

## Особенности механизма диффузии в структуре алюминий–кремний при облучении ее поверхности внеэлектродной плазмой высоковольтного газового разряда

© В.А. Колпаков, С.В. Кричевский

Самарский национальный исследовательский университет им. акад. С.П. Королева,  
443086 Самара, Россия  
e-mail: kolpakov683@gmail.com

Поступило в Редакцию 23 мая 2019 г.  
В окончательной редакции 23 мая 2019 г.  
Принято к публикации 3 июля 2019 г.

Исследованы особенности механизма диффузии в структуре Al–Si в процессе обработки ее поверхности внеэлектродной плазмой высоковольтного газового разряда при токе разряда  $I = 50$  mA, ускоряющем напряжении  $U = 4$  kV и длительностях облучения от 90 до 600 s. Предложена модель для расчета концентрационных профилей распределения примеси алюминия в кремниевой пластине в зависимости от параметров облучения. Получены соответствующие аналитические зависимости, хорошо согласующиеся с экспериментом. Показано, что максимальные значения концентрации диффузанта достигаются на глубине проникновения электронов в полупроводник благодаря формированию ими вакансий в слое толщиной  $\sim 0.25$   $\mu\text{m}$ , что сопровождается увеличением на 2–3 порядка коэффициента тепловой диффузии.

**Ключевые слова:** низкотемпературная плазма, высоковольтный газовый разряд, диффузия, механизм, структура Al–Si, модель, концентрационные профили.

DOI: 10.21883/JTF.2020.01.48662.212-19

### Введение

Исследование особенностей диффузии примесных атомов металла в полупроводнике представляет как фундаментальный, так и значительный прикладной интерес в связи с широким применением диффузионных процессов для изготовления полупроводниковых элементов микро- и нанoeлектроники, а также элементов дифракционной оптики и нанофотоники различного назначения [1–4]. Низкотемпературная внеэлектродная плазма является эффективным инструментом, позволяющим стимулировать процесс диффузии, а также регулировать его параметры, т.е. управлять качеством формируемых таким способом элементов [3,4]. Такая плазма широко используется для изготовления омических контактов к полупроводниковым элементам, увеличения адгезии тонких металлических пленок, очистки, а также микро- и наноструктурирования поверхности полупроводниковых и диэлектрических материалов [3–5]. В работах [3–6] подробно обоснованы преимущества данной плазмы перед низкотемпературной плазмой, формируемой современными технологическими процессами. При обработке структуры пленки металла–полупроводник потоком заряженных частиц плазмы происходят следующие основные процессы, влияющие на диффузию: нагрев пленки металла до температуры плавления, плавление данной пленки, стимулирование возникновения в жидком металле „вакансий“ [7] и управление процессом диффузии атомов полупроводника в жидком металле [4,7]. В работе [7] исследован эффект увлече-

ния атомов кремния „вакансиями“, возникающими в расплаве алюминия при облучении поверхности структуры Al–Si ионно-электронным потоком внеэлектродной плазмы, а также экспериментально доказана возможность управления потоком „вакансий“ в жидком алюминии и дозированной инъекции атомов полупроводника в расплав путем изменения режимов облучения. Данный эффект наблюдается при длительностях облучения, не превышающих  $t \leq 90$  s, в течение которых в расплаве устанавливается равновесное состояние. Отмеченный эффект подтвержден в работе [8] при облучении поверхности расплава никеля структуры никель–кремний отрицательными частицами внеэлектродной плазмы. В работе [9] этот эффект применен для формирования каталитической маски на основе жидкого алюминия путем изменения режимов облучения структуры алюминий–кремний отрицательно заряженными частицами высоковольтного газового разряда с целью создания микрорельефа оптических элементов. Необходимо отметить, что в перечисленных работах не исследованы особенности механизма диффузии в структуре Al–Si при длительностях облучения, значительно превышающих  $t > 90$  s, когда источником примеси является тонкий слой Al, насыщенный атомами кремния. Однако именно в таком случае появляется возможность формирования глубоких областей легирования кремния акцепторной примесью и управления структурой  $p$ – $n$ –перехода. Кроме того, тяжело найти работы, в которых даются не качественные, а количественные концентрационные профили распределения атомов алюминия в

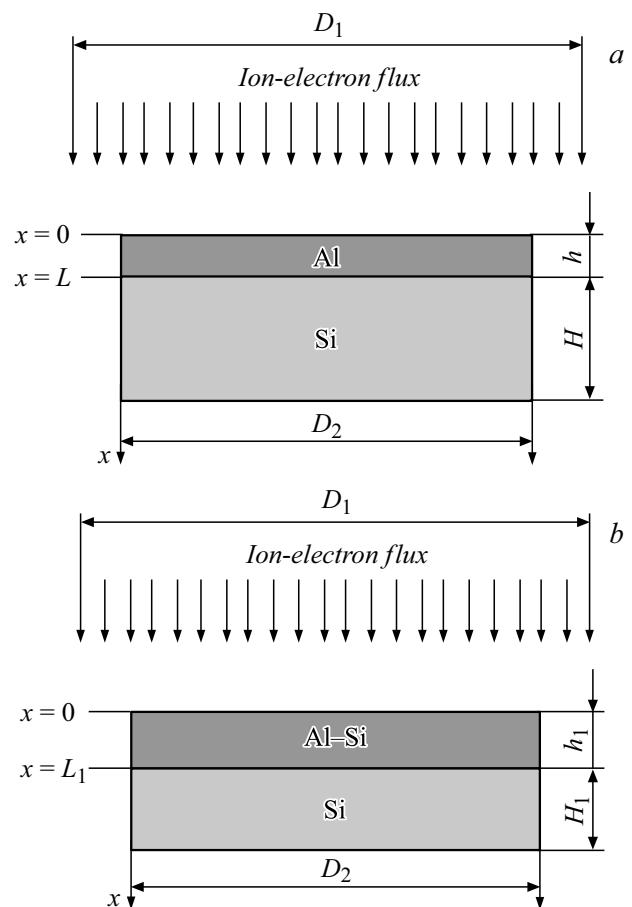
кремнии в зависимости от конкретных технологических параметров обработки структуры Al–Si. Таким образом, целью настоящей работы является создание модели для расчета концентрационных профилей распределения примеси алюминия в кремниевой пластине в зависимости от параметров облучения структуры Al–Si ионно-электронным потоком внеэлектродной плазмы, формируемой высоковольтным газовым разрядом, что позволит расширить имеющиеся теоретические знания о процессах диффузии в структурах металл–полупроводник при их облучении потоками низкотемпературной плазмы.

## Методика проведения эксперимента

В качестве исходного полупроводника использовали пластины кремния марки КЭФ-32 кристаллографической ориентации (111), диаметром  $D_2 = 50$  mm и толщиной  $H = 1$  mm, на поверхность которых термовакуумным методом на установке УВН-2М-1 [3,4,10] наносили слой алюминия толщиной  $h = 0.1$   $\mu\text{m}$ . Поверхность алюминия полученной структуры облучали направленным потоком отрицательных частиц внеэлектродной плазмы с энергией частиц 0.3–6 keV и током разряда 0–140 mA. Длительность обработки не превышала 600 s. Для увеличения эмиссии электронов катод изготавливали из алюминия, а для увеличения равномерности распределения частиц плазмы по энергиям активную область анода изготавливали в виде сетки, выполненной из нержавеющей стали, что значительно снижало ее химическую активность с частицами плазмы, но увеличивало стойкость к температурному нагреву [4]. Рабочим газом служил воздух, откачиваемый до исходных давлений  $10^{-4}$ – $10^{-2}$  Torr. Напуском рабочего газа устанавливали давление  $10^{-1}$ – $10^{-2}$  Torr, после чего на электроды газоразрядного устройства подавали высокое напряжение  $U = 4$  kV. Неравномерность распределения энергии частиц по сечению потока газоразрядной плазмы была не хуже 98% [3]. Температура поверхности образца в области облучения определялась микропирометром типа „Проминь“, а также с помощью способа оценки, позволяющего определять искомый граничный режим относительно величины теплового воздействия и теплофизических параметров материала [11]. Содержание Al в Si определялось с помощью измерения поверхностного сопротивления диффузионного слоя 4-х зондовым методом при последовательном снятии тонких слоев вещества.

## Результаты и их обсуждение

Рассмотрим схему облучения структуры Al–Si ионно-электронным потоком внеэлектродной плазмы, формируемой высоковольтным газовым разрядом, представ-



**Рис. 1.** Схема облучения структуры Al–Si ионно-электронным потоком внеэлектродной плазмы, формируемой высоковольтным газовым разрядом: *a* — при длительностях облучения, не превышающих  $t \leq 90$  s; *b* — при длительностях облучения, превышающих  $t > 90$  s.

ленную на рис. 1, которая будет использована для построения упомянутой ранее модели.

При облучении ионно-электронным потоком внеэлектродной плазмы во взаимодействие с поверхностью алюминия вступают отрицательно заряженные частицы — электроны и отрицательные ионы — с энергиями, достаточными для нагрева структуры Al–Si, перехода алюминия из твердого состояния в жидкое, а также образования градиента „вакансий“ в приповерхностном слое жидкого Al, концентрация которых соответствует концентрации частиц в ионно-плазменном потоке, что приводит к формированию потока „вакансий“ в направлении поверхности полупроводника [7]. Вакансионный механизм диффузии лежит в основе отмеченного ранее эффекта увлечения атомов кремния „вакансиями“, а также соответствующей модели процесса растворения атомов полупроводника в расплаве алюминия при облучении структуры Al–Si ионно-электронным потоком. Указанный механизм, эффект и модель, справедливы для длительностей облучения, не превышающих  $t \leq 90$  s,

**Таблица 1.** Значения температуры рабочей поверхности образца при токе разряда  $I = 50$  mA и  $U = 4$  kV, а также различных значениях длительности обработки в плазме

		$t, s$					
$I, mA$	Значения температуры рабочей поверхности образца $T_0, K$						
	100	200	300	400	500	600	
50	1198	1203	1208	1213	1218	1223	

**Таблица 2.** Значения разности температур рабочей поверхности и нижнего основания образца при токе разряда  $I = 50$  mA и  $U = 4$  kV, а также различных значениях длительности обработки в плазме

		$t, s$					
$I, mA$	Значения разности температур рабочей поверхности и нижнего основания образца $\Delta T, K$						
	100	200	300	400	500	600	
50	583	572	564	553	544	536	

в течение которых происходит насыщение расплава атомами Si и устанавливается равновесное состояние, подробно рассматривались в работах [3,4,7]. Однако в этих работах осталась неучтенной зависимость коэффициента диффузии от температуры, что особенно критично для полупроводниковых материалов в больших диапазонах рабочих температур и длительностей облучения. Между тем при высокой концентрации в расплаве комплексов Al–Si или даже при их слиянии процесс генерации „вакансий“ прекращается [7]. В то же время продолжается действие ионно-электронного потока, которое позволяет создать в рассматриваемой структуре значительный градиент температуры, под влиянием которого, а также тепловым движением атомов, в дальнейшем при длительностях облучения  $t > 90$  s осуществляется диффузия атомов алюминия в материал полупроводника. Кроме того, бомбардировка отмеченной структуры отрицательными ионами и электронами должна способствовать образованию дефектов (вакансий) в приповерхностном слое кремния, которые вносят свой вклад в протекание диффузии примесных атомов в полупроводнике. Протекание такой диффузии подтверждается тем, что после окончания процесса, при удалении насыщенного атомами Si-слоя с полупроводниковыми свойствами, возникает визуально наблюдаемый блестящий слой металлического Al, удаление которого необходимо осуществлять уже в горячей соляной кислоте [3,4]. Рассмотрим этот процесс подробнее.

Обработка ионно-электронным потоком внеэлектродной плазмы поверхности структуры, представленной на рис. 1, приводит к нагреву образца. В работе [11] подробно осуществлено решение тепловой задачи, касающейся определения температуры поверхности отмеченного образца в области ее взаимодействия с потоком

внеэлектродной плазмы, с помощью которой получены результаты для тока разряда  $I = 50$  mA и  $U = 4$  kV, представленные в табл. 1 и 2. Анализ данных результатов позволяет считать распределение температуры в образце линейным, а величину градиента температуры — отрицательной ( $G < 0$ ), т.е. перепад температур в образце  $\Delta T < T_0$ . С учетом этого, коэффициент диффузии алюминия в кремний можно записать в виде [12]

$$D_T = D_0 \exp \left[ -\frac{E}{k(T_0 + Gx)} \right], \quad (1)$$

где  $D_0 \approx 8 \text{ cm}^2/\text{s}$  — коэффициент, почти не зависящий от температуры [13],  $E = 3.39 \text{ eV}$  [12] — энергия активации диффузии алюминия в кремний. Однако, как было отмечено ранее, на протекание диффузии в полупроводнике оказывает влияние и бомбардировка образца отрицательными ионами и электронами путем образования вакансий в приповерхностном слое кремния. Оценим возможность протекания такого процесса. Поскольку рабочим газом является воздух, с поверхностью образца вступают во взаимодействие два сорта частиц: электроны и отрицательные ионы кислорода. Последние, ввиду большей массы и меньшей по сравнению с электронами скорости, вступают во взаимодействие непосредственно на поверхности рассматриваемой структуры, тратя свою энергию на нагрев образца и, создавая значительные градиенты температуры, образуют поверхностный тепловой источник. Электроны же способны проникнуть в объем полупроводника на определенную глубину, равную [14]:

$$L^* = 10^{-5} \frac{U^{3/2}}{\rho}, \quad (2)$$

где  $\rho = 2.33 \text{ g/cm}^3$  — плотность кремния;  $U = 4 \text{ kV}$  — ускоряющее напряжение;  $L^* = 0.35 \mu\text{m}$ , что

**Таблица 3.** Значения коэффициента диффузии алюминия в кремнии, соответствующие разным значениям  $x$  и длительности обработки при  $I = 50 \text{ mA}$  и  $U = 4 \text{ kV}$

$x, \mu\text{m}$	$t, \text{s}$		
	Значения коэффициента диффузии алюминия в кремнии, соответствующие разным значениям $x$ и длительности обработки при $I = 50 \text{ mA}$ и $U = 4 \text{ kV}$ $D_T$ и $D_T(C_{\text{Si}}^V), \text{cm}^2/\text{s}$		
	100	300	600
0	$0.568 \cdot 10^{-13}$	$0.590 \cdot 10^{-13}$	$0.882 \cdot 10^{-13}$
0.1	$0.450 \cdot 10^{-13}$	$0.589 \cdot 10^{-13}$	$0.881 \cdot 10^{-13}$
0.25	$0.577 \cdot 10^{-11}$	$2.270 \cdot 10^{-11}$	$4.740 \cdot 10^{-11}$
0.4	$0.562 \cdot 10^{-13}$	$0.588 \cdot 10^{-13}$	$0.877 \cdot 10^{-13}$

на  $0.2\text{--}0.3 \mu\text{m}$  превышает толщину насыщенного атомами Si слоя с полупроводниковыми свойствами  $h_1$  (см. рис. 1, b). Распределение энергетических потерь электрона по глубине пробега в этом случае можно описать законом Томсона–Виддингтона [15]. В конце своего пути электрон выделяет почти всю свою энергию ( $\varepsilon$ ), которая расходуется на разрыв связей между атомами полупроводника и образование вакансий в Si на глубине  $L^*$ . Энергия, передаваемая электроном атому кремния при взаимодействии с ним, определяется из выражения [7]:

$$\Delta T_e = \frac{2eUm_e}{M_{\text{Si}}}, \quad (3)$$

где  $M_{\text{Si}}$  — масса атома кремния;  $m_e$  — масса электрона. Подставляя в (3)  $M_{\text{Si}} = 46.5 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$  и  $U = 4 \text{ kV}$ , а также массу электрона  $m_e = 9.1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$ , получим  $\Delta T_e = 0.23 \text{ eV}$ . Поскольку энергия образования вакансий в кремнии лежит в диапазоне  $2.1\text{--}2.3 \text{ eV}$  [16], один электрон за 10 столкновений или 10 электронов одновременно способны образовать вакансию в Si на глубине  $L^*$ . Следовательно, при энергии электрона  $4 \text{ keV}$ , которую он практически полностью выделяет в конце своего пути в полупроводнике, тратя в каждом соударении с атомами кремния  $0.23 \text{ eV}$ , электрон способен образовать порядка  $1.9 \cdot 10^3$  вакансий. При этом концентрация таких вакансий соответствует концентрации электронов в ионно-плазменном потоке. Количество электронов, поглощенных слоем кремния единичной площади в единицу времени на глубине  $L^*$ , которые принимают участие в образовании вакансий, можно оценить по формуле [8]:

$$N_e = \frac{1}{eS} \left( 5.75 \cdot 10^{-6} \frac{U^{1.35}}{\rho} - \rho \operatorname{erf} \frac{1.15 \cdot 10^{-5}}{\sqrt{\pi}} U^{1.35} \right). \quad (4)$$

Тогда выражение для определения концентрации вакансий, образованных электронами в полупроводнике на глубине  $L^*$  за время  $t$  запишется в виде

$$C_{\text{Si}}^V = \frac{N_e}{L^*} \frac{\varepsilon}{\Delta E_V} t, \quad (5)$$

где  $\Delta E_V$  — энергия образования вакансий в кремнии, равная  $\Delta E_V = 2.1 \text{ eV}$ . Оценка величины  $C_{\text{Si}}^V$ , например для  $t = 600 \text{ s}$ , дает значение  $C_{\text{Si}}^V = 0.81 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ . Таким образом, под действием электронной бомбардировки структуры Al–Si в режимах, характерных для настоящей работы, возможно образование вакансий в кремнии, которые, безусловно, оказывают влияние на диффузию наряду с градиентом температуры, создаваемым поверхностным тепловым источником, что хорошо согласуется с результатами работ [12,16]. Тогда коэффициент диффузии  $D_T$  (см. формулу (1)) будет иметь функциональную зависимость от концентрации вакансий, и его можно записать в следующем виде аналогично случаю, рассмотренному в работах [3,4]:

$$D_T(C_{\text{Si}}^V) = \left( \frac{C_{\text{Si}}^V}{C_0} \right) D_T, \quad (6)$$

где  $C_0$  — максимальная концентрация атомов алюминия в кремнии, которая при температурах  $1198\text{--}1223 \text{ K}$  составляет порядка  $C_0 \approx 1.5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  [16]. С помощью полученного выражения в настоящей работе предлагается проводить оценку коэффициента диффузии на глубине проникновения электронов в полупроводник, равной  $L-h_1$ , т.е.  $x \approx 0.25 \mu\text{m}$ . С учетом этого значения величин  $D_T$  и  $D_T(C_{\text{Si}}^V)$ , рассчитанных с помощью формул (1) и (6) (для  $x \approx 0.25 \mu\text{m}$ ) при разных  $x$  и  $t$ , представлены в табл. 3. Анализ данных результатов показывает изменение  $D_T$  в диапазоне от  $0.450 \cdot 10^{-13}$  до  $0.882 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2/\text{s}$ , в то время как величина  $D_T(C_{\text{Si}}^V)$  изменяется в пределах от  $0.577 \cdot 10^{-11}$  до  $4.740 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^2/\text{s}$ , что на 2–3 порядка выше коэффициента тепловой диффузии.

Таким образом, зная закономерность изменения данных в табл. 1–3, а также принимая во внимание сделанные выше рассуждения, свидетельствующие о неизотермическом характере диффузии в рассматриваемом случае и влиянии на нее вакансий, образованных электронами в кремнии на глубине  $x \approx 0.25 \mu\text{m}$ , можно определить концентрацию диффузанта в образце с помо-

щью следующего выражения:

$$C(x, t) = \begin{cases} \sqrt{\frac{2t}{\pi k_1}} C_0 \frac{\xi^{(3-k_2)/2}}{\sqrt{\xi}-1} e^{-k_1(\sqrt{\xi}-1)^2/4t} & \text{при } 0 \leq x < L - h_1 \text{ и } L - h_1 < x \leq h_1 + H_1, \\ \frac{D_T(C_{Si}^V)}{D_T(T_0)} \sqrt{\frac{2t}{\pi k_1}} C_0 \frac{\xi^{(3-k_2)/2}}{\sqrt{\xi}-1} e^{-k_1(\sqrt{\xi}-1)^2/4t} & \text{при } x = L - h_1, \end{cases} \quad (7)$$

где

$$D_T(T_0) = D_0 \exp\left(-\frac{E}{kT_0}\right)$$

— коэффициент диффузии, соответствующий температуре рабочей поверхности образца на границе  $x = 0$  (табл. 3). Первое выражение в (7) определяет концентрационный профиль диффундирующих атомов при неизотермической диффузии [12], в котором обозначено

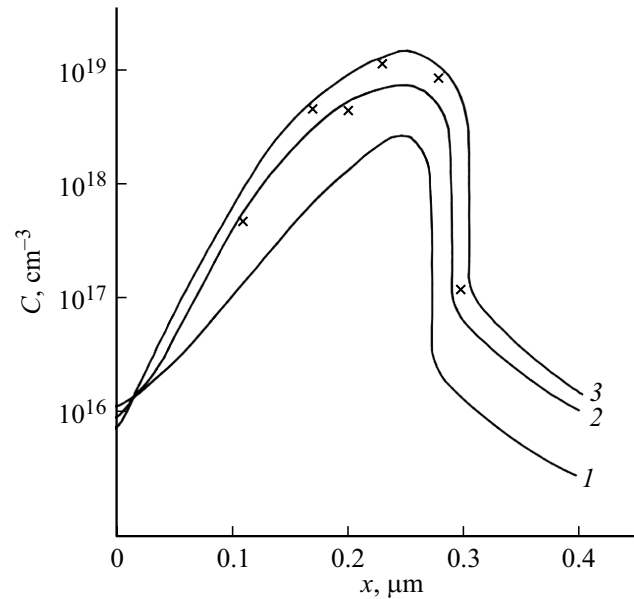
$$k_1 = \frac{1}{D_T(T_0)\alpha^2}, \quad \alpha = \frac{EG}{kT_0^2}, \quad k_2 = \left(2 - \frac{Q^*}{E}\right), \quad \xi = e^{-\alpha x},$$

где  $Q^*$  — теплота переноса. Это выражение справедливо, когда показатель экспоненты

$$\frac{k_1(\sqrt{\xi}-1)^2}{4t} > 1.$$

В настоящей работе указанное условие выполняется, поэтому применение отмеченных выражений оправдано. Второе выражение в (7) определяет концентрацию примесных атомов алюминия на глубине проникновения электронов в кремний с учетом влияния на диффузию образованных электронами вакансий. Осуществляя расчет по формулам (1)–(7) и используя данные, содержащиеся в табл. 1–3, получим концентрационные профили распределения атомов алюминия в кремниевой пластине в зависимости от параметров облучения структуры Al–Si ионно-электронным потоком внеэлектродной плазмы, формируемой высоковольтным газовым разрядом, представленные на рис. 2.

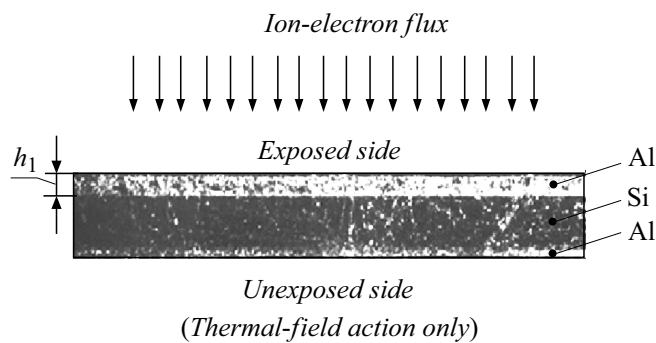
Анализ кривых, представленных на рис. 2, свидетельствует о том, что их характер изменения объясняется протеканием диффузий под действием градиентов концентрации, температуры и вакансий, формируемых электронами на глубине их проникновения в полупроводник. Разные значения величины  $C$  на границе  $x = 0$ , соответствующие кривым 1–3, объясняются протеканием термодиффузии, при которой перенос диффузанта, его дрейф осуществляется в поле градиента температуры [12]. С увеличением длительности облучения количество атомов алюминия, перешедших в объем кремния под действием термодиффузии, возрастает, одновременно уменьшая их концентрацию на границе  $x = 0$ . Количество растворенных атомов диффузанта, которые обладают энергией, необходимой



**Рис. 2.** Распределение концентрации атомов алюминия в кремниевой пластине после обработки структуры Al–Si ионно-электронным потоком внеэлектродной плазмы, формируемой высоковольтным газовым разрядом при токе разряда  $I = 50$  mA,  $U = 4$  kV и разных длительностях облучения  $t$ : 1 — 100; 2 — 300; 3 — 600 s. (Непрерывные линии получены с помощью расчета по формулам (7); измерения проводились четырехзондовым методом).

для перехода в соседнее положение, изменяется вдоль направления градиента температуры. В то же время существует самостоятельный поток диффузанта, формируемый градиентом его концентрации, направленный вглубь образца. Максимальные значения концентрации диффузанта достигаются на глубине проникновения электронов в полупроводник благодаря формированию ими вакансий в слое ( $x \approx 0.25 \mu\text{m}$ ), что сопровождается увеличением на 2–3 порядка коэффициента тепловой диффузии (табл. 3). Значениям  $t_1 = 100$  s,  $t_2 = 300$  s,  $t_3 = 600$  s соответствуют свои значения величины  $D_T(C_{Si}^V)$ , равные  $0.577 \cdot 10^{-11}$ ,  $2.270 \cdot 10^{-11}$  и  $4.740 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^2/\text{s}$ , что приводит к разным положениям максимума на кривых 1–3. При этом для всех кривых максимумы не превышают предела растворимости атомов диффузанта в образце, равного  $C_0 \approx 1.5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ . Дальнейший характер изменения кривых при  $0.25 \leq x \leq 0.4 \mu\text{m}$  соответствует концентрационному распределению при неизотермической диффузии для случая  $Q^* > 0$ , представленного в работе [12].

Для подтверждения стимуляции диффузии атомов алюминия в кремний при длительных временах облучения проводился эксперимент, целью которого являлось сравнение глубин легирования алюминия в кремний при действии на структуру Al–Si чисто теплового поля и ионно-электронного облучения. Для это-



**Рис. 3.** Косой шлиф микроструктуры алюминий–кремний–алюминий.

го на обеих поверхностях кремниевой пластины формировался слой алюминия порядка нескольких микрон. Верхняя сторона структуры Al–Si–Al подвергалась облучению ионно-электронным потоком с током  $I = 50 \text{ mA}$  и ускоряющим напряжением  $U = 4 \text{ kV}$  в течение  $t = 600 \text{ s}$ , в то время как нижняя — действию только теплового поля. Измерение глубин легирования осуществлялось металлографическим способом путем применения метода косого шлифа ( $\alpha = 7^\circ$ ) [10]. Окрашивание легированных слоев происходило в растворе, состоящем из смеси 0.05–0.1% азотной (70%-ой) и (48%-ой) плавиковой кислот. Для получения изображения косового шлифа использовался оптический микроскоп МИИ-4. Вид косого шлифа представлен на рис. 3.

Зона легирования со стороны облучения (верхняя часть на рис. 3 высотой  $h_1$ ) практически в три раза превышает зону легирования поверхности кремния, не подвергавшейся действию облучения, хотя обе стороны находились практически при одной и той же температуре, равной 1123 К. Таким образом, стимуляция диффузии при ионно-электронном облучении действительно существует. В этом случае, как показал анализ зависимостей, представленных на рис. 2, варьированием режимов облучения достигается дозированное изменение концентрации атомов алюминия в кремнии, а следовательно, и глубины легирования ( $h_1$ ) полупроводника маскирующим материалом.

## Заключение

С использованием разработанной модели проведен расчет концентрационных профилей распределения атомов алюминия в кремнии в зависимости от конкретных технологических параметров обработки структуры Al–Si ионно-электронным потоком внеэлектродной плазмы, формируемой высоковольтным газовым разрядом. Установлено, что характер изменения зависимостей объясняется протеканием диффузий под действием градиентов концентрации, температуры и вакансий, формируемых электронами на глубине их

проникновения в полупроводник. В рамках модели осуществлен расчет значений коэффициента диффузии алюминия в кремний, соответствующих разным значениям  $x$  и длительности обработки при токе разряда  $I = 50 \text{ mA}$  и ускоряющем напряжении  $U = 4 \text{ kV}$ . Показано, что на глубине проникновения электронов в полупроводник коэффициент диффузии имеет функциональную зависимость от концентрации вакансий, а величина  $D_T(C_{\text{Si}}^V)$  на 2–3 порядка выше коэффициента тепловой диффузии  $D_T$ , из-за чего в данной области достигаются максимальные значения концентрации диффузанта. Экспериментально подтверждены адекватность разработанной модели и возможность дозированного изменения концентрации атомов алюминия в кремнии, а следовательно, и глубины легирования ( $h_1$ ) полупроводника маскирующим материалом, посредством варьирования режимов облучения структуры Al–Si.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] Franssila S. Introduction to Microfabrication. John Wiley & Sons, 2010. 517 p.
- [2] *Diffractive Nanophotonics* / Ed. by V.A. Soifer. Taylor and Francis, 2014. 704 p.
- [3] Kazanskiy N.L., Kolpakov V.A. Optical Materials: Microstructuring Surfaces with Off-Electrode Plasma. CRC Press, 2017. 211 p.
- [4] Казанский Н.Л., Колпаков В.А. Формирование оптического микрорельефа во внеэлектродной плазме высоковольтного газового разряда. М.: Радио и связь, 2009. 220 с.
- [5] Kazanskiy N.L., Kolpakov V.A., Podlipnov V.V. // *Vacuum*. 2014. N 101. P. 291–297.
- [6] Колпаков В.А., Кричевский С.В., Маркушин М.А. // *ЖЭТФ*. 2017. Т. 151. Вып. 1. С. 189–198. [Kolpakov V.A., Krichevsky S.V., Markushin M.A. // *J. Experiment. Theor. Phys*. 2017. Vol. 124. N 1. P. 164–171.]
- [7] Колпаков В.А., Колпаков А.И. // *Письма в ЖТФ*. 1999. Т. 25. Вып. 15. С. 58–65.
- [8] Колпаков В.А., Подлипнов В.В. // *ЖТФ*. 2015. Т. 85. Вып. 1. С. 52–55. [Kolpakov V.A., Podlipnov V.V. // *Tech. Phys*. 2015. Vol. 60. N 1. P. 53–56.]
- [9] Казанский Н.Л., Колпаков А.И., Колпаков В.А. // *Компьютерная оптика*. 2002. № 24. С. 84–90.
- [10] Курносоев А.И., Юдин В.В. *Технология производства полупроводниковых приборов*. М.: Высшая школа, 1974. 400 с.
- [11] Колпаков В.А., Новомейский Д.Н., Новоженин М.П. // *ЖТФ*. 2013. Т. 83. Вып. 11. С. 6–9. [Kolpakov V.A., Novomeiskii D.N., Novozhenin M.P. // *Tech. Phys*. 2013. Vol. 58. N 11. P. 1554–1557.]
- [12] Майрановский Г.В., Фистуль В.И., Фистуль М.В. // *ФТП*. 1985. Т. 19. Вып. 11. С. 2082–2085.

- [13] *Бушувев В.А., Петраков А.П.* // ЖТФ. 2000. Т. 70. Вып. 5. С. 92–96. [*Bushuev V.A., Petrakov A.P.* // Tech. Phys. 2000. Vol. 45. N 5. P. 613–617.]
- [14] *Рыкалин Н.Н., Зув И.В., Углов И.В.* Основы электронно-лучевой обработки материалов. М.: Машиностроение, 1978. 222 с.
- [15] *Попов В.К.* // ФХОМ. 1967. N 4. С. 11–24.
- [16] *Atomic Diffusion in Semiconductors* / Ed. by D. Shaw. Plenum Press, 1973. 685 p.