

459  
7  
E-25

23  
+



ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

В.С. Евсеев, В.И. Комаров, В.З. Куш, В.С. Роганов,  
В.А. Черногорова, М.М. Шимчак

P-759

АСИММЕТРИЯ В УГЛОВОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ  
НЕЙТРОНОВ,  
ИСПУСКАЕМЫХ ПРИ ЗАХВАТЕ  
 $\mu^-$ -МЕЗОНОВ В КАЛЬЦИИ

*ЖЭТФ, 1961, т. 41, в. 1, с. 306-307.  
Acta Phys. Polonica, 1962, v. 21, f. 4,  
p. 313-328.  
СЭРМ, 1962, Abstr. v. 92.*

В.С. Евсеев, В.И. Комаров, В.З. Куш, В.С. Роганов,  
В.А. Черногорова, М.М. Шимчак

7  
E-25

P-759

1148/3 ур.  
АСИММЕТРИЯ В УГЛОВОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ  
НЕЙТРОНОВ,  
ИСПУСКАЕМЫХ ПРИ ЗАХВАТЕ  
 $\mu^-$ -МЕЗОНОВ В КАЛЬЦИИ

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

## 1. В в е д е н и е

Для выяснения вопроса о несохранении четности в процессе поглощения  $\mu^-$ -мезона протоном и для определения констант и варианта слабого взаимодействия  $\mu^-$ -мезона с нуклоном был предложен ряд экспериментов по захвату  $\mu^-$ -мезонов в водороде и ядрах. Одним из таких экспериментов является измерение асимметрии в угловом распределении нейтронов, испускаемых при захвате поляризованных  $\mu^-$ -мезонов ядрами,<sup>/1,2/</sup> т.е. в реакции типа



Аналогичный эксперимент на водороде практически невозможен<sup>/3/</sup>.

Часть нейтронов из реакции /1/ поглощается в том же ядре с образованием составного ядра. Другая часть нейтронов вылетает из ядра непосредственно после поглощения  $\mu^-$ -мезона минуя стадию составного ядра. Это так называемые нейтроны прямого процесса. В случае несохранения четности угловое распределение нейтронов прямого процесса можно представить в виде<sup>/4/</sup>

$$N(E_n, \theta) \sim 1 + P_\mu \beta(E_n) \bar{\alpha} \cos \theta \quad /2/$$

где  $N(E_n, \theta)$  - число нейтронов с энергией  $E_n$ , испускаемых под углом  $\theta$ ;  $\theta$  - угол между направлением спина  $\mu^-$ -мезона и направлением вылета нейтрона;  $P_\mu$  - остаточная поляризация  $\mu^-$ -мезона на К-оболочке мезоатома;  $\beta(E_n)$  - множитель, зависящий от энергии нейтрона  $E_n$  и учитывающий влияние ядра на угловое распределение;  $\bar{\alpha}$  - коэффициент асимметрии в угловом распределении нейтронов, испускаемых при захвате полностью поляризованных  $\mu^-$ -мезонов ядром, зависящий только от констант взаимодействия  $\mu^-$ -мезона с нуклоном /если четность сохраняется  $\bar{\alpha} = 0/$ .

Величина  $\beta(E_n)$  была вычислена в нескольких работах<sup>/2,4,5,6,7/</sup>. Наиболее детальные расчеты выполнены в<sup>/4,5/</sup> по модели оболочек, откуда можно получить усредненные по спектру нейтронов значения  $\bar{\beta}$  от 0,5 до 0,75 для разных ядер. Из расчетов по модели Ферми-газа<sup>/2/</sup> получено

значение  $\bar{\beta} \approx 0,7$ . Коэффициент  $\bar{\alpha}$  в зависимости от констант взаимодействия рассчитан в <sup>/5/</sup>.

В данной статье описывается эксперимент по определению величины  $\bar{\alpha}$  путем измерения коэффициента асимметрии в угловом распределении нейтронов, испускаемых при захвате поляризованных  $\mu^-$ -мезонов в кальции.

Выбор кальция в качестве мишени определялся следующими соображениями. Для интерпретации результатов измерений необходимо знание спектра испарительных нейтронов, возникающих при захвате  $\mu^-$ -мезона ядром. Чем тяжелее ядро, тем с большим основанием можно применять к нему статистическую теорию для описания распада составного ядра, т.к. непосредственные экспериментальные сведения о спектре нейтронов в реакции /1/ отсутствуют. С другой стороны, многие особенности захвата  $\mu^-$ -мезона ядрами описываются только моделью оболочек <sup>/4,5/</sup> /например, преимущественное поглощение  $\mu^-$ -мезона внешними оболочками/. Дважды-магическое и относительно тяжелое ядро Са удовлетворяет этим требованиям и, по-видимому, лучше подходит для постановки описываемого эксперимента, чем более легкие ядра. Кроме того, для кальция с достаточной точностью известно среднее число нейтронов  $\bar{m}_{Ca}$  на один акт захвата  $\mu^-$ -мезона ядром. Знание этой величины также необходимо для интерпретации результатов.

Во время выполнения настоящей работы в печати появились сообщения <sup>/8-11/</sup> об измерениях асимметрии нейтронов в экспериментах по захвату  $\mu^-$ -мезонов в сере и магнии. Результаты этих работ будут обсуждены ниже.

## II. Постановка эксперимента

Из теоретических представлений о захвате поляризованных мезонов ядрами вытекает ряд особенностей постановки эксперимента. Так как существует определенная вероятность того, что реакция /1/ приведет к образованию составного ядра, процесс захвата  $\mu^-$ -мезона ядром может сопровождаться испусканием  $\gamma$ -квантов и испарительных нейтронов, возникающих при распаде составного ядра. Эти  $\gamma$ -кванты и нейтроны испарения в отличие от нейтронов прямого процесса имеют изотропное угловое распределение.

С учетом возможной регистрации этих  $\gamma$ -квантов и испарительных нейтронов наблюдаемое угловое распределение нейтронов прямого процесса из реакции /1/ будет иметь вид:

$$N(E_0, \theta) \sim 1 + P_\mu P_n P_\gamma \bar{\beta} \tilde{\alpha} \cos \theta, \quad /3/$$

где  $P_n$  и  $P_\gamma$  - множители, учитывающие возможную регистрацию изотропно распределенных нейтронов испарения и  $\gamma$ -квантов;  $E_0$  - порог регистрации нейтронов прямого процесса;  $\bar{\beta}$  - значение  $\beta(E_n)$ , усредненное по спектру нейтронов прямого процесса с энергией больше  $E_0$  с учетом эффективности их регистрации.

Из вычислений, проведенных в работах /4,5/, следует, что спектр нейтронов прямого процесса простирается примерно до энергии 20 Мэв. Спектр нейтронов испарения значительно мягче. Поэтому энергетический порог регистрации нейтронов  $E_0$  может быть выбран так, чтобы практически исключить регистрацию испарительных нейтронов при достаточно эффективной регистрации нейтронов прямого процесса. Кроме того, детектор нейтронов должен быть малочувствительным к  $\gamma$ -квантам. При этих условиях величины  $P_n$  и  $P_\gamma$  близки к единице, и обусловленная их неопределенностью ошибка величины  $\tilde{\alpha}$  мала.

В данном эксперименте нейтроны регистрировались разработанным для этой цели пороговым эффективным слоистым сцинтилляционным детектором, подобным описанному нами ранее /12/. Асимметрия в угловом распределении нейтронов определялась путем измерения числа нейтронов при двух противоположных направлениях магнитного поля, используя прецессию спина  $\mu^-$ -мезона в этом поле для выделения интервала углов вылета нейтрона относительно направления спина мезона. Счет нейтронов при противоположных направлениях магнитного поля равен:

$$N^\pm \sim 1 \pm P_\mu P_\gamma P_n \bar{\beta} \tilde{\alpha} b = 1 \pm a_n, \quad /4/$$

где  $b$  - коэффициент, учитывающий геометрию эксперимента, угловой интервал регистрации нейтронов относительно направления спина  $\mu^-$ -мезона и время жизни мезона. Тогда асимметрия испускания нейтронов определяется равенством:

$$a_n = \frac{N^+ | N^- - 1}{N^+ | N^- + 1} .$$

/5/

Для измерения остаточной поляризации мезона  $P_\mu$  одновременно с асимметрией испускания нейтронов измерялся коэффициент асимметрии в угловом распределении электронов от распада  $\mu^-$ -мезонов в кальции.

### III. Описание установки

Установка, использованная для измерения асимметрии, схематически изображена на рис. 1. Пучок  $\pi^-$ ,  $\mu^-$ -мезонов из синхроциклотрона ОИЯИ проходил через коллиматор в стене и отклонялся на  $30^\circ$  поворотным фокусирующим магнитом. После отделения по пробегам в фильтре из меди и графита от  $\pi^-$ -мезонов  $\mu^-$ -мезоны останавливались в мишени из кальция размером  $12 \times 12 \text{ см}^2$  толщиной  $12 \text{ г/см}^2$ . Мишень помещалась в катушку с эффективной толщиной обмотки  $\approx 0,17 \text{ г/см}^2$  меди. Величина  $H$  магнитного поля в катушке определялась расчетным путем и измерялась с точностью 2%.

Телескоп из двух счетчиков 1 и 2 с пластическими сцинтилляторами толщиной 1 см диаметром 10 см служил для регистрации  $\mu^-$ -мезонов и для определения момента остановки мезона в мишени. Телескоп из трех счетчиков 3,4,5 с пластическими сцинтилляторами диаметром 14,5 см толщиной 1 см регистрировал электроны распада. Перед 4 и 5 счетчиками помещались фильтры из плексигласа толщиной 1 см. Во всех этих счетчиках использовались ФЭУ-29.

Слоистый нейтронный детектор 6, регистрирующий нейтроны по протонам отдачи, был изготовлен из 24 пластин пластического сцинтиллятора /на основе полистирола с добавкой 2% р-терфенила и 0,2%  $\alpha \text{VPO}$  / диаметром 14,5 см, толщиной 0,4 см, разделенных черной бумагой, как это описано в /12/. Объем сцинтиллятора через два световода длиной 15 см осматривался двумя ФЭУ-24. Фотоумножители помещались в четырехслойную магнитную защиту из пермаллоя и мягкого железа. Все счетчики для уменьшения внешнего фона были окружены со всех сторон общей защитой из свинца и парафина толщиной по 20 см.

### 1У. Описание электронной аппаратуры

Блок-схема электронной аппаратуры показана на рис. 2. Импульсы от счетчиков 1 и 2 формировались по амплитуде насыщающимися усилителями /н.у./ и поступали на схему совпадений /с.с.1/. Импульс совпадений /1+2/ длительностью  $5 \cdot 10^{-8}$  сек с амплитудой  $\approx 3$  вольта, сформированный триггером /см.рис. 3/, имеющим мертвое время  $0,25 \cdot 10^{-6}$  сек, поступал на схему  $\mu\pi$ -совпадений /с.с. 2/. На эту же схему подавался сформированный прямоугольный импульс с длительностью  $T = 0,67 \cdot 10^{-6}$  сек и фронтом  $5 \cdot 10^{-8}$  сек от нейтронного детектора. Задержка  $L_1$  выбрана такой, чтобы импульс совпадений /1+2/ и импульс из нейтронного детектора могли совпасть лишь в течение интервала  $T$  /длительность "ворот"/ спустя время  $t_0 = 0,1 \cdot 10^{-6}$  сек после появления  $\mu^-$ -мезона. Введение дополнительной задержки  $t_0$  исключало возможность регистрации нейтронов от захвата в мишени  $\pi^-$ -мезонов, прошедших через фильтр.

Так как число импульсов от нейтронного детектора значительно меньше числа совпадений /1+2/, то "ворота" открывались импульсами от нейтронного детектора. В этом случае задержка  $t_0$  определялась временным интервалом между задним фронтом "воротного" импульса и сформированным импульсом совпадений /1+2/. Поэтому было обращено особое внимание на стабильное положение заднего фронта "воротного" импульса относительно запускающего импульса от нейтронного детектора. С этой целью для формирования "воротного" импульса использовался триггер с двумя устойчивыми состояниями /рис. 4/, у которого момент возвращения в исходное состояние определен длиной кабеля задержки  $L_T$ .

Схема запираания отбрасывает импульсы, возникшие одновременно в обоих фотоумножителях нейтронного детектора, и пропускает без искажения амплитуд импульсы, возникшие в одном из двух ФЭУ. После схемы запираания импульсы поступают на схему  $\mu\pi$ -совпадений и на два интегральных дискриминатора. Наряду с измерением асимметрии по числу нейтронов на заданном пороге дискриминатора I, с помощью дискриминатора II измерялся спектр протонов отдачи. Регистрация импульсов, прошедших дискри-

минаторы I и II была возможна в том случае, когда в схемы совпадений /с.с.4/ и /с.с.5/ поступал разрешающий импульс из схемы  $\mu^p$ -совпадений /с.с.2/. Такая двуступенчатая регистрация совпадений нейтронов с мезонами использована для того, чтобы импульсы на схему  $\mu^p$ -совпадений не поступали сразу после дискриминаторов I и II, где они могли бы иметь разную задержку в зависимости от амплитуды импульсов.

Для одновременной регистрации случайных  $\mu^p$ -совпадений импульсы из нейтронного детектора после схемы запирания задерживались на время  $2,8 \cdot 10^{-6}$  сек /задержка  $L_2$  /, так что в схеме  $\mu^p$ -совпадений /с.с. 3/ совпадения с  $\mu^-$ -мезонами возникали для нейтронов, попавших в детектор на  $2,8 \cdot 10^{-6}$  сек раньше прохождения  $\mu^-$ -мезоном телескопа 1,2. Регистрация задержанных /задержки  $L_3$  и  $L_4$  / на  $2,8 \cdot 10^{-6}$  сек импульсов от дискриминаторов I и II разрешалась тогда, когда в схемы совпадений /с.с.6/ и /с.с.7/ поступал импульс от схемы /с.с.3/.

Таким образом, с помощью такой электронной аппаратуры можно было в одном канале регистрировать нейтроны от поглощения  $\mu^-$ -мезонов в мишени и случайные совпадения импульсов от мезонного телескопа и нейтронного детектора на двух порогах /  $N_{\text{э+ф}}^I$  ,  $N_{\text{э+ф}}^{II}$  / и одновременно в другом канале регистрировать фон случайных совпадений на тех же двух порогах /  $N_{\text{ф}}^I$  ,  $N_{\text{ф}}^{II}$  /.

Электроны от распада  $\mu^-$ -мезонов регистрировались аналогичным образом. Импульсы совпадений 3+4+5 /с.с.8/ после формирования поступали на схемы /с.с.9/ и /с.с.10/  $\mu^e$ -совпадений. Интервал времени для регистрации электронов после остановки  $\mu^-$ -мезонов и мишени был тот же, что и для регистрации нейтронов. Счетное устройство  $N_{\text{э+ф}}^e$  регистрировало как электроны распада, так и фон случайных совпадений. В то же время счетное устройство  $N_{\text{ф}}^e$  регистрировало фон случайных совпадений.

Так как измерения асимметрии испускания нейтронов требовали длительной работы аппаратуры, было обращено особое внимание на ее стабильность. Напряжение сети стабилизировалось феррорезонансными стабилизаторами, а анодные напряжения — электронными стабилизаторами. Для питания ФЭУ-29 использовались выпрямители ВС-16, а для питания ФЭУ-24 — выпрямитель ВС-10.



Стабильность работы аппаратуры, предназначенной для регистрации электронов распада, проверялась в течение нескольких десятков часов путем измерения счета случайных совпадений от двух счетчиков. В одном счетчике импульсы от  $\alpha$ -частиц  $Po$  имитировали импульсы от электронов. Другой счетчик, имитировавший импульсы от  $\mu$ -телескопа, облучался  $\gamma$ -квантами от  $Co^{60}$ . Наблюдаемые в измерениях изменения в счете  $\sim 0,2\%$  определялись статистическими флуктуациями.

Стабильность электронной аппаратуры, относящейся к регистрации нейтронов, проверялась по счету нейтронов от  $Po - Be$  источника. В течение нескольких часов работы нестабильность в счете не превышала  $\sim 0,5\%$ . Поскольку при измерении асимметрии испускания нейтронов интервал времени между изменением направления магнитного поля в мишени был выбран гораздо меньшим, большей точности в определении стабильности не требовалось.

#### У. Измерения

Нейтронный детектор калибровался по энергии с помощью радиоактивных источников  $Co^{60}$ ,  $Na^{24}$ ,  $Po - Be$  и нейтронов из реакции  $t + d \rightarrow He + n$ , как это описано ранее в <sup>/12/</sup>. Рабочий порог регистрации нейтронов был выбран равным 7 Мэв.

При измерениях прежде всего было установлено, что счет

$N_n = N_{\text{эф}} - N_{\text{ф}}$  соответствует регистрации нейтронным детектором частиц, образующихся в мишени кальция. Действительно, при убирании мишени

$N_{\text{эф}} / N_{\text{ф}} = 1,05 \pm 0,05$ , а при установлении задержки  $1,3 \cdot 10^{-6}$  сек, в четыре раза большей времени жизни мезона в кальции, в канале "эффект + фон"

$N_{\text{эф}} / N_{\text{ф}} = 1,00 \pm 0,04$ . Кроме того, время жизни  $\mu^-$ -мезонов, полученное нами из кривой задержанных совпадений, в пределах ошибок совпадает с более точным значением <sup>/13/</sup>, измеренным для кальция /рис. 5/.

Число нейтронов  $N_n$  из кальция определялось по разности счета в канале "эффект+фон" и "фон"  $N_n = N_{\text{эф}} - N_{\text{ф}}$ . Однако, имелась некоторая вероятность того, что нейтроны эффекта сосчитаются одновременно и в канале "фон" из-за наличия случайных совпадений, т.е. число  $N_n$  уменьшится по

сравнению с тем случаем, когда таких совпадений нет. Из измерения числа совпадений между этими каналами получено, что доля таких нейтронов составляет меньше 2% от  $N_n$ .

В специальных измерениях, проведенных с дополнительным счетчиком, было найдено, что в счете  $N_n$  вклад от регистрации  $\gamma$ -квантов незначителен. Дополнительный счетчик, диаметром 19 см и толщиной 1 см, располагался перед нейтронным детектором. При выключенной схеме запираия между двумя половинами детектора с дополнительным счетчиком, включенным в антисовпадение с каждой половиной детектора, нейтронный детектор не регистрирует электроны, но регистрирует  $\gamma$ -кванты  $N_\gamma$  и нейтроны  $N_n$ , т.е. сумму  $N_\gamma + N_n$ . При отключенном дополнительном счетчике и с включенной схемой запираия между половинами детектора регистрируется сумма  $N_\gamma K_\gamma^{-1} + N_n K_n^{-1}$ , где  $K_\gamma$  и  $K_n$  - интегральные коэффициенты отбрасывания  $\gamma$ -квантов и нейтронов /12/ на рабочем пороге. Используя зависимость  $K_\gamma$  и  $K_n$  от энергии нейтронов из /12/, получаем:

$$P_\gamma = \frac{N_n K_n^{-1}}{N_n K_n^{-1} + N_\gamma K_\gamma^{-1}} = 0.96. \quad /6/$$

Через каждые 2 часа работы на синхроциклотроне проводилась проверка рабочего порога нейтронного детектора по спектру импульсов от  $\gamma$ -квантов  $Na^{24}$ . В процессе измерений через каждые 40 минут /знак магнитного поля в катушке изменялся через 20 минут/ проверялось равенство амплитуд от каждого фотоумножителя нейтронного детектора путем сравнения счета на рабочем пороге на единицу счета монитора от каждого фотоумножителя и в случае необходимости амплитуды выравнивались.

Несмотря на четырехслойную магнитную защиту ФЭУ-24, при наличии рассеянного магнитного поля ускорителя в несколько эрстед, перемена направления поля в катушке приводила к некоторому изменению коэффициента усиления фотоумножителей нейтронного детектора, что эквивалентно небольшому смещению рабочего порога регистрации нейтронов. При отсутствии рассеянного поля ускорителя такого изменения не наблюдалось.

Смещение рабочего порога  $\Delta U$  измерялось по разности счета на интегральных спектрах различных радиоактивных источников при изменении направления поля в катушке. Неоднократно повторенные измерения на спектрах разной крутизны /рис. 6/ дали одно и то же относительное смещение порога  $\Delta U|U = 0,0295 \pm 0,0011$ , где  $U$  — значение порога при отсутствии поля в катушке.

Чтобы учесть влияние магнитного поля на измеряемую асимметрию, с помощью дискриминатора П были измерены интегральные спектры в каналах "эффект+фон" и "фон". При наличии влияния магнитного поля на ФЭУ-24, счет нейтронов из мишени при двух противоположных направлениях поля в катушке в канале "эффект+фон" равен:

$$N_{\text{эф+ф}}^{\pm}(U \pm \Delta U) = N_{\text{эф}}(U \pm \Delta U) [1 \pm a_n] + N_{\text{ф}}(U \pm \Delta U), \quad /7/$$

где  $a_n$  — коэффициент асимметрии испускания нейтронов. Отсюда

$$a_n = \frac{N_{\text{эф+ф}}^{-} | N_{\text{эф+ф}}^{+} - \Pi}{N_{\text{эф+ф}}^{-} | N_{\text{эф+ф}}^{+} + \Pi} \nu, \quad /8/$$

где

$$\nu = \frac{N_{\text{эф+ф}}(U + \Delta U)}{N_{\text{ф}}(U + \Delta U)} = \frac{N_{\text{эф+ф}}(U - \Delta U)}{N_{\text{ф}}(U - \Delta U)},$$

$$\Pi = \frac{N_{\text{эф+ф}}(U + \Delta U)}{N_{\text{эф+ф}}(U - \Delta U)}$$

описывает влияние магнитного поля на спектр в канале "эффект+фон".

Изучение влияния перемены направления поля в катушке на счет совпадений 1+2 и 3+5 показало, что оно отсутствует:

$$N^{-} | N^{+} = 1,0012 \pm 0,0032.$$

#### VI. Измерение остаточной поляризации $\mu^{-}$ -мезонов в кальции

Согласно теории двухкомпонентного нейтрино <sup>/14/</sup>, угловое распределение для электронов с энергией больше  $E_0$  от распада  $\mu^{-}$ -мезона на К-оболочке описывается формулой:

$$W(E_0, \theta) = 1 + \lambda P_\mu \alpha(E_0) \cos \theta = 1 + a_e(E_0) \cos \theta, \quad /9/$$

где  $a_e(E_0) = \lambda P_\mu \alpha(E_0)$ ;  $\alpha(E_0) = \frac{1 + E_0 + E_0^2 + 3E_0^3}{3(1 + E_0 + E_0^2 + E_0^3)}$ ;

$\theta$  - угол между направлением вылета электрона и спином  $\mu^-$ -мезона;

$E_0$  - энергия электрона, отнесенная к максимально возможной энергии;

$\lambda$  - коэффициент, зависящий от констант связи;

$P_\mu$  - остаточная поляризация  $\mu^-$ -мезона на К-оболочке мезоатома.

Для  $E_0 = 0$

$$P_\mu = \frac{a_e(0)}{\lambda \alpha(0)} = \frac{3a_e(0)}{\lambda} \quad \text{т.к.} \quad \alpha(0) = 1/3 \quad /10/$$

Согласно теории Фейнмана-Гелл-Мана <sup>/15/</sup>  $|\lambda| = 1$ , имеет место соотношение:

$$P_\mu = 3a_e(0). \quad /11/$$

Для определения остаточной поляризации  $P_\mu$  мезонов в кальции одновременно с асимметрией нейтронов измерялась асимметрия электронов распада с энергией больше  $E_0$ , определяемой толщиной мишени и сцинтилляторов телескопа.

Выделение интервала углов вылета электронов относительно направления спина  $\mu^-$ -мезона заданием длительности "ворота"  $T$ , частоты прецессии  $\omega$  и времени задержки  $t_0$  приводит к тому, что фактически регистрируется интегральная асимметрия по этому угловому интервалу, т.е. асимметрия определяется из соотношения:

$$(1 \pm A_e) = K \int_{\theta-\delta}^{\theta+\delta} \int_{t_0}^{t_0+T} [1 - a_e(E_0) \cos(\theta \pm \omega t)] e^{-t/\tau} dt d\theta = 1 \pm a_e(E_0) b, \quad /12/$$

где  $K$  - коэффициент нормировки,  $\theta$  - угол, под которым расположен электронный телескоп, по отношению к направлению движения  $\mu^-$ -мезона;

$2\delta = 35^\circ$  - угол, под которым телескоп виден из центра мишени;

$\omega = \frac{e}{m_\mu c \hbar}$  - частота прецессии спина  $\mu^-$ -мезона в магнитном поле,

$H = 40,2$  эрстеда;  $T = 0,67 \cdot 10^{-6}$  сек,  $t_0 = 0,04 \cdot 10^{-6}$  сек;  
 $r = /0,333 \pm 0,007/ \cdot 10^{-6}$  сек<sup>/13/</sup> - время жизни  $\mu^-$ -мезона в кальции.

Для электронов  $b = 0,64$ . Величины  $T, t_0, r, \omega, \delta$  известны с точностью в несколько процентов, отсюда суммарная ошибка величины  $b \sim 5\%$ .

С целью проверки работы аппаратуры была измерена кривая прецессии для электронов распада при остановке  $\mu^-$ -мезонов в углероде, поскольку выход электронов из углерода значительно больше, чем из кальция. Эта кривая показана на рис. 7. Величина асимметрии электронов распада для углерода  $a_e^c(0) = - /0,043 \pm 0,004/$  хорошо согласуется с результатами, полученными ранее в ОИЯИ<sup>/16/</sup>.

При измерении асимметрии электронов распада  $\mu^-$ -мезонов в кальции зарегистрировано около  $4,10^4$  импульсов  $e\mu$ -совпадений для каждого направления поля в канале "эффект+фон". С учетом фона, составлявшего 30% от этого количества, найдена асимметрия, равная  $a_e^{Ca}(E_0) = - /0,058 \pm 0,0083/$  на рабочем пороге телескопа. Учитывая зависимость  $a$  от  $E_0$ , эффективность регистрации электронов разных энергий для определенной толщины фильтра<sup>/17/</sup>, изменение телесных углов и порог регистрации для электронов, образованных в разных слоях мишени, получаем:

$$a_e^{Ca}(0) = - /0,045 \pm 0,0065/ \quad \text{и} \quad P_{\mu}^{Ca} = 0,135 \pm 0,019. \quad /13/$$

Знак  $a_e^{Ca}$  выбран отрицательным, согласно предположению о том, что нейтрину, испускаемое при  $\mu^-$ -захвате, поляризовано против направления своего движения.

При сравнении асимметрии испускания нейтронов от захвата  $\mu^-$ -мезонов в разных ядрах весьма важно знать величину  $a_e(0)$  для этих ядер. На рис. 8 приведены результаты измерений асимметрии электронов распада для некоторых ядер со спином нуль, полученные в работах<sup>/10,11,16,18,22/</sup> и в данной работе. Из рисунка видно, что имеются существенные расхождения в результатах разных групп авторов, которые вряд ли можно объяснить разницей в поляризации пучков  $\mu^-$ -мезонов на разных ускорителях, возникающей вследствие разной кинематической деполяризации пучков.

УШ. Результаты измерения асимметрии  
нейтронов и их обсуждение

При измерении асимметрии нейтронов, испускаемых при захвате  $\mu^-$ -мезонов в кальции, для каждого направления магнитного поля зарегистрировано в канале "эффект+фон" около  $1.9 \cdot 10^4$  импульсов; фон случайных совпадений составлял около  $1.2 \cdot 10^4$  импульсов. Согласно формуле /8/ получаем:

$$a_n^{ca} = \frac{N_{\bar{\alpha}+\phi}^- | N_{\bar{\alpha}+\phi}^+ - \Pi}{N_{\bar{\alpha}+\phi}^- | N_{\bar{\alpha}+\phi}^+ + \Pi} = - /0,0485 \pm 0,016/,$$

где  $a_n = P_\mu P_\gamma P_n \bar{\beta} \bar{\alpha} b$  ;  $\Pi = 1,087 \pm 0,0027$ ;  $N_{\bar{\alpha}+\phi}^- | N_{\bar{\alpha}+\phi}^+ = /1,052 \pm 0,01/$ .

Поскольку  $b_n = 0,73$ , коэффициент асимметрии испускания нейтронов прямого процесса при захвате  $\mu^-$ -мезонов в кальции равен:

$$A_{ca} = P_\mu P_\gamma P_n \bar{\beta} \bar{\alpha} = - /0,066 \pm 0,022/. \quad /14/$$

При напряженности магнитного поля в катушке, равной напряженности поля при измерениях с кальцием, был проведен контрольный эксперимент по определению асимметрии счета нейтронов от  $\mu^-$ -захвата в алюминии, где асимметрия нейтронов отсутствует, из-за полной деполяризации  $\mu^-$ -мезонов /16/ и вся измеряемая асимметрия счета должна быть обусловлена влиянием магнитного поля на фотоумножители нейтронного детектора. Для увеличения скорости счета измерения проводились для нейтронов с энергией больше 2 Мэв. Для каждого направления поля в канале "эффект+фон" набрано около  $4 \cdot 10^4$  импульсов; фон случайных совпадений составлял  $2,6 \cdot 10^4$  импульсов. Найденное по формуле /8/ значение асимметрии равно  $A_{Al} = - /0,015 \pm 0,015/$ . Асимметрия счета электронов близка к нулю  $a_{Al}^e(0) = /0,003 \pm 0,006/$ .

Значение  $\bar{\beta}$  для кальция получено нами при использовании зависимости  $\beta$  от  $E_n$  и спектра нейтронов прямого процесса  $w(E_n)$ , рассчитанного по модели оболочек /4/ с учетом эффективности детектора к нейтронам разных энергий. Измеренная нами зависимость эффективности детектора  $\delta$  от энергии нейтронов с достаточной точностью описывается формулой  $\delta \sim \delta_{пр} (1 - \frac{E_0}{E_n})$ , где  $\delta_{пр}$  - эффективное сечение упругого рас-

сеяния нейтронов на водороде;  $E_n$  — энергия нейтронов в Мэв;  $E_0$  — энергетический порог регистрации нейтронов. Полученная величина  $\bar{\beta}$  оказалась равной 0,58.

Величину  $P_n$  можно получить из следующего выражения:

$$P_n = \frac{gw/m w_{\text{ЭКС}}}{gw/m w_{\text{ЭКС}} + r(1-w/m w_{\text{ЭКС}})} \quad /15/$$

где  $w = 3,7 \cdot 10^5 \text{ сек}^{-1}$  — вероятность прямого процесса при захвате  $\mu^-$ -мезонов в кальции <sup>/4/</sup>;  $w_{\text{ЭКС}} = 25,5 \cdot 10^5 \text{ сек}^{-1}$  — полная вероятность захвата  $\mu^-$ -мезона в кальции <sup>/13/</sup>;  $m = 0,7 \pm 0,06$  — среднее число нейтронов на один акт захвата  $\mu^-$ -мезона в кальции <sup>/19/</sup>;  $g = 0,42$  — доля нейтронов с энергией выше 7 Мэв, определяемая по спектру нейтронов прямого процесса <sup>/4/</sup> с учетом зависимости от энергии эффективности нейтронного детектора;  $r = 0,006$  — доля нейтронов испарения с энергией выше 7 Мэв по спектру в виде  $dN/dE = E_n \exp^{-E_n/T}$ , где  $T = 1,1$  Мэв для кальция <sup>/20/</sup>.

Согласно этим значениям  $P_n = 0,94$ .

Величину  $P_n$  можно получить и из расчетов спектра нейтронов прямого процесса и спектра испарительных нейтронов, выполненных по видоизменной модели Ферми-газа для ядра кальция <sup>/7/</sup>. Отсюда получается, что для  $E_n$  больше 7 Мэв  $P_n = 0,8$ . Однако эти расчеты, по-видимому, недостаточно точны, т.к., например, для  $E_n > 3$  Мэв  $P_n \sim 0,1$ , что противоречит факту довольно большой наблюдаемой асимметрии нейтронов из серы <sup>/9/</sup>. В дальнейшем используется значение  $P_n = 0,94$ . Подставляя величины  $P_n, P_\gamma, \bar{\beta}, P_\mu$  в выражение для  $A_{\text{св}}$ , получаем  $\bar{\alpha} = - /0,93 \pm 0,33/$ .

В настоящее время опубликованы результаты нескольких работ <sup>/8,9,10,11/</sup> по измерению асимметрии испускания нейтронов, образованных при поглощении  $\mu^-$ -мезонов ядрами. В работе <sup>/8/</sup> на целом ряде ядер асимметрия не была обнаружена, по-видимому, вследствие выбора низкого порога для регистрации нейтронов /около 1,5 Мэв/ и регистрации нейтронным детекто-

ром  $\gamma$ -квантов. В работе колумбийской группы /10/ также не обнаружена асимметрия испускания нейтронов от захвата  $\mu^-$ -мезонов в магнии, хотя эксперимент поставлен с учетом всех характерных для него особенностей.

Однако результаты этой работы изложены весьма кратко и непонятно почему не обнаружена асимметрия.

В работе ливерпульской группы /9/ найдена большая асимметрия испускания нейтронов с энергией больше 3 Мэв из серы  $A_s = -/0,45 \pm 0,015/$ . Так как в этой работе порог регистрации нейтронов довольно низкий, необходимо вводить большую поправку на испарительные нейтроны:  $P_n = 0,7$ , как следует из работы /9/ или  $P_n = 0,3$ , как получено из формулы /15/, где  $m_s$  взято равным  $m_{Ca}$ . Поэтому неопределенность оценки  $P_n$ , возникающая когда  $P_n$  существенно отличается от единицы из-за неточности, с которой известно среднее число нейтронов и спектры прямых и испарительных нейтронов, приводит к значительной ошибке в  $\bar{\alpha}$ . Действительно, изменение среднего числа нейтронов  $m$  или вероятности прямого процесса  $w$  при захвате  $\mu^-$ -мезонов в два раза приводит к изменению величины  $P_n$  в полтора раза в случае серы для  $E_{пор} = 5$  Мэв и всего лишь на 5% для  $E_{пор} = 7$  Мэв в случае кальция.

Чикагская группа /11/ обнаружила асимметрию для нейтронов с энергией более 5 Мэв от поглощения  $\mu^-$ -мезонов в сере и магнии:

$A_s = -/0,019 \pm 0,07/$ ;  $A_{Mg} = /0,020 \pm 0,05/$ . Для этих ядер измерена остаточная поляризация  $\mu^-$ -мезонов /см. рис. 8/. Эти результаты по измерению асимметрии нейтронов можно использовать для определения  $\bar{\alpha}$  и сравнить с данными, полученными нами для кальция, поскольку остаточная поляризация известна, а порог регистрации нейтронов достаточно высок. Рассчитанная нами по формуле /15/ величина  $P_n$  равна 0,43 для магния /  $m = 0,6/$ , а для серы  $P_n = 0,53$  /  $m = 0,7/$ .



В таблице 1 сведены данные экспериментальных значений асимметрии по результатам<sup>/9,11/</sup> и настоящей работы. При вычислении  $\tilde{\alpha}$  из данных эксперимента с магнием и серой значение  $P_\mu$  взято равным 1. При вычислении  $\alpha$  из данных<sup>/9/</sup>  $P_\mu$  взято из<sup>/22/</sup>, а  $P_n = 0,7$ , как это оценено авторами работы. Остальные значения оценены по формуле<sup>/15/</sup>. Значения  $\tilde{\beta}$  для серы и магния получены таким же способом как и для кальция, причем для магния использованы данные<sup>/5/</sup> для кремния. Для величин  $P_\mu$ ,  $A$ ,  $\tilde{\alpha}$ , в таблице приведены стандартные статистические ошибки.

Из таблицы видно, что значения  $\tilde{\alpha}$  по данным разных работ в пределах ошибок /которые примерно одинаковы и равны  $\approx 35\%$ / согласуются друг с другом, хотя  $\tilde{\alpha}$  для серы и магния менее достоверно, так как  $P_n$  значительно отличается от единицы.

Полученное в данной работе значение  $\tilde{\alpha} = -/0,93 \pm 0,33/$  значительно больше наиболее вероятного теоретического значения  $\tilde{\alpha}_T = 0,41$ , рассчитанного в работе<sup>/5/</sup> в предположении, что  $g_A/g_V = -1,25$ ,  $g_P/g_A = 8$ ,  $g_m/g_V = 3,7$ , где  $g_V$ ,  $g_A$ ,  $g_P$ ,  $g_m$  - константы векторного, псевдовекторного, псевдоскалярного вариантов взаимодействия и константа слабого магнетизма, соответственно.

Большое отрицательное значение  $\tilde{\alpha}$ , полученное нами, во-первых, подтверждает несохранение четности при захвате  $\mu^-$ -мезона протоном, во-вторых указывает на большой вклад псевдоскалярного варианта взаимодействия. Знак отношения констант  $g_P/g_A$  положительный. При этом лучшее согласие измеренной величины  $\tilde{\alpha}$  с ее теоретическим значением из работы<sup>/5/</sup> получается, по-видимому, при условии, что отношения  $g_P/g_A$  и  $g_A/g_V g_m/g_V$  больше их наиболее вероятных теоретических значений.

Более точные сведения о константах  $g_P$  и  $g_m$  можно получить измеряя  $\tilde{\alpha}$  с большей точностью, а также при изучении процесса радиационного захвата  $\mu^-$ -мезона протоном<sup>/21/</sup>.

В заключение авторы считают своим приятным долгом поблагодарить И.С. Шапиро, Э.И. Долинского и Л.Д. Блохинцева за постоянный интерес к работе и обсуждение полученных результатов, а также Чжан Жунь-Ва за помощь при измерениях.

1148/3 48

Л и т е р а т у р а

1. И.С. Шапиро, Э.И. Долинский, Л.Д. Блохинцев. ДАН СССР, 116, 946, 1957. Б.Л. Иоффе, ЖЭТФ, 33, 308, /1957/;  
K. Huang, C. Yang, T. Lee. Phys.Rev. 108, 1340 (1957). L. Wolhenstein.  
Nuovo Cimento, 7, 706, 1958.
2. H. Uberall, Nuovo Cimento, 6, 533 (1957)..
3. С.С. Герштейн, ЖЭТФ, 34, 463, /1958/. А.Е. Игнатенко, Л.Б. Егоров,  
Д. Чултэм, Б. Халуца ЖЭТФ, 35, 4/10//1958/.
4. Э.И. Долинский, Л.Д. Блохинцев, ЖЭТФ, 35, 1488 /1958/.
5. М.К. Акимова, Л.Д. Блохинцев, Э.И. Долинский, ЖЭТФ, 39, 1806,
6. W. Majewski, Acta Phys. Polonica XIX, 525 (1960). /1960/.
7. E. Lubkin. Ann. of Phys. 11, 414 (1960).
8. C. Coffin, A. Sachs, D. Тыcko. Bull.Amer. Phys.Soc. 3, N 1, 52 (1958).
9. A. Astbury, I.M. Blair, M. Hussain, M.A.R. Kemp, H. Muirhead, R.G. Voss. Phys.Rev.Let. v. 3,  
N 10, 476 (1959).
10. W. Baker, C. Rubbia. Phys.Rev. Let. v.3, N 4, 479, 1959.
11. V. Telegdi. Proc. of the 1960 Annual Intern. Conf. on High Energy Phys. at Rochester, 713 (1960).
12. В.С. Евсеев, В.И. Комаров, В.З. Куш, В.С. Роганов, В.А. Черногорова,  
М.М. Шимчак, ПТЭ, № 1, 68, /1961/;  
Acta Phys. Polonica, XIX, 675 (1960).
13. I. Sens. Phys.Rev. 113, 679 (1957).
14. Л.Д. Ландау, ЖЭТФ, 32, 407, /1957/. A. Salam. Nuovo Cimento 5, 299 (1957).
15. R. Feinman, M. Gell-Mann. Phys.Rev. 109, 173 (1958).
16. А.Е. Игнатенко, Л.Б. Егоров, Б. Халуца, Д. Чултэм, ЖЭТФ, 35, 1131,  
/1958/. Л.Б. Егоров, А.Е. Игнатенко, Д. Чултэм. ЖЭТФ, 37,  
1517 /1959/.
17. А.И. Мухин, Е.Б. Озеров, Б.М. Понтекорво, ЖЭТФ, 35, 341, /1958/  
S. Lokanathan, L. Steinberger. Suppl. Nuovo Cimento, VII, s X, w.1, 151 (1958).
18. R. Prepost, V.W. Hughes, S. Penman, D. McColm, K. Zlock, Bull. Amer.Phys.Soc. ser. II, v.5,  
N 1, 75 (1960).
19. R.V. Pyle, J. Diaz, S.Kaplan, B. Macdonald. Bull.Amer. Phys.Soc. ser II, v. 4, N 8, 447 (1959).
20. P. Gugelot. Phys.Rev. 81, 51 (1951); J. Lang, K. Le Couteur.. Proc.Phys.Soc. v67, 586, (1954).
21. L. Wolfenstein. Proc. of the 1960. Annual Intern. Conf. on High Energy Phys.at Rochester, 529
22. A. Astbury, P.M. Hattersley, M. Hussain, M.A.R. Kemp, H. Muirhead, T. Woodhead (1960).

препринт 1961 г.

Рукопись поступила в издательский отдел  
7 июня 1961 года.

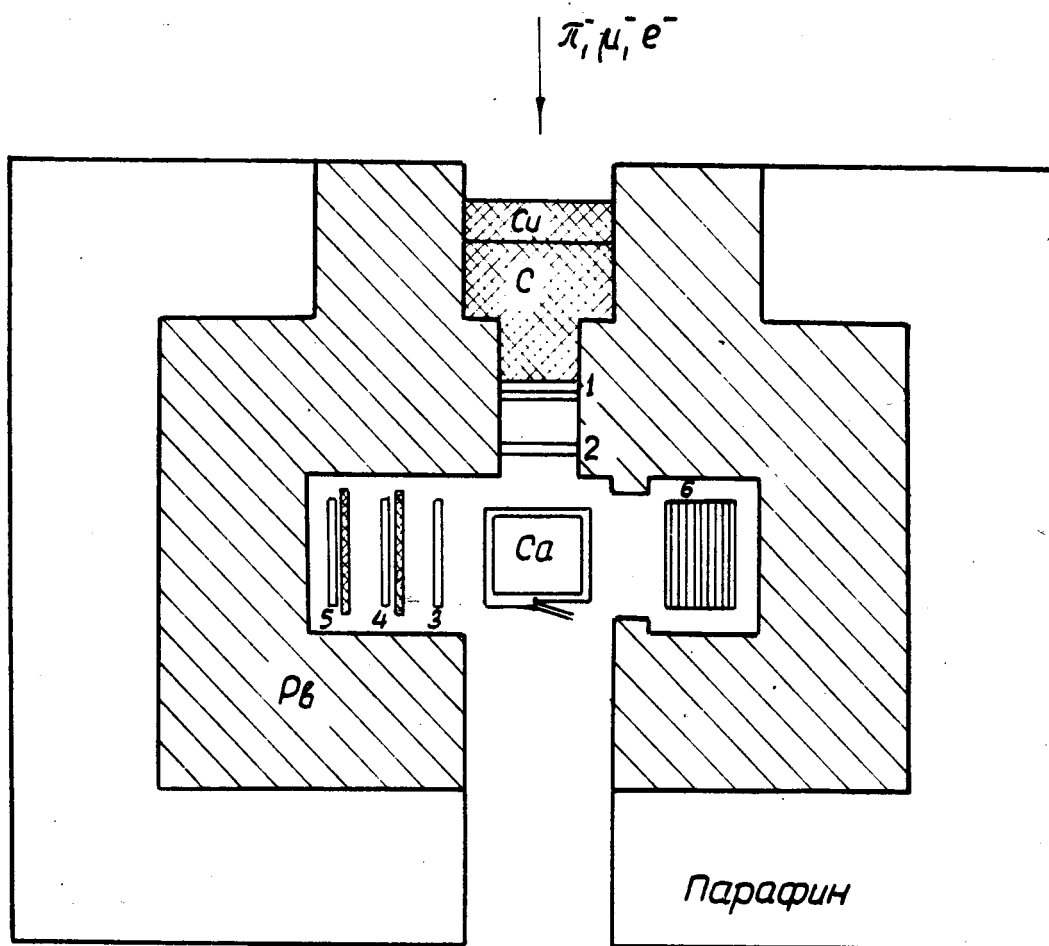


Рис. 1. Общий вид установки и защиты.

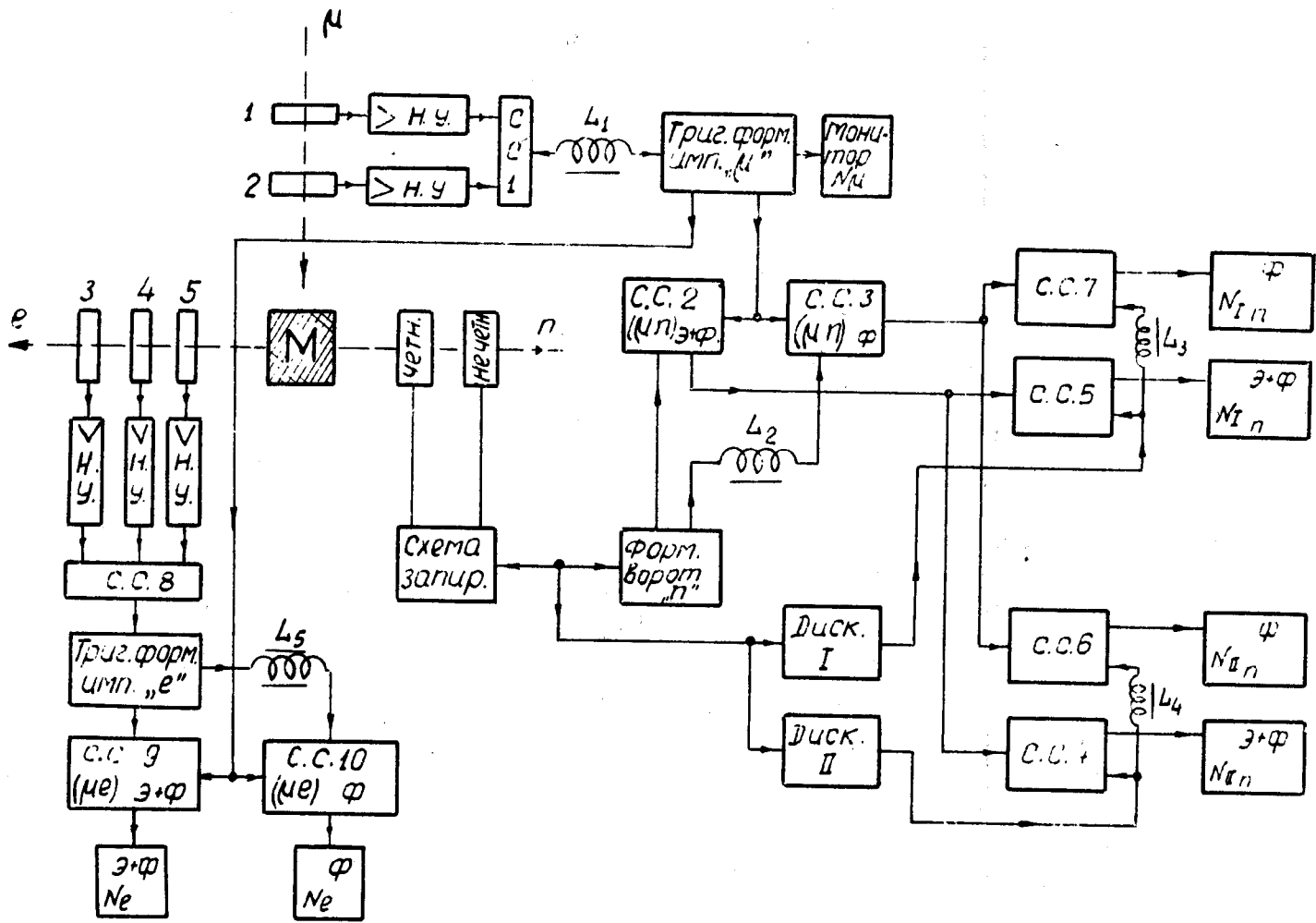


Рис. 2. Блок-схема электронной аппаратуры.  
 /  $L_1 = T + t_0$ ,  $L_2 = L_3 = L_4 = L_5 = 2,8 \text{ мксек}$ ,  $T = 0,67 \text{ мксек}$ ,  
 $t_0 = 0,1 \text{ мксек}$  /.

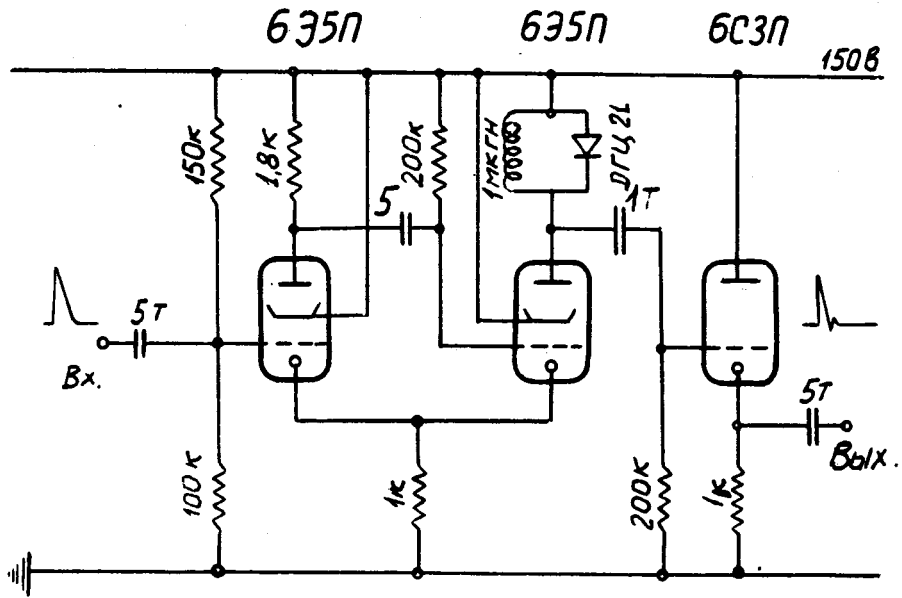


Рис. 3. Триггер, формирующий импульсы после схемы совпадений сс1.



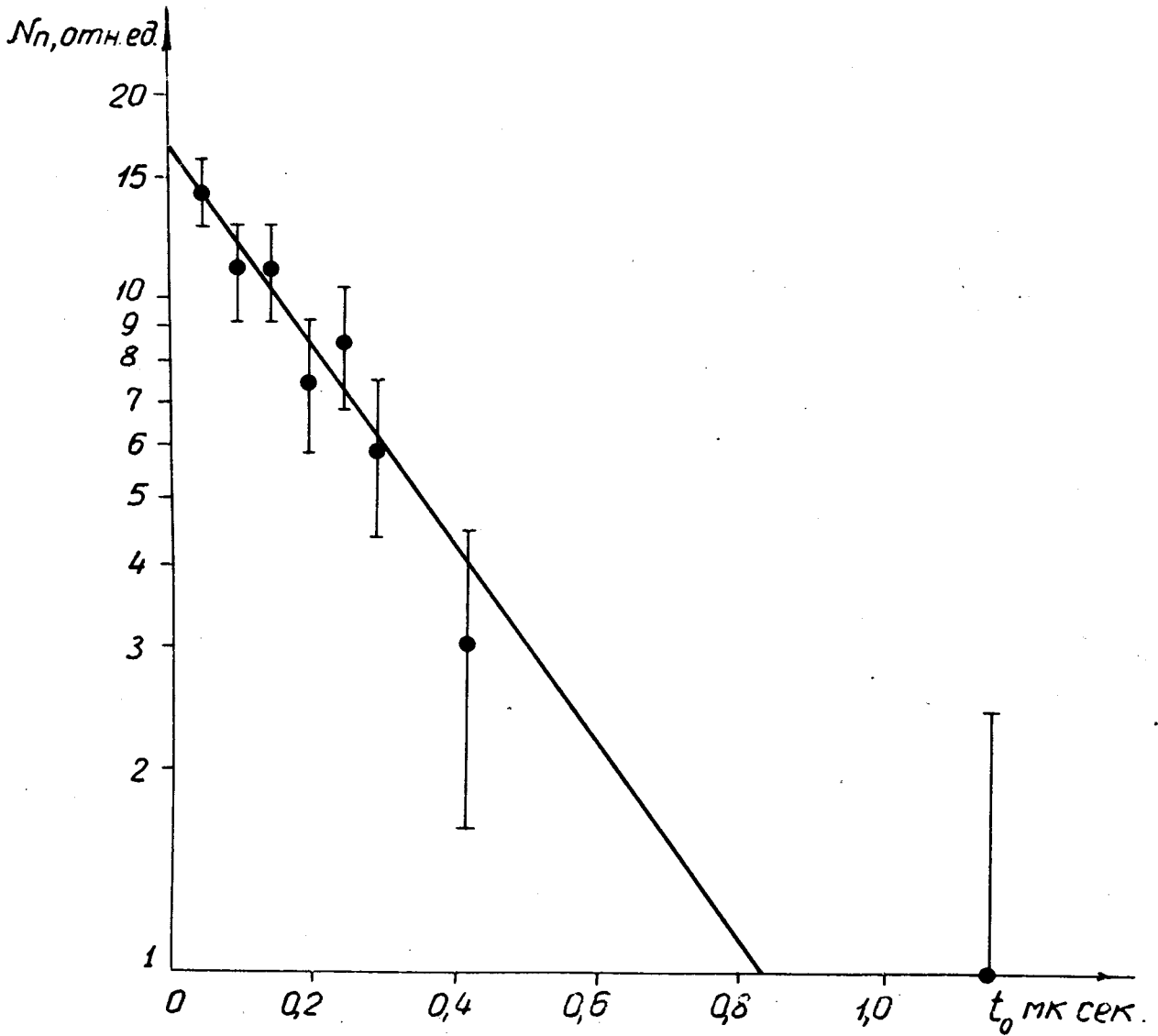


Рис. 5. Счет нейтронов  $N_n$  от захвата  $\mu^-$ -мезонов в кальции в зависимости от задержки  $t_0$ ; точками обозначены результаты измерений, прямая линия проведена согласно результатам работы /13/ для кальция.

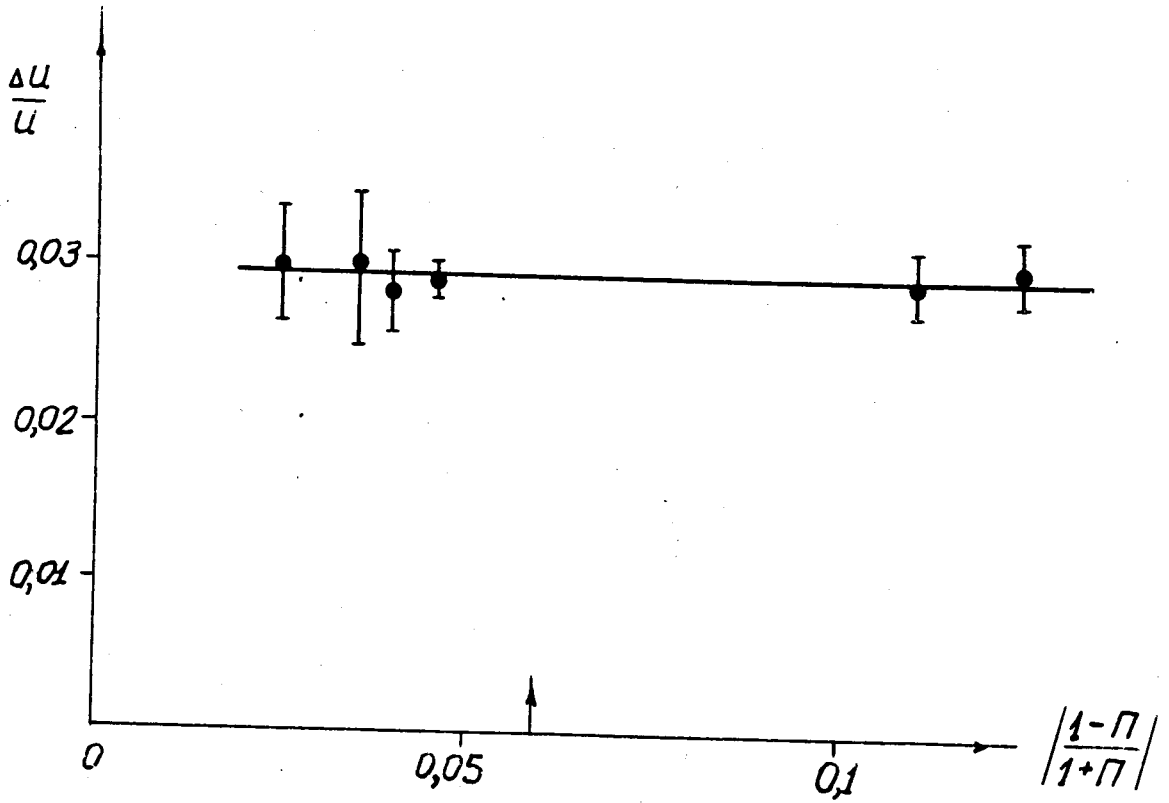


Рис. 6. Зависимость относительного смещения рабочего порога  $\Delta U/U$  от крутизны спектра, характеризуемой величиной  $\left| \frac{1-\Pi}{1+\Pi} \right|$ . Стрелка соответствует крутизне спектра протонов отдачи от нейтронов и захвате  $\mu^-$ -мезонов в кальции.



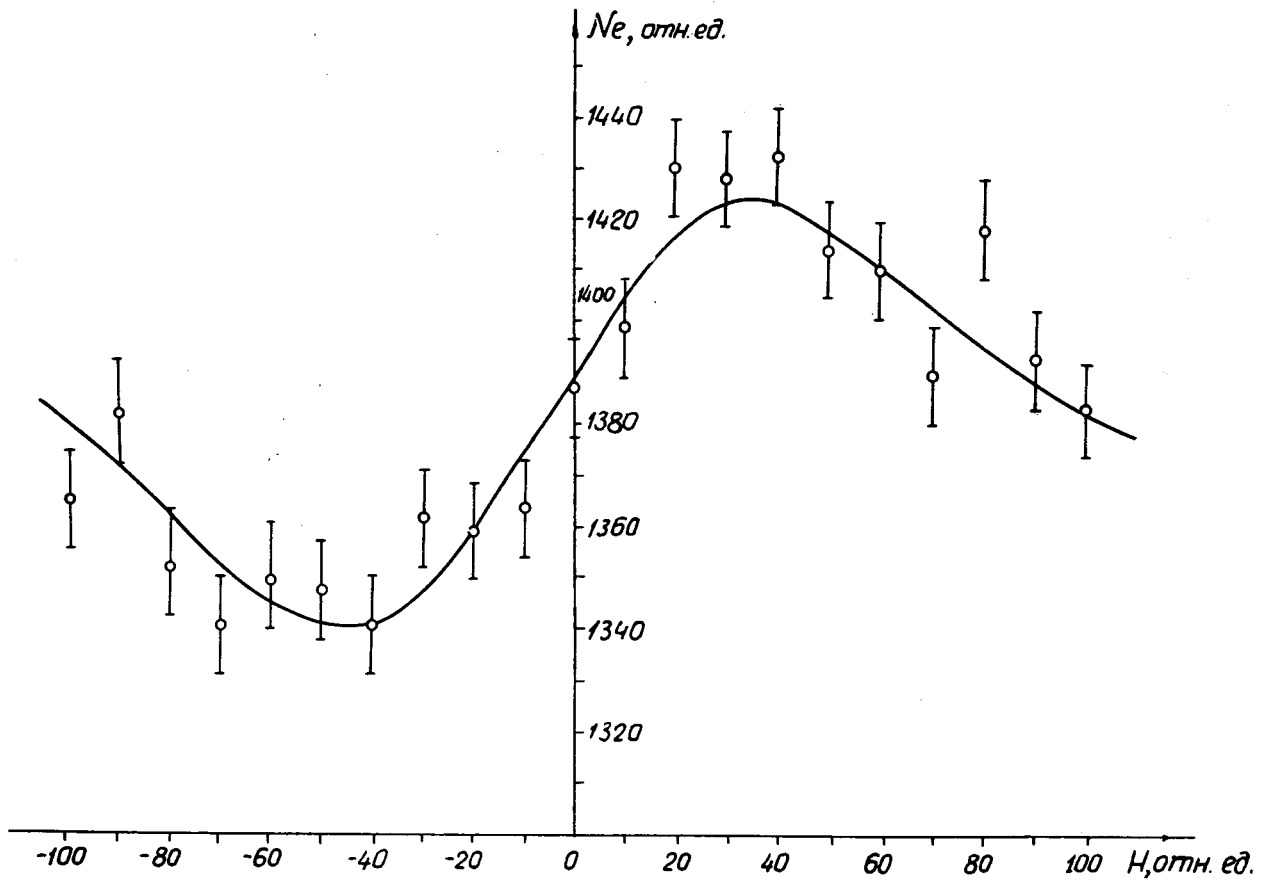


Рис. 7. Кривая прецессии для электронов распада от остановок  $\mu^-$ -мезонов в углероде.

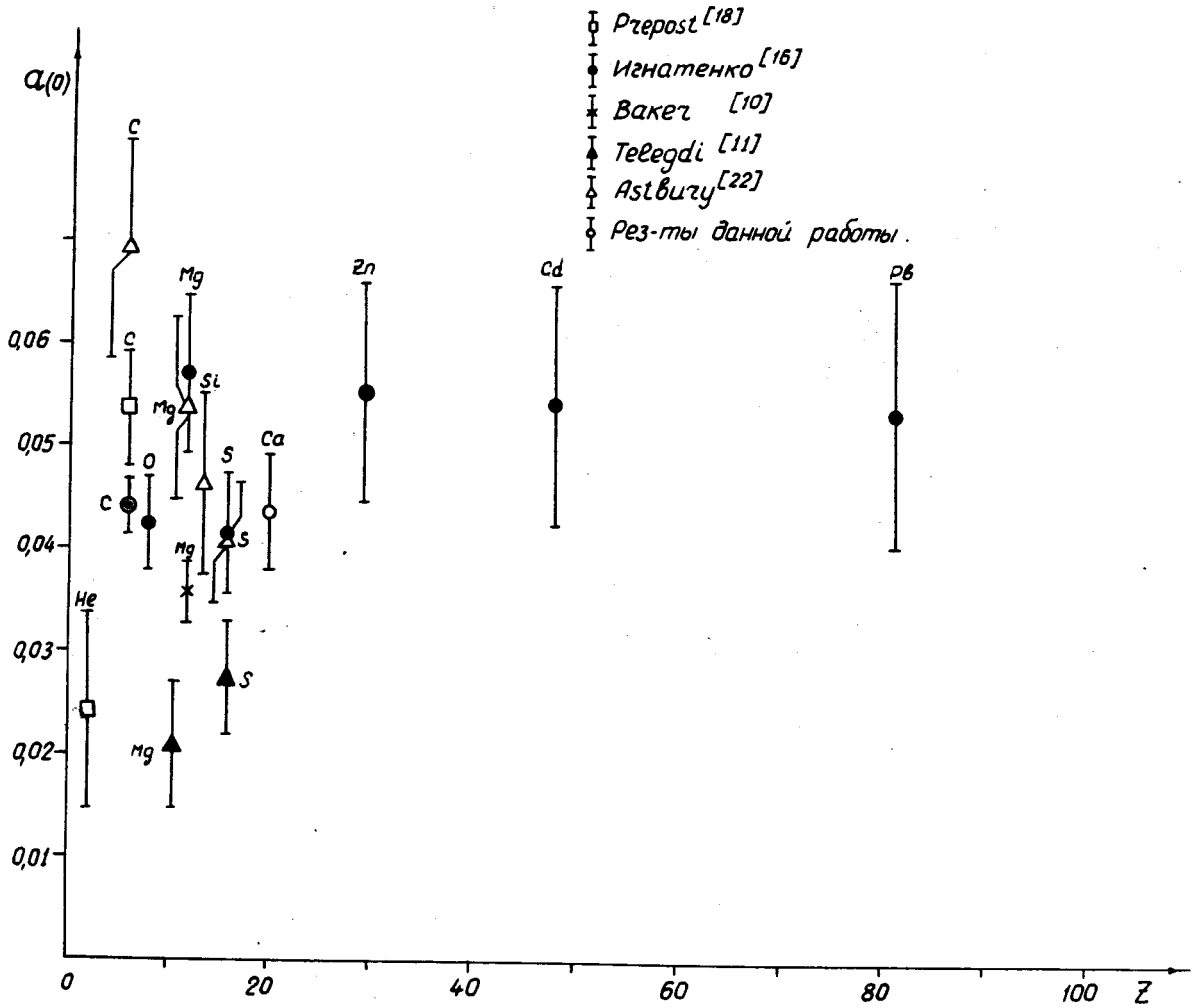


Рис. 8. Коэффициент асимметрии  $a(0)$  в угловом распределении электронов распада для ядер с нулевым спином по результатам работ [10,11,16,18,22] и настоящей работы.

ТАБЛИЦА I

Ядро	Порог МэВ	$A = P_{\mu} \cdot P_n \cdot P_{\gamma} \cdot \bar{\beta} \cdot \bar{\alpha}$	$P_{\mu} = 3 a(o)$	$P_n$	$\bar{\beta}$	$\bar{\alpha}$
Сера /9/	3	$-(0,045 \pm 0,015)$	$0,126 \pm 0,018$ /22/	$0,7$ /9/ $0,28$	0,59	$-(0,86 \pm 0,31)$ $-(2,16 \pm 0,78)$
Сера /II/	5	$-(0,019 \pm 0,007)$	$0,084 \pm 0,015$	0,53	0,62	$-(0,69 \pm 0,28)$
Магний /II/	5	$-(0,020 \pm 0,005)$	$0,066 \pm 0,012$	0,43	0,62	$-(1,14 \pm 0,36)$
Кальций (данная работа)	7	$-(0,066 \pm 0,022)$	$0,135 \pm 0,0194$	0,94	0,58	$-(0,93 \pm 0,33)$