

Г617

1-89-698

ГОЛОХВАСТОВ
Александр Иванович

УДК 539.1.074.3+
539.12...162.8

**СКЕЙЛИНГОВЫЕ СВОЙСТВА
МНОЖЕСТВЕННОГО РОЖДЕНИЯ
В ЭЛЕМЕНТАРНЫХ И ЯДРО-ЯДЕРНЫХ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ**

Специальность: 01.04.01 - экспериментальная физика

**Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук**

Дубна 1989

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий
Объединенного института ядерных исследований.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук

ГРАМЕННИКИЙ

Игорь Михайлович

доктор физико-математических наук

ДРЕМИН

Игорь Михайлович

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

Научно-исследовательский институт ядерной физики

МГУ, Москва.

Защита диссертации состоится "____" _____ 1989 г.
в _____ часов на заседании Специализированного совета Д-047.01.02
при Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных
исследований, г. Дубна, Московской области, Лаборатория высоких
энергий ОИЯИ, конференц-зал.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛВЭ ОИЯИ.

Автореферат разослан "____" _____ 1989 г.

Ученый секретарь Специализированного совета

М. Ф. ЛИХАЧЕВ

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность проблемы. Теория сильных взаимодействий пока не создана. Поэтому, в отличие от остальных взаимодействий, где эксперимент проверяет предсказания и уточняет параметры теорий, в области исследования сильных взаимодействий, и особенно мягких процессов (к которым относится почти исключительно множественное рождение π -мезонов), эксперимент пока относительно независим от теории и развивается по пути накопления и систематизации данных в возможно более широком диапазоне изменения переменных: энергии, типа сталкивающихся частиц, множественности и т.д. Важную роль в систематизации данных играет выявление законов подобия (скейлинговых законов) - возможности свести к меньшему числу переменных изначально многопараметрические экспериментальные данные. То есть выявление общих свойств процессов, происходящих в разных условиях.

Цель работы состояла в исследовании скейлинговых свойств множественного рождения π -мезонов в полунклюзивных процессах (процессах с фиксированной множественностью) в элементарных взаимодействиях на основе мировых данных, а также в получении экспериментальных данных и расширении области исследования на ядроядерные взаимодействия.

Публикации. Основные результаты работы опубликованы в [1-14].

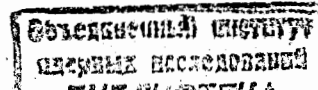
Автор защищает следующие основные результаты:

1. Показано, что используемое обычно определение понятия подобия распределений по множественности: $P_n = 1/\langle n \rangle \Psi(n/\langle n \rangle)$ (KNO скейлинг) при конечных энергиях математически противоречит условию $\sum P_n = 1$. Эффект существенен даже при энергии ISR.

2. Получено внутренне непротиворечивое обобщение понятия подобия дискретных распределений, возвращающееся к обычному виду при бесконечных энергиях: $P_n = \int_n^{n+1} P(m) dm$, где $P(m) = 1/\langle m \rangle \Psi(m/\langle m \rangle)$, где $\langle m \rangle = \int m P(m) dm$ (непрерывный параметр m равен n , когда m - целое).

3. Показано, что при этом распределения по множественности отрицательных частиц (практически π^- -мезонов) в неупругих pp -взаимодействиях подобны во всем исследованном интервале энергий, начиная с пороговой. То же получается для e^+e^- -взаимодействий.

4. Получено обобщение этого скейлинга по множественности для изотопически связанных реакций: $P_n = \int_{n-\epsilon}^{n+1-\epsilon} P(m) dm$, позволяющее описать распределения по π^- (или π^+)-мезонам во всех нуклон-нуклонных (pp , np и nn)-взаимодействиях с одной и той же функцией $\Psi(z)$ и зависимостью масштабного параметра $\langle m \rangle$ от энергии (но с разными ϵ).



5. Показано, что двухпараметрическая зависимость полуинклюзивных быстротных спектров π^- -мезонов в PP-взаимодействиях от энергии и множественности сводится к однопараметрической зависимости от некоторой функции этих величин. При одинаковом быстротном распределении совпадают также другие характеристики π^- -мезонов.

6. Разработана методика работы со сцинтилляционными счетчиками в релятивистских ядерных пучках: делители ФЭУ, системы амплитудного анализа и временной согласовки. Предложен простой метод измерения неупругих сечений ядер. Измерены сечения неона с разными ядрами. Создана система запуска (триггер) установки со стримерной камерой на неупругие и центральные взаимодействия ядер.

7. Получены экспериментальные данные в 4 π -геометрии по распределениям по множественности и кинематическим переменным для π^- -мезонов в неупругих и центральных ядро-ядерных столкновениях 4,5 ГэВ/с нуклон с широким набором взаимодействующих ядер.

8. Обнаружено подобие распределений по множественности отрицательных частиц (независимость от типа первичных частиц) в неупругих взаимодействиях π^+P , K^+P , PP , Pd , PNe , π^+Ne , а также в αLi , αC , αNe , αCu , αPb . Распределения в SA отличаются от предыдущих.

9. Обнаружено подобие распределений по множественности (независимость от энергии) для неупругих взаимодействий αA 4,5 ГэВ/с нуклон и $\alpha \alpha$ 500 ГэВ/с нуклон, а также SA 4,5 ГэВ/с нуклон и OA 60 и 200 ГэВ/с нуклон (при корректном определении понятия подобия).

10. Обнаружен скейлинг полуинклюзивных спектров π^- -мезонов в ядро-ядерных взаимодействиях: при одинаковой дисперсии быстротных спектров, полученных при разных множественностях и разных ядрах, получаются одинаковыми и другие центральные моменты, а также энергия и средний поперечный импульс.

11. Полученные закономерности множественного рождения в ядро-ядерных взаимодействиях можно объяснить в рамках модели независимых нуклон-нуклонных взаимодействий. Это дает основание предположить, что такие же закономерности в нуклон-нуклонных взаимодействиях объясняются так же: распределением по прицельному параметру и флуктуациями числа провзаимодействовавших конститuentов нуклонов.

СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

ВВЕДЕНИЕ содержит общую характеристику и краткое содержание диссертации.

ПЕРВАЯ ГЛАВА диссертации посвящена исследованию скейлинга распределений по множественности в нуклон-нуклонных и e^+e^- -взаимодействиях на основе мировых данных, а также скейлинга полуинклюзивных спектров π^- в PP-взаимодействиях [3, 5, 10, 13, 14].

Распределение по множественности - это вероятность появления n частиц определенного сорта при неупругом взаимодействии двух частиц $P_n = \sigma_n / \sigma_{in}$. Обычно изучаются распределения по всем заряженным частицам, однако кажется неправильным складывать протоны с π^- -мезонами, особенно при взаимодействиях ядер. Поэтому рассмотрим распределения отрицательных адронов (практически, π^- -мезонов). Для взаимодействий элементарных частиц они взаимно однозначно связаны с распределениями по заряженным частицам. Для e^+e^- и NN: $n_{ch} = 2n_{neg}$; для NP: $n_{ch} = 2n_{neg} + 1$; для PP, π^+P и K^+P :

$$n_{ch} = 2n_{neg} + 2. \quad (1)$$

Рис. 1 иллюстрирует определение понятия подобия непрерывных функций (или дискретных распределений по множественности, но при $\langle n \rangle \rightarrow \infty$) и получение из него формул KNO-скейлинга [15]:

$$P_n = 1/\langle n \rangle \Psi(n/\langle n \rangle), \quad (2)$$

$$\int \Psi(z) dz = 1, \quad \int z \Psi(z) dz = 1. \quad (3)$$

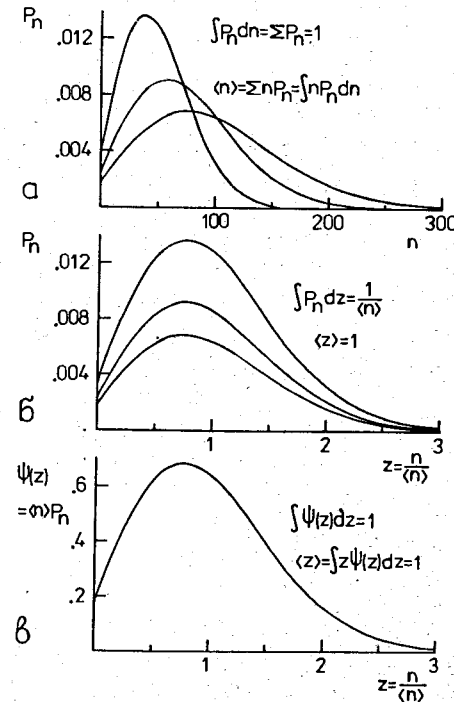


Рис. 1. Определение понятия подобия непрерывных функций (распределений по множественности при очень большой энергии) (KNO-скейлинг). Нормированные функции (а) подобны, если после линейного сжатия каждой по горизонтали пропорционально какому-либо ее горизонтальному размеру, например $\langle n \rangle$ (б), и линейного растяжения по вертикали во столько же раз, чтобы площади снова стали одинаковы и равны 1 (в), они совпадут в каждой точке. В виде формулы получается: $P_n = 1/\langle n \rangle \Psi(n/\langle n \rangle)$, где $\Psi(z)$ - не зависящая от энергии функция, нормированная условиями: $\int \Psi(z) dz = 1$, т.к. это сумма всех вероятностей и $\int z \Psi(z) dz = 1$, т.к. мы сжимали функции P_n , пока среднее значение каждой не стало равно 1.

На рис. 2а видно, что для дискретных распределений с $\langle n \rangle \neq \infty$ формулы (2), (3) противоречат условию $\sum P_n = 1$. Рис. 2б показывает, как можно корректно экстраполировать асимптотические формулы (2), (3) к существующим энергиям. Вместо (2) тогда получается (3) остается):

$$P_n = \int_{nz_0}^{(n+1)z_0} \Psi(z) dz \quad (4)$$

На рис. 3, 4 видно, что для неупругих PP-взаимодействий и e^+e^- -аннигиляции скейлинг точно выполняется во всем исследованном интервале энергий от нуля и до ISR. Из (4) следуют приближенные равенства:

$$P_n \approx 1/(\langle n \rangle + 0,5) \Psi((n+0,5)/(\langle n \rangle + 0,5)) \quad (5)$$

$$D_q \equiv (\sum (n - \langle n \rangle)^q P_n)^{1/q} \propto (\langle n \rangle + 0,5) \quad (6)$$

Из (6) с учетом (1) следуют прямые Врублевского [19] (см. [20, 21]): $D_q^{ch} \propto (\langle n_{ch} \rangle - 1)$. На рис. 5, 6 вместе с PP-данными приведены точки SPPS [22]. Заметно указание на нарушение скейлинга. Сравнение этого скейлинга с экспериментом проводилось также в работах [20, 21, 23] (KNO-G скейлинг).

Формулу (4) можно переписать в виде (рис. 7а):

$$P_n = \int_n^{n+1} P(m) dm \quad (7)$$

$$\text{где } P(m) \equiv 1/\langle m \rangle \Psi(m/\langle m \rangle), \quad \text{где } \langle m \rangle = \int m P(m) dm = 1/z_0 \quad (8)$$

здесь m - непрерывный параметр, заполняющий промежутки в дискретной оси n на рис. 1а и позволяющий на законном основании интегри-

Рис. 2. Получение дискретного распределения по множественности из непрерывной нормированной функции $\Psi(z)$ при малом $\langle n \rangle$ (рисунок примерно соответствует 100 ГэВ/с); (а) - согласно обычно используемому рецепту $P_n = 1/\langle n \rangle \Psi(n/\langle n \rangle)$, тогда частичная вероятность P_n равна площади прямоугольника с основанием $1/\langle n \rangle$ и высотой $\langle n \rangle P_n$, и сумма площадей прямоугольников не сможет всегда быть равной площади под кривой: $\sum P_n \neq 1$; (б) - согласно корректному рецепту: P_n равны просто площади под кривой на интервале z_0 [3, 5, 13, 16].

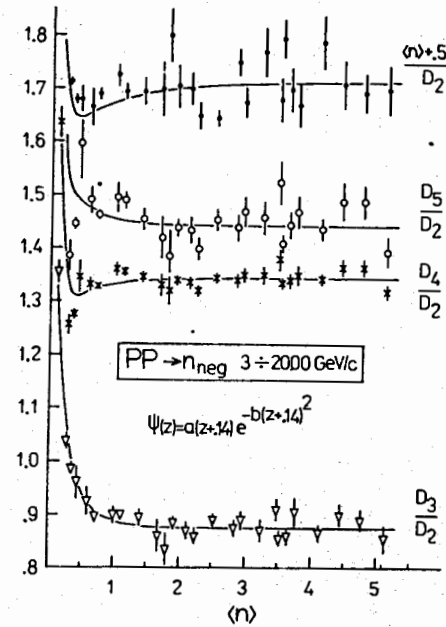
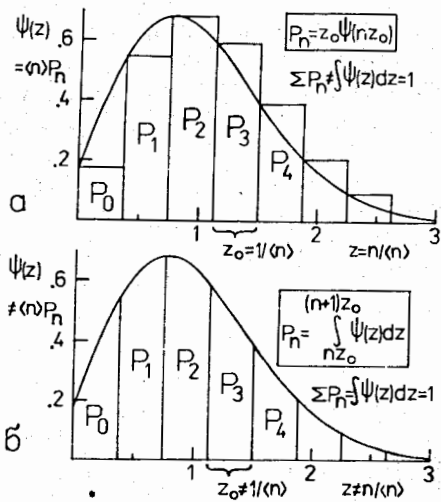


Рис. 3. Величины, которые, в отличие от часто используемых $S_q = \langle n^q \rangle / \langle n \rangle^q$, должны быстро выходить на плато с энергией, если выполняется "точный скейлинг по множественности" (рис. 2б) (6). $\langle n \rangle = \sum n P_n$, $D_q = (\sum (n - \langle n \rangle)^q P_n)^{1/q}$. Кривые получены по формуле (4) (рис. 2б) с $\Psi(z)$, приведенной на рисунке. Коэффициенты a и b вычисляются из (3) и равны 1,251 и 0,618 соответственно. Данные SPPS не приведены, т.к. нельзя пересчитать систематические ошибки. Видно, что при корректном определении понятия подобия, распределения по множественности отрицательных частиц в PP-взаимодействиях подобны во всем исследованном интервале энергий от нуля и до ISR [13, 16].

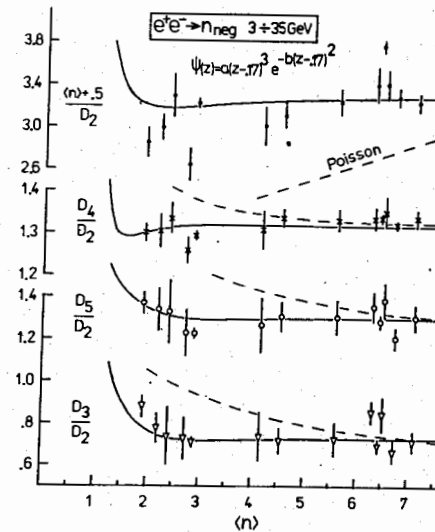


Рис. 4. То же для e^+e^- -взаимодействий. При $z \leq 0,17$: $\Psi(z) = 0$. Коэффициенты a и b равны 13,16 и 2,565 соответственно [13, 16]. При вычислении кривых P_0 полагалось равным 0, т.к. в эксперименте не измерялось. Так же, как и для PP, было найдено несколько хороших однопараметрических функций $\Psi(z)$, однако все они имели z^2 в экспоненте [17]. Согласно работе [18], где впервые был предсказан KNO-скейлинг, из такого поведения $\Psi(z)$ должен получаться рост $\langle n \rangle \propto s^{1/4}$.

ровать по ней (3); $m=n$, когда m целое. Корректный рецепт получения дискретного распределения по множественности P_n из непрерывной КНО инвариантной функции $P(m)$ (7) заменил фактически использовавшийся в (2) некорректный рецепт $P_n = P(m)|_{m=n}$.

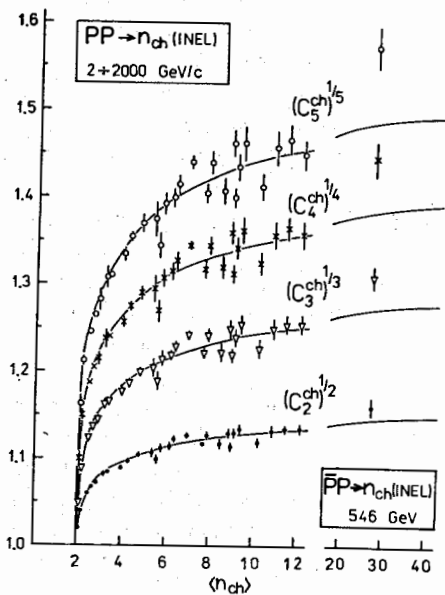


Рис. 5. Зависимость $(C_q^{ch})^{1/q} = \langle n_{ch}^q \rangle^{1/q} / \langle n_{ch} \rangle^q$ от $\langle n_{ch} \rangle$. Кривые получены из скейлинга для отрицательных частиц, как на рис. 3, с переходом ко всем заряженным согласно (1). Видно, что C_q и не должны лежать на горизонтальных прямых (как утверждалось в [22]) при выполнении скейлинга для дискретных распределений [13]. Правда, C_q^{neg} , в отличие от C_q^{ch} , с ростом $\langle n \rangle$ выходит на плато сверху, а не снизу (см. [21(4)]). Видно указание на нарушение скейлинга при энергии $\sqrt{s_{pp}}$ [22] (до 3,5 ошибок для C_5).

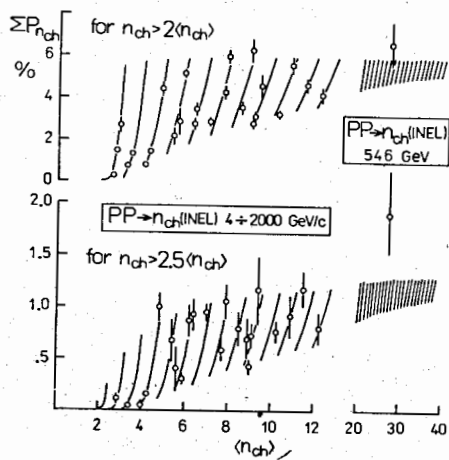


Рис. 6. Процент событий с $n_{ch} = 2 \langle n_{ch} \rangle$ ($2,5 \langle n_{ch} \rangle$). Кривые получены, как на рис. 5. Скачки функции происходят, когда $2 \langle n_{ch} \rangle$ ($2,5 \langle n_{ch} \rangle$) при увеличении проходит через четное целое число. Очередная вероятность $P_{n_{ch}}$ при этом уже не входит в сумму. Функция эта не может быть горизонтальной прямой, как предполагалось в [22]. Ошибки для точки Коллайдера вычислены с учетом ошибок $\langle n_{ch} \rangle$, что не было сделано в [22].

Формула (7) не единственная возможность экстраполировать (2) к низким энергиям. Ничем не хуже более общее выражение (рис. 7б):

$$P_n = \int_{n-\epsilon}^{n+1-\epsilon} P(m) dm \quad (9)$$

С другой стороны, реакция $PP \rightarrow \pi^+$ ничем не хуже $PP \rightarrow \pi^-$, к тому же при большой энергии распределения по π^+ и по π^- должны совпадать. Однако ясно, что π^+ в PP примерно на 1 больше, чем π^- . Обобщение (9) позволяет описать все реакции: $PP, NP, NN \rightarrow \pi^+, \pi^-$ с одной и той же функцией $\Psi(z)$ и зависимостью масштабного параметра $\langle m \rangle$ от энергии (но с разными ϵ). Из (8), (9) следуют приближенные равенства [14]:

$$\langle m \rangle \approx \langle n \rangle + 0,5 - \epsilon, \quad D_q \propto (\langle n \rangle + 0,5 - \epsilon) \quad (10)$$

На рис. 8 показаны отношения моментов для $NP \rightarrow \pi^-$ (как на рис. 3 в PP). Формулы (8), (9) можно представить в интегральном виде:

$$\sum_n P_n = \int_{n-\epsilon}^{\infty} P(m) dm = \int_{(n-\epsilon)/\langle m \rangle}^{\infty} \Psi(z) dz = \Phi((n-\epsilon)/\langle m \rangle) \quad (11)$$

Эти координаты, в отличие от (2), позволяют поместить распределения при разных $\langle n \rangle$ на одну кривую (рис. 9) [14].

На рис. 10 приведена зависимость $\langle m \rangle$ от энергии. Заметим, что если бы скейлинг по множественности не выполнялся, то наиболее вероятное значение множественности могло бы расти, например как $\ln s$, а среднее - как $s^{1/4}$. Выполнение скейлинга позволяет сказать, как растет "количество частиц" с энергией, без описания всего распределения при каждой энергии. Линейной характеристикой числа частиц является при этом масштабный параметр.

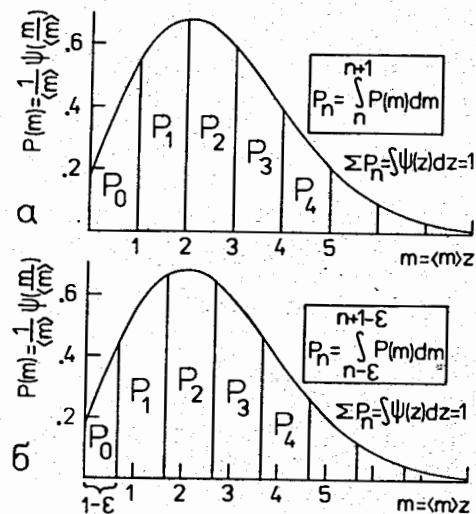


Рис. 7. Получение дискретного распределения по множественности из непрерывной нормированной функции $\Psi(z)$ (в отличие от рис. 2 здесь функция $\Psi(z)$ растянута по горизонтали и сжата по вертикали в $\langle m \rangle$ раз, как на рис. 1а). (а) - согласно (7), (б) - согласно обобщенному рецепту (9), отличающемуся от первого возможностью сдвига ϵ масштабной сетки, режущей функцию $P(m)$ на вероятности P_n . Чтобы не появилась P_{-1} и чтобы $P_0 \neq 0$, должно быть: $0 < \epsilon \leq 1$ [14].

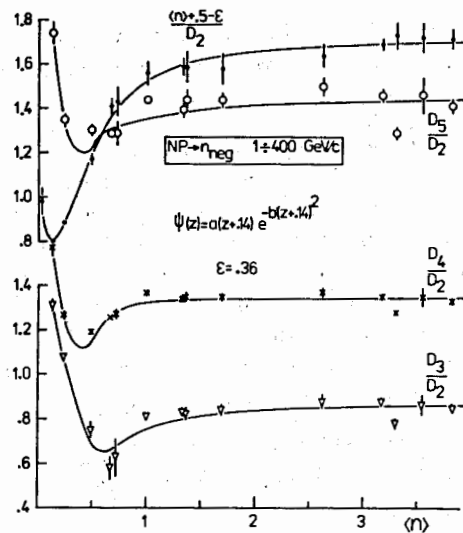


Рис. 8. $NP \rightarrow \pi^-$ реакция. Отношения, которые должны быстро выходить на плато с ростом энергии, при выполнении "точного скейлинга" по по множественности (согласно (10)). Кривые получены по формулам (8), (9) с $\Psi(z)$ и ϵ , приведенными на рисунке (при каждом $\langle n \rangle$ по формулам (8) и (9) вычисляются все P_n и, далее, $\langle n \rangle = \sum n P_n$ и моменты $D_q = \sum (n - \langle n \rangle)^q P_n$). Функция $\Psi(z)$ та же, что и для $PP \rightarrow \pi^-$ (см. рис. 3) [14].

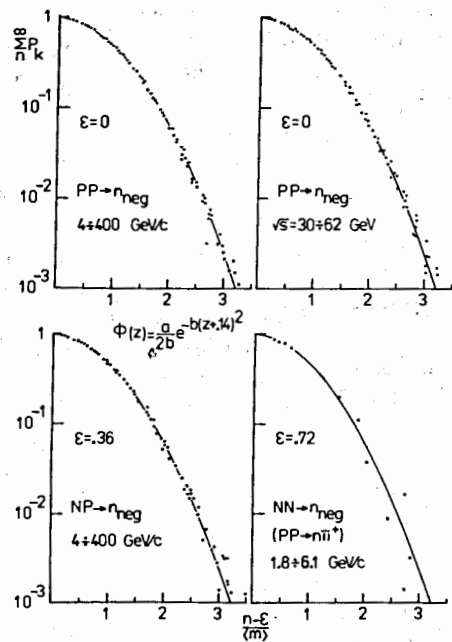


Рис. 9. Зависимость интегральной вероятности $\sum P_k$ от $(n - \epsilon) / \langle n \rangle$ для разных нуклон-нуклонных реакций. В этих координатах (в отличие от (2)) точки должны лежать на одной кривой: $\Phi(z) = \int_z^\infty \Psi(z) dz$ см. (11). При очень маленьких энергиях, когда только P_0 и P_1 не равны 0, точки лягут на кривую автоматически, независимо от использованных Ψ и ϵ . Это ясно из рис. 7, где всегда можно выбрать такой масштаб, что функция $\Psi(z)$ поделится на площади, равные данным P_1 и P_2 (поэтому эти точки на рисунке не приведены), таким образом, этот скейлинг выполняется начиная с нулевой энергии [14].

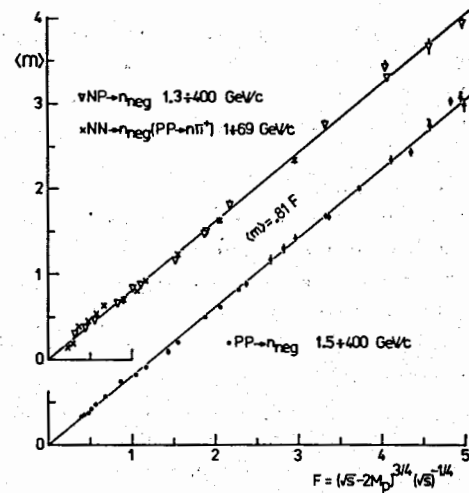


Рис. 10. Зависимость $\langle n \rangle$ от энергии для разных нуклон-нуклонных реакций. В термодинамической модели Ферми множественность π^- -мезонов пропорциональна величине F , а не $s^{1/4}$, как часто считается [24]. Масштабный параметр $\langle m \rangle (s)$ в (7)-(9) определяет, во сколько раз надо растянуть "единичную" функцию $\Psi(z)$, чтобы получить искомое распределение. Поэтому именно он является линейной характеристикой "количества рожденных частиц" [5, 14].

Известно, что нормированное полуинклюзивное быстрое распределение π^- -мезонов в PP -взаимодействиях (y - быстрота в с.ц.м.) $1/n \rho_n(y) \equiv 1/n \sigma_n d\sigma_n/dy$ меняется с энергией взаимодействия (\sqrt{s}) и множественностью π^- -мезонов (n). Можно получить несколько распределений с одинаковой шириной, выбирая каждое следующее при большей множественности и при соответствующей большей энергии. Форма этих распределений с одинаковой шириной не должна быть одинаковой, однако получается одинаковой (рис. 11) [10, 25].

На рис. 12 приведены средние поперечные импульсы π^- -мезонов в

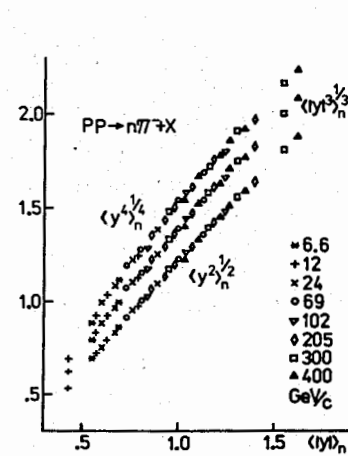


Рис. 11. Моменты полуинклюзивных быстрое распределений в с.ц.м. $\langle |y|^k \rangle_n = \frac{1}{n - n_0} \int |y|^k \frac{d\sigma_n}{dy} dy$. Видно, что распределения с одинаковым первым моментом имеют и одинаковые остальные моменты, т.е. эти распределения полностью одинаковы. Причем перекрываются точки, соответствующие энергиям, отличающимся на порядок [10, 25].

тех же событиях с фиксированной топологией в зависимости от ширины их быстротного распределения. Видно, что при одинаковом быстротном спектре, равны и средние поперечные импульсы. Это дает основание предположить, что тогда одинаковы и полные одночастичные спектры.

$$\frac{1}{n\sigma_n} \frac{d^2\sigma_n}{dy dp_T}(\sqrt{s}, n) = \frac{1}{n\sigma_n} \frac{d^2\sigma_n}{dy dp_T}(f(\sqrt{s}, n)) \quad (12)$$

Функция $f(\sqrt{s}, n)$ из (12) не совпадает с функцией $\langle n \rangle / n$, предсказанной KNO-2 скейлингом полуинклюзивных спектров [26]. На рис. 13 представлена зависимость дисперсии быстротного распределения от величины \sqrt{s}/\sqrt{n} . Точки удовлетворительно лежат на одной кривой, т. е.

$$f(\sqrt{s}, n) \propto \sqrt{s}/\sqrt{n} \quad (13)$$

Рис. 14 подтверждает гипотезу (12).

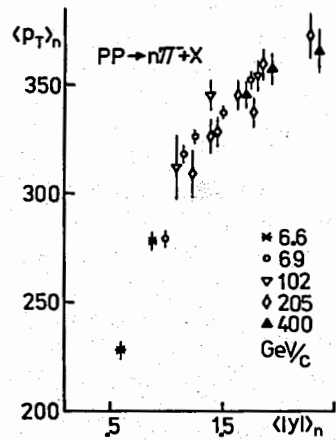


Рис. 12. Зависимость среднего поперечного импульса π^- -мезонов в событиях с фиксированной топологией от ширины их быстротного распределения. События с одинаковым быстротным спектром имеют и одинаковые средние поперечные импульсы, что дает основание предположить одинаковость полных одночастичных спектров (дваждыдифференциальных) [10].

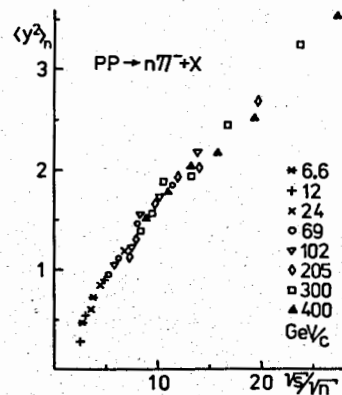


Рис. 13. Зависимость дисперсии быстротных распределений от функции $f = \sqrt{s}/\sqrt{n}$. В событиях с одинаковым отношением s/n одинаков спектр π^- -мезонов. Функция получилась средней между крайними возможными: а - коэффициент неупругости для π^- не зависит от множественности их: $f = \sqrt{s}/n$; б - энергия π^- не зависит от множественности: $f = \sqrt{s}$ [10, 25].

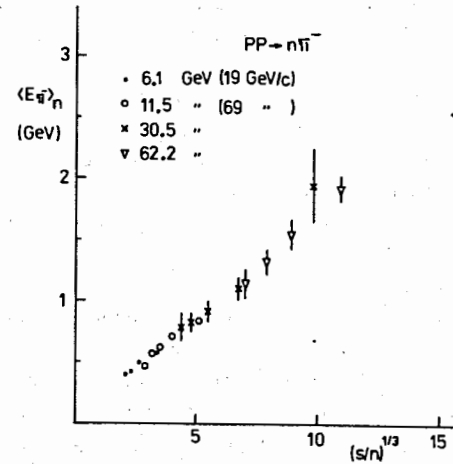


Рис. 14. Зависимость средней энергии π^- -мезонов в с.ц.м. от $(s/n)^{1/3}$. Видно, что в полуинклюзивных событиях с одинаковыми быстротными спектрами и поперечными импульсами одинаковы и средние энергии π^- -мезонов, что подтверждает гипотезу (12) об одинаковости полных одночастичных спектров.

ВТОРАЯ ГЛАВА содержит описание методики работы со сцинтилляционными счетчиками (особенно в релятивистских ядерных пучках), работы триггера установки СКМ-200 - ГИБС и получения экспериментальных данных [1, 4, 9, 11].

Приведены использовавшиеся делители ФЭУ-30, 63, 85, 60, 84 и 118, оптимизированные для получения хороших амплитудных, временных и загрузочных характеристик, стабильности и линейности.

Описана система амплитудного анализа, позволившая идентифицировать ядра по заряду (в триггере). Потери энергии пропорциональны z^2 релятивистского ядра, и спектр ядер, прошедших через счетчик, виден на амплитудном анализаторе. Пороги дискриминатора видны там же, когда анализатор стробируется этим же дискриминатором.

Предложен простой метод измерения неупругих сечений релятивистских ядер. При взаимодействии ядро обычно теряет хотя бы 1 протон, и амплитуда в счетчике за мишенью уменьшается. Приведены результаты измерения сечений неона с разными ядрами.

Приведена простая и удобная схема временной согласовки, с помощью преобразователя время-амплитуда. Достаточно десятка совпадений, чтобы на анализаторе был виден пик.

Описан триггер установки СКМ-200 - ГИБС на неупругие взаимодействия ядер. Запуск стримерной камеры происходит, когда в камеру, в направлении на мишень, вошло пучковое ядро нужного заряда, и оно же не вышло из камеры, - в счетчике с угловым размером $\approx 0,1$ мср на расстоянии ≈ 10 м от мишени (после 2 м магнитного поля 0,8 Тл) не зарегистрирована та же амплитуда.

Запуск на центральные взаимодействия происходит, когда ни одна стриппинговая заряженная частица не попадает в счетчик 4 мср, и ни один стриппинговый нейтрон - в счетчик 4 мср.

Описана обработка и приведены данные по множественностям и полуинклюзивным спектрам π^- -мезонов.

ТРЕТЬЯ ГЛАВА содержит результаты анализа полученных данных по распределениям по множественности и полуинклюзивным кинематическим спектрам π^- -мезонов в неупругих и центральных ядро-ядерных взаимодействиях 4,5 ГэВ/с нуклон [2, 6, 7, 8, 12].

Распределения по множественности во взаимодействиях элементарных частиц принято нормировать на σ_{in} (сечение рождения новых частиц), а не на σ_{tot} (иначе появится выброс в нулевом канале, растущий с энергией в координатах $\langle n \rangle P_n$). Из этих же соображений было бы естественным нормировать распределения по множественности в ядро-ядерных взаимодействиях на σ_{prod} - сечение рождения новых частиц (заряженных и нейтральных π -мезонов), а не на σ_{react} , включающее σ_{prod} и сечение квазиупругого развала хотя бы одного из ядер. Отношения $\sigma_{prod}/\sigma_{react}$ были вычислены по модели [2, 6, 7, 27].

На рис. 15 приведено сравнение в скейлинговых координатах как на рис. 9 (см. выражения (10, 11)) распределений по множественности

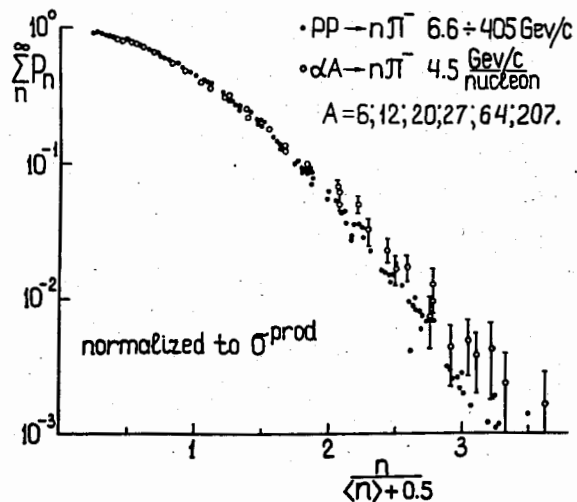


Рис. 15. Зависимость интегральной вероятности от $n/(\langle n \rangle + 0,5)$, (см. рис 9). В обычных КНО-координатах сравнивать нельзя - средняя множественность в α -Li равна 0,94. Нормировка на σ_{prod} [6].

π^- во взаимодействиях α -частиц с разными ядрами, а также с распределениями из PP-взаимодействий. На рис. 16 приведено безмодельное сравнение распределений при нормировке на σ_{neg} - сечение рождения хотя бы одной отрицательной частицы. Распределения во взаимодействиях С-А отличаются от предыдущих.

Заметим, что обнаруженный скейлинг - независимость от сорта сталкивающихся частиц - это не обычно изучаемый скейлинг распределений по множественности - независимость от энергии взаимодействия одних и тех же первичных частиц, хотя в статье Кобы, Нильсена, Олесена [15] о нем тоже говорится.

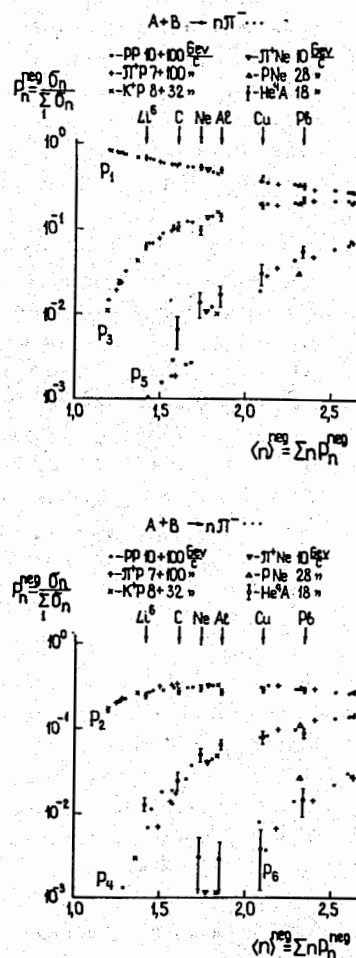


Рис. 16. Сравнение парциальных вероятностей, нормированных на σ_{neg} , для взаимодействий PP, π^+P , K^+P , π^+Ne , PNe и наших αA_T . Сравнение с π^-P , π^-A , K^-P не делалось, т.к. непонятно как учитывать лидирующие отрицательные частицы. Видно, что для всех приведенных взаимодействий распределения по множественности отрицательных частиц одинаковы при одинаковом среднем. Сравнение с нормировкой на σ_{neg} ($P_0=0$) в отличие от σ_{prod} не требует привлечения моделей и более точно, т.к. P_0 содержит большую неопределенность, как методическую так и физическую, - непонятно на что надо на самом деле нормироваться. В PNe и π^+Ne σ_0 не измерялось. Распределения при нормировке на σ_{in} не дают точного скейлинга по типу первичных частиц. Верхний рисунок - нечетные вероятности, нижний - четные [6].

На рис. 17 показан скейлинг распределений по множественности (независимость от энергии) в наших α - A_T взаимодействиях и α - α при $\sqrt{s} = 26$ и 31 ГэВ на нуклон [28] в нормировке на σ_{prod} (одинаковость наших распределений от Li до Pb позволяет надеяться, что оно такое же и на He). На рис. 18 приведены наши данные по C- A_T реакциям вместе с данными [29] O- A_T 60 и 200 ГэВ/с нуклон (зависимость от A_p достаточно слабая). Нормировка на σ_{react} . Только такие данные приведены в [29].

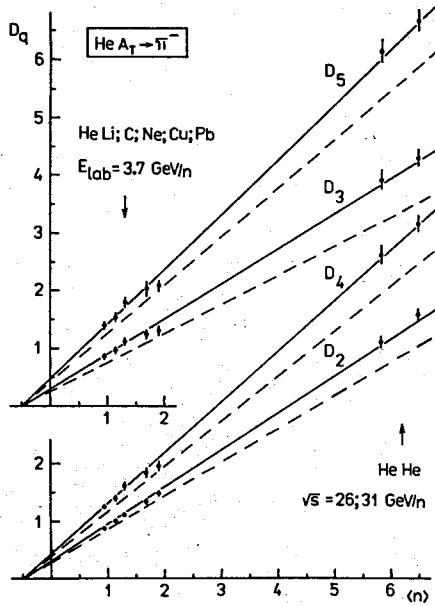


Рис. 17. Зависимости $D_q = (\sum (n - \langle n \rangle)^q p_n)^{1/q}$ от $\langle n \rangle$ для распределений по множественности отрицательных частиц в α - α взаимодействиях при $\sqrt{s} = 26$ и 31 ГэВ на нуклон и в α -Li, C, Ne, Cu, Pb при $P_{лаб} = 4,5$ ГэВ/с на нуклон. Видно, что точки хорошо лежат на прямых Врублевского: $D_q \propto (\langle n \rangle + 0,5)$ (см. (6), через ноль прямые не пройдут). Т.е. "точный скейлинг" распределений по множественности хорошо выполняется и для этих ядро-ядерных взаимодействий. Пунктиры - PP-взаимодействия (этот рисунок более чувствителен, чем рис. 15 - заметно отличие).

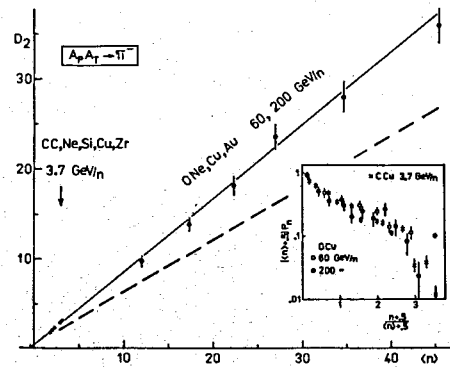


Рис. 18. Зависимость D_2 от $\langle n \rangle$ для O-Ne (+20% He), O-Cu, O-Au взаимодействий при $P_{лаб} = 60$ и 200 ГэВ/нуклон и C-C, C-Ne, C-Si, C-Cu, C-Zr при $P_{лаб} = 4,5$ ГэВ/с нуклон. Прямые: $D_2 \propto (\langle n \rangle + 0,5)$. Пунктир - прямая для PP. На врезке - непосредственное сравнение распределений (см. (5)).

На рис. 19 показаны зависимости разных центральных моментов быстрых распределений от первого момента для всех этих взаимодействий - те же зависимости, что и на рис. 11 для PP. Видно, что так же, как и в PP-взаимодействиях, спектры с одинаковым первым моментом имеют и одинаковые остальные моменты, т.е. спектры совпадают. Одинаковы также зависимости $\langle P_T \rangle_n$ от $\langle E \rangle_n$ - рис. 20.

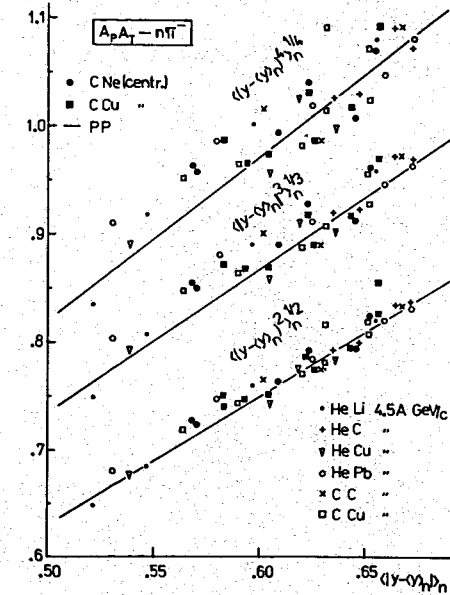


Рис. 19. Моменты полуинклюзивных быстрых распределений π^- -мезонов в ядро-ядерных взаимодействиях в системе средней для этой множественности скорости $\langle |y - \langle y \rangle_n| \rangle_n^{k > 1/k}$ - то же, что и на рис. 11 для PP, откуда и взяты кривые. Видно, что распределения с одинаковым первым моментом имеют и одинаковые остальные моменты, т.е. распределения эти одинаковы. И совпадают с распределениями из PP-взаимодействий.

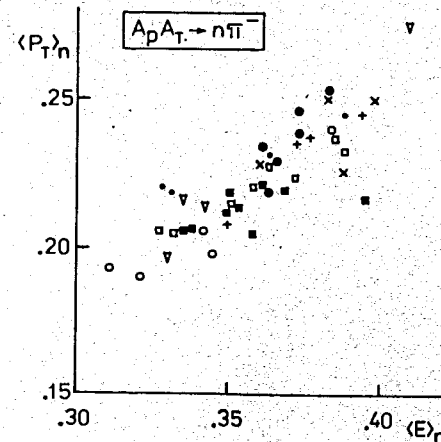


Рис. 20. Зависимость поперечного импульса π^- -мезонов $\langle P_T \rangle_n$ от их энергии $\langle E \rangle_n$ в событиях с фиксированной множественностью в системе средней для этой множественности скорости. Зависимости совпадают для разных ядро-ядерных взаимодействий (см. рис. 12, 14 для PP-взаимодействий). Обозначения как на рис. 19.

Полученные закономерности множественного рождения в столкновениях ядер неплохо объясняются в модели независимых взаимодействий нуклонов [30, 31, 32] (входные данные для нее - нуклон-нуклонные взаимодействия - получены в 1 главе). Это дает основание предположить, что такие же закономерности в нуклон-нуклонных столкновениях объясняются так же: распределением по прицельному параметру, флуктуациями числа провзаимодействовавших конститuentов нуклонов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ содержит основные результаты, защищаемые автором.

ЛИТЕРАТУРА

1. М.Х.Аникина...А.И.Голохвастов и др., ОИЯИ 13-9030. Дубна (1975).
2. М.Х.Аникина...А.И.Голохвастов и др., ЯФ 27, 724 (1978).
3. А.И.Голохвастов, ЯФ 27, 809 (1978).
4. А.У.Абдурахимов...А.И.Голохвастов и др., ПТЭ 1978 N5 с.53.
5. А.И.Голохвастов, ЯФ 30, 253 (1979).
6. V.D.Aksinenko..A.I.Golokhvastov et al.,Nucl.Phys.A324,266(1979).
7. V.D.Aksinenko..A.I.Golokhvastov et al.,Nucl.Phys.A348,518(1980).
8. A.U.Abdurahimov.A.I.Golokhvastov et al.Nucl.Phys.A362,376(1981).
9. М.Х.Аникина...А.И.Голохвастов и др., ЯФ 38, 149 (1983).
10. А.И.Голохвастов, Z. Phys. C26, 469 (1984).
11. М.Аникина...А.И.Голохвастов et al.,JINR E1-84-785.Dubna(1984).
12. М.Аникина...А.И.Голохвастов et al., Phys.Rev. C33, 895 (1986).
13. А.И.Голохвастов, JINR E2-89-349. Dubna (1989).
14. A.I.Golokhvastov, JINR E2-89-364. Dubna (1989).
15. Z.Koba, H.B.Nielsen, P.Olesen, Nucl. Phys. B40, 317 (1972).
16. А.И.Голохвастов, JINR E2-87-484. Dubna (1987).
17. G.Bozoki et al., Nuovo Cim. 64A, 881 (1969).
18. А.М.Поляков, ЖЭТФ 59, 542 (1970).
19. A.Wroblewski, Acta Phys. Pol. B4, 857 (1973).
20. R.Szwed, G.Wrochna, Z. Phys. C29, 255 (1985).
21. R.Szwed, IFD/3/85; IFD/3/86; IFD/5/86; IFD/5/88. Warsaw.
22. G.J.Alner et al., Phys. Rep. 154, 247 (1987).
23. M.Adamus et al., Z. Phys. C32, 475 (1986).
24. Э.Ферми, Избранные труды, т.2, с.479. Москва (1965)
25. А.И.Голохвастов, JINR E2-82-730. Dubna (1982).
26. Z.Koba, H.B.Nielsen, P.Olesen, Phys. Lett. 38B, 25 (1972).
27. С.А.Хорозов, ОИЯИ 2-80-142. Дубна (1980).
28. W.Bell et al., Phys. Lett. 128B, 349 (1983).
29. A.Bamberger et al., Phys. Lett. 205B, 583 (1988).
30. С.А. Хорозов, ОИЯИ 1-80-879. Дубна (1980).
31. Г.Л. Варденга, ОИЯИ 1-87-651. Дубна (1987).
32. М.Х. Аникина, ОИЯИ 1-87-785. Дубна (1987).

Рукопись поступила в издательский отдел 5 октября 1989 года.