

Естественные неоднородности в распределении туннельного тока по площади обратносмещенного кремниевого $p-n$ -перехода

© В.А. Козлов[†], С.В. Оболенский*, В.Б. Шмагин, З.Ф. Красильник

Институт физики микроструктур Российской академии наук,
603950 Нижний Новгород, Россия

* Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
603950 Нижний Новгород, Россия

(Получена 30 июня 2011 г. Принята к печати 11 июля 2011 г.)

Методом Монте-Карло рассчитаны распределения электрического поля, потенциала и вероятности межзонного туннелирования по площади обратносмещенного $p-n$ -перехода с учетом дискретности распределения заряда ионизованных доноров и акцепторов. Расчеты выполнены в трехмерном приближении на основе принципа суперпозиции электрических полей пар ионов „ионизованный донор–ионизованный акцептор“. Показано, что в области скопления трех и более пар ионов с характерным расстоянием между ними около половины длины волны де Бройля наблюдается увеличение вероятности туннелирования, связанное с локальным увеличением напряженности электрического поля.

1. Введение

Неоднородности в распределении легирующих примесей относят к числу основных физических ограничений на степень интеграции и минимальные размеры элементов полупроводниковых структур, в том числе из-за влияния неоднородностей на развитие электрического пробоя в сильных полях. Обычно рассматривают два механизма пробоя: лавинный пробой и межзонный туннельный пробой. При лавинном пробое носители под действием сильного поля достигают энергии, при которой в результате ударной ионизации происходит размножение носителей и возникает лавина [1]. При межзонном туннельном пробое резкое возрастание тока происходит в результате рождения электронно-дырочных пар при туннельном переходе электрона из валентной зоны в зону проводимости [2,3].

Изучение влияния неоднородного распределения ионов в обедненной области $p-n$ -перехода на пробойные поля и транспортные свойства полупроводниковых $p-n$ -переходов началось еще с основополагающих работ Шокли [4,5]. К настоящему времени число работ в этом направлении огромно, поэтому отметим только некоторые из них [6–11], которые наиболее близки к данной работе. В связи с быстрым прогрессом в полупроводниковой технологии представляет интерес изучение так называемых „естественных“ неоднородностей в распределении примесей как предельной ситуации, в которой технологические погрешности сведены к минимуму. Под „естественными“ понимаются неоднородности, вызываемые дискретностью и случайным характером в пространственном расположении примесей, прежде всего в распределении заряда ионизованных доноров и акцепторов.

Фактором, обуславливающим необходимость учета „естественных“ неоднородностей, является сопоставимость ширины области обеднения, формирующейся на

гомо- или гетерогранице (или на поверхности полупроводника), со средним расстоянием между ионами примеси. Оценки показывают, что это условие выполняется при достаточно высоком уровне легирования полупроводника, порядка 10^{18} см^{-3} или более, при котором существенными становятся туннельные эффекты.

С другой стороны, естественные флуктуации потенциала не оказывают, по-видимому, заметного влияния на свойства слабо легированных $p-n$ -переходов ($N_A, N_D \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$), что связано с большой толщиной обедненной области и дальнедействующим характером кулоновского потенциала ионов примеси. Так, в [11] показано, что при слабом легировании базовой области $p-n$ -перехода в GaAs ($N_D \approx 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$) естественные флуктуации потенциала не влияют на развитие лавинного пробоя в $p-n$ -переходе (формирование профилей коэффициента ударной ионизации и средней энергии электронов в направлении, нормальном плоскости $p-n$ -перехода).

Цель данной работы — исследование естественных флуктуаций поля, потенциала и туннельного тока в кремниевом $p-n$ -переходе, легированном до уровня $N_A, N_D \geq 10^{18} \text{ см}^{-3}$, допускающего развитие туннельного пробоя при обратном смещении. Прикладная направленность проводимых исследований связана с разработкой светоизлучающих диодных структур на основе кремния, легированного примесью эрбия, туннельно-пролетного типа [12,13], для которых однородность в развитии туннельного пробоя $p-n$ -перехода имеет, по-видимому, решающее значение.

2. Модельные представления

Здесь и далее для определенности мы будем рассматривать $p-n$ -переход, в котором p - и n -области легированы до уровня более 10^{18} см^{-3} , допускающего межзонное туннелирование электронов при обратном смещении. Рассмотрим распределения потенциала и на-

[†] E-mail: kozlov@ipm.sci-nnov.ru

пряженности электрического поля в плоскости $p-n$ -перехода, обусловленные случайным характером распределения легирующих примесей, возникающим в процессе легирования резкого $p-n$ -перехода. Нас будут интересовать форма и размеры областей с повышенной (выше средней) напряженностью электрического поля и, следовательно, более высокой вероятностью межзонного туннелирования.

Для легирования p - и n -областей обычно используют примеси с малой энергией ионизации, так что при комнатной температуре эти примеси полностью ионизованы, а в области пространственного заряда (ОПЗ) свободные носители заряда отсутствуют. В этом случае электрическое поле в ОПЗ диода формируется неподвижными зарядами ионизованных доноров и акцепторов. В силу электронейтральности $p-n$ -перехода поле в нем можно представить суммой полей диполей, формируемых парами ионов: „ионизованный донор“ в n -области и „ионизованный акцептор“ в p -области.

Электрическое поле E отдельного иона примеси (ионизованного донора или акцептора) представим по аналогии с [8] в виде

$$\begin{aligned} E &\propto r && \text{при } r \leq r_B, \\ E &\propto r^2 && \text{при } r \geq r_B, \end{aligned} \quad (1)$$

где r_B — радиус первой боровской орбиты (~ 1.5 нм для мелких доноров и акцепторов в кремнии [14]).

На рис. 1 представлены распределения потенциала и Z -проекции напряженности электрического поля, формируемого парой ионов „донор–акцептор“, вдоль оси Z_0 , соединяющей центры ионов. Приведены распределения поля и потенциала вдоль осей Z_1, Z_2, Z_3 , параллельных оси Z и отстоящих от нее на расстояния 2, 4 и 8 нм соответственно.

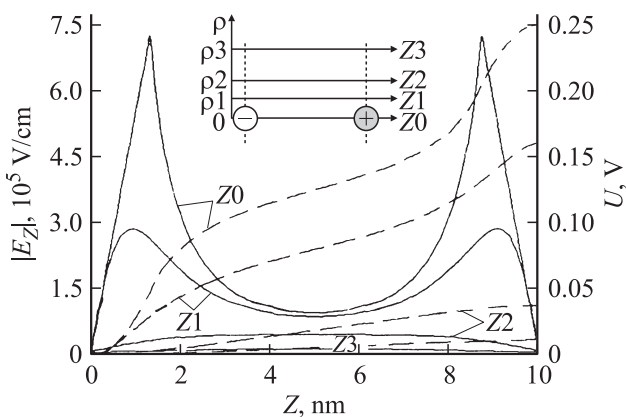


Рис. 1. Распределение потенциала (штриховые линии) и Z -проекции электрического поля (сплошные линии) пары ионов „ионизованный донор“–„ионизованный акцептор“ вдоль оси Z_0 , проходящей через центры ионов, и осей Z_1, Z_2 и Z_3 , параллельных оси Z_0 и отстоящих от нее на расстояния ρ_1, ρ_2, ρ_3 , равные 2, 4 и 8 нм соответственно. Расстояние вдоль осей отсчитывается от плоскости, перпендикулярной оси Z_0 и проходящей через центр ионизованного акцептора. На вставке показано взаимное расположение ионов и осей Z_0, Z_1, Z_2 и Z_3 .

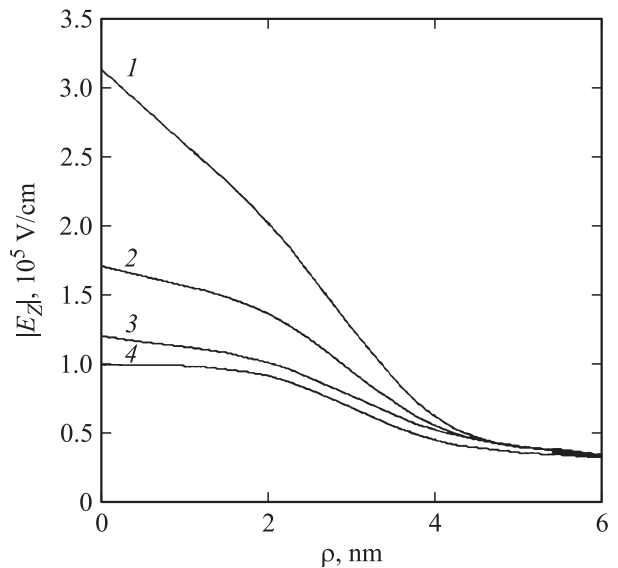


Рис. 2. Распределение Z -проекции электрического поля пары ионов „донор–акцептор“ в направлении ρ , перпендикулярном оси Z_0 , на разных расстояниях от иона акцептора Z , нм: 1 — 2, 2 — 3, 3 — 4, 4 — 5.

4 и 8 нм соответственно. Взаимное расположение ионов и осей Z_0, Z_1, Z_2, Z_3 показано на вставке к рис. 1. Расстояние между ионами выбрано равным 10 нм, т.е. среднему расстоянию между ионами примеси при ее концентрации $1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, а боровский радиус принят равным $r_B = 1.5$ нм для обоих ионов. Отметим, что если распределение поля вдоль оси Z_0 наглядно иллюстрирует суперпозицию полей отдельных ионов вида (1), то распределение Z -компоненты поля пары ионов вдоль осей Z_1, Z_2, Z_3 такой наглядностью уже не обладают. Это происходит потому, что оси Z_1, Z_2 и Z_3 отстоят от оси Z_0 на расстояния большие, чем r_B . Так, появление двух локальных максимумов в распределении Z -проекции поля вдоль оси Z_1 обусловлено действием двух противоположно направленных факторов: уменьшением модуля вектора электрического поля и увеличением величины $\cos \varphi$, где φ — угол между вектором напряженности электрического поля и осью Z_0 . По мере удаления от оси Z_0 , соединяющей центры ионов, максимумы в распределении Z -компоненты поля сближаются, провал между максимумами становится менее заметным, и в распределениях Z -компоненты поля по осям Z_2 и Z_3 максимумы сливаются.

На рис. 2 представлено распределение Z -проекции напряженности электрического поля пары ионов „донор–акцептор“ в направлении, перпендикулярном оси Z_0 , на разных расстояниях ρ от отрицательно заряженного иона акцептора. Видно, что поле достаточно быстро спадает при удалении от оси Z_0 . В целом распределения, представленные на рис. 1 и 2, демонстрируют, что поле пары ионов в основном сосредоточено в цилиндрической области диаметром $d \approx 4-5$ нм и осью, проходящей через центры ионов.

В целом, с учетом неоднородного распределения легирующих примесей, поле в $p-n$ -переходе может быть представлено суммой:

1) среднего поля, формируемого всем ансамблем заряженных доноров и акцепторов и представляющего собой решение одномерного уравнения Пуассона с заданными профилями легирования p - и n -областей, и

2) цилиндрических областей (рис. 1, 2) более сильного (или более слабого) поля, ориентированных преимущественно в направлении нормали к плоскости $p-n$ -перехода и локализованных, большей частью, вблизи металлургической границы $p-n$ -перехода.

Эквипотенциальные поверхности будут представлять собой гофрированные плоскости, параллельные плоскости $p-n$ -перехода, „продавленные“ в местах локализации пар „донор–акцептор“ или скоплений таких пар. Характер распределения потенциала в местах таких „продавленностей“ будет определяться параметрами и распределением диполей (расстоянием между ионами, количеством пар ионов в скоплении, расстоянием между парами ионов, образующих скопление и т.д.) На рис. 3 схематично изображены эквипотенциальные поверхности, локальные зонные диаграммы и распределения Z -проекции электрического поля в плоскости $p-n$ -перехода, соответствующие одной паре ионов и скоплению нескольких пар ионов. Отметим, что скопление нескольких пар ионов формирует область не только более сильного поля (с меньшей толщиной барьера и большим изгибом зон), но и более протяженную в плоскости $p-n$ -перехода. Это обстоятельство является существенным, потому что при межзонном туннелировании сквозь неоднородный потенциальный барьер, сформированный рассмотренными выше неоднородностями в распределении легирующих примесей, вероятность туннелирования через такую область будет определяться дополнительно еще и соотношением между поперечным

размером d такой „продавленности“ и поперечной длиной волны де Бройля $\lambda_D^{\text{т}}$.

Основываясь на одинаковости уравнений, описывающих явления квантово-механического рассеяния и дифракции электромагнитных волн на локализованных объектах [15], можно считать, что межзонное туннелирование через область с пониженной толщиной барьера, ограниченную в латеральной плоскости, аналогично прохождению электромагнитной волны через отверстие в металлической пластине конечной толщины, которое можно рассматривать как отрезок круглого волновода. Если диаметр отверстия d окажется меньше половины длины волны, то волновод станет закрытым, и поле в нем будет экспоненциально спадать в направлении распространения [16].

Оценки показывают, что поперечный размер области сильного поля, формируемого отдельной парой ионов ($d \approx 4-5$ нм), мал по сравнению с $\lambda_D/2$ (~ 8 нм при туннелировании из подзоны тяжелых дырок), что делает межзонное туннелирование в поле, формируемом отдельной парой ионов, маловероятным. Отметим, что при межзонном туннелировании сквозь барьер, ограниченный в латеральной плоскости, по-видимому, будет преобладать туннелирование из подзоны тяжелых дырок, поскольку в этом случае легче удовлетворить условию $d > \lambda_D/2$. Вместе с тем скопление трех и более пар ионов, как будет показано далее, формирует область сильного поля, достаточно протяженную в латеральной плоскости ($d \geq \lambda_D$), чтобы устранить ограничение, связанное с запертым характером канала туннелирования, формируемого областью сильного поля при $d < \lambda_D/2$. Оценки, выполненные в соответствии с подходом, использованным в работе [17], показывают, что концентрация таких тройных скоплений $\sim 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ при $N_A, N_D \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$, т.е. достаточно велика.

Отметим, что при $N_A, N_D \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и напряжении смещения на $p-n$ -переходе, близком напряжению туннельного пробоя, средняя толщина потенциального барьера $t \approx E_G/eE_{\text{max}} \approx 10$ нм (здесь E_G — ширина запрещенной зоны кремния, E_{max} — максимальное поле в ОПЗ $p-n$ -перехода, e — элементарный заряд). Несложно показать, что условие $t < \lambda_D$, выполнение которого необходимо для туннелирования сквозь одномерный барьер, выполняется как для легких ($\lambda_D \approx (h/\sqrt{m^*kT}) \approx 28$ нм), так и для тяжелых ($\lambda_D \approx 16$ нм) дырок, здесь h — постоянная Планка, m^* — эффективная масса, k — постоянная Больцмана, T — температура.

Таким образом, распределение плотности туннельного тока по площади $p-n$ -перехода формируется по сути дела распределением скоплений 3 и более пар ионов „донор–акцептор“. В таких областях толщина потенциального барьера заметно ниже средней в плоскости $p-n$ -перехода, а диаметр области с пониженной толщиной барьера порядка или превышает λ_D . Поэтому вероятность туннелирования через такое скопление заметно выше, чем в среднем по площади $p-n$ -перехода.

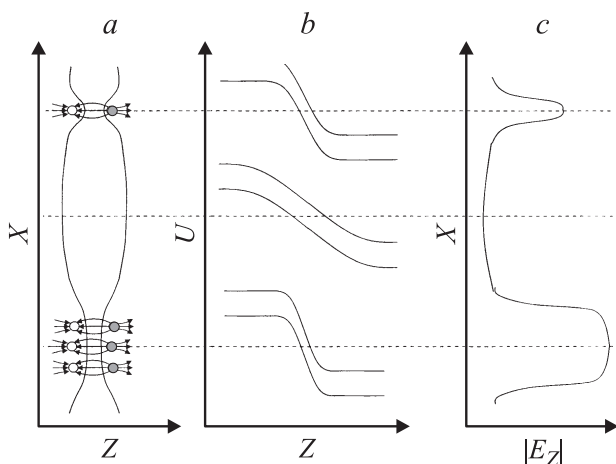


Рис. 3. Эквипотенциальные поверхности (а), локальные зонные диаграммы (б) и распределения Z -проекции электрического поля (с) в плоскости $p-n$ -перехода, соответствующие одной паре ионов (вверху) и скоплению пар ионов (внизу).

3. Численные расчеты. Обсуждение результатов

Распределения потенциала и напряженности электрического поля, вероятности туннелирования и плотности туннельного тока рассчитывались методом Монте-Карло. Расчетная область размерами 200×200 нм в плоскости $p-n$ -перехода и 8 нм в направлении, нормальном плоскости $p-n$ -перехода, выбиралась симметрично относительно плоскости $p-n$ -перехода. В расчетной области были введены 10 расчетных плоскостей, параллельных плоскости $p-n$ -перехода. Крайние плоскости совпадали с границами расчетной области, а остальные равномерно распределялись внутри. На каждой из расчетных плоскостей вводилась сетка, содержащая 500×500 ячеек одинакового размера.

В каждой из ячеек рассчитывалась напряженность электрического поля, формируемого парами ионов „донор–акцептор“. Учитывались поля пар ионов, расположенных в ОПЗ $p-n$ -перехода на расстоянии до 200 нм от границ расчетной области, так что отрезок, соединяющий ионы донора и акцептора иногда не пересекал расчетную область. В последнем случае только небольшая (краевая) часть поля указанной пары ионов давала вклад в напряженность поля в расчетной области. Затем вычислялась разность потенциалов $\Delta\varphi$ между ячейками, расположенными на границах расчетной области (на одной нормали к плоскости $p-n$ -перехода), и строилось распределение $\Delta\varphi$ в плоскости $p-n$ -перехода. Была рассчитана карта распределения разности потенциалов $\Delta\varphi(x, y)$ между границами расчетной области в плоскости $p-n$ -перехода на площади $1 \mu\text{м}^2$. На рис. 4 приведен фрагмент распределения разности потенциалов $\Delta\varphi(x, y)$, соответствующего некоторой случайной выборке в распределении пар ионов „донор–акцептор“. Темным цветом выделены области сильного поля, формируемые скоплениями 3–4 пар ионов. Расчеты показали, что при концентрации ионизованных доноров и акцепторов $1.4 \cdot 10^{18}$ и $1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ соответственно среднее расстояние между скоплениями 3–4 пар ионов составляет ~ 80 нм. Это соответствует концентрации таких скоплений $\sim 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, что по величине близко к результату оценки, приведенной выше.

Вероятность межзонного туннелирования рассчитывалась в соответствии с представлениями, описывающими туннелирование через потенциальный барьер треугольной формы [18]:

$$T_{\text{tun}} \approx \exp\left(-\frac{4\sqrt{2m^*} E_G^{3/2}}{3ehE_{\text{eff}}}\right), \quad (2)$$

где T_{tun} — вероятность туннелирования, E_{eff} — эффективная напряженность электрического поля.

В отличие от [18] величина E_{eff} рассчитывалась как среднее поле в кубе $8 \times 8 \times 8$ нм, центрированном относительно расчетной точки. Длина ребра куба выбрана равной $\lambda_{D/2}$ (~ 8 нм при туннелировании из подзоны тяжелых дырок, см. выше).

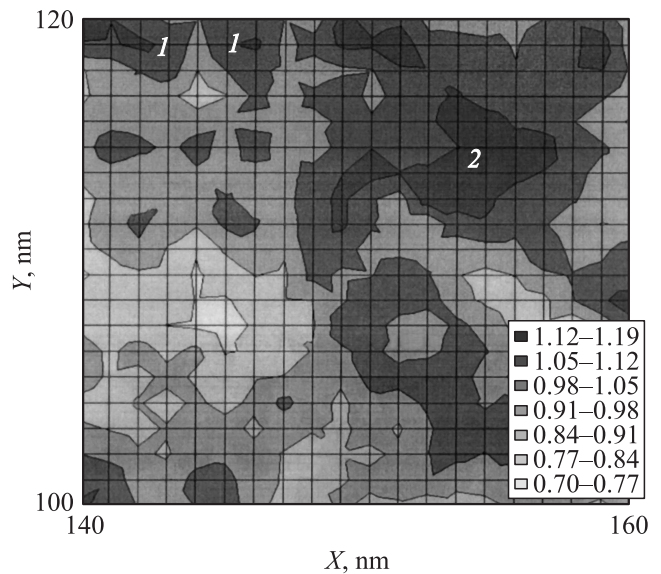


Рис. 4. Фрагмент распределения разности потенциалов между границами расчетной области $\Delta\varphi$ в плоскости $p-n$ -перехода. Концентрации ионизованных доноров и акцепторов приняты равными $1.4 \cdot 10^{18}$ и $1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ соответственно. Области с большей величиной $\Delta\varphi$ окрашены в более темный цвет. На вставке для каждой из окрашенных областей приведен диапазон изменения $\Delta\varphi$. Цифрами обозначены распределения $\Delta\varphi$, соответствующие отдельным парам ионов „донор–акцептор“ (1) и скоплению пар (2).

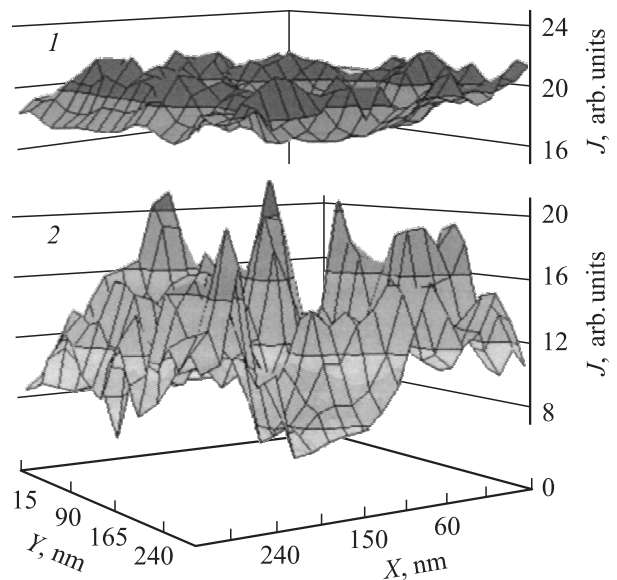


Рис. 5. Распределение плотности туннельного тока (J) в плоскости $p-n$ -перехода при концентрации акцепторов в p -области $N_A = 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и концентрации доноров в n -области $N_D, \text{ см}^{-3}$: 1 — $1 \cdot 10^{19}$, 2 — $1.4 \cdot 10^{18}$.

В результате вычислений были получены карты распределения вероятности туннелирования и плотности туннельного тока в плоскости $p-n$ -перехода. Предполагалось, что плотность туннельного тока пропорциональ-

Разброс средних значений и стандартных отклонений разности потенциалов на границах расчетной области и плотности туннельного тока

Концентрация ионов доноров N_D , см^{-3}	$1.4 \cdot 10^{18}$	$2 \cdot 10^{18}$	$3 \cdot 10^{18}$	$6 \cdot 10^{18}$	$1 \cdot 10^{19}$
Разброс средних значений разности потенциалов, В	0.91–1.01	0.94–1.01	0.97–1.02	0.99–1.03	1.02–1.04
Разброс стандартных отклонений разности потенциалов, В	0.039–0.081	0.044–0.078	0.049–0.075	0.061–0.074	0.065–0.072
Разброс средних значений плотности туннельного тока, отн. ед.	4.2–17.9	7.2–19.9	12.1–20.6	15.5–21.4	17.6–22.3
Разброс стандартных отклонений плотности туннельного тока, отн. ед.	3.9–13.2	5.2–11.9	6.3–10.8	7.1–10.5	7.9–10.4

на вероятности туннелирования. На рис. 5 приведены результаты расчета распределения плотности туннельного тока в плоскости p - n -перехода при концентрации доноров в n -области $1.4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и $1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Концентрация акцепторов в p -области принималась равной $1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Отметим, что на рис. 5 приведено распределение плотности туннельного тока по площади $300 \times 300 \text{ нм}$, в то время как на рис. 4 представлен фрагмент распределения $\Delta\varphi$ по площади $\sim 20 \times 20 \text{ нм}$, соответствующий одному из максимумов в распределении туннельного тока.

В таблице приведены результаты анализа распределений разности потенциалов $\Delta\varphi$ и плотности туннельного тока j при различных уровнях легирования n -области. Концентрация доноров в n -области варьировалась в интервале $1.4 \cdot 10^{18} - 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, концентрация акцепторов в p -области принималась равной $1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Для каждой пары значений концентраций доноров и акцепторов рассчитывались по 10 независимых распределений $\Delta\varphi$ и j . В таблицах приведены границы интервалов, в пределах которых флуктуируют средние значения и стандартные отклонения величины $\Delta\varphi$ и j .

Анализ данных, представленных на рис. 5 и в таблице, показывает, что изменение уровней легирования p - и n -областей влияет на характер распределения как разности потенциалов, так и плотности туннельного тока. При увеличении концентрации доноров в n -области увеличиваются среднее значение разности потенциалов на границах расчетной области и среднее значение плотности туннельного тока, а разброс средних значений разности потенциалов и плотности туннельного тока уменьшается. И то и другое объясняется, с нашей точки зрения, увеличением плотности заряда в ОПЗ p - n -перехода и, как следствие, перекрытием полей, формируемых скоплениями трех и более пар ионов, ответственными за формирование неоднородностей в распределении плотности туннельного тока по площади p - n -перехода. При этом распределения разности по-

тенциалов и плотности туннельного тока по площади p - n -перехода становятся более однородными.

При расчете распределений туннельного тока, представленных на рис. 5, пиковая плотность туннельного тока (достигаемая в местах локализации скоплений пар ионов) поддерживалась постоянной. Видно, что при снижении уровня легирования n -области вероятность формирования и, следовательно, плотность скоплений трех и более пар ионов падает, что вызывает уменьшение средней плотности туннельного тока через p - n -переход (распределение 2 на рис. 5). Оценки показывают, что при концентрации доноров в n -области $N_D \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$ среднее расстояние между скоплениями трех пар ионов возрастает до величины $\sim 20 \text{ мкм}$. При этом среднее значение плотности туннельного тока резко падает, что вызывает смену механизма пробоя p - n -перехода — с туннельного на лавинный, для которого характерны, как уже отмечалось, заметное превышение ширины области обеднения над средним расстоянием между ионами примеси и слабое влияние естественных неоднородностей на развитие пробоя. Отметим, что крупномасштабные неоднородности в распределении тока лавинного пробоя по площади p - n -перехода (так называемые „микроплазмы“, наблюдаемые в виде светящихся точек на поверхности диодной структуры при не очень глубоком залегании p - n -перехода) связывают с макродефектами структуры (сгустки дислокаций, включения второй фазы, например SiO_2 в кремнии) [19].

4. Заключение

Дискретность и случайный характер распределения заряда ионизованных доноров и акцепторов в области обеднения обратносмещенного p - n -перехода ответственны за естественные неоднородности в распределении электрического поля, потенциала и плотности туннельного тока по площади p - n -перехода.

С учетом неоднородностей в распределении легирующих примесей поле в $p-n$ -переходе представлено суммой среднего поля, формируемого всем ансамблем заряженных доноров и акцепторов, и цилиндрических областей более сильного поля, формируемых парами ионов „донор–акцептор“ (или скопления пар), ориентированных преимущественно в направлении нормали к плоскости $p-n$ -перехода и локализованных вблизи границы $p-n$ -перехода. Поперечный размер области сильного поля, формируемого отдельной парой ионов ($d \approx 4-5$ нм), мал по сравнению с длиной волны де Бройля туннелированных частиц, что делает межзонное туннелирование в поле, формируемым отдельной парой ионов, маловероятным. Скопление трех и более пар ионов формирует область сильного поля, более протяженную в латеральной плоскости ($d \geq \lambda_D$), что существенно увеличивает вероятность межзонного туннелирования и соответственно плотность туннельного тока в области скопления. При увеличении концентрации ионизованных доноров и акцепторов распределение плотности туннельного тока по площади $p-n$ -перехода становится более однородным.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 09-02-00898), программ РАН и ФЦП (ГК № 02.740.11.0117).

Список литературы

- [1] K.G. McKay, A. McAfee. *Phys. Rev.* **91**, 1079 (1953).
- [2] C. Zener. *Proc. Roy. Soc. (London)*, **145**, 523 (1934).
- [3] Л.В. Келдыш. *ЖЭТФ*, **33**, 994 (1957); *ЖТФ*, **34**, 962 (1958).
- [4] W. Shockley. *Bull. Am. Phys. Soc.*, **5**, 161 (1960).
- [5] W. Shockley. *Solid-State Electron.*, **2**, 35 (1961).
- [6] В.Б. Бондаренко, С.Н. Давыдов, А.В. Филимонов. *ФТП*, **44**, 44 (2010).
- [7] В.Б. Бондаренко, В.В. Кораблев, Ю.И. Равич. *ФТП*, **38**, 331 (2004).
- [8] D. Arnold, K. Hess. *J. Appl. Phys.*, **61**, 5178 (1987).
- [9] P. Anfer and Mayergoz. *J. Appl. Phys.*, **93**, 46646 (2003).
- [10] J.A. Nixon, J.H. Davies. *Phys. Rev. B*, **41**, 7929 (1990).
- [11] D. Arnold, K. Kim, K. Hess. *J. Appl. Phys.*, **61**, 1456 (1987).
- [12] В.Б. Шмагин, В.П. Кузнецов, К.Е. Кудрявцев, С.В. Оболенский, В.А. Козлов, З.Ф. Красильник. *ФТП*, **44**, 1533 (2010).
- [13] В.А. Кузнецов, Д.Ю. Ремизов, В.Б. Шмагин, К.Е. Кудрявцев, В.Н. Шабанов, С.В. Оболенский, О.В. Белова, М.В. Кузнецов, А.В. Корнаузов, Б.А. Андреев, З.Ф. Красильник. *ФТП*, **41**, 1329 (2007).
- [14] Р. Смит. *Полупроводники* (М., Мир, 1982)ю
- [15] Р. Ньютон. *Теория рассеяния волн и частиц* (М., Мир, 1969).
- [16] В.В. Никольский, Т.И. Никольская. *Электродинамика и распространение радиоволн* (М., Наука, 1989).
- [17] T. Sugano. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **15**, 329 (1976).
- [18] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984).
- [19] И.В. Грехов, Ю.Н. Сереекин. *Лавинный пробой $p-n$ -перехода в полупроводниках* (Л., Энергия, 1980).

Редактор Т.А. Полянская

Natural fluctuations of tunneling current over the reverse-biased silicon $p-n$ junction area

V.A. Kozlov, S.V. Obolensky*, V.B. Shmagin, Z.F. Krasilnik

Institute for Physics of Microstructures,
Russian Academy of Sciences,
603950 Nizhny Novgorod, Russia
*Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod,
603950 Nizhny Novgorod, Russia

Abstract Spatial distributions of electric field, potential and interband tunneling probability over the reverse biased silicon $p-n$ junction area are studied by Monte Carlo simulations. The discreteness and random positions of ionized donors and acceptors are taken into account. Three-dimensional calculations are based on superposition of electric fields produced by pairs „ionized donor–ionized acceptor“. It is shown that accumulation of three or more pairs „ionized donor–ionized acceptor“ in region with dimensions less than one-half of de Broglie wavelength produces an increase in tunneling probability due to the higher local electric field.