

C 374.1K + C 346.1 + C 346.3

31/viii

M-925

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ



JOINT
INSTITUTE
FOR NUCLEAR
RESEARCH

Москва, Главпочтамт п/я 79

Head Post Office, P.O. Box 79, Moscow USSR

МЕЖДУНАРОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ ПО ФИЗИКЕ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Дубна 5-15 августа 1964 г.

THE 1964 INTERNATIONAL CONFERENCE ON HIGH ENERGY PHYSICS

Dubna, August 5-15.

ДОКЛАДЫ РАППОРТЕРОВ RAPORTEURS' REVIEWS

*В кн. "Между-конгр. по физ. Р-1791
б.э., XII-Я", 1964, т. 2, с. 80-93.*

СЛАБЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
С УЧАСТИЕМ ОБЫЧНЫХ ЧАСТИЦ

Раппортер А.И. Мухин
Секретари: В.Б. Беляев,
О.В. Савченко,
И.В. Фаломкин

Дубна 1964

2595/1 38.

P-1791

СЛАБЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
С УЧАСТИЕМ ОБЫЧНЫХ ЧАСТИЦ

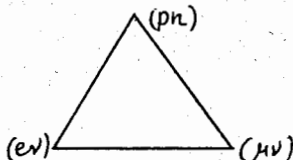
Раппортер А.И. Мухин
Секретаря: В.Б. Беляев,
О.В. Савченко,
И.В. Фаломкин

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Основные усилия экспериментальных исследований, касающихся слабого взаимодействия "обычных" частиц, в течение последних двух лет были направлены на проверку универсальности слабого взаимодействия.

Под универсальностью понимается, что все слабые процессы, которые протекают с участием этих частиц, не только определяются одинаковым видом взаимодействия, но и характеризуются одинаковой силой. За единицу силы взаимодействия принимается поэтому величина "слабого заряда", определяемая в процессах β - распада.

Если обратиться к спасительной геометрии, то речь будет идти о треугольнике, который демонстрируется уже не в первый раз:



Каким же вырисовывается положение к настоящему времени?

I. Сохранение векторного тока

Из всех возможных комбинаций слабых процессов, которые можно составить, воспользовавшись изображенным выше треугольником, наиболее хорошо изученным является β - распад. На этот раз результаты экспериментов в β - распаде принесли наиболее убедительное доказательство гипотезы о сохранении векторного тока в слабых взаимодействиях.

Теоретическое обоснование сохранения слабого векторного тока вначале было дано в работе Герштейна и Зельдовича ^{/1/}. Они обнаружили глубокую аналогию между векторной частью слабого взаимодействия и электромагнитным взаимодействием и обратили внимание на то, что векторная слабая константа g_v не должна подвергаться перенормировке, так же как это имеет место с электрическим зарядом частицы, который не изменяется под влиянием виртуальных процессов с участием сильно взаимодействующих частиц.

Окончательную формулировку гипотеза о сохранении векторного тока получила в работе Фейнмана и Геллмана ^{/2/}, которые дополнили нуклонный ток пионным членом с целью учесть "диссоциированное" состояние нуклона, т.е. взяли ток в виде

$$j_N = \bar{n} \gamma_4 (1 + \gamma_5) p - \sqrt{2} (\pi^+ \gamma_4 \pi^0 - \pi^0 \gamma_4 \pi^+) + \dots ,$$

завершив аналогию между слабым векторным и электромагнитным токами. В слабом взаимодействии появляется, таким образом, член - "слабый магнетизм", соответствующий аномальному магнетизму в электромагнитном взаимодействии.

Всего существует пять групп экспериментов, проливающих свет на проблему сохранения векторного тока / CVC /, которые относятся к β - распаду. Ниже кратко остановимся на результатах экспериментов.

а) Продолжались исследования $0^+ \rightarrow 0^+$ бета-переходов, чтобы установить равенство констант g_V из β - распада и g_M из распада μ - мезона.

К настоящему времени насчитывается пять таких ядер, в которых были точно измерены максимальная энергия β - спектра и период полураспада $^{10}\text{I}^{14}$, ^{26}Al , ^{34}Ce , ^{46}V и ^{54}Cr . Наблюдается удивительное согласие в значениях ft /некоторое исключение составляет только ^{26}Al / для всех этих ядер, несмотря на различие в заряде, если принять во внимание размеры ядер, экранирование орбитальными электронами и радиационные поправки.

В таблице I суммированы эти данные.

Таблица I

$0^+ \rightarrow 0^+$ β -переходы	$T_{1/2}$ /сек/	$E_{\text{макс}}$ /кэВ/	$(ft)_I$	$(ft)_{II}$
$^{14}\text{N} \rightarrow ^{14}\text{N}$	$71,36 \pm 0,09$	$1812,6 \pm 1,4$	3066 ± 10	3127
$^{26}\text{Al} \rightarrow ^{26}\text{Mg}$	$6,374 \pm 0,016$	$3208,0 \pm 2,3$	3015 ± 12	3086
$^{34}\text{Ce} \rightarrow ^{34}\text{Pr}$	$1,565 \pm 0,007$	$4460 \pm 4,5$	3055 ± 20	3140
$^{46}\text{V} \rightarrow ^{46}\text{Cr}$	$2,424 \pm 0,002$	6041 ± 7	3011 ± 25	3138
$^{54}\text{Cr} \rightarrow ^{54}\text{Fe}$	$0,1937 \pm 0,0010$	7229 ± 5	2966 ± 18	3134

Различие в разных столбцах для значений ft заключается в том, что $(ft)_I$ рассчитаны для ядра с точечным зарядом, а $(ft)_{II}$ учитывает размеры ядра, экранирование по формуле Роуза и радиационные поправки - по Киношита, Сирлину и Берману.

Взяв среднее не взвешенное значение

$$(ft)_{II} = /3125 \pm 10/ \text{ сек, Фриман и др. получили}$$

$$g_V = /1,4029 \pm 0,0022/ \cdot 10^{-49} \text{ эрг см}^3.$$

Эту величину нужно сравнить с мб-распадной константой, которая из наиболее точных измерений времени жизни мюона в ЦЕРНе

$$\tau_\mu = /2,198 \pm 0,001/ \mu \text{ сек получается равной}$$

$$g_M = /1,4350 \pm 0,0011/ \cdot 10^{-49} \text{ эрг см}^3 \text{ (после внесения радиационных поправок, составляющих примерно 0,42\% от времени жизни мюона или 0,21\% от величины } g_M).$$

Получающееся различие $\frac{g_M - g_V}{g_M} = /2,24 \pm 0,17/ \%$ находится далеко за пределами экспериментальных ошибок и требует теоретического объяснения. Может быть, оно будет найдено на пути более точного учета электромагнитных поправок.

Так, попытка учесть разность масс заряженных и нейтрального пионов, кажется, дает эффект в нужном направлении^{4/}.

б) Одним из предсказаний гипотезы о сохраняющемся векторном токе, которое может быть положено в основу ее проверки, является точное предсказание вероятности β - распада пиона $\pi^+ \rightarrow \pi^0 + \beta^+ + \nu$:

$$\lambda(\pi^+ \rightarrow \pi^0 + \beta^+ + \nu) = \frac{G^2 \Delta^5}{30 \pi^2} \left(1 - \frac{3}{2} \frac{\Delta}{M_\pi} - 5 \frac{M_e^2}{\Delta^2} + \delta \right).$$

Здесь $\Delta = M_{\pi^+} - M_{\pi^0}$,

δ - радиационные поправки.

Этот распад подобен ядерному β - распаду с переходом $0^+ \rightarrow 0^+$. Подставив численное значение входящих сюда величин, а вместо константы G - значение, полученное из ядерных $0^+ \rightarrow 0^+$ переходов, получим скорость β - распада пиона, равную

$$\lambda_{\text{теор}} / \pi^+ \rightarrow \pi^0 + \beta^+ + \nu / = 0,391 \text{ сек.}$$

Сравнивая скорости этого процесса и $\pi \rightarrow \mu + \nu$ - распада, можно получить относительную вероятность

$$R_{\text{теор}} \left(\frac{\pi \rightarrow \pi^0 + \beta^+ + \nu}{\pi \rightarrow \mu + \nu} \right) = /1,00 \pm 0,02/ \cdot 10^{-8}.$$

Указанная ошибка учитывает экспериментальные погрешности и теоретическую неопределенность в оценке радиационных поправок. Экспериментальным исследованием этого, очень трудно наблюдаемого, процесса занималось несколько групп.

Процесс $\pi^+ \rightarrow \pi^0 + \beta^+ + \nu$ - распада можно регистрировать, используя следующие характерные явления. В результате β - распада остановившегося в мишени

Π^+ -мезона, происходящего со временем $\tau_{\Pi^+} = 2,55 \cdot 10^{-8}$ сек., образуется Π^0 -мезон, мгновенно распадающийся на два γ -кванта с энергией около 70 Мэв, разлетающиеся в противоположном направлении. Позитроны распада, имеющие спектр разрешенного перехода, при торможении в мишени выделяют свою кинетическую энергию и затем, аннигилируя в мишени, дают два γ -кванта с энергией 0,5 Мэв. В эксперименте можно было воспользоваться или всеми или частью этих признаков, которые вполне определяют искомый процесс. В разных опытах были по-разному использованы имеющиеся возможности.

Результаты первых работ, посвященных наблюдению этого редкого вида распада, докладывались на прошлой конференции в ЦЕРНе.

К настоящему времени число наблюдавшихся случаев распада существенно увеличилось.

Новые результаты^{15/} наблюдений $\Pi^+ \rightarrow \Pi^0 + \beta^+ + \nu$ были получены в ЦЕРНе на новой экспериментальной установке /рис.1/, хотя сам метод идентификации событий распада не претерпел существенного изменения. На рисунке показана экспериментальная установка, состоящая из центрального счетчика, в котором происходит распад остановившегося пиона, окруженного восемью блоками свинцового стекла, в которых происходила регистрация γ -квантов от распада Π^0 -мезона. Преимуществом этой установки, по сравнению с использовавшимися ранее, является большой телесный угол для регистрации γ -квантов, что позволяет значительно точнее определить эффективность регистрации событий.

Имеющиеся к настоящему моменту экспериментальные данные объединены в таблице 2.

Таблица 2

	Число событий	Относительная вероятность
ЦЕРН	52 ± 3	$/1,15 \pm 0,22/ \cdot 10^{-8}$
Дубна	43 ± 3	$/1,1 \pm 0,2/ \cdot 10^{-8}$
Колумбийский университет	33	$/1,0 \pm 0,3/ \cdot 10^{-8}$
ЦЕРН /последняя работа/	165 ± 5	$/1,17 \pm 0,12/ \cdot 10^{-8}$
Среднее значение		$/1,14 \pm 0,09/ \cdot 10^{-8}$

Экспериментальное значение вероятности β -распада пиона несколько превышает ожидаемую, хотя ошибки эксперимента не дают особого повода для беспокойства.

Из этих опытов следует, что $g_{\nu}(\pi) = /1,07 \pm 0,05/ g_{\nu}$.

в) Присутствие пионного члена в слабом токе, как этого требует гипотеза о CVC, приводит к искажению β -спектра в разрешенных гамма-теллеровских переходах. Это происходит вследствие интерференции аксиальной части тока с током "слабого магнетизма". Для наблюдения этого эффекта Гелл-Манн предложил использовать изотопический триплет $B^{12} - C^{12} - N^{12} / I^+$, $T = 1/$ как средство доказательства того, что структура слабого тока имеет требуемый CVC теорией вид.

Абсолютная величина отклонения β -спектра от разрешенного в β^- -переходе с B^{12} и β^+ -переходе с N^{12} может быть связана с магнитным моментом гамма-перехода с C^{12} на общий основной уровень ядра C^{12} . Результирующий β -спектр будет в этом случае иметь вид $/G - T/ \cdot /I + aE/$, т.е. иметь форму спектра разрешенного гамма-теллеровского перехода, умноженного на поправочный множитель, равный в первом приближении $(I + aE)$, причем знак коэффициента "а" меняется с $/+ /$ на $/- /$ при переходе от β^- к β^+ -спектру. Гипотеза CVC предсказывает:

$$A(CVC) = a^-(B^{12}) - a^+(N^{12}) = /1,10 \pm 0,17/ \% \text{ на Мэв.}$$

Экспериментальному исследованию этого эффекта были посвящены три работы. В первых двух работах получено удовлетворительное согласие с предсказываемой величиной $A(CVC)$.

Что же касается ожидаемой формы индивидуальных β^- и β^+ спектров, то такого согласия или не наблюдалось, или же спектры не исследовались. Кроме того, далее было показано, что расположение щелей спектрометра влияет не только на индивидуальную форму спектра, но и на величину А. В последней работе, которая дала наиболее точное значение величины А /CVC/, было показано, что отклонения в каждом индивидуальном спектре также соответствуют ожидаемому из гипотезы о CVC.

В этой работе использовался безжелезный спектрометр с промежуточным изображением.

Для того, чтобы проверить влияние щелей спектрометра на форму спектра, авторы сделали измерения со щелями разных размеров. Измерения спектра были сделаны с диафрагмой диаметра $\frac{3}{16}$ дюйма, а затем для контроля измерения были повторены с диафрагмой диаметром в два раза больше. В обоих случаях получен одинаковый результат. На рис. 2 показаны поправочные коэффициенты к форме спектров от распада B^{12} и N^{12} со щелями обоих размеров.

В таблице 3 суммированы результаты трех упомянутых выше работ.

Таблица 3

	Экспериментальные значения			Теоретические предсказания Ссылка 46-48 в [3]
	Ссылка 43 в [3]	Ссылка 41 в [3]	Ссылка 42 в [3]	
$\alpha^-(\beta^{12})\%$	0,55±0,10 /узкая диафрагма/	+1,82±0,08		+0,55±0,12
	0,52±0,09 /широкая диафрагма/			
$\alpha^+(N^{12})\%$	-0,52±0,06 /узкая диафрагма/	+0,52±0,20		-0,55±0,12
	-0,50±0,09 /широкая диафрагма/			
A %	1,07±0,24 /узкая диафрагма/	1,30±0,31	1,62±0,28	
	1,02±0,24 /широкая диафрагма/			

г) Другой проверкой /с использованием зеркальных ядер/, которая дает качественно согласующийся с CVC результат, являются опыты по наблюдению β - α - корреляции при разрешенном гамма-теллеровском β - переходе Li^8 и B^8 /T = 1,2+ / на общий возбужденный уровень ядра Be^{8*} /T = 0,2+ /, мгновенно распадающегося на две α - частицы.

Угловое распределение, согласно теории, в этом случае должно иметь вид $1 + B \cos^2 \theta_{\beta\alpha}$ /.

Небольшой коэффициент асимметрии $B = aW_{\beta}$, где $a = \frac{\mu}{\sqrt{2}} M\sigma^2 / (\frac{g}{g_A})$ /, связан с магнитным моментом перехода $M1$ γ - излучения с возбужденного уровня Be^{8*} /T = 1,2+ / на общий уровень Be^{8*} /T = 0,2+ / и оценивается как $0,0025 W_{\beta} < B < 0,0045 W_{\beta}$ /.

В первом опыте α - частицы регистрировались кремниевым полупроводниковым

детектором с золотым носителем, включенным на совпадение со сцинтилляционным счетчиком β - частиц. Последний вращался вокруг положения мишени и мог занимать положение 0, 90 и 180° по отношению к счетчику α - частиц.

Средняя энергия β - частиц была выбрана $W_{\beta} = 11$ Мэв. Окончательный результат этого опыта дает:

$$B / Li^8 / = 10,00316 \pm 0,00060 / W_{\beta}$$

$$\text{и } B / B^8 / = -10,00386 \pm 0,00100 / W_{\beta} /.$$

Измерение α - β - корреляции в распаде Li^8 было повторено с несколько отличной методикой и энергией электронов / $W_{\beta} = 7,5$ Мэв /.

Результат находится в хорошем согласии с предыдущим:

$$B / Li^8 / = 10,0037 \pm 0,0010 / W_{\beta}$$

Аналогичный результат ранее был получен в работе /6/.

д) Еще одна проверка, которая показывает, что β - распад в сложных ядрах находится в согласии с теорией CVC, относится к измерению β - γ - корреляции циркулярно поляризованных γ - квантов в переходах зеркальных ядер $Na^{24} \rightarrow Mg^{24*} \rightarrow He^{24}$. Оказывается, что при выполнении CVC должно иметь место соотношение $A^+ + A^- = 0$, где A^{\pm} - коэффициент в угловом распределении $W(\theta) \sim 1 + A^{\pm} (\frac{r}{c}) \tau \cdot \cos \theta$, а знаки \pm относятся к электронному и позитронному распадам; θ - угол между импульсами γ - кванта и электрона. В таблице 4 даны результаты экспериментов.

Таблица 4

$A^+ / Na^{24} /$	$A^- / He^{24} /$
+ 0,104 ± 0,026	- 0,089 ± 0,057
+ 0,091 ± 0,017	- 0,086 ± 0,054

Суммируя сказанное выше, следует обратить внимание на то, что экспериментально были подтверждены все проверявшиеся на опыте предсказания гипотезы сохраняющегося векторного тока. Это является серьезным аргументом в пользу ее справедливости.

II. Распад мюна и $\bar{\pi}$ - мезона

а) В течение последних двух лет было выполнено несколько работ, посвященных поискам распадов $\mu \rightarrow e + \gamma$ ^{17/} $\mu \rightarrow 3e$ ^{18/} и безнейтринной конверсии мюна в электрон $\mu^- + \bar{\nu} \rightarrow e^- + (\bar{\nu})$ ^{19/}. Была разработана сложная экспериментальная техника, с использованием которой было найдено, что относительные вероятности /с достоверностью 90%/.

$$R \left(\frac{\mu \rightarrow e + \gamma}{\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}} \right) < 2 \cdot 10^{-8}$$

$$R \left(\frac{\mu \rightarrow 3e}{\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}} \right) < 1.5 \cdot 10^{-7}$$

$$R \left(\frac{\mu^- + \bar{\nu} \rightarrow e^- + \dots}{\mu^- + \bar{\nu} \rightarrow \nu + \dots} \right) < 2.2 \cdot 10^{-7}$$

Не вдаваясь сейчас подробно в цели, которые преследовались первоначально этими экспериментами /начало их постановки относится к тому времени, когда прямыми опытами не было еще показано, что ν_μ и ν_e - различные частицы/, следует заметить, что их результаты можно использовать для оценки того, с какой точностью выполняется по отдельности сохранение электронного и мюонного лептонных зарядов.

В том случае, если бы все квантовые числа электрона и мюна были одинаковы, следовало бы ожидать, что отношение

$$R \left(\frac{\mu \rightarrow e + \gamma}{\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}} \right) \approx 10^{-4} N^2,$$

где N - множитель, содержащий логарифмически расходящийся член и равный по порядку величины единице, если обрезание делается примерно на массе нуклона /10/.

Таким образом, в настоящее время имеется экспериментальное указание на то, что мюонный лептонный заряд сохраняется с точностью $10^{-3}-10^{-4}$, т.е. является хорошим квантовым числом.

б) Установившееся равновесие в мнении относительно вида варианта слабого взаимодействия, реализующегося в распаде мюна, было до некоторой степени поколеблено опытом, выполненным в ЦЕРНе, где была обнаружена слишком низкая поляризация позитронов в $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu$ распаде ^{11/}. Однако, как оказалось впоследствии, этот эффект был связан не с природой слабого взаимодействия, а с деполаризацией энергичных позитронов при их торможении в веществе ^{12/}. Результат, который давал поляризацию e^+ $P_e = 0.28 \pm 0.16$ /, не укладывается в принятую схему, поэтому последовала серия опытов по

измерений поляризации позитронов от $\mu \rightarrow e + \nu$ - распада, в которых для анализа поляризации не требовалась остановка позитронов. Эти опыты были выполнены в ЦЕРНе.

В первом опыте ^{13/}, использовавшем зависимость сечения аннигиляции позитронов с электронами от взаимной ориентации их спинов, позитроны пропускались через тонкую намагниченную фольгу, установленную под углом 45° к источнику μ -e-распадов. Гамма-кванты от $e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$ регистрировались двумя счетчиками NaI .

Во второй работе ^{14/} измерялась интенсивность тормозного излучения, даваемого проходящими через намагниченное железо позитронами от $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu$ распада.

В третьей работе ^{15/} измерялась зависимость $e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^-$ - рассеяния от взаимной ориентации спинов. Для этого e^+ пропускались через установленную на их пути под углом 45° фольгу, в которой менялось направление намагничивания. Регистрировались $e^+ - e^-$ - совпадения.

Результаты этих работ согласуются между собой. Они дают правую поляризацию позитронов от распада мюонов, усредненное значение поляризации $P = 1.03 \pm 0.14$. Оба результата подтверждают $V-A$ - теорию.

Измерением параметра асимметрии ξ в μ распаде занималась объединенная группа ИАЭ, МИФИ и ЛЯП ОИЯИ ^{16/}. Измерялась асимметрия позитронов в цепочке распадов $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$. Положительные пионы останавливались в фотозумлсии, помещенной в магнитное поле 140 к гс. Наблюдаемая асимметрия позитронов распада относительно направления импульса мюна $a = 0.325 \pm 0.010$. Полученный отсюда параметр асимметрии $\xi \approx 0.975 \pm 0.030$ в пределах ошибок совпадает со значением, следующим из теории $V-A$ - взаимодействия.

Измерения, посвященные изучению формы спектра электронов в $\mu \rightarrow e$ - распаде /параметр Миселя ρ /, были проведены в двух лабораториях. В Дубне ^{17/} использовалась диффузионная камера, помещенная в стабилизированное магнитное поле напряженностью около 6000 эрстед. Энергетический спектр электронов, полученный в этой работе, показан на рис.4.

Параметр, характеризующий форму спектра, вычисленный из этих данных, оказался равным $\rho = 0.867 \pm 0.035$.

В Ливерпуле ^{18/} измерения производились с помощью магнитного спектрометра. Схема опыта показана на рис.5.

Наиболее точные значения параметра Миселя приводятся в таблице 5.

Таблица 5

Метод измерения	ρ_{μ^+}	ρ_{μ^-}	Ссылка
Диффузионная камера	$0,67 \pm 0,05$	-	19
Магнитный спектрометр	$0,741 \pm 0,027$	-	20
Водородная пузырьковая камера	$0,780 \pm 0,025$	-	21
Магнитный спектрометр	$0,661 \pm 0,016$	$0,64 \pm 0,04$	18
Гелиевая пузырьковая камера	-	$0,764 \pm 0,032$	22
Диффузионная камера	-	$0,867 \pm 0,035$	17
Среднее значение	$0,712 \pm 0,012$	$0,766 \pm 0,020$	

Обращает на себя внимание то обстоятельство, что отклонения индивидуальных значений ρ , полученных в разных экспериментах, значительно превышают указанные ошибки. Это означает, что не во всех случаях правильно оцениваются экспериментальные погрешности. Таким образом, не стоит придавать большого значения усредненным величинам параметра ρ .

Если принять во внимание последнее замечание, то следует сказать, что в настоящее время нет экспериментов, которые находились бы в противоречии с V-A-вариантом распада мюона.

в) Наиболее чувствительной проверкой μ -е-универсальности является отношение вероятностей мюонного $\pi \rightarrow \mu + \nu$ и электронного $\pi \rightarrow e + \nu$ распадов. Последний примерно в 10^4 раза менее вероятен, так как V-A-взаимодействие требует, чтобы электрон вылетал с противоположной его природе спиральностью. Согласно этой теории

$$R(\frac{\pi \rightarrow e + \nu}{\pi \rightarrow \mu + \nu}) = \frac{g_A^2(e)}{g_A^2(\mu)} \cdot \left(\frac{m_e}{m_\mu}\right)^2 \frac{m_\pi^2 - m_e^2}{m_\pi^2 - m_\mu^2} = \frac{g_A^2(e)}{g_A^2(\mu)} \cdot 1,282 \cdot 10^{-4}$$

Если учесть радиационные поправки^{/23/}, то это отношение становится равным

$$R_{\text{теор}} = \frac{g_A^2(e)}{g_A^2(\mu)} \cdot 1,232 \cdot 10^{-4}$$

Выполненный недавно в Колумбийском университете эксперимент^{/24/}, в котором использовался сцинтилляционный спектрометр с большим кристаллом NaI, дает для отношения

$$R_{\text{эксп}}(\frac{\pi \rightarrow e + \nu}{\pi \rightarrow \mu + \nu}) = 1,247 \pm 0,028 \cdot 10^{-4}$$

значение, совпадающее с ожидаемым при равных (g_V) и (g_W) аксиальных константах связи:

$$g_A(e) = 1,008 \pm 0,015 / g_A(\mu)$$

На рис.3 показан амплитудный спектр электронов от $\pi \rightarrow e$ и $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ распадов, зарегистрированных кристаллом NaI. Крестиками показан спектр электронов, оставшихся после вычитания чистого спектра от $\mu \rightarrow e$ -распада.

III. Захват мюонов ядрами

Что касается двух других вершин треугольника (μp) и (μn), определяющих захват мезонов нуклонами, то сведения об этом процессе до настоящего времени являются более ограниченными.

Здесь следует обратить внимание на некоторые особенности изучения захвата мюонов и сравнения его с бета-распадом.

Наиболее надежные сведения о механизме захвата мог бы дать, конечно, захват мезонов водородом. До настоящего времени имеется, однако, только полные вероятности захвата мюона в жидком водороде, которые дают возможность определить лишь одну комбинацию констант слабого взаимодействия в μ -захвате. И нет надежды, что могут быть сделаны какие-либо корреляционные опыты. Единственное, на что в принципе можно надеяться, - это на определение в обозримое время скоростей захвата из разных состояний сверхтонкой структуры мезоатома. Отсюда можно было бы определить еще одну комбинацию констант. Однако этого явно недостаточно, чтобы расшифровать картину. Поэтому приходится для анализа пользоваться данными из захвата мюонов сложными ядрами.

Вторая особенность связана с тем, что в отличие от β -распада при захвате мюонов возрастает роль индуцированных взаимодействий. При передаче импульса $q^2 \sim m_\mu^2$ они начинают давать заметный вклад в вероятность захвата, что, естественно, приводит к усложнениям в интерпретации экспериментальных данных.

а) Захват мюонов водородом и гелием-3

Тем не менее в области захвата мюонов в последнее время был достигнут большой успех. Относится он, в первую очередь, к интерпретации экспериментальных результатов по μ^- - захвату ядрами водорода и гелия-3.



Определение скорости захвата мюонов в жидком водороде производилось двумя методами: а/ с помощью жидководородной пузырьковой камеры, где измерялась энергия нейтрона по пробегу протона отдачи, и б/ с помощью регистрации нейтронов сцинтилляционными счетчиками. Экспериментальные результаты были суммированы в прошлом году на Брукхевенской конференции по слабым взаимодействиям (таблица 6).

Таблица 6

	Захват из состояний	λ сек ⁻¹
Аргонна-Чикаго	} $p\mu + (p\mu p)$	428 ± 85
ЦЕРН		450 ± 50
Колумбия	($p\mu p$)	464 ± 42

Разница в постановке эксперимента приводит к небольшой разнице в результате /несколько процентов/ ввиду того, что в пузырьковой камере регистрируется захват как из мезоатомного / ~ 15%/, так и из мезомолекулярного состояний, в то время как в опыте с электроникой регистрировался захват только из мезомолекулярного состояний /время регистрации $1,2 \leq t \leq 6$ мсек /.

Если суммировать эти данные, то получается $\bar{\lambda}_{эксп} = 457 \pm 30$ сек⁻¹.

Это значение было существенно ниже теоретически ожидаемой величины, которая на основе стандартного набора констант и оценок перекрытия волновых функций в мезомолекуле составляла примерно 600 сек⁻¹ /см.^{125/1/.}

Недавно появилась работа^{126/}, в которой снова рассматривался вопрос перекрытия волновых функций в мезомолекуле / $p\mu p$ /. Было найдено, что захват из ортосостояния мезомолекулы, который является определяющим, примерно на 16% ниже, чем это предсказывалось ранее / $\gamma_0 = 0,500$ вместо 0.583/. Это существенно сближает теоретическое значение скорости захвата с экспериментальным. Две другие проблемы, связанные с мезомолекулой, состоят в том, чтобы определить, какая часть мезомолекул образуется в орто- и какая часть - в пара-состоянии, и найти скорость орто-пара-перехода, а также, что может оказаться более важным, - взаимную спиновую ориентацию протонов и мюона в мезомолекуле.

Экспериментальная оценка Колумбийской группы, полученная из сравнения временной зависимости выхода нейтронов и электронов распада, не противоречит^{127/} тому, что до 10% орто-молекул могут перейти в пара-молекулы, что также может вести к уменьшению скорости захвата мюона.

Наконец, последнее значение $g_A^p/g_V^p = 1,16$ ^{128/} в свою очередь понижает теоретически ожидаемую скорость $\mu^- + p \rightarrow n + \nu$ реакции, приводя ее в близкое согласие с экспериментальной.

Если принять во внимание только увеличение среднего расстояния между мюоном и протоном в / $p\mu p$ / мезомолекуле и изменение аксиальной константы, ожидаемая скорость захвата отрицательно заряженного мюона в жидком водороде снижается от 600 сек⁻¹ примерно до 480-490 сек⁻¹. Последнее значение находится уже в разумном согласии с экспериментом.

Вторым процессом, который допускает наиболее определенную интерпретацию, является захват мюона ядром гелия-3 с переходом в основное состояние трития: $\mu^- + He^3 \rightarrow H^3 + \nu$.

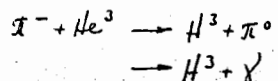
Несмотря на то, что He^3 является уже сложным ядром, теоретические расчеты ядерного матричного элемента значительно упрощаются благодаря тому, что хорошо известна величина ft для обратного перехода трития в гелий-3 путем β -распада.

К настоящему времени известно три эксперимента, посвященных изучению этого процесса. Первый был выполнен в Дубне^{129/} с помощью диффузионной трековой камеры, заполненной гелием-3 до высокого давления. Два других опыта были выполнены с помощью методики газовых сцинтилляционных счетчиков: в Беркли^{130/} использовался счетчик, заполненный гелием-3, а в смешанной группе^{131/} Технологического института Карнеги и университета Дта - счетчик, заполненный смесью гелия-3 и ксенона. Результаты суммированы в таблице 7.

Таблица 7

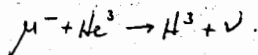
Группа	$\lambda (\mu^- \rightarrow H^3) \text{ сек}^{-1}$	Методика эксперимента
Дубна	1410 ± 140	Диффузионная трековая камера
Беркли	1505 ± 45	He^3 - сцинтилляционный счетчик
Карнеги-Джа	1440 ± 90	$\text{He}^3 + \text{Xe}$ - сцинтилляционный счетчик
Среднее значение	1490 ± 40	

Для более точного теоретического предсказания вероятности парциального захвата μ^- - в гелии-3 в Дубне^{/32/} были предприняты измерения "отношения Панофского" в реакциях



Отрицательно заряженные пионы останавливались в заполненной гелием-3 диффузионной камере. Идентификация событий проводилась по пробегу ядра трития /см.рис.6/.

Полученное значение $R_{\text{He}^3} = \frac{W(\text{H}^3 + \pi^0)}{W(\text{H}^3 + \gamma)} = 2,28 \pm 0,18$ совместно с данными Хофштадтера по рассеянию электронов в He^3 и H^3 было использовано для уточнения ядерных формфакторов в процессе



Скорость этой реакции, вычисленная на основе теории универсального слабого взаимодействия и с использованием уточненных значений формфакторов, получена равной

$$\lambda_{\text{теор}} = 1,55 \pm 0,06 \cdot 10^3 \text{ сек}^{-1}.$$

Таким образом, совпадение предсказываемого значения с определенным экспериментально является более чем удовлетворительным.

В рамках универсального слабого взаимодействия была определена индуцированная константа псевдоскалярной связи. Теоретическая зависимость вероятности реакции от отношения констант g_p/g_n показана на рис.7. Значение $g_p/g_n = 1,11_{-3}^{+4}$ определено по левой ветви расчетной кривой.

б) Захват мюонов сложными ядрами

В экспериментах со сложными ядрами наибольший интерес представляло бы изучение вероятностей захвата мюона с переходом в определенные состояния "дочернего" ядра, так как из таких переходов можно в принципе получить другие комбинации констант, чем из захвата в водороде или гелии-3. Однако теоретическое состояние в физике ядра не настолько ясно, чтобы можно было надеяться на надежность полученных с ее помощью предсказаний /за исключением, может быть, нескольких специфических случаев, когда известны обратные β - переходы/. Это нужно иметь в виду, когда речь идет об интерпретации экспериментов со сложными ядрами.

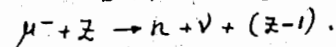
Одной из наиболее детально теоретически изученных реакций является захват $\mu^- + O^{16} \rightarrow N^{16} + \nu$ в разные связанные состояния ядра N^{16} /33/, /34/.

Здесь особый интерес представляют парциальные переходы в состояния /0⁻/ и /2⁻/ ядра N^{16} , которые сильно зависят от величины индуцированной псевдоскалярной константы.

Эксперименты по определению вероятностей захвата в эти состояния были проведены в Колумбии^{/35/} и затем в Беркли^{/36/} с использованием спектрометрической техники.

Результаты не противоречат принятой величине псевдоскалярной константы, особенно если принять во внимание недостаточное знание волновых функций конечных состояний.

Второй чувствительный к индуцированным константам эксперимент был выполнен в Дубне^{/37/}. Изучалось угловое распределение нейтронов, вылетающих при захвате поляризованных мюонов ядрами Ca^{40} и S^{32} , т.е. в процессе



Угловое распределение имеет вид $W(\theta) = 1 + A \cdot \cos \theta$.

Асимметрия нейтронов определялась по прецессии в магнитном поле.

Коэффициент асимметрии $A = \alpha \beta P_\mu$, где $\alpha = \frac{v^2 - 2A^2 + (P-A)^2}{v^2 + 2A^2 + (P-A)^2}$, P_μ - поляризация μ - мезона, β - некоторый множитель, не больше единицы / $\beta \leq 1$ /, зависящий от ядра.

На рис.8 показано наблюдающееся изменение асимметрии в зависимости от средней энергии регистрируемых нейтронов.

По оси ординат здесь отложено значение $1 - \alpha \beta$, т.е. величина асимметрии, отнесенная к поляризации мюона. Теоретически ожидаемое значение коэффициента $1 - \alpha \beta$

Группа	Λ /He ⁴ / сек ⁻¹	Методика
Рим-ЦЕРН ^{/46/}	450 ± 90	Гелиевая пузырьковая камера
Northwestern- Чикаго ^{/47/}	368 ± 46	Гелиевая пузырьковая камера
Беркли ^{/44/}	375 ± 30 300	He ⁴ сцинтилляционный счетчик

Теоретические оценки с учетом взаимодействия в конечном состоянии^{/48/} и оценка эффекта отдачи^{/47/} приводят к величине:

$$\Lambda_{теор} (\mu^+) = /440 \pm 140/ \text{сек}^{-1}.$$

Что касается экспериментов с более тяжелыми ядрами, то я позволю себе остановиться только на последнем^{/49/}, в котором изучалось изменение полной вероятности захвата мюона в зависимости от числа нейтронов в разных изотопах никеля и хрома. Интересен он тем, что в нем были получены данные по изменению вероятности захвата при переходе через замкнутую оболочку хрома / Cr⁵², N = 28/.

Измерения производились путем определения времени жизни мюонов.

Результат для разных изотопов хрома показан кружочками на рис.10. Крестиками нанесены теоретические значения, рассчитанные по оболочечной модели^{/41,50/} и нормированные на экспериментальное значение в точке $\Lambda_{эксп} / \text{Cr}^{52}$ /. Сопоставление данных показывает, что даже относительный ход экспериментальной и теоретической зависимостей расходится. Это может в некотором смысле служить указанием на меру точности теоретических расчетов.

IV. Несохранение пространственной четности в сильном взаимодействии

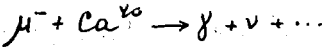
Сразу же после открытия несохранения четности в слабом взаимодействии встал вопрос о возможности несохранения четности в сильном взаимодействии. Такое несохранение может возникать либо за счет несохранения четности в слабом взаимодействии при умножении слабого тока $j = / \rho \pi / + / \pi \pi^0 /$ самого на себя /индуцированное несохранение/, либо за счет несохранения четности в собственно сильном взаимодействии.

показано пунктирной линией.

Как видно, экспериментальный результат требует детального теоретического анализа. Здесь обращает на себя внимание не только тот факт, что асимметрия велика, но также и разный ход зависимости асимметрии от энергии.

Причину здесь следует, вероятно, искать не только и не столько в природе слабого взаимодействия^{/38/}, сколько во влиянии ядра.

Третья экспериментальная работа посвящена определению вероятности радиационного захвата мюонов в Ca⁴⁰ /ЦЕРН/^{39/} -



Для регистрации γ - квантов в опыте использовался сцинтилляционный спектрометр с кристаллом NaI диаметром 20 и высотой 20 см.

Для оценки полной вероятности радиационного захвата использовалась часть измеренного спектра γ - квантов в интервале от 60 до 90 Мэв, которая экстраполировалась в область низких энергий /рис.9/. Отношение скоростей радиационного захвата к обычному было получено равным

$$R = / 3,1 \pm 0,6 / \cdot 10^{-4}.$$

Эта величина лучше согласуется с теорией^{/40/} при $g_p/g_n = 13,3 \pm 2,7$.

Изучению полной скорости захватов отрицательно заряженных мюонов ядрами было посвящено несколько экспериментальных работ. Здесь мы остановимся только на части из них. Сразу же стоит отметить, что все они находятся в качественном согласии с универсальным слабым взаимодействием^{/41/}, однако любые теоретические попытки получить из этих данных константы слабого взаимодействия ведут к большим неопределенностям^{/42/}.

Наиболее просто интерпретируется полная вероятность захвата в He³, которая была измерена в Дубне^{/43/} и Беркли^{/44/} с разной экспериментальной методикой. Полученные результаты

$$\Lambda (\mu^3) = /2140 \pm 180/ \text{сек}^{-1} \text{ и } \Lambda (\mu^3) = / 2170 \begin{matrix} + 170 \\ - 430 \end{matrix} / \text{сек}^{-1},$$

соответственно, находятся в хорошем согласии с последними теоретическими расчетами^{/45/}

$$\Lambda_{теор} = 2130 \text{ сек}^{-1}, \text{ в которых использовался стандартный набор констант.}$$

Экспериментальные данные по захвату в He⁴ были получены в трех группах. Результаты представлены в таблице 8.

Однако до недавнего времени все попытки обнаружить какое-либо отклонение от сохранения четности в реакциях с сильно взаимодействующими частицами оказывались безуспешными.

На конференции представлена работа, выполненная в ИТЭФ, в которой наблюдалась асимметрия в вылете γ - квантов при захвате медленных поляризованных нейтронов ядром Cd^{113} .

Теоретически вопрос несохранения четности в ядерных реакциях рассматривался в 1960 г. Блин-Стойлом^{/51/}, который показал, что несохраняющий четность межнуклонный потенциал составляет $\mathcal{F} = \langle V_{12} \rangle / \langle V_{12} \rangle \sim 10^{-7}$ от потенциала, сохраняющего четность.

В статическом приближении, в котором рассматривался вопрос, оказалось, что прямым вкладом от $(pn)(np)$ - члена можно пренебречь по сравнению с вкладом от $(pn)(pp)$ - члена.

Эксперимент был поставлен следующим образом /рис. II/. Пучок нейтронов, поляризованных путем отражения от намагниченного кобальтового зеркала, проходит через ряд коллиматоров и попадает на мишень из кадмия. Гамма-кванты, выходящие из мишени, регистрируются двумя идентичными сцинтилляционными спектрометрами с кристаллами NaI . Измерялось отношение интенсивности γ - квантов в энергетическом интервала 8,1-9,4 Мев, соответствующем основному переходу Cd^{114*} , вылетающих по и против направления спина нейтрона. Ввиду того, что эффект чрезвычайно мал, в опыте были предприняты специальные предосторожности, чтобы исключить всякого рода приборную асимметрию.

Получен коэффициент асимметрии $\alpha = 13,7 \pm 0,9 \cdot 10^{-4}$.

Из этого значения коэффициента асимметрии, воспользовавшись теоретическим анализом, было найдено, что \mathcal{F} - отношение потенциала, не сохраняющего пространственную четность, к потенциалу, сохраняющему ее, имеет значение $\sim 10^{-7}$.

Имеется также предварительное сообщение^{/52/} группы Калифорнийского технологического института о наблюдении циркулярной поляризации гамма-квантов, испускаемых Ta^{181} , получавшимся в результате β - распада Hf^{181} .

Циркулярная поляризация гамма-квантов, возникающая за счет несохранения четности во взаимодействии между нуклонами, определялась с помощью пропускания гамма-квантов

через намагниченное железо. Наблюдаемый эффект составлял

$$\alpha = \frac{T(\uparrow\uparrow) - T(\uparrow\downarrow)}{T(\uparrow\uparrow) + T(\uparrow\downarrow)} = (1,08 \pm 0,25) \cdot 10^{-5},$$

что согласно теоретическим оценкам приводит также к $\mathcal{F} \sim 10^{-7}$.

Рукопись поступила в издательский отдел

17 августа 1964 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. С.С.Герштейн, Я.Б.Зельдович. ЖЭТФ 29, 698 (1955).
2. R.Feynman, M.Gell-Mann. Phys. Rev. 109, 193 (1958).
3. Экспериментальные данные по бета-распаду, относящиеся к проблеме сохранения векторного тока, суммированы в обзоре
C.S.Wu, Rev. Mod. Phys. 36, 618 (1964).
Здесь можно найти библиографию, относящуюся к этому вопросу. Поэтому ниже будут цитироваться только те работы, которые не вошли в упоминавшийся выше обзор.
4. W.S.Mathur, R.P.Saxena, G.C.Joshi, J.S.Mathur. Nucl. Phys. 46, 607 (1963).
5. P.Derommier, J.Duclos, J.Heintze, K.Kleinknecht, H.Rieseberg, V.Soergel.
XII Международная конференция по физике высоких энергий. Дубна, 1964.
6. K.Krebs, H.Reisenberg, V.Soergel. Z.f.Phys. 159, 232 (1960).
7. S.Parker, H.L.Anderson, C.Rey, Phys. Rev. B133, 768 (1964).
8. S.Frankel, W.Frati, J.Halpern et al. Phys. Rev. 130, 351 (1963).
9. J.H.Bartley, H.Davies, H.Muihead, T.Woodhead. Preprint, University of Liverpool, England (1964).
10. G.Feinberg, Phys. Rev. 110, 1482 (1958).
11. L.Dick, L.Feuverais, M.Spighel. Phys. Lett. 7, 150 (1963).
12. L.Dick, L.Feuverais, L.di Lella, M.Spighel. Phys. Lett. 10, 236 (1964).
13. A.Buhler, N.Cabibbo, M.Fidecaro, T.Massam, Th.Muller, M.Scheegans, A.Zichichi. Phys. Lett. 7, 368 (1963).
14. S.Bloom, L.A.Dick, L.Feuverais, C.R.Henry, P.C.Macq, M.Spighel. Phys. Lett. 8, 87 (1963).
15. J.Duclos, J.Heintze, A. de Rujula, V.Soergel. Phys. Lett. 9, 62 (1964).
16. I.I.Gurevich, L.A.Makariyna, B.A.Nikolsky, B.V.Sokolov, L.V.Surkova, S.Kh.Kharumov, V.D.Shestakov, Yu.P.Dobretsov, V.V.Akhmanov. Phys. Lett. 11, 185 (1964).
17. Д.Б.Понтекорво, Р.М.Суляев. XII Международная конференция по физике высоких энергий. Дубна, 1964.
18. J.Barlow, P.S.I.Booth, J.J.Carroll, G.R.Court, J.D.Davies, D.N.Edwards, R.G.Johnson, J.R.Wormald. Preprint, University of Liverpool (1964).
19. L.Rosenson. Phys. Rev. 109, 958 (1958).
20. W.F.Dudziak, R.Sagane, J.Vedder. Phys. Rev. 114, 336 (1959).
21. R.I.Plano. Phys. Rev. 119, 1400 (1960).
22. M.M.Block, E.Fiorini, T.Kirkuchi, G.Giacomelli, S.Katti. Nuovo Cim. 23, 1114 (1962).
23. T.Kinoshita. Phys. Rev. Lett. 2, 477 (1959).
24. E.Di Capua, R.Garlant, L.Pandrom, A.Strelzoff. Phys. Rev. B133, 1333 (1964).

25. C.Rubbia. Proc. of the Conference on Fundamental Aspects of Weak Interactions. Brookhaven, 1963.
См. также библиографию по захвату мюонов водородом.
26. W.R.Wessel and P.Philipson. Phys. Rev. Lett. 13, 23 (1964).
27. J.E.Rothberg, E.W.Anderson, E.J.Bleser, L.M.Lederman, S.L.Meyer, J.L.Rosen, I.T.Wang. Phys. Rev. 132, 2664 (1963).
28. Это значение сообщалось на прошедшей недавно конференции в Париже (частное сообщение Т.Ериксона).
29. О.А.Займидорога, М.М.Кулькин, Б.Понтекорво, Р.М.Суляев, И.В.Фаломкин, А.И.Филиппов, В.М.Цупко-Ситников, Д.А.Щербаков. ЖЭТФ 44, 389 (1963).
30. L.B.Auerbach, R.J.Esterling, R.E.Hill, D.A.Jenkins, J.T.Lach, N.H.Lipman. Phys. Rev. Lett. 11, 23 (1963).
31. R.M.Edelstein et al. Proc. of the Conference on Fund. Aspects of Weak Interactions. Brookhaven, 1963.
32. О.А.Займидорога, М.М.Кулькин, Б.В.Струминский, Р.М.Суляев, И.В.Фаломкин, А.И.Филиппов, В.М.Цупко-Ситников, Д.А.Щербаков. XII Международная конференция по физике высоких энергий. Дубна, 1964.
33. И.С.Шапиро, Л.Д.Блохинцев. ЖЭТФ 39, III2 (1960).
J.Duck. Nucl. Phys. 25, 27 (1962).
34. В.В.Балашов, В.Б.Беляев, Р.А.Эрамян. Препринт ОИЯИ, Р-887, Дубна (1962); В.В.Балашов и др. (сообщение на данной конференции).
35. R.C.Cohen, S.Devons, A.D.Kanaris. Phys. Rev. Lett. 11, 134 (1963).
36. A.Astbury, L.B.Auerbach, D.Cutts, R.J.Esterling et al. UCRL-11299 (1964).
37. V.S.Evseev, V.S.Roganov, V.A.Chernogorova, Chang Ruh-Hwa, M.Szymczak. Phys. Lett. 6, 332 (1963).
В.С.Евсеев, В.С.Роганов и др. XII Международная конференция по физике высоких энергий. Дубна, 1964.
38. M.L.Iovnowich, V.S.Evseev. Phys. Lett. 6, 333 (1963); V.S.Evseev, preprint E-1457, Dubna (1963).
39. M.Conversi, R.Diebold, L.Di Lella. Preprint (submitted to Phys. Rev.)
40. H.P.C.Rood, H.A.Tolhoek, cited in (39) -/16/.
41. I.Luyten, H.P.C.Rood, H.A.Tolhoek. Nucl. Phys. 41, 236 (1963).
42. R.Klein, L.Wolfenstein. Phys. Rev. Lett. 9, 408 (1962).
43. I.V.Falomkin, A.I.Filippov, M.M.Kulyukin, B.Pontecorvo, Yu.A.Scherbakov, R.M.Sulyaev, V.M.Tsupko-Sitnikov, O.A.Zaimidoroга. Phys. Lett. 6, 100 (1963).
44. R.J.Esterling. University of California UCRL-11004 (1964).
45. A.F.Yano. Phys. Rev. Lett. 12, 110 (1964).
46. R.Bizzarri, E. di Capua, U.Dore, G.C.Gialanella, P.Guidoni, I.Laakso. Phys. Lett. 2, 151 (1962); 2, 312 (1962).

47. M. Block et al. Proceedings of the Conference on Fundamental Aspects of Weak Interactions. Brookhaven, 1963.
48. C.A. Caine, P.S.H. Jones. Nucl. Phys. 44, 177 (1963).
49. В. Бобров, В. Варламов, Д. Грашин, Б. Долгошеин, В. Кириллов-Угримов, А. Самойлов, С. Сомов. XII Международная конференция по физике частиц высоких энергий. Дубна, 1964.
50. H. Tolhoek, I. Luyten. Nucl. Phys. 3, 679 (1957).
51. R.J. Blin-Stoyle. Phys. Rev. 118, 1605 (1960). R.J. Blin-Stoyle. Phys. Rev. 120, 181 (1960).
52. F. Boehm, E. Kankleit.
Юбилейная конференция, посвященная открытию радиоактивности.
Париж, июнь 1964.

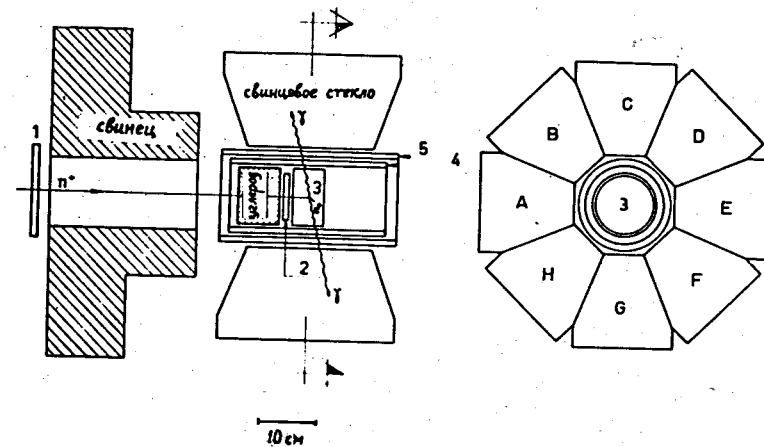


Рис. 1.

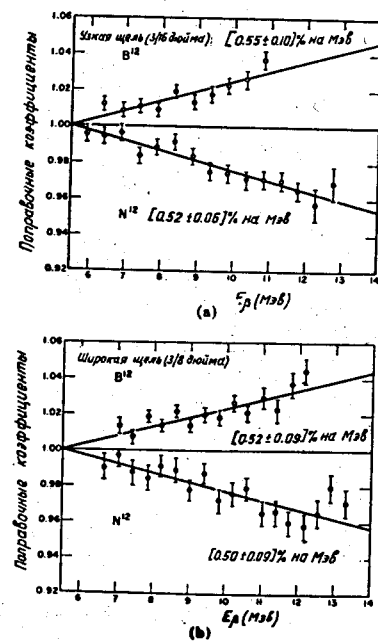


Рис. 2.

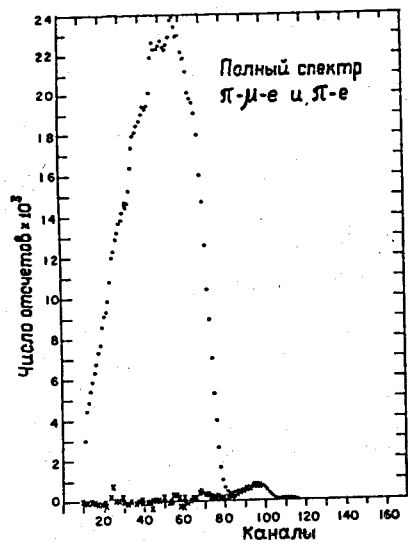


Рис. 3.

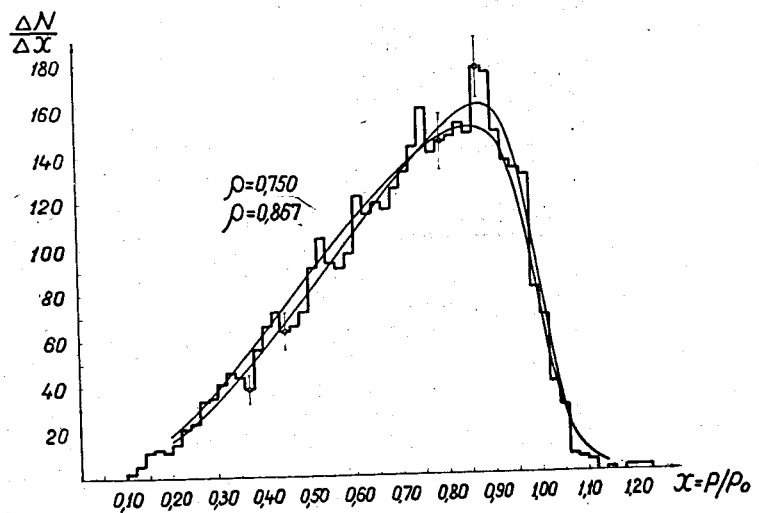


Рис. 4.

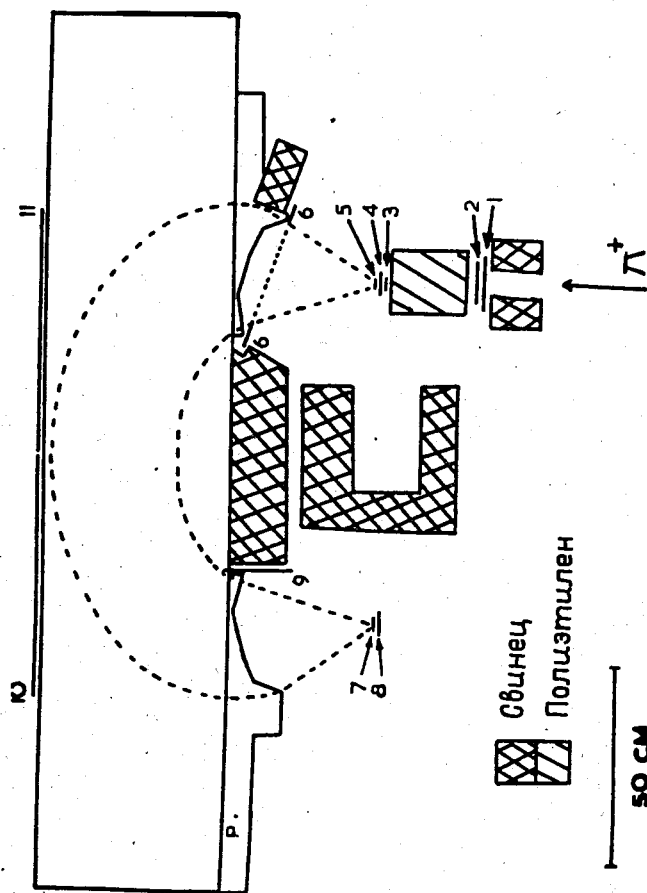


Рис. 5.

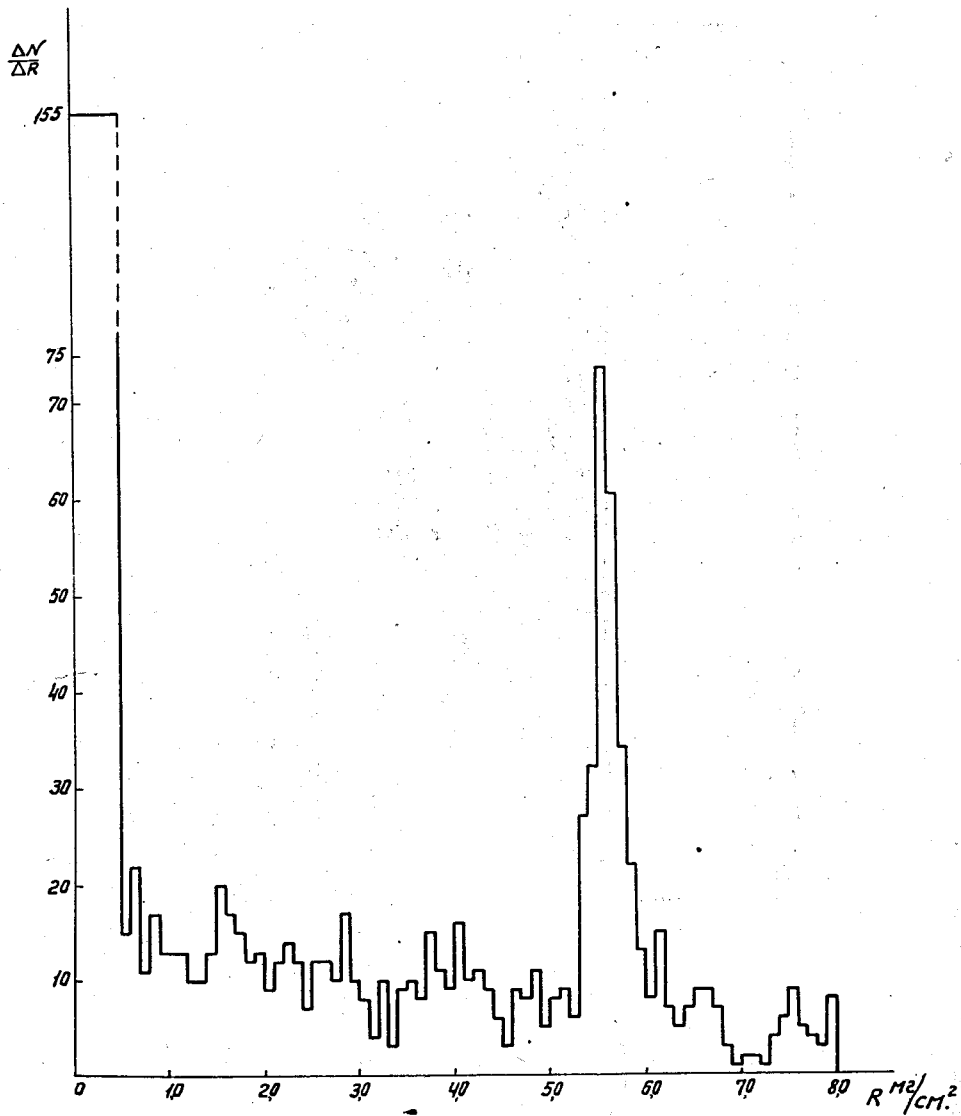


Рис. 6.

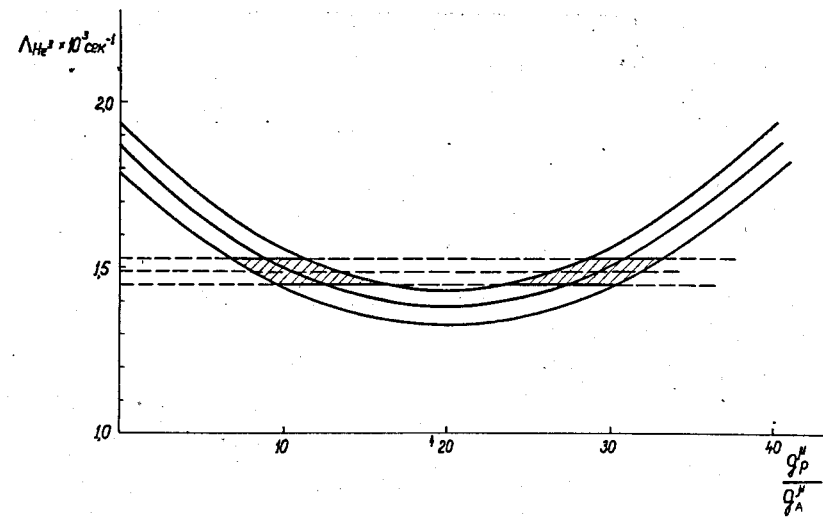


Рис. 7.

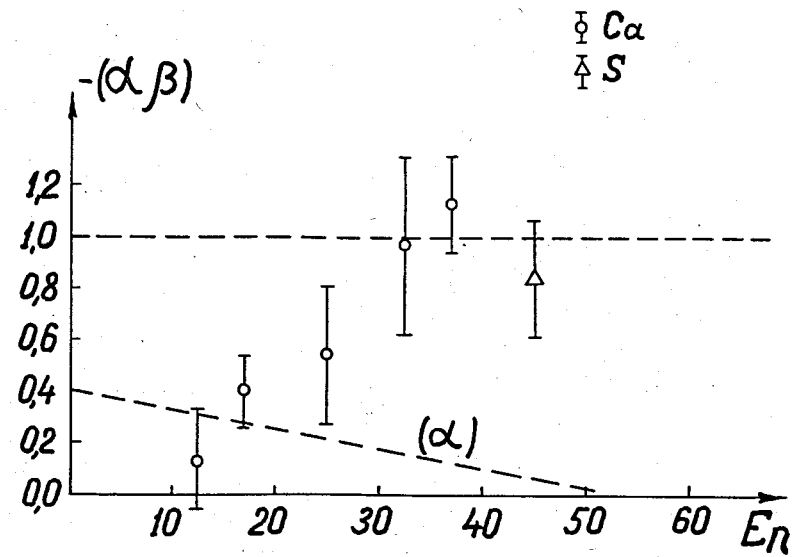


Рис. 8.

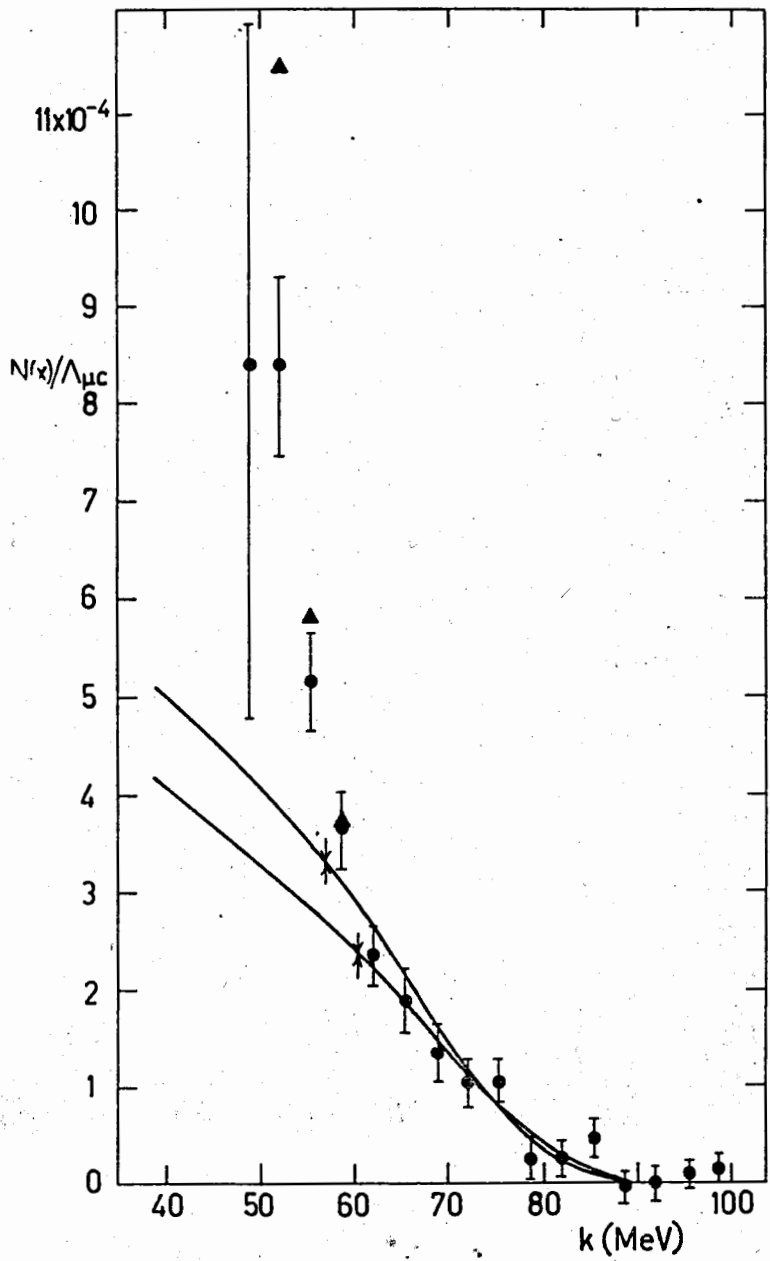


Рис.9.

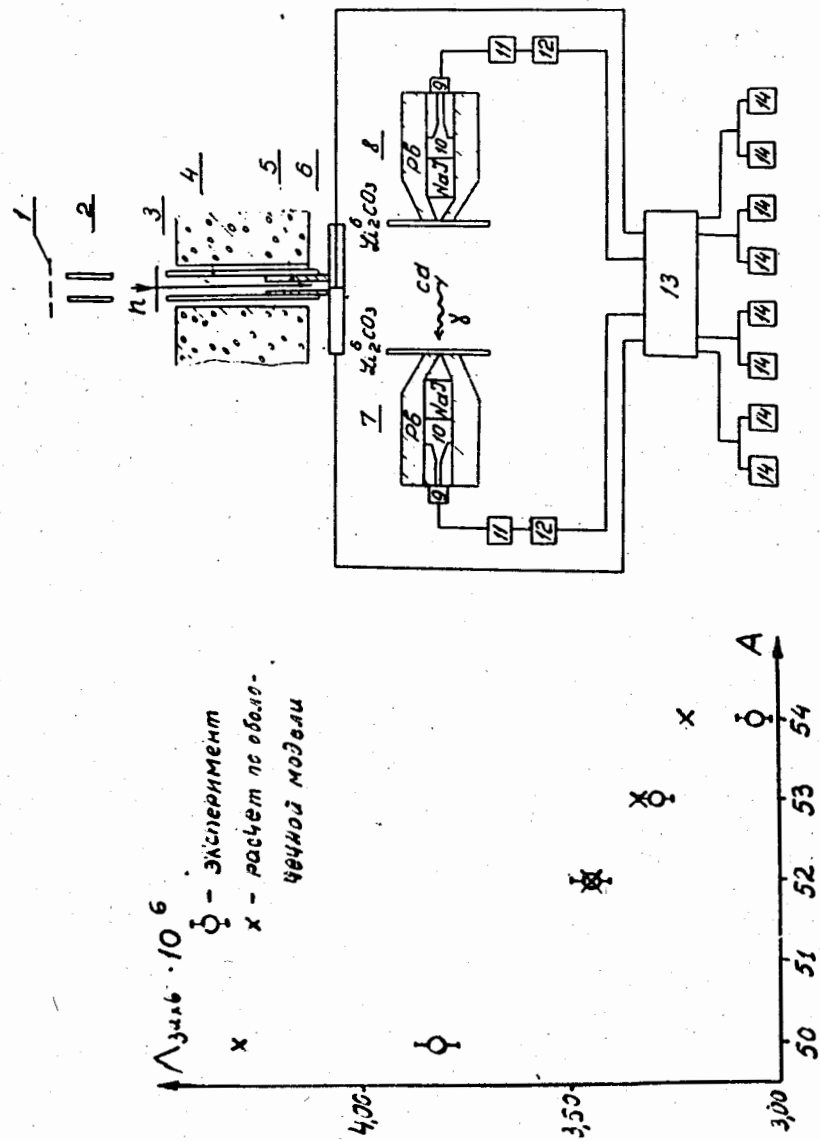


Рис.10.