

05:06

## **Расчет контраста протяженных дефектов в методе индуцированного рентгеновским пучком тока**

© Я.Л. Шабельникова, Е.Б. Якимов, М.В. Григорьев,  
Р.Р. Фахрtdинов, В.А. Бушуев

Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых  
материалов РАН, Черноголовка  
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова  
E-mail:janeshabeln@yandex.ru

Поступило в Редакцию 20 марта 2012 г.

Для метода наведенного рентгеновского пучком тока (ХВИС) рассчитан контраст протяженных дефектов — дислокаций и границ зерен. Показано, что максимальный контраст растет при увеличении диффузионной длины неравновесных носителей заряда и уменьшается при увеличении ширины рентгеновского зонда. Приведено сравнение модельных и экспериментально измеренных профилей контраста наведенного тока от границ зерен.

Метод наведенного рентгеновским пучком тока (ХВИС), предложенный в [1], аналогичен широко применяемому методу тока, наведенного электронным пучком (ЕВИС) в растровом электронном микроскопе [2]. Метод ХВИС может не только выявлять и характеризовать электрически активные протяженные дефекты в полупроводниковых кристаллах, но и, будучи дополнен рентгенофлуоресцентными методами, давать информацию о влиянии неоднородного распределения примесей в образце на электрические свойства. Однако для количественной характеристики рекомбинационно-активных дефектов методом ХВИС нужна модель рас-

чета контраста протяженных дефектов, чтобы из сравнения модельного контраста с измеренным определять параметры дефекта. Для метода ЕВІС модели такого расчета хорошо разработаны [3,4], тогда как для метода ХВІС аналогичных результатов меньше: в [5,6] был рассчитан контраст квазиточечных дефектов, а в [7] предпринята попытка расчета контраста границ зерен.

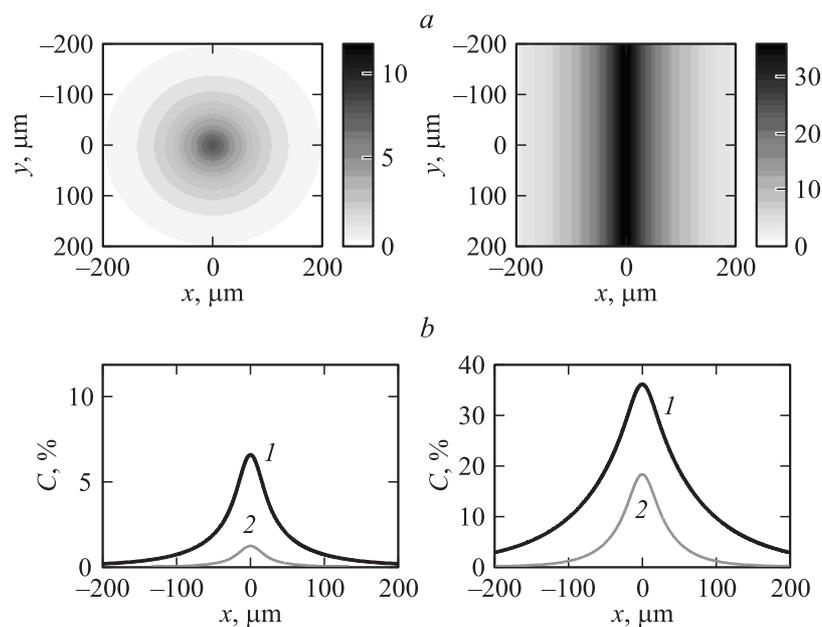
В методе ХВІС образец (структура с барьером Шоттки или  $p-n$ -переходом) сканируется сфокусированным рентгеновским пучком, кванты которого выбивают фотоэлектроны, являющиеся источником неравновесных электронно-дырочных ( $e-h$ ) пар. Эти неравновесные носители заряда диффундируют внутри образца, и часть из них достигает границы области пространственного заряда (ОПЗ) коллектора. Электрическое поле внутри ОПЗ разделяет  $e-h$ -пары, что и приводит к появлению тока во внешней цепи.

Так же, как и в [3], наведенный рентгеновским пучком ток моделировался как свертка функции генерации  $e-h$ -пар  $g(x, y, z)$  и функции вероятности собирания  $\psi(x, y, z)$  неосновных носителей заряда:

$$I_c(x_0, y_0) = \int_0^{\infty} dz \int_0^{\infty} dx \int_{-\infty}^{\infty} dy g(x - x_0, y - y_0, z) \psi(x, y, z).$$

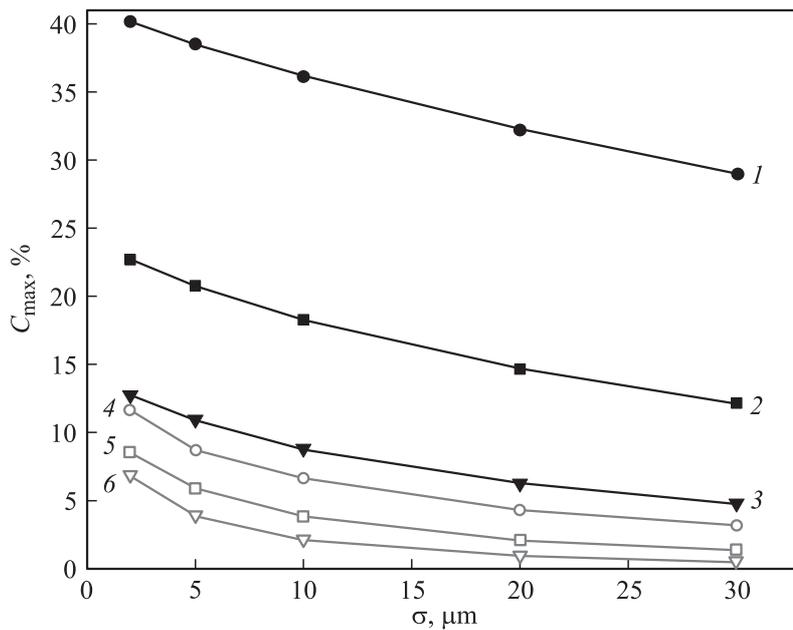
Это выражение соответствует геометрии экспериментов, проводимых на лабораторном источнике рентгеновского излучения, когда коллектор расположен перпендикулярно рентгеновскому пучку [7,8]. Вероятность собирания  $\psi(x, y, z)$  для границы зерна рассчитывалась по аналогии с процедурой, предложенной в [9], а для дислокации — по аналогии с [10]. Функция генерации предполагалась пропорциональной интенсивности рентгеновского пучка, которая имеет гауссово сечение и экспоненциально затухает с глубиной:  $g(x, y, z) \propto \exp(-\mu z) \exp(-(x^2 + y^2)/2\sigma^2)$ , где  $\mu$  — коэффициент поглощения рентгеновских лучей,  $\sigma$  — ширина рентгеновского пучка. Контраст рассчитывался как  $C = 1 - I_c/I$ , где  $I$  — наведенный ток в бездефектном образце.

Расчеты проводились для рентгеновского пучка с энергией 17.4 keV ( $MoK_{\alpha}$ -излучение, коэффициент поглощения в кремнии  $\mu = 15.6 \text{ cm}^{-1}$ ) и для образца с коэффициентом диффузии неравновесных носителей заряда  $D = 36 \text{ cm}^2/\text{s}$  (электроны в Si) и шириной ОПЗ  $W = 0.3 \text{ }\mu\text{m}$ .



**Рис. 1.** *a* — контраст от дислокации (слева) и границы зерна (справа) для  $L = 100 \mu\text{m}$ ; *b* — профиль контраста вдоль оси  $y = 0$  от дислокации (слева) и границы зерна (справа) для  $L = 100 \mu\text{m}$  (кривые 1) и  $L = 40 \mu\text{m}$  (кривые 2) при следующих параметрах:  $v_s = 10^4 \text{ cm/s}$ ,  $\sigma = 10 \mu\text{m}$ ,  $W = 0.3 \mu\text{m}$ .

Предполагалось, что скорость поверхностной рекомбинации неравновесных  $e-h$ -пар на обоих типах дефектов  $v_s = 10^4 \text{ cm/s}$ , эффективный радиус дислокации  $\varepsilon = 0.1 \mu\text{m}$ . Для диффузионной длины неосновных носителей заряда  $L = 100 \mu\text{m}$  контраст ХВИС дислокации и границы зерна показан на рис. 1, *a*, а на рис. 1, *b* показаны профили контраста этих дефектов, рассчитанные для двух значений диффузионных длин. Видно, что максимум контраста ХВИС для обоих типов дефектов увеличивается с ростом диффузионной длины, увеличивается также и ширина профиля контраста. Рис. 2 показывает убывание максимума  $C_{\text{max}}$  профиля контраста границы зерна (кривые 1–3) и дислокации (кривые 4–6) с увеличением ширины рентгеновского зонда  $\sigma$ . Также нужно отметить, что для дислокаций и границ зерен (с теми же



**Рис. 2.** Зависимость максимума контраста XВІС границы зерна от ширины рентгеновского пучка  $\sigma$ , рассчитанного для диффузионных длин  $L = 100$  (кривая 1), 40 (2) и  $20 \mu\text{m}$  (3). Аналогичная зависимость для дислокации показана кривыми 4–6 для тех же значений диффузионных длин.

значениями  $\nu_s$  и  $\varepsilon$ , что и на рис. 1, 2) контраст EВІС для диффузионных длин  $L \sim 20\text{--}100 \mu\text{m}$  составляет  $\sim 4$  и  $\sim 5\text{--}10\%$  соответственно, т. е. для границ зерен чувствительность метода XВІС выше, чем метода EВІС для  $L > 20 \mu\text{m}$  и  $\sigma < 30 \mu\text{m}$ . Для дислокаций контраст XВІС также превращает контраст EВІС при достаточно большой диффузионной длине (например,  $L = 100 \mu\text{m}$  для  $\sigma = 25 \mu\text{m}$ ) и достаточно малой ширине рентгеновского зонда ( $\sigma = 5 \mu\text{m}$  для  $L = 20 \mu\text{m}$ ).

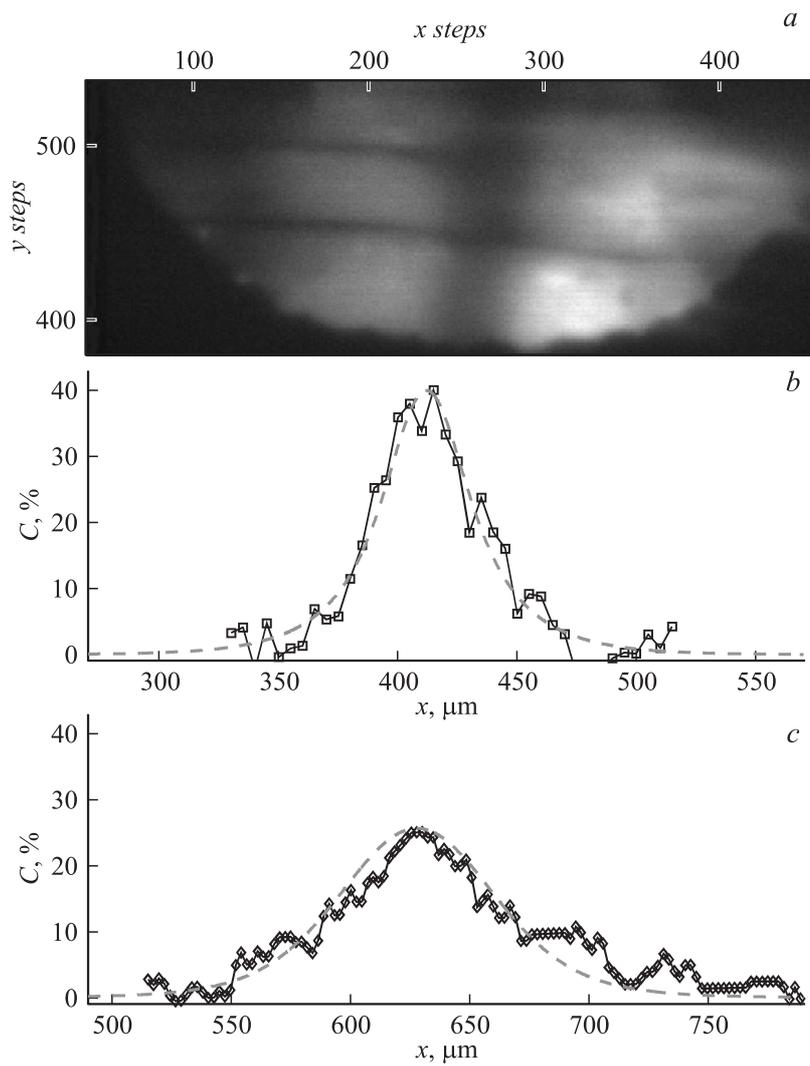
Приведенные оценки контраста EВІС получены в результате расчетов, аналогичных описанному выше для случая метода XВІС. Для описания функции генерации использовалось ее обычное приближение для кремния [3]. Расчет проводился для пучка электронов шириной

10 nm и энергией 25 keV. Конкретное значение величины тока электронного пучка не важно при расчете контраста, поскольку оно входит как множитель в выражение для наведенного тока. Однако предполагалось, что ток пучка электронов не слишком велик, так что выполнены условия слабой генерации. При увеличении тока пучка и нарушении условий слабой генерации контраст от дефектов уменьшается, так что приведенные значения являются оценкой сверху величины контраста EBIC.

Метод ХВИС был реализован в ИПТМ РАН на лабораторном рентгеновском источнике с вращающимся молибденовым анодом [8]. Рентгеновский пучок фокусировался с помощью поликапиллярных линз с фокусом  $\sim 10$  и  $\sim 30 \mu\text{m}$ . На рис. 3, *a* показан участок изображения ХВИС диода Шоттки на мультикристаллическом кремнии, на котором видны две близко расположенные границы зерен. Профиль контраста от границы зерна, измеренный рентгеновским зондом с шириной  $\sigma \approx 10 \mu\text{m}$ , показан на рис. 3, *b*. Пунктирная кривая — результат расчета контраста от границы зерна, рассчитанного для  $D = 36 \text{ cm}^2/\text{s}$ ,  $L = 25 \mu\text{m}$ ,  $v_s = 10^5 \text{ cm/s}$ ,  $\mu = 15.6 \text{ cm}^{-1}$  и  $\sigma = 10 \mu\text{m}$ . Максимальное значение контраста близко к 40%, полуширина модельного профиля составляет  $30.3 \mu\text{m}$ , а экспериментально измеренного профиля —  $30.7 \mu\text{m}$  (под полушириной профиля понимается дисперсия, или второй центральный момент).

Аналогичный профиль контраста границы зерна, измеренный рентгеновским зондом с шириной  $\sim 30 \mu\text{m}$ , показан на рис. 3, *c*. Пунктирная кривая — результат моделирования для тех же параметров границы и образца ( $D = 36 \text{ cm}^2/\text{s}$ ,  $L = 25 \mu\text{m}$ ,  $v_s = 10^5 \text{ cm/s}$ ,  $\mu = 15.6 \text{ cm}^{-1}$ ), но с шириной рентгеновского зонда  $\sigma = 25 \mu\text{m}$ . Экспериментальный профиль, так же как и модельный, имеет максимальное значение 25%. Полуширина модельного профиля  $38 \mu\text{m}$ , в то время как расчет дисперсии измеренного профиля дает  $51 \mu\text{m}$ . Основная причина несовпадения экспериментального и модельного профилей заключается в зашумленности измеренных данных, что является следствием флуктуаций анодного тока рентгеновской трубки. В самом деле, если у профилей на рис. 3, *c* сравнить полуширину на полувысоте (примерно  $40 \mu\text{m}$  для обоих профилей), то соответствие полученных значений будет намного лучше.

Таким образом, для метода наведенного рентгеновским пучком тока предложена и реализована модель расчета контраста от дислокаций и



**Рис. 3.** Участок изображения ХВРС диода Шоттки, содержащий две границы зерен (а), а также профиль контраста от границы зерна для рентгеновского зонда с шириной  $\sigma \approx 10 \mu\text{m}$  (b) и  $\sigma \approx 30 \mu\text{m}$  (c).

границ зерен. Удовлетворительное соответствие модельных профилей контраста и экспериментальных данных, показанное для различных значений ширины рентгеновского пучка, говорит о допустимости использования предложенной модели функции генерации.

Также показано, что контраст в методе ХВИС как для границ зерен, так и для дислокаций может в несколько раз превышать контраст в методе ЕВИС при достаточно малой ширине рентгеновского пучка. В полупроводниках с большой диффузионной длиной контраст ХВИС превышает контраст ЕВИС даже при достаточно большой ширине рентгеновского зонда, т.е. при исследовании протяженных дефектов чувствительность метода ХВИС может быть в несколько раз выше, чем у метода ЕВИС.

## Список литературы

- [1] *Iyvenko O.F., Buonassisi T., Istratov A.A. et al. // J. Appl. Phys. 2002. V. 91. N 6. P. 3614–3617.*
- [2] *Leamy H.J. // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. N 6. P. R51–R80.*
- [3] *Якимов Е.Б. // Заводская лаборатория. 2002. Т. 68. № 2. С. 63–69.*
- [4] *Donolato C. // Semicond. Sci. Technol. 1992. V. 7. P. 37–43.*
- [5] *Yakimov E.B. // Solid State Phenomena. 2010. V. 156–158. P. 247–250.*
- [6] *Якимов Е.Б. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2010. № 9. С. 10–12.*
- [7] *Fahrtidinov R.R., Feklisova O.V., Grigoriev M.V. et al. // Solid State Phenomena. 2011. V. 178–179. P. 226–229.*
- [8] *Fahrtidinov R.R., Feklisova O.V., Grigoriev M.V. et al. // Rev. Sci. Instr. 2011. V. 82. P. 093 702–093 705.*
- [9] *Donolato C. // J. Appl. Phys. 1983. V. 54. N 3. P. 1314–1322.*
- [10] *Donolato C. // J. Appl. Phys. 1998. V. 84. N 5. P. 2656–2664.*