

# К вопросу о роли вакансий в образовании пор при анодизации SiC

© М.Г. Мынбаева, Д.А. Бауман, К.Д. Мынбаев

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

E-mail: mgm@mail.ioffe.ru

(Поступила в Редакцию 12 октября 2004 г.)

Проведен анализ экспериментальных данных по получению стехиометрического нанопористого карбида кремния. На основании предположения о диффузионно-вакансионном механизме формирования нанопор выполнен расчет, результаты которого подтверждают, что формирование пор со стабильным радиусом в десятки нанометров в SiC может быть обусловлено диффузией и кластеризацией вакансий. Обсуждаются результаты экспериментов, указывающие на возможность установления связи между предложенным механизмом формирования нанопористого карбида кремния и известной из литературы моделью формирования пористого SiC с волоконной структурой. Такая связь может быть установлена в предположении первичности образования нанопор и трансформации нанопористой структуры в волоконную путем инициирования растворения материала в электролите.

Работа выполнена при поддержке гранта NICOP N 00014-01-1-0828.

## 1. Введение

Исследования свойств пористого карбида кремния (ПКК) и поиски областей применения этого материала ведутся уже более десяти лет. В настоящее время на основе SiC получены пористые структуры с различными морфологиями [1–5], однако механизм формирования пор в карбиде кремния практически не изучен. Исключение составляет ПКК с волоконной (в англоязычной литературе „fiber“ или „columnar“) структурой, в которой размеры кристаллических „волокон“ (диаметр менее 50 nm), разделяющих поры, существенно меньше диаметра самих пор. Для такой структуры была предложена модель, предполагающая, что ее формирование происходит в результате электрохимического растворения материала, причем растворение отдельного волокна прекращается при увеличении его удельного сопротивления за счет пиннинга уровня Ферми на поверхностных состояниях стенок пор [1]. Существует также ПКК со структурой, наноразмерными элементами которой являются сами поры („нанопористый“ ПКК<sup>1</sup>). Подобные пористые структуры были первыми полученными на основе полупроводника (кремния). В настоящее время имеются экспериментальные свидетельства того, что поры нанометрового диаметра (с минимальным размером порядка 10 Å) в кремнии могут быть получены вне зависимости от типа проводимости исходных образцов и условий анодизации [6], но объяснение процесса их формирования отсутствует [7].

В настоящей работе на основе анализа особенностей структуры и свойств нанопористого карбида кремния сделаны предположения об участии диффузионно-вакансионного механизма в формировании нанопор в SiC. Приведен расчет, результат которого подтверждает,

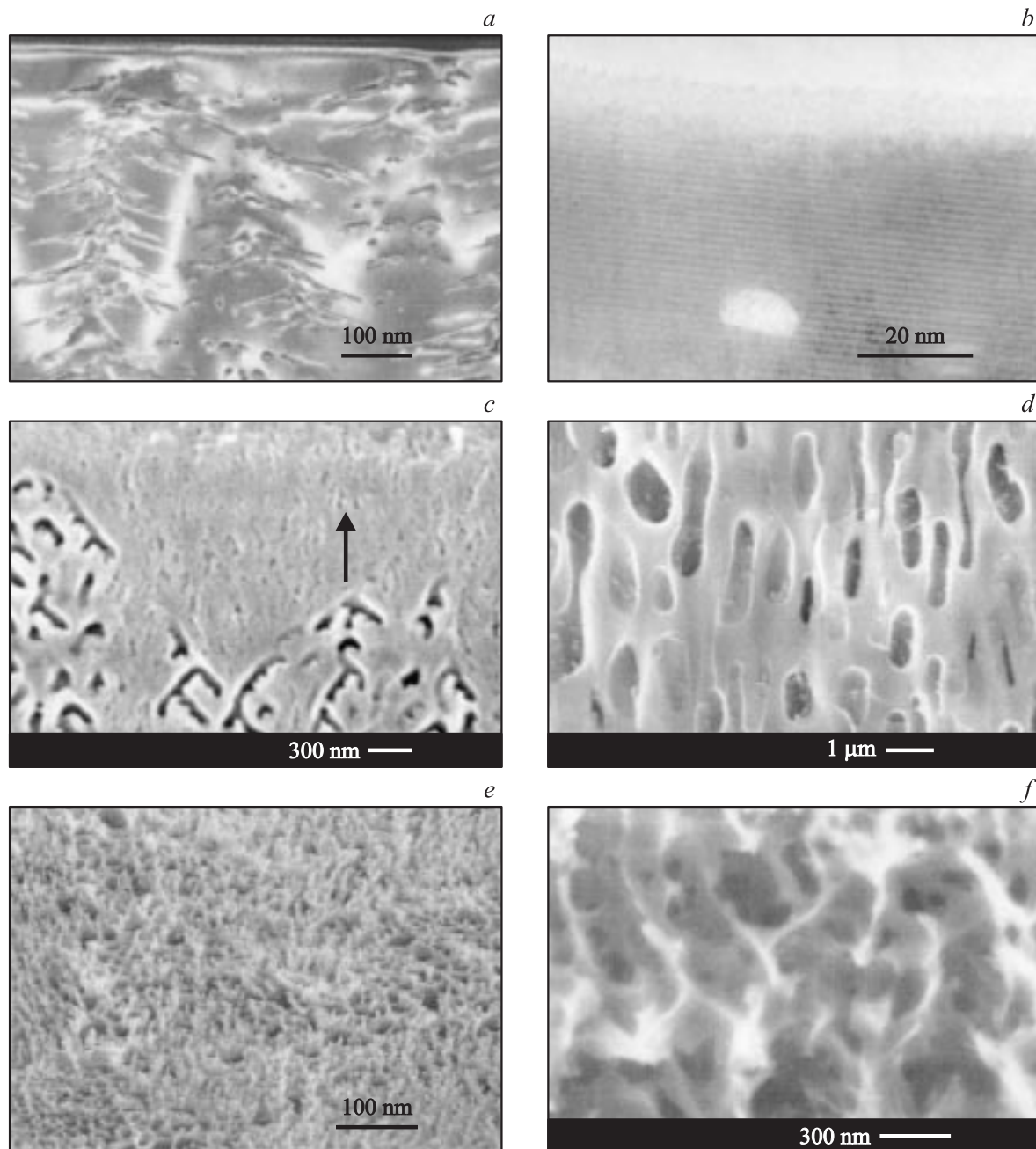
что формирование пор со стабильным радиусом в десятки нанометров может быть обусловлено процессами диффузии и кластеризации вакансий. В Заключении обсуждаются результаты экспериментов, указывающие на возможность установления связи между предложенным механизмом формирования нанопористого ПКК и моделью формирования пористого SiC с волоконной структурой, представленной в работе [1].

## 2. Эксперимент

Детали и результаты экспериментов по получению нанопористого ПКК (нано-ПКК) представлены в работах [4,8], где показано, что этот материал формируется на основе карбида кремния *n*-типа проводимости при анодизации в водном растворе 3 vol.% HF с плотностью постоянного тока  $j = 4–10 \text{ mA/cm}^2$  в течение 2–10 min. Использованные образцы SiC имели удельное сопротивление  $\sim 0.05–0.1 \Omega \cdot \text{cm}$ . Эксперименты проводились в темновом режиме, так как было установлено, что освещение поверхности образца не влияет на тип формирующейся пористой структуры. В указанных условиях в SiC происходило образование пор диаметром 30–40 nm вне зависимости от плотности тока. Время анодизации определяло толщину пористого слоя (1–6  $\mu\text{m}$ ) [9], но не диаметр пор. Для нано-ПКК, полученного в указанных условиях, характерно сохранение монокристаллической структуры и стехиометрии исходного SiC [4].

На рис. 1, *a* представлено изображение, полученное методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) на поперечном срезе образца со слоем нано-ПКК. Здесь можно видеть единичные поры, расположенные вдоль кристаллографического направления [0001], и их боковые ветви. Характерный диаметр отдельного „основного“ канала поры составляет около 30–40 nm. Специфической особенностью струк-

<sup>1</sup> В настоящее время классификация пористых структур в SiC еще не приведена в соответствие с требованиями Международного союза чистой и прикладной химии (IUPAC).



**Рис. 1.** Изображения образцов ПКК, полученные методами ПЭМ (*a,b*) и СЭМ (*c-f*). *a* — вид поперечного среза образца со слоем нано-ПКК; *b* — вид поперечного среза слоя нано-ПКК вблизи поверхности; *c* — вид поперечного среза образца ПКК, сформированного при  $j = 30 \text{ mA/cm}^2$ , стрелкой отмечено направление развития микропористой структуры в объеме нано-ПКК; *d* — вид поперечного среза образца ПКК после отжига при температуре  $1700^\circ\text{C}$ ; *e* и *f* — соответственно вид поверхности и поперечного среза образца ПКК, сформированного при  $j = 120 \text{ mA/cm}^2$ .

туры нано-ПКК является наличие приповерхностного слоя толщиной в несколько десятков нанометров, не содержащего каналов пор (так называемого скин-слоя). На рис. 1, *b* приведено изображение ПЭМ поперечного среза образца нано-ПКК вблизи поверхности, полученное в режиме высокого разрешения. Здесь различимы моноатомные слои, свидетельствующие о высоком структурном совершенстве скин-слоя. Тем же методом

установлено, что скин-слой содержит равномерно распределенные ямки, соответствующие центрам нуклеации пор [4,8]. При исследовании поверхности нано-ПКК методом АСМ было определено, что нуклеационные ямки занимают 2–5% от площади поверхности.

Одним из свойств структуры нано-ПКК является ее метастабильность, что выражается в изменении размеров и формы пор, т.е. в их „модификации“. Так, при

изучении формирования пористой структуры в SiC в диапазоне  $j = 15\text{--}80 \text{ mA/cm}^2$  был обнаружен эффект увеличения диаметра пор (до десятых долей микрона), не сопровождавшихся изменением их процентного содержания и стехиометрии ПКК. Было установлено, что подобная модификация является следствием самоорганизации первичной нанопористой структуры в микропористую [4]. Процесс модификации пор начинается на границе раздела уже сформировавшегося нанопористого ПКК с непористым SiC и развивается в его объеме в направлении к поверхности образца. На рис. 1, *c*, где представлено изображение, полученное методом сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) на сколе ПКК, сформированного при  $j = 30 \text{ mA/cm}^2$ , направление развития микропористой структуры отмечено стрелкой.

Модификация пор наблюдается и в результате отжига анодизированных образцов [8,10]. Пример этого явления представлен на рис. 1, *d*, где приведено изображение скола нано-ПКК после отжига при температуре  $\sim 1700^\circ\text{C}$ . На изображении ясно видны изменения пористой структуры. Каналы пор модифицировались в изолированные замкнутые поры с диаметром, бóльшим, чем у исходных каналов (рис. 1, *a*).

Наблюдаемая метастабильность структуры ПКК, также характерная для подсистемы комплексов собственных дефектов в полупроводниках, позволила сделать предположение об участии диффузионно-вакансионного механизма в формировании нанопористой структуры. Это предположение сделано в рамках существующей концепции зависимости свойств пористых систем в твердом теле от их генезиса [11].

Процессы диффузионно-вакансионного порообразования в твердом теле определяются наличием в его локальных областях направленных вакансионных потоков. Согласно классическим представлениям, развитие диффузионной пористости в твердом теле включает стадию собственно зарождения пор, стадию их роста и коалесценции [11]. Это согласуется с результатами экспериментов по анодизации SiC, где также наблюдаются три стадии развития пористой структуры [4]: 1) формирование центров нуклеации пор на анодируемой поверхности; 2) формирование каналов нанопор; 3) развитие пор большего размера (микропор) в объеме нанопористой структуры. Существование скин-слоя в нано-ПКК также может быть одним из проявлений эволюции вакансионной пористости — уплотнения пористого слоя вследствие диффузионного растворения пор вблизи мощного вакансионного стока, которым является свободная поверхность.

Отметим, что большинство существующих моделей образования пористых полупроводников сходится в том, что нуклеация и рост каналов пор в монокристалле обусловлены электрохимическими процессами в условиях локализации протекания тока и усиления электрического поля на дне формирующихся пор [6,12,13]. При этом учет вклада физических процессов, определяющих

формирование пористой структуры в полупроводнике, в основном ограничивается рассмотрением возбуждения его зарядовой подсистемы (генерации дырок) [6,14,15]. Однако можно ожидать, что такие локальные возмущения также могут провоцировать и возбуждение подсистемы собственных дефектов, поскольку в этих условиях в кристалле неизбежно возникновение температурных градиентов и как следствие термоупругих напряжений, что в свою очередь должно приводить к перераспределению уже имеющихся вакансий и генерации неравновесных. В связи с этим представляется, что возможность протекания указанных физических процессов в областях кристаллической матрицы, примыкающих к каналам формирующихся пор, заслуживает отдельного рассмотрения. Отметим, что предположения об участии вакансий в стадиях зарождения и модификации пористой структуры ранее высказывались и для пористого кремния [16,17].

### 3. Расчет

Приведенный далее расчет касается второй стадии развития пористой структуры в SiC и представляет собой количественную оценку возможного вклада физических процессов в формирование каналов нанопор с учетом указанных выше условий анодизации.

Рассмотрим рост единичной поры и вклад только диффузионно-вакансионного механизма. Ограничимся учетом перераспределения уже существующих вакансий, не конкретизируя, в какой именно подрешетке происходит этот процесс, поскольку известно, что в бинарных соединениях отклонение от равновесия в распределении вакансий в одной из подрешеток неизбежно влечет за собой перераспределение вакансий и во второй [18]. Предположим, что в начальный момент времени формирующийся канал поры имеет радиус  $R_0 = 0.1 \text{ nm}$ , а его рост происходит в радиальном и продольном направлениях с одинаковой скоростью. Локализация тока на стенках пор будет приводить к возникновению градиента температур  $T(r)$  и как следствие напряжений  $\sigma(r)$ , где  $r$  — расстояние от центра поры. Поскольку удельное сопротивление имеет максимум в области дна поры [12], там будет выделяться максимальное количество тепла. Это позволяет нам ввести в расчеты точечный источник тепла. Перенос тепла описывается уравнением теплопроводности, которое в полярных координатах, удобных для рассмотрения радиального роста единичной поры, имеет следующий вид:

$$\frac{\rho C_p}{\chi} \frac{\partial T(r, t)}{\partial t} = \nabla^2 T - r_T^{-2} (T(r) - T_0). \quad (1)$$

Здесь  $\rho$  — плотность,  $\chi$  — коэффициент теплопроводности,  $C_p$  — удельная теплоемкость,  $r_T$  — характерный масштаб изменения температуры.

Граничные условия задаются на бесконечности и на границе поры  $R$  как

$$T|_{r=\infty} = T_0, \quad \frac{W}{2\pi Rh} = -\chi \frac{dT}{dr} \Big|_{r=R}, \quad (2)$$

где  $W$  — мощность тока (в рассматриваемых экспериментах  $U = 100$  В, а ток в одном канале при  $j = 10^{-2}$  А/см<sup>2</sup> и плотности пор  $10^9$  см<sup>-2</sup> равен  $I = 10^{-11}$  А),  $h$  — толщина области максимума сопротивления. В начальный момент времени  $T = T_0$ . Первое равенство в условиях (2) вводится для изолированной поры, для которой температура на значительном удалении остается неизменной и равной начальному значению  $T_0$ . Второе равенство связывает поток тепла через границу поры с мощностью источника.

Радиально-симметричное решение уравнения (1) имеет следующий вид:

$$T(r) = T_0 + \frac{C_0 K_0(r/r_T)}{RK_1(R/r_T)}, \quad (3)$$

где  $C_0 = \frac{Wr_T}{\chi 2\pi h}$ , а  $K_0(x)$  и  $K_1(x)$  — модифицированная функция Бесселя (функция Макдональда) соответствующего индекса.

Далее нас будет интересовать только значение температуры на границе расширяющейся поры, т.е. при  $r = R(t)$ :

$$T(R(t)) = T_0 + \frac{C_0 K_0(R/r_T)}{RK_1(R/r_T)}. \quad (4)$$

Выражение (4) дает зависимость температуры на границе поры от ее радиуса. Из этого выражения следует, что по мере увеличения радиуса поры температура на ее стенках уменьшается.

Как уже отмечалось, локальный неоднородный разогрев кристалла в области поры должен в свою очередь приводить к возникновению упругих напряжений вокруг поры. Теория термоупругости позволяет связать выражение для напряжений с распределением температуры. Следуя методам работы [19], можно получить выражение для радиальной компоненты тензора упругих напряжений на границе поры

$$\sigma_r(R) = \frac{\alpha E}{r_T^2 - R^2} \left( 1 - \frac{R^2}{(R + \Delta)^2} \right) \int_R^{r_T} r T(r) dr - \frac{\alpha E}{(R + \Delta)^2} \int_R^{R + \Delta} r T(r) dr, \quad (5)$$

где  $\alpha$  — коэффициент теплового расширения,  $E$  — модуль Юнга. Величина  $\Delta$  определяет положение максимума распределения термоупругих напряжений относительно границы поры и является функцией  $R$  и  $r_T$ . Учет этой зависимости, однако, существенно усложняет дальнейшие вычисления, и поэтому на основании численных оценок поведения величины  $\Delta$  в зависимости

от радиуса поры при  $r_T = 200$  нм [20] при дальнейших расчетах для упрощения мы принимали  $\Delta = 10R_0$ . Подставив в выражение (5) явный вид распределения температуры (3), получим окончательное выражение для радиальной компоненты напряжения на границе поры

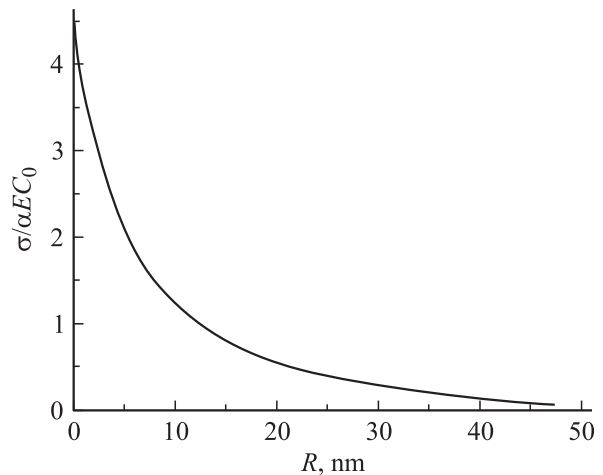
$$\begin{aligned} \sigma_r(R) &= \frac{\alpha E C_0}{RK_1(R/r_T)(R + \Delta)^2} \left[ \frac{(R + \Delta)^2 - R^2}{r_T^2 - R^2} \right. \\ &\quad \times \left. \int_R^{r_T} r K_0(r/r_T) dr - \int_R^{R + \Delta} r K_0(r/r_T) dr \right] \\ &= \frac{\alpha E C_0 r_T}{RK_1(R/r_T)(R + \Delta)^2} \left[ RK_1(R/r_T) \right. \\ &\quad - (R + \Delta) K_1(R + \Delta)/r_T - \frac{(R + \Delta)^2 - R^2}{r_T^2 - R^2} \\ &\quad \times \left. (RK_1(R/r_T) - r_T K_1(1)) \right]. \quad (6) \end{aligned}$$

Полученный вид зависимости  $\sigma_r(R)$  приведен на рис. 2. Здесь  $h$  принималась равной 1 нм. Величины  $\alpha$ ,  $E$  и  $\chi$  были приняты равными  $4.3 \cdot 10^{-6}$  К<sup>-1</sup>,  $22 \cdot 10^{10}$  Н/м<sup>2</sup> и  $3.7$  В/К·см соответственно [21].

В работе [22] показано, что при воздействии на кристалл напряжений возникает поток вакансий, который в нашем случае пропорционален радиальной компоненте тензора упругих напряжений. Для данного потока справедливо выражение

$$j_{el} = \frac{\nu v^{1/3}}{kT} \exp(-\varepsilon_D/kT) \sigma_r, \quad (7)$$

где  $\nu$  — частота колебаний атомов,  $v$  — объем одной вакансии,  $\varepsilon_D$  — активационный барьер диффузии вакансий,  $k$  — постоянная Больцмана. Для подвижности вакансий  $\mu$  в поле напряжений  $\sigma$  использовано выражение  $\mu = D/kT \approx v^{2/3} \nu \exp(-\varepsilon_D/kT)/kT$ , где  $D$  — коэффициент диффузии вакансий.



**Рис. 2.** Расчетная зависимость величины радиальной компоненты тензора упругих напряжений на границе поры от ее радиуса.

Вторая составляющая потока вакансий связана с градиентом температуры. Как показано в [23], при наличии в кристалле градиента температуры в нем возникают поток атомов и встречный поток вакансий, который можно представить в следующем виде:

$$j_T = \frac{D_T n_v \varepsilon_D}{kT^2} \nabla T, \quad (8)$$

где  $D_T$  — коэффициент термической диффузии вакансий,  $n_v$  — исходная концентрация вакансий в кристалле. Приняв  $D_T \approx D$ , с использованием явного вида  $T(R)$  получим для  $j_T$

$$j_T = \frac{n_v v v^{2/3} \varepsilon_D C_0}{k r_T} \frac{1}{RT^2} \exp(-\varepsilon_D/kT). \quad (9)$$

Полный поток вакансий в кристалле при рассматриваемых условиях можно записать в виде

$$j_v = j_{el} + j_T + j_c, \quad (10)$$

где  $j_c = -D\nabla n_v$  представляет собой диффузионный поток, пропорциональный градиенту концентрации вакансий.

Уравнение роста поры, обусловленного движением и кластеризацией вакансий, будет выглядеть следующим образом:

$$\frac{dR}{dt} = v_v j_v. \quad (11)$$

Для простоты вычислений пренебрежем концентрационным потоком в уравнении (10), считая градиенты концентрации малыми. Тогда уравнение роста поры примет вид

$$\frac{dR}{dt} = \left( C_1 \frac{S_r(R)}{T(R)} + C_2 \frac{1}{RT^2(R)} \right) \exp\left(-\frac{\varepsilon_D}{kT(R)}\right), \quad (12)$$

где величина  $S_r(R) = \sigma_r(R)/(\alpha EC_0)$  введена для удобства, а константы  $C_1$  и  $C_2$  при  $n_v = 10^{18} \text{ см}^{-3}$  [24] и  $\varepsilon_D = 3 \text{ эВ}$  [25] принимают следующие значения:

$$C_1 = \frac{1}{k} v^{4/3} v \alpha EC_0 \cong 1.9 \cdot 10^{16} \text{ nm}^2 \cdot \text{K/s},$$

$$C_2 = \frac{n_v v v^{5/3} \varepsilon_D C_0}{k r_T} \cong 9.7 \cdot 10^7 \text{ nm}^2 \cdot \text{K}^2/\text{s}.$$

В уравнении (12) первое слагаемое в предэкспоненциальном множителе определяет вклад упругих напряжений в радиальный рост поры, а второе описывает влияние на этот рост градиента температуры, причем, как следует из соотношения констант  $C_1$  и  $C_2$ , температурный вклад пренебрежимо мал по сравнению с вкладом  $\sigma_r$ . Заметим, что кроме напряжений, вызванных наличием температурных градиентов возникают напряжения и непосредственно в результате образования поры как локального возмущения решетки. Однако эти напряжения быстро затухают с расстоянием [22], и при рассмотрении образования единичного канала поры мы ими пренебрегаем.

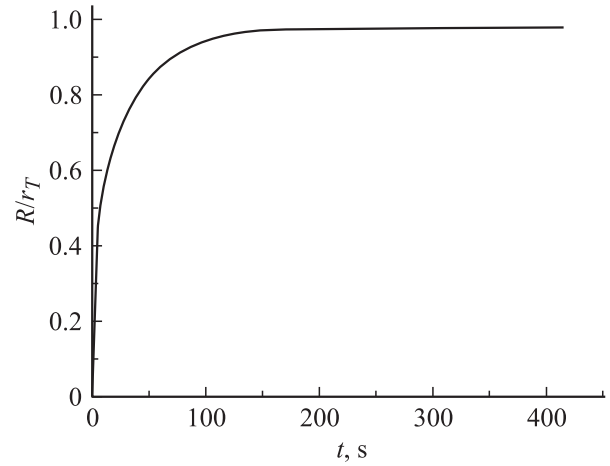


Рис. 3. Расчетная зависимость радиуса поры от времени анодизации.

Для получения аналитического решения уравнения (12) введем три приближения. В предэкспоненциальном множителе в правой части (12) отбросим второе (температурное) слагаемое. Затем воспользуемся приближенным выражением для зависимости  $T(R)$ , используя асимптотику функции Макдональда  $K_0(x) \cong \ln(2/\gamma x)$ . И наконец, пренебрежем зависимостью от  $R$  множителя  $S_r(R)/T(R)$ , медленно меняющегося по сравнению с экспоненциальным множителем при условии  $\varepsilon_D \gg kT$ . При сделанных предположениях нетрудно получить аналитическое решение уравнения (12)

$$R(t) = \frac{2r_T}{\gamma} \exp\left[-\frac{2\pi h \chi T_0}{W} \frac{\ln(t_1/t)}{\ln(t/t_0)}\right], \quad (13)$$

где  $\gamma$  — постоянная Эйлера, а  $t_1$  — характеристическое время,

$$t_1 = t_0 \exp(\varepsilon_D/kT_0). \quad (14)$$

Как следует из выражения (13), латеральный рост изолированной поры по вакансионному механизму прекращается при достижении ею некоторого стационарного радиуса за время  $t_1$ . Вид зависимости (13), описывающей рост изолированной поры при рассматриваемых условиях, представлен на рис. 3. Численные оценки показали, что стационарный радиус поры составляет 200 нм. Отсюда следует, что полученное расчетное значение диаметра одиночной поры превышает величины, наблюдаемые в эксперименте (30–40 нм). Отметим, однако, что предложенные оценки не учитывают некоторых факторов, например формирования боковых ветвей пор, которое требует отбора мощности. В реальной системе также необходимо учитывать взаимодействие растущих пор друг с другом (в силу того, что как следует из эксперимента, среднее расстояние между порами порядка или меньше величины  $r_T$ , и усредненное диффузионное поле вакансий должно определяться всем ансамблем

пор). Таким образом, при дальнейшем развитии предложенного расчета роста одиночной поры для построения модели формирования ансамбля пор можно ожидать более точного согласования расчетной величины  $R$  с экспериментальными данными. Полученный при расчете результат, предсказывающий формирование структуры ПКК со стабильным радиусом пор в десятки нанометров, свидетельствует в пользу того, что формирование в SiC наноразмерных пор может быть обусловлено физическими процессами — диффузией и кластеризацией вакансий.

#### 4. Заключение

Мы рассмотрели анодизацию как внешнее воздействие, которое сопровождается самоорганизацией дефектной структуры кристаллической матрицы полупроводника, и проанализировали физические процессы, которые являются следствием такого воздействия. Однако при этом нами также не исключается вклад химических процессов при формировании пористой структуры в SiC. Несмотря на то что учет этих процессов выходит за рамки настоящей работы, очевидно, что в ряде случаев он необходим. В частности, при изменении условий анодизации (увеличении значения плотности тока до  $j = 120 \text{ mA/cm}^2$ ) нами были получены пористые структуры, аналогичные описанному в [1]. Поверхность такого ПКК имела развитую морфологию в виде отдельных кристаллических „волокон“ размером в десятки нанометров (рис. 1, *e*). В этом случае в отличие от nano-ПКК на анодизированной поверхности были обнаружены поликристаллические выделения углерода, а также присутствие элементарного кремния с процентным содержанием ниже стехиометрического для SiC. Аналогичное отклонение состава ПКК от стехиометрии исходного SiC было найдено и в объеме пористого слоя, где также наблюдались структурные изменения. Как видно из рис. 1, *e, f*, для структуры ПКК, полученной в указанных режимах анодизации, характерно существенное уменьшение толщины кристаллитов SiC, разделяющих поры, по сравнению с межпорным пространством, наблюдаемым в стехиометрическом ПКК (рис. 1, *a, c*). Очевидно, что процесс формирования пористого слоя в указанных условиях не может быть описан без учета химических аспектов анодизации. Полученные экспериментальные данные указывают на то, что формирование ПКК в этом случае сопровождается, в частности, инконгруэнтным растворением, т.е. избирательным удалением атомов Si из матрицы SiC при воздействии использованного электролита, содержащего ионы фтора.

Подводя итоги, укажем, что, если рассматривать образование нанопор как первичный процесс, формирование других экспериментально наблюдаемых морфологий ПКК можно объяснить развитием вторичных процессов. Известно, что образование пор в объеме кристаллического тела приводит к появлению полей упругих напря-

жений в областях, примыкающих к поверхностям раздела пора–матрица. Высвобождение избытка свободной энергии в кристалле, возникающее после образования первичных пор, может достигаться посредством их коалесценции [11]. В нашем эксперименте это соответствует образованию вторичной микропористой структуры при использовании средних значений плотностей тока анодизации (рис. 1, *c*).

Высвобождение избытка свободной энергии может достигаться и посредством активации химических процессов. Согласно термодинамическим моделям травления, области действующих полей упругих напряжений в кристалле являются областями преимущественного растворения [26]. Таким образом, наличие сформировавшихся первичных вакансионных пор может инициировать процессы травления. В нашем эксперименте это соответствует уменьшению толщины пространства между порами и формированию волоконной структуры при использовании плотности тока анодизации  $120 \text{ mA/cm}^2$  (рис. 1, *e, f*). Наблюдаемые в последнем случае изменения морфологии пористой структуры могут определяться электрохимическими процессами, что указывает на возможность установления прямой связи между предложенным механизмом формирования nano-ПКК и моделью, представленной в работе [1]. Вероятность развития конкретного вторичного процесса определяется, очевидно, его энергетической целесообразностью в используемых условиях анодизации.

#### Список литературы

- [1] A.O. Konstantinov, C.I. Harris, E. Janzen. *Appl. Phys. Lett.* **65**, 21, 2699 (1994).
- [2] J. Van de Lagemaat, M. Plakman, D. Vanmaekelbergh, J.J. Kelly. *Appl. Phys. Lett.* **69**, 15, 2246 (1996).
- [3] S. Zangoie, P.O.A. Persson, J.N. Hilfiker, L. Hultman, H.J. Arwin. *J. Appl. Phys.* **87**, 12, 8497 (2000).
- [4] M. Mynbaeva. *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* **742**, 303 (2003).
- [5] S. Bai, Yue Ke, Y. Shishkin, O. Shigiltchoff, R.P. Devaty, W.J. Choyke, D. Strauch, B. Stojetz, B. Dorner, D. Hobgood, J. Serrano, M. Cardona, H. Nagasawa, T. Kimoto, L.M. Porter. *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* **742**, 151 (2003).
- [6] H. Föll, M. Christophersen, J. Carstensen, G. Hasse. *Mater. Sci. Eng. R* **39**, 4, 93 (2002).
- [7] S.-F. Chuang, S.D. Collins, R.L. Smith. *Appl. Phys. Lett.* **55**, 15, 1540 (1989).
- [8] S.E. Saddov, M. Mynbaeva, M. MacMillan. In: *Silicon Carbide: Materials, Devices and Applications* / Eds Z. Feng, J. Zhao. Vol. 20. Ser. *Optoelectronic Properties of Semiconductors and Superlattices*. Taylor and Francis, N.Y.–London (2003). Ch. 8. P. 321–385.
- [9] S.E. Saddov, M. Mynbaeva, M.C.D. Smith, A.N. Smirnov, V. Dmitriev. *Appl. Surf. Sci.* **184**, 1–4, 72 (2001).
- [10] J. Bai, G. Dhanaraj, P. Gouma, M. Dudley, M. Mynbaeva. *Mater. Sci. Forum* **457–460**, 1479 (2004).
- [11] П.Г. Черемской, В.В. Слезов, В.И. Бетехтин. *Поры в твердом теле*. Энергоиздат, М. (1990). 376 с.
- [12] M. Christophersen, S. Langa, J. Carstensen, I.M. Tiginyanu, H. Föll. *Phys. Stat. Sol. (a)* **197**, 1, 197 (2003).

- [13] H. Föll, J. Carstensen, M. Christophersen, S. Langa, I.M. Tiginyanu. *Phys. Stat. Sol. (a)* **197**, 1, 61 (2003).
- [14] J.-N. Chazalviel, R.B. Wehrspohn, F. Ozanam. *Mater. Sci. Eng. B* **69–70**, 1, 1 (2000).
- [15] М.Е. Компан. *ФТТ* **45**, 5, 902 (2003).
- [16] В.П. Бондаренко, А.М. Дорофеев, Л.В. Табулина. *Поверхность* **10**, 64 (1985).
- [17] J.W. Corbett, D.I. Shereshevskii, I.V. Verner. *Phys. Stat. Sol. (a)* **147**, 1, 81 (1995).
- [18] И.Г. Маргвелашвили, З.К. Саралидзе. *Поверхность* **8**, 107 (1988).
- [19] В.Е. Gatewood. *Thermal Stresses*. McGraw–Hill, N. Y. (1957). 232 p.
- [20] Проблемы теплообмена. Сб. статей / Под ред. П.Л. Кириллова. Атомиздат, М. (1967).
- [21] *Properties of Advanced Semiconductor Materials: GaN, AlN, InN, BN, SiC, SiGe* / Eds M.E. Levinshtein, S.L. Rumyantsev, M.S. Shur. John Wiley and Sons, N. Y.–Chichester–Weinheim–Brisbane–Singapore–Toronto (2001). P. 95.
- [22] С.А. Кукушкин. *Успехи механики* **2**, 2, 21 (2003).
- [23] J.P. Stark. *Phys. Rev. B* **21**, 2, 556 (1980).
- [24] А.И. Гирка, Е.Н. Мохов. *ФТТ* **37**, 11, 3374 (1995).
- [25] Е.Н. Мохов, Ю.А. Водаков, Г.А. Ломакина. В сб.: *Проблемы физики и технологии широкозонных полупроводников*. Изд-во ЛИЯФ, Л. (1980). С. 136.
- [26] K. Sangval. *Etching of Crystals*. North-Holland, Amsterdam (1987). [К. Сангвал. *Травление кристаллов*. Мир, М. (1990). 496 с.].