СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА

Р2 - 9528

В.С.Ставинский

ФОРМАЛЬНОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ ГИПОТЕЗЫ КУМУЛЯТИВНОГО ЯДЕРНОГО ЭФФЕКТА НА ОПИСАНИЕ ИНКЛЮЗИВНЫХ РЕАКЦИЙ "ЭЛЕМЕНТАРНЫХ" АДРОНОВ

1976

P2 - 9528

В.С.Ставинский

ФОРМАЛЬНОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ ГИПОТЕЗЫ КУМУЛЯТИВНОГО ЯДЕРНОГО ЭФФЕКТА НА ОПИСАНИЕ ИНКЛЮЗИВНЫХ РЕАКЦИЙ "ЭЛЕМЕНТАРНЫХ" АДРОНОВ

Согласно гипотезе ядерного кумулятивного эффекта [1] неупругие взаимодействия с нуклонами сложных составных систем типа атомных ядер, состоящих из А нуклонов, описываются суммой масштабно-инвариантных процессов типа:

$$f_1\,(m + m \to \pi + X) = f_1(\vec{x}_1),$$

$$f_2\,(2m + m \to \pi + X) = f_2(\vec{x}_2),$$

$$\vdots$$

$$f_N\,(Nm + m \to \pi + X) = f_N(\vec{x}_N),$$

$$\vdots$$

$$f_A\,(Am + m \to \pi + X) = f_A(\vec{x}_A).$$

Масштабный аргумент X_N - отношение энергетической переменной рожденной (π) частицы / $T\,\frac{\vec{p}_\pi}{p_\pi}$, $\vec{p}_\pi$ и т.д./ к максимально возможной величине этой переменной согласно кинематике соударения N нуклонов с одним.

Число нуклонов (N) составной системы (A), участвующих в данном акте взаимодействия, определяется вероятностью попадания N нуклонов в некоторый малый объем /равновероятно по всему объему ядра А /. Эта вероятность $(P_N(N))$, следовательно, зависит только от свойств /ядерной плотности/ самого ядра и описывается, например, биноминальным распределением.

Таким образом,

$$E\frac{d\sigma}{d\vec{p}}(Am+m\to\pi+X)=CV_A\sum_{N=1}^{A}P_N(N)f_N(\vec{x}_N), \qquad /1/$$

C - нормировочная константа и V_A - объем ядра.

Первые эксперименты с релятивистскими дейтронами [2] и дальнейшие исследования кумулятивного рождения пионов [3,4] подтвердили гипотезу кумулятивного ядерного эффекта.

В настоящей работе гипотеза кумулятивного эффекта распространяется на составные системы, состоящие из бесконечно большого числа конституентов.

Формально такой переход означает замену суммирования по числу конституентов фрагментирующей частицы /ядра А , отношение /1// на интегрирование по бесконечно большому числу конституентов сталкивающихся адронов:

$$E\frac{d\sigma}{d\vec{p}}(A_2m+A_1m\to c+X)=G(A_1A_2)\int_{N_2^{min}}^{A_2}w(A_2,N_2)dN_2\times$$
$$\times\int_{N_1^{min}(N_2)}^{A_1}w(A_1,N_1)f(N_1,N_2,\xi,p_\perp)dN_1. \qquad /2/$$

$G(A_1A_2)$ - некоторая константа для данных адронов A_1 и A_2, $w(A,N)$ - "функция вероятности" /нормированная на единицу/, определяющая доли /части/ масс сталкивающихся адронов, принимающих участие в реакции

$$N_2m+N_1m\to c+X, \qquad /3/$$

инклюзивное поперечное сечение которой $f(N_1,N_2,\xi,p_\perp)$ зависит в общем случае от чисел N_1 и N_2, а также масштабной переменной (ξ) для рожденной частицы и перпендикулярной составляющей импульса ($p_\perp$).

Нижний предел интегрирования (N_2^{min}) определяется энергетическим порогом реакции /3/ рождения частицы (С) для данных величин ξ и $p_\perp$ на адроне A_1 /как целом/ налетающей "частицей" с массой ($N_2^{min}m$) и импульсом $N_2^{min}p_{A_2}$, где p_{A_2} - импульс адрона A_2/как целого/.

Нижний предел интегрирования по N_1, минимально возможное значение N_1^{min}, определяется кинематикой двухчастичной реакции

$$N_2m+N_1^{min}m\to m_c+(N_2+N_1^{min})m, \qquad /4а/$$

$$N_2m+N_1^{min}m\to m_c+(N_2+N_1^{min}+\frac{m_c}{m})m \qquad /4б/$$

для рождения одной и пары частиц (С) соответственно.

При этом параметры /импульс, энергия/ рожденной частицы представляют из себя максимально возможные значения для процессов /4а/ и /4б/.

Например, в системе координат, где частица A_2 покоится и частица A_1 имеет импульс, полную и кинетическую энергию соответственно P_I, E_I, T_I, для процесса с рождением пары частиц с массой μ кинематика реакции /4б/ дает связь:

$$N_1^{min}(N_2)=\frac{T_I+2\mu}{T_I-\dfrac{E_IE_1-P_IP_1\cos\Theta_1+\mu m}{mN_2}}, \qquad /5а/$$

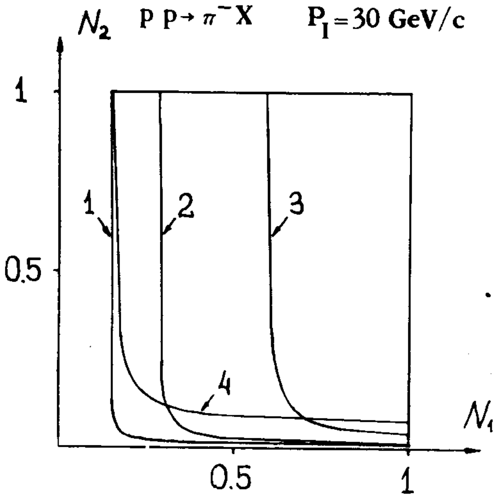
где $\cos\Theta_1$ - косинус угла вылета частицы С , T_1 - ее кинетическая энергия, m - масса нуклона.

Аналогично для процесса образования ядерного фрагмента с массой Bm

$$N_2m+N_1^{min}m\to Bm+(N_2+N_1^{min}-B)m$$

получаем

$$N_1^{min}(N_2)=\frac{T_1}{T_I-\dfrac{E_IE_1-P_IP_1\cos\Theta_1-Bm^2}{mN_2}}. \qquad /5б/$$



	P_{π}-GeV/c	Θ_{π}-mr
1	4	15
2	8	15
3	16	15
4	4	160

Рис. 1. Области интегрирования, разрешенные по кинематике для разных энергий /угла вылета/ пионов.

Очевидно, что величину N_2^{min} можно найти из соотношений /5а/ и /5б/, полагая $N_1^{min} = A_1$.

На *рис. 1* показаны области интегрирования по переменным N_1 и N_2 для разных параметров /см. таблицу/ рожденного пиона для процесса $p + p \to \pi^- + X$ при $P_I = 30$ *ГэВ/с*. Граница области интегрирования определяется функциями $N_2 = 1$ и $N_1 = 1$ и $N_1^{min}(N_2)$/соотношение /5а//. Из рисунка видно, что область интегрирования соотношения /2/ сужается как с ростом импульса рожденного пиона /кривые 1,2,3/ при фиксированном угле вылета пиона, так и с ростом угла вылета /перпендикулярной составляющей импульса/ при фиксированной величине импульса пиона /кривые 1,4/.

Таким образом, изменение области интегрирования в соотношении /2/ качественно объясняет уменьшение величины $E\dfrac{d\sigma}{d\vec{p}}$ с ростом масштабной переменной X и поперечной составляющей импульса рожденного пиона.

Количественно эта зависимость определяется "функцией вероятности" $w(N)$ и $f(N_1, N_2, p_\perp)$.

Экспериментальные данные /3,4/ по сечению рождения пионов в инклюзивном процессе

$$A + p \to \pi^{\pm} + X$$

указывают на экспоненциальную зависимость /это будет проиллюстрировано ниже/ функции $w(N)$:

$$w(A,N) = \frac{a(A)}{1 - e^{-a(A)A}} e^{-a(A)N} . \qquad /6/$$

Согласно принятой гипотезе кумулятивного ядерного эффекта /1/ параметр $a(A)$ не является независимым: среднее значение N по распределению $w(N)$ есть средняя плотность взаимодействующего адрона:

$$\langle N \rangle = \int_0^A N w(N)\, dN = \frac{A}{4/3\, \pi R^3} , \qquad /7/$$

где $\frac{4}{3}\pi R^3$ - объем адрона A.

Используя для вычисления объема протона его среднеквадратичный радиус /ep -рассеяние/, из соотношения /7/ получим:

$$a(1) = 1\ m_p^{-1} F^3 .$$

По физическому смыслу выражение /2/ есть сумма двух членов. Действительно, рожденная частица(C) может быть либо а/ фрагментом покоящейся частицы $w_2(a_2, N_2)$, возбуждаемой "снарядом", плотность которого в γ /лоренц-фактор/ раз больше $w_1(\frac{a_1}{\gamma_I} N_1)$:

$$w_2(a_2 N_2)\, w_1(\frac{a_1}{\gamma_I} N_1)$$

/"фрагментация мишени"/; либо б/ фрагментом движущейся частицы $w_1(a_1 N_1)$, взаимодействующей с мишенью $w_2(\gamma_I a_2 N_2)$, плотность которой эффективно уменьшена в γ_I раз:

$$w_2(\gamma_I a_2 N_2)\, w_1(a_1 N_1) \quad /\text{"фрагментация снаряда"}/.$$

Общее в получении этих двух выражений /в согласии с гипотезой кумулятивного ядерного эффекта/ состоит в следующем: биноминальные коэффициенты $P_N(N)$ соотношения /1/ определяются в системе координат, связанной с фрагментирующей частицей.

Нам осталось определить функцию $f(N_1, N_2, p_\perp)$, т.е. поперечное сечение инклюзивной реакции /3/.

В качестве первого приближения мы предположим, что функция $f(N_1, N_2, p_\perp)$ равна константе /порядка единицы/. Это предположение эквивалентно двум физическим гипотезам:

а/ инклюзивное сечение реакции /3/ не зависит не только от энергии /масштабная инвариантность/, но и от самой масштабной переменной;

б/ инклюзивное сечение реакции /3/ не зависит от перпендикулярной составляющей импульса рожденной частицы.

Вообще говоря, независимость функции f от перпендикулярной составляющей импульса рожденной частицы следует из экспериментальных данных [5,6] для реакции

$$^{12}C + \pi \to p + X,$$

где наблюдаемое угловое распределение протонов в системе координат ядра ^{12}C изотропно. К сожалению, этот факт не установлен для фиксированного значения масштабной переменной.

Таким образом, по существу, мы вводим новую гипотезу:

$$f(N_1, N_2, p_\perp) = f_0 .$$

Коэффициент пропорциональности G /соотношение /2//, точнее произведение Gf_0, как обычно для всех инклюзивных реакций с рождением пионов, будем полагать равным по порядку величины полному неупругому сечению взаимодействия адронов A_1 и A_2.

Таким образом, величины, входящие в соотношение /2/, полностью определены.

На *рис. 2* приведены результаты вычислений по соотношению /2/ для инклюзивных спектров /"фрагментация

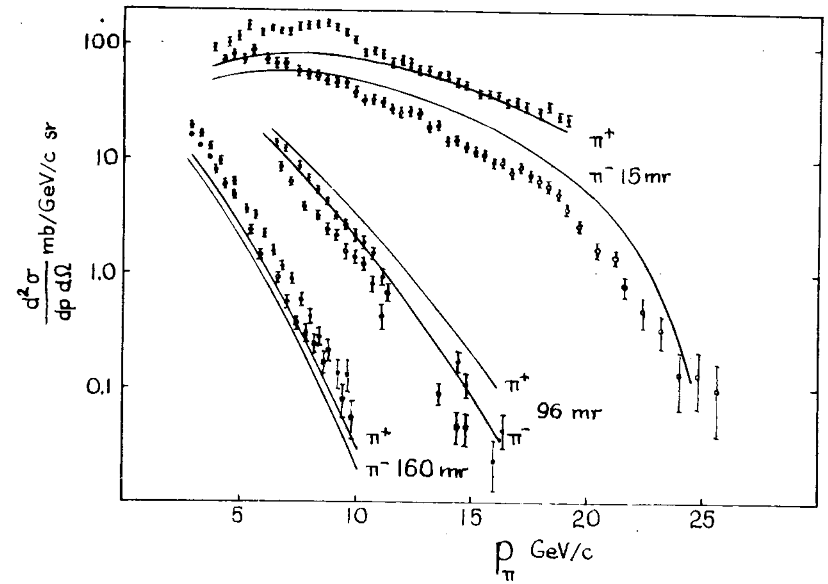


Рис. 2. Инклюзивный спектр пионов /расчет и эксперимент/ в протон-протонных взаимодействиях при импульсе 30 ГэВ/с.

снаряда"/ пионов при взаимодействии протонов с импульсом 30 *ГэВ/с* с протонами [7]. Нормировочная константа равна:

$$G f_0 = \sigma_{in} = 29 \text{ мб}.$$

Из рисунка видно, что расчет удовлетворительно описывает как зависимость сечения от энергии рожденных пионов, так и зависимость от угла вылета пионов /Θ_π = = 15, 96, 160 миллирадиан/.

На *рис. 3* приведены результаты расчета спектров пионов в протон-протонном взаимодействии при импульсе 3,7 *ГэВ/с* [8]. С учетом того, что в теории нет свободных параметров, описание экспериментальных данных /зависимость от энергии и угла вылета пионов/ удовлетворительное.

Таким образом, для разных энергий первичных протонов спектры вторичных пионов /как энергетическая зави-

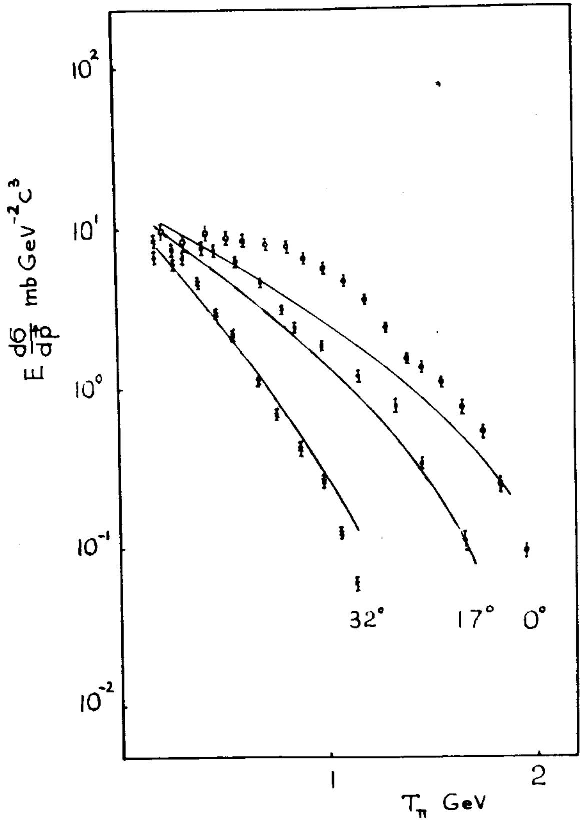


Рис. 3. Инклюзивный спектр пионов /расчет и эксперимент/ в протон-протонных взаимодействиях при импульсе 3,7 ГэВ/с.

симость, так и зависимость от перпендикулярной составляющей импульса в рамках гипотезы кумулятивного ядерного эффекта/ описываются универсальной функцией w(N) при кинематических ограничениях области интегрирования в соотношении /2/, определяемых условием /5а/.

Существенно отметить следующее. Определяя /при импульсе первичных протонов 19,2 *ГэВ/с*/ область интегрирования /5а/ для случая рождения антипротонов ($\mu = m_p$), получаем абсолютную величину сечения инклюзивного процесса

$$p + p \to \tilde{p} + X, \qquad /8/$$

что находится в согласии с экспериментальными данными[/9/].

Следовательно, разница в выходах пионов и антипротонов ($\frac{\tilde{p}}{\pi} \sim 5 \cdot 10^{-3}$) объясняется кинематическими ограничениями на область интегрирования соотношения /2/. Зависимость сечения инклюзивной реакции $E\,\frac{d\sigma}{d\vec{p}}$ от суммарной массы рожденных частиц видна из *рис. 2*. Выход положительных пионов /минимальные значения N_1 и N_2 определяются порогом реакции /4а// превышает выход отрицательных пионов /пороговая реакция $pp \to \pi^-(\pi^+ pp)$, соотношение /4б//. Здесь же можно заметить /*рис. 2*/,

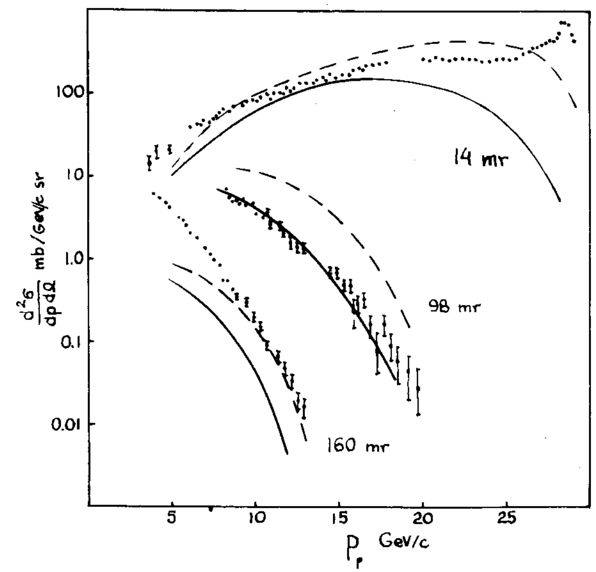


Рис. 4. Инклюзивный спектр протонов /расчет и эксперимент/ в протон-протонных взаимодействиях при импульсе 30 ГэВ/с. Пунктирная кривая соответствует расчету с $w_1 = 1$.

что величины выходов положительных и отрицательных пионов сближаются с ростом угла эмиссии пионов.

Определяя область интегрирования соотношением /5б/ при B = 1, получим поперечное сечение реакции

$$p + p \to p + X .$$

На *рис. 4* приведен расчет для первичного импульса протонов 30 *ГэВ/с* [7]. Пунктирная кривая соответствует расчету в предположении, что "функция вероятности" для "снаряда" равна единице : $w_I(N_I) = 1$.

Из рисунка видно, что качественное согласие эксперимента с расчетом есть и в этом случае. Таким образом, по крайней мере для инклюзивного рождения $\pi^{\pm}$, p и $\tilde{p}$, функция f /т.е. сечение процесса /3// одна и та же.

Зная "функцию вероятности" w(N) для протона, можно вычислить поперечное сечение инклюзивной реакции

$$A + p \to \pi + X$$

и из сопоставления с экспериментом [3,4] найти как параметры "функции вероятности" для ядер a(A), так и нормировочную константу $G(A) f_0$.

Поскольку экспериментальные данные работ [3,4] относятся к "фрагментации мишени", соотношение /2/ приближенно интегрируется:

$$E \frac{d\sigma}{d\vec{p}} = G(A) f_0 \left(1 - \frac{E_1}{T_I}\right) \left\{ 1 + \frac{t\, Ei(-t)}{e^{-t}} \right\} e^{-a_2(A) N_2^{min}} , \qquad /9/$$

где $t = a_2(A) N_2^{min} \frac{E_1}{T_I}$, а $Ei(-t)$ - интегральная показательная функция и

$$N_2^{min} = \frac{E_I E_1 - P_I P_1 \cos\Theta_1 - \frac{\mu^2}{2}}{m(T_I - E_1)} \qquad /10/$$

/для цитируемых работ $\cos\Theta_1 = -1$ /.

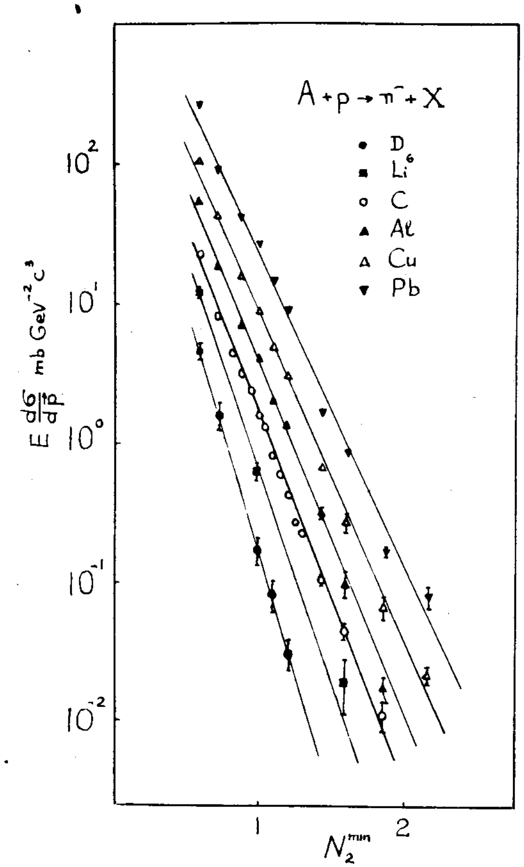


Рис. 5. Инклюзивный спектр кумулятивных пионов /расчет и эксперимент/ в ядерно-протонных взаимодействиях при импульсе 8,4 ГэВ/с на нуклон.

На *рис. 5* приведены экспериментальные данные и результаты вычислений по соотношению /9/. Из рисунка видно, что зависимость сечения $E \frac{d\sigma}{d\vec{p}}$ от величины N_2^{min} имеет в первом приближении экспоненциальный характер. Этот экспериментальный факт и является основанием для выбора экспоненциальной зависимости для аналитической функции w(N).

Фитирование экспериментальных данных соотношением /9/ дает параметр $a_2(A)$ и, следовательно, среднее значение $<N>$ /соотношение /7//:

$$<N>_A \sim \frac{1}{a_2(A)} .$$

На *рис. 6* показаны найденные значения плотности ($<N>$) исследованных ядер: дейтерия, лития- 6 , углерода, алюминия, меди и свинца. Там же дано значение $<N>$ для ядер протонов, использованное в расчетах. Кривые на рисунке соответствуют ядерной плотности /и коридору ошибок в ее определении/, найденной из экспериментов по eA-рассеянию. Видно, что по порядку величины параметр $\frac{1}{a_2(A)}$ соответствует ядерной плотности.

В этом смысле изучение инклюзивных спектров позволяет сделать заключение о размерах /формфакторах/ взаимодействующих частиц.

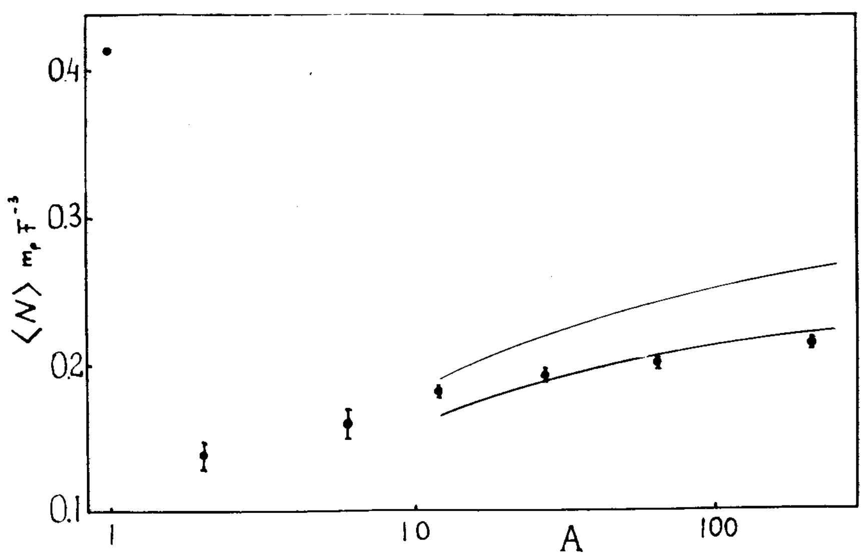


Рис. 6. Ядерная плотность из экспериментов по кумулятивному мезонообразованию.

Выводы

Распространяя гипотезу Балдина о физической природе кумулятивного ядерного эффекта на взаимодействие "элементарных" частиц, постулируя независимое взаимодействие частей сталкивающихся адронных систем

$$m = N m_A ,$$

$$p = N p_A ,$$

где $0 < N < 1$ и вероятность данного N определяется универсальной "функцией вероятности" $w(N)$ /причем $<N> = \int_0^A N w(N)\, dN$ есть средняя плотность частицы/, мы получили описание экспериментальных данных для разных энергий сталкивающихся частиц /без введения свободных параметров/ по зависимости инклюзивных спектров от

1/ энергии регистрируемой частицы;
2/ перпендикулярной составляющей импульса рожденной частицы;
3/ массы рожденной системы / π , p, $\tilde{p}p$ и т.д./.

Показано, что наблюдаемые зависимости обусловлены кинематическими ограничениями на область интегрирования "функции вероятности".

В заключение мне приятно выразить благодарность А.М.Балдину, В.К.Бондареву, Н.Гиордэнеску, А.А.Повторейко, Ю.П.Панебратцеву за дискуссии по затронутым вопросам.

Литература

1. *А.М.Балдин. Препринт ОИЯИ, Р7-5769, Дубна, 1971. Краткие сообщения по физике, 1, издание АН СССР, 1971.*
2. *А.М.Балдин. Препринт ОИЯИ, Р1-5819, Дубна, 1971.*
3. *А.М.Балдин и др. Препринт ОИЯИ, Е1-8054, Дубна, 1974.*
4. *А.М.Балдин и др. Препринт ОИЯИ, 1-8249, Дубна, 1974.*
5. *А.В.Арефьев и др. Письма в ЖЭТФ, 20, в 8, 585 /1974/.*

6. *Сотрудничество Бухарест - Дубна - Москва - София - Ташкент - Тбилиси - Улан-Батор. Препринт ОИЯИ, Р1-8566, Дубна, 1975.*
7. *E.W.Anderson et al. Phys.Rev., 19, 198 (1967).*
8. *A.C.Melissinos et al. Phys.Rev.Letters, 7, 454 (1961).*
9. *J.V.Allaby et al. 14th Int. Conf. on High Energy Physics, Vienna (1968).*

Рукопись поступила в издательский отдел 10 февраля 1976 года.