

Функция отклика и оптимальная конфигурация полупроводниковых детекторов отраженных электронов для сканирующих электронных микроскопов

© Э.И. Рау^{*,×}, Н.А. Орликовский⁺, Е.С. Иванова^{*}

^{*} Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

⁺ Физико-технологический институт Российской академии наук, 117218 Россия

[×] Институт проблем технологий микроэлектроники Российской академии наук, 142432 Черноголовка, Россия

(Получена 16 ноября 2011 г. Принята к печати 28 ноября 2011 г.)

Предлагается новая высокоэффективная конструкция полупроводниковых детекторов электронов средних энергий (1–50 кэВ) для применения в сканирующих электронных микроскопах. Расчеты функции отклика усовершенствованных детекторов и контрольные эксперименты показывают, что эффективность разработанных устройств повышается в среднем в 2 раза, что является существенным положительным фактором при работе современных электронных микроскопов в режиме малых токов и при низких энергиях первичных электронов.

1. Введение

Все современные растровые электронные микроскопы (РЭМ) снабжены полупроводниковыми или сцинтилляционными детекторами отраженных электронов (ОЭ). Они, как правило, имеют плоско-планарную структуру, обладают высокой квантовой эффективностью, малой толщиной поверхностного защитного слоя, — так называемой „мертвой“ зоной [1–4]. Но их традиционная стандартная конфигурация в виде плоских дисков, располагаемых осесимметрично в РЭМ над поверхностью образца, не является оптимальной, что приводит к значительному снижению эффективности детекторов ОЭ. Вызвано это тем обстоятельством, что в существующей конфигурации детекторов не учитывались угловые характеристики, т.е. влияние наиболее вероятных углов выхода ОЭ и средних углов падения ОЭ на лицевую поверхность детектора. Но, как показано в настоящей работе, указанные зависимости в решающей мере определяют эффективность детектирования ОЭ. Анализ зависимостей коэффициентов отражения электронов η и их средней энергии \bar{E} от образца и от детектора, как функций углов отражения θ и падения α , а также более точный учет толщины „мертвого“ слоя позволяют предложить оптимальную конфигурацию детектора ОЭ с улучшенными рабочими характеристиками. Закономерности, приведенные в настоящей работе, применимы как к полупроводниковым, так и к сцинтилляционным детекторам электронов.

2. Расчет сигнала полупроводникового детектора для моноэнергетических электронов

При облучении полупроводникового детектора (планарный кремниевый p – n -переход) монокинетическим

пучком электронов с энергией E_0 и силой тока I_0 генерируется сигнал, обычно выражаемый следующей общепринятой формулой (сигнал наведенного тока I_β [3]):

$$I_\beta = I_0 \left(\frac{E_0 - E_{th}}{E_i} \right) \left(1 - \eta_{Si} \frac{E_{Si}}{E_0} \right) C, \quad (1)$$

где $E_i = 3.65$ эВ — энергия генерации электронно-дырочной пары в кремниевом кристалле, E_{th} — пороговая энергия детектора, обусловленная наличием фронтального „мертвого“ слоя из защитного покрытия SiO_2 или низкоомного контактирующего слоя полупроводника (или тонкой металлической пленки в случае диода Шоттки), \bar{E}_{Si} — средняя энергия электронов, отраженных от кремниевого детектора, C — фактор качества детекторного устройства в целом [4]. Коэффициент ОЭ от кремния η_{Si} в данном случае определяется из формулы $\eta_0 = \exp(-6.238/Z^{0.5})$ [5], а значение средней энергии ОЭ довольно хорошо аппроксимируется формулой $\bar{E}/E_0 = 1.09(1 - Z^{-0.3})$, что для кремния ($Z = 14$) дает $\eta_0(Si) = 0.19$; $E_{Si}/E_0 = 0.6$. Поэтому выражение (1) при $C = 1$ имеет вид $I_\beta = 0.886 I_0 (E_0 - E_{th})/E_i$, где E_{th} определяется экспериментально из условия $I_\beta = 0$ при $E_{th} = E_0$.

Но приведенная формула недостаточно верно соответствует экспериментальным результатам (см., например, [4,6]), так как в ней не учитывается, во-первых, что значения η_{Si} и E_{th} не являются константами, а зависят от E_0 , и во-вторых, что происходит частичное поглощение и отражение полной энергии электронов в „мертвом“ слое детектора. В результате расчетные значения I_β оказываются завышенными в области низких энергий E_0 и заниженными в области высоких энергий (см. рис. 1, стрих-пунктирный график $I_\beta (\times 20^{-1})$).

Рассмотрим последовательно и детально указанные артефакты и уточним базовое уравнение (1). Пусть на планарный p – n -переход по нормали к его поверхности

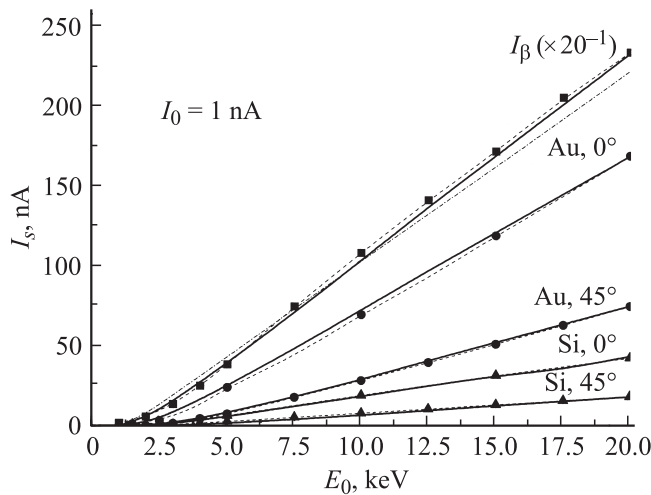


Рис. 1. Сигнал с полупроводникового Si p - n -детектора в зависимости от энергии монокинетических электронов (график $I_\beta (\times 20^{-1})$) и отраженных от Au и Si мишеней электронов при нормальном ($\alpha = 0$) и косом падении ($\alpha = 45^\circ$).

падает пучок моноэнергетических электронов мощностью $I_0 E_0$. Полезный (регистрируемый) сигнал I_β формирует только та часть этого потока, которая поглотилась непосредственно в активной зоне кремниевого кристалла, являющейся, как правило, областью пространственного заряда планарного p - n -перехода. Первые потери падающего потока электронов обусловлены отражением в поверхностном „мертвом“ слое детектора. При расчете этой доли $F_d(\text{Si}) = \eta_d(E_d/E_0)$ примем во внимание энергетическую зависимость коэффициента ОЭ для Si-мишени: $\eta(\text{Si}) = \eta_0(E_0 = 1 \text{ кэВ})E^{-0.1} = 0.23E_0^{-0.1}$ [7]. Для лицевого слоя SiO_2 или Si толщиной d выразим значение числа ОЭ:

$$\eta_d(\text{Si}) = \eta(\text{Si}) \left[1 - \exp\left(-\frac{2Ad/R_0}{R_0}\right) \right],$$

а значение соответствующей отраженной энергии:

$$\frac{E_d}{E_0} = 0.6 + 0.4 \exp\left(\frac{-2Ad}{R_0}\right).$$

В этих выражениях учитывается, что при $d = 0$ имеем $\eta_d(\text{Si}) = 0$; $E_d/E_0 = 1$, а при $d/R_0 \rightarrow A^{-1}$ получаем $\eta_d(\text{Si}) = \eta(\text{Si})$; $E_d/E_0 = E(\text{Si})/E_0 = 0.6$. Характеристическая константа затухания электронов A находится по предлагаемому здесь приближенному выражению для значения наиболее вероятной глубины диссипации энергии электронов x_c , которое получено на основе анализа работ [8,9]: $A^{-1} = x_c/R_0 = 0.45 \exp[-0.022(Z+1)]$, что дает для Si $A = 3.1$. Экстраполированная глубина пробега первичных электронов для Si-мишени равна [8,10]: $R_0[\text{нм}] = 28E_0^{1.55}$ [кэВ]. В итоге доля полной отраженной энергии от верхнего слоя детектора равна

$$F_d = 0.23E_0^{-0.1} \left[1 - \exp\left(-\frac{6.2d/R_0}{1-d/R_0}\right) \right] \times [0.6 + 0.4 \exp(-6.2d/R_0)]. \quad (2)$$

Далее, одновременно с отражением электронов в „мертвом“ слое толщиной d происходит поглощение в этом слое их числа и их средней энергии. Оставшийся после поглощения потока транзитированных электронов характеризуется множителем [8,10]:

$$\eta_T(E_T/E_0) = \exp\left[-\left(A \frac{d}{R_0}\right) \left(1 - \frac{d}{R_0}\right)^{-1}\right] \left[1 - \frac{d}{R_0}\right]^{1.6}. \quad (3)$$

И наконец, после указанных процессов отражения и поглощения в поверхностном слое из оставшейся части потока необходимо вычесть вклад полной отраженной энергии электронов от массивной мишени:

$$\eta(\text{Si}) \left(\frac{E_{\text{Si}}}{E_0}\right) = 0.138E_0^{-0.1}.$$

Окончательно выражение для сигнала наведенного тока в планарном кремниевом p - n -переходе (функция отклика детектора) приобретает вид

$$I_\beta = 274I_0E_0[1 - F_d(\text{Si})] \exp\left(-\frac{3.1d/R_0}{1-d/R_0}\right) \times \left(1 - \frac{d}{R_0}\right)^{1.6} (1 - 0.138E_0^{-0.1})C, \quad (4)$$

где $F_d(\text{Si})$ вычисляется по соотношению (2).

График этой зависимости I_β (сплошная кривая $I_\beta (\times 20^{-1})$) и экспериментальные данные (квадратные метки) для Si-детектора при параметрах $I_0 = 1 \text{ нА}$, $d = 25 \text{ нм}$, $C = 1$ приводятся на рис. 1. Для нахождения сигнала наведенного тока для полупроводников с планарным электродом из металла (например, Si-Au или Si-Al (шоттки-диодная структура)) формула (4) также применима, но с соответствующим перерасчетом функции F_d .

3. Расчет детектируемого сигнала для отраженных электронов

При детектировании ОЭ анализ несколько усложняется, так как сигнал I_s от падающего на детектор потока электронов определяется энергетическим спектром ОЭ, индивидуальным для каждого материала отражающей мишени с атомным номером Z , энергией E_0 , средним углом α падения ОЭ на поверхность детектора, а также телесным углом сбора электронов Ω (рис. 2).

Рассмотрим вначале сигнальный отклик детектора I_s при падении по нормали к его поверхности ОЭ от мишени из материала с атомным номером Z и коэффициентом η_s . В этом случае ($\alpha = 0$) при среднем угле выхода ОЭ $\theta = 45^\circ$ в телесный угол детектора Ω попадает пучок, характеризуемый током $I_0 \eta_s \cos \theta \pi^{-1} \Omega$ и средней энергией ОЭ $E_s = k_s E_0$, где $k_s = 1.09(1 - Z^{-0.3})$. Последнее выражение является уточненным соотношением для E_s/E_0 , предложенным в [11]. Приняв

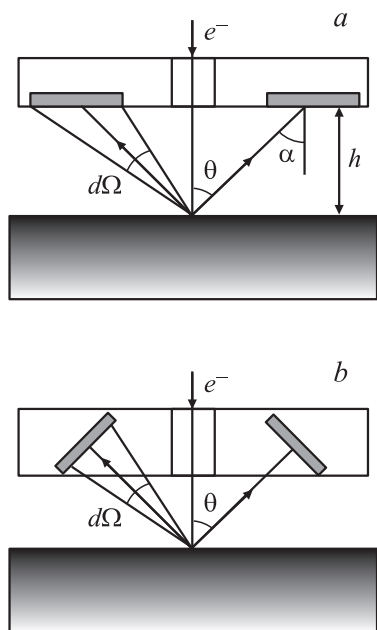


Рис. 2. Две конфигурации детекторов отраженных электронов: *a* — для угла падения электронов на детектор $\alpha = 45^\circ$ и *b* — для $\alpha = 0$.

$k_{Si} = E_{Si}/E_s = 0.6$, $\Omega = 0.418$ (в настоящем эксперименте), $\eta_{Si} = 0.23(k_s E_0)^{-0.1}$, получаем выражение, эквивалентное (4), но уже для случая детектирования ОЭ:

$$I_s = 274 I_0 \eta_s \cos \theta \pi^{-1} \Omega E_0 k_s (1 - F_d(Si)) \exp\left(-\frac{3.1d/R}{1 - d/R}\right) \times \left(1 - \frac{d}{R}\right)^{1.6} (1 - 0.138(k_s E_0)^{-0.1}) C, \quad (5)$$

где $R(Si) = 28(k_s E_0)^{1.55}$,

$$F_d(Si) = 0.23(k_s E_0)^{-0.1} \left[1 - \exp\left(-\frac{6.2d/R}{1 - d/R}\right)\right] \times \left[0.6 + 0.4 \exp\left(-\frac{6.2d}{R}\right)\right]. \quad (6)$$

Результаты расчета сигнала I_s в зависимости от E_0 по формуле (6) для мишеней из Au и Si при $I_0 = 1$ нА и $\alpha = 0$ приводятся на рис. 1 вместе с результатами экспериментов. При расчетах принято для Au: $k_s = 0.8$, $\eta_s = 0.49$; для Si: $k_s = 0.6$, $\eta_s = 0.23E_0^{-1}$.

Но в стандартных конструкциях серийных РЭМ детекторы ОЭ имеют иную конфигурацию (рис. 2, *a*), при которой поток ОЭ падает на поверхность детектора не по нормали, а под средним углом $\alpha = 45^\circ$. Рассмотрим изъясны такой схемы, рассчитав сигнал I_s для косога падения потока ОЭ на детектор под углом α . Уменьшение сигнала I_s в этом случае происходит в основном за счет некоторого уменьшения телесного угла сбора ОЭ Ω и более высокого значения полной отраженной энергии

электронов при наклонном падении. Коэффициент отражения $\eta(\alpha)$, согласно [10], равен

$$\eta(\alpha) = \eta \exp[-\ln(\eta)(1 - \cos \alpha)],$$

а средняя энергия ОЭ $E(\alpha)/E_s = 0.5(1 + \eta(\alpha))$, что для Si-детектора дает $\eta_{Si}(\alpha = 45^\circ) = 0.32$, $k_{Si}(\alpha = 45^\circ) = E_{Si}/E_s = 0.665$ и что хорошо согласуется с экспериментами [12,13].

В настоящем анализе учтем также уменьшение телесного угла до $\Omega = 0.27$ (по геометрии на рис. 2, *a*), увеличение эффективной длины пробега электронов в толще „мертвого“ слоя на величину $(\cos 45^\circ)^{-1} = 1.414$ и уменьшение сигнала I_s за счет заметных потерь на отражение полной энергии ОЭ в „мертвом“ слое детектора. Теперь вместо выражения (5) получаем следующее соотношение:

$$I_s = 16.6 I_0 \eta_s k_s E_0 (1 - F_d) \exp\left(-\frac{4.383d/R}{1 - 1.414d/R}\right) \times \left(1 - 414 \frac{d}{R}\right)^{1.6} \left(1 - \eta_{Si}(\alpha) \frac{E_{Si}}{E_s}(\alpha)\right), \quad (7)$$

где $\frac{E_{Si}}{E_s}(\alpha) = 0.5(1 + \eta_{Si}(\alpha))$; $\eta_{Si}(\alpha) = 0.23(k_s E_0)^{-0.1} \times \exp(-\ln 0.23(k_s E_0)^{-0.1} 0.293)$;

$$F_d = \eta_d(\alpha) k_{Si}(\alpha) = \left\{ \eta_{Si}(\alpha) \left[1 - \exp\left(-\frac{8.77d/R}{1 - 1.414d/R}\right)\right] \right\} \times \left[0.665 + 0.335 \exp\left(-4.38 \frac{d}{R}\right)\right].$$

Экспериментальные и расчетные значения сигнала ОЭ для полупроводниковых детекторов двух рассмотренных конфигураций представлены на рис. 1 для мишеней из золота и кремния. Представленные результаты демонстрируют двукратное увеличение сигнала I_s для геометрии по рис. 2, *b* по сравнению с геометрией по рис. 2, *a*, т.е. эффективность детектора при $\alpha = 0$ увеличивается примерно на 200%. Этот результат весьма важен для современных РЭМ, которые в ряде экспериментов требуют низких энергий облучающих электронов E_0 или малых токов электронного зонда I_0 .

Последнее условие требует учета критерия качества изображения. Если принять, что минимальный уровень контраста на экране микроскопа, различимый глазом, равен $C_{min} = 5\%$, то требуется, чтобы отношение сигнал/шум S/N было не менее 5 [3,14]. Отсюда, если не учитывать влияния мертвого слоя детектора на контраст, рассмотренного выше, получается, что для формирования высококачественного изображения необходимо выполнение условия $C_{min} = 5S/N = 5n^{-0.5}$, где n — среднее число электронов, падающих на детектор в единицу времени. Минимальный (предельный) ток пучка I_{min} при регистрации минимального уровня контраста C_{min} равен:

$$I_{min} = nq/\tau \geq \frac{1.6 \cdot 10^{-11} A}{C_{min}^2 t_k}, \quad (8)$$

где $q = 1.6 \cdot 10^{-19}$ Кл, τ — время облучения элемента сканирования (по полю 10^6 элементов изображения),

$\tau = \tau_k \cdot 10^{-6}$, τ_k — время кадровой развертки. Например, при $\tau_k = 10$ с можно в новой конфигурации детектора получить хорошо различимый контраст при $I_{\min}/2 = 0.32$ нА.

4. Заключение

Предложенная высокоэффективная конфигурация детектора ОЭ для РЭМ, увеличивающая в среднем его эффективность на 200%, может быть использована и в других областях экспериментальной физики, в частности ядерной. В модифицированном детекторе без ущерба для эффективности можно проводить исследования в более щадящем режиме облучения образцов, что требуется, например, при визуализации биологических объектов, а также диэлектриков. Помимо двукратного увеличения сигнала новая конфигурация детектора обеспечивает меньшую площадь p – n -перехода, тем самым повышает быстродействие, а также увеличивает отношение сигнал–шум, что улучшает качество изображения. И наконец, предлагаемая геометрия детектора требует меньшего рабочего расстояния РЭМ, что дает дополнительный выигрыш в пространственном разрешении сканирующего микроскопа.

Список литературы

- [1] Z.J. Radzimski. *Scanning Electron Microscopy*, ed. by O'Hare (Chicago. 1987) v. 1, p. 975.
- [2] H.O. Funsten, D.M. Sunszcynsky, S.M. Ritzau, R. Korde. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **44** (6), 2561 (1997).
- [3] L. Reimer. *Image Formation in low-voltage scanning electron microscopy* (SPIE Press, Washington, 1993) p. 33.
- [4] А.В. Гостев, С.А. Дицман, В.В. Забродский и др. *Изв. РАН. Сер. физ.*, **2** (11), 1539 (2008).
- [5] F. Arnal, P. Verdier, C.R. Acad. Sci. Paris, **268**, 1526 (1969).
- [6] А.В. Гостев, В.Г. Дюков, С.А. Дицман и др. *Изв. РАН. Сер. физ.*, **74** (7) 1010 (2010).
- [7] H.-J. Hunger, L. Kuchler. *Phys. Status Solidi A*, **56**, 45 (1979).
- [8] K. Kanaya, S. Okayama. *J. Phys. D*, **5**, 43 (1972).
- [9] K. Kanaya, S. Ono. *J. Phys. D*, **11**, 1495 (1978).
- [10] H.-J. Fitting. *J. Electr. Spectr. Rel. Phenom.*, **136**, 265 (2004).
- [11] Н.Н. Михеев, В.И. Петров, М.А. Степович *Изв. АН СССР. Сер. физ.*, **55** (9), 1474 (1991).
- [12] M. Gaber. *X-Ray spectrometry*, **16**, 17 (1987).
- [13] G. Neubert, S. Rogaschewski. *J. Phys. D*, **17**, 2439 (1984).
- [14] *Растровая электронная микроскопия и рентгеновский микроанализ* (М., Мир, 1984) т. 1, с. 154.

Редактор Т.А. Полянская

Response function and the optimal configuration of semiconductor detectors for backscattered electrons in scanning electron microscopes

E.I. Rau^{*,×}, N.A. Orlikovskiy⁺, E.S. Ivanova^{*}

^{*} Lomonosov Moscow State University, 119991 Moscow, Russia

⁺ Physical Technological Institute, Russian Academy of Sciences, 117218 Moscow, Russia

[×] Problem Microelectronics Technology Institute, Russian Academy of Sciences, 142432 Chernogolovka, Russia

Abstract New high-performance design of semiconductor detectors medium-energy electrons (1–50 keV) for use in scanning electron microscopes is proposed. Calculations of the response function of improved detectors and control experiments show that the efficiency of the developed device is increased, on average twice, which is a significant positive factor in the work of modern electron microscopes in the regime of low currents and low-energy primary electrons.