

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМИ ДЕТЕКТОРАМИ



*Д.В. Кутный, И.М. Прохорец, А.В. Рыбка, Д.В. Наконечный,
С.И. Прохорец, А.А. Захарченко, К.В. Кутный*

*Институт физики твердого тела, материаловедения и технологий
Национального научного центра «Харьковский физико-технический
институт»,*

*г. Харьков, Украина; E-mail: kutny@kfti.kharkov.ua,
факс: (057) 335-17-39, тел.: (057) 335-66-37*

Источники излучений испускают α -частицы, позитроны, электроны, электромагнитное излучение (гамма-кванты, рентгеновское излучение), нейтроны, фрагменты деления ядер и т.д.. Каждый вид излучения характеризуется многими параметрами, прежде всего, спектром испускаемых энергий. В основе детектирования всех видов излучения лежат процессы, протекающие при прохождении излучения через вещество. В работе рассмотрены особенности использования полупроводниковых детекторов для спектрометрии гамма-излучений. Методами математического моделирования оценено энергетическое разделение CdZnTe-детекторов толщиной 1 и 10 мм. Обоснован выбор параметров спектрометрического тракта при проведении экспериментов с CdZnTe(CdTe)-детекторов.

ВСТУПЛЕНИЕ

Полупроводниковые детекторы основаны на свойствах полупроводниковых материалов – простых и сложных, таких как германий, кремний, арсенид галлия, теллурид кадмия и др. Первые прототипы полупроводниковых детекторов появились в шестидесятых годах и вскоре нашли применение для регистрации заряженных частиц и гамма-спектрокопии. Последнее десятилетие XX и начало XXI века характерны появлением новых материалов для детекторов и появлением нового поколения детекторов для экспериментов в физике высоких энергий – микростриповые детекторы, дрейфовые детекторы.

Принцип работы полупроводниковых детекторов почти аналогичен газовым ионизационным приборам. Их преимущество перед последними состоит в том, что при прохождении заряженной частицы через полупроводник на создание пары электрон-дырка (аналог в газовом детекторе электрон-ион) требуется почти на порядок меньше энергии. Кроме того, из-за высокой плотности они обеспечивают большую по сравнению с газовыми счетчиками торозную способность. Эти две особенности приводят к тому, что энергетическое разрешение полупроводниковых детекторов лучше газовых. Полупроводниковые детекторы как твердотельные приборы могут иметь небольшие размеры и поэтому обладают очень быстрым временным откликом. Однако перед полупроводниковой техникой до сих пор стоит нерешенная полностью проблема поиска материалов, которые обеспечивают работу детекторов при комнатной температуре.

Кроме общих свойств, рассмотренных ранее, полупроводниковые детекторы обладают рядом осо-

бенностей, влияющих на их электрические характеристики. Это прежде всего ширина запрещенной зоны E_g , которая связана с энергией \mathcal{E} , необходимой для образования пары электрон-дырка, соотношением, полученным Клейном:

$$\mathcal{E} = 2,67E_g + 0,87. \quad (1)$$

Кроме того, полупроводник характерен тем, что пары электрон-дырка постоянно генерируются из-за теплового движения, а определенное число электронов и дырок рекомбинирует. В результате этих процессов устанавливается равновесное состояние электронов и дырок. Если n_i – концентрация электронов (дырок) и T – температура, то [1,2]

$$n_i = \sqrt{N_c N_v} \exp(-E_g/2kT) = AT^{3/2} \exp(-E_g/2kT), \quad (2)$$

где N_c – количество состояний в зоне проводимости, N_v – количество состояний в валентной зоне, E_g – ширина запрещенной зоны при $T=0$ К и k – постоянная Больцмана.

Типичные значения n_i порядка $2,5 \cdot 10^{13}$ см⁻³ для Ge и $1,5 \cdot 10^{10}$ см⁻³ для Si при температуре 300 К. Принимая во внимание, что в этих материалах 10^{22} атом/см можно утверждать, что в результате тепловых движений ионизировано только 1 из 10^9 атомов в германии и 1 из 10^{12} в кремнии. Хотя эта концентрация n_i кажется очень маленькой, но она все же достаточно большая по сравнению с зарядами, оставляемыми заряженными частицами при прохождении через детектор.

Под влиянием внешнего электрического поля электроны и дырки двигаются к внешним электродам полупроводникового детектора со скоростями [1,2]:

$$v_e = \mu_e E, \quad v_h = \mu_h E, \quad (3)$$

где E – напряженность электрического поля в объеме полупроводника; μ_e и μ_h – подвижность электронов и дырок в материале соответственно, а $E = V/d$, где V – приложенное напряжение к электродам планарного детектора толщиной d . Для данного материала подвижность является функцией напряженности поля E и температуры T . Для кремния, например, при нормальной температуре μ_e и μ_h являются постоянными для $E < 10^3$ В/см, поэтому зависимость скорости $v_e(v_h)$ от E носит линейный характер. Для E в пределах $10^3 \dots 10^4$ В/см μ изменяется как $E^{-1/2}$, а выше – как $1/E$. При дальнейшем повышении E скорость достигает постоянного значения 10^7 см/с. Физически это означает, что приращение кинетической энергии электронов и дырок в электрическом поле расходуется на взаимодействия (соударения) с атомами решетки.

При температуре в диапазоне 100 и 400 К подвижность так же зависит, как T^{-m} , где m зависит от материала полупроводника и носителя заряда. Для кремния $m=2,5$ для электронов и $m=2,7$ для дырок, для германия $m=1,66$ для электронов и $m=2,33$ для дырок.

Подвижность, в свою очередь, определяет ток через проводник, а, как будет видно из дальнейшего, именно ток будет определять одну из составляющих шума при регистрации сигнала с детектора. Если плотность тока $j = \rho \cdot v$, где ρ – плотность, а v – скорость зарядов, то в чистом полупроводнике

$$j = en_i(\mu_e + \mu_h)E. \quad (4)$$

Так как $j = \sigma E$, где σ – проводимость – величина, обратная удельному сопротивлению, то

$$\sigma = en_i(\mu_e + \mu_h). \quad (5)$$

Движение носителей зарядов (электронов и дырок) сопровождается их рекомбинацией и захватом. Электрон может рекомбинировать с дыркой; этот процесс является процессом, обратным появлению пары электрон-дырка. Он получил название прямой рекомбинации. Кроме того, рекомбинация носителей может происходить на так называемых центрах рекомбинации, возникающих из-за наличия примесей в кристаллах. На примесях также происходит захват носителей с последующим их отпуском через некоторое время (trapping). Таким образом, примеси в материале полупроводника являются главным источником рекомбинации и захвата зарядов, возникших после прохождения заряженной частицы через детектор. В таком же направлении действуют структурные дефекты решетки и т.д.

Оказалось, что введением регулируемого количества примесей и их химического состава можно управлять некоторыми характеристиками полупроводника. Такой процесс управления получил название легирования. Легированный полупроводник, в котором носителями зарядов в основном являются электроны, – это полупроводник n -типа, а когда основными носителями выступают дырки – это полупроводник p -типа. Независимо от легирующей

примеси, концентрация электронов n и дырок p подчиняется закону [1,2]:

$$np = n_i^2 = AT^3 \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right), \quad (6)$$

где n_i – концентрация в чистом (intrinsic) полупроводнике. Так как полупроводник остается нейтральным, плотности отрицательных и положительных носителей зарядов должны быть равны,

$$N_D + p = N_A + n, \quad (7)$$

где N_D и N_A – концентрация доноров и акцепторов в материале n -типа, в котором $N_A = 0$ и $n \gg p$, имеем: $n = N_D$, т.е. концентрация электронов почти равна концентрации легирующей примеси. Из приведенных ранее соотношений для n -типа полупроводника имеем

$$\frac{1}{\rho} = \sigma = eN_D\mu_e. \quad (8)$$

Кроме этого, из рассмотренных соотношений видно, какими путями можно обеспечить регистрацию небольших зарядов, производимых в полупроводнике в результате ионизации, на фоне большой концентрации носителей зарядов. К ним относятся: использование материалов с большой запрещенной зоной, уменьшение температуры детектора путем внешнего охлаждения, использование структуры с обедненной носителями зарядов области – структуры с p - n -переходом и т.д.

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЙ ДЕТЕКТОР КАК ИСТОЧНИК СИГНАЛОВ

Прежде всего для практических целей, связанных с исследованием характеристик и эксплуатацией детекторов, можно считать, что сигнал с полупроводникового детектора пропорционален поглощенной в нем энергии. Поэтому

$$\varphi = Ee/\varepsilon, \quad (9)$$

где φ – заряд, образованный в детекторе (Кулон); E – поглощенная энергия (электрон-вольт); e – заряд электрона ($1,6 \cdot 10^{-19}$ Кулон); ε – средняя энергия, необходимая для образования пары электрон-дырка (электрон-вольт).

Величина ε зависит от деталей механизма взаимодействия в материале детектора. Не вся энергия, теряемая в полупроводнике, расходуется на ионизацию, которую мы регистрируем. Часть энергии расходуется (теряется) на вибрацию кристаллической решетки, которую мы не регистрируем. Поэтому ε зависит только от материала (от ширины запрещенной зоны полупроводника) и очень слабо зависит от температуры. Так, для кремния $\varepsilon = 3,61$ эВ при 25 К и 3,61 при 77 К, для германия $\varepsilon = 2,96$ эВ при 77 К, для сложных полупроводников (т.е. CdTe и CdZnTe) $\varepsilon \approx 5$ эВ. Для спектроскопии гамма-квантов с энергией 662 кэВ (основная линия цезия) с использованием CdTe

$$\varphi = \frac{662 \cdot 10^3}{5} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \approx 2 \cdot 10^{-14} \text{ К} \quad (10)$$

или $\approx 1,3 \cdot 10^5$ электронов. Детекторы из германия и кремния могут обеспечивать, как следует из этой простой формулы, большой сигнал (но не эффективность регистрации!). Количество пар электрон-дырка

$$N = \frac{E}{\varepsilon}, \quad (11)$$

а среднеквадратичное отклонение произведенных носителей зарядов из статистики Пуассона

$$\sigma = \sqrt{N} = \sqrt{\frac{E}{\varepsilon}} \quad (12)$$

или в единицах энергии

$$E_{rms} = \varepsilon \sqrt{N} = \sqrt{E\varepsilon}. \quad (13)$$

Полная ширина на полувысоте в разрешении по энергии (FWHM) можно выразить как

$$E_{FWHM} = \Delta E = 2,35\sqrt{E \cdot \varepsilon}. \quad (14)$$

Оказалось, что предположение о независимости актов ионизационных потерь не совсем соответствует действительности, поэтому на практике для оценки предельного разрешения, обусловленного статистикой процесса, используется формула:

$$E_{FWHM} = \Delta E = 2,35\sqrt{F \cdot E \cdot \varepsilon}. \quad (15)$$

В этой формуле F – фактор Фано. Он всегда меньше единицы и равен для наиболее исследованных материалов кремния и германия приблизительно 0,12. Для материалов таких, как CdTe или CdZnTe точное значение коэффициента трудно определить из-за влияния процессов рекомбинации и захвата носителей зарядов.

Таким образом, из рассмотренного видно, что полупроводниковый детектор обеспечивает сигналы, характеризуемые, прежде всего, малыми зарядами, поэтому для работы с такими устройствами необходимо усиление. Требования к усилительным устройствам рассмотрим с использованием модели детектора и усилителя.

ЭЛЕКТРОНИКА ДЛЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ

Полупроводниковые детекторы, за исключением лавинных фотодиодов, не усиливают сигнал, возникающий в результате ионизации. Поэтому информация о таких детекторах обрабатывается электроникой с очень низким уровнем шумов. Чтобы уяснить особенности такой электроники, начнем с электрической модели детектора. Это значит, что мы хотим представить детектор в виде схемы с линейными составляющими (источником тока и напряжения, резисторы, емкости), над которыми можно выполнять простые вычисления.

Как уже указывалось, сигнал с выхода ионизационного детектора можно показать в виде тока, интеграл от которого представляет заряд, возникающий в результате ионизации в детекторе. Поэтому детектор можно изобразить в виде источника тока (рис.1).

На этом же рисунке имеется емкость C_p , которая является суммой емкостей, подсоединенных к электроду детектора.

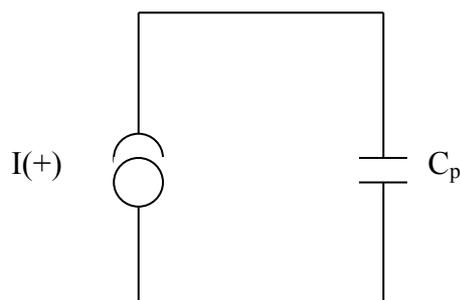


Рис.1. Электрическая модель полупроводникового детектора

Малый сигнал с полупроводникового детектора говорит о том, что его надо усилить, отделить от фона, профильтровать и т.д. перед тем, как он будет превращен (преобразован) в цифровой код и занесен в память компьютера. Поэтому детектор всегда соединяется с предварительным усилителем, который может быть выполнен в четырех основных вариантах:

- усилитель тока (current amplifier). На его вход поступает ток, поэтому входное сопротивление усилителя мало. Выход такого усилителя – также ток; т.е. такой усилитель обладает высокоомным выходом, а его коэффициент усиления является отношением выходного тока к входному;
- усилитель напряжения (voltage amplifier). Вход и выход такого усилителя – напряжение, поэтому коэффициент усиления (отношение выходного к входному напряжению) является безразмерной величиной. Входное сопротивление такого усилителя должно быть высоким, а выходное – низким;
- усилитель напряжения, управляемый током (transimpedance amplifier). Для такого усилителя на вход поступает ток, а на выходе возникает напряжение. Усиление такого усилителя – выходное напряжение, отнесенное к току, т.е. имеет размерность сопротивления;
- усилитель тока, управляемый напряжением (transconductance amplifier). Вход такого усилителя – напряжение, выход – ток, поэтому усиление имеет размерность проводимости.

Так как выходной сигнал с нашего детектора представляет собой импульс тока, то для усиления с него сигналов наиболее подходящим является третий тип усилителя, т.е. усилитель, на выходе которого появляется напряжение, пропорциональное входному току. Такой усилитель может быть построен на основе операционного усилителя с емкостной обратной связью (рис.2)

Токовый импульс с полупроводникового детектора очень быстрый и может быть представлен в виде функции Дирака. Поэтому выход с зарядово-

чувствительного усилителя будет в виде импульса с крутым фронтом. При большом коэффициенте усиления операционного усилителя при отключенной обратной связи амплитуда выходного сигнала с емкостной обратной связью $V_0 = \varphi / C_f$ полностью не зависит от емкости на входе схемы, т.е. емкостей детектора, входного транзистора, линии связи детектор – предварительный усилитель. Для разряда емкости C_f , величина которой выбирается равной от нескольких десятых или даже сотых пикофарады до нескольких пикофарад, часто параллельно ей подключается сопротивление R_f . Тогда спад импульса на выходе зарядочувствительного усилителя $C_f R_f$ может достигать многих десятков микросекунд ($C_f \cdot R_f = 1 \cdot 10^{-12} \cdot 1 \cdot 10^9 = 10^{-3} \text{с} = 1 \text{мс}$, если взять C_f в фарадах, а R_f – в омах). Такое схемное решение приводит к наложению импульсов при большой частоте попадания излучения в детектор. Наложение импульсов препятствует получению оптимального энергетического разрешения, поэтому для избежания наложений используется схема укорочения, получившая название – компенсация нуля (*pole-zero cancellation circuit*). Принцип её работы иллюстрируется на рис.3. В простейшем случае, когда $T_f \gg T$, правильный выбор R_i можно определить из соотношения $R_i = \frac{RT_f}{T}$

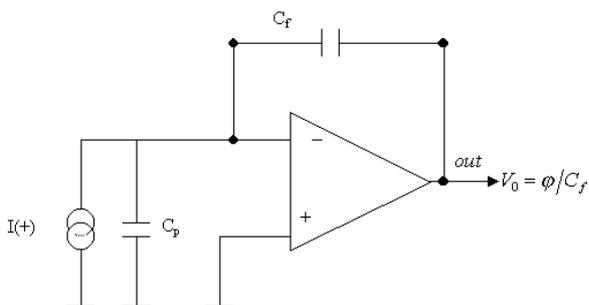


Рис.2. Зарядо-чувствительный усилитель (предварительный усилитель) на основе операционного усилителя

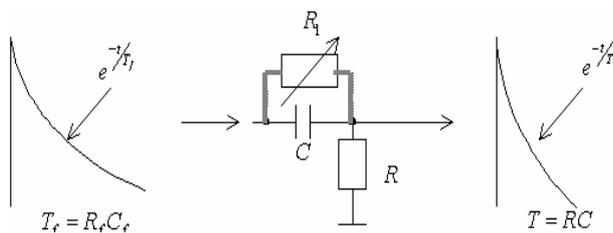


Рис.3. Принцип работы схемы компенсации нуля

Метод разряда емкости C_f через высокоомное сопротивление R_f получил широкое распространение, однако его применение приводит к некоторым ограничениям в спектроскопических системах высокого энергетического разрешения. Это обусловлено тем, что:

- сопротивление R_f является дополнительным шумом и, как доказывается в специальной литературе, только очень большое сопротивление обратной связи обеспечивает минимум шумов;
- сопротивление R_f вносит в схему дополнительную емкость, которая тоже вносит вклад в шумы спектрометрического тракта.

Из-за этих причин в спектроскопии был разработан импульсный метод для разряда емкости обратной связи C_f . Не останавливаясь на технических деталях этого метода, отметим, что его преимущества заключаются в

- отсутствии элементов для компенсации полюса нулем (*pole-zero cancellation method*);
- повышении загрузки (*count rate*) спектрометрического тракта без ухудшения энергетического разрешения;
- включении разрядного тока только в момент разряда, поэтому он не вносит шумов в период формирования импульсов в спектрометрическом тракте.

На рис.4 приведены две основные схемы подключения полупроводникового детектора к зарядо-чувствительному усилителю – схема подключения по постоянному току (*dc*), без переходного конденсатора, и схема подключения с переходным конденсатором, разделяющим цепь смещения детектора и вход усилителя.

На рис.5 показана блок-схема спектрометрической системы, которую можно соорудить из стандартных электронных блоков. Она состоит из предварительного усилителя (ПУ), основного усилителя (У) с дифференцирующей и интегрирующей цепочкой, дискриминатора (интегральный или дифференциальный), линейных ворот с выходом на преобразователь заряд-код или амплитуда-код. Дискриминатор чаще всего с регулируемым порогом (интегральный) или с регулируемым окном (дифференциальный). Дискриминатор, если установленный порог дискриминатора ниже уровня усиленного сигнала, выдает импульс определенной длительности и стандартной амплитуды – уровень NIM или TTL. Быстрый усилитель используется для формирования сигналов, несущих временную информацию об излучении с полупроводникового детектора.

На этой блок-схеме показано также, что предварительный усилитель имеет два входа – вход сигнала с детектора и вход калибровки. В качестве калибровочного импульса используется импульс с генератора точной амплитуды или предварительно проверенного качественного генератора прямоугольных импульсов.

Таким образом, из приведенной схемы спектрометрической установки видно, что её функционирование обеспечивается набором блоков ядерной электроники. Следовательно, каждый из этих блоков имеет свою методику определения параметров. Наиболее общими параметрами как детекторов, так и

приведенных на рис.5 электронных блоков являются амплитудный и временной отклик.

Простейшая спектрометрическая система состоит из минимального набора электронных блоков, в перечень которых входит предварительный и формирующий усилители.

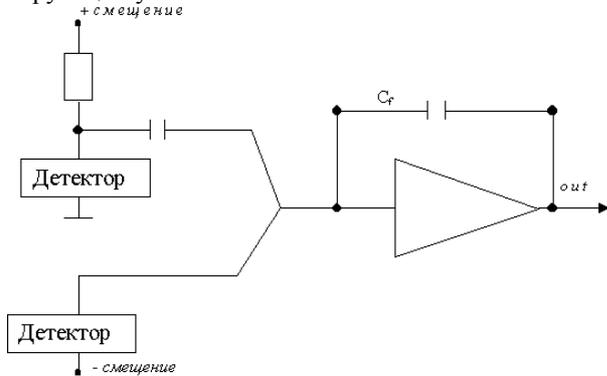


Рис.4. Соединение детектора с предварительным усилителем

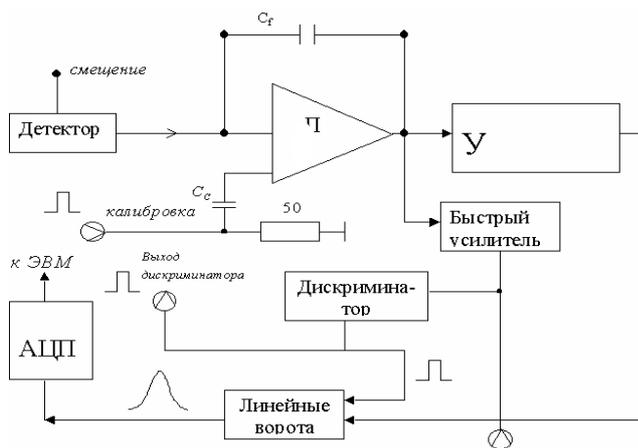


Рис.5. Блок-схема спектрометрической системы

Не затрагивая технические детали, можно записать, что формирующий усилитель может быть выполнен с использованием различных методов формирования выходных импульсов: треугольной формы, формы гауссовского распределения, формы в результате интегрирования-дифференцирования и т.д. Эти методы формирования обеспечивают различный уровень шумов, различное энергетическое разрешение и «мертвое» время. Так «мертвое» время T_d связано с временем формирования следующим образом: $T_d = 3\tau_0$ – треугольный импульс, $T_d = 11\tau_0 - (RC - CR)$ – формирователь, $T_d = 4,1\tau$ – гауссовский импульс и т.д., где $\tau_0 = RC$ [3].

ОПТИМИЗАЦИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ПЛАНАРНОГО ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ДЕТЕКТОРА

Планарные полупроводниковые детекторы широко используются в спектрометрии и дозиметрии различных видов излучений. Шум является одной из наиболее важных характеристик, определяющих качество детектора. Эта характеристика – разрешение детектора. Как было показано ранее, разрешение детектора определяется несколькими составляющими. Предельно возможное разрешение определяется электроникой с подключенным детектором. Его обычно выражают величиной эквивалентного шумового заряда (ENC). Если обозначим средний уровень шумов V_{rms} , тогда

$$ENC = e \frac{V_{rms}}{\epsilon} C_{tot}, \quad (16)$$

где C_{tot} – полная емкость на входе предварительного усилителя; e – заряд электрона. Для определения ENC не в единицах заряда, а в количестве электронов в предыдущей формуле необходимо опустить множитель e . Если FWHM, выраженное в единицах энергии, разделить на энергию, необходимую для образования пары электрон-дырка в материале детектора, то получим:

$$\frac{FWHM}{\epsilon} = 2,35 ENC, \quad (17)$$

т.е. значение ENC , выраженное в электронах, умноженное в предположении гауссовского распределения на коэффициент 2,35.

Из написанных выше выражений можно заключить, что для определения из экспериментальных спектров значения эквивалентного шумового ряда в единицах заряда или в количестве электронов шкала преобразователя заряд-код или амплитуда-код должна быть прокалибрована в единицах энергии – электронвольтах, килоэлектронвольтах и т.д. Для этих целей наиболее грамотно и точно использование нескольких источников с фиксированной энергией фотонного излучения или одного источника с несколькими хорошо известными линиями, например, ^{241}Am [4]. Пример такой калибровки приведен на рис. 6. В этом случае было использовано 6 различных источников рентгеновских лучей (Cu, Rb, Mo, Ag, Ba, Tb) и источник ^{241}Am . Параметры прямой линии, отражающей зависимость номера канала от энергии регистрируемого излучения, находились путем подгонки экспериментальных данных о средних значениях номеров каналов, полученных путем фитирования полученных распределений к гауссовскому.

Если мы предположим, что планарный детектор из широкозонного полупроводника (CdTe, CdZnTe, GaAs) ведет себя как ионизационная камера, то темновой ток [5]:

$$I_d = \frac{VA}{d\rho}, \quad (18)$$

где V – разность потенциалов между внешними электродами детектора, d – толщина, ρ – удельное сопротивление. Темновой ток определяет

величину параллельного шума в системе детектор-зарядово чувствительный предусилитель [5]:

$$ENC_p = \sqrt{\frac{I_d \tau}{q}} \quad (19)$$

где τ – время формирования сигнала в усилительном тракте.

Последовательный шум, q – заряд электрона

$$ENC_s = \frac{1}{q} (C_g + C_d + C_{st}) \sqrt{4kT} \quad (20)$$

где C_d – емкость планарного детектора; C_g – емкость затвора полевого транзистора; C_{st} – емкость входного монтажа; k – постоянная Больцмана; g_m – проводимость полевого транзистора. Если считать, что две приведенные компоненты шума являются статистически независимы, то результирующий электронный шум

$$ENC^2 = ENC_p^2 + ENC_s^2. \quad (21)$$

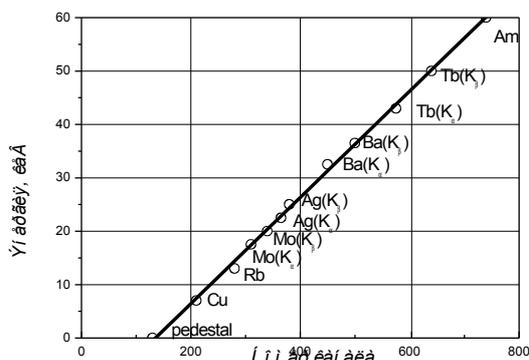


Рис.6. Измерение энергии источников рентгеновского излучения [4]

Таким образом, если в качестве характеристики спектрометра принять величину электронного шума, то в математическом смысле функцией качества (функцией цели) такой системы можно считать получение его минимального значения [6]. Функция качества в рассмотренном примере зависит главным образом от толщины и площади детектора напряженности электрического поля внутри его объема, емкости на входе полевого транзистора и его параметров – емкости затвора и проводимости, времени формирования сигнала и внешних условий – температуры, облучения, влажности. В свою очередь, время формирования τ связано с временем прохождения образованных внутри детектора зарядов – электронов и дырок к внешним электродам, т.е. с подвижностью электронов и дырок, толщиной и напряженностью электрического поля в детекторе. Следовательно, функция цели зависит от следующих управляемых параметров:

- толщины полупроводникового детектора ≤ 10 мм;

- площади полупроводникового кристалла ≤ 100 см²;

- напряженности электрического поля ≤ 2 кВ/см;

- емкости затвора полевого транзистора $\leq 2,5$ пФ;

- проводимости входного транзистора ≥ 4 мкс;

- емкости монтажа ≤ 10 пФ;

- времени формирования сигнала ≤ 20 мкс.

На рис.7 показаны результаты моделирования спектрометра с детекторами на основе CdZnTe толщиной 10 мм и объемом 1 и 10 см³. Расчет проводился для $V = 1$ кВ, $C_q = 2,5$ пФ, $C_s = 10$ пФ и $q_m = 6$ мкс. Перевод шума в электронах в килоэлектронвольты осуществлялся по формуле:

$$FWHM = 2,35 \cdot \xi \cdot ENC, \quad (22)$$

где $\xi = 5$ эВ представляет собой энергию, необходимую для образования пары электрон-дырка в CdZnTe.

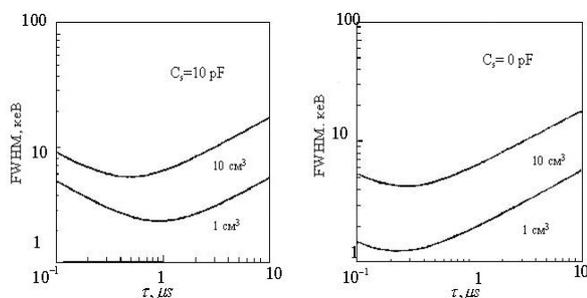


Рис.7. Зависимость шума (FWHM) от времени формирования для спектрометрического тракта с CdZnTe-детекторами объемом 1 и 10 см³

Из рис.7 видно, что шум электроники позволяет с детектором толщиной 1 см и площадью 1 см² достичь разрешения около 7 кэВ (FWHM), что на линии источника ¹³⁷Cs (662кэВ) составляет ~ 1 В реальности. Сегодняшний уровень технологии производства детекторов такое разрешение не позволяет получить, так как существуют дополнительные источники шумов, которые увеличивают FWHM.

На рис. 8 и 9 показана методика определения наилучшего времени формирования спектрометрического тракта с CdZnTe-детектором. В качестве источника использовался ²⁴¹Am.

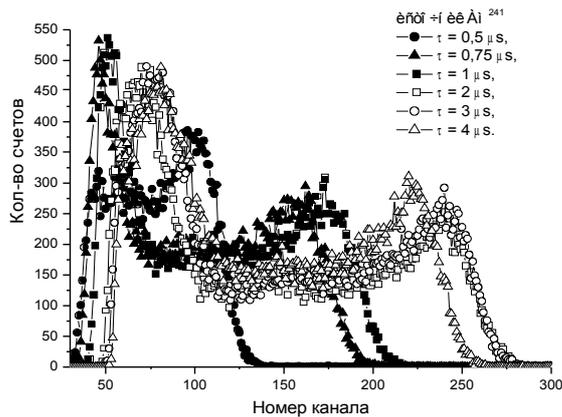


Рис. 8. Экспериментальное определение времени формирования спектрометрического тракта с CdZnTe-детектором толщиной 1 мм и площадью 5 × 5 мм

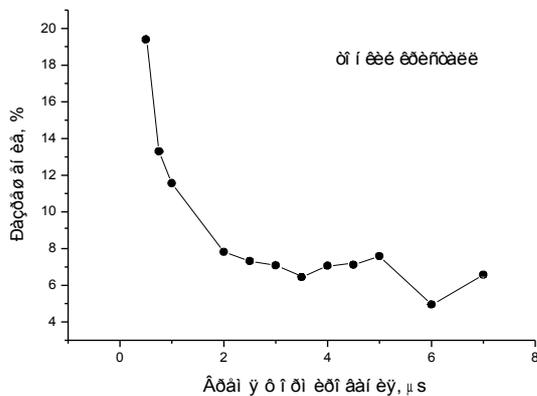


Рис. 9. Экспериментальное определение времени формирования спектрометрического тракта с CdZnTe-детектором толщиной 1 мм и площадью 5 × 5 мм

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрена методика измерения электромагнитного излучения для полупроводниковых детекторов, позволяющая получить оптимальные спектрометрические характеристики детектирующей системы по-

лупроводниковый детектор-усилитель в зависимости от геометрических параметров детектора и тока утечки детектора, а также параметров предварительного и формирующего усилителя. Приведен пример определения в эксперименте рабочей точки CdZnTe-детектор, обеспечивающий наилучшее энергетическое разрешение.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Зи Физика полупроводниковых приборов. М.: "Мир", 1984.
2. A. Peisert. Silicon microstrip detector // DELPHI 92-143 MVX2, 1992, 72 p.
3. D.A. Landis, F.S. Golding. Signal Processing for Semiconductor detectors // IEEE Transactions on Nuclear Science. 1982, v.NS-29, №3, p.1125-1141
4. P. Aspell, R. Boulter, A.Czermak et al. // NIM A315. 1992, p. 425-429.
5. J.C. Jund, J.M. Van Scyok III, R.B. James et al. Large volume room temperature gamma-ray spectrometers from Cd_xZn_{1-x}Te // NIM. 1996. A380. p.256-261.
6. S.I. Prokhorets, I.M. Prokhorets, M.A. Khazmuradov. Formulation of criterion functional and set of constraints in the problems of physical setting designing // Problems of atomic science and technology. Ser. Nuclear physics investigations (44). 2004, №5, p. 108-111.

МЕТОДИКА ВИМІРУ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ НАПІВПРОВІДНИКОВИМИ ДЕТЕКТОРАМИ

Д.В. Кутній, І.М. Прохорець, О.В. Рибка, Д.В. Наконечний, С.І. Прохорець, О.О. Захарченко, К.В. Кутній

Джерела випромінювань випускають α-частки, позитрони, електрони, електромагнітне випромінювання (гамма-кванти, рентгенівське випромінювання), нейтрони, фрагменти розподілу ядер і т.д.. Кожен вид випромінювання характеризується багатьма параметрами, насамперед, спектром енергій, що випускаються. В основі детектування усіх видів випромінювання лежать процеси, що протікають при проходженні випромінювання через речовину. У роботі розглянуто особливості використання напівпровідникових

детекторів для спектрометрії гамма-випромінювань. Методами математичного моделювання оцінений енергетичний поділ CdZnTe-детекторів товщиною 1 і 10 мм. Обґрунтовано вибір параметрів спектрометричного тракту при проведенні експериментів з CdZnTe(CdTe)-детекторів.

TECHNIQUE OF MEASUREMENT OF ELECTROMAGNETIC RADIATION BY SEMI-CONDUCTOR DETECTORS

*D.V. Kutny, I.M. Prokhorets, A.V. Rybka, D.V. Nakonechny, S.I. Prokhorets,
A.A. Zaharchenko, K.V. Kutny*

Sources of radiations let out α -particles, positrons, electron, electromagnetic radiation (gamma-quantum, x-ray radiation), neutrons, fragments of nuclear fission etc. Each form of radiation is characterized by many parameters, first of all, a spectrum emit energy. The basis point of detecting of all forms of radiation are the processes proceeding at passage of radiation through substance. In the work it is considered features of use of semi-conductor detectors for spectrometry gamma-radiations. Methods of mathematical modelling estimate power division CdZnTe of detectors by thickness of 1 and 10 mm. It is proved a choice of parameters of a spectrometer path at carrying out of experiments with CdZnTe (CdTe) detectors.