

УДК 539.172.12/17

## **АНАЛИЗ ДАННЫХ, ПОЛУЧЕННЫХ НА ПУЧКАХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР СИНХРОФАЗОТРОНА В ЭКСПЕРИМЕНТАХ С $4\pi$ -ГЕОМЕТРИЕЙ, НА ОСНОВЕ АВТОМОДЕЛЬНОГО ПОДХОДА**

*А.А.Балдин, Е.Н.Кладницкая, О.В.Рогачевский*

Экспериментальный материал по рождению  $\pi^-$ -мезонов, полученный на двухметровой пропановой камере ЛВЭ и спектрометре ГИБС, проанализирован на основе автомодельного подхода. Показана возможность общего количественного описания угловых и энергетических зависимостей сечения рождения пионов в автомодельных переменных. Обсуждается вопрос об эффективности отбора событий по множественности для поиска коллективных эффектов в ядро-ядерных взаимодействиях. Предложен метод выделения многонуклонных типов взаимодействия.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

## **Analysis of Data from $4\pi$ Experiments on Relativistic Nuclei Beams at Dubna Synchrotron Based on Automodelity**

*A.A.Baldin, E.N.Kladnitskaya, O.V.Rogachevsky*

Data on  $\pi^-$ -mesons production from LHE JINR 2-m propane chamber and spectrometer GIBS are analysed on the basis of the self-similarity approach. It is shown that in automodel variables there is the possibility of the general quantitative description of angular and energy dependences for pion-production cross sections. The problem on searches for collective effects in nucleus-nucleus interactions by selection of events multiplicity is also discussed. Another method of finding multinucleon types of interaction is offered.

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

### **ВВЕДЕНИЕ**

Уже в первых работах по релятивистской ядерной физике [1] подчеркивалась важность изучения масштабной инвариантности (автомодельности) ядерных столкновений, которая интерпретировалась как свойство локальности адронных взаимодействий, позволяющее разрабатывать универсальные подходы к описанию разнообразных реакций. Методы теории подобия, зарекомендовавшие себя исключительно эффективными в механике сплошных сред [2], в теории диффузии и в ряде задач, описываемых, нелинейными уравнениями нескольких переменных, оказались успешно применимыми в физике

элементарных частиц. Так, широко применяется масштабная инвариантность, обусловленная размерными соображениями в области  $P \gg M$ , где  $P$  — трехмерные импульсы частиц, а  $M$  — их массы. Автомодельность при этом возникает как требование инвариантности распределения вторичных частиц (сечений) при преобразовании  $P \rightarrow \lambda P$ , что приводит к зависимостям сечений только от отношения импульсных переменных. Широко используется также экспериментально установленное подобие инклюзивных спектров образования адронов в зависимости от поперечного импульса (поперечной массы), как частный случай автомодельного решения.

Автомодельность — это особая симметрия физической системы, состоящая в том, что изменение масштабов независимых переменных может быть скомпенсировано преобразованием подобия других динамических переменных. Это приводит к сокращению числа переменных, от которых зависит физический закон.

Изучение симметрий конечного состояния столкновений ядро — ядро позволяет установить ряд асимптотических закономерностей и предложить простые математические модели, описывающие разнообразный экспериментальный материал, а также дать количественные предсказания для планируемых экспериментов. Особенностью таких подходов является то, что некоторые параметры: нормировочные константы, функциональные зависимости от комбинаций, определяющих задачу параметров, вводятся в теоретическую модель из небольшого числа экспериментальных фактов с последующим обобщением на все многообразие экспериментального материала, удовлетворяющего условиям задачи.

Однако условие  $P \gg M$  сильно суживает область применения идей автомодельности, так как в адронных столкновениях в подавляющем большинстве случаев рождаются частицы как с большими, так и с малыми импульсами.

В работах [3] показана возможность единого количественного описания подпороговых, кумулятивных реакций и процессов образования антиматерии при помощи автомодельного решения, имеющего вид

$$E \frac{d^3\sigma}{d^3p} = C_1 A_1^{\alpha(x_1)} A_2^{\alpha(x_2)} f(\Pi); \quad (1)$$

здесь  $C_1$  — константа, определяющая размерность инвариантного дифференциального сечения;  $A$  — атомные номера сталкивающихся ядер;  $\alpha$  и  $f$  — функции, определяемые из эксперимента. Обобщенный параметр подобия имеет вид

$$\Pi = \frac{1}{2}(X_1^2 + X_2^2 + 2X_1X_2\gamma_{12})^{1/2}.$$

Здесь  $\gamma_{ij} = u_i u_j = P_i P_j / M_i M_j$  — лоренц-фактор относительного движения сталкивающихся ядер.  $X_1$  и  $X_2$  имеют физический смысл долей 4-импульсов, необходимых для образования регистрируемой частицы, а также эффективного числа нуклонов, участвующих в реакции. Импульс эффективного числа нуклонов в ядре 1, принимающих участие в реакции, имеет вид  $X_1 m_0 u_1$ , где  $u_1$  — скорость ядра 1 как целого,  $m_0$  — масса одного нуклона. Величины  $X_1$  и  $X_2$  становятся измеримыми, если принять гипотезу о минимальности массы  $m_0^2(u_1 X_1 + u_2 X_2)^2$  и учесть закон сохранения 4-импульса, записанный в виде  $m_0(u_1 X_1 + u_2 X_2) = \sum P_i$ . Процедура определения  $X_1$  и  $X_2$ , а следовательно и  $\Pi$ , состоит в определении минимума  $\Pi$  на основе законов сохранения энергии-импульса,

записанного в виде

$$(X_1 m_0 u_1 + X_2 m_0 u_2 - M_3 u_3)^2 = (X_1 m_0 u'_1 + X_2 m_0 u'_2 + \sum_{k=4} M_k u_k)^2.$$

Единственная гипотеза — возможность пренебречь относительным движением всех остальных нерегистрируемых частиц, а именно членом  $2 \sum_{k>1} (\gamma_{kl} - 1) M_k M_l$  в правой части уравнения.

Связь между  $X_1$  и  $X_2$  удобно записать в релятивистски-инвариантном и безразмерном виде:

$$X_1 X_2 (\gamma_{12} - 1) - X_1 \left( \frac{M_3}{m_0} \gamma_{13} + \frac{M_4}{m_0} \right) - X_2 \left( \frac{M_3}{m_0} \gamma_{23} + \frac{M_4}{m_0} \right) = \frac{M_4^2 - M_3^2}{2m_0}. \quad (2)$$

Анализ экспериментальных данных, полученных на разных ускорителях в различных кинематических постановках экспериментов, позволил записать явный, количественный вид автомодельного решения [3] и показал, что функция  $\alpha$  хорошо параметризуется в виде  $\alpha = 1/3 + X/3$ , где  $X$  равен  $X_1$  и  $X_2$  соответственно.

$$E \frac{d^3 \sigma}{d^3 p} = C_1 A_1^{1/3 + X_1/3} A_2^{1/3 + X_2/3} \exp(-\Pi/C_2). \quad (3)$$

Универсальные константы  $C_1$  и  $C_2$ :  $C_1 = 19000$  [мб ГэВ<sup>-2</sup> с<sup>3</sup> ср<sup>-1</sup>] и  $C_2 = 0,125 \pm 0,002$ . Данное решение единым образом описывает экспериментальные данные для сравнительно тяжелых ядер, начиная с  $A \geq 20$ ,  $\Pi \geq 1$  для поперечных импульсов менее 2,5 ГэВ/с.

## ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Представляется важным проанализировать возможность применения автомодельного подхода в области  $\Pi < 1$ , при взаимодействии легких ядер, а также для количественного описания угловых зависимостей.

Как видно из формулы (1),  $A$ -зависимости вычисляются с использованием  $X_1$  и  $X_2$ , которые, в свою очередь, определяются минимальным  $\Pi$  для каждого угла, импульса, типа регистрируемой частицы и энергии столкновения. Рис.1 иллюстрирует соотношения между  $X_1$  и  $X_2$  для различных характерных типов реакций. Кривая 1 соответствует кумулятивной кинематике эксперимента [4] (энергия налетающих протонов 45 ГэВ, пионы регистрируются с импульсами 0,5–1,5 ГэВ/с под углом 159°), кривая 2 относится к реакции подпорогового образования  $K^-$ -мезонов с импульсами 0,2–3 ГэВ/с под 0° [5]. Термин "подпороговые" используется здесь не в смысле абсолютного порога образования  $K^-$ -мезонов, а указывает на то, что для образования каонов в предложенной кинематике необходимо участие в реакции более одного нуклона как налетающего ядра, так и от ядра мишени. Кривая 3 соответствует реакции образования  $\pi^-$ -мезонов с импульсами 0,1–2,5 ГэВ/с под 0° при энергии взаимодействия 1,66 ГэВ/нуклон [6]. Остальные кривые относятся к экспериментальным данным по рождению  $\pi^-$ -мезонов при энергии взаимодействия 3,36 ГэВ/нуклон с импульсами 0,1–2,5 ГэВ/с [7]. Обозначения 10°, 35°, 90°, 150°

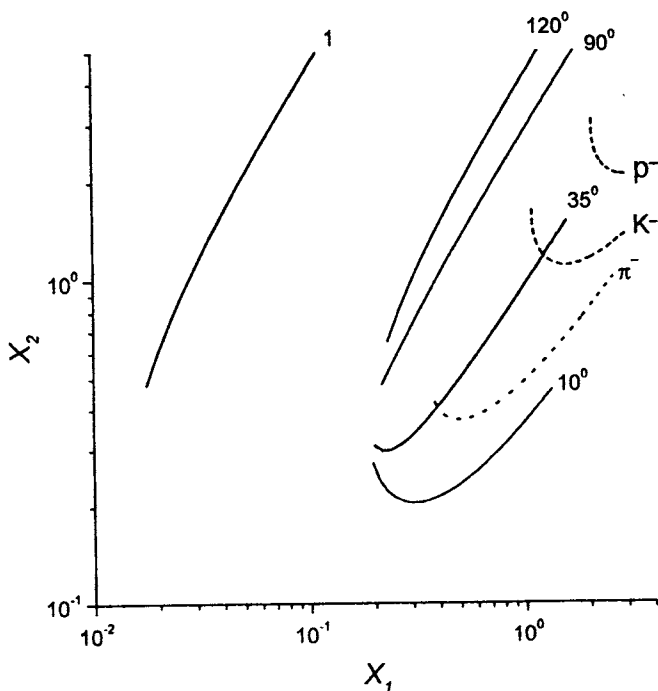


Рис. 1. Зависимость  $X_1$  от  $X_2$  для различных кинематических условий экспериментов

соответствуют углам регистрации пионов. Наша работа нацелена на анализ экспериментальных данных, полученных для случая, когда  $X_1$  и  $X_2 \leq 1,5$ , но  $A$ -зависимости от обоих сталкивающихся ядер существенны.

В работе использован экспериментальный материал, полученный при облучении двухметровой пропановой пузырьковой камеры, с тремя танталовыми пластинами в рабочем объеме, протонами, дейтронами,  $\alpha$ -частицами и ядрами углерода с импульсом 4,2 ГэВ/с на нуклон на синхрофазотроне ЛВЭ ОИЯИ. Камера работала в магнитном поле с напряженностью 1,5 Тл. Из суммарного ансамбля событий на пропане по критериям отбора, описанным в [8], были выделены взаимодействия налетающих ядер с ядрами углерода. Отдельный ансамбль составляют взаимодействия с ядрами тантала [9]. При обработке экспериментального материала для каждой измеренной частицы были введены поправки (веса), подробно описанные в работах [8, 10]. Все отрицательные частицы считались  $\pi^-$ -мезонами. Примесь неидентифицируемых электронов менее 5%, а отрицательных странных частиц не превышает 1% [11].

На рис.2 показаны экспериментально измеренные инвариантные сечения образования  $\pi^-$ -мезонов в протон-ядерных взаимодействиях, нормированные на вычисленные  $A^{1/3+X/3}$  в зависимости от параметра подобия  $\Pi$ . В области  $\Pi \leq 1,5$  представлены сечения  $\pi^-$ -мезонов, зарегистрированных в широком диапазоне углов ( $10^\circ$ – $150^\circ$ ) с импульсами от 0,1 до 2,5 ГэВ/с. Видно, что угловые и энергетические зависимости сечений рождения пионов в выбранных координатах можно описать одной кривой, которая по мере увеличения  $\Pi$  переходит в зависимость, описывающую кумулятивные процессы [12]. На рис.3 представлены экспериментально измеренные инвариантные сечения образова-

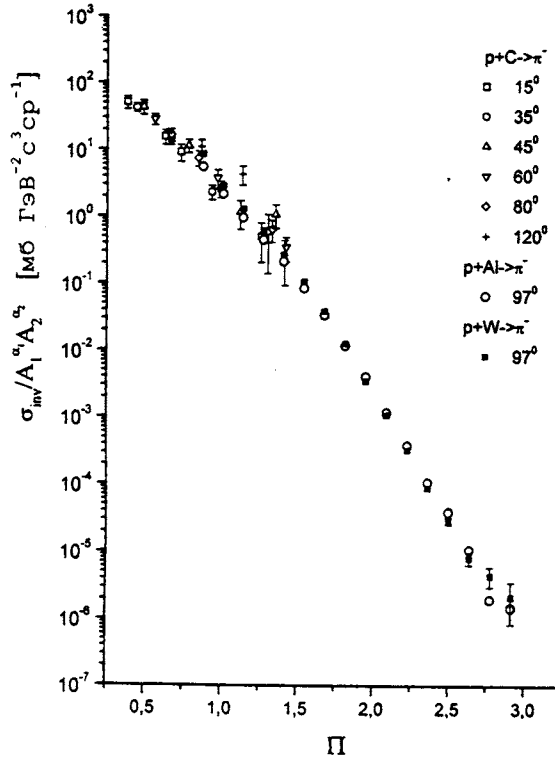


Рис. 2. Зависимость нормированных инвариантных сечений рождения  $\pi^-$ -мезонов в  $pC$ -взаимодействиях при 3,36 ГэВ и в  $pAl$ -,  $pW$ - при 10,1 ГэВ от параметра подобия  $\Pi$

ния  $\pi^-$ -мезонов в  $dC$ -,  $CC$ - и  $СтA$ -взаимодействиях, нормированные на вычисленные  $A$ -зависимости ( $\alpha_1 = 1/3 + X_1/3$  и  $\alpha_2 = 1/3 + X_2/3$ ) от параметра подобия  $\Pi$ . В интервале  $\Pi \leq 1,2$  наблюдается отклонение от простой (линейной) параметризации функций  $\alpha$ . Аналогичное отклонение наблюдается для кумулятивных и подпороговых процессов при взаимодействии легких ( $A \leq 20$ ) ядер. При больших  $\Pi$  все три распределения (рис.3) в пределах ошибок совпадают, давая возможность универсального описания угловых, энергетических и  $A$ -зависимостей сечений образования пионов. Эта универсальная зависимость просматривается наиболее отчетливо на рис.4, где аналогичным образом представлены сечения рождения  $\pi^-$ -мезонов при взаимодействии тяжелых ядер. Таким образом, реакции с тяжелыми ядрами могут быть количественно описаны такими же  $A$ -зависимостями, как и в случае кумулятивных (подпороговых) реакций.

На рис.5 показаны экспериментальные данные по инклюзивным спектрам  $\pi^-$ -мезонов в зависимости от параметра подобия  $\Pi$  при взаимодействии ядер  $^{24}\text{Mg}$  с импульсом 4,4 ГэВ/с на нуклон с  $^{24}\text{Mg}$ , полученные коллаборацией ГИБС [13]. В этой работе

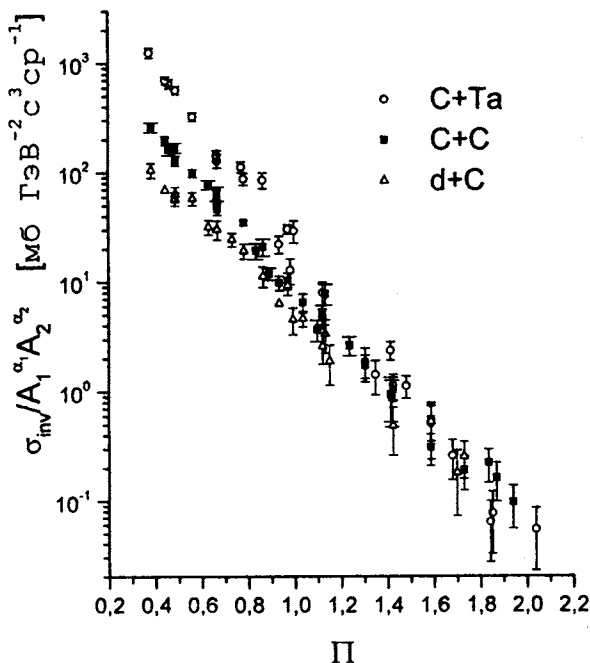


Рис. 3. Зависимость нормированных инвариантных сечений рождения  $\pi^-$ -мезонов, образующихся в угловом диапазоне от  $10^\circ$  до  $150^\circ$  для  $dC^-$ ,  $CC^-$ ,  $CTa$ -взаимодействий при 3,36 ГэВ/нуклон от параметра подобия  $\Pi$

проведен анализ корреляций тождественных частиц с целью определения области взаимодействия (размера области, из которой испускаются пионы). Проведенный анализ показал независимость источников испускания пионов в данном эксперименте. Важно отметить, что в указанной работе отбирались центральные взаимодействия ядер  $^{24}\text{Mg}$ . Это означает, что отбирались только события, не имеющие стриппинговых нейтронов, протонов и ядерных фрагментов, летящих под углами менее  $2,4^\circ$ . Такие события составляют  $4 \cdot 10^{-4}$  от всех неупругих процессов, и средняя множественность вторичных  $\pi^-$ -мезонов в зарегистрированных событиях составляет 8,24. Наклон спектров сечений пионов для центральных  $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ , представленных на рис.5, совпадает с наклоном сечений  $\pi^-$ -мезонов, образованных в столкновениях тяжелых ионов (рис.4), в пределах 3% погрешности. Одинаковый наклон пионных сечений для реакций с отбором событий по множественности и без отбора указывает на то, что множественность при взаимодействии релятивистских ядер имеет своим источником в основном независимые нуклон-нуклонные взаимодействия.

Таким образом, большая множественность при взаимодействии тяжелых ядер не является удовлетворительным критерием для поиска и изучения коллективных эффек-

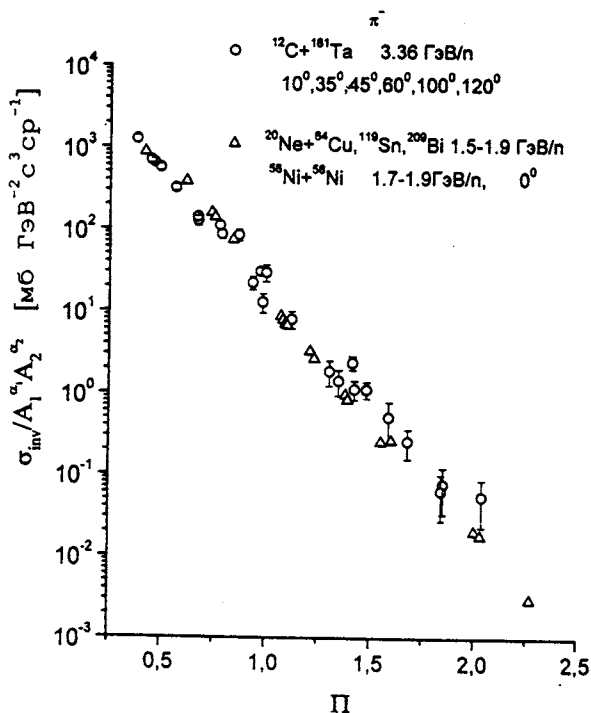


Рис. 4. Нормированные инвариантные сечения рождения  $\pi^-$ -мезонов во взаимодействиях тяжелых ядер в зависимости от параметра подобия  $\Pi$

тов, а также обнаружения экзотических состояний ядерной материи (например, кварк-глюонной плазмы). По мнению авторов, для изучения многонуклонных типов взаимодействия эффективным критерием отбора регистрируемых событий может быть признак, основанный на выделении частицы, для рождения которой  $X_1$  или  $X_2 > 1$  (или оба  $X > 1$ ). Так, для экспериментов, планируемых с выведенными пучками нуклотрона (например, на установке МАРУСЯ) при энергиях налетающих ядер 2–6 ГэВ/нуклон, выделенным для отбора событий каналом может служить обязательная регистрация  $K^-$ -мезона или антипротона. Угол регистрации и импульс частицы, выбранной как признак отбора событий, вычисляется в соответствии с вышеуказанной процедурой определения  $X_{1,2} > 1$  для данной энергии столкновения ядер. Для коллайдерных энергий подходящим каналом отбора может быть частица (или струя) с достаточно большим поперечным импульсом, который соответствует предлагаемому критерию отбора. Конечно, выбор типа частицы-признака, ее импульса и угла регистрации должен быть оптимизирован исходя из возможностей установки, энергии столкновения, скорости набора статистики, фоновых условий и т.д. Этот вопрос требует отдельного обсуждения для каждого конкретного эксперимента, нацеленного на изучение многочастичных взаимодействий.

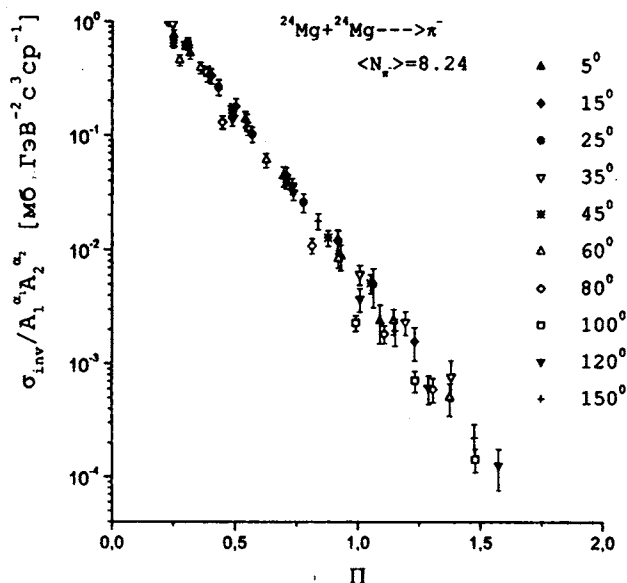


Рис. 5. Зависимость нормированных инвариантных сечений рождения  $\pi^-$ -мезонов в центральных MgMg-взаимодействиях при 3,6 ГэВ/нуклон от параметра подобия  $\Pi$

## ВЫВОДЫ

Экспериментальные данные по рождению  $\pi^-$ -мезонов под разными углами в автомобильных переменных могут быть описаны одной кривой. Для каждой конкретной реакции с легкими ядрами можно подобрать параметр наклона  $C_2$ , что дает возможность количественно описать угловые и энергетические зависимости сечений образования пионов. Такое описание важно для планирования экспериментов и решения проблем мониторинга пучков при изучении редких процессов взаимодействия релятивистских ядер.

Для количественных оценок сечений в таблице представлены значения параметров  $C_1$  и  $C_2$ .

Таблица. Параметры аппроксимации инвариантных сечений по формуле (3)

| Реакция     | $C_1$            | $C_2$             | $\chi^2$ |
|-------------|------------------|-------------------|----------|
| $p+C$       | $514 \pm 152$    | $0,194 \pm 0,014$ | 0,24     |
| $d+C$       | $595 \pm 83$     | $0,220 \pm 0,009$ | 0,53     |
| $\alpha+C$  | $824 \pm 100$    | $0,209 \pm 0,008$ | 0,34     |
| $C+C$       | $2230 \pm 183$   | $0,184 \pm 0,004$ | 0,86     |
| $d+Ta$      | $2260 \pm 772$   | $0,166 \pm 0,010$ | 0,50     |
| $\alpha+Ta$ | $7070 \pm 1470$  | $0,154 \pm 0,007$ | 0,97     |
| $C+Ta$      | $12700 \pm 1380$ | $0,155 \pm 0,005$ | 1,5      |
| $Mg+Mg$     | $13,0 \pm 1,3$   | $0,154 \pm 0,003$ | 0,7      |



Как и в случае кумулятивных и подпороговых реакций,  $A$ -зависимости для легких ядер (функции  $\alpha$ ) нелинейны по  $X_1$ ,  $X_2$  для рассмотренного случая ( $X_1, X_2 \leq 1$ ). Реакции с тяжелыми ядрами могут быть количественно описаны такими же  $A$ -зависимостями, как и в случае кумулятивных (подпороговых) реакций, но с большим параметром наклона  $C_2 = 0,155 \pm 0,005$ .

Одинаковый наклон пионных сечений для реакций с отбором событий по множественности и без отбора указывает на то, что множественность при взаимодействии релятивистских ядер имеет своим источником в основном независимые нуклон-нуклонные взаимодействия. Предложенный метод отбора событий на основе долей 4-импульсов  $X_1$ ,  $X_2$  может быть применен для изучения коллективных эффектов при взаимодействии релятивистских ядер и для постановок экспериментов, нацеленных на исследование спиновой структуры дейтрона на малых расстояниях.

Авторы выражают благодарность участникам сотрудничества на двухметровой пропановой пузырьковой камере за получение экспериментального материала, лаборантам за просмотр и измерение событий. Авторы признательны М.Х.Аникиной за предоставление данных, полученных при исследовании характеристик  $\pi^-$ -мезонов в  $MgMg$ -взаимодействиях.

Авторы благодарны за дополнительную поддержку данной работы отделом физики многочастичных систем ФИАН.

### Литература

1. Балдин А.М. — Краткие сообщения по физике ФИАН, 1971, 1, с.35  
Балдин А.М. — ЭЧАЯ т.8, с.429.
2. Birkhoff.G. — Hydrodynamics. A study in Logic, Fact and Similitude. Princeton University Press. 1960. (русский перевод: М.: ИИЛ, 1963).  
Barenblatt G.I. — Scaling, Selfsimilarity and Intermediate Asymptotics. Cambridge University Press 1996.
3. Балдин А.А. — ЯФ, 1993, т.56, с.174  
Baldin A.A. — JINR Rapid Comm., No. 4[78]-96 p.61
4. Gavrishchuk O.P. et al. — Nucl. Phys., 1991, A523, p.589.
5. Carroll J. — Nucl. Phys., 1989, A488, p.2192.
6. Schroter A. et al. — Z.Phys., 1994, A350, p.101.
7. Агакишиев Г.Н. и др. — ЯФ, 1990, т.51, с.1591
8. Бондаренко А.И. и др. — Сообщение ОИЯИ P1-98-292, Дубна, 1998
9. Агакишиев Г.Н. и др. — Препринт ОИЯИ P1-91-394, Дубна, 1991; ЯФ, 1992, т.55, с.736
10. Ивановская И.А. и др. — Сообщение ОИЯИ P1-91-264, Дубна, 1991
11. Агакишиев Г.Н. и др. — ЯФ, 1981, т.34, с.1517

12. Бояринов С.В. и др. — ЯФ, 1994, т.57, с.1452.
13. Anikina M.Kh. et al. — JINR Preprint E1-96-223, Dubna, 1996; Phys.Lett.B, 1997, v.397, p.30.