

Радиационная стойкость SiC-детекторов ионов к воздействию релятивистских протонов

© А.М. Иванов[†], Н.Б. Строкан, Д.В. Давыдов, Н.С. Савкина, А.А. Лебедев,
Ю.Т. Миронов*, Г.А. Рябов*,^{††}, Е.М. Иванов*

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

* Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова Российской академии наук,
188350 Гатчина, Россия

(Получена 19 октября 2000 г. Принята к печати 23 октября 2000 г.)

Исследовались диоды Шоттки на основе эпитаксиальных пленок 6H-SiC. Структуры были подвержены облучению протонами с энергией 1000 МэВ дозой $3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$. Воздействие высокоэнергетичных протонов изучалось при помощи прецизионной α -спектрометрии. Параметры глубоких уровней, вводимых протонами, измерялись методом нестационарной емкостной спектроскопии. Число вакансий, возникающих в треке протона, определялось по программе TRIM. Ширина области пространственного заряда и диффузионная длина для дырок определялись до и после облучения обработкой результатов по α -спектрометрии и емкостных измерений. Установлено незначительное изменение транспортных свойств заряда в детекторах на основе 6H-SiC.

В последнее время наблюдается значительный прогресс в получении качественных монокристаллических подложек SiC и эпитаксиальных пленок на их основе [1]. Соответственно проявляется интерес к SiC со стороны ядерной физики как к материалу для детекторов жестких излучений [2]. Интерес связан с потенциально высокой радиационной стойкостью приборов на базе SiC и возможностью их работы при повышенных температурах [3].

Радиационная стойкость важна, в частности, для построения систем регистрации продуктов реакций в ключевых экспериментах физики высоких энергий. В настоящее время в Европейском центре ядерных исследований (ЦЕРН) планируются на большом коллайдере адронов эксперименты, где детекторы должны работать автономно в течение десяти лет. При этом дозы облучения детекторов релятивистскими частицами лежат в интервале $2 \cdot 10^{14} - 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ в зависимости от расположения относительно точки взаимодействия пучков [4].

В указанных условиях использование хорошо отработанных технологически Si-детекторов уже при дозах $\sim 10^{14} \text{ см}^{-2}$ встречает серьезные ограничения. Во-первых, значительно возрастает рассеиваемая мощность (растут обратные токи и значения напряжения обеднения структуры). Во-вторых, падает эффективность переноса неравновесного заряда и соответственно амплитуда сигнала. В обзорной работе [4] сделан вывод о том, что поиск более радиационно-стойких материалов является неизбежным.

Ранее [5] уже изучались последствия воздействия на 6H-SiC протонов с энергией 8 МэВ при дозах до $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$. Было обнаружено, что под действием облучения происходит как уменьшение концентрации

свободных электронов в слое при комнатной температуре, так и возрастание величины результирующего заряда ионизированных примесей $|N_D^+ - N_A^-|$, измеренной при температуре $T = 650 \text{ К}$. Это означает, что в результате облучения в верхней половине запрещенной зоны образуются глубокие центры (ГЦ), на которые переходят электроны с более мелких доноров. Ионизация этих ГЦ (например, R-центров с энергией ионизации $E_c - E_t \approx 1.2 \text{ эВ}$) происходит при высоких температурах, а при 300 К постоянная времени их перезарядки составляет около двух недель и они не дают вклада в измеряемую при 300 К величину $|N_D^+ - N_A^-|$.

Было также установлено, что в тех же условиях после облучения дозой $8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ $p^+ - n$ -структуры на основе SiC сохраняют способность детектировать короткопериодные ионы [6].

Цель данной работы — исследование радиационной стойкости диодов Шоттки на основе SiC в условиях облучения, соответствующих их применению в качестве детекторов релятивистских частиц. Приводятся результаты по изменению детектирующих характеристик диодных структур после воздействия протонов с энергией 1000 МэВ. Доза протонов выбрана $\sim 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$, что на полпорядка превышает "критическую" для кремниевых детекторов величину.

Образцы и методика эксперимента

В качестве детекторов использовались диоды Шоттки (диаметром 600 мкм), сформированные магнетронным напылением Ni на поверхность чистых эпитаксиальных пленок 6H-SiC, выращенных методом сублимационной эпитаксии в вакууме [2]. Пленки имели неравномерный профиль легирования, при котором концентрация носителей изменялась от $\sim 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ у поверхности образца до $8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ на глубине $\sim 7 \text{ мкм}$. Подобное

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

Факс: (812) 2476425

^{††} E-mail: riabov@hep486.pnpi.spb.ru

распределение величины $(N_D^+ - N_A^-)$ позволяло получить в слое объемного заряда "тянущее поле", что увеличивало эффективную диффузионную длину носителей [7].

Облучение проводилось на выведенном протонном пучке синхроциклотрона (Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова Российской академии наук) при энергии протонов 1000 МэВ. Образец размещался в конце вакуумного тракта транспортировки выведенного протонного пучка в зале ускорителя на расстоянии 5 м от выводного окна синхроциклотрона. Размер пучка в месте облучения составлял $3 \times 6 \text{ см}^2$, плотность потока до $6.25 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. При облучении использовался режим "растянутого" пучка [8], что позволило обеспечить равномерность дозовой нагрузки при экспонировании. Время экспозиции составило $4.32 \cdot 10^3 \text{ с}$.

Мониторинг пучка осуществлялся методом активируемых фольг с использованием реакции $^{27}\text{Al}(p, 3pn)^{24}\text{Na}$, сечение которой принималось равным (10.5 ± 0.7) мбарн. Измерение активности ^{24}Na осуществлялось γ -спектрометрическим методом. В качестве источника замещения использовался ^{60}Co , интенсивность которого была известна с погрешностью не более 3% при 95%-м доверительном интервале.

Непосредственно детектирующая способность диодных SiC-структур определялась по α -частицам препарата ^{244}Cm со средней энергией 5.79 МэВ. С использованием методик амплитудного анализа определялись значения регистрируемой энергии (созданного в SiC неравновесного заряда) в зависимости от приложенного к структуре обратного смещения. Использовались также данные о емкости структуры, и определялись размер непосредственно чувствительной зоны и длина диффузии дырок.

Параметры и концентрации образовавшихся в процессе облучения глубоких центров рассчитывались из результатов измерений методом нестационарной емкостной спектроскопии (DLTS).

Результаты эксперимента и их обработка

1. На рис. 1 для трех структур представлены типичные зависимости измеряемой энергии E от величины обратного напряжения U . Отметим незначительное различие значений E для разных образцов, что указывает на достаточную однородность свойств SiC по площади пленки. Данные типа приведенных на рис. 1 являются исходными для последующей обработки, и такие зависимости снимались до и после облучения протонами.

При обработке результатов (рис. 1) использовался тот факт, что при воздействии α -частицей величина вносимого в SiC неравновесного заряда строго калибрована. Согласно зависимости удельных потерь α -частицы на ионизацию от пройденного пути в SiC (кривая Брэгга), затраченная энергия жестко связана с протяженностью чувствительной зоны детектора W_{eff} . Нами была использована форма кривой Брэгга, полученная с помощью

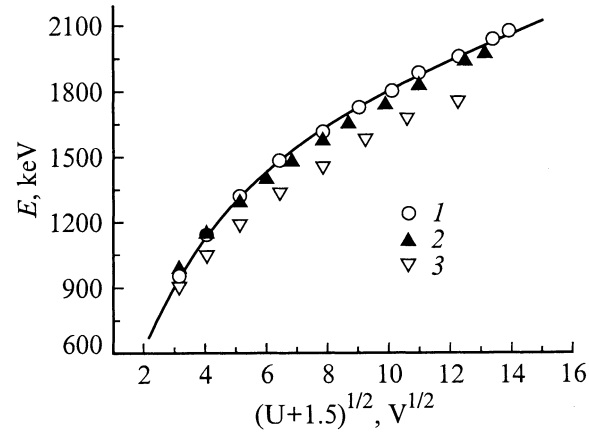


Рис. 1. Зависимость энергии, выделяемой α -частицей в чувствительной зоне структуры, от приложенного обратного смещения для трех исходных образцов. Образцы: 1 — 56, 2 — 36, 3 — 25.

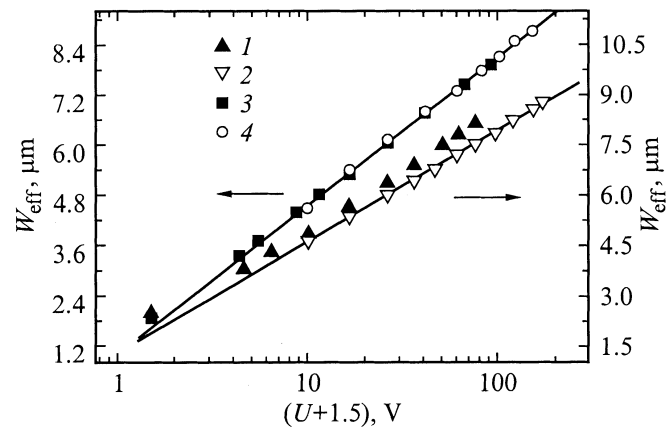


Рис. 2. Зависимость эффективного значения чувствительной зоны структуры от обратного смещения. Образцы: 1, 2 — 36; 3, 4 — 56. 2, 4 — исходные образцы; 1, 3 — после облучения дозой протонов $2.7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$.

программы TRIM [9]. Кривая, за исключением области максимума, аппроксимировалась полиномом третьей степени от W_{eff} . Соответственно расчетная величина выделенной на длине W_{eff} энергии $E_{\text{th}}(W_{\text{eff}})$ описывалась полиномом четвертой степени. Численным решением уравнения $E = E_{\text{th}}(W_{\text{eff}})$, где E — измеряемая величина, определялись значения W_{eff} с точностью не хуже 0.025 мкм.

На рис. 2 приведена полученная указанным путем зависимость $W_{\text{eff}}(U)$. Добавлением к значениям напряжения 1.5 В учитывалась контактная разность потенциалов на p^+-n -переходе. Величины W_{eff} при 100 В составляют более 7 мкм и являются суммой длины области объемного заряда структуры W и длины диффузионного смещения дырок L_D :

$$W_{\text{eff}} = W + L_D. \quad (1)$$

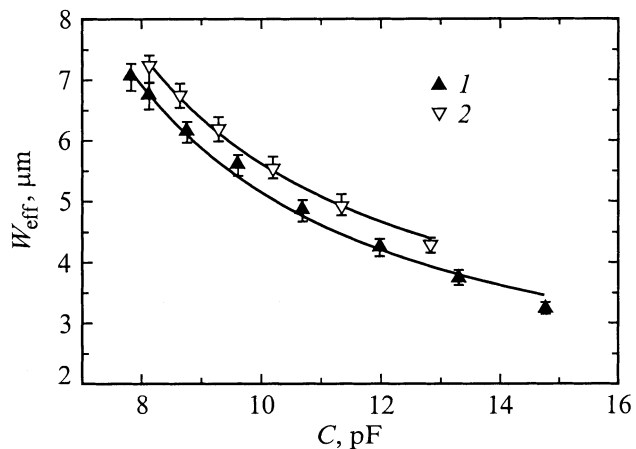


Рис. 3. Зависимость эффективного значения чувствительной зоны структуры от величины измеряемой емкости для образца 25. Точки — эксперимент, линии — аппроксимация по формуле (2). 2 — исходный образец, 1 — облученный.

Для разделения вклада в W_{eff} слагаемых W и L_D измерялась емкость C как функция смещения U . Однако величины C непосредственно для вычисления W не использовались. Малая площадь структур делала значительным влияние паразитной емкости. С целью исключения последней для $W_{\text{eff}}(C)$ использовалось выражение

$$W_{\text{eff}} = \frac{A}{(C - P_1)} + P_2, \quad (2)$$

где постоянная A связана с площадью структуры, а параметры P_1 и P_2 соответствуют значениям паразитной емкости и L_D . Рис. 3 иллюстрирует пример подгоночного расчета по формуле (2) для одного из образцов до и после воздействия дозой протонов $2.7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$. Значения L_D составили (1.658 ± 0.079) и (1.214 ± 0.098) мкм соответственно.

2. Результаты измерения спектра глубоких центров методом DLTS до и после облучения представлены в табл. 1. Как видно из таблицы, в результате облучения произошло значительное изменение концентрации только R -центров. Появления новых центров не обнаружено. Что касается скорости введения R -центров, то имеющиеся свидетельства их вакансионной природы (см., например, работу [5]) позволяют привлечь данные расчета торможения протонов по программе TRIM и определить число первично образованных вакансий. Результат моделирования показывает, что количества вакансий для энергий 8 и 1000 МэВ соотносятся как 110:1. Это является следствием уменьшения сечения рассеяния протонов (с ростом его энергии) на атомах Si и C.

Однако экспериментальное значение концентрации R -центров в нашем случае оказалось ниже приблизительно в 400 раз. Таким образом, ожидаемый в рамках представлений о первичных дефектах результат заметным образом расходится с количеством "конечных" дефектов, возникших в ходе физико-химических реакций

в SiC. Этот факт указывает на неидентичность процесса дефектообразования при 8 и 1000 МэВ. Очевидно, здесь проявляется расхождение на 2 порядка величины в энергии, передаваемой первично выбитым атомам Si и C.

Обсуждение результатов

Данные, приведенные на рис. 1–3, позволяют установить характер изменения величин W_{eff} и L_D после облучения структур. В табл. 2 приведены значения L_D и показаны тенденции в изменениях W_{eff} для пяти образцов. Непосредственно о масштабе вариаций величины W_{eff} можно судить по рис. 2, 3.

Видно, что значения длины диффузионного смещения дырок изменяются не более чем на 30% (за исключением образца 56). Отклонения от исходных значений W_{eff} еще менее значительны. При этом, если уменьшение W_{eff} для образцов 25 и 55 логично связать с уменьшением L_D , то сохранение W_{eff} неизменным для других образцов (либо даже рост для образца 36) вызвано произошедшей компенсацией проводимости SiC. В результате уменьшается величина разности заряда ионизованных донорных (N_D^+) и акцепторных (N_A^-) примесей $N_{\text{eff}} = |N_D^+ - N_A^-|$, определяющая область действия электрического поля $p^+ - n$ -структуры. Соответственно возрастает значение $W \propto |N_D^+ - N_A^-|^{-1/2}$.

Можно найти длину дрейфового переноса дырок в электрическом поле напряженностью F как $L_F^p = (\mu\tau)_p F = (L_D)(Fe/kT)$. Здесь e — заряд электрона, k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура, μ и τ — подвижность и время жизни носителя заряда. Принимая $F = 10^5 \text{ В/см}$, $L_D = 1 \text{ мкм}$, имеем для дырок при комнатной температуре $L_F^p = 400 \text{ мкм}$.

Таблица 1. Глубокие центры по данным DLTS

Тип центра	$E_c - E_i$, эВ	Концентрация, см^{-3}	
		До облучения	После облучения
E1/E2	0.35–0.4	$(1-2) \cdot 10^{13}$	$(1-2) \cdot 10^{13}$
R	1.1–1.2	$< 5 \cdot 10^{12}$	$5 \cdot 10^{13}$

Таблица 2. Длина диффузионного смещения и влияние облучения на размер чувствительной области

№ образца	L_D , мкм	L_D , мкм	Динамика W_{eff}
	до облучения	после облучения	
25	1.66	1.21	Уменьшение
36	1.80	1.24	Возрастание
46	0.78	0.61	Const
55	0.92	—*	Уменьшение
56	1.00	0.16	Const

Примечание. * Значение L_D после облучения образца 55 не приводится ввиду значительной погрешности при аппроксимации по формуле (2).

Оценку длины дрейфового переноса электронов $L_F^n = (\mu\tau)_n F$ можно провести по результатам работы [6], где для дозы протонов $8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ при энергии 8 МэВ было получено в режиме монополярного переноса электронов значение $(\mu\tau)_n = 7 \cdot 10^{-9} \text{ см}^2/\text{В}$. Будем считать ответственными за падение времени жизни R -центры. Тогда, вводя к значению $(\mu\tau)_n$ поправочный коэффициент, учитывающий число возникших R -центров, для условий данной работы получаем величину $L_F^n \leq 1 \text{ см}$.

Таким образом, величины длин дрейфового переноса носителей оказываются вполне удовлетворительными для детекторов с рабочей зоной протяженностью в несколько сотен микрометров.

Заключение

Сравнение полученных в настоящей работе данных по образованию глубоких центров с результатами публикации [5] (облучение протонами с энергией 8 МэВ) показывает, что различие в энергии протонов не сказалось заметным образом на спектре вводимых радиационных центров. По-прежнему определяющими являются R -центры с глубиной залегания 1.1–1.2 эВ от дна зоны проводимости. Однако скорость введения центров оказалось ниже значения, предсказываемого на основании числа первично введенных дефектов.

Исследования непосредственно характеристик SiC-детекторов показали, что изменения ответственных за перенос носителей параметров можно характеризовать как начальную стадию деградации.

Протяженность слоя объемного заряда (области сильного электрического поля) диодной структуры практически не изменяется. Последнее означает сохранение величины эффективного заряда ионизованных примесей N_{eff} , несмотря на значительное количество ($1.4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$) первично введенных вакансий. Скорость введения R -центров была невысока, и их концентрация составила всего $5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Поэтому значения N_{eff} продолжают определяться концентрацией исходных примесей.

Список литературы

- [1] C.H. Carter, Jr., V.F. Tsvetkov, R.C. Glass, D. Henshall, M. Brady, S.G. Muller, O. Kordina, K. Irvine, J.A. Edmond, H.-S. Kong, R. Singh, S.T. Allen, J.W. Palmour. *Mater. Sci. Eng. B*, **51–62**, 1 (1999).
- [2] N.S. Savkina, A.A. Lebedev, D.V. Davydov, A.M. Strel'chuk, A.S. Tregubova, C. Raynaud, J.-P. Chante, M.-L. Locatelli, D. Planson, J. Milan, P. Godignon, F.J. Campos, N. Mestres, J. Pascual, G. Brezeanu, M. Badila. *Mater. Sci. & Eng. B*, **77**, 50 (2000).
- [3] Н.Б. Строкан, А.М. Иванов, А.А. Лебедев, Д.В. Давыдов, Н.С. Савкина. *ФТП*, **34**, 249 (2000).
- [4] G. Lindstrom, M. Moll, E. Fretwurst. *Nucl. Instrum. & Meth.*, **426**, 1 (1999).
- [5] А.А. Лебедев, А.И. Вейнгер, Д.В. Давыдов, В.В. Козловский, Н.С. Савкина, А.М. Стрельчук. *ФТП*, **34**, 897 (2000).

- [6] Н.Б. Строкан, А.М. Иванов, А.А. Лебедев, Д.В. Давыдов, В.В. Козловский. *ФТП*, **34**, 1443 (2000).
- [7] М.М. Аникин, Н.И. Кузнецов, А.А. Лебедев, Н.С. Савкина, А.Л. Сыркин, В.Е. Челноков. *ФТП*, **28**, 457 (1994).
- [8] N.K. Abrossimov, R.P. Deviatierakov, A.G. Kotov, G.F. Mikheev, N.N. Chernov, V.I. Yurchenko. *Proc. IIIth all-union conf. on chag. part. accel.* (M., 1973) v. 2, p. 94.
- [9] *Ion implanation. Science and Technology*, ed. by J.F. Ziegler (Acad. Press. Inc., 1984).

Редактор Л.В. Шаронова

Radiation hardness of SiC ion detectors to affect relativistic protons

A.M. Ivanov, N.B. Strokan, D.V. Davydov,
N.S. Savkina, A.A. Lebedev, Yu.T. Mironov*,
G.A. Ryabov*, E.M. Ivanov*

Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St.Petersburg, Russia
*B.P. Konstantinov Institute of Nuclear Physics,
Russian Academy of Sciences,
188350 St.Petersburg, Russia

Abstract Shottky diodes based on 6H-SiC epitaxial films were used. The structures were exposed to dose $3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ of 1000 MeV protons. The effect of high energy protons was studied by means of precise α -spectrometry. Defects with deep levels induced by protons were measured using DLTS. The number of vacancies arising in the track of 1000 and 8 MeV proton was determined by TRIM program. Thickness of space charge region and the diffusion length for holes was determined before and after irradiation by fitting experimental result α -spectrometry and capacitance measurements. The results show insignificant changes of charges transport properties in SiC detectors.