

объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

3627/2-80

4/8-80
1-80-294

Ю.К.Акимов, И.И.Гайсак, Ф.Ф.Губер,
В.А.Краснов, А.Б.Курепин, С.И.Мерзляков,
К.О.Оганесян, Е.А.Пасюк, С.Ю.Пороховой,
А.И.Решетин

РОЖДЕНИЕ π^+ -МЕЗОНОВ
В СОУДАРЕНИЯХ ПРОТОНОВ
НИЗКОЙ ЭНЕРГИИ
С ЯДРАМИ УГЛЕРОДА И МЕДИ

Направлено в ЯФ

1980

ВВЕДЕНИЕ

Исследование процессов рождения пионов в соударениях нуклонов с ядрами является важным источником информации о механизме пион-ядерного взаимодействия и о структуре ядра. Область энергий падающих нуклонов ниже пороговой энергии рождения пионов в соударениях свободных нуклонов ~ 290 МэВ/ представляется особенно интересной, т.к. здесь рождение пиона целиком обусловлено ядерными эффектами. В этой области энергий мала роль поглощения и рассеяния пионов, образовавшихся внутри ядра и, следовательно, процесс рождения более чувствителен к деталям внутренней структуры ядра.

В настоящее время хорошо исследовано рождение пионов на ядрах при энергиях выше 400 МэВ. Большое количество экспериментальных данных по инклюзивному рождению заряженных и нейтральных пионов в соударениях протонов и нейтронов с ядрами при энергиях 600–700 МэВ было получено в 50–60 гг. на синхротроне ОИЯИ в Дубне^{1–4/}. Образование заряженных пионов обоих знаков протонами на многих ядрах было измерено при энергиях 400÷500 МэВ^{5/}, 580 МэВ^{6/}, 586 МэВ^{7/} и 730 МэВ^{8/}. Для указанного интервала энергий характерными являются энергетические распределения рожденных пионов с широким максимумом и с сечениями в максимуме спектров от нескольких десятков до сотен мкб/МэВ·ср. Экспериментальные данные качественно согласуются с простой полуклассической моделью, в которой в импульсном приближении рассматривается рождение пионов на отдельных нуклонах ядра при доминирующем вкладе изобарного механизма с учетом эффектов поглощения, рассеяния /в том числе с перезарядкой/ пионов в ядре^{9/}.

В последние годы началось интенсивное исследование когерентного рождения пионов на ядрах, т.е. рождения при фиксированных конечных состояниях остаточного ядра. Такие исследования были проведены для энергий протонов, меньших 200 МэВ в основном на ускорителях в Упсале^{10/} и в Сакле^{11/}. С вводом в строй мезонных фабрик появились работы по когерентному рождению при энергиях протонов 600÷700 МэВ^{12,13/}.

Вследствие большого передаваемого импульса сечение рождения должно быть чувствительно к свойствам ядра на малых расстояниях. Однако теоретическое описание до сих пор не позволяет надежно извлекать из экспериментальных данных величину фактора при больших импульсах. Экспериментальное изучение ко-

герентного рождения затруднено из-за малого сечения процесса, составляющего около 100 нБ/ср для π^+ -мезонов и существенно меньшего - для π^- -мезонов. В теоретических расчетах необходимо учитывать вклад многоступенчатых процессов. Ряд элементарных процессов, необходимых для понимания когерентного рождения, может быть изучен при исследовании инклюзивных спектров рождения. Следует также отметить, что в то время как в реакции когерентного рождения ядро остается в основном или слабо-возбужденном состоянии, инклюзивные спектры связаны главным образом с высокоэнергетическими возбуждениями.

В интервале энергий падающих протонов 200÷350 МэВ в настоящее время отсутствуют данные и по когерентному и по инклюзивному рождению пионов. Определенные преимущества при этих энергиях возникают из-за возможности введения достаточно обоснованных упрощающих предположений при теоретических расчетах^{14/}

В настоящей работе проведены измерения инклюзивных двойных дифференциальных сечений рождения π^+ -мезонов при соударениях протонов с энергией ~ 240 МэВ с ядрами углерода и меди под тремя углами 60°, 90° и 120°.

Под углом 90° измерена экспериментальная зависимость дифференциального сечения рождения пионов на ядре меди в интервале энергий от 240 до 500 МэВ. Интерес к исследованию функции возбуждения в этой области энергий обуславливается возможным проявлением особенностей, связанных с предполагаемым образованием изобары Δ_{33} в связанном состоянии в ядре при энергиях протонов около 300 МэВ, и дибарионного состояния, при энергии 370 МэВ, существование которого до сих пор остается проблематичным. Поскольку о ширине этих состояний сейчас трудно сделать уверенные предсказания, целесообразны измерения функции возбуждения в широком интервале энергий.

Измерения выхода пионов при энергии протонов около 250 МэВ преследовали также прикладные цели: определить возможные интенсивности низкоэнергетических пучков пионов и их спектральный состав при использовании для генерации пионов сильноточных ускорителей с более низкой энергией, чем работающие сейчас мезонные фабрики.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Измерения проводились на протонном пучке синхроциклотрона ОИЯИ. Для регистрации пионов были использованы сцинтилляционный время-пролетный спектрометр^{15/} и спектрометр полного поглощения пионов^{16/}, разработанные в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ совместно с ИЯИ АН СССР по программе "Пион". Характеристики этих детектирующих устройств позволяют

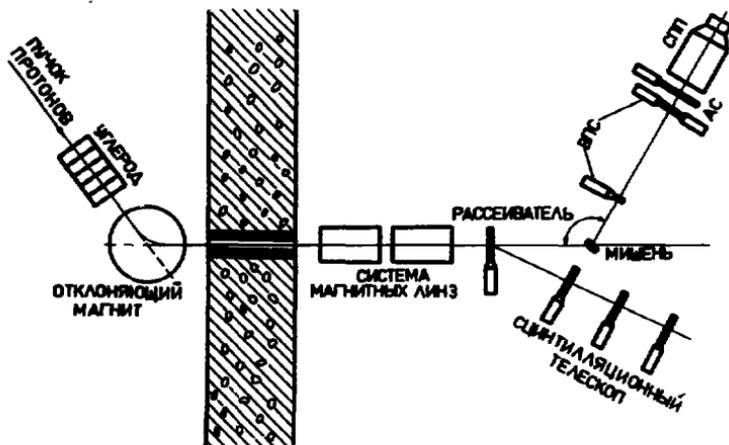


Рис.1. Блок-схема эксперимента.

регистрировать и спектрометрировать π^+ -мезоны с энергиями до 100 МэВ, т.е. в диапазоне, перекрывающем энергии генерируемых пионов.

Схема эксперимента представлена на рис.1. Выведенный пучок протонов синхроциклотрона с энергией 650 МэВ замедлялся с помощью углеродных фильтров, далее проходил через отклоняющий магнит, стальной коллиматор в четырехметровой бетонной стене, через фокусирующие линзы, и попадал на мишень.

Энергия падающих протонов устанавливалась с помощью подбора толщины углеродных фильтров. Среднее значение и разброс энергий протонов определялись путем измерения пробной кривой сцинтилляционным телескопом. Средняя энергия протонов в середине мишени была выбрана равной 240 МэВ. При этом полная ширина спектра на полувысоте составляла 12 МэВ.

Для измерения абсолютного числа падающих на мишень протонов использовался метод измерения рассеянного пучка^{1/8/} с помощью сцинтилляционного телескопа /рис.1/. Было показано экспериментально, что при заданных энергиях протонов, типе мишени и угле рассеяния коэффициент пересчета, связывающий число падающих и рассеянных протонов, не зависит от интенсивности прямого пучка.

Для определения коэффициента пересчета использовано три способа: метод мониторинга прямого пучка при пониженных интенсивностях, активационный анализ и метод измерения числа треков от осколков деления при взаимодействии пучковых протонов со свинцовой мишенью.

В первом методе одновременно измерялась интенсивность прямого и рассеянного пучка при пониженных интенсивностях, изменяющихся от 10^3 до 10^5 протонов в секунду. Прямой пучок измерялся двумя сцинтилляционными счетчиками. Первый счетчик являлся одновременно рассеивателем для бокового телескопа, а второй располагался вплотную к мишени и имел идентичные с ней размеры. Коэффициент пересчета определялся по отношению счетов пучкового и бокового телескопа с учетом фона случайных совпадений. Найденная экспериментальная зависимость числа протонов, попадающих на мишень, от числа рассеянных протонов близка к линейной. Измеренная зависимость аппроксимировалась прямой методом наименьших квадратов. По наклону этой прямой был определен коэффициент пересчета.

Во втором методе для активационного анализа была использована реакция $^{12}\text{C}(p, pn)^{11}\text{C} \rightarrow \beta^+$, сечение которой для протонов с энергией 240 МэВ известно с точностью около 5%. Активируемая мишень, представляющая собой пластмассовый сцинтиллятор, имела размер, одинаковый с мишенью, и располагалась на ее месте. Преимущество использования такой мишени заключается в том, что она является одновременно детектором распадных позитронов с геометрической эффективностью, близкой к 100%. Время облучения было выбрано 10 мин. Одновременно измерялось число рассеянных частиц боковым телескопом. После облучения мишени проводились измерения β - γ -совпадений. Позитроны регистрировались самой мишенью-сцинтиллятором, а для регистрации аннигиляционных γ -квантов использовался кристалл NaJ(Tl). По отношению счетов (β - γ)-совпадений и γ -счетчика определялась эффективность регистрации позитронов, оказавшаяся близкой к 90%.

Для третьего метода определения коэффициента пересчета в пучок протонов помещалась тонкая свинцовая мишень с лавсановой пленкой для детектирования осколков деления. После облучения пленка протравливалась и просматривалась под микроскопом. По числу треков от осколков деления, эффективность регистрации которых была близка к 100%, и по известному сечению деления ядер свинца под воздействием протонов определялась интенсивность протонного пучка.

Ошибки в определении коэффициента пересчета каждым из указанных способов оценивались в 10%. Для получения абсолютного числа протонов, попадающих на мишень в рабочих измерениях, значения коэффициента пересчета, полученные тремя способами, усреднялись.

Интенсивность протонного пучка на мишени в рабочих измерениях составляла около $3 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$. Измерения проводились для мишеней из меди и углерода площадью около $3 \times 3 \text{ см}^2$ и толщиной $1,73 \text{ г/см}^2$ и $1,64 \text{ г/см}^2$, соответственно.

Образованные в мишени пионы регистрировались системой из последовательно расположенных сцинтилляционных время-пролетного спектрометра /ВПС/ и спектрометра полного поглощения - π^+ -детектора /СПП/. Система детекторов была смонтирована на жесткой раме, вращающейся вокруг неподвижной мишени. Диапазон возможных углов измерений составлял 15° - 140° .

Размеры первого счетчика ВПС составляли $4 \times 4 \times 0,3$ см³, второго счетчика - $8 \times 8 \times 0,5$ см³. Базовое расстояние между время-пролетными счетчиками могло варьироваться. В описываемых измерениях оно было выбрано 100 см.

Счетчики просматривались фотоумножителями XP-1020: первый счетчик одним ФЭУ, второй - двумя ФЭУ для компенсации временного разброса, связанного с конечным временем прохождения света через сцинтиллятор. Разрешающее время ВПС составляло 500 пс.

В СПП использовался цилиндрический пластмассовый сцинтиллятор на основе полистирола. Диаметр детектора 180 мм, длина 250 мм. На такой длине укладываются пробеги пионов с энергиями до 100 МэВ и протонов с энергиями до 200 МэВ. Энергетическое разрешение СПП для пионов в исследуемом интервале энергий составляло $1,5 \div 2$ МэВ. Время интегрирования сигнала с СПП было выбрано равным 100 нс. При таком времени интегрирования 98% остановившихся в детекторе π^+ -мезонов распадаются с испусканием монохроматического мюона, который вносит постоянную добавку 4,1 МэВ в энерговыделение.

Перед СПП располагался антисовпадательный счетчик с отверстием диаметром 80 мм для исключения частиц, траектории которых могут выходить через боковую поверхность детектора.

Характеристики ВПС и СПП исследованы в калибровочных измерениях на пучках пионов и протонов. При разных значениях энергии пионов и протонов измерены световыходы и разрешающие способности ВПС и СПП.

Сигналы от всех детекторов поступали на блоки регистрирующей электроники и далее на ЭВМ HP-2116C. Информация о времени пролета частицы в ВПС и энерговыделении в СПП накапливалась в ЭВМ в виде двумерных распределений: "время пролета - энергия", и далее записывалась на магнитную ленту. Измеренные распределения изображались на экране дисплея для предварительной экспресс-обработки информации и выбора режимов работы спектрометрических трактов.

В качестве примера на рис.2 приведено сфотографированное с экрана дисплея двумерное распределение заряженных частиц, вылетающих под углом 60° из углеродной мишени. По оси абсцисс отложена энергия, по оси ординат - время пролета. Рисунок показывает, что установка хорошо разделяет протоны /верхняя полоса/, пионы /средняя полоса/ и электроны /нижняя полоса/.

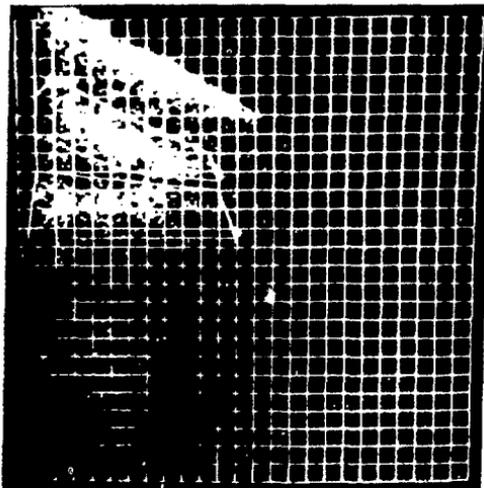


Рис.2. Пример двумерных распределений заряженных частиц, вылетающих под углом 60° из углеродной мишени /фотография с дисплея/.

Граница области двумерного распределения, соответствующая пионам, выбиралась из калибровочных зависимостей, полученных для ВПС и СПП с учетом их разрешающих способностей. С уменьшением угла детектирования для низкоэнергетической части спектра пионов эффек-

тивность разделения пионов от протонов ухудшается из-за увеличения относительного числа протонов, попадающих в пионную область за счет неупругого взаимодействия с детектором. Под углом 30° и менее число рассеянных протонов на несколько порядков превышает число генерированных пионов.

Проекция на оси времени и энергии областей двумерных распределений, соответствующих пионам, дают время-пролетные и энергетические спектры пионов. Из обеих проекций можно получить энергетическое распределение пионов, рожденных в мишени. Сравнение результатов восстановленных обоими способами распределений является дополнительным критерием корректности калибровки и всей методики в целом.

В качестве контрольных измерений и для проверки возможностей методики были проведены измерения выходов пионов и протонов под углом 120° из медной мишени при энергии падающих протонов 620 МэВ с абсолютной точностью около 15%. Полученное значение дифференциального сечения выхода протонов с энергией выше 70 МэВ $d\sigma/d\Omega = 3,7$ мб/ср близко к данным работы^{18/}, из которой для энергии протонов 640 МэВ под углом 140° можно оценить сечение $d\sigma/d\Omega = 4,8$ мб/ср. Измеренный выход π^+ -мезонов $d\sigma/d\Omega = 5$ мб/ср также достаточно хорошо согласуется со значением выхода π^- -мезонов под углом 123° $d\sigma/d\Omega = 6,3$ мб/ср для нейтронов с энергией 600 МэВ^{14/} в предположении зарядовой симметрии реакции и с учетом различия числа нейтронов и протонов в меди. Полученное значение более чем в два раза превышает дан-

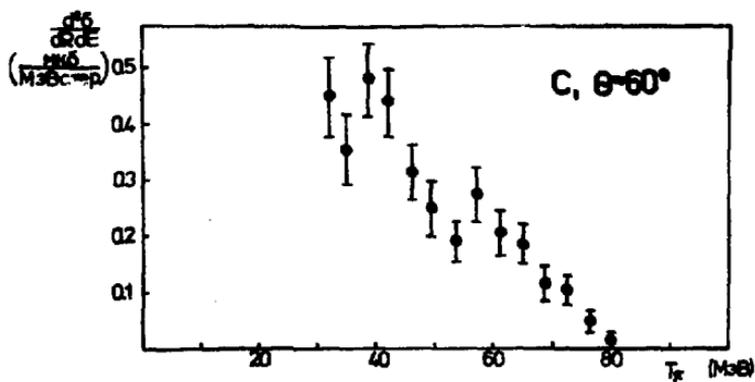


Рис. 3

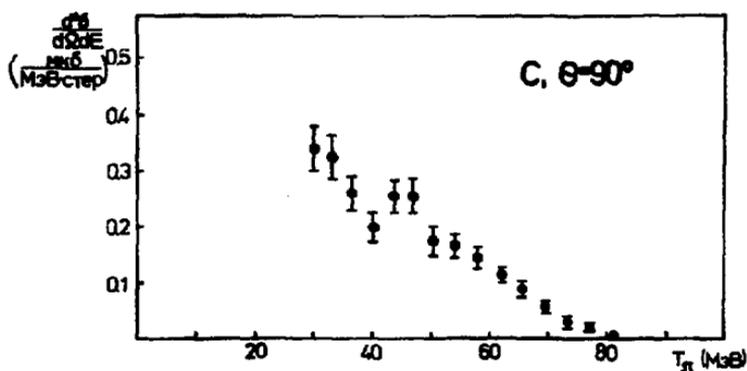


Рис. 4

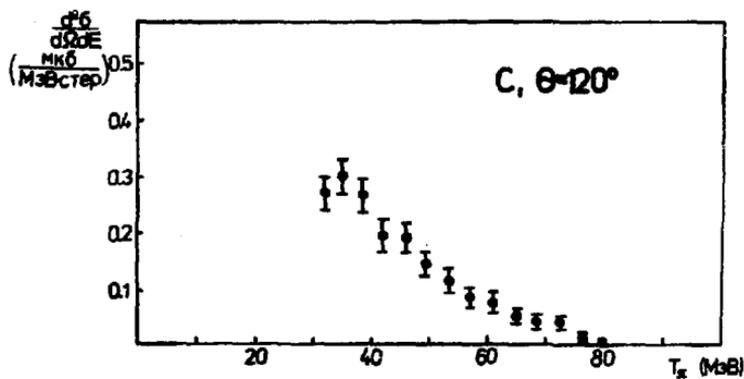


Рис. 5

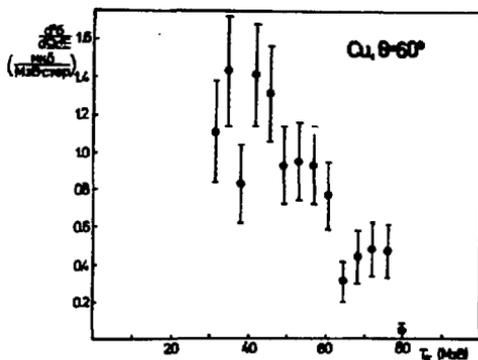


Рис. 6

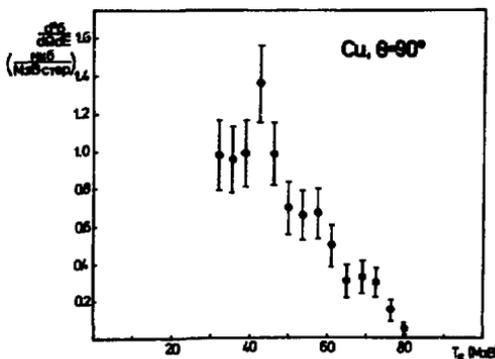


Рис. 7

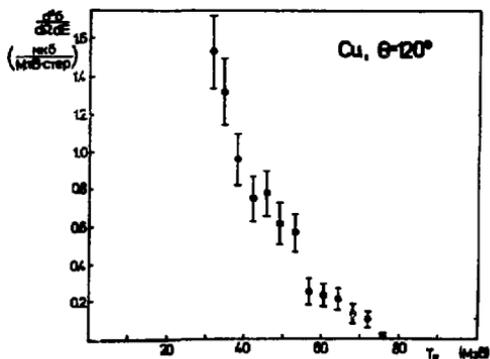


Рис. 8

ные работы^{6/} при энергии 580 МэВ, и согласуется с результатами последних измерений при энергии 585 МэВ^{7/}.

РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 3÷8 представлены двойные дифференциальные сечения рождения пионов протонами с энергией 240 МэВ на ядрах С и Сu под углами 60, 90 и 120°, восстановленные по экспериментальным спектрам в спектрометре полного поглощения пионов /СПП/. На рис. 9 и в табл. 1 представлена угловая зависимость /по трем углам измерений/ проинтегрированных по энергии дифференциальных сечений. На рис. 10 и в табл. 2 представлена энергетическая зависимость дифференциальных сечений рождения пионов под углом 90° на ядре меди, измеренная в интервале энергий 240÷500 МэВ.

В качестве нижней границы измеренных спектров была выбрана энергия 30 МэВ /рис. 3÷8/. Проинтегрированные по энергии дифференциальные сечения на рис. 9 и 10 также соответствуют области энергий пионов выше 30 МэВ. Выбор нижней границы был в основном связан с тем, что при энергиях, меньших 30 МэВ,

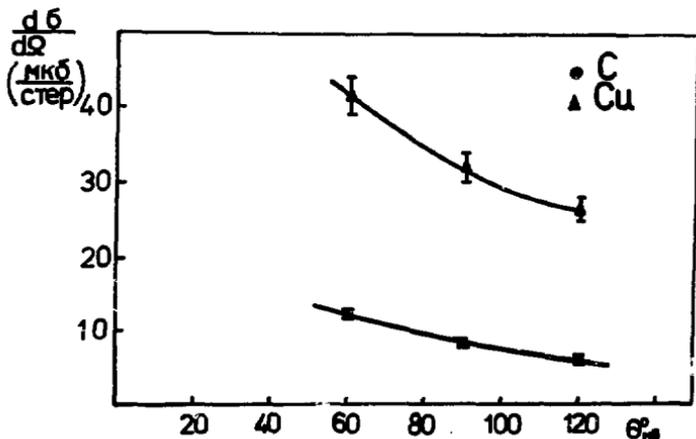


Рис.9. Угловые зависимости проинтегрированных по энергии дифференциальных сечений рождения пионов на ядрах меди и углерода. Кривые проведены по экспериментальным точкам.

спектры пионов искажены из-за разброса потерь энергии в мишени. При измерении энергетической зависимости /рис.10/ при энергиях протонов выше 400 МэВ часть спектров пионов со стороны больших энергий также искажалась из-за того, что пробеги пионов превышали размер СПП. Но на значения проинтегрированных по энергии дифференциальных сечений это обстоятельство не сказалось.

На рисунках приведены статистические ошибки измерений. При сопоставлении абсолютных значений сечений необходимо, как указывалось выше, учитывать дополнительно 10%-ную неточность, связанную с мониторингом пучка протонов.

Таблица 1

$T_p = 240 \text{ МэВ}$		$\frac{d\sigma}{d\Omega} \text{ (мкб/стер)}$	
$\theta_{\text{лаб}}$	Ядро	C	Cu
60°		12,0 \pm 0,6	41,6 \pm 2,6
90°		8,2 \pm 0,3	32,0 \pm 1,8
120°		6,2 \pm 0,3	26,6 \pm 1,4

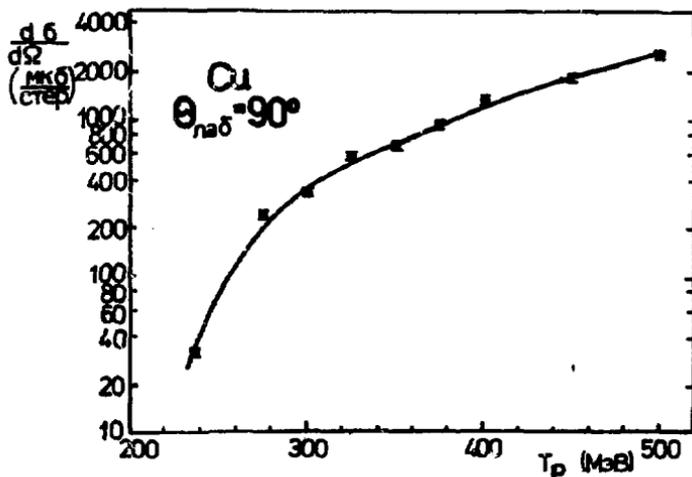


Рис. 10. Энергетическая зависимость дифференциальных сечений рождения пионов под углом 90° на ядре меди. Кривая проведена по экспериментальным точкам.

Таблица 2

T_p / МэВ/	$\frac{d\sigma}{d\Omega} \Big _{\theta=90^\circ}$ мкб/ср
237	$32,0 \pm 1,8$
275	234 ± 10
300	325 ± 11
325	576 ± 15
350	689 ± 21
375	914 ± 25
400	1283 ± 65
450	1808 ± 68
500	2505 ± 77

Результаты измерений поправлены на фон, который измерялся при отсутствии мишени. Он составлял ~3% эффекта от углерода и ~1% от меди. Фон связан с пионами, образованными в объеме воздуха, просматриваемом детектирующей системой.

ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

При восстановлении энергетических спектров пионов в мишени учитывались потери энергии в счетчиках, воздухе и в самой мишени, вводилась поправка на распад и многократное рассеяние. Учитыва-

лось также постоянное энерговыделение, вносимое мюном от распада пиона.

Ионизационные потери вычислялись по программе, описанной в работе /19/. Для вычисления поправок на многократное рассеяние, а также эффективного телесного угла использована программа /20/. При вычислении телесного угла было оценено влияние юстировки на величину светосилы. Ошибка, связанная с юстировкой, имела величину меньше 2%.

Проведена оценка влияния на форму энергетических спектров пионов и на величину дифференциальных сечений следующих физических процессов: 1/ неупругого взаимодействия пионов и протонов в СПП, 2/ последовательного $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ распада и 3/ генерации π^- -мезонов.

1/ В результате процесса неупругого взаимодействия пионов в скинтиллаторе СПП энергетические спектры пионов сдвигаются в сторону меньших энергий. Однако сечение неупругого взаимодействия для подавляющей части исследуемых спектров пионов не превышает нескольких процентов. Так, вклад неупругих процессов при энергии 20 МэВ /30 МэВ в мишени/ составляет 1%, при 50 МэВ ~3%, при 80 МэВ ~12%. Поэтому с приведенной точностью измерений спектров влияние этого фактора будет незначительным.

Неупругие взаимодействия протонов в СПП приводят к размытию протонной полосы на двухмерном распределении вдоль оси энергии в сторону меньших энергий. В результате этого в низкоэнергетичную часть пионной полосы могут попадать энергичные протоны, давшие малое энерговыделение из-за неупругих ядерных процессов. Загрузка детектора рассеянными протонами намного превышает /под углом 30° и меньше на несколько порядков/ загрузку пионами. Поэтому примесь протонов в пионной полосе может оказаться существенной. Вклад такого процесса был оценен методом Монте-Карло, с использованием литературных данных по $(p, p\pi)$ -реакциям на углероде, сечениям взаимодействия нейтронов и спектров протонов отдачи на ядрах детектора. Расчетные оценки оказались качественно согласующимися с экспериментальными двумерными распределениями. Для угла 30° наблюдается перекрытие пионной и протонной полосы для энергий пионов, меньших 35 МэВ. Для измерений под углами, начиная с 60° , результаты которых приводятся в настоящей работе, примесь протонов в области спектров пионов с энергиями выше 20 МэВ можно пренебречь.

2/ При выбранном времени интегрирования сигнала в СПП, равном 100 нс, в среднем в 3,5% случаев μ^+ -мезон от распада π^+ -мезона успевает, в свою очередь, распасться с испусканием позитрона с неопределенным энерговыделением. Расчеты показали, что в половине случаев такие события выходят из пионной области на двумерно-распределении. Поправка в ~2% из-за рассмотренного эффекта внесена в результаты измерений.

3/ В энергетических спектрах вклад π^- -мезонов приводит в основном к сдвигу спектров в сторону больших энергий из-за дополнительного энерговыделения при ядерном захвате остановившегося π^- -мезона. Приблизительную оценку примеси π^- -мезонов можно сделать, используя имеющиеся данные при других энергиях. Под углом 90° на ядре ^{12}C при энергии падающих протонов 185 МэВ в работе^{/10/} получено отношение выходов π^+ к π^- -мезонам - 45. При энергии протонов 350 МэВ это же отношение составляет $\sim 11^{/21/}$. Следовательно, можно ожидать, что примесь π^- -мезонов в приведенных в настоящей работе данных при энергии протонов 240 МэВ не превышает 4-5%. В выходах пионов при больших энергиях вклад π^- -мезонов растет. Так, при энергии 450 МэВ отношение выходов π^+ к π^- -мезонам на углероде под углом 90° составляет $7,2^{/22/}$. Поэтому энергетическая зависимость на рис. 10 отражает зависимость суммарного выхода π^+ и π^- -мезонов.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Полученные сечения рождения пионов на ядрах и инклюзивные спектры пионов низких энергий представляют собой первые экспериментальные данные при энергиях протонов ниже 350 МэВ. Теоретическое описание процесса рождения пионов на ядрах в этой области энергий существенно отличается от описания рождения пионов при энергиях 600÷700 МэВ, где большой вклад вносит образование изобары^{/9/}. Наблюдается качественное согласие с полученными результатами расчетов околорогового рождения пионов протонами при энергии 250 МэВ^{/13/}. Более детальное сравнение теоретических расчетов с экспериментальными данными позволит изучить вопрос о применимости используемого импульсного приближения и определить относительный вклад процессов рождения с образованием дейтрона и свободных нуклонов. Отметим, что одновременное описание процессов когерентного рождения с возбуждением изолированных состояний ядер в конечном состоянии^{/10-13/}, в том числе с использованием поляризованных протонов^{/22/}, возможно, позволит внести ясность в рассмотрение ряда проблем пион-ядерного взаимодействия.

Отсутствие заметных нерегулярностей в энергетической зависимости сечения, по-видимому, свидетельствует о малом вкладе процессов с образованием барионных состояний или с образованием изобарных конфигураций. Поэтому из-за малости возможных эффектов желательны провести измерение с большей точностью и в большем числе точек по энергии.

Обращает на себя внимание резкая зависимость дифференциальных сечений от энергии при энергиях протонов до 300 МэВ, ко-

тору следует учитывать при проектировании экономичных сильно-точных ускорителей для практического использования пионных пучков. Сравнение с данными о рождении π^+ -мезонов при энергии 585 МэВ ⁷⁷ показывает, что дифференциальное сечение при энергии 250 МэВ меньше примерно в 80 раз. Величина двойного дифференциального сечения при энергии пионов около 30÷40 МэВ составляет около 5% соответствующего сечения при энергиях протонов около 600 МэВ.

Авторы благодарят Ю.К.Гаврилова за помощь при проведении измерений и выражают признательность В.П.Джелепову и В.М.Лобашеву за внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ажгирей Л.С. и др. ЖЭТФ, 1958, 34, с.1357; Вовченко В.Г. и др. ЖЭТФ, 1960, 39, с.1557.
2. Мешковский А.Г. и др. ЖЭТФ, 1957, 32, с.602; Мешковский А.Г. и др. ЖЭТФ, 1958, 34, с.1426.
3. Прокошкин Ю.Д., Тяпкин А.А. ЖЭТФ, 1957, 33, с.313; Dupaitsev A.E., Prokoshkin Yu.D. Nucl.Phys., 1964, 56, p.300.
4. Оганесян К.О. ЖЭТФ, 1968, 54, с.1273.
5. Bruyan D. et al. Proc. Int. Conf. on Meson-Nuclear Phys. AIP, 1976, No.33, p.264.
6. James P.W. et al. TRIUMF Report VPN-75-1, 1975.
7. Crawford J.F. et al. SIN Newsletters, 1979, No.12, p.37.
8. Cochran D. et al. Phys.Rev., 1972, D6, p.3085.
9. Sternheim M., Silbar R. Phys.Rev., 1972, D6, p.3117.
10. Dahlgren S. et al. Nucl.Phys., 1974, A277, p.245.
11. Le Bornec Y. et al. Phys.Lett., 1974, 49B, p.434; Le Bornec Y. et al. Phys.Lett., 1976, 61B, p.47.
12. Couvert P. et al. Phys.Rev.Lett., 1978, 41B, p.530.
13. Höistad B. et al. AIP Conference Proceedings Meson-Nuclear Physics, Houston, 1979, p.189.
14. Ильинов А.С. и др. В кн.: Труды всесоюзного семинара по программе экспериментальных исследований на мезонной фабрике ИЯИ АН СССР. Изд-во ИЯИ АН СССР, М., 1979.
15. Акимов Ю.К. и др. ОИЯИ, 13-11717, Дубна, 1978; ОИЯИ, 13-11718, Дубна, 1978.
16. Akimov Yu.K. et al. JINR, E13-80-10, Dubna, 1980.
17. Grandall W.E. et al. Phys.Rev., 1956, 101, p.329.

18. Комаров В.И. и др. ОИЯИ, Е1-11513, Дубна, 1978.
19. McNaughton M.W. AERE-R7072, Harwell, 1972.
20. Brown K.L., Iselin Ch. CERN 74-2, Geneva, 1974.
21. Dudziak W.F. UCRL-2564, 1954.
22. Lillethun E. Phys.Rev., 1962, 125, p.665.
23. Auld E. et al. Phys.Rev.Lett., 1978, 41, p.462.

Рукопись поступила в издательский отдел
14 апреля 1980 года.