

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

38/83

Э/1-83

P2-82-665

Г.И.Лыкасов, Б.Х.Шерхонов

ОБРАЗОВАНИЕ МЕЗОНОВ
С БОЛЬШИМИ ПОПЕРЕЧНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ
В ПРОТОН-ЯДЕРНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ
В КВАРКОВОЙ МОДЕЛИ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1982

Интересная зависимость инклюзивных спектров частиц с большими поперечными импульсами p_{\perp} , образующихся в адрон-ядерных взаимодействиях при высоких энергиях, от атомного номера ядра-мишени A , наблюдалась в ряде экспериментов ^{1,2/}. Если такой спектр параметризовать в виде $E d\sigma/d^3p \sim A^{\alpha(p_{\perp})}$, то показатель α сначала увеличивается с ростом p_{\perp} , а при совсем больших p_{\perp} значения α мало меняются. Например, для рождения мезонов в p - A -столкновениях при $p_{\perp} > 3 \div 4$ /ГэВ/с/ $\alpha \approx 1, 1 \div 1, 2$. Поведение спектров вторичных частиц в адрон-ядерных соударениях при $p_{\perp} > 4 \div 5$ /ГэВ/с/ можно объяснить, используя КХД или модель жесткого рассеяния кварков ^{3-6/}. Существует ряд попыток понять поведение $\alpha(p_{\perp})$ при меньших p_{\perp} , которые подробно обсуждаются в обзоре ^{6/}. Например, выход протонов и K -мезонов с $p_{\perp} = 1 \div 6$ /ГэВ/с/ в p - A -взаимодействиях вполне удовлетворительно объясняется моделью многократных неупругих рассеяний лидирующего протона внутри ядра ^{7,8/}. Однако этот механизм плохо применим к описанию инклюзивных спектров π -мезонов с большими p_{\perp} , образующихся в p - A столкновениях ^{8/}. Вообще пока не достигнуто полное теоретическое понимание характера p_{\perp} -поведения инклюзивных спектров одиночных и пар частиц с $p_{\perp} < 4 \div 5$ /ГэВ/с/, образующихся в p - A взаимодействиях при высоких энергиях ^{6/}.

В настоящей работе анализируются процессы рождения π , K -мезонов с большими p_{\perp} в p - A -столкновениях при высоких энергиях с учетом кварковой структуры адронов. Принимаются во внимание как мягкие многократные, так и жесткие кварковые соударения внутри ядра.

Рассмотрим инклюзивный процесс рождения мезонов $p+A \rightarrow \text{мезон} + X$ с большими p_{\perp} при высоких энергиях. Для его описания можно применить модель, подобную механизму, объясняющему рождение частиц с большими p_{\perp} в жестком адронном процессе ^{4,5/}. Как видно из рис. 1, каждый из составляющих кварков протона p взаимодействует с ядром, а затем фрагментирует в мезон c . Кварк начального протона после взаимодействия с ядром может приобрести большой p_{\perp} двумя способами: либо посредством жестких кварк-кварковых соударений q - q /при этом, как показано в работе ^{9/}, наиболее вероятны однократные q - q -столкновения и пренебрежимо мал вклад последующих жестких перерассеяний/, либо путем многократных мягких кварковых столкновений внутри ядра.

Проанализируем вторую возможность, предполагая вначале, что каждый составляющий кварк начального протона взаимодействует с ядром независимо друг от друга, а затем учтем кварковый кон-файнмент, т.е. явление удержания кварков в адроне. Поскольку

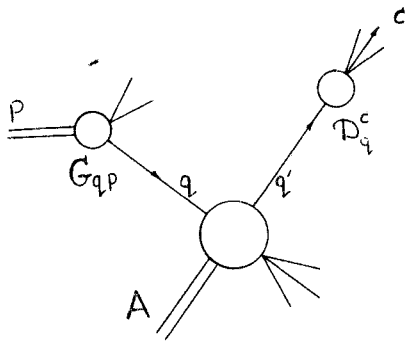


Рис.1. Схематическое изображение процесса $p+A \rightarrow \text{мезон} + X$.

здесь рассматриваются процессы с большими p_{\perp} , то, как показано в работах /10,11/, механизм рекомбинации составляющего кварка и морского антикварка с последующей адронизацией к таким процессам неприменим, поэтому мы его не учитываем.

Вклад в инвариантный инклюзивный спектр мезонов с большими p_{\perp} , например $p_{\perp} > 1 \text{ ГэВ}/c$, реакции $p+A \rightarrow \text{мезон} + X$ $F_{pA}^s \equiv E \frac{d\sigma}{d^3p}$, обусловленный мягкими столкновениями составляющих кварков внутри ядра, согласно вышесказанному и работам /12,3,4/, можно записать в виде:

$$F_{pA}^s(x, p_{\perp}) = x_R \sum_q \int \prod_{i=1}^3 d^2p_{i\perp} \int \prod_{i=1}^3 dx_i G_{qp}(x_i, p_{i\perp}) * \\ * f_{qA}(x_2, p_{2\perp}) D_q^c(x_3, p_{3\perp}) \delta(x - x_1 x_2 x_3) \delta^{(2)}(p_{\perp} - \\ - p_{1\perp} - p_{2\perp} - p_{3\perp}). \quad /1/$$

Здесь введены следующие обозначения: $G_{qp}(x_i, p_{i\perp})$ - функция распределения составляющих кварков в протоне по x_i и $p_{i\perp}$; x_i - Фейнмановская переменная кварка в с.ц.м. $N-N$, $p_{i\perp}$ - его поперечный импульс;

$$f_{qA}(x_2, p_{2\perp}) = \frac{d\sigma_{qA \rightarrow q'X}}{d^3p_2}$$

- инклюзивный спектр рассеянных кварков в процессе $qA \rightarrow q'X$ в зависимости от Фейнмановской переменной x_2 кварка q' и его поперечного импульса $p_{2\perp}$; $D_q^c(x_3, p_{3\perp})$ - функция фрагментации кварка q' в мезон c /см. рис.1/;

$x_R = \sqrt{x^2 + 4(p_{\perp}^2 + m_c^2)}/s$ - Фейнмановская переменная конечного мезона в с.ц.м. $N-N$, p_{\perp} - его поперечный импульс, s - квадрат полной энергии в с.ц.м. $N-N$.

Суммирование в /1/ происходит по всем составляющим кваркам налетающего протона.

Заметим, что в выражении /1/ учитывается зависимость функций распределения и фрагментации кварков не только от x , но и от p_{\perp} .

Поскольку мы рассматриваем многократные мягкие столкновения кварков, т.е. последовательность процессов с небольшими передачами, то инклюзивный спектр кварков после взаимодействия их с ядром

можно вычислить в приближении, близком к "оптическому", как и в работах /13,14/, но с учетом зависимости функций распределения кварков от p_{\perp}

$$f_{qA} = \sigma_{qA} \sum_{n=1}^{\Lambda} P_{qn} G_{qp}^{(n)}(x, p_{\perp}); \quad /2/$$

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

- вероятность n -кратного взаимодействия кварка с нуклонами ядра; σ_{qA} - сечение неупругого взаимодействия кварка с ядром, оно обычно вычисляется в "оптическом" приближении /13/; $T(b) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho(b, z) dz$; $\rho(b, z)$ - ядерная плотность, σ_{qN} - сечение $q-N$ рассеяния, $G_{qp}^{(n)}(x, p_{\perp})$ - функция распределения кварка после n взаимодействий его в ядре.

Функцию $G_{qp}^{(n)}(x, p_{\perp})$ вычисляем аналогично тому, как это делается в работах /13,14/, но с учетом ее зависимости от p_{\perp}

$$G_{qp}^{(n)}(x, p_{\perp}) = \int_0^1 dx_1 \int_0^1 dx_2 \int d^2p_{1\perp} d^2p_{2\perp} G_{qp}(x_1, p_{1\perp}) * \\ * f_q^{(n)}(x_2, p_{2\perp}) \delta(x - x_1 x_2) \delta^{(2)}(p_{\perp} - p_{1\perp} - p_{2\perp}); \quad /3/$$

здесь $f_q^{(n)}(x, p_{\perp})$ - вероятность иметь кварку после n взаимодействий с нуклонами ядра долю продольного импульса x и поперечный импульс p_{\perp} . Она вычисляется аналогичным образом:

$$f_q^{(n)}(x, p_{\perp}) = \int_0^1 \prod_{i=1}^n dx_i \int \prod_{i=1}^n f_q(x_i, p_{i\perp}) \delta(x - \prod_{i=1}^n x_i) * \\ * \delta(p_{\perp} - \sum_{i=1}^n p_{i\perp}) d^2p_{i\perp}. \quad /4/$$

При этом $f_q(x, p_{\perp}) \equiv \frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dx d^2p_{\perp}}$ - нормированное на 1 дифференциальное сечение кварк-нуклонного взаимодействия /14/.

Импульсный спектр кварков в процессе $qN \rightarrow q'X$, согласно работам /13,14/, возьмем таким же, как и в реакции $NN \rightarrow NX$ /7/:

$$f_q(x, p_{\perp}) = (\beta + 1) x^{\beta} \frac{B^2}{2\pi} e^{-Bp_{\perp}}, \quad /5/$$

постоянные множители здесь обусловлены нормировкой:

$$\int_0^1 W(x) dx = 1; \quad \int \Phi(p_{\perp}) d^2p_{\perp} = 1,$$

где

$$W(x) = (\beta + 1) x^{\beta}; \quad \Phi(p_{\perp}) = \frac{B^2}{2\pi} e^{-Bp_{\perp}}.$$

Распределение составляющих кварков в протоне по x приводится, например, в работе ^{/15/}, оно отличается от распределения кварков-партонов /валентных кварков/, в основном, при малых x . Однако, как показано в работах ^{/16,17/}, где устанавливается связь между мягкими и жесткими процессами, составляющий кварк, участвующий во взаимодействии с другими кварками, имеет x -распределение при

$x \rightarrow 0$ следующее: $q(x) \sim x^{-\alpha_R(0)}$, где $\alpha_R(0)$ - значение траектории Редже при $t=0$, что совпадает с распределением валентных кварков ^{/4,5/}, вытекающим из глубоконеупругого лептон-нуклонного ($\ell-N$) рассеяния. Поэтому, согласно работам ^{/16,17/}, при конкретных расчетах в качестве $q(x)$ можно использовать распределение валентных кварков в нуклоне ^{/4,5/}.

Как и в работе ^{/5/}, функции $G_{qp}(x, p_\perp)$ и $D_q^c(x, p_\perp)$ представим в факторизованном виде:

$$G_{qp}(x, p_\perp) = \frac{x}{x_R} q(x) G_q(p_\perp);$$

$$D_q^c(x, p_\perp) = \frac{x}{x_R} \bar{D}_q^c(x) \mathcal{F}_q(p_\perp).$$

где $G_q(p_\perp)$, $q(x)$ - функции распределения кварка q в протоне, зависящие отдельно от p_\perp и x соответственно; $\bar{D}_q^c(x)$, $\mathcal{F}_q(p_\perp)$ - функции фрагментации кварка q в мезон c , зависящие от x и p_\perp . Функции распределения кварков $G_q(p_\perp)$ и фрагментации кварка в мезон c $\mathcal{F}_q(p_\perp)$, зависящие от p_\perp , выберем в виде ^{/5/}:

$$G_q(p_\perp) = \frac{b^2}{2\pi} e^{-bp_\perp}; \quad \mathcal{F}_q(p_\perp) = \frac{b^2}{2\pi} e^{-bp_\perp}.$$

Они нормированы так же, как и $\Phi(p_\perp)$, параметр b связан со средним поперечным импульсом кварка в нуклоне ^{/5/} $\langle p_{q\perp} \rangle = 2/b$. Поскольку средний поперечный импульс составляющего кварка экспериментально неизвестен, а известен лишь средний p_\perp валентного кварка из глубоконеупругого $\ell-N$ рассеяния ^{/5/}, то b здесь выступает как некий параметр. Для простоты расчета выберем $b \approx V$. А величину V определим из условия наилучшего описания экспериментального инклюзивного спектра элементарного процесса $p + p \rightarrow$ мезон + X . Функция фрагментации кварка в мезон $\bar{D}_q^c(x)$ бралась из работы ^{/4/} и представлялась в виде $x \bar{D}_q^c(x) = \sum_{n=0}^m a_n x^n$, коэффициенты a_n для фрагментации u, d кварков в π^\pm , K^\pm -мезоны приведены в Приложении.

Подставляя факторизованный вид /6/ для $G_{qp}(x, p_\perp)$, $D_q^c(x, p_\perp)$ и выражение /5/ для $\mathcal{F}_q(x, p_\perp)$ в /1/, вклад многократных мягких кварковых соударений $F_{pA}^B(x, p_\perp)$ можно также представить в факторизованном виде:

$$F_{pA}^B(x, p_\perp) = x \sigma_{qA} \sum_{n,q} P_{qn} F_1^{(n)}(x) F_2^{(n)}(p_\perp), \quad /7/$$

причем для $F_2^{(n)}(p_\perp)$ после интегрирования /1/ по $d^2 p_{i\perp}$ получается следующее аналитическое выражение:

$$F_2^{(n)} = \frac{B^2}{(2\pi) \Gamma(\frac{3}{2}n + 3)} \left(\frac{B p_\perp}{2}\right)^{\frac{3}{2}n + 2} K_{\frac{3}{2}n + 2}(B p_\perp). \quad /8/$$

Здесь $\Gamma(a)$ - гамма-функция, $K_m(y)$ - функция Макдональда порядка m . Интегрирование по dx_i в /1/ проводилось численно, т.к. для $F_1^{(n)}(x)$ не получается, к сожалению, аналитического выражения.

Полагая в /7/ $n=1$, можно вычислить инклюзивный спектр мезонов в процессе $p+p \rightarrow$ мезон + X ; при $B = 5 \div 5,5$ /ГэВ/с/ $^{-1}$ получается неплохое согласие с экспериментальными данными при $p_\perp \leq 3 \div 4$ /ГэВ/с/.

Заметим, что выражение /1/ записано в предположении, что каждый из составляющих кварков в начальном протоне взаимодействует с нуклонами ядра независимо друг от друга. Это предположение вполне оправдано при малых поперечных импульсах родившихся мезонов в $p-A$ столкновении, когда начальные кварки не разлетаются друг от друга далеко после прохождения через ядро. В нашем же случае необходимо учитывать, что явление конфайнмента не позволяет кваркам удаляться друг от друга на большие расстояния. Учтем это явление в рамках модели цветовой трубки ^{/18/}. Согласно этой модели, упрощенно процесс прохождения начального кварка через ядро можно рассматривать следующим образом. После его первого столкновения с кварком внутриядерного нуклона между рассеянным кварком и кварком-спекратором в какой-то момент времени постоянное хромостатическое поле формирует цветовую трубку. Для простоты оценки можно предположить, что между кварками натягивается струна, по истечении некоторого времени из вакуума рождается $(q-\bar{q})$ пара, затем струна рвется, и процесс формирования струн и рождения $(q-\bar{q})$ пар продолжается ^{/18/}. В работе ^{/19/} вычисляется вероятность их рождения ω в единицу объема цветовой трубки или длины струны и единицу времени. Тогда вероятность стабильности вакуума на расстоянии r между кварками в течение времени t будет иметь вид $\mathcal{P} = e^{-\omega r t}$. В нашем же случае вероятность того, что первоначальный кварк n раз рассеется внутри ядра и при этом не родится ни одной $(q-\bar{q})$ пары, есть:

$$\mathcal{P}_n = e^{-\omega r_n t_n}.$$

* Похожий учет конфайнмента рассматривается в работе ^{/21/}.

Здесь r_n - расстояние между n -кратно рассеянным кварком и его первоначальным направлением, t_n - время, в течение которого начальный кварк n раз столкнулся с кварками внутриядерных нуклонов, в системе $\hat{n} = c = 1$; $t_n = n \cdot r_0$, где r_0 - среднее расстояние между нуклонами. $r_n \approx n r_0 \sin \theta_L$, θ_L - угол вылета конечного мезона в реакции $p+A \rightarrow \text{мезон} + X$ в л.с. Заметим, что \mathcal{P}_n вычисляем весьма приближенно, чтобы оценить чувствительность значений инклюзивного спектра мезонов, даваемых выражением /7/, к учету кваркового конфайнмента. Далее вероятность прохождения начального кварка через ядро без рождения дополнительной пары ($q-\bar{q}$) из вакуума \mathcal{P}_n мы должны умножить на вероятность n -кратного рассеяния кварка внутри ядра. Тогда вместо /7/ получаем следующее выражение:

$$F_{pA}^c = x \sigma_{qA} \sum_{n,q} P_{qn} \mathcal{P}_n F_1^{(n)}(x) F_2^{(n)}(p_{\perp}) \quad /9/$$

физический смысл которого состоит в том, что учтено ослабление начального пучка кварков, проходящего через ядро, за счет возможного рождения кварк-антикварковых пар из вакуума, описанного выше.

Количественно вклад мягких столкновений составляющих кварков в инклюзивный спектр, в частности, π -мезонов с $p_{\perp} > 1$ /ГэВ/с/, рожденных в $p-A$ столкновении при $E_0 = 300$ /ГэВ/, $\theta_L = 77$ мрад, подробно анализировался. При $p_{\perp} \leq 3 \div 4$ /ГэВ/с/ F_{pA}^s значителен и в основном определяет спектр мезонов, а при $p_{\perp} \geq 3 \div 4$ /ГэВ/с/ F_{pA}^s уменьшается и становится пренебрежимо малым при $p_{\perp} \geq 6$ /ГэВ/с/.

Как показано в ряде работ /8,9/, при $p_{\perp} > 3$ /ГэВ/с/ жесткие столкновения кварков, в основном однократные, дают значительный, а при $p_{\perp} \geq 5 \div 6$ /ГэВ/с/ - определяющий вклад в спектр вторичных адронов, в нашем случае π -мезонов, рожденных в $p-A$ взаимодействии. Часть спектра, обусловленная жесткими однократными $q-\bar{q}$ рассеяниями $F_{pA}^H(x, p)$, представляется в виде:

$$F_{pA}^H(x, p_{\perp}) \approx A F_{pp}^H(x, p_{\perp}) \quad /10/$$

где: A - атомный номер ядра; $F_{pp}^H(x, p)$ - инвариантный инклюзивный спектр мезонов в реакции $p+p \rightarrow \text{мезон} + X$, обусловленный жесткими $q-\bar{q}$ соударениями. F_{pp}^H при $p_{\perp} \geq 4$ /ГэВ/с/ можно вычислить, используя либо КХД, либо полуфеноменологическую модель жесткого рассеяния кварков /8-5/. Согласно этой модели /4/:

$$F_{pp}^H(x, p_{\perp}) = I(x_{\perp}, \theta^*) \frac{1}{p_{\perp}^s} \quad /11/$$

Здесь $I(x_{\perp}, \theta^*)$ - функция, слабо зависящая от x_{\perp} , вычисляемая в работе /4/, где $x_{\perp} = 2p_{\perp} / \sqrt{s}$, s - квадрат полной энергии, θ^* - угол рассеяния мезона в с.ц.м. $p-p$. Подставляя /11/ в /10/, находим вклад $F_{pA}^H(x, p_{\perp})$.

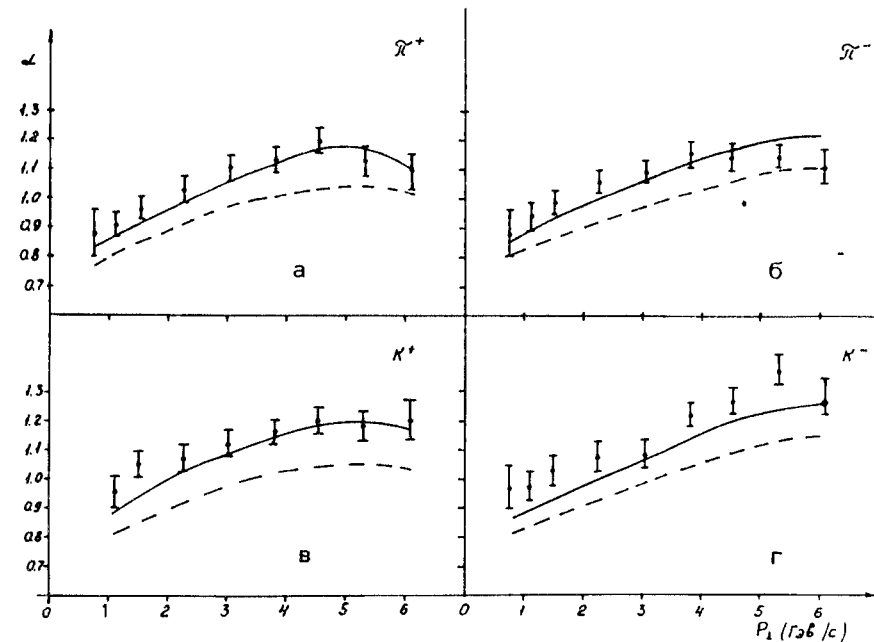


Рис.2. Зависимость $\alpha = \ln \frac{F_{pA1}}{F_{pA2}} / \ln \frac{A_1}{A_2}$; $A_1 = {}^9\text{Be}$,

$A_2 = {}^{47}\text{Tl}$. а/ для реакции $pA \rightarrow \pi^+ X$. б/ для реакции $pA \rightarrow \pi^- X$; в/ для реакции $pA \rightarrow K^+ X$; г/ для реакции $pA \rightarrow K^- X$. Сплошные кривые - результаты расчета без учета кваркового конфайнмента; штриховые кривые - с учетом конфайнмента; \bullet - экспериментальные данные /2/ при $E_0 = 300$ /ГэВ/, $\theta_L = 77$ мрад.

Исходя из вышесказанного, инклюзивный спектр мезонов в реакции $p+A \rightarrow \text{мезон} + X$ $F_{pA}^H(x, p_{\perp})$ при $p_{\perp} \geq 1$ /ГэВ/с/ приближенно можно представить в виде некогерентной суммы вкладов мягких и жестких столкновений кварков внутри ядра:

$$F_{pA}^H(x, p_{\perp}) = F_{pA}^s(x, p_{\perp}) + F_{pA}^H(x, p_{\perp}) \quad /12/$$

Сравним теперь A -зависимость и абсолютные значения инклюзивных спектров-мезонов с $p_{\perp} = 1 \div 6$ /ГэВ/с/, рожденных в $p-A$ взаимодействии с экспериментальными данными при $E_0 = 300$ /ГэВ/, $\theta_L = 77$ мрад /2/.

На рис.2 приведены рассчитанные и экспериментальные значения

$$\alpha = \ln \frac{F_{pA1}}{F_{pA2}} / \ln \frac{A_1}{A_2}; \quad A_1 = {}^9\text{Be}, \quad A_2 = {}^{47}\text{Tl}.$$

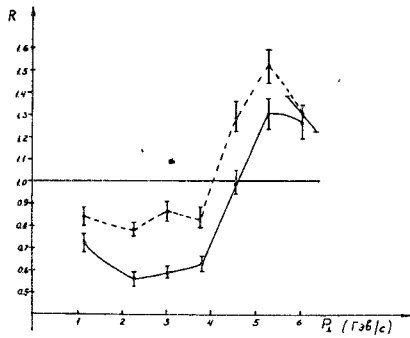
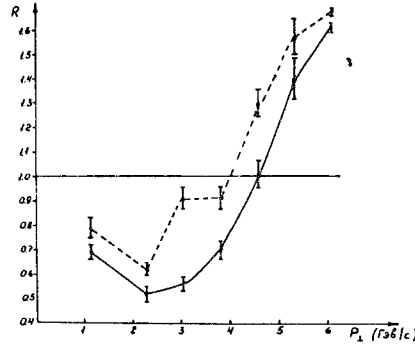


Рис.4. Зависимость R от p_{\perp} для реакции $p + A \rightarrow \pi^+ + X$; $A = {}^{47}\text{Ti}$.

Рис.3. Зависимость $R = F_{pA}^{\text{ЭКСП.}} / F_{pA}$ от p_{\perp} ; $F_{pA}^{\text{ЭКСП.}}$, F_{pA} - значения экспериментального ^{2/} и теоретического инклюзивных спектров π^+ -мезонов в реакции $p + A \rightarrow \text{мезон} + X$ для $A = {}^{47}\text{Ti}$ при $E_0 = 300$ /ГэВ/, $\theta_L = 77$ мрад.



На рис.3,4 приведены отношения экспериментальных ^{2/} к теоретическим значениям спектров π^{\pm} -мезонов для $A = {}^{47}\text{Ti}$ при $p_{\perp} = 1 \div 6$ /ГэВ/с/. Сплошные и штриховые кривые означают то же, что и на рис.2.

Из рис.2-4 видно вполне удовлетворительное согласие теории и эксперимента в широкой области p_{\perp} , если пренебречь кварковым конфайнментом, т.е. считать, что кварки начального протона перерассеиваются в ядре независимо друг от друга. Учет конфайнмента, как указывалось выше, проводился весьма приближенно. В частности, величина рождения пары $(q-\bar{q})$ из вакуума бралась из работы ^{19/}, в которой она вычислялась применительно к взаимодействию свободных частиц. Но, как указано в работе ^{20/}, вероятность рождения $(q-\bar{q})$ в адрон-ядерном взаимодействии должна быть меньше соответствующей вероятности в адрон-адронном столкновении. Поэтому вероятность стабильности вакуума \mathcal{P}_n в наших расчетах занижена. Кроме того, из-за трудности вычислений мы не учитывали вклад рождающихся из вакуума $(q-\bar{q})$ пар в спектр конечных мезонов. Поэтому штрихованные кривые на рис.2-4 надо понимать как нижний предел влияния кваркового конфайнмента.

Подведем теперь итог проведенному исследованию. При анализе процессов рождения мезонов с большими поперечными импульсами p_{\perp} при высоких энергиях нельзя пренебрегать вкладом мягких многократных столкновений составляющих кварков, происходящих внутри ядра. Учет как мягких, так и жестких кварковых соударений в ядре позволяет удовлетворительно описать инклюзивные спектры и их A -зависимость, в частности, π^{\pm} , K^{\pm} -мезонов с $p_{\perp} = 1 \div 6$ /ГэВ/с/, образующихся в p - A взаимодействии при высоких энергиях. Учет квар-

кового конфайнмента в рамках модели цветовой трубки немного ухудшает результаты количественно, но качественно их не меняет.

Один из авторов /Г.И.Л./ выражает глубокую благодарность А.В.Ефремову, А.Б.Кайдалову и Б.З.Копелиовичу за полезные обсуждения и советы.

ПРИЛОЖЕНИЕ

$$x\bar{D}_q^c(x) = \sum_{n=0}^m a_n x^n$$

Для $\bar{D}_u^{\pi^+}(x) = \bar{D}_d^{\pi^-}(x)$ имеем

m	a_0	a_1	a_2	a_3
3	0,5	0,187	-1,95	1,32

Для $\bar{D}_u^{\pi^-}(x) = \bar{D}_d^{\pi^+}(x)$:

m	a_0	a_1	a_2
2	0,456	-1,025	0,602

Для $\bar{D}_u^{K^+}(x) = \bar{D}_d^{K^-}(x)$

m	a_0	a_1	a_2	a_3	a_4
4	0,403	-1,481	1,0685	3,303	-3,293

Для $\bar{D}_u^{K^-}(x) = \bar{D}_d^{K^+}(x)$:

m	a_0	a_1	a_2	a_3	a_4
4	0,402	-0,718	-0,848	2,607	-1,42

Все коэффициенты a_n и степень полинома m находились путем интерполяции значений $x\bar{D}_q^c(x)$, приведенных в работе ^{14/}.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kluberg K. et al. Phys.Rev.Lett., 1977, vol.38, p.670.
2. Cronin J.W. et al. Phys.Rev., 1975, vol.D11, p.3105; Phys. Rev., 1979, vol.D19, p.764.

3. Sivers D., Brodsky S.J., Blankenbecler R. Phys.Rep., 1976, vol.23C, No.1.
4. Field R.D., Feynman R.P. Phys.Rev., 1977, vol.D15, p.2590.
5. Field R.D., Feynman R.P., Fox G.C. Nucl.Phys., 1977, vol.B128, p.1.
6. Николаев Н.Н. ЭЧАЯ, 1981, т.12, в.1., с.162.
7. Алавердян Г.Б., Тарасов А.В., Ужинский Н.В. ЯФ, 1977, т.25, с.666.
8. Алавердян Г.Б. и др. ОИЯИ, P2-12537, Дубна, 1979.
9. Michael C., Weber D.M. Phys.Lett., 1979, vol.83B, p.243.
10. Bjorken J.D. Proc. of the 1973 SLAC Summer Inst. on Part. Phys. (Ed. M.Zipf). SLAC-167, 1973.
11. Das K.P., Hwa R.C. Phys.Lett., 1977, vol.68B, p.459.
12. Nilsson G., Anderson B., Gustafson G. Phys.Lett., 1979, vol.83B, p.379.
13. Berlad G., Dar A., Eilam G. Phys.Rev., 1980, vol.D22, p.1547.
14. Лыкасов Г.И. ОИЯИ, P2-82-59, Дубна, 1982.
15. Волошин С.А., Никитин Ю.П., Порфилов П.И. ЯФ, 1980, т.31, №3, с.762.
16. Кайдалов А.Б. Письма в ЖЭТФ, 1980, т.32, с.494.
17. Кайдалов А.Б. ЯФ, 1981, т.33, с.1369.
18. Casher A., Neuburger H., Nussinov S. Phys.Rev., 1979, vol.D20, p.179.
19. Gurvich E.G. Phys.Lett., 1979, vol.87B, No.4, p.386.
20. Кайдалов А.Б. В сб.: Материалы 7-й школы физики ИТЭФ. "Наука", М., 1980, вып.2, с.38.
21. Kopeliovich B.Z., Nidermayer F. JINR, E2-82-420, Dubna, 1982.

Рукопись поступила в издательский отдел
10 сентября 1982 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

D13-11182	Труды IX Международного симпозиума по ядерной электронике. Варна, 1977.	5 р. 00 к.
D17-11490	Труды Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1977.	6 р. 00 к.
D6-11574	Сборник аннотаций XV совещания по ядерной спектроскопии и теории ядра. Дубна, 1978.	2 р. 50 к.
D3-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
D13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
D1,2-12036	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
D1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
D11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
D4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
D4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
D2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
D10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
D1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
D17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
D1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
P18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

**ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ**

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Лькасов Г.И., Шерхонов В.Х. P2-82-665
Образование мезонов с большими поперечными импульсами в протон-ядерном взаимодействии в кварковой модели

Исследуются процессы рождения мезонов с большими поперечными импульсами в p - A -взаимодействиях при высоких энергиях в рамках кварковой модели. Показано, что учет вкладов как мягких многократных, так и жестких кварковых соударений внутри ядра позволяет вполне удовлетворительно описать A -зависимость и абсолютные значения экспериментальных инклюзивных спектров π , K -мезонов, образующихся в p - A -столкновениях при $p_{\perp} = 1 \div 6$ /ГэВ/с/. Учитывается явление кваркового конфайнмента в рамках модели цветовой трубки.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Lykasov G.I., Sherkhonov B.Kh. P2-82-665
Production of Meson with Large Transverse Momenta in p - A Interaction in Quark Model

Large transverse momentum meson production processes in p - A -interactions at high energies are investigated in the framework of the quark model. It is shown that the inclusion of soft multiple and hard quark collisions in a nucleus allows one to describe the A -dependence and absolute values of experimental inclusive spectra of π , K -mesons produced in p - A collisions at $p_{\perp} = 1 \div 6$ /GeV/c/ quite satisfactorily. The quark confinement is taken into account in the framework of the colour tube model.

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.