

М. П. Баландин, В. А. Моисеенко, А. И. Мухин, С. З. Отвиновский

Исследование $\pi^{\pm}\mu^{\pm}e^{\pm}$ распада при помощи пропановой пузырьковой
камеры и сцинтилляционных счетчиков

ЖЭТФ, 1959, т. 36, в. 2, с. 424-432

М. П. Баландин, В. А. Монсеенко, А. И. Мухин, С. З. Отвиновский

Исследование $\pi^{\pm}-\mu^{\pm}-e^{\pm}$ распада при помощи пропановой пузырьковой
камеры и сцинтилляционных счетчиков

Физический институт
исследований
Л. Д. ЛИБИТЕЦА

В работе исследовались угловые распределения μ^+ -мезонов и позитронов при $\pi^+\mu^-e^+$ распаде в пропановой пузырьковой камере. Найдено, что угловое распределение μ^+ -мезонов изотропно, а угловое распределение позитронов, если описывать его выражением $\frac{1}{4\pi}(1-\alpha\cos\theta)$ характеризуется величиной $\alpha = 0,116 \pm 0,035$. Это значение параметра α значительно меньше величин такого же параметра, полученных в других работах, выполненных также с помощью пропановых пузырьковых камер. Из опытов со сцинтилляционными счетчиками, поставленных нами с целью выяснения причины этого расхождения, было найдено, что величина анизотропии существенно зависит от степени очистки технического пропана, иногда используемого в пузырьковых камерах. Из совместного анализа данных, полученных на одном и том же пропане с помощью пузырьковой камеры и сцинтилляционных счетчиков, было найдено, что величина $\lambda(1-w_c)$ равна $0,78 \pm 0,26$, где w_c - вероятность деполяризации μ^+ -мезонов в графите, а λ - фундаментальный параметр теории нейтрино.

x x
x

В В Е Д Е Н И Е

После открытия /1,2/ несохранения четности в слабых взаимодействиях был опубликован ряд работ по изучению μ -распада, выполненных как с помощью электронных методов /3,4/ регистрации частиц, так и с помощью фотоэмульсий /5,6/. В течение 1957 года появились также работы, в которых исследовался μ -распад с помощью водородной /7/ и пропановой /8,9/ пузырьковых камер.

Отличие методов регистрации частиц с помощью фотоэмульсий и пузырьковых камер от электронного метода регистрации частиц при изучении μ -распада состоит в том, что:

- а) в пузырьковых камерах так же, как и в фотоэмульсиях, естественно определяется асимметрия для всех электронов практически без отсечки по энергии ;
- б) при регистрации частиц с помощью пузырьковых камер и фотоэмульсий представляется возможным исследовать асимметрию электронов от μ -мезонов, родившихся при остановке π^- -мезонов, т.е. от μ^- -мезонов, по-видимому, полностью продольно поляризованных, в то время как исследование μ -распада с помощью сцинтилляционных счетчиков ведется на пучках μ^- -мезонов с неизвестной степенью поляризации.

Настоящая работа, находившаяся в стадии завершения, когда в печати появились работы /8-II/, имела основной целью определить асимметрию позитронов, испускаемых μ^+ -мезонами при распаде π^+ -мезонов, останавливающихся в пропановой пузырьковой камере.

Найденная в данной работе асимметрия позитронов в пропановой камере оказалась значительно меньше, чем асимметрия позитронов, полученная в других работах /4,10,11/, также выполненных на пропане. Причина этого состоит в том, что в пузырьковых камерах иногда используется

технический пропан, а как выяснилось из опытов, выполненных нами с помощью сцинтилляционных счетчиков, различная степень очистки "пропана" очень существенно влияет на асимметрию позитронов.

Кроме того, опыты со сцинтилляционными счетчиками, проведенные на таком же техническом пропане, как и в пузырьковой камере, позволили получить сведения о величине произведения $\lambda(1-w_c)$, где λ - параметр, зависящий от констант связи, а w_c - вероятность деполаризации μ^+ -мезонов в графите, который используется в качестве эталонного вещества.

В работе исследовалось также угловое распределение μ^+ -мезонов, образующихся при распаде остановившихся π^+ -мезонов.

Техника эксперимента

На рис. I представлена схема опыта при работе на пузырьковой камере, имеющей расширительное устройство с ограничением по объему. Пузырьковая пропановая камера /I2/ диаметром 9 см была помещена за четырехметровой бетонной защитой в пучок π^+ -мезонов. Образование π^+ -мезонов происходило в мишени из полиэтилена толщиной 70 см, помещенной в пучок выведенных из камеры ускорителя протонов с энергией 670 Мэв. Мезоны, вылетевшие из мишени под углом 7° , отклонялись электромагнитом и попадали в коллиматор. Средняя энергия π^+ -мезонов на выходе коллиматора составляла 170 Мэв. Непосредственно перед камерой для торможения π^+ -мезонов устанавливался алюминиевый фильтр толщиной 29 см. Чтобы ослабить влияние рассеянного магнитного поля синхроциклотрона и отклоняющего магнита, пузырьковая камера была окружена двухслойным железным экраном. При такой экранировке магнитное поле в рабочем объеме камеры не превышало 0,3 эрстеда. Стекла камеры занимали вертикальное положение. Фотографирование следов заряженных частиц производилось на пленку шириной 3,5 см стереофотоаппаратом с двумя объективами "Юпитер -8" ($F = 5,24$ см) с расстояния 45 см от средней плоскости камеры. База фотографирования составляла 12 см и была расположена вертикально.

Наполнение камеры осуществлялось техническим пропаном^{I)}, предварительно очищенным от содержащихся в нем легких фракций (CH_4, C_2H_6). Очистка производилась при температуре $0^\circ C$ и прекращалась, когда давление насыщенных паров смеси отличалось от давления насыщенных паров пропана при той же температуре не более, чем на 0,5 атм. Нормальные условия работы пузырьковой камеры были следующие: температура $+62^\circ C$, начальное давление - 32 атм., расширение - 2,6%. Камера срабатывала через каждые 20 сек. и управление ею осуществлялось дистанционно. Было получено около 5000 стереофотографий.

Просмотр и обработка полученных фотографий производились без воспроизведения пространственной картины на репроекте /I3/ экран которого был фиксирован в положении, перпендикулярном к оптическим осям объективов стереофотоаппарата. Несмотря на это, при просмотре все-таки использовались обе фотографии стереопары для того, чтобы исключить эффект наложения следов и уменьшить потери.

I) Состав технического пропана следующий: Пропан (C_3H_8) -80%, пропилен (C_3H_6) -10%, метан (CH_4) -6%, бутан (C_4H_{10}) - 4%.

Интересующие нас случаи распада μ^+ -мезонов от остановившихся π^+ -мезонов ($\pi^+\mu^+e^+$ -случаи) определялись по характерному внешнему виду (рис.2). Из всех $\pi^+\mu^+e^+$ -случаев при такой методике просмотра не могли быть однозначно интерпретированы только те, когда направление вылета μ^+ -мезона на экране репроектора составляло малый угол с направлением π^+ -мезона перед остановкой. Это связано с тем, что такие случаи, которые мы будем в дальнейшем называть "сомнительными", могут быть также интерпретированы как случаи распада μ^+ -мезонов, выходящих из коллиатора (μ^+e^+ -случаи) когда μ^+ -мезон испытывает рассеяние за 2 - 3,5 мм до остановки в камере.

Для определения асимметрии позитронов при $\pi^+\mu^+e^+$ -распаде измерялся непосредственно угол ϑ' , являющийся проекцией на вертикальную плоскость пространственного угла ϑ между направлением вылета μ^+ -мезона и направлением вылета позитрона. Получаемое при этом угловое распределение $\phi(\vartheta')$ однозначно связано с распределением $F(\vartheta, \varphi)$, если известно угловое распределение μ^+ -мезонов и азимутальная часть функции $F(\vartheta, \varphi)$. Так, например, при изотропном распределении μ^+ -мезонов функции

$$F(\vartheta, \varphi) = \frac{1}{4\pi} (1 - a \cos \vartheta) \quad (1)$$

соответствует угловое распределение

$$\phi(\vartheta') = \frac{1}{2\pi} \left[1 - a \left(\frac{\sqrt{2}}{4} \right)^2 \cos \vartheta' \right] \quad (2)$$

Определение асимметрии позитронов при $\pi^+\mu^+e^+$ -распаде путем вычисления угла ϑ по координатам точек следов дает несколько лучшую точность, но требует значительно большей затраты времени. Непосредственное же измерение угла ϑ на репроекторе, как показал опыт, приводит к неконтролируемому искажению углового распределения, которое при этом сильно обогащается случаями в интервалах угла ϑ $0^\circ - 20^\circ$ и $160^\circ - 180^\circ$.

В случае μ^+e^+ -распада, так же, как и в случае $\pi^+\mu^+e^+$ -распада, измерялся непосредственно угол ϑ' , причем за направление вылета μ^+ -мезона принималось направление коллимированного пучка μ^+ -мезонов. Вычисления показывают, что при этом угловому распределению вида I соответствует распределение

$$\phi(\vartheta') = \frac{1}{2\pi} \left(1 - a \frac{\sqrt{2}}{4} \cos \vartheta' \right) \quad (3)$$

"Сомнительные" случаи обрабатывались как случаи $\pi^+\mu^+e^+$ -распада.

Все фотографии были просмотрены независимо два раза. С целью уменьшения потерь при втором просмотре на каждой фотографии кроме интересующих нас случаев отмечались случаи рассеяния и звезды, так как это позволяло более внимательно просмотреть полученные стереоснимки. При первом просмотре было найдено 6712 $\pi^+\mu^+e^+$ и μ^+e^+ -случаев распада, включая "сомнительные". При втором просмотре было найдено дополнительно 346 таких случаев, суммарное угловое распределение которых представлено на рис.3. Из этого рисунка видно, что потери $\pi^+\mu^+e^+$, μ^+e^+ и "сомнительных" случаев, грубо говоря, не зависят от угла ϑ' . Если принять, что потери также не зависят от места расположения случая в камере, т.е. в целом носят чисто

случайный характер и что второй просмотр произведен не менее тщательно, чем первый, то не трудно показать, что при третьем просмотре было бы найдено не более 50 новых $\pi^+ - \mu^+ - e^+$ и $\mu^+ - e^+$ случаев. Такое количество случаев даже при наличии некоторой зависимости потерь от угла θ' , не может существенно исказить полученных угловых распределений, а поэтому необходимость в третьем просмотре отпадает.

Для того, чтобы исключить возможность искажения угловых распределений под влиянием краевого эффекта, производилась обработка только тех случаев $\pi^+ - \mu^+ - e^+$ и $\mu^+ - e^+$ распада, когда остановка π^+ или μ^+ -мезонов происходила во внутренней области камеры диаметром 6 см.

Угловое распределение μ^+ -мезонов при распаде π^+ -мезонов, останавливающихся в пузырьковой камере

Когда наши опыты находились в стадии выполнения, на конференции в Варенне (Италия) в 1957 г. Латтесом было сделано сообщение об угловом распределении μ^+ -мезонов при распаде π^+ -мезонов, останавливающихся в фотоэмульсии. В этой работе сообщалось, что количество μ^+ -мезонов, выходящих в заднюю полусферу относительно направления пучка π^+ -мезонов, больше, чем в переднюю и что вероятность испускания μ^+ -мезонов возрастает с увеличением угла между направлением их вылета и горизонтальной плоскости. С целью проверки этого результата, а также для того, чтобы осуществить правильный переход к пространственному угловому распределению позитронов было предпринято измерение углового распределения μ^+ -мезонов.

Измерялся угол β' , являющийся проекцией на вертикальную плоскость угла β между направлением пучка π^+ -мезонов и направлением вылета μ^+ -мезона, образовавшегося при распаде π^+ -мезона, остановившегося в камере. На рис. 4 представлено угловое распределение $\psi(\beta')$ -мезонов, полученное в результате обработки 4107 случаев распада остановившихся π^+ -мезонов, включая "сомнительные", для которых дополнительно на рис.5 приведено отдельное угловое распределение. Сплошная прямая на рис.4 описывается выражением $\psi(\beta') = \bar{N}_\mu$, в котором \bar{N}_μ есть среднее число μ^+ -мезонов в интервале угла β' $30^\circ - 330^\circ$, а пунктирные - выражением $\psi(\beta') = \bar{N}_\mu \pm \sqrt{\bar{N}_\mu}$. Из рис. 4 видно, что полученное угловое распределение μ^+ -мезонов хорошо согласуется с изотропным распределением $\psi(\beta') = \bar{N}_\mu$ за исключением интервалов угла β' $0^\circ + 30^\circ$ и $330^\circ - 360^\circ$, где, как показывает рис.5, сосредоточены все "сомнительные" случаи. Поэтому нет никаких оснований считать, что полученное угловое распределение $\psi(\beta')$ противоречит изотропному. При изотропном же угловом распределении $\psi(\beta')$ должно быть изотропно и пространственное угловое распределение μ^+ -мезонов. В противном случае, когда распределение $\psi(\beta)$ не изотропно, должна наблюдаться анизотропия μ^+ -мезонов относительно плоскости рождения π^+ -мезонов, так как π^+ -мезоны тогда должны иметь спин и быть поляризованы по направлению, перпендикулярному к плоскости рождения,

если сохраняется четность в сильных взаимодействиях. При такого рода анизотропии пространственного углового распределения μ^+ -мезонов угловое распределение $\psi(\beta')$ должно быть также анизотропно, что находится в противоречии с экспериментальным результатом. Таким образом, нет никаких оснований считать, что пространственное угловое распределение μ^+ мезонов противоречит изотропному. Изотропное угловое распределение μ^+ -мезонов было получено также в работах^{/14,15/} когда на стоячая работа находилась в стадии завершения.

Угловое распределение позитронов при $\pi^+\mu^+e^+$ распаде

На рис.6 представлено угловое распределение $\phi(\theta')$ позитронов от 5252 случаев $\pi^+\mu^+e^+$ -распада. Экспериментальные точки на этом рисунке указаны с ошибками, обусловленными статистикой. При построении этого углового распределения были исключены те случаи $\pi^+\mu^+e^+$ -распада, когда проекция на вертикальную плоскость угла γ между направлением вылета μ^+ -мезона и направлением π^+ -мезона при остановке составляла угол $\gamma' \leq 15^\circ$. Это связано с тем, что в интервале угла $\gamma' 0^\circ - 15^\circ$ заключена основная часть "сомнительных" случаев, для которых дополнительно на рис.7 представлено отдельное угловое распределение $\rho(r')$, подтверждающее сделанное заключение. Ясно, что все сомнительные случаи должны быть исключены из общего статистического материала для того, чтобы устранить искажение углового распределения $\phi(\theta')$, связанное с тем, что переход к пространственному угловому распределению позитронов от μ^+e^+ и $\pi^+\mu^+e^+$ распадов описывается совершенно различными формулами. В действительности же, как было сказано уже выше, в интервале угла $\gamma' 0^\circ - 15^\circ$ были исключены все случаи, в том числе и такие, которые не вызывают никакого сомнения. Это было сделано для того, чтобы облегчить переход к пространственному угловому распределению.

Приведенная на рис.6 сплошная кривая описывается выражением (2) с коэффициентом $\alpha = 0,116 \pm 0,035$. Величина этого коэффициента была определена из соотношения

$$\alpha = \frac{\theta}{\pi} \frac{N'_H - N'_B}{N'_H + N'_B} \quad (4)$$

в котором N'_B и N'_H есть соответственно число позитронов, выходящих в переднюю и заднюю полуплоскости относительно направления вылета μ^+ -мезона в проекции на вертикальную плоскость. Из рисунка 6 видно, что полученное экспериментальное распределение позитронов хорошо описывается выражением (2) при $\alpha = 0,116 \pm 0,035$. Этот вывод подтверждается также критерием χ^2 . Несмотря на такое хорошее согласие, обращает на себя внимание характер разброса экспериментальных точек относительно сплошной кривой. Видно, что все экспериментальные точки в интервале угла $\theta' 45^\circ - 135^\circ$ лежат систематически выше сплошной кривой, в интервалах $0-45^\circ$ и $135-180^\circ$ систематически ниже. Это становится еще более заметно, если произвести свертывание представленных на рис.6 угловых распределений относительно 90° так, как эти угловые распределения были в свою очередь свернуты относительно угла 180° . Полученные в результате этого угловые распределения изображены на рис.8. Отложенный на этом рисунке по оси абсцисс угол θ'_{CB} находится в следующих соотношениях с углом θ' : $\theta'_{CB} = \theta'$ при $\theta' \leq 90^\circ$ и $\theta'_{CB} = 180^\circ - \theta'$ при $\theta' > 90^\circ$.

Если бы разброс точек носил чисто случайный характер, то экспериментальное угловое распределение после свертывания было бы изотропным. В действительности же число позитронов в интервале угла $\vartheta'_{CB} 45^{\circ}-90^{\circ}$ превосходит число позитронов в интервале $0^{\circ}-45^{\circ}$ на величину 179 ± 72 .

Такое расположение экспериментальных точек может быть, например, тогда, когда потери $\pi^+ \mu^+ e^+$ -случаев распада с углом ϑ' в интервале $45^{\circ}-135^{\circ}$ меньше, чем в интервалах $0^{\circ}-45^{\circ}$ и $135^{\circ}-180^{\circ}$. Угловая зависимость, представленная на рис.3, а также вычисления на ее основе, показывают, что если даже в нашем случае этот эффект имеет место, тем не менее величина его не позволяет количественно объяснить полученную разность 179 ± 72 . Возможно, что наблюдаемая разность является статистической флуктуацией, вероятность которой составляет 1,5%.

Найденная асимметрия в нашей работе оказалась значительно меньше величины асимметрии для "пропана", полученной в других работах^{/4,10,11/}. В частности, в работах^{/10,11/}, выполненных на синхроциклотроне Объединенного института ядерных исследований при аналогичных условиях с помощью пропановых пузырьковых камер, были получены значения коэффициента α $0,19 \pm 0,03$ и $0,22 \pm 0,03$. Расхождение между этими данными и величиной α полученной в нашей работе вряд ли можно объяснить неточностью измерений. Поэтому нами было сделано предположение, что эта разница может быть обусловлена различной степенью очистки используемого технического пропана. Для проверки этого предположения были предприняты измерения асимметрии в $\mu^+ e^+$ -распаде при помощи электронных методов регистрации частиц.

Исследование асимметрии позитронов при $\mu^+ e^+$ -распаде в пропане различной степени очистки с помощью сцинтилляционных счетчиков.

Исследование асимметрии позитронов при $\mu^+ e^+$ -распаде производилось методом сцинтилляционных счетчиков с помощью аппаратуры, описанной в работе^{/16/}. Использовался пучок μ^+ -мезонов с энергией ~ 95 Мэв, интенсивность которого составляла $15 \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$, а степень поляризации была $0,81 \pm 0,11$.^{/16/} Мишень, в которой останавливались μ^+ -мезоны, представляла собой сосуд с двумя тонкими плоско-параллельными стенками, заполнявшийся "пропаном" различной степени очистки. Этот сосуд имел размеры $4,5 \times 16 \text{ см} \times 16 \text{ см}$ и располагался относительно пучка μ^+ -мезонов так же, как и графитовая мишень в работе^{/16/}.

Общий вид мишени изображен на рисунке 9.

Была определена асимметрия позитронов при $\mu^+ e^+$ -распаде а) в "пропане", очищенном от легких фракций, так, как если бы этот "пропан" предназначался для заполнения пузырьковой камеры; б) в "пропане", не подвергнувшись никакой очистке и в) в легких фракциях, выделяющихся при очистке технического пропана.

Измерение асимметрии производилось, когда на пути позитронов полная толщина фильтра, включая материал сцинтилляционных счетчиков и половину толщины мишени, была эквивалентна $13,8 \text{ гр/см}^2$ полиэтилена. Кроме того, для неочищенного пропана измерялась асимметрия при

температуре сухого льда ($-78,5^{\circ}\text{C}$) и при температуре жидкого азота ($-195,8^{\circ}\text{C}$). Было найдено, что асимметрия в пределах ошибок измерений не зависит от температуры. Полученные значения величин асимметрии были пересчитаны для интегрального спектра позитронов на основании измерений^{/16/} зависимости асимметрии от энергии позитронов и приведены в таблице I. Указанная в этой таблице величина коэффициента асимметрии α' для неочищенного пропана является средним значением величин асимметрии, полученных при температуре $-78,5^{\circ}$ и $-195,8^{\circ}\text{C}$.

Из таблицы I видно, что асимметрия определенно зависит от степени очистки "пропана". Этот результат полностью подтверждает наше предположение о том, что расхождение между величинами α , полученными в данной работе и в работах^{/4,10,11/}, обусловлено степенью очистки пропана. Измерения показали, что малая величина асимметрии в очищенном "пропане" не связана просто с тем, что легкая фракция характеризуется особенно большой степенью асимметрии, а обусловлена более сложными физико-химическими причинами.

Обсуждение результатов

Известно, что из совместного анализа данных по $\pi^{\pm}\mu^{\pm}e^{\pm}$ и $\mu^{\pm}e^{\pm}$ -распадам, полученных при помощи методов электроники и фотоэмульсий, была найдена^{/17/} величина $\lambda(1-W_C)$. Подобный анализ, в принципе, можно провести также в случае остановок π^{\pm} мезонов в пропановой пузырьковой камере, если иметь данные об относительной степени деполяризации μ^{\pm} -мезонов в пропане и графите. При этом следует обратить особое внимание на состав пропана, так как результаты настоящей работы показывают, что имеет место сильная зависимость асимметрии от степени очистки технического пропана. В нашем случае имеются все основания для проведения такого анализа, так как в опытах, выполненных при помощи электроники, использовался "пропан" того же состава, что и в пропановой пузырьковой камере.

Совместный анализ данных по $\pi^{\pm}\mu^{\pm}e^{\pm}$ и $\mu^{\pm}e^{\pm}$ распадам, полученных в нашей работе с помощью пропановой пузырьковой камеры и электроники приводит к величине $\lambda(1-W_C) = 0,78 \pm 0,26$. Недостаточная точность полученной величины $\lambda(1-W_C)$, несмотря на большой статистический материал, объясняется малой степенью асимметрии в "пропане", которым наполнялась пузырьковая камера.

ВЫВОДЫ

1. Найдено, что угловое распределение μ^{\pm} -мезонов при $\pi^{\pm}\mu^{\pm}$ -распаде изотропно относительно направления пучка π^{\pm} -мезонов, останавливающихся в пропановой пузырьковой камере.

2. Из полученного углового распределения позитронов относительно направления вылета μ^{\pm} -мезонов при $\pi^{\pm}\mu^{\pm}e^{\pm}$ распаде в пропановой камере найдено значение коэффициента α для интегрального спектра позитронов. Значение этого коэффициента оказалось равным $0,116 \pm 0,035$, что значительно меньше величин α , полученных другими авторами^{/4,10,11/}. Для выяснения этого расхождения были поставлены опыты с помощью электроники.

3. Из опытов, выполненных с помощью сцинтилляционных счетчиков, найдено, что величина асимметрии существенно зависит от степени очистки технического пропана.

4. Из измерений отношения асимметрии в пропане и графите при помощи сцинтилляционных счетчиков и величины асимметрии в пропановой пузырьковой камере была получена величина $\lambda(1-\omega\zeta)$, оказавшаяся равной $0,78 \pm 0,26$.

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность Б.М.Понтекорво за руководство работой, М.Я. Данышу, А.А.Тяпкину, Н.А.Черникову за помощь и ценные советы при проведении экспериментальной части работы, Р.М.Рыдину и С.М.Биленькому за обсуждение результатов работы; Б.С.Неганову, В.А.Жукову, Б.Д.Балашову за оказанное содействие при выводе пучка π^+ -мезонов, В.Трифонову и Г.Мурину за участие в обработке экспериментального материала.

ЛИТЕРАТУРА

1. T.D.Lee, C.N.Yang, Phys. Rev. 104, 254, 1956.
2. C.S.Wu, E.Ambler, R.W.Hayward, D.D.Hoppes, R.P.Hudson, Phys.Rev. 105, 1413, 1957.
3. R.L.Garwin, L.M.Lederman, M.Weinrich, Phys.Rev.105, 1415, 1957.
4. R.A.Swanson, N.P.Campbell, E.L.Garwin, J.S.Sens, V.L.Telegdi, S.C.Wright, D.D.Kovanovitch, Bull.Amer.Phys.Soc. Ser.II, 2, 205, 1957.
5. J.I.Friedman, V.L.Telegdi, Phys.Rev. 106, 1290, 1957.
6. И.И. Гуревич, В.М. Кутукова, А.П. Мишакова, Б.А. Никольский, Л.В. Суркова ЖЭТФ, 34, 281, 1958.
7. A.Abashian, R.K.Adair, R.Cool, A.Erwin, J.Kopp, L.Leipuner, T.W.Morris, D.C.Rahn, R.R.Rau, A.M.Thorndike, W.L.Whittemore, W.J.Willis, Phys.Rev. 105, 1927, 1957.
8. M.H.Alston, W.H.Evans, T.D.N.Morgan, R.W.Newport, P.R.Williams, A.Kirk, Phil.Mag. 2, 1143, 1957.
9. J.A.Fless, A.E.Brenner, R.W.Williams, R.Bizzarri, R.H.Hildebrand, R.H.Milburn, A.M.Shapiro, K.Strauch, J.C.Street, L.A.Young, Phys.Rev. 108, 159, 1957.
10. А.И. Алиханян, В.Г. Кириллов-Угрёмов, Л.П. Котенко, Е.П. Кузнецов, Ю.С. Попов, ЖЭТФ, 34, 1101, 1958.
11. В.В. Бармин, В.П. Канавец, Б.В.Морозов, И.И. Першин, ЖЭТФ, 34, 830, 1958.
12. М.П. Баладин, В.А. Моисеенко. Тезисы докладов на всесоюзной конференции по физике частиц высоких энергий. Москва, 1956.
13. А.Т. Василенко, М.С. Козодаев, Р.М. Суляев, А.И. Филиппов, Ю.А. Шербаков. ПТЭ, 6, 34, 1957.
14. A.V.Crewe, U.E.Kruse, R.H.Miller, L.G.Pondrom, Phys.Rev. 108, 1531, 1957.
15. Н.П. Богачев, А.К.Михул, М.Г.Петрашку, В.М.Сидоров, ЖЭТФ, 34, 531, 1958.
16. А.И. Мухин, Е.Б.Озеров, Б.Понтекорво, ЖЭТФ, в печати.
17. D.H.Wilkinson, Nuovo Cim. 6, 516, 1957.

Т а б л и ц а I.

Вещество	Величина коэффициента асимметрии α'
"Пропан" неочищенный	$-0,147 \pm 0,013$
"Пропан" очищенный	$-0,104 \pm 0,014$

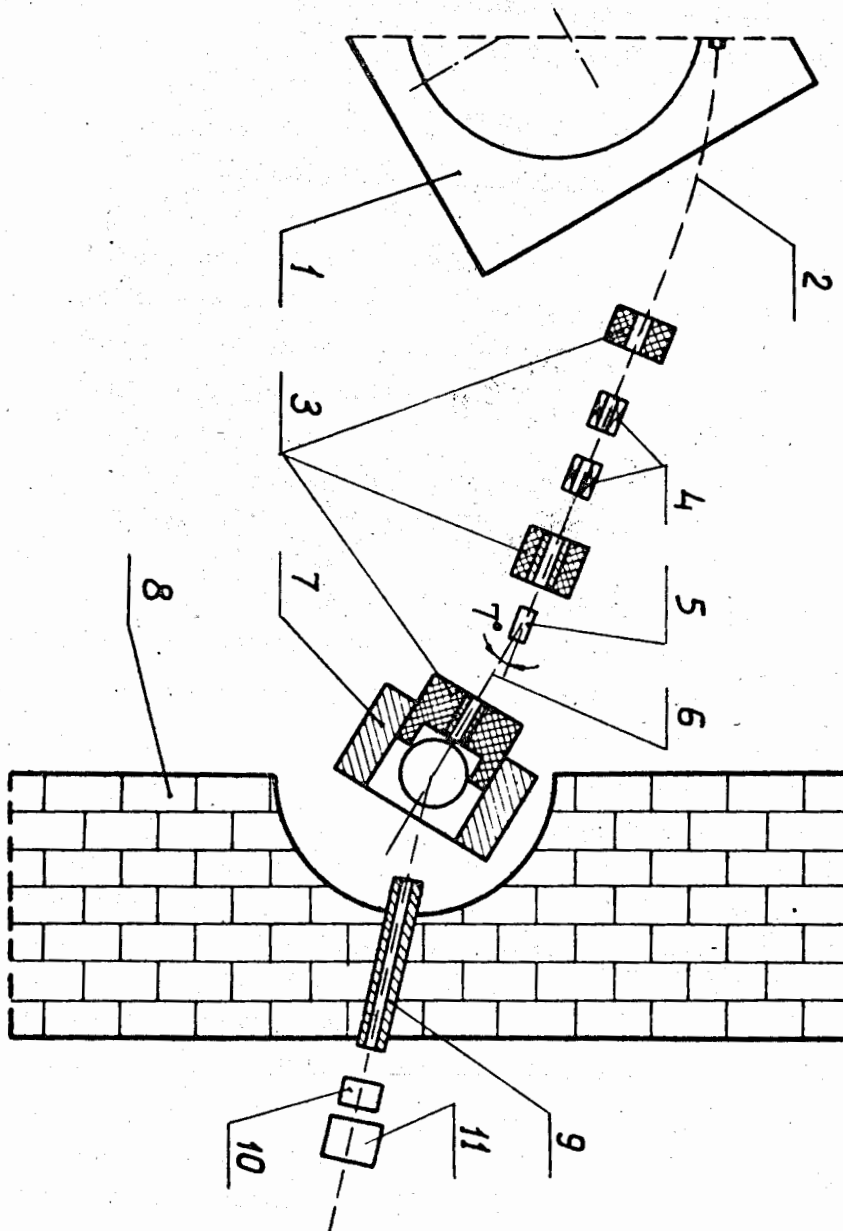


Рис. I. Схема опыта

- 1. Вакуумная камера синхроциклотрона.
- 2. Пучок выведенных протонов.
- 3. Свинцовая защита.
- 4. Квадрупольные фокусирующие линзы.
- 5. Полиэтиленовая мишень.
- 6. Пучок π -мезонов.

- 7. Отклоняющий электромагнит.
- 8. Чугунные плиты в окне четырехметровой бетонной защиты.
- 9. Стальной коллиматор.
- 10. Алюминиевый фильтр.
- 11. Пропановая пузырьковая камера.

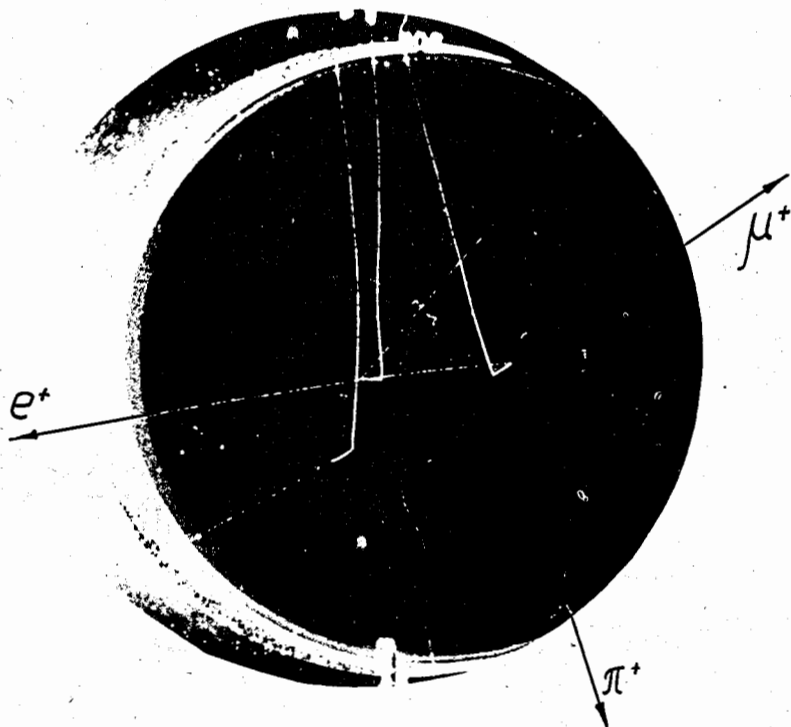


Рис. 2.

Типичная фотография $\Lambda^+ - \mu^+ - e^+$ -случаев распада в пропановой пузырьковой камере.

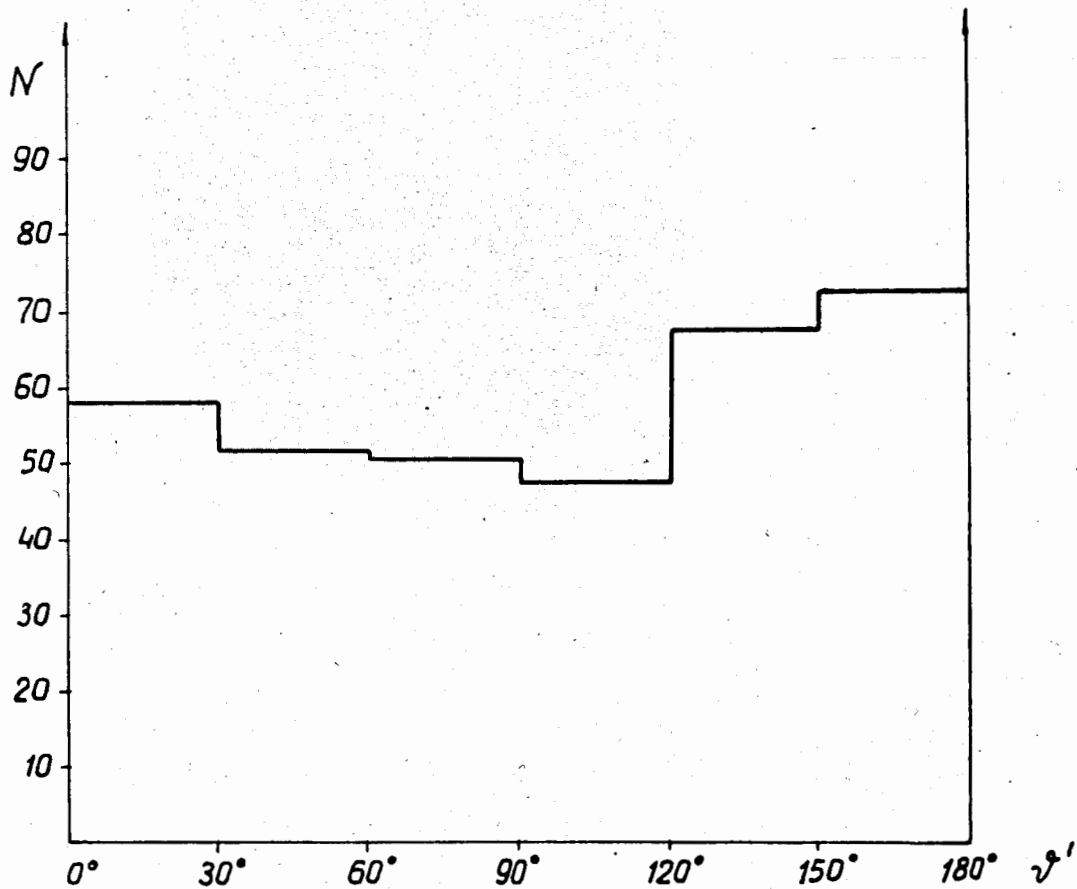


Рис. 3.

Угловое распределение позитронов для 346 $\Lambda^+ - \mu^+ - e^+$, $\mu^+ - e^+$ и "сомнительных" случаев распада, найденных дополнительно при втором просмотре. По оси абсцисс отложен угол ψ' , являющийся проекцией на вертикальную плоскость пространственного угла ψ между направлением вылета μ^+ мезона и направлением вылета позитрона; по оси ординат - число N позитронов в интервале угла ψ , равном 30° .

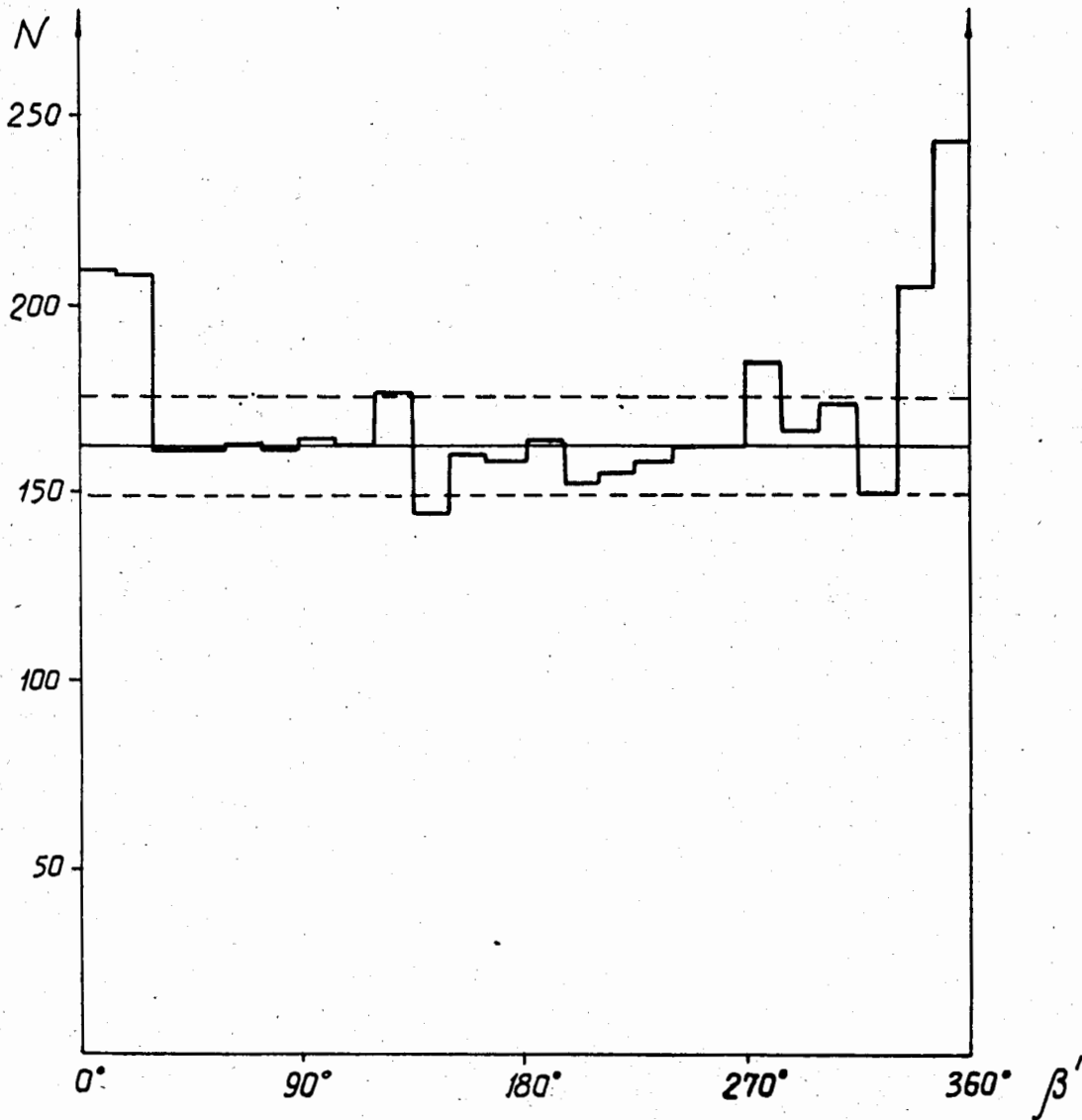


Рис. 4.

Угловое распределение μ^+ -мезонов для 4107 случаев $\pi^+-\mu^+-e^+$ -распада, (включены все "сомнительные" случаи). По оси абсцисс отложен угол β' , являющийся проекцией на вертикальную плоскость пространственного угла β между направлением пучка π^+ -мезонов и направлением вылета μ^+ -мезона. По оси ординат отложено число N μ^+ -мезонов в интервале угла β' равном 15° . Сплошная прямая описывается выражением $\psi(\beta') = \bar{N}_\mu$ где \bar{N}_μ - среднее число μ^+ -мезонов в интервале угла β' $30^\circ + 330^\circ$, а пунктирные - выражением

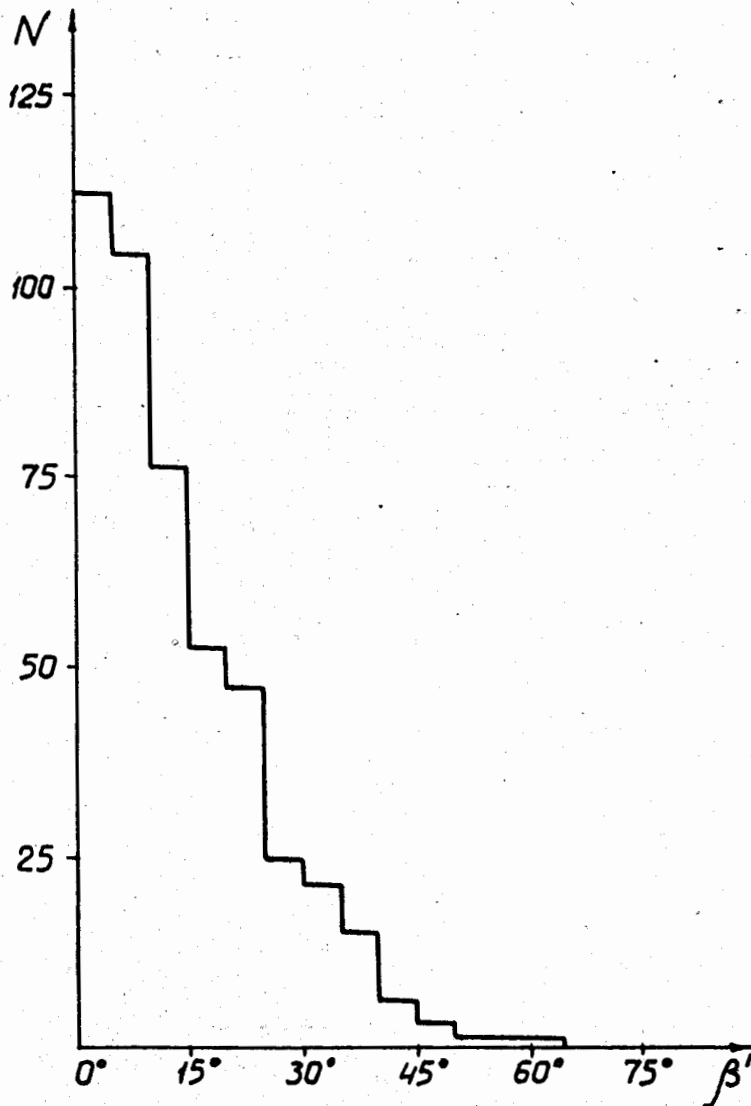


Рис. 5.

Угловое распределение μ^+ -мезонов для "сомнительных" случаев распада. По оси абсцисс отложен угол β' , являющийся проекцией на вертикальную плоскость пространственного угла β между направлением пучка L^+ мезонов и направлением вылета μ^+ -мезонов. По оси ординат отложено число N μ^+ -мезонов в интервале угла β' , равном 5° .

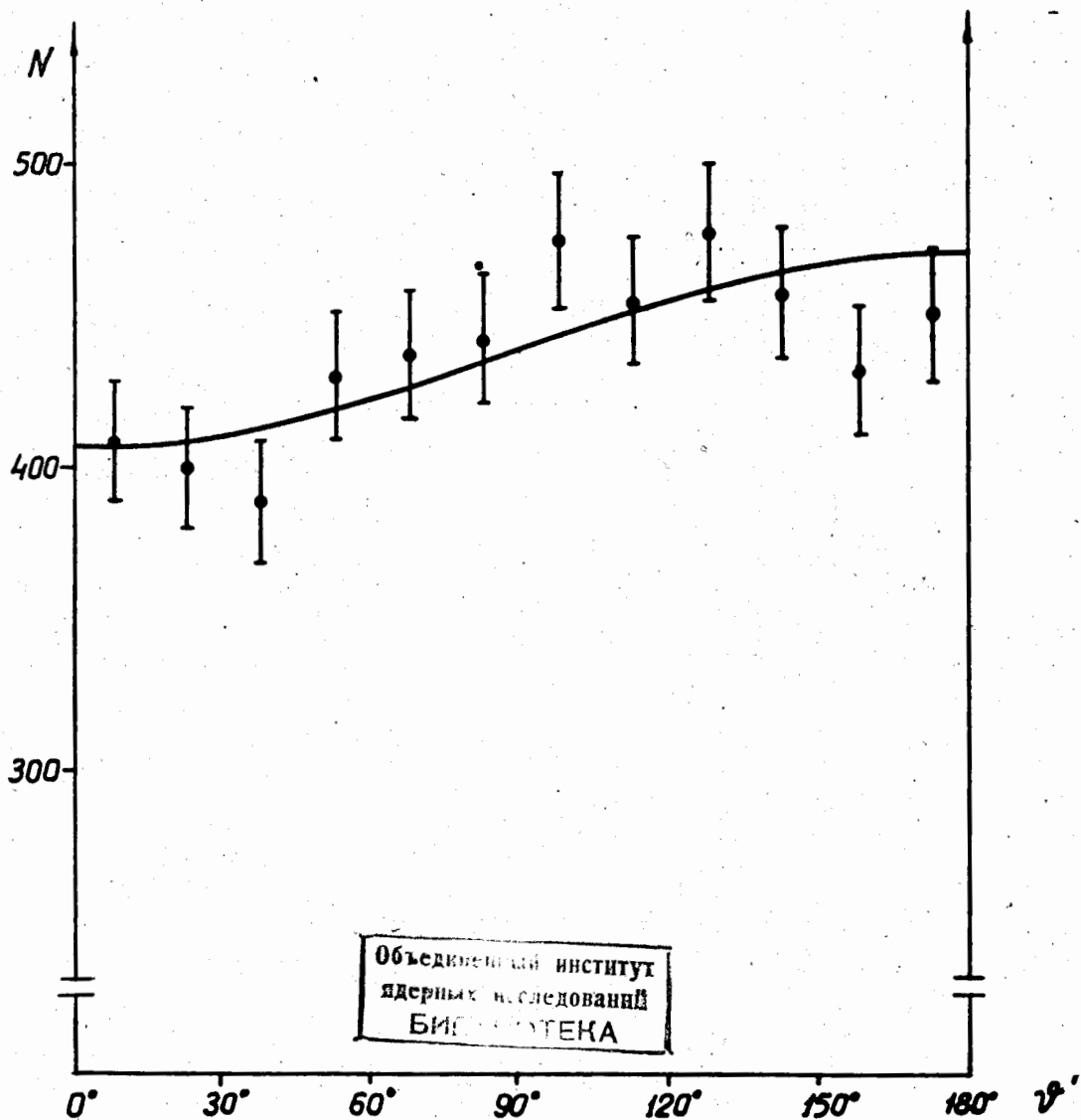


Рис. 6.

Угловое распределение позитронов для 5252 случаев $\pi^+ - \mu^+ - e^+$ распада. По оси абсцисс отложен угол ϑ' , являющийся проекцией на вертикальную плоскость пространственного угла ϑ между направлением вылета μ^+ мезона и направлением вылета позитрона. По оси ординат отложено число N позитронов в интервале угла ϑ' , равном 15° . Экспериментальные точки указаны с ошибками, обусловленными статистикой. Сплошная кривая описывается выражением

$$f(\vartheta') = \frac{1}{2\pi} \left[1 - \alpha \left(\frac{\pi}{4} \right)^2 \cos \vartheta' \right] \quad \text{при } \alpha = 0,116 \pm 0,035.$$

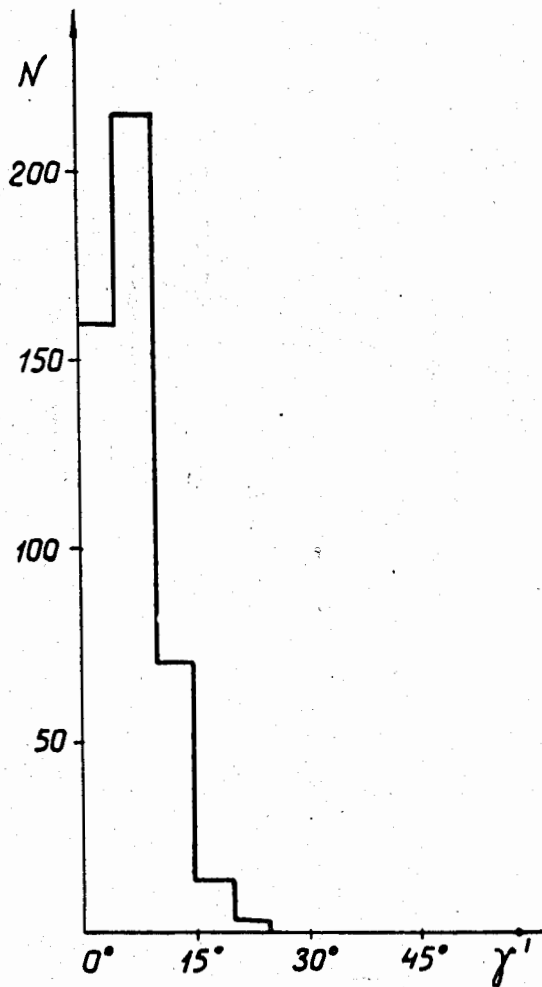


Рис. 7.

Угловое распределение μ^+ -мезонов для "сомнительных" случаев распада. По оси абсцисс отложен угол γ' , являющийся проекцией на вертикальную плоскость пространственного угла ζ между направлением вылета μ^+ мезона и направлением π^+ -мезона при остановке. По оси ординат отложено число N μ^+ -мезонов в интервале угла γ' , равном 5° .

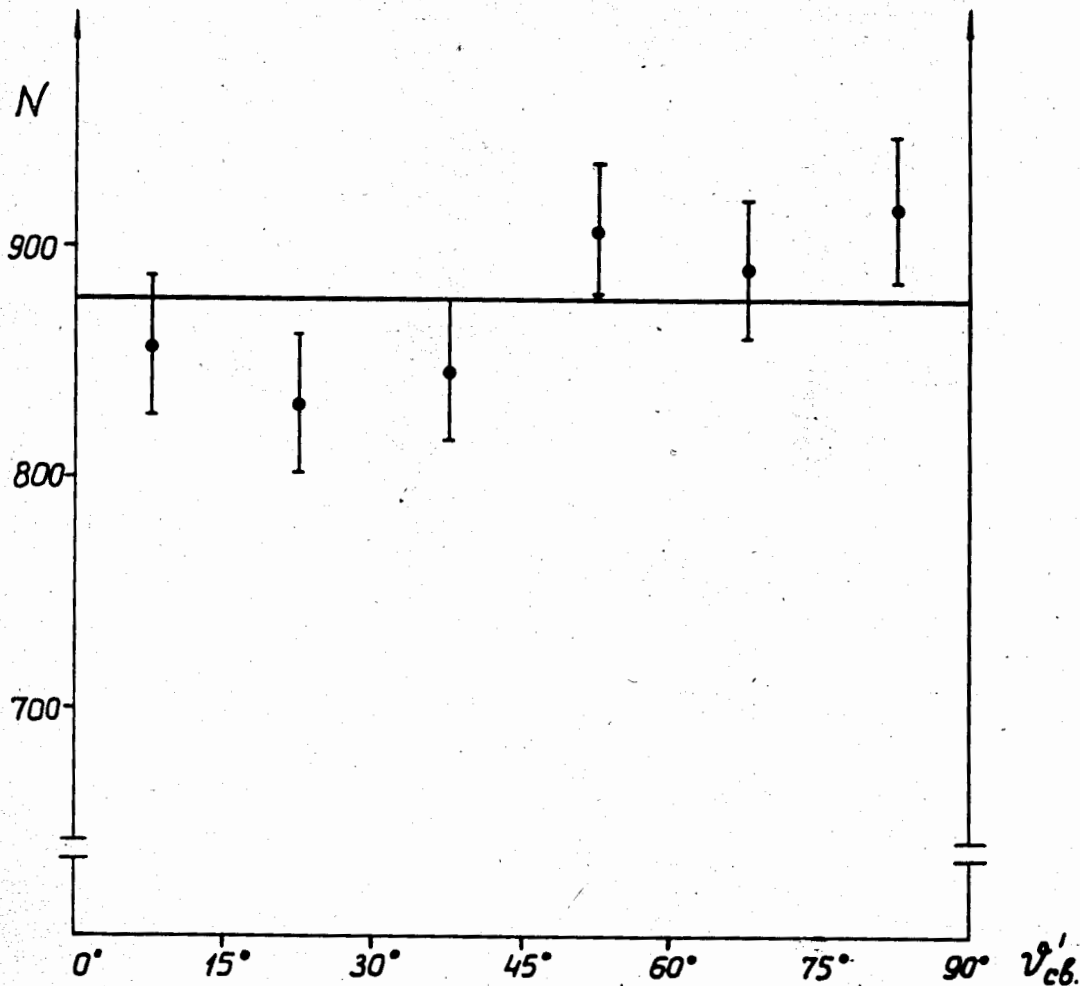


Рис. 8.

Угловое распределение позитронов для 5252 случаев $\pi^+-\mu^+-e^+$ распада. По оси абсцисс отложен угол $\psi'_{св}$, находящийся в следующих соотношениях с углом ψ' , отложенным по той же оси на рис. 6: $\psi'_{св} = \psi'$ при $\psi' \leq 90^\circ$ и $\psi'_{св} = 180^\circ - \psi'$ при $\psi' > 90^\circ$. По оси ординат отложено число N позитронов в интервале угла $\psi'_{св}$, равном 15° . Экспериментальные точки указаны с ошибками, обусловленными статистикой. Сплошная прямая соответствует изотропному распределению.

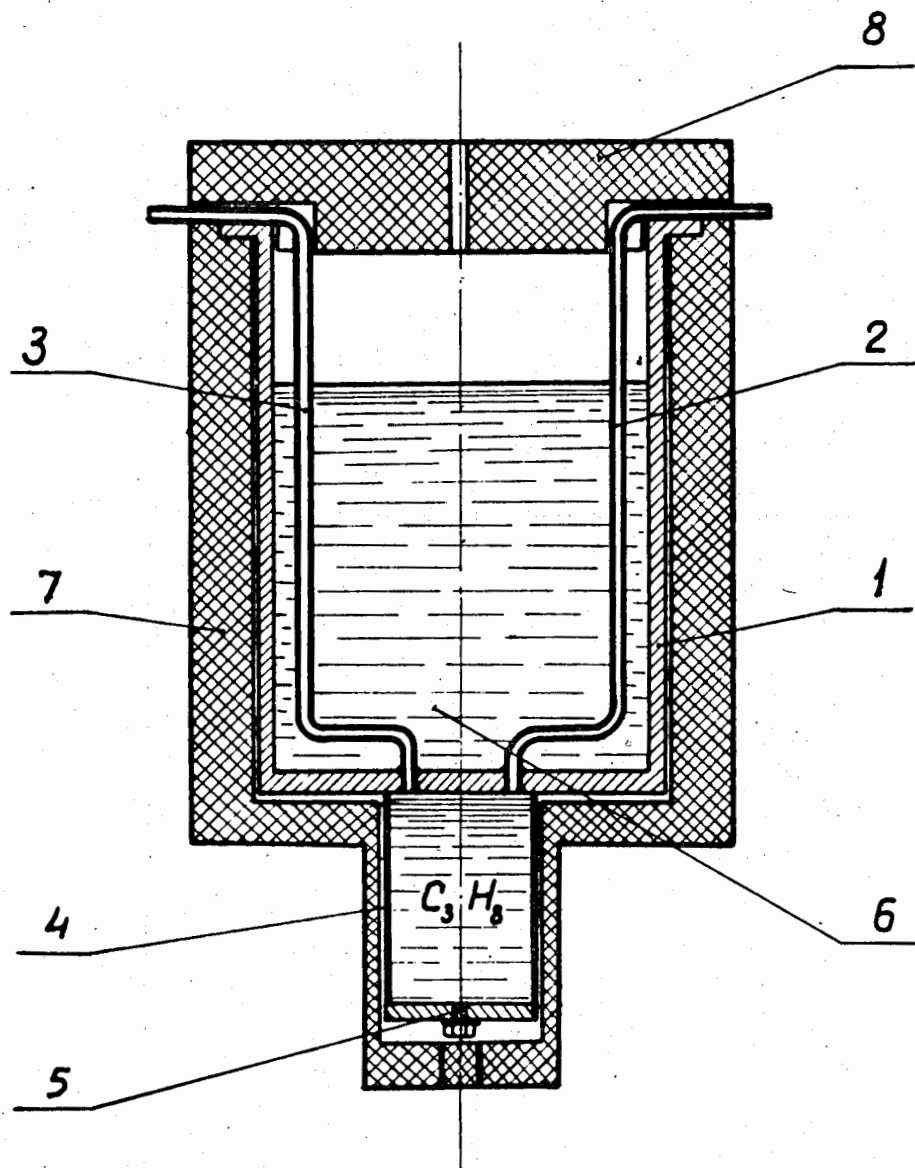


Рис. 9.

Пропановая мишень

C_3H_8 - жидкий пропан

1. Сосуд для хладагента

2. Трубка для наполнение мишени пропаном.

3. Трубка для сообщения с атмосферой.

4. Медная фольга, толщиной 0,05 мм.

5. Пробка в отверстии для слива жидкого пропана.

6. хладагент смесь сухого льда со спиртом или жидкий азот.

7. Кожух из пенополистирола.

8. Крышка из пенополистирола.