

ЕДИНЫЙ АЛГОРИТМ ВЫЧИСЛЕНИЯ ИНКЛЮЗИВНЫХ СЕЧЕНИЙ  
РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ С БОЛЬШИМИ ПОПЕРЕЧНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ  
И АДРОНОВ КУМУЛЯТИВНОГО ТИПА

В.С.Ставинский

Предложен единый алгоритм вычисления инклюзивных сечений рождения частиц с большими поперечными импульсами и адронов кумулятивного типа. Возможность единого описания этих процессов обусловлена введением нового аргумента - минимальной энергии сталкивающихся конstituентов, необходимой для рождения наблюдаемой частицы. Проведено сравнение с экспериментальными данными.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Unique Algorithm for Calculation of Inclusive  
Cross Sections of Particle Production  
with Big Transverse Momenta and of Cumulative  
Type Hadrons

V.S.Stavinskij

Unique algorithm is proposed for calculating inclusive cross sections of particle production with big transverse momenta and cumulative type hadrons. A possibility of unique description of these processes is due to introduction of a new argument - of minimal energy of colliding constituents needed for the production of observed particle.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

1. Введение

Рождению частиц с большим поперечным импульсом соответствует наблюдение адронов с импульсом больше 1 ГэВ/с относительно оси столкновения первичных частиц.

Кумулятивные процессы - специфическое ядерное явление, в котором рождение частиц соответствует импульсу кварка, превышающему импульс одного нуклона ( $X > 1$ ).

Общим для этих двух реакций является характерная, усиленная  $A$ -зависимость, пропорциональность сечений атомному весу ядра, свидетельствующая о локальной природе взаимодействия.

Исторически экспериментальные исследования кумулятивных процессов начались раньше целенаправленных изучений процессов с большими  $P_{\perp}$ . Возможность кумулятивных процессов и главные их свойства были предсказаны <sup>/1/</sup> на основе автономности локальных взаимодействий. По-видимому, поэтому и основные закономерности локальных адронных процессов были впервые получены при исследовании кумулятивного эффекта <sup>/2/</sup>. Была найдена и изучена в пределах  $0,3 < X < 3,3$  кварк-партоновая структурная функция ядра <sup>/3/</sup>. Как известно, свойства кварк-партоновой функции ядра подтвердились в глубоконеупругих реакциях с лептонами <sup>/4,5/</sup>.

Измерения вероятности рождения адронов с большими поперечными импульсами дают почти прямую информацию о вероятности рассеяния кварков на кварках с поперечным импульсом, близким к импульсу наблюдаемого адрона <sup>/6/</sup>. При этом информация о структурных функциях взаимодействующих адронов ( $X \ll 1$ ) не играет существенной роли. Как правило, структурные функции берутся из данных по глубоконеупругому рассеянию лептонов.

Вероятность рождения кумулятивных частиц определяет структурная функция ядра, т.е. большие  $X$  и малые  $P_{\perp}$ ; экспериментально измеренные величины сечений в том и другом случае изменяются более чем на 10 порядков величины.

Фактически отсутствует область перекрытия на плоскости переменных  $X$  и  $P_{\perp}$ , где одновременно существуют данные по большим поперечным импульсам и кумулятивному рождению.

Видимо, по этой причине работа <sup>/7/</sup>, основанная на локальной природе взаимодействия, в которой сделана попытка описать с помощью кварк-партонового подхода <sup>/8/</sup> одновременно и данные по большим  $P_{\perp}$ , и кумулятивное рождение, и глубоконеупругое рассеяние, не привела к желаемому результату.

В настоящей работе идея совместного описания данных по большим  $P_{\perp}$  и кумулятивному рождению сводится к введению нового аргумента - минимальной энергии, необходимой для рождения инклюзивной частицы в столкновении первичных частиц /их частей/ <sup>/9/</sup>.

Действительно, поскольку в реакциях с большими  $P_{\perp}$  первичные частицы взаимодействуют с малым эффективным  $X$ , их полная энергия оказывается небольшой по порядку величины  $(X_I \mathcal{P}_I + X_{II} \mathcal{P}_{II})^2 \approx (4E_{\perp}^2)$ , где  $E_{\perp}$  - энергия /поперечная/ инклюзивной частицы, т.е. величины порядка нескольких ГэВ.

В реакциях кумулятивного типа четырехимпульс кварка фрагментирующего ядра оказывается большим, так что величина  $(X_I \mathcal{P}_I + X_{II} \mathcal{P}_{II})^2$  - тоже порядка нескольких ГэВ.

Таким образом, изменение сечений на много порядков величины может быть связано с ростом одного и того же аргумента - энергии взаимодействия первичных конститuentов.

## 2. Минимальная энергия в столкновении первичных конститuentов

В инклюзивной реакции рождения частицы  $m_1$  при взаимодействии частиц  $M_I$  и  $M_{II}$  мы выделим эксклюзивный под-процесс

$$(X_I \cdot M_I) + (X_{II} \cdot M_{II}) \rightarrow m_1 + (X_I \cdot M_I + X_{II} \cdot M_{II} + m_2), \quad /1/$$

законы сохранения которого определяют минимально возможные доли  $X_I$  и  $X_{II}$ , при которых возможно рождение частицы  $m_1$  с импульсом  $P_{\perp}$  и углом вылета  $\theta_1$ . Масса  $m_2$  обеспечивает выполнение законов сохранения квантовых чисел: если  $m_1 \equiv K^-$ , то  $m_2 \equiv K^+$ , для  $m_1 \equiv \hat{P}$ ,  $m_2$  - масса нуклона и т.д.<sup>/9/</sup>.

Из законов сохранения четырехимпульсов

$$(X_I \cdot P_I + X_{II} \cdot P_{II} - P_1)^2 = (X_I \cdot M_I + X_{II} \cdot M_{II} + m_2)^2 \quad /2/$$

имеем

$$X_{II} = \frac{A \cdot X_I + B}{X_I - C}, \quad /3/$$

где

$$A = [(P_I \cdot P_1) + M_I \cdot m_2] / [(P_I \cdot P_{II}) - M_I \cdot M_{II}],$$

$$2B = [(m_2)^2 - (m_1)^2] / [(P_I \cdot P_{II}) - M_I \cdot M_{II}],$$

$$C = [(P_{II} \cdot P_1) + M_{II} \cdot m_2] / [(P_I \cdot P_{II}) - M_I \cdot M_{II}]$$

и произведения в круглых скобках - как обычно, скалярные произведения векторов.

Теперь выражение для полной энергии сталкивающихся конститuentов зависит только от  $X_I$ :

$$S = (X_I \cdot P_I + X_{II} (X_I) P_{II})^2. \quad /4/$$

Из вида зависимости  $X_{II} (X_I)$  следует, что полная энергия  $S$  имеет минимум  $S^{1/2}$  при некотором значении  $X_I$  ( $X_I \approx (2 \div 3)C$ ).

В работе<sup>/8/</sup> было продемонстрировано, что инклюзивные сечения рождения кумулятивных частиц при энергии 8,9 ГэВ<sup>/2,21/</sup> и рождения частиц с большими  $P_{\perp}$  при 30 ГэВ<sup>/10/</sup> практически совпадают в зависимости от аргумента  $S_{\min}^{1/2}$ . Совпадают и экспериментальные величины сечений рождений пионов из работ Кронина<sup>/11/</sup> /большие  $P_{\perp}$  / и коллаборации ИТЭФ - Пенсильвания<sup>/12/</sup> /кумулятивное рождение/ при энергии 400 ГэВ и  $S_{\min}^{1/2} < 4$  ГэВ.

Появившиеся позже экспериментальные данные при энергиях встречных пучков 540 ГэВ<sup>/13/</sup> прояснили ситуацию с зависимостью от энергии. Если инклюзивные сечения кумулятивного рождения практически не зависят от первичной энергии, то сечения рождения частиц с большими  $P_{\perp}$  при

больших величинах  $S_{\min}^{1/2}$  сильно увеличиваются с ростом первичной энергии.

Как показал анализ, параметр, описывающий энергетическую зависимость,

$$G = S_{\min}^{1/2} / (X_I \cdot M_I + X_{II} \cdot M_{II}) = S_{\min}^{1/2} / (Q_I + Q_{II}) \quad /5/$$

есть отношение минимальной энергии к сумме масс сталкивающихся конstituентов, соответствующих этому минимуму.

Для процессов с большими  $P_{\perp}$  этот параметр есть  $\gamma$ -фактор лоренцевского сжатия сталкивающихся нуклонов ( $G \approx \sqrt{s} / 2M_N$ ).

Для процессов кумулятивного типа  $G = 1,3 \div 2,5$  и очень слабо зависит от первичной энергии. Заметим, что такого порядка величины и  $\gamma$ -фактор фрагментирующего ядра.

### 3. Сравнение с экспериментальными данными

По первоначальному замыслу цель этой работы сводилась к нахождению аналитического вида функции регрессии для последующего фитирования и нахождения свободных параметров в описании сечений рождения кумулятивных пионов и  $\rho^0$ -мезонов с большими  $P_{\perp}$ . Однако оказалось, что введением небольших поправок удастся воспроизвести нетривиальную и многогранную картину экспериментальных данных по кумулятивному рождению и большим  $P_{\perp}$  для разных частиц.

С помощью единого алгоритма удалось описать выходы протонов, как кумулятивных, так и с большими  $P_{\perp}$ , и  $K^+$ -мезонов. Эти частицы составляют отдельный класс событий по  $A$ -зависимости сечений /сечения возрастают сильнее, чем  $A^{4/3}$  /.

Инвариантные инклюзивные сечения рождения частиц

$\frac{1}{A} E \frac{d\sigma}{d\vec{p}}$  имеют в первом приближении экспоненциальную зависимость

$$\frac{1}{A} E \frac{d\sigma}{d\vec{p}} = \sigma_0 F_1(G) \cdot F_2(A) \cdot \exp \{ -(D_0 + D_1)(S_{\min}^{1/2} - B) \}, \quad /6/$$

где  $\sigma_0$  - нормировка /  $\sigma_0 = 66$  мб и для странных частиц 22 мб на единицу фонового объема /.

$$F_1(G) = 1 + |\ln(G - 0,9)|, \quad /7/$$

$$F_2(A) = \left( \frac{1 - (C_1 \cdot \phi_1 / M_{II})^{1/3}}{1 - (C_1 \cdot \phi_1 / 194)^{1/3}} \right)^3; \quad C_1 = 1 \text{ для } M_{II} \geq 10, \quad /8/$$

$$\phi = \left( \frac{m_2}{m_2 + 10^{-3}} \right) \left( \frac{m_1 - m_2}{(m_1 - m_2) + 10^{-3}} \right); \quad /9/$$

$$D_0 = 0,1 + \frac{Y_1 + Y_2 |S_{\min}^{1/2} - 3|}{Y_3 \cdot Y_4};$$

$$Y_1 = C_2 \left( 1 + \frac{0,0513 (G - 1,3)}{1 + 0,039 \cdot G^{1,23}} \right); \quad C_2 = 2,578; \quad /10/$$

$$Y_2 = \frac{0,22 \left( \frac{(Q_I/Q_{II})^2}{(Q_I/Q_{II})^2 + 10^{-4}} \right)}{1 + 133(1 + 3(m_1 - m_2)^5 (Q_I/Q_{II})^4)} \cdot \exp(-25(G - 1,59)^2),$$

$Q_I$  и  $Q_{II}$  - массы сталкивающихся конститuentов, соответствующих минимуму энергии взаимодействия ( $S_{\min}$ )

$$(Q_I = X_I \cdot M_I \quad Q_{II} = X_{II} \cdot M_{II})$$

$$Y_3 = 1 + C_3 \frac{S_{\min}^{1/2}}{1 + 14/G + (6,4/G)^8} + \frac{1,73 \cdot 10^{-3} S_{\min}}{1 + (6600/GS_{\min})^6}; \quad C_3 = 0,157;$$

$$Y_4 = 1 - 0,26 \frac{S_{\min}}{M_I^2 + M_{II}^2 + 2(E_I \cdot E_{II} + P_I P_{II})},$$

$$D_1 = C_4 \left( \frac{Y_5 \cdot Y_6}{Y_7} \cdot \frac{G - Y_8}{G^{1,5}} - \frac{0,087}{1 + 0,12(G - 5)} \right) \phi_2, \quad /11/$$

$$\phi_2 = \left( \frac{m_2}{m_2 + 10^{-3}} \right) \cdot \frac{1}{1 + (m_1 - m_2) 10^3}; \quad C_4 = 1,15, \quad /12/$$

$$Y_5 = (m_1 + m_2) + \frac{0,58}{1 + (m_1 + m_2)^4} \left( 1 - \frac{(m_1 + m_2)}{0,273 + 13/G^2} \right);$$

$$Y_6 = 1 + 4 \cdot 10^{-5} \frac{(m_1 + m_2)^2}{1 + 0,33(m_1 + m_2)^8} (S_{\min}^{1/2} - (m_1 + m_2))^4,$$

$$Y_7 = 1 + \left( \frac{1,56 (1 + 0,001 \times G)^2}{S_{\min}^{1/2} - (m_1 + m_2)} \right)^2 + \frac{0,5(m_1 + m_2)^2}{1 + 10^{-4}(m_1 + m_2)^4},$$

$$Y_8 = \frac{1,6}{1 + C_5 ((m_1 + m_2)/G)^4}; \quad C_5 = 1,$$

$$B = C_6 \cdot \phi_1 \frac{(Q_I + Q_{II})}{1 + 0,12S_{\min}} \times$$

$$\times \frac{1}{1 + 2\left(\frac{E_1}{E_1 - p_1 \cos \theta_1} - 0,6\right)^2 \frac{(Q_I/Q_{II})^2}{(Q_I/Q_{II})^2 + 3 \cdot 10^{-5}}}; \quad C_6 = 1,15. /13/$$

Наиболее простой вид соотношение /6/ имеет для рождения пионов /точнее,  $m_2 = 0$ /. В этом случае  $D_1 = B = 0$  и  $F_2 = 1$ .

Функция  $F_1(G)$  /соотношение /7// учитывает зависимость от  $G$  /первичной энергии, особенно для процессов с большими  $P_1$  / нормировочного множителя - произведения полного неупругого сечения на эффективную множественность.

$1/D_0(S_{\min})$  - по физическому смыслу - средняя энергия, необходимая для рождения инклюзивной частицы ( $1/D_0 \approx 1/C_2 \approx 0,37$  ГэВ/).

Функция  $F_2(A)$  отлична от единицы для  $K^+$ , протонов,  $\Lambda$ , т.е.  $m_2 \neq 0$  и  $m_1 \neq m_2$ , выделяя их в особый класс событий. Она описывает более сильную  $A$ -зависимость в рождении этих частиц и имеет простой геометрический смысл нелокальности этих процессов /9, 14, 21/. Функция нормирована так, чтобы для ядра свинца ( $M_{II} = A \cdot M_N = 194$ ) она была равна единице. Таким образом, по физическому смыслу  $F_2$  говорит о том, что сечения рождения  $K^+, P$  на легких ядрах сильно подавлены.

Небольшая добавка к  $D_0$  функции  $D_1$  /соотношение /11// описывает сложную зависимость от  $P_1$  в рождении различных частиц в широком интервале изменения первичной энергии.

Функция  $B$  /и связанная с ней общим множителем  $\phi_1$  функция  $F_2(A)$  / необходима для описания кумулятивного рождения  $K^+$ -мезонов и протонов /нуклонов/. В первом приближении при  $S_{\min}^{1/2} < 3$ :  $B \approx Q_I + Q_{II}$ , т.е. сумме масс сталкивающихся конститuentов.

Рождение этих частиц при  $S_{\min}^{1/2} < 3$  определяется не полной энергией ( $S_{\min}^{1/2}$ ) сталкивающихся конститuentов, а их кинетической энергией  $S_{\min}^{1/2} - (Q_I + Q_{II}) / (1 + 0,12S_{\min})$ . При  $S_{\min}^{1/2} > 3$  аргументом опять будет  $S_{\min}^{1/2}$ . При больших  $P_1$  функция  $B \approx 0$ .

Функция  $Y_3(G, S_{\min}^{1/2})$  описывает зависимость от первичной энергии инклюзивных сечений рождения частицы с большими  $P_1$ .

Функция  $Y_8$  отлична от константы /1,6/ только для кумулятивного рождения /малые  $G$ / тяжелых частиц /антипротоны и т.д./

Функции  $Y_2, Y_4, Y_6$  являются малыми поправками.

При больших первичных энергиях ( $G \gg 1$ ) сечение рождения частиц с большими  $P_1 \approx S_{\min}^{1/2} / 2$  имеет вид

$$\frac{1}{A} E \frac{d\sigma}{dp} = \sigma_0 F_1(G) \exp(-0,1 + \frac{2,6(1 + 1,32/G^{0,26})}{1 + \frac{0,157}{1 + 14/G} S_{\min}^{1/2} + \frac{1,73 \cdot 10^{-8}}{1 + (6600/G \cdot S)^6} S_{\min}}) S_{\min}^{1/2}), \quad /14/$$

а для процессов кумулятивного типа еще проще:

$$\frac{1}{A} E \frac{d\sigma}{dp} = \sigma_0 \cdot \exp(-2,70 \cdot S_{\min}^{1/2}). \quad /15/$$

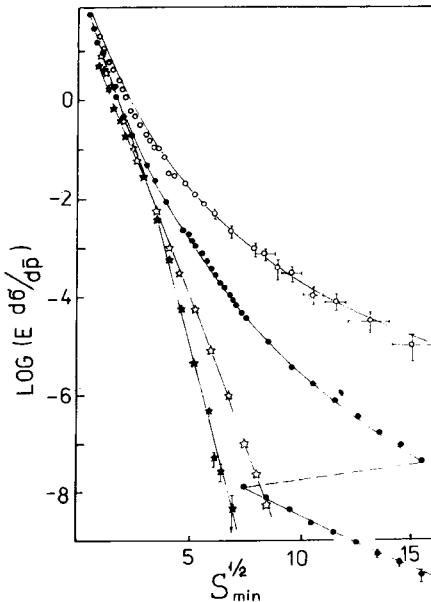
При этом нужно иметь в виду, что константа  $G_0$  для странных частиц равна  $\sigma_0/3$ .

Для сравнения величин сечений, вычисленных из приведенных формул, с экспериментальными данными были использованы практически все имеющиеся на сегодняшний день информативные данные по инклюзивным сечениям рождения как частиц кумулятивного типа, так и частиц с большими  $P_{\perp}$ .

На рис.1 приведены экспериментальные данные по рождению пионов в зависимости от минимальной энергии взаимодействующих конstituентов  $S_{\min}^{1/2}$ :

а/ ( $\odot$ ) - рождение  $\pi^0$ -мезонов /угол наблюдения  $90^\circ$ / при взаимодействии встречных протон-антипротонных пучков с

Рис.1. Зависимость от минимальной энергии взаимодействующих конstituентов инклюзивных сечений рождения как пионов кумулятивного типа ( $\star$ ), так и пионов с большими  $P_{\perp}$ : ( $\star$ ) - протон-протонные взаимодействия при энергии протонов 70 ГэВ, ( $\bullet$ ) - встречные протон-протонные взаимодействия при энергии пучков 31,5 ГэВ; ( $\circ$ ) - протон-антипротонные взаимодействия при энергии пучков 270 ГэВ. Кривые - расчет по формуле /6/.



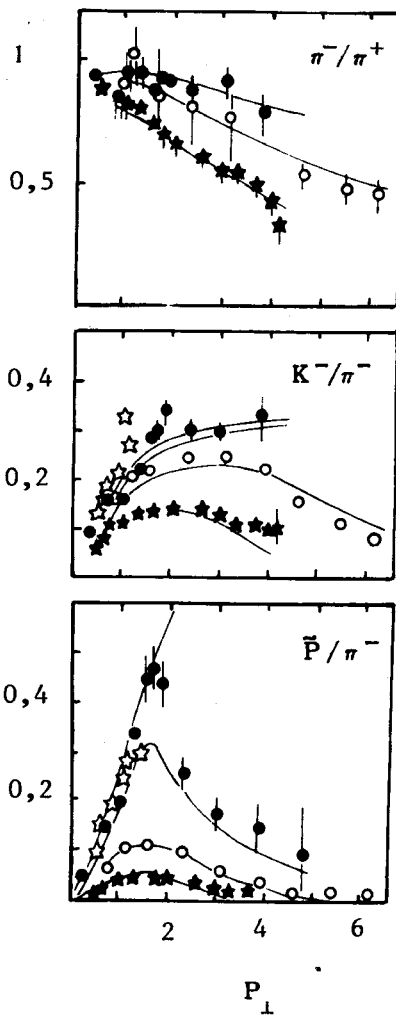


Рис.2. Отношение сечений рождения частиц  $\pi^-/\pi^+$ ,  $K^-/\pi^-$  и  $\bar{P}/\pi^-$  в зависимости от  $P_{\perp}$  (в ГэВ/с). ( $\star$ ) - протон-антипротонные встречные пучки /по 270 ГэВ/, ( $\bullet$ ) - протон-протонные встречные пучки /по 26 ГэВ/, ( $\star$ ) - протон-протонные взаимодействия при энергии 70 ГэВ. Кривая - расчет по формуле /6/.

энергией 270 ГэВ /15, 16, 13/ /данные работы /13/ нормированы по перекрывающимся точкам работы /16/ /;

б/ ( $\diamond$ ) - рождение  $\pi^0$ -мезонов /угол наблюдения  $90^\circ$ / при взаимодействии протон-протонных пучков с энергией 31,5 ГэВ (ISR) /17-19/. /в работе /19/ получены данные до  $S_{\min} = 26$  ГэВ. На рисунке они показаны со сдвигом по шкале  $S_{\min}^{1/2}$  на 10 ГэВ/;

в/ ( $\star$ ) - рождение  $\pi^+$ -мезонов /угол наблюдения  $9,17^\circ$ / при взаимодействии протонов с энергией 70 ГэВ с протонами /20/; г/ ( $\star$ ) - рождение кумулятивных  $\pi^-$ -мезонов /угол наблюдения  $168^\circ$ / при взаимодействии протонов с импульсами 8,9 ГэВ/с с ядрами свинца /сечение нормировано на A/ /21/. На рисунке

показаны также величины  $\frac{E}{A} \cdot \frac{d\sigma}{dp}$  для pPb-взаимодействия, полученные позже для угла наблюдения  $150^\circ$ ,  $P = 1100$  и  $1150$  МэВ/с (при  $S_{\min}^{1/2} = 6,13$  и  $6,4$  ГэВ / $5,3 \pm 1,7/10^{-8}$  и  $/3 \pm 1,7/10^{-8}$  соответственно).

Кривые, проходящие через соответствующие экспериментальные данные, - результат вычислений по формуле /6/ с  $m_2 = 0$ .

На рис.2 приведены экспериментальные данные по отношению сечений инклюзивного рождения частиц для разных первичных энергий в зависимости от традиционного аргумента  $P_{\perp}$  (при больших  $P_{\perp}$   $E_{\perp} \approx S_{\min}^{1/2}/2$ ). Символы ( $\star$ ) - сечения для протон-антипротонных встречных пучков с энергией по 270 ГэВ /15/; ( $\diamond$ ) - протон-протонные встречные пучки с



энергией по 26 ГэВ <sup>/24/</sup>; ( $\xi$ ) - взаимодействие протонов с энергией 300 ГэВ с протонами /угол наблюдения  $4,4^\circ$  <sup>/22/</sup>; (\*) - взаимодействие протонов с энергией 70 ГэВ с протонами /угол наблюдения  $9,2^\circ$  <sup>/20/</sup>.

Кривые на рисунке - результат расчета по формуле /6/. Резкий подъем всех кривых при малых значениях  $P_\perp$  обусловлен тем, что для более тяжелых рожденных частиц  $S_{\min}^{1/2}$  при равных  $P_\perp$  больше; уменьшение выхода тяжелых частиц с ростом  $P_\perp$  обусловлено функцией  $D_1$  /соотношение /11//. Эти два фактора образуют резонансную форму расчетных кривых, что хорошо соответствует экспериментальным данным. Особенно ярко это выражено в отношении  $\bar{P}/\pi$  - для энергий ISR. Функция  $D_1$  обращается в нуль при больших энергиях и отношении выходов частиц выходят на константу: 1 для  $\pi^-/\pi^+$ ,  $\bar{P}/\pi$  и  $1/3$  для  $K^-/\pi^-$ .

Для понимания деталей явления кумулятивного рождения частиц мы рассмотрим величины отношений экспериментальных сечений к теоретическим, вычисленным по формуле /6/:

$$\frac{E}{A} \cdot \frac{d\sigma(\pi)}{dP} / \frac{E}{A} \cdot \frac{d\sigma(\tau)}{dP}$$

На рис.3 показаны эти величины для рождения пионов, каонов и протонов. На рисунке слева - экспериментальные данные для pPb-взаимодействия при энергии протонов

8,9 ГэВ <sup>/21,14/</sup>, справа - экспериментальные данные для pTa-взаимодействия при энергии 400 ГэВ <sup>/23,12/</sup>.

В верхней части рисунка показаны данные для пионов. В расчете  $m_2=0$  не зависит от знака пиона. Для энергии 8,9 ГэВ представлены энергетические зависимости для углов наблюдения  $90^\circ$  ( $\Delta\pi^+$ ,  $\Delta\pi^-$ ),

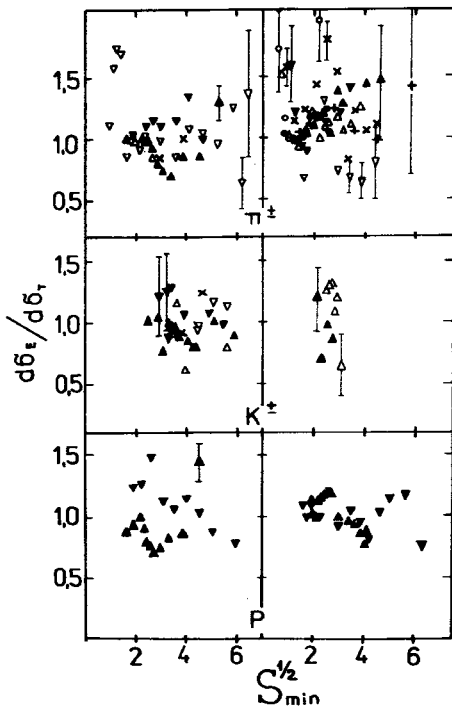


Рис.3. Отношение экспериментальных величин инклюзивных сечений рождения кумулятивных частиц к рассчитанным по формуле /6/ в зависимости от  $S_{\min}^{1/2}$  для pPb-взаимодействия при энергии 8,9 ГэВ /слева/ и pTa-взаимодействия при энергии 400 ГэВ /справа/.

120(x) и 168°(∇π<sup>+</sup>, ∇π<sup>-</sup>)<sup>/21/</sup>. Для энергии 400 ГэВ представлены энергетические зависимости для углов наблюдения 70°(○π<sup>-</sup>, ●π<sup>+</sup>), 90°(∇π<sup>-</sup>, ∇π<sup>+</sup>), 137°(+π<sup>-</sup>, xπ<sup>+</sup>), 160°(▲π<sup>+</sup>, Δπ<sup>-</sup>)<sup>/12/</sup>. В средней части рисунка показаны данные для каонов. Для энергий 8,9 ГэВ показаны энергетические зависимости для углов наблюдения 90°(▲K<sup>+</sup>, ΔK<sup>-</sup>), 120°(xK<sup>+</sup>) и 168°(∇K<sup>+</sup>, ∇K<sup>-</sup>)<sup>/21/</sup>, для энергий 400 ГэВ данные для 90°(▲K<sup>+</sup>, ΔK<sup>-</sup>)<sup>/12/</sup>. В нижней части рисунка показаны экспериментальные данные для протонов. Для энергии 8,9 ГэВ - это углы наблюдения 90°(▲) и 180°(∇)<sup>/14/</sup>, для энергии 400 ГэВ данные для углов наблюдения 90°(▲) и 160°(∇).

Из рис.3 видно, что с точностью до коэффициента 1,5 все экспериментальные данные по инклюзивному рождению частиц равны вычисленным величинам /соотношение (6)/. При этом сами величины сечений в зависимости от S<sub>min</sub><sup>1/2</sup> меняются на 12 порядков величины.

Хорошим тестом алгоритма /6/ являются экзотические реакции. В работе<sup>/11/</sup> в pW-взаимодействии при энергии протонов 300 ГэВ /угол наблюдения 4,4°/ измерены инклюзивные сечения рождения антидейтронов. В таблице 1 приведены величины сечений в зависимости от импульса антидейтронов /верхняя строка/ и расчет /нижняя строка/ по формуле /6/.

Таблица 1

| P <sub>a</sub>                                | 29,7                      | 39,6                    | 49,6                     | 59,5                 |
|---|---------------------------|-------------------------|--------------------------|----------------------|
| $(\frac{E}{A} \cdot \frac{d\sigma}{d\phi})_a$ | $(1,42 \pm 0,14) 10^{-7}$ | $(5,8 \pm 0,6) 10^{-9}$ | $(3,8 \pm 0,6) 10^{-10}$ | $(7 \pm 4) 10^{-12}$ |
| $(\frac{E}{A} \cdot \frac{d\sigma}{d\phi})_r$ | $1,72 \cdot 10^{-7}$      | $5,4 \cdot 10^{-9}$     | $2,1 \cdot 10^{-10}$     | $9 \cdot 10^{-12}$   |

В работе<sup>/25/</sup> при энергиях встречных протон-протонных пучков 31,5 ГэВ измерены выходы  $\tilde{\Lambda}$  - и  $\tilde{\Xi}$ -гиперонов. Приводятся отношения выходов антигиперонов к выходу антипротонов с импульсом  $(1,5 \pm 0,5)$  ГэВ/с и углом наблюдения  $(90 \pm 45)^\circ$ . В таблице 2 приведены экспериментальные величины и расчет по формуле /6/.

Таблица 2

|             | $\tilde{\Lambda}/\tilde{P}$ | $\tilde{\Xi}/\tilde{P}$ |
|-------------|-----------------------------|-------------------------|
| Эксперимент | $0,27 \pm 0,02$             | $0,06 \pm 0,02$         |
| Теория      | $0,19$                      | $0,10$                  |

При взаимодействии протон-антипротонных встречных пучков с энергией 270 ГэВ измерено сечение рождения промежуточного бозона  $W$  ( $M_W \approx 80$  ГэВ) с эффективным поперечным импульсом  $6,3$  ГэВ/с [26]. Произведение сечения на парциальную ширину наблюдаемой моды распада ( $B$ ) равно  $B(0,53 \pm 0,08)10^{-6}$  мб на единицу фазового объема. Используя расчетную величину  $B = 0,23$ , получим для инклюзивного сечения рождения  $E \frac{d\sigma}{dp} = (2,4 \pm 0,4)10^{-6}$ . Расчет по формуле /6/ дает близкую величину  $E \frac{d\sigma}{dp} |_{\tau} \sim 1,3 \cdot 10^{-6}$ . Это сам по себе важный факт. Однако еще существеннее другое. Согласно нашему подходу такая величина сечения ожидается и для инклюзивного рождения  $\pi^0$ -мезона с величиной поперечной составляющей импульса  $\sim 43$  ГэВ/с, таким образом, при таком поперечном импульсе сечение рождения пиона всего лишь на порядок величины меньше сечения рождения пиона с импульсом  $7,5$  ГэВ/с ( $S_{\min}^{1/2} \approx 15$  МэВ, рис.1).

Квантово-хромодинамическое предсказание в предположении зависимости  $\sim P_{\perp}^{-4}$  дает уменьшение сечения примерно в 1000 раз.

#### 4. Выводы

1. Найден единый алгоритм /соотношение /6// вычисления величин инклюзивных сечений рождения любых частиц как с большими поперечными импульсами, так и кумулятивного типа. Зависимость /6/ может быть использована в качестве функции регрессии для фитирования экспериментальных данных.

2. Инклюзивные сечения зависят от двух переменных  $S_{\min}$  и  $G = S_{\min}^{1/2} / (Q_I + Q_{II})$ . Асимптотика процессов с большими  $P_{\perp}$  дается соотношением /14/, а процессов кумулятивного типа - соотношением /15/, т.е. определяется только аргументом  $S_{\min}$ .

3. Нормирующий множитель  $\sigma_0$  для рождения странных частиц ( $K^{\pm}, \Lambda, \Xi$  и т.д.) в три раза меньше, чем для обычных.

4. Вычисленные /соотношение /6// сечения рождения промежуточного бозона, антидейтронов,  $\bar{\Lambda}$  и  $\bar{\Xi}$  совпадают с экспериментальными величинами.

5. Рождения кумулятивных нуклонов,  $K^+$ -мезонов и, следовательно,  $\Lambda$ -гиперонов составляют события особого класса, в первую очередь, по  $A$ -зависимости. Выход этих частиц из легких ядер сильно подавлен.

## 5. Предсказания

1. Интерполяционные выводы: а/ согласно соотношению /6/ сечения кумулятивного рождения частиц при фиксированной энергии инклюзивной частицы возрастают с ростом первичной энергии из-за массовых поправок и, начиная с энергий  $/30 \div 40/$  ГэВ, выходят на константу; б/ нет никаких дополнительных ограничений на кумулятивное рождение резонансов, а для процессов с большими  $P_{\perp}$  вся зависимость от массы рожденной частицы определяется аргументом  $S_{\min}^{1/2} \simeq 2E$ . Сечение рождения пионов с поперечным импульсом больше 10 ГэВ/с практически не зависит от  $P_{\perp}$  для энергий встречных пучков больше 250 ГэВ.

2. Экстраполяционный вывод: при больших энергиях  $/ > 30$  ГэВ - энергия протонов в рА-взаимодействии для кумулятивного рождения и  $> 100$  ГэВ - энергия встречных пучков для процессов с большими  $P_{\perp}$  / имеют место простые формулы /14/ и /15/.

В качестве главного вывода следует отметить следующее. В работе удалось описать экспериментальные данные, как сейчас представляется, разных по своей динамической природе процессов с единой точки зрения, точнее, единой аналитической зависимостью. Эвристическая ценность работы - в ее интерполяционных предсказаниях, вытекающих из самого имеющегося на сегодняшний день экспериментального материала.

## Литература

1. Балдин А.М. Краткие сообщения по физике. ФИАН, М., 1971, № 1, с.35; Балдин А.М. ЭЧАЯ, 1977, т.8, с.429.
2. Ставинский В.С. ЭЧАЯ, 1979, т.10, в.5, с.949; Балдин А.М. и др. ЯФ, 1974, т.20, в.6, с.1201; Балдин А.М. и др. Труды Международных семинаров по проблемам физики высоких энергий: VI - ОИЯИ Д1,2-81-Д1,2-81-728, Дубна, 1981, с.205; VII - ОИЯИ Д1,2-84-599, Дубна, 1984, с.195.
3. Балдин А.М. и др. ДАН СССР, 1984, т.279, № 6, с.1352.
4. Савин И.А. Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий, ОИЯИ, Д1,2-81-728, Дубна, 1981, с.223.
5. Aubert J.J. et al. Phys.Lett., 1983, 123, B, p.275; Bodek A. et al. Phys.Rev.Lett., 1983, 50, p.1431; 1983, 51, p.534; Arnold R.G. et al. SLAC-PUB-3257, 1983.
6. Field R.D., Feynman R.P. Phys.Rev., 1977, 15D, No.9, p.2590.

7. Ефремов А.В. ЯФ, 1976, т.24, с.1208; ЭЧАЯ, 1982, т.13, № 3.
8. Гиордэнеску Н., Ставинский В.С. ОИЯИ P2-81-369, Дубна, 1981.
9. Ставинский В.С. ОИЯИ, P2-80-767, Дубна, 1980.
10. Anderson E.W. et al. Phys.Rev., 1967, v.19, p.198.
11. Cronin J.W. et al. Phys.Rev.D., 1975, v.11, p.3105.
12. Nikiforov N.A. et al. Phys.Rev.C., 1980, v.22, p.700.
13. Arnison G. et al. Phys.Lett., 1982, v.118B, p.167.
14. Балдин А.М. и др. ОИЯИ, P1-83-492, Дубна, 1983.
15. Banner M. et al. Phys.Lett., 1983, v.122B, p.322.
16. Banner M. et al. Phys.Lett., 1982, v.115B, p.59.
17. Alper B. et al. Nucl.Phys., 1975, v.100B, p.237.
18. Büsser F.W. et al. Nucl.Phys., 1976, v.106B, p.1.
19. Angelis A.L.S. et al. Phys.Lett., 1978, v.79B, p.505.
20. Абрамов В.В. и др. ЯФ, 1980, т.31, с.4; "Письма в ЖЭТФ", 1981, т.33, с.5.
21. Baldin A.M. et al. JINR, E1-82-472, Dubna, 1982.
22. Andreasyan D. et al. Phys.Rev.Lett., 1977, v.38, p.112.
23. Bayukov Y.D. et al. Phys.Rev., 1979, v.20C, p.264.
24. Alper B. et al. Nucl.Phys., 1975, v.87B, p.19.
25. Akesson T. et al. Preprint CERN-Ep/84-26, Geneva, 1984.
26. Рубиа К. УФН, 1985, т.147, № 2 /Нобелевская лекция/.

Рукопись поступила в издательский отдел  
3 июля 1986 года.