

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

7
E-30
401



Л.Б.Егоров, Г.В.Журавлев, А.Е.Игнатенко, А.В.Купцов,
Ли Сюан-мин, М.Г.Петрашку

Д-701 e

ИССЛЕДОВАНИЕ СПИНОВОЙ ЗАВИСИМОСТИ
 СЛАБОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
 В ПРОЦЕССЕ $n^- + p \rightarrow n + \nu$
ЖЭТФ, 1961, т.41, в.3, с.684-691.

Дубна 1961 год

Л.Б. Егоров, Г.В. Журавлев, А.Е. Игнатенко, А.В. Купцов,
Ли Сюан-мин, М.Г. Петрашку

Д-701

ИССЛЕДОВАНИЕ СПИНОВОЙ ЗАВИСИМОСТИ
СЛАБОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
В ПРОЦЕССЕ $n + p \rightarrow n + \nu$

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

1043/4 48

А н н о т а ц и я

Методом спинтилляционных счетчиков измерены средние по двум состояниям сверхтонкой структуры значения \bar{a}_0 - коэффициентов асимметрии электронов ($M-C$)-распада в мезоатомах серебра, красного и черного фосфоров и τ - времени жизни мезонов в этих модификациях фосфора. Величины \bar{a}_0 для красного (изолятор) и черного (проводник) фосфора прямо свидетельствуют в пользу того, что благодаря присутствию электронов проводимости уменьшается время релаксации спина мезонов в мезоатомах. На основании \bar{a}_0 и τ найдены в фосфоре M_1 и M_0 - заселенности уровней в состояниях $F=1$ и $F=0$, а также λ_1 и λ_0 - вероятности захвата мезонов ядром в этих состояниях. Их значения непосредственно указывают на то, что $\lambda_1 \neq \lambda_0$ (слабое взаимодействие зависит от спина) и $\lambda_0 > \lambda_1$ (захват из состояния $F=0$ происходит быстрее, чем из состояния $F=1$). Полученный нижний предел величины

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\lambda_1 - \lambda_0}{\frac{3}{4}\lambda_1 + \frac{1}{4}\lambda_0}$$

прямо свидетельствует в пользу $(A-xV)$ -взаимодействия.

1. Введение

В работе ^{/1/} было отмечено, что измерение вероятности захвата мюонов ядрами в двух состояниях сверхтонкой структуры может дать сведения о спиновой зависимости слабого взаимодействия в процессе $\mu^- + p \rightarrow n + \nu$. Идея предложения сводится к тому, что если вероятность захвата в двух состояниях разная, то зависимость числа электронов от времени при (μ - e)-распаде в изолированных мезоатомах не будет описываться простой экспонентой, и логарифм распадной кривой должен иметь положительную кривизну. Между тем, экспериментальная проверка теории возможна только при образовании мезоатомов в среде. Наличие среды может привести к появлению переходов мюонов между уровнями сверхтонкой структуры, и, следовательно, к усложнению картины. В работе ^{/2/} было показано, что существование переходов и спиновой зависимости взаимодействия оказывается полезным при экспериментальном исследовании типа взаимодействия. Так, если известна вероятность перехода R , то измерения знака и величины кривизны K логарифма распадной кривой однозначно определяют вид взаимодействия. Однако задача определения величины R является очень сложной ^{/3-5/} и пока экспериментально не решена ^{/6/}. Поэтому окончательные заключения о варианте взаимодействия, основанные только на экспериментальных данных ^{/6/} о кривизне K , не могут быть сделаны.

Из работ ^{/5,7/} следует, что однозначные заключения о виде взаимодействия могут быть сделаны также на основании измерения величин n_1 и n_0 - заселенностей уровней в состояниях $F=1$ и $F=0$, и ΔA -разницы вероятностей захвата мезонов ядром в этих состояниях. При реализации этих опытов удобным объектом для исследования является фосфор, ядра которого имеют спин $I=1/2$. Действительно, фосфор образует несколько аллотропических видоизменений. Если учесть, что электроны проводимости оказывают своего рода каталитическое действие, уменьшая время релаксации ядерного спина, то наибольший интерес представляют красный (изолятор) и черный (проводник) фосфоры. Можно ожидать, что из-за конверсии на электронах проводимости ^{/2,5,7/} разница в величинах n_1 и n_0 для этих модификаций в момент захвата мезонов ядрами будет достаточной для того, чтобы измерение их значений и величины ΔA оказалось возможным.

В настоящей работе были определены величины n_1 , n_0 и ΔA на основании измерения в красном и черном фосфорах асимметрии в угловом распределении электронов (μ - e)-распада и "времени жизни" μ^- -мезонов.

2. Эксперимент

а) Измерение асимметрии в угловом распределении электронов

($\mu - e$) -распада

Если для измерения асимметрии использовать метод, предложенный в работе^{/8/}, то для веществ, имеющих ядерный спин $I \neq 0$, кривая прецессии, наблюдаемая на опыте, будет обусловлена суперпозицией кривых прецессии μ - мезонов, распадающихся из обоих состояний сверхтонкой структуры. Следовательно, величина \bar{a}_0 -коэффициента асимметрии в проинтегрированном по энергии электронов угловом распределении $1 + a \cos \theta$ будет являться усредненной по двум состояниям. Существование переходов скажется в том, что \bar{a}_0 будет зависеть от времени^{/5,6/}. Относительные измерения^{/9,10/} a_0 -коэффициентов асимметрии, усредненных по всему спектру, для веществ с $I = 0$, показывают, что a_0 не зависит от времени и атомного номера Z . Если a_0 не зависит от Z , то путем сравнения величин \bar{a}_0 для серебра и фосфора можно судить о заселенности уровней $F = 1$ и $F = 0$ в момент захвата мезонов ядрами фосфора. Действительно, у мезоатомов серебра, имеющих $I = 1/2$ и магнитный момент ядра $\mu_N < 0$, переходы будут происходить из состояния $F = 0$ в состояние $F = 1$. Поскольку в состоянии $F = 0$ мезоны деполаризуются, а состояние $F = 1$ "помнит" направление спина, то наличие переходов не скажется на величине \bar{a}_0 : \bar{a}_0 будет постоянной во времени и равной $\bar{a}_0 = 1/2 a_0$ ^{/11/}. В случае мезоатомов фосфора, имеющих $I = 1/2$ и $\mu_N > 0$, состояние $F = 0$ является нижним, и существование переходов будет приводить к уменьшению \bar{a}_0 со временем. В начальный момент времени $t = 0$ для фосфора $\bar{a}_0 = \bar{a}_{ag} = \frac{1}{2} a_0$. Тогда среднеэффективные (за интервал времени от 0 до t) значения заселенностей уровней \bar{n}_1 и \bar{n}_0 могут быть найдены из нижеследующего соотношения, если учесть, что $\bar{n}_1 + \bar{n}_0 = 1$.

$$\frac{\bar{a}_e}{\bar{a}_{ag}} = \frac{\bar{a}_p}{\bar{a}_0} = \frac{\bar{n}_1 a_1 + \bar{n}_0 a_0}{\frac{3}{4} a_1 + \frac{1}{4} a_0}, \quad (1)$$

где \bar{a}_p и \bar{a}_{ag} - величины \bar{a}_0 для фосфора и серебра, соответственно, измеренные за время от 0 до t , a_1 и a_0 - коэффициенты асимметрии в состоя-

ниях $F = 1$ и $F = 0$, зависящие только от спина ядра^{/11/}. Для проверки того, что a_0 не зависит от Z , из веществ, имеющих $I = 0$ и Z , близкие к Z фосфора и серебра, могут быть использованы сера и кадмий. Действительно, согласно теоретическим предсказаниям, сделанным в работе^{/12/} для $Z \geq 15$, где абсолютные величины квантовых выходов K и L -серий в мезоатомах являются постоянными^{/13/}, а Оже - переходы играют незначительную роль, a_0 не должны зависеть от Z . Величины a_0 и \bar{a}_0 можно найти на основании измерения числа электронов N_{max} и N_{min} при двух значениях напряженности магнитного поля $\pm H$ (в котором находится мишень^{/14/}), соответствующих рассчитанным по формуле $t_1 + \Delta t = \frac{T}{2} = \frac{\pi mc}{eH}$, где t_1 - время задержки, Δt - ширина "ворот" и T - период прецессии спина "свободного" мезона (сера, кадмий), либо спина мезоядра (фосфор, серебро).

Условия опытов и использованная экспериментальная установка были те же, что и в ранее опубликованных работах^{/9,14/}. На рис. 1 приведена блок-схема установки. Отрицательные μ -мезоны, останавливающиеся в мишени 6, регистрировались схемой 10 антисовпадений 1+2-3. Импульсы со схемы 10, задержанные на 0,1 мксек, открывали схему пропускания ("ворота") 12 на время 1,2 мксек. Через "ворота" проходили импульсы от электронов ($\mu-e$)-распада со схемы 11 совпадений 4+5 и регистрировались пересчетным устройством. Мишени имели размеры 15x15 см; толщина мишеней равнялась 8 г/см². В опытах с серой и фосфором толщина парафинового фильтра 9 между счетчиками 4 и 5 была равна 7 г/см². В опытах с серебром и кадмием вместо парафинового фильтра 9 использовался алюминиевый, толщиной также 7 г/см². Благодаря использованию алюминиевого фильтра величину эффективности регистрации μ -лучей с энергией меньше 10 Мэв, испускающихся из мишени в результате поглощения мезонов, удалось сделать меньше, чем 10^{-3} . Мишени и парафиновый фильтр использовались значительной толщины для того, чтобы в опытах измерялась асимметрия в конце спектра электронов распада, где коэффициент асимметрии оказывается больше коэффициента a_0 .

Полученные величины $\xi = \frac{N_{max}}{N_{min}}$ даны в третьем столбце таблицы 1.

Т а б л и ц а 1

Вещество	I	$\xi = \frac{N_{max}}{N_{min}}$
Кадмий	0	1,10±0,01
Серебро	1/2	1,05±0,01
Сера	0	1,10±0,01
Фосфор (красный)	1/2	1,04±0,01
Фосфор (черный)	1/2	1,00±0,01

В приведенные величины ξ были введены поправки, учитывающие время задержки, ширину "ворот", τ - время жизни μ^- -мезонов и телесный угол детектора электронов. При введении поправок, учитывающих распад и захват мезонов, были использованы значения ξ для красного и черного фосфора, полученные в настоящей работе (см. далее), а для серы, кадмия и серебра - в работе /15/. Указанные ошибки являются стандартными статистическими отклонениями.

б) Измерение "времени жизни" μ^- -мезонов в фосфоре.

При использовании для измерения времени жизни обычного метода наблюдаемая в опыте с фосфором кривая распада μ^- -мезонов будет обусловлена суперпозицией кривых распада μ^- -мезонов, распадающихся из двух состояний сверхтонкой структуры. Тогда измеряемая величина суммы $S = \frac{\sum \tau_i N_i}{\sum N_i}$ (здесь N_i - число электронов в момент времени τ_i) будет являться усредненной по состояниям $F=1$ и $F=0$, так как нетрудно показать, что $S = \bar{N}_1 S_1 + \bar{N}_0 S_0$ (см. Приложение 1). Очевидно, что если в красном и черном фосфоре значения заселенности уровней \bar{N}_1 и \bar{N}_0 известны, то измерение величин S однозначно определяет S_1 и S_0 , а, следовательно, и τ_1 и τ_0 - времена жизни μ^- -мезонов в состояниях $F=1$ и $F=0$. Блок-схема экспериментальной установки, использованной в этих опытах, изображена на том же рис. 1. Намагничивающая катушка 7 применялась для компенсации рассеянного магнитного поля синхроциклотрона. Электронная аппаратура работала следующим

образом. Импульсы со схемы 10 антисовпадений 1+2-3 запускали триггер 13, который вырабатывал положительные прямоугольные импульсы стабильной длительности 5 мксек. На время 5 мксек открывалась и схема пропускания ("ворота") 14. Через "ворота" проходили импульсы со схемы 11 совпадений 4+5, задержанные в 12 на время 0,2 мксек, которые запускали формирующее устройство 16. Задержка 12 была введена для регистрации на экране анализатора 18 "нулевого" времени между импульсами. Импульсы, предназначенные для запуска конвертора 17, поступали на его первый вход со схемы 16, а на второй - из формирующего устройства 15, запускаемого задним фронтом импульса от триггера 13. На выходе конвертора импульсы, амплитуда которых пропорциональна интервалу времени между двумя импульсами, поступающими на его входы, анализировались при помощи 128-канального амплитудного анализатора 18 типа АМА-ЗС /16/. Линейность аппаратуры проверялась с помощью набора кабелей задержки типа РКЗ-401, имеющих 0,52 мксек. Идентичность задержки проверялась при помощи резонансного метода с точностью до 0,5%. На рис. 2 приведена зависимость номера канала n анализатора от величины задержки t второго импульса в конверторе по отношению к первому. Как следует из рис. 2, нелинейность не превышала 1%. Стабильность калибровки аппаратуры в течение 15 часов работы была лучше 1%. Для определения "нулевого" канала анализатора сцинтилляционные счетчики 1, 2, 3, 4, 5 располагались по "оси" пучка мезонов, при этом каналы антисовпадений отключались.

Все условия опытов с красным и черным фосфором были одинаковыми. В случае черного фосфора (красного) на интервале времени от 0 до 2,4 мксек, который соответствовал 80 каналам анализатора, было зарегистрировано число электронов, равное 19272 (12088). Интервал времени от 2,4 до 3,3 мксек был использован для вычисления фона. В момент времени $t = 0$ отношение между числом импульсов от электронов и числом импульсов от фона равнялось 23. Число открываний "ворот" составляло 600 сек^{-1} , т.е. 6 на импульс ускорителя.

При вычислении величин S импульсы суммировались от 4 каналов, т.е. на интервал времени 0,127 мксек. Измеренные значения S получились следующими: для черного фосфора $S_2 = (0,540 \pm 0,007)$ мксек и для красного фосфора $S_K = (0,590 \pm 0,012)$ мксек. Приведенные ошибки являются стандартными статистическими отклонениями.

3. Обсуждение полученных результатов

Как следует из таблицы 1, величины ξ для серы и кадмия получились одинаковыми в пределах статистических ошибок. Значения a_0 , найденные с помощью ξ , в пределах ошибок опыта совпадают со значениями a_0 , полученными в работе ^{/9/}. Равными между собой оказались и значения \bar{a}_0 , найденные из величин ξ для серебра и красного фосфора в данной работе и на основании измерения большего числа точек на кривой прецессии для красного фосфора в работе ^{/17/}. В опытах с черным фосфором не было обнаружено зависимости скорости счета электронов от тока намагничивающей катушки. Наблюдавшаяся в этих опытах с серебром и красным фосфором максимальная асимметрия электронов при частоте прецессии спина мезоядра в 2 раза меньшей частоты прецессии спина свободного μ -мезона, еще раз ^{/17/} непосредственно указывает на то, что спин отрицательного μ -мезона равен половине.

Постоянство измеренных величин a_0 для серы и кадмия находится в соответствии с теоретическими предсказаниями, сделанными в работе ^{/12/}. Следовательно, на основании величин ξ для серебра и фосфора можно найти средне-эффективные значения \bar{n}_1 и \bar{n}_0 заселенности уровней $F=1$ и $F=0$ в двух модификациях, если воспользоваться соотношением (1):

$$\frac{\bar{a}_1}{\bar{a}_0} = \frac{\bar{n}_1 a_1 + \bar{n}_0 a_0}{\frac{3}{4} a_1 + \frac{1}{4} a_0},$$

где a_1 и a_0 равны соответственно ^{/11/} $\frac{1}{3} \frac{2I+3}{2I+1}$ и $\frac{1}{3} \frac{2I-1}{2I+1}$

В опытах по измерению асимметрии был использован интервал времени от 0 до 1,3 мксек (что соответствует двум "временам жизни" τ красного фосфора ^{/15/}). Значения \bar{n}_1 и \bar{n}_0 в этом интервале времени оказались следующими: для черного фосфора $\bar{n}_1 \approx 0$, $\bar{n}_0 \approx 1$ и для красного - $\bar{n}_0 \approx 2/5$ и $\bar{n}_1 \approx 3/5$. Величины \bar{n}_1 и \bar{n}_0 свидетельствуют в пользу того, что вероятности перехода μ -мезонов между уровнями сверхтонкой структуры в мезоатомах двух модификаций существенно отличаются. Этот факт непосредственно указывает на то, что благодаря присутствию электронов проводимости уменьшается время релаксации спина мезонов в мезоатомах ^{/2,7,5 /}.

Обратимся теперь к результатам измерений величин S для черного и красного фосфоров. Измерение S проводилось в интервале времени от 0 до 2,4 мксек (что соответствует "4 τ " для красного фосфора). Если учесть тот факт, что число электронов $(\mu-e)$ -распада, появляющихся в интервалах 2 τ и 4 τ , приблизительно одинаково, то выражения S для двух модификаций могут быть записаны в следующем виде:

$$\begin{aligned} S_K &= \bar{M}_K S_1 + \bar{M}_{0K} S_0 \\ S_Z &= \bar{M}_Z S_1 + \bar{M}_{0Z} S_0 \end{aligned} \quad (2)$$

Если найти из этих соотношений величины S_1 и S_0 , то при использовании таблиц коэффициентов, приведенных в работе ^{/18/}, можно получить τ_1 и τ_0 - времена жизни μ -мезонов в состояниях $F=1$ и $F=0$ и, следовательно, λ_1 и λ_0 - вероятности захвата мезонов ядром из этих состояний.

Измеренная в настоящей работе величина S_Z оказалась меньшей, чем величина S_K . Разница эта является значимой, так как превышает три стандартных отклонения. Этот факт, а также значения \bar{M}_1 и \bar{M}_0 для красного и черного фосфоров, как следует из соотношения (2), непосредственно свидетельствуют в пользу того, что $\lambda_1 \neq \lambda_0$ (слабое взаимодействие зависит от спина) и $\lambda_0 > \lambda_1$ (захват из состояния $F=0$ происходит быстрее, чем из состояния $F=1$). На основании измеренных величин S_Z и S_K можно сделать определенные заключения о варианте слабого взаимодействия в процессе $\mu^+ p \rightarrow \pi^+ \nu$, если найти нижний предел величины $\frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \frac{\lambda_1 - \lambda_0}{\frac{3}{4}\lambda_1 + \frac{1}{4}\lambda_0}$. Его можно получить из соотношения (2) при значениях \bar{M}_1 и \bar{M}_0 , равных $\bar{M}_1 = 3/4$ и $\bar{M}_0 = 1/4$ для красного и $\bar{M}_1 = 0$ и $\bar{M}_0 = 1$ для черного фосфоров (см. Приложение 11). Для этого случая искомые величины оказались следующими:

$$S_1 = (0,61 \pm 0,016) \cdot 10^{-6} \text{ сек}, \quad S_0 = (0,54 \pm 0,007) \cdot 10^{-6} \text{ сек}$$

$$\text{верхний предел } \lambda_1 = \lambda_1 + \lambda_{\text{расп}} = (1,42 \pm 0,035) \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1},$$

$$\text{нижний предел } \lambda_0 = \lambda_0 + \lambda_{\text{расп}} = (1,72 \pm 0,022) \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1},$$

$$\text{нижний предел } \left(\frac{\Delta \lambda}{\lambda} \right)_{\text{нижн}} = -0,29 \pm 0,04.$$

Значение вероятности распада мезонов $\lambda_{расп}$ было взято равным $4,505 \cdot 10^5 \text{ сек}^{-1}$. Приведенные ошибки являются статистическими.

На рис. 3 представлена для водорода зависимость $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ от величины $x' = \frac{6A^H}{6A^H}$, вычисленная для типа взаимодействия $A + xV + P$ (с учетом эффекта слабого магнетизма) на основании формул, приведенных в работе ^{/7/}. В случае захвата мезонов ядром фосфора величина $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ была рассчитана аналогичным образом для $x' = -1,21$ на основе модели Шмидта, а также на основе модели Майера-Иенсена в работе ^{/5/}. Рассчитанные величины получились равными $-0,25$ и $-0,45$, соответственно. Если сравнить эти значения со значением, приведенным на рис. 3, можно сказать, что для фосфора величина $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ в 15 и 9 раз, соответственно, меньше, чем для водорода. Из рис. 3 следует, что полученное значение $(\frac{\Delta\lambda}{\lambda})_{изм.$, взятое с учетом двукратной статистической ошибки, свидетельствует в пользу того, что все значения $x' > 0$ (модель Шмидта) и значения $x' > 0$ в интервале $0 < x' < 5$ (модель Майера-Иенсена), исключаются, так как при $x' \rightarrow \infty$ $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \rightarrow -2,5$. Таким образом, если учесть, что для β -распада $|x'| = 1,25$, то можно заключить, что результаты данных опытов непосредственно свидетельствуют в пользу $(A-xV)$ -взаимодействия. На основании среднеэффективных значений \bar{n}_1 и \bar{n}_0 и величин S можно найти величину $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ для фосфора. Сравнение этой величины с теоретическими предсказаниями ^{/3,5,19/} дает возможность получить сведения о вероятности поглощения мезонов протонами различных оболочек ядра. Однако, сравнение произвести не удалось, так как ошибка в величине $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ оказалась очень большой из-за большой неопределенности в величинах \bar{n}_1 и \bar{n}_0 , полученных по методу, использованному в данной работе.

В заключение авторы считают своим долгом поблагодарить Чултема за помощь, оказанную при выполнении работы.

Приложение

1. Докажем, что $S = \bar{n}_1 S_1 + \bar{n}_0 S_0$.

Пусть величины сумм $S_1 = \frac{\sum n_i t_i}{N_1}$ и $S_0 = \frac{\sum n_i t_i}{N_0}$, вычисленные в интервале времени от 0 до t , соответствуют экспонентам $e^{-\frac{t}{\tau_1}}$ и $e^{-\frac{t}{\tau_0}}$. Введем обозначения $N_1 + N_0 = N$, $\frac{N_1}{N} = a$ и $\frac{N_0}{N} = 1-a$.

Сложив суммы S_1 и S_0 , получим

$$S = a S_1 + (1-a) S_0 = \frac{\sum (n_i^1 + n_i^0) t_i}{N} \quad (1)$$

где $n_i = n_i^1 + n_i^0$ обозначает полное число распадов в момент времени t_i .
Очевидно, что когда t_1 и t_0 не сильно отличаются друг от друга, величины a и $1-a$ равны соответственно величинам заселенности уровней \bar{n}_1 и \bar{n}_0 .

11. Выражения S для двух модификаций фосфора имеют следующий вид:

$$a_1 S_1 + (1-a_1) S_0 = S_I$$

$$a_2 S_1 + (1-a_2) S_0 = S_{II}$$

Разница $S_1 - S_0$ равна
$$S_1 - S_0 = \frac{S_I - S_{II}}{a_1 - a_2}$$

Производные от разницы $S_1 - S_0$ по a_1 и a_2 будут равны соответственно

$$\frac{\partial (S_1 - S_0)}{\partial a_1} = -\frac{S_I - S_{II}}{(a_1 - a_2)^2}, \quad \frac{\partial (S_1 - S_0)}{\partial a_2} = \frac{S_I - S_{II}}{(a_1 - a_2)^2}$$

Из этих выражений следует, что величина $S_1 - S_0$ уменьшается при возрастании a_1 и уменьшении a_2 . Очевидно, что значение $S_1 - S_0$ будет наименьшим, когда $a_1 \sim \bar{n}_1 = \frac{3}{4}$ и $a_2 \sim \bar{n}_2 = 0$. Если учесть, что $|S_1 - S_0| \sim |A_1 - A_0|$, то при $\bar{n}_1 = \frac{3}{4}$ и $\bar{n}_2 = 0$ значение $|A_1 - A_0|$ также будет минимальным.

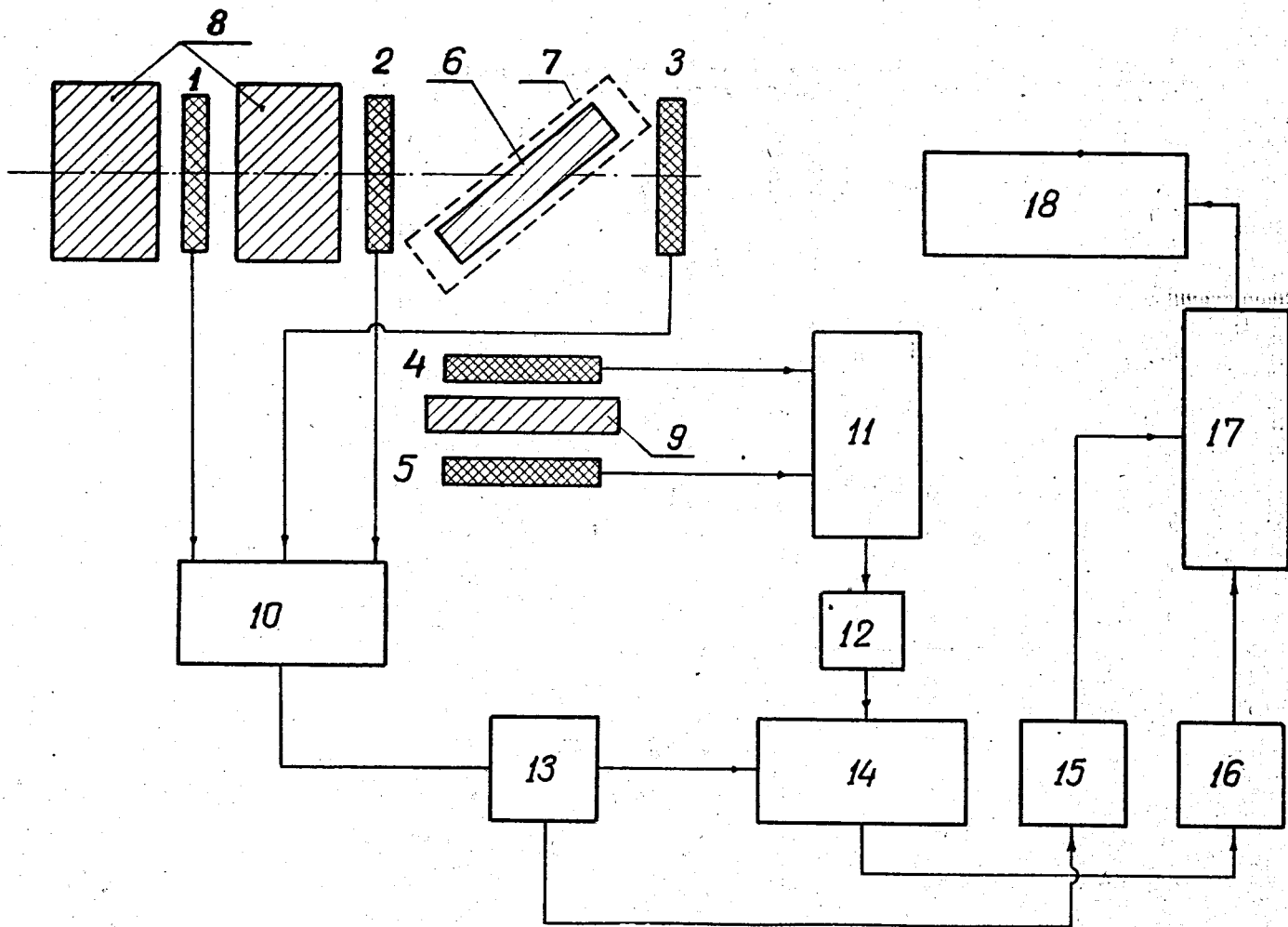


Рис. 1.

Блок-схема установки.

1,2,3,4,5 - сцинтилляционные счетчики, 6 - мишень, 7 - намагничивающая катушка, 8 - медные фильтры, 9 - парафиновый фильтр, 10 - схема антисовпадений, 11 - схема совпадений, 12 - задержка, 13 - триггер длительности "ворот", 14 - схема пропускания ("ворота"), 15, 16 - формирующие устройства, 17 - конвертор, 18 - амплитудный анализатор.

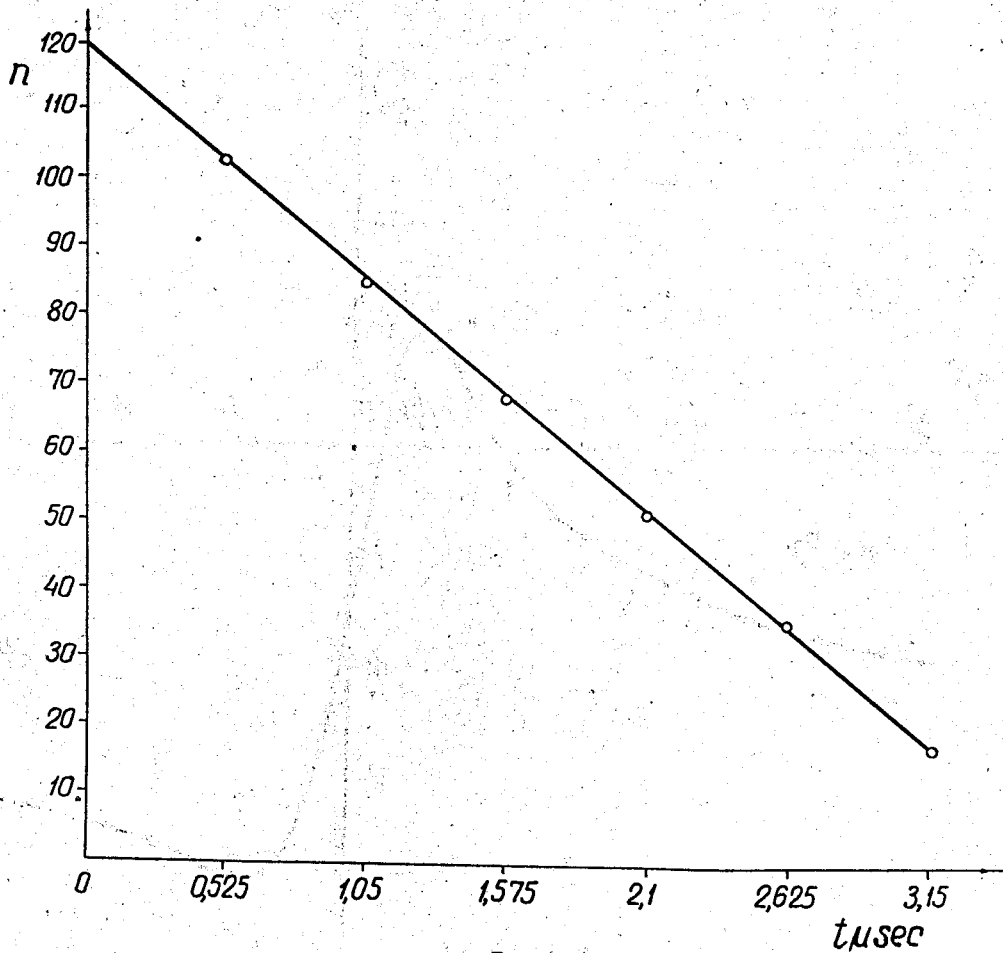


Рис. 2.

Зависимость номера канала n анализатора от величины задержки t второго импульса по отношению к первому в конверторе.

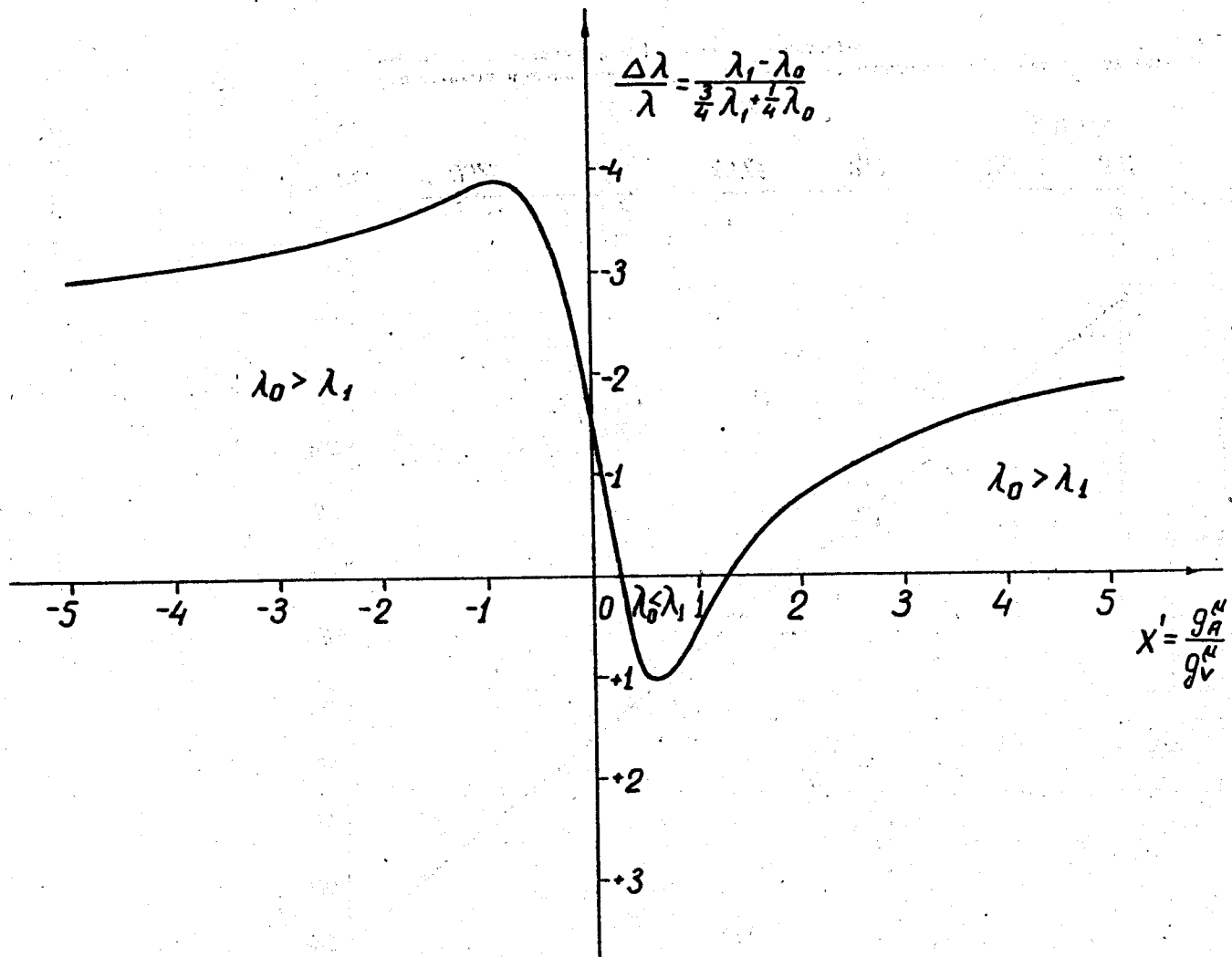


Рис. 3.
 Зависимость для водорода величины $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\lambda_1 - \lambda_0}{\frac{3}{4}\lambda_1 + \frac{1}{4}\lambda_0}$ от $x' = \frac{g_A^H}{g_V^H}$.

Л и т е р а т у р а

1. J. Bernstein, T.D.Lee, C.N.Yang, H.Primakoff. Phys. Rev., 111, 313 (1958).
2. Telegdi V.L. Phys. Rev. Letters, 3, 59 (1959).
3. E.Lubkin. Phys. Rev., 119, 815 (1960).
4. А.Е.Игнатенко. ЖЭТФ, 38, 1515 (1960).
5. H.Uberall. Phys. Rev., 121, 1219 (1961).
6. V.L.Telegdi. Tenth Annual Rochester Conference on High-Energy Nuclear Physics (1960).
7. H.Primakoff. Rev. Mod. Phys., 31, 802 (1959).
8. G.Garwin, L.Lederman, M.Weinrich. Phys. Rev., 105, 1415 (1957).
9. А.Е.Игнатенко, Л.Б.Егоров, Б.Халупа, Д.Чултэм. ЖЭТФ, 35, 849 (1958); ЖЭТФ, 35, 1131 (1959).
10. А.Е.Игнатенко. Nuclear Phys., 23, 75 (1961).
11. H.Uberall. Phys. Rev., 114, 1640 (1959).
12. R.A.Mann and M.E.Rose. Phys. Rev., 121, 293 (1961).
13. M.Stearns and M.B.Stearns. Phys. Rev., 105, 1573 (1957).
14. Л.Б.Егоров, Г.В.Журавлев, А.Е.Игнатенко, Ли Сюан-мин, М.Г.Петрашку, Д.Чултэм. ЖЭТФ, 40, 391 (1961); Nuclear Phys., 23, 62 (1961).
15. J.G.Sens. Phys. Rev., 113, 679 (1959).
16. В.О.Вяземский, Ю.М.Казаринов, В.В.Трифонов. Известия ЛЭТИ, вып. XXXУ111, 1959.
17. Л.Б.Егоров, А.Е.Игнатенко, Д.Чултэм. ЖЭТФ, 37, 1517 (1959).
18. R.Peierls. Proc. Roy. Soc., 149, 467 (1935).
19. L.Wolfenstein. Tenth Annual Rochester Conference on High-Energy Nuclear Physics (1960).

Рукопись поступила в издательский отдел
21 марта 1961 года.