

Исследование распределений потенциала в прямо смещенном кремниевом диоде методом электростатической силовой микроскопии

© А.В. Анкудинов, А.Н. Титков, R. Laiho*, В.А. Козлов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

*Wihury Physical Laboratory,
Turku, Finland

(Получена 26 февраля 2002 г. Принята к печати 27 февраля 2002 г.)

Методом электростатической силовой микроскопии изучено распределение потенциала в эпитаксиально-диффузионном $n^+ - n - p - p^+$ -кремниевом диоде. Исследования методом электростатической силовой микроскопии проводились на сколе диода, пересекающем формирующие его слои. Первоначально были найдены распределения потенциала и емкости по поверхности скола. По вариациям поверхностного потенциала и емкости с субмикронным пространственным разрешением были определены положение и протяженность $n - p$ -перехода и прослежено распределение в диоде приложенного прямого смещения. Обнаружено существование в исследовавшейся структуре заметного дополнительного потенциального барьера в области $n^+ - n$ -перехода с подложкой. При плотности тока инжекции более 100 mA/cm^2 падение потенциала на этом барьере становится сопоставимым с изменениями потенциала на рабочем $n - p$ -переходе.

1. Введение

Для полупроводниковых приборов распределение электрического потенциала в их объеме является одной из важных характеристик. Недавно в сканирующей атомно-силовой микроскопии (АСМ) была разработана новая техника — электростатическая силовая микроскопия (ЭСМ) [1–4], позволяющая изучать распределение потенциала с очень высоким пространственным разрешением вплоть до десятков нанометров. Кратко суть метода ЭСМ состоит в возможности детектирования силы электростатического взаимодействия между зондом и поверхностью образца, пропорциональной контактной разнице потенциала (КРП) между ними. Изменение КРП на поверхности скола приборных структур — на участках выхода различно легированных слоев — делает возможным выявление электрических переходов в объеме структур и изучение характера распределений встроенных и приложенных извне электрических полей. Важно подчеркнуть, что метод ЭСМ позволяет измерять профиль потенциала на работающих приборах в сильно неравновесных условиях как, например, протекание больших токов через структуру.

В последние годы метод ЭСМ был с успехом применен для исследования распределений потенциалов в светодиодах и лазерных структурах на основе соединений $A^{III}B^V$ [5–8], тонкопленочных солнечных элементах [9], а также в диффузионном и имплантационном кремниевых $n - p$ -диодах [2,10]. Работа [2] явилась одной из первых, в которых была показана возможность визуализации $n - p$ -перехода на сколе полупроводниковых приборных структур еще без приложения внешнего напряжения. В работе [10] изучалось перераспределение приповерхностного потенциала в планарном кремниевом диоде при приложении больших запорных на-

пряжений. Область n -типа проводимости в этом диоде была создана ионами фосфора, имплантированными на участке поверхности слабо легированной пластины Si p -типа проводимости. Было обнаружено затягивание электрического перехода от поверхности в p -область диода. Эффект существует при низком уровне легирования p -области и свидетельствует в пользу наличия неподвижных положительных центров, притягивающих электроны, в слое термического окисла на поверхности структуры.

В настоящей работе метод ЭСМ был применен для изучения распределений напряжения в работающем эпитаксиально-диффузионном кремниевом $n^+ - n - p - p^+$ -диоде. При исследовании сколов было установлено положение $n - p$ -перехода и прослежено падение на нем внешнего напряжения, приложенного в прямом направлении. Одновременно было показано, что при плотности прямого тока инжекции более 100 mA/cm^2 в области $n^+ - n$ -перехода развивается дополнительное, паразитное падение напряжения, сопоставимое с падением напряжения на основном $n - p$ -переходе.

Измерения электростатической силы взаимодействия зонда микроскопа с поверхностью структуры сопровождались изучением локальной емкости между зондом и участком поверхности под ним. Показана полезность таких измерений для более точной локализации $n - p$ -перехода и для интерпретации имеющихся немонотонных изменений поверхностного потенциала вблизи переходных слоев (интерфейсов) в приборе.

2. Методика измерений

Рассмотрим физические принципы метода ЭСМ [1–4]. Если зонд находится под потенциалом U относительно изолированной от него изучаемой поверхности, то меж-

ду ними возникает сила электрического взаимодействия:

$$F_{el} = \frac{1}{2} \frac{d(CU^2)}{dz}, \quad (1)$$

где C — емкость между зондом и поверхностью, а ось z направлена перпендикулярно поверхности образца. Между зондом и поверхностью всегда существует контактная разность потенциалов (КРП) V_{cd} , обусловленная разными работами выхода для разных материалов. Если же в плоскости образца вдоль оси x приложено внешнее смещение $U_{bias}(x)$, то КРП определяется суммой $V_{cd} + U_{bias}(x)$. В эксперименте между зондом и образцом также приложены постоянное U_{dc} и переменное $U_{ac} \cos \omega t$ напряжения. Подстановка в (1) суммарного напряжения

$$V_{cd} + U_{bias}(x) + U_{dc} + U_{ac} \cos \omega t$$

показывает, что результирующая сила электрического взаимодействия F_{el} будет иметь три компоненты: одну постоянную во времени и еще две переменные, синусоидально изменяющиеся на частотах ω и 2ω соответственно. Осциллирующие компоненты силы имеют вид:

$$F_{el}(\omega) = \frac{dC}{dz} [V_{cd} + U_{bias}(x) + U_{dc}] U_{ac} \cos \omega t, \quad (2)$$

$$F_{el}(2\omega) = \frac{1}{4} \frac{dC}{dz} U_{ac}^2 \cos 2\omega t. \quad (3)$$

Переменная электрическая сила вызывает колебания зонда на частотах ω и 2ω , которые могут быть измерены. Амплитуды вынужденных колебаний очень малы (порядка нанометра) и линейно связаны с гармониками силы $F_{el}(\omega)$ и $F_{el}(2\omega)$ [1–4]. Таким образом, регистрируя амплитуды колебаний зонда на частотах ω и 2ω , можно измерять сигналы $H(\omega)$ и $H(2\omega)$, пропорциональные изменению электрической силы $F_{el}(\omega)$ и $F_{el}(2\omega)$. При этом сигнал $H(2\omega)$ будет отражать изменение емкости в разных точках поверхности, а сигнал $H(\omega)$ еще и изменение КРП между поверхностью и зондом.

При подключении дополнительной петли обратной связи, обеспечивающей автоматическую подстройку величины U_{dc} , можно непосредственно определить величину V_{cd} по значению U_{dc} , уменьшающему сигнал $H(\omega)$, а значит, и силу $F_{el}(\omega)$ до нуля. В этом состоит идея кельвин-моды [1,2]. В нашей работе мы применили не требующий дополнительной петли обратной связи, альтернативный способ извлечения профиля КРП, пригодный для исследования полупроводниковых гетероструктур с однородными свойствами вдоль плоскости интерфейсов. Для его реализации направление сканирования x должно выбираться перпендикулярно плоскости интерфейсов структуры. В дальнейшем при записи топографии сигнала $H(\omega)$, после получения каждой линии изображения, потенциал на зонде U_{dc} последовательно увеличивался на небольшую фиксированную величину. В полученном таким образом изображении

уровень контраста настраивался в очень маленьком диапазоне вблизи нуля, чтобы выполнялось условие $F_{el}(\omega, x, y) = 0$. Последовательность величины $U_{dc}(x, y)$, измеренных вдоль кривой нулевого контраста (нулевой силы $F_{el}(\omega)$), есть не что иное, как поведение КРП в направлении x , учитывая сделанное предположение об однородности свойств вдоль плоскости интерфейсов.

ЭСМ-исследования распределений потенциала и емкости велись на сколах диода в атмосферных условиях. При измерениях n -контакт прибора был заземлен, а внешнее положительное смещение подавалось на p -контакт. Использовался атомно-силовой микроскоп (Autoprobe CP Research, Thermo-Microscopes), снабженный бесконтактным (резонансным) режимом, а также ЭСМ-модой. Исследования проводились зондами из сильно легированного кремния p -типа. Частота механического резонанса зондов составляла около 90 кГц. Для возбуждения ЭСМ-сигналов на зонд подавалось переменное напряжение частотой 40–50 кГц и амплитудой около 1 В с генератора Hewlett Packard 3325В. Измерение ЭСМ-сигналов осуществлялось одновременно двумя синхронными детекторами Stanford Lock-in Amplifier SRS8230. Более подробно схема установки представлена в работе [7].

Структура изученного кремниевого диода состояла из подложки n^+ -Si (100), легированной сурьмой до уровня $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. На подложке методом эпитаксии из парогазовой фазы было выращено 16 мкм n -слоя с уровнем легирования $2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, в котором впоследствии диффузией галлия был создан n - p -переход. Расчетная глубина залегания перехода составляла значение ~ 8 мкм, при поверхностной концентрации галлия $N_S \approx 1.2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Омические контакты к подложке и к легированной бором до уровня $\sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$ p^+ -стороне диода были изготовлены вжиганием никеля.

3. Экспериментальные результаты и обсуждение

На рис. 1, *a* приведена АСМ-топография поверхности скола диодной структуры $n^+ - n - p - p^+$ в области выхода составляющих ее слоев на поверхность. Топография скола является довольно гладкой, содержит бугорки со средней высотой около 10 нм (см. сечение на рис. 1, *a*) и не позволяет обнаружить $n^+ - n$ - и $n - p$ -переходы в структуре, объемная зонная диаграмма которой в состоянии равновесия схематически показана на рис. 1, *b*, $U_{N(p)}$ — энергетические расстояния от положения краев зоны проводимости (валентной зоны) в объеме до их положения на поверхности; Φ_{N^+} — расстояние от положения уровня Ферми в объеме до положения дна зоны проводимости на поверхности на соответствующем слое структуры; C — зона проводимости, V — валентная зона.

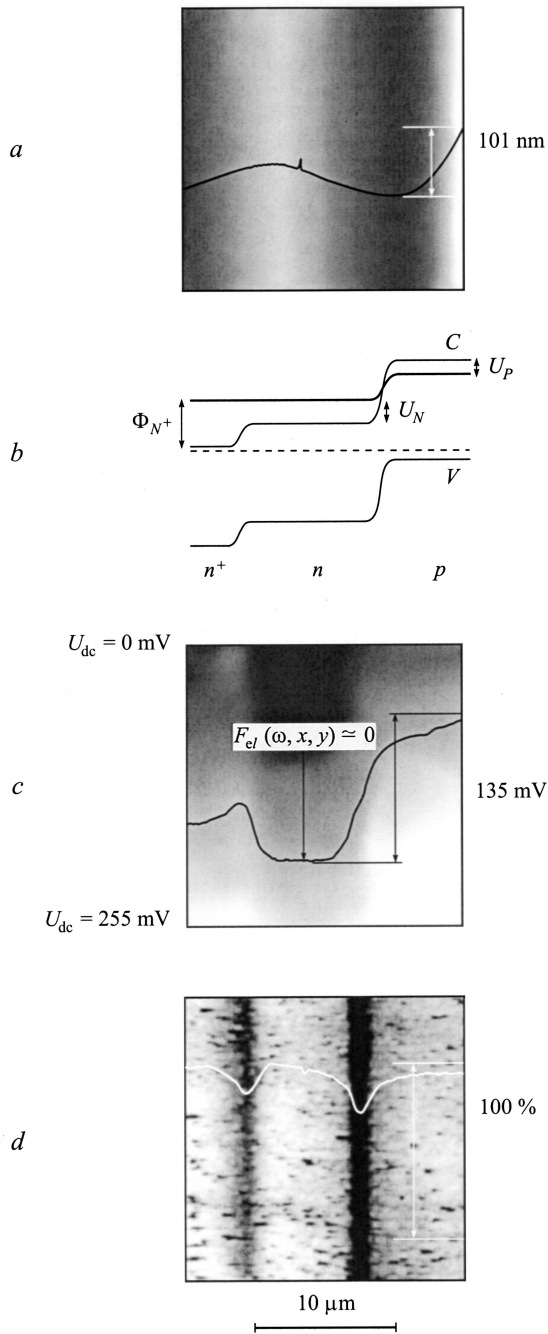


Рис. 1. ЭСМ-исследования кремниевого $n^+ - n - p^+$ -диода в состоянии равновесия. *a* — топография рельефа поверхности скола в месте выхода слоев, составляющих диод; на изображение наложен профиль сечения в направлении, перпендикулярном интерфейсам; *b* — зонная диаграмма диода в состоянии равновесия, жирной линией схематически изображен ход зоны проводимости на поверхности; *c* — изображение сигнала $H(\omega)$, полученное с последовательным увеличением величина U_{dc} на 1 мВ для каждой следующей строки изображения; на изображении также приведен контур нулевого сигнала; *d* — изображение сигнала емкости $H(2\omega)$ с наложенным профилем сигнала, усредненным вдоль направления интерфейсов структуры; изображения сигналов $H(\omega)$ и $H(2\omega)$ (рис. *c* и *d*) получены одновременно с данными топографии на рис. *a*.

Гомопереходы, составляющие структуру, очень хорошо выявляются в ЭСМ-топографиях сигналов $H(\omega)$ и $H(2\omega)$ для того же участка поверхности, показанных на рис. 1, *c* и 1, *d* соответственно. Вертикальные границы разных областей на этих изображениях выглядят прямыми, что говорит об однородности слоев структуры в плоскости интерфейсов. Перепад контраста сверху вниз в изображении сигнала $H(\omega)$ на рис. 1, *c* обусловлен спецификой предложенной методики измерения профиля КРП поперек интерфейсов структуры. Самая верхняя линия изображения сигнала $H(\omega)$ на рис. 1, *c* получена при начальном напряжении на зонде $U_{dc} = 0$ мВ, для каждой последующей линии напряжение на зонде повышалось на 1 мВ, что при 256 линиях в кадре обеспечивало изменение U_{dc} сверху вниз на 255 мВ. На рисунок 1, *c* наложен профиль нулевого сигнала, задающий КРП. Переходы $n^+ - n$ и $n - p$ проявляются в профиле КРП как области заметных изменений потенциала. На изображении сигнала $H(2\omega)$ на рис. 1, *d* видны две темные полосы (т.е. области пониженной емкости), которые также хорошо выявляют электрические переходы в структуре.

Проанализируем изменение профиля КРП на рис. 1, *c*. Поскольку величина электронного сродства для слоев, составляющих кремниевый диод, одна и та же, изменения равновесной КРП уместно сравнить с ходом энергетического положения зоны проводимости. Профиль КРП на рис. 1, *c* отличается от хода зон в объеме структуры (см. рис. 1, *b*). Во-первых, максимальный перепад КРП составляет 135 мВ, что значительно ниже величины барьера Φ_b на $n - p$ -переходе, следующей из зонной диаграммы, и немного меньше ширины запрещенной зоны в кремнии $E_g = 1.12$ В. Во-вторых, КРП на $n^+ - n$ -переходе, против ожидаемого монотонного возрастания, падает и в дополнение к этому проходит через промежуточный максимум. Эти расхождения вызваны вкладом поверхности. Как известно, поверхностные состояния обуславливают приповерхностный изгиб зон в n -слое вверх на величину U_N , а в p -слое вниз на величину U_P (см. рис. 1, *b*). Тогда перепад КРП между n - и p -слоями должен определяться разностью $\Phi_b - U_P - U_N$, и при большом суммарном изгибе зон $U_P + U_N$ величина КРП может быть малой. Полученное нами изменение КРП на $n - p$ -переходе удивительно хорошо совпало с одним из значений, 130 мВ, приведенными в работе [2]. Совпадение, возможно, не случайно, так как в обоих случаях изучались кремниевые поверхности, покрытые слоем естественного окисла. Однако в работе [2] было получено и вдвое большее значение КРП, равное 260 мВ, также для поверхности с естественным окислом, но для диода, полученного имплантацией ионов As^+ в подложку p -типа. Последнее расхождение, естественно, объясняется характером поверхностных состояний, определяющих изгиб зон у поверхности, и их зависимостью от предыстории поверхности. Здесь же, возможно, следует искать и причину некоторого уменьшения КРП на $n^+ - n$ -переходе в нашем случае. Отметим, что n^+ -слой принад-

лежит объемной подложке, а n -слой является эпитаксиально выращенным и их поверхностные состояния могут отличаться.

Наличие максимума КРП в области $n^+ - n$ -перехода трудно объяснить только ролью поверхности и, как представляется, должно быть также связано со структурным совершенством $n^+ - n$ -перехода и особенностью хода потенциала вблизи него в объеме структуры. Можно думать, что он отражает такой профиль объемного потенциала, который возникает в результате экранирования отрицательного заряда на интерфейсе [11]. Отметим, что $n^+ - n$ -переход является ростовой границей с подложкой, и такой отрицательный заряд может возникать в результате присутствия слоя дефектов на эпитаксиальной границе. Именно такая ситуация была обнаружена нами недавно на ростовой эпитаксиальной границе с подложкой ($n^+ - n$) в лазерных структурах в системе GaAs/GaAlAs [12].

В пользу сделанного заключения говорят и данные топографии сигнала локальной емкости $H(2\omega)$ на рис. 1, d . Уровень этого сигнала, так же как и амплитуда КРП, главным образом определяется взаимодействием с поверхностью. Считая систему зонд-образец контактом металл-(диэлектрический зазор)-полупроводник, выразим емкость системы как

$$C = \frac{C_{TS}(C_B + C_S)}{(C_{TS} + C_B + C_S)}, \quad (4)$$

где C_{TS} — емкость зонд-поверхность, C_B — емкость обедненного слоя полупроводника, C_S — емкость поверхностных состояний [11]. Подставляя в (3) производную от (4), считая, что от z зависит только C_{TS} , получаем

$$H(2\omega) \propto \frac{dC_{TS}}{dz} \left[\frac{C_B + C_S}{C_{TS} + C_B + C_S} \right]^2. \quad (5)$$

Видно, что уровень сигнала $H(2\omega)$ полностью определяется производной dC_{TS}/dz , когда $C_S \gg C_{TS} + C_B$. По профилю на рис. 1, d можно убедиться, что уровни сигнала $H(2\omega)$ на n^+ -, n - и p -слоях вдалеке от переходов приблизительно равны, хотя емкости C_B могут отличаться на порядки для сильно легированных и нелегированных слоев. Это означает, что везде на структуре хорошо выполняется условие $C_S \gg C_{TS} + C_B$. Оценим порядок величин емкостей на единицу поверхности, входящих в соотношение (5). Емкость обедненного слоя $C_B = \epsilon_{Si}/W$, где диэлектрическая проницаемость кремния $\epsilon_{Si} = 11.9\epsilon_0$, диэлектрическая проницаемость вакуума $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф} \cdot \text{м}^{-1}$, область приповерхностного объемного заряда W изменяется для разных слоев структуры в пределах от $3 \cdot 10^{-8}$ до $3 \cdot 10^{-6}$ м; в результате получаем $C_B = 3.5 \cdot 10^{-5} - 3.5 \cdot 10^{-3} \text{ Ф} \cdot \text{м}^2$. Емкость зонд-поверхность $C_{TS} = \epsilon_{air}/d$, где диэлектрическая проницаемость воздуха $\epsilon_{air} = \epsilon_0$, расстояние зонд-поверхность $d = 5 \cdot 10^{-8}$ м; в итоге —

$C_{TS} = 1.77 \cdot 10^{-4} \text{ Ф} \cdot \text{м}^{-2}$. Условие $C_S \gg C_{TS} + C_B$ означает довольно высокую плотность поверхностных состояний на границе Si-(естественный окисел SiO_2). Поскольку $C_S = qN_{SS}$, где q — заряд электрона, эта емкость больше всех остальных при плотности поверхностных состояний $N_{SS} \approx 10^{16} - 10^{17} \text{ м}^{-2} \text{ В}^{-1}$ и составляет $C_S = 1.6 \cdot 10^{-3} - 1.6 \cdot 10^{-2} \text{ Ф} \cdot \text{м}^{-2}$.

Рассмотрим возможные причины падения уровня сигнала $H(2\omega)$ приблизительно на 20% в области переходов $n^+ - n$ и $n - p$. Для $n - p$ -перехода можно назвать следующие факторы. Во-первых, резкое уменьшение емкости C_S . Так, в области $n - p$ -перехода всегда есть место, где из-за инверсии между n - и p -областями приповерхностный изгиб зон исчезает, что означает отсутствие заряда на поверхностных состояниях и малую величину C_S . По этой же причине над переходной областью должно происходить уменьшение и емкости C_B . Действительно, обедненная область $n - p$ -перехода является изолятором и емкость C_B над ней должна уменьшаться. Существует и еще одна причина методического характера, состоящая в возможном небольшом уменьшении C_{TS} и, следовательно, dC_{TS}/dz . Как видно на рис. 1, d , правая темная полоса совпадает с местом сильного изменения профиля КРП на рис. 1, c . В бесконтактном режиме работы АСМ-петля обратной связи настраивает расстояние от зонда до поверхности таким образом, чтобы амплитуда резонансных колебаний зонда оставалась постоянной. В области изменения КРП появляется сильный боковой градиент электростатической силы, который сдвигает частоту резонанса, и, чтобы амплитуда колебаний не изменилась, петля обратной связи отводит зонд от поверхности. Из-за этого должна уменьшаться емкость системы зонд-образец и соответственно величина сигнала $H(2\omega)$.

Последний фактор, однако, вряд ли может иметь место на $n^+ - n$ -переходе, для которого уменьшение емкости происходит в области максимума КРП, где боковой

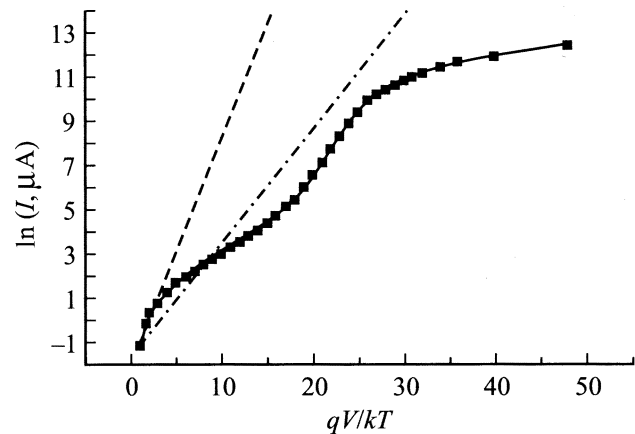


Рис. 2. Вольт-амперная характеристика изученного диода; штриховая линия — $\exp(qV/kT)$, штрих-пунктирная — $\exp(qV/2kT)$.

градиент электростатической силы меняет знак. Остается считать, что провал в сигнале емкости в области $n^+ - n$ -перехода вызывается ее обеднением, что согласуется со сделанным выше предположением о дефектности ростовой границы, какой является $n^+ - n$ -переход.

Наличие в изучаемой структуре дефектной области было непосредственно подтверждено при изучении вольт-амперной характеристики (ВАХ) диода, показанной на рис. 2. Она содержит характерный для диодов начальный, пологий участок области преобладания тока генерации-рекомбинации, затем имеет место более крутой участок области вклада диффузионного тока и, наконец, ВАХ насыщается, выходя на омический участок при высоком уровне инжекции. Однако оба первых два характерных участка имеют почти в 2 раза меньшую логарифмическую крутизну по сравнению с ходом типичных ВАХ Si-диодов [11]. (Для сравнения на рис. 2 приведены линии с ожидаемыми наклонами qV/kT и $qV/2kT$). Обычно такого рода отклонения вызываются существованием в диоде паразитного барьера. Как показывают приведенные выше данные, метод ЭСМ позволяет определить положение этого барьера в структуре, оценить его протяженность и амплитуду.

На рис. 3, *a* даны профили КРП через структуру, полученные при разных прямых смещениях, приложенных к p -контакту диода. Видно, что для малых напряжений смещения и токов профиль КРП в основном изменяется вблизи $n - p$ -перехода (см. кривые 0–3). При этом в сигнале емкости на рис. 3, *c* (изображения 0–3) происходит исчезновение только правой темной полосы, соответствующей $n - p$ -переходу. Это позволяет судить о том, что изменение потенциала в объеме диода сначала происходит преимущественно на одном этом переходе. Когда при смещении 600 мВ через диод течет ток около 100 mA/cm^2 профиль КРП (рис. 3, *a*, кривая 4) спрямляется уже и в области $n^+ - n$ -перехода, и исчезает левая темная полоса в сигнале емкости на рис. 3, *c*, изображения 4, 5.

Попробуем оценить амплитуду паразитного барьера на $n^+ - n$ -переходе. До напряжения $\sim 500 \text{ мВ}$ потенциал падает преимущественно на $n - p$ -переходе, а заметный пик потенциала в области $n^+ - n$ -перехода никак не изменяется (см. кривые 0–3 на рис. 3, *a*). Затем пик быстро сглаживается при увеличении напряжения до 600 мВ, и при дальнейшем росте до $\sim 700 \text{ мВ}$ наблюдается только сдвиг всего профиля вниз без деформации его формы (кривые 4, 5 на рис. 3, *a*). Отсюда можно приблизительно определить высоту паразитного барьера величиной в 100 мВ.

Данные ЭСМ также позволяют оценить градиент концентрации примеси в $n - p$ -переходе. Как видно на правой части профиля КРП на рис. 1, *c*, основное изменение сигнала происходит на длине $W \approx 2.5 \text{ мкм}$. Размер этой области можно также измерять по ширине основания соответствующей темной полосы на рис. 1, *d*. Считая $n - p$ -переход главным, градиент концентрации α находится,

согласно [11], как $\alpha_{\text{exp}} = 12\epsilon_{\text{Si}}\Phi_b/qW^3 \approx 5.7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-4}$, где высота потенциального барьера в переходе Φ_b взята равной ширине запрещенной зоны E_g в кремнии. Величина оценки мало отличается от расчетного профиля распределения примеси $N_d - N_a$ в области $n - p$ -перехода, который дает $\alpha_{\text{mod}} \approx 8.9 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-4}$.

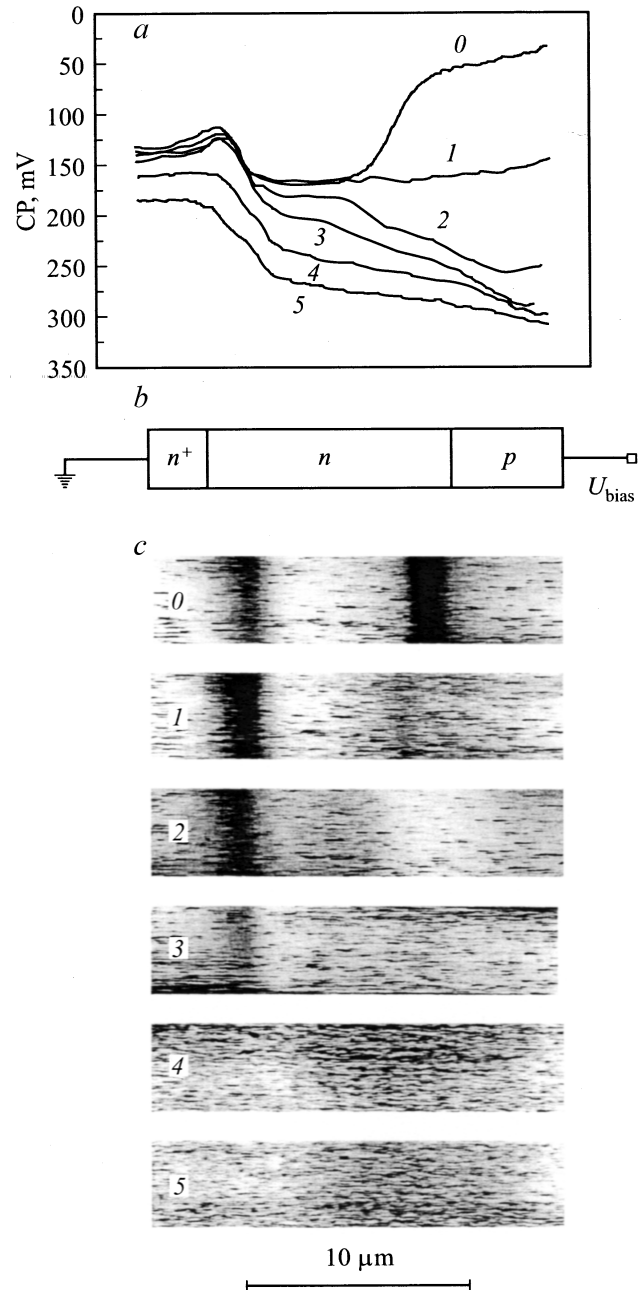


Рис. 3. ЭСМ-исследования кремниевого $n^+ - n - p - p^+$ -диода при приложенных прямых смещениях. *a* — серия профилей КРП, полученных при разных напряжениях смещения и токах инжекции: 0 — равновесие, 1 — 199 мВ (2.4 мкА), 2 — 396 мВ (30 мкА), 3 — 508 мВ (1.3 мА), 4 — 598 мВ (1.1 мА; $j \sim 100 \text{ mA/cm}^2$), 5 — 674 мВ (35.8 мА); *b* — схема диода с заземленной n - и смещаемой p -сторонами; *c* — серия изображений сигнала $H(2\omega)$ (0–5), полученная одновременно с профилями КРП (кривые 0–5 на рис. *a*).

Мы считаем диффузионный профиль распределения галлия Гауссовым:

$$N = N_S \exp\left(-\frac{x^2}{x_n^2}\right).$$

Положение $n-p$ -перехода определяется из условия $N = N_d$, а градиент концентрации как

$$\alpha_{\text{mod}} = \frac{dN}{dx} \Big|_{N=N_d} = \frac{2N_d}{x_n} \left(\ln \frac{N_S}{N_d}\right)^{1/2}.$$

При формировании $n-p$ -перехода диффузия галлия с поверхности проходила в течение $t = 9 \cdot 10^4$ с при $T = 1400$ К. Взяв значение коэффициента диффузии галлия в кремнии при этой температуре $D = 10^{-12}$ см²/с, находим $x_n = 2(Dt)^{1/2} = 6$ мкм и $\alpha_{\text{mod}} \approx 8.9 \cdot 10^{18}$ см⁻⁴.

4. Заключение

В заключение остановимся на основных результатах работы. В работе на примере исследования кремниевое эпитаксиально-диффузионного $n^+-n-p-p^+$ -диода подробно рассмотрены экспериментальные возможности метода ЭСМ для изучения поверхностных и объемных распределений потенциала в полупроводниковых диодных структурах. Для изученного кремниевого диода данные распределения были исследованы для условий равновесия и при приложении прямых смещений до области насыщения ВАХ. Показаны высокая чувствительность метода к обнаружению паразитных барьеров в приборной структуре, определению места их расположения и оценки параметров.

Для извлечения одномерных профилей КРП на многослойной структуре предложен оригинальный способ ЭСМ измерений, не требующий добавочной петли обратной связи.

Авторы выражают благодарность Российскому фонду фундаментальных исследований (грант № 00-02-16948) и Министерству промышленности, науки и технологий (проект 41 программы „Микроэлектроника“) за финансовую поддержку.

Список литературы

- [1] M. Nonemacher, M.P. O'Boyle, H.K. Wickmarmasing. Appl. Phys. Lett., **58**, 2091 (1991).
- [2] A. Kikukawa, S. Hosaka, R. Imura. Appl. Phys. Lett., **66**, 3510 (1995).
- [3] H.O. Jacobs, P. Leuchtman, O.J. Homan, A. Stemmer. J. Appl. Phys., **84**(3), 1168 (1998).
- [4] J.W. Hong, K.H. Noh, Sang-iL Park, S.I. Kwun, Z.G. Khim. Phys. Rev. B, **58**, 5078 (1998).
- [5] R. Shikler, T. Meoded, N. Fried, Y. Rosenwaks. Appl. Phys. Lett., **74**, 2972 (1999).
- [6] G. Leveque, P. Girard, E. Skouri, D. Yareka. Appl. Surf. Sci., **157**, 251 (2000).

- [7] A.B. Анкудинов, Е.Ю. Котельников, А.А. Кацнельсон, В.П. Евтихийев, А.Н. Титков. ФТП, **35** (7), 874 (2001).
- [8] A. Ankudinov, V. Marushchak, A. Titkov, V. Evtikhiev, E. Kotelnikov, A. Egorov, H. Riechert, H. Huhtinen, R. Laiho. PLDS, **3/4**, 9 (2001).
- [9] C. Ballif, H.R. Moutinho, M.M. Al-Jassim. J. Appl. Phys., **89**, 1418 (2001).
- [10] G.H. Buh, H.J. Chung, C.K. Kim, J.H. Yi, I.T. Yoon, Y. Kuk. Appl. Phys. Lett., **77**, 106 (2000).
- [11] С.М. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Энергия, 1973).
- [12] A.B. Анкудинов и др. *Сборник расширенных тезисов Всероссийского совещания по зондовой микроскопии* (2002).

Редактор Т.А. Полянская

Study of the potential distribution in forward biased silicon diode by electrostatic force microscopy

A.V. Ankudinov, A.N. Titkov, R. Laiho*, V.A. Kozlov

loffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia
*Wihury Physical Laboratory,
Turku, Finland

Abstract A method of electrostatic force microscopy is used for investigation of the potential distribution in $n^+-n-p-p^+$ diode under applied forward biases. It is shown that an additional potential barrier for the injected carriers may exist in the vicinity of n^+-n junction of such a diode. The injection current density exceeding $100 \text{ mA} \times \text{cm}^{-2}$, the voltage drop on this barrier becomes comparable with the voltage changes at $n-p$ junction region.