдано при малых p_{\perp} , так как в этом случае время формирования адрона много больше времени прохождения составляющего кварка через ядро^{/15/}.

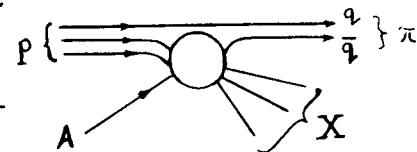
Функции $q^{(\nu)}(x)$ вычисляем, как и в работах^{/11,15,18/}:

$$q^{(\nu)}(x) = \int_x^1 W_{\nu}(x') q\left(\frac{x}{x'}\right) \frac{dx'}{x'} , \quad /3/$$

$$W_{\nu}(x) = \int_x^1 W_1\left(\frac{x}{x'}\right) W_{\nu-1}(x') \frac{dx'}{x'} . \quad /4/$$

Здесь $W_1 = \frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dx}$ - нормированное на 1 дифференциальное сечение процесса кварк-нуклонного взаимодействия $qN \rightarrow qX$. В работе^{/15/}

Рис.1. Диаграмма, соответствующая фрагментации протона в π -мезон, когда быстрый составляющий кварк-спектатор q рекомбинирует с медленным антикварком \bar{q} из моря с образованием конечно-го π -мезона.



при вычислении $q^{(1)}(x)$ в качестве функции $W_1(x)$ бралось сечение глубоконеупругого рассеяния лептона на нуклоне в зависимости от x , однако это не совсем корректно, так как выражение /1/ справедливо для мягких процессов, то есть процессов с малыми передачами. В области $x > 0,3$ $d\sigma/dx$ имеет примерно такую же x -зависимость, как спектр процесса $NN \rightarrow NX$ ^{/17/}, то есть

$$d\sigma/dx = C d\sigma_{NN}/dx, \quad C = \sigma_{qp} / \sigma_{pp}^{/17/}. \quad \text{Здесь } d\sigma_{NN}/dx - x\text{-зависимость спектра реакции } NN \rightarrow NX, \text{ которое можно взять в виде } /19,20/$$

$d\sigma_{NN}/dx = C_1 X^{\beta}$, $\beta \approx 0,5$; C_1 - нормировочная константа^{/19,20/}. Тогда $W_1(x) = C_2 x^{\beta}$, $C_2 = \beta + 1$. Подставляя $W_1(x)$ в /3/, получим

$$W_{\nu}(x) = \frac{C_2^{\nu}}{(\nu-1)!} x^{\beta} (\ln 1/x)^{\nu-1}, \quad \nu = 2, 3, \dots$$

Используя это выражение для $W_{\nu}(x)$, вычисляем с помощью /3/ кварковые распределения $u^{(\nu)}(x)$, $d^{(\nu)}(x)$. Например, после одного и двукратного q -N столкновений они выглядят следующим образом:

$$u^{(1)}(x) = \frac{C_2}{4} (1-x) u(x) F(3, 1, 5, 1-x) ,$$

$$d^{(1)}(x) = \frac{C_2}{5} (1-x) d(x) F(4, 1, 6, 1-x) ,$$

$$u^{(2)}(x) = \frac{C_2^2}{4} (1-x) u(x) \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(3)_k (1-x)^k}{(5)_k} \frac{k-1}{\sum_{m=0}^{k-1} \frac{1}{m+3}} ,$$

$$d^{(2)}(x) = \frac{C_2^2}{5} (1-x) d(x) \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(4)_k (1-x)^k}{(6)_k} \frac{k-1}{\sum_{m=0}^{k-1} \frac{1}{m+4}} ,$$

где введены обозначения: $F(a, \beta, \gamma, z)$ - гипергеометрическая функция; $(a)_k = \Gamma(a+k)/\Gamma(a)$; $\Gamma(a)$ - гамма-функция.

При этом распределения u , d кварков брались из глубоконеупругого лептон-нуклонного рассеяния^{/15,21/}:

$$u(x) = \frac{35}{16} \frac{(1-x)^3}{\sqrt{x}} , \quad d(x) = \frac{315}{256} \frac{(1-x)^4}{\sqrt{x}} .$$

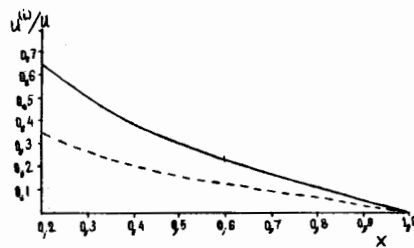


Рис. 2. Отношения функций $u^{(1)}(x)/u(x)$, $u^{(2)}(x)/u(x)$ в зависимости от x : сплошная кривая - $u^{(1)}(x)/u(x)$; штриховая - $u^{(2)}(x)/u(x)$.

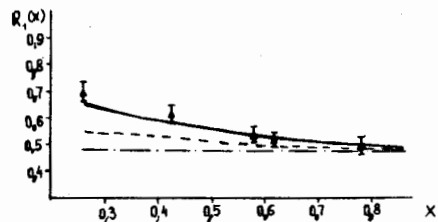


Рис. 3. Отношения $R_1 = f_{pA_1}(x)/f_{pA_2}(x)$: Δ - экспериментальные данные при $\theta_\pi = 17$ мрад, $P_0 = 24$ ГэВ/с²²²; — с учетом многократных столкновений кварка; - - - с учетом лишь однократных q - N соударений; - · - в пренебрежении всеми перерассеяниями кварка.

Выражения для $u^{(3)}(x)$, $d^{(3)}(x)$, $u^{(4)}(x)$, $d^{(4)}(x)$ приведены в приложении. На рис. 2 приведены зависимости отношений $u^{(1)}(x)/u(x)$, $u^{(2)}(x)/u(x)$, вычисленных с использованием выражений /3/, /4/, от x . Из этого рисунка видно, что при $x = 0,3 \div 0,6$ $u^{(2)}(x)/u^{(1)}(x) \approx 0,6$, то есть $u^{(2)}(x)$ не является пренебрежимо малой величиной.

Далее вычисляли спектр быстрых π -мезонов в инклюзивных реакциях $pA \rightarrow \pi X$ для различных ядер с учетом многократных соударений, используя выражение /1/.

На рис. 3 приведены отношения инвариантных спектров $R_1(x) = f_{pA_1}(x)/f_{pA_2}(x)$ процессов $pA \rightarrow \pi^+ X$ в зависимости от x при $p_\perp \approx 0$ для $A_1 = Pb$, $A_2 = Be$ с учетом и без учета перерассеяний кварков на нуклонах ядра. Здесь

$$f_{pA}(x) \equiv \frac{1}{\sigma_{pA}} E \frac{d\sigma_{pA \rightarrow \pi X}}{d^3p} \quad \text{при } p_\perp \approx 0.$$

При вычислении спектров учитывались перерассеяния вплоть до четвертой кратности, поскольку вероятность ν q - N столкновений $P_{q\nu}$ при $\nu > 4$ пренебрежимо мала даже для тяжелых ядер.

Из рис. 3 видно, что многократные соударения кварка с нуклонами ядра дают заметный вклад в спектр уже при $x \approx 0,7$. С уменьшением x их вклад растет, и при $x = 0,3 \div 0,8$ нельзя ограничиться лишь учетом однократного q - N рассеяния, необходимо учитывать кварк-нуклонные соударения более высокой кратности.

Заметим, что здесь рассматриваются инклюзивные процессы $pA \rightarrow \pi X$ в кинематической области, в которой еще не происходит множественного рождения π -мезонов²³, то есть когда образуется один π -мезон. Поэтому для таких реакций применим вышеизложенный механизм рекомбинации кварков^{6,15} с учетом их перерассеяний на нуклонах ядра.

Проанализируем теперь рождение барионов в p - A столкновениях с большими x и малыми p_\perp в рамках используемой модели. Например, спектр образования странной частицы Λ^0 в реакции $pA \rightarrow \Lambda^0 X$

$$f_{pA \rightarrow \Lambda^0 X}(x) \equiv E \frac{d\sigma_{pA \rightarrow \Lambda^0 X}}{d^3p} \quad \text{при } p_\perp \approx 0$$

можно представить в следующем виде^{15/}:

$$\begin{aligned} f_{pA \rightarrow \Lambda^0 X}(x) = & C_\Lambda^D (\sigma_{pA} - \sigma_{\pi A}) D_p(x) + \\ & + (\sigma_{pA} - \sigma_{qA}) [C_\Lambda^u u(x) + C_\Lambda^d d(x)] + \\ & + \sigma_{\pi A} C_\Lambda^D \sum_{\nu=1}^A P_{\pi\nu} D_p^{(\nu)}(x) + \\ & + \sigma_{qA} \sum_{\nu=1}^A P_{q\nu} [C_\Lambda^u u^{(\nu)}(x) + C_\Lambda^d d^{(\nu)}(x)]. \end{aligned}$$

/5/

Здесь $D_p(x)$ - x -распределение дикварковой системы (u, d) в протоне: C_Λ^D , C_Λ^u , C_Λ^d - константы, обусловленные конкретным механизмом рекомбинации кварков /см. рис. 4/, они выбирались на основе сравнения теории и эксперимента для реакции $NN \rightarrow \Lambda^0 X$ ^{15/}; $\sigma_{\pi A}$ - сечение неупругого π - A взаимодействия; $D_p^{(\nu)}(x)$ - x -распределение дикварка после ν столкновений его с нуклонами.

Первые два члена в /5/ соответствуют диаграммам фрагментации протона и рекомбинации кварков /рис. 4/, последние два слагаемые в /5/ - перерассеянию дикварковой системы (u, d) и отдельных кварков u, d на нуклонах ядра, которые на диаграмме рис. 4а-в соответственно являются спектаторами. Функции $u^{(\nu)}(x)$, $d^{(\nu)}(x)$ вычисляем, используя выражения /3/, /4/. Распределение дикварка $D_p(x)$ в протоне берем такое же, как и в работе^{15/}: $D_p(x) = 6x(1-x)$.

Если предположить, что x -зависимость дифференциального сечения рассеяния дикварка (u, d) такая же, как и в случае рассеяния отдельного кварка на нуклоне, а его полное сечение равно $\sigma_{\pi p}$ ^{15/}, то исходя из /3/, /4/ для $D_p^{(\nu)}(x)$ получим

$$D_p^{(1)}(x) = 12C_3 \sqrt{x} \left(\frac{2}{3} + \frac{1}{3} x^{3/2} - \sqrt{x} \right),$$

$$D_p^{(2)}(x) = 12C_3^2 \sqrt{x} \{2(\sqrt{x}-1) - \frac{2}{3} \ln x - \frac{2}{9}(x^{3/2}-1)\},$$

где $C_3 = \sigma_{pp} / \sigma_{pp}$.

Выражения $D_p^{(3)}(x)$, $D_p^{(4)}(x)$ приведены в приложении. Так же, как и при анализе реакций типа $pA \rightarrow \pi X$, учитывались неупругие перерассеяния вплоть до четвертой кратности.

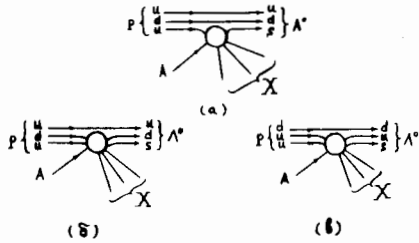


Рис. 4. Диаграммы рекомбинации двух быстрых спектаторных кварков с медленным s-кварком из моря /a/, быстрого u-кварка-спектатора с морскими d, s-кварками /б/, быстрого d-кварка-спектатора с морскими u, s-кварками /в/.

На рис. 5 приведены отношения инвариантных спектров инклюзивных процессов $p + Pb \rightarrow \Lambda^0 + X$ и $p + Be \rightarrow \Lambda^0 + X$ при $p_{\perp} \approx 0$ в зависимости от x с учетом многократных столкновений дикварка (u, d) и отдельных кварков u, d с нуклонами ядра, а также результаты вычислений в пренебрежении всеми q-N перерассеяниями.

Из рис. 5 видно, что вклад многократных q-N соударений возрастает с уменьшением x , им можно пренебречь лишь при очень больших x , $x > 0,7$.

Таким образом, анализ мягких процессов образования быстрых мезонов и барионов в P-A взаимодействиях в рамках рекомбинационной кварковой модели показал следующее. Модель рекомбинации кварков, описывающая рождение адронов в h-N соударениях при малых p_{\perp} и $x > 0,3$ ^{11,12,15}, применима для описания адрон-

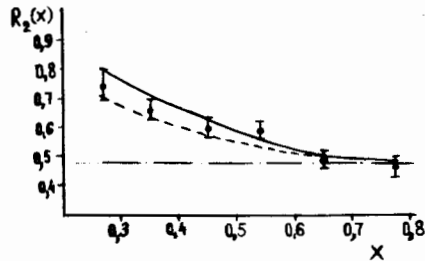


Рис. 5. Отношения $R_2(x) = f_{pA1}(x)/f_{pA2}(x)$ для реакции $pA \rightarrow \Lambda^0 X$, $A_1 = Pb$; $A_2 = Be$. ● - экспериментальные данные при угле вылета $\Lambda^0 \theta = 0,25$ град, $P_0 = 300$ ГэВ/c²⁴. Кривые - результаты теоретического расчета; сплошная, штриховая, штрихпунктирная означают то же, что и на рис. 3.

ядерных реакций $hA \rightarrow h'X$ в области очень больших x ($x > 0,7$) и малых p_{\perp} . А в интервале $x = (0,3 \div 0,7)$ необходимо учитывать перерассеяния кварков на нуклонах ядра, которые в аналогичных адрон-адронных процессах $hN \rightarrow h'X$ являлись спектаторами. При этом недостаточно ограничиться учетом однократных кварк-нуклонных столкновений, нельзя пренебрегать вкладами q-N рассеяний более высокой кратности.

Еще раз отметим, что здесь рассматривались адрон-ядерные процессы с небольшими передачами, в которых не происходит множественное рождение частиц.

В заключение автор выражает глубокую благодарность А.В.Ефремову, В.С.Барашенкову за стимулирующие обсуждения, признателен также В.В.Ужинскому, Б.З.Копелиовичу, Н.В.Славиному за ряд полезных советов.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Выражения для функций $q^{(3)}(x)$, $q^{(4)}(x)$ имеют вид

$$u^{(3)}(x) = \frac{C_2^3}{8} (1-x) u(x) \frac{\partial^2}{\partial \alpha^2} F(\alpha, 1, 5, 1-x) / \alpha=3,$$

$$d^{(3)}(x) = \frac{C_2^3}{10} (1-x) d(x) \frac{\partial^2}{\partial \alpha^2} F(\alpha, 1, 6, 1-x) / \alpha=4,$$

$$u^{(4)}(x) = -\frac{C_2^4}{24} (1-x) u(x) \frac{\partial^3}{\partial \alpha^3} F(\alpha, 1, 5, 1-x) / \alpha=3,$$

$$d^{(4)}(x) = -\frac{C_2^4}{30} (1-x) d(x) \frac{\partial^3}{\partial \alpha^3} F(\alpha, 1, 6, 1-x) / \alpha=4.$$

Для функций $D_p^{(3)}(x)$, $D_p^{(4)}(x)$ получаются следующие выражения:

$$D_p^{(3)}(x) = 4C_3^3 \sqrt{x} \{ \ln x (\ln x + 4) + \sqrt{x} (\frac{x}{3} - 3) + \frac{8}{3} \};$$

$$D_p^{(4)}(x) = \frac{16}{3} C_3^4 \sqrt{x} \{ \frac{79}{9} \sqrt{x} (\sqrt{x}-1) - \frac{26}{3} \ln x - 2 \ln^2 x - \frac{1}{16} \ln^3 x \}.$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Goldberg H. Nucl. Phys., 1972, 44B, p.149.
2. Pokorski S., Van Hove L. Acta Phys. Pol., 1974, 5B, p.229.

3. Van Hove L. Acta Phys.Pol., 1976, 7B, p.339.
4. Анисович В.В. Материалы IX зимней школы ЛИЯФ, 1974, Л., ч.3, с.106.
5. Anisovich V.V. et al. Nucl.Phys., 1978, 133B, p.477.
6. Das K.P., Hwa R.C. Phys.Lett., 1977, 68B, p.459.
7. Anderson B. Nucl.Phys., 1979, 135B, p.273; Phys.Lett., 1977, 69B, p.221.
8. Duke D.W., Taylor F.E. Phys.Rev., 1978, 17D, p.1788.
9. Takasugi E. et al. Phys.Rev., 1979, 20D, No.1, p.211.
10. Nikolaev N.N., Pokorski S. Phys.Lett., 1979, 80B, p.290.
11. Dar A., Takagi F. Phys.Rev.Lett., 1980, 44, p.768.
12. Berlad G., Dar A. Preprint 1979, Technion PH-79-69.
13. Bialas A., Bialas E. Phys.Rev., 1979, 20D, p.2854.
14. Ochs W. Nucl.Phys., 1977, 118B, p.397.
15. Berlad G. et al. Phys.Rev., 1980, 22D, p.1547.
16. Левин Е.М., Франкфурт Л.Л. Письма в ЖЭТФ, 1965, вып.3, с.105.
17. Копелиович Б.З., Липидус Л.И. Материалы V Международного семинара "Множественное рождение и предельная фрагментация ядер". ОИЯИ, Д1,2-12036, Дубна, 1978, с.469.
18. Nilsson G., Anderson B., Gustafson G. Phys.Lett., 1979, 83B, p.379.
19. Алавердян Г.Б., Тарасов А.В., Ужинский В.В. ЯФ, 1977, 25, с.666.
20. Алавердян Г.Б. и др. ОИЯИ. P2-12537. Дубна, 1979
21. Field R.D., Feynman R.P. Phys.Rev., 1977, 15D, p.2590.
22. Eichten T. et al. Nucl.Phys., 1972, 44B, p.333.
23. Барашенков В.С., Славин Н.В. ОИЯИ, P2-80-694, Дубна, 1980; Acta Phys.Pol., 1981, 12B, p.951.
24. Scubic P. et al. Phys.Rev., 1977, 18D, p.3115.

Рукопись поступила в издательский отдел
26 января 1982 года.

Лыкасов Г.И.

P2-82-59

Фрагментация адронов и рекомбинация кварков
в адрон-ядерных столкновениях

В рамках аддитивной модели кварков вычисляется вклад от рекомбинации перерассеянных составляющих кварков в инвариантные спектры мезонов и барионов, рожденных в p - A столкновениях при высоких энергиях в области больших продольных и малых поперечных компонент импульса образовавшихся адронов. Показано, что недостаточно ограничиться учетом однократных рассеяний кварков внутри ядра, необходимо учитывать вклады кварковых соударений более высокой кратности.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Lykasov G.I.

P2-82-59

Hadron Fragmentation and Quark Recombination
in Hadron-Nuclear Interactions

Within the additive quark model the contribution of recombination of rescattered quark components into invariant spectra of mesons and baryons produced in p - A collisions at high energies in the region of large longitudinal and small transverse momentum components of generated hadrons is calculated. It is shown that making allowance of quark single scatterings inside a nucleus is not sufficient, and one should also consider contributions of quark collisions of a higher multiplicity.

The investigation has been performed at the Laboratory of Computing Techniques and Automation, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой.