

Особенности использования широкозонных полуизолирующих материалов в задачах регистрации ядерного излучения

© А.М. Иванов¹, Н.Б. Строкан, А.А. Лебедев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена в Редакцию 27 декабря 2007 г. Принята к печати 9 января 2008 г.)

Работа детекторов в сильных полях радиации или несовершенная технология приводит к возникновению в материалах значительного количества дефектов структуры. Для минимизации накопления объемного заряда (вследствие долговременного захвата носителей на глубокие уровни) рассматривается включение $p^+ - v - n^+$ структуры детектора в нетрадиционном пропускном направлении.

На примере CVD-пленки 4H-SiC, содержащей до $2.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ первично смещенных атомов, прослежены эффективность транспорта носителей и спектр амплитуд сигналов в функции величины прилагаемого напряжения и времени формирования сигнала электроникой. Тестирование осуществлялось α -частицами с энергией 5.4 МэВ в температурном диапазоне 20–140°C. Несмотря на перенос всего 1/4 доли заряда, основная линия спектра имеет высокое для данных условий разрешение по энергии (7%).

PACS: 61.82.Fk, 61.80.-x

1. Введение

В период становления полупроводниковых детекторов основная идея состояла в использовании принципа работы ионизационной камеры. В последней рабочая среда — газ — заменялась твердым телом. Наиболее близкими к газонаполненной камере оказались $p-n$ - и $p-i-n$ -структуры, смещенные в обратном направлении. Область сильного электрического поля служила рабочей областью, а „запорные“ контакты к ней сводили к минимуму поступление носителей заряда из внешней цепи. Такой режим блокирующих контактов был также продиктован требованием малого уровня шума детектора.

В последнее время существенный прогресс наблюдается в совершенствовании структуры широкозонных (более 3.0 эВ) полупроводников — SiC и GaN. В применении к построению детекторов наиболее отработанным технологически является карбид кремния. Следует отметить, что SiC весьма перспективен для детекторов, поскольку обладает редкой совокупностью электрофизических и механических свойств [1]. Уровень содержания примесей позволяет развить значительную (до 100 мкм) рабочую область детектора [2]. Для сравнения укажем, что в детекторах на основе кремния стандартом для протяженности рабочей области является 300 мкм.

Важным положительным фактором использования широкозонных материалов служит величина тока детектора. Токи SiC-структур при повышенных температурах на несколько порядков меньше, чем у кремниевых. Это позволяет при спектрометрии рентгеновских квантов сохранять низкий уровень шума до 100°C [3]. Для α -частиц естественного распада разрешение по энергии 1.35% [4] прослежено до 300°C.

В изложенных положениях неявно предполагалось, что эффективность переноса созданного ионизирующим излучением заряда (CCE) близка к 100%. Однако при

наличии в рабочей области центров захвата и рекомбинации часть дрейфующих носителей не достигает электродов детектора. Если захват происходит на глубокие уровни, то он носит долговременный характер и возможно в ходе экспозиции накопление заряда в рабочей области (области электрического поля). Последнее приводит к искажению первоначальной конфигурации поля и падению как величины сигнала, так и разрешения детектора по энергии [5].

Очевидно, негативный эффект долговременного захвата при прочих равных условиях будет более выражен в широкозонных материалах, где значительная часть уровней дефектов структуры относится к „глубоким“. В частности, эффект неизбежно проявится при определении стойкости детекторов в области больших доз радиации. Так, в [6], где исследовались детекторы на базе карбида кремния с концентрацией первично смещенных атомов (РКА) более 10^{17} см^{-3} , наблюдалось появление „внутренней“ ЭДС. Создаваемое ею поле было направлено противоположно исходно существующему в детекторе благодаря внешнему смещению. Соответственно во времени существенно падала величина сигнала и искажалась форма амплитудного спектра.

2. Постановка задачи

Из сказанного выше следует, что при наличии глубоких уровней необходимо предусмотреть нейтрализацию накапливаемого ими заряда. Для этого следует обеспечить поступление носителей из внешней цепи, т.е. традиционные блокирующие контакты к рабочей области в данном случае не годятся. Поскольку при высоком содержании глубоких уровней, как правило, происходит компенсация проводимости, наиболее приемлемый вариант заключается во включении структуры в пропускном направлении.

¹ E-mail: alexandr.ivanov@mail.ioffe.ru

В работе на примере карбида кремния с введенными радиационными дефектами прослежены детектирующие возможности $p-v-n^+$ -структуры в режиме прямого смещения (U_{for}). Вторым методом снижения накопления заряда является повышение рабочей температуры. Поэтому необходимо сопоставить результаты, получаемые при нагревании до легко доступных на практике температур в области 100°C . В указанных условиях большой интерес представляет возможность спектрометрии излучения. Следовательно, значительное внимание уделяется форме амплитудных спектров сигналов детектора.

3. Используемые образцы и условия измерений

Образцы были изготовлены на основе пленок $4H\text{-SiC}$ n -типа проводимости, выращенных на подложке n^+ -типа методом газотранспортных реакций в Институте IKZ (Берлин). Пленки имели толщину $55\ \mu\text{м}$ и концентрацию нескомпенсированных доноров $2 \cdot 10^{14}\ \text{см}^{-3}$. Имплантацией ионов Al в эпитаксиальный слой создавался p^+ -эмиттер в CNR-IMM (Болонья). Площадь контакта имела размеры, близкие к $1\ \text{мм}^2$. Образцы были предоставлены авторам в рамках совместных исследований по программе коллаборации RD-50 (ЦЕРН).

Радиационные дефекты структуры вводились облучением протонами с энергией $8\ \text{МэВ}$. Облучение проводилось в два этапа и суммарная доза составила $6 \cdot 10^{14}\ \text{см}^{-2}$. Это соответствовало введению в решетку $\text{SiC} \approx 2.5 \cdot 10^{17}\ \text{см}^{-3}$ РКА [7].

Детектирующие свойства структур определились при тестировании α -частицами с энергией $5.4\ \text{МэВ}$. Интенсивность падения частиц на детектор составляла $\sim 30\ \text{с}^{-1}$. Для обработки и анализа спектра сигналов использовалась стандартная спектрометрическая система с числом каналов амплитудного анализатора 4000. Постоянная времени RC-формирования импульса в тракте усилителя варьировалась в диапазоне $0.5\text{--}10\ \mu\text{с}$. Измерения проводились в условиях форвакуума в интервале температур $20\text{--}140^\circ\text{C}$.

4. Результаты измерений

1) Вольт-амперная характеристика (ВАХ) имела начальный линейный участок, переходящий с ростом напряжения к нелинейной зависимости. Значения напряжений условной границы указанных участков имели тенденцию к возрастанию с повышением температуры.

Как отмечалось, наибольший интерес представляют повышенные температуры. Рассматривая токи при 140°C , имеем величины $\sim 1\ \text{нА}$ при $U_{for} = 300\ \text{В}$ (рис. 1, вставка). Это соответствует удельному сопротивлению $6 \cdot 10^{11}\ \text{Ом} \cdot \text{см}$ и концентрации электронов $n = 2 \cdot 10^4\ \text{см}^{-3}$ (для подвижности принято значение $\mu = 500\ \text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$). Выше отмечалось, что исходная концентрация составляла $n = 2 \cdot 10^{14}\ \text{см}^{-3}$, т.е. введение

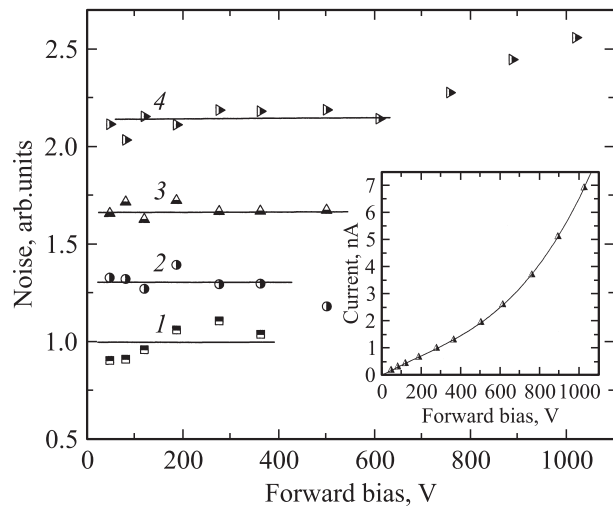


Рис. 1. Зависимость величины шума детектора от напряжения. Величины шума нормированы на среднее значение при комнатной температуре. Рабочая температура $^\circ\text{C}$: 1 — 20, 2 — 70, 3 — 100, 4 — 140. На вставке — вольт-амперная зависимость при температуре 140°C .

радиационных дефектов привело к глубокой компенсации проводимости.

Практически важно, чтобы протекающие токи не приводили к шуму, избыточному сравнительно с используемой электроникой. Уровень шумов контролировался по размытию спектра сигналов генератора стабильной амплитуды. Полоса пропускания усилителя формировалась встроенным RC-фильтром с постоянной времени $3\ \mu\text{с}$. На рис. 1 полученные для различных температур данные представлены в функции величины прикладываемого к образцу напряжения. Характерным является наличие участка с постоянным уровнем шума. Шумы на нем слабо зависят от температуры, возрастая в ~ 2 раза в интервале $T = 20\text{--}140^\circ\text{C}$. Отклонение от такого характера шума, наблюдаемое при 140°C , происходит при напряжениях, относящихся к нелинейному ходу ВАХ.

2) Непосредственно счетные характеристики $p^+ - v - n^+$ -структуры выявили ожидаемую тенденцию в снижении накапливаемого уровня заряда с повышением температуры и ростом тока. На рис. 2 приведен ход во времени сигнала (q), нормированного на вносимый α -частицей заряда (q_0). Результирующая величина $\text{CCE} = q/q_0$ характеризует эффективность переноса заряда в межэлектродном промежутке. При суммарном времени экспозиции $3 \cdot 10^3\ \text{с}$ измерения величины сигнала по основному пику амплитудного спектра проводились выборочно в течение $150\ \text{с}$. Напряжение, приложенное к образцу, составляло $U_{for} = 275\ \text{В}$.

Полярным здесь является поведение детектора при комнатной и температуре 140°C . При $T = 20^\circ\text{C}$ наблюдалось падение сигнала в ходе экспозиции до 3 раз, а также появление в итоге ЭДС поляризации (U_{pol}). С другой стороны, при $T = 140^\circ\text{C}$ нестабильность сигнала во

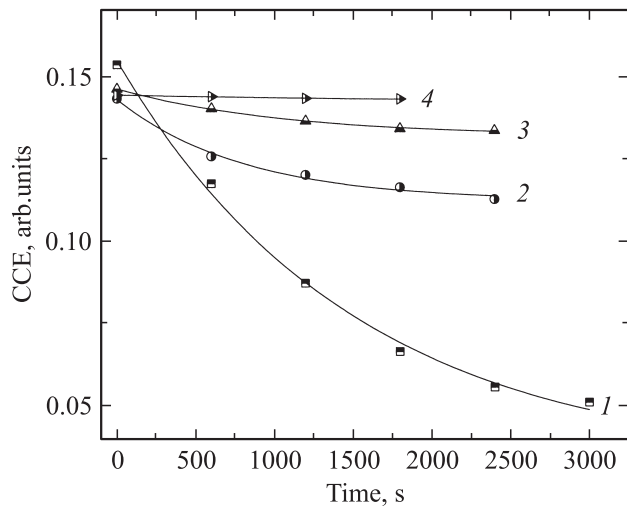


Рис. 2. Изменение эффективности сбора заряда от времени. Напряжение, приложенное к образцу, составляло $U_{for} = 275$ В. Рабочая температура $^{\circ}C$: 1 — 20, 2 — 70, 3 — 100, 4 — 140.

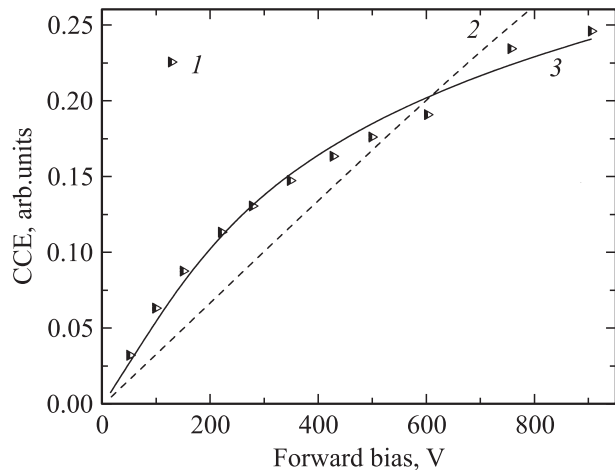


Рис. 3. Зависимость эффективности сбора заряда от напряжения: 1 — экспериментальные данные, 2 — fitting согласно однопараметрической модели по „формуле Хекта“, 3 — fitting согласно двухпараметрической модели.

времени была незначительной и появления U_{pol} замечено не было. Температуры 70 и 100 $^{\circ}C$ дают промежуточные результаты.

Зависимость переносимого заряда от напряжения CCE (U_{for}) была прослежена до 900 В (рис. 3). Несмотря на высокую среднюю по образцу напряженность поля (до $2 \cdot 10^5$ В/см), значение CCE не превысило 0.25. Интерпретировать данные измерений переносом только дырок (проходящих большую часть межэлектродного промежутка) оказалось затруднительным (см. линейную зависимость 2 на рис. 3). Поэтому для обработки данных рис. 3 использовалась модель [8], учитывающая перенос носителей заряда обоих знаков. Полученные величины произведения подвижности и времени жизни носителей

$\mu\tau$ составили $1.5 \cdot 10^{-8}$ и $1.5 \cdot 10^{-9}$ см²/В для электронов и дырок соответственно.

3) В указанных выше условиях (диапазон температур 20–140 $^{\circ}C$, U_{for} до 900 В) регистрировались также амплитудные спектры сигналов. Общим для спектров было наличие пика в области максимальных значений энергии. Особенностью спектров при повышении температуры явилось появление существенно размытой группы „малых“ энергий. Наиболее четко эта группа наблюдалась при $T = 140^{\circ}C$.

На рис. 4 в единицах энергии представлен спектр сигналов, возникающих при падении на детектор α -частиц с энергией 5.4 МэВ. Основная линия располагается при $E = 1327$ кэВ, поскольку перенос заряда неполный и значение CCE = 0.25. В области 500 кэВ находится группа, включающая около 2/3 от общего числа регистрируемых детектором импульсов. Разрешение по энергии основно-

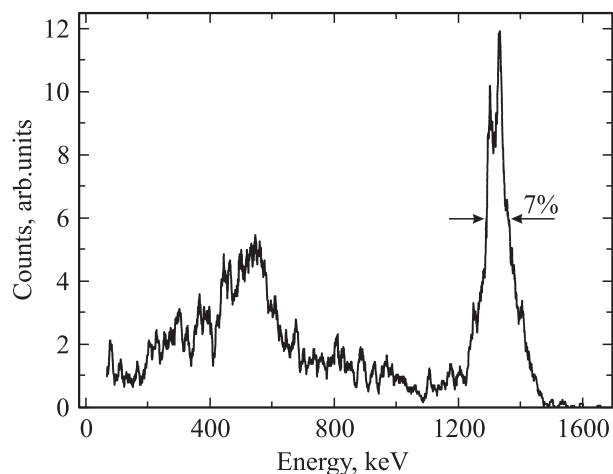


Рис. 4. Вид спектра при наличии группы „малых“ сравнительно с основным пиком энергий. Температура — 140 $^{\circ}C$. Напряжение — $U_{for} = 900$ В. Время формирования — 3 мкс.

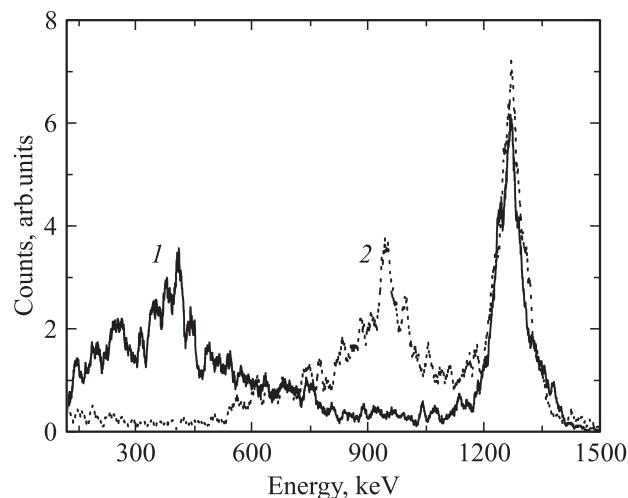


Рис. 5. Влияние постоянной времени формирования на форму спектра. Температура — 140 $^{\circ}C$. Напряжение — $U_{for} = 760$ В. Время формирования, мкс: 1 — 2, 2 — 10.

го пика (определяемое отношением ширины спектра на половине высоты к значению энергии) составляет 7.0%. Это неплохой результат, учитывая существенные потери заряда при его переносе. Дополнительно возникшая в спектре группа имеет весьма размытую структуру.

Наблюдение формы импульсов на выходе предусилителя до формирования полосы пропускания RC -фильтром показало, что вторая группа имеет более медленный фронт нарастания. Поэтому был снят спектр при RC -формировании с постоянной времени, увеличенной до 10.0 мкс. На рис. 5 сопоставлены спектры для двух постоянных времени, отличающихся в 5 раз. Наблюдается перемещение центра группы к значению энергии 900 кэВ и сужение линии в целом за счет уменьшения левого крыла. К сожалению, условия эксперимента не позволили проследить, явится ли итогом слияние с основным пиком.

Необходимо отметить, что включение $p^+ - v - n^+$ -структуры детектора в традиционном обратном направлении (U_{rev}) дало худшие результаты. Установление стационарной величины сигнала во времени было более длительным. Разброс сигналов в спектре увеличивался с ростом напряжения U_{rev} и, начиная с $U_{rev} = 600$ В, выделить в спектре основную линию было затруднительно.

5. Обсуждение результатов

Структуры типа $p^+ - v - n^+$, включаемые в пропускном направлении, детально исследовались с конца 50-х годов применительно к созданию приемников электромагнитного излучения [9]. Этот класс приборов известен как „инжекционные фотоприемники“. Принцип действия основывался на модуляции поглощаемым излучением сопротивления базы (R_b), определяющего ток в цепи. Падение R_b приводило к возрастанию тока, причем инжектированные носители также понижали величину R_b и, кроме того, изменяли заполнение центров захвата. Последнее влияло на параметры переноса носителей — подвижность и время жизни.

В нашем случае при регистрации одиночных короткопробежных α -частиц модуляции R_b не происходит. Создаваемое каждой частицей число пар электрон-дырка составляет $\sim 10^6$. В пересчете на объем образца этому соответствует концентрация $n = 2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, превышающая по величине на 6 порядков существующую в базе $n = 2 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$. Однако вносимые пары оказываются сосредоточенными в треке длиной 20 мкм и начальным диаметром ~ 5 мкм. В ходе диффузионно-дрейфового растекания трек незначительно увеличивает охватываемый объем, но это обстоятельство не изменяет жесткой „фокусировки“ пакета носителей, генерированных α -частицей. Дрейфуя к p^+ - и n^+ -контактам, носители индуцируют заряд, пропорциональный $(\Delta x/d)$, т.е. отношению пройденного пути к расстоянию между контактами d .

Величина сигнала описывается несложным выражением, известным как „формула Хехта“ [10]:

$$CCC(E) = \frac{a}{d} \left[1 - \exp\left(-\frac{d}{a}\right) \right].$$

Здесь $a = \mu E \tau$ — длина дрейфового смещения в поле с напряженностью $E = U_{for}/d$. Формула получена для дрейфа одного сорта носителей, созданных при координате $x = 0$. В геометрии нашего опыта основную часть промежутка d проходят дырки. Поэтому можно было полагать, что их перенос и определяет величину ССЕ.

Однако из формулы следует, что на начальном участке при малых значениях ССЕ зависимость сводится к линейной (рис. 3). Данные измерений дают сублинейную зависимость, что приводит к использованию приведенной в [8] модели, учитывающей перенос носителей обоих знаков. Модель не рассматривает распределение внесенного α -частицей заряда по треку, полагая весь заряд сосредоточенным в центре тяжести трека. Для нашего случая эквивалентный заряд располагается в сечении 14 мкм от p^+ -контакта. Это означает, что при полном переносе заряда вклады в величину сигнала электронов и дырок составили бы $14/55 \approx 0.25$ и $41/55 \approx 0.75$ соответственно.

Приведенные выше полученные, согласно модели, значения произведений $\mu\tau$ для электронов $(\mu\tau)_e = 1.5 \cdot 10^{-8} \text{ см}^2/\text{В}$ и дырок $(\mu\tau)_h = 1.5 \cdot 10^{-9} \text{ см}^2/\text{В}$ указывают на определяющий вклад электронов в величину сигнала. Несмотря на принятые в модели упрощения, получаемые для времени жизни носителей значения представляются реальными по крайней мере по порядку величины. Так, для дырок, принимая $\mu_h = 100 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, получаем $\tau_h = 1.5 \cdot 10^{-11} \text{ с}$. Это значение соответствует участию в захвате дырок $2.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ центров (по количеству РКА) с сечением $3 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$. Подобные величины сечений отмечались в недавних работах [11,12].

Что касается формы амплитудных спектров, то положительным моментом является наличие пика в области максимальных энергий. Форма пика близка к гауссовой и разрешение по энергии, определяемое шириной пика, оказывается высоким — 7%. Малость разброса сигналов в пике указывает на высокую степень сходства условий дрейфа пакетов носителей заряда, образующих указанные сигналы. Отметим также, что в пике оказывается 37% от зарегистрированных импульсов.

Отрицательным фактором является наличие в детекторе области (либо разрозненных по объему областей), в которой перенос заряда проходит с более низкой эффективностью. Сигналы в этом случае имеют меньшие величины и группируются в меньшей степени. В таких условиях оказываются треки 63% α -части. Смягчающим обстоятельством служит смещение этой группы сигналов к основному пику по мере роста температуры, времени формирования сигнала и напряжения на детекторе.

6. Заключение

Наличие в объеме детектора значительного количества центров, образующих глубокие уровни, затрудняет перенос неравновесных носителей в двух отношениях. Во-первых, малые значения времени жизни носителей вызывают большие потери заряда. Второй (менее очевидный и более характерный для широкозонных материалов) фактор заключается в долговременном характере захвата. Захват такого рода приводит к накоплению в ходе экспозиции объемного заряда в рабочей области детектора. Появление заряда деформирует электрическое поле, создаваемое внешним источником.

Накопление в принципе можно устранить, обеспечив поступление носителей обоих знаков из внешней цепи. Это условие на практике выполняется при включении структуры детектора в пропускном направлении. В данной работе такой режим был реализован для структуры на основе пленки 4H-SiC после создания в ней протонным облучением $2.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ РКА, что привело к глубокой компенсации проводимости материала (удельное сопротивление пленки составляло $6 \cdot 10^{11} \text{ Ом} \cdot \text{см}$).

Продемонстрировано, что включение детектирующей структуры в пропускном направлении с одновременным увеличением рабочей температуры до 140°C позволяет регистрировать ядерные частицы без накопления „внутреннего“ заряда. Последнее в свою очередь позволило выполнить спектрометрические измерения. Практически важно, что на детекторе, предварительно подвергнутом сильному радиационному воздействию, получено разрешение по энергии не хуже 7%. Решающим фактором реализации высокого разрешения остается однородность по объему детектора параметров, определяющих транспорт носителей заряда.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ „Ведущие научные школы“ (НШ-5920.2006.2), а также со стороны исследований по программам коллаборации RD-50 (CERN).

Список литературы

- [1] N.B. Strokan, A.M. Ivanov, A.A. Lebedev. In: *SiC Power Materials*, ed. by Zh. C. Feng Berlin, Springer (2004) p. 411.
- [2] F.H. Ruddy, J.G. Seidel, H. Chen, A.R. Dulloo, S. Ryu. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **53**, 1713 (2006).
- [3] G. Bertuccio, R. Casiraghi, A. Cetronio, C. Lanzieri, F. Nava. *Nucl. Instrum. Meth. A*, **518**, 433 (2004).
- [4] Е.В. Калинина, А.М. Иванов, Н.Б. Строкан. *Письма ЖТФ*, **34** (5), 63 (2008).
- [5] А.М. Иванов, Н.Б. Строкан, А.В. Садохин, А.А. Лебедев. *ФТП*, **41** (8), 998 (2007).
- [6] А.М. Иванов, Н.Б. Строкан, Е.В. Богданова, А.А. Лебедев. *ФТП*, **41** (1), 117 (2007).
- [7] Н.В. Строкан, А.М. Иванов, Н.С. Савкина, А.А. Лебедев, В.В. Козловский, М. Suvajarvi, R. Yakimova. *ФТП*, **38**, 841 (2004).

- [8] N.B. Strokan, A.M. Ivanov, A.A. Lebedev. *Nucl. Instrum. Meth. A*, **569** (3), 758 (2006).
- [9] И.М. Викулин, Ш.Д. Курмашев, В.И. Стафеев. *ФТП*, **42** (1), 113 (2008).
- [10] K. Hecht. *Z. Phys.*, **77**, 235 (1932).
- [11] A. Castaldini, A. Cavallini, L. Rigutti, F. Nava, S. Ferrero, F. Giorgis. *J. Appl. Phys.*, **98**, 053706 (2005).
- [12] В.В. Козловский, В.В. Емцев, К.В. Емцев, Н.Б. Строкан, А.М. Иванов, В.Н. Ломасов, Г.А. Оганесян, А.А. Лебедев. *ФТП*, **42** (2), 243 (2008).

Редактор Л.В. Беляков

Peculiarities of use wide bandgap semi-insulating materials for registration of nuclear radiation

A.M. Ivanov, N.B. Strokan, A.A. Lebedev

Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract Operating of detectors in strong fields of radiation or imperfect technology lead to presence of a significant amount of the structure defects in the detector material. For minimization of accumulation of a space charge (due to long-term carriers capture on deep levels) a $p^+ - v - n^+$ -structure connection in the non-conventional forward direction is considered.

As an example a CVD 4H-SiC-film containing up to $2.5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ primary displacement atoms charge transport efficiency and a spectrum of amplitudes of signals in function of an applied bias and time of a signal shaping by electronic have been observed. Testing was carried out by α -particles with energy 5.4 MeV in a temperature range $20 - 140^\circ\text{C}$. In spite of transportation of only 1/4 portion of the charge, the basic line of a spectrum has a high energy resolution for the given conditions (7%).