

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

A 46

P1-88-334

Х.У.Абрамян*, 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*, А.С.Чвыров

**ИНКЛЮЗИВНОЕ ОБРАЗОВАНИЕ π^0 -МЕЗОНОВ
В pC-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 4,5 ГэВ/с**

Направлено в Оргкомитет IX Международного
семинара по проблемам физики высоких энергий,
Дубна, июнь 1988 г.

*Ереванский государственный университет

1988

Релятивистская ядерная физика, основы которой были заложены А.М.Балдиным в 1970 г., в последние годы стала одним из важнейших направлений физики высоких энергий ^{/1/}.

В данной работе представлены первые результаты цикла исследований, который предполагается провести на установке ФОТОН-МАССЕР при облучении различных мишеней пучками релятивистских ядер синхрофазотрона ЛВЭ ОИЯИ. Целью этих исследований является получение информации, необходимой для выяснения механизма кумулятивного эффекта ^{/2/} в процессах рождения адронов в ядро-ядерных взаимодействиях.

Имеющиеся в настоящее время сведения о таких характеристиках весьма фрагментарны, причем значительная их часть относится к области низких энергий ^{/3/}, при которых кумулятивное мезообразование еще не вышло на асимптотический режим.

Ниже описана методика эксперимента, критерии отбора событий, процедура их обработки и результаты исследования реакции:



Эксперимент проводился на пучке протонов с импульсом 4,5 ГэВ/с ($\Delta P/P = \pm 2\%$) и интенсивностью 150 тыс. частиц/цикл.

В эксперименте измерялись энергия и направление вылета γ -квантов, образующихся в реакции ^{/1/}.

Толщина углеродной мишени по пучку составляла 12,6 г/см².

События типа $n\gamma$ /где $n = 1, 2, \dots$ /, генерируемые в мишени, регистрировались 90-канальным черенковским γ -спектрометром из свинцового стекла.

Девяносто γ -спектрометров работают независимо и собраны в матрицу 7 x 13 размерами 140 x 215 см / $S \approx 3 \text{ м}^2$ /. Основные характеристики установки ФОТОН-МАССЕР приведены в таблице 1.

Расстояние от центра мишени до γ -спектрометров равно 340 см. Впереди спектрометров по пучку располагаются две плоскости годоскопических сцинтилляционных счетчиков, ориентированных по вертикали и горизонтали с общим числом элементов, равным 40. Мониторинг пучка осуществляется системой сцинтилляционных счетчиков размером 5x5 см. Схематический чертеж экспериментальной аппаратуры приводится на рис.1. Элементы детектора разделены на 14 групп. Сигналы в каждой группе линейно суммируются и поступают на дискриминаторы, участвующие в быстрой логике. Пороги дискриминаторов в эксперимен-

Гамма-спектрометры

90 модулей из свинцового стекла марки ТФ-1

Размеры модуля:

а/ сечение

гексагональное; диаметр вписанной окружности 18 см; 35 см = 14 рад. ед.

б/ длина

- 4 см

Пространственное разрешение

Угловое разрешение при расстоянии между мишенью и детектором 350 см

10

Энергетическое разрешение

 $(4,3/\sqrt{E})\%$, E, ГэВ

Стабильность коэффициента усиления

1 \pm 2 %

Динамический диапазон

50 \div 4000 МэВ

Минимальная энергия, выделяемая заряженной частицей в спектрометре эквивалентах

400 МэВ в электронных эквивалентах

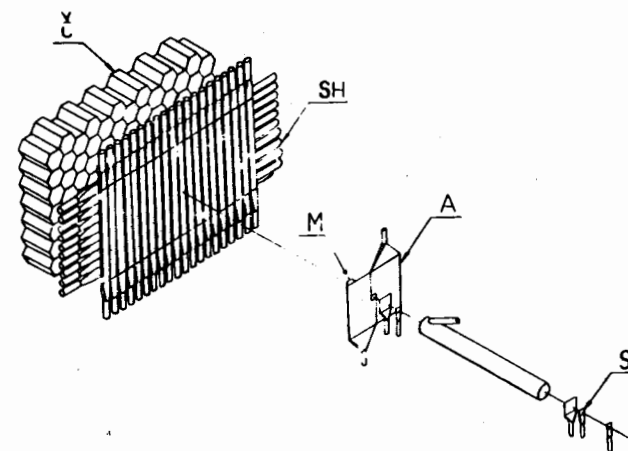


Рис.1. Схематический чертеж экспериментальной аппаратуры: S - сцинтилляционные счетчики, A - сцинтилляционный счетчик, работающий в режиме антисовпадений, M - мишень, SH - годоскопические сцинтилляционные счетчики, С - γ -спектрометры из свинцового стекла.

те были установлены на уровне 1 ГэВ. Указанная организация триггера позволяет существенно уменьшить число фоновых запусков. Установка работает в линию с ЭВМ HP-2116B. Скорость набора около 7 событий/цикл при длине события 132 16-разрядных слова. В течение эксперимента продолжительностью около 26 ч через углеродную мишень было пропущено $1,4 \cdot 10^9$ протонов и на магнитные ленты записано 81 тысяча триггеров.

Первичная информация обрабатывалась по программе геометрической реконструкции^{4/}. На ленту суммарных результатов (DST) было записано 68660 событий, удовлетворяющих следующим условиям /А/:

$$1/ \sum_{i=1}^{90} E_i \geq 2 \text{ ГэВ};$$

$$2/ 2 \leq N_\gamma \leq 6;$$

$$3/ E_{\min} \geq 0,5 \text{ ГэВ};$$

где E - энергия, выделившаяся в i -м γ -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 представлено на рис.2.

На втором этапе анализа экспериментальных данных с целью уменьшения относительной доли фоновых процессов и с учетом того обстоятельства, что наиболее интересной является область больших значений величины X_F , были применены более жесткие критерии /Б/ отбора событий:

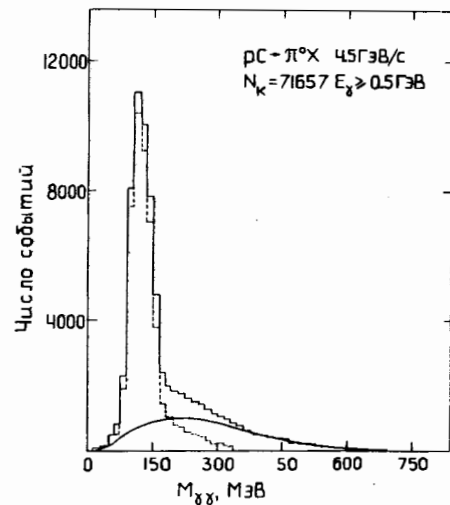


Рис.2. Распределение по эффективной массе $M_{\gamma\gamma}$ попарно скомбинированных γ -квантов для событий, записанных на ленту суммарных данных DST. Сплошная кривая - фоновая, полученная моделированием по методу Монте-Карло, штриховая гистограмма получена вычитанием фоновой кривой из экспериментальной гистограммы.

1/ наличие не менее двух γ -квантов в событии с энергией $E_i \geq 1$ ГэВ для каждого γ -кванта

2/ выполнение условия $E_M/E_B > 0,4$, где E_M и E_B - соответственно меньшая и большая энергия γ -квантов.

Идентификация π^0 -мезонов и оценка вклада фоновых процессов производилась с помощью χ^2 -анализа, который последовательно применялся как к экспериментальным событиям, так и к событиям, генерированным методом Монте-Карло в условиях, максимально близких к условиям набора экспериментальных данных. Для каждой пары γ -квантов вычисляется минимальное значение функции

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^3 (m_i - m_i^0)^2 / \sigma_i^2 + 2af, \quad /2/$$

где $m_1 = E_{\gamma 1}$, $m_2 = E_{\gamma 2}$, $m_3 = \theta_{\gamma\gamma}$, $\sigma_i / i = 1 \div 3/$ - средне-квадратические ошибки указанных величин, $f = 0$ - уравнение сохранения энергии-импульса для π^0 - $\gamma\gamma$ распадов:

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

χ^2 минимизируется итерационным способом^{5/}.

Распределение по параметру $\theta_{\gamma\gamma}$ равномерное и ограничивается размерами модуля γ -спектрометра.

Поэтому минимизация по χ^2 производится в два этапа. На первом этапе определяется фиксированное значение $\theta_{\gamma\gamma}^W$. На втором этапе минимизация χ^2 производится при фиксированных значениях $\theta_{\gamma\gamma}$:

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

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

На рис.3 показано распределение по эффективной массе $\gamma\gamma$ -событий после применения критерия Б. Событие идентифицируется как π^0 -мезон, если $\chi^2 \leq 1$ /рис.3б/. Для определения числа π^0 -мезонов, для которых $\chi^2 > 1$, аналогичная процедура отбора была применена к моделированным событиям.

Оценка показала, что отбор событий с $\chi^2 \leq 1$ приводит к потере 17% π^0 -мезонов. Для оценки фона $\gamma\gamma$ -пары от разных π^0 -мезонов/ были использованы события, моделированные методом Монте-Карло /см. рис.4/. Оценки показали, что только 4,5% фоновых $\gamma\gamma$ -пар имеют $\chi^2 \leq 1$.

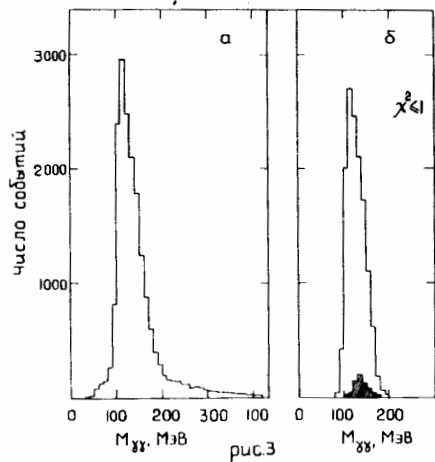


Рис.3. Распределение по эффективной массе $\gamma\gamma$ -событий после применения критерия Б /а/ и по эффективной массе $\gamma\gamma$ -событий /б/, представленных на гистограмме /а/ после отбора по $\chi^2 \leq 1$. Зачерненная гистограмма - фоновые события.

Моделирование процессов рождения π^0 -мезонов производилось на основе данных по множественному рождению π^0 -мезонов, полученных в экспериментах на 2-метровой пропановой камере ЛВЭ.⁶ Розыгрыш событий проводился способом, предложенным в работе⁷. Было использовано феноменологическое выражение для дифференциального сечения:

$$E d\sigma / dp \sim (1 - |X_F|)^a \cdot \exp(-bp_1^2) \cdot \phi(X_F, p_1^2), \quad /5/$$

где $a = 4$; $b = 11 \text{ (ГэВ/с)}^{-2}$; $\phi(X_F, p_1^2)$ - функция, учитывающая корреляции между X_F и p_1^2 .

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 программа FOGEN использовала пакет программ EMCASR⁸, с помощью которого моделировались электрон-фотонные ливни.

События записывались на DST для последующей обработки с помощью программ геометрической

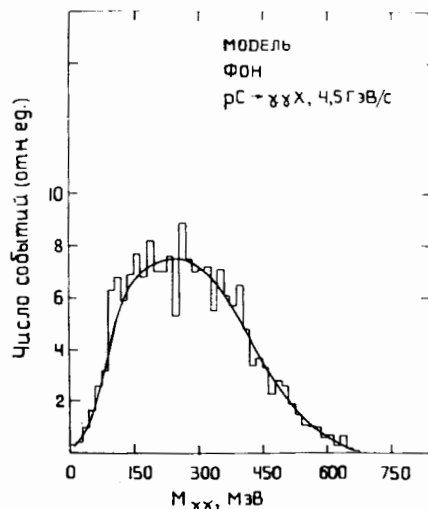


Рис.4. Моделированное по методу Монте-Карло распределение для фоновых событий / $\gamma\gamma$ -пары от разных π^0 -мезонов/.

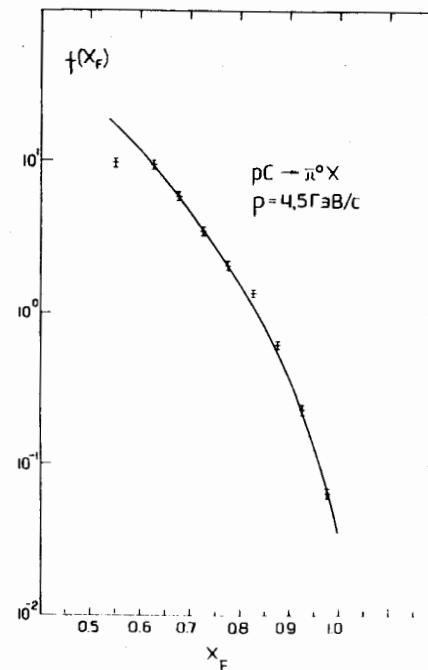


Рис.5. Зависимость инвариантного инклюзивного сечения $f(X_F)$ от переменной Фейнмана X_F .

и энергетической реконструкции событий. Величины инклюзивных сечений образования нейтральных пионов были вычислены для интервала $0,15 < p_1 < 0,85 \text{ ГэВ/с}$ в области фрагментации пучка $X_F > 0,5$. В табл. 2 и на рис.5 приводятся зависимости инвариантных инклюзивных сечений образования π^0 -мезонов при взаимодействии протонов с импульсом 4,5 ГэВ/с с ядрами углерода от величины $X_F = p_1^* / p_{\text{max}}^*$:

$$f(X_F) = \frac{E^*}{p_{\text{max}}^*} \cdot \frac{d\sigma}{dp_1^2 \cdot dX_F} dp_1^2 \text{ мб/ядро } ^{12}\text{C}. \quad /6/$$

Степенная зависимость

$$f(X_F) = A_1 (1 - X_F)^{B_1} \quad /7/$$

удовлетворительно описывает экспериментальные данные в интервале $0,50 < X_F < 0,95$. Это согласуется с предсказаниями кварковых моделей о характере инклюзивных распределений мезонов в областях фрагментации взаимодействующих адронов⁹. Экспериментальные данные параметризовались с помощью функций /7/.

Для A_1 и B_1 найдены значения, которые соответственно равны: $A_1 = (126 \pm 21) \text{ мб/ядро } ^{12}\text{C}$; $B_1 = (2,72 \pm 0,14)$; $\chi^2 = 7/5 \text{ ст.св.}$

На рис.6 данные для $f(X_F)$, полученные в настоящей работе для реакции /1/ при импульсе 4,5 ГэВ/с, сравниваются с результатами, полученными в работе³ для реакции $pC - \pi^+X$ при импульсах 1,75 и 2,89 ГэВ/с. Как видно из рис.6, отличие распределений по X_F при указанных энергиях незначительно. Данные хорошо описываются степенной зависимостью вида $f(X_F) \sim (1 - X_F)^B / B = 3$ при импульсах 1,75 и 2,89 ГэВ/с и $B = 2,72 \pm 0,14$ при импульсе 4,5 ГэВ/с.

Распределение π^0 -мезонов в зависимости от p_1^2 представлено в таблице 3 и на рис.7.

Таблица 2

\bar{X}_F	0,55	0,625	0,675	0,725	0,775	0,825	0,875	0,925	0,975
$f(X_F)$, мб	$9,7 \pm 0,7$	$9,1 \pm 0,2$	$6,1 \pm 0,1$	$3,6 \pm 0,1$	$2,15 \pm 0,05$	$1,40 \pm 0,05$	$0,62 \pm 0,03$	$0,21 \pm 0,02$	$0,065 \pm 0,005$

Таблица 3

p_1^2 (ГэВ/с) ²	0,024	0,074	0,125	0,175	0,247	0,400
$d\sigma/dp_1^2$, мб/(ГэВ/с) ²	$17,8 \pm 0,3$	$12,1 \pm 0,2$	$8,3 \pm 0,1$	$6,7 \pm 0,2$	$4,1 \pm 0,1$	$1,39 \pm 0,05$

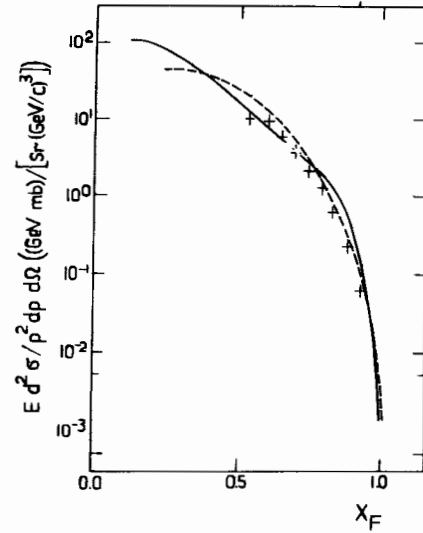


Рис. 6. Зависимость инвариантных инклюзивных сечений $f(X_F)$ от X_F при 0° для реакции $pC \rightarrow \pi X$ при импульсах 1,75 /пунктир/, 2,98 /сплошная кривая/ '3' и 4,5 ГэВ/с "+" - данные настоящей работы.

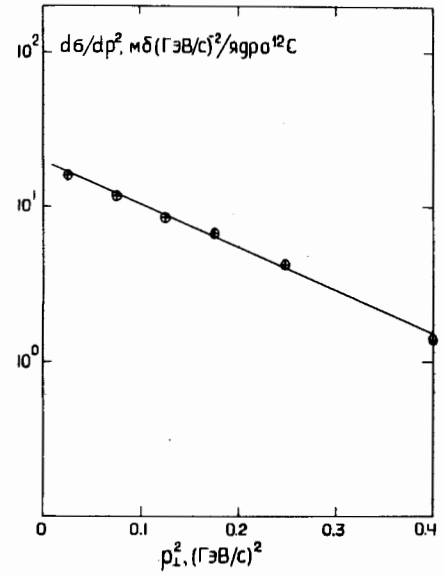


Рис. 7. Зависимость сечения реакции $pC \rightarrow \pi^0 X$ от квадрата поперечного импульса.

Экспериментальные данные параметризовались экспоненциальной функцией $d\sigma/dp_1^2 = A_2 \exp(-B_2 p_1^2)$. Для величин A_2 и B_2 найдены следующие значения: $A_2 = (19,65 \pm 0,8)$ мб(ГэВ/с)⁻²/ядро ¹²C, $B_2 = (6,3 \pm 0,2)$ (ГэВ/с)⁻², $\chi^2 = 4,5/4$ ст.св. Ошибки, указанные в таблицах 2,3 и рис.5-7, - статистические. Точность абсолютной нормировки составляет ~25%.

Основные результаты и выводы можно сформулировать следующим образом:

1. На статистике 14 тыс. π^0 -мезонов измерено инвариантное инклюзивное сечение реакции $pC \rightarrow \pi X$ при импульсе 4,5 ГэВ/с в зависимости от p_1^2 и переменной Фейнмана X_F .
2. Дифференциальное сечение по p_1^2 параметризуется функцией $f(p_1^2) = A_2 \exp(-B_2 p_1^2)$ с параметром, характеризующим наклон функции $f(p_1^2)$, равным $B_2 = (6,3 \pm 0,2)$ (ГэВ/с)⁻².
3. Инвариантное инклюзивное сечение $f(X_F)$ в интервале $0,50 < X_F < 0,95$ параметризуется степенной функцией $f(X_F) = A_1 (1 - X_F)^{B_1}$ с параметром, характеризующим наклон функции $f(X_F)$, равным $B_1 = (2,72 \pm 0,14)$. Это согласуется с предсказаниями кварковых моделей^{9/}.

4. Совпадение инвариантных инклюзивных сечений $f(X_F)$ для реакции $pC \rightarrow \pi^0 X$ при импульсах 1,75, 2,89 и 4,5 ГэВ/с, по-видимому, указывает на то, что скейлинг по X_F наступает уже при импульсах протонов 1,75 ГэВ/с.

В заключение авторы благодарят академика А.М.Балдина за поддержку и внимание к работе; В.И.Прохорова, А.Ф.Елишева и А.И.Широкова - за помощь.

ЛИТЕРАТУРА

1. Balдин А.М. - Part. and Nucl., 1977, v.8, is. 3, p.429.
2. Балдин А.М. ОИЯИ, P7-5808, Дубна, 1971.
3. Moeller E. et al. - Phys.Rev.C, 1983, v.28, No.3, p.1246. Акименко С.А. и др. Препринт ИФВЭ 83-17, Серпухов, 1983.
4. Говорун Н.Н. и др. В сб.: Труды совещания по программированию и математическим методам решения физических задач. ОИЯИ, Д10-7707, Дубна, 1973, с.453.
5. Proceedings of the 1964 Easter School for Physicists, v.1, CERN 64-13, Geneva, 1964.
6. Agakishiev G.N. et al. JINR, E1-84-321, Dubna, 1984; Гулкян Г.Р. и др. - ЯФ, 1987, т.46, вып. 3/9/.
7. Калиновский А.Н. и др. Прохождение частиц высоких энергий через вещество. М.: Энергоатомиздат, 1985; барашенков В.С., Славин Н.В. - ЭЧАЯ, 1984, т.15, вып.5, с.967; Барашенков В.С., Славин Н.В. ОИЯИ, P2-83-656, 1983.
8. Stane V.T., Vankov Ch. - Comput.Phys.Commun., 1979, 16, p.363.
9. Shliapnikov P.V. et al. - Nucl.Phys., 1979, B144, p.400. Kniazev V.V. et al. Preprint IHEP 77-106, Serpukhov, 1977.

Рукопись поступила в издательский отдел
13 мая 1988 года.

Абраамян Х.У. и др.

P1-88-334

Инклюзивное образование π^0 -мезонов
в pC -взаимодействиях при 4,5 ГэВ/с

С помощью 90-канального γ -спектрометра из свинцового стекла измерено инвариантное инклюзивное сечение образования π^0 -мезонов в реакции $pC \rightarrow \pi^0 X$ при импульсе 4,5 ГэВ/с в зависимости от $X_F = p_{\parallel}^* / p_{\max}^*$ и p_{\perp}^2 . Экспериментальные данные параметризовались с помощью функций: $f(X_F) = A_1(1 - X_F)^B$ и $d\sigma/dp_{\perp}^2 = A_2 \exp(-B_2 p_{\perp}^2)$. Для величин А и В найдены значения, равные: $A_1 = (126 \pm 21)$ мб/ядро ^{12}C ; $B_1 = (2,72 \pm 0,14)$, $A_2 = (19,5 \pm 0,8)$ мб $(\text{ГэВ}/\text{с})^{-2}$ /ядро ^{12}C ; $B_2 = (6,3 \pm 0,2)$ $(\text{ГэВ}/\text{с})^{-2}$.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1988

Перевод О.С.Виноградовой

Abraamian Kh.U. et al.

P1-88-334

Inclusive Production of π^0 -Mesons
in pC -Collisions at 4.5 GeV/c

Invariant inclusive cross section of the $pC \rightarrow \pi^0 X$ reaction at $P=4.5$ GeV/c has been measured as a function of $X_F = p_{\parallel}^* / p_{\max}^*$ and p_{\perp}^2 . The experimental data have been fitted by the functions: $f(X_F) = A_1(1 - X_F)^B$ and $d\sigma/dp_{\perp}^2 = A_2 \exp(-B_2 p_{\perp}^2)$. The following values have been obtained for A and B: $A_1 = (126 \pm 21)$ mb/ ^{12}C -nuclei; $B_1 = (2.72 \pm 0.14)$, $A_2 = (19.5 \pm 0.8)$ mb $(\text{GeV}/\text{c})^{-2}$ / ^{12}C -nuclei; $B_2 = (6.3 \pm 0.2)$ $(\text{GeV}/\text{c})^{-2}$.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1988