

## Усовершенствование электронного тороидального спектрометра для растрового электронного микроскопа и его новые применения в диагностике структур микро- и наноэлектроники

© А.В. Гостев,<sup>1</sup> Н.А. Орликовский,<sup>2</sup> Э.И. Рау,<sup>1,3</sup> А.А. Трубицын<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, 142432 Черноголовка, Московская область, Россия

<sup>2</sup> Физико-технологический институт РАН, 117218 Москва, Россия

<sup>3</sup> Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия  
e-mail: rau@phys.msu.ru

(Поступило в Редакцию 10 мая 2012 г.)

Описана новая версия электростатического тороидального спектрометра электронов, установленного в сканирующий электронный микроскоп. Прибор позволил провести научно-исследовательские и прикладные работы в области высоколокальной неразрушающей диагностики материалов и приборных структур микро- и наноэлектроники. Приведены примеры по топологическому контролю трехмерных микроструктур методом томографии в обратнорассеянных электронах. Показана высокая эффективность приема энергетической фильтрации вторичных электронов при мониторинге локально легированных участков примесями *p*- и *n*-типа в полупроводниковых кристаллах. Дано физическое обоснование высокого контраста изображений легированных областей. Продемонстрирована возможность измерения в сканирующем электронном микроскопе спектров электронов во всем энергетическом диапазоне от медленных вторичных до упругоотраженных.

### Введение

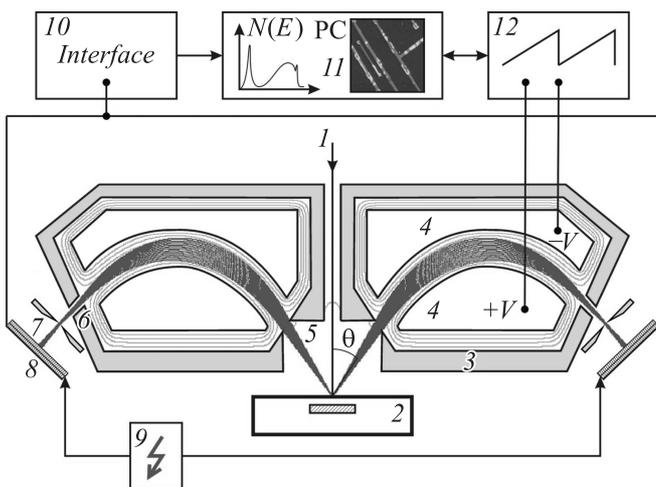
Тороидальные секторные электростатические анализаторы энергий заряженных частиц уже длительное время успешно используются в различных областях аналитической спектроскопии [1–5]. Вследствие специфической конфигурации и уникальных фокусирующих свойств именно тороидальный спектрометр был выбран для его адаптации к растровому электронному микроскопу (РЭМ) с целью микротомографии в отраженных электронах [6–8]. Но со времени первой установки тороидального энергоанализатора в РЭМ [6,7] возникли потребности в разработке его новых аналитических и диагностических возможностей. В частности, в современной индустрии наноэлектроники все более востребованы высоколокальные неразрушающие и бесконтактные методы диагностики трехмерных наноструктур, электронной контрольной томографии, мониторинг распределения легирующих примесей в полупроводниковых компонентах, измерения локальных потенциалов. Для реализации указанных целей большим потенциалом обладает базовый прибор РЭМ, снабженный тороидальным электронным спектрометром.

В настоящей работе предлагается усовершенствованная версия такого многофункционального спектрометра, предназначенная не только для микротомографии трехмерных структур с нанометровым пространственным разрешением, но и для более универсального функционального контроля материалов и приборных устройств наноэлектроники. Показано, что в РЭМ возможна одно-

временная спектроскопия как вторичных, так и обратнорассеянных электронов.

### Экспериментальное устройство

Общая схема электронного тороидального секторного спектрометра для применения в РЭМ представлена на рис. 1. Основные конструктивные отличия этого прибора от предшествующей модели [6–8] заключаются в следующих двух принципиальных моментах. Во-первых, в настоящей конструкции угол детектирования эмитированных электронов  $\theta$  равен  $45^\circ$  в отличие от прежнего угла  $\theta = 25^\circ$ . Это обстоятельство позволило уменьшить размеры спектрометра вдоль оптической оси и тем самым уменьшить рабочее расстояние РЭМ (от образца до конечной линзы объектива РЭМ) и одновременно увеличить светосилу прибора за счет большего телесного угла сбора эмитированных электронов. Во-вторых, в качестве детектора анализируемых электронов нами применена микроканальная пластина (МКП), которая не имеет ограничений на нижний предел по энергиям для регистрируемых электронов. В прежнем спектрометре применялся либо полупроводниковый, либо сцинтилляционный детекторы, которые имели „мертвую“ зону, обусловленную поглощением низкоэнергетических электронов поверхностным защитным слоем или пленочным проводящим лицевым электродом. В результате не было возможности детектировать низкоэнергетические вторичные электроны (ВЭ), а высокоэнергетические обратнорассеянные электроны (ОРЭ) теряли энергию



**Рис. 1.** Схема электронного спектрометра-микротомографа: 1 — электронный зонд РЭМ, 2 — образец, 3 — корпус спектрометра, 4 — тороидальный секторный дефлектор, 5 и 6 — входные и выходные кольцевые компенсирующие электроды Герцога, 7 — кольцевая щелевая диафрагма, 8 — МКП-детектор, 9 — питание и высоковольтная развязка МКП, 10 — интерфейсный блок, 11 — персональный компьютер, монитор РЭМ, 12 — источник постоянного и пилообразного питания спектрометра.

порядка энергии отсечки (около 1 keV) в „мертвом“ слое детектора.

Опишем кратко работу устройства как электронного микротомографа и как спектрометра. Сфокусированный электронный зонд 1 (см. рис. 1) облучает исследуемый образец 2, имеющий глубинную подповерхностную микроструктуру. Над образцом располагается осесимметричная конструкция спектрометра, ограниченная экраняющим корпусом 3, в котором расположены тороидальные электроды 4. Поверхность этих электродов покрыта антидинаatronным покрытием — тонким слоем угольной сажи. Эмитированные из образца 2 электроны в пределах конусного угла  $\theta = 45^\circ \pm 5^\circ$  движутся в промежутке между поверхностями 4 тороидального конденсатора, причем через выходные щелевые диафрагмы 6 и 7 проходят только электроны, имеющие энергию настройки  $E = \pm qV$ . Постоянное или пилообразное напряжение  $\pm V$  задается источником 12. Сигнал с МКП-детектора 8 поступает через управляющий интерфейс 10 на экран РЭМ или монитор персонального компьютера 11.

Эквипотенциальные поверхности между пластинами тороида не являются концентрическими, они деформированы в сторону оси симметрии [1–5], что определяет специфику фокусирующих свойств представленного анализатора дефлекторного типа. Его достоинства в сравнении с цилиндрическими и сферическими спектрометрами заключаются в лучшем энергетическом разрешении  $\Delta E$  и меньших рабочих потенциалах  $V$

на электродах для выбранной энергии детектируемых электронов  $E$ , что важно для применения в РЭМ.

Оценим коэффициент связи  $k$  между анализируемой энергией электронов  $qV_0$  и необходимым напряжением настройки  $\pm V$  на отклоняющих электродах спектрометра для представленной в настоящей работе модели со следующими параметрами: радиус внутреннего и внешнего электродов  $r_1 = 17$  mm,  $r_2 = 19$  mm соответственно, радиус центральной траектории  $r_0 = 0.5(r_1 + r_2) = 18$  mm, расстояние от центров окружностей с радиусами  $r_1$  и  $r_2$  до центральной оси симметрии  $R_0 = 20$  mm [2]:

$$\begin{aligned} \pm V(r_1, r_2) &= kV_0 \\ &= \frac{2V_0}{\pi R_0} (\pi R_0 + 2r_0) \left[ \ln \frac{r_0(2r_{1,2} + \pi R_0)}{r_{1,2}(2r_0 + \pi R_0)} \right]. \end{aligned} \quad (1)$$

Таким образом, в рассматриваемой конструкции, например для  $qV_0 = E = 10$  keV, необходимо приложить напряжения  $V(r_1) = 1.22$  kV,  $V(r_2) = -1.13$  kV, т.е.  $k = V_0 / (V(r_1) + V(r_2)) = 0.235$ .

Разрешение по энергиям в настоящем спектрометре (определяемое как полная ширина  $\Delta E$  на полувысоте спектрального отклика при энергии пучка  $E_0$ ) равно [4,5]

$$\frac{\Delta E}{E_0} = \frac{(S_1 + S_2)(c\pi + 1)}{2(c\pi + 2)r_0} + 0.3(\Delta\theta)^2, \quad (2)$$

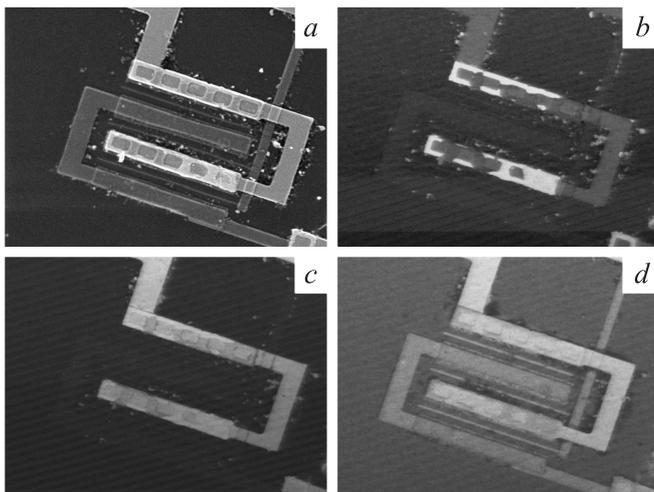
где  $\Delta\theta = 5^\circ$  — полураствор входного телесного угла спектрометра,  $c = R_0/r_0$  — характеристический параметр тороида,  $S_1$  и  $S_2$  — ширина входной и выходной щелевых диафрагм спектрометра. Подставляя в (2) параметры настоящего энергоанализатора, получаем  $\Delta E/E_0 \approx 1.5\%$ , что является разумным компромиссом для наших экспериментов, где требуется одновременно и большая светосила (для получения качественных микротомографических изображений) и приемлемое разрешение по энергиям (для спектроскопических исследований). Из (1) и (2) следует, что параметр  $c$  заметно влияет на значения функциональных констант параметров спектрометра, а именно — чем меньше  $c$ , тем лучше разрешение по энергиям, но тем выше коэффициент связи  $k$ . Однако на конструктивные параметры спектрометра влияют не только размеры, определяемые значениями  $r_0$  и  $c$ , но и значения угла детектирования  $\theta$  и секторного угла  $\varphi$ , равные в нашей конструкции  $45^\circ$  и  $65^\circ$  соответственно. Выбор этих углов жестко определен их связью с рабочим расстоянием РЭМ и положением фокальной плоскости, где расположена выходная щелевая диафрагма [3,6,7]. Расчет указанных параметров позволил уменьшить габариты спектрометра по всем трем координатам при сохранении оптимально возможных рабочих характеристик.

## Демонстрационные примеры по микротомографии и спектроскопии в обратнорассеянных электронах

Получение послойных изображений скрытых под оптически непрозрачной поверхностью микро- и наноструктур, т.е. „глубинный“ мониторинг трехмерных объектов нанотехнологий, является актуальной, востребованной и практически важной задачей в неразрушающей диагностике приборных устройств, имеющих тонкопленочное строение, например планарных интегральных микросхем. В современных методах тестирования и контроля качества для указанных целей обычно применяется „ионный скальпель“, производящий либо последовательное удаление слоев микроструктуры, либо осуществление поперечного среза. Существенными недостатками ионно-лучевой диагностической технологии является их принципиально разрушающий характер.

Ранее был разработан альтернативный метод неразрушающей бесконтактной диагностики трехмерных микро- и наноструктур на основе томографии в энергетически-фильтруемых отраженных электронах [6–8]. Электронная микротомография в сканирующей электронной микроскопии имеет большие перспективы в области неразрушающей бесконтактной диагностики современных трехмерных приборных структур микро- и нанoeлектроники с возможностью контроля на всех стадиях разработки и производства новых устройств.

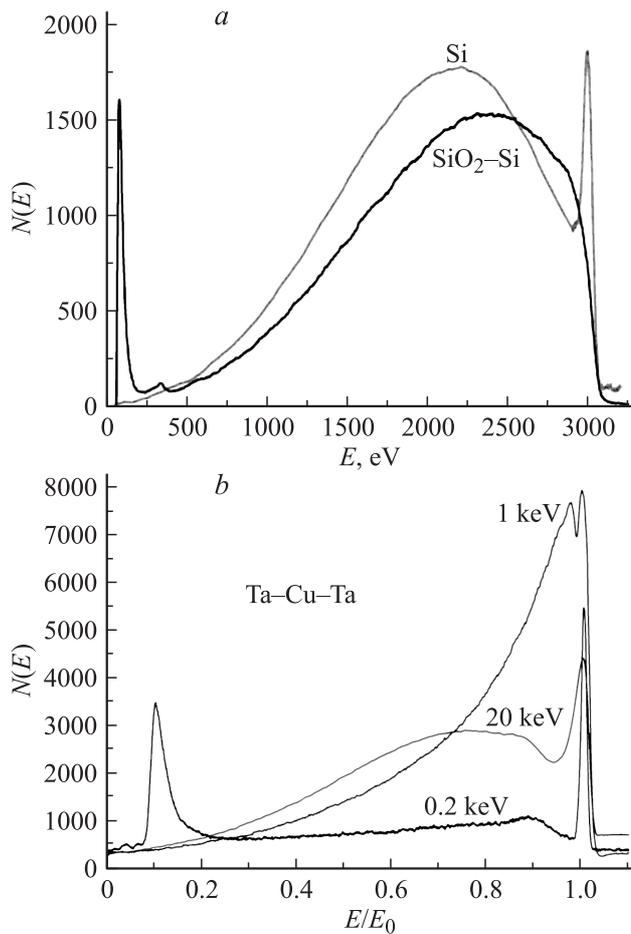
Описанный выше усовершенствованный спектрометр позволяет получать более качественные томографические изображения вследствие лучшего пространственного разрешения и более высокого отношения сигнал/шум. В качестве примера на рис. 2 приведены изображения



**Рис. 2.** Изображения фрагмента трехслойной интегральной микросхемы, снятые при  $E_0 = 20$  keV: *a* — интегральное по глубине изображение в стандартном режиме ВЭ; *b* — изображение поверхностных деталей с энергией ОРЭ  $E_S = 19.9$  keV; *c* — шина металлизации верхнего уровня,  $E_S = 19.5$  keV; *d* — шины металлизации верхнего и нижнего уровней,  $E_S = 18.5$  keV.

фрагмента двухуровневой (двухслойной) интегральной микросхемы, полученные при энергии первичного пучка  $E_0 = 15$  keV. Общий интегральный по глубине вид многослойной микросхемы дан на рис. 2, *a*, который получен в традиционном режиме детектирования ВЭ в РЭМ. Картина общей топологической архитектуры по глубине образца в данном случае формируется за счет ВЭ, промодулированных по интенсивности и энергии высокоэнергетическими ОРЭ, отраженными на разной глубине. Информация о строении каждого слоя микросхемы извлекается по изображениям, полученным при энергетической фильтрации ОРЭ. При детектировании ОРЭ с малыми потерями энергии ( $E = 0.95E_0$ ) формируется изображение только поверхностного слоя образца (рис. 2, *b*). При детектировании ОРЭ с несколько большими потерями энергии ( $E \approx 0.9E_0$ ), которые вышли с некоторой глубины, равной массовой толщине слоя, в данном случае шины металлизации микросхемы, отчетливо сепарируется вся дорожка соединительной шины (рис. 2, *c*). И наконец, при детектировании ОРЭ с более значительными потерями энергии ( $E \approx 0.8E_0$ ) отчетливо визуализируется второй, заглубленный уровень металлизации (рис. 2, *d*). Из рис. 2, *b* и 3, *a* следует, что технология нанесения соединительных металлических дорожек Си в рассматриваемой микросхеме не совершенна, имеются большие различия в толщине шин и даже разрывы. Представленный результат демонстрирует эффективность метода электронной микротомографии в дефектоскопии и контроле качества микроэлектронных приборов, что было ранее недоступно при стандартных методах (см., например, на рис. 2, *a*).

Достоинства настоящего диагностического прибора демонстрирует и рис. 3, на котором впервые в практике электронной спектроскопии, осуществляемой в РЭМ, получены и представлены одновременно спектры и вторичных, и отраженных электронов, причем на спектрах ОРЭ (также впервые) в ряде случаев четко проявляются пики упругоотраженных электронов с энергией  $E = E_0$ . Этот результат является в некоторой степени сюрпризом, так как спектры получены в относительно невысоком вакууме РЭМ ( $10^{-5}$  Torr) и с энергетическим разрешением спектрометра порядка 1.5%. Во многих предшествующих работах утверждалось, что из-за сильного влияния неизбежно возникающей в условиях РЭМ контаминационной пленки из углеводов упругий пик на спектрах ОРЭ получить невозможно [9–11]. И действительно, этот пик на экспериментальных спектрах, полученных в РЭМ, до сих пор не был выделен [6,12]. Даже при использовании в РЭМ спектрометра с высоким энергетическим разрешением ( $\Delta E/E \approx 0.32\%$ ) авторам [13,14] не удалось зафиксировать пики упругоотраженных электронов, несмотря на используемые низкие энергии  $E_0 = 3$  и 5 keV. Теоретические расчеты спектров ОРЭ также показывают наличие или отсутствие указанных пиков в зависимости от выбранной модели взаимодействия электронов с твердотельной средой [15]. В ряде случаев упругий



**Рис. 3.** Примеры спектров ОРЭ от массивных (Si) и слоистых (МДП) микроструктур.

пик разрешается в высоковакуумных аналитических приборах также только после математической обработки (деконволюция) спектров [16].

Четкая фиксация пиков упругоотраженных электронов в РЭМ стала возможной не только за счет усовершенствования тороидального дефлектора, но и в решающей степени за счет замены сцинтилляционных и полупроводниковых детекторов электронного спектрометра на МКП. В его прежней версии [6–8] все детекторы из-за наличия так называемой пороговой энергии размывали спектры ОРЭ. Медленные электроны (до  $E \approx 1.5$  keV) поглощались в мертвом слое детекторов, а электроны с большими энергиями (вплоть до  $E = E_0$ ) теряли определенную часть своей энергии, а пик упругоотраженных электронов размывался при прохождении этого слоя. К тому же именно высокоэнергетический пик регистрируется наиболее трудно из-за ухудшения разрешения спектрометра в более высокоэнергетической области, близкой к  $E = E_0$ . Отсутствие рассмотренных ограничений в спектрометре с МКП-детектором позволяет снимать в РЭМ реальные полные спектры ОРЭ в диапазоне низких энергий (до  $E_0 \approx 5$  keV), а при более высоких энергиях упругие пики также выделяются на

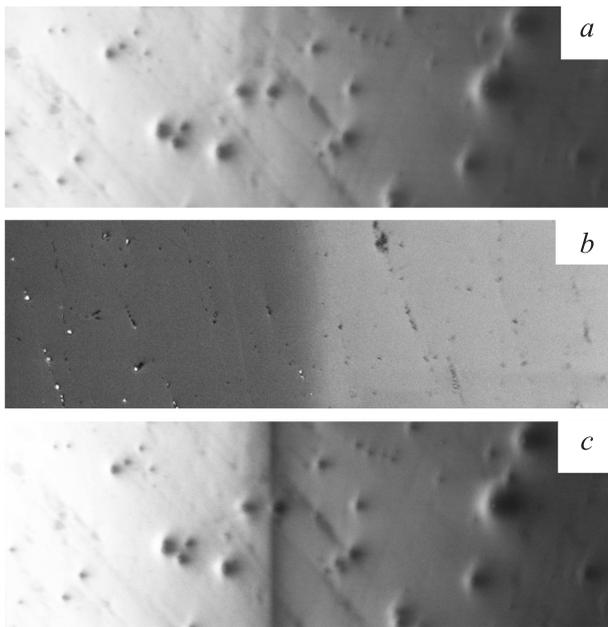
спектрах, но при условии их математической обработки с учетом аппаратной функции всего тракта спектрометра. Даже наличие углеводородных пленок контаминации не слишком затрудняют регистрацию упругих пиков, так как эти пленки состоят из легких компонент по составу, в которых поглощение и рассеяние электронов на длине упругого пробега незначительно. Последнее имеет большое практическое значение, так как в последнее время анализ и спектроскопия упругих пиков отраженных электронов рассматриваются как новый метод определения состава и толщины пленочных ультратонких покрытий [9,17].

На рис. 3,а представлен спектр от массивной однородной мишени Si, снятый при  $E_0 = 3$  keV, на котором четко фиксируется упругий пик отраженных электронов. На спектре МДП-структуры Cu(20 nm)–SiO<sub>2</sub>(300 nm)–Si подложка в начале энергетической шкалы появляется пик (ВЭ), смещенный на величину потенциала зарядки диэлектрического слоя SiO<sub>2</sub>, величиной приблизительно — 100 V (рис. 3,а).

На рис. 3,б представлены энергетические спектры электронов от сложной слоистой микроструктуры, состоящей из верхней пленки Ta толщиной 2 nm, под которой находится пленка Cu (толщиной 20 nm), затем в глубине еще один слой Ta (20 nm) на Si-подложке. Спектры, снятые при трех энергиях первичных электронов, резко отличаются по форме. Так, на спектре, снятом при  $E_0 = 0.2$  keV, на одной энергетической шкале укладываются все три типа эмитированных электронов: ВЭ в начале диапазона энергий, неупругоотраженные электроны с почти равномерным распределением и резкий пик упругоотраженных электронов с энергией  $E = E_0 = 0.2$  keV. Распределение ВЭ сдвинуто на величину 20 eV, так как на подложку подавалось смещение –20 V для более эффективного сбора ВЭ на входе спектрометра. При  $E_0 = 20$  keV пик наиболее вероятной энергии ОРЭ и упругий пик сливаются, разрешения спектрометра в этом случае недостаточно, чтобы разделить вклад в спектр отдельных слоев структуры, в то время как этот вклад довольно хорошо разрешается на спектре, снятом при энергии  $E_0 = 1$  keV. Последнее обстоятельство дает уникальную возможность определять толщины тонко-пленочных локальных покрытий в нанометровом интервале толщин по спектрам ОРЭ.

### Спектроскопия вторичных электронов. Мониторинг потенциального рельефа и локально легированных участков полупроводников

Результаты первых экспериментов по вторично-электронной спектроскопии в РЭМ были изложены в работе [18], где отмечено, что такие спектры сильно разнятся от аналогичных, но полученных на чистых поверхностях образцов в условиях высокого вакуума. Однако спектры ВЭ, снятые в РЭМ, несут полезную



**Рис. 4.** Изображение сечения Si p-n-диода без смещения (*a*), потенциальный контраст при обратном смещении *p-n*-перехода 5 В (*b*), полевой контраст при смещении 20 В (*c*).

информацию о реальной поверхностной углеводородной контаминации, о наличии локальных окислов и других компаундов. Очевидно, что для количественной электронной эмиссионной [19] условия РЭМ все-таки мало пригодны, но они не препятствуют измерению потенциального контраста на полупроводниковых микросхемах, где значения локальных потенциалов оцениваются не по форме энергетических спектров ВЭ, а по их относительному сдвигу.

Предложенная выше версия тороидального спектрометра позволяет визуализировать распределение потенциального поля над поверхностью интегральной микросхемы, подобно тому, как это делается в электронно-зондовых диагностических тестерах [20]. К примеру, на рис. 4 приводится изображение кремниевого p-n-диода, p-n-переход которого выходит на поверхность. При подаче обратного смещения *p*-область выглядит светлее, чем *n*-область (рис. 4, *b*). При больших смещениях в области пространственного заряда (ОПЗ) возникает сильное потенциальное электростатическое поле, которое сносит ВЭ в сторону от нормали к поверхности так, что они не попадают на входную щель спектрометра, т. е. не детектируются. В результате получается так называемый „полевой“ контраст в виде темной полоски в области ОПЗ (рис. 4, *c*). Таким образом, можно визуализировать местоположение *p-n*-переходов в полупроводниковых приборах и оценивать ширину ОПЗ [21]

$$W = (2\varepsilon\Delta V_B/qN_B)^{0.5}, \quad (3)$$

где  $\varepsilon$  — относительная диэлектрическая константа полупроводника (для Si  $\varepsilon = 11.9$ ),  $\Delta V_B$  — внутренний

диффузионный потенциал *p-n*-перехода,  $q$  — элементарный заряд электрона,  $N_B = N_A N_D / (N_A + N_D)$ ,  $N_A$  — концентрация акцепторной,  $N_D$  — донорной примесей соответственно.

Величина потенциала поверхности измеряется по сдвигу энергетического спектра ВЭ, который однозначно определяет как полярность, так и величину локального потенциала в измеряемой точке. Так, на рис. 5 представлены спектры ВЭ от *p*-области p-n-диода, сдвинутые на величину потенциала измеряемой точки  $V = 0, -8$  и  $-16$  В соответственно. Начальный сдвиг всех спектров на 8 В вызван постановкой эксперимента — подачей постоянного отрицательного смещения  $-8$  В на столик образцов РЭМ.

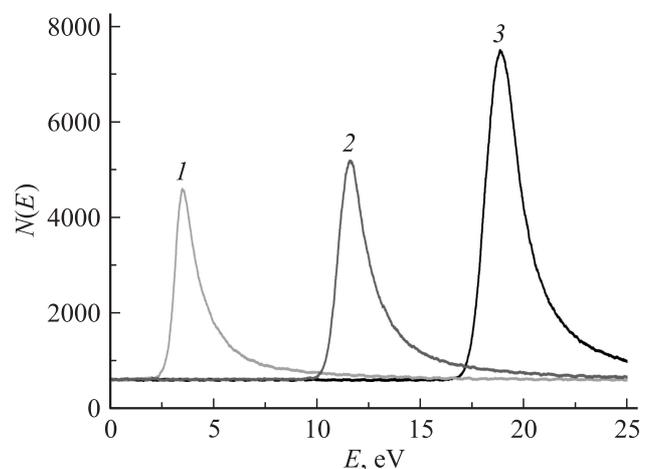
Без подачи внешнего смещения на *p-n*-переход измеряется так называемая контактная разность потенциалов, т. е. величина исходного диффузионного потенциального барьера *p-n*-перехода  $\Delta V_B$ , равная

$$\Delta V_B = \left(\frac{kT}{q}\right) \ln\left(\frac{N_A N_D}{n_i^2}\right), \quad (4)$$

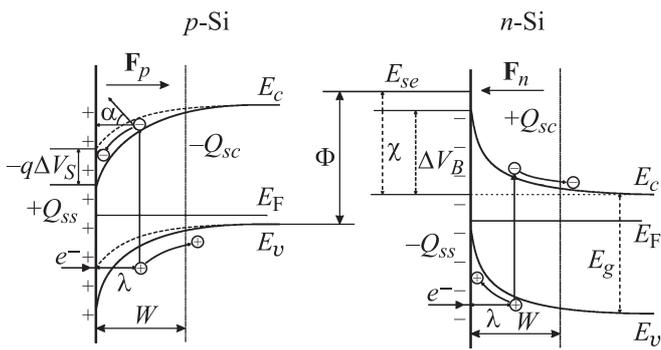
где  $kT/q = \beta$  — термический потенциал ( $\beta = 26$  мВ при  $T = 273$  К),  $n_i$  — собственная концентрация свободных носителей заряда в полупроводниковом кристалле. Фиксируя положение спектров ВЭ (1 и 2 на рис. 5) на энергетической оси отдельно от *p*- и *n*-участков *p-n*-перехода, определяем разность положений максимумов  $E_m$  энергетических спектров, что дает искомое значение  $\Delta V_B$ :

$$q(\Delta V_B) = E_m(p) - E_m(n) \pm q\Delta V_s, \quad (5)$$

где  $V_s$  — наведенный электронным зондом потенциал на *p-n*-переходе (EBIV [8]). Потенциал  $\Delta V_s$  равен десяткам и сотым долям электронвольта, и он всегда уменьшает измеренные значения диффузионного потенциала на величину спрямления энергетических зон *p*- и *n*-областей



**Рис. 5.** Спектры ВЭ и ОПЭ, снятые на p-n-диоде при  $E_0 = 0.2$  кэВ. Величина потенциала  $V = 0$  (1),  $-8$  (2),  $-16$  В (3).



**Рис. 6.** Схема изгибов энергетических зон и локализации зарядов в приповерхностной области Si-кристалла *p*- (а) и *n*-типов (б) проводимости.

(см. рис. 6)

$$\Delta V_s = \beta \ln \left[ 1 + \frac{(1 - \eta) I_0 E_0}{E_i I_s} \right], \quad (6)$$

где  $\eta$  — доля отраженной энергии первичных электронов,  $I_0$  — ток электроноого зонда,  $I_s$  — обратный ток насыщения *p*–*n*-перехода,  $E_i$  — энергия рождения электронно-дырочной пары (для Si  $E_i = 3.65$  eV). Для рассматриваемого здесь *pin*-диода диффузионный потенциал  $\Delta V_B$  равен  $1.2 \pm 0.1$  eV. Достоинством настоящего метода измерения локальных потенциалов по сдвигу спектров в сравнении с методом тормозящего поля (сдвиг кривых задержки электронов [20]) является меньшее время измерений и более высокая точность [14].

Наиболее востребованным в сканирующей электронной микроскопии в последние годы становится метод определения двумерного распределения легирующей примеси в полупроводниковых наноприборах. Картирование локальных распределений примесной концентрации с помощью вторично-электронного контраста в РЭМ является эффективным и оперативным методом контроля качества изделия, так как функциональные (электронные) свойства многих полупроводниковых устройств зависят от концентрации примесей в активных областях. При уменьшении размеров современных нанoeлектронных структур необходимо знание двумерного распределения примесей в диапазоне от  $10^{16}$  до  $10^{20}$   $\text{cm}^{-3}$  с нанометровым пространственным разрешением и точностью анализа не хуже  $\pm 10\%$ . Одним из возможных кандидатов решения этой задачи становится ВЭ-спектроскопия в РЭМ, имеющая определенные преимущества перед традиционными методами: обратного резерфордского рассеяния, вторично-ионной спектроскопии, вольт-емкостных измерений, сканирующей емкостной микроскопии, микроскопии сопротивления растекания. Именно поэтому в последние годы наблюдается своеобразный бум по использованию режима ВЭ в РЭМ для определения локального распределения примесей, но причины контраста изображений *p*- и *n*-областей и его зависимости от степени легирования в

настоящее время не до конца изучены, а их трактовка не представляется исчерпывающей, а в ряде случаев убедительной. Так, если в [22] механизм контраста между *p*–*n*-областями объяснялся различием в изгибах поверхностных энергетических зон полупроводников, то в работе [23] — из-за наличия внутреннего диффузионного барьера. При энергетической фильтрации ВЭ авторы работ [24–27] достигли значения потенциального контраста до 25%, что позволило полуколичественно определять различия в уровнях легирования приблизительно на один порядок. Но режим потенциального контраста тоже не дал исчерпывающего ответа о физическом механизме возникновения различий в детектируемых сигналах от различно легированных участков. Ниже предлагается новая версия природы формирования контраста изображений от примесных полупроводников, основанная не только на различиях в работе выхода ВЭ, но и на влиянии внутренних электростатических полей на глубину выхода ВЭ, а тем самым на число и на энергию эмитированных в вакуум электронов.

Теория вторичной электронной эмиссии [19,28] дает следующие полуэмпирическое соотношение для коэффициента ВЭ:

$$\delta = \int_0^R n(x, E_0) f(x) dx = B \frac{E_0}{E_i} \frac{\lambda}{R} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{R}{\lambda}\right) \right], \quad (7)$$

где  $n$  — число ВЭ, генерированных на глубине  $x$  первичным электроном с энергией  $E_0$ , функция  $f(x) = B \exp(-\frac{x}{\lambda})$  выражает вероятность достижения поверхности и выхода ВЭ из глубины  $x$  в вакуум,  $B$  — вероятность ВЭ преодолеть потенциальный барьер на поверхности ( $B < 1$ ),  $\lambda$  — средняя глубина выхода ВЭ, а глубина пробега первичного электрона равна

$$R [\text{nW}] = 76 \frac{E_0^{1.67}}{\rho}, \quad (8)$$

где  $E_0$  [keV],  $\rho$  [ $\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$ ] — плотность материала мишени.

Из выражения (7) следует сильная зависимость коэффициента  $\delta$  от параметра  $\lambda$ , который, в свою очередь, зависит не только от характеристик материала мишени, но и от величины изгиба энергетических зон у поверхности, а также от силы и знака приповерхностного электрического поля  $F_{p,n}$ . Рассмотрим последнее воздействие более детально из-за его значимости и недооценки в предыдущих работах.

Как известно [29], вблизи поверхности полупроводников происходит искривление энергетических зон, вызванное поверхностными состояниями (уровни Тамма и Шокли). В полупроводнике *p*-типа зоны искривляются вниз (см. рис. 6), причем положительный потенциал поверхности, равный изгибу зон, равен

$$\Delta V_B = \frac{q N_A L_D^2}{2\epsilon}, \quad (9)$$

где  $L_D = (\epsilon\beta/qN_A)^{0.5}$  — дебаевская длина затухания (экранирования), которая для Si равна  $L_D \approx 0.125W$  [21].

В полупроводнике  $n$ -типа изгиб зон направлен вверх, в ОПЗ шириной  $W$  локализуется положительный заряд  $Q_{SC}$ , а на поверхности — отрицательный заряд —  $Q_{SS}$  (см. рис. 6), поэтому потенциал поверхности  $\Delta V_B$  — отрицательный.

Положение уровня электрона в вакууме  $E_{SE}$  (его энергия) определяется работой выхода  $\Phi = E_V + \chi$ , отсчитываемой от уровня валентной зоны  $E_V$ , где  $\chi$  — электронное сродство, т.е. разность между уровнем  $E_C$  (энергия дна зоны проводимости) и уровнем  $E_{SE}$ , и не зависящее от изгиба зон  $\Delta V_B$ . Часть ВЭ, имеющих энергию больше значения  $\Phi$ , выходят в вакуум энергией  $E_{SE}$ . Для чистого Si  $E_g = 1.2$  eV,  $\chi = 4.05$  eV. Распределение  $N(E)$  по энергиям ВЭ можно представить в виде [30]

$$N(E) = \frac{dN_{SE}}{dE_{SE}} = S(E_{SE})\lambda(E_{SE}) \left(1 - \frac{\chi}{E_{SE}}\right), \quad (10)$$

где  $S(E_{SE})$  — функция генерации ВЭ по глубине,  $\lambda(E_{SE})$  — глубина выхода ВЭ, равная для Si 4–5 нм, т.е. сравнимая по порядку величины с длиной Дебая. Но на этой глубине за счет изгиба зон формируется сильное электрическое поле  $F_{p,n}$  (см. рис. 6), причем оно направлено так, что в  $p$ -области является для ВЭ „тянущим“ к поверхности, а для  $n$ -области — тормозящим. Это является важным фактором в нашей модели, так как именно влиянием тянущего поля мы объясняем значительное увеличение эмиссии ВЭ и их энергии для легированных участков  $p$ -Si по сравнению с меньшим выходом ВЭ и их меньшей энергии в  $n$ -Si, что видно из соответствующих спектров, представленных на рис. 7. Эти спектры сняты на пластине  $n$ -Si, исходно легированной фосфором с концентрацией  $N_D = 10^{16}$  см $^{-3}$ , в которой через маску имплантирована примесь бора  $N_A$  с концентрацией  $10^{19}$  см $^{-3}$ , создающая  $p$ -тип проводимости.

На изображении (см. рис. 8) участки  $p$ -типа выглядят светлыми, а  $n$ -матрица — темной. Контраст в настоящем эксперименте равен около 50%, что является наивысшим значением по сравнению с известными

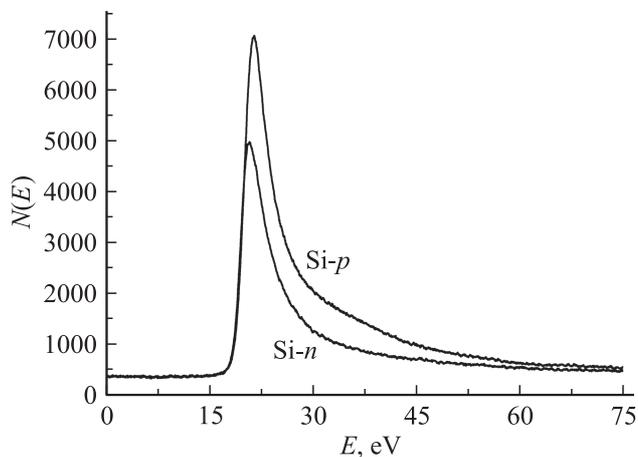


Рис. 7. ВЭ спектры Si- $n$  и Si- $p$  участков локально-легированного кристалла кремния.

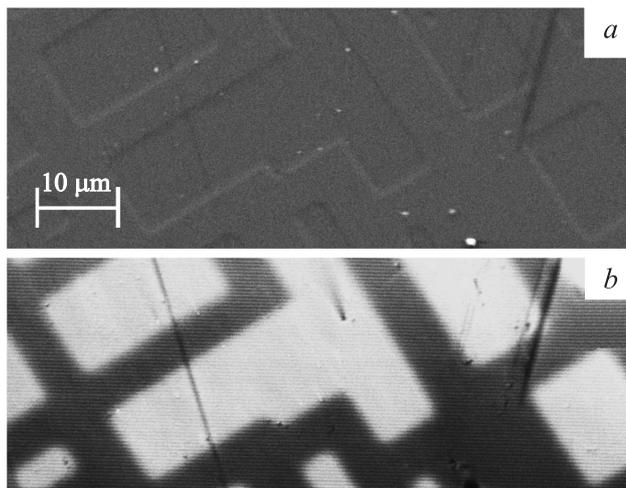


Рис. 8. Изображения локально-легированного Si-кристалла в стандартном режиме ВЭ (а) и с помощью фильтрации ВЭ по энергиям (б). На снимке (б) светлые участки — области  $p$ -типа, темные —  $n$ -типа.

результатами [23–27], где максимальный контраст был равен 25%. Действительно, образующееся у поверхности тянущее электрическое поле  $F_p$  (тормозящее поле  $F_n$ ) по оценкам [21], равное

$$F_{p,n} = \pm \beta \frac{1}{N_{A,D}} \frac{dN_{A,D}}{dx} [\text{V} \cdot \text{cm}^{-1}], \quad (11)$$

увеличивает (уменьшает) эффективную глубину  $\lambda(F)$  выхода ВЭ

$$\lambda(F) = \lambda_0 \exp(\pm \beta F), \quad (12)$$

где  $\lambda_0$  — глубина выхода ВЭ в отсутствие внутреннего поля  $F$ ,  $\beta(\text{Si}) = 4.6 \cdot 10^{-6}$  — параметр затухания поля в Si [30]. Дополнительно на коэффициент ВЭ влияет изменение угла выхода электронов  $\alpha$  (см. рис. 6), который также инициируется полем  $F$  [31]. В итоге значительное изменение эффективной глубины выхода  $\lambda$  (2–3 раза) заметно сказывается и на величине коэффициента  $\delta$  (см. (7)) и на энергии ВЭ (см. (10)), что наглядно демонстрируют как спектры от  $p$ - и  $n$ -участков Si-пластины, так и контраст изображений легированных областей на рис. 8.

## Заключение

Электронно-зондовый диагностический комплекс на базе сканирующего электронного микроскопа, снабженного специализированным тороидальным спектрометром, позволяет проводить широкий круг исследований свойств и характеристик приборных структур микро- и наноэлектроники. Помимо томографического мониторинга трехмерной архитектуры микросхем с помощью энергетической фильтрации обратнорассеянных электронов новый научно-исследовательский прибор позволяет определять потенциальный рельеф поверхности

микрообъектов и, что представляется наиболее актуальным, диагностировать локальные распределения примесей в полупроводниковых кристаллах с пространственным разрешением в единицы и десятки нанометров в диапазоне концентраций примесей от  $10^{16}$  до  $10^{20}$   $\text{cm}^{-3}$ .

## Список литературы

- [1] Engelhardt H.A., Back W., Menzel D., Liebl H. // Rev. Sci. Instrum. 1981. Vol. 52. N 6. P. 835–845.
- [2] Toffoletto F., Leckey R., Riley J. // Nucl. Instrum. Meth. B. 1985. Vol. 12. P. 282–291.
- [3] Ghielmetty A., Shelley E. // Nucl. Instrum. Meth. A. 1990. Vol. 298. P. 181–187.
- [4] Reddish T.J., Richmond G., Bagley G., Wightman J. // Rev. Sci. Instrum. 1997. Vol. 68. P. 2685–2692.
- [5] Lower J., Panajotovic R., Bellm S., Weigold E. // Rev. Sci. Instrum. 2007. Vol. 78. P. 111 301–111 320.
- [6] Аристов В.В., Дремова Н.Н., Рау Э.И. // ЖТФ. 1996. Т. 66. Вып. 10. С. 172–181.
- [7] Rau E.I., Robinson V.N.E. // Scanning. 1996. Vol. 18. P. 556–561.
- [8] Гостев А.В., Дицман С.А., Лукьянов Ф.А., Орликовский Н.А., Рау Э.И., Сеннов Р.А. // Приборы и техника эксперимента. 2010. № 4. С. 124–134.
- [9] Афанасьев В.П., Лубенченко А.В., Федорович С.Д., Паволоцкий А.Б. // ЖТФ. 2002. Т. 72. Вып. 11. С. 100–108.
- [10] Bauer H.D. // Exper. Technik der Physik. 1979. Vol. 27. N 4. P. 331–338.
- [11] Gerard P., Balladore J., Martinez J., Ouabou A. // Scanning. 1995. Vol. 17. N 6. P. 337–342.
- [12] Рау Э.И., Сеннов Р.А., Реймер Л., Хоффмайстер Х. // Изв. АН. Сер. физ. 2001. Т. 65. С. 1328–1332.
- [13] Khurshed A., Hoang H. // Ultramicroscopy. 2008. Vol. 109. P. 104–110.
- [14] Hoang H., Osterberg M., Khurshed A. // Ultramicroscopy. 2011. Vol. 111. P. 1093–1100.
- [15] Reimer L., Senkel R. // Optik. 1995. Vol. 98. N 3. P. 85–93.
- [16] Cubric D., Kholine N., Konishi I. // Nucl. Instr. Meth. A. 2011. Vol. 645. P. 234–240.
- [17] Jablonski A., Hansen H.S., Jansson C., Tougaard S. // Phys. Rev. B. 1992. Vol. 45. N 7. P. 3694–3702.
- [18] Joy D.C., Prasad M.S., Meyer H. // J. Microsc. 2004. Vol. 215. P. 77–85.
- [19] Томашпольский Ю.А. Аналитическая вторично-электронная эмиссионная спектроскопия. М.: Научный мир, 2006. 112 с.
- [20] Thong J.T.L. Electron Beam Testing Technology. NY: Plenum Press, 1993. 206 p.
- [21] Зи С. Физика полупроводниковых приборов М.: Мир, 1984. Т. 1. 456 с.
- [22] Perovic D., Castell M., Howie A., Lavoie C., Tiedje T., Cole J. // Ultramicroscopy. 1995. Vol. 58. P. 104–113.
- [23] Sealy C., Castell M., Wilshaw P. // J. Electron. Microsc. 2000. Vol. 49. P. 311–321.
- [24] Buzzo M., Ciappa M., Millan J., Gorignion P., Fichtner W. // Microelectron. Eng. 2007. Vol. 84. P. 413–418.
- [25] Kazemian P., Mentink S., Rodenburg C., Humphreys C. // Ultramicroscopy. 2007. Vol. 107. P. 140–150.
- [26] Schonjahn C., Humphreys J., Glick M. // J. Appl. Phys. 2002. Vol. 92. P. 7667–7671.
- [27] Sealy C., Castell M., Wilshaw P. // J. Electron. Microsc. 2000. Vol. 49. P. 311–321.
- [28] Lin Y., Joy D.C. // Surf. Interface Anal. 2005. Vol. 37. P. 895–900.
- [29] Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.Г. // Физика полупроводников. М.: Наука, 1977. 672 с.
- [30] Touzin M., Goeuriot D., Goeuriot-Piecourt C., Juve D., Treheux D., Fitting H.-J. // J. Appl. Phys. 2006. Vol. 99. P. 114 110–114 114.
- [31] Casaux J. // J. Appl. Phys. 2011. Vol. 110. P. 024 906-15.