Труды Международного семинара «Глубоконеупругие и никлюзивные процессы», Сухуми, 1975. М., 1977.

В. А. МАТВЕЕВ, А. Н. СИСАКЯН, А. А. СЛЕПЧЕНКО

О зависимости средней множественности от поперечного импульса

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ г. Дубна
ТБИЛИССКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

§1. Недавние эксперименты по образованию частиц с большими поперечными импульсами в адрон-адронных столкновениях при высоких энергиях выявили определенные изменения в поведении сечений по сравнению с областью малых передач /1,2/. К характерным чертам изучаемых процессов относятся: умеренное падение сечений с ростом $p_\perp$ при фиксированных s, рост с энергией сечений при больших фиксированных значениях поперечного импульса $p_\perp$; относительное увеличение доли тяжелых вторичных частиц; появление заметных корреляций между частицами с большими $p_\perp$ и остальными вторичными частицами, а также ряд других свойств. Общая картина поведения этих процессов, складывающаяся при анализе экспериментальных данных, отражена в таблице. Здесь мы специально отметим экспериментальные указания /3,4/ на появление существенной зависимости так называемой ассоциативной множественности от поперечного импульса в области $p_\perp \gtrsim$ Гэв/с.

Согласно современным представлениям о взаимодействии частиц при высоких энергиях /5/, образование адронов при больших поперечных импульсах отвечает области малых пространственно-временных расстояний. При этом умеренное степенное падение сечений упругих и инклюзивных процессов с ростом $p_\perp$ может рассматриваться как аргумент в пользу существования у адронов составной (кварковой) структуры. Это подтверждается, в частности, согласием предсказаний гипотезы автомодельности и размерного кваркового анализа /6/ с экспериментальными данными о двухчастичных столкновениях адронов при больших значениях переданного импульса.

В докладе рассматривается явление роста средней множественности вторичных заряженных частиц от поперечного импульса, исходя из предположения об автомодельном характере поведения полуинклюзивных спектров. При этом мы используем также некоторые результаты исследования процессов множественного образования частиц, полученные в рамках метода прямолинейных путей /7/ и модели когерентных состояний /8/.

§2. Изучение корреляционных зависимостей средних характеристик процессов образования адронов может дать указания лишь на существование определенных взаимосвязей между вторичными частицами. Следующим шагом в понимании механизма множественного рождения является исследование поведения одночастичных распределений от множественности вторичных частиц. Возникает вопрос: к каким ограничениям на вид и характер зависимости одночастичных распределений от n и $p_\perp$ приводят корреляции между средней множественностью и поперечным импульсом или передачей $\bar{n} = \bar{n}(p_\perp)$.

Рассмотрение подобных эффектов удобно проводить на языке характеристик т.н. полуинклюзивных процессов:

$$a + b \longrightarrow (\text{частица с большим } p_\perp) + n \text{ заряженных частиц + любое число нейтральных частиц} \quad (1)$$

т.е. в данном случае в реакции, где инклюзивным образом выделяется одна из вторичных частиц, которая получила в результате взаимодействия большой поперечный импульс.

Среднее число вторичных заряженных частиц при фиксированном поперечном импульсе $p_\perp$ выделенной частицы, т.е. ассоциативная множественность определяется как

$$\langle n(p_\perp)\rangle = \sum_n n\, F_n(p_\perp, s) \Big/ \sum_n F_n(p_\perp, s) \quad (2)$$

Здесь $F_n(p_\perp,s)$ есть дифференциальное одночастичное распределение выделенной частицы при заданном числе дополнительных заряженных частиц n :

$$F_n(p_\perp,s) = \frac{d\sigma_n}{dp_\perp^2} = \frac{1}{c}\,\frac{d^3\sigma_n}{dp_\parallel\, dp_\perp^2} \qquad (3)$$

В формуле (3) известные переменные $p_\parallel, x, M$ - фиксированы и $x \neq 0$. Напомним, что суммирование выражения (3) по числу всех заряженных частиц приводит по определению к одночастичному инклюзивному распределению /9/

$$\frac{d\sigma}{dp_\perp^2}\left(a+b \longrightarrow p_\perp + \text{все что угодно}\right) = \sum_n F_n(p_\perp,s) \qquad (4)$$

Можно ввести также эквивалентное (2) определение ассоциативной множественности, которое ясно демонстрирует корреляционный характер этой величины

$$\langle n(p_\perp)\rangle = \int \frac{d\sigma}{dp_\perp dq_\perp}dq_\perp \Big/ \frac{d\sigma}{dp_\perp} \qquad (5)$$

Из (5), в частности, видно, что в отсутствие корреляций между частицами с импульсами $p_\perp$ и $q_\perp$ ассоциативная множественность при инклюзивном выделении частицы с импульсом $q_\perp$ не зависит от $p_\perp$, т.е. $\langle n(p_\perp)\rangle = \langle n\rangle_{полн.} - 1$

Отметим, что в соответствии с законом сохранения полного импульса происходит компенсация большого поперечного импульса $p_\perp$ выделенной частицы суммарным поперечным импульсом группы остальных частиц, что обусловливает сильную корреляцию между ними.

При выборе конкретного вида зависимости среднего числа частиц от поперечного импульса следует учесть соображения о механизме множественного рождения. Исходя из предположения о когерентном возбуждении частиц, сталкивающихся при высоких энергиях, можно найти, что среднее число вторичных частиц линейно растет с квадратом переданного поперечного импульса /8/ :

$$\langle n(p_\perp)\rangle = a + b p_\perp^2 . \qquad (6)$$

В рамках метода прямолинейных путей этот результат для дифракционного рождения вторичных частиц был получен в работах /7,10/. Такое поведение качественно согласуется с экспериментальными данными, полученными в pp - соударениях при импульсе начального протона в лабораторной системе $P_{лаб} \approx 30$ Гэв/с /4/ (см. рис.1).

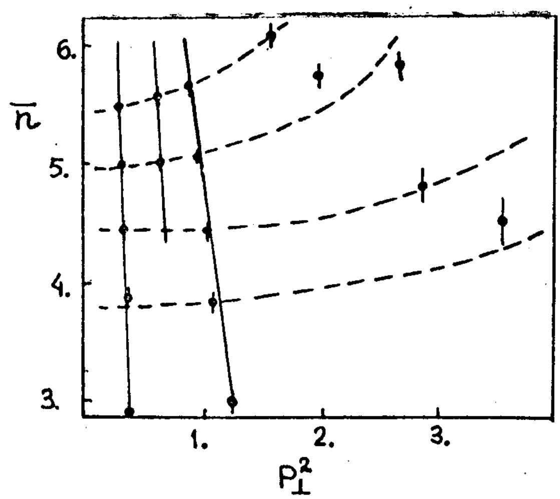

Рис. 1. Зависимость средней множественности заряженных частиц от квадрата поперечного импульса при $p_{лаб.} \cong 30$ Гэв/с /4/.

К аналогичному явлению приводит также принцип фрагментации /11/, где рост $\langle n \rangle$ от $p_{\perp}$ возникает из-за невозможности сообщить адрону большой поперечный импульс без его развала. Отметим, что в мультипериферической модели /12/ средняя множественность убывает логарифмически с ростом $p_{\perp}$ *). Это обстоятельство, по-видимому, отражает тот факт, что мультипериферическая модель отвечает в основном механизму образования вторичных частиц, связанному с появлением в центральной области адронных кластеров, в то время, как результаты модели когерентных состояний, метода прямолинейных путей и принципа фрагментации соответствует механизму дифракционной диссоциации сталкивающихся частиц.

---

*) В то же время в рамках мультипериферической схемы удается воспроизвести рост спектров с энергией и их степенное падение $p_{\perp}^{-8}$ при больших поперечных импульсах /13/.

Непосредственное экспериментальное изучение характера зависимости средней (ассоциативной) множественности от поперечного импульса частицы представляет, таким образом, большой интерес для проверки теоретических моделей.

Кроме того, исходя их соображений физического подобия, проявляющегося в целом ряде наблюдаемых свойств процессов взаимодействия частиц при высоких энергиях, можно предположить, что форма зависимости $\langle n \rangle = f(p_\perp)$ скажется на характере асимптотического поведения сечений полуинклюзивных процессов.

Предположим, например, что сечения полуинклюзивных процессов удовлетворяют соотношению подобия:

$$\frac{d\sigma_n}{d\vec{p}_\perp} = A(p_\perp^2)\,\Psi\left(n/f(p_\perp)\right) \tag{7}$$

Подставим это соотношение в формулу (2), определяющую ассоциативную множественность, и, переходя от суммирования к интегрированию, найдем:

$$\langle n(p_\perp)\rangle = \frac{\sum\limits_n^{N_s} n\;F_n(p_\perp,s)}{\sum\limits_n^{N_s} F_n(p_\perp,s)} = \frac{\int^{N_s} n\,dn\,\Psi\left(n/f(p_\perp)\right)}{\int^{N_s} dn\;\Psi\left(n/f(p_\perp)\right)} = \tag{8}$$

$$= f(p_\perp)\,g\left(N_s/f(p_\perp)\right)$$

где $N_s \sim \sqrt{s}$

Таким образом, функция $f(p_\perp)$ действительно представляет зависимость ассоциативной множественности $\langle n(p_\perp)\rangle$ от импульса, если

$$g\left(N_s/f(p_\perp)\right) \to 1 \quad \text{при} \quad \begin{matrix} s\to\infty \\ p_\perp - \text{фикс.} \end{matrix} \tag{9}$$

Отклонение от асимптотического предела (9) может проявиться лишь в области, где

$$f_{p_\perp}/\sqrt{s} \sim 1 \tag{10}$$

Пусть функция $f_{p_\perp}$ имеет степенную асимптотику

$$f_{p_\perp} \sim p_\perp^{\alpha} \qquad \text{(11)}$$

Тогда условие (10) соответствует сравнительно небольшим передачам

$$p_\perp \sim s^{1/2\cdot\alpha} \qquad \text{(12)}$$

т.е. значениям параметра $x_\perp = \frac{2p_\perp}{\sqrt{s}}$, стремящимся к нулю с ростом s.

Заметим далее, что функция $A\,(p_\perp^2)$, определенная формулой (7), может быть связана с инклюзивным сечением:

$$\frac{d\sigma}{d\vec{p}_\perp} = \sum_n \frac{d\sigma_n}{d\vec{p}_\perp} \sim A\,(p_\perp^2)\, f(p_\perp) \qquad \text{(13)}$$

Используя формулы (7), (8) и (13), нетрудно установить справедливость соотношения

$$\langle n(p_\perp)\rangle \frac{d\sigma_n}{d\vec{p}_\perp} \Big/ \frac{d\sigma}{d\vec{p}_\perp} = \psi\left(\frac{n}{\langle n(p_\perp)\rangle}\right) \qquad \text{(14)}$$

Соотношение подобия (14) представляет основной результат данной работы. Будучи аналогичным соотношению KNO - скейлинга /14/, оно опирается лишь на общие соображения физического подобия и не использует, в частности, предположения о фейнмановском скейлинге.

Таким образом, данное соотношение может рассматриваться как частное проявление свойства автомодельности, характерного для широкого круга явлений в процессах взаимодействия частиц при высоких энергиях.

§3. В качестве иллюстрации рассмотрим пример конкретной функции $\psi(z)$, полученной в моделях дифракционного типа /15/

$$\psi(z) = z^{-2}\, e^{-c/z}, \quad z = \frac{n}{p_\perp^{2\alpha}} \qquad \text{(15)}$$

Соответствующее полуинклюзивное сечение (7), удовлетворяющее автомодельному закону (I4), является, вообще говоря, функцией двух переменных n и $p_\perp$ и определяет, по сути дела, две физические проекции при фиксированных значениях одной из переменных (см. рис. 2,3,4).

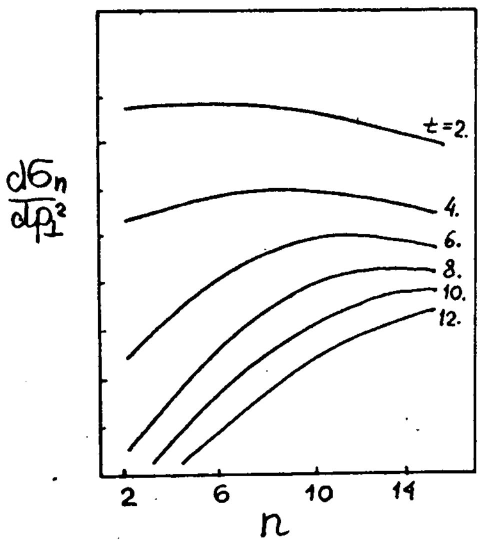

Рис. 2. Полуинклюзивные сечения как функции множественности для различных фиксированных значений $|t| = p_\perp^2$.

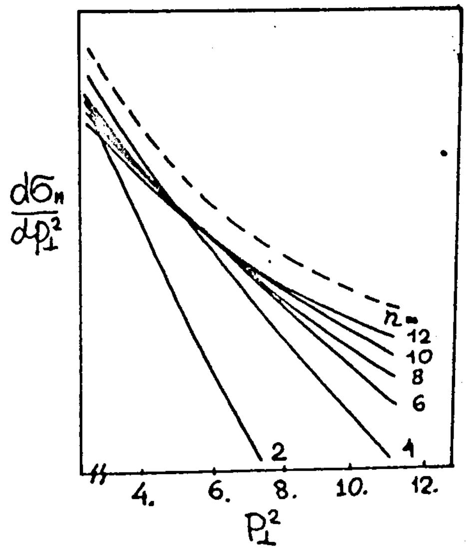

Рис. 3. Зависимость полуинклюзивных спектров для различных значения n от квадрата поперечного импульса в области больших $p_\perp$. Пунктирной линии соответствует суммарное (инклюзивное) распределение.

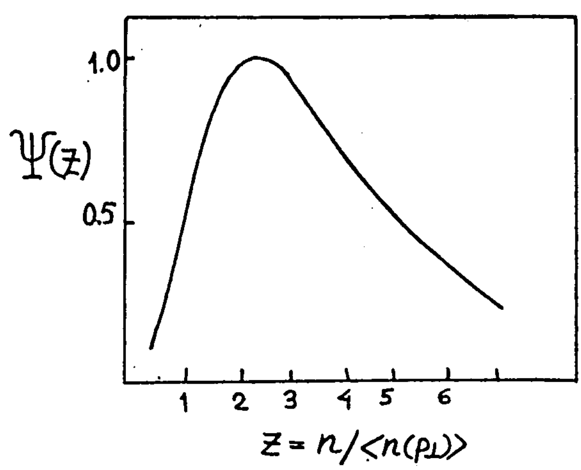

Рис. 4. Зависимость модельной функции $\Psi(n/\langle n(p_\perp)\rangle) = \dfrac{\langle n(p_\perp)\rangle \frac{d\sigma_n}{dp_\perp}}{\frac{d\sigma}{dp_\perp}}$ от переменной $z = n/\langle n(p_\perp)\rangle$.

Отметим, что топологические распределения (при фиксированных значениях n) в области больших $p_\perp$ характеризуются "выполаживанием" описывающей их кривой с ростом множественности (т.н. расширение распределения). Соответствующие таким топологическим распределениям инклюзивные сечения согласуются со степенной асимптотической зависимостью типа:

$$\frac{d\sigma}{dp_\perp^2} \sim \frac{1}{(p_\perp^2)^{2+\alpha}} \left[\exp\left(-\frac{c p_\perp^{2\alpha}}{\sqrt{s}}\right) - \exp\left(-\frac{c p_\perp^{2\alpha}}{2}\right) \right] \qquad (16)$$

Подчеркнем, что определенные формулой (7) распределения в области малых $p_\perp$ при увеличении множественности обнаруживают "сужение" /16/, которое отвечает ассоциативным множественностям, слабо зависящим от $p_\perp$ /17/: $\langle n(p_\perp)\rangle \sim const$. Этот факт указывает на смену режима в поведении наблюдаемых сечений при переходе через некоторое критическое значение $p_\perp^{(0)} \sim 1\,\frac{\Gamma э в}{c}$.

В моделях дифракционного типа ассоциативная множественность в области поперечных импульсов $p_\perp > p_\perp^{(0)}$ имеет приближенно степенную зависимость

$$\langle n(p_\perp)\rangle \sim (d p_\perp)^{2\alpha} \qquad (17)$$

Рассмотренный пример показывает, что детальное исследование конкретных феноменологических схем на основе картины когерентного возбуждения в соединении с гипотезой автомодельности в области больших поперечных импульсов является одним из интересных аспектов в изучении механизмов множественного образования частиц при высоких энергиях.

§4. На Рис.5 приводится распределение экспериментальной величины, соответствующее левой части равенства (14), полученной при анализе полуинклюзивных характеристик $\pi^\pm$-мезонов $\pi^- p$ -взаимодействия при p =40 Гэв/с. Данные получены на основе обработки 6000 неупругих $\pi^- p$ - событий, зарегистрированных

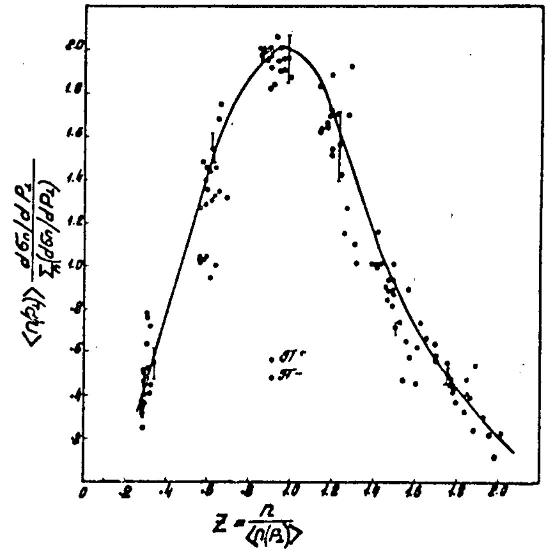

Рис. 5. Экспериментальные данные по зависимости $\psi\left(\frac{n}{\langle n(p_\perp)\rangle}\right)$ от z, полученные в реакции $\pi^- p \to \pi^\pm + {+n}_{\text{зар.}} + \ldots$ на 2-х метровой пропановой камере при $P_\pi = 40$ Гэв/с.

2-метровой пропановой камере ОИЯИ, облученной π^--мезонами с импульсом (40.00 ± 0.24) Гэв/с на ускорителе ИФВЭ.

Подчеркнем, что экспериментальные точки, соответствующие двумерным распределениям $\frac{d\sigma_n^{\pi^\pm}}{d\vec{p}_\perp} = f(n, p_\perp)$ с различными значениями множественности заряженных частиц $n = 2 \div 12$ и всему измеренному интервалу $p_\perp$ при построении в масштабе $z = \frac{n}{\langle n(p_\perp)\rangle}$ по формуле (14) укладываются приближенно на одну универсальную кривую.

Как уже отмечалось, убывающему характеру ассоциативной множественности соответствует "сужение" полуинклюзивных распределений, т.е. в области малых $p_\perp$ вероятности образования большого числа частиц падают намного быстрее, чем соответствущие значения для малых множественностей.

Далее, малость $n\ p_\perp$ корреляций в области $p_\perp \sim p_\perp^{(0)}$ т.е. приближенное постоянство $\langle n(p_\perp)\rangle \sim const$ означает, что степени падения сечений с малыми и большими множественностями с ростом $p_\perp \to p_\perp^{(0)}$ выравниваются.

С другой стороны, рост $\langle n(p_\perp)\rangle$ с $p_\perp$ соответствует переходу на новый режим - сечения с большими n при возрастании становятся более пологими, чем для малых множественностей-имеет место т.н. "расширение" распределений.

Т.о. области малых и больших $p_\perp$ четко выделены существенно различными режимами поведений как инклюзивных и полуинклюзивных сечений, так и моментов этих распределений, причем, по-видимому, область $p_\perp^{(0)} \sim$ I Гэв/с является промежуточной.

Следует подчеркнуть, что на некую универсальность автомодельного поведения полуинклюзивных сечений (I4) указывает то обстоятельство, что полученное соотношение подобия сочетается с существенно различным характером поведения в области малых и больших поперечных импульсов.

Отметим в заключение два обстоятельства. Анализ поведения ассоциативных множественностей показывает, что за рост $\langle n(p_\perp)\rangle$ ответственны частицы, вылетевшие в противоположной полусфере относительно фиксированной частицы с большим $p_\perp$, а в "сопутствующей" полусфере $\langle n(p_\perp)\rangle$ имеет падающий характер. Т.о. необходимо, вообще говоря, проводить разделение в отборе событий на "сопутствующие" и "противоположные" выделенной частице, т.к. распределения без указанной выборки могут смешиваться и давать усредненные эффекты. И, наконец, заметим, что для изучения поперечных распределений в широком интервале $p_\perp$ необходимо, вообще говоря, рассматривать многокомпонентное описание, которое требует совместного учета рождения мягких частиц, соответствующих механизму статистического образования адронов в центральной области, а также рождения ассоциаций адронов, обязанных механизму когерентного возбуждения частиц при высоких энергиях.

Таблица

	Малые $p_\perp$	Большие $p_\perp$
s -фикс. $p_\perp$ - растет	Быстрое падение сечений с ростом $p_\perp$ $\sim exp(-b\, p_\perp)$	Умеренное падение сечений с ростом $p_\perp$ $\sim p_\perp^{-m}$
$p_\perp$-фикс. s - растет	Слабая зависимость сечений от s	Растущий характер сечений с ростом s
	Среди вторичных частиц преобладают пионы, причем $n_{\pi^+} \approx n_{\pi^-}$	Увеличение числа тяжелых заряженных частиц и $n_{\pi^+} > n_{\pi^-}$
	Слабая зависимость ассоциативной множественности от $p_\perp$ $\langle n(p_\perp)\rangle \sim const$	Рост ассоциативной множественности с ростом $p_\perp$ $\langle n(p_\perp)\rangle = f(p_\perp)$

Литература

I. F.W.Busset et al., Phys.Lett. 46B, 471 (1973).

M.Banner et al., Phys.Lett., 44B, 531 (1973).

B.Alper et al., Phys.Lett., 44B, 521 (1973).

2. S.D.Ellis, R.Thun, CERN, TH 1874 (1974).

S.D.Ellis, Rapporteurs talk at Lonson Conference (1974).

3. F.W.Busser et al. Phys.Lett. 51B, 306, 311 (1974).

G.Finocchiaro et al. Phys.Lett. 50B, 396 (1974).

4. A.Ramanauskas et al. Phys.Rev.Lett. 31, 1371 (1974).

E.W.Anderson et al. Talk at the London Conference (1974).

5. V.A.Matveev, R.M.Muradyan, A.N.Tavkhelidze. Lett. Nuovo Cim. 7, 719 (1973).

6. V.A.Matveev, R.M.Muradyan, A.N.Tavkhelidze, JINR E2-8048, Dubna (1974); Talk at the London Conference (1974).

7. B.M.Barbashov, S.P.Kuleshov, V.A.Matveev, V.N.Pervushin, A.N.Sissakian, A.N.Tavkhelidze, Phys.Lett. 33B, 484 (1970), ТМФ 5, 350 (1970).

8. V.A.Matveev, A.N.Tavkhelidze, JINR, E2-5141, Dubna (1970).

9. A.A.Logunov, M.A.Mestvirishvily, CERN, TH-1707, Geneva (1973).

IO. С.П.Кулешов, В.А.Матвеев, А.Н.Сисакян, М.А.Смондырев,

А.Н.Тавхелидзе, ЭЧАЯ т.5, вып.I,3, Атомиздат, Москва, 1974.
A.N.Sissakian, Preprint Research Institute for Theoretical Physics, University of Helsinki (1974).
II. J.Benecke, T.T.Chou, C.N.Yang, E.Yen, Phys.Rev. 188,2159(1969)
I2. P.Amati, S.Fubini, Stanghelini A., Nuovo Cim. 26, 896 (1962).
H.T.Nieh, J.M.Wang. Phys.Rev. D5, 2226 (1972).
I3. И.М.Дремин, ЯФ, 18, 617 (1973).
I4. Z.Koba, H.B.Nielsen and P.Olesen, Nucl.Phys. B43, 125(1972); Phys.Lett. 38B, 25 (1973).
I5. Л.А.Слепченко, ОИЯИ Р-7042, Дубна (1973);
Сообщение АН ГрССР 73, 52 (1974);
А.Н.Квинихидзе, Л.А.Слепченко, ОИЯИ, Р1,2-8529, Дубна (1975).
I6. N.N.Biswas et al. Phys.Rev.Lett. 26, 1589 (1971).
I7. H.Boggild et al. Nucl.Phys. B72, 221 (1974).

Дискуссия

В.Г.Кадышевский. Можно ли сопоставить Ваше соотношение подобия с KHO- скейлингом ?

А.Н.Сисакян. Соотношение KHO- скейлинга (как для инклюзивных, так и для полуинклюзивных процессов) получено в рамках существенных предположений о фейнмановском скейлинге и слабых корреляционных связях. Наше соотношение, напротив, получено из предположения о сильных корреляциях. В частном случае, предполагая полную факторизацию полуинклюзивного распределения, можно, как следствие, получить KHO - скейлинг. Я бы хотел еще раз подчеркнуть, что наш результат, по-видимому, можно рассматривать как проявление общего принципа автомодельности. В качестве масштаба в нашем соотношении подобия выступает ассоциативная множественность, которая существенно зависит от $P_\perp$. Интересно отметить, что в рамках модели когерентных состояний и приближения прямолинейных путей эта величина непосредственно связана с параметрами упругого процесса (наклоном дифракционного пика и ионным сечением).

Причём эта связь существенно возникает в области автомодельного поведения полного дифференциального сечения.

А.С.Потупа. Скейлинг Коба-Нильсена-Ольсена (КНО) не зависит от гипотезы о фейнмановском плато. Тем больший интерес представляет анализ дифференциальных аналогов КНО - скейлинга, в частности, результаты Вашей работы. Хотелось бы уточнить, какой реальный диапазон $P_\perp$ учитывается?

А.И.Сисакян. Исходные теоретические модели, из которых, как мы видели, вытекает наше соотношение подобия (Модели кваркового счета, приближение прямолинейных путей), указывают, что интервал по $P_\perp$ может быть ограничен (и зависит от энергии). Апеллируя же к эксперименту (имеется в виду рост $\langle n\rangle_{acc}$ от $P_\perp$), можно сказать, что использование нашего соотношения наиболее целесообразно при $P_\perp$, больших I Гэв/с. Однако, поскольку в нашем соотношении содержится информация и о пределе слабых корреляционных связей, можно надеяться, что оно окажется удобным и для описания экспериментальных данных при $P_\perp <$ I Гэв/с. Представляет значительный интерес экспериментальная проверка этого соотношения при больших энергиях для разных типов полуинклюзивных реакций в широком интервале $P_\perp$.

А.Н.Тавхелидзе. Какие экспериментальные величины представляют интерес для теоретического изучения?

А.И.Сисакян. Большой интерес представляют полуинклюзивные характеристики процессов, так как они несут богатую информацию и об инклюзивных величинах, и о корреляционных связях. Измерение полуинклюзивных распределений и ассоциативных множественностей позволит, в частности, провести проверку предлагаемого соотношения подобия, что будет весьма критичным к теоретическим предположениям о роли сильных корреляций в процессах множественного рождения в адрон-адронных столкновениях. И что самое главное, такие эксперименты много бы дали для изучения глобальных принципов теории, таких как автомодельность и ее масштабные следствия.

Л.А.Слепченко. Я хочу отметить существенную особенность приведённого в докладе соотношения подобия. Как уже отмечалось, области больших и малых $P_\perp$ резко выделены различным поведением инклюзивных распределений ($\exp(-\beta P_\perp) \to (P_\perp)^{-N}$): "сужением" ($e^{-nP_\perp}$) и "расширением" ($e^{-P_\perp/n}$) соответствующих полуинклюзивных сечений, а также переходом от постоянного $\langle n(P_\perp)\rangle_{acc}$ к растущему $\langle n(P_\perp)\rangle_{acc}$ с увеличением поперечного импульса. В соответствии с этим, мне хотелось бы обратить внимание на некоторый универсальный характер соотношения подобия:

$$\langle n(P_\perp)\rangle(d\sigma_n/dP_\perp)\Big/(d\sigma/dP_\perp) = \Psi\left(\frac{n}{\langle n(P_\perp)\rangle}\right),$$

который проявляется в области как малых, так и больших $P_\perp$. Хотя физические величины, входящие в это соотношение, имеют существенно различный характер, но, будучи отобранными в данной комбинации, они оказываются зависящими только от масштабного соотношения

$$z = n/\langle n(P_\perp)\rangle.$$