

Труды Международного совещания «Процессы множественного рождения и инклюзивные реакции при высоких энергиях», Серпухов, 1976. Серпухов, 1977.

## МЕТОД КВАРКОВОГО СЧЕТА ДЛЯ ИНКЛЮЗИВНЫХ ПРОЦЕССОВ

А.Н. Квинихидзе, В.А. Матвеев, А.Н. Сисакян, Л.А. Слепченко,  
А.Н. Тавхелидзе

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна  
Лаборатория теоретической физики

Исследования инклюзивных процессов дают важные сведения о характере взаимодействия адронов при высоких энергиях<sup>/1,2/</sup>. Настоящая работа посвящена изучению инклюзивных реакций с большими поперечными импульсами и обсуждению в этой связи структуры адронов.

При рассмотрении данного круга вопросов в большинстве случаев привлекаются кварк-партонные модели и их различные модификации. В результате, сечения инклюзивных процессов выражаются с помощью дифференциальных сечений взаимодействия точно-подобных "составляющих" (кварков) и их структурных функций<sup>/2,3/</sup>.

Здесь в рамках квантовой теории поля будут получены представления для инклюзивных сечений образования частиц с большими поперечными импульсами. При этом большое внимание уделяется анализу приближений, приводящих на основе полученных представлений к кварк-партонной картине взаимодействия адронов<sup>/4,7/</sup>. Для этого удобно использовать точную формулировку квантовой теории поля<sup>/8/</sup>, в которой волновые функции адронов имеют смысл амплитуд вероятности (см., например,<sup>/9/</sup>).

Основное место в работе занимает исследование степенного поведения сечений инклюзивных процессов в области больших поперечных импульсов. Дело в том, что при изучении глубокоэластичных процессов в бьеркеновском пределе было показано, что при достаточно общих предположениях на поведение спектральных функций формфакторы несут автомодельный характер /10/

$$F(s, t) \sim t^{-N} f(t/s) .$$

Существование аналогичного режима в случае инклюзивных реакций было обосновано в работе /11/. Подчеркнем, однако, что при этом показатель степени  $N$  и вид автомодельной функции  $f(t/s)$  не связаны непосредственно со структурой адронов.

Такая связь может быть установлена на основе модельных предположений /12/. Так, например, в настоящей работе обсуждается степенной закон, который следует из полученных представлений для инклюзивных сечений, если предположить, что для электромагнитных формфакторов адронов и дифференциальных сечений бинарных процессов справедливы правила кваркового счета /13,14/. В этом случае сечение инклюзивного рождения частицы с большим поперечным импульсом имеет следующий вид:

$$\frac{d\sigma}{d^3p/E} (AB \rightarrow C + X) \sim P_1^{-N} \mathcal{F}(x_1),$$

причем автомодельная функция  $\mathcal{F}(x_1)$  и значение показателя степени  $N$  характеризуются структурой адрона и вычисляются по правилам кваркового счета для бинарных реакций.

В этой формуле величина  $N$  несет информацию о "составляющих" адрона, благодаря взаимодействию которых происходит данная множественная реакция. Привлекательная возможность - считать эти "составляющие" кварками. Тогда множественный процесс в основном будет носить харак-

тер рождения пучков (струй). Последние экспериментальные данные в области больших поперечных импульсов, по-видимому, отдают предпочтение такому механизму<sup>/15/</sup>. Поэтому в работе значительное внимание уделяется возникновению пучков и изучению их важнейших свойств. В частности, как одно из следствий этого механизма отметим универсальность описания глубоконеупругих процессов с участием лептонов и адронов.

I. При изучении процессов с образованием частиц с большими поперечными импульсами удобно использовать формулировку квантовой теории поля на нуль-плоскости<sup>/16/</sup>. При таком описании роль энергии  $P_0 = E$  и трехмерного импульса  $\vec{P}$  играют "энергия"  $P^-$  и "трехимпульс"  $\vec{P} = (P^+, \vec{P}_\perp)$ , где  $P^\pm = P_0 \pm P_z$ .

Адрон  $A$  характеризуется 4-импульсом  $P = (P^-, \vec{P})$  и набором квантовых чисел  $a$ . Вектор состояний адрона  $|A\rangle = |P^-, \vec{P}, a\rangle$  является собственной функцией полного "гамильтониана"  $H^-$ :

$$H^- |P^-, \vec{P}, a\rangle = P^- |P^-, \vec{P}, a\rangle.$$

Мы считаем, что гамильтониан  $H^-$  построен из фундаментальных полей  $\psi_i(x)$ , и вектор  $|A\rangle$  является, вообще говоря, фоковским столбцом в пространстве чисел заполнения операторов  $\psi_i$ .

В этом случае в теории поля на нуль-плоскости для сечения инклюзивного образования частицы  $C$  при столкновении адронов  $A$  и  $B$  можно получить следующую приближенную формулу<sup>/6/</sup>:

$$\frac{d\sigma^{AB \rightarrow CX}}{d^3p/E} = \frac{1}{4(2\pi)^2} \sum_{A'B' \dots} \int \rho_A^{A'}(p_1 - xA_1, x; a) \rho_B^{B'}(q_1 - yB_1, y; \beta) \times \\ \times z \rho_r^c(k_1 - zC_1, z; \gamma) |T_{A'B' \rightarrow C'D}^{(2)}|^2 (c^+ xy)^{-1} dp_1^2 dq_1^2 \frac{dk}{k^+} dx dy x$$

$$\times \delta \left[ \frac{A^2 - a}{A^+} + \frac{B^2 - \beta}{B^+} + \frac{C^2 - \gamma}{C^+} + \frac{1}{K^+} (s' + t' + u' - c^2 - k^2 - A'^2 - B'^2) \right] d\alpha d\beta d\gamma, \quad (1)$$

где

$$s' \approx xys, \quad t' = \frac{x}{z} t, \quad u' = \frac{y}{z} u, \quad x = p_a^+ / A^+, \quad y = q_b^+ / B^+.$$

Величина  $T_{A'B' \rightarrow C'D'}^{(2)}$  - амплитуда рассеяния вне массовой поверхности систем  $A'B' \rightarrow C'D'$ , которые описываются векторами состояний  $|A'\rangle, |B'\rangle, |C'\rangle$  и  $|D'\rangle$  соответственно. Функции  $\rho_{A'}^{A'}$ ,  $\rho_{B'}^{B'}$ ,  $\rho_{C'}^{C'}$  выражаются следующим образом:

$$\rho_{A'}^{A'}(p, \alpha) = \sum_n C_n \int |\Phi_{A'}^{A'}(\underline{p}_2, \dots, \underline{p}_j, \dots, \underline{p}_n)|^2 \delta \left( \alpha - \sum_{\ell} \frac{(p_{\ell 1} - x A_1)^2 + m_{\ell}^2}{x_{\ell}} \right), \quad (2)$$

$$\delta \left( \underline{A} - \sum_{\ell} \underline{p}_{\ell} \right) x_2 \dots x_n \prod_{\ell \neq j} d^2 p_{\ell} dx_{\ell}, \quad (2)$$

где  $\Phi_{A'}^{A'}$  - Фурье-образ одновременной к.п. "вершинной" функции

$$\begin{aligned} \Phi_{A'}^{A'}(\underline{p}'_1, \dots, \underline{p}'_j, \dots, \underline{p}'_a) \delta(\underline{p}_A - \underline{p}_A' - \sum_{\ell=1}^{\ell} \underline{p}_{\ell}) = \\ = \int \prod_1^a dx_j e^{i \sum_j^a p_j x_j} \langle A' | \Psi_1(x_1) \dots \Psi_a(x_a) | A \rangle. \end{aligned} \quad (3)$$

Предположим, что состояния  $|A'\rangle, \dots, |D'\rangle$  являются "голыми" состояниями

$$|A'\rangle = \Psi_a^+ |0\rangle.$$

В этом случае величины  $\rho_{A'}^{A'}$ ,  $\rho_{B'}^{B'}$  выражаются через соответствующие к.п. волновые функции  $\Phi_{A'}^a$ ,  $\Phi_{B'}^b$ , удовлетворяющие условию нормировки

$$\sum_n [2(2\pi)^3]^{n-1} \int |\Phi_A^n(\underline{p}_1, \dots, \underline{p}_n)|^2 A^+ \delta(A - \sum \underline{p}_\ell) \prod_1^n d^2 p_{\ell} x_{\ell} dx_{\ell} = 1. \quad (4)$$

Таким образом, выражение

$$\rho_A^n(\underline{p}_a) \equiv \int da \rho_A^n(\underline{p}_a, a)$$

является одночастичным распределением "голого" состояния  $a$ , и  $\rho_A^n(\underline{p}_a) d\underline{p}_a / A^+$  есть вероятность его нахождения в адроне  $A$  с импульсом в интервале  $(\underline{p}_a, \underline{p}_a + d\underline{p}_a)$ .

Отметим, что из трансформационных свойств к.п. волновых функций на нуль-плоскости вытекает следующее свойство функций  $\rho(x)$ :

$$\rho_A^n(\underline{p}_a; a) = \rho_{A^2}^n(\underline{p}_a - xA_1; x; a).$$

Требование ограниченности поперечного импульса для не взаимодействующих составляющих дает

$$\rho_A^n(\underline{p}_a, a) \cong \delta(a - p_A^2) \delta(\vec{p}_a - x\vec{p}_A) \rho_A^n(x). \quad (5)$$

Если отождествить "голое" состояние  $a$  с кварковым состоянием, то это приближение будет соответствовать кварк-партонной структурной функции.

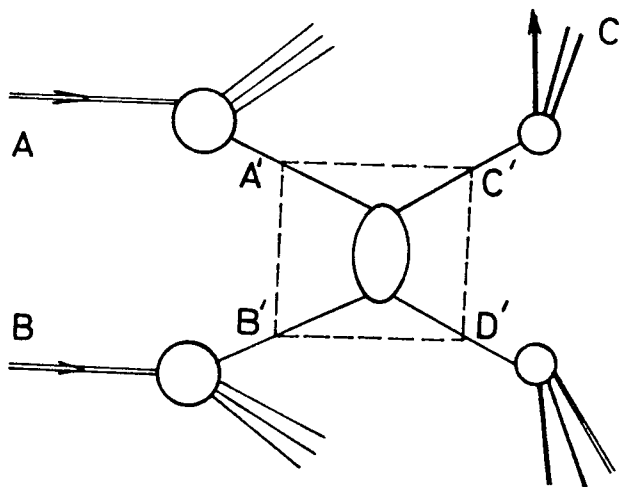
В этом случае величина  $[16\pi\lambda(s)]^{-1} |\Gamma_{A'B}^{\gamma}(s'; t')|^2$  представляет собой дифференциальное сечение "бинарного" взаимодействия кварков  $d\sigma^{ab}/dt'$ . Тогда в пределе высоких энергий и больших передач импульса  $s \rightarrow \infty$ ,  $t/s \cong \text{const}$ ,  $u/s \cong \text{const}$  имеем известное выражение<sup>4,12/</sup>

$$\frac{d\sigma^{AB \rightarrow CX}}{d^3 p/E} = \frac{s}{\pi} \sum_{a,b,c} \int dx dy \rho_A^a(x) \rho_B^b(y) xy \delta(s' + t' + u') z^{-2} dz \rho_C^c(z) \times d\sigma^{ab \rightarrow ab}/dt', \quad (6)$$

или, обозначив через  $E d\tilde{\sigma}^{AB \rightarrow CX} / d^3 p/E$  сечение инклюзивного образования состояния  $C \leftarrow c$ , получим

$$\frac{d\sigma^{AB \rightarrow C}}{d^3 p/E} = \int z^{-2} dz \frac{\widetilde{d\sigma}^{AB \rightarrow C}}{d^3 p/E} \rho_c^C(z). \quad (7)$$

Рассмотренное приближение отвечает диаграмме типа



Аналогичным образом можно получить сечение инклюзивного образования двух частиц, а также распределения, определяющие корреляции между частицами, рожденными с большими поперечными импульсами.

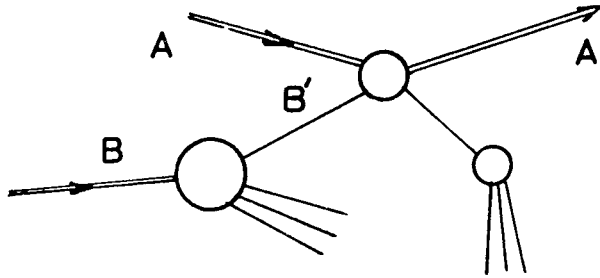
Итак, допуская существование кварковых состояний, взаимодействие адронов в инклюзивных процессах может быть описано структурными функциями глубоконеупругих лептон-адронных процессов. Подобное свойство универсальности функций  $\rho(x)$ , которое приводит к эффективной локальности взаимодействия адронов, было отмечено в работе /11/.

Рассмотрим сейчас приближение, когда в процессе соударения один из начальных адронов является лидирующим. Соответствующее выражение для инклюзивного сечения в режиме  $s \rightarrow \infty$   $t/s = \text{const}$  имеет вид /6/

$$\frac{d\sigma^{AB \rightarrow (A)\dots}}{d^3 p/E} = \frac{1}{8\pi^2} \sum_{B'} \int e^{B'}(y) dy \delta(y(s'+u) + t') \times$$

$$\times \left| \sum_{n, A'} \int \frac{dx}{x} S_{A'}^{(n)}(x, (1-x)\Delta) T_{A'B}^{(2)}(s'; t') \right|^2. \quad (8)$$

Для наглядности это приближение можно представить в следующем виде



Здесь величина  $S_{A'}^{(n)}(x, (1-x)\Delta)$  определяет формфакторно-подобную структуру налетающего адрона A:

$$S_{A'}^{(n)}(x, (1-x)\Delta) = \int_{-\infty}^{+\infty} \prod_{\ell=1}^n d^2 p_{\ell} \delta\left(\sum_1^n p_{\ell 1}\right) \int \prod_{\ell \neq A'}^n x_{\ell} dx_{\ell} \delta\left(x + \sum_{\ell \neq A'} x_{\ell} - 1\right) \times$$

$$\times \bar{\Phi}_{A'}^{A'}(p_{11} - x_1 \Delta, x_1, \dots, p_{A'1} + (1-x_{A'}) \cdot \Delta, x_{A'}, \dots, p_{n1} - x_n \Delta, x_n) \Phi_{A'}^{A'}(p_{11}, x_1, \dots, p_{n1}, x_n). \quad (9)$$

В случае  $|A'\rangle = \Psi_a^+ |0\rangle$ ,  $|B'\rangle = \Psi_{B'b}^+ |0\rangle$  и если под "голыми" состояниями понимать кварки, функция  $\rho_{B'b}$  переходит в кварковую структурную функцию  $\rho_B^b$  и  $T_{A'B}^{(2)}$  — в амплитуду рассеяния кварков вне массовой поверхности.

Пользуясь определением электромагнитного формфактора адрона A и трансформационными свойствами к.п. волновых функций, имеем

$$eF_A(t) = \sum e_a \int S_a(x, (1-x)\Delta) dx, \quad t = \Delta^2. \quad (10)$$

Отметим, что в этом случае величина  $S_a(x, \dots)$  будет определяться продолженным движением составляющих — кварков внутри адрона A<sup>17/</sup>. В мгновения

ном пределе, соответствующем "замороженным" кваркам, в обычной картине  $x_i \rightarrow \mu_i$  ( $\mu_i$  - приведенная масса  $i$ -составляющей)

$$\sum_a S_a(x, (1-x) \cdot \Delta) \rightarrow \delta(x-\bar{x}) F_A(\Delta^2), \quad (11)$$

и одночастичное распределение лидирующего адрона **A** при высоких энергиях и больших передачах импульса сводится к произведению глубоконеупругого сечения кварка на адроне **B** и квадрата электромагнитного формфактора налетающего адрона **A**.

$$\frac{d\sigma^{AB \rightarrow A}}{d^3 p/E} \rightarrow \sum_a F_A^2(t) \cdot \frac{\tilde{d}\sigma^{aB \rightarrow a}}{d^3 p/E}, \quad (12)$$

$$\frac{\tilde{d}\sigma^{aB \rightarrow a}}{d^3 p/E} = \sum_b \rho_B^b(x) \frac{d\sigma_{ab \rightarrow ab}}{dt'}(s', t'), \quad (13)$$

$$s' + t' + u' \approx M^2, \quad x = -t/M^2 - t.$$

Таким образом, формула (12) соответствует учету структуры лидирующего адрона.

II. Итак, инклюзивные сечения (6), (12) выражены через дифференциальные сечения упругого рассеяния составляющих адронов и их структурные функции. Используем сейчас информацию об этих величинах, исходя из метода кваркового счета /13/.

Как известно, правила кваркового счета дают следующие выражения для электромагнитных формфакторов адронов и дифференциальных сечений бинарных реакций

$$F_A(t) \sim \frac{1}{t^{n_A-1}}, \quad |t| \gg m_A^2, \quad (14)$$



$n_A$  - минимальное число валентных составляющих адрона A

$$2. \quad \frac{d\sigma_{AB \rightarrow CD}}{dt} = \frac{1}{s^{[n_A - n_B + n_C + n_D - 2]}} \tilde{f}_{AB \rightarrow CD}(z), \quad s \rightarrow \infty \quad (15)$$

$$z = \cos \theta_s = 1 + 2t/s.$$

В работах<sup>/18/</sup> проводилось детальное сравнение экспериментальных данных по электромагнитным формфакторам и дифференциальным сечениям адрон-адронных взаимодействий и теоретических результатов, следующих из правил кваркового счета (14), (15). Было получено удовлетворительное согласие теоретических предсказаний с опытом.

Предполагая справедливость правил кваркового счета, подставим (15) в выражения (6) и (12). Тогда для инклюзивных сечений образования  $AB \rightarrow C + \dots$  в адронных пучках и лидирующих адронов  $AB \rightarrow A + \dots$  с большими поперечными импульсами при  $s \rightarrow \infty$ ,  $t/s \sim \text{const}$ ,  $u/s \sim \text{const}$  получим соответственно

$$\frac{d\sigma_{AB \rightarrow CX}}{d^3 p/E} \rightarrow \sum_{A'B' \dots} P_1^{-N} \mathcal{F}_{AB}^C(x_1, \theta, \dots), \quad (16)$$

$$\frac{d\sigma_{AB \rightarrow AX}}{d^3 p/E} \rightarrow \sum_{A'B'} P_1^{-N - 4(n_A - 1)} \mathcal{F}_B^C(x_1, \dots), \quad (17)$$

где

$$\mathcal{F}_{AB}^C(x_1, \dots) = \int dx dy z^{-2} dz \rho_A^{A'} \rho_B^{B'} \rho_C^C \delta(s' + t' + u') \tilde{f}(z_s) \quad (18)$$

и степень  $N$  связана с минимальным числом составляющих состояний  $A'$ ,  $B'$ ,  $C'$ ,  $D'$ :  $N = 2[(n_{A'} + n_{B'} + n_{C'} + n_{D'}) - 2]$ , участвующих во взаимодействии на большие углы. В случае, когда состояния  $A'$ ,  $B'$ ,  $C'$  представляют из себя кварковые состояния, размерный счет дает поведение

$P_1^{-4}$  в соответствии с результатом партонной модели<sup>/5/</sup>. Однако на эксперименте до сих пор такая зависимость не наблюдалась.

В том случае, когда состояния  $A', B', C', D'$  допускают существование систем с квантовыми числами адронов, правила кваркового счета для инклюзивной реакции  $AB \rightarrow C + X$  приводят к значениям показателя степенного убывания  $N = 12$  ( $A' = \pi, B' = \pi$ ) и  $N = 16$  ( $A' = \pi, B' = p$ ) соответственно.

Обратимся к экспериментальной ситуации. Наблюдаемое на опыте ( $pp \rightarrow \pi + X$ ) значение  $N = 8$  в области энергий  $ISR$ <sup>/19/</sup> может служить косвенным указанием на существование кварковых промежуточных подпроцессов, например  $\pi q$ -рассеяние ( $A' = \pi, B' = q$ ). Зависимость же показателя  $N$  от переменной  $x_1$  при энергиях  $FNAL$ <sup>/20/</sup> может свидетельствовать в пользу нескольких промежуточных механизмов. В частности, для инклюзивной реакции с образованием  $\pi$ -мезонов в  $pp$ -соударениях

$$\frac{d\sigma}{d^3 p/E} (pp \rightarrow \pi) \sim A(x_1) p_1^{-8} + B(x_1) p_1^{-12} \dots \quad (19)$$

Для инклюзивных сечений процессов с образованием лидирующих адронов, ограничиваясь главными вкладами минимального числа составляющих из (17), получаем следующие степени убывания:

$$\frac{d\sigma}{d^3 p/E} (\pi p \rightarrow \pi): p_1^{-8}, p_1^{-12}, \dots; p_1^{-16} (x_1 = 1),$$

$$\frac{d\sigma}{d^3 p/E} (pp \rightarrow p): p_1^{-12}, p_1^{-16}, \dots; p_1^{-20} (x_1 = 1), \quad (20)$$

$$\frac{d\sigma}{d^3 p/E} (\pi p \rightarrow p): p_1^{-12}, \dots$$

согласии с экспериментальными результатами  $FNAL, ISR$ <sup>/15,19,20/</sup>.

Отметим, что значения инклюзивных спектров в эксклюзивном пределе  $x_1 \rightarrow 1$  согласуются с наблюдаемыми значениями дифференциальных сечений упругого рассеяния на большие углы  $\frac{d\sigma}{dt}(\pi p \rightarrow \pi p) \sim s^{-8}$ ;  $\frac{d\sigma}{dt}(pp \rightarrow pp) \sim s^{-10}$  в соответствии с предсказаниями автомодельного кваркового счета <sup>/13/</sup> и правил соответствия сечений инклюзивных и эксклюзивных реакций <sup>/21/</sup> при  $s \rightarrow \infty$ ,  $t/s \sim \text{const}$ ,  $u/s \sim \text{const}$  и  $x_1 \rightarrow 1$ . Заметим также, что характерным свойством для спектров лидирующих частиц является зависимость показателя степенного убывания от природы падающего пучка частиц в отличие от механизма, приводящего к образованию пучков.

Представляется весьма интересным распространить этот анализ на процессы инклюзивного образования релятивистских ядер <sup>/22/</sup>, рассматривая их как многокварковые системы.

Рассмотрим сейчас поведение функций  $\mathcal{F}_{AB}^C(x)$ , определенных в (18). Для изучения структурных функций  $\rho(x)$ , входящих в определение  $\mathcal{F}_{AB}^C(x, \theta)$ , используем свойства формфакторов в области больших переданных импульсов. По определению (10) в выражение электромагнитного формфактора основной вклад при больших значениях  $t = q^2$  вносят значения функций  $S_A(x, (1-x)q)$  вблизи точки  $x \rightarrow 1$ . Входящие в выражения  $S_A(x, (1-x)q)$  и  $\rho_A^a(x)$  "двухчастичные" к.п. волновые функции

$$S_A^a(x, \vec{0}_1) = \rho_A^a(x) = \sum_n \theta |\Phi_A^a(k_1, x)|^2 d^2 k_1, \quad (21)$$

$$S_A^a(x, (1-x)q_1) = \int d^2 k_1 \bar{\Phi}(k_1, x) \Phi(k_1 + (1-x)q_1, x)$$

удовлетворяют к.п. уравнению.

Решение этого уравнения в низшем приближении определяет согласно (21) структурную функцию

$$\rho_A^a(x) \xrightarrow{x \rightarrow 1} (1-x)^{2n_A - 3}, \quad (22)$$

где  $n_A$  определяется минимальным числом валентных составляющих. Этот вид функции  $\rho_A^a(x)$  соответствует значению (14) формфактора

при больших  $q^2$ , которое дается правилами кваркового счета. При этом (22) и (14) находятся в соответствии с соотношением, полученным в работе Дрелла и Яна /23/.

Итерации к.л. уравнения для волновой функции дают, вообще говоря, более сложное поведение  $\Phi_A^a(k_1, x)$ . Соответствующая этому решению структурная функция  $\rho_A^a(x)$  обладает пороговым поведением (22) при  $x \rightarrow 1$ , определяемым значением  $n'_A = 2n(\bar{a}A) - 1$ , где  $n(\bar{a}A)$  - минимальное число кварков, которое может образоваться в системе с квантовыми числами системы  $\bar{a}A$ . Отметим, что такое решение соответствует предположению партонной модели о наличии в адроне в дополнении с валентными составляющими так называемого "моря" кварк-антикварковых пар.

Итак, при фиксированных углах вылета адронов с большими поперечными импульсами для функции  $\mathcal{F}_{AB}^C(x, \dots)$  можно получить следующую формулу:

$$\mathcal{F}(x_1, \theta = \text{фикс.}) \simeq (1-x)^M, \quad (23)$$

$$x = x_1, \quad x_1 \rightarrow 1,$$

где  $M = n'_A + n'_B + n'_C + 2$  в случае образования частицы из пучка и  $M = n'_A + n'_B + n'_C + 1$  при образовании одиночной частицы.

Напомним, что так как  $n'_A = 2n(\bar{a}A) - 1$ , то для структурной функции протона  $n'_A = 3, 5, 7 \dots$  ( $A' = q, \pi, \bar{q}, \dots$ ) и  $\pi$ -мезона  $n'_A = (A' = q, \bar{q})$  имеем соответственно.

Таким образом, степень "запрета" реакции  $AB \rightarrow C + X$  по энергии будет увеличиваться с ростом минимального числа невзаимодействующих составляющих.

Обсудим сейчас рассмотренные приближения с точки зрения результатов недавних экспериментов /15/. Оценим относительную роль вкладов мезонов (16) и (17). Инклюзивные спектры образования  $\pi$ -мезонов с

большими  $p_1$  в  $pp$ - и  $\pi p$ -соударениях в приближении пучкового механизма (16), и учитывая главные вклады, обладают одинаковой степенью падения, а именно:

$$\frac{d\sigma}{d^3 p/E} (\pi p \rightarrow \sigma) \sim \frac{d\sigma}{d^3 p/E} (pp \rightarrow \pi) \sim p_1^{-8} (1-x_1)^9, \quad (24)$$

$\theta = \text{фиксир.}$

Такое поведение сечений согласуется с наблюдаемым поведением в области центральных соударений ( $\theta \sim 90^\circ$ ) и не слишком больших  $x_1$  ( $x_1 \leq 0,3$ ).

Однако, как следует из экспериментальных данных FNAL в области значений  $x_1 > 0,3$ <sup>/24/</sup>, отношение сечений  $R\left(\frac{pp \rightarrow \pi}{\pi p \rightarrow \pi}\right)$  начинает падать с увеличением  $x_1$  ( $R(p_1 = 1,0) = 1,6 \rightarrow R(p_1 = 4,0) = 0,25$ ).

С другой стороны, с ростом  $x_1$  увеличивается вероятность образования лидирующих  $\pi$ -мезонов (в реакции  $\pi p \rightarrow \pi + \dots$ ), тогда как в  $pp$ -соударениях такой канал отсутствует. Учитывая наряду с вкладом пучкового механизма (16) долю образования лидирующих  $\pi$ -мезонов (с сечением  $\frac{d\sigma}{d^3 p/E} (\pi p \rightarrow \pi) \sim p_1^{-8} (1-x_1)^7$ ), для значения отношения сечений  $R$  можно получить искомое увеличение числа  $\pi$ -мезонов, рожденных в  $\pi p$ -соударениях, над соответствующим числом в  $pp$ -соударениях

$$R\left(\frac{pp \rightarrow \pi}{\pi p \rightarrow \pi}\right) \sim \alpha (1-x_1)^M, \quad M = 2,0,$$

$$x_1 \sim 0,5.$$

Отметим, что экспериментальные оценки<sup>/24/</sup> дают близкое значение величины  $M_p - M_\pi = 1,6 \pm 0,5$ , что, однако, намного превышает предсказание кварковой модели "слияния"<sup>/25/</sup>. Совокупность экспериментальных данных<sup>/26/</sup> по корреляциям частиц, образованных с большими  $p_1$ , указывает на то, что механизм образования проявляет себя как двухпучковая структура с малым разбросом поперечного импульса в направлении, перпендикулярном к осям пучков.

Уже отмечалось, что корреляции частиц в области больших углов можно изучать опираясь на свойства убывания одночастичных спектров и структурных функций  $\rho^C(z)$ ,  $\rho^{C_1 C_2}(z_1, z_2, \dots)$ , характеризующих пучки адронов. Укажем в этой связи на важность предположения масштабных свойств распределений  $\rho = \rho(z_1)$ , которые часто делаются из аналогии с фейнмановским  $x$ -скейлингом /27/.

Отметим, что упомянутые масштабные свойства структурных функций в данном подходе возникают как следствия трансформационных свойств к.п. волновых функций на нуль-плоскости. В частности, эти свойства приводят к следующему автомодельному поведению одно-и двухчастичных функций распределения

$$\rho_{C'}^C(k) = \rho_{C',2}^C(k_1 - z C_1'; z), \quad (25)$$

$$\rho_{C'}^{C_1 C_2}(z_2, k_{11} - z_1 k_{12}; z_1, z_2) = \int d^2 c_1' \rho_{C'}^{C_1 C_2}(k_1, k_2), \quad (26)$$

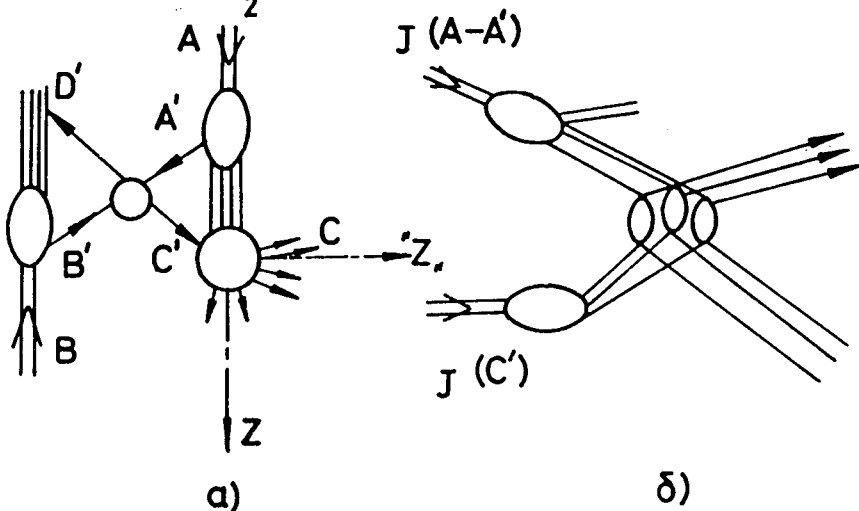
$$\rho_{C'}^{C_1 C_2}(k_1, k_2) = f\left(\frac{k_{11}}{z_1} - \frac{k_{21}}{z_1}, (k_1 + k_2)_1 - (z_1 + z_2) C_1'; z_1, z_2\right),$$

где  $k_{1,2}^+ / c^{A+} = z_{1,2}$ ,  $z_1 / z_2 = k_1^+ / k_2^+ = \gamma$ .

Отметим, что вид зависимости функции (26) может служить указанием на "одночастичный" характер поведения спектра образования двух адронов с большими  $p_1$  /28/.

Совокупность экспериментальных результатов ISR-FNAL-ИФВЭ по измерениям средних множественностей в адронных пучках /28/ и рождения адронов на ядерных мишенях /29/ представляют серьезные указания на необходимость учета эффектов когерентного взаимодействия пучков частиц в процессах их образования с большими поперечными импульсами. Отметим, задача о взаимодействии пучков (одного вдоль оси столкновения другого перпендикулярного к нему пучка) может быть рассмотрена по аналогии

с когерентным взаимодействием на ядерных мишенях. В этом случае она сводится к задаче столкновения частицы с ядром на малые углы в некоторой повернутой на  $\theta \sim \frac{\pi}{2}$  системе координат



В этой новой системе отсчета взаимодействие двух пучков может быть рассмотрено как когерентный процесс <sup>/30/</sup>, в котором кратные рассеяния играют существенную роль.

В работе <sup>/31/</sup> в рамках такого подхода получено эikonальное решение для амплитуды перехода  $T_{2 \rightarrow n}^{\text{эйк.}}$ , которое учитывает продольное движение составляющих и эффекты их перерассеяний. С помощью полученного решения проведена оценка характера роста ассоциативной средней множественности пучка как функции  $p_1$ .

В частности, в некоторой ограниченной кинематической области получен линейный рост  $\bar{n}(p_1) \sim p_1$ , естественный в когерентных моделях взаимодействия адронов <sup>/30/</sup>. И в приближении прямолинейных путей <sup>/32/</sup> в дополнение к более умеренному логарифмическому поведению  $\bar{n}^{\text{***}}(p_1)$ , следующему из моделей тормозного излучения <sup>/33/</sup> и партонной картины, это поведение может быть рассмотрено как возможный вклад в механизм многокомпонентного описания средних множественностей <sup>/34/</sup> в согласии с структурой конечных частиц в экспериментах с большими поперечными импульсами <sup>/26/</sup>. На этом пути особый интерес представляет рассмотрение

зависимости от атомного номера инклюзивных спектров адронов в области больших поперечных импульсов.

В заключение мы благодарим Н.Н.Боголюбова, А.А.Логунова, М.А.Маркова за интерес к работе, а также С.Бродского, В.Г.Гарсеванишвили, С.С.Герштейна, П.Даррюлюа, В.Г.Кадышевского, С.П.Кулешова, М.Д.Матеева, Р.М.Мир-Касимова, В.И.Саврина, А.А.Хелашвили, П.Шубелина за полезные обсуждения.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. А.А.Логунов, М.А.Мествиришвили, Нгуен Ван Хьеу. Препринт ИФВЭ 67-49, Серпухов, 1967; *Phys. Lett.*, **26B**, 611 (1967);  
А.А.Логунов, Нгуен Ван Хьеу, О.А.Хрусталева. Сборник, посвященный Н.Н.Боголюбову в связи с его 60-летием, М., "Наука", 1969;  
А.А.Логунов, М.А.Мествиришвили. ЦЕРН, ТН-1707, Женева, 1973.
2. Р.Фейнман. Взаимодействие фотонов с адронами. М., "Мир", 1975; *Phys. Lett.*, **23**, 14151 (1969).
3. М.А.Марков. Нейтрино, М., "Наука", Москва, 1964.
4. D.Sivers, S.Brodsky, R.Blankenbecler. *Phys. Reports*, **23C**, (1976).
5. S.Berman, J.Bjorken, J.Kogut. *Phys. Rev.*, **D4**, 3388 (1971);  
S.Ellis, M.Kislinger. *Phys. Rev.*, **D9**, 2027 (1974).
6. А.Н.Квинихидзе, А.Н.Сисакян, Л.А.Слепченко, А.Н.Тавхелидзе. ХУШ Международная конференция по физике высоких энергий. Работа 1081/A4-31, Тбилиси, 1976; ЭЧАЯ, т. 8, вып. 3, Атомиздат, Москва, 1976.
7. А.В.Ефремов, А.В.Радюшкин. Препринт ОИЯИ Р2-9821, Р2-9906, Дубна, 1976; Н.В.Красников, К.Г.Четыркин. Препринт ИЯИ Р-0036, Москва, 1976.
8. А.А. Logunov, A.N. Tavkhelidze. *Nuovo Cimento.*, **29**, 380 (1963).
9. А.А.Архипов, А.А.Логунов, В.И.Саврин. Препринт ИФВЭ 75-107, Серпухов, 1975; ТМФ, **26** (1976).
10. Н.Н.Боголюбов, В.С.Владимиров, А.Н.Тавхелидзе. ТМФ, **12**, 305 (1972).
11. А.А.Логунов, М.А.Мествиришвили, В.А.Петров. Препринт ИФВЭ 74-66, Серпухов, 1974.
12. J.Gunion. *Phys. Rev.*, **D10**, 242 (1974); S.Brodsky, R.Blankenbecler. *Phys. Rev.*, **D10**, 2973 (1974).
13. A.Matveev, R.M.Muradyan, A.N.Tavkhelidze. *Lett. Nuovo Cimento*, **7**, 719 (1973).
14. S.Brodsky, G.Farrar. *Phys. Rev. Lett.*, **31**, 1153 (1973).
15. D. Darriulat. Rapporteur talk at the XVIII Intern. Conf. on High Energy Physics, Tbilisi, 1976.



16. P.A.M.Dirac. Rev. Mod. Phys., 21, 392 (1949);  
R.Föhrlich. Acta Phys. Austr., 32, 87 (1970);  
H.Leutwyler. Nucl. Phys., B76, 413 (1974);  
А.А.Хелашвили. Препринт ОИЯИ Р2-8750, Дубна, 1975;  
А.Н.Квинихидзе, В.А.Матвеев, А.Н.Тавхелидзе, А.А.Хелашвили. Препринт ОИЯИ Д2-9540, Дубна, 1976.
17. А.Н.Квинихидзе, Л.А.Слепченко. ТМФ, 24, 54 (1975).
18. С.В.Голоскоков, С.П.Кулешов, М.А.Смондырев, В.Г.Тепляков. Препринт ОИЯИ Р2-10142, Дубна, 1976;  
P.D.V.Collins., F.D.Gault, A.Martin. Nucl. Phys., B85, 141 (1975).
19. B.Alper et al. Phys. Lett., 44B, 521 (1973);  
Nucl. Phys., B87, 19 (1975); B100, 237 (1975);  
M.Banner et al. Phys. Lett., 44B, 537 (1973);  
F.W.Büsser et al. Phys. Lett., 46B, 471 (1973).
20. J.W.Cronin et al. Phys. Rev., D11, 3105 (1975).
21. J.Bjorken, D.Kogut. Phys. Rev., D8, 1371 (1973).
22. A.M.Baldin et al. Proceedings of the 1975 CERN-JINR School of Physics, Alushta; JINR E2-9086, Dubna, 1975.
23. S.Drell, T.Yan. Phys. Rev. Lett., 24, 181 (1970).
24. G.Donaldson et al. Phys. Rev. Lett., 36, 1110 (1976); ХУШ Международная конференция по физике высоких энергий, Работа 746/A4-27, Тбилиси, 1976.
25. B.Combridge. Phys. Lett., 62B, 222 (1976).
26. P.Darriulat. Rapporteur's talk on the Intern. Conference, Palermo 1975.
27. J.Bjorken. Proc.of the SLAC Institute on Particle Phys., 1975.
28. G.Finocchiaro et al. Phys. Lett., 50B, 398 (1974).
29. D.Cronin et al. ХУШ Международная конференция по физике высоких энергий, работа 753/A4-17, Тбилиси, 1976; S.A.Akimenko et al. Конференция по физике высоких энергий, работа 1225/A4, Тбилиси, 1976.
30. V.A.Matveev, A.N.Tavkhelidze. Preprint JINR E2-5141, Dubna, 1970.
31. А.Н.Квинихидзе, Л.А.Слепченко. Международная школа-семинар по физике элементарных частиц, Сочи, 1975, ОИЯИ, Р1,2-8549, Дубна, 1975;  
J.Gasser, W.P.Sukhatme. Univ.of Cambridge DAMTP 76/3 (1976).
32. С.П.Кулешов, В.А.Матвеев, А.Н.Сисакян, М.А.Смондырев, А.Н.Тавхелидзе. ЭЧАЯ т.5, вып. 1, М., Атомиздат, 1974.
33. A.P.Contogouris, J.P.Holden, E.N.Argyres. Phys. Lett., 51B, 251 (1974); Nucl. Phys., B85, 102 (1975).
34. A.N.Sissakian, L.A.Slepchenko. Proceedings of the VI Intern. Seminar on High Energy Problems. JINR D1, 2-9224, Dubna, 1975;  
J.L.Alonso., A.C.Dawright. Phys. Rev., D12, 776 (1975).