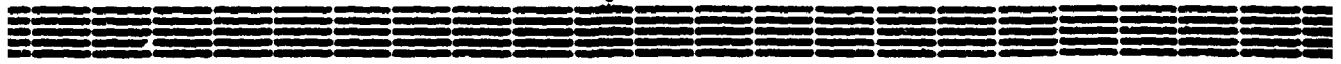


37

ԱՊՁԶՕՕՕՕՕ

Препринт .ЕМ-1354(49)-91

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԶԻ ԻՆՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
YEREVAN PHYSICS INSTITUTE



Г.Р.ГУЛКАНЯН, В.Г.КАКОЯН, Г.А.ХУДАВЕРДЯН,
Ю.М.ШАБЕЛЬСКИЙ

ИЗМЕРЕНИЕ ВЫХОДОВ, ИМПУЛЬСНЫХ И УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ
 π^- -МЕЗОНОВ ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ДЕЙТРОНОВ С УГЛЕРОДНОЙ И
БЕРИЛЛИЕВОЙ ПРОТЯЖЕННЫМИ МИШЕНЯМИ ПРИ ЭНЕРГИИ 1 ГэВ НА
НУКЛОН

ЦНИИатоминформ
ЕРЕВАН - 1991

Հ.Ռ.ԳՈՒԼՔԱՆՑԱՆ, ԳԱՆՈՒԴԱՎԵՐԴՑԱՆ, Վ.Հ.ԿԱԿՈՑԱՆ,
ՅՈՒՄ ՀԱՐԵԼՍԿԻ*

ԱՄԽԱՇՆԻ ԵՎ ԲԵՐԻԼԻՈՒՄԻ ԹԻՐԱԽՆԵՐԻ ՀԵՏ ԴԵՑՏՐՈՆՆԵՐԻ
ՓՈՒԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐՈՒՄ՝ π^- -ՄԵՉՈՆՆԵՐԻ ԵԼՔԵՐԻ, ԻՄՊՈՒԼՍԱՑԻՆ,
ԵՎ ԱՆԿՑՈՒՆԱՑԻՆ ԲԱՇԽՈՒՄՆԵՐԻ ՉԱՓՈՒՄԸ 1 ԳԷՎ/ՆՈՒԿԼՈՆ
ԷՆԵՐԳԻԱՑԻ ԴԵՊՔՈՒՄ

Չափվել են պրոպանային բջտիկային խցիկում տեղադրված ~ 30 սմ երկարությամբ ածխածնի և բերիլիումի թիրախների հետ դեյտրոնների փոխապղնցություններում առաջացած π^- -մեզոնների ելքերը, իմպուլսային և անկյունային բաշխումները: Հետազոտվել է վերջավոր չափեր ունեցող թիրախի ապղնցությունը π^- -մեզոնների այդ բնույթագրերի վրա: Չափվել է dBe -փոխապղնցության ոչ-առաձգական կտրվածքը: Կատարվել են համեմատություններ տեսական հաշվարկների հետ:

Երևանի ֆիզիկայի ինստիտուտ

Երևան 1991

* Լենինգրադի միջուկային ֆիզիկայի ինստիտուտ



1. В в е д е н и е

Изучение процессов образования π^- -мезонов при взаимодействии легчайших ядер с протяженными ядерными мишенями представляет интерес для определения оптимальных (с энергетической точки зрения) условий генерации пучков μ^- -мезонов для применения последних в мюонном катализе синтеза легких ядер [1].

В настоящей работе представлены первые результаты измерения инклюзивных спектров π^- -мезонов во взаимодействиях дейтронов с кинетической энергией 1 ГэВ на нуклон с протяженными углеродной и бериллиевой мишенями. Проведено сравнение с результатами теоретических расчетов [2].

Результаты работы основаны на части статистического материала, полученного при помощи 2 м пропановой пузырьковой камеры (ППК) ОИЯИ, облученной в пучках дейтронов Дубненского синхрофазотрона. В объеме камеры размещалась протяженная цилиндрическая мишень, направление оси которой строго совпадало с направлением пучка. Углеродная мишень имела длину 30 см, диаметр 10 см, плотность 1,73 г/см³. Бериллиевая мишень имела длину 28 см, диаметр 6 см и плотность 1,84 г/см³. Мишень располагалась в средней части (по глубине) камеры, практически полностью охватывающей область прохождения пучка первичных дейтронов.

2. Выходы π^- -мезонов из углеродной и бериллиевой мишеней

Было просмотрено около 2 тысяч стереофотоснимков с 2 м ПЧК при размещении углеродной мишени и около 1,5 тысяч — бериллиевой. При просмотре отбирались снимки, для которых количество входящих в мишень треков не превышало десяти для углерода и пяти для бериллия. Просматривались также выходящие из мишени треки, в том числе треки π^- -мезонов. Снимки просматривались дважды с близкой к единице результирующей эффективностью. Первичный трек считался не претерпевшим в мишени неупругого взаимодействия, если при выходе из переднего торца мишени его импульс (измеряемый по шаблону с точностью 20%) был близок к первичному ($P_d = 3.4$ ГэВ/с), а проекция на плоскость фотографирования угла между ним и первичным направлением не превышала 3° .

В небольшой части событий возникали неоднозначности при идентификации неупругого взаимодействия при прохождении дейтрона через мишень и идентификации вылетающего из мишени π^- -мезона. В частности, некоторую примесь могут дать неидентифицированные электроны. Для оценки этой примеси моделировался процесс рождения π^0 -мезонов с последующей конверсией распадных γ -квантов в мишени и с учетом вероятности идентификации электронов различных энергий в пропане [3]. Было получено, что вклад неидентифицированных электронов в среднюю множественность π^- -мезонов составляет $4 \pm 1\%$ в случае углеродной мишени и $2 \pm 1\%$ — в случае бериллиевой мишени. Указанные неоднозначности учитывались наряду со статистическими ошибками.

В случае углеродной мишени было прослежено N пучк., =

= 3253 трека входящих в мишень первичных ядер дейтерия и зарегистрировано $N_{\text{вых.}} = 990 \pm 47$ выходящих из мишени нейтро- взаимодействовавших треков. Полученному отношению $N_{\text{вых.}} / N_{\text{пучк.}} = 0,304 \pm 0,015$ соответствует сечение dC -взаимодействия $\sigma_{dC} = 459 \pm 19$ мб, которое в пределах ошибок согласуется со значением сечения неупругого dC -взаимодействия $\sigma_{dC}^{\text{in}} = 425 \pm 21$ мб, измеренного на основе анализа событий взаимодействия дейтронов в пропане при той же начальной импульсе [2].

Неупругие взаимодействия в мишени сопровождаются рождением $N_{\pi^-} = 372 \pm 21$ π^- -мезонов. Их среднее число на один налетающий на мишень дейтрон равно $\langle n_{\pi^-} \rangle_c = 0,121 \pm 0,007$, при получении которого учтены поправка на примесь электронов, а также экспериментальная поправка $9 \pm 2\%$, связанная с потерями части π^- -мезонов, вылетающих из мишени в противоположном от объективов направлении и не оставляющих на фотопленке видимого (или достаточно длинного для его идентификации) следа. Измеренное значение $\langle n_{\pi^-} \rangle_c$ в пределах ошибок совпадает с первоначальными данными, опубликованными в [4].

Среднее число π^- -мезонов на один провзаимодействовавший дейтрон ($N_{\text{вз.}} = 2263$) равно $\langle n_{\pi^-} \rangle_c^{\text{вз.}} = 0,173 \pm 0,010$, что близко к полученной в [2] средней множественности π^- -мезонов при взаимодействии дейтрона с ядром углерода, $\langle n_{\pi^-} \rangle_{dC} = 0,163 \pm 0,013$. Это означает, что суммарный вклад вторичных взаимодействий в протяженной мишени данной конфигурации незначителен, всего $(6 \pm 10)\%$, т.е. вклад вторичных процессов рождения дополнительных π^- -мезонов почти полностью компенсируется вкладом процессов поглощения π^- -мезонов в мишени.

В случае бериллиевой мишени было прослежено $N_{\text{пучк.}} = 2035$ пучковых треков и зарегистрировано $N_{\text{вых.}} = 674 \pm 33$ непривзаимодействовавших треков. Соответствующее неупругое сечение взаимодействия равно $\sigma_{\text{dBe}}^{\text{in}} = 359 \pm 18$ мб, которое в пределах ошибок согласуется с эмпирической зависимостью $\sigma_{\text{A,A}_t}^{\text{in}} = 78 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3} - 1,25)$ мб, полученной в [5] для неупругих взаимодействий ядер дейтерия, гелия и углерода с p, d, He, C при энергиях 0,87 и 2,1 ГэВ на нуклон, близких к энергии нашего эксперимента.

Неупругие взаимодействия в бериллиевой мишени сопровождаются рождением $N_{\pi^-} = 315 \pm 28$ π^- -мезонов. Их среднее число на один налетающий на мишень дейтрон равно $\langle n_{\pi^-} \rangle_{\text{Be}} = 0,135 \pm 0,012$, при получении которого, как и в случае углеродной мишени, учтены поправки на примесь электронов и на потери $(2 \pm 1)\%$ π^- -мезонов.

Среднее число π^- -мезонов на один взаимодействовавший дейтрон равно $\langle n_{\pi^-} \rangle_{\text{Be}}^{\text{БЗ.}} = 0,190 \pm 0,018$. Это значение примерно на 12% выше, чем для углеродной мишени с почти таким же продольным размером ($\langle n_{\pi^-} \rangle_{\text{C}}^{\text{БЗ.}} = 0,173 \pm 0,010$), что может быть частично объяснено большим процентным содержанием нейтронов в ядре бериллия. Так, исходя из известных нуклон-нуклонных данных [6,7], при энергии $T_N \approx 1$ ГэВ средняя множественность π^- -мезонов при взаимодействии "среднего" нуклона дейтрона со "средним" нуклоном ядра-мишени равна $\langle n_{\pi^-} \rangle_{\text{NNC}} \approx 0,145$ для ядра углерода и $\langle n_{\pi^-} \rangle_{\text{NNBe}} \approx 0,155$ для ядра бериллия. Если предположить, что аналогичное соотношение сохраняется и для взаимодействия дейтрона с ядрами углерода и бериллия, то можно ожидать $\langle n_{\pi^-} \rangle_{\text{dBe}}^{\text{расч.}} = 0,174 \pm 0,014$, если воспользоваться изме-

ренным в [1] значением $\langle n_{\pi^-} \rangle_{dc} = 0,163 \pm 0,013$. Сравнивая по-
 лученную оценку $\langle n_{\pi^-} \rangle_{dve}^{расч.}$ с измеренным значением $\langle n_{\pi^-} \rangle_{вз.}^{вз.} =$
 $= 0,190 \pm 0,018$, можно оценить, что суммарный вклад вторичных
 процессов поглощения и рождения π^- -мезонов в бериллиевой
 мишени составляет $+(9 \pm 12)\%$, т.е. как и в случае углеродной
 мишени, не играет существенной роли. Независимой проверке это-
 го вывода и получению более детальной информации о происходя-
 щих в протяженной мишени вторичных процессах посвящен следую-
 щий раздел.

3. Экспериментальная оценка вклада вторичных процессов в величину выхода π^- -мезонов из протяженной мишени

Для получения оценки вклада вторичных процессов рождения
 и поглощения π^- -мезонов в протяженной мишени был выполнен
 специальный просмотр снимков с 2 м ПИК (без размещения в ее
 объеме мишени). Были выбраны два разных эффективных объема в
 камере, представляющих собой одновременно как мишень, так и
 детектор для регистрации вторичных взаимодействий. Средняя
 длина эффективного объема по пучку составляла 37.2 см (ва-
 риант I) и 61.8 см (вариант II). Для обоих вариантов ширина
 пропановой мишени составляла 19 см, высота - 40 см.

В варианте I было просмотрено около 2 тысяч стереофото-
 снимков, в варианте II - около тысячи. В эффективном объеме
 регистрировались как первичные взаимодействия пучковых дей-
 тронов ($N_{вз.} = 3508$ в варианте I и $N_{вз.} = 2290$ в варианте
 II), так и вторичные процессы, приводящие к изменению характе-
 ристик выходящих из эффективного объема π^- -мезонов (среднего

числа, импульсных и угловых распределений) по сравнению с характеристиками рождения π^- -мезонов в первичном акте взаимодействия дейтрона в пропане. К числу таких процессов относятся:

1а) остановка в эффективном объеме π^- -мезонов за счет ионизационных потерь;

1б) перезарядка или поглощение на лету π^- -мезона;

1в) рассеяние π^- -мезона (с выходом из эффективного объема);

2а) рождение дополнительного π^- -мезона в результате вторичного взаимодействия энергичной заряженной частицы из первичной звезды (стриппингового или квазиупругого рассеянного протона, а также упругого или квазиупругого рассеянного дейтрона);

2б) рождение дополнительного π^- -мезона нейтроном, ассоциированным с первичным актом взаимодействия дейтрона.

Рассмотрим более подробно идентификацию последнего процесса, так как она не может быть проведена полностью однозначно.

Во-первых, для подавления вклада фоновых процессов необходимо наложить ограничение на угол вылета нейтрона из первичной звезды (т.е. на угол между направлением пучкового трека и прямой, соединяющей вершины первичной и нейтральной звезд).

Для этого анализировались заряженные вторичные звезды из процесса 2а. Оказалось, что максимальное значение проекции ϑ на плоскость фотографирования угла вылета заряженного трека, образующего вторичную звезду с рождением π^- -мезона, равно $\vartheta_3^{\text{макс}} = 3^\circ$, а среднее значение $\langle \vartheta_3 \rangle \approx 3^\circ$. Аналогичное ограничение $\vartheta_n < 13^\circ$ было введено и для нейтральных звезд.

Поскольку практически на каждом стереофотоснимке имелось

более одной первичной звезды, определялось, какому из них с наибольшей вероятностью может принадлежать нейтральная звезда. В качестве таковой выбиралась та первичная звезда, для которой угол ϑ_H был минимальным (и не превышал 13°). Если при этом первичная звезда оказывалась вне выбранного эффективного объема, то соответствующая нейтральная звезда исключалась из рассмотрения.

Требовалось также, чтобы нейтральная звезда содержала два или более луча. Из двухлучевых звезд исключались кандидаты в e^+e^- пары (по характерному острому углу между двумя треками), а вклад V^0 -частиц пренебрегался, так как сечение рождения странных частиц незначительно из-за того, что пороговый импульс этого процесса ($P_{\text{пор.}} = 2,34$ ГэВ/с для нуклон-нуклонного взаимодействия) заметно превышает средний импульс $P_H = 1,7$ ГэВ/с нуклона налетающего дейтрона.

Для отобранных нейтральных звезд средний угол ϑ_H оказался приблизительно равным $\langle \vartheta_H \rangle \approx \langle \vartheta_3 \rangle \approx 3^\circ$.

Процессы 1а и 1б приводят к уменьшению, процессы 2а и 2б — к увеличению выхода π^- -мезона из протяженной мишени.

Результаты анализа вторичных взаимодействий в пропане суммированы в табл. I. Для процессов 2а и 2б в таблицу не включены события, для которых π^- -мезоны из вторичных звезд по той или иной причине не выходят из эффективного объема. В последнем столбце таблицы в скобках указана неопределенность при идентификации нейтральных звезд в процессе 2б.

Как видно из табл. I, с ростом продольных размеров мишени растут по отдельности как вклад процессов 1а и 1б поглощения π^- -мезонов (от 9,6% для варианта I до 13,8% для ва-

рианта II), так и вклад процессов 2а и 2б рождения дополнительных π^- -мезонов (от 8% для варианта I до 13,4% для варианта II). Однако эти два типа процессов практически компенсируют друг друга: суммарный вклад вторичных процессов по отношению к средней множественности родившихся в первичном акте π^- -мезонов составляет $-(1,6 \pm 2,1)\%$ и $-(0,4 \pm 3,5)\%$. Эти оценки согласуются со сделанным выше выводом о несущественном влиянии вторичных процессов в протяженной мишени (рассматриваемых конфигураций) на выход π^- -мезонов.

Полученные результаты по изучению выходов π^- -мезонов из протяженных мишеней суммированы в табл. 2. В первой строке таблицы приведены тип и размер (в г/см²) мишени. Как видно из таблицы, суммарный вклад процессов вторичных взаимодействий в мишени (вторая строка) в пределах экспериментальных ошибок близок к нулю, однако, по-видимому, проявляет тенденцию роста с увеличением продольного размера мишени.

Наблюдаемое увеличение выхода π^- -мезонов на одно неупругое взаимодействие дейтрона в мишени (третья строка) почти целиком связано с увеличением процентного содержания нейтронов в мишени (при переходе от C₃H₈ к C и Be) и лишь незначительно — с увеличением суммарного вклада вторичных процессов.

Значительный рост выхода π^- -мезонов на один пучковый дейтрон (четвертая строка) связан с увеличением вероятности неупругого взаимодействия в мишени и с упомянутым выше изменением ее нейтронного содержания.

В последней колонке табл. 2 представлены результаты расчетов [8-10] выхода π^- -мезонов из бериллиевой цилиндрической мишени длиной 200 см и диаметром 6 см, облученной дейтронами

при той же энергии. Видно, что при увеличении продольного размера мишени в семь раз ожидается рост выхода π^- -мезонов примерно в 2,5 раза; соответственно ожидается уменьшение затрат энергии на рождение одного π^- -мезона от 14,8 до ~ 6 ГэВ (последняя строка табл. 2).

Для того чтобы выяснить, при какой длине бериллиевой мишени достигаются минимальные энергетические затраты (например, при $l > 200$ см или $30 < l < 200$ см), необходимы дальнейшие экспериментальные и теоретические исследования.

4. Импульсные и угловые распределения π^- -мезонов

События с выходящими из протяженных мишеней π^- -мезонами (найденные при просмотре около 6 тысяч стереофотоснимков в случае углеродной мишени и около 2 тысяч — бериллиевой) измерялись на полуавтоматических устройствах ПУОС-I, работающих в линию с ЦВМ М-6000. Обсчет событий проводился по программе геометрической реконструкции ГЕОМТ. Плохо восстановленные треки измерялись повторно (иногда более двух раз). Кроме треков π^- -мезонов, измерялись также пучковые треки дейтрона. Угол вылета π^- -мезона измерялся по отношению к направлению пучка, которое практически совпадает с осью мишени.

После измерения и обсчета по программе геометрической реконструкции, хорошо восстановленных треков π^- -мезонов оказалось 1244 для углеродной мишени и 1008 — для бериллиевой.

Как отмечалось выше, часть треков π^- -мезонов, вылетающих из нижней (т.е. не смотрящей в объектив) части мишени, вследствие "затемненности" мишенью, не оставляет на фотоплен-

ке видимого следа, либо оставляет след, недостаточно длин-
 ный для его идентификации или для обеспечения удовлетвори-
 тельной точности его восстановления после измерения. Недоста-
 точно хорошо восстанавливаются также "крутые" треки, составля-
 ющие большой угол (возле 90°) с плоскостью фотографирования.
 Для устранения искажений, связанных с этими потерями, каждому
 π^- -мезону приписывался зависящий от полярного угла его выле-
 та ν_{π^-} вес, определяемый экспериментально из требования изо-
 тропности распределения по его азимутальному углу (относитель-
 но направления пучка или оси мишени).

Значения найденных весов W в зависимости от полярного
 угла ν_{π^-} приведены в табл. 3. Как и следовало ожидать, W
 близок к 1 при малых углах $\nu_{\pi^-} < 20^\circ$ и достигает наибольшего
 значения в области углов $\nu_{\pi^-} \sim 90^\circ$.

Исправленные на веса двумерные распределения энергия-
 угол вылета π^- -мезона представлены в табл. 4 и 5, а одномер-
 ные распределения и ряд корреляционных характеристик между
 кинематическими переменными π^- -мезонов показаны на рис. 1-10.
 Для выявления эффектов влияния протяженной мишени на характе-
 ристики процессов образования π^- -мезонов проводится сравне-
 ние с аналогичными распределениями π^- -мезонов во взаимодей-
 ствиях дейтрона с ядром углерода [11], полученными из данных
 взаимодействия дейтронов в пропане (C_3H_8) [4, 12, 13] путем
 вычитания вклада водородных событий, составляющих 13% от вы-
 борки событий с рождением π^- -мезонов [2].

Импульсные и энергетические распределения π^- -мезонов во
 взаимодействиях дейтронов с ядром углерода и с углеродной и
 бериллиевой мишенями приведены на рис. 1 и 2. Видно, что

влияние протяженной мишени проявляется в том, что эти распределения несколько сдвигаются в сторону меньших значений (см. также средние значения импульса в табл. 6 и дважды дифференциальные спектры в табл. 4 и 5 и на рис. 3).

Распределения по углу θ_T^0 и его косинусу и их средние значения приведены на рис. 4 и 5 и в табл. 6. Видно, что влияние протяженной мишени на угловые распределения не очень существенно. Однако в корреляции импульс-угол (см. представленные на рис. 6 и 7 зависимости среднего импульса от угла и среднего угла от импульса) наблюдается некоторое различие между αC -взаимодействиями и взаимодействиями с протяженной мишенью.

Распределения по квадрату поперечного импульса P_T^2 (в том числе для различных интервалов по продольному импульсу P_L) приведены на рис. 8 и 9. Видно, что средние значения $\langle P_T^2 \rangle$ для взаимодействий с мишенью несколько меньше, чем для взаимодействий с ядром углерода (табл. 6). В области $P_L < 0,16$ (ГэВ/c)² распределения могут быть аппроксимированы экспоненциальной зависимостью $\sim \exp(-8 \cdot P_T^2)$, причем коэффициент пропорциональности можно уменьшить в 2-3 раза для взаимодействий с протяженной мишенью (табл. 6). В области наибольшей выборки событий со средним значением продольного импульса $P_L > 0,35$ ГэВ/c (рис. 7) наблюдается следующее: среднее значение $\langle P_T^2 \rangle$ при фиксированных значениях P_L в области $-0,1 < P_L < 0,3$ ГэВ/c для взаимодействий с протяженной мишенью меньше, чем в αC -взаимодействиях (рис. 10). Однако при наименьших значениях $P_L < -0,1$ ГэВ/c имеет место обратная картина (распределение по P_T^2 для

этого случая не приведено из-за малости статистики).

5. Сравнение с результатами теоретических расчетов

Экспериментальные данные по спектральным характеристикам π^- -мезонов, образованных во взаимодействии дейтронов с углеродной мишенью, сравниваются с результатами теоретических расчетов на рис. 2, 3, 4, 6, 7 и в табл. 4. Примененная теоретическая модель подробно описана в работах [8, 9]. Расчет проводился в простейшем предположении, что нуклоны налетающего ядра (дейтрона) взаимодействуют независимо, а распределения π^- -мезонов по форме совпадают с распределениями в нуклон-нуклонных взаимодействиях; для вычисления последних применялась модель одноионного обмена. В расчете учитывались последовательные взаимодействия (упругие и неупругие) нуклонов налетающего ядра в стержневой мишени, а также ядерное поглощение π^- -мезонов (захват или перезарядка в π^0 -мезон на ядрах мишени). Не учитывались ферми-движение нуклонов в сталкивающихся ядрах, ионизационные потери в веществе (как налетающего ядра, так и родившихся π^- -мезонов) и отклонение траекторий пионов вследствие ядерного рассеяния в мишени.

Расчетное значение средней множественности вылетающих из углеродной мишени пионов оказалось равным $\langle N_{\pi^-} \rangle = 0,13$, которое несколько больше экспериментально измеренного значения $0,08 \pm 0,007$; это отличие может быть обусловлено тем, что в расчетах не учитывается потеря малоэнергичных пионов, останавливающихся в мишени. В целом неплохо согласуются и одномерные спектры по энергии (рис. 2) и углу вылета (рис. 4). Сравни-

тельно большие разногласия проявляются в угловом распределении в области малых углов $\vartheta < 20^\circ$, что может быть связано с неучетом ферми-движения нуклонов и в энергетическом распределении, где расчетный спектр несколько сдвинут в сторону больших энергий. Последнее обстоятельство, по-видимому, связано с неучетом ионизационных потерь пионов. Кроме указанных причин, разногласия между моделью и экспериментом, которые, как видно из рис. 3, заметнее проявляются для дважды дифференциальных спектров, могут быть обусловлены также неучетом процессов рассеяния (не сопровождающиеся поглощением или переносом импульса) пионов в мишени.

На рис. 6 и 7 проводится сравнение расчетных и экспериментальных зависимостей среднего угла вылета π^- -мезона от его импульса и среднего импульса — от угла вылета. Здесь в целом имеется согласие, хотя расчетная зависимость $\langle \vartheta \rangle$ от P_π получается более сильной, чем наблюдается на опыте.

Для иллюстрации влияния ионизационных потерь на дважды дифференциальные спектры π^- -мезонов нами также были выполнены расчеты (по методу Монте-Карло), в которых учитывались ионизационные потери [14] родившихся в мишени π^- -мезонов. В качестве исходных разыгрывались дважды дифференциальные спектры π^- -мезонов во взаимодействии дейтрона с ядром углерода в соответствии с полученными ранее [11] экспериментальными данными (представленными также на рис. 3). Тем самым учитывались также эффекты, связанные с ферми-движением нуклонов в dC -столкновениях и со внутриядерными взаимодействиями пионов в "родительском" ядре углерода. Вторичные ядерные взаимодействия в протяженной мишени не учитывались. Расчеты

проводились для двух конфигураций пучка дейтронов: узкого пучка (проходящего через ось мишени) и широкого пучка (равномерно распределенного по торцу мишени); оказалось, что оба варианта дают примерно одинаковые результаты.

Проведенные расчеты показали, что вследствие ионизационных потерь около 15% родившихся π^- -мезонов либо останавливаются в мишени, либо при выходе из нее имеют энергии $T < 25$ МэВ, причем доля таких пионов больше при больших углах, при которых их первоначальный энергетический спектр мягче: эта доля меняется от 8% при малых углах $0 < \vartheta < 40^\circ$ до 21% при $80^\circ < \vartheta < 100^\circ$ и возрастает до 44% при $140^\circ < \vartheta < 180^\circ$. Потеря малоэнергичных пионов частично компенсируется сдвигом энергетических распределений в сторону меньших значений (рис. 3). Из рис. 3 видно, что учет ионизационных потерь хотя и несколько улучшает согласие с экспериментом при не очень больших углах ($\vartheta < 60^\circ$), тем не менее из-за неучета вторичных взаимодействий в мишени, в целом не обеспечивается хорошее описание дважды дифференциальных спектров. В частности, можно ожидать, что учет вторичных процессов рассеяния пионов в мишени приведет к улучшению описания экспериментальных данных. Действительно, средняя длина до рассеяния пионов с энергиями $T > 150-200$ МэВ в углероде равна 85-115 г/см² [9], а средняя вероятность рассеяния пионов составляет при углах $0 < \vartheta < 20^\circ$ примерно 25% и при углах $20^\circ < \vartheta < 40^\circ$ примерно 15% (ср. с экспериментально измеренной вероятностью рассеяния пионов в пропане при меньших толщинах, табл. I). Учет рассеяния приведет к смещению в сторону меньших энергий расчетных кривых (рис. 3), т.е. улучшит согласие с экспериментом, осо-

бенно при небольших углах. При этом улучшится (увеличится) также расчетный выход пионов при больших углах $\vartheta > 80^\circ$ за счет "перекачки" из области углов $\vartheta < 80^\circ$, при которых плотность углового распределения заметно выше.

Подводя итог, можно сказать, что модель [8,9] в целом описывает характеристики π^- -мезонов, образованных на протяженной мишени. Имеющиеся расхождения между расчетом и экспериментом указывают на необходимость учета ферми-движения нуклонов ядер, а также ионизационных потерь и рассеяния пионов в мишени. Последние два процесса учтены в Монте-Карло расчетах в [10,15], однако для бериллиевой мишени значительно большей длины (2 м), чем в нашем эксперименте. Отметим, что улучшение расчетов дважды дифференциальных распределений (энергия-угол) π^- -мезонов имеет важное значение для выбора оптимальных параметров тракта формирования пучков отрицательных мезонов [16].

6. Заключение

Основные результаты и выводы данной работы можно сформулировать следующим образом.

Получены новые экспериментальные данные по процессам генерации π^- -мезонов во взаимодействиях дейтронов с углеродной и бериллиевой протяженными мишенями (с продольным размером ~ 30 см) при начальной энергии 1 ГэВ на нуклон.

Измерено неупругое сечение $d\sigma_{ave}^{in}$ -взаимодействия: $\sigma_{ave}^{in} = 359 \pm 18$ мб. Для выходов π^- -мезонов на одно налетающее на мишень ядро дейтерия получено: $\langle n_{\pi^-} \rangle_c = 0,121 \pm 0,007$ и

и $\langle N_{\pi^-} \rangle_{\text{вс}} = 0,135 \pm 0,012$. Энергетические затраты на рождение одного π^- -мезона составляют, соответственно, $16,5 \pm 1,1$ ГэВ и $14,8 \pm 1,3$ ГэВ.

Получена экспериментальная оценка вклада различных вторичных процессов в величину выхода π^- -мезонов из протяженной мишени. Показано, что вклады вторичных процессов поглощения и рождения π^- -мезонов почти полностью компенсируют друг друга в случае различных мишеней (пропан, углерод, бериллий), обладающих сравнительно небольшими продольными размерами (от 0,44 до 1,24 ср. дл. неупругого взаимодействия дейтрона при 1 ГэВ на нуклон).

Измерены импульсные и угловые распределения вылетающих из мишеней π^- -мезонов. Из сравнения с аналогичными распределениями во взаимодействиях дейтронов с ядром углерода показано, что влияние мишени (рассматриваемых размеров) на угловое распределение π^- -мезонов не существенно, но приводит к некоторому сдвигу импульсных (энергетических) распределений в сторону меньших значений; наиболее заметно это влияние (сдвиг в сторону меньших значений) сказывается на энергетическом распределении при небольших углах вылета и на распределении по квадрату поперечного импульса π^- -мезонов.

Выполнено сравнение результатов теоретических расчетов с полученными экспериментальными данными для углеродной мишени. Модель в целом описывает среднюю множественность и основные спектральные характеристики π^- -мезонов. Несколько хуже описываются дважды дифференциальные распределения, что указывает на необходимость учета ионизационных потерь и рассеяния пионов в мишени и ферми-движения нуклонов ядер.

В заключение авторы выражают благодарность М.И.Соловьеву и Н.М.Вирясову за предоставление пленок с 2 м ШК, оказанную поддержку в ходе выполнения работы и за согласие на публикацию данных, основанных на части (обработанной в ЕрФИ) статистики Сотрудничества 2 м ШК.

Таблица I

Вклад вторичных процессов в протяженной пропановой мишени

Размер мишени	Первичные взаимодействия N_{π^+}	π^- -мезоны, рожденные в первичном акте N_{π^-}	Вторичные взаимодействия π^- -мезонов			Дополнительное рождение π^- -мезонов	
			поглощение		рассеяние	заряженные звезды 2a	нейтральные звезды 2б
			Ia	Iб	Iв		
37x18x40 см ³ (вариант I)	3508	415	35 в % от N_{π^-} -(9.6±1.5)%	5	26	9 в % от N_{π^-} +(8.0±1.5)%	24(±1)
62x18x40 см ³ (вариант II)	2290	290	35 в % от N_{π^-} -(13.8±2.2)%	5	24	9 в % от N_{π^-} +(13.4±2.8)%	30(±3)

Таблица 2

Выходы π^- -мезонов из различных мишеней

Размер, тип мишени	Пропан 16 г/см ²	Пропан 26.6 г/см ²	Углерод 51.9 г/см ²	Бериллий 51.7 г/см ²	Бериллий 370 г/см ² , расчет
Суммарный вклад вторичных процессов	$-(1.6 \pm 2.1)\%$	$-(0.4 \pm 3.5)\%$	$+(6 \pm 10)\%$	$+(9 \pm 12)\%$	
Выход π^- -мезонов на одно неупругое взаимодействие	0.116 ± 0.008	0.122 ± 0.008	0.173 ± 0.010	0.190 ± 0.017	
Выход π^- -мезонов на один пучковый дейтрон	0.042 ± 0.003	0.066 ± 0.005	0.121 ± 0.007	0.135 ± 0.012	0.35 [9] 0.33 [10]
Энергия, затрачиваемая на рождение одного π^- -мезона	48 ± 3 ГэВ	30 ± 2 ГэВ	16.5 ± 1.1 ГэВ	14.8 ± 1.3 ГэВ	5.7 ГэВ [9] 6.2 ГэВ [10]

Таблица 3

Геометрические веса π^- -мезонов в зависимости от угла вылета ϑ

ϑ град.	0-20	20-40	40-70	70-80	80-90	90-100	100-110	110-120	120-130
W_c	1.05	1.22	1.25	1.42	1.79	1.70	1.42	1.26	1.23
W_{Be}	1.05	1.24	1.26	1.41	1.50		1.38		1.29

Таблица 4

Вероятности (в процентах) рождения π^- -мезонов на углеродной мишени для различных углов вылета и кинетических энергий. Расчетные значения приведены в скобках

θ , град ТМэВ	0-20	20-40	40-60	60-80	80-100	100-120	120-140	140-160	160-180	Сумма
25-75	1.5 ± 0.3 (0.3)	4.8 ± 0.6 (1.2)	4.1 ± 0.6 (2.0)	4.7 ± 0.6 (3.2)	3.7 ± 0.6 (4.0)	4.2 ± 0.6 (3.8)	1.8 ± 0.4 (3.0)	0.6 ± 0.2 (1.9)	0.4 ± 0.2 (0.5)	25.8 ± 1.5 (19.9)
75-125	1.6 ± 0.3 (0.5)	4.6 ± 0.6 (1.9)	5.4 ± 0.7 (3.3)	2.9 ± 0.5 (4.6)	1.8 ± 0.5 (3.8)	1.7 ± 0.4 (2.1)	1.1 ± 0.3 (0.5)	0.2 ± 0.1 (-)	-	19.3 ± 1.3 (16.7)
125-175	1.5 ± 0.3 (0.8)	3.5 ± 0.5 (2.9)	3.8 ± 0.6 (4.4)	3.0 ± 0.5 (4.0)	0.9 ± 0.3 (1.5)	0.8 ± 0.3 (-)	0.1 ± 0.1 (-)	0.1 ± 0.1 (-)	-	13.7 ± 1.1 (13.6)
175-225	0.9 ± 0.3 (1.3)	4.9 ± 0.6 (4.1)	2.8 ± 0.5 (4.7)	2.2 ± 0.4 (2.3)	0.7 ± 0.3 (-)	0.3 ± 0.2 (-)	0.2 ± 0.1 (-)	-	-	12.0 ± 1.0 (12.4)
225-275	1.1 ± 0.3 (1.8)	4.0 ± 0.6 (4.5)	2.4 ± 0.5 (3.9)	1.2 ± 0.3 (0.6)	0.1 ± 0.1 (-)	0.2 ± 0.1 (-)	-	-	-	9.0 ± 0.9 (10.8)
275-325	1.5 ± 0.3 (2.2)	2.4 ± 0.4 (4.3)	1.3 ± 0.3 (2.3)	0.4 ± 0.2 (-)	0.2 ± 0.2 (-)	-	0.1 ± 0.1 (-)	-	0.1 ± 0.1 (-)	6.0 ± 0.7 (8.8)
325-375	1.0 ± 0.3 (2.5)	2.1 ± 0.4 (3.5)	1.0 ± 0.3 (0.8)	0.3 ± 0.2 (-)	0.1 ± 0.1 (-)	-	-	0.1 ± 0.1 (-)	-	4.6 ± 0.6 (6.8)

Продолжение таблицы 4

$\delta, \text{град}$ ТМЭВ	0-20	20-40	40-60	60-80	80-100	100-120	120-140	140-160	160-180	Сумма
375-425	0.9 ± 0.3 (2.6)	1.7 ± 0.4 (2.4)	0.3 ± 0.2 (-)	0.3 ± 0.1 (-)	-	-	-	0.1 ± 0.1 (-)	-	3.3 ± 0.5 (5.0)
425-475	0.6 ± 0.2 (2.5)	1.3 ± 0.3 (1.2)	0.3 ± 0.1 (-)	0.1 ± 0.1 (-)	-	-	-	0.2 ± 0.1 (-)	-	2.5 ± 0.4 (3.7)
475-525	0.3 ± 0.2 (1.9)	0.6 ± 0.2 (0.4)	0.4 ± 0.2 (-)	0.2 ± 0.1 (-)	-	-	-	-	-	1.5 ± 0.4 (2.3)
> 525	0.7 ± 0.2 (-)	0.9 ± 0.3 (-)	0.4 ± 0.2 (-)	0.2 ± 0.1 (-)	0.1 ± 0.1 (-)	0.1 ± 0.1 (-)	-	-	-	2.3 ± 0.5 (-)
Сумма	11.6 ± 0.8 (16.3)	30.8 ± 1.6 (26.4)	23.2 ± 1.4 (21.4)	15.4 ± 1.2 (14.7)	7.6 ± 0.9 (9.4)	7.3 ± 0.8 (5.9)	3.3 ± 0.5 (3.5)	1.3 ± 0.3 (1.9)	0.5 ± 0.2 (0.5)	100

Таблица 5

Вероятности (в процентах) рождения π^- -мезонов на бериллиевой мишени для различных углов вылета и кинетической энергии

θ T, МэВ	0-20	20-40	40-60	60-80	80-100	100-120	120-140	140-160	160-180	Сумма
25-75	1.0 ± 0.3	4.6 ± 0.7	2.6 ± 0.5	4.5 ± 0.7	4.1 ± 0.7	3.0 ± 0.6	3.9 ± 0.6	1.8 ± 0.4	0.4 ± 0.2	25.8 ± 1.7
75-125	0.5 ± 0.2	4.3 ± 0.7	4.3 ± 0.7	4.3 ± 0.7	3.2 ± 0.6	2.3 ± 0.5	1.2 ± 0.4	0.5 ± 0.2	0.2 ± 0.1	20.9 ± 1.5
125-175	1.3 ± 0.3	4.0 ± 0.6	2.7 ± 0.5	3.0 ± 0.6	0.8 ± 0.3	0.7 ± 0.3	0.5 ± 0.2	0.1 ± 0.1	0.3 ± 0.2	13.5 ± 1.2
175-225	1.4 ± 0.4	2.8 ± 0.5	1.7 ± 0.4	1.6 ± 0.4	0.7 ± 0.3	-	0.1 ± 0.1	0.2 ± 0.1	-	8.5 ± 0.9
225-275	0.8 ± 0.3	2.8 ± 0.5	1.6 ± 0.4	1.4 ± 0.4	0.7 ± 0.3	0.3 ± 0.2	0.2 ± 0.1	0.5 ± 0.2	-	8.3 ± 0.9
275-325	1.8 ± 0.4	2.6 ± 0.5	0.8 ± 0.3	1.1 ± 0.4	0.2 ± 0.2	0.1 ± 0.1	0.2 ± 0.1	-	0.1 ± 0.1	7.0 ± 0.8
325-375	1.3 ± 0.3	2.4 ± 0.5	0.8 ± 0.3	0.3 ± 0.2	-	-	-	0.2 ± 0.1	0.1 ± 0.1	5.2 ± 0.7
375-425	1.3 ± 0.3	2.3 ± 0.5	0.6 ± 0.2	0.3 ± 0.2	0.1 ± 0.1	-	-	-	-	4.7 ± 0.7
425-475	0.8 ± 0.3	1.0 ± 0.3	0.4 ± 0.2	0.1 ± 0.1	0.1 ± 0.1	-	0.1 ± 0.1	-	-	2.5 ± 0.5
475-525	0.6 ± 0.2	0.3 ± 0.2	0.1 ± 0.1	-	-	0.1 ± 0.1	-	0.1 ± 0.1	-	1.4 ± 0.4
525-575	0.4 ± 0.2	0.4 ± 0.2	0.2 ± 0.1	-	-	-	-	-	-	1.0 ± 0.3
575-625	0.3 ± 0.1	0.1 ± 0.1	-	-	-	-	-	-	-	0.4 ± 0.2
625-675	0.3 ± 0.2	0.3 ± 0.2	-	-	-	-	-	-	-	0.6 ± 0.2
Сумма	11.9 ± 1.0	27.8 ± 1.0	16.1 ± 1.3	16.7 ± 1.4	10.1 ± 1.1	6.5 ± 0.8	6.3 ± 0.8	3.4 ± 0.6	1.1 ± 0.3	100

Таблица 6.

Средние кинематические характеристики π^- -мезонов

Мишень	Ядро углерода [10]	Протяженная углеродная мишень	Протяженная бериллиевая мишень
$\langle P_{\pi^-} \rangle$ (ГэВ/с)	0.307 ± 0.005	0.272 ± 0.004	0.276 ± 0.004
$\langle \vartheta_{\pi^-} \rangle$ (град)	57 ± 1	56 ± 1	62 ± 1
$\langle \cos \vartheta_{\pi^-} \rangle$	0.457 ± 0.019	0.499 ± 0.012	0.405 ± 0.015
$\langle P_T^2 \rangle$ (ГэВ/с) ²	0.043 ± 0.001	0.037 ± 0.001	0.038 ± 0.001

Таблица 7.

Параметр наклона (в (ГэВ/с)⁻²) распределения по P_T^2 при различных значениях продольного импульса P_L

P_L (ГэВ/с) или заимодействие	Все P_L	< 0	0-0.1	0.1-0.2	0.2-0.35	> 0.35
dC	24.5 ± 0.7	35.9 ± 2.5	29.6 ± 1.9	29.2 ± 1.9	19.6 ± 1.4	18.1 ± 1.2
dC (мишень)	29.9 ± 0.9	45.0 ± 3.8	43.6 ± 3.5	36.2 ± 2.4	25.6 ± 1.7	19.9 ± 1.7
dBe (мишень)	29.8 ± 1.1	44.7 ± 3.2	37.3 ± 2.9	31.5 ± 2.6	25.3 ± 2.3	22.7 ± 1.9

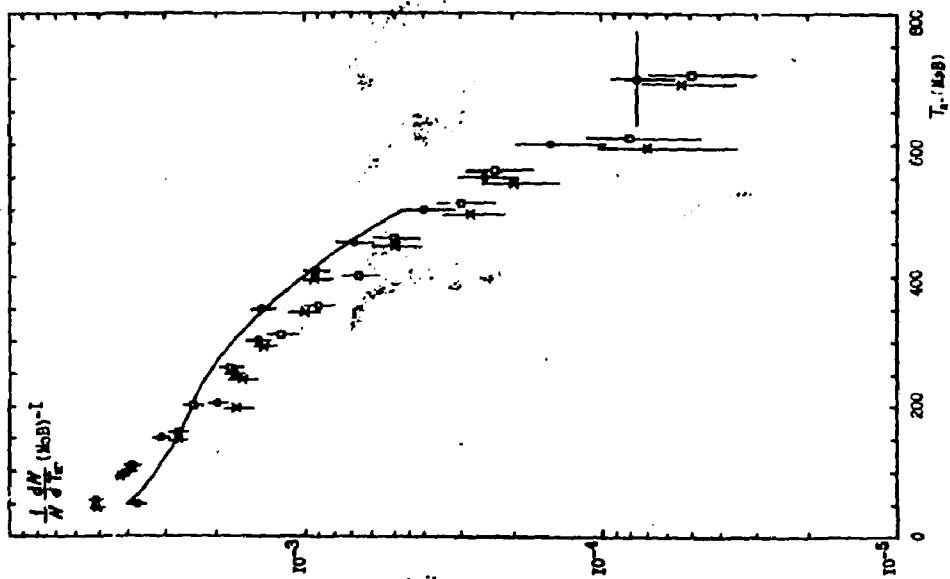


Рис.2

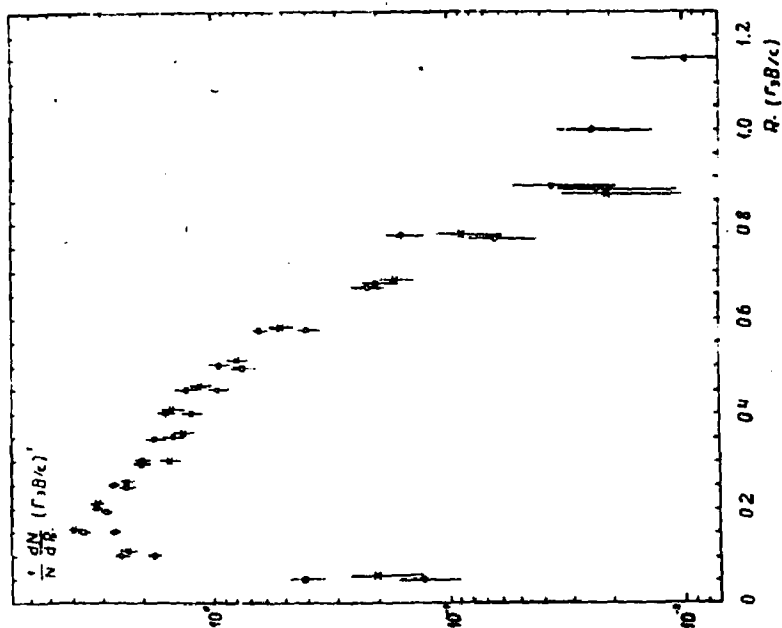


Рис.1

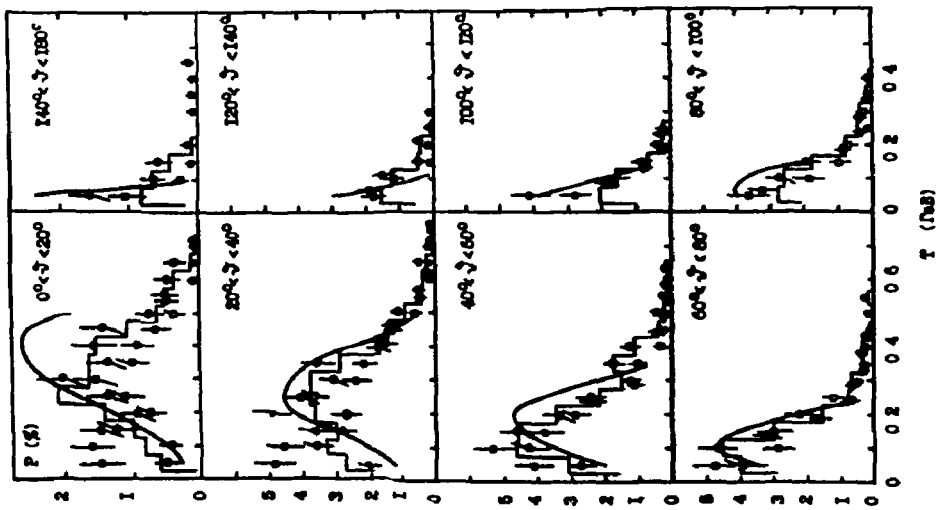


Рис.3

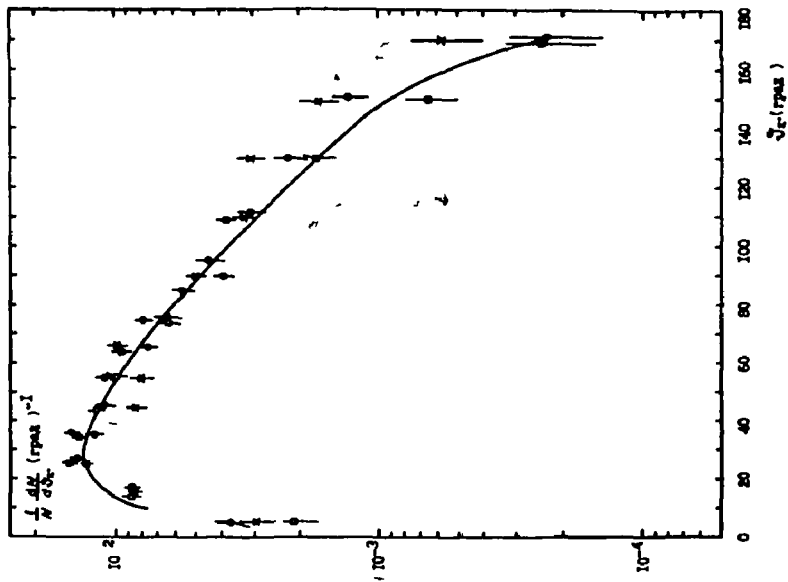


Рис.4

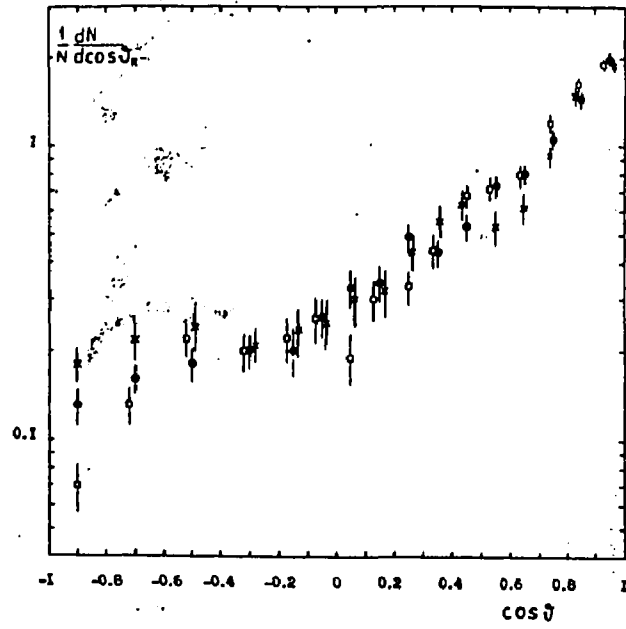


Рис.5

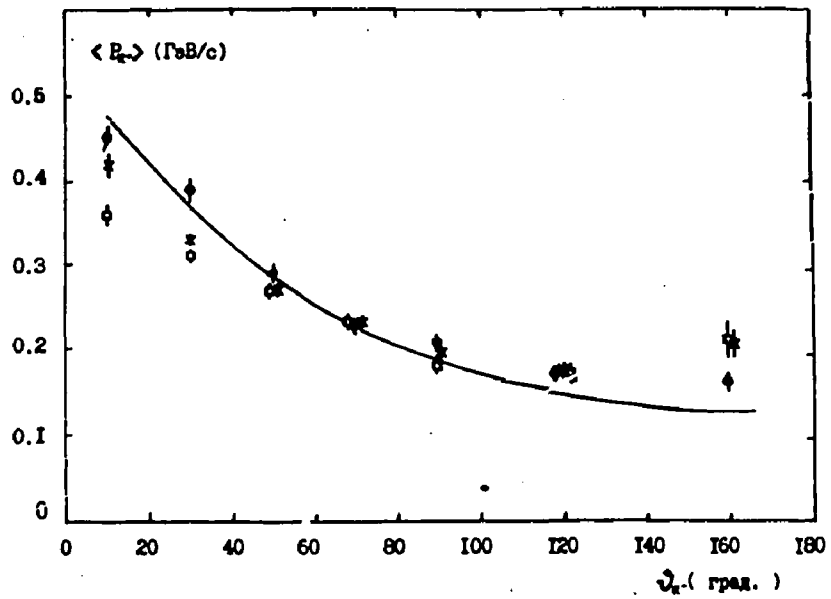


Рис.6

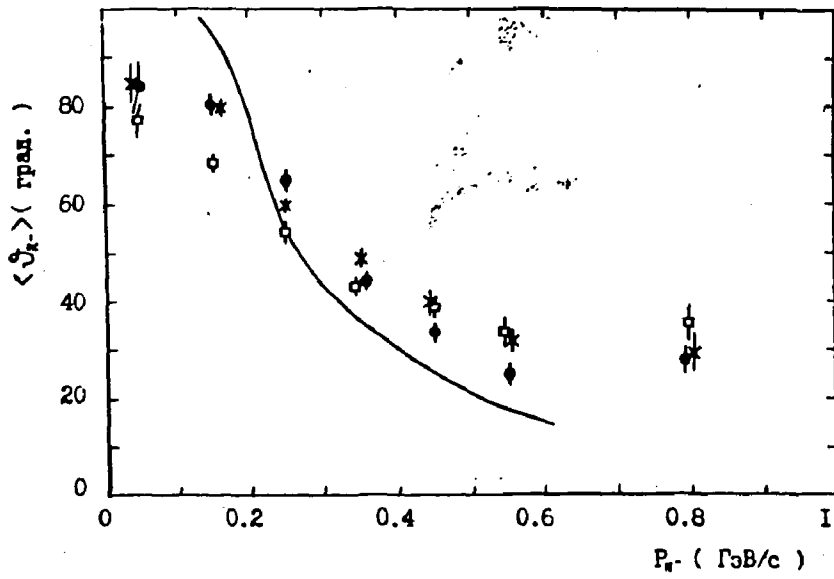


Рис. 7

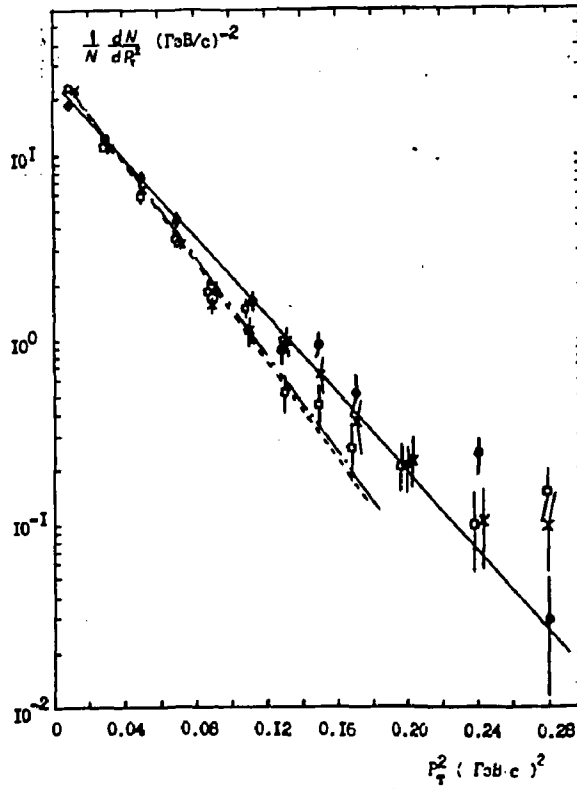


Рис. 8

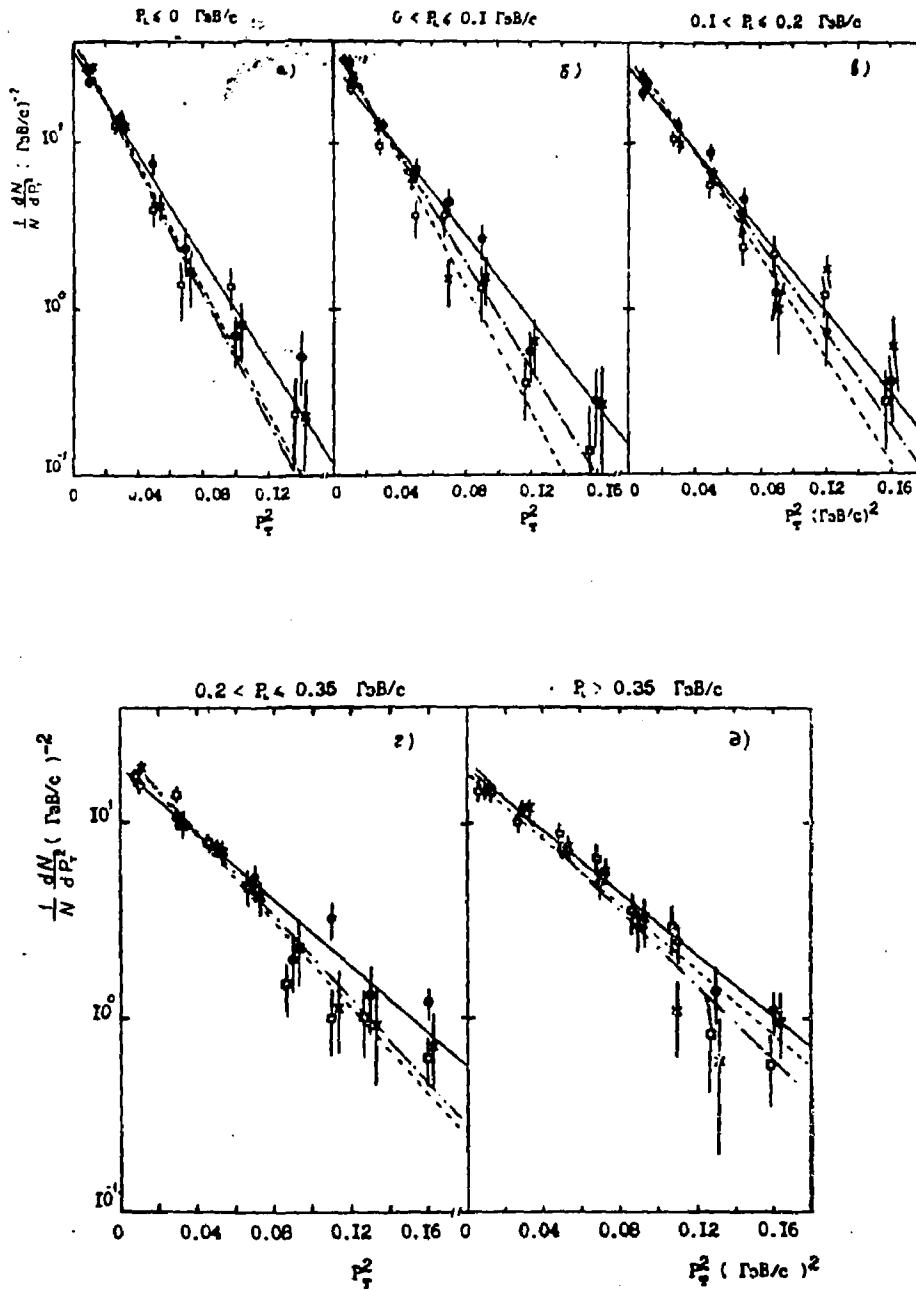
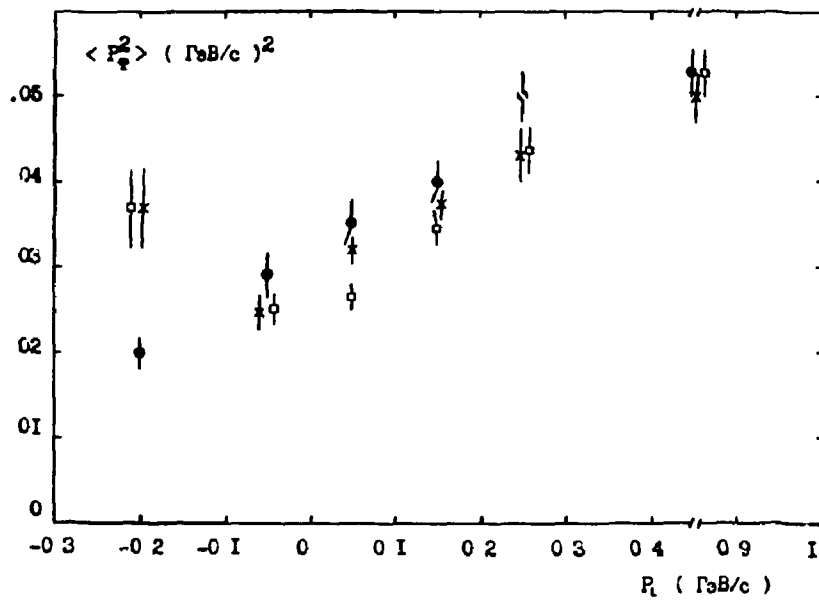


Рис. 9



ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

- Рис. 1 Импульсное распределение π^- -мезонов:
- - в dC -взаимодействиях [II];
 - - в dC мишень взаимодействиях;
 - × - в dBe мишень взаимодействиях.
- Рис. 2. Распределение по кинетической энергии π^- -мезонов (обозначения - рис. 1). Кривая - расчет для углеродной мишени.
- Рис. 3. Распределения по кинетической энергии π^- -мезонов в различных угловых интервалах (обозначения - рис. 1). Кривая - расчет для углеродной мишени.
- Рис. 4. Угловое распределение π^- -мезонов (обозначения - рис. 1). Кривая - расчет для углеродной мишени.
- Рис. 5. Распределение по косинусу угла вылета π^- -мезонов (обозначения - рис. 1).
- Рис. 6. Зависимость среднего импульса от угла вылета π^- -мезона (обозначения - рис. 1). Кривая - расчет для углеродной мишени.
- Рис. 7. Зависимость среднего угла вылета от импульса π^- -мезона (обозначения - рис. 1). Кривая - расчет для углеродной мишени.
- Рис. 8. Распределение по квадрату поперечного импульса P_T^2 π^- -мезонов (обозначения - рис. 1). Сплошная линия - результат аппроксимирования для dC -взаимодействий. Пунктирная и штрихпунктирная линии - результат аппроксимирования для взаимодействий с углеродной и бериллиевой мишенями, соответственно.

Рис. 9. Распределение по P_T^2 для разных интервалов по продольному импульсу P_L π^- -мезонов (обозначения - рис. 1).

Рис. 10. Зависимость среднего квадрата поперечного импульса $\langle P_T^2 \rangle$ от продольного импульса π^- -мезонов (обозначения - рис. 1).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- I. Герштейн С.С., Петров Ю.В., Пономарев Л.И. - УЖН, 1990, т. 160, с. 3.
2. Гулканян Г.Р., Какоян В.Г., Канецян А.Р. и др. Препринт ЕФИ-1150(27)-89, Ереван, 1989.
3. Гаспарян А.Л., Гулканян Г.Р., Корчагин С.А. Сообщение ОИЯИ, I-80-778, Дубна, 1980.
4. Bekmirzaev R.N., Chubarian M.Ya., Ermakov K.N. et al.- Muon Catalyzed Fusion 3(1988), p.537-544.
5. Jaros J., Wagner A., Anderson L. et al.- Phys.Rev.C, 1978, vol.18, p.2273.
6. Flaminio V., Morhead W., Morrison D.R. et al.- CERN-HERA, 84-01, 1984.
7. Venary O., Price R., Alexander G.-NCRL-2000 NI, 1970.
8. Петров Ю.В., Шабельский Ю.М. - ЯФ, 1979, т. 30, с. 129.
9. Петров Ю.В., Шабельский Ю.М. Препринт ЛИЯФ, № 699 1981.
10. Казарновский М.В., Латышева Л.Н., Петров Ю.В. и др. Препринт ИЯИ АН СССР П-0498, М., 1986.
11. Гулканян Г.Р., Какоян В.Г. Препринт ЕФИ-1333(29)-91, Ереван, 1991.
12. Вирясов Н.М., Григорян В.А., Гулканян Г.Р. и др. Сообщение ОИЯИ PI-98-511, Дубна, 1989.
13. Sheplakov A.P., Fadeev N.R., Gulkanyan H.R. et al.- Muon Catalyzed Fusion 4(1989), p.399-408.
14. Aguilar-Benitez M., Barnett R.M., Crowford R.L. et al.- Particle Properties, Data Booklet, April 1986, p.84.

5. Казарновский М.В., Латышев Л.Н., Петров Ю.В. и др.
Препринт ИЯИ АН СССР Ц-8534, М., 1987.
16. Petrov Yu. V., Sakhovskiy E.S. - Atomkernenergie-Kerntechnik,
1986, vol.46, p.26.

Рукопись поступила 25 июня 1991 г.

The address for requests:
Information Department
Yerevan Physics Institute
Alikhanian Brothers 2,
Yerevan, 375036
Armenia, USSR

Г.Р.ГУЛКАНЯН, В.Г.КАКОЯН, Г.А.ХУДАВЕРДЯН, Ю.М.ШАБЕЛЬСКИЙ
ИЗМЕРЕНИЕ ВЫХОДОВ, ИМПУЛЬСНЫХ И УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ
 π^- -МЕЗОНОВ ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ДЕЙТРОНОВ С УГЛЕРОДНОЙ И
БЕРИЛЛЕВОЙ ПРОТЯЖЕННЫМИ МИШЕНЯМИ ПРИ ЭНЕРГИИ 1 ГэВ НА НУКЛОН

Редактор Л.П.Мукалян
Технический редактор А.С.Абрамян

Подписано в печать II/XII-91г.

Формат 60x84/16

Офсетная печать. Уч.изд.л. 1,5

Тираж 299 экз. Ц. 22 к.

Зак.тип. № 174

Индекс 3649

Отпечатано 36, ул.Братьев Аликханян 2

ИНДЕКС 3649



ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ