

К вопросу радиационной стойкости SiC-детекторов ядерного излучения в условиях повышенных рабочих температур

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

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

(Получена 22 марта 2011 г. Принята к печати 28 марта 2011 г.)

Отмечается, что благодаря глубокой компенсации проводимости карбида кремния, возникающей при воздействии радиации, в захвате неравновесного заряда в детекторах происходит преобладание локализации (прилипания) носителей над рекомбинацией. Это позволяет, повышая температуру, снижать время удержания носителя заряда центром захвата до значений, меньших времени формирования сигнала электроникой. Для случая дефектов структуры, создаваемых протонами с энергией 6.5 МэВ, проведена оценка значений температуры, исключающей деградацию сигнала детектора за счет локализации носителей заряда. Определены величины возникающего генерационного тока, шумы которого могут ограничивать работу детектора в режиме спектрометрии.

1. Введение и постановка задачи

Карбид кремния (SiC) относится к числу новых для конструирования детекторов материалов сравнительно с использованием Ge, Si, CdTe (CdZnTe). Указанная группа материалов служит основой отлаженного промышленного выпуска значительных партий детекторов. Общим свойством группы является значение ширины запрещенной зоны не более $E_g \approx 1.5$ эВ. В этом отношении 4H-SiC, обладающий $E_g = 3.2$ эВ, принадлежит классу широкозонных полупроводников. Как следствие, плотность генерационного тока детекторов на его основе на несколько порядков меньше, чем при использовании традиционных „детекторных“ материалов. Отмеченное обстоятельство должно позволить применять SiC-детекторы в условиях повышенных температур, а также высоких радиационных нагрузок. В последнем случае рост тока связан с появлением в запрещенной зоне уровней радиационных дефектов, активно участвующих в генерации носителей заряда.

Возможность работы при высоких температурах очевидна и недавно реализована практически. Высокотемпературные спектрометрические SiC-детекторы описаны в работе [1]. Показано, что до температуры $T = 375^\circ\text{C}$ шумы тока детектора не превышают шума последующей кремниевой электроники. Вопрос радиационных нагрузок нуждается в анализе, поскольку помимо шума генерационного тока спектрометрические возможности детектора ограничиваются за счет захвата и накопления неравновесных носителей на уровнях радиационных дефектов. Захват проявляется в падении величины сигнала. Однако, как показано в [2], захватом возможно управлять, снижая его проявление путем повышения рабочей температуры детектора.

Таким образом, применительно к проблеме радиационной стойкости повышение температуры играет кроме негативной (увеличение тока) и положительную роль (снижение скорости захвата носителей заряда). В этой

связи в статье вначале рассматривается связь между значениями рабочей температуры T_0 , соответствующей ей плотностью генерационного тока J_g и положением радиационного уровня, обеспечивающего величину плотности тока J_g и „быстрый“ (сравнительно со временем обработки сигнала электроникой) выброс носителя в случае захвата. Полученные для SiC результаты будут сопоставлены с данными для относительно узкозонных материалов: Si, CdTe и GaAs.

2. Упрощенная модель

Положим, что вследствие радиационной нагрузки детектора в материале образовались дефекты с уровнем залегания E_m в значительной концентрации M , определяющей значение генерационного тока. Для определенности, уровень E_m находится в верхней половине запрещенной зоны. В силу сказанного выше значение E_m определяет часть запрещенной зоны E_g (выше E_m), в которой могут располагаться другие уровни, но не проявляться в захвате при температуре T_0 . Под захватом мы понимаем локализацию неравновесного электрона на глубоком уровне на время, большее времени формирования сигнала электроникой. Неравновесные дырки из создаваемых в первоначальный момент пар унесены сильным электрическим полем, существующим в рабочей зоне детектора. Рекомбинация с дырками валентной зоны вследствие резкого падения проводимости облученного SiC не рассматривается.

Интересующие нас величины T_0 и E_m взаимосвязаны через два стандартных выражения. Первое описывает постоянную времени τ для термического выброса электрона с уровня E_m в зону проводимости, а второе — плотность генерационного тока J_g .

$$\tau = \frac{\exp \frac{E_m}{kT_0}}{\sigma_n v N_c} = A^{-1} \exp \frac{E_m}{kT_0}, \quad (1)$$

$$J_g = \frac{en_i w}{2\tau_g}, \quad (2)$$

[¶] E-mail: Alexandr.Ivanov@mail.ioffe.ru

где генерационное время жизни τ_g :

$$\tau_g = \frac{\sigma_n \exp \frac{E_m - E_i}{kT_0} + \sigma_p \exp \frac{E_i - E_m}{kT_0}}{\sigma_n \sigma_p v M}. \quad (3)$$

Обозначив

$$B = \frac{ew\sigma_n v M \sqrt{N_c N_v}}{2}, \quad (4)$$

получаем

$$J_g = B \exp\left(-\frac{E_g - E_m}{kT_0}\right). \quad (5)$$

Здесь e — заряд электрона, k — постоянная Больцмана, N_c и N_v — эффективная плотность состояний в зоне проводимости и в валентной зоне, n_i — собственная концентрация носителей, E_i — середина запрещенной зоны, v — тепловая скорость носителей заряда, σ_n и σ_p — сечения захвата электрона и дырки соответственно (для упрощения принимаются равными), w — ширина области электрического поля в обратно смещенной структуре.

Выражения (1), (5) позволяют при задании приемлемых значений J_g и времени τ алгебраически найти величину рабочей температуры T_0 и положение уровня E_m (наиболее глубокого из не участвующих в захвате). В ходе численных оценок были учтены в первую очередь экспоненциальные температурные зависимости рассматриваемых физических величин. Это обстоятельство подчеркнуто записью уравнения (1) в упрощенном виде со множителем $A [c^{-1}]$ и введением постоянной $B [A/cm^2]$ в уравнение (5). Искомая температура T_0 получается в виде

$$T_0 = \frac{E_g}{k \ln\left(\frac{A\tau B}{J_g}\right)}. \quad (6)$$

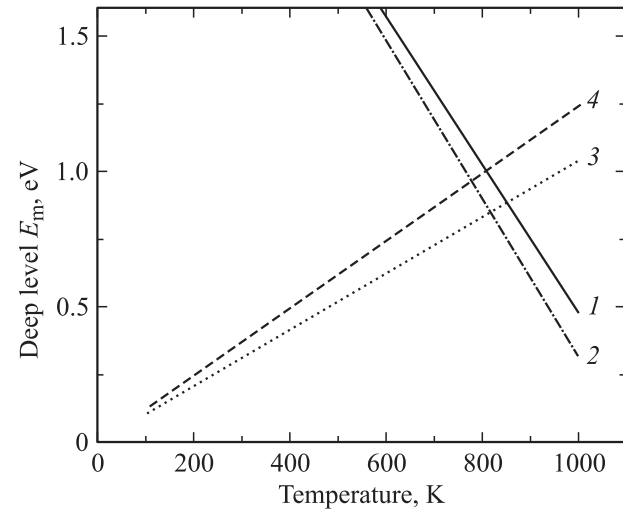
Уровень, обеспечивающий плотность генерационного тока J_g (а также выброс захваченного носителя за время τ), располагается на глубине

$$\frac{E_m}{E_g} = \frac{\ln(A\tau)}{\ln\left(\frac{A\tau B}{J_g}\right)}. \quad (7)$$

3. Следствия модели

Полученное соотношение (7) показывает, что в рамках рассматриваемой модели доля зоны (E_m/E_g), в которой выброс носителей с уровней происходит за заданное время τ , для различных материалов одинакова. Действительно, доля E_m/E_g от ширины запрещенной зоны материала не зависит. Природа материала проявляется в значениях температуры T_0 согласно соотношению (6).

На рисунке показано графическое решение уравнений (1), (5). На нем (см. кривые 1,2) представлены для SiC температурные зависимости положения глубокого уровня, обеспечивающего плотность тока в детекторе $J_g = 1 \text{ нА/см}^2$ при концентрации центров $M = 10^{15} \text{ см}^{-3}$



Температурные зависимости положения уровня E_m в SiC согласно выражениям (1), (5): 1,2 — создающего генерационный ток плотностью 1 нА/см^2 при ширине области электрического поля w , мкм: 1 — 50, 2 — 300; 3,4 — при времени выброса в зону проводимости τ , мкс: 3 — 1, 4 — 10.

и сечения захвата $\sigma_n = \sigma_p = 10^{-15} \text{ см}^{-2}$. Для наглядности закладывались два значения протяженности рабочей зоны $w = 50$ и 300 мкм.

Кривые 3,4 описывают уровни, постоянные термического выброса с которых составляют $\tau = 1.0$ и 10 мкс. Пересечение кривых первой и второй групп однозначно определяет положение центра E_m и рабочую температуру T_0 . Отметим, что указанные выше численные значения параметров соответствуют условиям работы детекторов. Сравнительные данные, полученные в ходе решения уравнений для совокупности „детекторных“ материалов Si, GaAs, CdTe, SiC, приведены в табл. 1.

Полученные величины температуры T_0 позволяют вывести из дальнейшего рассмотрения GaAs и CdTe. Детекторы на базе этих материалов применяются для спектromетрии рентгеновских квантов (см. проспект фирмы *Amptek* [3]) и для достижения минимального шума охлаждаются до отрицательных температур в десятки градусов С. Радиационная стойкость в указанной области их применения критичным свойством не является.

Таблица 1. Значения требуемой температуры T_0 и глубины залегания уровня E_m по упрощенной модели, обеспечивающие плотность генерационного тока 1 нА/см^2 и постоянную времени для термического выброса носителя с уровня, равную 10 мкс при $w = 300$ мкм

Параметр/материал	Si	GaAs	CdTe	SiC
Ширина запрещенной зоны E_g , эВ	1.12	1.424	1.56	3.23
Глубина уровня E_m , эВ	0.35	0.36	0.41	0.96
Температура T_0 , К	266	392	424	778
Отношение E_m/E_g	0.31	0.25	0.26	0.30

Что касается Si, то полученная величина T_0 соответствует условиям работы сильно облученных детекторов. Однако полная оценка возможностей Si-детекторов в рамках упрощенной модели некорректна. Причина заключена в наличии характерных для Si глубоких уровней радиационных дефектов [4] — дивакансии $E_c - 0.42$ эВ и E -центра $E_c - 0.46$ эВ. Они располагаются ниже рассчитанного по модели $E_m = 0.35$ эВ. Следовательно, эти уровни неизбежно существенно увеличат генерационный ток, а также могут принимать участие в захвате–локализации. В итоге повлиять на стойкость Si повышением температуры не представляется реальным.

Карбид кремния в отличие от рассмотренных материалов позволяет использовать рабочие температуры от комнатной до сотен градусов Цельсия. Так, в работе [5] описаны детекторы, работоспособные при 600°C . Поэтому значения $T_0 = 500^\circ\text{C}$, полученные в табл. 1, реальны для практики.

Отметим, что использованная модель захвата носителей в варианте локализации в наибольшей степени из материалов табл. 1 соответствует SiC. Именно, как отмечалось, воздействие на SiC-радиации приводит к компенсации исходной проводимости вплоть до ее перехода в состояние полуизолятора (см., например, [6]). Последнее и позволило нам пренебречь в захвате носителей заряда рекомбинацией, ограничившись локализацией (удержанием носителя заряда центром с последующим возвратом в прежнюю зону). Соответственно повышение температуры понижает время локализации носителя и тем самым исключает часть уровней из процесса захвата.

К сожалению, одновременно с температурой возрастает величина генерационного тока. Характерно, что ток определяется наиболее глубоким уровнем из системы образовавшихся в детекторе центров.

Выполнение условий, одновременно налагаемых на время удержания носителя заряда центром захвата E_m и на величину генерационного тока, привело к определению значения характерной для исходного материала детектора температуры T_0 . Для группы материалов с шириной зоны до 1.6 эВ эти значения лежат в интервале температур, широко используемых в экспериментах. Для SiC значения составляют до 500°C . Таким образом, использование SiC-детекторов в области комнатных температур существенно занижает их возможности в плане радиационной стойкости.

Дальнейшие оценки возможностей SiC-детекторов следует проводить используя конкретную систему уровней радиационной природы.

4. Случай облучения SiC протонами средних энергий

Будем руководствоваться данными по протонному облучению SiC согласно последним работам [7,8]. Система радиационных центров в отношении глубоких уровней

Таблица 2. Параметры трех наиболее глубоких центров после протонного облучения с энергией 6.5 МэВ [7] (доза $3.2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$), а также рабочая температура T , полученная по уточненной модели, обеспечивающая постоянную времени для термического выброса носителя с этих уровней, равную 10 мкс. В следующей строке приведены плотности генерационного тока при T и $w = 50$ мкм, задаваемые центром S5: $E_c - 1.09$ эВ, как наиболее глубоким

Глубокие центры	S3	S4	S5
$E_m, \text{эВ}$	0.72	0.76	1.09
$M, \text{см}^{-3}$	$3.5 \cdot 10^{14}$	$1.1 \cdot 10^{14}$	$7.7 \cdot 10^{13}$
$\sigma, \text{см}^2$	$2 \cdot 10^{-14}$	$1.0 \cdot 10^{-14}$	$5.0 \cdot 10^{-13}$
$T, \text{К}$	445	485	565
$J, \text{А/см}^2$	$7.8 \cdot 10^{-18}$	$9.2 \cdot 10^{-16}$	$1.8 \cdot 10^{-12}$

имеет некоторое отличие от результатов нейтронного воздействия [9]. Важно, что в [7,8] не наблюдался уровень $E_c - 1.5$ эВ. В этой связи отметим, что в спектрах PICST работы [9] этот уровень проявлялся слабо, а доминировали более мелкие уровни: $E_c - 0.82$ эВ и $E_c - 1.16$ эВ. Наконец, различие [7,8] в плане отсутствия уровня вблизи середины зоны с работой [10], также выполненной при облучении протонами, можно отнести за счет использования в [10] (2000 г.) менее совершенного материала.

В табл. 2 представлены параметры рассматриваемых нами трех наиболее глубоко расположенных в запрещенной зоне уровней, возникающих, согласно [7], в ходе облучения SiC-протонами с энергией 6.5 МэВ (доза $3.2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$). Важным положительным фактором является то, что полученное в табл. 1 значение $E_m = 0.96$ эВ располагается ниже уровня двух из них: $E_c - 0.72$ эВ и $E_c - 0.76$ эВ. Это означает, что повышение рабочей температуры до $T = 500^\circ\text{C}$ предотвратит захват на них неравновесных электронов и, тем более, на ряд более мелких уровней радиационных дефектов, указанных в [7,8].

Переходя к определению численных значений T для указанных уровней, используем уравнение (1), не интересуясь вначале величинами токов. В целях большей точности учтем температурные зависимости эффективной плотности состояний $N_c \cdot T^{3/2}$ и тепловой скорости электронов $v \cdot T^{1/2}$.

Полученные величины T представлены в табл. 2 с учетом индивидуальных значений сечений захвата каждого из глубоких уровней. В следующей строке табл. 2 приведены соответствующие плотности генерационного тока, задаваемые центром $E_c - 1.09$ эВ как наиболее глубоким. Его концентрация и сечение захвата приняты, согласно [7], $7.7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и $5.0 \cdot 10^{-13} \text{ см}^2$ соответственно.

Величины токов оказались несущественны для детекторов и не препятствуют использованию режима необ-

ходимых для нейтрализации захвата носителей заряда температур.

Используя параметры глубоких центров (табл. 2), можно численно оценить, как захват на уровень или отсутствие такового повлияют на время нахождения неравновесных электронов в c -зоне до их захвата центром. Исключение из участия в захвате путем нагрева до $T = 450$ К уровня $S3-E_c - 0.72$ эВ (и, естественно, более мелких центров) приводит к росту этого времени на 18%. Если исключить также $S4-E_c - 0.76$ эВ, то рост составит 21%. При температурах более 565 К из захвата возможно исключить систему рассматриваемых центров полностью.

5. Обсуждение результатов

Помимо рассмотренного конкретного примера следует коснуться более общих вопросов радиационной стойкости. Обсуждавшиеся температуры T примыкают к интервалу значений, относящихся к „низкотемпературному отжигу“ (600–700°C). Согласно [11], отжиг приводит к восстановлению сигнала облученного детектора до 1.5 раз. Это создает предпосылки к проявлению отжига радиационных дефектов непосредственно в процессе работы детектора в условиях высоких рабочих температур.

Весьма важно, что повышением температуры в значительной мере нивелируется проявление долговременного захвата носителей заряда. Захват такого рода лежит в основе наблюдавшегося эффекта поляризации объема детектора [12,13]. Именно в ходе тестирования облученного детектора наблюдалось появление „внутреннего“ электрического поля, противоположного приложенному напряжению. После отключения внешнего источника детектор продолжал вырабатывать сигнал, но уже другой полярности. Эффект связан с накоплением заряда захваченных электронов и дырок. Рождаемые ядерным излучением как пары, они разделяются внешним полем и, претерпевая захват, образуют объемные заряды противоположных знаков. Очевидно, что негативное проявление „поляризации“ должно быть смягчено допустимым для SiC повышением температуры [2].

6. Заключение

Предложенная модель позволяет установить для исходного материала детектора глубину залегания радиационного центра и температуру, при которой одновременно соблюдаются две характеристики центра. Во-первых, обусловленный им генерационный ток имеет заданную величину. Во-вторых, также задано время удержания центром носителей заряда в случае захвата.

Глубина залегания центра оказалась общей для материалов и составляющей около трети ширины запрещенной зоны. Значения рабочей температуры строго индивидуальны.

Из рассмотренной группы материалов SiC является единственной основой для получения высокотемпературных приборов. Для такого рода детекторов возможно повышение радиационной стойкости сравнительно с работой в области комнатных температур. Важную роль здесь играет характерная для SiC компенсация исходной проводимости (по мере накопления радиационных дефектов), вплоть до перехода материала в состояние полуизолятора. Последнее при захвате носителей заряда приводит к преобладанию локализации („прилипания“) над вариантом рекомбинации.

Повышение рабочей температуры существенно снижает захват (и деградацию амплитуды сигнала) вследствие падения времени удержания носителей на центрах захвата. К сожалению, этому сопутствует возрастание генерационного тока, определяемого наиболее глубоким уровнем присутствующей в материале детектора системы дефектов. Проведенные оценки для системы дефектов, характерной для протонов „средних“ энергий, указали на возможность устранения захвата при реальных для практики температурах и (одновременно) несущественных генерационных токах.

Работа выполнена при поддержке гранта президента РФ — Ведущие научные школы (НШ-3306.2010.2).

Список литературы

- [1] Е.В. Калинина, А.М. Иванов, Н.Б. Строкан. Письма ЖТФ, **34** (5), 63 (2008).
- [2] А.М. Ivanov, N.B. Strokan, A.A. Lebedev. Nucl. Instr. Meth. A, **597** (2–3), 203 (2008).
- [3] <http://www.amptek.com/>
- [4] M. Bruzzi. CMS SLHC, Imperial College, London, Juli 2004. <http://rd50.web.cern.ch/rd50/>
- [5] В.А. Тихомирова, О.П. Федосеева, Г.Ф. Холуянов. Атом. энергия, **34** (2), 122 (1973).
- [6] Н.Б. Строкан, А.М. Иванов, А.А. Лебедев. ФТП, **38** (2), 129 (2004).
- [7] A. Castaldini, A. Cavallini, L. Rigutti, F. Nava, S. Ferrero, F. Giorgis. J. Appl. Phys., **98**, 053 706 (2005).
- [8] В.В. Емцев, А.М. Иванов, В.В. Козловский, А.А. Лебедев, Г.А. Оганесян, Н.Б. Строкан. ФТП, **44** (5), 706 (2010).
- [9] A. Castaldini, A. Cavallini, F. Fabbri, F. Nava, P. Errani, V. Cindro. *8th RD50 Workshop*, Prague, 25–28 June, 2006. <http://rd50.web.cern.ch/rd50/>
- [10] A.A. Lebedev, A.I. Veinger, V.V. Kozlovski, D.V. Davydov, N.S. Savkina, A.M. Strelchuk. J. Appl. Phys., **88**, 6265 (2000).
- [11] А.М. Иванов, Н.Б. Строкан, А.В. Садохин, А.А. Лебедев. ФТП, **41** (8), 998 (2007).
- [12] А.М. Иванов, А.А. Лебедев, Н.Б. Строкан. ФТП, **40** (10), 1259 (2006).
- [13] А.М. Иванов, Н.Б. Строкан, Е.В. Богданова, А.А. Лебедев. ФТП, **41** (1), 117 (2007).

Редактор Л.В. Беляков

To a question of radiating hardness of SiC nuclear particles detectors in conditions of the high operating temperatures

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

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

Abstract It is marked, that owing to deep compensation of the SiC conductivity (arising at radiation influence) in capture of a nonequilibrium charge carriers there is a prevalence of localization above recombination. It allows, raising temperature to reduce time of deduction of the charge carriers by the capture centers to values, smaller time of a electronic signal formation. For a case of the structure defects created by 6.5 MeV protons the estimation of the temperature values excluding degradation of a detectors signal due to localization of a charge carriers has been lead. The values of arising a generation current which noise can limit operation of the detector in a spectrometry mode are certain.