

УДК 621.315.592

# Моделирование неоднородной по объему преципитации кислорода в кремнии

© С.В. Булярский, В.В. Светухин, О.В. Приходько

Ульяновский государственный университет,  
432700 Ульяновск, Россия

(Получена 20 июля 1998 г. Принята к печати 5 апреля 1999 г.)

Предложена теоретическая модель преципитации точечных дефектов в кристаллах, которая обобщает известную модель Хэма. Использование данной теории позволило описать кинетику преципитации кислорода в кремнии, определить кинетику изменения средних геометрических размеров скоплений. Разработана теоретическая модель неоднородной по объему преципитации, которая может быть использована для описания процессов внутреннего геттерирования и создания диэлектрических слоев в объеме кремния.

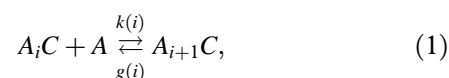
## 1. Введение

Преципитация кислорода лежит в основе таких технологических процессов, как внутреннее геттерирование [1,2] и создание диэлектрических слоев в объеме кристалла [3]. В работе [4] был предложен метод моделирования процесса преципитации, основанный на решении уравнения Фоккера–Планка (ФП) для функции распределения скоплений по размерам. Данный подход был в дальнейшем развит в работах [5] и [6]. В них был использован комбинированный метод моделирования, основанный на решении дифференциальных уравнений для кластеров малых размеров и уравнения ФП для скоплений большого размера. Далее будет показано, что в этих работах [4–6] неудачен выбор формы кинетических коэффициентов, которые определялись из условия, что рост преципитата ограничен скоростью реакции присоединения мономеров на поверхности кластера. Однако в работах [7–10], например, показано, что рост кислородных преципитатов описывается теорией Хэма, которая использует иную модель: рост преципитатов ограничен диффузией мономеров. В то же время теория Хэма не может быть использована для описания неоднородной по объему преципитации. В данной работе этот недостаток устраняется: предложенная модель обобщает теорию Хэма на случай неоднородной по объему преципитации и позволяет моделировать важные технологические процессы.

## 2. Теория распада твердых растворов

В данной работе предполагается, что кинетика роста скоплений точечных дефектов определяется их геометрией и практически не зависит от внутренней структуры. Поэтому в дальнейшем мы не будем проводить резкой границы между кластерами и преципитатами.

Рассмотрим кинетику роста скоплений, проходящую по следующей обратимой схеме:



где  $k(i)$  и  $g(i)$  — кинетические коэффициенты скоростей захвата и выброса мономера для центра зарождения, присоединившего  $i$  частиц.

Эта модель соответствует росту преципитатов на центрах зарождения  $C$  с концентрацией  $N_C$ . Будем считать, что данная концентрация не изменяется с течением времени и может быть определена экспериментально.

Учитывая важность выбора формы кинетических коэффициентов, остановимся на этом подробнее. Кинетические коэффициенты должны включать две стадии процесса: диффузионную и реакцию. Так как эти стадии протекают последовательно, кинетический коэффициент имеет вид

$$k(i) = \frac{V}{\tau^{\text{dif}}(i) + \tau^{\text{reac}}(i)}, \quad (2)$$

где  $V$  — единичный объем,  $\tau^{\text{dif}}(i)$ ,  $\tau^{\text{reac}}(i)$  — среднее время, которое частица затратит на диффузию к кластеру и неприсоединение к нему.

Диффузионное слагаемое может быть найдено из хорошо известного соотношения Смолуховского [11]

$$\frac{V}{\tau^{\text{dif}}(i)} = 4\pi R(i)D, \quad (3)$$

где  $D$  — коэффициент диффузии мономера,  $R(i)$  — радиус скопления из  $i$  частиц. В работе [12] показано, что зависимость радиуса от числа частиц в кластере можно представить в виде

$$R(i) = b(i + m)^\alpha, \quad (4)$$

где  $b$  — величина порядка расстояния между частицами в скоплении. Величина  $m$  определяется из условия, что размер центров зарождения равен  $R(0) = bm^\alpha$ . Значение параметра  $\alpha$  определяется из простых геометрических соображений (см. таблицу).

Зависимость параметров  $\alpha$  и  $\beta$  от геометрии кластеров

Геометрия кластера		$\alpha$	$\beta$	$\frac{\alpha}{1-\alpha}$	$\frac{\beta}{1-\beta}$
Сфера		1/3	2/3	1/2	2
Фрактальный кластер размерности $D_F$		$1/D_F$	$\frac{D_F+1}{2D_F}$	$\frac{1}{D_F-1}$	$\frac{D_F+1}{D_F-1}$
Диск, диаметр $D$ , толщина $d$ ( $D \ll d$ )	$d = \text{const}$	1/2	1	1	*
	$d/D = \text{const}$	1/3	2/3	1/2	2
Цилиндр, диаметр $d$ , длина $L$ ( $d \ll L$ )	$d = \text{const}$	1	1	*	*
	$d/L = \text{const}$	1/3	2/3	1/2	2
Рост кластеров на стоках неограниченной емкости		0	0	0	0

Примечание. \* Данному случаю соответствует не степенной закон.

Время, затраченное частицей на реакционное присоединение, равно [13]

$$\tau_{\text{реac}}(i) = \frac{S(i)D}{r_0} \exp\left\{-\frac{E(i)}{kT}\right\}, \quad (5)$$

где  $E_i$  — энергия активации захвата частицы на кластер из  $i$  частиц,  $r_0$  — период решетки,  $S(i)$  — площадь поверхности кластера,

$$S(i) = 4\pi b^2(i+m)^\beta. \quad (6)$$

Значения параметра  $\beta$  для скоплений различной геометрии представлены в таблице.

Выражения (3), (4) позволяют найти общий вид кинетического коэффициента:

$$k(i) = \frac{4\pi DR(i)}{1 + [4\pi R(i)r_0/S(i)] \exp\{E(i)/kT\}} = \frac{4\pi Db(i+m)^\alpha}{1 + (r_0/b)(i+m)^{\alpha-\beta} \exp\{E(i)/kT\}}. \quad (7)$$

Если  $E(i) < kT \ln[b(i+m)^{\beta-\alpha}/r_0]$ , то процесс роста скоплений определяется диффузией:

$$k(i) = 4\pi DR(i) = 4\pi Db(i+m)^\alpha. \quad (8)$$

В случае, если знак неравенства меняется на противоположный, время преодоления энергетического барьера определяет форму кинетических коэффициентов:

$$k(i) = \frac{S(i)D}{r_0} \exp\left\{-\frac{E(i)}{kT}\right\} = \frac{4\pi b^2(i+m)^\beta D}{r_0} \exp\left\{-\frac{E(i)}{kT}\right\}. \quad (9)$$

Кинетический коэффициент в виде (9) использовался в работах [4–6], однако там рассматривались только сферические преципитаты.

Для описания процесса, проходящего по схеме (1), используется уравнение ФП [4,14]:

$$\frac{\partial C(i,t)}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial i} [k(i)N(t) - g(i)]C(i,t) + \frac{\partial^2}{2\partial i^2} [k(i)N(t) + g(i)]C(i,t), \quad (10)$$

где  $C(i,t)$  — концентрация центров зарождения, присоединивших  $i$  частиц. Из принципа детального равновесия вытекает связь между кинетическими коэффициентами

$$g(i) = k(i-1)N_E C_E(i-1)/C_E(i) \approx k(i)N_E.$$

Кроме того, в любой момент времени для системы, описываемой схемой (1), выполняются законы сохранения центров зарождения и общего числа частиц в системе. Данные законы позволяют найти среднее число частиц на центрах зарождения  $\langle i \rangle$ :

$$\langle i \rangle = \frac{\int_{i=0}^{\infty} iC(i,t)di}{\int_{i=0}^{\infty} C(i,t)di} = \frac{n(0) - N(t)}{N_C}. \quad (11)$$

## 2.1. Преципитация, ограниченная диффузией

В этом случае кинетические коэффициенты определяются формулой (8). Для математического ожидания  $\langle i(t) \rangle$  можно использовать так называемое макроскопическое уравнение [14]

$$\frac{d\langle i \rangle}{dt} = k_D(N - N_E) [\langle i(t) \rangle + m]^\alpha, \quad (12)$$

где  $k_D = 4\pi Db$ .

Формулы (11) и (12) позволяют записать дифференциальное уравнение, описывающее изменение концентрации в процессе распада твердого раствора:

$$\frac{dN(t)}{dt} = -k_D N_C^{1-\alpha} [N(t) - N_E] \times \{N(0) + mN_C - N(t)\}^\alpha. \quad (13)$$

Уравнение (13) имеет точное решение:

$$t = C + {}_2F_1\left(\alpha, \alpha, 1 + \alpha, -\frac{N(0) + mN_C - N_E}{N_E - N}\right) \times \left(\frac{N(0) - N + mN_C}{N_E - N}\right)^\alpha \frac{[N(0) - N + mN_C]^{-\alpha}}{k_D N_C^{1-\alpha}}, \quad (14)$$

$$C = -{}_2F_1\left(\alpha, \alpha, 1 + \alpha, -\frac{N(0) + mN_C - N_E}{N_E - N(0)}\right) \times \left(\frac{mN_C}{N_E - N(0)}\right)^\alpha \frac{(mN_C)^{-\alpha}}{k_D N_C^{1-\alpha}}. \quad (15)$$

Здесь  ${}_2F_1$  — гипергеометрическая функция.

Для практических целей удобнее пользоваться аппроксимациями, описывающими начальный и конечный этапы преципитации:

$$\frac{N(t) - N_E}{N(0) - N_E} = \exp\left\{-N_C\{(1 - \alpha)[N(0) - N_E]^\alpha k_D t + (s)^{1-\alpha}\}^{\frac{1}{1-\alpha}} - s\right\}, \quad (16)$$

$$N(t) - N_E = A \exp\left\{-N_C^{1-\alpha}[N(0) + mN_C - N_E]^\alpha k_D t\right\}, \quad (17)$$

где  $s = mN_C/[N(0) - N_E] = m/\langle i \rangle_E$ , константа  $A$  определяется из эксперимента. Величина  $\langle i \rangle_E$  в соответствии с (11) представляет собой равновесное среднее число частиц на центрах зарождения.

Если пренебречь начальным размером выделений ( $m = 0$ ), то кинетика уменьшения концентрации мономеров на первом этапе распада твердого раствора имеет вид

$$\frac{N(t) - N_E}{N(0) - N_E} = \exp\left\{-N_C\{(1 - \alpha) \times [N(0) - N_E]^\alpha k_D t\}^{\frac{1}{1-\alpha}}\right\}, \quad (18)$$

где  $\alpha \in [0, 1)$ . Из уравнения (18) вытекают формулы, найденные Хэмом на основе уравнений диффузии [15–17].

Для случая  $\alpha = 1$  уравнение (13) можно решить точно:

$$\frac{N(t) - N_E}{N(0) - N_E} = \frac{C_1}{N(0) - N_E + (mN_C - N_E) \exp\{C_1 k_D t\}}, \quad (19)$$

где  $C_1 = N(0) + mN_C - 2N_E$ .

Сопоставление уравнений (11) и (18) позволяет проследить закономерность изменения среднего числа частиц в кластерах и их средний геометрический размер на начальной стадии распада твердого раствора:

$$\langle i \rangle \sim t^{\frac{1}{1-\alpha}}, \quad \langle R \rangle \sim \langle i \rangle^\alpha \sim t^{\frac{\alpha}{1-\alpha}}. \quad (20)$$

### 2.2. Преципитация, ограниченная скоростью реакции присоединения

Данная задача существенно упрощается, если сделать предположение, что энергетический барьер захвата частицы на преципитат не зависит от его размера:  $E_i = E_0 = \text{const}$ .

Тогда выражение для кинетического коэффициента (9) примет вид

$$k_i = 4\pi D \exp\left\{-\frac{E_0}{kT}\right\} \frac{b^2}{r_0} (i + m)^\beta. \quad (21)$$

В этом случае могут быть использованы результаты, полученные в предыдущем разделе. Достаточно изменить в этих формулах  $\alpha$  на  $\beta$  и  $k_D$  на  $k_R = 4\pi D \exp\{-E_0/kT\} (b^2/r_0)$ .

Тогда начальный и конечный этапы преципитации будут описываться формулами

$$\frac{N(t) - N_E}{N(0) - N_E} = \exp\left\{-N_C\{(1 - \beta)[N(0) - N_E]^\beta k_R t\}^{\frac{1}{1-\beta}}\right\}, \quad \langle R \rangle \sim t^{\frac{\beta}{1-\beta}}; \quad (22)$$

$$N(t) - N_E = A \exp\left\{-N_C^{1-\beta}[N(0) + mN_C - N_E]^\beta k_R t\right\}. \quad (23)$$

Степенная зависимость изменения размера скоплений позволяет диагностировать механизм их образования. Показатели степени для реакционного и диффузионного механизма образования кластеров различной геометрии приведены в таблице.

Для случая сферических выделений эта задача была рассмотрена Тарнболлом [18]. Его результат можно получить из (22), если положить  $\beta = 2/3$ . Заметим, что законы, по которым уменьшается концентрация мономеров в случае преципитации, ограниченной диффузией и скоростью реакции на поверхности, различные.

### 3. Исследование кинетики преципитации кислорода в кремнии

В предыдущем разделе была предложена микроскопическая модель распада твердых растворов. Для проверки данной теории нами был проведен эксперимент по отжигу бездислокационного кремния в атмосфере азота. Использовались пластины кремния, выращенного по Чохральскому,  $n$ -типа (8 Ом·см), с начальным содержанием кислорода  $1.4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ .

Концентрация межузельного кислорода в кремнии регистрировалась по изменению коэффициента поглощения в максимуме полосы вблизи 9 мкм при температуре 300 К [1]. Кинетика уменьшения концентрации кислорода при трех температурах отжига приведена на рис. 1.

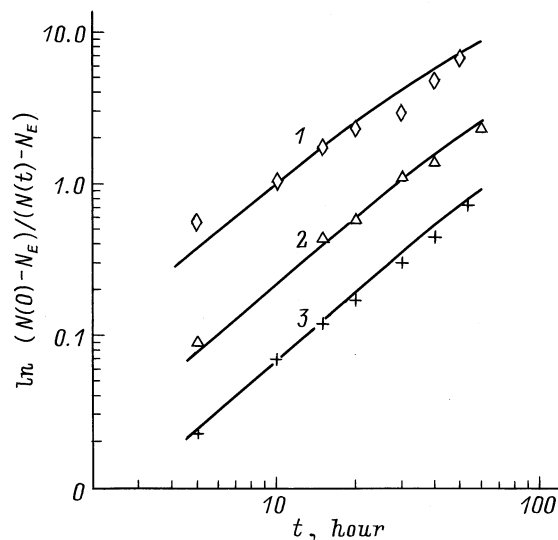


Рис. 1. Кинетика изменения концентрации межузельного кислорода в кремнии. Линии — численный расчет по формуле (13). Температуры отжига, °C: 1 — 1100, 2 — 950, 3 — 850.

Температурная зависимость концентрации центров зарождения  $N_C$  была определена по данным микроскопических наблюдений. Считалось, что концентрация центров зарождения равна концентрации центров выделения на конечной стадии распада. Полученный нами результат находился в хорошем согласии с данными микроскопических наблюдений [1]:

$$N_C = 0.15 \exp\{2.65/kT\}, \text{ см}^{-3}. \quad (24)$$

Существует несколько различных мнений об их природе. Считается, что центры зарождения могут образовываться как на дефектах решетки (гетерогенный механизм [19]), так и при объединении нескольких близлежащих атомов межузельного кислорода (гомогенное зародышеобразование [20]).

Рассмотрим гомогенную схему преципитации, реализуемую последовательным присоединением мономеров. Учитывая, что устойчивыми являются только скопления размера  $m$  (центры зарождения), можно использовать следующее приближение для закона сохранения мономеров:  $N(0) \approx N + mN_m$ . Тогда закон действующих масс записывается следующим образом:

$$N_C \equiv N_m = \frac{[N(0) - mN_C]^m}{N_f^{m-1}} \exp\{-E_m/kT\}, \quad (25)$$

где  $m$  — число атомов кислорода в зародыше,  $N(0)$  — начальная концентрация межузельного кислорода,  $N_f = 5 \cdot 10^{22}$  — число междоузлий в единице объема кристалла кремния,  $E_m$  — энергия образования комплекса из  $m$  частиц.

Сопоставление выражений (24) и (25) дает значение  $m = 5$ , т.е. в этой модели центр зарождения состоит из пяти атомов кислорода.

Равновесную концентрацию мономеров  $N_E$  определяли из экспериментальных кинетических кривых в области больших времен. Из четырех параметров уравнения (13) реально приходится подбирать только один параметр  $k_D$ .

Найденные значения параметров хорошо описывают экспериментальные данные по уменьшению концентрации межузельного кислорода в ходе преципитации (рис. 1).

Экспериментальные данные при разных температурах позволяют найти температурную зависимость данного кинетического коэффициента:

$$k_D = 3.08 \cdot 10^{-8} \exp\{-2.44/kT\}, \text{ см}^3/\text{с}. \quad (26)$$

Энергия активации в выражении (26) равна энергии активации диффузии межузельного кислорода в кремнии [21]. Если принять модель работ [4–6], в соответствии с которыми рост преципитатов ограничивается реакцией поверхностного присоединения, то экспериментально найденные энергии активации температурного коэффициента должны быть больше на энергию активации присоединения. Таким образом, модель, принятая в работах [4–6], противоречит эксперименту.

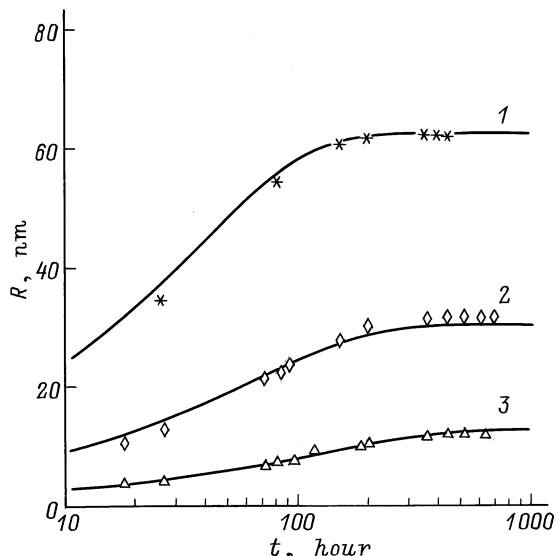


Рис. 2. Кинетика изменения среднего радиуса преципитатов. Линии — численный расчет по формулам (13) и (28), точки — данные работы [22]. Температуры отжига, °C: 1 — 900, 2 — 700, 3 — 600.

Так как реализуется диффузионная модель, то можно найти коэффициент диффузии:  $D = k_D/4\pi b$ . Параметр  $b = 2.5 \text{ \AA}$  можно оценить из плотности фазы  $\text{SiO}_2$ . Полученное значение

$$D = 0.05 \exp\{-2.44/kT\}, \text{ см}^2/\text{с} \quad (27)$$

хорошо согласуется с данными других авторов [21].

Решая численно уравнение (13) совместно с (11), можно вычислить средний радиус в любой момент времени:

$$R(t) = \sqrt[3]{\frac{3b^3 \langle i(t) \rangle}{4\pi}}. \quad (28)$$

На рис. 2 приведено сравнение радиуса, найденного с помощью формул (11), (13), (28), с данными работы [22]. Собранные в статье [9] экспериментальные данные по изменению среднего радиуса преципитатов от времени при различных температурах показывают, что на начальном этапе преципитации его увеличение происходит по закону  $R(t) \sim t^2$ , что согласуется с формулой (20) и также подтверждает диффузионный механизм образования кислородных преципитатов.

#### 4. Неоднородная по объему преципитация

Простейшая модель, объясняющая эффект внутреннего геттерирования, основана на решении одномерного диффузионного уравнения [1]. Однако одновременно с диффузией происходит преципитация кислорода, так как эти два процесса неразрывно связаны между собой. Поэтому к диффузионному уравнению следует добавить

член, ответственный за кислородную преципитацию:

$$\begin{cases} \frac{\partial N(x, t)}{\partial t} = -k_0 N_C [N(x, t) - N_E] \{ \langle i(x, t) \rangle + m \}^\alpha + D(\partial^2 N(x, t) / \partial x^2), \\ \frac{\partial \langle i(x, t) \rangle}{\partial t} = k_0 [N(x, t) - N_E] \{ \langle i(x, t) \rangle + m \}^\alpha. \end{cases} \quad (29)$$

Начальные условия задачи можно представить в виде

$$N(x, 0) = \begin{cases} N(0), & x > 0 \\ N_E, & x = 0 \end{cases}, \quad \langle i(x, 0) \rangle = \begin{cases} m, & x > 0 \\ 0, & x = 0. \end{cases} \quad (30)$$

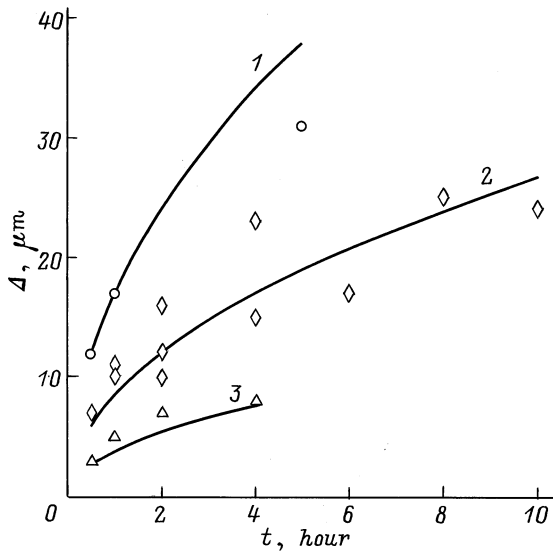
Будем считать, что центры зарождения равномерно распределены по пластине, а их концентрация определяется из (25).

Решая численно систему уравнений (29), вычисляем концентрацию кислорода по глубине образца после отжига в течение времени  $t$  при любой температуре.

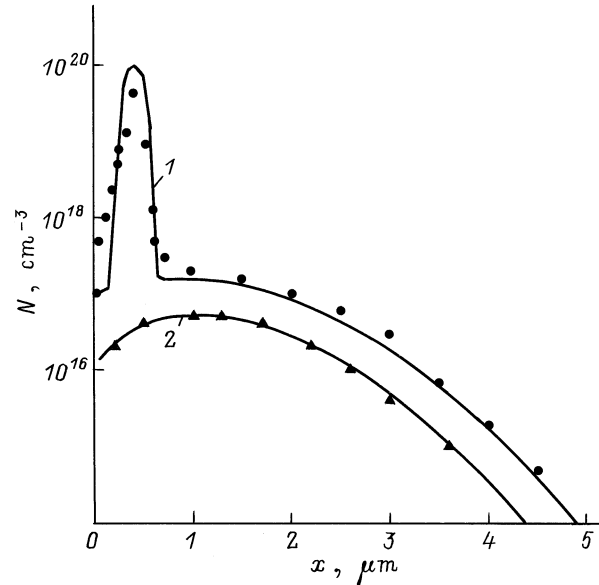
Полученные профили концентрации позволяют оценить ширину бездефектной зоны (ШБЗ), получающуюся в процессе отжига. В качестве критерия оценки ШБЗ по рассчитанным профилям концентрации была выбрана величина, пропорциональная дисперсии профиля концентрации:

$$\Delta = \left( \frac{2 \int x^2 [N_E - N(x, t)] dx}{\int [N_E - N(x, t)] dx} \right)^{1/2}. \quad (31)$$

Результаты такой оценки приведены на рис. 3 в сравнении с экспериментальными данными, взятыми из [1]. Несмотря на большую погрешность экспериментального определения ШБЗ (данную величину определяют по



**Рис. 3.** Зависимость ширины бездефектной зоны от температуры и времени отжига. Линии — численный расчет по формулам (31), точки — данные работы [1]. Температуры отжига, °С: 1 — 1200, 2 — 1100, 3 — 1000.



**Рис. 4.** Распределение кислорода по глубине пластины после отжига при  $T = 900^\circ\text{C}$  в течение 40 мин. Линии — численный расчет по формулам (29), точки — данные работы [23]. Дозы,  $\text{cm}^{-2}$ : 1 —  $10^{15}$ , 2 —  $3 \cdot 10^{13}$ .

результатам микроскопических наблюдений скола пластины после селективного травления) и неопределенность критерия (31), наблюдается удовлетворительное согласие.

В настоящее время активно ведутся разработки технологии "кремний на диэлектрике" (SOI — silicon on insulator), согласно которой слой высококачественного полупроводника (кремния) формируется на изолирующем слое диоксида кремния. Перспективным методом создания структуры SOI для сверхбольших интегральных схем (СБИС) является имплантация кислорода в приповерхностный слой кремния с последующим отжигом. Изолирующий слой необходимой толщины формируется в процессе отжига кристалла в течение некоторого времени при определенной температуре.

Предложенная в данной статье теория кислородной преципитации позволяет промоделировать такой отжиг с помощью системы уравнений (30) и помочь в выборе соответствующих времен и температур проведения процессов.

На рис. 4 приведена общая концентрация кислорода (и междузельного, и входящего в преципитаты) в зависимости от глубины при двух различных имплантированных дозах, после отжига. Точками показаны экспериментальные данные [23], сплошными линиями — результат моделирования с помощью уравнений (29). В качестве начальных условий принималось, что междузельный кислород распределен по пластине по Гауссу, а концентрация центров зарождения определяется в соответствии с (25). Хорошо видно, что при небольшой дозе кислорода преципитация не возникает и профили имеют чисто диффузионный вид. При повышении дозы больше

некоторой критической кислород начинает объединяться в преципитаты, которые при укрупнении превращаются в диэлектрический слой. Можно выбрать следующий критерий слияния преципитатов в диэлектрический слой: средний радиус преципитатов становится больше половины расстояния между преципитатами,

$$b\sqrt[3]{\frac{3\langle i \rangle}{4\pi}} > \frac{N_C^{-1/3}}{2}.$$

## 5. Заключение

Предложенная кинетическая модель распада твердых растворов не только хорошо описывает имеющиеся экспериментальные данные по преципитации кислорода в кремнии, но и позволяет моделировать технологические процессы, связанные с преципитацией кислорода.

Работа выполнена при поддержке грантов "Университеты России", РФФИ, "Министерства науки и технологии".

## Список литературы

- [1] A. Borghesi, B. Pivac, A. Sassella, A. Stella. *J. Appl. Phys.*, **77**, 4196 (1995).
- [2] R.A. Craven. *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.*, **36**, 159 (1985).
- [3] B.-Y. Tsaur. *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.*, **36**, 641 (1985).
- [4] R.A. Hartzell, H.F. Schaake, R.G. Massey. *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.*, **36**, 217 (1985).
- [5] M. Schrems, M. Budil, G. Hobler, H. Potzl, J. Hage. *Proc. Simulation of Semicond. Dev. Proc.*, **4**, 113 (1991).
- [6] S. Senkander, J. Esfandyari, G. Hobler. *J. Appl. Phys.*, **78**, 6469 (1995).
- [7] M.J. Binns, W.P. Brown, J.G. Wilkes, R.C. Newman, F.M. Livingston, S. Messoloras, R.J. Stewart. *Appl. Phys. Lett.*, **42**, 525 (1983).
- [8] П.М. Гринштейн, М.А. Ильин, В.И. Фистуль. *Электрон. техн., Материалы*, № 9, 70 (1978).
- [9] J. Vanhellemont. *J. Appl. Phys.*, **78**, 4295 (1995).
- [10] С.В. Булярский, В.В. Светухин, О.В. Приходько. *Изв. вузов. Электроника*, № 5, 24 (1997).
- [11] M.V. Smoluchowski. *Z. Phys. Chem.*, **92**, 192 (1917).
- [12] С.В. Булярский, А.Н. Георгобиани, В.В. Светухин. *Кр. сообщ. по физике*, № 5–6, 93 (1997).
- [13] J.W. Christian. *The Theory of Transformation of Metals and Alloys* (Pergamon, Oxford, 1975).
- [14] Н.Г. Ван Кампен. *Стохастические процессы в физике и химии* (М., Высш. шк., 1990).
- [15] F.S. Ham. *J. Phys. Chem. Sol.* **6**, 335 (1958).
- [16] F.S. Ham. *J. Appl. Phys.*, **30**, 1518 (1959).
- [17] В.И. Фистуль. *Распад пересыщенных полупроводниковых твердых растворов* (М., Металлургия, 1977).
- [18] D. Turnbull. *Acta Met.*, **1**, 764 (1953).
- [19] T.Y. Tan, C.Y. Kung. *J. Appl. Phys.*, **59**, 917 (1986).
- [20] J. Vanhellemont, C. Claeys. *J. Appl. Phys.*, **71**, 1073 (1992).
- [21] W. Kaiser, H.L. Frisch, H. Reiss. *Phys. Rev.*, **112**, 1546 (1958).
- [22] F.M. Livingstone, S. Messoloras, R.C. Newman, B.C. Pike, R.J. Stewart, N.J. Binns. *J. Phys. C*, **17**, 6253 (1984).

- [23] Lee S. Tong, D. Nichols. *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.*, **59**, 31 (1986).

Редактор В.В. Чалдышев

## Inhomogeneous oxygen precipitation in silicon

S.V. Buliarskii, V.V. Svetukhin, O.V. Prikhodko

Ulyanovsk State University,  
432700 Ulyanovsk, Russia

**Abstract** A theoretical model for the point defect precipitation in crystals has been proposed, which is a generalization of the well-known Ham's model. Equations obtained are helpful in describing solid solution decay in silicon. A theoretical model of a non-uniform spatial precipitation is developed, which may serve as a basis for consideration of processes of internal gettering and dielectric layer creation due to oxygen implantation in silicon and sequential thermal annealing.