



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

2701/2-81

1/6-81
P1-81-125

Р.Г.Аствацатуров, В.В.Архипов, П.Ж.Асланян,
В.М.Изыюров, И.Иоан, В.А.Крамаренко,
А.И.Малахов, Г.Л.Мелкумов, С.Н.Пляшкевич,
М.Н.Хачатурян, А.Г.Худавердян, А.С.Чвыров

КУМУЛЯТИВНОЕ РОЖДЕНИЕ π^0 -МЕЗОНОВ
ПОД УГЛОМ 180° В РЕАКЦИИ
 $\pi^- C \rightarrow \pi^0 (180^\circ) X$ ПРИ ИМПУЛЬСЕ 3,8 ГэВ/с

Направлено в ЯФ

1981

Релятивистская ядерная физика, основы которой были заложены А.М.Балдиным, получила большое развитие^{1/}. Одно из наиболее интересных явлений в этой области - кумулятивный эффект. Под кумулятивным эффектом понимают такие столкновения частиц с ядрами, когда переменные, описывающие вновь образованные частицы, лежат в области, кинематически запрещенной для однонуклонных столкновений. В случае столкновений релятивистских ядер это - передача энергии группы нуклонов одной частице.

В последние годы было опубликовано значительное число работ, посвященных кумулятивному образованию заряженных пионов^{2,4-6/}. Цель настоящей работы - обнаружение и исследование кумулятивного рождения π^0 -, η^0 - и ω -мезонов.

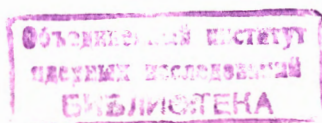
Интерес к этим исследованиям связан, во-первых, с отсутствием до настоящего времени данных по кумулятивному рождению нейтральных мезонов и, во-вторых, возможностью проверки ряда теоретических предсказаний, в том числе и гипотезы о динамических свойствах барионного заряда в области кумулятивной генерации ω -мезонов^{7/}.

Эксперимент проводился на пучке отрицательных пионов с импульсом 3,8 ГэВ/с / $\Delta p/p = +3\%$ / и интенсивностью $1,5 \cdot 10^5$ частиц/цикл. протонного синхротрона ОИЯИ. Измерялся спектр π^0 -мезонов, образующихся в интервале углов $160^\circ - 180^\circ$ в результате взаимодействия отрицательных пионов с углеродной мишенью в реакции



Экспериментальная аппаратура /см. рис. 1, а также^{3/}/ включает: а/ пучковые детекторы, состоящие из сцинтилляционных счетчиков C_1 и C_2 и шести пропорциональных камер ПК1 ÷ ПК6, и б/ детектор гамма-квантов, состоящий из тридцати двух проводочных искровых камер/ИК/ с размерами рабочей области $92 \times 92 \text{ см}^2$, с магнитоотрицательным съемом информации. Проволочные камеры используются для измерения направления γ -квантов, образующихся в результате распада $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Искровые камеры разделены на два идентичных плеча по 16 камер в каждом.

Камеры собираются в группы по четыре, две из них развернуты на угол 17° . Между группами из четырех камер размещены медные конверторы толщиной 0,4 рад.ед. Суммарная толщина конверторов составляет 1,2 рад.ед. Направление гамма-кванта измеряется



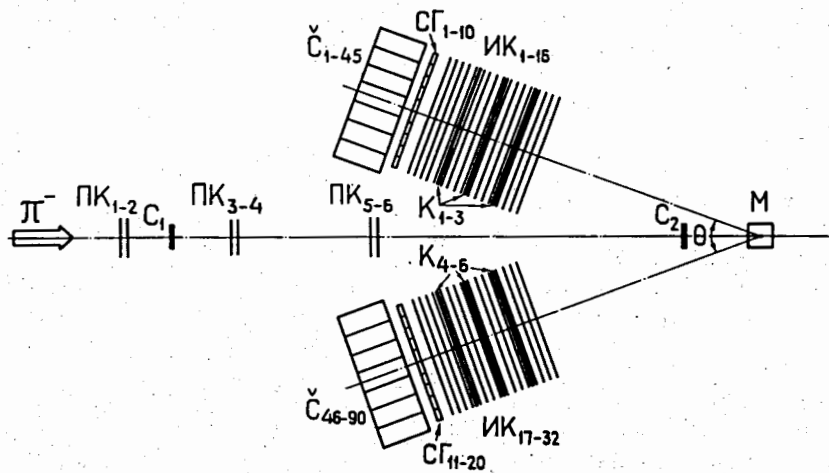


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: С - сцинтилляционные счетчики; СГ - годоскопические сцинтилляционные счетчики; С̇ - черенковские счетчики из свинцового стекла; ПК - пропорциональные камеры; ИК - проволочные искровые камеры; К - конверторы; М - мишень.

группой из четырех камер, расположенной непосредственно после конвертора, в котором произошла конверсия гамма-кванта. Первая от мишени группа из четырех камер используется для идентификации гамма-квантов.

Два идентичных сцинтилляционных годоскопа /СГ₁₋₁₀ и СГ₁₁₋₂₀/, каждый из которых состоит из 10 элементов длиной 100 см и шириной 10 см, располагаются между искровыми камерами и черенковскими гамма-спектрометрами и позволяют увеличить эффективность запусков установки.

За годоскопическими счетчиками помещаются 90 черенковских гамма-спектрометров из свинцового стекла (С̇₁₋₄₅ и С̇₄₆₋₉₀). Спектрометры работают независимо и группируются по 45 в каждом из двух направлений. Радиатор спектрометра имеет гексагональную форму с диаметром вписанной окружности 17,5 см. Длина радиатора 35 см /14 рад.ед./ . К радиатору клеится фотоумножитель типа ФЗУ-49Б. Контроль усиления спектрометров осуществляется с помощью световых вспышек в кристалле NaJ от α-частиц радиоизотопа ²⁴¹Am. Абсолютная калибровка γ-спектрометров производится на пучке моноэнергетических электронов.

Установка работает на линии с ЭВМ типа HEWLETT-PACKARD-2116В и полностью автоматизирована. Электроника, осуществляющая связь с ЭВМ, представляет собой полную "ветвь", выполнен-

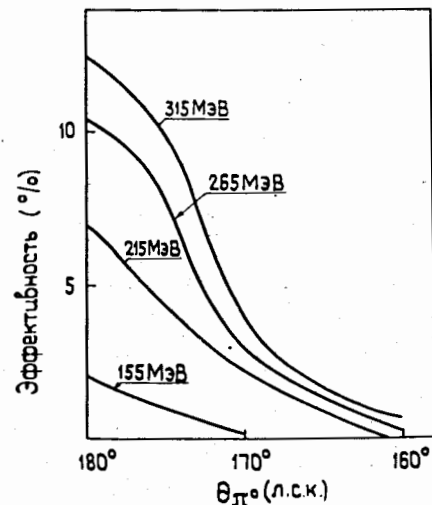


Рис. 2. Эффективность регистрации π⁰-мезонов установкой в зависимости от угла вылета и кинетической энергии π⁰-мезонов в л.с.к. Цифры вблизи кривых - значения кинетической энергии π⁰-мезонов в МэВ. Кривые рассчитаны методом Монте-Карло.

ную в стандарте КАМАК. В течение эксперимента ЭВМ осуществляет прием информации с детекторов, контроль и предварительный отбор информации, накопление информации, контроль и управление работой аппаратуры. Запуск установки произ-

водится в случае, если имеет место совпадение С₁ С₂ СГ₁₋₁₀ СГ₁₁₋₂₀ С̇₁₋₄₅ С̇₄₆₋₉₀, при условии, что энергия частиц в спектрометрах левого и правого направлений соответственно E_{γ1} и E_{γ2} и их сумма (E_{γ1}+E_{γ2}) превышает порог, определяемый кинематикой исследуемого процесса и геометрией эксперимента. В эксперименте были выбраны пороги: E_{γ1} ≥ 62 МэВ; E_{γ2} ≥ 62 МэВ и (E_{γ1}+E_{γ2}) ≥ 62 МэВ.

В избранной геометрии эксперимента угол между осями плеч γ-спектрометра равен 41°. Расстояние между мишенью и γ-спектрометрами составляет 300 см. Диапазон углов регистрации γ-квантов спектрометром 152°-168°.

Моделированные методом Монте-Карло величины эффективности регистрации π⁰-мезонов в зависимости от угла вылета и энергии резонанса иллюстрирует рис. 2. Акцептанс установки в избранной геометрии, вычисленный для четырех энергетических интервалов, представлен на рис. 3.

В ходе эксперимента на магнитные ленты было записано около 30 тысяч триггеров, которые были обработаны по программам геометрической и энергетической реконструкции событий /9/.

При анализе экспериментальной информации γγ-события отбирались по следующим критериям:

1/ наличию трека заряженной частицы или лавины после i-го конвертора в камерах ИК₅₋₁₆ и ИК₂₁₋₃₂;

2/ наличию сигналов в годоскопических сцинтилляционных счетчиках СГ₁₋₁₀ и СГ₁₁₋₂₀, соответствующих трекам в искровых камерах;

3/ наличию сигналов в γ-спектрометрах С̇₁₋₄₅ и С̇₄₆₋₉₀, соответствующих трекам в искровых камерах и удовлетворяющих сле-

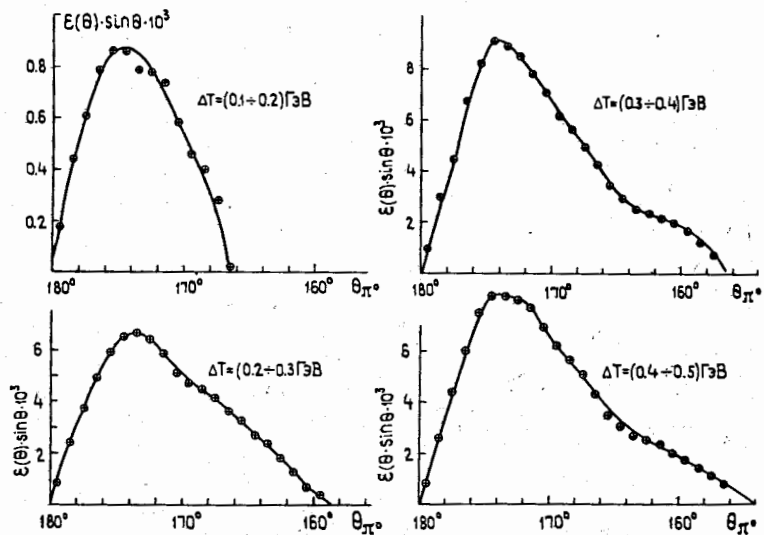


Рис.3. Аксептанс установки в избранной геометрии, вычисленный для четырех энергетических интервалов.

дующим требованиям: а/ $50 \text{ МэВ} \leq E_{\gamma 1} (E_{\gamma 2}) \leq 1000 \text{ МэВ}$; б/ $150 \text{ МэВ} \leq (E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2}) \leq 2000 \text{ МэВ}$; в/ $E_M / E_B \geq 0,2$, где E_M и E_B - соответственно меньшая и большая энергия двух γ -квантов.

При отборе кандидатов в π^0 -мезоны рассматривались события с числом треков заряженных и нейтральных частиц / γ -квантов / ≥ 2 , имеющих общую вершину в мишени. Статистическая обработка информации, отобранной по указанным критериям, выполнялась с помощью системы HBOOK /10/.

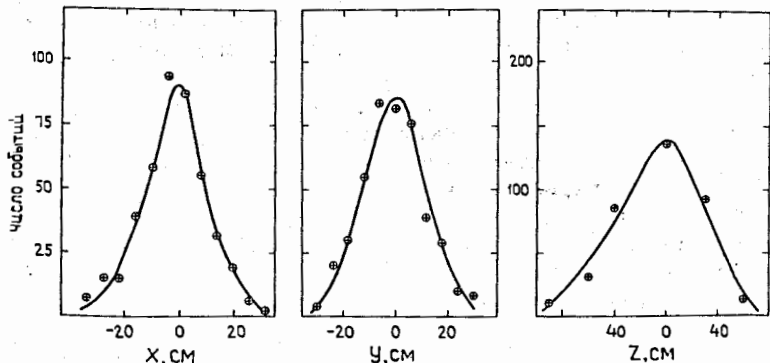


Рис.4. Распределение точек пересечения конверсионных треков $\gamma\gamma$ -событий по координатам x, y и z в мишени.

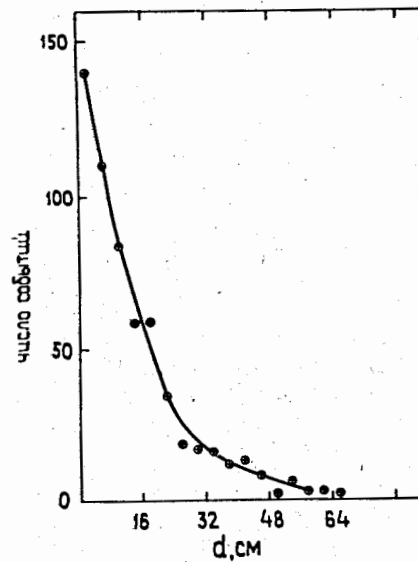


Рис.5. Распределение минимальных расстояний между треками. Отбор событий по минимальному расстоянию производился в пределах двух стандартных ошибок.

Распределение точек пересечения конверсионных треков $\gamma\gamma$ -событий по x-, y- и z-координатам в мишени / z направлено по пучку / представлено на рис. 4. Распределение минимальных расстояний между треками представлено на рис. 5.

Распределение $\gamma\gamma$ -событий по эффективной массе и кинетической энергии иллюстрирует рис. 6. Как видно из рис. 6, в распределении по эффективной массе имеется четкий максимум вблизи массы π^0 -мезона, что позволяет идентифицировать отобранные события как распады π^0 -мезона на два γ -кванта. Экспериментальное разрешение /среднеквадратичная ошибка/ аппаратуры равно $\pm 16\%$ или $\pm 21 \text{ МэВ}$.

Рис. 6. Как видно из рис. 6, в распределении по эффективной массе имеется четкий максимум вблизи массы π^0 -мезона, что позволяет идентифицировать отобранные события как распады π^0 -мезона на два γ -кванта. Экспериментальное разрешение /среднеквадратичная ошибка/ аппаратуры равно $\pm 16\%$ или $\pm 21 \text{ МэВ}$.

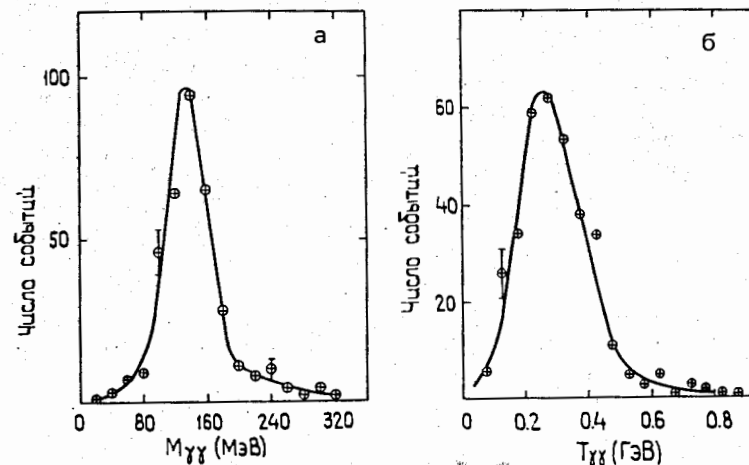


Рис.6. Распределение $\gamma\gamma$ -событий по эффективной массе /а/ и кинетической энергии /б/.

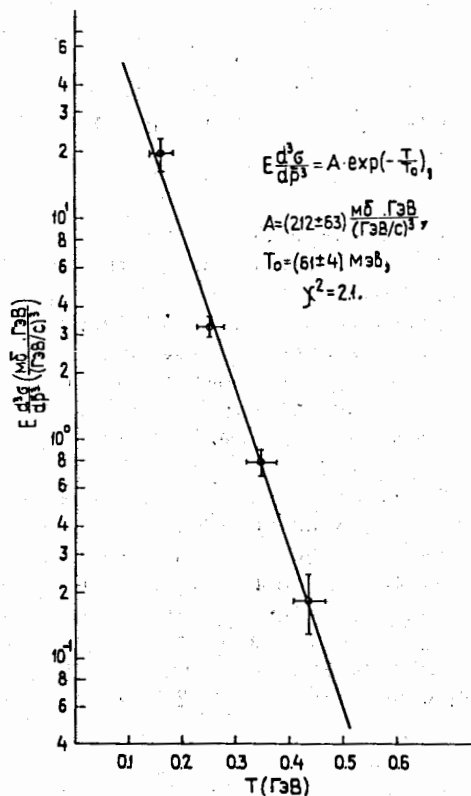


Рис. 7. Инвариантные сечения $(E \frac{d^3 \sigma}{dp^3})$ выхода π^0 -мезонов в зависимости от их кинетической энергии T .

С целью уменьшения фона отбор событий по эффективной массе производился в пределах двух стандартных ошибок $T.e.$ 42 МэВ. По оценкам, число фоновых событий не превышает 16%. Полученные экспериментальные данные об инвариантных сечениях $E \frac{d^3 \sigma}{dp^3}$ выхода π^0 -мезонов в интервале углов $160^\circ - 180^\circ$ в зависимости от их кинетической энергии иллюстрирует таблица и рис. 7. Указанные в таблице и на рис. 7 ошибки - статистические. Энергетические ошибки /ось абсцисс/ характеризуют точность измерения энергии для каждого из четырех энергетических интервалов на уровне одного стандарта.

При вычислении сечений были введены поправки, учитывающие конверсию γ -квантов в мишени с учетом энергии и углов вылета γ -квантов /около 36%/ , долю γ -квантов, проконвертировавших в конверторах проволочных камер /26%/ , долю μ^- -мезонов и электронов в пучке /10%/ , потери пучка, связанные с несова-

Таблица

T_{π^0} /МэВ/	160	250	345	435
$E \frac{d^3 \sigma}{dp^3} \left(\frac{\text{Мб} \cdot \text{ГэВ}}{(\text{ГэВ}/\text{с})^3} \right)$	$19,4 \pm 3,3$	$3,21 \pm 0,32$	$0,79 \pm 0,10$	$0,18 \pm 0,06$

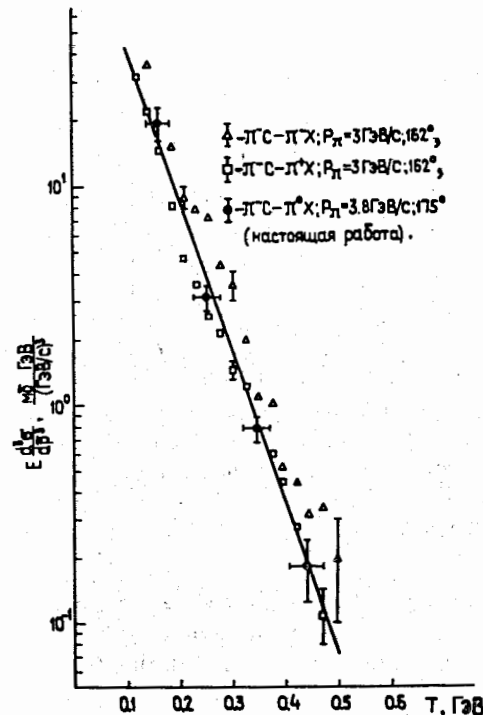


Рис. 8. Инвариантные сечения выхода π^\pm - и π^0 -мезонов в зависимости от их кинетической энергии.

дением поперечных размеров пучка и мишени /0,4%/ , и неэффективность программы реконструкции событий /10%/.

Параметризация сечения с помощью экспоненциальной функции

$$E \frac{d^3 \sigma}{dp^3} = A \exp\left(-\frac{T}{T_0}\right) \quad /2/$$

позволяет определить величины, характеризующие наклон экспоненты (T_0) и сечение при $T=0$ (A). Прямая, проведенная через экспериментальные точки /рис. 7/, вычислена методом наименьших квадратов $/\chi^2 = 2,1/$.

Рис. 8. иллюстрирует инвариантные сечения выхода π^0 -мезонов в сравнении с данными, полученными в работе /4/ для реакции $\pi^-C \rightarrow \pi^\pm /162^\circ /X$ при импульсе 3 ГэВ/с. Отношения инвариантных сечений рождения π^0 -мезонов $/p_{\pi^0} = 3,8 \text{ ГэВ}/\text{с}$ и π^\pm -мезонов $/p_{\pi^\pm} = 3 \text{ ГэВ}/\text{с}$ в реакции $\pi^-C \rightarrow \pi X$ представлены на рис. 9а. Из рис. 8 и 9а видно, что результаты, полученные для π^0 -мезонов в пределах экспериментальных ошибок, согласуются с результатами для заряженных мезонов. Рис. 9б иллюстрирует зависимость величины T_0 -параметра наклона экспоненты /2/ от импульса налетающей частицы. На рис. 10 представлены инвариантные сечения для π^0 -мезонов в зависимости от кумулятивного числа Q :

$$Q = \frac{E_R - \beta_{\pi^-} \cdot p_R \cdot \cos \theta_R - (m_R^2 + m_{\pi^0}^2) / 2E_{\pi}}{m_p (1 - E_R / E_{\pi})} \quad /3/$$

где m_R, E_R, p_R, θ_R - соответственно масса, полная энергия, импульс и угол вылета резонанса в л.с.к.; $m_{\pi}, E_{\pi}, \beta_{\pi}$ - соответственно масса, полная энергия и скорость налетающего π -мезона; m_p - масса протона. Параметризация экспериментальных данных с помощью экспоненциальной функции

$$E \frac{d^3 \sigma}{dp^3} = G \exp(-Q / \langle Q \rangle) \quad /4/$$

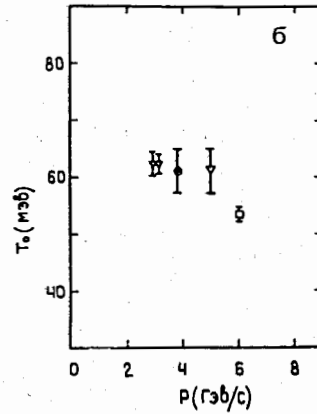
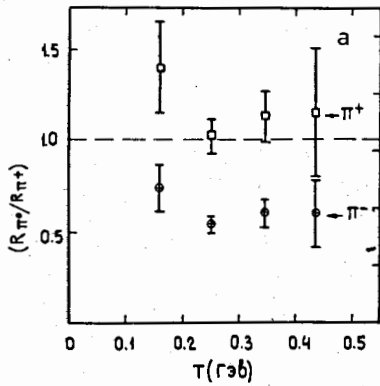


Рис.9. Отношения инвариантных сечений рождения π^0 - и π^{\pm} -мезонов в реакции $\pi^-C \rightarrow \pi X$ /а/; зависимость величины T_0 -параметра наклона экспоненты /2/ от импульса налетающей частицы /б/: ∇ - $\pi^-C \rightarrow \pi^-X$; \square - $pC \rightarrow \pi^-X$; \oplus - $\pi^-C \rightarrow \pi^0X$ - данные настоящей работы.

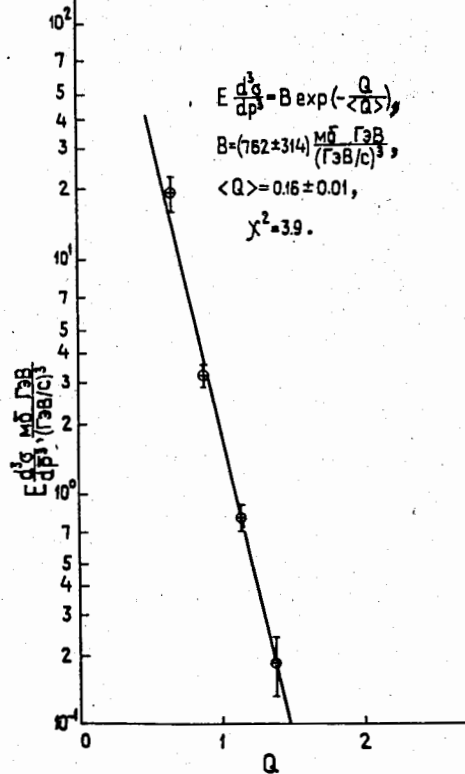


Рис.10. Инвариантные сечения выхода π^0 -мезонов в зависимости от их кумулятивного числа Q .

позволяет получить для $\langle Q \rangle$ - среднего числа нуклонов в объеме кумуляции значение, равное $\langle Q \rangle = 0,16 \pm 0,01$ и $G = = 762 \pm 314 / \frac{mb \cdot GeV}{(GeV/c)^3} / \chi^2 = = 3,9/$. Этот результат является независимым подтверждением поразительной универсальности параметра $\frac{1}{\langle Q \rangle} = - \frac{d \ln E \cdot (d^3\sigma / dp^3)}{dQ}$, /5/ описывающего кварк-партоновые структурные функции ядер /8/.

В заключение авторы считают своим приятным долгом поблагодарить А.М.Балдина, С.Б.Герасимова, А.Б.Говоркова, В.С.Ставинского за полезные обсуждения и В.И.Прохорова за участие в измерениях.

ЛИТЕРАТУРА

1. Baldin A.M. Particles and Nucl., 1977, v. 8, issue 3, p. 429.
2. Stavinsky B.C. Proc. of the XVIII Intern. Conf. on High Energy Phys., Tbilisi, 1976; D1,2-10400, Dubna, 1977, p. A6-1, p. 46-1.
3. Аверичев С.А. и др. ПТЭ, 1979, №4, с. 57.
4. Бургов Н.А. и др. Препринт ИТЭФ, №58, М., 1979.
5. Балдин А.М. и др. ЯФ, 1974, 20, вып. 6, с. 1201.
6. Schroeder L.S. et al. Phys.Rev.Lett., 1979, C24, p. 43.
7. Baldin A.M., Gerasimov S.B. JINR, E2-11804, Dubna, 1978.
8. Baldin A.M. JINR, E1-80-545, Dubna, 1980.
9. Говорун Н.Н. и др. Совещание по программированию и математическим методам решения физических задач. ОИЯИ, Дубна, Д10-7707, Дубна, 1973, с.453.
10. Brun R., Ivanchenko I., Palazzi P. HBOOK, Cern, DD/77/9.

Рукопись поступила в издательский отдел
18 февраля 1981 года.