

Моделирование приповерхностной протонно-стимулированной диффузии бора в кремнии

© О.В. Александров[¶], В.В. Козловский^{*¶¶}

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет „ЛЭТИ“,
197376 Санкт-Петербург, Россия

* Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,
195251 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 28 июня 2007 г. Принята к печати 6 июля 2007 г.)

Впервые разработана количественная модель приповерхностного перераспределения легирующей примеси в кремнии в процессе протонно-стимулированной диффузии. Согласно модели, приповерхностный пик концентрации примеси обусловлен миграцией к поверхности нейтральных пар примесь–собственный межузельный атом с последующим их распадом и накоплением примеси на поверхности кремния в тонком δ -слое. Следующие в глубь за приповерхностным пиком концентрации области обеднения и обогащения вызваны вытеснением ионизованной примеси электрическим полем из приповерхностной области его проникновения. Поле создается образующимся под действием протонного облучения зарядом пленки естественного оксида на поверхности кремния. Диффузионно-кинетические уравнения для примеси, собственных межузельных атомов, вакансий и пар примесь–собственный межузельный атом решались численно совместно с уравнением Пуассона. Показано количественное соответствие расчетов экспериментальным данным по протонно-стимулированной диффузии примеси бора в приповерхностной области кремния.

PACS: 61.72.Bb, 66.30.Jt, 61.72.Tt, 85.40.Ry

1. Введение

Облучение кремния протонами (H^+) или другими легкими ионами (Ne^+ , Ar^+) приводит к образованию пар Френкеля и избыточных собственных точечных дефектов (СТД) — вакансий и собственных межузельных атомов (СМА). При повышенных температурах облучения ($500\text{--}800^\circ\text{C}$) наблюдается ускоренная протонно-стимулированная диффузия (ПСД) легирующих примесей (В, Р, As, Sb) [1–6], в результате которой в области конца пробега ионов (R_p) наблюдается чередование максимумов и минимумов на концентрационных распределенных примесей [7,8]. Было показано [9], что при низких концентрациях примеси ($C < 10^{18}\text{ см}^{-3}$) в области $x = R_p$ располагается максимум, а при высоких концентрациях ($C > 10^{19}\text{ см}^{-3}$) — минимум. Образование максимума при низких концентрациях примеси объяснялось в рамках вакансионного механизма потоком примеси навстречу потоку вакансий из области их максимальной генерации при $x = R_p$ (восходящая диффузия) [10,11], а также взаимодействием ионов примеси с заряженными дефектами [12]. Образование минимума при высоких концентрациях примеси объяснялось в рамках двухпоточного механизма (медленного по узлам и быстрого по междоузлиям или в виде пар СТД-примесь) диффузией быстрого компонента из области генерации СТД [7,13,14].

Помимо объемного перераспределения примеси в области конца пробега протонов при $x = R_p$ в процессе ПСД с помощью метода вторичной ионной масс-спектропии (ВИМС) в работах [14–16] было об-

наружено также перераспределение легирующей примеси в тонком приповерхностном слое кремния толщиной $\sim 10\text{ нм}$. Приповерхностная ПСД наблюдалась как для акцепторной примеси В [14–16], так и для донорных примесей Р и Sb [16] при достаточно высоких уровнях легирования подложки ($C \approx 10^{19}\text{ см}^{-3}$). В работах [14,15] приповерхностная ПСД не обсуждалась. В работе [16] в качестве возможных причин явления назывались: образование приповерхностного максимума дефектов [17], повышенное поверхностное дефектообразование, а также сток комплексов примесь–вакансия на поверхность. В работе [18] причиной поверхностной ПСД полагалось присутствие в приповерхностной области неких ловушек для радиационных дефектов и примеси. Количественной модели явления предложено не было.

Цель настоящей работы заключалась в разработке количественной модели перераспределения легирующей примеси в приповерхностном слое кремния при высокотемпературном облучении протонами.

2. Модель приповерхностной ПСД

При облучении протонами генерация СТД (вакансий и СМА) происходит не только вблизи максимума распределения при $x = R_p$, но и на всем протяжении пробега при $x < R_p$ [6]. Скорость генерации СТД имеет вид

$$G = G_0 + G_{\max} \exp \left[- \left(\frac{x - R_p}{\sqrt{2}\Delta R_p} \right)^2 \right], \quad (1)$$

где ΔR_p — среднеквадратичный разброс пробегов (страгглинг), G_{\max} — максимальная скорость генерации

[¶] E-mail: Aleksandrov@svs.ru

^{¶¶} E-mail: Kozlovski@tuexp.stu.neva.ru

вакансий при $x = R_p$, $G_{\max} = \frac{j\gamma}{z\sqrt{2\pi\Delta R_p}}$, j — плотность ионного тока, z — заряд иона, $z = 1.6 \cdot 10^{-19}$ Кл, γ — число вакансий, образующихся на один внедренный протон, $\gamma \approx 10$ [6], G_0 — скорость генерации вакансий при $x < R_p$, $G_0 = \frac{j\sigma N_s}{z}$, N_s — концентрация собственных атомов в кремнии, $N_s = 5 \cdot 10^{22}$ см $^{-3}$, σ — сечение образования первичных радиационных дефектов при исходной энергии протонов.

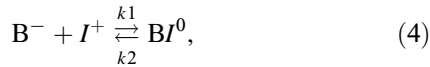
Образующиеся в результате облучения избыточные вакансии (V) и СМА (I) диффундируют к поверхности, являющейся эффективным стоком для STD, и рекомбинируют на дефектах-стоках в объеме кремния. Уравнения диффузии для нейтральных вакансий и СМА с учетом их генерации под действием облучения протонами и их рекомбинации на объемных стоках имеют вид

$$\frac{\partial C_V^0}{\partial t} = D_V^0 \frac{\partial^2 C_V^0}{\partial x^2} + G_V - k_V(C_V^0 - C_{V_{eq}}^0), \quad (2)$$

$$\frac{\partial C_I^0}{\partial t} = D_I^0 \frac{\partial^2 C_I^0}{\partial x^2} + G_I - k_I(C_I^0 - C_{I_{eq}}^0), \quad (3)$$

где x — глубина, t — время, C_V^0 и C_I^0 — концентрации нейтральных вакансий и СМА соответственно, $C_{V_{eq}}^0$ и $C_{I_{eq}}^0$ — их равновесные концентрации, D_V^0 и D_I^0 — коэффициенты диффузии нейтральных вакансий и СМА, G_V и G_I — скорости генерации вакансий и СМА соответственно ($G_V = G_I = G$), k_V и k_I — скорости рекомбинации избыточных вакансий и СМА на объемных стоках, $k_{V,I} = D_{V,I}/L_{V,I}^2$, $L_{V,I}$ — диффузионная длина вакансий и СМА.

При повышенных температурах мишени избыточные STD стимулируют диффузию легирующей примеси — ПСД. Диффузия акцепторной примеси бора в кремнии происходит посредством положительно заряженных и нейтральных STD. Полагаем, что первая составляющая происходит преимущественно по непрямому межузельному механизму с образованием относительно долгоживущих нейтральных пар ионизованного бора с положительно заряженными СМА (B^-I^+) согласно следующей реакции:



где k_1 и k_2 — константы скоростей прямой и обратной реакций. Диффузия бора по этому механизму описывается уравнением диффузии для этих пар с учетом скоростей их образования и распада по реакции (4):

$$\frac{\partial C_F}{\partial t} = D_F \frac{\partial^2 C_F}{\partial x^2} + k_1 C_B C_I^+ - k_2 C_F, \quad (5)$$

где C_F — концентрация пар BI^0 , C_B — концентрация примеси, C_I^+ — концентрация положительно заряженных СМА, D_F — коэффициент диффузии пар BI^0 . При положении уровня положительно заряженного СМА вблизи середины запрещенной зоны концентрация положительно заряженных СМА связана с концентрацией нейтральных СМА простым соотношением:

$C_I^+ = C_I^0 p/n_i$, где p — концентрация дырок, n_i — собственная концентрация носителей заряда. Уравнение диффузии для положительно заряженных СМА с учетом реакции (4) имеет вид

$$\frac{\partial C_I^+}{\partial t} = D_I^+ \frac{\partial^2 C_I^+}{\partial x^2} - k_1 C_B C_I^+ + k_2 C_F, \quad (6)$$

где D_I^+ — коэффициент диффузии положительно заряженных СМА.

Полагаем, что вторая составляющая диффузии примеси посредством нейтральных STD происходит преимущественно по вакансионному механизму в виде отрицательно заряженных короткоживущих пар B^-V^0 . Диффузию по этому механизму будем описывать с помощью уравнения диффузии для примеси с макроскопическим коэффициентом диффузии, пропорциональным относительной концентрации вакансий. Поскольку примесь бора в кремнии ионизована, помимо реакции (4), учитываем влияние на диффузию электрического поля:

$$\begin{aligned} \frac{\partial C_B}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\alpha_V D_B^0 \frac{\partial C_B}{\partial x} \right) + \frac{z \alpha_V D_B^0}{kT} \frac{\partial}{\partial x} \left(C_B \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right) \\ - k_1 C_B C_I^+ + k_2 C_F, \end{aligned} \quad (7)$$

где D_B^0 — коэффициент диффузии примеси по нейтральным вакансиям, α_V — относительное пересыщение по вакансиям, $\alpha_V = C_V^0/C_{V_{eq}}^0$, Φ — электростатический потенциал, k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура.

Полагаем, что электрическое поле в приповерхностном слое кремния возникает вследствие заряжения естественного оксида толщиной 10–20 Å, имеющегося на поверхности кремния, при электронном (неупругом) механизме торможения протонов. Заряд оксида индуцирует равный по величине и противоположный по знаку заряд в кремнии и соответствующее распределение электростатического потенциала по глубине, которое находится из решения уравнения Пуассона:

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} = -\frac{z}{\epsilon \epsilon_0} \left(C_B - 2n_i \operatorname{sh} \frac{\Phi}{kT} \right), \quad (8)$$

где ϵ — относительная диэлектрическая проницаемость кремния, $\epsilon = 11.7$, ϵ_0 — диэлектрическая постоянная, $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-14}$ Ф/см.

Для описания перераспределения примеси вблизи поверхности принципиальными являются граничные условия. Полагаем, что поверхность является эффективным стоком для избыточных СМА и вакансий, а также для нейтральных BI^0 -пар, для которых на поверхности устанавливаются равновесные концентрации:

$$\begin{aligned} C_V(0, t) = C_{V_{eq}}, \quad C_I(0, t) = C_{I_{eq}}, \\ C_F(0, t) = k_F C_B^-(0, t) C_{I_{eq}}^+(0, t). \end{aligned} \quad (9)$$

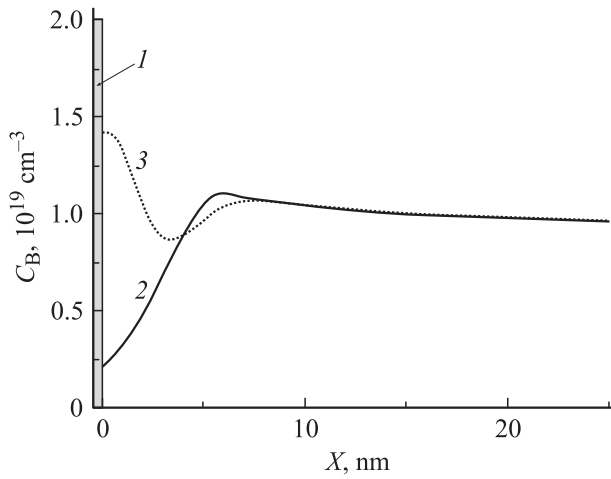


Рис. 1. Приповерхностное перераспределение бора при ПСД: 1 — δ -слой бора на поверхности ($Q_s = 2.4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$), 2 — распределение ионизованного бора по глубине кремния, 3 — уширенное распределение бора при ВИМС измерении ($w = 1.6 \text{ нм}$).

На другом конце области решения при $x = h$ для всех подвижных компонентов полагается отражающая граница:

$$\frac{\partial C_V(h, t)}{\partial x} = \frac{\partial C_I(h, t)}{\partial x} = \frac{\partial C_F(h, t)}{\partial x} = 0. \quad (10)$$

Граничными условиями для уравнения Пуассона является заданное значение потенциала на поверхности (Φ_s) и отсутствие электрического поля в глубине кремния при $x = h^*$ (h^* — глубина проникновения поля, определяемая при каждом времени методом итераций):

$$\Phi(0, t) = \Phi_s; \quad \frac{\partial \Phi(h^*, t)}{\partial x} = 0. \quad (11)$$

Подходящие к поверхности пары VI^0 распадаются, при этом СМА рекомбинируют, а атомы легирующей примеси остаются на поверхности кремния. Количество примеси, вышедшей на поверхность кремния в составе пар VI^0 определяется выражением $Q_s = \int_0^t j_F(0, t) dt$, где $j_F(0, t)$ — поток VI^0 -пар на поверхность; $j_F(0, t) = -D_F \frac{\partial C_F(0, t)}{\partial x}$ по первому закону Фика. Примесь, вышедшая на поверхность, образует тонкий δ -слой и находится в нем в связанном состоянии, более не участвуя в диффузии.

Диффузионно-кинетические уравнения (2), (3), (5)–(7) с граничными условиями (9), (10) и уравнение Пуассона (8) с граничным условием (11) решались совместно численно методом конечных разностей. Пример расчета перераспределения бора вблизи поверхности показан на рис. 1 (условия облучения как в эксперименте [16], $T = 340^\circ\text{C}$, $t = 30 \text{ мин}$). Стрелкой (1) схематично показано накопление бора на поверхности ($Q_s = 2.4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$). Сплошной линией (2) показано распределение бора в кремнии.

При ВИМС измерении в результате перемешивания поверхностного слоя анализируемого образца первичными ионами измеряемое распределение примеси уширяется по сравнению с исходным. Уширение определяется некой функцией $f(x)$, параметрами которой является величина уширения w , зависящая от пробега R_p и страгглинга ΔR_p первичных ионов:

$$C(x) = \int_0^\infty f(x-z)C_0(z)dz, \quad (12)$$

где $C_0(z)$ — исходное распределение примеси. В качестве функции уширения используется обычно функция Гаусса

$$f(x-z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}w} \exp\left[-\frac{(x-z)^2}{2w^2}\right]. \quad (13)$$

Сигнал от примесного δ -слоя на поверхности в результате ВИМС уширения принимает вид гауссиана

$$C(x) = \frac{Q_s}{\sqrt{2\pi}w} \exp\left[-\frac{x^2}{2w^2}\right] \quad (14)$$

и воспринимается как приповерхностное накопление примеси. Профиль бора, уширенный при ВИМС измерении в соответствии с (12)–(14) при параметре уширения $w = 1.6 \text{ нм}$, показан на рис. 1 точечной линией (3).

3. Параметры модели

Коэффициент диффузии бора по нейтральным СТД определен Фэйром [19] и используется в программах физико-технологического моделирования SUPREM, TSUPREM, $D_B^0 = 0.037 \exp(-3.46/kT) \text{ см}^2/\text{с}$. Энергия миграции вакансий в кремнии определена Уоткинсом [20], $E_{mV} = 0.33 \text{ эВ}$. Коэффициент диффузии вакансий $D_V^0 = D_{V0} \exp(-E_{mV}/kT)$, где $D_{V0} = a^2\nu/6$, a — межатомное расстояние в решетке кремния, $a = 2.35 \text{ \AA}$, ν — частота колебаний атомов в решетке кремния, $\nu = 10^{12} \text{ с}^{-1}$, $D_{V0} = 9.2 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2/\text{с}$. Равновесная концентрация вакансий бралась из работы Мастерса и Гороя [4], $C_{V,eq}^0 = 5 \cdot 10^{25} \exp(-3.66/kT) \text{ см}^{-3}$. Коэффициент диффузии СМА определен Броннером [21], $D_I^0 = 3.75 \cdot 10^{-9} \times \exp(-0.13/kT) \text{ см}^2/\text{с}$ (полагаем $D_I^+ = D_I^0$). Равновесная концентрация СМА определялась из D_I и известного произведения $D_I C_I = 4.57 \cdot 10^{25} = \exp(-4.84/kT) \text{ см}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ [22], $C_{I,eq}^0 = 1.22 \cdot 10^{34} \times \exp(-4.71/kT) \text{ см}^{-3}$.

Константа скорости прямой реакции (4) образования пары VI^0 при диффузионном ограничении определяется соотношением $k_1 = 4\pi r D_I$, где r — радиус взаимодействия компонентов пары, принимаем $r = a = 2.35 \cdot 10^{-8} \text{ см}$. Константа скорости обратной реакции k_2 определялась по константе равновесия

реакции (4), определенной одним из авторов [23], $k_{12} = 9.4 \cdot 10^{-22} \exp(0.17/kT) \text{ см}^3$, $k_2 = k_1/k_{12}$.

Значения скоростей рекомбинации вакансий, $k_V = D_V/L_V^2$, и СМА, $k_I = D_I/L_I^2$, определяются соответствующими диффузионными длинами СТД — L_V и L_I , которые вместе со скоростью генерации G задают концентрации избыточных СТД и пересыщения по вакансиям и СМА соответственно. Найденные значения $L_V = 0.05 \text{ мкм}$ и $L_I = 0.01 \text{ мкм}$ лежат в диапазоне литературных данных [5,6].

Величина коэффициента диффузии пар VI^0 D_F вместе с параметром уширения w ВИМС профиля определяют высоту ППК. Найдено $D_F = 8.3 \cdot 10^{-9} \exp(-0.41/kT) \text{ см}^2/\text{с}$, $w = 1.6 \text{ нм}$. Положение и величина приповерхностного обеднения, а также следующего за ним накопления определяются поверхностным потенциалом Φ_s или зарядом, наведенным в оксиде, которые находились по наилучшему соответствию расчетных профилей с экспериментальными.

4. Сравнение расчетов с экспериментом

Результаты расчетов сравнивались с экспериментальными данными работы [16] по перераспределению примеси бора в однородно легированных слоях кремния до уровня $\sim 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Облучение проводилось ионами H_2^+ плотностью тока $2 \text{ мкА}/\text{см}^2$ с энергией 50 кэВ в течение 30 мин при температурах $340, 520$ и 700°C . При $E(\text{H}^+) = 0.5 \cdot E(\text{H}_2^+) = 25 \text{ кэВ}$ имеем $R_p = 0.29 \text{ мкм}$, $\Delta R_p = 0.08 \text{ мкм}$ [24], $\sigma = 5 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ [25]. Концентрационные профили распределения примеси по глубине измерялись методом ВИМС на установке Самеса IMS-300. Первичными служили ионы O_2^+ с энергией 5.5 кэВ , падающие на поверхность образца под углом $\varphi = 30^\circ$ к нормали. При $E(\text{O}^+) = 0.5 \cdot E(\text{O}_2^+) = 2.75 \text{ кэВ}$ имеем $R_p(\text{O}^+) = 7.4 \text{ нм}$, $\Delta R_p(\text{O}^+) = 5.2 \text{ нм}$ [24], а с учетом $\cos \varphi$ — 6.4 и 4.5 нм соответственно.

Экспериментальные распределения бора по глубине после протонного облучения из работы [16], нормированные на исходную концентрацию бора в слое ($C_0 = 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$), приведены на рис. 2, *a–c* (сплошные кривые). Нормировка проводилась из условия

$$k \int_0^h I(x) dx = \int_0^h C(x) dx = C_0 h,$$

где k — нормировочный коэффициент, $I(x)$ — интенсивность ВИМС-сигнала, h — толщина анализируемого слоя.

Особенностью распределений примеси после ПСД является наличие на них приповерхностного накопления или пика концентрации (ППК). ППК имеют одинаковую ширину, независимую от температуры облучения, и хорошо описываются гауссовой функцией (14) с параметром $w = 1.6 \text{ нм}$ (рис. 2, *a–c*, точечные кривые).

Найденная величина уширения составляет ~ 0.25 от проекции пробега на нормаль к поверхности и ~ 0.35 от страгглинга первичных ионов O_2^+ . Отметим, что указанные соотношения между уширением, пробегом и страгглингом

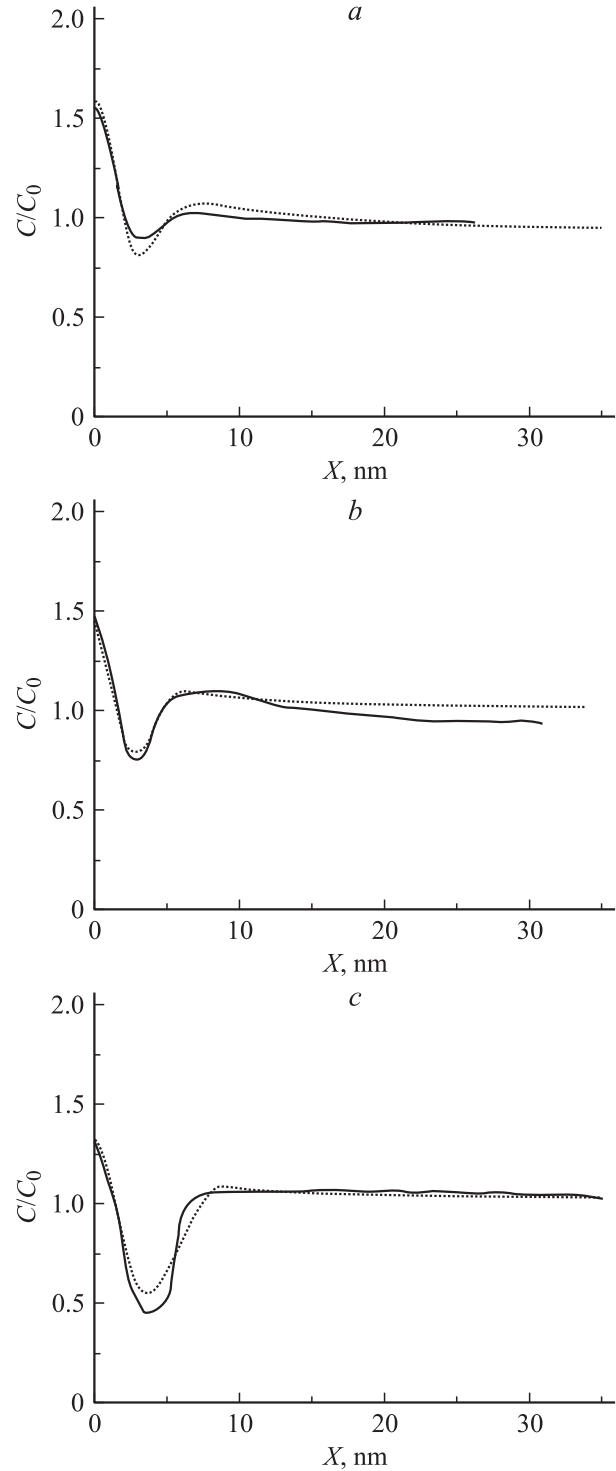


Рис. 2. Распределения бора по глубине при температурах протонного облучения, $^\circ\text{C}$: *a* — 340 , *b* — 520 , *c* — 700 . Сплошные линии — эксперимент [16], точечные линии — расчет при поверхностном потенциале, В (заряде оксида, см^{-2}): *a* — 0.12 ($1.9 \cdot 10^{12}$), *b* — 0.13 ($2.0 \cdot 10^{12}$), *c* — 0.20 ($2.2 \cdot 10^{12}$).

глингом хорошо соответствуют литературным данным по ВИМС уширению резких прямоугольных профилей при сходных экспериментальных условиях [26].

Другой особенностью экспериментальных профилей является следующий за ППК минимум, углубляющийся с увеличением температуры облучения. В рамках настоящей модели образование приповерхностной области обеднения связывается с вытеснением отрицательно заряженных ионов примеси бора из области проникновения электрического поля, ширина которого (h^*) возрастает с увеличением поверхностного потенциала Φ_s . Электрическое поле в полупроводнике наводится зарядом, образованным в естественном оксиде на поверхности кремния под действием протонного облучения. Расчеты показывают (рис. 2, *a-c*, точечные кривые), что для объяснения наблюдаемого эффекта перераспределения примеси бора достаточно появления отрицательного заряда в оксиде величиной $Q_{ox} = -(1.9-2.2) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, создающего на поверхности кремния потенциал $\Phi_s = 0.12-0.20 \text{ В}$.

Следующее за областью обеднения накопление образовано примесью, вытесненной из области проникновения электрического поля. Крутизна спада концентрации в глубь от этой области определяется коэффициентом диффузии примеси, увеличиваясь с его уменьшением при понижении температуры облучения. Как видно из рис. 2, *a-c*, расчетные (точечные) кривые отражают эту тенденцию.

5. Обсуждение результатов

Предложенная модель позволяет описать все характерные особенности приповерхностного перераспределения примеси бора при протонном облучении: ППК на поверхности кремния, обеднение в приповерхностной области и последующее накопление, спадающее с глубиной. Указанные особенности наблюдались в работах Барюша с соавт. [14,15] при других условиях протонного облучения ($E(H^+) = 250 \text{ кэВ}$, $j = 0.32 \text{ мкА/см}^2$, температура облучения $T = 600-800^\circ\text{C}$, время облучения $t = 20-60 \text{ мин}$). Однако в отличие от результатов работы [16] на рис. 2 работы [25] величина ППК была меньше исходного уровня легирования ($C_0 = 8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$), а на рис. 2 работы [14] при тех же условиях облучения ППК на ВИМС распределениях бора вообще не наблюдались.

Согласно предложенной модели, величина ППК определяется количеством VI^0 -пар, вышедших на поверхность, которая при одинаковом уровне легирования определяется концентрацией избыточных СМА. Уменьшение величины ППК в работах [14,15] можно объяснить тем, что при увеличении энергии протонов уменьшается сечение образования первичных радиационных дефектов ($\sigma = 5 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$ при $E(H^+) = 250 \text{ кэВ}$ [15]). Кроме того, величина ППК, по-видимому, может зависеть от состояния поверхности кремния, способов ее подготовки и очистки, влияющих на толщину и качество

естественного оксида и тем самым на скорость поверхностной рекомбинации избыточных СМА и VI^0 -пар. Не наблюдается ППК и при понижении уровня легирования до $C_0 = 1.3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (см. рис. 4 работы [15]), что объясняется уменьшением концентрации VI^0 -пар, выходящих на поверхность.

Приповерхностное перераспределение примеси при протонном облучении наблюдается также и для донорных примесей Р и Sb [16] и имеет те же характерные особенности, что и для акцепторной примеси бора. Согласно предложенной модели, приповерхностное обеднение со следующей за ним областью накопления связано с оттеснением примеси от поверхности под действием электрического поля заряда, наведенного в естественном диоксиде кремния. Оттеснение от поверхности положительных ионов донорной примеси должно происходить под действием положительного заряда оксида. По всей вероятности, на знак наведенного в оксиде заряда влияет знак ионов примеси, выходящих на поверхность в составе нейтральных пар примесь-СМА. В пользу этого предположения свидетельствует примерное равенство расчетных значений заряда, наведенного в оксиде ($1.9 \cdot 10^{12}-2.2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$), и количества VI^0 -пар, вышедших на поверхность ($Q_s = 2.3 \cdot 10^{12}-2.4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$).

6. Заключение

Впервые разработана количественная модель приповерхностного перераспределения легирующей примеси в процессе протонно-стимулированной диффузии. Согласно модели приповерхностный пик концентрации примеси обусловлен миграцией к поверхности нейтральных пар примесь-СМА с последующим их распадом и накоплением примеси на поверхности кремния в тонком δ -слое в связанном состоянии. Следующие за ППК области обеднения и обогащения примесью связаны с вытеснением отрицательно заряженных ионов бора из области проникновения электрического поля. Последнее создается зарядом пленки естественного оксида на поверхности кремния, образующимся под действием протонного облучения. Диффузионно-кинетические уравнения модели для примеси, собственных межузельных атомов, вакансий и пар примесь-СМА решались численно совместно с уравнением Пуассона. Показано количественное соответствие расчетов экспериментальным данным по приповерхностной ПСД примеси бора в кремнии.

Список литературы

- [1] P. Baruch, C. Constantin, J.C. Pfister, R. Saintesprit. Disc. Faraday Soc., **31**, 86 (1961).
- [2] R.L. Minear, D.G. Nelson, J.F. Gibbons. J. Appl. Phys., **43** (8), 3468 (1972).

- [3] S.M. Myers, D.E. Amos, D.K. Brice. *J. Appl. Phys.*, **47** (5), 1812 (1976).
- [4] B.J. Masters, E.F. Gorey. *J. Appl. Phys.*, **49** (5), 2717 (1978).
- [5] Т.Д. Джафаров. *Радиационно-стимулированная диффузия в полупроводниках* (М., Энергоатомиздат, 1991).
- [6] В.В. Козловский. *Модифицирование полупроводников пучками протонов* (СПб., Наука, 2003).
- [7] P. Baruch. *Inst. Phys. Conf. Ser.*, **31**, 126 (1977).
- [8] W.K. Chu, R.H. Kastl, R.F. Lever, S. Mader, B.J. Masters. *Phys. Rev. B*, **16** (9), 3851 (1977).
- [9] В.В. Козловский, В.Н. Ломасов, Г.М. Гурьянов, А.П. Коварский. *ФТП*, **16** (11), 2089 (1982).
- [10] M. Kurata, Y. Morikawa, K. Nagaki, H. Kuroda. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **12** (3), 472 (1973).
- [11] W. Akutagava, H.L. Dunlap, R. Hart, O.J. Marsh. *J. Appl. Phys.*, **50** (2), 777 (1979).
- [12] V.V. Kozlovski, V.N. Lomasov, L.S. Vlasenko. *Rad. Eff.*, **106**, 37 (1988).
- [13] Г.А. Качурин, Г.В. Гадияк, В.И. Шатров, И.Е. Тыщенко. *ФТП*, **26** (11), 1977 (1992).
- [14] P. Baruch, S. Loualiche, C. Lukas, J.P. Gailliard, J.C. Pfister, R. Truche. *Радиационная физика полупроводников и родственных материалов* (Тбилиси, 1980).
- [15] S. Loualiche, C. Lukas, P. Baruch, J.P. Gailliard, J.C. Pfister. *Phys. Status Solidi A*, **69**, 663 (1982).
- [16] В.В. Козловский, В.Н. Ломасов. *ФТП*, **18** (5), 956 (1984).
- [17] И.А. Аброян, А.И. Андронов, А.И. Титов. *Физические основы электронной и ионной технологии* (М., Высш. шк., 1984).
- [18] A.V. Kondrachuk. *Phys. Status Solidi A*, **112**, 411 (1989).
- [19] R.B. Fair. In: *Impurity doping processes in silicon*, ed. by F.F.Y. Wang (N.Y., 1981).
- [20] G.D. Watkins. *J. Phys. Soc. Japan*, **18** (Suppl. II), 22 (1963).
- [21] G.B. Bronner, J.D. Plummer. *Appl. Phys. Lett.*, **46** (5), 510 (1985).
- [22] U. Gösele, A. Plössl, T.Y. Tan. In: *Process Physics and Modeling in Semiconductor Technology*, ed. by G.R. Srinivasan, C.S. Murthy and S.T. Dunham (N.Y., 1996).
- [23] О.В. Александров. *ФТП*, **38** (3), 270 (2004).
- [24] А.Ф. Буренков, Ф.Ф. Комаров, М.А. Кумахов, М.М. Тёмкин. *Таблицы параметров пространственного распределения ионно-имплантированных примесей* (Минск, Изд-во БГУ, 1980).
- [25] Дж. Корбетт, Ж. Бургуэн. Дефектообразование в полупроводниках. В сб.: *Точечные дефекты в твердых телах*, пер. под ред. Б.И. Болтакса, Т.В. Машовец и А.Н. Орлова (М., Мир, 1979) с. 9. [J.W. Corbett, J.C. Bourgoin. Defect creation in semiconductors. In: *Point Defects in Solids, 2. Semiconductors and Molecular Crystals*, ed. by J.H. Crawford, L.M. Slifkin (London, N.Y., Plenum Press, 1975) p. 1].
- [26] B.R. Chakraborty. *Appl. Surf. Sci.*, **221**, 143 (2004).

Редактор Л.В. Беляков

Modeling of near-surface proton-stimulated diffusion of boron in silicon

O.V. Aleksandrov, V.V. Kozlovski

St. Petersburg State Electrotechnical University „LETI“,
197376 St. Petersburg, Russia

* St. Petersburg State Polytechnical University,
195251 St. Petersburg, Russia

Abstract A quantitative model of near-surface redistribution of a dopant impurity in silicon during process of proton-stimulated diffusion for the first time is developed. According to model, the near-surface concentration peak of an impurity is caused by migration of neutral pairs impurity-self-interstitial atom to the surface with their subsequent decomposition and accumulation of the impurity on the silicon surface in a thin δ -layer. Following for in depth near-surface concentration peak a depleted and accumulated by an impurity areas are caused by displacement of the impurity ions by an electrical field from near-surface area of its penetration. The field creates under action of proton irradiation by charging of a natural oxide film on the silicon surface. Diffusion-kinetic equations for impurity, self-interstitials, vacancies and impurity-self-interstitial pairs were solved numerically using the Poisson equation. The quantitative conformity of accounts to experimental data on proton-stimulated diffusion of boron impurity in near-surface area of silicon is shown.