

Влияние низкотемпературного отжига на характеристики SiC-детекторов с введенными радиационными дефектами

© А.М. Иванов[†], Н.Б. Строкан, А.В. Садохин, А.А. Лебедев

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

(Получена 26 декабря 2006 г. Принята к печати 15 января 2007 г.)

Исследовались $p^+ - n - n^+$ -структуры детекторов, изготовленных на основе CVD-пленок с содержанием нескомпенсированных доноров $2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. P^+ -область создавалась имплантацией ионов Al. Предварительно детекторы были облучены протонами с энергией 8 МэВ и дозой $3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$. Отжиг проводился при температуре 600°C в течение 1 ч.

В измерениях, выполненных в интервале температур 20–150°C, сопоставлялись режимы прямого и обратного смещений. Показано, что отжиг способствует более полному переносу носителей заряда, созданных ядерным излучением, а также снижению заряда, накопленного ловушками при тестировании. Несмотря на положительное воздействие отжига, сохраняется значительное количество радиационных дефектов, проявляющихся, в частности, в кинетике прямого тока.

PACS: 85.60.Gz

1. Введение

В последние годы предпринимаются значительные усилия в изучении радиационной стойкости полупроводниковых детекторов ядерных излучений. Проблема, выдвинутая физикой фундаментальных взаимодействий, может быть сформулирована как выяснение пределов стойкости при флюенсах релятивистских частиц $10^{15} - 10^{16} \text{ см}^{-2}$. Такие потоки ожидаются в экспериментах на коллайдере LHC (ЦЕРН) и его модернизации SLHC.

В этой связи наряду с детекторами на базе Si исследуются структуры на основе бинарных широкозонных материалов — SiC и GaN [1]. Значительный прогресс наблюдается в развитии детекторов на базе SiC. Детекторы выполняются на „чистых“ пленках, получаемых газотранспортной эпитаксией с разностной концентрацией примесей $\sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$ при толщинах не менее 50 мкм.

В работах [2,3] были описаны результаты облучения SiC-детекторов протонами с энергией 8 МэВ и дозой $3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$. Согласно [4,5], по нарушениям структуры применительно к кремнию такое облучение эквивалентно флюенсу $3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ протонов с энергией 24 ГэВ и находится в интервале указанных выше флюенсов релятивистского излучения. Оценки показывают, что в результате облучения в SiC возникает 10^{17} см^{-3} первично выбитых атомов (РКА). Соответственно в [2] наблюдались серьезные ухудшения характеристик детектора и качественно новый негативный фактор — накопление объемного заряда носителей, захваченных радиационными центрами.

2. Постановка задачи и условия эксперимента

В настоящей работе исследовалось воздействие отжига на восстановление характеристик детекторов и соб-

ственно диодных структур в целом. Согласно данным [6], отжиг вакансионно-связанных дефектов происходит в две стадии по температуре, начало которых зависит от модификации SiC и вида радиационного воздействия. Используемый нами режим $T = 600^\circ\text{C}$ относится к „низкотемпературному“ отжигу, о котором указывается также в [7,8]. Выбор температуры продиктован теми обстоятельствами, что, во-первых, отжиг не должен ухудшить свойства диодной структуры детектора, а во-вторых, положительные результаты для отжига при $T = 400^\circ\text{C}$ были недавно представлены в [9], где отжиг приводит к снижению тока детектора и росту сигнала для „минимально ионизирующих частиц“ (MIP).

Детекторы представляли собой структуры $p^+ - n - n^+$ -типа. Базой служила пленка 4H-SiC толщиной 55 мкм, выращенная на коммерческой подложке n^+ -типа в IKZ (Берлин). Концентрация нескомпенсированных доноров составляла $N_D - N_A \geq 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Имплантацией ионов Al, проводимой в CNR-IMM (Bologna, Italy), создавался $p^+ - n$ -переход. Образцы были представлены в рамках совместных исследований по программе коллаборации RD-50 (ЦЕРН).

Отжиг облученных образцов проводился в течение 1 ч при 600°C в условиях вакуума. Основной характеристикой детекторов применительно к поставленной задаче является эффективность собирания заряда (CCE), созданного ядерным излучением. Величина CCE определяется как отношение индуцированного на электродах детектора заряда (сигнала) к заряду, внесенному α -частицей: $CCE = q/q_0$. Для тестирования детекторов использовалась стандартная спектрометрическая аппаратура и α -частицы с энергией 5.4 МэВ. Постоянная времени формирования импульса в усилительном тракте составляла $\nu = 3 \text{ мкс}$.

Запись спектра амплитуд сигнала велась в течение 60 с после включения напряжения (U). Далее напряжение выключалось и детектор выдерживался 3 мин при $U = 0$. Процедура преследовала минимизацию воз-

[†] E-mail: alexandr.ivanov@mail.ioffe.ru

можной эдс поляризации [2,3]. Для выявления непосредственно эдс время набора спектра составляло 10–15 мин.

Измерения проводились в интервале температур $T = 20\text{--}150^\circ\text{C}$ для вариации условий захвата–выброса носителей радиационными дефектами. Напомним, что благодаря значительной величине запрещенной зоны SiC работоспособность детектора сохраняется, как минимум, до 500°C [10].

3. Экспериментальные результаты

3.1. Определение эффективности переноса заряда и форма амплитудных спектров

Измерения сигнала проводились при включении детектора в прямом и обратном направлении. В первом случае основную часть междуэлектродного промежутка проходят дырки, во втором — электроны. Более существенное различие режимов заключается в возможности достижения при прямом смещении однородного электрического поля в базе детектора [11]. При обратном смещении в условиях компенсации проводимости глубокими уровнями неизбежна трансформация поля во времени. Термический выброс электронов с нейтрального уровня в c -зону и далее его уход во внешнюю цепь приводят к накоплению в базе положительного заряда ионизованных уровней. Эффект наглядно проявляется в [12] при работе детекторов на германии n -типа, компенсированного глубокими акцепторами.

1) На рис. 1 приведен ход ССЕ в функции напряжения при прямом смещении (U_{for}) в сопоставлении с данными до отжига. Наблюдается улучшение ССЕ до двух раз, что указывает на возрастание длины дрейфового смещения неравновесных носителей $\mu\tau E$. Здесь μ и τ — подвижность и время жизни носителей, E — напряженность электрического поля. Обработка кривых по предложенной в [13] формуле, содержащей в качестве неизвестных произведения $\mu\tau$ как для электронов, так

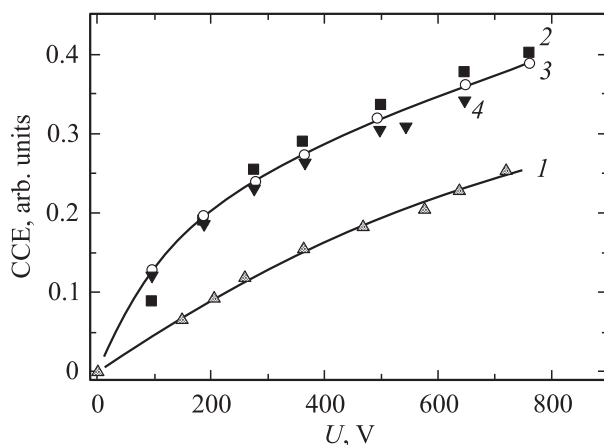


Рис. 1. Эффективность сбора заряда в зависимости от приложенного смещения в пропускном направлении: 1 — до отжига; 2–4 — после отжига в течение 1 ч при 600°C . Температура, $^\circ\text{C}$: 1, 2 — 20, 3 — 90, 4 — 150.

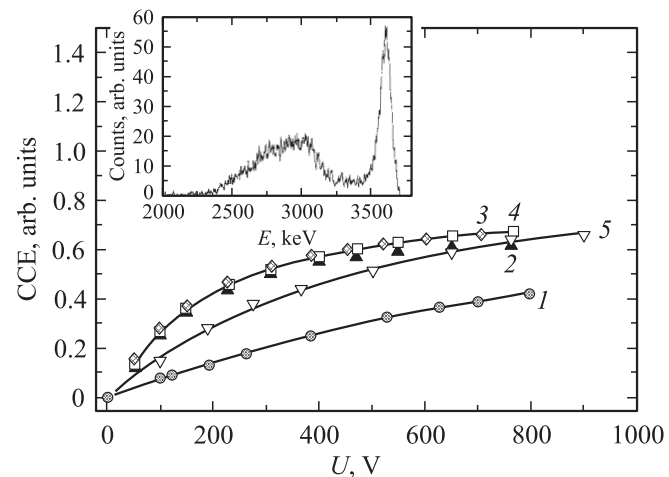


Рис. 2. Эффективность сбора заряда в зависимости от приложенного смещения в обратном направлении: 1 — до отжига; 2–5 — после отжига в течение 1 ч при 600°C . Температура, $^\circ\text{C}$: 1–3 — 20, 4 — 90, 5 — 150. Время формирования импульса: 3 — 10 мкс; 1, 2, 4, 5 — 3 мкс. На вставке — спектр с двумя группами энергий, наблюдавшийся при $T = 20^\circ\text{C}$.

и для дырок, показывает рост $\mu\tau$ в 3.4 и 1.8 раза соответственно. Здесь использованы средние данные для трех температур. Укажем также, что в модели [13] поле в базе принято постоянным по толщине ($E(x) = \text{const}$).

Незначительное снижение ССЕ в интервале температур $20\text{--}150^\circ\text{C}$ может быть связано с увеличением тепловой скорости носителей и, следовательно, их коэффициента захвата.

2) Зависимость ССЕ от обратного смещения (U_{rev}) приведена на рис. 2, где также отчетливо проявляется влияние отжига на увеличение величины ССЕ. Однако наряду с общим эффектом наблюдаются отличия в зависимости ССЕ(T).

В противоположность U_{for} значения ССЕ при $T = 20^\circ\text{C}$ уступают данным при $T = 90^\circ\text{C}$. Совпадение достигается увеличением времени формирования импульса до $\nu = 10$ мкс. Другой особенностью поведения детектора при $T = 20^\circ\text{C}$ является наличие в спектре с формированием $\nu = 3$ мкс двух пиков с примерно равным числом импульсов. Пики намечались начиная с $U_{\text{rev}} = 300$ В и полностью разделились для двух максимальных напряжений. Приведенные на рис. 2 величины отражают их среднее значение. Более длительная экспозиция привела к росту числа импульсов в пике меньших энергий и размытию линии (см. вставку на рис. 2). Кроме того, при $T = 150^\circ\text{C}$ вид кривой ССЕ(T) отличается от случая 20 и 90°C , что следует отнести к изменению конфигурации поля $E(x)$ в базе детектора.

Сугубо различными при длительных экспозициях в условиях $T = 150^\circ\text{C}$ оказываются и формы спектров в режимах U_{for} и U_{rev} (см. рис. 3). В спектре для U_{for} имеется выраженная монолиния с шириной на уровне 0.5 от максимума $\text{FWHM} = 6.1\%$. В режиме U_{rev} говорить о наличии в спектре линии некорректно, так как размытая

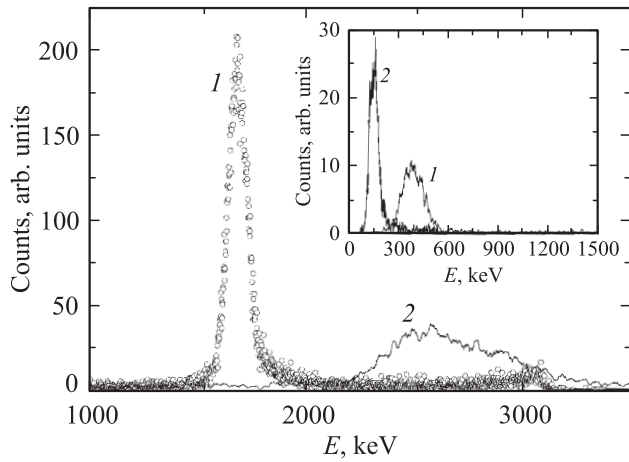


Рис. 3. Спектры амплитуд при температуре 150°C : при прямом (1) и обратном (2) направлениях смещения. На вставке — спектры в поле эдс поляризации при $T = 20^\circ\text{C}$: 1 — после выключения прямого смещения 760 В, 2 — по прошествии 6 мин.

форма спектра может быть образована, например, за счет наложения двух групп энергий, наблюдавшихся при $T = 20^\circ\text{C}$ (см. вставку на рис. 2).

3) Практически важным, как отмечалось в [2], является возникновение в базе детектора „внутреннего“ электрического поля. Поле направлено противоположно полю, создаваемому приложенным смещением, и связано с накоплением заряда на ловушках. В результате в работе [3] после снятия смещения ($U = 0$) продолжали наблюдаться сигналы от α -частиц, но другой полярности. Величина сигнала в единицах энергии достигала 1.1 МэВ и соответствовала приложенному смещению ≈ 450 В, т. е. значительной эдс поляризации (U_{pol}).

На вставке рис. 3 приведен спектр сигналов в условиях U_{pol} , возникший в ходе работы детектора при $T = 20^\circ\text{C}$ в течение 660 с в режиме $U_{\text{for}} = 760$ В. Общее число зарегистрированных детектором α -частиц составило $\geq 2.6 \cdot 10^4$ шт. Такое количество при поперечном сечении созданного частицей пакета дрейфующих носителей ~ 50 мкм² дает перекрытие всей площади детектора (~ 1 мм²). Спектр 1 снят после выключения U_{for} , спектр 2 еще через 6 мин. Из вставки следует, что среднее значение энергии для начального спектра составляет 375 кэВ. Это существенно меньше значения до отжига, хотя протяженный правый край указывает на наличие величин до 1.5 МэВ. Форма спектров близка к симметричной с шириной FWHM = 40%. Последнее свидетельствует об однородности по объему детектора длины дрейфового смещения $\mu\tau E_{\text{pol}}$ [2].

При $T = 90^\circ\text{C}$ после снятия U_{for} сигнал в поле U_{pol} был заметно меньше (57 кэВ), а при $T = 150^\circ\text{C}$ отсутствовал ввиду малости U_{pol} .

3.2. Характеристика структуры детектора

Помимо параметров непосредственно детекторов следует проследить за свойствами используемой диодной

структуры. Как и ожидалось, возрастание дозы протонов в ходе облучения приводило к росту сопротивления базы, что связано с компенсацией проводимости пленки. Конечная доза протонов в работе [3] $3 \cdot 10^{14}$ см⁻² соответствовала введению РКА более 10^{17} см⁻³. Последняя величина на 3 порядка превосходила концентрацию примесей, определяющих исходную проводимость. В результате происходила глубокая компенсация проводимости, проявляющаяся в резком возрастании сопротивления базы.

Величина сопротивления (R) после отжига определялась по линейному участку прямой ветви структуры и представлена как функция величины обратной температуры ($1000/T$) на рис. 4. Подчеркнем, что в измерениях напряжение нарастало шагами по ~ 0.2 В от нулевого до максимального значения 10 В в течение ~ 90 с. Показательно, что практически во всем интервале температур (от 60 до 500°C) выполняется экспоненциальная зависимость $R(1/T)$ с энергией активации $\Delta E = 1.06$ эВ. Такие же величины $R(1/T)$ и ΔE были получены и до отжига [3]. Следовательно, отжиг не повлиял на измеряемое указанным выше способом сопротивление базы.

Что касается численных величин, то $\Delta E = 1.06$ эВ попадает в интервал значений 0.6–1.25 эВ. Последний был определен в [14] для энергии активации при вариации дозы облучения протонами, другими словами, степени компенсации проводимости пленки радиационными дефектами. Измеренная при комнатной температуре величина сопротивления 10^{13} Ом указывает на малую концентрацию свободных носителей ($n = 10^2 - 10^3$ см⁻³).

Выше отмечалось, что при тестировании детектора α -частицами при $T = 20^\circ\text{C}$ наблюдается возникновение эдс поляризации. Появление U_{pol} однозначно указывает на наличие долговременного захвата созданных ядерным излучением носителей и результирующего накопления объемного заряда. Следует ожидать, что захват

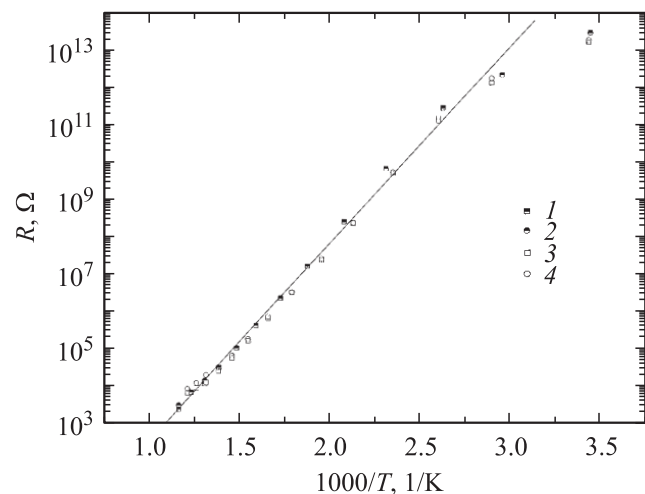


Рис. 4. Температурная зависимость сопротивления базы для двух образцов детектора при смещениях не более 10 В (1, 3 и 2, 4): 1, 2 — до отжига; 3, 4 — после отжига.

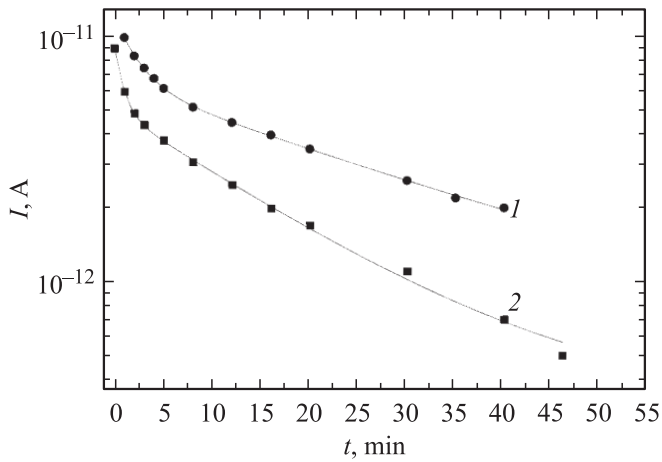


Рис. 5. Кинетика установления тока в $p^+ - n - n^+$ -структуре детектора: 1 — прямое смещение 550 В включено, 2 — смещение выключено и образец закорочен.

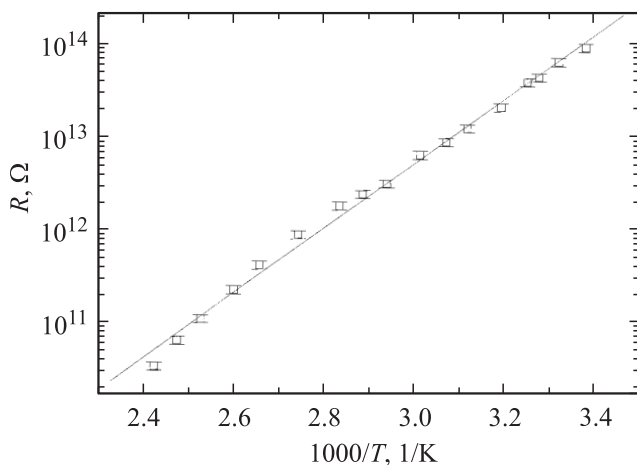


Рис. 6. Температурная зависимость эквивалентного сопротивления базы при установившемся значении тока. Прямое смещение 550 В.

проявится и в характере установления „темнового“ тока детектора–диода в режиме прямого смещения, когда приложенные напряжения составляют несколько сотен В. В таких условиях возможна существенная инжекция носителей из p^+ и n^+ -областей и наблюдавшийся при 10 В „омический“ вид вольт-амперной характеристики может заметно измениться.

Кинетика установления тока в пропускном направлении (рис. 5, кривая 1) наблюдалась при подаче на диод напряжения $U_{\text{for}} = 550$ В. Из рис. 5 следует, что ток падает во времени примерно на порядок, имея две составляющие: „быструю“ и „медленную“. Картина идентична случаю тока, ограниченного объемным зарядом, проанализированного в монографии [15].

Для оценки воспользуемся выражением для плотности тока (J) при монополярной инжекции носителей из

резервуара в изолятор с одним типом ловушек:

$$J = (9/8)\theta\epsilon\mu U^2/L^3.$$

Здесь $\theta = n/n_t$ — отношение свободных и захваченных ловушками носителей, ϵ — диэлектрическая постоянная, L — толщина образца.

Для наблюдаемых в нашем случае малых токов (~ 1 пА) масштаб захвата составляет порядка $\theta = 10^{-12}$. Величина θ представляется реальной, поскольку вследствие незначительного количества свободных носителей $n = 10^2 - 10^3 \text{ см}^{-3}$ достаточна концентрация заполненных ловушек $n_t = 10^{14} - 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Эти значения на 2 порядка меньше введенных первичных дефектов — РКА.

Приняв значения тока после 30 мин с момента включения $U_{\text{for}} = 550$ В за установившиеся (стационарные), было определено эквивалентное „омическое“ сопротивление базы (R_{eq}). Его величина при $T = 20^\circ\text{C}$ превышает примерно в 50 раз значение, получаемое при экспрессном снятии вольт-амперной характеристики до $U_{\text{for}} = 10$ В. Зависимость от температуры в исследованном интервале $20 - 140^\circ\text{C}$ (рис. 6) оказывается также экспоненциальной, но с меньшей энергией активации ($\Delta E = 0.70$ эВ).

При снятии напряжения U_{for} наблюдается ток, имеющий противоположное направление (рис. 5, кривая 2). Аппроксимация временной зависимости тока в виде суммы двух экспонент дает для постоянных времени значения 0.88 и 15.8 мин соответственно. Рассматривая долговременную компоненту как постоянную времени выброса носителей с ловушек с сечением захвата $\sim 10^{-15} \text{ см}^2$, можно оценить их положение в запрещенной зоне как 0.86 эВ.

Показательно, что величина протекшего заряда превышает значение $CU \approx 0.9 \cdot 10^{-9}$ Кл, характерное для конденсатора с емкостью детектора $C = 1.6$ пФ.

4. Обсуждение результатов и выводы

1) Приведенные результаты отражают положительное влияние отжига на характеристики детектора. Возрастает эффективность переноса заряда, снижается величина эдс поляризации. Отжиг повлиял не только на систему радиационных уровней, но и выявил неоднородность материала. Об этом свидетельствует появление двух групп энергии в спектрах при обратном смещении (рис. 2 для $T = 20^\circ\text{C}$). Кроме того, к неоднородности следует отнести проявление широкого пьедестала, на котором располагается линия при прямом смещении и $T = 150^\circ\text{C}$ (рис. 3).

Большие по амплитуде сигналы в условиях опыта (генерация носителей α -частицами у p^+ -контакта) реализуются в режиме обратного смещения. Лучшая форма спектра (разрешение по энергии) и стабильность во времени достигаются при прямом смещении. Режим оказывается возможным, поскольку в SiC не происходит

конверсии типа проводимости, а наблюдается ее глубокая компенсация. В свою очередь, стандартный режим обратного смещения в указанных условиях обуславливает трансформацию электрического поля во времени.

2) Следует отметить, что при прямом смещении перезарядки уровней полностью избежать не удастся. Накопление ловушками заряда происходит за счет носителей, генерируемых радиацией, а также поступающих из контактов. В зависимости от „происхождения“ носителей захват имеет разные последствия для конфигурации электрического поля.

В первом случае созданные излучением пакеты электронно-дырочных пар первоначально нейтральны. Дрейф носителей к соответствующим электродам вызывает разделение зарядов по глубине детектора. Захват носителей приводит к появлению эдс поляризации, направленной противоположно приложенному смещению.

Протекание стационарного „темнового“ тока через полупроводящий образец также обеспечивает наличие определенного заряда на ловушках. Здесь инжектируемые из электродов носители изначально пространственно разделены. Захват ловушками происходит в основном непосредственно у электродов, ослабляя величину поля. В наших измерениях при коротком замыкании детектора в цепь вытекал заряд, превышающий в несколько раз величину заряда эквивалентного детектору конденсатора. Это означает, что электроны и дырки вбрасываются в примерно равных количествах. При этом возможно их пространственное перекрытие в некоторой области базы.

В итоге поле будет существенно ослабленным у контактов и высоким в области перекрытия объемных зарядов носителей. Величина интеграла, взятого от напряженности по координате базы, равна приложенному напряжению. В отличие от первого случая в базе не возникает противоположно направленного поля. Практически важно, что конфигурация поля при прямом смещении позволяет проводить спектрометрию с разрешением по энергии по крайней мере не хуже 6.0% (рис. 3).

Работа частично поддержана грантом Президента РФ — Ведущие научные школы НШ-5920.2006.2, а также со стороны исследований по программам коллаборации RD-50 (CERN).

Авторы выражают благодарность А.Н. Кузнецову за проведение отжига, а также итальянским коллегам Andrea Scorzoni (University of Perugia), Francesco Moscatelli, Roberta Nipoti (CNR-IMM Bologna), INFN-Gruppo V за предоставление исходных образцов.

Список литературы

- [1] <http://rd50.web.cern.ch/rd50/>
- [2] А.М. Иванов, А.А. Лебедев, Н.Б. Строкан. ФТП, **40** (10), 1259 (2006).
- [3] А.М. Иванов, Н.Б. Строкан, Е.В. Богданова, А.А. Лебедев. ФТП, **41** (1), 117 (2007).
- [4] D. Bechevet, M. Glaser, A. Houdayer, C. Lebel, C. Leroy, M. Moll, P. Roy. Nucl. Instrum. Meth. A, **479**, (2–3), 487 (2002).
- [5] M. Huhtinen. Nucl. Instrum. Meth. A **491**, (1–2), 194 (2002).
- [6] A. Kawasuso, M. Yoshikawa, M. Mackawa, H. Itoh, T. Chiba, F. Redmann, R. Krause-Rehberg, M. Weidner, T. Frank, G. Pensel. Mater. Sci. Forum, **433–436**, 477 (2003).
- [7] M. Bockstedte, M. Heid, A. Mattausch, O. Pankratov. Mater. Sci. Forum, **433–436**, 471 (2003).
- [8] M.V.B. Pinheiro, E. Rauls, U. Gerstmann, S. Greulich-Weber, J.-M. Spaeth. Mater. Sci. Forum, **483–485**, 477 (2005).
- [9] F. Moscatelli. RESMDD06, Florence, 10–13 October 2006, <http://www.astro.unifi.it/resmdd06/>
- [10] Е.В. Калинина, В.Г. Коссов, Н.Б. Строкан, А.М. Иванов, Р.Р. Яфаев, Г.Ф. Холуянов. ФТП, **40** (9), 1123 (2006).
- [11] А.М. Иванов, А.А. Лебедев, Н.Б. Строкан. ФТП, **40** (7), 886 (2006).
- [12] S.M. Ryvkin, L.L. Makovski, N.B. Strokan, V.P. Subashieva, A.K. Khusainov. IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-15, 226 (1968).
- [13] N.B. Strokan, A.M. Ivanov, A.A. Lebedev. Nucl. Instrum. Meth. A, **569** (3), 758 (2006).
- [14] A.A. Lebedev, A.I. Veinger, D.V. Davydov, V.V. Kozlovski, N.S. Savkina, A.M. Strel'chuk. J. Appl. Phys., **88**, 6265 (2000).
- [15] M.A. Lampert, P. Mark. *Current injection in solids* (N.Y.–London, Academic Press, 1970).

Редактор Л.В. Беляков

Influence of low-temperature annealing on characteristics of SiC detectors with radiation-induced defects

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

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

Abstract There were investigated $p^+ - n - n^+$ -structures of the detectors made of CVD-films with a concentration of $2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ of uncompensated donors. The p^+ -area was formed by implantation of Al ions. Before measurements the detectors were irradiated by protons with energy 8 MeV and a fluence $3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$. Their annealing was performed at temperature 600°C for 1 hour.

In the measurements performed in a temperature range of 20–150°C, direct and reverse modes were compared. It is shown, that the annealing aids the fuller transit of the charge carriers caused by nuclear radiation, and also decrease in the charge accumulated in traps while testing. Despite of positive effect of annealing, a significant amount of radiation defects persists. In particular, this was indicated in kinetics of a direct current.