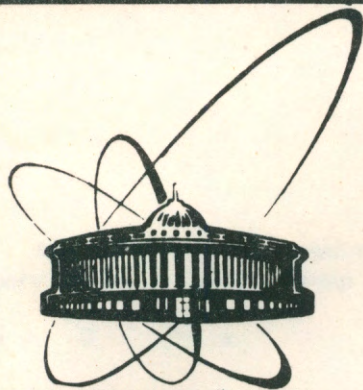


89-240



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

A 16

P1-89-240

Х.У.Абраамян*, В.В.Архипов,
Р.Г.Аствацатуров, С.Е.Васильев,
В.М.Изъюров, Е.Кнапик, Г.Л.Мелкумов,
С.Г.Резников, С.Н.Пляшкевич, М.Н.Хачатурян,
А.Г.Худавердян*, Н.И.Чернов

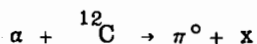
ИНКЛЮЗИВНОЕ ОБРАЗОВАНИЕ π^0 -МЕЗОНОВ
В α C-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ 4,5 ГэВ/с·нуклон

Направлено в журнал "Ядерная физика"

* Ереванский государственный университет

1989

В данной работе представлены результаты измерения инклюзивного сечения образования π^0 -мезонов в реакции



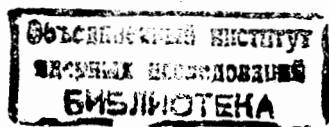
/1/

при импульсе 4,5 ГэВ/с·нуклон. Как уже отмечалось в нашей первой публикации^{/1/}, цикл исследований, который предполагается провести на установке "Фотон-массер" Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований, включает облучение ядерных мишеней пучками релятивистских ядер. Целью этих исследований является получение новой информации, необходимой для выяснения механизма кумулятивного эффекта в процессах рождения адронов в ядро-ядерных взаимодействиях^{/2/}.

Имеющиеся в настоящее время данные о кумулятивном рождении пионов в ядро-ядерных взаимодействиях в основном получены для заряженных частиц и относятся к области до энергии 2,9 ГэВ/нуклон^{/3/}. Другой особенностью нашей постановки, отличающей ее от экспериментов с заряженными частицами, - это возможность измерения в одном эксперименте π^0 -мезонов в широком интервале поперечных импульсов.

Эксперимент проводился на пучке ядер гелия с импульсом 4,5 ГэВ/с·нуклон ($\Delta p/p = \pm 2\%$) и интенсивностью ~100 тысяч частиц/цикл. В эксперименте измерялись энергии и направления вылета γ -квантов, образующихся в результате распада π^0 -мезонов. Толщина углеродной мишени по пучку составляла 12,6 г/см². События типа $p\gamma$ /где $p = 2,3\dots$ /, генерируемые в мишени, регистрировались гамма-масс-спектрометром установки "Фотон-массер", содержащей 90 модулей из свинцового стекла. Модули гамма-масс-спектрометра работают независимо и собраны в матрицу 7x13 размерами 140-215 см. Основные характеристики гамма-масс-спектрометра приведены в^{/1/}.

В эксперименте расстояние от центра мишени до γ -спектрометров по пучку было выбрано равным 340 см. Указанное расстояние обеспечивало достаточно широкий угловой интервал регистрируемых π^0 -мезонов в эксперименте / $\Delta\theta = \pm 16^\circ$ / и диапазон поперечных импульсов практически от 0 до 1 ГэВ/с.



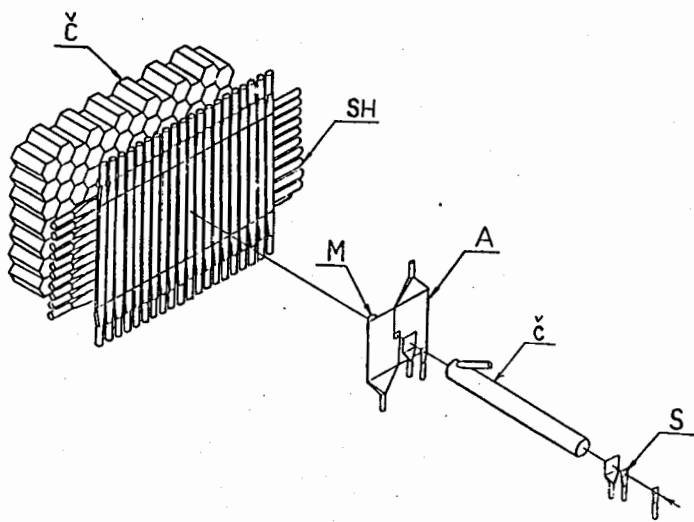


Рис. 1. Схематический чертеж экспериментальной аппаратуры: S - сцинтилляционные счетчики, A - сцинтилляционный счетчик, работающий в режиме антисовпадений, M - мишень, H - годоскопические сцинтилляционные счетчики, C - гамма-спектрометры из свинцового стекла.

Перед спектрометрами по пучку располагались две плоскости годоскопических сцинтилляционных счетчиков, ориентированных по вертикали и горизонтали с общим числом элементов, равным 40. Размеры модуля сцинтилляционного годоскопа составляли 2x10x100 см. Мониторинг пучка осуществлялся системой сцинтилляционных счетчиков размерами 0,5x5x5 см. Схематический чертеж экспериментальной аппаратуры приведен на рис. 1. Модули гамма-масс-спектрометра разделены на 14 групп по 6 или 7 модулей в каждой группе. Сигналы в каждой группе линейно суммируются и поступают на дискриминаторы, участвующие в быстрой логике. Пороги дискриминаторов в данном эксперименте были установлены на уровне ~1,5 ГэВ. Указанная организация триггера позволяла существенно уменьшить число запусков аппаратуры от малоэнергетических событий. Установка работала в линию с ЭВМ HP-2116В. Средняя скорость набора - около 15 событий в цикле при длине события 132 16-разрядных слова. В течение эксперимента через углеродную мишень было пропущено $\sim 2 \cdot 10^9$ α -частиц и на магнитные ленты записано $\sim 3 \cdot 10^5$ триггеров.

Первичная информация обрабатывалась по программе геометрической реконструкции. На ленту суммарных результатов было за-

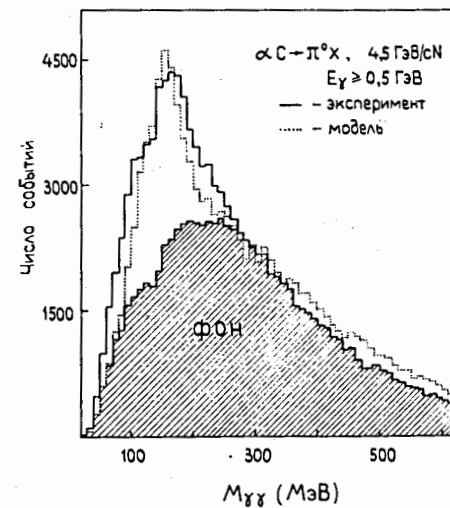


Рис. 2. Распределение по эффективной массе $M_{\gamma\gamma}$ попарно скомбинированных γ -квантов для событий, записанных на ленту суммарных данных DST.

писано /DST/ 221 тысяча событий, удовлетворяющих следующим условиям /критерий A/:

- 90
1. $\sum_i E_i \geq 3,0$ ГэВ;
 2. $2 \leq N_{\gamma} \leq 6$;
 3. $E_{\min} \geq 0,5$ ГэВ;
 $N_{\gamma}(E_{\gamma} \geq 1 \text{ ГэВ}) \geq 2$,

где E_i - энергия, выделившаяся в i -м спектрометре, N_{γ} - число γ -квантов в событии, E_{\min} - минимальная энергия γ -кванта.

Распределение по эффективной массе $M_{\gamma\gamma}$ попарно скомбинированных γ -квантов, отобранных по критерию A, представлено на рис. 2. На этом же рисунке приведены распределения попарно скомбинированных γ -квантов, отобранных по критерию A для событий, моделированных по методу Монте-Карло /пунктирная гистограмма/. Удовлетворительное совпадение экспериментальной и моделированной гистограмм указывает на то, что в модели закономерности инклюзивной генерации π^0 -мезонов учтены правильно. Заштрихованная гистограмма на рис. 2 получена методом Монте-Карло и является фоновой /пары γ -квантов от разных π^0 -мезонов/.

Моделирование процессов инклюзивного рождения π^0 -мезонов производилось на основе данных по множественному рождению π^0 -мезонов, полученных в экспериментах на 2-метровой пропановой камере^{/5/}. Розыгрыш событий проводился в соответствии с эмпирическим распределением^{/6/}:

$$E \frac{d\sigma}{dp} \sim \exp(-X/X_0) \cdot \exp(-bp_1^2),$$

где X - кумулятивное число, p_1^2 - квадрат поперечного импульса, $X_0 = 0,14$; $b = 3,7$ /ГэВ/с⁻²/. Значения величин X_0 и "b" взяты из работы^{/6/}. Для моделированных событий проверялось попадание γ -квантов в установку, разыгрывалось энерговыделение в модулях

γ -спектрометра и требовалось выполнение условий триггера. Для вычисления энерговыделений в ячейках γ -спектрометра использовался пакет программ EMCASR^{7/7}, с помощью которого моделировались электрон-фотонные ливни. Моделированные события записывались на DST для последующей обработки по программе геометрической и энергетической реконструкции событий. Следует отметить, что на всех уровнях анализа данных как экспериментальные, так и моделированные события обрабатывались в одинаковых условиях с помощью одних и тех же программ и критериев отбора событий. На втором этапе анализа экспериментальных данных с целью увеличения отношения эффект/фон были применены более жесткие критерии отбора событий /критерий Б/:

1. $\chi^2 = \min$ для пар γ -квантов;
2. $E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2} \geq 2$ ГэВ;
3. $E_M/E_B \geq 0,4$, где E_M и E_B - соответственно меньшая и большая энергия γ -квантов.

χ^2 для каждой пары γ -квантов определяется как минимальное значение функции /IC - фит, см.^{4/} /:

$$\chi^2 = \sum_1^3 (m_i - m_i^a)^2 / \sigma_i^2 - 2af, \quad /2/$$

где $m_1^a = E_{\gamma 1}^{\text{изм}}$, $m_2^a = E_{\gamma 2}^{\text{изм}}$, $m_3^a = \theta_{\gamma\gamma}^{\text{изм}}$, σ_i ($i = 1, 2, 3$) - среднеквадратические ошибки указанных величин, $f = 0$ - уравнение сохранения энергии-импульса для $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ распадов:

$$f = E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2} - (m_{\pi^0}^2 + E_{\gamma 1}^2 + E_{\gamma 2}^2 + 2E_{\gamma 1}E_{\gamma 2}\cos\theta_{\gamma\gamma})^{1/2} = 0, \quad /3/$$

$2a$ - статистический вес закона сохранения, разыгрываемый как свободный параметр / $2a$ порядка $0 \div 3 \cdot 10^2$ при выполнении закона сохранения с точностью $f \leq 10^{-3}$ /. χ^2 минимизируется итерационным способом /4/.

Для каждой пары γ -квантов $\theta_{\gamma\gamma}$ измеряется с помощью координат модулей γ -спектрометра. При этом интервал возможных значений $\theta_{\gamma\gamma}$ определяется поперечными размерами модулей. Очевидно, что внутри данного интервала все значения $\theta_{\gamma\gamma}$ равновероятны. Это обстоятельство делает необходимым производить минимизацию χ^2 в два этапа. На первом этапе определяется фитированное значение $\theta_{\gamma\gamma}^w$, на втором этапе минимизация χ^2 производится при фиксированных значениях $\theta_{\gamma\gamma}$:

$$\theta_{\gamma\gamma} = \begin{cases} \theta_{\gamma\gamma}^w & , \text{ если } \theta_{\gamma\gamma}^{\min} < \theta_{\gamma\gamma}^w < \theta_{\gamma\gamma}^{\max}, \\ \theta_{\gamma\gamma}^{\min} & , \text{ если } \theta_{\gamma\gamma}^w \leq \theta_{\gamma\gamma}^{\min}, \\ \theta_{\gamma\gamma}^{\max} & , \text{ если } \theta_{\gamma\gamma}^w \geq \theta_{\gamma\gamma}^{\max}. \end{cases} \quad /4/$$

Начальные значения параметров $E_{\gamma 1}$ и $E_{\gamma 2}$ на втором этапе минимизации равны соответственно $E_{\gamma 1} = E_{\gamma 1}^{\text{изм}}$; $E_{\gamma 2} = E_{\gamma 2}^{\text{изм}}$.

Распределение по эффективной массе $\gamma\gamma$ -событий после применения критерия Б представлено на рис. 3а. Пунктирная и заштрихованная гистограммы на рис. 3а получены соответственно для всех /эффект + фон/ событий и для фоновых событий, моделированных методом Монте-Карло после их отбора по критерию Б.

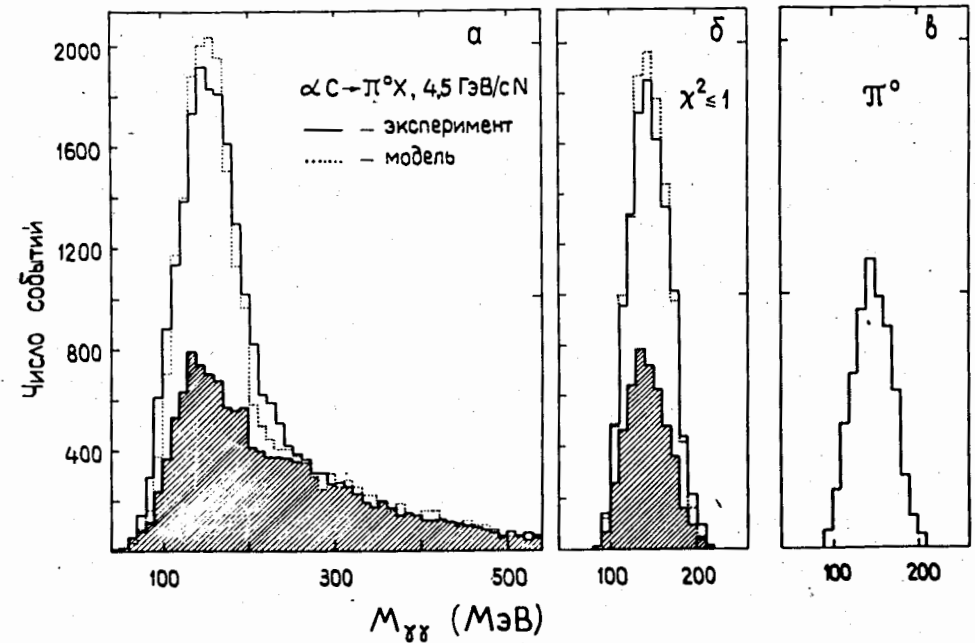


Рис. 3. а - распределение по эффективной массе $\gamma\gamma$ -событий после применения критерия Б. Сплошная гистограмма - экспериментальные данные, пунктирная - события, моделированные по методу Монте-Карло, заштрихованная гистограмма - фоновые события; б - распределения по эффективной массе $\gamma\gamma$ -событий, представленных на гистограмме рис. "а", после отбора по критерию $\chi^2 \leq 1$. Сплошная гистограмма - экспериментальные данные, пунктирная - события, полученные методом Монте-Карло, заштрихованная гистограмма - фоновые события; в - распределение $\gamma\gamma$ -событий по эффективной массе, полученное из гистограммы рис. "б" после вычета фоновых событий.

Таблица 1. Эволюция числа π^0 -мезонов и отношения эффект/фон после применения критериев отбора в интервале эффективных масс $75 \text{ МэВ} \leq M_{\gamma\gamma} \leq 195 \text{ МэВ}$

| №№ п/п | Критерии отбора | Отношение эффект/фон | Относительная доля π^0 -мезонов % |
|--------|---|----------------------|---------------------------------------|
| 1. | DST($E_{\gamma} \geq 0,5 \text{ ГэВ}$) | 0,65 | 100 |
| 2. | Отбор пар γ -квантов с $\chi^2 = \min$ | 1,12 | 73* |
| 3. | Отбор пар γ -квантов, для которых: а/ $E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2} \geq 2 \text{ ГэВ}$ б/ $E_{\gamma 1}/E_{\gamma 2} \geq 0,4$ | 1,21 | 51 |
| 4. | Отбор пар γ -квантов, для которых $\chi^2 \leq 1$ | 1,47 | 43* |

* При отборе теряются, в основном, π^0 -мезоны с большими энергетическими ошибками.

Для дифференцированного учета ошибок измерений углов и энергий γ -квантов на третьем этапе анализа данных отбор событий производился с помощью более жесткого χ^2 -критерия: отбирались $\gamma\gamma$ -события с $\chi^2 \leq 1$. Распределение по эффективной массе для событий с $\chi^2 \leq 1$ иллюстрирует рис. 36. Пунктирная и заштрихованная гистограммы на рис. 36 получены соответственно для всех /эффект + фон/-событий и для фоновых событий, разыгранных методом Монте-Карло после их отбора по критерию $\chi^2 \leq 1$.

Число π^0 -мезонов и отношение эффект/фон на различных уровнях отбора экспериментальных событий приводятся в табл. 1.

Из рис. 36 видно, что доля фоновых событий ко всем событиям /сплошная гистограмма на рис. 36/ даже после отбора по критерию $\chi^2 \leq 1$ значительна и составляет около 41%. Это, однако, не влияет на динамические характеристики полученных экспериментальных распределений, так как число событий в каждом интервале по импульсу, кумулятивному числу и поперечному импульсу моделируется с большой точностью и вычитается при вычислении соответствующих сечений /см. рис. 3в/.

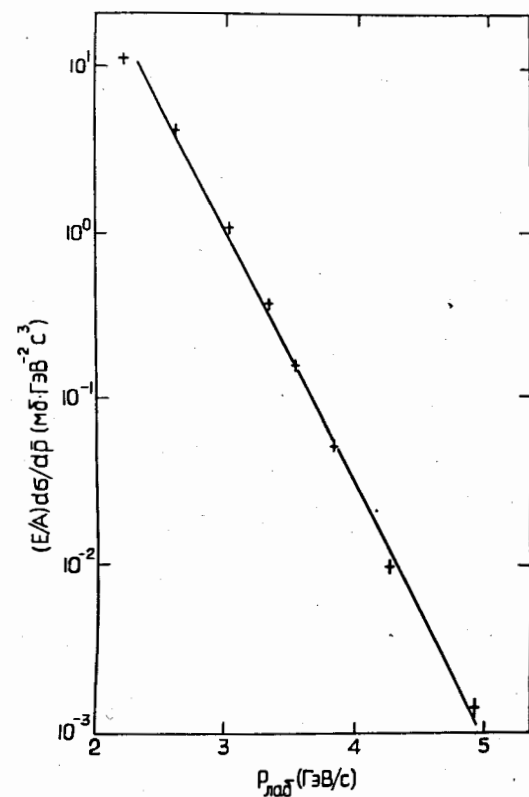


Рис. 4. Инклюзивное сечение образования π^0 -мезонов $(E/A)(d\sigma/d\bar{p})$ в зависимости от импульса π^0 -мезонов в лабораторной системе координат.

Инклюзивное сечение образования π^0 -мезонов $(E/A) \times (d\sigma/d\bar{p})$ в зависимости от импульса π^0 -мезонов в л.с.к. приводится на рис. 4 и в табл. 2. Экспериментальные точки, фитированные минимизацией по χ^2 , удовлетворительно согласуются с параметризацией $E d\sigma/d\bar{p} \sim \exp(-p/p_0)$, где $p_0 = 0,286 \pm 0,004$. Среднее значение угла вылета π^0 -мезонов в л.с.к. равно $\langle \theta \rangle_{\pi^0} \approx 8^\circ$.

На рис. 5 и в табл. 3 представлены инвариантные инклюзивные сечения образования π^0 -мезонов в зависимости от кумулятивного

числа X для $\theta_{\pi^0} = 0^\circ$. С этой целью в величины сечений введены поправки, учитывающие зависимость $E(d\sigma/d\bar{p}) \sim F(p_{\perp}^2)$ /см. табл. 3 и /8/. Экспериментальные данные параметризовались экспоненциальной функцией $E(d\sigma/d\bar{p}) \sim \exp(-X/X_0)$. Для величины X_0 найдено значение $X_0 = 0,128 \pm 0,003$. На этом же рисунке представлены экспериментальные результаты, полученные в реакциях $p\alpha \rightarrow \pi^-(180^\circ)x$, $p\alpha \rightarrow \pi^+(180^\circ)x$ при импульсе протонов, равном $8,9 \text{ ГэВ/с нуклон}^{8/}$, и данные для реакции $\alpha C \rightarrow \pi^-(0^\circ)x$ при импульсе $2,9 \text{ ГэВ/с нуклон}^{3/}$. Как видно из рисунка, различие между результатами, полученными при импульсах $4,5 \text{ ГэВ/с нуклон}$ и $8,9 \text{ ГэВ/с}$, незначительное. Существенно отличаются результаты при импульсах $2,9$ и $4,5 \text{ ГэВ/с нуклон}$. Это свидетельствует о том, что при импульсах $\leq 3 \text{ ГэВ/с нуклон}$ не достигается асимптотический режим. С увеличением энергии параметр наклона X_0 уменьшается и приближается к $X_0 \approx 0,12 \div 0,13$. Распределение π^0 -мезонов в зависимости p_{\perp}^2 представлено в табл. 4 и на рис. 6. Экспериментальные данные параметризовались функцией $d\sigma/dp_{\perp}^2 \sim \exp(-ap_{\perp}^2)$. Для величины "а" найдены следующие значения:

Таблица 2

| | | | | | | | | |
|------------|-----|-----|-----|-----|-----|-----|------|------|
| Рдлб /ГэВ/ | 2,2 | 2,6 | 3,0 | 3,3 | 3,5 | 3,8 | 4,24 | 4,91 |
|------------|-----|-----|-----|-----|-----|-----|------|------|

| | | | | | | | | |
|--|----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-------------|-------------|---------------|
| $E \frac{d\sigma}{A d\Phi} \cdot \text{мб} \cdot \text{ГэВ}/(\text{ГэВ}/\text{с})^3$ | 11,1±0,6 | 4,15±0,17 | 1,05±0,05 | 0,38±0,02 | 0,16±0,01 | 0,052±0,002 | 0,010±0,001 | 0,0014±0,0002 |
|--|----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-------------|-------------|---------------|

Таблица 3

| | | | | | | | |
|------------------------------------|-------|------|------|------|------|-------|------|
| X | 0,685 | 0,88 | 1,05 | 1,15 | 1,28 | 1,485 | 1,74 |
| $R_1^2(X) (\text{ГэВ}/\text{с})^2$ | 0,07 | 0,11 | 0,19 | 0,22 | 0,25 | 0,29 | 0,32 |

| | | | | | | | |
|---|----------|---------|-----------|-------------|-------------|-------------|---------------|
| $E \frac{d\sigma}{A d\Phi} (0,1 + 0,9e^{-2,7R_1^2})^{-1}$ | 12,8±0,5 | 2,6±0,1 | 0,74±0,03 | 0,290±0,014 | 0,086±0,004 | 0,016±0,001 | 0,0030±0,0004 |
|---|----------|---------|-----------|-------------|-------------|-------------|---------------|

Таблица 4

| | | | | | | | |
|---------------------------------|------|------|------|------|------|------|------|
| $R_1^2 (\text{ГэВ}/\text{с})^2$ | 0,04 | 0,08 | 0,12 | 0,16 | 0,20 | 0,24 | 0,28 |
|---------------------------------|------|------|------|------|------|------|------|

| | | | | | | | |
|--|----------|----------|----------|---------|---------|---------|---------|
| $\frac{1}{A} \frac{d\sigma}{d\Phi^2} \cdot \text{мб} (\text{ГэВ}/\text{с})^{-2}$ | 20,9±1,5 | 17,4±0,9 | 12,0±0,6 | 9,1±0,5 | 7,9±0,5 | 5,6±0,4 | 4,1±0,3 |
|--|----------|----------|----------|---------|---------|---------|---------|

| | | | | | |
|---------------------------------|------|-------|------|------|------|
| $R_1^2 (\text{ГэВ}/\text{с})^2$ | 0,32 | 0,365 | 0,44 | 0,58 | 0,82 |
|---------------------------------|------|-------|------|------|------|

| | | | | | |
|--|---------|---------|-----------|-----------|-------------|
| $\frac{1}{A} \frac{d\sigma}{d\Phi_1^2} \cdot \text{мб} (\text{ГэВ}/\text{с})^{-2}$ | 3,3±0,3 | 2,1±0,2 | 0,84±0,08 | 0,19±0,02 | 0,019±0,003 |
|--|---------|---------|-----------|-----------|-------------|

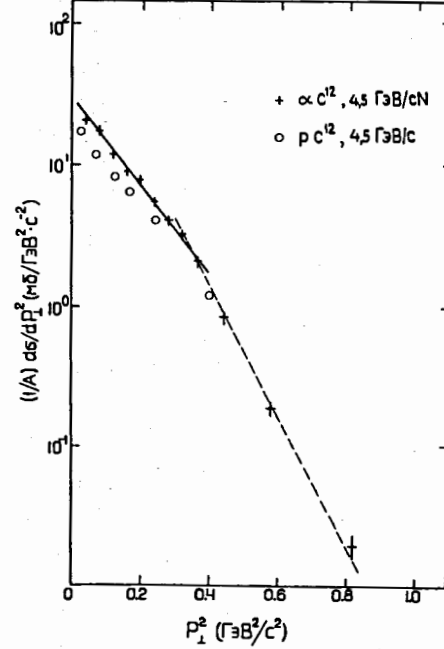


Рис. 6. Зависимость сечения $d\sigma/d\Phi_1^2$ реакции $\alpha C \rightarrow \pi^0 X$ от квадрата поперечного импульса. Для сравнения значками "о" обозначены величины сечений для реакции $pC \rightarrow \pi^0 X$ /1/.

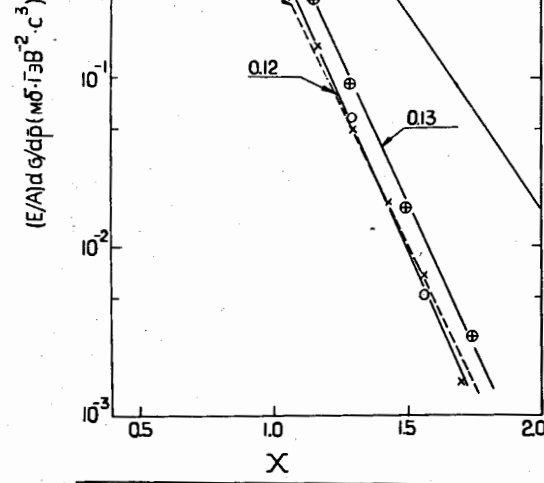


Рис. 5. Инвариантные инклюзивные сечения образования π -мезонов в зависимости от кумулятивного числа X: — — — $\alpha C \rightarrow \pi^-(0^\circ)X$; $R_a = 2,9 \text{ ГэВ}/\text{с} \cdot \text{нуклон}^{3/2}$; \times — $p\alpha \rightarrow \pi^+(180^\circ)X$; $R_p = 8,9 \text{ ГэВ}/\text{с}^{3/2}$; \ominus — $p\alpha \rightarrow \pi^-(180^\circ)X$; $R_p = 8,9 \text{ ГэВ}/\text{с}^{3/2}$; \oplus — $\alpha C \rightarrow \pi^0(0^\circ)X$; $R_a = 4,5 \text{ ГэВ}/\text{с} \cdot \text{нуклон}$ — данные настоящей работы с поправкой на $p_1^2/\text{см}$. табл.3/.

в интервале $0 < p_1^2 \leq 0,32$
 $a = (6,7 \pm 0,1) \text{ ГэВ}^{-2} \cdot \text{с}^2$;
 в интервале $0,32 \leq p_1^2 \leq 0,82$
 $a = (10,4 \pm 0,1) \text{ ГэВ}^{-2} \cdot \text{с}^2$.

Инвариантные сечения для реакций $pC \rightarrow \pi^0 X$ и $\alpha C \rightarrow \pi^0 X$ в зависимости от кумулятивного числа X приведены на рис.7, дан-

ные для $pC \rightarrow \pi^0 X$ имеют кинематическую границу при $X \leq 1$. Пунктирная линия на рис. 7 получена на основании данных $pC \rightarrow \pi^0 X$ в предположении, что имеет место следующее соотношение для инвариантного сечения $R \equiv E d\sigma/d\Phi$ реакции $\alpha C + \pi^0 X$:

$$R_{\alpha C}(X) \approx 4R_{pC}(X) + \delta R_{2NC}(X) \approx 4R_{pC}(X) + \delta R_{pC}\left(\frac{X}{2}\right) \text{ при } \delta \approx 10^{-2}$$

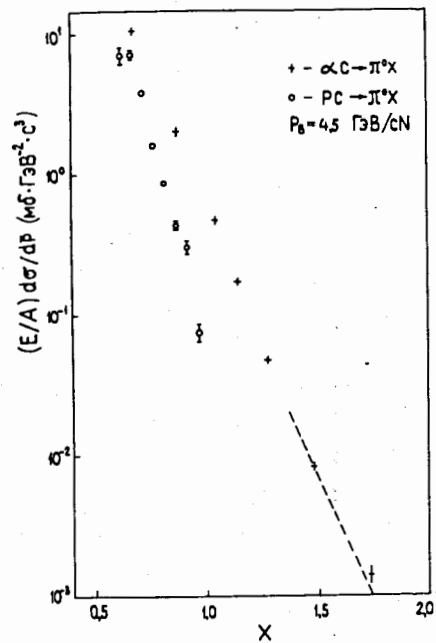


Рис. 7. Инвариантные сечения для реакций $pC \rightarrow \pi^0 x$ и $\alpha C \rightarrow \pi^0 x$ при импульсе 4,5 ГэВ/с·нуклон в зависимости от кумулятивного числа X /без поправки на зависимость от p_{\perp}^2 /.

Рис. 8. Распределение по эффективной массе $M_{\gamma\gamma}$ попарно скомбинированных γ -квантов с $E_{\gamma} \geq 1,3$ ГэВ. Сплошной кривой представлена аппроксимирующая фон

функция $f(M) = C(M - M_0)^p e^{-b(M - M_0)^2}$, $M_0 = 15 \cdot N_0 / \text{МэВ}$, где $N_0 = 3$ - число "нулевых" бинов в начале спектра, $C = 3,7 \pm 0,2$; $p = 1,15 \pm 0,01$, $b = (0,708 \pm 0,005) \cdot 10^{-5}$.

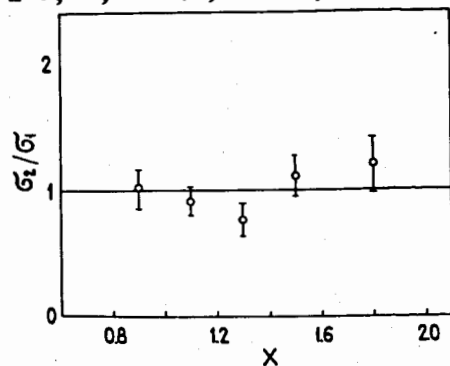
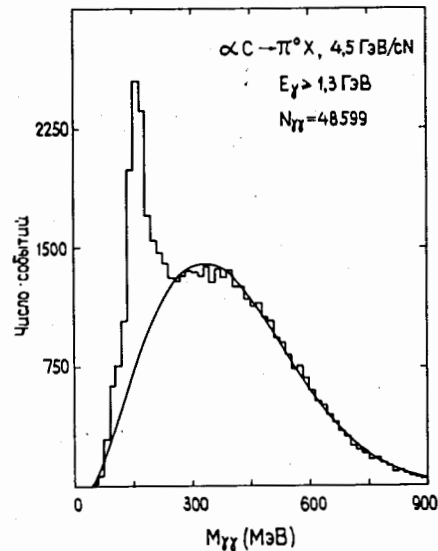


Рис. 9. Отношения инвариантных сечений в зависимости от кумулятивного числа X , полученные в результате вычитания моделированного (σ_1) и экспериментального (σ_2) фонов.



где $R_{2NC} = E d\sigma/d\bar{p}(2N + C \rightarrow \pi^0 + x)$; $R_{pC} = E d\sigma/d\bar{p}(p + C \rightarrow \pi^0 + x)$. Из полученных данных следует, что вклад двухнуклонных взаимодействий - порядка 1% от всех взаимодействий.

Экспериментальные данные параллельно были обработаны вторым способом. Отбирались γ -кванты с энергией $E_{\gamma} \geq 1,3$ ГэВ /вместо 0,5 ГэВ/. Распределение по эффективной массе попарно скомбинированных γ -квантов в этих условиях представлено на рис. 8. Как видно из рисунка, в экспериментальной гистограмме пик от π^0 -мезонов и фоновые события хорошо разделяются. Это дает возможность использовать традиционные методы оценки фона аппроксимацией с помощью полиномов. Отношения инвариантных сечений в зависимости от кумулятивного числа X , полученные двумя различными способами, иллюстрирует рис. 9. Как видно из рисунка, в пределах ошибок сечения, полученные двумя способами, хорошо согласуются друг с другом.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

1. На статистике 12 тысяч π^0 -мезонов впервые измерено инвариантное инклюзивное сечение реакции $\alpha C \rightarrow \pi^0 x$ при импульсе 4,5 ГэВ/с·нуклон в зависимости от кумулятивного числа X и p_{\perp}^2 .
 2. Дифференциальное сечение по p_{\perp}^2 параметризуется функцией $d\sigma/dp_{\perp}^2 \sim \exp(-ap_{\perp}^2)$. В интервале $0 \leq p_{\perp}^2 \leq 0,32$ $a = 6,7 \pm 0,1$ /ГэВ $^{-2}$ ·с 2 /; в интервале $0,32 \leq p_{\perp}^2 \leq 0,82$ $a = 10,4 \pm 0,1$ /ГэВ $^{-2}$ ·с 2 /.
 3. На основании данных реакций $pC \rightarrow \pi^0 x$ и $\alpha C \rightarrow \pi^0 x$ сделана оценка вклада двухнуклонных взаимодействий в реакции $\alpha C \rightarrow \pi^0 x$. Этот вклад - порядка 1%.
 4. Инвариантное инклюзивное сечение реакции /1/ параметризуется функцией $E d\sigma/d\bar{p} \sim \exp(-X/X_0)$ с параметром X_0 , характеризующим кварк-партоновую структурную функцию ядра, равным $X_0 = 0,128 \pm 0,003$.
- Имеется существенное отличие параметров X_0 при импульсах 2,9 и 4,5 ГэВ/с·нуклон. С увеличением энергии "наклон" инвариантных сечений увеличивается и приближается к $X_0 \approx 0,12 \div 0,13$.

Авторы выражают свою благодарность академику А.М.Балдину за поддержку и внимание; А.Ф.Елишеву, В.И.Прохорову и А.И.Широкову за помощь в измерениях.

ЛИТЕРАТУРА

1. Абрамян Х.У. и др. - ОИЯИ, P1-88-334, Дубна, 1988.
2. Baldin A.M. - Part. and Nucl., 1977, v.8, is.3, p.429, Baldin A.M. - ОИЯИ, P7-5808, Дубна, 1971.

3. Moeller E. et al. - Phys. Rev. C, 1983, v.28, N3, p.1846; Акименко С.А. и др. - Препринт ИФВЭ 83-17, Серпухов, 1983.
4. Proceedings of 1964 Easter School for Physicists, v.1, CERN 64-13, Geneva, 1964.
5. Agakishiev G.N. et al. - JINR, E1-84-321, Dubna, 1984; Гулканян Г.Р. и др. - ЯФ, 1987, т.46, вып.3/9/.
6. Baldin A.M. et al. - JINR, E1-82-472, Dubna, 1982; Балдин А.М. и др. - Препринт ОИЯИ 1-82-28, Дубна, 1982; Аблеев В.Г. и др. - В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ №13-85, Дубна, 1985, с.5.
7. Stanev V.T., Vankov Ch. - Comput Phys. Commun., 1979, 16, p.363.
8. Ставинский В.С. - В кн.: Труды Совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. ОИЯИ, Д2-82-568, Дубна, 1982, с.108.

Рукопись поступила в издательский отдел
7 апреля 1989 года.