

С 346.37/10

М-925



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

А.И. Мухин

2437

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ
ПО ФИЗИКЕ СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ
ПИОНОВ И МЮОНОВ

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Дубна 1965

А.И. Мухин

2437

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ
ПО ФИЗИКЕ СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ
ПИОНОВ И МЮОНОВ

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Дубна 1985

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

После обнаружения несохранения четности в слабом взаимодействии в течение нескольких лет был достигнут значительный прогресс в понимании природы слабого взаимодействия элементарных частиц. Примерно через год после опубликования в 1957 г. результатов первых экспериментов, доказавших несохранение четности, были намечены основные положения современной теории слабых взаимодействий⁽¹⁾. Последующий период был посвящен, главным образом, экспериментальному доказательству сформулированных положений. Что касается области слабых взаимодействий обычных (т.е. не странных) частиц, то к настоящему времени, как представляется, уже закончены качественные экспериментальные исследования, подтверждающие эту теорию.

В реферируемой диссертации рассматриваются результаты экспериментальных работ, направленных на проверку основных положений теории. Эти работы выполнялись в период с 1957 г. по 1962 г.⁽²⁻⁵⁾.

В соответствии с разными направлениями исследований, диссертация разбита на главы, из которых первые четыре являются независимыми по содержанию.

Первая глава посвящена исследованию энергетической зависимости асимметрии позитронов в распаде поляризованных мюонов с целью проверки теории продольного нейтрино;

вторая глава содержит описание эксперимента по наблюдению бета-распада пиона, являющегося одним из звеньев в цепи доказательства сохранения векторного тока в слабом взаимодействии;

в третьей главе описывается эксперимент, позволивший наблюдать зависящий от структуры пиона радиационный распад $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \gamma$;

в четвертой главе изложены результаты опытов по определению

вероятности поглощения отрицательного мюона протоном в жидком водороде, поставленные с целью проверки универсальности взаимодействия мюона и электрона с нуклоном в элементарном процессе.

Каждая глава начинается с краткого введения, поясняющего проблему, за которым следует описание постановки опыта и обсуждение результатов работы. Ввиду того, что в диссертации описываются работы, выполненные несколько лет тому назад, в конце каждой главы кратко обсуждаются экспериментальные результаты, полученные в последнее время.

Основные выводы этих работ суммированы в последней пятой главе.

Глава I. Энергетическая зависимость асимметрии

в $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e + \bar{\nu}_\mu$ распаде

Открытие несохранения четности в процессах слабого взаимодействия привело к гипотезе о сохранении так называемой комбинированной четности⁽⁶⁾. Одним из следствий этой гипотезы является продольность (или двухкомпонентность) нейтрино. Это дает характерный почерк всем процессам, в которых нейтрино является партнером.

Характерные черты слабого взаимодействия наиболее надежно могут быть изучены в процессах, где слабое взаимодействие выступает в чистом виде, т.е. без участия сильновзаимодействующих частиц. Хорошим примером такого процесса является распад мюона, который может быть полностью рассчитан теоретически. Чувствительным параметром в распаде поляризованных мюонов является зависимость углового распределения позитронов от их энергии, которая в случае продольности нейтрино имеет вид

$$f(\varepsilon, \theta) = 2\varepsilon^2 [(3-2\varepsilon) - \lambda(2\varepsilon-1)\cos\theta].$$

Здесь $\varepsilon = \frac{2T}{m_\mu}$ - энергия позитрона в единицах максимально возможной его энергии $T_{\max} = \frac{m_\mu}{2}$; θ - угол между импульсом позитрона и направлением спина мюона.

Поэтому исследованию можно подвергнуть спектр позитронов под разными углами от распада поляризованных мюонов. Необходимо, однако, сразу подчеркнуть, что одно такое исследование могло бы в принципе отвергнуть теорию продольного нейтрино, но не может дать окончательного ее подтверждения.

Опыт⁽²⁾ был поставлен на синхротроне Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ в 1957 г.

Выбран пороговый метод регистрации позитронов, причем энергетический порог задавался тормозящим фильтром, рассредоточенным между пятью сцинтилляционными счетчиками, регистрирующими позитроны распада и включенными между собой на совпадения. Иными словами, требовалось, чтобы в каждом случае через сцинтилляционные счетчики пять раз проходила заряженная частица. Таким образом удалось сильно подавить вероятность регистрации позитронов через их относительно проникающее тормозное излучение.

Угловое распределение позитронов было измерено при четырех значениях пороговой энергии. Полученные экспериментально значения коэффициента асимметрии позитронов $a(R)$ в распределении

$$f(R, \theta) \sim 1 + a(R)\cos\theta$$

приводятся на рис. I (R - толщина полиэтиленового фильтра). На этом рисунке в виде сплошной кривой (рассчитанной с учетом аппаратных искажений) представлена также зависимость коэффициента асим-

метрии от энергии в теории продольного нейтрино.

Сравнение экспериментальных данных с теоретическими значениями $a(R)$ методом критерия χ^2 показывает, что в пределах экспериментально достигнутой точности их совпадение является вполне удовлетворительным (вероятность отклонения χ^2 от χ^2_0 составляет 0,2). Это означает, что для описания результатов эксперимента нет необходимости в привлечении дополнительных теоретических параметров (которые могла бы дать, например, четырехкомпонентная теория нейтрино).

Таким образом, эксперимент не противоречит теории продольного нейтрино^{x)}.

Полученная степень поляризации мюонного пучка $P=0,81 \pm 0,11$ также находится в согласии с ожидаемой на основании (V-A) теории слабых взаимодействий.

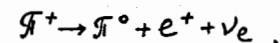
Глава II. Бета-распад Π -мезона

Гипотеза о сохранении векторного тока^(8,1) (СВТ) занимает особое место в теории слабых взаимодействий. Смысл ее сводится к тому, что по аналогии с электрическим зарядом в электродинамике слабый векторный заряд не перенормируется под действием сильных виртуальных процессов, т.е. слабый векторный заряд физического нуклона равен слабому векторному заряду "голого" нуклона. Это означает вполне определенную связь пионов (Π^\pm, Π^0) с лептонами ($e\nu$).

x) В аналогичных экспериментах, где не было предпринято достаточных мер к подавлению регистрации позитронов через их тормозное излучение, была получена более слабая зависимость коэффициента асимметрии от энергии⁽⁷⁾.

В рамках универсального фермиевского взаимодействия сохранением векторного тока можно было объяснить равенство слабых констант в бета-распаде кислорода-14 и в распаде мюона.

Одним из следствий гипотезы о СВТ, которое может быть положено в основу ее проверки, является предсказание с хорошей степенью точности вероятности бета-распада Π -мезона



Действительно, согласно этой гипотезе

$$R = \frac{\pi^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu_e}{\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu} = (1,04 \pm 0,02) \cdot 10^{-8}$$

Обнаружение процесса, идущего с такой малой вероятностью, представляет, однако, большие экспериментальные трудности. На преодоление этих трудностей и было направлено основное внимание.

Из первых работ, проведенных в Дубне, следовало, что использование черенковских детекторов полного поглощения для регистрации гамма-квантов от распада нейтрального пиона является надежным способом для дискриминации от сопутствующего фонового излучения⁽⁹⁾.

Постановка опыта, выполненного в 1962 г. в ЦЕРН⁽³⁾ была нацелена, главным образом, на четкое выделение событий бета-распада пиона из всей суммы (значительно более вероятных) сопровождающих процессов, а также на оценку вероятности интересовавшего нас распада.

Методически решение поставленной задачи могло быть достигнуто только с помощью электроники.

Следующие характерные особенности бета-распада пиона послужили основой для его идентификации:

а) распад положительно заряженного пиона, остановившегося в мишени, происходит с временем $\tau = 2,55 \cdot 10^{-8}$ сек.;

б) в результате бета-распада образуются позитроны, имеющие спектр разрешенного фермиевского перехода с граничной энергией 4,0 Мэв, причем кинетическая энергия позитрона при торможении выделяется в веществе мишени;

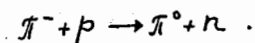
в) образующийся в результате бета-распада нейтральный пион практически мгновенно распадается на два гамма-кванта с энергией 67,5 Мэв, которые разлетаются в противоположных направлениях.

При такой постановке опыта в качестве мишени, где происходил распад пиона, использовался пластический сцинтиллятор (счетчик-мишень). Идентификация нейтрального пиона осуществлена двумя счетчиками гамма-квантов (кристалл иодистого натрия диаметром 20 см и высотой 20 см и детектор черенковского излучения - блок свинцового стекла диаметром 20 см и высотой 16 см).

Наглядности доказательства выделения бета-распада лучше всего удовлетворяло фотографирование всей временной последовательности сигналов от счетчиков и их амплитудных характеристик на развертках осциллографов. Для этой цели на развертках двух осциллографов (однолучевом "быстром" и четырехлучевом медленном) в определенной последовательности были размещены импульсы от всех счетчиков, использовавшихся в эксперименте. Сигналы отличались друг от друга формой, полярностью и амплитудой. В этом случае все характеристики распада можно было получить с экранов осциллографов. Поэтому от управляющей электроники требовался минимальный предварительный отбор, необходимый только для того, чтобы уменьшить число запусков разверток осциллографов и сократить, таким образом, работу по просмотру полученных фотографий. (Требовалось совпадение

импульсов от двух детекторов гамма-квантов в пределах 20 нсек, которое должно произойти в интервале времени от 100 нсек раньше остановки пиона до 200 нсек после остановки). Ясное представление о фоне, которым могли имитироваться искомые события распада, в этом случае также можно было извлечь из анализа материала, отобранного в результате просмотра фотографий.

В калибровочных экспериментах использовались отрицательно заряженные пионы, часть которых при остановке в счетчике-мишени поглощалась водородом, давая хорошо известную реакцию



В процессе эксперимента в счетчике-мишени было зарегистрировано $2,72 \cdot 10^{10}$ остановок положительных мезонов. Для анализа использовалось около 400 фотографий, которые содержали необходимые сигналы от счетчика-мишени и от детекторов гамма-квантов.

В качестве критериев отбора использовались:

а) одновременность (в пределах 3 нсек) появления на развертке осциллографа сигналов от трех счетчиков, в которых регистрируются два гамма-кванта и позитрон распада (всего имеется 67 таких случаев);

б) надежность просмотра, что включает в себя требование, чтобы сигналы счетчика-мишени от продуктов распада пиона не налагались на импульс от остановки пиона и имели амплитуду, превышающую двойную ширину линии развертки;

в) требование, чтобы энергия гамма-квантов от распада нейтрального пиона с учетом энергетического разрешения счетчиков была приблизительно правильной, а также амплитуда от позитрона распада в счетчике-мишени соответствовала выделению энергии не больше 4,5 Мэв.

В результате применения перечисленных выше критериев отбора остается 16 событий, которые являются кандидатами в события бета-распада пиона.

Анализ фоновых условий показывает, что среди 16 отобранных событий можно ожидать 2 случая ложных.

Таким образом, делается заключение о наблюдении I_{4+2} случаев бета-распада пиона. Это приводит к экспериментальному значению вероятности

$$R = \frac{\pi^+ \rightarrow e^+ + \pi^0 + \nu_e}{\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu} = (1,6 \pm 0,5) \cdot 10^{-8},$$

которое находится в согласии с предсказаниями теории сохраняющегося векторного тока. Иными словами, "слабый векторный заряд" пионов совпадает со слабым векторным зарядом лептонов в пределах

$$g_V(\pi) = (1,25 \pm 0,20) g_V(\mu),$$

по крайней мере, при малых передаваемых импульсах.

Глава III. Радиационный распад пиона $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \gamma$

Радиационный распад пиона давно привлекал внимание как способ выяснения механизма распада пиона. Сюда входят три вопроса, на которые могло бы пролить свет изучение этого процесса⁽¹⁰⁻¹²⁾:

1. структура слабого взаимодействия (существование промежуточного бозона);
2. структура пиона, обусловленная сильным взаимодействием;
3. получение информации об электронном способе распада пиона ($\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e$).

К моменту постановки описываемого опыта последний процесс непосредственно наблюдался в экспериментах, и при исследовании структурной части распада пиона^(1и2) внутреннее тормозное излучение от этого процесса является фоновым.

Оно может быть полностью рассчитано и в настоящее время не представляет принципиального интереса.

Исходя из того, что теория о СВТ дает возможность определить вклад векторного взаимодействия в структурную часть радиационного распада пиона⁽¹⁰⁾, вероятность этого процесса была получена как функция отношения неизвестного аксиально-векторного фактора распада к векторному⁽¹²⁾. Интерес представляет определение вероятности структурно зависимой части распада пиона

$$\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \gamma$$

с целью определения вклада аксиально-векторного взаимодействия.

Основной характерной чертой структурно-зависимого радиационного распада, позволяющей выделить его на фоне внутреннего тормозного излучения от процесса (3), является то, что позитрон и гамма-квант высокой энергии разлетаются в противоположных направлениях.

Постановка опыта в этом случае существенно та же самая, что и для поиска бета-распада пиона. Некоторое отличие в функциях электроники, управляющей процессом фотографирования последовательности сигналов от счетчиков с экранов осциллографов, заключается только в том, что здесь требуется совпадение по времени сигналов от позитрона и гамма-кванта.

Ввиду того, что вероятности бета-распада пиона и структурно зависимой части радиационного распада при выбранном энергетическом пороге близки, оба эксперимента проводились одновременно. В ходе опыта в счетчике-мишени было остановлено $2,6 \cdot 10^{10}$ положительно заряженных пионов. В результате предварительного просмотра полученных 3200 фотографий (общее число), когда внимание об-

рашалось только на наличие необходимых сигналов, характерных для рационального распада, было отобрано 45 фотографий событий, которые подверглись более тщательному анализу.

При отборе событий требовалось, чтобы энергия гамма-кванта превышала 55 Мэв, а энергия позитрона - 50 Мэв. Такие высокие энергетические пороги при отборе событий структурно зависимого радиационного распада диктовались, главным образом, необходимостью подавить сильную конкуренцию от обычного радиационного распада, а также с разумной точностью определить эффективность регистрации.

Применение дискриминации по энергии и требование совпадения по времени сигналов от счетчика-мишени и детекторов гамма-кванта и позитрона оставляет 12 кандидатов. Анализ фоновых процессов показывает, что из этого числа можно ожидать 4 ложных события. На основании этого делается заключение, что в опыте было зарегистрировано (8 ± 2) случаев радиационного распада пиона.

После определения эффективности регистрации этого процесса было найдено, что относительная вероятность радиационного распада пиона с энергиями, превышающими выбранные пороги регистрации, составляет:

$$R = \frac{\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \gamma (E_\gamma \geq 55.4 \text{ эв}; E_e \geq 50 \text{ мэв})}{\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu} = (3 \pm 1,5) 10^{-8}$$

Полученное экспериментальное значение содержит в себе вклады от двух физически отличных процессов: внутреннего тормозного излучения при точечном взаимодействии лептонов с пионом (процесс 3) и испускания фотона структурной частью пиона. Вклад внутреннего тормозного излучения можно рассчитать: при условиях эксперимента ожидается примерно 1 событие такой природы. На самом деле в опыте

наблюдалось (8 ± 2) событий радиационного распада. Отсюда видно, что наблюдаемый эффект нельзя объяснить только одним тормозным излучением (вероятность $\sim 10^{-5}$). Следовательно, экспериментально наблюдался эффект структуры пиона.

Точность полученного результата, однако, такова, что трудно сделать определенные заключения о вкладе аксиального взаимодействия в структурную часть радиационного распада.

Глава IV. Поглощение мюона в водороде

Экспериментальная проверка гипотезы об универсальности фермиевского взаимодействия (УФВ) в процессе $(\mu \nu_\mu)$ ($p\mu$) является одной из основных задач мюонной физики.

Наиболее достоверные сведения о процессе поглощения мюона нуклоном могут быть получены, конечно, в элементарном акте взаимодействия



Методически наиболее просто наблюдать эту реакцию при большой плотности водорода. В связи с этим были проведены экспериментальные исследования поглощения отрицательно заряженных мюонов в жидком водороде с помощью жидководородной пузырьковой камеры^{(5)х}.

Конечными продуктами реакции поглощения являются две нейтральные частицы: нейтрон с энергией 5,2 Мэв и нейтрино. Само событие поглощения происходит довольно редко (с вероятностью около 10^{-3}).

х) В процессе проведения этого эксперимента были опубликованы сообщения о предварительных результатах изучения поглощения мюонов в жидком водороде в жидководородной камере⁽¹³⁾ и методом электроники⁽¹⁴⁾.

Поэтому для лучшей идентификации отбор событий поглощения мюона необходимо производить по двум имеющимся в распоряжении признакам: отсутствию электрона распада из точки остановки мюона и наличию протона отдачи правильной энергии от рассеяния нейтрона внутри чувствительного объема камеры.

При облучении жидководородной камеры в чистом пучке мюонов от синхроциклотрона в ЦЕРН¹⁴ было получено около 260 тысяч фотографий.

При идентификации событий поглощения мюона использовались следующие критерии отбора:

а) след протона отдачи имеет длину проекции на плоскость, перпендикулярную к оптической оси фотокамеры (хотя бы в одной из трех проекций) не менее 1,0 мм (максимальная длина трека протона отдачи, соответствующая полной передаче энергии от нейтрона, составляет около 3 мм);

б) расстояние между точкой поглощения мюона и протоном отдачи не превышает 5 см.

Первое условие отбора обеспечивало высокую эффективность просмотра. Ограничение объема, в котором отбирались случаи нейтрон-протонного рассеяния, радиусом 5 см служило уменьшению числа фоновых наложений. Эффективность регистрации нейтронов при наложенных ограничениях определялась на электронной вычислительной машине методом Монте-Карло.

Результаты обработки примерно третьей части экспериментального материала суммированы в табл. I.

Поглощение мюона протоном в жидком водороде происходит из состояний двух систем: мезоатома ($p\mu$) и мезомолекулы ($p\mu p$)⁽¹⁵⁾

причем скорость реакции в этих системах разная. Поэтому интерпретация результата в этом случае значительно усложняется.

В первую очередь нужно точно знать вероятность образования мезомолекулы. Для определения скорости образования мезомолекулы λ_{pp} в жидком водороде нами был выполнен специальный опыт, из которого следовало, что $\lambda_{pp} = (2,8 \pm 0,6) \cdot 10^6 \text{сек}^{-1}$ x).

Таблица I

Экспериментальные результаты определения скорости поглощения мюона протоном в жидком водороде	
1. Исследовано фотографий	80 000
2. Ожидаемое число мюонов, связанных в ($p\mu$)-атоме или ($p\mu p$)-молекуле	$(67 \pm 4) \cdot 10^4$
3. Вероятность регистрации нейтрона при использованных критериях отбора	$(8,2 \pm 0,6) \cdot 10^{-2}$
4. Число зарегистрированных случаев (после вычитания фона)	46 ± 8
5. Эффективность просмотра	0,90
6. Полное число событий с учетом эффективности просмотра	$51,2 \pm 9,3$
7. Вероятность поглощения мюона в жидком водороде	$(9,3 \pm 1,8) \cdot 10^{-4}$
8. Скорость поглощения $\Lambda(\mu p \rightarrow n \nu_\mu)$	$(42 \pm 8) \cdot 10^1 \text{сек}^{-1}$

x) Позднее этот опыт был повторен⁽¹⁶⁾ и получен более точный результат $\lambda_{pp} = (2,55 \pm 0,18) \cdot 10^6 \text{сек}^{-1}$.

Используя последнее значение, можно определить, что в жидком водороде в 18 процентах случаев поглощение мюона происходит из состояния мезоатома Λ_0 и в остальных случаях - из состояния мезомолекулы $\Lambda(p\mu p)$, т.е.

$$\Lambda(\mu^- p \rightarrow n \nu_\mu) = 0,18 \Lambda_0 + 0,82 \Lambda(p\mu p).$$

Отсюда, применяя гипотезу от УФВ, можно получить ожидаемое теоретическое значение скорости поглощения мюона в жидком водороде⁽¹⁷⁾, воспользовавшись последними данными теоретических работ о мезомолекулярной волновой функции⁽¹⁸⁾.

Если пренебречь орто- пара-переходами в мезомолекуле, то "теоретическая" скорость поглощения мюона в жидком водороде, которая должна наблюдаться в пузырьковой камере, будет составлять

$$\Lambda(\mu^- p \rightarrow n \nu_\mu)_{\text{теор}} = 490 \text{ сек}^{-1}.$$

Грубые оценки показывают, что точность этого значения вряд ли лучше 10 процентов.

Сравнивая "теоретическое" значение с результатом реферируемой работы, надо отметить, что при использованных теоретических предположениях обе величины находятся в удовлетворительном согласии.

Из результатов опыта следовало, что данный эксперимент исключает ($V+A$) вариант взаимодействия мюона с нуклоном (теоретическое значение $\Lambda < 200 \text{ сек}^{-1}$) и говорит в пользу присутствия фермиевского взаимодействия (отсутствие фермиевского взаимодействия приводит к скорости $\Lambda \approx 260 \text{ сек}^{-1}$).

ЛИТЕРАТУРА

1. R.P.Feynman, M.Gell-Mann. Phys.Rev., 109,193(1958).
2. А.И.Мухин, Е.Б.Озеров, Б.Понтекорво, ЖЭТФ 35,340 (1958),
3. P.Depommier, J.Heintze, A.Mukhin, C.Rubbia, V.Soergel, K.Winter. PhysLett., 2, 23 (1962); Proc. 1962 Int. Conf. on High-Energy Phys., p.411.
4. P.Depommier, J.Heintze, A.Mukhin, C.Rubbia, V.Soergel, K.Winter. Proc. 1962 Int. Conf. on High Energy Phys.,p.414.
5. E.Bertolini, A.Citron, G.Gialanella, S.Focardi, A.Mukhin, C.Rubbia, S.Saporetti. Proc. 1962 Int. Conf. on High-Energy Phys., p.421.
6. Л.Д.Ландау, ЖЭТФ 32, 405, 407 (1957).
7. D.Berley, T.Coffin, R.L.Garvin, L.M.Lederman, M.Weinrich. Phys.Rev., 106,835(1957).
8. Я.Б.Зельдович, С.С.Герштейн, ЖЭТФ 29, 698 (1955).
9. А.Ф.Дунайцев, В.И.Петрухин, Ю.Д.Прокошкин, В.И.Рыкалин. ЖЭТФ 42, 632 (1962).
10. В.Г.Вакс, Б.Л.Иоффе, ЖЭТФ 35, 221 (1958).
11. S.M.Berman, A.Ghani, R.Salmeron. Nuovo Cim., 25,685(1962).
12. S.G.Brown, S.A.Bludman. Phys.Rev.,136, B11 60 (1965).
13. R.H.Hildebrand. Phys.Rev.Lett.,8, 34 (1962).
14. E.Bleser, L.Lederman, J.Rosen, J.Rothberg, E.Zavattini. Phys.Rev.Lett.,8, 288 (1962).
15. Я.Б.Зельдович, С.С.Герштейн, ЖЭТФ 35, 649 (1958), УФН 71, 581 (1960).
16. G.Conforte, S.Focardi, C.Rubbia, E.Zavattini. Phys.Rev.Lett., 2, 432 (1962); Err., 2,525 (1962).
17. H.Promakoff. Rev.Mod.Phys., 31, 802 (1959).
18. R.K.Kabir. CERN 10055/TH 502 (1964).

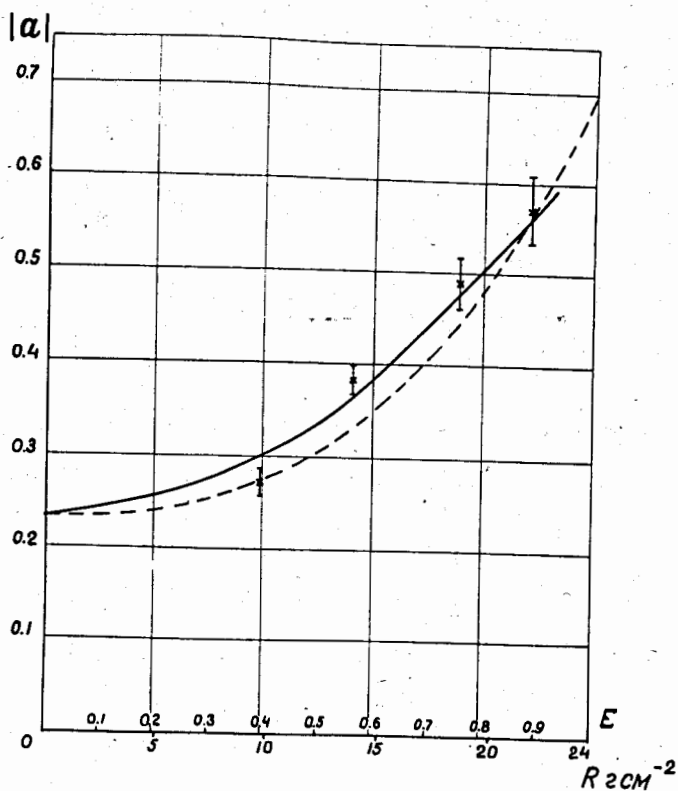


Рис. 1. Энергетическая зависимость коэффициента асимметрии позитронов в распаде поляризованных мюонов.