

3131

О.А. Займидорога

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАХВАТА  
ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ  $\pi$ -МЕЗОНОВ ГЕЛИЕМ-3

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель  
доктор физико-математических наук  
Р.М. Суляев

Дубна 1967

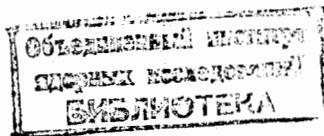
3131

О.А. Займидорога

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАХВАТА  
ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ  $\pi$ -МЕЗОНОВ ГЕЛИЕМ-3

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель  
доктор физико-математических наук  
Р.М. Суляев



В последние годы возрос интерес к процессам захвата остановившихся отрицательных  $\pi$ -мезонов ядрами <sup>1,2/</sup>. Этот интерес связан не только с тем, что при исследовании процессов захвата мезонов могут быть получены важные сведения о механизме поглощения мезонов ядрами, но и с теми возможностями, которые представляют  $\pi$ -мезоны для исследования свойств ядра (уточнение волновых функций ядер, их радиусов и т.д.).

Данная работа посвящена экспериментальному изучению процессов захвата остановившихся  $\pi$ -мезонов гелием-3. Интерес к изучению захвата  $\pi$ -мезонов ядрами гелия-3 обусловлен следующими обстоятельствами. Во-первых, ядро  $\text{He}^3$  является одной из простейших нуклонных систем, в силу чего на ее примере на основании измерения вероятностей различных каналов и изучения спектров заряженных частиц сравнительно легко могут быть прослежены основные черты механизма поглощения  $\pi$ -мезонов ядрами. Во-вторых, существование близкого по энергии связи к  $\text{He}^3$  зеркального ядра  $\text{H}^3$  приводит к редкой возможности изучения процессов перезарядки и радиационного захвата  $\pi$ -мезонов. Вследствие захвата остановившихся  $\pi$ -мезонов ядрами гелия-3 могут происходить следующие процессы:



$$\pi^- + \text{He}^3 \rightarrow d + n + \gamma \quad (5)$$

$$\pi^- + \text{He}^3 \rightarrow p + n + n + \gamma \quad (6)$$

В реферируемой диссертации получены сведения о реакциях (1-5).

Диссертация написана на основе исследований, выполненных на синхротроне Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований в течение 1961-1964 годов. Эксперименты были проведены автором совместно с М.М. Кулюкиным, Р.М. Суляевым, И.В. Фаломкиным, А.И. Филипповым, В.М. Цупко и Ю.А. Щербаковым. Результаты работ опубликованы в печати /3-7/ и докладывались на международной конференции по физике высоких энергий в Дубне, а также на научных сессиях отделения ядерной физики АН СССР. Диссертация состоит из четырех глав.

В первой главе рассматривается постановка опытов и описывается экспериментальная установка. Во второй главе изложены результаты изучения процессов перезарядки и радиационного захвата. Третья глава содержит экспериментальные данные о нерадиационных процессах. Измерению времени каскадного перехода  $\pi^-$ -мезонов в газообразном гелии-3 посвящена четвертая глава. Ниже кратко излагается содержание диссертации.

В главе 1 описывается методика исследований и постановка опытов.

Для изучения захвата остановившихся  $\pi^-$ -мезонов гелием-3 использовалась диффузионная камера высокого давления в магнитном поле.

Выбор методики определялся двумя соображениями. Во-первых, диффузионная камера в магнитном поле позволяла получать разнообразную информацию о каждом акте взаимодействия или распада мезона, что практически трудно получить при помощи электронных методов. Вследствие этого идентификация событий захвата  $\pi^-$ -мезонов может быть сделана весьма надежно. Во-вторых, диффузионная камера позволяет производить регистрацию заряженных частиц достаточно низких энергий.

В опытах использовалась диффузионная камера, выполненная в виде двух герметичных сосудов и предназначенная для работы с редким изотопом гелия-гелием-3. Внутренний объем камеры наполнялся гелием-3 до давления 6-20 атм. Внешний сосуд нес силовую нагрузку и наполнялся водородом. Камера помещалась в магнитное поле магнита-соленоида МС-4, снабженного электронной систе-

мой стабилизации тока. Магнитное поле в области чувствительного слоя камеры было достаточно однородным как по высоте, так и по радиусу камеры. Максимальное отклонение по высоте чувствительного слоя от среднего значения не превышало 4%, а по радиусу камеры 1,5%. Медленные уходы значения поля в течение опытов не превышали 1%. Камера наполнялась гелием-3, очищенным от трития, причем концентрация трития не превышала  $10^{-15}$ . Для очистки гелия-3 от трития был применен метод конденсации гелия-3 с последующим испарением его при температуре  $\approx 1,2^\circ\text{K}$ . При наполнении камеры гелием-3 использовалась специально разработанная установка.

Диффузионная камера экспонировалась в пучках отрицательных и положительных  $\pi^-$ -мезонов на синхротроне Объединенного института ядерных исследований. Средний импульс пучка мезонов составлял 217 Мэв/с. Экспозициям камеры в пучке предшествовали поиски оптимальных характеристик пучка и наилучшей геометрии ввода частиц в камеру. Цель этих поисков состояла в получении максимальной плотности остановок мезонов при минимуме проходящих через камеру частиц. Схема расположения установки на пучке мезонов показана на рис. 1. Оптимальная величина магнитного поля при давлении гелия-3 в камере 17 атм оказалась равной 6000 эрстед. Кроме опытов при этой величине магнитного поля были проведены опыты при величине поля 12000 эрстед, а также при низком давлении (6,5 атм) гелия-3 в камере. Последние были вызваны необходимостью более тщательного изучения процессов, в которых испускаются низкоэнергетичные продукты реакций. Примесь остановок мюонов составляла 25% от полного числа остановок мезонов.

Все события захвата  $\pi^-$ -мезонов ядрами гелия-3 в диффузионной камере являются однолучевыми звездами. Они легко идентифицируются по характерному изменению кривизны и ионизации останавливающегося мезона и вторичной частицы. При выделении процессов перезарядки (1) и радиационного захвата (2) естественно было воспользоваться определенным пробегом трития. Энергия ядер трития в процессах (1) и (2) составляет 0,19 и 3,28 Мэв соответственно. Так как протоны и дейтроны от реакций захвата  $\pi^-$ -мезонов гелием-3 с импульсом больше 120 Мэв/с в газе не останавливались, то процессы (3), (4), (5) выделялись на основании измерения кривизны следа частицы. Всего было зарегистрировано около 20000 актов взаимодействия или распада мезонов. Было проведено

четыре основных экспозиции камеры в пучках мезонов. Обработка стереофотографий производилась репроекционным методом.

Во второй главе описываются результаты изучения процессов перезарядки  $\pi$ -мезонов (1), радиационного захвата (2) и процесса (5), а также так называемого отношения Панофского в гелии-3 - отношения вероятностей процессов перезарядки и радиационного захвата. Метод выделения процессов (1) и (2) был основан на измерении определенного пробега ядра трития. Особую трудность представляет регистрация событий перезарядки. В ряде случаев из-за малости пробега ядра трития эти события не могли быть зарегистрированы как однолучевые звезды. Вследствие этого отбор случаев перезарядки по пробегу ядра трития был дополнен анализом всех безлучевых остановок (куда, естественно, могли попасть и остановки мюонов) по массам остановившихся мезонов. Изменение вероятностей реакций перезарядки и радиационного захвата, а также отношения Панофского в гелии-3 было сделано в трех экспозициях камеры, в которых варьировалась величина магнитного поля и давление гелия-3 в камере. При давлении  $\text{He}^3$  17,5 атм было проведено две экспозиции камеры, когда напряженность магнитного поля была 12 000 эрстед (I) и 8000 эрстед (II). При пониженном давлении гелия-3 (6,5 атм) была проведена III экспозиция. Результат измерения спектра пробегов в первых двух экспозициях представлен на рис. 2. В экспозиции I спектр пробегов в интервале пробегов 0-0,5 мг/см<sup>2</sup> был дополнен случаями, выделенными из безлучевых остановок. В экспозиции III реакция перезарядки была выделена непосредственными измерениями пробегов ядра трития (рис. 3). Средние пробеги монохроматических групп частиц совпадают с ожидаемыми пробегами ядер трития в реакциях (1) и (2). Окончательные результаты выделения реакций перезарядки и радиационного захвата в опытах при высоком давлении гелия-3 приведены в таблице I, а в опытах при пониженном давлении гелия-3 в камере в таблице II.

Т а б л и ц а 1

Реакция	Номер экспозиции	Интервал пробегов мг/см <sup>2</sup>	Зарегистрировано случаев	Фон	Эффективность	Полное число событий
$\pi^- + \text{He}^3 \rightarrow \text{H}^3 + \pi^0$	I	0 - 0,5	778±33	81±4	1,0	717±33
$\pi^- + \text{He}^3 \rightarrow \text{H}^3 + \gamma$	I	4,8 - 6,3	320±18	104±9	0,71±0,02	304,5±29
	II	4,8 - 6,3	402±20	127±10	0,73±0,02	376±32

Т а б л и ц а II.

Реакция	Интервал пробегов мг/см <sup>2</sup>	Зарегистрировано событий	Фон	Эффективность	Полное число событий
$\pi^- + \text{He}^3 \rightarrow \text{H}^3 + \pi^0$	0,1-0,4	308±18	46±4,7	0,84±0,02	278±20
$\pi^- + \text{He}^3 \rightarrow \text{H}^3 + \gamma$	5-6	33±5,7	4±1,4	0,24±0,02	120±26

Для получения относительных вероятностей процессов (1) и (2) в экспозициях при высоком давлении было определено полное число остановок  $\pi$ -мезонов. При этом в безлучевых остановках мезонов примесь остановок мюонов была определена двумя способами: на основании измерения масс мезонов и с использованием сведений о зарегистрированных случаях  $\pi$ He-распада. Относительные вероятности были получены равными:

$$W(\text{H}^3 \pi^0) = (15,8 \pm 0,8)\% , \quad W(\text{H}^3 \gamma) = (6,9 \pm 0,5)\% .$$

Отношение Панофского в  $\text{He}^3$  было получено как в опытах при высоком давлении гелия-3, так и при пониженном давлении на основании данных таблиц I и II и полного числа остановок  $\pi$ -мезонов. За окончательную величину отношения Панофского было принято средневзвешенное значение этих двух независимых измерений:

$$P_{\text{He}^3} = 2,28 \pm 0,18 .$$

Измеренная величина отношения Панофского в гелии-3 позволяет получить информацию о ядерном матричном элементе процесса радиационного захвата. Эта возможность основана на том, что из отношения матричных элементов процессов (1) и (2) можно исключить часть, обязанную трудно рассчитываемому сильному взаимодействию, путем использования экспериментального значения отношения Панофского в водороде, которое известно с хорошей точностью<sup>/8/</sup>. Вследствие малой величины передаваемого импульса в процессе перезарядки его матричный элемент можно принять равным единице. Поэтому отношение Панофского в  $\text{He}^3$  зависит только от ядерного матричного элемента процесса (2). Расчеты, устанавливающие эту связь, были выполнены в работе<sup>/9/</sup>. Так как матричный элемент процесса (2) совпадает с формфактором  $F(q)$ , введенным в работе<sup>/10/</sup> для опи-

сания рассеяния электронов ядрами  $He^3$  и  $H^3$  /11/, то экспериментальная величина отношения Панофского в  $He^3$  дает возможность независимо определить ядерный формфактор  $F(q)$  для передаваемого импульса  $q^2 = 0,47 \text{ fm}^{-2}$ . т.е. для той области передаваемых импульсов, которая практически недоступна в опытах по рассеянию электронов ядрами  $He^3$  и  $H^3$ . При этом оказывается, что

$$F^2(0,47) = 0,75 \pm 0,06.$$

На основании этого результата был определен среднеквадратичный ядерный радиус

$$\langle r^2 \rangle^{1/2} = (1,4 \pm 0,2) \cdot 10^{-13} \text{ см.}$$

При этом была учтена неопределенность, связанная с использованием различных волновых функций ядра. Полученное значение радиуса ядра  $He^3$  находится в согласии с данными опытов по рассеянию электронов ядрами  $He^3$  и  $H^3$  /11/ и фоторасщеплению  $He^3$  /12/.

Сведения о формфакторе и радиусе  $He^3$  были использованы совместно с данными опытов по рассеянию электронов ядрами  $He^3$  и  $H^3$  для уточнения ядерного матричного элемента в процессе  $\mu^- + He^3 \rightarrow H^3 + \nu$ , относительно которого получены довольно точные экспериментальные данные /13,14,15/.

Парциальная вероятность этого процесса была рассчитана с погрешностью 4%. Этот результат позволил определить плохо рассчитываемую константу эффективного псевдоскалярного взаимодействия  $g_p^\mu = (8 \pm 3) g_A^\mu$ .

В этой же главе представлены результаты выделения реакции (5). Метод регистрации этой реакции был основан на измерении массы вторичной частицы с целью разделения протонов и дейтронов от процессов захвата  $\pi$ -мезонов гелием-3 среди таких случаев, когда вторичная частица останавливается в газе камеры. В результате был получен спектр дейтронов (рис. 4) в процессе (5) и относительная вероятность этой реакции:  $W(dn\gamma) = (3,6 \pm 1,2)\%$ . Проводится сравнение экспериментального спектра дейтронов с рассчитанным.

В главе III излагаются результаты, полученные при изучении нерадиационных процессов захвата  $\pi$ -мезонов гелием-3, ведущих к конечному состоянию  $d+n$  и  $p+n+p$ . Регистрация событий реакции (3) была основана на измерении импульса частицы, поскольку этот процесс является двухчастичной реакцией со строго определенным импульсом дейтрона. Результат измерения

при выбранных критериях представлен на рис. 5. При среднем значении импульса 411 Мэв/с наблюдается монохроматическая группа, соответствующая импульсу дейтрона от процесса (3). Относительная вероятность этой реакции была получена по результатам, представленным на рис. 5б. В этом случае количество дейтронных событий практически не зависит от различных предположений о поведении фона и связанная с этим неопределенность находится в пределах статистической ошибки. В таблице 3 приведены данные, касающиеся выделения процесса (3).

Т а б л и ц а 3

Интервал импульсов Мэв/с	Наблюдаемое число событий	Фон	Эффективность	Полное число событий
360-480	74	8	0,090±0,006	755±105

Вероятность процесса (3) получена равной  $W(dn) = (15,9 \pm 2,3)\%$ .

При исследовании реакции (4) был измерен импульсный спектр протонов и относительная вероятность этого процесса. Восстановление импульсного спектра протонов было сделано на основании измерения пробегов или кривизны треков вторичных частиц от захвата  $\pi$ -мезонов гелием-3. Из спектра пробегов были исключены моноэнергетические группы частиц, соответствующие процессам перезарядки и радиационного захвата. Кроме того, на основании измерения массы вторичных частиц, остающихся в газе камеры, было установлено, что в подавляющем числе случаев вторичными частицами являются протоны. Из спектра пробегов не исключались дейтронные события от реакции (5), вследствие малой вероятности этой реакции. Спектр протонов, восстановленный на основании измерения пробегов в экспозициях камеры при высоком давлении гелия-3, представлен на рис. 6. Точность в измерении пробегов составляла около 1%. Сведения о высокоимпульсной части спектра (больше 120 Мэв/с) протонов были получены при измерении кривизны следов частиц по выбранным критериям отбора. Результат измерения представлен на рис. 5а. В эту часть спектра дают вклад только дейтроны от реакции (3). Максимум при среднем импульсе 411 Мэв/с обусловлен событиями от этой реакции. Гистограмма событий в интервале импульсов 360-480 Мэв/с аппроксимирована кривой Гаусса с дисперсией 23 Мэв/с. При получении спектра протонов в интервале импульсов

380–480 Мэв/с были вычтены события реакции (3). Окончательный спектр протонов в процессе (4) приведен на рис. 7.

При определении относительной вероятности процесса (4) были также исключены события от реакции (5).

Интерпретация этих данных была сделана на основе теоретических представлений о механизме двухнуклонного поглощения  $\pi$ -мезонов<sup>/17/</sup>. Согласно этим расчетам, экспериментальное определение отношения вероятностей процессов (3) и (4) к вероятности радиационного захвата (2) может служить проверкой предсказаний двухнуклонной модели захвата. Вероятность процессов (3) и (4) была рассчитана в предположении двухнуклонного механизма поглощения с использованием сведений о матричном элементе обратного процесса – процесса рождения  $\pi$ -мезонов в NN-столкновении вблизи порога, в то время как вероятность процесса (2) рассчитана через амплитуду фоторождения  $\pi$ -мезонов на одиночном нуклоне. В таблице 4 приведены экспериментальные результаты и теоретические оценки, полученные в работе<sup>/17/</sup>.

Т а б л и ц а 4

Вероятность реакции и отношение вероятностей	Настоящая работа	/17/
$W(pnn)$	$(57,8 \pm 5,4) \%$	-
$W(dn)$	$(15,9 \pm 2,3) \%$	-
$\frac{W(pnn)}{W(dn)}$	$3,6 \pm 0,8$	$4,6 \pm 4,1$
$\frac{W(dn)}{W(H^3\gamma)}$	$2,3 \pm 0,4$	$1,44 \pm 0,88$
$\frac{W(pnn) + W(dn)}{W(H^3\gamma)}$	$10,7 \pm 1,2$	$8,1 \pm 3,8$

Приведенные экспериментальные данные об отношении вероятностей согласуются с теоретическими оценками, однако достоверность согласия невелика из-за больших ошибок в теоретических величинах, обусловленных погрешностями

в феноменологических амплитудах захвата  $\pi$ -мезонов нейтрон-протонной  $g_0$  и протон-протонной парой  $g_1$ , полученных из анализа данных о сечении мезообразования в NN-столкновении<sup>/18/</sup>.

На основании развитых теоретических представлений о захвате  $\pi$ -мезонов ядрами  $He^3$  и экспериментальных данных об отношении вероятностей процессов (3) и (2) было получено отношение феноменологических амплитуд  $g_0$  и  $g_1$  и относительный знак этих амплитуд. Отношение амплитуд получено равным  $\frac{g_1}{g_0} = 1,3 \pm 0,2$  при относительной фазе равной нулю. Отсутствие противоречия между этим результатом и результатом анализа обратных процессов<sup>/18/</sup> является качественным подтверждением гипотезы двухнуклонного поглощения  $\pi$ -мезонов.

Дальнейшее сравнение с теорией было сделано на основе полученного спектра протонов в процессе (4). На рис. 7 сплошной кривой приведен предсказываемый спектр протонов с учетом экспериментальной дисперсии в измерении импульсов. Обращает на себя внимание тот факт, что пик, соответствующий захвату  $\pi$ -мезонов нейтрон-протонной парой, сдвинут в сторону меньших импульсов по сравнению с расчетной кривой. Этот сдвиг ( $\approx 20$  Мэв/с), вероятно, может быть обусловлен как связью нуклонов в ядре, так и влиянием взаимодействия нуклонов в конечном состоянии. Что касается предсказываемого пика, соответствующего захвату  $\pi$ -мезонов протон-протонной парой, то полученный спектр протонов свидетельствует об отсутствии ярко выраженного пика в области 350 Мэв/с. Этот результат не противоречит теоретическому спектру, если принять во внимание неопределенность в константе  $|g_1|^2$ , использованную в расчете.

Глава IV посвящена изучению времени каскадного перехода  $\pi$ -мезонов в газообразном гелии-3. Интервал времени между захватом отрицательных  $\pi$ -мезонов атомами и их поглощением ядром (время каскадного перехода) тесно связан с механизмом каскадного перехода  $\pi$ -мезонов. Время каскадного

перехода определяется как среднее время, которое затрачивает мезон, имеющий скорость  $\beta_A$ , сравнив со скоростью орбитальных электронов (0,02–0,03), пребывая на атомных орбитах до ядерного поглощения.

Метод измерения времени каскадного перехода был основан на регистрации числа распадов  $\pi^-$ -мезонов, имеющих скорость, близкую к скорости орбитальных электронов.

В опытах при высоком давлении гелия-3 в камере при экспозициях в пучке отрицательных  $\pi^-$ -мезонов было зарегистрировано 1072 случая распада  $\pi^-$ -мезонов, отобранных по признакам, принятым при просмотре. Была также проведена экспозиция камеры в пучке  $\pi^+$ -мезонов.

Для поиска случаев распада  $\pi^-$ -мезонов, имеющих скорость в момент распада  $< \beta_A$ , были отобраны такие события, когда мюон испускался в заднюю полусферу. Такой отбор позволил устранить кинематическую неоднозначность в определении скорости  $\pi^-$ -мезона, а также исключить вклад от рассеяния. Скорость  $\pi^-$ -мезонов в момент распада определялась по величине измеренного импульса или пробега и угла вылета мюона. Результаты измерения импульсов мюонов в зависимости от угла вылета приведены на рис. 8. Дисперсия в определении импульсов мюонов была найдена при измерении импульсов  $\mu^+$ -мезонов, испущенных остановившимися  $\pi^+$ -мезонами. Она оказалась равной 1,3 Мэв/с. В области скоростей  $\beta < 0,03$  был оценен вклад от распада  $\pi^-$ -мезонов на лету, обусловленный погрешностями измерений. Ожидаемая зависимость числа распадов  $\pi^-$ -мезонов на лету от скорости с учетом тормозных потерь и ошибок измерений вместе с экспериментальным результатом представлена на рис. 9. На основании этих данных, полного числа остановок  $\pi^-$ -мезонов и времени жизни было определено время каскадного перехода в гелии-3:

$$T_{\pi} = (1,4 \pm 0,7) \cdot 10^{-10} \text{ сек.}$$

Полученное время каскадного перехода  $\pi^-$ -мезонов в газообразном гелии-3 в пределах ошибок совпадает с результатом аналогичного измерения в жидком гелии-4<sup>19/</sup>, в то время как плотности сред отличаются примерно в 40 раз. Так как нет оснований предполагать, что процессы каскадного перехода  $\pi^-$ -мезонов в изотопах гелия заметно различаются, то этот результат свидетельствует о том, что время каскадного перехода в гелии не зависит от плотности среды. Измере-

ное время перехода на два порядка больше времени, предсказанного теоретически нашими расчетами /20,21/.

Результаты, полученные в настоящей работе, можно сформулировать следующим образом:

1. Впервые наблюдались и количественно исследовались процессы захвата остановившихся  $\pi^-$ -мезонов гелием-3. Измерены относительные вероятности пяти возможных каналов:

$$W(\pi^- + \text{He}^3 \rightarrow \text{H}^3 + \pi^0) = (15,8 \pm 0,8)\%$$

$$W(\pi^- + \text{He}^3 \rightarrow \text{H}^3 + \gamma) = (8,9 \pm 0,5)\%$$

$$W(\pi^- + \text{He}^3 \rightarrow d + n) = (15,9 \pm 2,3)\%$$

$$W(\pi^- + \text{He}^3 \rightarrow p + n + \pi) = (57,8 \pm 5,4)\%$$

$$W(\pi^- + \text{He}^3 \rightarrow d + n + \gamma) = (3,6 \pm 1,2)\%$$

2. На основании измерения отношения Пановского в  $\text{He}^3$ , которое оказалось равным  $2,28 \pm 0,18$ , получены сведения о ядерном формфакторе при передаваемом импульсе  $q^2 = 0,47 \text{ fm}^{-2}$   $F^2 = 0,75 \pm 0,06$ . Среднеквадратичный радиус гелия-3 определен равным  $(1,4 \pm 0,2) \cdot 10^{-13}$  см.

3. При использовании полученного формфактора и радиуса ядра проведено уточнение ядерного матричного элемента в процессе захвата мюонов гелием-3 и вычислена вероятность этого процесса, позволявшая оценить константу эффективного псевдоскалярного взаимодействия  $g_{\pi p}^{\mu} = (8 \pm 3) g_A^{\mu}$ .

4. На основании экспериментальной величины отношения вероятностей  $\frac{W(dn)}{W(\text{H}^3\gamma)}$  получено отношение феноменологических констант захвата  $\pi^-$ -мезонов протон-протонными и нейтрон-протонными парами  $\frac{g_{pp}}{g_{np}} = 1,3 \pm 0,2$ , а также оценена их относительная фаза, которая оказалась равной нулю.

5. Измерен спектр протонов в процессе  $\pi^- + \text{He}^3 \rightarrow p + n + \pi$ . Из его сравнения с теорией /17/ установлено, что пик, соответствующий захвату  $\pi^-$ -мезонов нейтрон-протонной парой, смещен в область малых импульсов протонов, а пик, соответствующий захвату  $\pi^-$ -мезонов протон-протонной парой, оказывается меньше предсказываемого.

6. Измерено время каскадного перехода  $\pi^-$ -мезонов в газообразном гелии-3, которое получено равным  $T_{\pi} = (1,4 \pm 0,7) \cdot 10^{-10}$  сек. Этот результат



наряду с измерением времени каскадного перехода в жидком гелии /19/ означает, что время каскадного перехода в гелии не зависит от плотности среды, а также значительно превышает время перехода, рассчитанное в работах /20,21/, в которых предполагалась доминирующая роль Штарк-эффекта в процессах каскадного перехода  $\pi$ -мезонов в гелии.

#### Л и т е р а т у р а

1. D. H. Wilkinson. Proc. Phys. Soc., 80, 997, 1962.
2. T. E. Ericson. Int. Conf. High Energy Phys. and Nuclear Structure. CERN, p. 47, 1963.
3. О.А. Займидорога, М.М. Кулюкин, Р.М. Суляев, И.В. Фаломкин, А.И. Филиппов, В.М. Цупко-Ситников, Ю.А. Шербаков. ЖЭТФ, 48, 1287 (1965).
4. О.А. Займидорога, Б.В. Струминский, Р.М. Суляев, И.В. Фаломкин, В.М. Цупко-Ситников, Ю.А. Шербаков. ЖЭТФ, 48, 1594 (1965); Nuovo Cimento 38, 1285, 1965. Int. Conf. on High Energy Physics at Dubna, 1964.
5. О.А. Займидорога, М.М. Кулюкин, Р.М. Суляев, И.В. Фаломкин, А.И. Филиппов, В.М. Цупко-Ситников, Ю.А. Шербаков. ЖЭТФ, 51, 1646 (1966); Препринт ОИЯИ Р-2805, Дубна 1966.
6. О.А. Займидорога, Р.М. Суляев, В.М. Цупко-Ситников. Препринт ОИЯИ Р-2838, Дубна 1966.
7. Г.М. Александров, О.А. Займидорога, М.М. Кулюкин, В.П. Пешков, Р.М. Суляев, А.И. Филиппов, В.М. Цупков-Ситников, Ю.А. Шербаков. ПТЭ, 1,89 (1964).
8. V. T. Cocconi, T. Tazzini, G. Fiducaro, M. Legros, N. H. Lipman, A. W. Merrison. Nuovo Cimento, 22, 494, 1961.
9. Б.В. Струминский. Препринт ОИЯИ Е-1012, Дубна 1962. The 1962 Int. Conf. on High Energy Phys. at CERN, p. 17.
10. L. I. Schiff. Phys. Rev., 133, В802, 1964.
11. H. Collard, R. Hofstadter, A. Johansson, R. Parks, M. Ryneveld, A. Walker, M. R. Yearian, R. B. Day, R. T. Wagner. Phys. Rev. Lett., 11, 132, 1963.
12. А.Н. Горбунов, А.Т. Варфоломеев. Phys. Lett., 11, 137, 1964.
13. О.А. Займидорога, М.М. Кулюкин, Б.М. Понтекорво, Р.М. Суляев, И.В. Фаломкин, А.И. Филиппов, В.М. Цупко-Ситников, Ю.А. Шербаков. ЖЭТФ, 44, 389, 1963. Phys. Lett., 3, 299, 1963.
14. L. V. Auerbach, R. I. Esterling, R. E. Hill, D. A. Jenkins, I. T. Lach, N. H. Lipman. Phys. Rev. Lett., 11, 23, 1963.
15. R. Edelman, D. Clay, I. W. Koeffel, R. Wagner. Int. Conf. on Weak Interactions, Brookhaven, p. 303, 1963.
16. A. M. L. Messiah. Phys. Rev., 87, 639, 1952.

17. P. P. Divakaran. Phys. Rev., 139, В387, 1965.
18. S. G. Eckstein. Phys. Rev., 129, 413, 1963.
19. M. M. Block, J. B. Kopelman, C. R. Sun. Phys. Rev., 140, В143, 1965.
20. T. B. Day. Nuovo Cim., 18, 381, 1960.
21. T. B. Day, G. A. Snow. Phys. Rev. Lett., 5, 112, 1960.

Рукопись поступила в издательский отдел  
23 января 1967 г.

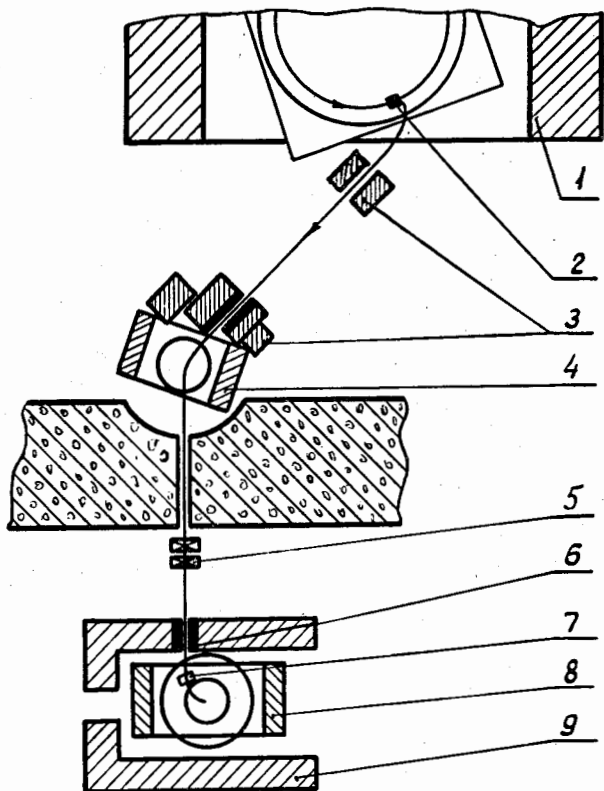


Рис. 1. Схема расположения установки в пучке мезонов.

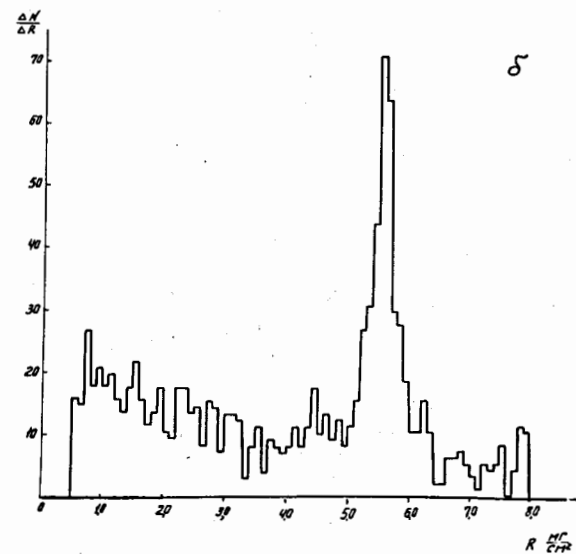
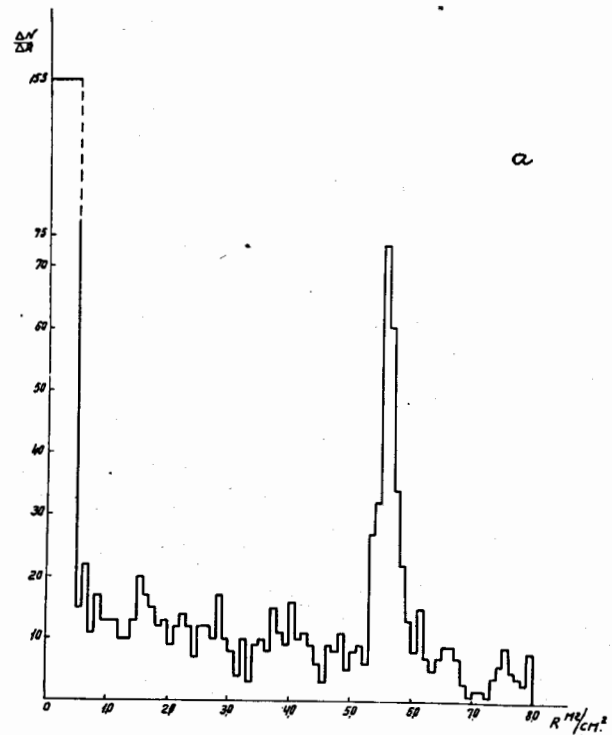
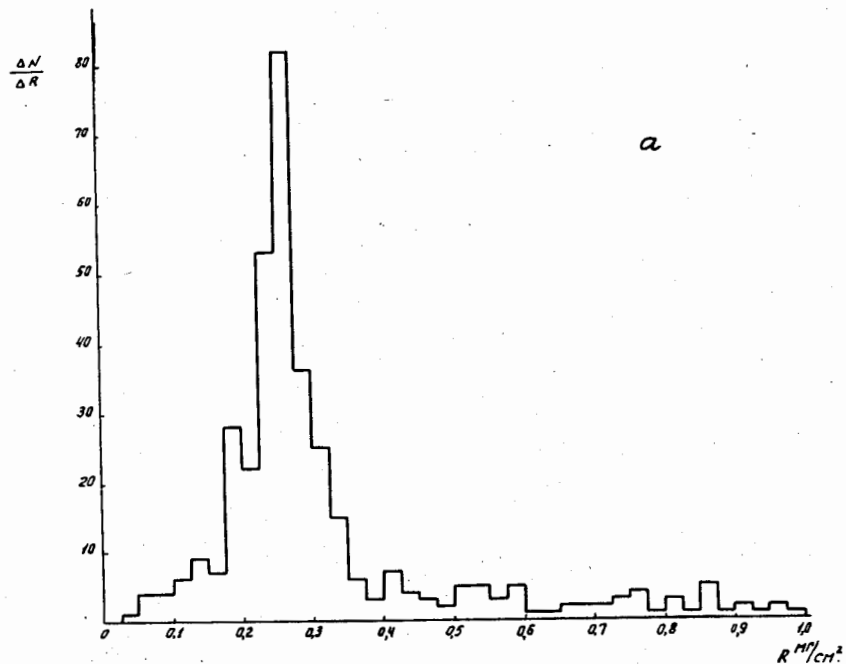
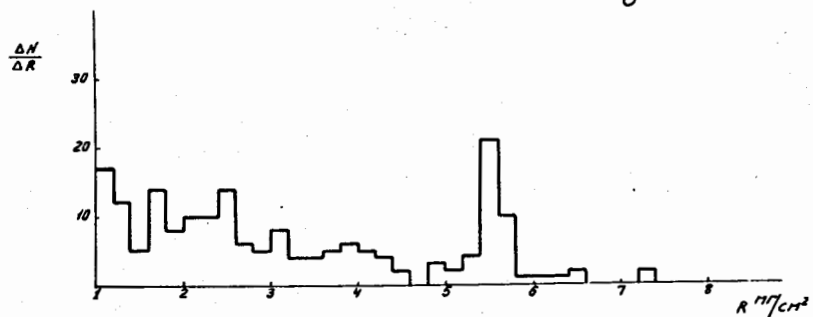


Рис. 2. а) Спектр пробегов вторичных частиц из экспозиции I в интервале пробегов 0-8 мг/см<sup>2</sup>. б) Спектр пробегов вторичных частиц из экспозиции II в интервале 0,5-8 мг/см<sup>2</sup>.



a



b

Рис. 3. а) Спектр пробегов вторичных частиц в интервале пробегов 0-1 мг/см<sup>2</sup> из экспозиции III. б) Спектр пробегов вторичных частиц в интервале пробегов 1-8 мг/см<sup>2</sup> из экспозиции III.

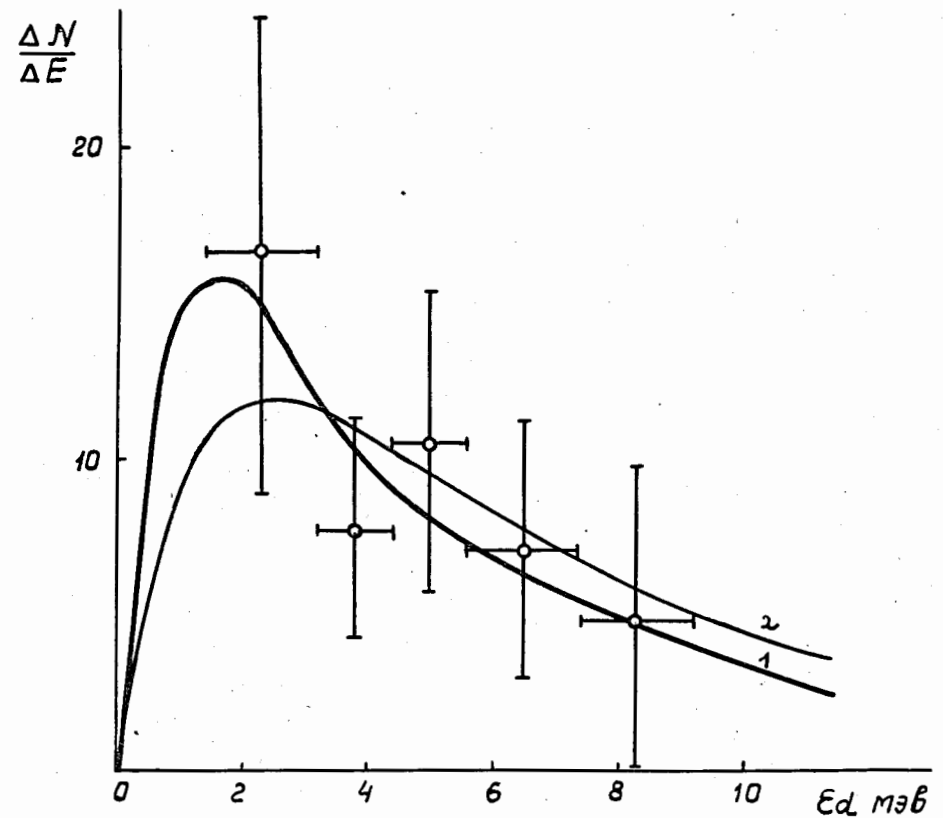


Рис. 4. Энергетический спектр дейтронов в реакции  $\pi^- + \text{He}^3 \rightarrow d + n + \gamma$ . Кривая 1 представляет теоретический спектр с учетом взаимодействия в конечном состоянии, кривая 2 - без учета взаимодействия.

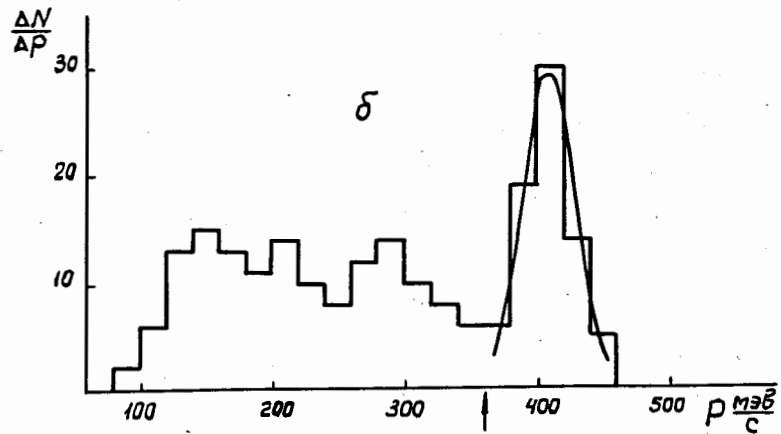
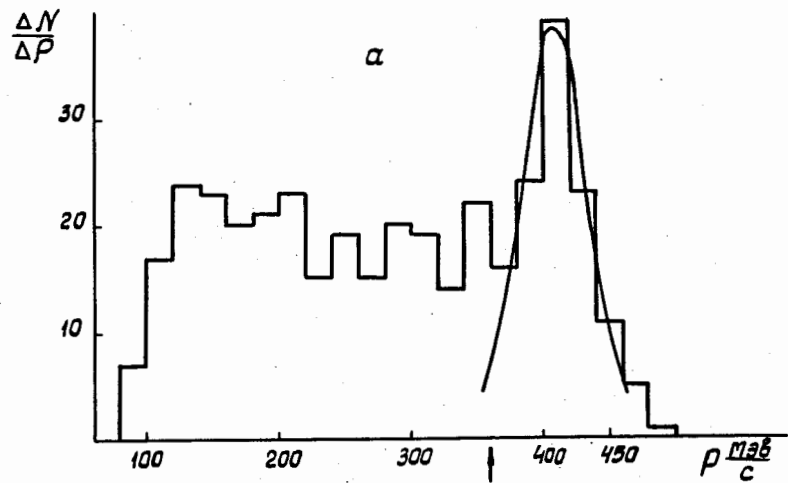


Рис. 5. а) Импульсный спектр, полученный в экспозиции I при измерении кривизны следа при критерии отбора 10 см. Гистограмма событий аппроксимирована кривой Гаусса с дисперсией 23 Мэв/с. б) Тот же спектр - при критерии отбора 13 см. Гистограмма событий аппроксимирована кривой Гаусса с дисперсией 20 Мэв/с.

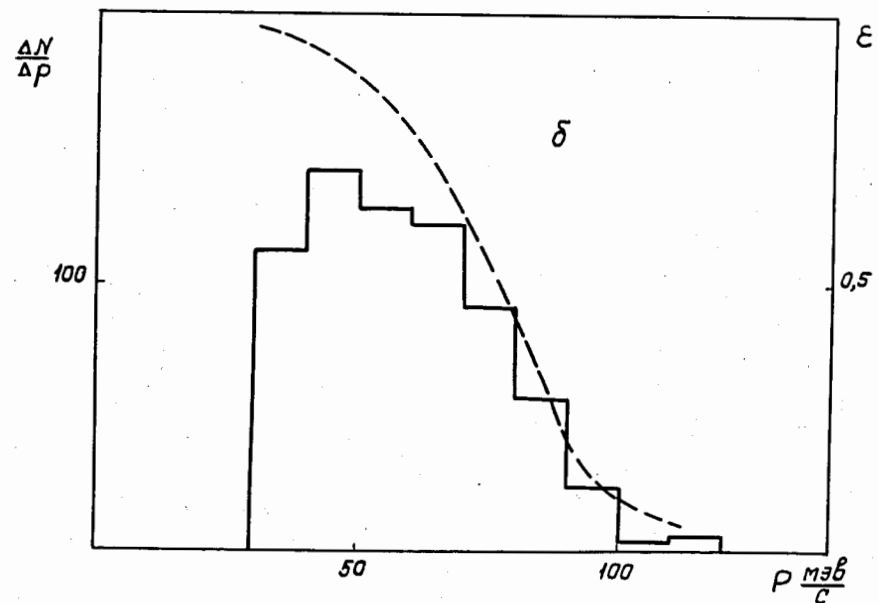
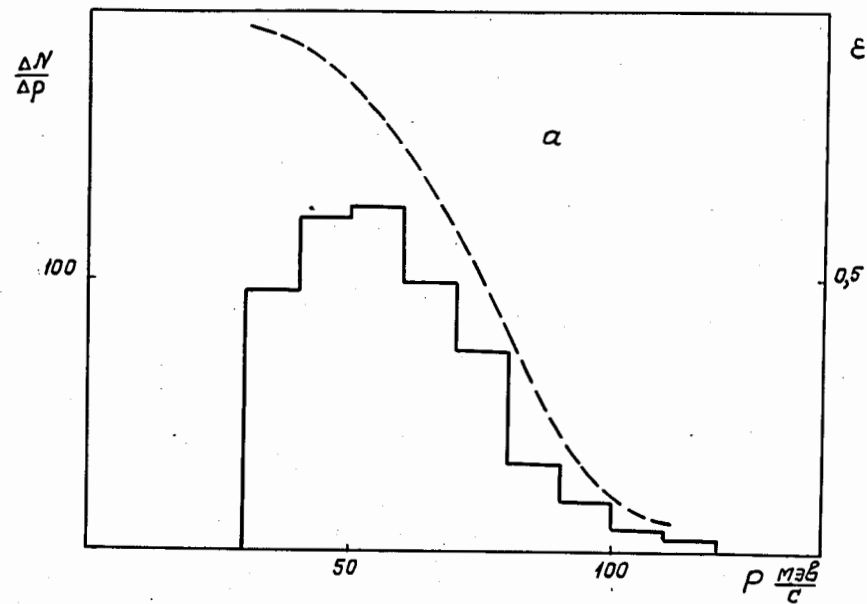


Рис. 6. а) Импульсный спектр протонов из экспозиции I, полученный по измерению пробегов. б) Аналогичный спектр из экспозиции II. В обоих случаях пунктирной кривой дана эффективность регистрации.

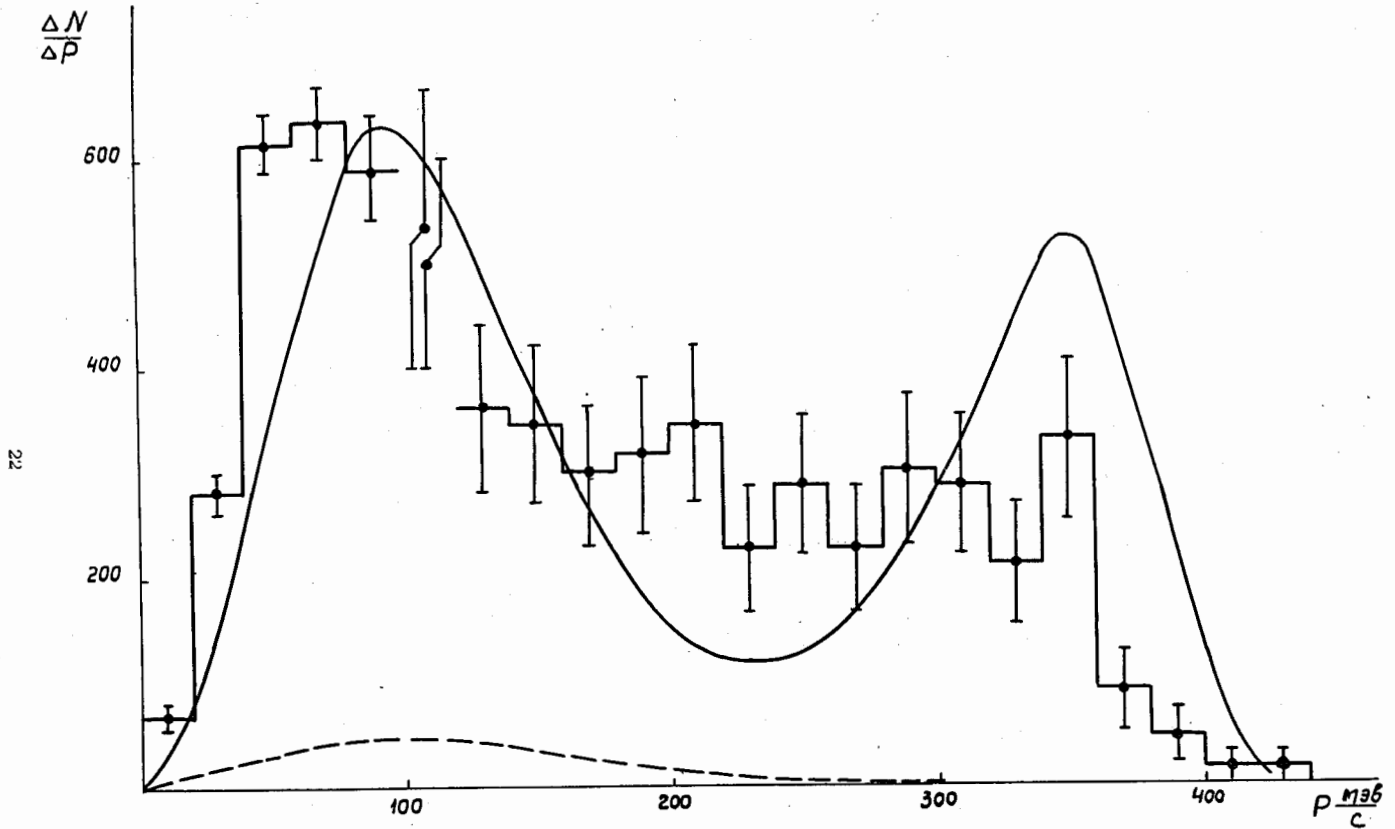


Рис. 7. Импульсный спектр протонов в реакции  $\pi^- + \text{He}^3 \rightarrow p + n + n$ .  
 Сплошной кривой дан теоретический спектр протонов с учетом дисперсии измерений. Пунктирной кривой дан спектр дейтронов в реакции  $\pi^- + \text{He}^3 \rightarrow d + n + \gamma$ .

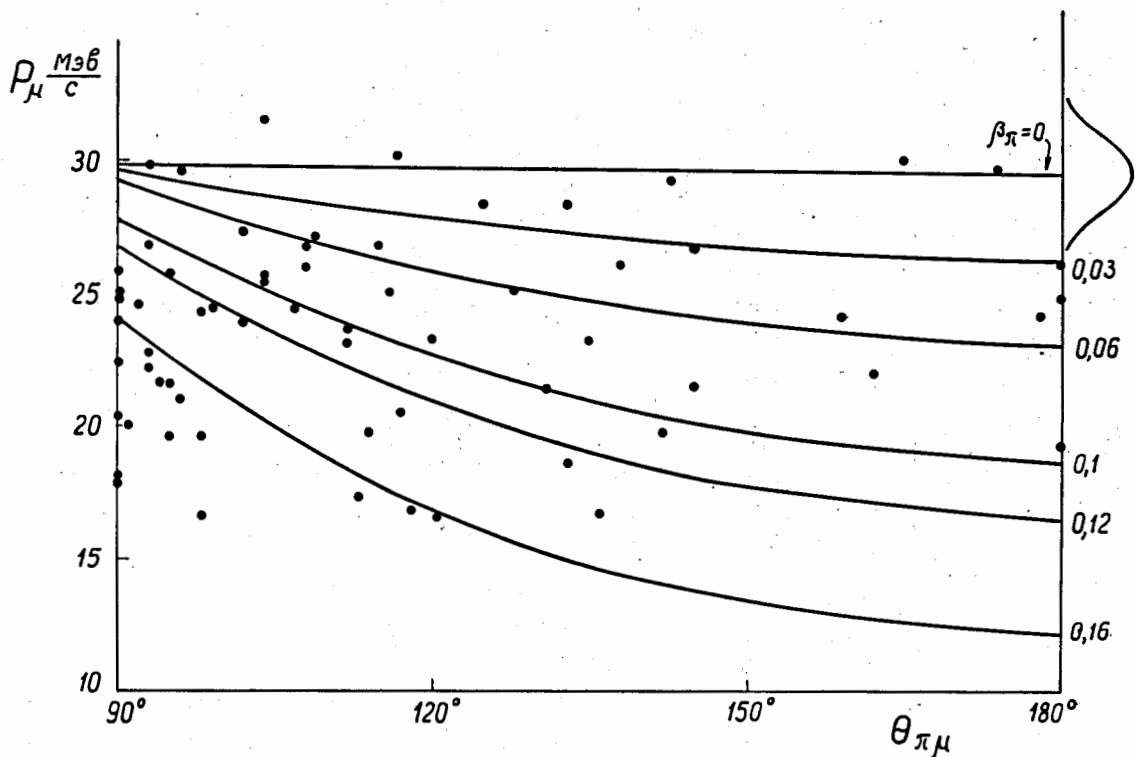


Рис. 8. Результат измерения импульсов мюонов в зависимости от угла вылета  $\theta_{\pi\mu}$ . Плавными кривыми показаны результаты кинематического расчета функции  $\rho_{\mu}(\theta)$  в зависимости от скорости  $\pi$ -мезона.

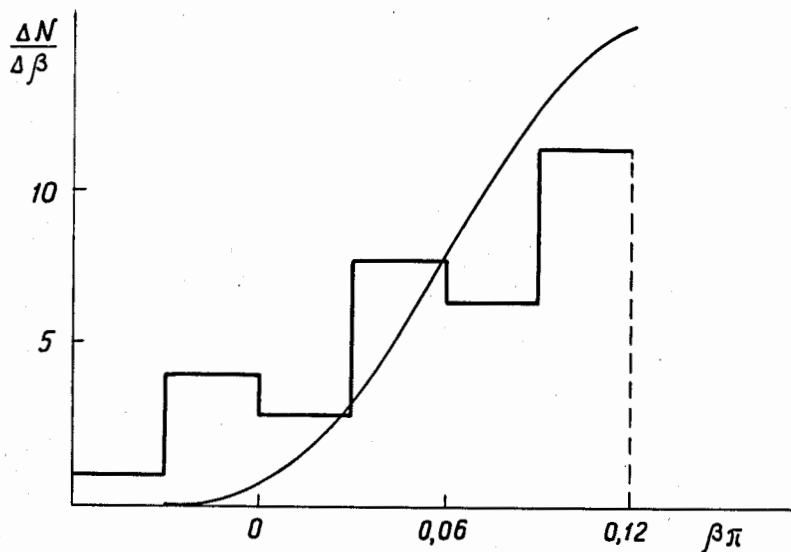


Рис. 9. Гистограмма  $\pi\mu$ -распадов на интервал скорости  $\pi$ -мезона. Плавной кривой дана ожидаемая зависимость с учетом тормозных потерь и дисперсии измерений.