

Нестабильность характеристик SiC-детекторов, подвергнутых экстремальному воздействию ядерных частиц

© А.М. Иванов¹, Н.Б. Строкан, Е.В. Богданова, А.А. Лебедев

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

(Получена 31 мая 2006 г. Принята к печати 19 июня 2006 г.)

Изучались особенности работы детекторов, подвергнутых облучению протонами с энергией 8 МэВ и дозой $3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$. Детекторы были выполнены на базе современных CVD-пленок 4H-SiC *n*-типа проводимости, имеющих концентрацию нескомпенсированных доноров $\sim 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ при толщине 55 мкм. Высокая концентрация первично введенных дефектов ($\sim 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) обусловила глубокую компенсацию проводимости пленки.

Обнаружена нестабильность во времени основных характеристик детекторов — амплитуды импульса и разрешающей способности. Эффект связан с долговременным захватом неравновесных носителей на радиационные центры и, как следствие, возникновением в объеме детектора эдс поляризации.

Проанализирована кинетика установления стационарных значений указанных выше величин.

PACS: 61.80.-x, 61.82.Fk, 61.82.-d, 72.20.Jv

1. Введение

В последние годы большое внимание уделяется повышению радиационной стойкости полупроводниковых детекторов. Проводится апробация новых исходных материалов, способных конкурировать с кремниевыми детекторами, занимающими в настоящее время ведущее место среди детекторостроения. Наиболее перспективными представляются алмаз, а также бинарные полупроводники SiC и GaN [1]. Непосредственный интерес к этим исследованиям связан с экспериментами на базе „Большого адронного коллайдера“ (LHC), стартующими в ЦЕРНе (Швейцария) в 2007 году. Предполагаемая в ходе экспериментов радиационная нагрузка составит 10^{15} см^{-2} релятивистских частиц, а после модернизации коллайдера доза возрастает до $\sim 10^{16} \text{ см}^{-2}$.

В настоящей работе исследовались SiC-детекторы после облучения протонами с энергией 8 МэВ и дозой $3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$. Как отмечалось в [2], такое воздействие по числу первично выбитых атомов — *primary knocked atoms* (РКА) эквивалентно дозе $3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ релятивистских протонов. Это расхождение объясняется падением с ростом энергии протона дифференциального сечения взаимодействия с атомами кремния и углерода.

Концентрация введенных РКА составляет значительную величину $\sim 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ [3]. В результате наблюдается глубокая компенсация проводимости используемого SiC. В детекторах происходила трансформация электрического поля, проявлявшаяся в падении сигнала в ходе измерения спектрометрических характеристик. При сбрасывании рабочего напряжения наблюдалась эдс поляризации, направленная противоположно ранее приложенному к детектору напряжению [4].

Далее приводятся результаты температурных измерений непосредственно детекторных и электрофизических

характеристик прибора. Основное внимание уделялось кинетике как амплитуды сигнала детектора, так и эдс поляризации.

2. Условия и задачи эксперимента

В работе использовались образцы, предоставленные коллаборацией PD-50 (ЦЕРН) в рамках совместных исследований радиационной стойкости SiC-детекторов. Детекторы были изготовлены на основе эпитаксиальных 4H-SiC-пленок *n*-типа проводимости, выращенных в IKZ (Berlin). Рост пленок толщиной 55 мкм при концентрации нескомпенсированных примесей $N_D - N_A \geq 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ осуществлялся на подложках *n*⁺-типа. Выполнявший роль входного окна *p*⁺-*n*-переход создавался имплантацией ионов Al в CNR-IMM (Bologna). После имплантации образцы отжигались 30 мин при 1600°C.

Для определения спектрометрических характеристик детекторов использовались α -частицы естественного распада с энергией 5.4 МэВ (пробег ≈ 20 мкм). Измерения проводились в интервале от комнатной температуры до 70°C на стандартной для ядерной спектрометрии установке [5]. В результате получали форму спектральной линии (*E*) и ширину линии на уровне 0.5 от максимального значения (FWHM). Кроме того, в диапазоне температур 295–700 К измерялись сопротивление базы и емкость *p*⁺-*n*-перехода. Емкость определялась на частоте 1 кГц с помощью автоматизированного измерителя иммитанса E7-14.

Нормировкой сигнала *E* на энергию падающей α -частицы находилась величина эффективности собирания заряда ($CCE = E/E_\alpha$). Вторая характеристика — разрешение по энергии — определялась отношением FWHM/*E*.

Сильное облучение вызвало компенсацию проводимости в *n*-области используемой структуры типа *p*⁺-*n*-*n*⁺.

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

Как следствие, емкость структуры не зависела от напряжения смещения и соответствовала геометрической. В работах [6,7] отмечалась позитивная роль радиационного воздействия. В нашем случае глубокая компенсация позволила активно использовать нетрадиционный режим включения детектора в прямом направлении (U_{forw}). Его достоинство сравнительно с режимом обратного смещения (U_{rev}) состоит в потенциально большей однородности распределения электрического поля в объеме детектора [8].

Для практики решающее значение имеет долговременная стабильность параметров детектора. Поскольку в [4] было обнаружено ухудшение спектрометрических свойств детектора в ходе работы, основное внимание уделялось динамике характеристик и времени достижения стационарных значений.

3. Экспериментальные результаты (характеристики детекторов)

На рис. 1 представлена зависимость величины ССЕ на начальном отрезке времени от момента подачи напряжения смещения ($t = 0$). Измерения выполнялись при обеих полярностях смещения и комнатной температуре. После включения напряжение на детекторе не изменялось, и в конкретные моменты времени набирался спектр при экспозиции 15 с. Из рисунка видно, что в каждом последующем измерении происходит уменьшение сигнала детектора. Для регистрируемого спектра это означает смещение положения спектральной линии в область меньших энергий.

Для обратного смещения падение сигнала происходит более существенно, чем в режиме U_{forw} (см. кривые 1 и 2 для $U = 550$ В). Второе отличие состоит в нелинейном характере зависимости в случае U_{rev} , в то время как для U_{forw} выполняется линейный закон. Увеличением

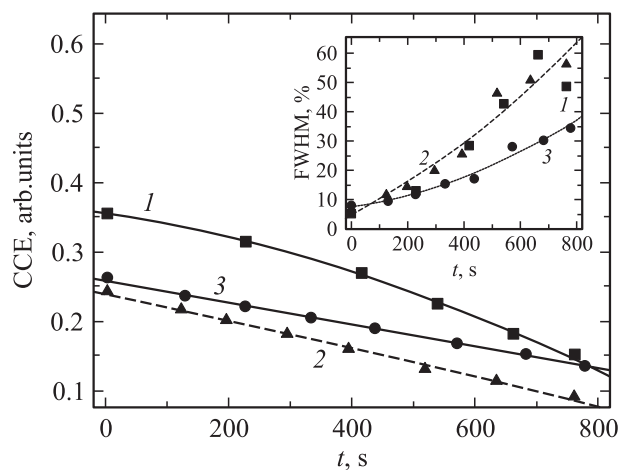


Рис. 1. Динамика изменения во времени эффективности собирания заряда и разрешающей способности детектора (вставка). Смещение: 1 — обратное 550 В; 2, 3 — прямое 550 и 800 В соответственно.

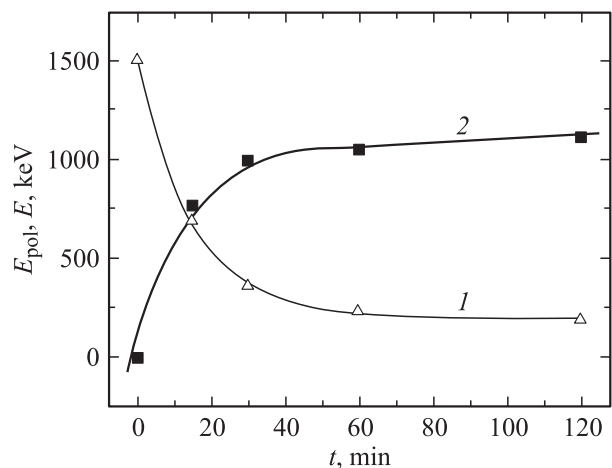


Рис. 2. Изменение во времени величины сигнала (1) и эдс поляризации (2). К детектору прикладывалось прямое смещение 455 В.

смещения до $U_{\text{forw}} = 800$ В возможно замедлить падение ССЕ при сохранении линейности во времени.

Величина FWHM отражает размытие спектральной линии. По этой характеристике режим U_{forw} преимущественно не приносит (см. кривые 1 и 2 на вставке к рис. 1). Отметим, что первые 100 с разрешение вполне приемлемо и составляет $\leq 10\%$. Аналогично поведению значений ССЕ при $U_{\text{forw}} = 800$ В темп падения разрешения понижается.

Долговременные измерения сигнала с достижением стационарных значений, а также по влиянию температуры проводились в режиме U_{forw} . Режим позволяет определить характер проводимости „рабочей“ области детектора путем измерений сопротивления базы. Кроме того, релаксация сигнала на рис. 1 имеет более простой вид.

На рис. 2 представлен ход сигнала, выраженного в единицах энергии E после приложения к детектору $U_{\text{forw}} = 455$ В. Однако в отличие от постоянства смещения в случае рис. 1 после определения $E(t_i)$ в некоторый момент t_i напряжение снималось. При экспозиции $100 \text{ с} \ll t_i$ измерялся сигнал, обусловленный эдс поляризации $E_{\text{pol}}(t_i)$. Далее образец выдерживался без напряжения до спада сигнала E_{pol} к нулевому уровню и вновь подавалось $U_{\text{forw}} = 455$ В. После окончания очередного интервала времени $[0, t_i]$ процедура измерений значений $E(t_i)$ и $E_{\text{pol}}(t_i)$ повторялась. Наибольшее время выдержки детектора при $U_{\text{forw}} = 455$ В составило 2 ч. Снятые в указанных условиях зависимости описываются экспонентами с постоянной времени ~ 15 мин.

Логично процесс установления величины сигнала связать с перезарядкой глубоких радиационных дефектов. В свою очередь перезарядка формирует распределение в детекторе электрического поля. В такой общей модели время установления должно существенно зависеть от температуры. На рис. 3 приведен ход падения сигнала при нагревании детектора до 55 и 80°С. Исходное сме-

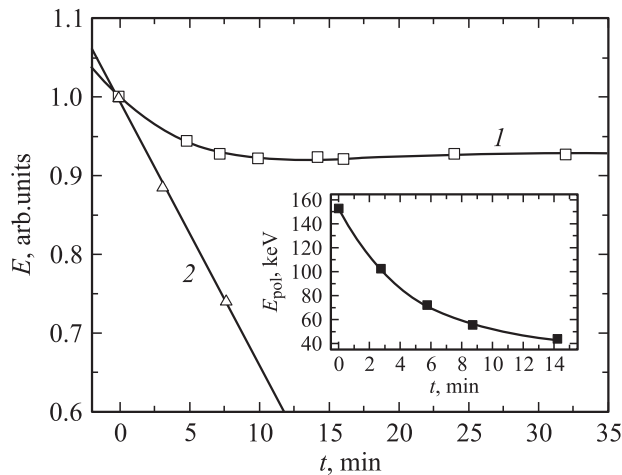


Рис. 3. Изменение во времени величины нормированного на максимальное значение сигнала при нагреве образца. Температура, °С: 1 — 80, 2 — 55. Прямое смещение 455 В. Вставка — релаксация эдс поляризации, возникшей при 80°С после экспозиции 30 мин. Постоянная времени составляет 5 мин.

шение составило $U_{forw} = 455$ В. На вставке представлена релаксация сигнала E_{pol} от стационарного значения, возникшего при 80°С ко времени 30 мин. Характерным является существенно меньшая величина E_{pol} сравнительно с комнатной температурой и ускоренный ход релаксации (рис. 2). Уменьшилась и постоянная времени релаксации основного сигнала: 15 мин при комнатной температуре и 4 мин при 80°С.

4. Обсуждение результатов

Выше отмечалось, что условия транспорта носителей в рабочем объеме детектора изменяются во времени. Возникает эдс, направленная противоположно приложенному извне напряжению. Наиболее вероятная причина эдс — перезарядка радиационных глубоких центров. В этой связи общая схема поляризации представляется следующей.

При приложении прямого смещения вольт-амперная характеристика линейна, что позволяет оценить концентрацию электронов в *c*-зоне (*n*) исходя из плотности тока (*J*): $J = en\mu E$. Здесь *e* — заряд электрона, μ — подвижность, *E* — напряженность электрического поля. Оценка при комнатной температуре дает $n \approx 3 \cdot 10^2$ см⁻³. Падающая частица образует трек электронно-дырочных пар с плотностью, превышающей на 10 порядков указанную величину *n*. Поэтому в охватываемом растекающимся треком объеме детектора будет происходить интенсивное заполнение уровней. Поскольку пары разделяются полем и дрейфуют к противоположным электродам, захват носителей приводит к появлению объемных зарядов. При этом дырки будут располагаться у отрицательного электрода (катода), а электроны — у положительного контакта (анода). Ро-

ждение треков в выделенном микрообъеме детектора можно представить в виде цуга δ -импульсов, разделенных промежутком времени $\Delta t = (S_{det}/S_{tr})/\eta$. Здесь S_{det} и S_{tr} — соответственно площадь детектора и трека, η — частота падения α -частиц.

Заполнение уровня установится, когда число захваченных из очередного трека носителей сравняется с числом возвращенных вновь в зону за промежуток Δt . Таким образом, важной характеристикой уровня становится величина времени выброса захваченных носителей.

4.1. Температурный ход емкости

В качестве первого шага в анализе природы дефектов в облученных образцах были проведены измерения емкости от температуры. Однако характерных „ступенек“ (см., например, [9], где радиационные уровни создавались облучением электронами) кривые рис. 4 не имели. Наблюдаемое возрастание емкости при 600 К также затруднительно связать с реальными глубокими уровнями.

Полученный ход $C_m(T)$ объясняется влиянием последовательного высокого сопротивления базы (*R*), компенсированной радиационными дефектами [10,11]. При нагревании *R* монотонно уменьшается, что позволяет, лишь начиная с определенных температур, корректно измерять емкость мостовым методом. Таким образом, зависимость $C_m(T)$ в значительной степени определяется $R(T)$. Конкретный вид функции, согласно [12], представляется как

$$C_m = \frac{C}{(1 + R/R_{p-n})^2 + \omega^2 R^2 C^2}, \quad (1)$$

где $C(T)$ и R_{p-n} — соответственно емкость и сопротивление обратного смещенного p^+-n -перехода, ω — круговая частота измерительного сигнала.

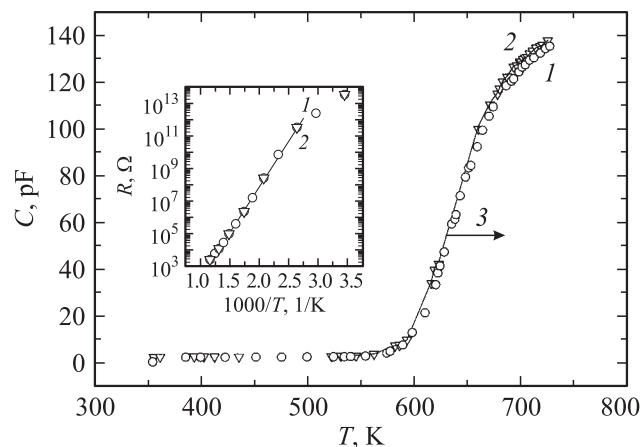


Рис. 4. Температурные зависимости емкости детектора для двух образцов. Кривые 1, 2 — эксперимент при обратном смещении 5 В; 3 — расчет по формуле (1). Вставка — температурный ход сопротивления базы.

Располагая независимо функцией $R(T)$, возможно найти непосредственно вид $C(T)$. Зависимость сопротивления базы $R(T)$ находилась из вольт-амперных характеристик при U_{forw} (см. вставку на рис. 4). Температурный ход описывается экспонентой с энергией активации $\varepsilon_A = 1.12$ эВ. Подобная зависимость со значениями ε_A в диапазоне 0.6–1.25 эВ в интервале доз $6 \cdot 10^{14} - 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ наблюдалась в работе [11].

Расчет $C(T)$ проводился по формуле (1) в приближении $R_{p-n} \gg R$ с использованием измеренных значений $C_m(T)$ и $R(T)$. Оказалось, что $C(T)$ также не имеет ступенек и, более того, полностью повторяет ход $C_m(T)$ (см. рис. 4, сплошная кривая). Таким образом, в наших условиях на участке возрастания емкости сопротивление базы влияния не оказывает, а величина $N_D - N_A$ достигает значения $\sim 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

4.2. Глубокие уровни

Для связи эффекта поляризации с радиационными глубокими центрами были привлечены данные, полученные в литературе для образцов также 4H-SiC n -типа проводимости [13,14]. В этих работах дефекты создавались при облучении протонами с энергией 6.5 либо 8 МэВ, но в условиях меньшей компенсации проводимости. Это позволило выполнить DLTS-измерения и выявить в общей сложности 10 уровней, обменивающихся электронами с c -зоной.

В первую очередь рассмотрим наиболее глубокие центры, постоянная времени ионизации τ которых при комнатной температуре соответствовала бы наблюдаемым нами временным изменениям:

$$\tau = \frac{\exp(E_i/kT)}{v_{th}\sigma_n N_c}. \quad (2)$$

Здесь E_i — глубина залегания центра в запрещенной зоне, k — постоянная Больцмана, v_{th} и σ_n — тепловая скорость и сечение захвата электрона, N_c — эффективная плотность состояний в зоне проводимости.

На рис. 5 приведены зависимости $\tau(T)$, полученные согласно (2) для шести глубоких центров. Сечения взяты согласно данным [13,14]. Глубина залегания первых двух составляет $E_1 = E_c - 0.72$ эВ (межузельный атом углерода и атом азота) и $E_2 = E_c - 0.76$ эВ.

Вторая пара имеет уровни $E_3 = E_c - 1.09$ эВ [13] и $E_4 = E_c - 0.96$ эВ [14]. Их относят к комплексу вакансий углерода и кремния ($V_C + V_{Si}$), но в разных измерениях получились несколько отличные параметры. Наконец, в [14] указаны уровни $E_5 = E_c - 1.0$ эВ и $E_6 = E_c - 1.5$ эВ.

Из рисунка видно, что для уровней E_1 и E_2 значения τ при комнатной температуре составят < 1 и < 10 с соответственно, а для комплекса $V_C + V_{Si}$ $\tau \approx 6$ ч. При температуре 80°C постоянная времени перезарядки уровня $E_5 \leq 1$ ч, а для более мелких ~ 20 с. Эти оценки указывают, что наблюдаемые нами процессы, имеющие

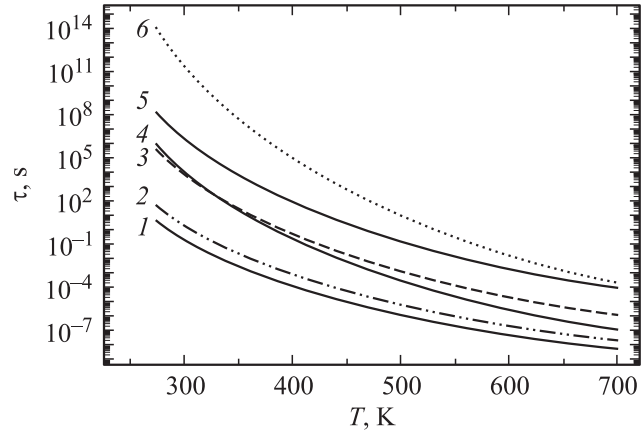


Рис. 5. Рассчитанные по формуле (2) зависимости от температуры постоянных времени термической ионизации глубоких центров. Глубина залегания от дна зоны проводимости, эВ: 1 — 0.72, 2 — 0.76, 3 — 0.96, 4 — 1.09, 5 — 1.0, 6 — 1.5. Параметры для уровней взяты согласно [13,14].

характерные постоянные времени $\sim (5-15)$ мин, невозможно связать с глубокими центрами из приведенного набора уровней. Заметим, что положение глубоких уровней может отличаться в областях повышенного содержания дефектов на границах $p^+ - n$ и $n - n^+$ исследуемой $p^+ - n - n^+$ -структуры. Тогда изменится и набор постоянных времени перезарядки центров.

4.3. О природе эдс поляризации

Изложенные в разд. 2 результаты позволяют предположить, что основной вклад в эдс поляризации вносит накопление дырок на уровнях дефектов. В этом случае релаксация эдс поляризации определяется захватом на вакантные места электронов из обеих разрешенных зон. Постоянную времени процесса можно представить как $1/\tau_{\text{rel}} = \{\sigma_n v_{th} [n + P_v^* \exp(-E_i/kT)]\}$, где P_v — плотность состояний в валентной зоне.

Экспериментальное значение $\tau_{\text{rel}} \approx 300$ с (см. вставку на рис. 3) при $\sigma_n = 10^{-14} \text{ см}^2$ предполагает величину суммарной концентрации $\sim 3 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$ (см. член в квадратных скобках). Эта величина на порядок превышает получаемую из сопротивления базы при 80°C концентрацию носителей в c -зоне $n \approx 3 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$. Последнее указывает на определяющую роль в релаксации эдс обмена дырками с v -зоной уровня с залеганием ≈ 1.0 эВ выше ее потолка.

5. Заключение

Из представленных результатов можно заключить, что при использованных дозах протонов захват неравновесных носителей радиационными центрами приобретает долговременный характер. Помимо стандартного снижения времени жизни носителей происходит их накоп-

ление на радиационных центрах, что вызывает искажение первоначального распределения напряженности поля. Внешне эффект накопления проявляется в падении величины сигнала детектора во времени.

Наблюдаемую кинетику сигнала затруднительно связать с захватом электронов. Известные нам литературные данные по системе уровней дают для постоянной времени обмена электронами с c -зоной значения, отличающиеся от эксперимента.

Определяющая роль захвата дырок подтверждается значением времени релаксации накопленного заряда. Процесс релаксации соответствует разрядке уровней за счет обмена носителями с v -зоной.

В практическом плане отметим, что наблюдаемая нестабильность основных параметров (падение сигнала во времени, возрастание размытия спектральной линии) затрагивает только режим спектрометрии. При этом в использованных условиях (облучение протонами с энергией 8 МэВ и дозой $3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$) сохраняется возможность применения детекторов в режиме счета. Отметим, что характеристики детектора существенно улучшаются при повышении температуры до $\sim 100^\circ\text{C}$.

Работа частично поддержана грантом президента РФ „Ведущие научные школы“, НШ-5920.2006.2, а также со стороны исследований по программе коллаборации RD-50 (CERN).

Авторы выражают благодарность А.В. Садохину за помощь в измерениях, а также итальянским коллегам Andrea Scorzoni (Univ. of Perugia), Francesco Moscatelli, Roberta Nipoti (CNR-IMM Bologna), INFN-Grupppo V за предоставление исходных образцов и полезное обсуждение ряда аспектов работы.

Список литературы

- [1] <http://rd50.web.cern.ch/rd50/>.
- [2] А.А. Лебедев, А.М. Иванов, Н.Б. Строкан. ФТП, **38**, 129 (2004).
- [3] Н.Б. Строкан, А.М. Иванов, Н.С. Савкина, А.А. Лебедев, В.В. Козловский, М. Suvajarvi, R. Yakimova. ФТП, **38**, 841 (2004).
- [4] А.М. Иванов, А.А. Лебедев, Н.Б. Строкан. ФТП, **40**, 886 (2006).
- [5] Н.Б. Строкан, А.М. Иванов, Е.В. Калинина, Г.Ф. Холуянов, Г.А. Онушкин, Д.В. Давыдов, Г.Н. Виолина. ФТП, **39**, 382 (2005).
- [6] А.А. Лебедев, В.В. Козловский, Н.Б. Строкан, Д.В. Давыдов, А.М. Иванов, А.М. Стрельчук, Р. Якимова. ФТП, **36**, 1354 (2002).
- [7] В.В. Козловский. *Модифицирование полупроводников пучками протонов* (СПб., Наука, 2003).
- [8] А.М. Иванов, А.А. Лебедев, Н.Б. Строкан. ФТП, **40**, 886 (2006).
- [9] M. Mikelsen, E.V. Minakhov, A.A. Lebedev, B.G. Svensson. *6th RD50-Workshop* (Helsinki, Finland, 2005). <http://rd50.web.cern.ch/rd50/>.

- [10] А.А. Лебедев, А.И. Вейнгер, Д.В. Давыдов, В.В. Козловский, Н.С. Савкина, А.М. Стрельчук. ФТП, **34**, 897 (2000).
- [11] А.А. Лебедев, А.И. Вейнгер, Д.В. Давыдов, В.В. Козловский, Н.С. Савкина, А.М. Стрельчук. ФТП, **34**, 1058 (2000).
- [12] Е.В. Астрова, А.А. Лебедев, А.А. Лебедев. ФТП, **19**, 1382 (1985).
- [13] A. Castaldini, A. Cavallini, L. Rigutti, F. Nava, S. Ferrero, F. Giorgis. *J. Appl. Phys.*, **98**, 053 706 (2005).
- [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).

Редактор Л.В. Беляков

Instability of SiC detectors characteristics being subjected to extreme fluence of the nuclear particles

A.M. Ivanov, N.B. Strokana, E.V. Bogdanova, A.A. Lebedev

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

Abstract Peculiarities of the detectors operating after irradiation by 8 MeV protons at a fluence of $3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ were studied. Detectors have been produced on the basis of modern CVD-films 4H-SiC n -type conductivity, not compensated donors having concentration $\sim 2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ at thickness 55 microns. High concentration of primarily radiation defects ($\sim 2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) has caused deep compensation of a film conductivity.

Instability in time of the basic characteristics of detectors — amplitude of the signal and energy resolution has been found out. The effect is connected with long-term capture of nonequilibrium carriers on the radiation centers and, as consequence, occurrence in volume of detector polarization electric force.

Analysed have been kinetic establishments of the stationary values specified above.