

СЗ44.12а

В - 17

26/vi - 64.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

1885



Ван Ши-ди, Ю.В. Рябов,

ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

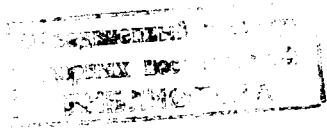
ЖИДКОСТНЫЙ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ  
ДЕТЕКТОР ДЕЛЕНИЙ  
И РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА

1964

Ван Ши-ди, Ю.В. Рябов

ЖИДКОСТНЫЙ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ  
ДЕТЕКТОР ДЕЛЕНИЙ  
И РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА

2505/3 48



## 1. Введение

Изучение структуры и параметров резонансных уровней делящихся ядер существенно как для получения сведений о строении ядра, так и для ряда возможных приложений.

Используя известный метод пропускания в "хорошей" геометрии, можно получить энергетический ход полного сечения и параметры уровней  $g\Gamma_n$  и полную ширину  $\Gamma$ . Для получения энергетического хода сечения деления в настоящее время используются два метода:

- 1) непосредственный счет осколков деления и
- 2) счет мгновенных нейтронов, испускаемых при делении.

В работах <sup>/1,2,3,4/</sup> подробно описаны методы измерения сечений деления многослойными ионизационными камерами, газовыми сцинтилляционными и полупроводниковыми счетчиками, регистрирующими осколки деления. Основной недостаток этих методик заключается в том, что при их применении можно использовать в измерениях только тонкие слои  $1-2 \text{ мг/см}^2$  и, кроме того, ограниченное полное количество исследуемого изотопа из-за высокой естественной  $\alpha$ -активности делящихся ядер ( $10^3-10^6$   $\alpha$ -частиц в сек на мг для урана и плутония).

В работах <sup>/3,5/</sup> описывается метод, основанный на регистрации мгновенных нейтронов, испускаемых при делении (метод "прямого измерения  $\eta$ "). В настоящее время считается, что в резонансной области среднее число мгновенных нейтронов на акт деления  $\nu$  остается постоянным в пределах  $5\%^{/6/}$ . Таким образом, счет детектора мгновенных нейтронов деления пропорционален числу актов деления, т.е. пропорционален сечению деления. Подобные детекторы нечувствительны в  $\alpha$ -фону и дают возможность проводить измерения с образцами толщиной до  $10 \text{ г/см}^2$  при эффективности около (5-10)%.

В работах <sup>/7,8,9/</sup> для регистрации мгновенных нейтронов деления используется предложенный Райсом и Коуэном <sup>/10/</sup> жидкостный сцинтилляционный счетчик большого объема с введенным в раствор кадмием, предназначенным для поглощения замедлившихся нейтронов и регистрации их по захватному  $\gamma$ -излучению кадмия. Эффективность такого счетчика слабо зависит от энергии нейтронов и достигает (80-90)%.

Жидкостный сцинтилляционный детектор большого объема с введенным в раствор кадмием можно использовать для одновременного измерения энергетического хода сечений деления и радиационного захвата. Непосредственные измерения энергетического хода сечения радиационного захвата до настоящего времени не проводились.

Ниже описывается подобный детектор, использующийся для измерений параметров делящихся ядер на импульсном быстром реакторе ОИЯИ<sup>/11/</sup>.

### Описание детектора

Детектор представляет собою цилиндрический бак диаметром и длиной 80 см с внутренним продольным каналом диаметром 22 см. На каждой крышке бака в общем светонепроницаемом кожухе находятся 18 фотоумножителей типа ФЭУ-24. Контакт со сцинтиллятором осуществляется через стекло. Бак разделен светонепроницаемой перегородкой из металлического кадмия на два объема половинной длины и полностью герметичен. Тепловые расширения жидкости компенсируются двумя сильфонами. Внутренняя поверхность бака покрыта отражателем, полученным на основе двуокиси титана. Сцинтиллирующая жидкость представляет собою смесь растворов пара-терфенила и ПОПОП в толуоле и пропионовокислого кадмия в метиловом спирте. Отношение числа ядер кадмия к числу ядер водорода в растворе  $\approx 0,004$ . Исследуемый образец устанавливается на оси цилиндрического отверстия. При этом телесный угол, охватываемый детектором, составляет  $0,96 \cdot 4\pi$  стерадиана. Общий вид детектора, его продольный разрез и положение на нейтронном пучке показаны на рис. 1 и 2.

### Принцип работы и характеристики детектора

В момент деления испускаются мгновенные  $\gamma$ -лучи и мгновенные нейтроны. Принцип регистрации акта деления основан на совпадении двух последовательных событий:

- 1) испускания мгновенных  $\gamma$ -лучей деления, фиксирующих момент деления, и
- 2) захвата кадмием замедлившегося нейтрона деления, дающего каскад в среднем из четырех  $\gamma$ -квантов с полной энергией 9,2 Мэв.

Время, разделяющее эти события, вообще говоря, определяется средним временем жизни нейтрона в сцинтиллирующей среде до захвата. На рис. 3 приведена характеристика времени жизни нейтрона в детекторе, полученная с  $\text{Pu}-\text{Be}$  источником и спонтанноделящимся изотопом  $\text{Pu}-240$  методом задержанных ( $\gamma, \alpha$ ) совпадений.

Разрешающее время схемы совпадений 1 мксек. На кривую нанесены точки, полученные из расчета времени жизни нейтрона до захвата по методу Монте-Карло для отношения числа ядер кадмия к числу ядер водорода, равного 0,004. Видно, что среднее время жизни нейтрона в детекторе меньше 10 мксек. Для сравнения приведена аналогичная кривая, полученная с детектором без введенного в раствор кадмия. В этом случае захват нейтронов определяется водородом и среднее время жизни составляет  $\approx 200$  мксек. На том же рисунке показана зависимость числа поглощенных нейтронов от времени  $t$ . Видно, что за время  $t = 10$  мксек поглощается в детекторе с кадмием около 70% нейтронов, за  $t = 30$  мксек - более 85%, в детекторе без кадмия, соответственно, 6 и 16%.

Радиационный захват нейтрона образцом сопровождается испусканием нескольких  $\gamma$ -квантов с полной энергией, равной энергии связи нейтрона в образовавшемся ядре.

Мгновенные  $\gamma$ -лучи деления,  $\gamma$ -лучи радиационного захвата и  $\gamma$ -излучение кадмия регистрируются по световой вспышке, производимой в жидком сцинтилляторе.

На рис. 4 и 5 показаны амплитудные спектры  $\text{Po-Be}$ -источника, полученный с помощью детектора без кадмия и с введенным в раствор кадмием. На рис. 4 видны два пика, соответствующие регистрации  $\gamma$ -лучей  $\text{Po-Be}$ -источника ( $E_{\gamma} = 4,43$  Мэв) и  $\gamma$ -лучей от захвата замедлившихся нейтронов в водороде ( $E_{\gamma} = 2,23$  Мэв). На рис. 5 виден широкий максимум, соответствующий регистрации  $\gamma$ -лучей  $\text{Po-Be}$  источника и  $\gamma$ -лучей от захвата замедлившихся нейтронов кадмием ( $E_{\gamma} = 9,2$  Мэв).

Необходимо отметить, что световая вспышка, соответствующая  $\gamma$ -кванту одной и той же энергии, в сцинтилляторе с кадмием почти в 3 раза меньше, чем без кадмия.

Блок-схема электронной аппаратуры приведена на рис. 2. Импульсы каждой половины детектора суммируются отдельно, усиливаются и через амплитудную шель подаются на схему совпадений ( $\tau = 0,8 \cdot 10^{-8}$  сек). Кроме того суммарный импульс детектора подается на схему пропускания, управляемую задержанным импульсом схемы совпадений. Величина задержки выбирается такой, чтобы полностью исключить "самопропускание" в пределах разрешающего времени электронной аппаратуры. Временное окно схемы пропускания устанавливается равным 8,0 мксек. Импульс со схемы пропускания поступает на многоканальный временной анализатор <sup>12/</sup>, накапливающий информацию по каналу делений. Второй многоканальный временной анализатор, вход которого блокируется импульсом делительного канала, накапливает информацию, поступающую со схемы антисовпадений. Эта информация включает события, относящиеся к радиационному захвату нейтронов в образце, рассеянию нейтронов образцом, делению, не зарегистрированному в делительном канале, и, наконец, фон. Последний является важной характеристикой детектора, предназначенного для работы с делящимися изотопами. Фон,

создаваемый естественной радиоактивностью, космическим излучением, источником нейтронов, а также естественной  $\gamma$ -активностью образца, ухудшает точность измерений и делает затруднительным исследование слабых резонансов. Введение схемы совпадений резко (приблизительно в 200 раз) уменьшает фон детектора, так как вышеперечисленные источники фона в основном не дают двойных совпадений.

Эффективность регистрации делений, метод измерения которой описан ниже, равна  $\epsilon_i = \epsilon_{\gamma} \cdot \epsilon_{i_n}$ , где  $\epsilon_{\gamma}$  - эффективность регистрации мгновенных  $\gamma$ -лучей деления по каналу схемы совпадений, а  $\epsilon_{i_n}$  - эффективность регистрации мгновенных нейтронов деления по суммарному каналу во временном окне 8,0 мксек. На рис. 6 показана зависимость  $\epsilon_i$  от порогов регистрации мгновенных  $\gamma$ -лучей и мгновенных нейтронов делений. Видно, что  $\epsilon_i$ , а, следовательно, и  $\epsilon_{i_n}$  уменьшается на ~20% при изменении порога регистрации мгновенных нейтронов от 0,8 до 1,8 Мэв. Но  $\epsilon_i$ , а значит, и  $\epsilon_{\gamma}$ , заметно уменьшается (на ~80%) при изменении порога регистрации мгновенных  $\gamma$ -лучей деления от 0,3 до 0,7 Мэв. Отсюда следует, что основное влияние на  $\epsilon_i$  оказывает эффективность регистрации мгновенных  $\gamma$ -лучей деления. Однако последнюю нельзя сделать больше 0,7 из-за резкого возрастания  $\gamma$ -фона при порогах регистрации, меньших 0,2 Мэв.

Число делений, зарегистрированное детектором для образца с  $p\sigma_0 \ll 1$ , при достаточно малом интервале  $\Delta E$  можно записать следующим образом:

$$\Delta N_i = \Pi(E) \Delta E \sigma_i(E) \epsilon_i, \quad (1)$$

где  $\Pi(E)$  - поток нейтронов с энергией  $E$ ,

$\sigma_i(E)$  - эффективное сечение деления нейтронами с энергией  $E$ ,

$\epsilon_i$  - эффективность регистрации делений детектором,

$n$  - число ядер исследуемого изотопа на см<sup>2</sup>.

Фон случайных задержанных совпадений, которые считаются как деления, довольно точно учитывается введением задержки, в 4-5 раз большей среднего времени жизни нейтрона в детекторе. Счет по каналу антисовпадений, кроме зарегистрированных актов радиационного захвата, включает еще события, обусловленные рассеянием нейтронов и делением, незарегистрированным в делительном канале из-за того, что  $\epsilon_i < 1$ .

Фон, создаваемый естественной радиоактивностью, космическим излучением, естественной  $\gamma$ -активностью образца не зависит от времени и может быть достаточно точно учтен.

Аппаратурный ход потенциального рассеяния можно получить из измерений с рассеивающим образцом, для которого хорошо известно сечение в изучаемой области энергий нейтронов (например, С или Рb). Поправка на резонансное рассеяние для медленных нейтронов мала и ею можно пренебречь.

Таким образом, счет по каналу антисовпадений определяется радиационным захватом и делениями, незарегистрированными в делительном канале. Этот счет можно записать следующим образом:

$$\Delta N_y = \Delta N_o + w \Delta N_f^* \quad (2)$$

где  $\Delta N_o$  - число зарегистрированных актов радиационного захвата,

$\Delta N_f^*$  - полное число произошедших в образце делений,

$w$  - эффективность, с которой в канале антисовпадений регистрируются акты, относящиеся к делению.

Физический смысл  $w$  понятен из выражения

$$w = \epsilon_{\gamma} (1 - \epsilon_n) + \epsilon_n (1 - \epsilon_{\gamma}) \quad (3)$$

где  $\epsilon_{\gamma}$  - эффективность регистрации мгновенных  $\gamma$ -лучей деления по каналу схемы совпадений,

$\epsilon_n$  - эффективность регистрации мгновенных нейтронов по суммарному каналу во временном окне, равном 8,0 мксек,

$\epsilon_n$  - эффективность регистрации мгновенных нейтронов деления по каналу схемы совпадений.

Все эффективности отнесены к единичному акту деления.

Если произошло деление, и оно зарегистрировано с эффективностью  $\epsilon_f$ , то через схему антисовпадений не проходят импульсы, относящиеся к мгновенным  $\gamma$ -лучам и нейтронам. Если не зарегистрирован мгновенный нейтрон, а, следовательно, и деление, то могут быть зарегистрированы мгновенные  $\gamma$ -лучи деления в канале антисовпадений с эффективностью  $\epsilon_{\gamma} (1 - \epsilon_n)$ . Если же не зарегистрированы мгновенные  $\gamma$ -лучи, то с эффективностью  $\epsilon_n (1 - \epsilon_{\gamma})$  регистрируются в канале антисовпадений мгновенные нейтроны деления.

Выражение (2) можно переписать в виде:

$$\Delta N_o = \Delta N_y - \frac{w}{\epsilon_f} \Delta N_f \quad (4)$$

где  $\Delta N_f$  - счет делений в том же энергетическом интервале, что и  $\Delta N_y$ , за одинаковое время измерений.

Величины  $\Delta N_y$  и  $\Delta N_f$  получаются с высокой статистической точностью. Чтобы отношение  $w/\epsilon_f$  не вносило большой ошибки, необходимо достаточно точно измерить  $\epsilon_f$  и эффективности, входящие в выражение для  $w$ .

На рис. 7 приведена блок-схема электронной аппаратуры, с помощью которой проводилась калибровка эффективностей детектора. В центр детектора помещалась

цилиндрическая ионизационная камера делений, содержащая около 0,5 гр U-235. Измерения проводились на нейтринном потоке импульсного быстрого реактора, причем импульсы с делительной камеры пропускались на последующие электронные схемы во временном интервале, соответствующем взаимодействию с медленными нейтронами.

Производилась одновременная регистрация числа отсчетов делительной камеры  $N_{kg}$  и совпадающих с ним отсчетов:

- 1) в канале схемы совпадений детектора  $N_{fy}$  ;
- 2) в делительном канале детектора, регистрирующем мгновенные нейтроны деления по суммарному каналу  $N_{f\Sigma}$  ;
- 3) в делительном канале детектора, регистрирующем мгновенные нейтроны деления по каналу схемы совпадений  $N_{fc/c}$  .

Ясно, что  $N_{fy}$  является счетом мгновенных  $\gamma$ -лучей деления в канале схемы совпадений детектора. Эффективность их регистрации  $\epsilon_{fy} = N_{fy} / N_{kg}$ . Зная  $\epsilon_{fy}$ , можно найти  $\epsilon_m$  и  $\epsilon_n$ , входящие в выражение (3), из следующих соотношений:

$$\epsilon_f = \epsilon_{fy} \epsilon_{fn} = N_{f\Sigma} / N_{kg} ; \quad (5)$$

$$\epsilon_{fc/c} = \epsilon_{fy} \epsilon_n = N_{fc/c} / N_{kg} . \quad (6)$$

Отсюда

$$\epsilon_m = N_{f\Sigma} / N_{fy} ; \quad (11)$$

$$\epsilon_n = N_{fc/c} / N_{fy} .$$

При измерениях порог дискриминации импульсов делительной камеры был достаточно высоким для того, чтобы свести к минимуму счет от наложения  $\alpha$ -частиц. Так, число делений составляло около 80 в минуту, в то время как счет от  $\alpha$ -частиц не превышал 0,5 в минуту. Для того, чтобы получить лучшее отношение эффект-фон пороги регистрации мгновенных  $\gamma$ -лучей деления детектором устанавливались равными 0,5 Мэв, а мгновенных нейтронов деления - 1,2 Мэв. В этом случае эффективности имели следующие значения:

регистрация делений  $\epsilon_f = 0,386 \pm 0,005,$

регистрация мгновенных  $\gamma$ -лучей деления  $\epsilon_{fy} = 0,536 \pm 0,012,$

регистрация мгновенных нейтронов по делительному каналу  $\epsilon_{fn} = 0,730 \pm 0,02$



регистрация мгновенных нейтронов  
по каналу схемы совпадений

$$\xi_n = 0,39 \pm 0,02.$$

Подставив соответствующие эффективности в выражение (3), получаем  
 $w = 0,33 \pm 0,02.$

На импульсном быстром реакторе ОИЯИ были проведены измерения энергетического хода сечений деления и радиационного захвата на U-235 и радиационного захвата на U-238 и Ag. Эти измерения позволили определить эффективность регистрации детектором акта радиационного захвата.

Так, суммарный счет по всем каналам временного анализатора, содержащим изолированный резонанс, при некоторых приближениях равен <sup>13,14/</sup>:

$$\sum_i N_i(E_0) = \Pi(E_0) \cdot \xi_j \frac{\Gamma_j}{\Gamma} A_{E_0}, \quad (8)$$

где  $\Pi(E_0)$  - число нейтронов в единичном энергетическом интервале, падающих на всю площадь образца за время измерений;

$\xi_j$  - эффективность регистрации деления или радиационного захвата;

$\Gamma_j/\Gamma$  - отношение радиационной или делительной ширины к полной ширине для данного резонанса;

$A_{E_0}$  - площадь провала на кривой пропускания, являющаяся функцией параметров резонанса  $g\Gamma_n$  и  $\Gamma$ , доплеровской ширины  $\Delta$  и толщины образца в яд/см<sup>2</sup>.

Из выражения (8) определяем

$$\xi_j = \frac{\sum_i N_i(E_0)}{\Pi(E_0) \cdot \frac{\Gamma_j}{\Gamma} \cdot A_{E_0}}; \quad (9)$$

$\Gamma_u, \Gamma_f, A_{E_0}$  - известны для некоторых сильных и хорошо разрешенных резонансов, поток  $\Pi(E_0)$  получен из специальных измерений. Чтобы получить временной спектр, относящийся к радиационному захвату, при измерениях с U-235 в аппаратурный спектр канала схемы антисовпадений вводились описанные выше поправки.

Наиболее точно сечение деления  $\sigma_f(E)$  и отношение сечений радиационного захвата и деления  $a = \sigma_0(E)/\sigma_f(E)$  известны для тепловых нейтронов. Калибровка эффективностей по тепловой точке дала следующие результаты:

$$\xi_f = 0,39 \pm 0,02 \quad \text{и} \quad \xi_0 = 0,27 \pm 0,02.$$

Эффективности, измеренные согласно выражению (9) для нескольких хорошо разрешенных резонансов U-235, совпадают в пределах ошибок с эффективностями, полученными для тепловой точки.

Кроме того, эффективности регистрации радиационного захвата для  $U-235$ ,  $U-238$  и  $Ag$  в пределах ошибок измерений одинаковы, несмотря на то, что энергия связи нейтрона и характеристики  $\gamma$ -переходов получающихся составных ядер различны.

Чтобы убедиться в постоянстве  $\beta_1$  и  $\beta_0$  в резонансной области, измерения временных спектров деления и радиационного захвата производились в режимах, когда  $\gamma$ -лучи радиационного захвата  $U-238$  и  $Ag$ , мгновенные  $\gamma$ -лучи деления и нейтроны деления регистрировались по суммарному каналу и по каналу схемы двойных совпадений.

Эффективности  $\beta_1$  и  $\beta_0$  в первом режиме близки к 1,0 и практически не зависят от множественности  $\gamma$ -лучей и нейтронов. При переходе ко второму режиму суммарные счета по резонансу уменьшались в (2-4) раза, но эти изменения в пределах  $\pm 3\%$  оставались одинаковыми для ряда рассмотренных резонансов  $U-238$ ,  $Ag$  и  $U-235$ . Это позволяет сделать вывод о постоянстве  $\beta_1$  и  $\beta_0$  в резонансной области энергий нейтронов. Такой же вывод делается в работе <sup>15/</sup> из измерений сечений радиационного захвата на ядрах среднего атомного веса.

На рис. 8 приведены участки экспериментальных кривых, полученных по каналам делений и антисовпадений. По оси ординат отложено число отсчетов на 32 мксек канал временного анализатора, по оси абсцисс - энергия нейтронов. Из спектра, полученного по каналу антисовпадений, вычтена постоянная компонента фона. В этом же спектре наблюдаются резонансы при  $E = 6,7$  эв и  $E = 5,2$  эв, относящиеся к  $U-238$  и  $U-234$ , примеси которых содержатся в образце. Пик при  $E = 10,7$  эв относится к реакторному фону.

Хорошо видно, что фон в канале делений составляет не более (1 - 2)% счета в сильных резонансах.

Для надежного исключения фона в канале схемы антисовпадений измерения проводились с помещенными в нейтронный пучок достаточно толстыми фильтрами из  $Ag$  и  $Co$ . Счет в резонансах при  $E = 5$  эв ( $Ag$ ) и  $E = 132$  эв ( $Co$ ) ввиду полного поглощения фильтрами нейтронов этих энергий, равен фону. Фон в канале схемы антисовпадений достигает 20% счета в сильных резонансах.

### З а к л ю ч е н и е

Из выражения (4) видно, что счет в канале антисовпадений в основном определяется радиационным захватом в том случае, если поправка  $\frac{w}{\beta_1} \Delta N$  мала. Отношение  $w/\beta_1$  в описанном выше режиме равнялось 0,85. Это приводило к тому, что поправка к счету в канале антисовпадений составляла 85% счета делений. Следовательно,

точность определения  $\Delta N_c$  в описанном режиме существенно зависела от отношения сечений радиационного захвата и деления, т.е. от  $\alpha$ . Если  $\alpha < 1$ , то  $\frac{w}{\epsilon_f} \Delta N_c$  составляла большую часть отсчетов в канале антисовпадений и точность определения  $\Delta N_c$  низка. Если  $\alpha > 1$ , то поправка  $\frac{w}{\epsilon_f} \Delta N_c$  мала и точность определения  $\Delta N_c$  выше.

Для того, чтобы в канале антисовпадений счет актов, относящихся к делениям, не был определяющим, необходимо значительно уменьшить величину отношения  $w/\epsilon_f$ . Из рис. 6 видно, что  $\epsilon_f$  можно увеличить до 0,8, что соответствует  $\epsilon_{\gamma}'' = 0,7$  и  $\epsilon_{n}'' = 0,8$ . Тогда из выражения (3)  $w \approx 0,2$  и  $\frac{w}{\epsilon_f} \approx 0,3$ , т.е. поправка уменьшилась в  $\approx 3$  раза. Правда, снижение порога регистрации мгновенных  $\gamma$ -лучей деления (увеличение  $\epsilon_{\gamma}'$ ) приведет не только к возрастанию эффективности регистрации в канале антисовпадений  $\gamma$ -лучей радиационного захвата, но и фона. Интересную возможность представляет использование дополнительной схемы совпадений с более высоким порогом, по которой регистрируются импульсы, относящиеся только к каналу антисовпадений. Другая схема совпадений с низким порогом регистрирует только акты, относящиеся к делительному каналу. Тогда вернемся к выражению (3)

$$w = \epsilon_{\gamma}'' \cdot (1 - \epsilon_{n}''') + \epsilon_{n}'' \cdot (1 - \epsilon_{\gamma}'') \quad (3a)$$

Здесь  $\epsilon_{\gamma}''$  - эффективность регистрации мгновенных  $\gamma$ -лучей деления в канале антисовпадений ( $\epsilon_{\gamma}'' = 0,2$ ),

$\epsilon_{\gamma}'$  - то же в делительном канале ( $\epsilon_{\gamma}' = 0,65$ ),

$\epsilon_{n}''$  - эффективность регистрации мгновенных нейтронов по суммарному каналу ( $\epsilon_{n}'' = 0,75$ ),

$\epsilon_{n}'''$  - эффективность регистрации мгновенных нейтронов деления в канале антисовпадений ( $\epsilon_{n}''' = 0,16$ ).

Отсюда  $w = 0,1$ ,  $\epsilon_f = 0,5$ ,  $\frac{w}{\epsilon_f} = 0,20$

Что касается снижения фона потенциального и резонансного рассеяния нейтронов, то использование вакуумного тракта внутри детектора и помещение между чувствительным объемом детектора и образцом фильтров из смеси парафина и соединений бора или лития может уменьшить этот фон в  $\approx 10$  раз в области энергии нейтронов (5 - 10) кэв. Применение фильтров рассеянных нейтронов мало скажется на эффективности регистрации деления и захвата, так как поглощение высокоэнергетических  $\gamma$ -лучей веществом с малым  $z$  будет невелико, а средняя энергия мгновенных нейтронов деления  $\approx 2$  Мэв и сечение поглощения их ядрами бора или лития пренебрежимо мало. Описание выше измерения проводилось без фильтра рассеянных нейтронов, чем объясняется довольно высокий фон в канале антисовпадений.

В заключение авторы выражают благодарность Ф.Л.Шапиро и Л.Б.Пикельнеру за ценные советы и обсуждения, Ван Юн-чану и Е.Дерменджиеву, принимавшим участие в работе, Б.Н.Соловьеву и Ю.И.Колгину за помощь при изготовлении и наладке аппаратуры, И.М.Столетовой и Л.А.Филимонычевой за помощь при изготовлении сцинтиллятора.

### Л и т е р а т у р а

1. A.Mishaudon, R.Genin, R.Joly, G.Vendryes. Rapport CEA n1098 (1959).
2. W.W.Havens, Jr. E.Melkonian, L.J.Rainwater, J.L.Rosen. Phys. Rev., 116, 1538 (1959).
3. Л.Боллинггер, Р.Коте, Г.Томас. Труды 2-й Международной конференции по мирному использованию атомной энергии 2, 123, 1958.
4. J.R.E. Transactions 5-7, NN 2-3, (1960).
5. К.Г.Игнатъев, И.В.Кирпичиков, С.И.Сухоручкин. Преприят ИТЭФ № 147, 1983.
6. L.M.Bollinger, R.E.Cote, P.Hubert, J.M.Le Blanc, C.E.Tomas. Bull. Amer. Phys. Soc, ser II, 1, 165 (1956).
7. B.C.Diven, H.C.Martin, R.F.Taschek, J.Terrell Phys. Rev. 101, N3, 1012 (1956).
8. D.A.Hicks, J.Ise, R.V.Pyle. Phys. Rev. 101, N3 1016 (1956).
9. J.C.Hopkins, B.C.Diven. Nuclear Sci and Eng. 12, NW, 169 (1962).
10. F.Reines, C.L.Cowan, Jr. F.V. Harrison, D.S.Carter. Rev. Sci. Instr. 25, N11 (1954).
11. Г.Е.Блохин, Д.И.Блохицев, Ю.А.Блюмкина и др. Атомная энергия, 10, вып.5, 437, 1981.
12. Л.А.Маталин, А.М.Шиманский, С.И.Чубаров и И.В.Штрапих. ПТЭ, № 3,54,1980.
13. Л.Б.Пикельнер, М.И.Пшитула, Ким Хи Сан, Чэн Лин-янь, Э.И.Шарапов. ПТЭ, № 2, 248, 1983.
14. Д.Зелигер, Н.Иляеску, Ким Хи Сан, Д.Лонго, Л.Б.Пикельнер, Э.И.Шарапов. ЖЭТФ, 45; 1295, 1983.
15. Л.Б.Пикельнер, Э.И.Шарапов. Преприят ОИЯИ, Р-1547, 1984.

Рукопись поступила в издательский отдел  
19 мая 1984 г.

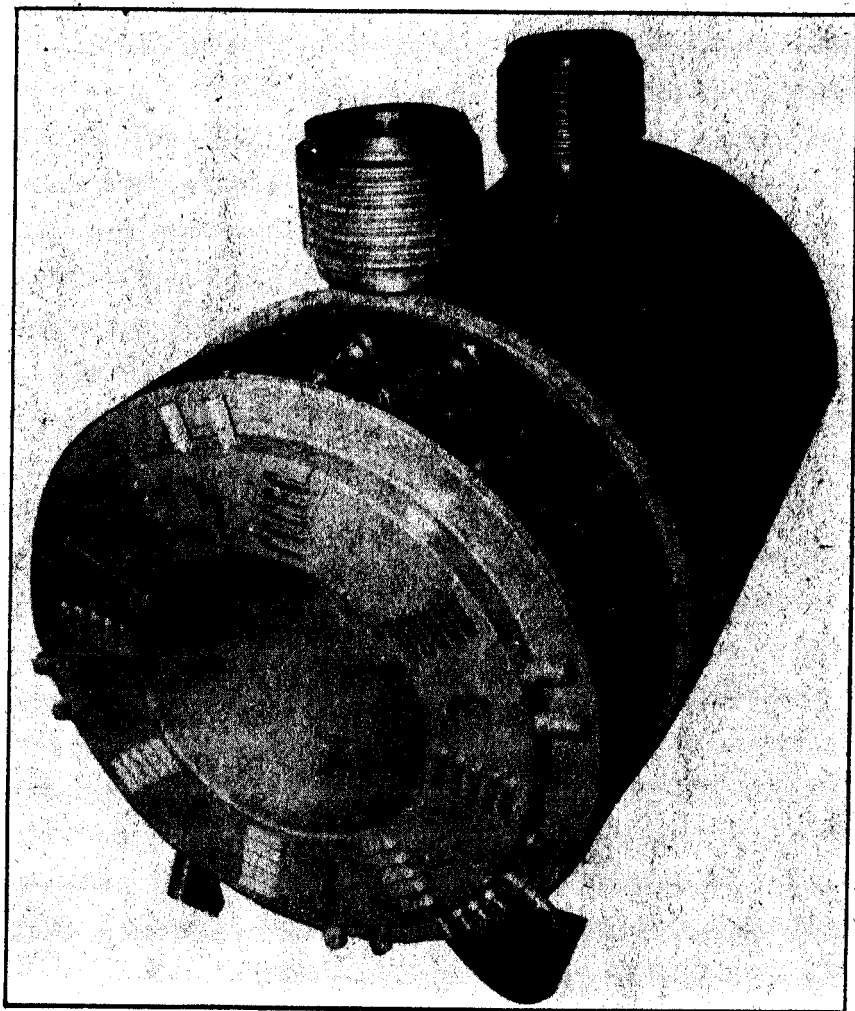


Рис. 1. Общий вид детектора. Светонепроницаемые крышки сняты и видны фотоумножители.

## ДЕТЕКТОР ДЕЛЕНИЙ И РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА

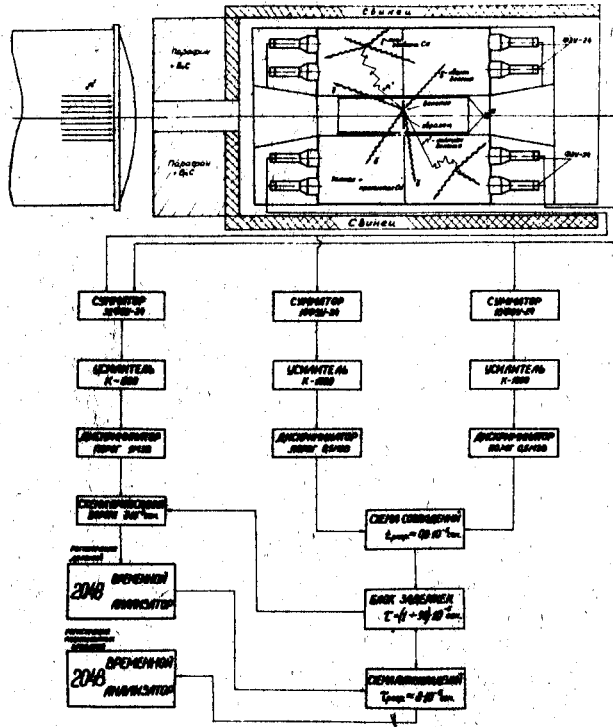


Рис. 2. Продольное сечение детектора и его положение на нейтронном пучке. Блок-схема электронной аппаратуры.

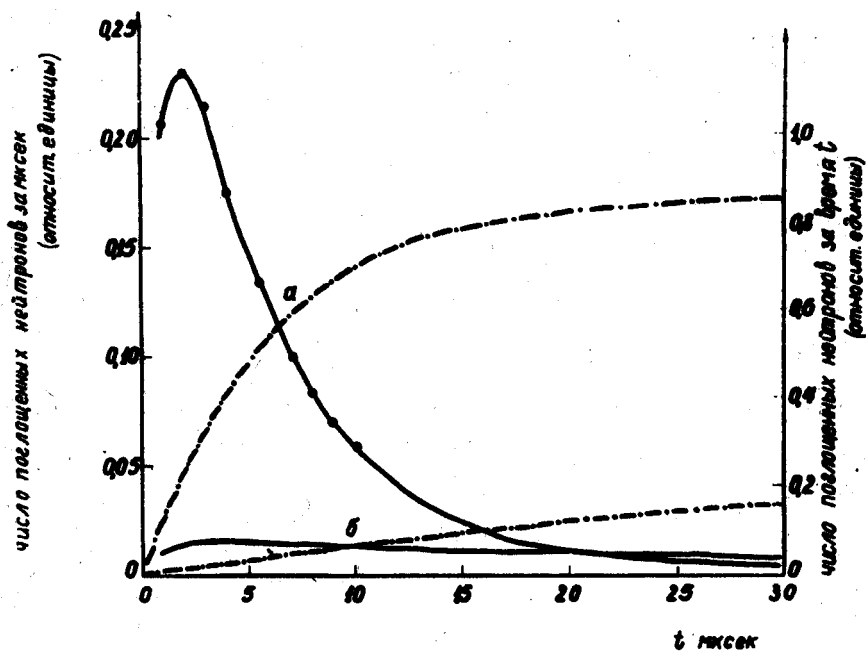


Рис. 3. Зависимость счета нейтронов Po-Be и Pu-240 - источников от времени регистрации, измеренные методом задержанных  $(\gamma, n)$  совпадений. Кривая а для сцинтиллятора с кадмием. Кривая  $\delta$  - без кадмия. На кривую а нанесены точки, рассчитанные по методу Монте-Карло для  $N_{cd}/N_H = 0,004$ .

счит на канал  
(отн. единицы)

Р<sub>0</sub>-В<sub>0</sub>-источник  
(детектор без Cd)

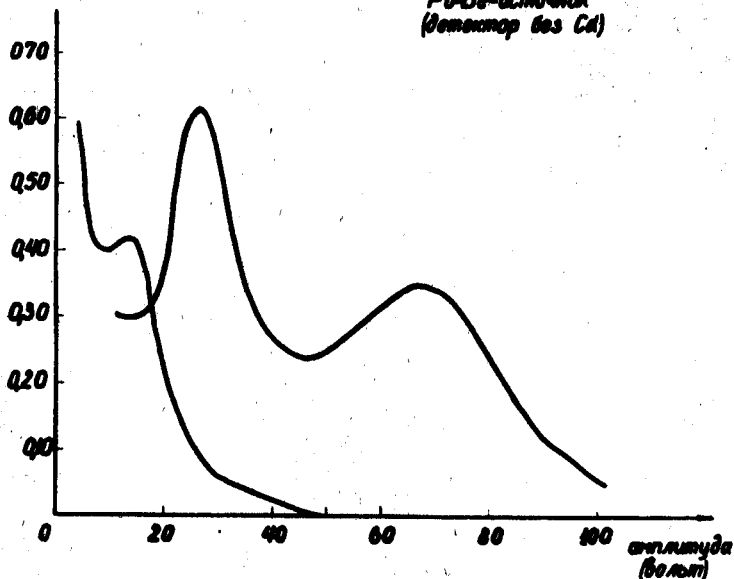


Рис. 4. Спектр Р<sub>0</sub>-В<sub>0</sub>-источника, полученный с детектором без введенного в раствор кадмия.

счит на канал  
(отн. единицы)

Р<sub>0</sub>-В<sub>0</sub>-источник  
(детектор с Cd)

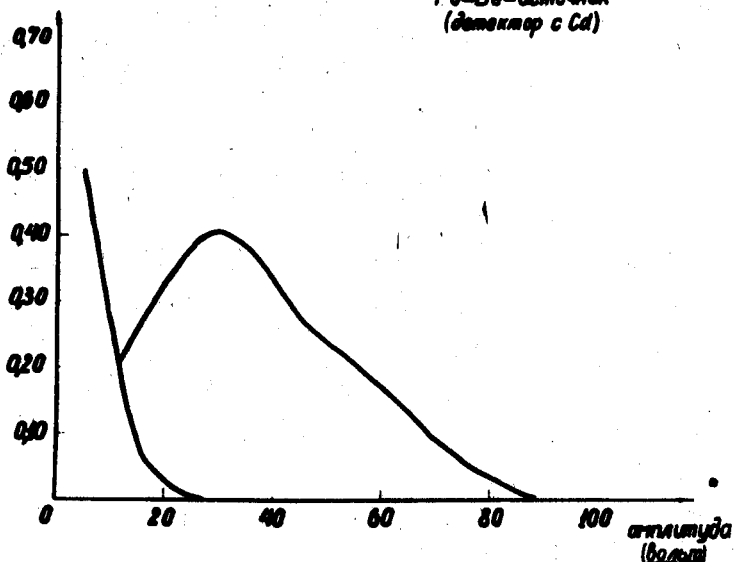


Рис. 5. Спектр Р<sub>0</sub>-В<sub>0</sub>-источника, полученный с детектором с введенным в раствор кадмием.



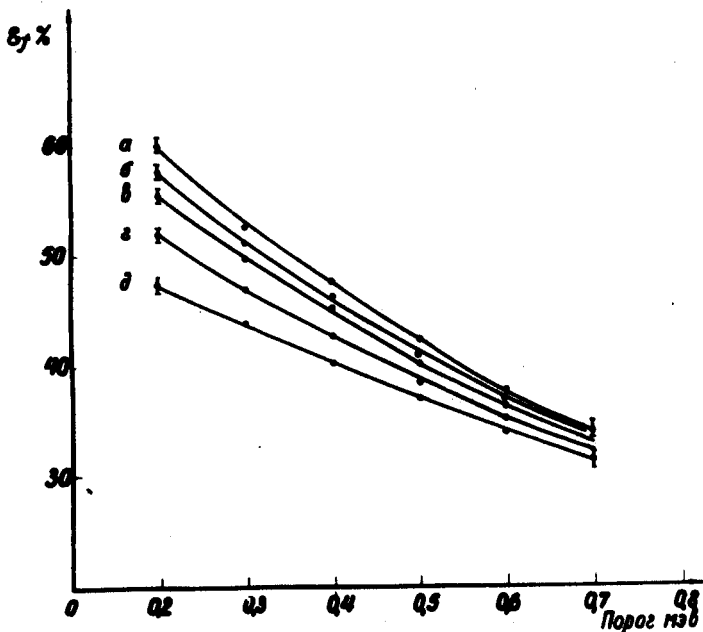


Рис. 6. Зависимость  $\beta$ , % от порогов регистрации мгновенных  $\gamma$ -лучей и мгновенных нейтронов деления. По оси абсцисс отложен порог регистрации мгновенных  $\gamma$ -лучей деления в Мэв. Кривые а, б, в, г, д - для порогов регистрации мгновенных нейтронов 0,8 Мэв; 1,0 Мэв; 1,2 Мэв; 1,4 Мэв; и 1,6 Мэв, соответственно.

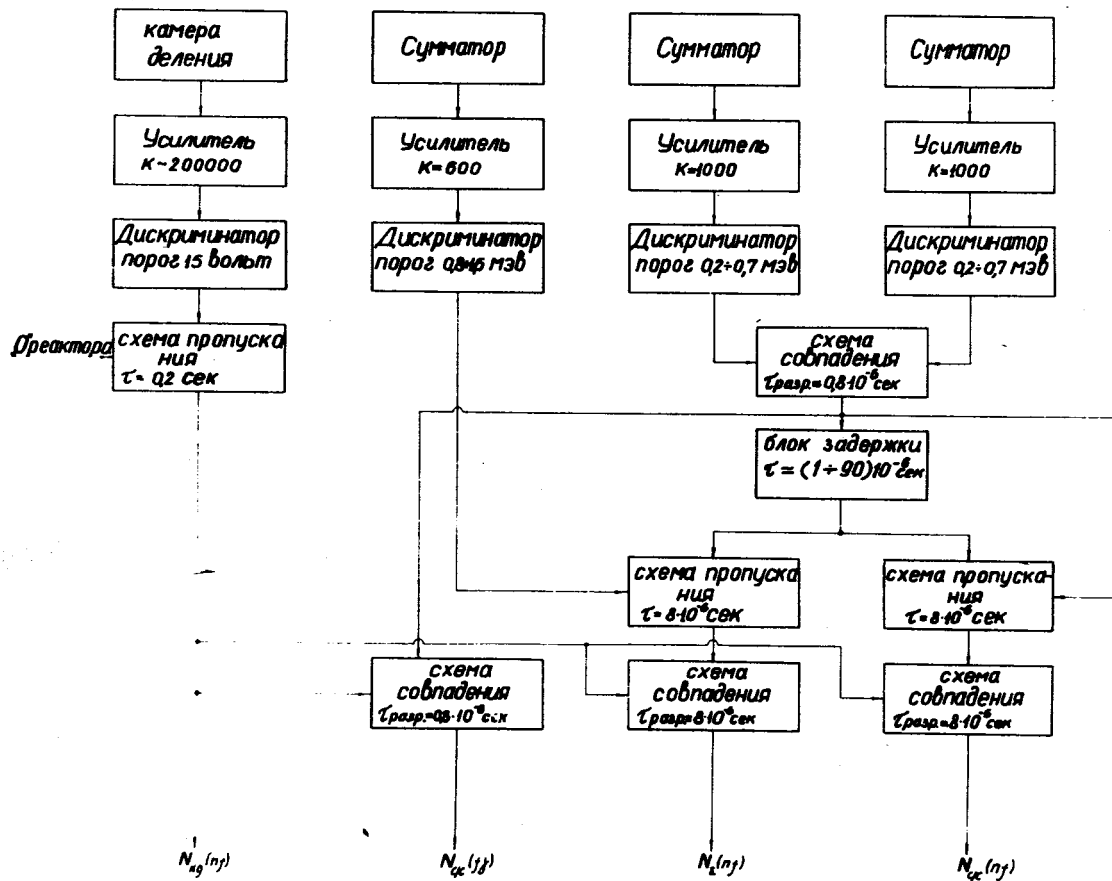


Рис. 7. Блок-схема электронной аппаратуры, используемая для калибровки эффективностей детектора.

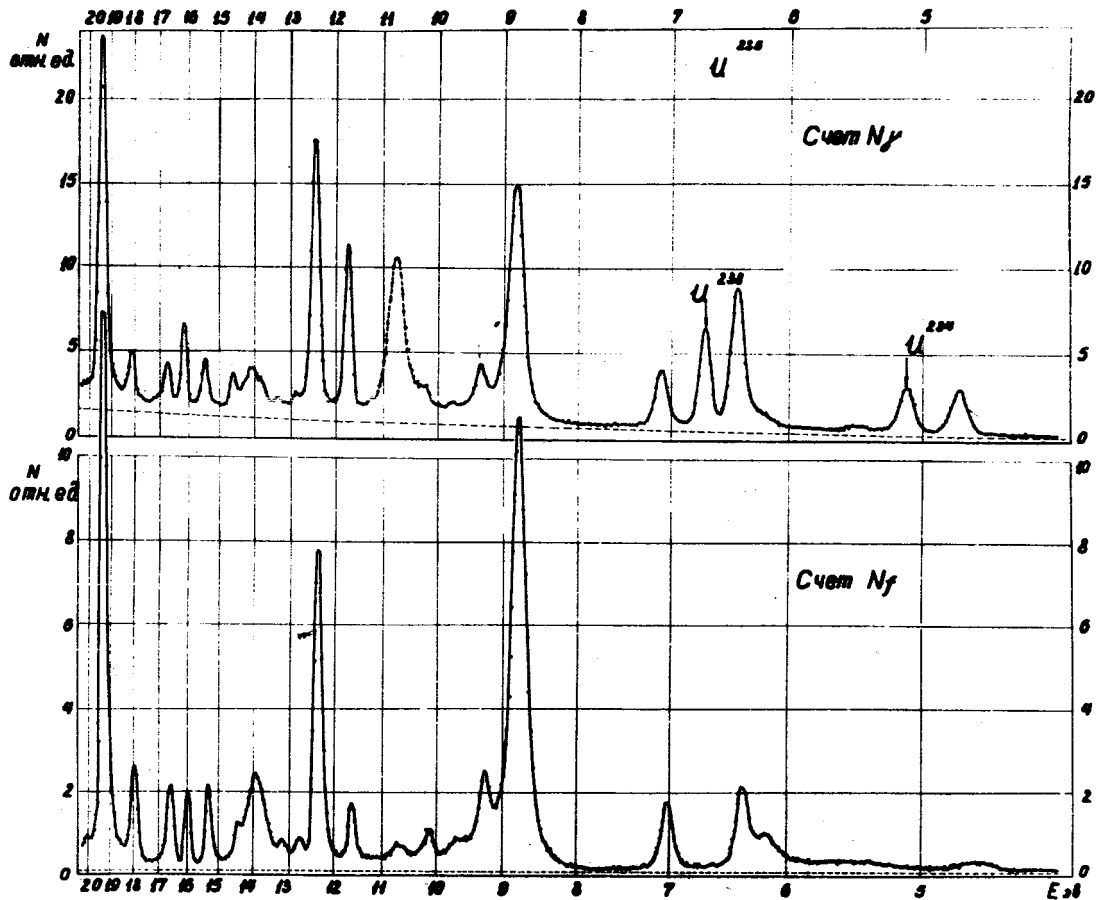


Рис. 8. Участки экспериментальных кривых, полученных по каналу делений и схемы антисовпадений. Резонансы на кривой, полученной по каналу схемы антисовпадений, при  $E=6,7$  эв и  $E=5,2$  эв относятся к U-238 и U-234, содержащимся в образце. Пик при  $E=10,7$  эв относится к фону реактора.