

П-80

569



Ю.Д. Прокошкин

Д-569

СОХРАНЕНИЕ ИЗОТОПИЧЕСКОГО СПИНА
И ОБРАЗОВАНИЕ П-МЕЗОНОВ

(О б з о р)

Дубна 1960 год

Ю.Д. Прокошкин

СОХРАНЕНИЕ ИЗОТОПИЧЕСКОГО СПИНА
И ОБРАЗОВАНИЕ П-МЕЗОНОВ^{х)}

(О б з о р)

699/6 мр

^{х)} Доклад на У111 сессии Ученого Совета Объединенного института ядерных исследований 25 мая 1960 года.

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

1.

Целью настоящего доклада является краткое изложение результатов некоторых работ, выполненных в последнее время на ускорителе Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований. Эти работы принадлежат к различным областям ядерной физики, но все они в той или иной мере затрагивают отдельные стороны одной из интереснейших современных проблем-гипотезы сохранения изотопического спина (изотопической инвариантности). Суть гипотезы сводится, как известно, к предположению о том, что мир построен из значительно меньшего числа частиц, чем в действительности наблюдается, что такие, например, внешне не похожие частицы, как протон и нейтрон, являются лишь двумя различными состояниями одной и той же частицы-нуклона. Чтобы отразить это обстоятельство, вводят изотопический спин T , квантово-механическую величину, характеризующую основную частицу (например, нуклон). Разновидности же этой частицы (в нашем примере - протон и нейтрон) описывают, как различные проекции изотопического спина. Однако содержание гипотезы, по-видимому, этим не исчерпывается. Рассмотрим, к примеру, систему, состоящую из двух нуклонов. Изотопический спин такой системы может иметь два значения: $T=1$ и $T=0$. Эти величины вводятся, по существу, чисто формально. Но после того, как они введены, возникает вопрос: чем же реально различаются два состояния, которые они описывают? И оказывается, что взаимодействия в этих двух состояниях совсем не похожи друг на друга. А это уже настораживает: не является ли изотопический спин носителем реального физического содержания? В связи с этим гипотеза изотопической инвариантности изучается в настоящее время с двух различных сторон: 1) делаются попытки выяснить, сколь точно выполняется закон сохранения изотопического спина, является ли он "хорошим" квантовым числом, и 2) исследуется, чем отличаются взаимодействия в состояниях с различными значениями изотопического спина.

11.

Первому из этих вопросов посвящено исследование реакции образования нейтральных π -мезонов при соударении дейтронов высокой энергии



выполненное в нашей лаборатории Ю.Акимовым, О.Савченко и Л.Сороко. Написанная выше реакция предоставляет уникальную возможность проверки справедливости гипотезы сохранения изотопического спина. Как было указано Липидусом^{1/},

эта реакция может идти только в том случае, если изотопический спин не сохраняется. Действительно, вспомнив, что изотопические спины дейтрона и альфа-частицы равны нулю, а изотопический спин π^0 -мезона равен единице, видим, что процесс (1) соответствует изменению изотопического спина на единицу. Чтобы судить о степени несохранения изотопического спина в этой реакции, вероятность ее следует сравнить с вероятностью другой реакции



которая похожа на первую, но имеет электромагнитную природу. Сечение последней реакции очень мало ($\approx 10^{-32} \text{ см}^2$), в связи с чем исследование процессов (1) и (2) является трудоемкой задачей.

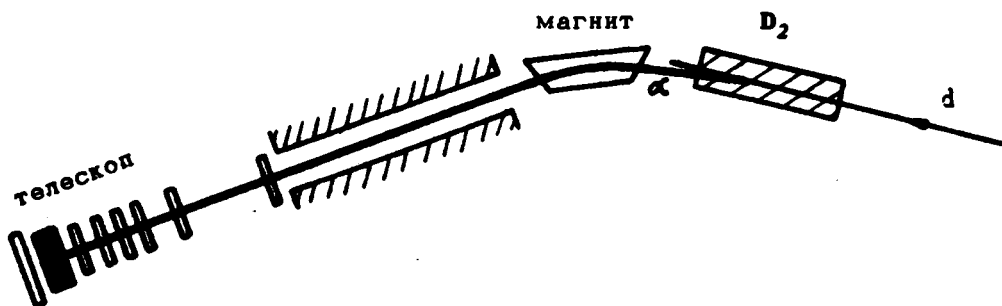


Рис. 1. Схема эксперимента по изучению реакции $d + d \rightarrow \pi^0 + \alpha$

Экспериментальное устройство, использовавшееся авторами этой работы, схематически представлено на рис. 1 (масштаб взят произвольным). Опыты были выполнены на пучке дейтронов с энергией 400 Мэв и интенсивностью 10^{11} дейтронов в секунду. Мишенью служил газообразный дейтерий, накачанный в полтораметровую трубу. Вылетающие из этой мишени частицы отклонялись анализирующим магнитом и регистрировались сложной системой счетчиков. Эта система позволяла: 1) регистрировать только частицы, имеющие определенный импульс, 2) разделять частицы

цы по времени пролета (первые два счетчика), 3) отделять альфа-частицы от дейтронов и других более легких частиц, используя разницу в величине ионизационных потерь, 4) регистрировать только те частицы, которые имеют заданную величину ионизационного пробега. Работа со столь сложной аппаратурой невозможна без проведения периодически повторяемых контрольных и калибровочных экспериментов. Одним из таких экспериментов являлась регистрация ядер He^3 от протекавшей в мишени сравнительно интенсивной реакции $d + d \rightarrow n + He^3$.

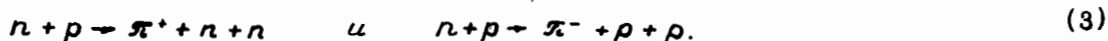
Ни реакция (1), ни электромагнитная реакция (2) не обнаружены пока авторами, хотя они добрались уже до очень малых сечений. Ими получена следующая оценка верхней границы величины сечения реакции (1):

$$\sigma(1) < 2 \cdot 10^{-32} \text{ см}^2.$$

Таким образом, степень запрета реакции (1) оказалась высокой. В случае если бы изотопический спин не сохранялся, интенсивность реакции (1) могла бы на два порядка превышать указанную оценку. Попытки еще большего углубления в область малых сечений встретят, по-видимому, быстро возрастающие трудности, поскольку уже в тех опытах, о которых было рассказано выше, скорость счета составляла всего 1 отсчет за несколько часов.

111.

Вторая работа, о которой я расскажу, посвящена исследованию малоизученной реакции образования заряженных π -мезонов в нейтрон-протонных соударениях:



Эта реакция интересна тем, что изучая ее, можно получить сведения о величине сечения образования π -мезонов нуклонами в состоянии с изотопическим спином, равным нулю (σ_0). Надо сказать, что в отличие от другого сечения (отвечающего $T=1$)

$$\sigma_1 = \sigma_{pp}^+ + \sigma_{pp}^0, \quad *) \quad (4)$$

которое определено сейчас с большой точностью, сечение σ_0 является труднодоступной величиной. Связано это с тем, что σ_0 приходится определять, как малую

*) Приняты обозначения: σ_{pp}^+ - сечение реакции $p+p \rightarrow \pi^+ +$ нуклоны и т.п.

разность между сравнительно большими сечениями, а при этом, естественно, возникают значительные погрешности.

Сечение σ_0 может быть представлено произвольным числом линейных комбинаций обычных сечений (из них лишь две являются независимыми). Приведем наиболее удобные из этих комбинаций:

$$\sigma_0 = 2(\sigma_{pn}^{\circ} + 2\sigma_{pn}^{+}) - (\sigma_{pp}^{+} + \sigma_{pp}^{\circ}), \quad (5a)$$

$$\sigma_0 = 6\sigma_{pn}^{\circ} + 3\sigma_{pp}^{\circ} - 3\sigma_{pp}^{+}, \quad (5b)$$

$$\sigma_0 = 3\sigma_{pn}^{\circ} + \sigma_{pn}^{+} - 3/2\sigma_{pp}^{+}, \quad (5в)$$

$$\sigma_0 = 6\sigma_{pn}^{+} - 3\sigma_{pp}^{\circ}. \quad (5г)$$

Первое из этих соотношений требует знания сечений всех реакций одиночного образования π -мезонов в нуклонных соударениях, второе и третье следует использовать, когда не известны сечения σ_{pn}^{+} и σ_{pp}° , соответственно. Наконец, последнее соотношение не содержит сечений двух наиболее интенсивных реакций - σ_{pp}^{+} и σ_{pn}° . Благодаря этому оно выгодно отличается от первых трех соотношений, поскольку позволяет, во-первых, определить величину σ_0 , исходя из знания только двух сечений, и, во-вторых, погрешности такого определения сравнительно невелики, так как сечения, входящие в соотношение (5г) малы. Таким образом, совместное исследование реакций $p+n \rightarrow \pi^{+}$ и $p+p \rightarrow \pi^{+}$ является наиболее удобным путем изучения процесса образования π -мезонов нуклонами в состоянии с изотопическим спином $T=0$.

Экспериментальное исследование реакции (3) было выполнено В.Джелеповым, В.Киселевым, К.Оганесяном и В.Флягиным на пучке нейтронов со средней энергией 590 Мэв. Схема опыта приведена на рис. 2. Образованные в жидководородной мишени заряженные π -мезоны регистрировались при помощи большого многоканального спектрометра, позволявшего одновременно изучать энергетические спектры

*) Заметим, что в этом случае погрешность определения величины σ_0 особенно велика.

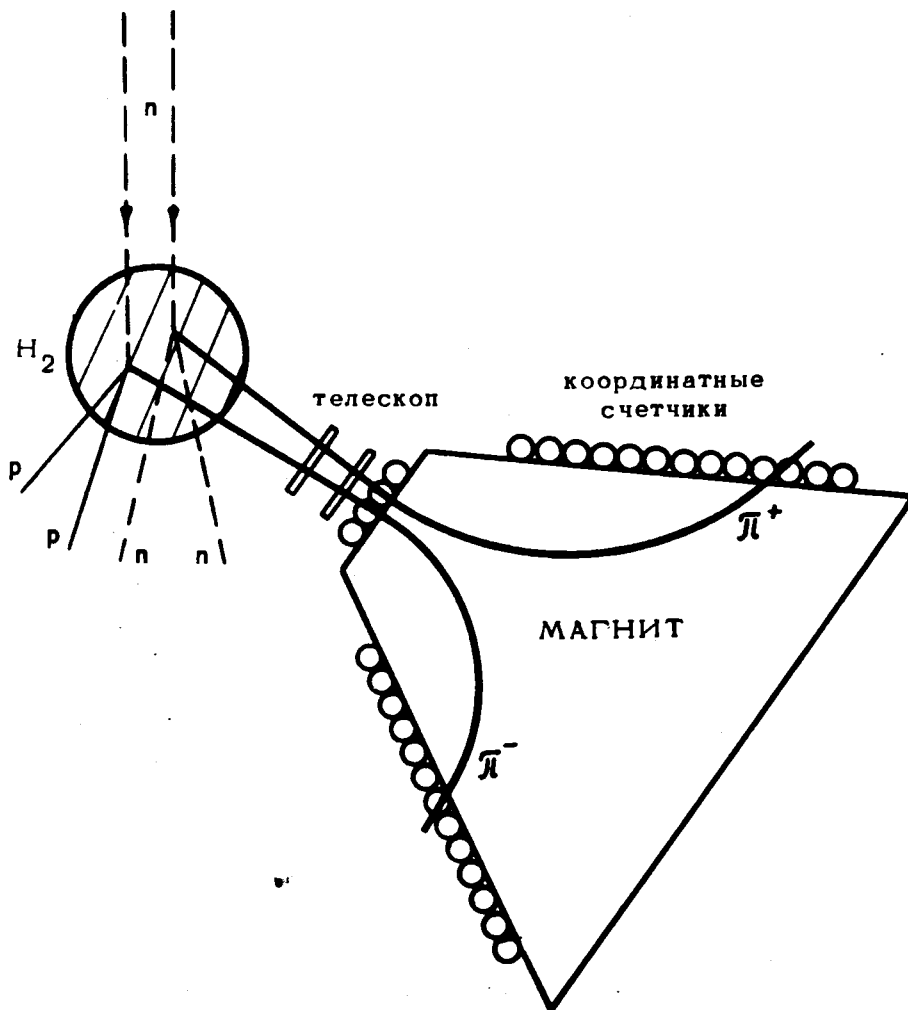


Рис. 2. Магнитный спектрометр для изучения реакций $n + p \rightarrow \pi^- + p + p$ и $n + p \rightarrow \pi^+ + n + p$.

π -мезонов обоих знаков. Такие измерения были выполнены для четырех углов вылета π -мезонов. Переход от одного угла к другому осуществлялся путем вращения всего спектрометра вокруг мишени. После введения поправок, учитывающих примесь электронов и мю-мезонов, авторы получили, что суммарное угловое распределение π^+ и π^- -мезонов в системе центра масс сталкивающихся нуклонов близко к изотропному (см. рис.3) и хорошо описывается полиномом:

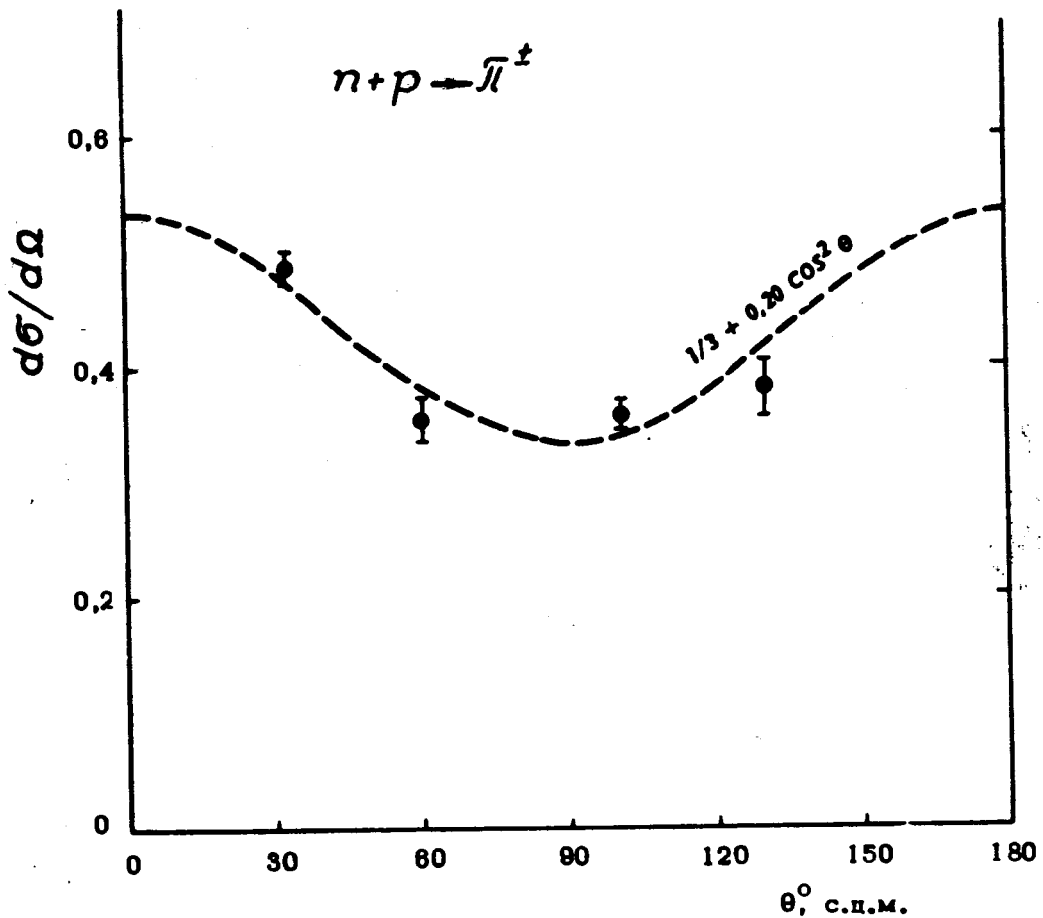


Рис. 3. Угловое распределение заряженных π -мезонов, образованных в $n-p$ -соударениях при средней энергии нейтронов 590 Мэв.

$$f_{pn}^{\pm}(\theta) \sim 1/3 + (0,20 \pm 0,04) \cos^2 \theta . \quad (6)$$

Сопоставление выходов заряженных π -мезонов разных знаков показало, что угловые распределения для каждой из двух реакций (3) симметричны относительно 90° , что, возможно, является следствием малости величины вклада нерезонансного перехода, где в конечном состоянии нуклоны и π -мезон обладают нулевым орбитальным моментом. В области малых энергий (400 Мэв), где этот переход сравнительно интенсивен и может давать существенную интерференцию, ранее наблюдалась^{/2/} значительная асимметрия углового распределения π -мезонов в реакциях /3/.

Полученное путем интегрирования (6) полное сечение реакции (3) оказалось заметно меньшим, чем в предыдущих работах:

$$\sigma_{pn}^+ = \sigma_{pn}^- = (1,10 \pm 0,16) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2.$$

Приведенные выше результаты носят предварительный характер, авторы продолжают сейчас измерения под другими углами.

В настоящее время в нашей лаборатории накоплена уже довольно большая информация о сечениях всех реакций образования π -мезонов в нуклонных соударениях при энергии падающего нуклона около 600 Мэв^{/3-6/}. Усреднение результатов различных исследований дает следующие величины сечений при энергии 590^к) (здесь и ниже все сечения выражены в единицах 10^{-27} см^2):

$$\sigma_{pn}^0 = 4,65 \pm 0,30,$$

$$\sigma_{pp}^0 = 1,85 \pm 0,12,$$

$$\sigma_{pp}^+ = 9,00 \pm 0,40 \text{ и}$$

$$\sigma_{pn}^+ = 1,35 \pm 0,20.$$

Рассмотрим эти величины с точки зрения гипотезы изотопической инвариантности. Если изотопический спин сохраняется, то суммы сечений реакций образования нейтральных и заряженных π -мезонов должны отличаться друг от друга ровно в два раза. Воспользовавшись приведенными выше сечениями, получаем, что величина отношения

*) Приведенные величины относятся к эффективной энергии 590 Мэв и являются результатом усреднения сечений в широком диапазоне энергий с учетом энергетического спектра нейтронов.

$$f_{pn}^{\pm}(\theta) \sim 1/3 + (0,20 \pm 0,04) \cos^2 \theta \quad (6)$$

Сопоставление выходов заряженных π -мезонов разных знаков показало, что угловые распределения для каждой из двух реакций (3) симметричны относительно 90° , что, возможно, является следствием малости величины вклада нерезонансного перехода, где в конечном состоянии нуклоны и π -мезон обладают нулевым орбитальным моментом. В области малых энергий (400 Мэв), где этот переход сравнительно интенсивен и может давать существенную интерференцию, ранее наблюдалась /2/ значительная асимметрия углового распределения π -мезонов в реакциях /3/.

Полученное путем интегрирования (6) полное сечение реакции (3) оказалось заметно меньшим, чем в предыдущих работах:

$$\sigma_{pn}^+ = \sigma_{pn}^- = (1,10 \pm 0,16) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2.$$

Приведенные выше результаты носят предварительный характер, авторы продолжают сейчас измерения под другими углами.

В настоящее время в нашей лаборатории накоплена уже довольно большая информация о сечениях всех реакций образования π -мезонов в нуклонных соударениях при энергии падающего нуклона около 800 Мэв /3-6/. Усреднение результатов различных исследований дает следующие величины сечений при энергии 590^ж) (здесь и ниже все сечения выражены в единицах 10^{-27} см^2):

$$\sigma_{pn}^0 = 4,65 \pm 0,30,$$

$$\sigma_{pp}^0 = 1,85 \pm 0,12,$$

$$\sigma_{pp}^+ = 9,00 \pm 0,40 \quad \text{и}$$

$$\sigma_{pn}^+ = 1,35 \pm 0,20.$$

Рассмотрим эти величины с точки зрения гипотезы изотопической инвариантности. Если изотопический спин сохраняется, то суммы сечений реакций образования нейтральных и заряженных π -мезонов должны отличаться друг от друга ровно в два раза. Воспользовавшись приведенными выше сечениями, получаем, что величина отношения

ж) Приведенные величины относятся к эффективной энергии 590 Мэв и являются результатом усреднения сечений в широком диапазоне энергий с учетом энергетического спектра нейтронов.

$$(\sigma_{pp}^+ + \sigma_{pn}^+ + \sigma_{pn}^-) / 2(\sigma_{pn}^0 + \sigma_{pp}^0) = 0,90 \pm 0,07$$

действительно оказывается при этой энергии близкой к единице.

Определим теперь величины двух основных сечений σ_0 и σ_1 при энергии 590 МэВ. Воспользовавшись соотношениями (5в) и (5г) получаем, соответственно, значения $4,5 \pm 1,3$ и $2,6 \pm 1,2$. Усредняя эти величины (они почти независимы), находим сечение

$$\sigma_0 = 3,5 \pm 1,0.$$

Если исходить из величин полных сечений (соотношение 5а), то получается близкое к этому значение: $3,8 \pm 1,1$. Другое сечение, σ_1 , равно при энергии 590 МэВ

$$\sigma_1 = 10,8 \pm 0,5,$$

так что отношение вероятностей двух основных процессов (с $T=0$ и $T=1$) оказывается существенно меньше единицы:

$$\sigma_0 / \sigma_1 = 0,33 \pm 0,09.$$

При энергии 400 МэВ это отношение равно $0,43 \pm 0,14$, и есть основания полагать, что оно мало изменяется в широком интервале энергий^{/6/}.

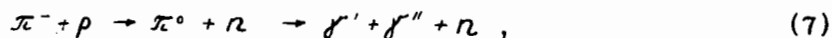
Наконец, обратимся к еще одной важной характеристике процесса образования π -мезонов в состоянии с $T=0$ - угловому распределению π -мезонов $f_0(\theta)$. Приведенные выше данные Джелепова, Киселева, Оганесяна и Флягина являются по существу первыми сведениями об угловом распределении в реакции (3), полученными с такой точностью, которая делает возможным определение вида функции $f_0(\theta)$. Сопоставляя угловое распределение (6) с найденным ранее для этой эффективной энергии угловым распределением нейтральных π -мезонов^{/5/} $f_0(\theta) \sim 1/3 + (0,05 \pm 0,06) \cos^2 \theta$, получаем, что π -мезоны, образованные в реакции с $T=0$, распределены существенно анизотропно:

$$f_0(\theta) \sim 1/3 + (0,7 \pm 0,2) \cos^2 \theta.$$

Точность определения функции $f_0(\theta)$ при других энергиях пока еще явно недостаточна, чтобы позволить судить о характере изменения $f_0(\theta)$ с энергией. Так, $f_0(\theta) \sim 1/3 + (0,2 \pm 0,6) \cos^2 \theta$ при энергии 400 МэВ^{/2,5/}.

1У.

Теперь мы покинем область высоких энергий и обратимся к одному из вопросов мезонной физики малых энергий — процессу захвата медленных π^- -мезонов ядрами водорода. Этот процесс приводит, как известно, либо к образованию π^0 -мезона, который немедленно распадается на два гамма-кванта:



либо к испусканию гамма-кванта и нейтрона:



Отношение вероятностей реакций (7) и (8) $P = \omega(7) / \omega(8)$ впервые было измерено Пановским^{/8/}, чьим именем теперь обычно и называют величину P . Эта величина имеет прямое отношение к проблеме изотопического спина. В рамках современной феноменологической теории, базирующейся на гипотезе сохранения изотопического спина, существует глубокая внутренняя связь между процессами образования и рассеяния π^- -мезонов. Отношение же Пановского является соединяющим звеном между этими процессами, ибо реакция (7) представляет собой рассеяние (с перезарядкой) при очень малой энергии, а реакция (8), прочитанная в обратном порядке, есть ни что иное, как фоторождение π^- -мезона. Вытекающая отсюда возможность проверки современной теории в ее узловом пункте и определила тот повышенный интерес к отношению Пановского, который наблюдался в течение последних лет. После Пановского, получившего, что P примерно равно единице, было предпринято еще несколько попыток определить величину P тем же методом. В этих работах реакции (7) и (8) идентифицировались на основе изучения энергетических спектров гамма-квантов. Однако, несмотря на идентичность методов измерения, полученные результаты оказались подвержены значительному разбросу, намного превышающему указанные авторами погрешности. Неблагополучие в этой области усугублялось и тем, что из данных о фоторождении и рассеянии π^- -мезонов теоретически была получена^{/9/} величина $P=2,2$, в то время как найденные экспериментально значения группировались около 1,6.

В связи с указанными расхождениями в нашей лаборатории были выполнены эксперименты по определению величины отношения Пановского (А. Дунайцев, В. Пантуев, Ю. Прокошкин, Тан Сяо-вэй и М. Хачатурян). В этой работе, в отличие от предыдущих, энергетические спектры гамма-квантов не исследовались, а была использована другая возможность регистрации реакции (7), вытекающая из осо-

бенностей кинематики распада π^0 -мезона. Анализ этой кинематики показывает, что гамма-кванты от распада π^0 -мезона разлетаются в лабораторной системе координат так, что если зафиксировать направление вылета одного из гамма-квантов, то другой вылетает в противоположном направлении внутри конуса с углом раствора 46° . Поставив на пути обоих гамма-квантов соответствующие детекторы, включенные на совпадения, можно определить интенсивность реакции (7).

Схема такого эксперимента ясна из рис. 4. Основная трудность последнего метода заключается в том, что из-за большой величины угла раствора конуса один из детекторов должен иметь значительные размеры. Чтобы избежать больших погрешностей измерений этот детектор должен к тому же обладать эффективностью регистрации гамма-квантов, близкой к единице. В качестве детектора был использован большой черенковский счетчик из свинцового стекла с рабочей поверхностью $50 \times 50 \text{ см}^2$. Вторым детектором служил телескоп с конвертором, составленный из сцинтилляционных и черенковского счетчиков. Величина отношения Пановского определялась непосредственно путем сравнения числа совпадений телескопа и большого счетчика (гамма-гамма совпадений) с числом отсчетов телескопа, не сопровождающихся попаданием гамма-квантов в большой счетчик (если отвлечься от вопроса об эффективности детекторов, то последнее число характеризует интенсивность реакции (8)).

Измерения были выполнены на пучке π^- -мезонов с энергией 67 Мэв. Величина пробега π^- -мезонов (а ее необходимо знать, чтобы затормозить π^- -мезоны до останковки в жидководородной мишени) определялась при помощи звездного детектора ^{10/}, чувствительного только к остановившимся π^- -мезонам. Как счет телескопа, так и счет гамма-гамма совпадений были обязаны остановившимся в водороде π^- -мезонам, что хорошо видно из рис. 5, где сравниваются кривые пробегов, измеренные разными методами. В качестве характеристики применявшейся аппаратуры можно указать, что с удалением водорода скорость счета телескопа падала более чем в 500 раз, а скорость счета гамма-гамма совпадений - более чем в 2000 раз и составляла менее одного отсчета за 20 часов. Отношение скоростей счета "с конвертором / без конвертора" равнялось 10-15.

Относительные эффективности телескопа и большого счетчика к гамма-квантам разных энергий были определены экспериментально на пучке электронов.

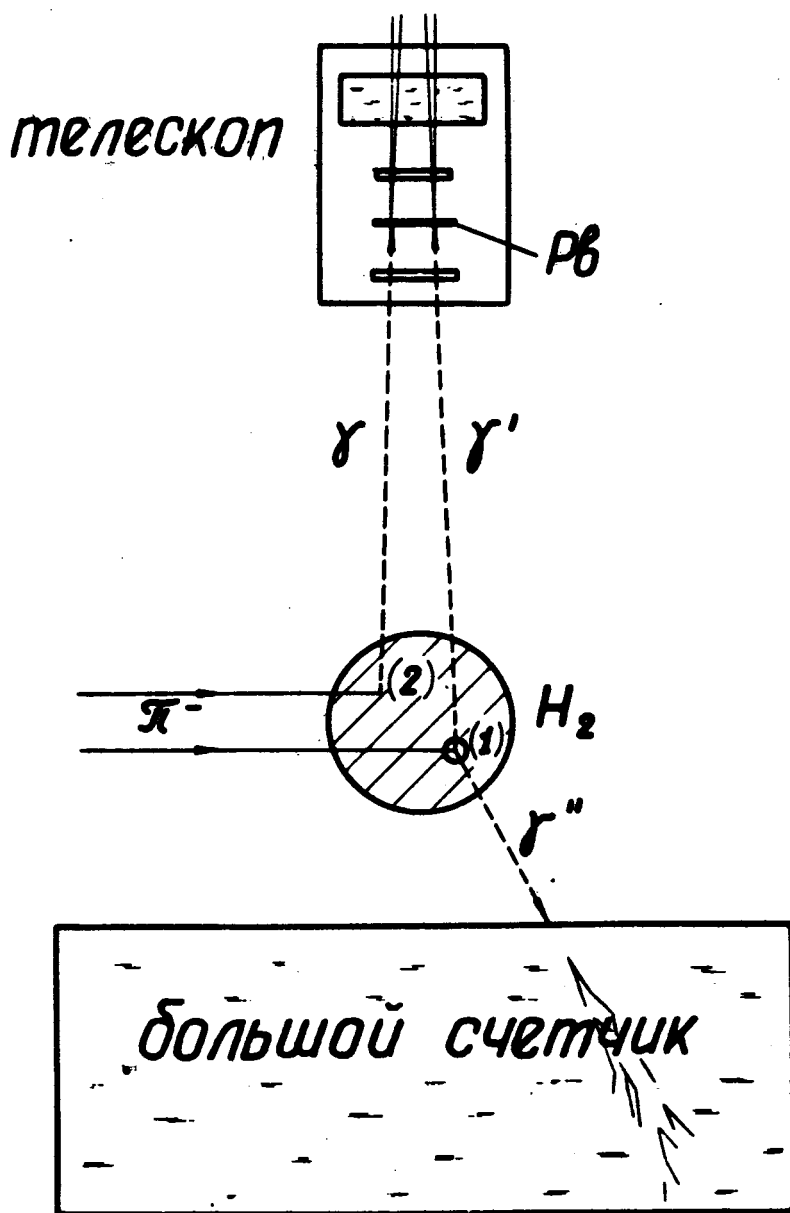


Рис. 4. Схема измерения отношения Пановского методом гамма-гамма совпадений. /1/ и /2/ - реакции /1/ и /2/.

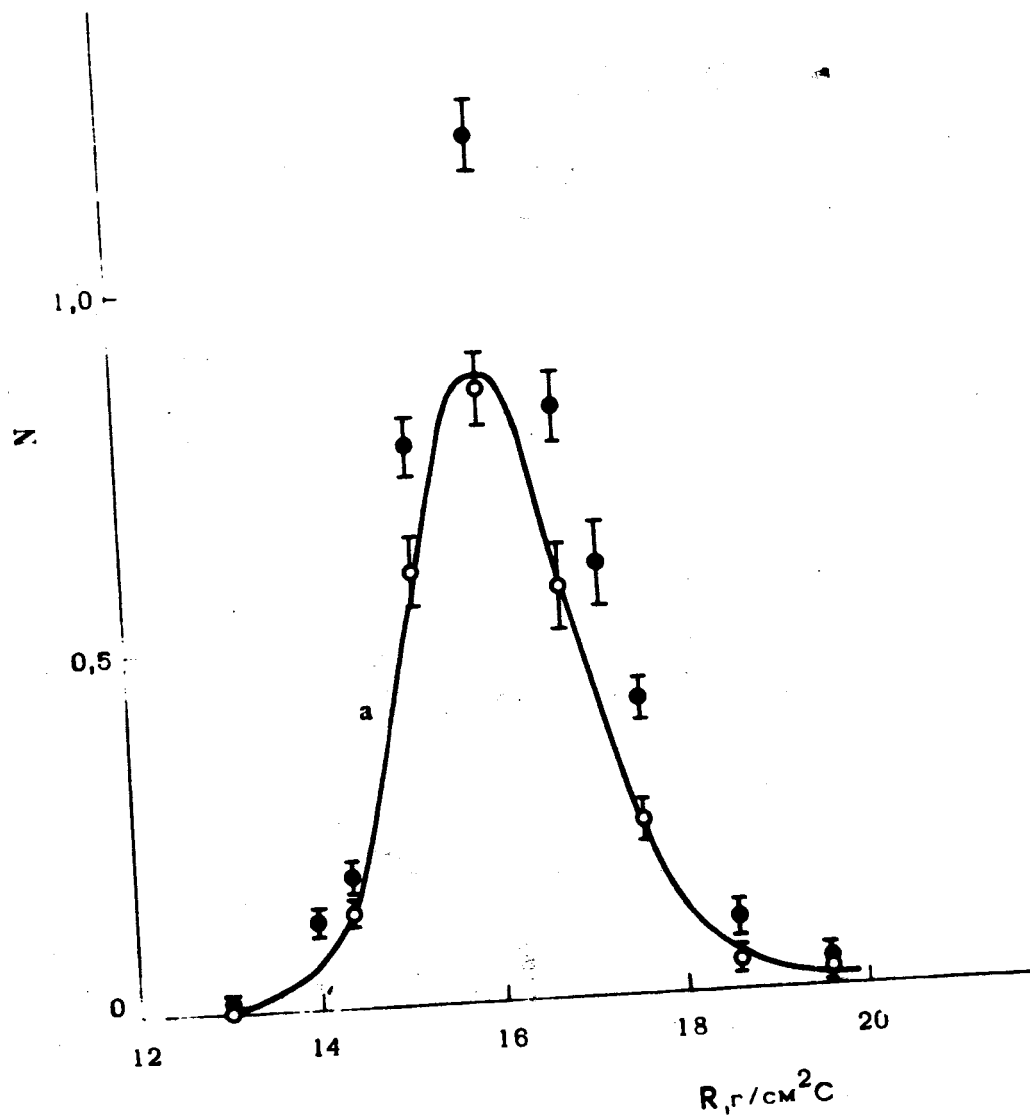


Рис. 5. Кривые пробегов π^- -мезонов $N(R)$ /в относительных единицах/. а - измерено при помощи звездного детектора. \circ - гамма-гамма совпадения; \bullet - скорость счета гамма-квантов телескопом.

В качестве контрольного эксперимента, показывающего, что регистрируемые гамма-гамма совпадения имеют " π^0 -мезонную" природу, было проведено сравнение скоростей счета гамма-гамма совпадений при различных расстояниях между мишенью и большим счетчиком. Как видно из рис. 6, эта скорость счета практически не изменяется при удалении счетчика от мишени (в исследованных пределах), что хорошо согласуется с результатами расчета и подтверждает, что все регистрируемые большим счетчиком гамма-кванты действительно летят из мишени внутри узкого конуса.

Было проведено несколько серий измерений, которые дали близкие величины R . С учетом погрешностей, связанных с определением эффективностей большого счетчика (4%) и телескопа (2%) и статистической точностью измерений (4%), получена величина отношения Пановского с погрешностью 6%:

$$R = 1,40 \pm 0,08.$$

Рассматривая этот результат, следует отметить, что к настоящему времени соотношение между экспериментом и теорией в вопросе об отношении Пановского несколько изменилось не в пользу теории. Если первоначально основные сомнения вызывали экспериментальные данные о величине отношений Пановского, то теперь эта величина известна с точностью, никак не меньшей 10%. В то же время было показано, что точность, с которой теория может сейчас предсказать величину R , не так уж высока ($\approx 20\%$) ввиду больших трудностей, возникающих при экстраполяции к нулевой энергии^{/11/} данных о рассеянии и фоторождении. С другой стороны, сама величина отношения Пановского была получена в последних теоретических работах более близкой к его экспериментальному значению^{/11,12/}. Дальнейших новых сдвигов в этой области мезонной физики следует ожидать, по-видимому, только после усовершенствования существующей теории.

Рукопись поступила в издательский отдел
22 июля 1960 года.

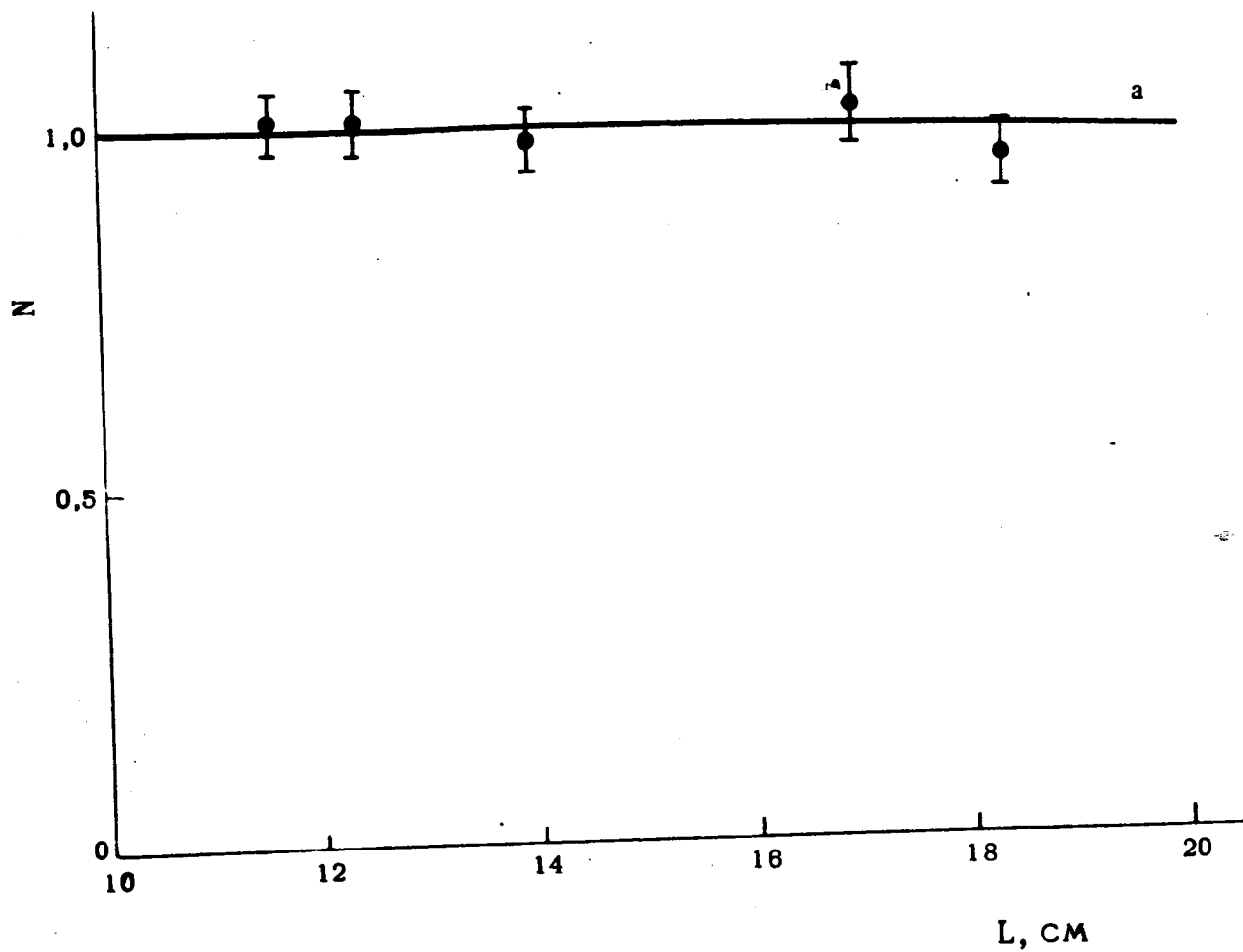


Рис. 6. Зависимость скорости счета гамма-гамма совпадений N от расстояния L между мишенью и большим счетчиком.
а - расчетная кривая.

Л и т е р а т у р а

1. Л.И.Липидус. ЖЭТФ, 31, 865, 1956.
2. G.V. Yodh. Phys.Rev., 98, 1330, 1955.
3. Б.С.Неганов, Л.Б.Парфенов. ЖЭТФ, 34, 767, 1958; М.Г.Мещеряков, Б.С.Неганов. ДАН, 100, 677, 1955; В.П.Джелепов, В.И.Москалев, С.В.Медведь. ДАН, 104, 360, 1955 и доклад на конференции по физике частиц высоких энергий, Москва, 1956; Б.С.Неганов, О.В.Савченко. ЖЭТФ, 32, 1265, 1957.
4. Ю.М.Казаринов, Ю.Н.Симонов. ЖЭТФ, 35, 78, 1958.
5. А.Ф.Дунайцев, Ю.Д.Прокошкин. ЖЭТФ, 36, 1656, 1959.
6. А.Ф.Дунайцев, Ю.Д.Прокошкин. ЖЭТФ, 38, 747, 1960.
7. В.С.Киселев, В.Б.Флягин. ЖЭТФ, 32, 750, 1957.
8. W.K.H. Panofsky, R.L. Aamodt, J. Hadley. Phys.Rev., 81, 565, 1951.
9. A.M. Baldin. Nuovo Cimento, 10, 569, 1958.
10. A.F. Dunaitzev, Yu.D. Prokoshkin, Tang Syaow-wei. Proc.Intern.Confer. on high energy accelerators and instrumentation, CERN, Geneva, 1959; Nucl.Instr., 7, 1960.
11. M.J. Moravcsik. 'The low energy parameters of pion physics', preprint 1958.
12. J. Hamilton, W.S. Woolcock. Phys.Rev., 1960 (to be published).