

# Транспорт заряда в структурах 4H-SiC-детекторов в условиях сильного электрического поля

© А.М. Иванов<sup>†</sup>, М.Г. Мынбаева, А.В. Садохин, Н.Б. Строкан, А.А. Лебедев

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

(Получена 15 января 2009 г. Принята к печати 22 января 2009 г.)

Исследован перенос пакетов неравновесного заряда в структуре с барьером Шоттки, выполненным на CVD-пленке 4H-SiC *n*-типа проводимости. Максимальная напряженность электрического поля составляла 1.1 МВ/см. Заряд вносился одиночными  $\alpha$ -частицами и регистрировался с помощью техники ядерной спектрометрии. Наблюдено появление сверхлинейного роста регистрируемого заряда в зависимости от приложенного к структуре обратного смещения. Одновременно также сверхлинейно возрастает разброс значений заряда в амплитудном спектре. Отмеченный эффект связывается с начальной стадией ударной ионизации. Проявление процесса при нетрадиционно малых полях ( $\sim 1$  МВ/см) объясняется спецификой генерации заряда. Порождаемые в ходе торможения  $\alpha$ -частиц носители заряда оказываются первоначально „разогретыми“.

PACS: 61.82.Fk, 61.80.-x, 84.70.+p, 85.30.Hi

## 1. Введение

В последнее время наблюдается значительный прогресс в совершенствовании свойств SiC как материала, а также в технологии получения на его основе различных структур полупроводниковой электроники. Последнее относится, в частности, к классу высоковольтных приборов (см., например, [1–3]).

Детекторы ядерного излучения в технологическом плане относятся именно к этому классу, поскольку приложение высокого напряжения позволяет развить в рабочей области детектора сильное поле и обеспечить более полный перенос индуцированного излучением заряда. Сказанное справедливо для существующих полупроводниковых детекторов, работающих по принципу предшествующей им газовой ионизационной камеры. Развивая далее аналогию с газовой средой, можно прийти к классу пропорциональных счетчиков, в которых происходит пропорциональное усиление первоначально созданного заряда.

Здесь перспективны широкозонные полупроводники, в которых благодаря низкой собственной концентрации носителей мал шумовой фон. Наиболее отработанным из такого рода материалов является карбид кремния. Что касается полей, обеспечивающих ударную ионизацию, то их значения вплоть до порядка величины выше используемых в детекторах типа ионизационных камер. Так, согласно последним данным [4], для усиления в 100 раз необходима напряженность поля  $F \approx 2.5$  МВ/см. Результат относился к случаю фотогенерации носителей заряда. В данной работе использовалась импульсная генерация одиночными ядерными частицами. С применением обладающей высокой точностью техники ядерной спектрометрии наблюдалась начальная стадия процесса, происходящая уже при  $F \approx 1.0$  МВ/см. На этом основании высказывается предположение, что в детекторах

жестких излучений усиление развивается в полях, меньших по сравнению со случаем фотогенерации.

## 2. Условия эксперимента

В качестве тестовых образцов, использованных в настоящей работе, служили карбид-кремниевые (SiC) диоды Шоттки (ДШ) с полевой обкладкой (filed-plate Schottky diodes [5]). ДШ были созданы на основе гомоэпитаксиальных структур 4H-SiC, полученных методом газовой фазной эпитаксии (CVD, Cree), со следующими параметрами: подложка  $n^+$ -типа проводимости толщиной 360 мкм и уровнем легирования  $\sim 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ; эпитаксиальные слои  $n^-$ -типа проводимости толщиной 8–10 мкм и уровнем легирования  $3.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . В качестве полевой обкладки периферии барьерного контакта (Ni) использовалось диэлектрическое покрытие из диоксида кремния (SiO<sub>2</sub>), нанесенное методом электронно-лучевого испарения кварцевой мишени в вакууме. Омический контакт (со стороны  $n^+$ -подложки) формировался на основе Ni-металлизации с последующим отжигом при температуре 900°C. Схематическое представление структуры ДШ с полевой обкладкой представлено на рис. 1.

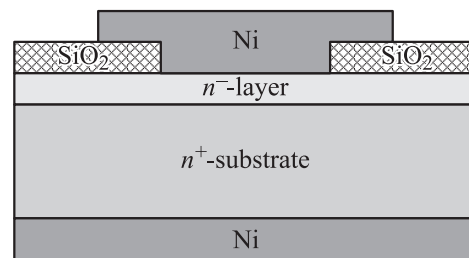


Рис. 1. Схематическое представление структуры диода Шоттки с полевой обкладкой.

<sup>†</sup> E-mail: alexandrivanov@mail.ioffe.ru

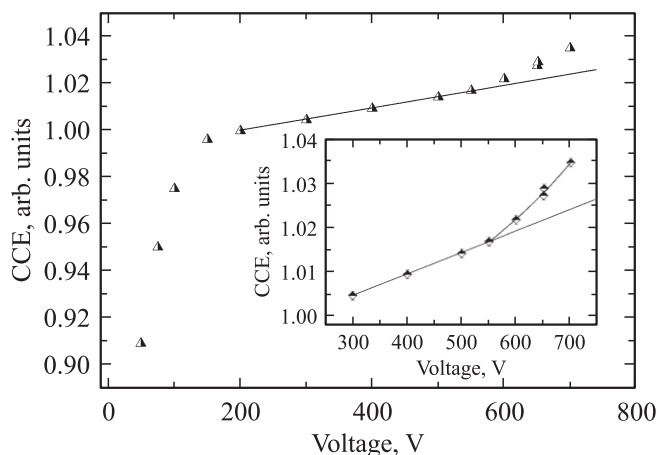
Измерения проводились на образцах ДШ, где площадь барьерного контакта составляла  $1000 \times 1000 \text{ мкм}^2$ , включая область перекрытия полевого окисла  $\text{SiO}_2$  металлизацией контакта Шоттки (20 мкм).

Структуры тестировались монохроматическими  $\alpha$ -частицами при интенсивности их падения на образец 15–20 част./с, т.е. фиксировался заряд, индуцируемый каждой отдельной частицей. Пробег частиц превышал толщину пленки, поэтому генерация пар электрон–дырка происходила практически равномерно по толщине пленки. Определялись в зависимости от прилаемого смещения две основные характеристики детектора — эффективность сбора заряда (ССЕ) и разрешение по энергии (FWHM — ширина спектральной линии на уровне 0.5 от максимума). Для этого была использована стандартная спектрометрическая установка с числом каналов амплитудного анализатора, равным 4000. Постоянная времени формирования импульса в тракте усиления составляла 1.0 мкс.

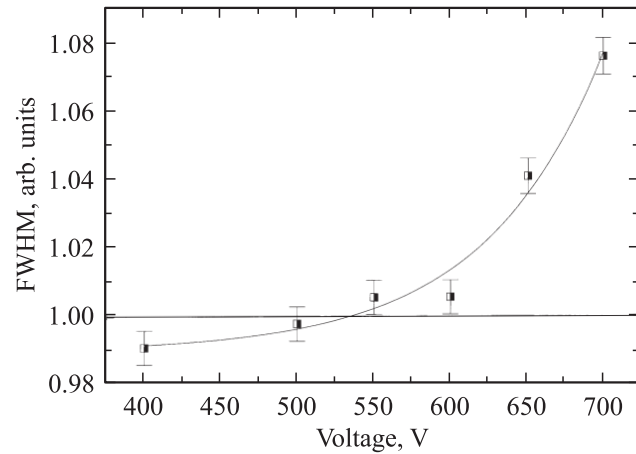
### 3. Результаты измерений и их обсуждение

На рис. 2 приведена зависимость собираемого в структуре заряда от напряжения при обратном смещении  $\text{ССЕ}(U)$ . Величины  $\text{ССЕ}$  определялись по положению в спектре амплитуд среднего значения спектральной линии. Предварительно форма спектра аппроксимировалась гауссианом.

До значений  $U = 200 \text{ В}$  наблюдается характерное возрастание собираемого заряда, связанное с распространением области объемного заряда в глубь базы структуры вплоть до ее полного обеднения. Факт обеднения подтверждался выходом значений емкости на плато также при  $U \approx 200 \text{ В}$ . Построение участка нарастания  $\text{ССЕ}$  в



**Рис. 2.** Зависимость эффективности сбора заряда  $\text{ССЕ}$  от напряжения при обратном смещении структуры. За 1 принято значение  $\text{ССЕ}$  при 200 В, когда база обедняется и дальнейший ход кривой соответствует дрейфовому переносу заряда. На вставке — область дрейфового переноса заряда с участком сверхлинейного нарастания.



**Рис. 3.** Зависимость ширины спектральной линии FWHM от обратного напряжения. Наблюдавшийся рост больше 1 соответствует напряжениям на рис. 2.

зависимости от  $(U + 1.5)^{1/2}$  показало, согласно [6], что рост заряда в указанных координатах имеет линейный характер. Это позволяет трактовать отрезок, отсекаемый при  $(U + 1.5)^{1/2} = 0$  на оси ординат, как произведение длины диффузионного смещения дырок ( $L_D$ ) и величины удельных потерь энергии  $\alpha$ -частицы. Исходя из значения последней  $\sim 230 \text{ кэВ/мкм}$  было определено  $L_D \approx 10 \text{ мкм}$ .

Поведение  $\text{ССЕ}(U)$  при  $U > 200 \text{ В}$  носит нестандартный характер. Это касается участка 200–550 В, который в многочисленных работах был строго положим, что указывало на полный перенос заряда (см., например, [7]). Наблюдавшийся в нашем случае рост на 1.7% не удастся связать со снижением захвата носителей по мере роста напряженности поля (падение сечения захвата, возрастание скорости дрейфа). Значительные для SiC времена жизни дырок  $\sim 300 \text{ нс}$  ( $L_D \approx 10 \text{ мкм}$ ) приводят к масштабу потерь заряда путем захвата менее 0.1%. Мы связываем наблюдавшийся рост заряда с проникновением поля в подложку структуры.

Наиболее важным является участок напряжений выше 600 В. Здесь наблюдается включение нового механизма, вызывающего сверхлинейное возрастание сбора заряда.<sup>1</sup> Необходимо отметить, что спектр амплитуд смещается в сторону больших значений заряда как целое, не утрачивая гауссовой формы. Весьма показательно, что именно в области напряжений 600–700 В происходит также и резкое уширение спектральной линии. Из рис. 3, где приведен ход  $\text{FWHM}(U)$ , отчетливо видно, что усреднение по первым четырем точкам для  $U = 400\text{--}600 \text{ В}$  дает горизонтальную линию. Однако следующие значения показывают, что происходит рост ширины линии (разброса значений заряда для индивидуальных  $\alpha$ -частиц), заведомо превышающий погрешность измерений. Эти результаты следует связать с проявлением нового механизма.

<sup>1</sup> К сожалению, при  $U > 700 \text{ В}$  существенно увеличивались ток и соответственно шумы, препятствующие дальнейшим измерениям.

Сверхлинейный рост заряда указывает на подключение механизма умножения. В этой связи отметим, что напряжение  $U = 700$  В соответствует максимальной напряженности у контакта Шоттки

$$F_{\max} = \frac{(U - U_{\text{dep}}) + 2U_{\text{dep}}}{d} = 1.125 \text{ МВ/см}$$

и среднему значению  $F_{\text{av}} = 0.875$  МВ/см. Здесь  $U_{\text{dep}}$  — напряжение обеднения,  $d$  — толщина пленки SiC. В поле  $F_{\max}$  носитель заряда на длине свободного пробега  $23 \text{ \AA}$  [8] приобретает энергию  $\sim 260$  мэВ, что более чем в 2 раза превышает энергию продольного оптического (LO) фонона, равную 104 мэВ. В итоге в полях вблизи 1.0 МВ/см помимо баллистических носителей в модели Шокли (избежавших рассеяния с рождением фонона) [9] возможен набор энергии и при наличии актов рассеяния.

Развитие процесса в наших условиях существенно облегчается способом генерации неравновесного заряда. Рождение пар электрон–дырка при торможении ядерной частицы (поглощении кванта) происходит в каскадах ударной ионизации, осуществляемой высокоэнергичными  $\delta$ -электронами. Средняя энергия, затрачиваемая на рождение пары ( $\varepsilon$ ), рассматривается как сумма трех слагаемых:

$$\varepsilon = E_g + E_k + rE_r.$$

Здесь  $E_g$  — ширина запрещенной зоны полупроводника,  $E_k$  — средняя кинетическая энергия, сообщенная носителям (и недостаточная для дальнейшей ионизации),  $r$  — среднее число фононов на акт ионизации,  $E_r$  — энергия фонона. Предполагается, что фононы обладают максимальной энергией оптической ветви. Для SiC подобный анализ не проводился, поэтому приведем данные для кремния, показательные в плане соотношения слагаемых [10]

$$\varepsilon_{\text{Si}} [\text{эВ}] = 1.12 + 2.42 + 2 \times 0.063.$$

Как видно, доля кинетической энергии значительна, следовательно, рожденные носители оказываются „разогретыми“.

## 4. Заключение

Постановка эксперимента сводилась к генерации в базе структуры пакетов калиброванного по величине заряда и отслеживанию его дрейфового переноса. Наблюдаемое сверхлинейное возрастание регистрируемого заряда в полях напряженностью  $\sim 1.0$  МВ/см следует связать с проявлением ударной ионизации.

Ее наблюдение в „слабых“ по сравнению с литературными данными полях стало возможным прежде всего благодаря способу генерации. Создаваемые  $\alpha$ -частицами неравновесные носители исходно обладают кинетической энергией и вовлекаются в дрейф (и набор энергии), будучи предварительно „разогретыми“. Немаловажен и технический аспект, определяемый техникой спектрометрии. Последняя обладает точностью измерений величины сигнала в десятые доли %.

Применительно к проблематике детекторов, наблюдения ударной ионизации в сравнительно слабых полях важно в плане развития класса приборов с пропорциональным усилением. Успехи последних лет в технологии получения на базе SiC высоковольтных структур значительны и позволяют надеяться на оперативное решение проблемы.

Работа выполнена при поддержке гранта президента РФ „Ведущие научные школы“ НШ-2951.2008.2, а также при поддержке со стороны исследований по программам коллаборации RD-50 (CERN).

## Список литературы

- [1] П.А. Иванов, М.Е. Левинштейн, Т.Т. Мнацаканов, J.W. Palmour, A.K. Agarval. ФТП, **39** (8), 897 (2005).
- [2] И.В. Грехов, П.А. Иванов, Н.Д. Ильинская и др. ФТП, **42** (2), 211 (2008).
- [3] П.А. Иванов, И.В. Грехов, Н.Д. Ильинская, Т.П. Самсонова, А.С. Потапов. ФТП, **43** (4), 527 (2009).
- [4] В.И. Санкин, П.П. Шкробий. ФТП, **42** (12), 1439 (2008).
- [5] Q. Wahab, T. Kimoto, A. Ellison, C. Hallin, M. Tuominen, R. Yakimova, A. Henry, J.P. Bergman, E. Janzen. Appl. Phys. Lett., **72**, 445 (1998).
- [6] Е.В. Калинина, В.Г. Коссов, Н.Б. Строкан, А.М. Иванов, Р.Р. Яфаев, Г.Ф. Холуянов. ФТП, **40** (9), 1123 (2006).
- [7] А.М. Иванов, Е.В. Калинина, Н.Б. Строкан. Письма ЖТФ, **34** (24), 61 (2008).
- [8] В.И. Санкин. ФТП, **36** (7), 769 (2002).
- [9] W. Shockley. Sol. St. Electron., **2**, 335 (1961).
- [10] W.E. Drummond, J.L. Moll. Appl. Phys., **42**, 5556 (1971).

Редактор Т.А. Полянская

## Transport of a charge in structures of 4H-SiC-detectors in conditions of a high electric field

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

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

**Abstract** Transport of nonequilibrium charge packages in structure with Schottky-barrier on a CVD-film of  $n$ -type 4H-SiC is investigated. The maximum strength of an electric field achieved was 1.1 MV/cm. The charge was induced by single  $\alpha$ -particles and was registered by means of nuclear spectrometry technique. Superlinear growth of the registered charge as a function of the reverse bias was observed. The broadening of the scattering in the charge amplitude spectrum was also superlinear. We relate the effect observed to the initial stage of impact ionization. The development of this process under unusually small fields ( $\sim 1.0$  MV/cm) can be explained by a specific character of the charge generation. The charge carriers generated by  $\alpha$ -particles appear already as „hot“.