

06;12

Бесконтактный метод исследования зарядового состояния границы раздела полупроводник—диэлектрик

© В.В. Крячко, М.Н. Левин, А.В. Татаринцев, Е.Н. Бормонтов

Воронежский государственный университет,
394693 Воронеж, Россия
e-mail: levin@lev.vsu.ru

(Поступило в Редакцию 26 ноября 2003 г.)

Представлен метод исследования зарядового состояния границы раздела полупроводник—диэлектрик по измерению контактной разности потенциалов между поверхностью диэлектрической пленки и вибрирующим зондом, в котором поверхностный электростатический потенциал варьируется изменением заряда на внешней поверхности диэлектрика. Величина заряда задается временем выдержки структуры в коронном разряде. Приведены результаты использования метода при исследовании воздействия на систему кремний—диоксид кремния радиации и импульсных магнитных полей.

Введение

Зарядовое состояние границы раздела диэлектрик—полупроводник (Д—П), под которым прежде всего понимается фиксированный заряд в диэлектрике и энергетическое распределение плотности поверхностных состояний (ПС) по ширине запрещенной зоны полупроводника, прямым образом определяет параметры базовых элементов интегральных схем. Разработка и совершенствование методов контроля зарядового состояния границы Д—П всегда было и продолжает оставаться необходимым условием развития микроэлектроники.

Проблемы исследования границы раздела Д—П в структуре металл—диэлектрик—полупроводник (МДП) были успешно решены методами емкостной спектроскопии, основными из которых считаются метод Термана высокочастотных (ВЧ) вольт-фарадных характеристик (ВФХ) [1], метод Николлеана—Гоетсбергера полной проводимости [2] и метод Берглунда низкочастотных (НЧ) или квазистатических ВФХ [3]. Не менее важной для технологии полупроводниковых приборов и микроэлектроники является проблема исследования границы раздела Д—П без формирования на ней металлического электрода. Принципиальные трудности при решении этой задачи заключаются в том, что зарядовые свойства такой структуры чрезвычайно чувствительны к тестирующим воздействиям.

Целью настоящей работы является разработка метода исследования зарядового состояния границы раздела диэлектрик—полупроводник без формирования МДП структуры.

Методическая часть

Известно, что распределение плотности ПС по ширине запрещенной зоны полупроводника (спектр ПС) N_{ss} определяется следующим образом:

$$N_{ss}(\psi_s) \equiv -q^{-1} \cdot \frac{\partial Q_{ss}(\psi_s)}{\partial \psi_s}, \quad (1)$$

где ψ_s — поверхностный потенциал, Q_{ss} — заряд на ПС, q — заряд электрона.

Спектр ПС можно найти, выразив заряд ПС $Q_{ss}(\psi_s)$ из уравнения, описывающего стационарное распределение потенциала в МДП структуре,

$$V_g = \varphi_{ms} + \psi_s - C_{ox}^{-1}(Q_{ox} + Q_{sc}(\psi_s, \varphi_b) + Q_{ss}(\psi_s)) \quad (2)$$

и продифференцировав его по ψ_s

$$N_{ss}(\psi_s) = \frac{C_{ox}}{q} \cdot \left[\left(\frac{\partial \psi_s}{\partial V_g} \right) - 1 \right] - \frac{C_{sc}(\psi_s, \varphi_b)}{q}. \quad (3)$$

Здесь V_g — напряжение на затворе МДП структуры, φ_{ms} — контактная разность потенциалов (КРП) между металлическим затвором и полупроводниковой обкладкой исследуемой МДП структуры, C_{ox} — удельная емкость диэлектрического слоя, Q_{ox} — полный заряд в диэлектрике на единицу площади, Q_{sc} — заряд области пространственного заряда (ОПЗ) полупроводника, φ_b — объемный потенциал полупроводника, C_{sc} — емкость ОПЗ полупроводника.

Проблема нахождения спектра ПС сводится к экспериментальному определению зависимости поверхностного потенциала полупроводника ψ_s от напряжения на затворе МДП структуры V_g .

В известных емкостных методах исследования зарядового состояния МДП структуры зависимость $\psi_s(V_g)$ определяется из экспериментальных вольт-фарадных характеристик (ВФХ) с использованием теоретических зависимостей емкости ОПЗ полупроводника от поверхностного потенциала.

В отличие от изменения поверхностного потенциала или изгиба зон ψ_s в полупроводнике МДП структуры простым заданием напряжения на затворе V_g изменение изгиба зон в структуре Д–П представляет собой самостоятельную проблему.

В предлагаемом методе исследования зарядового состояния границы раздела Д–П поверхностный потенциал полупроводника варьируется изменением заряда на внешней поверхности диэлектрической пленки. Величина заряда задается временем выдержки структуры Д–П в коронном разряде. Существенно то, что для нахождения спектра ПС на границе с полупроводником не требуется знание абсолютного значения заряда, помещенного на поверхность диэлектрика. Достаточно изменять этот заряд и измерять не сам заряд, а соответствующие ему значения потенциала поверхности V_C и поверхностный потенциал ψ_s в полупроводнике. Потенциал поверхности V_C определяется методом Кельвина [4] по КРП с калиброванным зондом, сканирующим поверхность полупроводниковой пластины, а изгиб зон в полупроводнике — по разности значений V_C , измеренных в темноте и с освещением в ИК или видимой области V_C^L , обеспечивающем достижение насыщения фотоэдс, которому соответствует полное распрямление зон

$$\psi_s = V_C - V_C^L. \quad (4)$$

Получение таким способом параметрической зависимости $\psi_s(V_g)$ для структуры Д–П с целью определения спектра ПС и эффективного заряда в диэлектрике и составляет суть предлагаемого метода.

Рассмотрим методику определения зарядовых характеристик границы раздела полупроводник–диэлектрик методом контактной разности потенциалов. При наличии разности работ выхода между металлом и полупроводником потенциал поверхности диэлектрика в МДП структуре будет определяться следующим образом:

$$V_C - \varphi_{ms} = V_{0x} + \psi_s. \quad (5)$$

Для обеспечения электронейтральности структуры необходимо выполнение равенства

$$Q_0 + Q_{sc} + Q_{ss} + Q_{0x} = 0. \quad (6)$$

Здесь V_{0x} — падение напряжения на диэлектрическом слое толщиной d_{0x} , Q_0 — заряд на внешней поверхности диэлектрика. При заданном уровне легирования

полупроводника аналитический вид зависимости пространственного заряда в полупроводнике $Q_{sc}(\psi_s, \lambda)$ известен [5].

Встроенный в диэлектрик заряд Q_{0x} определяется интегралом

$$Q_{0x} = \int_0^{d_{0x}} \rho(x) dx, \quad (7)$$

где $\rho(x)$ — распределение заряда по нормальной координате в диэлектрике (координата $x = 0$ соответствует поверхности диэлектрика).

Падение напряжения V_{0x} на диэлектрическом слое определяется интегралом

$$V_{0x} = \int_0^{d_{0x}} E(x) dx, \quad (8)$$

а напряженность электрического поля в диэлектрике $E(x)$ может быть найдена из решения уравнения Пуассона

$$\frac{dE}{dx} = \frac{\rho(x)}{\epsilon_{0x}}. \quad (9)$$

Интегрируя (9), получим

$$E(x) = E(0) + \frac{1}{\epsilon_{0x}} \int_0^x \rho(x) dx, \quad (10)$$

где ϵ_{0x} — абсолютная диэлектрическая проницаемость диэлектрика.

Подстановка (10) в равенство (8) дает

$$V_{0x} = E(0) \cdot d_{0x} + \frac{1}{\epsilon_{0x}} \int_0^{d_{0x}} dx \int_0^x \rho(x) dx. \quad (11)$$

Взяв интеграл в (11) по частям, имеем

$$V_{0x} = E(0) \cdot d_{0x} + \frac{Q_{0x}}{C_{0x}} - \frac{1}{C_{0x}} \int_0^{d_{0x}} (x/d_{0x}) \rho(x) dx. \quad (12)$$

Тогда, используя равенство

$$E(0) \cdot d_{0x} = \frac{Q_0}{C_{0x}} = -\frac{Q_{sc} + Q_{ss} + Q_{0x}}{C_{0x}}, \quad (13)$$

из (5) и (13) получим

$$V_C - \varphi_{ms} = -\frac{Q_{sc}(\psi_s, \lambda) + Q_{ss}(\psi_s)}{C_{0x}} - \frac{1}{C_{0x}} \int_0^{d_{0x}} (x/d_{0x}) \rho(x) dx + \psi_s. \quad (14)$$

Входящий в правую часть равенства (14) интеграл представляет собой эффективный заряд в диэлектрике, приведенный к межфазной границе ДП,

$$Q_{0x \text{ eff}} = \int_0^{d_{0x}} (x/d_{0x}) \rho(x) dx. \quad (15)$$

Учитывая (15), соотношение (14) можно записать следующим образом:

$$Q_{ss}(\psi_s) = -C_{0x}(V_C - \varphi_{ms} - \psi_s) - Q_{sc}(\psi_s) - Q_{0x \text{ eff}}. \quad (16)$$

Исследованиями установлено, что поверхностные состояния на границе раздела Si–SiO₂ обусловлены P_b-центрами — трехвалентными атомами кремния (– Si ≡ Si₃), имеющими одну ненасыщенную валентную связь. P_b-центры имеют амфотерный характер, проявляя себя как доноры в нижней половине запрещенной зоны кремния и как акцепторы в верхней [6,7]. Когда уровень Ферми на поверхности пересекает середину запрещенной зоны, т.е. поверхностный потенциал ψ_s равен объемному φ_b („режим середины зоны“ или „middle gap“), заряд на P_b-центрах отсутствует. В этом режиме заряд в ПС Q_{ss mg} ≡ Q_{ss}(ψ_s = φ_b) = 0. Тогда в рамках предположения об амфотерном характере ПС на границе Si–SiO₂ для определения эффективного заряда в окисном слое необходимо обеспечить режим „середины зоны“, варьируя поверхностный потенциал ψ_s изменением заряда на внешней поверхности диэлектрического слоя Q₀, например, обработкой структуры в коронном разряде.

Равенство (16) позволяет получить выражение для расчета эффективного заряда в окисном слое в режиме „середины зоны“ Q_{0x eff}(ψ_s = φ_b)

$$Q_{0x \text{ eff}}(\psi_s = \varphi_b) = -C_{0x}(V_{C \text{ mg}} - \varphi_{ms} - \varphi_b) - Q_{sc}(\psi_s = \varphi_b, \lambda). \quad (17)$$

Соотношение (4) позволяет записать (17) следующим образом:

$$Q_{0x \text{ eff}}(\psi_s = \varphi_b) = -C_{0x}(V_{C \text{ mg}}^L - \varphi_{ms}) - Q_{sc}(\psi_s = \varphi_b, \lambda). \quad (18)$$

Дифференцируя равенство (16) по поверхностному потенциалу ψ_s, получим формулу (1) для расчета энергетической плотности ПС.

Сканирование зондом по поверхности полупроводниковой пластины дает возможность получить планарное распределение потенциала и оценить характер его флуктуаций, а также флуктуаций поверхностного заряда.

Поскольку флуктуации поверхностного заряда и потенциала, обусловленные случайным характером локальных воздействий технологических процессов, статистически независимы в различных точках поверхности полупроводника, их распределения могут быть описаны

распределением Гаусса [8]

$$P_\psi(\psi_s) = \frac{1}{\sigma_\psi \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(\psi_s - \overline{\psi_s})^2}{2\sigma_\psi^2}\right), \quad (19)$$

$$P_Q(Q_s) = \frac{1}{\sigma_Q \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(Q_s - \overline{Q_s})^2}{2\sigma_Q^2}\right), \quad (20)$$

где $\overline{\psi_s}$ и $\overline{Q_s}$ — средние значения поверхностного потенциала и поверхностного заряда, σ_ψ и σ_Q — среднеквадратичные отклонения для потенциала и заряда.

Основной вклад во флуктуации поверхностного заряда Q_s в структуре Si–SiO₂ дают флуктуации фиксированного заряда окисла Q_{0x}. Тогда, используя модель Николлиана и Гоетсбергера [8], по результатам непосредственных измерений параметров распределения поверхностного потенциала ψ_s можно рассчитать параметры распределения Гаусса встроенного в диэлектрик заряда Q_{0x}

$$\overline{Q_{0x}} = \frac{W^2 \sigma_Q^2}{q}, \quad (21)$$

$$\sigma_Q = \sigma_\psi (C_{0x} + C_{sc} + C_{ss}), \quad (22)$$

где W = (2ε_sψ_s/qN_B) — средняя толщина ОПЗ полупроводника, ε_s — абсолютная диэлектрическая проницаемость полупроводника, N_B — концентрация легирующей примеси в полупроводнике.

Реализация метода

Для реализации предлагаемой методики создан автоматизированный измеритель, который представляет собой бесконтактный сканирующий милливольтметр с зондом Кельвина и автоматическим поддержанием расстояния между вибрирующим зондом и анализируемой поверхностью.

Функциональная схема измерителя представлена на рис. 1. В состав измерителя входят следующие модули и блоки: рабочий стол 1.3 с зондовой головкой 1.1,

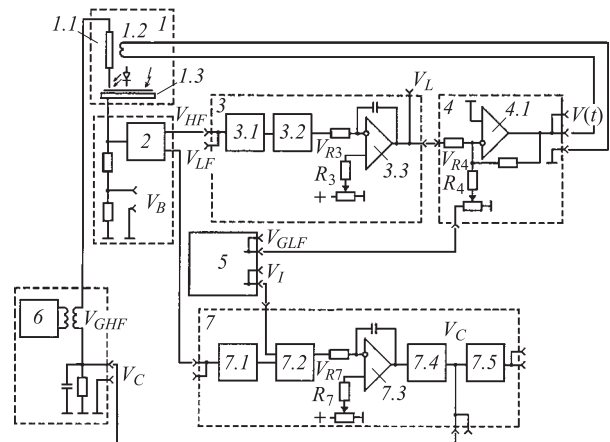


Рис. 1. Функциональная схема измерителя.

генератор низкой частоты 5, генератор высокой частоты 6, предварительный усилитель 2, модуль слежения 3, усилитель мощности 4, модуль компенсации 7.

Рабочий стол предназначен для закрепления на нем анализируемой полупроводниковой пластины диаметром 100 или 150 мм. Зондовая головка представляет собой электромагнитный вибратор, состоящий из подвижного цилиндра, закрепленного на растяжках в корпусе с магнитной системой. На цилиндре расположена катушка вибратора 1.2. К концу цилиндра прикреплен измерительный зонд, выполненный из платины, и имеющий плоский торец диаметром $d = 100\text{--}300\ \mu\text{m}$. Торец зонда отполирован, очищен и термообработан. Этим достигается постоянство во времени работы выхода материала зонда. Зонд калибруется по материалу с известной работой выхода: ртути или графиту. В процессе измерения зонд совершает колебательные движения с амплитудой $\sim 5\ \mu\text{m}$ над поверхностью образца. Частота колебаний определяется конструктивными параметрами зондовой головки и для конкретной реализации прибора составляет 800 Hz [9]. Расстояние между вибрирующим зондом и анализируемой поверхностью $d_0 \approx 0.1d$. Это расстояние поддерживается постоянным с точностью $\pm 1\ \mu\text{m}$ в процессе перемещения зонда над исследуемой поверхностью при изменении ее рельефа в пределах $\pm 25\ \mu\text{m}$. Скорость перемещения зонда над поверхностью образца $4\ \text{mm} \cdot \text{s}^{-1}$, диапазон измерений КРП составляет $\pm 5\ \text{V}$. В зондовую головку встроены устройство коронного разряда, позволяющее заряжать исследуемую поверхность положительным или отрицательным зарядом, и оптическое устройство для освещения поверхности до достижения предельного выпрямления зон.

Генератор низкой частоты 5 формирует электрический сигнал синусоидальной формы V_{GLF} частотой 800 Hz (сигнал раскачки зонда), который через усилитель мощности 4 поступает на катушку вибратора 1.2 и обеспечивает колебательные движения зонда заданной частоты и амплитуды. Кроме этого, генератор формирует сигнал прямоугольной формы с регулируемым сдвигом фазы V_I для обеспечения работы синхронного детектора модуля компенсации.

Генератор высокой частоты 6 формирует сигнал V_{GHF} частотой 500 kHz, необходимый для работы модуля слежения, обеспечивающего автоматическое поддержание расстояния d_0 между зондом и исследуемой поверхностью.

Предварительный усилитель 2 имеет два канала и служит для селективного усиления низкочастотной составляющей измерительного сигнала и высокочастотной составляющей сигнала, на котором работает следящая система. Разъем V_B , конструктивно расположенный на плате предварительного усилителя, служит для подачи в электрическую цепь рабочего стола напряжения смещения, предназначенного для калибровки прибора или изменения рабочего диапазона измерения напряжения

компенсации V_C в случае выхода величины КРП за пределы рабочей области прибора.

Модуль слежения предназначен для формирования управляющего сигнала V_L , обеспечивающего заданную величину зазора между зондом и образцом.

Усилитель мощности формирует сигнал $V(t)$, подаваемый на катушку магнитоэлектрической системы вибратора зонда для управления амплитудой его колебаний и величиной зазора.

Модуль компенсации служит для формирования постоянного напряжения компенсации V_C , равного по величине значению контактной разности потенциалов между локальным участком анализируемой поверхности и измерительной поверхностью зонда.

Измеритель работает следующим образом. В результате колебательного движения зонда при наличии в зазоре электрического поля в его цепи протекает ток смещения, имеющий две составляющие. Величина низкочастотной составляющей частотой 800 Hz (частота колебания зонда) определяется потенциалом исследуемой поверхности, а высокочастотной (частотой 500 kHz) — отклонением от заданного значения зазора между зондом и исследуемым образцом. Каждая из этих составляющих усиливается предварительным усилителем.

Высокочастотная составляющая сигнала V_{HF} с выхода предварительного усилителя поступает на вход модуля слежения, где усиливается резонансным LC-усилителем 3.1 и детектируется амплитудным детектором 3.2. На выходе амплитудного детектора формируется напряжение, практически линейно связанное с величиной V_{HF} и обратно пропорциональное величине зазора зонда. Это напряжение поступает на инвертирующий вход интегратора модуля слежения 3.3, на неинвертирующий вход которого подается опорное напряжение V_{R3} , задающее величину рабочего зазора зонда с помощью регулятора R3. Разница этих напряжений усиливается операционным усилителем 3.3, на выходе которого формируется сигнал слежения V_L .

Сигнал слежения V_L на входе усилителя мощности суммируется с сигналом раскачки вибратора зонда V_{R4} , величина которого задается с помощью регулятора R4 установки амплитуды вибрации зонда. На выходе усилителя мощности, нагруженного на катушку вибратора, формируется напряжение $V(t)$, представляющее собой сумму постоянной составляющей напряжения слежения и гармонической составляющей раскачки зонда $V(t) = V_- + V_+$, где V_- и V_+ — постоянная и гармоническая составляющие сигнала $V(t)$. Величина V_- предназначена для стабилизации зазора зонда, а величина V_+ задает амплитуду колебаний зонда.

При изменении величины зазора зонда система слежения формирует выходной сигнал таким образом, что меняется значение постоянной составляющей, протекающей в цепи катушки вибратора V_- , и тем самым компенсирует изменение зазора.

Низкочастотная составляющая сигнала V_{LF} с выхода предварительного усилителя поступает на вход актив-

ного полосового фильтра 7.1. Усиленный сигнал детектируется синхронным детектором 7.2, управляемым импульсами прямоугольной формы генератора низкой частоты (V_I). На выходе синхронного детектора формируется однополярный сигнал, полярность которого определяется соотношением величин работ выхода исследуемого образца и платинового зонда. Этот сигнал интегрируется интегратором 7.3 и через транзисторный повторитель напряжения 7.4 поступает на выход модуля компенсации. Регулятор $R7$ интегратора предназначен для компенсации напряжения на выходе синхронного детектора при $V_{LF} = 0$ на входе модуля компенсации.

Таким образом, на выходе модуля компенсации формируется напряжение компенсации V_C , равное по величине значению контактной разности потенциалов между зондом и анализируемой поверхностью и имеющее противоположный знак. Это напряжение по цепи обратной связи подается на зонд, в результате чего величина электрического поля в зазоре становится равной нулю и протекание тока смещения в измерительной цепи прекращается. Напряжение V_C через аналого-цифровой преобразователь 7.5 поступает на вход ЭВМ.

Применение метода

Разработанный метод был использован для определения радиационно-индуцированных изменений спектра ПС и исследования статистических параметров распределения заряда по поверхности полупроводниковой пластины.

Измерения проводились на полированных кремниевых пластинах КЭФ-7.5 и КДБ-12 диаметром 100 мм, с ориентацией $\langle 100 \rangle$. Пластины окислялись по стандартной технологии формирования подзатворного окисла. Толщина окисла составляла от 40 до 98 нм. Энергетический спектр ПС изменяли воздействием мягкого рентгеновского излучения с энергией квантов $E_x \sim 20$ кэВ и экспозиционной дозой до $2 \cdot 10^2$ С · кг⁻¹ на рентгеновской установке ИРИС-МЗ. Измерения проводились как в отдельных точках, так и во время непрерывного сканирования по исследуемой поверхности.

На рис. 2 представлены экспериментальные зависимости поверхностного потенциала ψ_s от напряжения компенсации V_C , измеренные в различные моменты времени после облучения, и рассчитанные из них спектры ПС на границе раздела полупроводник–диэлектрик. Энергетическое распределение плотности радиационно-индуцированных ПС представляет собой широкий пик с максимумом вблизи $E = E_V + 0.75$ эВ. Подобный спектр ПС характерен для известных P_b -центров, генерируемых радиационными воздействиями на границе раздела Si–SiO₂ [10].

Типичный потенциальный рельеф границы раздела окисел–полупроводник на площади 1 см² одной из исследованных пластин показан на рис. 3. Заметим, что характер распределения потенциала ψ_s воспроизводился

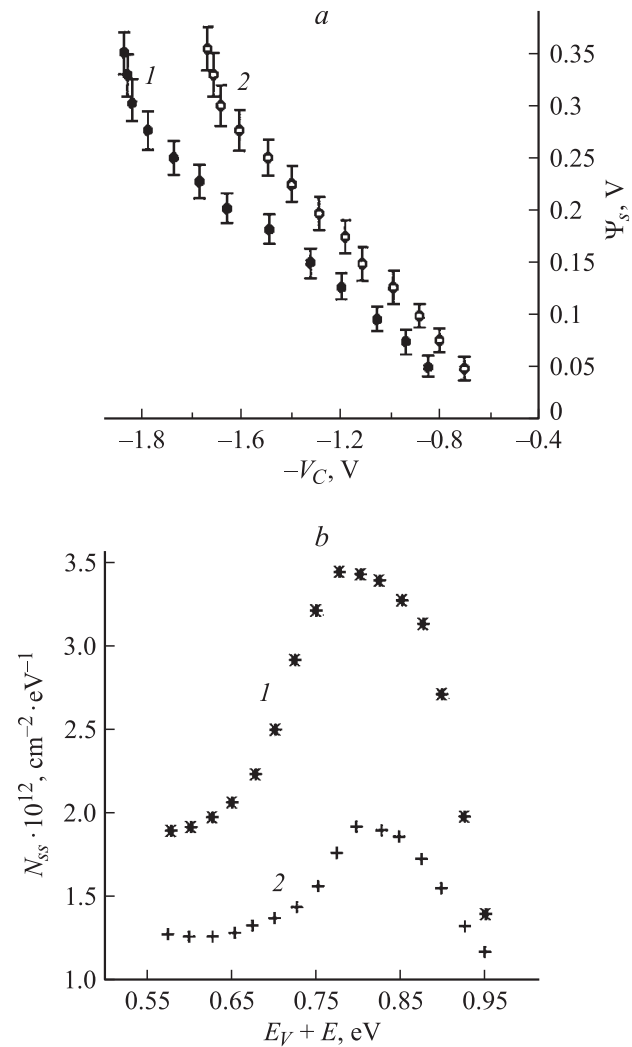


Рис. 2. Экспериментальные зависимости поверхностного потенциала ψ_s от напряжения компенсации V_C (а) и рассчитанные по ним спектры плотности ПС (б) облученных образцов. Измерения проводились через 10^3 (1) и 10^5 с (2) после облучения.

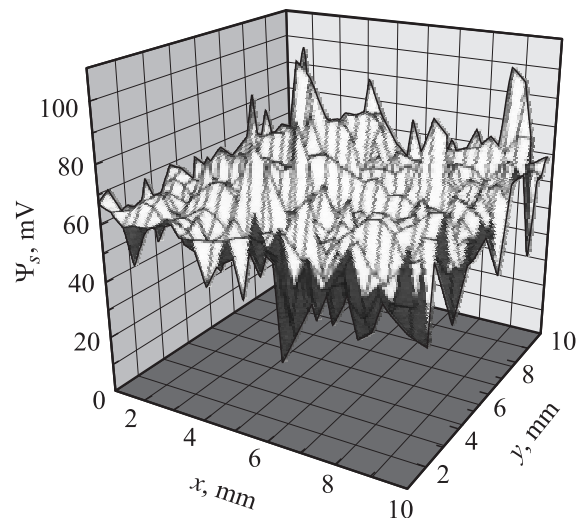


Рис. 3. Потенциальный рельеф $\psi_s(x, y)$ границы раздела кремний–диоксид кремния.

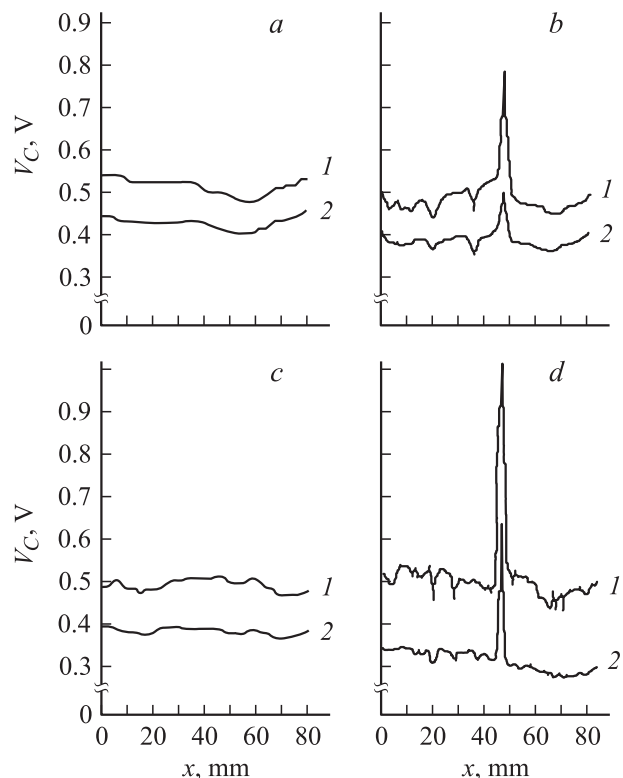


Рис. 4. Распределение напряжения компенсации V_C по диаметру пластины: *a* — исходное; *b, c* — через 60 s и 50 h после воздействия коронного разряда; *d* — после воздействия ИМП. 1 и 2 — измерения без освещения и при освещении поверхности полупроводника светом соответственно.

как в пределах площади одной пластины, так и на разных пластинах.

Функция распределения флуктуаций поверхностного потенциала, полученная в результате обработки экспериментальных данных, представленных на рис. 3, представляет собой функцию Гаусса с параметрами $\overline{\psi_s} = 65$ mV, $\sigma_\psi = 15$ mV.

Расчитанные по (21), (22) параметры распределения Гаусса встроенного заряда имеют значения: $\overline{Q_{0x}} = 7.2 \cdot 10^{-8}$ C · cm⁻², $\sigma_Q = 2.5 \cdot 10^{-9}$ C · cm⁻².

Высокая чувствительность метода к зарядовому состоянию поверхности полупроводника позволяет кроме количественных измерений проводить экспресс-контроль качества поверхности полупроводниковых пластин с целью выявления скрытых дефектов, которые проявляются как локальные неоднородности потенциала поверхности. На рис. 4 представлены распределения напряжения компенсации V_C по диаметру кремниевой пластины КДБ-12 до и после воздействия на поверхность коронного разряда в ограниченной области пластины. Из рисунка следует, что воздействие разряда приводит к образованию на поверхности полупроводника локальной неоднородности, положение которой фиксировано и определяется по изменению значения V_C (рис. 4, *b*). Через двое суток особенности, внесенные воздействием коронного разря-

да в отмеченной точке уже не проявлялись (рис. 4, *c*). Однако последующая обработка импульсным магнитным полем (ИМП) позволила обнаружить область воздействия коронного разряда по резкому локальному изменению V_C . Увеличение значений компенсирующего напряжения и поверхностного изгиба зон может быть объяснено локальным повышением плотности положительно заряженных ПС на границе раздела.

Заключение

1. Разработан новый бесконтактный метод исследования зарядового состояния границы раздела полупроводник–диэлектрик по измерению КРП с калиброванным зондом методом Кельвина и модуляцией поверхностного электростатического потенциала коронным разрядом.

2. Для реализации метода создан автоматизированный измеритель, представляющий собой бесконтактный сканирующий милливольтметр с зондом Кельвина и автоматическим поддержанием расстояния между вибрирующим зондом и анализируемой поверхностью.

3. Продемонстрированы возможности метода при исследовании воздействия на систему кремний–диоксид кремния радиации и импульсных магнитных полей.

Список литературы

- [1] Terman I.M. // Sol. St. Electron. 1962. Vol. 5. P. 285–299.
- [2] Nicollian E.N., Goetzberger A. // IEEE Trans. on ED. 1965. Vol. ED-12. N 3. P. 108–117.
- [3] Berglund C.N. // IEEE Trans. on ED. 1966. Vol. ED-13. N 10. P. 701–705.
- [4] Пека Г.П. Физические явления на поверхности полупроводников. Киев: Вища школа, 1984. 214 с.
- [5] Зу С. Физика полупроводниковых приборов. М.: Мир, 1984. 456 с.
- [6] Lenahan P.M., Dressendorfer P.V. // J. Appl. Phys. 1984. Vol. 55. N 10. P. 3495–3499.
- [7] Jupina M.A., Lenahan P.M. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1990. Vol. NS-37. N 6. P. 1650–1657.
- [8] Nicollian E.N., Goetzberger A. // Bell Syst. Tech. J. 1967. Vol. 46. N 5. P. 1055–1133.
- [9] Будко В.Н., Крячко В.В. // Конденсированные среды и межфазные границы. 2003. Т. 5. № 2. С. 155–161.
- [10] Ionizing Radiation Effects in MOS Devices and Circuits / Ed. T.P. Ma, P.V. Dressendorfer. New York: Wiley Interscience, 1989. 760 p.