

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



С323.58

К-327

Д2 - 10297

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

474/1-77

МЕТОД КВАРКОВОГО СЧЕТА
ДЛЯ ИНКЛЮЗИВНЫХ ПРОЦЕССОВ

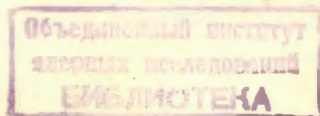
1976

Д2 - 10297

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

МЕТОД КВАРКОВОГО СЧЕТА
ДЛЯ ИНКЛЮЗИВНЫХ ПРОЦЕССОВ

*Доклад на Международном совещании "Процессы
множественного рождения и инклюзивные реакции
при высоких энергиях" /Серпухов, ноябрь, 1976/.*



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

Д2 - 10297

Метод кваркового счета для инклюзивных процессов

Получены представления для инклюзивных сечений в рамках трехмерной формулировки квантовой теории поля. С привлечением метода кваркового счета для электромагнитных формфакторов и дифференциальных сечений бинарных процессов получен ряд следствий о поведении инклюзивных характеристик процессов с большим поперечным импульсом.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований

Дубна 1976

Kvinihidze A.N., Matveev V.A.,
Sissakian A.N., Slepchenko L.A.,
Tavkhelidze A.N.

Д2 - 10297

Quark Counting Method for Inclusive Processes

Representations for inclusive cross sections are obtained within the three-dimensional formulation of quantum field theory. A number of consequences on the behaviour of inclusive characteristics of large transverse momentum processes is obtained using the quark counting method for electromagnetic form factors and for differential cross sections of binary processes.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research

Dubna 1976

Исследования инклюзивных процессов дают важные сведения о характере взаимодействия адронов при высоких энергиях ^{1,2/}.

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-партоновые модели и различные их модификации, в результате чего сечения инклюзивных процессов выражаются через дифференциальные сечения взаимодействия точно-подобных составляющих /кварков/ и их структурных функций ^{2,3/}.

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-партоновой картине взаимодействия адронов ^{4-7/}, для чего удобно использовать трехмерную формулировку квантовой теории поля ^{8/}, в которой волновые функции адронов имеют смысл амплитуд вероятности /см., например, ^{9/} /.

Основное место в предлагаемой работе занимает исследование степенного поведения сечений инклюзивных процессов в области больших поперечных импульсов. Дело в том, что при изучении глубоконеупругих процессов в бьеркеновском пределе было показано, что при достаточно общих предположениях на поведение спектральных функций формфакторы носят 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:

$$\frac{d\sigma}{d^3p/E} (AB \rightarrow C+X) \sim p_T^{-N} f(x_T),$$

причем автомодельная функция $f(x_T)$ 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 характер рождения пучков/струй/. Последние экспериментальные данные в области больших поперечных импульсов, по-видимому, отдадут предпочтение такому механизму [15]. 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 образования частиц с большими поперечными импульсами удобно использовать формулировку квантовой теории поля на нуль-плоскости [16]. При таком описании роль энергии $P_0 = E$

и трехмерного импульса \vec{P} играют "энергия" P^- и "трехимпульс" $\vec{P}_\perp = (P_1^+, P_2^+)$, где $P^\pm = P_0 \pm P_z$.

Адрон A характеризуется 4-импульсом $P = (P^-, \vec{P}_\perp)$ и набором квантовых чисел α . Вектор состояния адрона $|A\rangle = |P^-, \vec{P}_\perp, \alpha\rangle$ является собственной функцией полного гамильтониана H^-

$$H^- |P^-, \vec{P}_\perp, \alpha\rangle = P^- |P^-, \vec{P}_\perp, \alpha\rangle.$$

Мы считаем, что гамильтониан H^- построен из фундаментальных полей $\Psi_i(x)$ и вектор $|A\rangle$ является, вообще говоря, фокковским столбцом в пространстве чисел заполнения операторов Ψ_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 [6]:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{AB \rightarrow CX}}{d^3p/E} &= \frac{1}{4(2\pi)^2 s} \sum_{AB \dots} \int \rho_A^A(p_T^- x A_T, x; \alpha) \rho_B^B(q_T^- y B_T, y; \beta) \times \\ &\times z \rho_C^C(k_T^- z C_T, z; \gamma) |T_{A'B'C'D'}^{(2)}|^2 \times \\ &\times (C^+ x y)^{-1} dp_T^2 dq_T^2 \frac{dk^+}{k^+} dx dy \times \quad /1/ \\ &\times \delta\left[\frac{A^2 - \alpha}{A^+} + \frac{B^2 - \beta}{B^+} + \frac{C^2 - \gamma}{C^+} + \right. \\ &\left. + \frac{1}{k^+} (s' + t' + u' - C^2 - k^2 - A'^2 - B'^2)\right] d\alpha d\beta d\gamma, \end{aligned}$$

где

$$s' = xys, \quad t' = \frac{x}{z}t, \quad u' = \frac{y}{z}u$$

и

$$x = p_a^+ / A^+, \quad y = p_b^+ / B^+, \quad A^+ = P_A, \quad B^+ = P_B \dots$$

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:

$$\begin{aligned} \rho_A^{A'}(\underline{p}, a) = & \sum_n C_n \int |\Phi_A^{A'}(\underline{p}_2, \dots, \underline{p}_j, \dots, \underline{p}_n)|^2 \times \\ & \times \delta(a - \sum_{\ell} \frac{(p_{\ell T} - x A_T)^2 + m_{\ell}^2}{x_{\ell}}) \times \quad /2/ \\ & \times \delta(A - \sum_{\ell} p_{\ell}) x_2 \dots x_n \prod_{\ell \neq j} d^2 p_{\ell T} dx_{\ell}, \end{aligned}$$

где $\Phi_A^{A'}$ - фурье-образ одновременной / квазипотенциальной / "вершинной" функции

$$\begin{aligned} \Phi_A^{A'}(\underline{p}'_1, \dots, \underline{p}'_{\alpha}, \dots, \underline{p}'_{\alpha}) \delta(p_A - p_{A'} - \sum_i p_i) = \\ = \int \prod_1^{\alpha} dx_j e^{i \sum_j p_j x_j} \langle A' | \Psi_1(x_1) \dots \Psi_{\alpha}(x_{\alpha}) | A \rangle. \quad /3/ \end{aligned}$$

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 Φ_A^a, Φ_B^b , удовлетворяющие условию нормировки:

$$\begin{aligned} \sum_n [2(2\pi)^3]^{n-1} \int |\Phi_A^a(\underline{p}_1, \dots, \underline{p}_n)|^2 A^+ \delta(A - \sum_{\ell} p_{\ell}) \times \\ \times \prod_1^n d^2 p_{\ell T} x_{\ell} dx_{\ell} = 1. \quad /4/ \end{aligned}$$

Таким образом, выражение

$$\rho_A^a(\underline{p}_a) = \int da \rho_A^a(\underline{p}_a; a)$$

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

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

$$\rho_A^a(\underline{p}_a; a) = \rho_A^a(p_{aT} - x A_T; x; a).$$

Требование ограниченности поперечного импульса для не взаимодействующих составляющих дает:

$$\rho_A^a(\underline{p}_a, a) \approx \delta(a - p_A^2) \delta(\vec{p}_{aT} - x \vec{p}_{AT}) \rho_A^a(x). \quad /5/$$

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

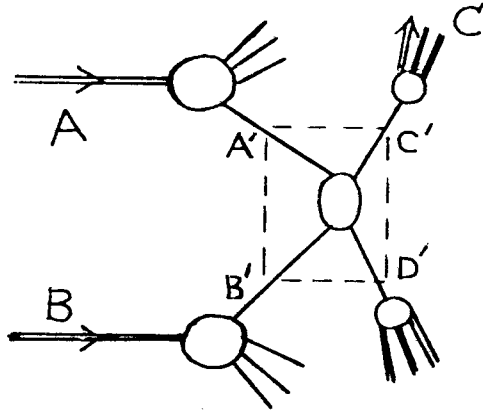
В этом случае величина $[16\pi\lambda(s)]^{-1} |T_{A'B' \rightarrow C'D'}(s, t)|^2$ представляет собой дифференциальное сечение "бинарного" взаимодействия кварков $d\sigma^{ab} / dt'$. Тогда, в пределе высоких энергий и больших передач импульса $s \rightarrow \infty$, $t/s = \text{const}, u/s = \text{const}$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

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

или, обозначая через $d\sigma^{AB \rightarrow CX} / d^3 p / E$ сечение инклюзивного образования состояния $C' = c$ - т.н. пучка, получим

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

Рассмотренное приближение иногда можно изобразить так:



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

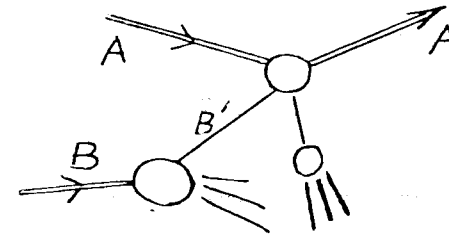
Итак, допуская существование кварковых состояний, взаимодействие адронов в инклюзивных процессах можно описать структурными функциями глубоконеупругих лептон-адронных процессов. Подобное свойство универсальности функций $\rho(x)$, которое приводит к эффективной локальности взаимодействия адронов, было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

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

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

Для наглядности это приближение можно представить в следующем виде:



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

$$S_{A'}^{(n)}(x, (1-x)\Lambda) = \int \prod_{\ell=1}^n d^2p_{T\ell} \delta\left(\sum_{\ell=1}^n p_{T\ell}\right) \times$$

$$\times \int_0^1 \prod_{\ell \neq A'} x_{\ell} d x_{\ell} \delta\left(x + \sum_{\ell \neq A'} x_{\ell} - 1\right) \times$$

$$\times \bar{\Phi}_{A'}^{A'}(p_{1T} - x_1 \Lambda, x_1, \dots, p_{nT} - x_n \Lambda, x_n) \times$$

$$\times \Phi_{A'}^{A'}(p_{nT} - x_n \Lambda, x_n, \dots, p_{1T} - x_1 \Lambda, x_1). \quad /9/$$

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

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

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

Отметим, что в этом случае величина $S_a(x, \dots)$ будет определяться продольным движением составляющих - кварков внутри адрона А ^{/17/}. В мгновенном пределе, соответствующем "замороженным" кваркам, в обычной картине $x_i \rightarrow \mu_i$ / μ_i - приведенная масса i -составляющей/

$$\sum_a s_a(x, (1-x)\Lambda) \rightarrow \delta(x-\bar{x}) F_A(\Lambda^2) \quad /11/$$

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

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

$$\frac{d\sigma^{aB \rightarrow a}}{d^3p/E} = \sum_b \rho_B^b(x) \frac{d\sigma^{ab \rightarrow ab}}{dt'}(s'; t') \quad /12/$$

$$s' + t' + u' \cong \mathbb{M}^2, \quad x = -t'/\mathbb{M}^2 - t. \quad /13/$$

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

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

где n_A - минимальное число валентных составляющих адрона А

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

$s \rightarrow \infty, \quad z = \cos\theta_s = 1 + 2t/s$

В работах ^{/18/} 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 адронах $AB \rightarrow A + \dots$ с большими поперечными импульсами при $s \rightarrow \infty$, $t/s = \text{const}$, $u/s = \text{const}$ получим соответственно

$$\frac{d\sigma^{AB \rightarrow CX}}{d^3p/E} \rightarrow \sum_{A'B' \dots T} P_T^{-N} \mathcal{F}_{AB}^C(x_T, \theta, \dots) \quad /16/$$

$$\frac{d\sigma^{AB \rightarrow AX}}{d^3p/E} \rightarrow \sum_{A'B' \dots T} P_T^{-N-4(n_A-1)} \mathcal{F}_B^{(C)}(x_T, \dots), \quad /17/$$

где

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

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', D' представляют собой кварковые состояния, размерный счет дает поведение p_T^{-4} , в соответствии с результатом партонной модели^{15/}. Однако на опыте 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^{19/} может служить косвенным указанием на существование кварковых промежуточных подпроцессов, например, πq -рассеяния ($A' = \pi, B' = q$).

Зависимость же показателя N от переменной x_T при энергиях FNAL^{20/} может свидетельствовать в пользу нескольких промежуточных механизмов. В частности, для инклюзивной реакции с образованием π -мезонов в pp -соударениях

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

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

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

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

$$\frac{d\sigma}{d^3p/E} (\pi p \rightarrow p): p_T^{-12}, \dots \quad /20/$$

в согласии с экспериментальными результатами FNAL, ISR^{15,19,20/}.

Отметим, что значения инклюзивных спектров в эксклюзивном пределе $x_T \rightarrow 1$ 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^{13/} и правил соответствия сечений инклюзивных и эксклюзивных реакций^{21/} при $s \rightarrow \infty$, $t/s \sim \text{const}$, $u/s \sim \text{const}$ и $x_T \rightarrow 1$.

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^{22/}, рассматривая их как многокварковые системы.

Рассмотрим 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 $t \sim q^2$ 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

$$S_A^a(x, 0_T) = \rho_A^a(x) = \sum_n \int |\Phi_A^a(k_T, x)|^2 d^2k_T \quad /21/$$

удовлетворяют к.п. уравнению.

$$S_{\Lambda}^a(x, (1-x)q_T) = \int d^2 k_T \bar{\Phi}(k_T, x) \Phi(k_T + (1-x)q_T, x).$$

Решение этого уравнения в низшем приближении определяет, согласно /21/, структурную функцию

$$\rho_{\Lambda}^a(x) \underset{x \rightarrow 1}{\sim} (1-x)^{2n_{\Lambda}-3}, \quad /22/$$

где n_{Λ} - минимальное число валентных составляющих. Этот вид функции $\rho_{\Lambda}^a(x)$ соответствует значению /14/ формфактора $F_{\Lambda}(q^2)$ 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.п. уравнения для волновой функции дают, вообще говоря, более сложное поведение $\Phi_{\Lambda}^a(k_T, x)$. Соответствующая этому решению структурная функция $\rho_{\Lambda}^a(x)$ обладает пороговым поведением /22/ при $x \rightarrow 1$, определяемым значением $n_{\Lambda}' = 2n(\bar{a}A) - 1$, где $n(\bar{a}A)$ - минимальное число кварков, которое может образоваться в системе с квантовыми числами состояния $\bar{a}A$. Отметим, что такое решение соответствует предположению партонной модели о наличии в адроне в дополнение к валентным составляющим т.н. "моря" кварк-антикварковых пар.

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

$$\mathcal{F}(x_T, \theta = \text{фикс}) \underset{x \rightarrow 1}{\sim} (1-x)^M \quad /23/$$

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

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

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

III. Обсудим рассмотренные приближения с точки зрения результатов недавних экспериментов ¹⁵. Оценим относительную роль вкладов механизмов /16/ и /17/. Инклюзивные спектры образования π -мезонов с большими p_T в pp - и πp -соударениях в приближении пучкового механизма /16/ и с учетом главных вкладов обладают одинаковой степенью падения, а именно:

$$\frac{d\sigma}{d^3 p/E}(\pi p \rightarrow \pi) \sim \frac{d\sigma}{d^3 p/E}(pp \rightarrow \pi) \sim p_T^{-8} (1-x_T)^9$$

$$\theta - \text{фиксир.} \quad /24/$$

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

Однако, как следует из экспериментальных данных FNAL в области значений $x_T > 0,3$ ²⁴, отношение сечений

$$R\left(\frac{pp \rightarrow \pi}{\pi p \rightarrow \pi}\right) \text{ начинает падать с увеличением } x_T \quad (R(p_T=1,0) = 1,6 \rightarrow R(p_T=4,0) \approx 0,25).$$

С другой стороны, с ростом x_T увеличивается вероятность образования лидирующих π -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

$$\pi\text{-мезонов /с сечением } \frac{d\sigma}{d^3 p/E}(\pi p \rightarrow \pi) \sim p_T^{-8} (1-x_T)^7 /, \text{ для}$$

значения отношения π сечений R можно получить искомое увеличение числа π -мезонов, рожденных в πp -соударениях над соответствующим числом в pp -соударениях.

$$R\left(\frac{PP \rightarrow \pi}{\pi P \rightarrow \pi}\right) \sim a(1-x_T)^M, \quad M \approx 2,0, \quad x_T \sim 0,5$$

Отметим, что экспериментальные оценки ²⁴ дают близкое значение величины $M_p - M_\pi = 1,6 \pm 0,5$, что, однако, намного превышает предсказание кварковой модели "слияния" ²⁵.

Совокупность экспериментальных данных ²⁶ по корреляциям частиц, образованных с большими p_T , указывает на то, что механизм образования проявляет себя как двухпучковая структура с малым разбросом поперечного импульса в направлении, перпендикулярном 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 $\rho \approx \rho(z_T)$, которые часто делаются по 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

$$\rho_{C'}^C(k) = \rho_{C'}^C(k_T - zC_T'; z) \quad /25/$$

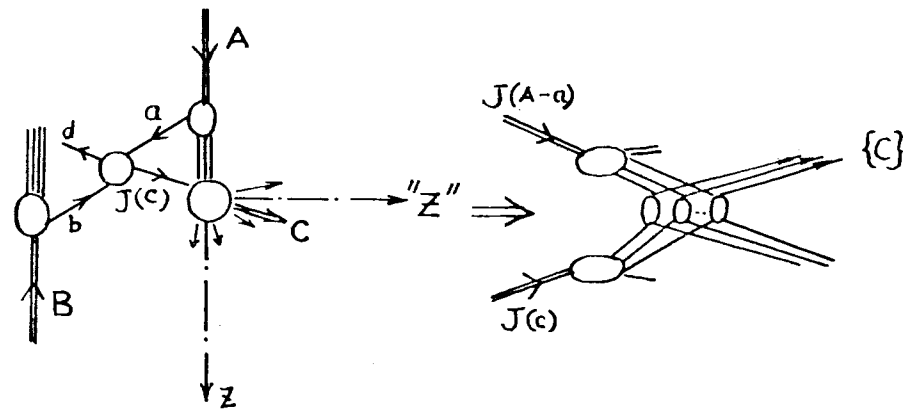
$$\rho_{C'}^{C_1 C_2}(z_2 k_{T1} - z_1 k_{T2}; z_1, z_2) = \int d^2 C_T' \rho_{C'}^{C_1 C_2}(k_1, k_2)$$

$$\rho_{C'}^{C_1 C_2}(k_1, k_2) = f\left(\frac{k_{1T}}{z_1} - \frac{k_{2T}}{z_2}, (k_1 + k_2)_T - (z_1 + z_2)C_T'; z_1, z_2\right), \quad /26/$$

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

Отметим, что вид зависимости функции /26/ может служить указанием на "одночастичный" характер поведения спектра образования двух адронов с большим p_T .

Совокупность экспериментальных результатов /ISR-FNAL- ИФВЭ/ по измерениям средних множественностей в адронных пучках ²⁸ и рождению адронов на ядерных мишенях ²⁹ представляет серьезное указание на необходимость учета эффектов когерентного взаимодействия пучков частиц в процессах их образования с большими поперечными импульсами. Отметим, что задача взаимодействия пучков /одного вдоль оси столкновения другого, перпендикулярного к нему/ 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 $\theta \sim \pi/2$, системе координат



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

В работе ³¹ в рамках такого подхода получено эйкональное решение для амплитуды перехода $T_{2 \rightarrow n}^{эйк}$, которое учитывает продольное движение составляющих и эффекты их перерассеяний.

С помощью полученного решения проведена оценка характера роста ассоциативной средней множественности пучка как функции p_T .

В частности, в некоторой ограниченной кинематической области получен линейный рост $\bar{n}(p_T) \sim p_T$, естественный в когерентных моделях взаимодействия адронов³⁰ и в приближении прямолинейных путей³². В дополнение к более умеренному, логарифмическому поведению $\bar{n}^{ass.}(p_T)$, следующему из моделей тормозного излучения³³ и партонной картины³⁵, это поведение может быть рассмотрено как возможный вклад в механизм многокомпонентного описания средних множественностей³⁴, в согласии со структурой конечных частиц в экспериментах с большими поперечными импульсами²⁶. Особый интерес при этом 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.Р.Гарсеванишвили, С.С.Герштейна, П.Даррююла, В.Г.Кадышевского, С.П.Кулешова, М.Д.Матеева, Р.М.Мир-Касимова, В.И.Саврина, А.А.Хелашвили, П.Шубелина за полезные обсуждения.

Литература

1. А.А.Логунов, М.А.Мествиришвили, Нгуен Ван Хьеу. ИФВЭ, 67-49-К, Серпухов /1967/; *Phys. Lett.*, 23, 14151 /1969/.
А.А.Логунов, Нгуен Ван Хьеу, О.А.Хрусталева. Сборник, посвященный Н.Н.Боголюбову в связи с его шестидесятилетием. "Наука", М., 1969.
А.А.Логунов, М.А.Мествиришвили. Препринт ЦЕРН, TH-1707, Женева, 1973.
2. Р.Фейнман. Взаимодействие фотонов с адронами. "Мир", М., 1975. *Phys. Lett.*, 26B, 611 /1967/.
3. М.А.Марков. "Нейтрино", Наука, М., 1964.
4. D.Sivers, S.Brodsky, R.Blankenbecler. *Phys. Rep.*, 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. Работа IO81/A4-31/доложена А.Н.Тавхелидзе/. Инф. бюллетень XVIII Межд. конф. по физике высоких энергий. Тбилиси, 1976. ОИЯИ, Дубна, 1976.
7. А.В.Ефремов, А.В.Радюшкин. ОИЯИ, P2-9821, P2-9906, Дубна, 1976.
Н.В.Красников, К.Г.Четыркин. Препринт ИЯИ АН СССР, П-0036, Москва, 1976.
8. А.А.Логунов, А.Н.Тавхелидзе. *Nuovo Cim.*, 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, СТФ 74-66, Серпухов, 1974.
12. J.Gunion. *Phys. Rev.*, D10, 242 /1974/.
S.Brodsky, R.Blankenbecler. *Phys. Rev.*, D10, 2973 /1974/.
13. V.A.Matveev, R.M.Muradyan, A.N.Tavkhelidze. *Lett. Nuovo Cim.*, 7, 719 /1973/.
14. S.Brodsky, G.Farrar. *Phys. Rev. Lett.*, 31, 1153 /1973/.
15. P.Darriulat. Раппортерский доклад на XVIII Международной конференции по физике высоких энергий. Тбилиси, 1976. Инф. бюллетень. ОИЯИ, Дубна, 1976.
16. P.A.M.Dirac. *Rev. Mod. Phys.*, 21, 392 /1949/;
R.Röhrlich. *Acta Phys. Austr.*, 32, 87 /1970/.
H.Leutwyler. *Nucl. Phys.*, B76, 413 /1974/.
А.А.Хелашвили. ОИЯИ, P2-8750, Дубна, 1975.
А.Н.Квинихидзе, В.А.Матвеев, А.Н.Тавхелидзе, А.А.Хелашвили. 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. ОИЯИ, P2-10142, 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. Proc. 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/;
Работа 746/A4-27. Инф. бюллетень XVIII Межд. конференции по физике высоких энергий. Тбилиси, 1976. ОИЯИ, Дубна, 1976.
25. B. Cambridge. Phys. Lett., 62B, 222 /1976/.
26. P. Darriulat. Rapporteur's talk, 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. Работа 753/A4-17. Инф. бюллетень XVIII Межд. конференции по физике высоких энергий. Тбилиси, 1976. ОИЯИ, Дубна, 1976.
S.A. Akimenko et al. Работа 1225/A4. Инф. бюллетень XVIII Межд. конференции по физике высоких энергий. Тбилиси, 1976. ОИЯИ, Дубна, 1976.
30. V.A. Matveev, A.N. Tavkhelidze. JINR, E2-5141, Dubna, 1970.
31. А.Н. Квинихидзе, Л.А. Слепченко. Международная школа-семинар по физике элементарных частиц. Сочи. ОИЯИ, P1,2-8549, 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. Таухелидзе. ЭЧАЯ, т.5, вып. 1, Атомиздат, М., 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. Proc. of the VI International Seminar on High Energy Problems. JINR, D1,2-9224, Dubna, 1975.
J.L. Alonso, A.C.D. Wright. Phys. Rev., D12, 776 /1975/.

Рукопись поступила в издательский отдел
15 декабря 1976 года.