

06.2;12

©1994

## К ВОПРОСУ О ПАРАЛЛЕЛЬНОМ ВКЛЮЧЕНИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ ПРИ СПЕКТРОМЕТРИИ ИОНОВ

*В.К.Еремин, И.Н.Ильяшенко, Н.Б.Строкан*

В ряде задач ядерной спектрометрии возникает необходимость параллельного включения нескольких полупроводниковых детекторов. Таким путем можно реализовать систему большой площади и сложной конфигурации. Еще в ранних работах (см., например, [1]) успешно использовалось параллельное включение более десятка детекторов. Однако разрешающая способность ( $\delta$ ) как детекторов, так и системы была на уровне нескольких процентов. В последнее время для одиночного детектора достигнуты значения  $\delta \cong 0.2\%$  ( $\cong 8$  кэВ для  $\alpha$ -частиц с энергией  $\cong 5$  МэВ [2]). Возникает вопрос, возможно ли выдержать данный уровень разрешения при параллельном включении нескольких детекторов. С этой целью в работе сопоставляются условия формирования сигнала детектора при одиночном включении, либо работе в системе. Будет проанализирована эквивалентная схема и экспериментально определено различие в переносе заряда на примере Si-детекторов поверхностно-барьерного типа.

1. Эквивалентная схема детектора для общего случая (режим неполного обеднения структуры) представлена на рис. 1,а. Постоянная  $R_6 C_6$  равна значению времени максвелловской релаксации для проводимости базы;  $C_{вх}$  и  $C$  — емкости на входе предусилителя и области пространственного заряда (ОПЗ) детектора соответственно;  $r$  — последовательное сопротивление структуры (например, сопротивление растекания тонкого проводящего слоя). Как показано в [3], данная схема адекватно отражает физику переноса неравновесных носителей в детекторе. В общем случае кинетика сигнала описывается суммой двух экспонент. Их постоянные времени определяются дрейфом носителей в ОПЗ и релаксацией базы.

В типичном случае роль базы сводится к увеличению постоянной дрейфа в  $d/w$  раз, где  $w$  — ширина ОПЗ,  $d$  — толщина детектора. Как правило,  $d/w \lesssim 2$ , что позволяет при анализе параллельного включения использовать более простую эквивалентную схему, не содержащую  $R_6 C_6$  (см. рис. 1,б). Последнее соответствует режиму полного

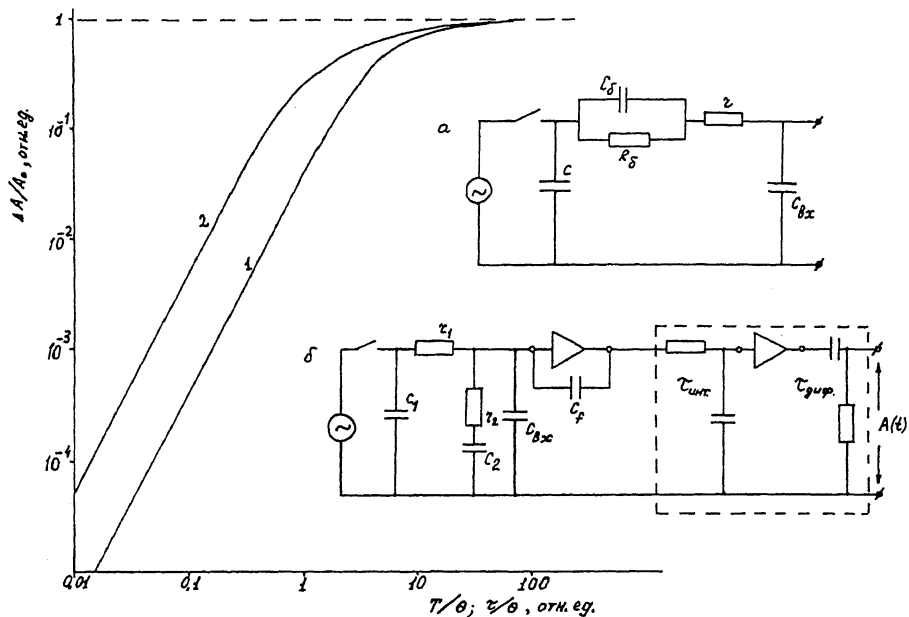


Рис. 1. Расчетные зависимости дефицита амплитуды при прохождении сигнала через фильтр с постоянной времени  $\theta$  (см. фрагмент б).

Фронты нарастания сигнала: 1 — линейный, 2 — экспоненциальный. Фрагменты: а — полная эквивалентная схема детектора; б — анализируемая схема работы системы параллельных детекторов, подключенных к зарядочувствительному предусилителю.

обеднения. Имеется в виду, что частица попала в детектор с параметрами  $C_1$  и  $r_1$ , а  $r_2 C_2$  представляет эквивалентную цепочку параллельно включенных  $n$ -детекторов. Пунктиром выделено стандартное  $RC$  — формирование сигнала в усилителе. Положим также, что ток, возникающий при попадании частицы в ОПЗ, имеет форму  $\delta$ -импульса.

Выражение для напряжения на емкости  $C_{вх}$  получается стандартным операторным методом. Учтем, далее, интегрирующие свойства предусилителей с зарядовой обратной связью. Для них эквивалентная емкость входа  $C_{\text{ЭКВ}}$  определяется в основном динамической емкостью  $\cong 10^4$  пф, что на два порядка больше емкости  $C_{1,2}$ . Тогда, пренебрегая величинами второго порядка малости, т.е.  $(C_i/C_{\text{ЭКВ}})^2$ , получаем для сигнала ( $\tau_i = r_i C_i$ ):

$$V(t) \cong \frac{q(t)}{C_1 + C_2 + C_{\text{ЭКВ}}} =$$

$$= \frac{q}{C_1 + C_2 + C_{\text{эКВ}}} [1 - (1 - B) \exp(-t/\theta_1) - B \exp(-t/\theta_2)], \quad (1)$$

где

$$B = \frac{\beta_2 \tau_2}{(1 + \beta_2) \tau_1 - (1 + \beta_1) \tau_2}, \quad \beta_i = C_i / C_{\text{эКВ}}, \quad \theta_i = \frac{\tau_i}{1 + \beta_i}.$$

Поскольку для одного детектора  $V(t) \sim [1 - \exp(-t/r_1 C_1)]$ , видно, что подключение дополнительных детекторов кинетику сигнала существенным образом не изменяет. Действительно, амплитуда второй компоненты  $B \sim \beta$ , то есть составляет менее 2–3%. Постоянная  $r_1 C_1$  также изменилась на величину  $\beta$ .

Сказанное выше наглядно проявляется в случае  $n$ -идентичных детекторов, когда  $V(t)$  имеет вид:

$$V(t) = \frac{q}{nC + C_{\text{эКВ}}} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \left(1 + \frac{nC}{C_{\text{эКВ}}}\right) \right]. \quad (2)$$

Как видно, подключение дополнительных детекторов нивелируется большой динамической емкостью. В результате не возникает затяжек с перетеканием зарядов между емкостями  $C_1$  и  $C_2$ . Кинетика сигнала системы практически полностью определяется детектором, в который в данный момент попала частица.

Далее, импульс на выходе предусилителя будет иметь амплитуду  $\cong (q/C_f)$  и кинетику согласно формуле (1). Здесь  $C_f$  емкость обратной связи предусилителя. В принципе, различия фронта нарастания сигнала от детектора к детектору могут сказаться на амплитуде  $A(t)$  после формирования  $RC$ -фильтрами усилителя.

Преобразование сигнала фильтром с цепью интегрирования–дифференцирования ( $\tau_{\text{инт}}$ ;  $\tau_{\text{диф}}$ ) для линейно нарастающего сигнала с фронтом  $T$  рассмотрено в монографии [4]. Для используемых на практике равных постоянных  $\tau_{\text{инт}} = \tau_{\text{диф}} = \theta$  зависимость дефицита амплитуды  $(A_0 - A)/A_0 = f(\theta)$  представлена на рис. 1, кривая 1. Можно показать, что практически до  $T/\theta < 3$  функция аппроксимируется квадратичной зависимостью

$$\cong \frac{1}{24} \left(\frac{T}{\theta}\right)^2.$$

В нашем случае возникает необходимость провести расчет для экспоненциально нарастающего сигнала на входе

фильтра  $q(t) = 1 - \exp(-t/\tau)$ . Используя операторный метод, для амплитуды на выходе фильтра получаем:

$$A(t) = \frac{\theta}{\theta - \tau} \exp\left(-\frac{t}{\theta}\right) \left[ \frac{t}{\tau} - \frac{\tau}{\theta - \tau} + \frac{\tau}{\theta - \tau} \exp \frac{t}{\theta} \left(1 - \frac{\theta}{\tau}\right) \right]. \quad (3)$$

В эксперименте регистрируется максимальное значение импульса, определяемое уравнением  $dA/dt = 0$ . Последнее позволяет найти  $t_{\text{макс}}$  и соответствующую ему амплитуду  $A_{\text{макс}}$  при различных параметрах  $\tau/\theta$ . Проведя указанную процедуру, получаем для

$$\frac{A_0 - A_{\text{макс}}}{A_0} = f(\tau/\theta)$$

кривую 2 на рис. 1. Видно, что для равных  $T/\theta$  и  $\tau/\theta$  в широком диапазоне значений аргумента значения дефицита при экспоненциальном фронте больше примерно на порядок.

Для сопоставления расчета с практикой возьмем характерную для задач прецизионной  $\alpha$ -спектрометрии величину  $\tau \cong 10^{-8}$  с. Тогда в системе детекторов при вариации  $\tau$  в пределах  $(1-2)10^{-8}$  с и постоянной формирования  $\theta = 0.5$  мкс (большие загрузки) получаем разброс значений дефицита  $\cong 3.3$  кэВ для линии 5.5 МэВ, то есть вполне заметную величину.

Более существенно проявление  $RC$ -формирования в случае замедленной реакции базы детектора (см. рис. 1,а). Последняя возникает при компенсации проводимости глубокими уровнями. Так, работа детекторов в условиях сильного фона нейтронов вызывает изменение проводимости вплоть до  $n \rightarrow p$  конверсии. Возрастает концентрация ионизирующихся в поле ОПЗ примесей [5] и обеднить структуру детектора полностью не удастся. При глубокой компенсации кремний имеет  $\rho \cong 2.5 \cdot 10^5$  Ом·см, то есть  $R_6 C_6 \cong 2.5 \cdot 10^{-7}$  с. Это ограничивает быстрдействие схемы. Например, для  $\theta = 10^{-7}$  с дефицит амплитуды составит  $0.5(1 - (w/d))$ .

2. Выше облучаемый детектор полагался генератором тока,  $\delta$ -импульс которого имел заряд  $q$ . Рассмотрим теперь, насколько отличаются детекторы в отношении переноса заряда в ОПЗ. Очевидно, что на процесс переноса не может влиять подключение других детекторов.<sup>1</sup> Однако в детекторах может различно протекать рекомбинация неравновесного заряда, а также отличаться величина "входного окна".

<sup>1</sup> Действительно, в режиме обратного смещения  $p^+ - n - p^+$  структура блокируется поступление каких-либо носителей тока из внешней цепи.

В работе поставлен эксперимент по спектрометрии  $\alpha$ -частиц  $\text{Th}^{228}$ . Фиксировалась амплитуда сигналов для линий  $E_\alpha = 8.78$  и  $6.28$  МэВ как функция напряжения смещения  $U$ . При этом детектор марки ДКПс площадью  $1 \text{ см}^2$  включался в цепь одиночно либо параллельно ему подключался детектор той же партии.

Зависимость амплитуды сигнала  $A(U)$  можно описать формулой

$$A(U) \sim \frac{q}{C_f} \left( 1 - \frac{C_{\text{вх}} + C(U)}{C_{\text{дин}}} \right) \left[ 1 - \frac{\Delta E_d}{E_\alpha} - \frac{k}{\sqrt{U}} \frac{1}{\tau_{\text{эфф}}} \right]. \quad (4)$$

Здесь  $C_{\text{дин}}$  — динамическая емкость предусилителя,  $\Delta E_d$  — потери энергии в мертвом слое детектора,  $\tau_{\text{эфф}}$  — эффективное время жизни носителей в состоянии плазмы трека (учитывается объемная и поверхностная рекомбинация),  $k$  — коэффициент, определяющий время плазмы.

Поскольку  $C \sim U^{-1/2}$ , оба сомножителя имеют одинаковую функциональную зависимость  $(a - b/\sqrt{U})$ . Однако механизмы этой зависимости сугубо различны. Рост амплитуды с уменьшением емкости детектора является радиотехническим эффектом. Он ослабляется в зарядочувствительном предусилителе за счет большого значения  $C_{\text{дин}} \sim 10^4$  пф. Однако вклад его сопоставим с физическим аспектом, — ростом  $A(U)$ , — вследствие более полного собирания заряда с возрастанием электрического поля (см. напр. [6]).

Разделить вклады указанных механизмов удобно с помощью эталонных импульсов заряда, поступающих на вход предусилителя от генератора стабильной амплитуды. Очевидно, что  $A_r(U)$  будет определяться ходом коэффициента преобразования электроники (первым сомножителем). Отношение амплитуд сигналов детектора и генератора  $A/A_r(U)$  будет передавать изменения в процессе переноса заряда непосредственно в ОПЗ детектора.

На рис. 2 приведены результаты построения  $A_r$  и отношения  $A_\alpha/A_r$  в зависимости от  $U^{-1/2}$ . Видно, что ход  $A_r(U^{-1/2})$  (правая ордината рис. 2) с высокой точностью описывается прямой линией. Это оправдывает использование  $A_r$  в качестве нормирующего множителя. Далее, измерив емкость детектора от  $U$  и воспользовавшись формулой (4), было получено значение  $C_{\text{дин}} \cong 2 \cdot 10^4$  пф, что соответствует паспорту предусилителя.

Прямые 2 и 3 передают характер снижения рекомбинационных потерь заряда с ростом  $U$  при спектрометрии  $\alpha$ -линий 8.78 и 6.28 МэВ соответственно. Четко прослеживается, что подключение второго “пассивного” детектора

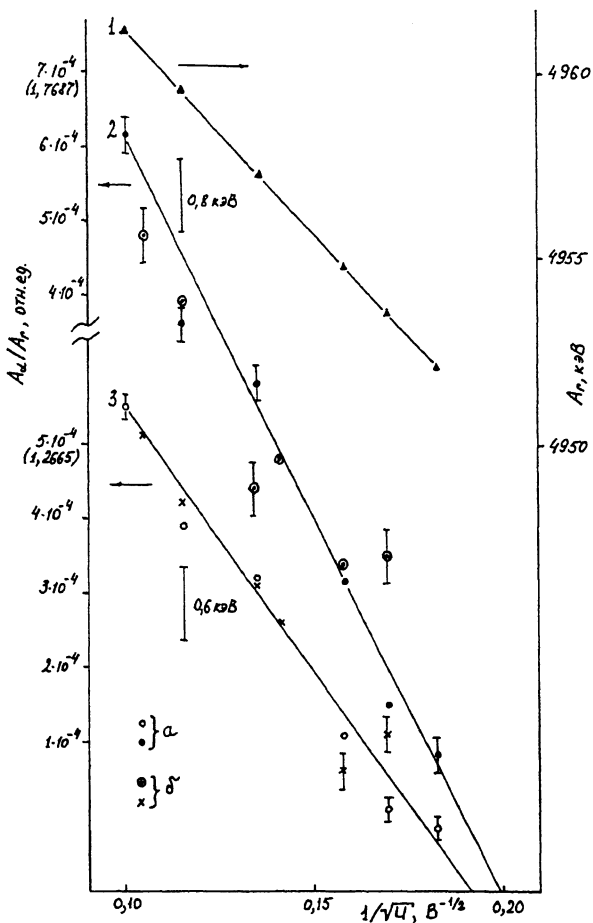


Рис. 2. Амплитуда сигнала поверхностно-барьерного детектора как функция напряжения смещения.

1 — положение пика генератора  $A_\gamma$  (правая ордината), 2,3 — относительные значения сигналов  $A_\alpha/A_\gamma$  при облучении  $\alpha$ -частицами  $E_\alpha = 8.78$  и  $6.28$  МэВ. а — детектор № 27, б — параллельно к № 27 подключен детектор № 22.

(группа точек б) не сказывается на ходе  $A_\alpha/A_\gamma(U)$  с точностью не хуже  $10^{-2}\%$ .

Как следствие, амплитудный спектр при одновременном облучении обоих детекторов является простой суммой индивидуальных спектров. Было обнаружено, что значения  $A_{\text{макс}}$  для детекторов разнятся на 3 кэВ. Эта величина проявляется при суммировании, усугубляя размытие линий. Однако, в нашем случае было реализовано (за вычетом шума) разрешение 25 кэВ (0.28%) на линии 8.78 МэВ при пло-

щади  $2 \text{ см}^2$ . Различие в  $A_{\text{макс}}$  может быть объяснено двумя причинами (см. (4)). Большая часть обусловлена индивидуальными различиями рекомбинации в детекторах, а меньшая — разницей в ширине мертвого слоя. Последняя была получена экстраполяцией  $A_{\alpha}(U)$  на бесконечное поле и для нашего случая составила  $50 \text{ \AA}$  (в кремниевом эквиваленте).

В итоге можно сделать следующие выводы:

1. Система параллельно включенных детекторов с высокой степенью точности работает как один детектор, в который в данный момент попала частица. Вклад радиотехнических характеристик “пассивных” детекторов проявляется в возникновении дополнительной экспоненциальной компоненты, амплитуда которой в эксперименте не превосходит нескольких процентов.

2. Основным источником уширения спектральной линии системы являются различия в собранном заряде входящих в нее детекторов. В нашем эксперименте, при использовании детекторов из одной партии разность амплитуд заряда составило  $3 \text{ кэВ}$ .

3. Экспоненциальное нарастание сигнала по сравнению с линейным на порядок увеличивает “радиотехнический” дефицит амплитуды при формировании  $RC$ -фильтрами.

#### Список литературы

- [1] Grinberg J.S. // IRS Trans. 1962. NS-9. N 3. P. 149.
- [2] Вербицкая Е.М., Еремин В.К., Маляренко А.М., Строкан Н.Б., Суханов В.Л. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. В. 20. С. 1254-1258.
- [3] Еремин В.К., Даненгуриш С.Г., Строкан Н.Б., Тиснек Н.И. // ФТП. 1974. Т. 8. В. 3. С. 556-561.
- [4] Gillespie A.B. // Signal, noise and resolution in nuclear counter amplifiers. London Pergamon Press, 1953. P. 155.
- [5] Wunstorf R., Bencert M., Claussen N., Croitorn N., Fretwurst E., Lindstrom G., Schulz T. // Nucl. Instr. Meth., Phys. Res. 1992. V. A315. P. 149-155.
- [6] Verbitshaya E., Eremin V., Strokana N., Kemeer J., Schmidt B., von Borani I. // Nucl. Instr. Meth. 1993. В печати.

Физико-технический институт  
им. А.Ф.Иоффе  
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию  
24 декабря 1993 г.