

С 346.48
К-143

909, 1966, т. 4, № 1, с. 139-
- 147.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-2482



АБСОЛЮТНО ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

Ю.М. Казаринов, Ю.Н. Симонов

ОБРАЗОВАНИЕ π -МЕЗОНОВ
В (π - p)-СТОЛКНОВЕНИЯХ
ПРИ ЭНЕРГИИ 600 МЭВ

1965

P-2462

Ю.М. Казаринов, Ю.Н. Сямонов

ОБРАЗОВАНИЕ π -МЕЗОНОВ
В (ν - ρ)-СТОЛКНОВЕНИЯХ
ПРИ ЭНЕРГИИ 600 МЭВ

Направлено в ЯФ



3838/3 нр.

Анализ взаимодействия нуклонов с нуклонами при энергиях, близких к 600 Мэв, невозможен без детального изучения неупругих столкновений. Известно, что при этих энергиях сечение неупругого взаимодействия достигает нескольких десятков процентов от полного сечения^{/1,2/}. Интенсивное мезообразование в этом случае, по-видимому, заметно влияет даже на характер упругого рассеяния^{/3-5/}. Поэтому неувлительно, что при восстановлении амплитуды упругого рассеяния нуклонов нуклонами результаты сильно зависят от предположений, сделанных относительно процессов мезообразования^{/6-10/}.

В связи с тем, что опубликованные сведения о процессах образования π -мезонов в $(p-p)$ -столкновениях при энергиях, близких к 600 Мэв, недостаточно полны, было проведено измерение углового распределения заряженных и полного сечения образования нейтральных π -мезонов в столкновении нейтронов с протонами при эффективной энергии нейтронов 600 ± 10 Мэв. Этой статьей авторы подводят итоги своих экспериментальных работ, выполненных в 1957-1963 гг. в Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований.

1. Эффективная энергия нейтронов

Нейтронный пучок, используемый в опытах, получался в результате бомбардировки бериллиевой мишени пучком протонов, ускоренных до энергии 670 Мэв в синхротроне ОИЯИ. Нейтроны в этом случае, как известно, имеют весьма широкий энергетический спектр (100-670 Мэв^{/5/}), и измеряемые сечения являются сечениями, усредненными по энергетическому спектру нейтронов. В связи с этим вопрос об определении средней эффективной энергии E_{eff} приобретает существенный интерес.

Для определения E_{eff} была найдена зависимость ее от характера функции возбуждения изучаемых реакций^{/2/}. Функция возбуждения бралась в виде

$$\sigma(p\pi \rightarrow \pi) = \eta_{Max}^n, \quad (1)$$

где η_{Max} — максимальное значение импульса π -мезона в системе центра инер-

при сталкивающихся нуклонов. Оказалось, что эффективная энергия для участка спектра нейтронов $450 \leq E_n \leq 670$ Мэв при показателях степени $n \geq 3$ в выражении (1) слабо зависит от n (рис. 1)^{x/}.

Таким образом, для всех величин, характеризующих процесс образования π -мезонов, которые растут с увеличением энергии нейтронов достаточно быстро (пропорционально η_{max} при $3 \leq n \leq 6$), средняя эффективная энергия с учетом ошибок в измерении спектра нейтронов может быть принята равной 600 ± 10 Мэв. При этом, естественно, в экспериментальные данные необходимо ввести поправку на наличие в спектре нейтронов частиц с энергией меньше 450 Мэв. Величина поправки при $n \geq 3$ не превышает нескольких процентов (см. таблицу 1).

Т а б л и ц а 1

	3	4	6
Поправка на нейтроны с $E_n < 450$ Мэв	0,065	0,036	0,012

2. Полное сечение образования π^0 -мезонов

Как известно^{/11-13/}, в предположении, что угловое распределение рождающихся частиц описывается выражением вида $a + b \cos^2 \theta$, полное сечение образования π^0 -мезонов можно определять по дифференциальному сечению выхода γ -квантов под "изотропическими" углами. В нашем случае "изотропическим" углам $\theta = 54^\circ, 45'$ и $125^\circ, 15'$ в системе центра инерции сталкивающихся нуклонов соответствуют углы наблюдения $\Phi = 33^\circ$ и 97° в лабораторной системе.

При указанных углах наблюдений измерялась разность выходов γ -квантов от распада π^0 -мезонов, регистрируемых от рассеивателей из полиэтилена (CH_2) и графита (С), поочередно помещаемых в пучок нейтронов. Сравнением выхода γ -квантов с потоком протонов отдачи от упругих ($n-p$) - столкновений, измеренным на угле $\Phi = 60^\circ$, полученные выходы γ -квантов нормировались на дифференциальное сечение упругого ($n-p$)-рассеяния, измеренное нами ранее^{/14/}.

Для регистрации γ -квантов был использован телескоп из пяти сцинтилляционных счетчиков (рис. 2). Четыре последних счетчика детектора включались на совпадение и регистрировали электроны от конверсии γ -квантов, вылетающие из конвертора, помещенного между первыми двумя счетчиками. Первый счетчик включался

^{x/} $E_n = 450$ Мэв - порог детектора, регистрирующего число протонов отдачи от упругих ($n-p$)-столкновений, на которое в опытах нормировался выход π -мезонов.

на антисовпадение с остальными и служил для исключения заряженных частиц, вылетающих из рассеивателя. Конвертором была свинцовая пластинка размером $3 \times 3 \times 0,5 \text{ см}^3$. Угловое разрешение детектора составляло 3° . Определение потока протонов отдачи для нормировки на сечение упругого ($n-p$)-рассеяния проводилось этим же телескопом с выключенным первым счетчиком и убраным конвертором. Энергетический порог телескопа определялся при этом медным фильтром, помещенным перед последним счетчиком, и соответствовал энергетическому порогу при измерениях сечения упругого $n-p$ -рассеяния ^{14/}, на которое нормировался выход γ -квантов.

Использование детектора из сцинтилляционных счетчиков заметно упростило измерение выхода γ -квантов в абсолютных единицах, низкий порог детектора, однако, приводил к тому, что при работе на угле 33° некоторая доля нейтронов, вылетающих из рассеивателей и испытавших обменное рассеяние в конверторе, могла регистрироваться. Оценка величины эффективности регистрации нейтронов была выполнена в предположении, что сечение обменного рассеяния на ядре свинца равно $\sigma_{np}(\Phi)Z$, где Z — число протонов в ядре свинца, $\sigma_{np}(\Phi)$ — сечение обменного ($n-p$)-рассеяния. Оценка показала, что в условиях опыта максимальная примесь нейтронов для угла $\Phi = 33^\circ$, по видимому, не превышает 5-7%. Соответствующая поправка в экспериментальные данные была внесена при этом с учетом того, что ошибка в определении примеси нейтронов составляет 50% от найденной величины. Данные о эффективности регистрации γ -квантов в зависимости от угла наблюдения $E(\Phi)$ были любезно предоставлены авторам Ю.Д. Прокошкиным, детально исследовавшим эти вопросы ранее.

В результаты измерений потока γ -квантов вносились поправки на эффективность регистрации γ -квантов и протонов отдачи и на примесь нейтронов, указанную выше.

Дифференциальные сечения образования γ -квантов после пересчета в систему центра инерции сталкивающихся нуклонов ($E_n = 595 \text{ МэВ}$) на углах $\theta = 55^\circ$ и 125° оказались равными соответственно $(0,86 \pm 0,08) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2/\text{стерад.}$ и $(0,72 \pm 0,10) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2/\text{стерад.}$ Отсюда следует, что величины полных сечений образования γ -квантов равны $(8,30 \pm 1,00) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$ и $(9,05 \pm 1,30) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$. В указанные ошибки включены ошибки определения выхода γ -квантов в относительных единицах, ошибка эффективности регистрации, ошибка определения примеси нейтронов и ошибка дифференциального сечения упругого ($n-p$)-рассеяния.

Полное сечение образования γ -квантов получено усреднением полных сечений, измеренных на обоих изотропических углах с учетом того, что ошибки эффективности регистрации и дифференциального сечения упругого ($n-p$)-рассеяния следует считать систематическими. Это дает величину $\sigma_\gamma = (8,5 \pm 1,0) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$, соответственно полное сечение образования π^0 -мезонов оказывается равным $\sigma(n\bar{p} - \pi^0) = (4,3 \pm 0,5) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$. Указанная ошибка не включает ошибки полного сечения упругого ($n-p$)-рассеяния

$\sigma_{\text{пр}}^{\text{ядр}}$, использованного для нормирования. Эта ошибка будет учтена позднее, после перенормировки сечений $\sigma(\text{пр} - \pi^0)$, $\sigma(\text{пр} - \pi^+)$ и $\sigma(\text{пр} - \pi^-)$ по полному сечению $(\text{п} - \text{р})$ - взаимодействия.

3. Угловое распределение заряженных мезонов

Если принять зарядовую симметрию ядерных сил, то угловые распределения положительных и отрицательных π -мезонов $\sigma_{\pi^+}(\theta)$ и $\sigma_{\pi^-}(\theta)$, образованных в $(\text{п} - \text{р})$ -столкновениях, отличаются, как известно, только знаками при нечетных степенях $\cos \theta$ и могут быть записаны в виде:

$$\sigma_{\pi^{\pm}}(\theta) = a \pm b \cos \theta + c \cos^2 \theta \pm \dots \quad (2)$$

Таким образом, суммарный выход π^+ и π^- -мезонов дает возможность определить коэффициенты при четных степенях $\cos \theta$, а разность $\sigma_{\pi^-}(\theta) - \sigma_{\pi^+}(\theta)$ - при нечетных.

В соответствии с этим измерение угловых распределений производилось в два этапа. Первоначально был измерен суммарный выход π^+ и π^- -мезонов на каждом из углов наблюдения Φ . При этом было найдено, что суммарное угловое распределение π^+ и π^- -мезонов $\sigma_{\pi^+}(\theta) + \sigma_{\pi^-}(\theta)$ не содержит членов более высоких, чем $\cos^2 \theta$. Затем с помощью магнитного поля на угле $\Phi = 20^\circ$ было проделано раздельное определение выхода π^+ и π^- -мезонов и найден коэффициент b .

Для измерения суммарного выхода заряженных π -мезонов из общего числа всех заряженных частиц, попадающих в детектор от $(\text{п} - \text{р})$ -столкновений, отбором по скоростям ($\Phi < 80^\circ$) или по пробегам ($\Phi \geq 80^\circ$) исключались протоны отдачи от упругих $(\text{п} - \text{р})$ -столкновений. Полученные при этом данные, после внесения поправок на эффективность регистрации π -мезонов, на примесь электронов и μ -мезонов, давали в относительных единицах выход заряженных π -мезонов под данным углом наблюдения.

В соответствии с указанными способами выделения π -мезонов в опытах на углах $\Phi \geq 80^\circ$ детектором служил телескоп из трех сцинтилляционных счетчиков, в измерениях на углах $\Phi < 80^\circ$ средний счетчик телескопа заменялся черенковским.

В процессе работы было выполнено три серии измерений. В качестве мишеней в первой серии опытов использовались диски из полиэтилена и графита, во второй - дьюар, наполненный жидким водородом. Условия опыта и геометрия детектора практически совпадали с описанными ранее в работе^{/2/}. Измерения были выполнены на углах $\Phi = 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 80^\circ, 90^\circ$ и 120° .

Следует отметить, что измерение выхода заряженных мезонов разностным методом ($\text{CH}_2 - \text{C}$) существенно затруднено. Отношение счета заряженных мезонов к полному счету от CH_2 в области исследованных углов Φ от 15° до 120° изменяется от 5% до 15%. Однако сравнительно низкая интенсивность нейтронного пучка в начале наших опытов не позволяла работать с жидководородной мишенью. Позднее в результате проведенных в Лаборатории мероприятий интенсивность пучка была повышена до 10^5 нейтрон/см²сек. Это позволило во второй серии измерений успешно воспользоваться мишенью с жидким водородом. Третья серия измерений была контрольной и будет описана ниже.

Для определения дифференциальных сечений в абсолютных единицах измеренный выход π^- -мезонов относился к выходу протонов отдачи на этом же угле для углов $\Phi \leq 60^\circ$ и к выходу протонов отдачи на угле 60° для углов $\Phi > 60^\circ$. Таким образом экспериментально определялась величина

$$\beta = f \frac{a_\pi N_\pi + a_\mu N_\mu + a_e N_e}{a_p N_p + a'_\pi N'_\pi}, \quad (3)$$

где a_π , a_e , a_μ , a_p - эффективности регистрации π^\pm -мезонов, μ -мезонов, электронов и протонов соответственно, f - формфактор мишени, учитывающий геометрию детектора в случае, когда измерения выходов π^- -мезонов на одних углах относятся к выходу протонов отдачи, измеренному на других углах, N_μ и N_e - примеси μ -мезонов и электронов в регистрируемом пучке π^- -мезонов, a'_π - эффективность регистрации π^- -мезонов в опытах по определению потока протонов отдачи от упругих ($\alpha - p$) -столкновений, N'_π - примесь π^- -мезонов при определении потока протонов отдачи.

По измеренному на данном угле значению β легко рассчитать истинное отношение $\frac{N_\pi}{N_p}$ на этом угле. При обработке результатов измерений предполагалось, что $\frac{a_\mu}{a_\pi} = 1$, $a_e = 1$. Примесь электронов N_e определялась по измеренному нами угловому распределению γ -квантов $\sigma_\gamma(\Phi)$ и рассчитанной вероятности конверсии γ -квантов. В первой серии измерений рассеиватели из CH_2 и C были выбраны равными по тормозной способности. Вследствие этого при расчете выхода электронов оказалось необходимым учитывать разницу в вероятностях конверсии γ -квантов при работе с каждым из рассеивателей. Кроме того, для угла 90° примесь электронов оценивалась экспериментально и составляет $(10 \pm 2)\%$ от числа π^- -мезонов, что совпадает, в пределах ошибок, с расчетной величиной. Поправка на μ^- -мезоны рассчитывалась по измеренному угловому распределению $\sigma_{\pi^\pm}(\theta)$ и спектрам π^- -мезонов, образованных в ($\alpha - p$) -столкновениях при энергии 590 Мэв /15,18/.

a_π и a_p определялись экспериментально на пучках π^- -мезонов и протонов соответствующих средних энергий. Поправки к a_π , на мягкую часть спектра π^- -

мезонов вносились на основании спектров, измеренных в работах^{15,16/}. По этим же спектрам и сечениям поглощения π -мезонов рассчитывалась величина a' . Следует заметить, что расчет формы спектра по данным^{15,16/} на электронной счетной машине показал, что данные этих работ при указанной точности измерений не вполне совместимы, что, возможно, указывает на наличие в этих работах систематических ошибок. Данные эксперимента приведены в таблицах 2 и 3 и, пересчитанные в систему центра инерции сталкивающихся нуклонов, представлены на рис. 3. Следует заметить, что три частицы в конечном состоянии изучаемой реакции несколько затрудняют пересчет в систему п.и. Однако, используя спектры π -мезонов^{15,16/}, можно убедиться, что в нашем случае, в пределах углового разрешения детектора (3° л.с.к.) между углами в системе центра инерции и углами вылета π -мезонов в л.б. системе существует удовлетворительное соответствие. При измерениях с водородной мишенью вводилась поправка к счету телескопа, обусловленная взаимодействием с пучком нейтронов водорода, не попадающего в рабочий объем мишени, просматриваемый телескопом. Эта поправка была определена экспериментально в отдельных опытах путем вытеснения водорода из рабочего объема мишени специальным устройством и составляла в наших условиях $(8 \pm 5)\%$ от счета π -мезонов на угле 80° в лабораторной системе координат^{x/}.

Рассчитанное по этим данным на электронной счетной машине угловое распределение описывается выражением

$$\sigma_{\pi^+}(\theta) + \sigma_{\pi^-}(\theta) = [(0,23 \pm 0,04) + (0,08 \pm 0,04) \cos^2 \theta] \times (1 \pm 0,08) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2 / \text{стерад.} \quad (4)$$

или в более удобном для сравнения с другими данными виде :

$$\sigma_{\pi^+}(\theta) + \sigma_{\pi^-}(\theta) \sim 1/3 + (0,11 + 0,06) \cos^2 \theta .$$

Систематическая ошибка 8% складывается из ошибки нормировки на дифференциальное сечение упругого (π - p)-рассеяния (6%) и ошибки в определении поправок на порог детектора и коэффициентов пересчета в систему центра инерции по спектрам заряженных π -мезонов, измеренных в работах^{15,16/}. Ошибка полного сечения упругого (π - p)-рассеяния в указанные ошибки не включена и, как уже указывалось, будет учтена позднее.

Для определения коэффициента при $\cos^2 \theta$ в угловом распределении $\sigma_{\pi^+}(\theta)$ и $\sigma_{\pi^-}(\theta)$ было измерено отношение выходов π -мезонов обоих знаков на

^{x/} Вопрос об этой поправке был поднят П.Ф. Ермоловым и К.О. Оганесяном. Однако измерения показывают, что она, по-видимому, невелика.

угле $\Phi = 20^\circ$. Разделение π^+ и π^- проводилось с помощью магнитного поля. Найденное отношение $\frac{N_{\pi^+}}{N_{\pi^-}} = 0,97 \pm 0,08$ дает для коэффициента b величину $b = 0,004 \pm 0,013$, и угловое распределение имеет вид

$$\sigma_{\pi^\pm}(\theta) = [(0,115 \pm 0,005) \mp (0,004 \pm 0,013) \cos \theta + (0,04 \pm 0,02) \cos^2 \theta] \times (1,00 \pm 0,08) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2/\text{стерад.} \quad (5)$$

Интегрирование измеренного углового распределения в предположении зарядовой симметрии ядерных сил дает для полного сечения образования заряженных π -мезонов в $(p-p)$ -столкновениях при энергии 600 ± 10 Мэв величину

$$\sigma(p-p^+) = \sigma(p-p^-) = (1,61 \pm 0,17) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2.$$

Полные сечения исследуемых реакций могут быть также определены по выходу π -мезонов под "изотропическими" углами^{/17/}. В нашем случае^{/2/} им соответствуют углы $\Phi = 30^\circ$ и 90° (л.с.). При этом величины полных сечений реакций измеряются независимо и оказываются равными $(1,65 \pm 0,19) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$ и $(1,60 \pm 0,19) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$ соответственно.

Указанные величины и величина полного сечения, полученного интегрированием углового распределения, близки друг к другу, что, вероятно, указывает на допустимость предположений, сделанных при обработке экспериментальных данных.

Усреднением полученных результатов найдено значение полного сечения образования заряженных π -мезонов в $(p-p)$ -столкновениях, равное

$$\sigma(p-p^+) = \sigma(p-p^-) = (1,61 \pm 0,10) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2.$$

4. Р е з у л ь т а т ы

Все приведенные выше значения сечений даны без учета ошибки (12%) полного сечения упругого $(p-p)$ -рассеяния, на которое нормированы дифференциальные сечения упругого $(p-p)$ -рассеяния. Ошибку нормировки можно уменьшить до 6%, если пронормировать $\sigma_{\text{упр}}^{\text{tot}}$, $\sigma(p-p^\pm)$, $\sigma(p-p^0)$ прямо на полное сечение $(p-p)$ взаимодействия $\sigma_{\text{пр}}^{\text{tot}} = (36 \pm 2) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2 / 18$. Взяв полное сечение упругого $(p-p)$ -взаимодействия при энергии 586 Мэв $\sigma_{\text{пр}}^{\text{упр}} = 26 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2 / 14$, получим при измеренных значениях $\sigma(p-p^0)$ и $\sigma(p-p^\pm)$ для нормировочного коэффициента величину $(1,073 \pm 0,060)$. При этом полные сечения реакций равны

$$\sigma(p-p^+) = \sigma(p-p^-) = (1,73 \pm 0,19) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2,$$

$$\sigma(p-p^0) = (4,6 \pm 0,6) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2.$$

5. Контрольная серия измерений

Величина полного сечения образования заряженных π -мезонов в $(p-p)$ -столкновениях хорошо согласуется с цифрой, опубликованной авторами ранее^{/2/}, но несколько отлична от результатов работы^{/15/} $\sigma(p-p^+) = \sigma(p-p^-) = (1,2 \pm 0,2) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$. В связи с этим была проведена третья контрольная серия измерений. Измерения проводились на угле наблюдения $\Phi = 90^\circ$, соответствующем "изотропическому" углу $\theta = 125^\circ$ в системе центра инерции. Постановка работы была полностью аналогична описанной выше. В качестве мишени использовался дьюар, наполненный жидким водородом. В процессе измерений строго контролировался режим работы измерительной аппаратуры. При обработке результатов тщательно определялись вводимые поправки и исследовались возможные источники систематических погрешностей.

В результате была получена величина полного сечения образования заряженных π -мезонов в $(p-p)$ -столкновениях

$$\sigma(p-p^+) = \sigma(p-p^-) = (1,6 \pm 0,2) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2.$$

В пределах указанных ошибок этот результат вполне удовлетворительно совпадает с величинами, полученными нами в первых двух сериях измерений.

8. Обсуждение результатов

С учетом результатов контрольной серии полное сечение образования заряженных π -мезонов в $(p-p)$ -столкновениях

$$\sigma(p-p^+) = \sigma(p-p^-) = (1,68 \pm 0,17) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$$

Найденное значение $\sigma(p-p^0) = (4,6 \pm 0,6) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$ хорошо согласуется с величиной $\sigma(p-p^0) = (4,65 \pm 0,30) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$, полученной в работах^{/19-21/} при бомбардировке дейтронов протонами различных энергий. Полное сечение образования заряженных π -мезонов в $(p-p)$ -столкновениях находится в хорошем согласии с результатами, опубликованными нами ранее^{/2/}, и данными, полученными в предположении о справедливости гипотезы изотопической инвариантности ядерного взаимодействия из результатов измерений сечений образования нейтральных и заряженных π -мезонов в $(p-p)$ -столкновениях^{/20/}. В пределах экспериментальных ошибок они согласуются также с результатами работы^{/15/} с учетом того, что данные работы^{/15/} необходимо перенормировать на полное сечение $(p-p)$ -взаимодействия. Угловые распределения заряженных π -мезонов, измеренные нами также вполне удовлетворительно, совпадают с результатом $1/3 + (0,18 \pm 0,06) \cos^2 \theta$, полученным в работе^{/15/} при измерениях на спектрометре.

Полное сечение неупругого ($n-p$) -взаимодействия

$$\sigma(\text{np} \rightarrow \pi^+, \pi^-, \pi^0) = (8,0 \pm 0,6) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2.$$

Таким образом, вклад процессов неупругих столкновений в полное сечение взаимодействия нейтронов с протонами при энергии нейтронов 600 Мэв составляет $(22 \pm 2)\%$.

Сечение образования заряженных π -мезонов с ростом энергии от 409 до 600 Мэв возрастает от $(0,20 \pm 0,02) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2 / 22,24/$ до $(3,3 \pm 0,3) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$. Функция возбуждения реакции при этом имеет вид

$$\sigma(\text{np} - \pi) \sim \eta \frac{4,9 \pm 0,5}{\text{Max}} \quad (6)$$

Полученные данные не противоречат гипотезе зарядовой независимости ядерных сил. Так, например, известное соотношение для полных сечений

$$\frac{\sigma(\text{pp} \rightarrow \pi^+) + \sigma(\text{np} \rightarrow \pi^+) + \sigma(\text{np} \rightarrow \pi^-)}{2\sigma(\text{pp} \rightarrow \pi^0) + 2\sigma(\text{np} \rightarrow \pi^0)} = 1 \quad (7)$$

$$\text{при } \sigma(\text{pp} - \pi^+) = (9,0 \pm 0,4) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2 / 19/$$

$$\sigma(\text{pp} - \pi^0) = (1,85 \pm 0,12) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2 / 18/$$

выполняется вполне удовлетворительно. Величина этого отношения равна $(0,95 \pm 0,10)$.

Полученные значения $\sigma(\text{np} - \pi^+)$ дают возможность определить парциальное сечение σ_{01}

$$\sigma_{01} = 2\sigma(\text{np} - \pi^+) - \sigma(\text{pp} - \pi^0) = (1,5 \pm 0,3) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2,$$

зависимость σ_{01} в интервале от 409 до 600 Мэв при этом имеет вид

$$\sigma_{01} \sim \eta \frac{4,4 \pm 0,8}{\text{max}} \quad (8)$$

Сечения образования π -мезонов при столкновениях нуклонов в состояниях с полным изотопическим спином $T=0$ и $T=1$ оказываются равными: $\sigma' = \sigma(\text{pp} - \pi^+) + \sigma(\text{pp} - \pi^0) = (10,85 \pm 0,42) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$, $\sigma^0 = 3\sigma_{01} = (4,4 \pm 1,0) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$, или иначе $\sigma^0 = 2\sigma(\text{np} - \pi^+, \pi^-, \pi^0) \sigma' = (5,0 \pm 1,3) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$.

Таким образом, образование π -мезонов при столкновении двух нуклонов в состояниях с $T=0$ при $E_n = 600$ Мэв происходит достаточно интенсивно. Сечение σ^0 всего примерно в два раза меньше σ' , несмотря на то, что при энергии

$E_{\pi} = 600$ Мэв система π -мезон-нуклон может находиться в состояниях с $T = 3/2$, близких к резонансному. Этот результат, по-видимому, следует принимать во внимание при построении каких-либо моделей, описывающих образование π -мезонов в нуклон-нуклонных столкновениях. Следует заметить, что столь высокий вклад в сечение образования π -мезонов от нерезонансных состояний π -нуклон-системы не является неожиданным, если вспомнить, что по данным работы ^{/26/}, этот вклад для случая pp -столкновений при энергии 650 Мэв достигает нескольких десятков процентов ^{/26/}.

Полученное нами угловое распределение заряженных π -мезонов и угловое распределение нейтральных π -мезонов, образующихся в $(p-p)$ -соударениях ^{/21/}, позволяет определить ^{/26/} угловое распределение заряженных π -мезонов, образующихся при столкновениях нуклонов в состояниях с изотопическим спином $T = 0$. Оказалось, что

$$[\sigma_{\pi^+}(\theta) + \sigma_{\pi^-}(\theta)]_{T=0} = 1/3 + (0,22 + 0,12)\cos^2 \theta \quad (10)$$

Полученный результат изменяет вывод о существенной анизотропии этого углового распределения ^{/19/}, сделанный на основании данных работы ^{/15/} о полном сечении образования и угловых распределениях заряженных π -мезонов, образующихся в $(p-p)$ -столкновениях.

В заключение авторы считают своим приятным долгом поблагодарить профессора В.П. Желепова за постоянный интерес к проблеме и многочисленные обсуждения, Ю.Д. Прокошкина за предоставление данных об эффективности детектора гамма-квантов, Н.С. Амаглобели и В.С. Киселева за помощь и за обсуждение ряда вопросов; К.О. Оганесяна за многочисленные дискуссии о возможных источниках погрешностей измерений и предоставление мишени для измерения фона от дополнительного водорода и коллектив отдела синхроциклотрона за бесперебойную и четкую работу ускорителя в процессе проведения измерений.

Л и т е р а т у р а

1. Н.П. Богачев. ДАН СССР Р, 108, 806, 1956.
2. Ю.М. Казаринов, Ю.Н. Симонов. ЖЭТФ, 35, 78, 1958.
3. Л.Б. Окунь, И.Я. Померанчук. ЖЭТФ, 30, 424, 1956.
4. Н.С. Амаглобели, Ю.М. Казаринов. ЖЭТФ, 34, 53, 1958.
5. В.С. Киселев, В.Б. Флягин, Р.Х. Позе. ЖЭТФ, 35, 812, 1958.
6. Р.Я. Зулькарнеев, И.Н. Силин. ЖЭТФ, 45, 664, 1963.
7. И. Быстрицкий, Р. Зулькарнеев. ЖЭТФ, 45, 1169, 1963.
8. Л.С. Ажгирей, Н.П. Клепиков, Ю.П. Кумекия, М.Г. Мешеряков, С.Б. Нурушев, Г.Д. Столетов. ЖЭТФ, 45, 1174, 1963.

9. Ю.М. Казаринов, В.С. Киселев, И.Н. Силян. Преприят ОИЯИ, Р-1221, Дубна, 1963.
10. Ю.М. Казаринов, В.С. Киселев. ЖЭТФ, 46, 797, 1964.
11. А.А. Тяпкии, Диссертация ОИЯИ, Дубна, 1960.
12. А.А. Тяпкии. ЖЭТФ, 30, 1150, 1956.
13. Ю.Д. Прокошкин. ЖЭТФ, 31, 732, 1956.
14. Ю.М. Казаринов, Ю.Н. Симонов. ЖЭТФ, 31, 169, 1956.
15. V.P.Dzhelepor, V.S.Kiselev, K.O.Oganesyan, V.Flyagin Proc. 1960 Ann. Conf. on High Energy Phys. Rochester, 46, 1960.
16. К.О. Оганесян, В.А. Ямба. ЖЭТФ, 45, 1835, 1963.
17. A.Rosenfeld. Phys. Rev., 96, 146, 1954.
18. В.П. Джелелов, В.И. Сатаров, Б.М. Головин. ЖЭТФ, 29, 369, 1955.
19. Ю.Д. Прокошкин. Преприят ОИЯИ, Д-569, Дубна 1960.
20. А.Ф. Дунайцев, Ю.Д. Прокошкин. ЖЭТФ, 38, 747, 1960.
21. А.Ф. Дунайцев, Ю.Д. Прокошкин. ЖЭТФ, 36, 1656, 1958.
22. G.V.Yodh, Phys. Rev., 98, 1830, 1955.
23. S.Mandelstam. Proc. Roy. Soc., A-244, 491, 1958.
24. R.Handler. EFNS 64-44. Report 385, Chicago, 1964.
25. В.М. Гужавин, Г.К. Клигер, В.З. Колганов, А.В. Лебедев, К.С. Мариш, Ю.Д. Прокошкин, В.Т. Смолянкин, А.П. Соколов, Л.М. Сороко, Цуй Ва Чуан. ЖЭТФ, 46, 1245, 1964.
26. L.Van Hove, R.Marshak, A.Pais. Phys.Rev., 88, 1211, 1952.

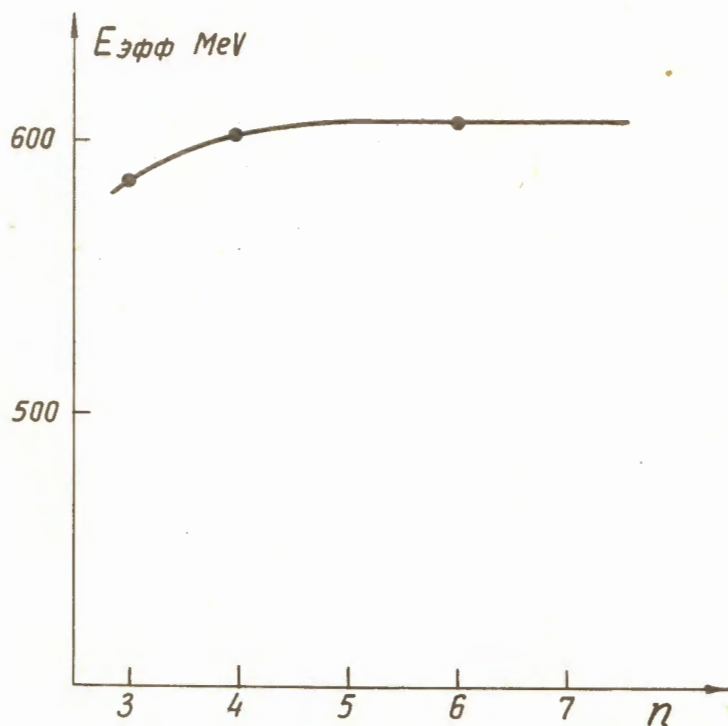
Рукопись поступила в издательский отдел
24 ноября 1965 г.

Т а б л и ц а 2
Серия измерений с мишенями CH_2 и С

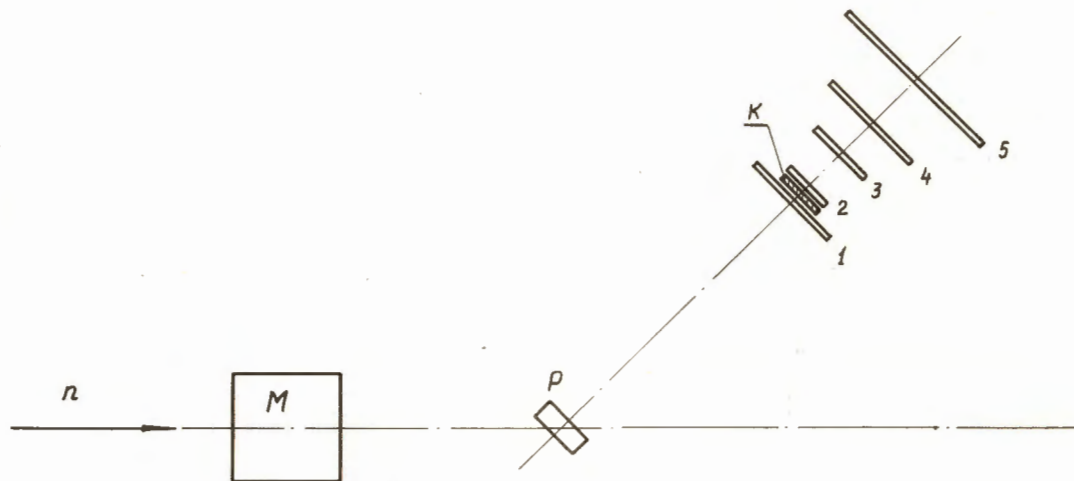
Φ (п.ск)	15°	30°	45°	80°	90°	120°
\mathcal{V} (с.ц.и)	28°	55°	77°	118°	129°	150°
$\beta\%$	2,14 ± 0,50	20,0 ± 1,1	10,5 ± 1,3	4,27 ± 1,29	3,10 ± 0,40	1,47 ± 0,17
Поправка на примесь μ -мезонов и π - μ -распад	1,02	1,02	1,02	1,03	1,03	1,045
f	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
α_{π}	0,035	0,457	0,475	0,917	0,805	0,658
α'_{π}	~ 0	0,116	0,322	0,720	0,720	0,720
α_p	0,202	0,536	0,670	0,931	0,931	0,931
$\frac{N_{\pi}}{N_p}$	$\frac{N_{\pi}'}{N_p} = \frac{N_{\pi}}{N_p}$	$\frac{N_{\pi}'}{N_p} = \frac{N_{\pi}}{N_p}$	$\frac{N_{\pi}'}{N_p} = \frac{N_{\pi}}{N_p}$	0,0903	0,0903	0,0903
$\alpha_e \frac{N_e}{N_p}$	~ 0	0,0017	0,0006	- 0,0024	- 0,0022	- 0,0017
$\frac{N_{\pi}}{N_p} \%$	12,6 ± 2,9	25,7 ± 2,1	16,3 ± 3,3	5,05 ± 1,57	4,22 ± 0,56	2,60 ± 0,45
$\frac{\alpha \beta}{\alpha \omega} (\Phi) 10^{-27} \frac{\text{см}^2}{\text{стер}}$ Без поправки на $E_n < 450$ мев	1,270	0,740	0,490	0,202	0,169	0,104
$\frac{\alpha \beta}{\alpha \omega} (\mathcal{V}) 10^{-27} \frac{\text{см}^2}{\text{стер}}$ Без перенормировки на $\beta_{\text{лот}}(p)$	0,320 ± ± 0,078	0,265 ± ± 0,028	0,236 ± ± 0,050	0,245 ± ± 0,069	0,263 ± ± 0,039	0,310 ± ± 0,057

Т а б л и ц а 3
Серия измерений с жидководородной мишенью

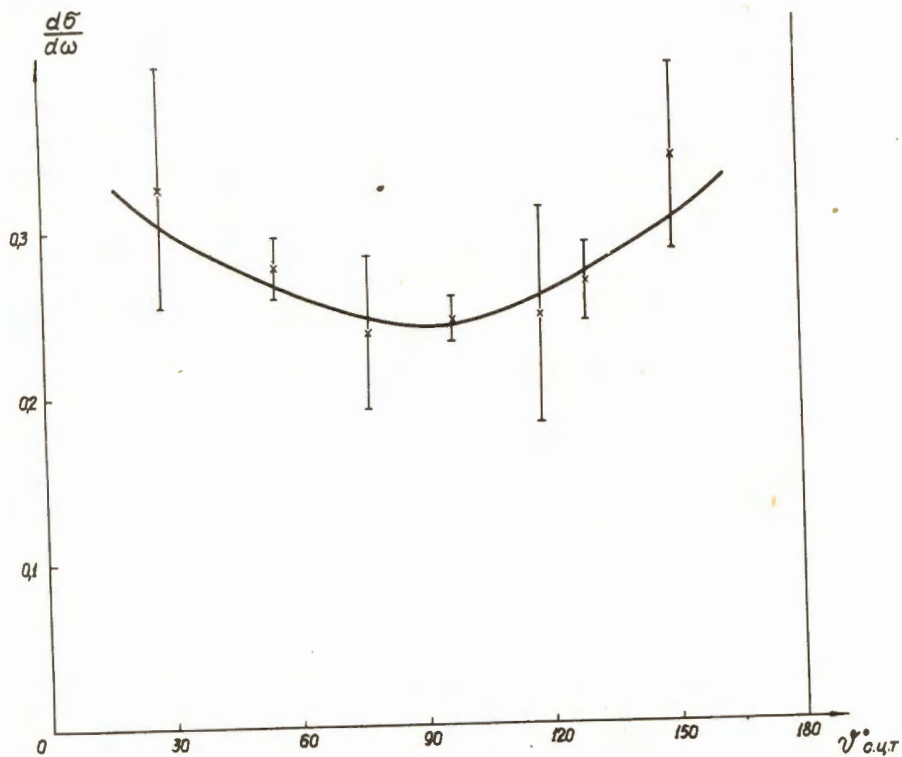
Φ (п.с.к.)	30°	60°	90°	120°
\mathcal{V} (с.ц.и.)	55°	97°	129°	150°
β %	25,2 ± 1,6	3,90 ± 0,10	2,92 ± 0,07	1,95 ± 0,10
Поправка на примесь μ -мезонов и $\pi \rightarrow \mu$ -распад.	1,02	1,02	1,03	1,045
f	1,00	1,00	1,175	1,00
$d\pi$	0,502	0,418	0,785	0,613
$d\pi'$	0,122	0,777	0,777	0,777
$d\rho$	0,565	0,933	0,933	0,933
$\frac{N_{\pi}}{N_{\rho}}$	$\frac{N_{\pi}'}{N_{\rho}} = \frac{N_{\pi}}{N_{\rho}}$	$\frac{N_{\pi}'}{N_{\rho}} = \frac{N_{\pi}}{N_{\rho}}$	0,0903	0,0903
$d_e \frac{N_e}{N_{\rho}}$	0,0186	0,0056	0,0040	0,0032
$\frac{N_{\pi}}{N_{\rho}}$ %	27,2 ± 3,2	9,03 ± 0,64	4,02 ± 0,26	2,84 ± 0,54
$\frac{d\delta}{d\omega} (\Phi) 10^{-27} \frac{\text{см}^2}{\text{степ.}}$ Без поправки на $E_{\pi} < 450 \text{ мев}$	0,815	0,251	0,161	0,113
$\frac{d\delta}{d\omega} (\mathcal{V}) 10^{-27} \frac{\text{см}^2}{\text{степ.}}$ Без перенормировки на $\theta_{\text{ст}} (\text{п.р.})$	0,292 ± ± 0,035	0,243 ± ± 0,023	0,248 ± ± 0,024	0,330 ± ± 0,070



Р и с. 1. Зависимость эффективной энергии нейтронов от показателя степени максимального импульса π -мезона в выражении (1).



Р и с. 2. Схема опыта по измерению выходов γ -квантов.
 n - нейтронный пучок, М -монитор (ионизационная камера),
 1-сцинтилляционный счетчик, включенный на антисовпадение, 2,3,4,5 -
 сцинтилляционные счетчики, включенные на совпадение . К -конвертер,
 P -рассеиватель.



Р и с. 3. Угловое распределение полного выхода заряженных π -мезонов в реакциях $p + p \rightarrow \pi^+ + \dots$ в системе центра инерции.