

Орликовский Николай Александрович

**НЕРАЗРУШАЮЩИЕ ВЫСОКОЛОКАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ
ЭЛЕКТРОННО-ЗОНДОВОЙ ДИАГНОСТИКИ ПРИБОРНЫХ
СТРУКТУР МИКРО- И НАНОЭЛЕКТРОНИКИ.**

Специальность 05.27.01.- твердотельная электроника, радиоэлектронные компоненты, микро- и наноэлектроника, приборы на квантовых эффектах.

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Москва 2012

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Физико-технологическом институте Российской академии наук

(ФТИАН РАН)

Научный руководитель: член-корреспондент РАН,
доктор физико-математических наук
Лукичев Владимир Федорович

Научный консультант: доктор физико-математических наук,
профессор Рау Эдуард Иванович

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
профессор Афанасьев Виктор Петрович,
НИУ МЭИ, кафедра общей физики и
ядерного синтеза.

доктор физико-математических наук,
профессор Филиппов Михаил Николаевич,
ИОНХ РАН им. Курнакова

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт проблем технологии микроэлектроники и
особочистых материалов Российской академии наук. (ИПТМ РАН)

Защита состоится 26 сентября 2012 г. в 15 часов на заседании
диссертационного совета Д 002.204.01 в Физико-технологическом институте
Российской Академии Наук по адресу 117218, Москва, Нахимовский
проспект, д.36, корп. 1.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ФТИАН РАН

Автореферат разослан «__»_____ 2012г

Ученый секретарь

диссертационного совета Д 002.204.01

кандидат физико-математических наук, доцент  В.В. Вьюрков

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ.

Актуальность работы.

В последние годы заметно проявляется тенденция перехода от микро- к нанотехнологиям, и, как следствие, например микроэлектронные устройства все чаще замещаются наноэлектронными приборными структурами. В свою очередь развитие наноэлектроники требует сопровождения адекватными высоколокальными неразрушающими методами диагностики, позволяющими решать вопросы дефектоскопии, контроля качества, физики отказов соответствующих новых изделий.

Одним из эффективных базовых методов субмикронной диагностики является сканирующая электронная микроскопия с ее нанометровым пространственным разрешением и богатым набором детектируемых сигналов. Но традиционные стандартные режимы работы растрового электронного микроскопа (РЭМ) уже не обеспечивают комплексной диагностики приборных структур микро- и наноэлектроники, которая требует специфической информации как о трехмерном строении (топологии) объектов, так и об их локальных электрофизических характеристиках. В настоящее время становятся все более востребованными электронно-зондовые бесконтактные и неразрушающие методы и аппаратура для одновременного определения и контроля все большего числа параметров вновь создаваемых приборных структур, а также количественной характеристики этих параметров.

В настоящей работе детально рассмотрены информационные возможности традиционных методов диагностики микроструктур в РЭМ, и на основе анализа этих методов намечены пути их дальнейшего совершенствования и развития. Разработан также ряд новых оригинальных методов диагностики, причем основное внимание уделено вопросам комплексного физического тестирования, т.е. одновременному контролю по многим информационным параметрам, как топологических, так и электрофизических. Такое комплексное универсальное исследование несет в себе несомненное преимущество, т.к. обеспечивает возможность получения максимально достоверной информации от ряда сигнальных откликов при одном сканировании объекта. Новые разработки, представленные в этой работе, способствуют более оперативному, многофункциональному контролю тестируемых микро- и наноэлектронных компонент приборных структур твердотельной электроники.

Цель работы

Целью и основной задачей работы было физическое обоснование и разработка высоколокального неразрушающего диагностического комплекса на основе сканирующего электронного микроскопа, позволяющего проводить научно-исследовательские работы по тестированию объектов по максимальному числу функциональных параметров как при создании новых нанодетекторов, так и при дефектоскопии и анализе отказов готовых приборов.

Основными требованиями, предъявляемыми к предложенному комплексу, являются нанометровое пространственное разрешение, бесконтактность, принципиально неразрушающий характер проводимых испытаний, достоверность и высокая информативность экспрессных исследований.

Научная новизна и практическая значимость работы

определяются следующими основными результатами, полученными впервые:

1. На основе анализа размытия электронного зонда в твердотельной среде и потерь энергии первичных электронов найдены оптимальные условия детектирования обратно рассеянных электронов (ОРЭ) в томографических экспериментах.
2. Определены условия получения максимального контраста изображений массивных и многослойных микроструктур с учетом особенностей конфигурации детекторов ОРЭ и способов получения видеосигналов;
3. На основе решения обратных задач, учитывающих аппаратные функции прибора, показаны возможности реконструкции размытых изображений заглубленных микроструктур и регистрируемых спектров ОРЭ в РЭМ;
4. Выполнена глубокая модификация электронно-зондового томографа с целью его усовершенствования, что позволило в несколько раз повысить пространственное разрешение при послойном мониторинге планарных микро- и наноструктур, примерно в два раза повысить энергетическое разрешение и чувствительность тороидального спектрометра;
5. Реализована возможность снятия энергетических спектров электронов в РЭМ во всем энергетическом диапазоне – вторичных, обратно рассеянных, и упруго-отраженных;
6. Проведена модернизация диагностической установки, что позволило проводить тестирование объекта одновременно как по топологическим, так и по электрофизическим параметрам;
7. Физически обоснован эффект повышенного контраста изображений локально легированных участков примесями р- и n- типов при спектроскопической постановке экспериментов;

8. Указаны возможности количественной оценки толщин нанометровых покрытий и степени легирования полупроводниковых кристаллов.

Практическая значимость диссертационной работы заключается в разработке и реализации лабораторной модели многофункционального электронно-зондового диагностического комплекса, работоспособность, эффективность и потенциальные возможности которого широко продемонстрированы на ряде примеров изучения строения и характеристик приборных устройств полупроводниковой микроэлектроники.

Достоверность результатов работы подтверждается хорошей корреляцией теоретических моделей с результатами экспериментов на тестовых образцах, а также с некоторыми результатами, полученными в результате различных исследований прочими методами, на которые в работе приводятся обширные ссылки.

Личный вклад автора

Все результаты диссертационной работы, как расчетные, так и экспериментальные, получены автором лично или с его непосредственным определяющим участием; им проведены расчеты пространственного разрешения и контраста изображений в методе электронной микротомографии, усовершенствован тороидальный спектрометр в РЭМ, проведены все научно-исследовательские эксперименты на электронно-зондовом диагностическом комплексе

Апробация работы

Основные результаты диссертационной работы докладывались и обсуждались на научных семинарах Физико-технологического института РАН, ИПТМ РАН и на Физическом факультете МГУ им М.В. Ломоносова.

Всего по результатам работы опубликовано 5 статей в реферируемых журналах и 11 публикаций тезисов докладов на российских и международных научных конференциях, список которых приводится в диссертации и автореферате.

Объем и структура диссертации

Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения и списка литературы. Диссертация содержит 131 страниц, включая 67 иллюстраций и 140 библиографических ссылок.

Основное содержание работы

Во введении обоснована актуальность темы, сформулированы цели и задачи работы, а также основные защищаемые положения. Изложена новизна и практическая ценность диссертационной работы.

В первой главе дается обзор основных закономерностей взаимодействия электронного зонда с твердотельной средой, которые находят отражение в последующих

главах диссертации. На основе литературных данных рассмотрены механизмы упругого и неупругого рассеяния электронов средних энергий в мишенях, отличающихся атомным номером Z материала. С учетом различных теоретических моделей, детально проанализированы пробеги электронов и их энергетические потери. Проводится сравнение полного пробега электронов по Бете и глубины пробега, отсчитываемой по нормали к поверхности.

Рассмотрены вопросы формирования контраста изображений массивных и пленочных объектов в зависимости от энергии первичных электронов и атомного номера материала мишени. Приводятся сведения о распределении обратно-рассеянных электронов по энергиям как функции глубины отражения и угла их выхода. Дан критический анализ электронно-оптических характеристик электростатического секторного тороидального энергоанализатора электронов, применявшегося в РЭМ в предыдущих экспериментах.

Вторая глава посвящена детальному физическому обоснованию разрабатываемых методов электронно-зондовой диагностики в РЭМ.

В первой части этой главы рассматриваются вопросы размытия электронного зонда в твердотельной мишени и связанная с этим явлением проблема нахождения условий повышения пространственного разрешения в режиме отраженных электронов (ОЭ). Показано, что наиболее эффективным приемом получения качественных изображений с оптимальным пространственным разрешением является выполнение условия подбора такого значения энергии E_0 облучающих электронов, при которой наиболее вероятная глубина их отражения $x_{\eta c}$ совпадает с глубиной залегания d визуализируемой структуры:

$$x_{\eta c} = 0.5R_0Z^{-0.33} \exp(-0.022Z) , \quad (1)$$

где Z – атомный номер материала мишени приповерхностного слоя, R_0 – глубина пробега первичных электронов в материале этого слоя с усредненной плотностью ρ , которая в первом приближении равна $R_0 = CE_0^{1.67}/\rho$. (C – параметр размерности).

При решении обратной задачи по размытию электронного зонда с глубиной, картину можно реконструировать, получив более резкое изображение. В работе приводятся примеры результатов моделирования по реконструкции размытых изображений заглубленных микроструктур.

Все современные РЭМ снабжены полупроводниковыми или сцинтилляционными детекторами ОЭ, имеющими, как правило, планарную структуру с малой толщиной поверхностного защитного слоя d – так называемой мертвой зоной. 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, что в существующей конфигурации детекторов не учитывались угловые характеристики, а именно влияние наиболее вероятных углов выхода ОЭ и средних углов падения ОЭ на лицевую поверхность детекторов. Но, как показано в настоящем разделе работы, 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 позволяет предложить оптимальную конфигурацию детектора ОЭ с улучшенными рабочими характеристиками.

Детальный учет всех потерь полной энергии электронов приводит к следующему полуэмпирическому выражению для сигнала с полупроводникового детектора:

$$I_s = 274 I_0 \eta_s \cos \theta \pi^{-1} \Omega E_0 k_s (1 - F_d(\text{Si})) \exp\left(-\frac{3.1d/R}{1-d/R}\right) \left(1 - \frac{d}{R}\right)^{1.6} \cdot (1 - 0.138(k_s E_0)^{-0.1}) * C, \quad (2)$$

где $R(\text{Si}) = 28(k_s E_0)^{1.55}$,

$$F_d(\text{Si}) = 0.23(k_s E_0)^{-0.1} \left[1 - \exp\left(-\frac{6.2d/R}{1-d/R}\right) \right] [0.6 + 0.4 \exp(-6.2d/R)]. \quad (3)$$

Результаты расчета сигнала I_s в зависимости от E_0 по формуле (3) для мишеней из Au и Si при $I_0=1\text{нА}$ и $\alpha=0^\circ$ приводятся на Рис. 1 вместе с результатами экспериментов. При расчетах принято для Au: $k_s=0.8$, $\eta_s=0.49$; для Si: $k_s=0.6$, $\eta_s=0.23E_0^{-1}$.

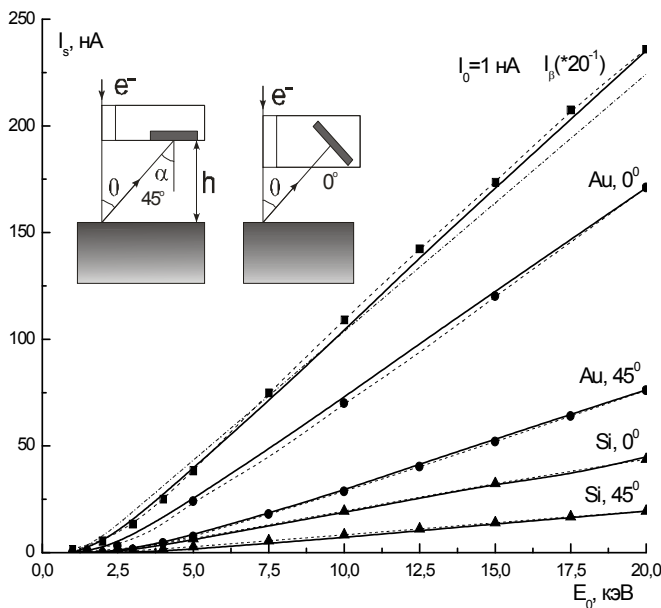


Рис. 1. Сигналы с полупроводникового Si p-n детектора в зависимости от энергии монокинетических электронов (график $I_\beta(*20^{-1})$) и отраженных от Au и Si мишеней электронов при нормальном ($\alpha=0^\circ$) и косом падении ($\alpha=45^\circ$). Ток зонда $I_0 = 1\text{нА}$, $\theta = 45^\circ$.

Но в стандартных конструкциях серийных РЭМ детекторы ОЭ имеют иную конфигурацию (Рис. 1, вставка), при которой поток ОЭ падает на поверхность детектора не по нормали, а под средним углом $\alpha=45^\circ$. Рассмотрим изъяны такой схемы, рассчитав

сигнал I_s для косо́го 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.

Экспериментальные и расчетные значения сигнала ОЭ для полупроводниковых детекторов двух рассмотренных конфигураций представлены на Рис. 1 для мишени из золота (Au) и кремния (Si). Представленные результаты демонстрируют двукратное увеличение сигнала I_s для новой геометрии по сравнению со стандартной, то есть эффективность детектора при $\alpha=0$ увеличивается примерно вдвое. 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 .

В диссертационной работе уделено большое внимание проблеме корректной интерпретации контраста изображений в режимах стандартного детектирования ОЭ и при энергетической фильтрации в режиме электронной микротомографии. Обычно материальный, так называемый Z-контраст изображения в режиме ОЭ, определяется разностью коэффициентов ОЭ $\eta_1 - \eta_2$ двух соседних элементов сканирования, отличающихся различными атомными номерами Z_1 и Z_2 . Но это положение неверно, так как сигнал с детекторов ОЭ (полупроводниковых и сцинтилляционных) зависит не только от коэффициентов, но и от средней энергии E детектируемых электронов. Углы падения первичных электронов и углы детектирования (углы входа ОЭ) также вносят заметный вклад в характер контраста изображения, причём при их определённом сочетании возможна инверсия контраста, впрочем, как и при вариации ускоряющего напряжения E_0 , при определённых условиях.

Типичные структуры, исследуемые в режиме детектирования ОЭ в РЭМ, приводятся на Рис.2 для наиболее часто встречающихся на практике конфигурационных композиций I, II и III. Если установить усиление сигналов I_s таким, чтобы $I_1(Z_1)$ и $I_2(Z_2)$ укладывались в динамический диапазон видеоконтрольного устройства РЭМ, то получается нормальный (истинный) контраст $C_1 = \frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2}$.

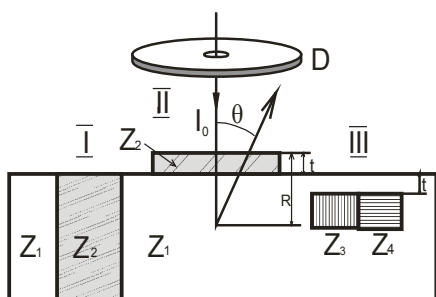


Рис.2 Схематическое представление исследованной микроструктуры, состоящей из композиций I, II и III с материалами из набора разных химических элементов Z_i

В ряде специальных экспериментов в РЭМ устанавливается энергонезависимый детектор в ОЭ на основе микроканальной пластины. В этом случае контраст C от двух участков образца, различающихся только материалами с соответствующими атомными номерами Z_1 и Z_2 , определяется простым соотношением $C = (\eta_1 - \eta_2) / (\eta_1 + \eta_2)$, где коэффициенты ОЭ η_i (E_0, Z_i) можно определить по следующему соотношению:

$$\eta_s(Z, E_0) = \beta \cdot [1 - \exp(-0.0066 \cdot \beta^{-2.5} Z)], \quad (4)$$

где $\beta = 0,4 + 0,065 \ln(E_0)$, или по более простой формуле: $\eta_s = \exp(-6.238 / Z^{0.5})$.

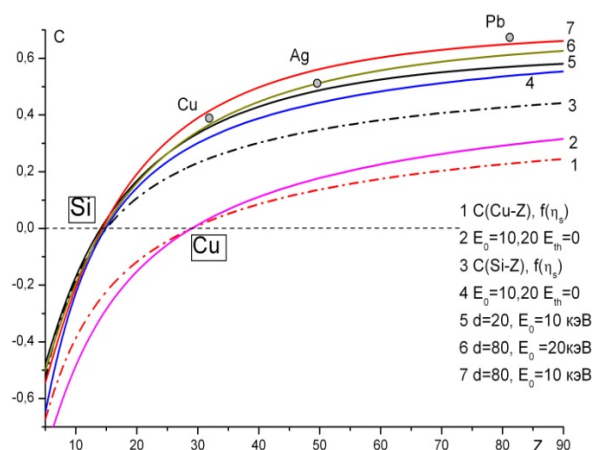


Рис.3 Контраст C изображений участков структуры с различными атомными номерами Z относительно матрицы-подложки из Cu (графики 1, 2) и из Si (графики 3-7).

Результаты расчёта контраста $C = f(\eta_s)$ представлены на Рис.3 штриховыми графиками 1 и 3, которые соответствуют контрасту изображений между локальными участками структуры, содержащими элементы Z_i в матрице – подложке из меди ($Z_2 = 29$, график 1) и кремния ($Z_2 = 14$, график 3). При малых E_0 возможна инверсия контраста изображения вследствие того, что в этой области η_s больше для лёгких элементов, чем для тяжёлых.

Но для современных РЭМ типичны сцинтилляционные или полупроводниковые детекторы ОЭ, сигнал I_s с которых, пропорционален не только числу ОЭ, но и средней энергии ОЭ, которая оценивается по эмпирической формуле

$$k = E_s / E_0 = 1.09(1 - Z^{0.3}). \quad (5)$$

В этом случае контраст C двух участков, отличающихся материалами Z_i , равен

$$C = \frac{I_{s1} - I_{s2}}{I_{s1} + I_{s2}} = \frac{\eta_1 E_1 - \eta_2 E_2}{\eta_1 E_1 + \eta_2 E_2}, \quad (6)$$

где средние энергии ОЭ $E_1 = k_1 E_0$, $E_2 = k_2 E_0$. Графики контраста изображений для

локальных участков образца с атомным номером Z по зависимости (6) приводятся на Рис.3 относительно матрицы-подложки из Cu (кривая 2) и Si (кривая 4) при $E_0=10$ и 20 кэВ. Видно, что в данной ситуации контраст слабо растет при больших E_0 (графики 6 и 7) и несколько выше по сравнению с энергонезависимым детектированием, представленным графиками 1 и 3.

В случае конфигурации II (см. Рис.2), т.е. системы «локальная пленка Z_2 – подложка Z_1 », контраст определяется по соотношению (6), но выражение для сигнала $I_{S2}(Z_2)$ от участка «пленка на подложке» несколько усложняется, т.к. множители $\eta_2 E_2$ теперь представляются следующим образом:

$$\eta_2(Z_1, Z_2) E_2(Z_1, Z_2) = [\eta_0(Z_1) + (\eta_0(Z_2) - \eta_0(Z_1)) \frac{1}{\eta(Z_2)} (1 - \exp(-\frac{4At/R_2}{1-t/R_2}))] E_0 (1 - A \frac{t}{R_2})^{1.6}, \quad (7)$$

где t – толщина пленочного элемента, A – коэффициент затухания электронов в материале пленки, равный $(1+0.187Z^{0.667})$, R_2 – глубина пробега электронов в материале пленки плотностью ρ : $R_2 = 74E_0^{1.55}/\rho$.

Принципы детектирования сигнала ОЭ при помощи электронного энергоанализатора кардинально отличаются от стандартных, рассмотренных выше. При фильтрации ОЭ по энергиям изображения получают в узком энергетическом окне спектра ОЭ, причем положение окна E_s на оси энергий, задаваемое оператором, характеризует дифференциальный коэффициент отражения $\Delta\eta_s$ электронов, имеющих определенную энергию E_s . В результате появляется возможность осуществлять послойную визуализацию микроструктуры по глубине, устанавливая определенную энергию настройки энергоанализатора E_s , что в некотором роде эквивалентно вариации энергии E_0 . Но томографические изображения более контрастны и дают больше информации при послойном мониторинге трехмерной микроструктуры, что демонстрируют графики контраста изображений, представленные на Рис.4б и сравнительные снимки на Рис.5.

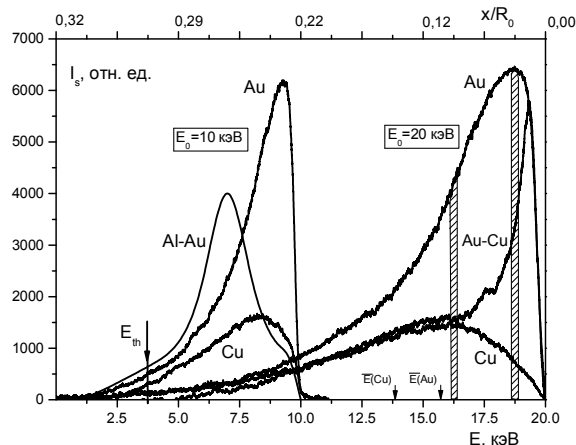


Рис.4 Энергетические спектры от массивных мишеней Au и Cu и системы «пленка Al на Au подложке» при $E_0 = 10$ кэВ и 20 кэВ. Стрелками указаны величины пороговой энергии E_{th} , а также средней энергии ОЭ $E(Cu)$ и $E(Au)$ при $E_0=20$ кэВ.

В томографической постановке задачи контраст определяется по приведенным выше формулам, но с заменой коэффициентов η_s на дифференциальные коэффициенты $\Delta\eta_s(E_s)$ и введением дополнительного множителя E_s в выражения для детектируемого сигнала I_s , что диктуется требованием применяемого тороидального спектрометра дефлекторного типа. В томографических экспериментах выбором соответствующей энергии настройки спектрометра E_s можно получить максимальное значение контраста, что объясняется следующим образом. Рассмотрим спектры ОЭ от двух материалов, например, меди и золота, при двух энергиях $E_0 = 10$ и 20 кэВ, представленных на Рис.4, где отмечена также гипотетическая пороговая энергия детектора E_{th} . На полупроводниковый детектор падают потоки ОЭ со средней энергией, равной, в частности, для меди $\bar{E}(Cu)/E_0 = 0.7$ и $\bar{E}(Au)/E_0 = 0.8$ (отмечены стрелками на оси энергий E). Именно эти величины входят сомножителями в выражения для контраста (5) и (6). При сигналах $I_{s_1} = \eta_1 E_1/E_0$ и $I_{s_2} = \eta_2 E_2/E_0$, например, для элементов Au-Cu, имеем $C \approx (0.5 * 0.8 - 0.314 * 0.7) / (0.5 * 0.8 + 0.314 * 0.7) = 0.29$. В то же время при томографических экспериментах контраст, как видно из амплитуд заштрихованных столбиков при $E_s = 19$ кэВ на Рис.4, равен: $C = (\Delta\eta(Au) - \Delta\eta(Cu)) / (\Delta\eta(Au) + \Delta\eta(Cu)) = (6500 - 800) / 7300 = 0.78$, т.е. более чем в два раза выше по сравнению со случаем детектирования стандартным твердотельным детектором, что качественно подтверждают эксперименты.

В третьей главе описаны результаты экспериментальной реализации диагностической электронной нанотомографии и спектроскопии в РЭМ, продемонстрированы новые информативные возможности электронно-зондового комплекса.

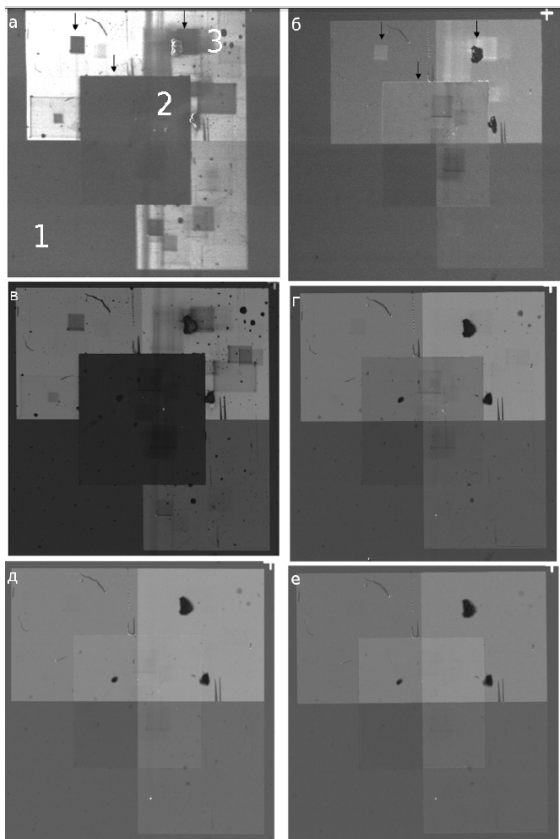


Рис.5 Изображения многослойной микроструктуры, состоящей из пленок Au толщиной 5, 10 и 15 нм, нанесенных на Si-подложку и покрытых в центральной части пленкой Al толщиной 150 нм (темный квадрат в центре снимков (а) и (б)) размерами 200x200 мкм). (а) и (б) сняты при помощи электронного спектрометра при $E_0 = 10$ кэВ и энергии ОЭ $E_s = 9.9$ кэВ (а) и $E_s = 7.5$ кэВ (б). Снимки (в), (г), (д) и (е) получены при помощи стандартного детектора при энергиях $E_0 = 7.5$ кэВ, $E_0 = 10$ кэВ, $E_0 = 12.5$ кэВ, $E_0 = 15$ кэВ соответственно.

Для визуализации с максимальной четкостью и контрастом отдельных подповерхностных слоев и их гетерограниц в методе нанотомографии были выполнены следующие условия и алгоритмы эксперимента:

- 1) Подобрана энергия E_0 первичных электронов РЭМ такой, чтобы наиболее вероятная глубина отражения ОРЭ $x_{\eta c}$ была близка к глубине t залегания искомой, скрытой под поверхностью, гетерограницы исследуемого слоя микроструктуры.
- 2) Установлена энергия настройки спектрометра, равная наиболее вероятной энергии ОРЭ, отразившихся от данного слоя на глубине t .
- 3) Учтен телесный угол детектирования ОРЭ относительно их наиболее вероятного угла вылета из поверхности θ_0 , определяемого энергией E_0 и массовой глубиной залегания слоя ρt , где ρ – удельная плотность материала верхнего слоя мишени.

Примененное в работе дополнительное бесконтактное детектирование электронно-индуцированного потенциала (ЭИП) в РЭМ зарекомендовало себя как действенный способ визуализации локальных электрически активных включений в полупроводниковых кристаллах, диффузионных барьеров p-n переходов и т.п. В настоящей работе эти методы и соответствующее приборное обеспечение объединены в едином диагностическом комплексе для осуществления одновременного параллельного детектирования обоих информативных сигналов.

Общая схема электронного тороидального секторного спектрометра для применения в РЭМ представлена на Рис. 6. Основные конструктивные отличия этого прибора от предшествующей модели заключаются в следующих двух принципиальных моментах. Во-первых, в настоящей конструкции угол детектирования эмитированных электронов θ равен 45° , в отличие от прежнего угла $\theta = 25^\circ$. Это обстоятельство позволило уменьшить размеры спектрометра по 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 порядка энергии отсечки (около 1 кэВ) в «мертвом» слое детектора.

12

микроструктуру. Над образцом располагается осесимметричная конструкция спектрометра, ограниченного экранирующим корпусом 6, в котором расположены тороидальные электроды 5. Поверхность этих электродов покрыта антидинаatronным покрытием – тонким слоем угольной сажи. Эмитированные из образца 3 электроны в пределах конусного угла $\theta = 45^\circ \pm 5^\circ$ движутся в промежутке между поверхностями 5 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 детектора (МКП 8) поступает через управляющий интерфейс 10 на экран РЭМ или монитор персонального компьютера 11.

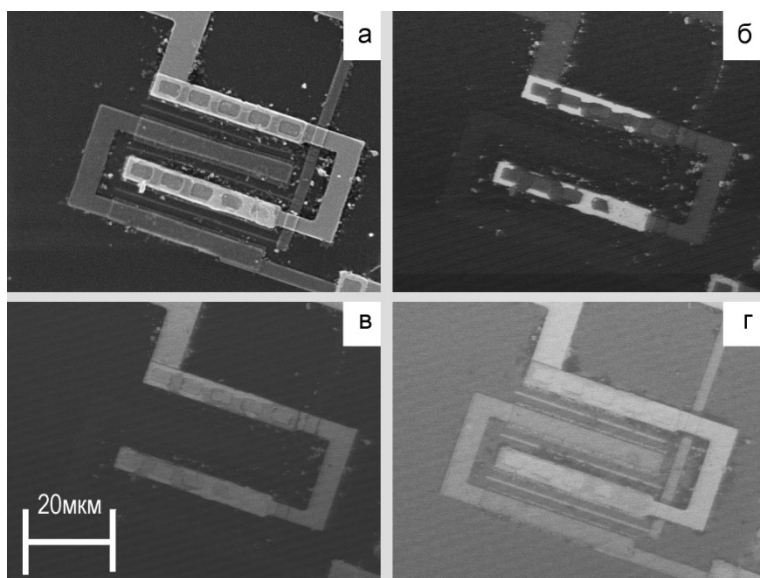


Рис. 7. Изображения фрагмента трехслойной интегральной микросхемы, снятые при $E_0 = 20$ кэВ: (а) – интегральное по глубине изображение в стандартном режиме ВЭ; (б) – изображение поверхностных деталей с энергией ОРЭ $E_s = 19.9$ кэВ; (в) – шина металлизации верхнего уровня, $E_s = 19.5$ кэВ; (г) – шины металлизации верхнего и нижнего уровня, $E_s = 18.5$ кэВ.

Описанный здесь усовершенствованный спектрометр позволяет получать более качественные томографические изображения вследствие лучшего пространственного разрешения и более высокого отношения сигнал/шум. В качестве примера на Рис. 8 приводятся изображения фрагмента двухуровневой (двухслойной) интегральной микросхемы, полученные при энергии первичного пучка $E_0 = 20$ кэВ. Общий, интегральный по глубине, вид многослойной микросхемы дан на снимке 7а, который получен в традиционном режиме детектирования ВЭ в РЭМ. Картина 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. 8б). 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. 7в). И наконец, при детектировании ОРЭ с более значительными потерями энергии ($E \approx 0.8E_0$) отчетливо визуализируется второй, заглубленный уровень металлизации (Рис. 7г). Из рисунка 8б 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 РЭМ (см., например, на Рис. 7а).

Эффективность предложенного метода микротомографии в ОРЭ демонстрируется также на Рис.8а, где визуализирована многослойная тонкопленочная структура. Она состоит из последовательно напыленных на Si-подложку через прямоугольную щель пленок Au толщиной 5 нм (области 1 и 3), затем на области 2 и 3 наносится второй слой Au толщиной 10 нм, что давало толщину слоя участка в области 3 в 15 нм.

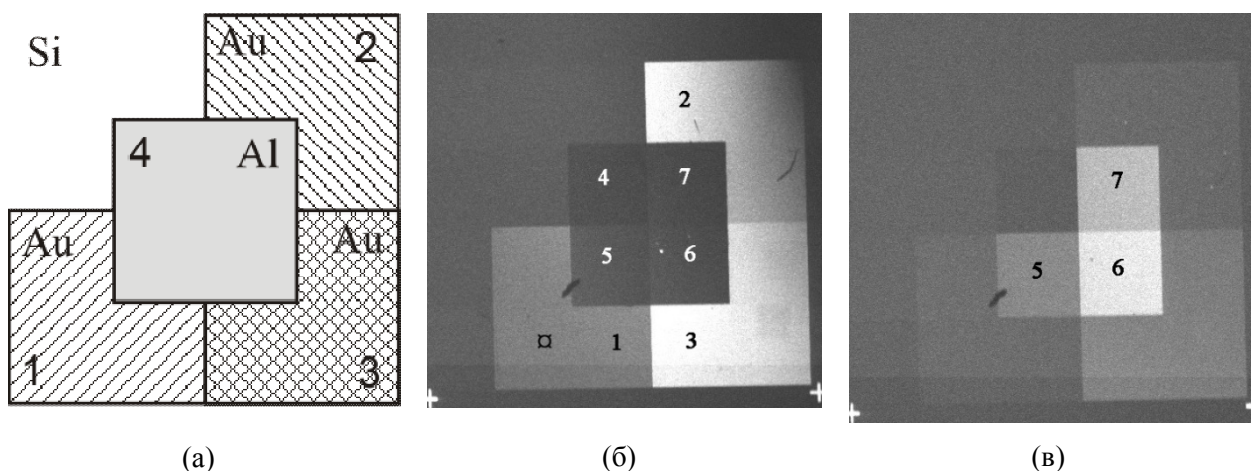


Рис.8. Послойная визуализация отдельных слоев тонкопленочной структуры, схематически представленной на рис.6. (а) Архитектура исследованного тонкопленочного многослойного образца. Размеры квадрата 4 – 100×100 мкм. (б) – общее представление структуры при энергии детектированных ОРЭ $E = 19.5$ кэВ; (в) – изображения фрагментов слоев Au на глубине 200 нм под Al пленкой, $E = 18$ кэВ; (г) – изображения скрытых под Al слоев частей Au пленок.

На центральную область структуры наносился через квадратный шаблон слой алюминиевой пленки толщиной 200 нм. Послойный мониторинг этой микроструктуры представлен на рис. 8 б,в, где снимки получены при энергии первичного пучка $\phi_0 = 20$ кэВ при различных энергиях детектированных ОРЭ.

Информация об электронных свойствах и локальных потенциальных барьерах полупроводниковых материалов и приборов, получаемая методом ЭИП в РЭМ во многом

аналогична известному методу наведенного электронным зондом тока (НТ) при изучении р-п переходов, барьеров Шоттки, рекомбинационных центров в кристаллах. Существенное различие заключается не только в отсутствии любых контактов с образцом, но и в том, что роль разделяющего неравновесные носители барьера выполняет приповерхностная область пространственного заряда, где возникает изгиб энергетических зон. Вариации этого изгиба ΔV при электронном облучении носят локальный характер, зависящий от типа проводимости облучаемого участка полупроводника, величины потенциального барьера, времени жизни τ и диффузионной длины L неравновесных носителей заряда и других электронных свойств кристалла. Изменения амплитуды ΔV в зависимости от времени t и координаты сканирования x регистрируются детектором ЭИП и формируют видеосигнал. Величину видеосигнала в первом приближении можно выразить следующим соотношением:

$$\pm \Delta V = C\beta \ln[1 + (I_0 G / I_s) \exp(-x / L)] \quad (8)$$

Здесь C – емкостной коэффициент связи детектирующего устройства, $\beta = kT/q$ – термический потенциал, I_s – обратный ток насыщения потенциального барьера, G – эффективный темп генерации носителей заряда, равный $(E_0/E_i) \cdot (1-\eta) \cdot S/(1+S)$, где E_0 – энергия первичных электронов, E_i – энергия генерации электронно-дырочных пар, η – доля отраженной энергии облучающих электронов, S – приведенная скорость поверхностной рекомбинации неосновных носителей заряда.

Демонстрацией эффективности метода ЭИП для диагностики качества легирования полупроводниковых кристаллов является Рис. 9, где тестируется кристалл n-Si. На Рис. 9(а) дается изображение во вторичных электронах, легированные участки практически незаметны. На Рис. 9(б) хорошо визуализируется в виде светлых областей участки локального легирования бором, причем изображения получены в дифференциальном сигнале ЭИП. На Рис. 9(в) изображения получены методом резонансного выделения стробируемого сигнала – получается истинная картина локализации р- участков Si- кристалла. На Рис. 9(г) четко выявляются локальные неоднородности нити вне области имплантации бора в n-Si подложку.

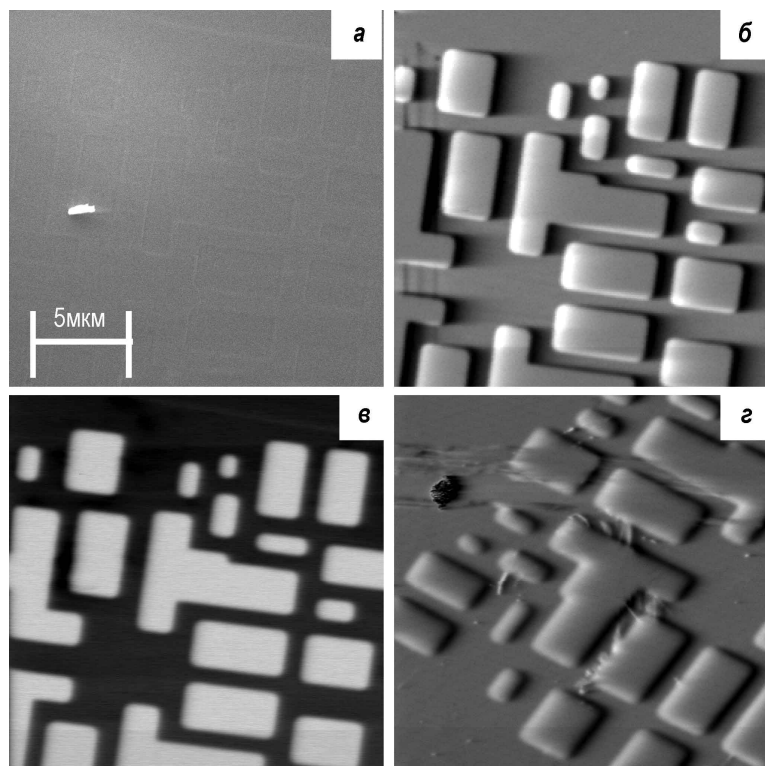
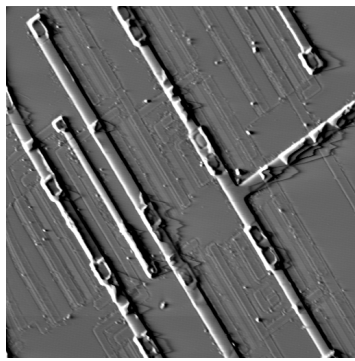


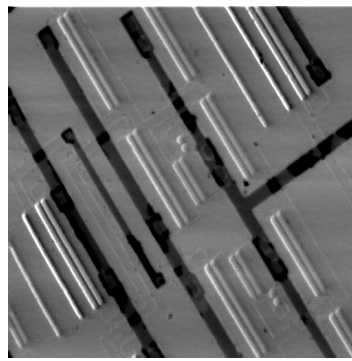
Рис 9 Изображения поверхности кремниевого кристалла (КЭФ) с локально легированными (имплантация бора) участками. Концентрация $N(B) = 10^{19} \text{см}^{-3}$.

Это может быть обусловлено следующими причинами: либо произошла диффузия примесного бора вне области маски (по локальным исходным дефектам кристалла), либо это следствие бокового рассеяния ионов бора, либо дефектной была маска на рассматриваемом участке образца. Этот пример показывает применимость метода ЭИП для дефектоскопии и контроля качества полуфабрикатных изделий микроэлектроники.

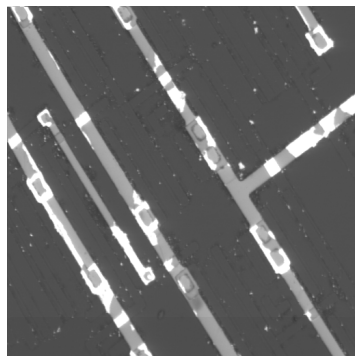
Эксперименты показывают высокую эффективность предложенного решения одновременного параллельного детектирования сигналов ЭИП и отфильтрованных по энергиям ОЭ в растровом электронном микроскопе с целью диагностики трехмерных интегральных микросхем. На демонстрационных снимках, представленных на Рис. 10 приводятся изображения фрагментов строения многоуровневых микросхем, снятых послойно в отраженных электронах (томографический мониторинг структуры по глубине) и соответствующие этим участкам распределения электрических барьеров p-n переходов, зарегистрированные методом ЭИП. На Рис.10а приводится изображение топологического рельефа поверхности микросхемы ЛА2, полученное при регистрации сигнала с кольцевого детектора через Lock-in усилитель при энергии первичных электронов $E_0 = 10 \text{ кэВ}$. Средняя глубина диссипации энергии в кремнии и окиси кремния при этом равна приблизительно 0.5 мкм.



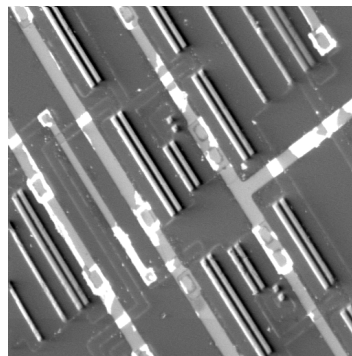
(a)



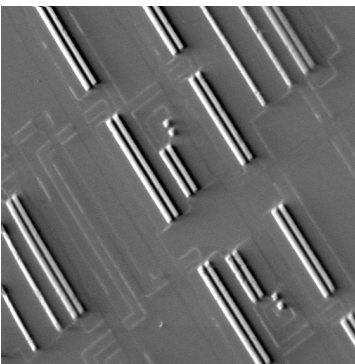
(б)



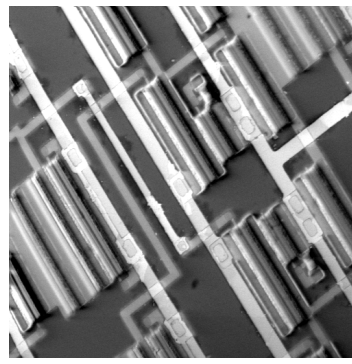
(в)



(г)



(д)



(е)

Рис.10 (а) – Изображение рельефа поверхности микросхемы при детектировании вторичных и отраженных электронов с помощью кольцевого электрода ЭИП, $E_0 = 10$ кэВ. (б) – Суммарное изображение топографии поверхности (инвертированный контраст) и р-п переходов, полученное при детектировании сигнала с кольцевого электрода, $E_0 = 20$ кэВ. (в) – Снимок верхнего уровня шин металлизации в ОЭ; (г) – Наложение топографии поверхности с изображениями р-п переходов микросхемы при детектировании ЭИП снизу кристалла. (д) – Изображения только р-п переходов микросхемы при детектировании ЭИП с нижней поверхности кристалла; (е) – Изображение глубинной топологической структуры полученной в ОЭ, с наложением сигнала ЭИП.

Электрические барьеры р-п переходов в кремниевом кристалле не визуализируются, т.к. скрыты под окисным защитным покрытием и изолирующем окисным слоем SiO_2 с суммарной толщиной в 0.5 мкм. Но изображение проводящих шин металлизации (в данном случае из золота) на Рис.10а примечательно тем, что демонстрирует возможность кольцевого детектора в сочетании с зарядочувствительным предусилителем служить регистрирующим устройством в системе формирования видеоизображения в атмосферном (низковакуумном) РЭМ.

При энергии первичных электронов 20 кэВ глубина зондирования увеличивается, и поэтому детектируются сигналы ЭИП, отображающие распределение р-п переходов в Si кристалле (Рис.10б). Оба сигнала получены при импульсном облучении образца и выделении видеосигнала ЭИП с помощью Lock-in усилителя.

Изображения того же фрагмента микросхемы на Рис.10в,г получены при энергии первичных электронов $E_0 = 20 \text{ кэВ}$, а энергия отфильтрованных ОЭ выбиралась равной 19 кэВ , что давало топографию верхнего уровня микросхемы (рис.9в). Детектирование сигнала ЭИП в данном случае осуществлялось с нижней стороны Si кристалла, поэтому изображения р-п переходов более контрастные и четкие, чем при детектировании сверху (сравни с Рис.9б). Предлагаемые в настоящей работе методы спектроскопии ВЭ и ЭИП позволяют следить за параметрами соответствующих структурных нарушений, в частности за распространением атомов примеси за границу имплантированной области с разрешением до 10 нм . Это очень важный фактор, т. к. размытие границ имплантированной области накладывает пределы не минимальные размеры элементов полупроводниковой структуры, что ограничивает уровень интеграции.

Другие достоинства настоящего диагностического прибора демонстрирует Рис.11а, 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 РЭМ) в ряде случаев четко проявляются пики упругоотраженных электронов с энергией $E = E_0$. Этот результат является в некоторой степени сюрпризом, т.к. спектры получены в относительно невысоком вакууме РЭМ (10^{-5} Тор) 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 углеводородов упругий пик на спектрах ОРЭ получить невозможно. И действительно, этот пик на экспериментальных спектрах, полученных в РЭМ, до сих пор не был выделен. Теоретические расчеты спектров ОРЭ также показывают наличие или отсутствие указанных пиков в зависимости от выбранной модели взаимодействия электронов с твердотельной средой. В ряде случаев упругий пик разрешается в высоковакуумных аналитических приборах только после математической обработки (деконволюции) спектров. Отметим, что пик ВЭ на рис. 11а смещен по энергетической оси на 100 эВ из-за зарядки поверхности пленки SiO_2 до потенциала $V_s = -100 \text{ В}$.

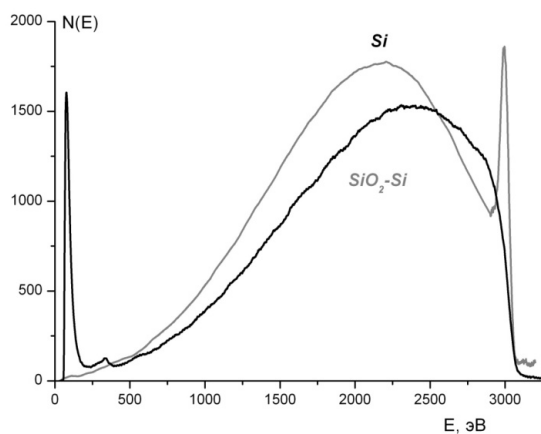
На Рис. 11б. представлены энергетические спектры электронов от сложной слоистой микроструктуры, состоящей из верхней пленки Та толщиной 2 нм , под которой находится пленка Си (толщиной 20 нм), затем в глубине еще один слой Та (20 нм) на Si – подложке. Спектры, снятые при трех энергиях первичных электронов, резко отличаются по форме. Так, на спектре, снятом при $E_0 = 0,2 \text{ кэВ}$, на одной энергетической шкале укладываются все три типа эмитированных электронов: ВЭ в начале диапазона энергий, неупруго отраженные электроны с почти равномерным распределением и резкий пик

упруго отраженных электронов с энергией $E = E_0 = 0.2$ кэВ. Распределение ВЭ сдвинуто на величину 20 эВ, так как на подложку подавалось смещение – 20 В для более эффективного сбора ВЭ на входе спектрометра. При $E_0 = 20$ кэВ 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 $E_0 = 7.5$ кэВ. Последнее обстоятельство дает уникальную возможность определять толщины тонкопленочных локальных покрытий в нанометровом интервале толщин по аномалиям на спектрах ОРЭ, при регистрации интервала энергий $E_0 - E_m$, где E_m - локальный max или min на сложных спектрах слоистых структур.

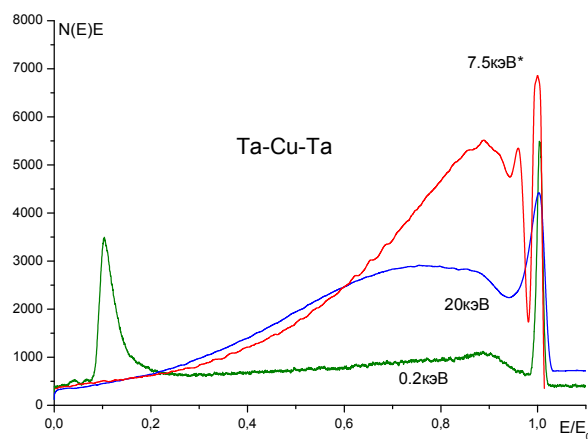
Оценка предельной чувствительности и предельного пространственного разрешения в описанном методе нанотомографии и локальной спектроскопии проведена на откалиброванных тестовых структурах по значению массовой толщины пленочных покрытий ρd , где ρ – удельная плотность материала пленки, d – ее толщина. Эксперименты показывают, что уверенно разрешаются по глубине структуры с величиной $\rho d = 30$ [г·см⁻³][нм] для соотношения материалов пленки с атомным номером Z_1 и подложки с Z_2 , $Z_1/Z_2 \geq 4$ и $\rho d = 50$ [г·см⁻³][нм] при $Z_1/Z_2 = 1.2 \div 4$. Это дает, например, для тестовых образцов 1.5 нм Au на Si подложке, 20 нм C на Au подложке, и 2 нм Ta на Cu подложке. Латеральное разрешение, определяемое данным типом РЭМ при установленном рабочем расстоянии 20 мм, может достигать единиц нанометров.

Измеренные и реконструированные (истинные) спектры ОЭ для однородных массивных мишеней из материалов с различными атомными номерами, в частности для Au ($Z=79$) и Cu ($Z=29$) и, при низких и средних энергиях E_0 представлены на Рис.11в,г. Все спектры сняты при нормальном падении облучающих электронов, причем угол детектирования равен $\theta = 45^\circ$, ток электронного пучка $I_0 = 10$ нА.

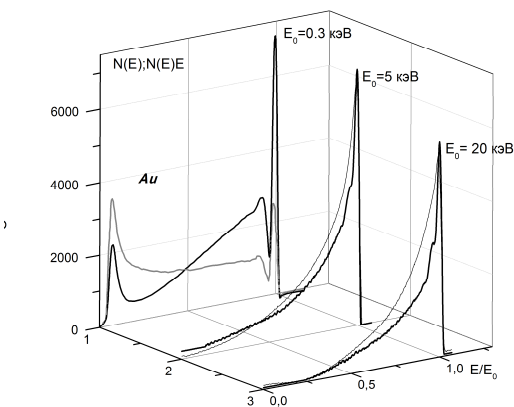
Восстановление истинных энергетических спектров электронов проводилось по специальному алгоритму, учитывающему аппаратную (приборную) функцию всего тракта спектрометра. Результаты измерений функции отклика тороидального дефлектора для моноэнергетических электронов показан на рис.12. Распределение по энергии близко к гауссовому, а ширина пиков на полувысоте кривых пропорциональна значению энергии электронов E_0 . Огибающая пиков – это характеристика МКП – детектора регистрируемых электронов. Она имеет максимум в районе $E_0=1$ кэВ, а часть ее нарастающей ветви, ответственная, в том числе, за энергию вторичных электронов, представлена на вкладке к рисунку.



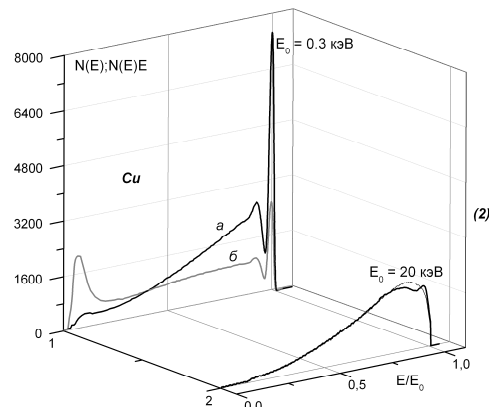
(a)



(б)



(в)



(г)

Рис. 11. (а) – измеренные (не нормированные) спектры $N(E)E$ на массивной мишени Si и на окисленной поверхности SiO_2-Si снятые при $E_0=3\text{кэВ}$. (б) спектры тонкопленочной многослойной наноструктуры $Ta-Cu-Ta-Si$ подложка, снятые при $E_0=0.2\text{кэВ}$ и 20кэВ (не нормированные) и при $E_0=7.5\text{кэВ}$ (реконструированные). (в), (г) Измеренные (тонкие линии) и реконструированные (толстые линии) спектры электронов на массивных мишенях Au и Cu соответственно. При $E_0 = 0.3\text{кэВ}$ индекс «а» – измеренные, б – реконструированные.

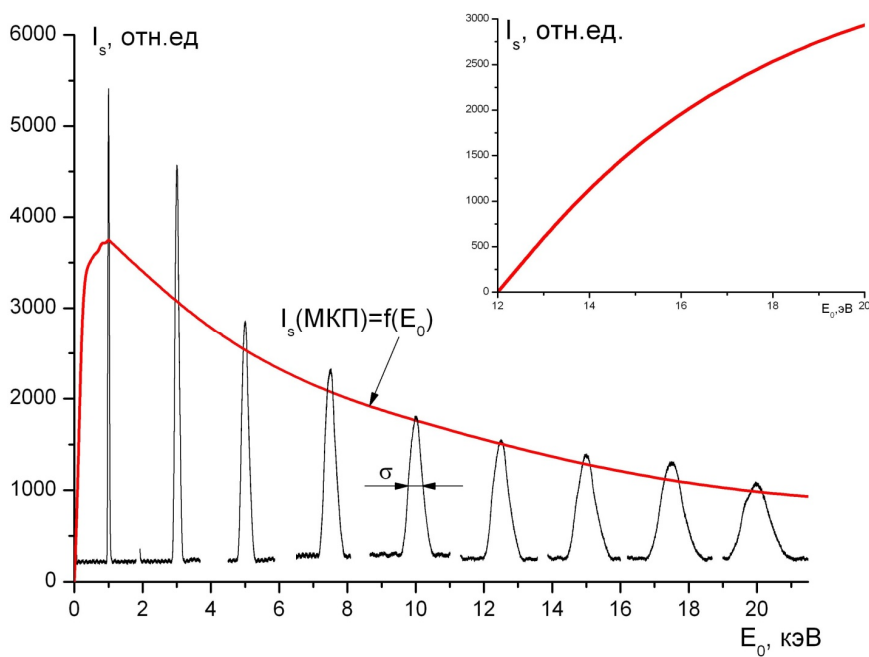


Рис. 12 Аппаратная функция спектрометра и функция отклика МКП

Предложенная выше версия универсального тороидального спектрометра позволяет также визуализировать распределение потенциального поля над поверхностью интегральной микросхемы, подобно тому, как это делается в электронно-зондовых диагностических тестерах. Чувствительность к разнице измеряемых потенциалов составляет доли эВ.

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, т.к. 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} см^{-3} с нанометровым пространственным разрешением и точностью анализа не хуже $\pm 10\%$.

Ниже предлагается новая версия объяснения 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 главное, на энергию эмитированных в вакуум электронов. Рассмотрим картину потенциалов и полей на поверхности полупроводникового кристалла, представленную на рис.13.

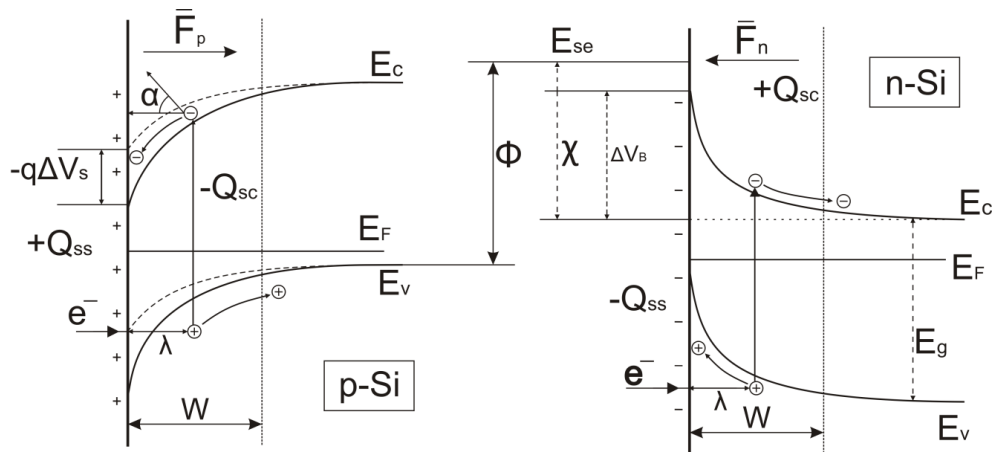


Рис. 13. Схема изгибов энергетических зон, локализации зарядов и встроенных полей в приповерхностной области Si – кристалла p (а) и n (б) типов проводимости.

Вблизи поверхности полупроводников происходит искривление энергетических зон, вызванное поверхностными состояниями (уровни Тамма и Шокли). В полупроводнике p-типа зоны искривляются вниз, причем положительный потенциал поверхности, равный изгибу зон, равен

$$\Delta V_B = \frac{qN_A L_D^2}{2\varepsilon} \quad \text{или} \quad \Delta V_B = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{N_A}{N_D}\right), \quad (9)$$

где $L_D = (\varepsilon\beta/qN_A)^{0.5}$ - дебаевская длина затухания (экранирования), которая для Si равна $L_D \approx 0.125W$, N_A - концентрация акцепторной, N_D - донорной примеси в матрице, $\frac{kT}{q}$ - термический потенциал. 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. 13), поэтому потенциал поверхности ΔV_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 χ - электронной сродство, т.е. разность между уровнем E_C (энергия дна зоны проводимости) и уровнем E_{SE} , и не зависящее от изгиба зон ΔV_B . Часть ВЭ, имеющих энергию, большую значения Φ , выходят в вакуум с энергией E_{SE} . Для чистого Si $E_g = 1.2$ эВ, $\chi = 4.05$ эВ. Распределение $N(E)$ по энергиям ВЭ можно представить в виде:

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

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 $F_{p,n}$ (рис.13), причем оно направленно так, что в р-области является для ВЭ «тянущим» к поверхности, а для n-области тормозящим.

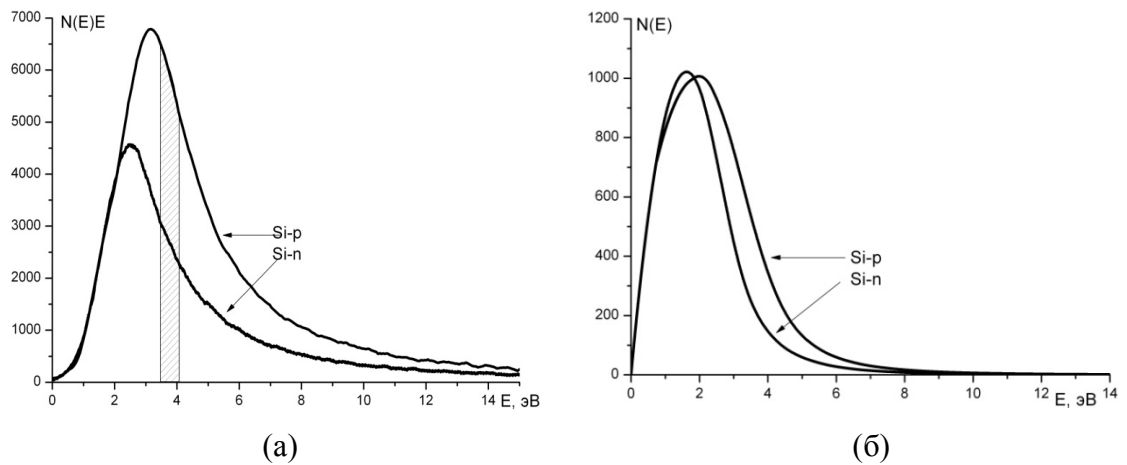


Рис. 14. Измеренные (а) и нормированные (б) ВЭ спектры Si-n и Si-p участков локально легированного кристалла. Заштрихованная область соответствует полосе энергий ВЭ, использованной для формирования изображений р- и n- областей Si.

Это является важным фактором в нашей модели, так как именно влиянием тянущего поля мы объясняем некоторое увеличение эмиссии ВЭ и, что более важно, рост 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.14. Эти спектры сняты на пластине n-Si, исходно легированной фосфором с концентрацией $N_D = 10^{16} \text{ см}^{-3}$, в которой через маску имплантирована примесь бора N_A с концентрацией 10^{19} см^{-3} , создающая p-тип проводимости.

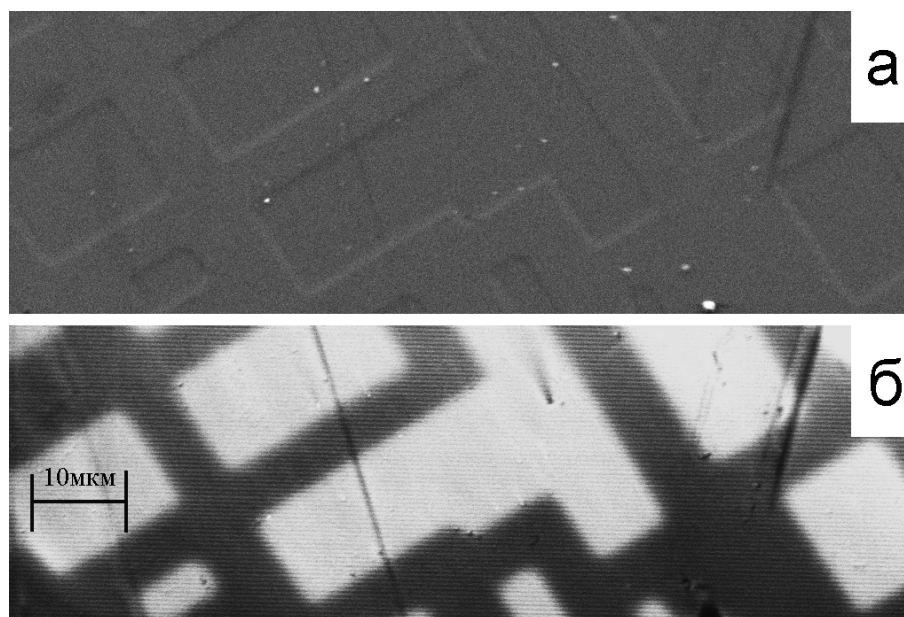


Рис. 15. Изображения локально легированного Si-кристалла в стандартном режиме ВЭ (а) и с помощью фильтрации ВЭ по энергиям (б). На снимке (б) светлые участки соответствуют области p-типа, темные – n-типа.

На изображении (см. Рис.15) участки p-типа выглядят светлыми, а n-матрица – темной. Контраст в настоящем эксперименте равен около 50%, что является наивысшим значением по сравнению с известными опубликованными результатами, где максимально достигаемый контраст был равен 25%. Расчетные оценки по формуле (9) и на основании экспериментальных спектров Рис. 14 а показывают, что в нашей методике, обеспечивающей повышенную чувствительность и контраст, уверенно разрешаются уровни концентрации различающиеся в 2-3 раза, т.е. например $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Отметим, что получаемый здесь необычно высокий контраст обязан и предложенному в настоящей работе техническому решению – использованию в качестве детектора МКП с его суперлинейной характеристикой в области малых энергий вторичных электронов (см. вставку на рис.12). В итоге, при детектируемой энергии 3.5-4.0 эВ (см. заштрихованную область на спектрах Рис 14а) сигнал от p- и n- участков Si-кристалла отличается примерно в два раза, т.к. пропорционален в первом приближении

квадрату энергии электронов, что и способствует достижению рекордной чувствительности при визуализации инородной примеси, как показано на Рис.15.

Таким образом, предлагаемый высоколокальный и высокочувствительный метод определения типа и степени легирования примесей, а также их пространственного распределения может стать действенным и эффективным аналитическим средством диагностики в нанoeлектронике.

Заключение и выводы

1. Для перехода от микро- к нанотомографии был значительно усовершенствован тороидальный электростатический электронный спектрометр, адаптированный к РЭМ, в частности изменена входная электронная оптика и весь тракт детектирования ОЭ, что позволило повысить трехмерное пространственное разрешение до единиц нанометров и существенно расширить область исследований при спектроскопии полного диапазона энергий электронов – от вторичных до упруго-отраженных.
2. Детально рассмотрены и решены физические проблемы улучшения пространственного разрешения в РЭМ и энергетического разрешения электронного спектрометра, что позволило во-первых улучшить указанные параметры и во-вторых более корректно и однозначно интерпретировать экспериментальные результаты послойного анализа топологии трехмерных компонент исследуемых структур.
3. На основе анализа процессов отражения электронов показано, что наилучшее пространственное разрешение и наиболее высокий контраст изображений при томографическом мониторинге послойного строения трехмерных микроструктур достигаются при детектировании отфильтрованных по наиболее вероятной энергии электронов, отраженных под определенным углом на наиболее вероятной глубине, равной глубине залегания скрытого под поверхностью фрагмента микроструктуры.
4. Реализована одновременная параллельная регистрация сигналов вторичных или отраженных электронов и электронно-индуцированных потенциалов в РЭМ, что значительно повысило экспрессность неразрушающего бесконтактного диагностического комплекса, его функциональные и информативные возможности при исследовании как трехмерной топологии, так и электрических характеристик структур микро- и нанoeлектроники.
5. Новые физико-технические решения визуализации (с рекордными значениями контраста) локально легированных областей в полупроводниковых кристаллах методами спектроскопии вторичных электронов и детектировании электронно-индуцированных потенциалов намечают пути и возможности количественного мониторинга распределении р- и n- примесей в диапазоне от 10^{16} до 10^{20} см⁻³ с улучшенной в 3 раза чувствительностью к величине концентрации легирующей примеси и с пространственным разрешением, определяемым паспортными параметрами РЭМ (до единиц нанометров), что пока было невозможно достичь другими электронно-зондовыми аналитическими методами.

Список основных публикаций по теме диссертации

- 1) Гостев А.В., Дицман С.А., Лукьянов Ф.А., Орликовский Н.А., Рау Э.И., Сеннов Р.А. "Метод и аппаратура электронной микротомографии в сканирующей электронной микроскопии". Приборы и техника эксперимента (2010). №4. С.124-134.
- 2) Александров А.Ф., Дицман С.А., Лукьянов Ф.А., Орликовский Н.А., Рау Э.И., Сеннов Р.А. "Электронно-зондовая неразрушающая бесконтактная диагностика приборных структур микроэлектроники". Микроэлектроника (2010). Т.39. №5. С.327-336.
- 3) Орликовский Н.А., Рау Э.И. "Контраст изображений в режиме детектирования отраженных электронов в сканирующей электронной микроскопии и микротомографии". Известия РАН, серия физическая (2011). Т.75. №9. С.1305-1311.
- 4) Кошев Н.А., Орликовский Н.А., Рау Э.И., Ягола А.Г. "Решение обратной задачи восстановления сигнала электронного микроскопа в режиме отраженных электронов на множестве функций ограниченной вариации". Вычислительные методы и программирование (2011). Т.12. С.362-367.
- 5) Рау Э.И., Орликовский Н.А., Иванова Е.С. «Функция отклика и оптимальная конфигурация полупроводниковых детекторов отраженных электронов для сканирующих электронных микроскопов» Физика и техника полупроводников (2012) т.46 №6 с.829–832.
- 6) Дицман С.А., Лукьянов Ф.А., Орликовский Н.А., Рау Э.И., Сеннов Р.А. "К вопросу о пространственном разрешении в режиме отраженных электронов в РЭМ". Тезисы Докладов «XXII Российская конференция по электронной микроскопии». Черногоровка (2008). С.127.
- 7) Lukyanov F.A., Orlikovsky N.A., Rau E.I., Sennov R.A. "Combined electron-beam method of the diagnostic of 3D-microelectronic structures in scanning electron microscopy". Zvenigorod "International Conference "Micro- and Nanoelectronics" – 2009 P.03-19.
- 8) Еременко В.Г., Орликовский Н.А., Рау Э.И. "Электронно-индуцированный потенциал в РЭМ. Особенности изучения электрической активности протяженных дефектов в Si". Тезисы Докладов «XXIII Российская конференция по электронной микроскопии». г. Черногоровка (2010). С.102.
- 9) Рау Э.И., Гостев А.В., Евстафьева Е.Н., Орликовский Н.А., Татаринцев А.А., Трубицын А.В. Электронно-зондовый томографический комплекс на базе РЭМ для диагностики микро- и наноструктур Санкт-Петербург 2011 Сборник ВТ 12-3 часть1 "ВЫСОКИЕ ТЕХНОЛОГИИ, ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ, ЭКОНОМИКА" Том 3, Часть 1, стр. 285
- 10) Orlikovsky N.A. Rau E.I. Tatarintsev A.A. Electron-beam diagnostics microtomography and spectroscopy of microelectronics device structures. 37th International Conference on Micro and Nano Engineering 2011 4.1 P-MEMS-005
- 11) А.В. Гостев, С.А. Дицман, Н.А. Орликовский, Э.И. Рау, Р.А. Сеннов «Угловые характеристики средней энергии отраженных электронов для массивных и пленочных мишеней» Черногоровка «XVII Российский Симпозиум по растровой электронной микроскопии и аналитическим методам исследования твердых тел.» 2011 стр 42.
- 12) А.В. Гостев, С.А. Дицман, Е.Н. Евстафьева, Н.А. Орликовский, Э.И. Рау, Р.А. Сеннов. «Измерение толщин нанопленочных покрытий по спектрам отраженных электронов в РЭМ» Черногоровка «XVII Российский Симпозиум по растровой электронной микроскопии и аналитическим методам исследования твердых тел» 2011 с. 43.
- 13) Н.А. Орликовский, Э.И. Рау «О контрасте изображений в режиме отраженных электронов в РЭМ» Черногоровка «XVII Российский Симпозиум по растровой электронной микроскопии и аналитическим методам исследования твердых тел» 2011 стр 60
- 14) Орликовский Н.А. Влияние функции отклика полупроводниковых детекторов электронов на их эффективность. Конф. молодых ученых "Физико-химия и технология неорганических материалов", 2011г., стр:311
- 15) Гостев А.В., Кошев Н.А., Орликовский Н.А., Рау Э.И. «Аппаратная функция тороидального спектрометра РЭМ и ее влияние на спектры детектируемых электронов». XXIV Российская конференция по электронной микроскопии. Черногоровка. (2012). С. 177.
- 16) Дицман С.А., Зайцев С.В., Лукьянов А.Е., Орликовский Н.А., Рау Э.И., Рогов О.А. «Средняя и полная энергия отраженных электронов и контраст изображений в РЭМ в зависимости от угла детектирования» XXIV Российская конференция по электронной микроскопии. Черногоровка. (2012). С. 275.