

НАБЛЮДЕНИЕ РАДИАЦИОННОГО ПРОБОЯ КРЕМНИЕВЫХ ПЛАСТИН

В. А. Войтенко, С. Е. Мальханов

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

Поступила в редакцию 12 августа 1997 г.

Обнаружен и исследован радиационный пробой кремниевых пластин, проявляющийся в аномальном поведении дозовых характеристик их радиационных дефектов при изменении интенсивности облучения. Построена теория обратимого радиационного пробоа, вызванного бистабильностью, возникающей в газе радиационных вакансий в условиях, когда его можно считать квазидвумерным. Для объяснения экспоненциального насыщения дозовых характеристик при увеличении интенсивности облучения предложены сценарии образования различных видов составных радиационных дефектов. Оценены некоторые параметры бистабильного газа первичных вакансий: коэффициенты диффузии, размеры области неоднородности, скорость движения линии расслоения. В целом отмечается удовлетворительное согласие с экспериментом. Полученные расхождения значений коэффициента диффузии нейтральных вакансий с литературными данными отнесены за счет роли межзонной рекомбинации, сопутствующей в случае электронного облучения радиационному дефектообразованию.

1. ВВЕДЕНИЕ

Проблема радиационного дефектообразования, в частности в кремнии, остается в настоящее время актуальной как в экспериментальном, так и в теоретическом плане [1–5]. Известная простота, высокосимметричность кремниевой кристаллической структуры, доскональная изученность возможных здесь радиационных дефектов, развитые промышленные способы получения пластин делают кремний самым подходящим материалом для изучения различных моделей дефектообразования. Кремний, облученный быстрыми электронами, является также объектом радиационной технологии.

В силу специфики получения радиационных дефектов в процессе облучения они, как правило, имеют в своем составе вакансии V или дивакансии W . Последние, кроме того, образуются и самостоятельно. Поэтому при описании кинетики первичных радиационных дефектов — междоузельных атомов и вакансий — в первую очередь важен учет вакансий.

В настоящей работе получены зависимости концентрации N для различных типов радиационных дефектов от дозы облучения Φ при различных интенсивностях облучения I , обнаружено экспоненциальное насыщение дозовых характеристик. Построена теория происходящего при слиянии индуцируемых вакансий кристаллической решетки радиационного пробоа полупроводниковых поверхностей и пластин. Показано, что дозовые зависимости, найденные в результате аппроксимаций, совпадают с результатами теории, полученными в картине радиационного пробоа. Рассмотренный механизм пробоа основан на бистабильной кинетике возникающих в процессе облучения неравновесных флуктуаций первичных вакансий. Дальнейшая эволюция этих флуктуаций

приводит к известным из гидродинамики бифуркациям, которые могут возникать, например, по сценарию развития турбулентности Ландау, см., например, [6]. В результате образования вторичных радиационных дефектов картина бифуркаций фиксируется, приводя к дроблению с течением времени пространственного периода модуляции возникающих структур. Составлены и обоснованы сценарии образования и закрепления структур вторичных радиационных дефектов.

Совпадение теории с экспериментом в форме дозовых характеристик $N(\Phi)$, хорошее согласие полученных оценок кинетических параметров системы первичных вакансий с результатами предшествующих работ [7, 8] свидетельствуют о наблюдении радиационного пробоя пластин, индуцируемого двумерным упорядочением определенных вторичных радиационных дефектов. Насыщение экспозиционных характеристик сопровождается также формированию сульфидной пленки при S -пассивации Ge [9] и GaAs при обработке в различных растворах сульфидов [10], железистой пленки на пассивированных поверхностях этих полупроводников [11]. При этом на поверхностях образуются геометрические узоры различных форм; визуально их можно наблюдать на металлических электродах при электрополировании [12]. Таким образом, разнообразие реконструирующихся квазидвумерных систем подтверждает вывод о фундаментальном характере обнаруженного в данной работе насыщения дозовых характеристик.

2. КИНЕТИКА БИСТАБИЛЬНОЙ СИСТЕМЫ ВАКАНСИЙ

Первые попытки [3, 13] интерпретации зависимостей концентрации радиационных дефектов от интенсивности и дозы электронного облучения были основаны на представлении об однородно протекающих решеточных квазихимических реакциях с истощающимся запасом реагентов. Не была объяснена наблюдавшаяся форма этих зависимостей, а также определенная корреляция между ними: наличие зависимости $N(I)$, насыщения $N(\Phi)$ для одних радиационных дефектов и их отсутствие для других центров; влияние на эти и некоторые другие [14] характеристики радиационных дефектов типа мелких примесных уровней.

В настоящей работе показано, что рассматриваемые процессы следует относить к реакциям типа Белоусова–Жаботинского, см., например, [15, § 10.3]. Они происходят при участии протяженного катализатора, в роли которого выступает сама кристаллическая решетка. Решеточные неоднородности релаксируют в этом случае самосогласованным образом благодаря процессам диффузии и конвективного полевого переноса [15]. Мы будем рассматривать в качестве переносчиков диффузионных потоков одиночные вакансии V , которые выполняют здесь ту же роль, что и дырки в электронной теории полупроводников. Для концентрации вакансий $n(t)$ удастся составить независимое и замкнутое диффузионно-кинетическое уравнение, объединяющее условие непрерывности и уравнение диффузии:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \operatorname{div}(nb\mathbf{F} - D\nabla n) = G(n) - \frac{n}{\tau_V}, \quad (1)$$

где $G(n)$ — темп генерации вакансий, τ_V — их время жизни, полевой член в потоке вакансий $j_1 = nb\mathbf{F}$ определяется упругой силой F и подвижностью b [16], а диффузионный, $j_2 = -D\nabla n$, — коэффициентом диффузии D . Направление вектора \mathbf{F} определяется появляющимся в результате облучения выделенным направлением в кристалле.

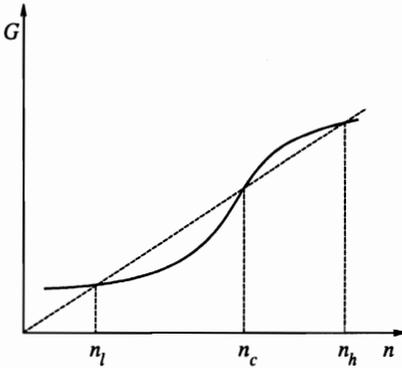


Рис. 1. Схематические зависимости приходного $G(n)$ (сплошная кривая) и уходящего n/τ_V (штриховая линия) членов диффузионно-кинетического уравнения (1) от концентрации n . На горизонтальной оси отмечены решения стационарного однородного уравнения (2)

Например, F может быть направлена по линии пересечения плоскости падения луча с плоскостью поверхности пластины. Строго говоря, одного уравнения (1) недостаточно: вклад в G может возникать при развале составных радиационных дефектов, например дивакансий W . Кроме того, сила F также может зависеть от концентрации всех радиационных дефектов. Однако при больших интенсивностях и энергиях электронного и протонного пучков, использованных нами, см. разд. 3, основной вклад в $G(n)$ дает внешнее воздействие, так что ролью распада составных радиационных дефектов можно пренебречь. Мы будем также считать, что F зависит только от концентрации первичных вакансий n . Однородные квазихимические решеточные реакции, исследованные прежде [3, 13], удовлетворяют уравнению баланса

$$G(n) = n/\tau_V. \quad (2)$$

Учет планарной геометрии исследованных пластин, ограниченность глубины проникновения пучка при некоторых радиационных экспериментах, известная тенденция к стоку вакансий на поверхность, см. [17], позволяют при решении уравнения (1) рассматривать квазидвумерную модель. В этом случае оказывается важным, что при достаточных интенсивностях и дозах облучения наступает изменение режима каналирования падающих частиц, которое сопровождается появлением значительного количества актов рассеяния на уже имеющихся дефектах на большие углы [18]. Это отражается в том, что темп генерации $G(n)$ становится нелинейной функцией концентрации, что приводит, как показано ниже, к расслоению газа вакансий. Действительно, из рис. 1 видно, что уравнение (2) может в случае нелинейности $G(n)$ иметь три решения. Из показанных на рис. 1 решений, отвечающих исходной n_l , метастабильной n_c и плотной n_h фазам вакансий, устойчивыми оказываются только два: n_l и n_h . Это означает, что система вакансий делается бистабильной.

Кинетика происходящего при $n_l < n < n_h$ расслоения описывается нестационарным диффузионно-кинетическим уравнением (1). В линейном приближении представим функции $G(n)$ и $F(n)$ в виде разложений по малым флуктуациям концентрации δn :

$$F(n) = C\delta n, \quad G(n) = \left(\frac{1}{\tau_V} + \nu \right) \delta n, \quad (3)$$

где C — феноменологический коэффициент, определяемый параллельной пластине проекцией внешней силы, действующей со стороны облучающего пучка, частота ν , рав-

ная

$$\nu = \frac{\partial G}{\partial n} - \frac{1}{\tau_V}, \quad (4)$$

играет роль отрицательной дифференциальной проводимости в линеаризованном уравнении (1), см., например, [15, § 7.6]. Направив ось x в плоскости падения перпендикулярно поверхности пластины и проведя преобразование Фурье по координате y и времени в линеаризованном с помощью (3) и (4) уравнении (1), получим

$$[-i(\omega - kV_D) + k^2D - \nu] \delta n = D \frac{\partial^2 \delta n}{\partial x^2}. \quad (5)$$

Здесь k и ω — двумерный волновой вектор и частота флуктуаций, роль скорости дрейфа выполняет произведение $V_D = nCb$. Согласно (5) в условиях постоянного градиента концентрации первичных радиационных дефектов в глубь пластины, $dn/dx = \text{const}$, в ней возникает продольная волна:

$$\delta n = A(t) \exp \{i(ky - \omega t)\} f(x) \quad (6)$$

с частотой $\omega = kV_D$ и затуханием $\gamma = k^2D - \nu$. В области значений n , характеризующей достаточно крутым наклоном кривой $G(n)$ (рис. 1), имеем $\nu > k^2D$, так что уравнение (6) описывает экспоненциальное увеличение амплитуды $A(t)$.

Усредненное уравнение для квадрата модуля амплитуды $A(t)$, описывающее ее насыщение, можно получить методом Ландау [6], если ограничиться невырожденной системой. Для таких систем фактическая граница устойчивости определяется тем единственным видом возмущений и той частотой $\omega(k)$, которые дают равное нулю затухание $\gamma = 0$. В связи с этим удается провести разложение временной производной от $|A|^2$ по A , в котором по причинам, указанным в [6], достаточно удерживать только несколько ближайших не исчезающих при усреднении членов. Естественное усреднение может осуществляться за время (и за счет энергии) образования вторичных радиационных дефектов. Члены нечетных порядков по амплитуде A непременно содержат периодический множитель и при усреднении выпадают. Среди членов четного, например четвертого, порядка есть слагаемые типа $A^2 A^{*2} = |A|^4$, при усреднении не выпадающие.

Рассматриваемые временные производные типа $\langle d|A|^2/dt \rangle$ являются прямыми математическими аналогами «вероятностей перехода в единицу времени», которые вычисляются по теории возмущений из нестационарного уравнения Шредингера квантовой механики [19]. В данном случае наш интерес к квадрату модуля $|A|^2$ связан с тем, что статистический вес образующихся в единице объема пар вакансий, при слиянии дающих дивакансию W , равен числу сочетаний $C_n^2 = n(n-1)/2$, квадратично зависящему от n . Поэтому темп генерации образующихся дивакансий

$$\frac{dN_W}{dt} = \frac{1}{2} \left\langle \frac{d|A|^2}{dt} \right\rangle \quad (7)$$

дается средней производной указанного типа. В принципе, наше разложение может начинаться с постоянного слагаемого нулевого порядка по A , которое соответствует притоку дивакансий за счет развала других радиационных дефектов. Однако дивакансии имеют температуру отжига более низкую, чем получающиеся из них К-центры (С + О + W, см., например, [1]). Это означает, что указанный постоянный приток их несуществен,

поэтому достаточно ограничиться членами второго и четвертого порядков по A . Выражая постоянную Ландау α из [6] через предельную концентрацию дивакансий N_{0w} , получим

$$\frac{dN_w}{dt} = \frac{N_w}{\tau_I} \left(1 - \frac{N_w}{N_{0w}} \right), \quad (8)$$

где τ_I — характерное время эволюции структуры дивакансий. Решение уравнения (8) приводит к дозовой характеристике вида

$$N_w = \frac{N_{0w}}{1 + \exp[(\Phi_0 - \Phi)/I\tau_I]}. \quad (9)$$

Единственная возникающая при интегрировании постоянная, обозначенная в (9) как $\exp(\Phi_0/I\tau_I)$, а также другие параметры τ_I и N_{0w} благодаря скейлинговым соображениям, изложенным в разд. 4, выражаются через параметры проведения эксперимента.

Рассмотренный режим потери устойчивости, характеризуемый плоской симметрией, отвечает паузейлевому течению [6]. Другой режим — изотропной турбулентности — реализуется в гидродинамике для куэттовского течения (в пространстве между двумя цилиндрами [6]). Известно, что при его описании приходится отказываться от линейных представлений [6, § 30] и что решению, впервые приводящему к равному нулю затуханию, отвечает чисто мнимая функция $\omega(k)$ [6, § 27], так что $\gamma = 0$, когда $\omega = 0$. Данный режим потери устойчивости возникает в уравнении (1) при нормальном падении облучающего пучка на высокосимметричную поверхность кремниевой пластины, когда $F(n)$ из (3) обращается в нуль, $C = 0$.

Пренебрегая упругими силами, рассмотрим стационарные осесимметричные однородные вдоль x решения уравнения (1) с концентрацией $n_0(r)$, отнесенной здесь к единице площади, с нелинейной функцией $G(n)$, показанной на рис. 1 (r — круговая координата в плоскости пластины). Переходя в (1) к цилиндрическим координатам и проводя вместо преобразования Фурье интегрирование по r с весом dn_0/dr , получим

$$D \int_0^\infty \left(\frac{dn_0}{dr} \right)^2 \frac{dr}{r} = \int_{n_l}^{n_h} \left[G(n) - \frac{n}{\tau_V} \right] dn. \quad (10)$$

Из (10) можно получить оценку размера переходного слоя между конкурирующими n_l - и n_h -фазами Δr :

$$\sqrt{\frac{D_h}{\nu_h}} \lesssim \Delta r \lesssim \sqrt{\frac{D_l}{\nu_l}}, \quad (11)$$

где частоты и коэффициенты диффузии ν_h , D_h и ν_l , D_l относятся соответственно к плотной и разреженной фазам. Основной вклад при интегрировании в (10) возникает от переходного слоя: $R_c - \Delta r \leq r \leq R_c + \Delta r$, где R_c — критический радиус зародыша. Поэтому можно приближенно оценить масштаб R_c следующим образом:

$$R_c = \frac{D}{J} \int_0^\infty \left(\frac{dn_0}{dr} \right)^2 dr, \quad (12)$$

где степень пересыщения в газе вакансий J определяется интегралом

$$J = \int_{n_l}^{n_h} \left[G(n) - \frac{n}{\tau_V} \right] dn. \quad (13)$$

Согласно (12), (13) в двумерном случае R_c может непрерывно изменяться в широких пределах в зависимости от степени пересыщения J . В качестве нижней границы критического размера зародыша можно принять величину Δr , не зависящую от I и оцененную согласно (11). Согласно экспериментальным результатам, изложенным ниже, эта величина измеряется долями микрон.

Применяя теперь рассмотренную выше процедуру интегрирования (1) к нестационарным двумерным осесимметричным решениям, найдем среднюю скорость роста $v(R)$ зародыша плотной фазы. Будем искать решение (1) в виде волны:

$$n = n_0(r - v(R)t). \quad (14)$$

Действуя далее так же, как и при выводе (12), из (1) получим

$$v(R) = v_\infty(1 - R_c/R). \quad (15)$$

Здесь величина

$$v_\infty = J \left[\int_0^\infty \left(\frac{dn_0}{dr} \right)^2 dr \right]^{-1} \quad (16)$$

имеет смысл скорости перемещения межфазной стенки малой кривизны при заданном пересыщении J . При фазовом переходе достижение зародышем критических размеров обычно является наиболее длительной стадией [20]. Поэтому входящее в дозовую характеристику (9) характерное время τ_I , определяемое ниже при сравнении (9) с экспериментом, может быть оценено как

$$\tau_I \sim R_c/v_\infty. \quad (17)$$

В зависимости от угла падения облучающего пучка получающиеся за время τ_I структуры вторичных радиационных дефектов наследуют либо плоскую текстуру нитей при $C \neq 0$, либо осесимметричную текстуру точек радиуса R_c из (12) в противоположном случае. Разнообразные технологии обработки поверхностей кристаллов [10–12] также дают примеры практической реализации обеих возможностей.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В данной работе нами исследовалось радиационное дефектообразование в кремниевых пластинах размерами $5 \times 2 \times 0.2 \text{ мм}^3$, приготовленных на основе кремния КЭФ-7.5, КЭФ-1.0 (с концентрациями электронов соответственно $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и $4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$) и КДБ-10 (с концентрацией дырок $1.3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$). Для создания омических контактов на противоположные поверхности пластин методом ионной имплантации (соответственно

фосфора или бора) наносились низкоомные слои n^+ - или p^+ -типов, проникавшие на глубину 0.2–0.3 мкм. Для восстановления аморфизированного слоя образцы отжигались в нейтральной среде.

Ускоритель РТЭ -1В, на котором проводилось электронное облучение пластин кремния, позволяет варьировать интенсивность в широких пределах. Мы использовали диапазон $I = 10^{13}–10^{14}$ см⁻².с⁻¹, определенный доступной нам методикой измерения концентрации N . Источник нейтронов НГ-200У снабжался специальной приставкой для создания и ускорения протонного пучка. Протоны проникали в пластины на глубину $L \sim 1$ мкм, а электроны пронизывали ее насквозь. Использовалось нормальное падение пучков на поверхности $\langle 111 \rangle$.

Концентрация N измерялась по методу фотоемкости. Оптимальной в этой методике является половинная компенсация исходной легирующей примеси. Нижний предел измерений концентрации (изменения I , Φ) был непосредственно связан с чувствительностью приборов, а верхний — с большими темновыми сигналами, которые возникают из-за компенсации, увеличивающей сопротивление внутренней области пластины до сопротивления обратносмещенного $p-n$ -перехода в приповерхностном слое, создающего электроемкость. Дополнительные подробности экспериментальных процедур и результатов изложены в [8, 21, 22].

Экспериментальные точки дозовых зависимостей $N(\Phi)$, полученные нами при двух различающихся вдвое постоянных значениях I , представлены для нескольких типов радиационных дефектов различными точками на рис. 2, 3. Общим для всех дозовых характеристик является почти линейный рост, отражающий постоянство скорости дефектообразования $dN/dt = I(dN/d\Phi)$ при малых дозах. Существенные различия, связанные с поведением дозовых характеристик при больших дозах с изменением I , позволяют выделить радиационные дефекты трех групп.

Для К-центров с уровнем $\mathcal{E}_v = +0.35$ эВ (С + О + W, см. [1]) характерна квадратичная зависимость $N = \alpha I^2$ [21]. Соответствующие дозовые кривые 1, 3 на рис. 2 имеют линейный рост, который сменяется участком насыщения. Такой же линейный с последующим насыщением тип дозовой зависимости $N(\Phi)$ зарегистрирован и для радиационных дефектов с уровнем $\mathcal{E}_v = +0.37$ эВ (кривые 2, 4), а также для радиационных дефектов, полученных протонным облучением (кривая 5). Микроскопическая структура дефектов, соответствующих кривым 2, 4, 5, на сегодняшний день до конца не выяснена. Она обсуждается в разд. 4.

Для дивакансий наблюдается либо линейная $N = \beta I$ (КЭФ-7.5, по уровню $\mathcal{E}_c = -0.4$ эВ), либо квадратичная $N = \alpha I^2$ (КЭФ-1.0, по уровню $\mathcal{E}_c = -0.4$ эВ; КДБ-10, по уровню $\mathcal{E}_v = +0.29$ эВ) зависимость $N(I)$. Дозовая зависимость $N(\Phi)$ как и для К-центров при меньшей интенсивности $I = 6 \cdot 10^{13}$ см⁻².с⁻¹ сохраняет на всем протяжении близкий к линейному рост (кривая 6). Однако имеется тенденция к насыщению при большей интенсивности $I = 1.2 \cdot 10^{14}$ см⁻².с⁻¹ (кривая 7).

Для А-центров (V + O) отсутствует зависимость концентрации дефектов N от интенсивности, т.е. $N(I) = \text{const}$. При этом дозовая зависимость $N(\Phi)$ сохраняет почти линейный рост во всем диапазоне Φ и при всех I , доступных для нашей экспериментальной методики, см. рис. 3 кривые 1, 2 и вставку. Таким образом, существует ощутимая связь дозовых характеристик радиационных дефектов с зависимостями N от интенсивности: когда имеет место квадратичная или линейная зависимости $N(I)$, дозовая зависимость выходит на насыщение.

Из наших измерений вытекает также более или менее резкая зависимость вероят-

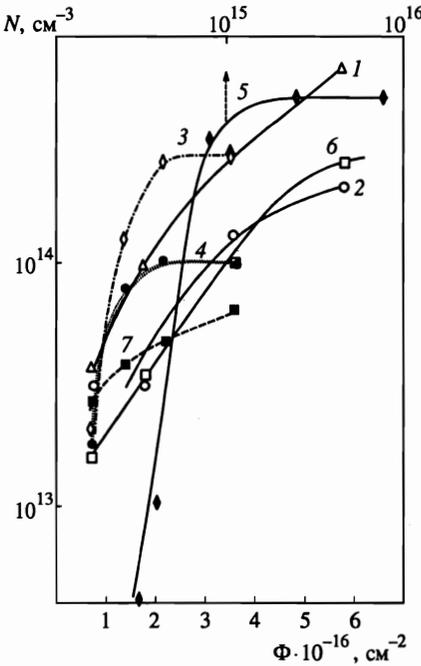


Рис. 2

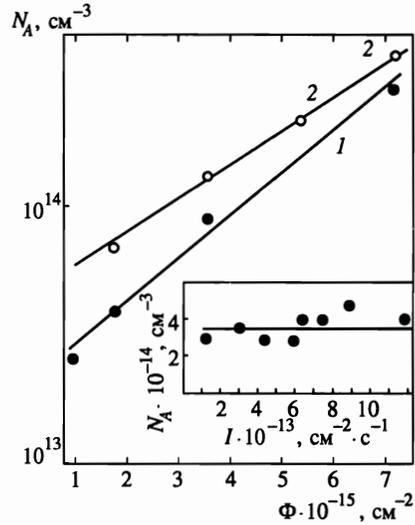


Рис. 3

Рис. 2. Дозовые зависимости $N(\Phi)$, отражающие темп накопления различных радиационных дефектов в кремнии КДБ-10, облучаемом электронами с энергией 1 МэВ и протонами с энергией 100 кэВ. Точки — эксперимент, сплошные линии — теория. Кривые 1–5 построены по (20), кривые 6, 7 — по (9): 1, 3 (Δ, \diamond) — К-центры, 2, 4 (\circ, \bullet) — радиационные дефекты с уровнем $\mathcal{E}_v = +0.37$ эВ, 5 (\blacklozenge) — радиационные дефекты, получаемые протонным облучением (верхняя горизонтальная шкала), 6, 7 (\square, \blacksquare) — дивакансии, 1, 2, 6 (Δ, \circ, \square) — интенсивность $I = 6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, 3, 4, 7 ($\diamond, \bullet, \blacksquare$) — интенсивность $I = 1.2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$

Рис. 3. Дозовые зависимости $N_A(\Phi)$, отражающие темп накопления А-центров в кремнии КЭФ-7.5, облучаемом электронами с энергией 1 МэВ при интенсивностях I (\bullet) — $1.2 \times 10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, 2 (\circ) — $6.0 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. На вставке: зависимость концентрации А-центров N_A от интенсивности I при постоянной дозе $\Phi = 7.2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$

ности дефектообразования от типа мелких примесных уровней. Так, К-центры наблюдаются только в кремнии p -типа, в то время как А-центры — только в электронном кремнии. Для дивакансий в случае электронных кристаллов возможна как линейная, так и квадратичная зависимости $N(I)$, в то время как в случае дырочных кристаллов наблюдается только квадратичная зависимость. Существуют и более тонкие различия [14].

4. ОБЪЯСНЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Все указанные особенности экспериментальных данных удается объяснить, руководствуясь описанными в разд. 2 представлениями о неустойчивости решений (1), при-

водящей к бистабильности системы первичных радиационных дефектов. Бифуркации приводят к дроблению с течением времени (т. е. с увеличением дозы $\Phi = It$) пространственного периода модуляции в среде первичных радиационных дефектов. Разные стадии этого процесса «замораживаются» при образовании вторичных радиационных дефектов разных поколений.

Условия применимости теоретической дозовой характеристики (9) распространяются только на составные радиационные дефекты первого поколения — дивакансии. Входящую в (9) постоянную интегрирования можно выразить через характерное время задержки $t_0 = \Phi_0/I$ начала образования дивакансий. Это время требуется для накопления кинетической энергии, достаточной для развития соответствующей неустойчивости. Эта энергия идет на возбуждение фононов, предшествующее началу отрыва атомов из узлов решетки. В любом случае задержка t_0 определяется деталями приготовления квазидвумерной неустойчивой системы, в данной ситуации — дисперсией фононного спектра кремния. Поэтому t_0 может считаться не зависящим от интенсивности внешнего воздействия. Максимальное число дивакансий N_{0w} определяется кристаллической структурой кремния и также не зависит от I . В итоге единственной из трех входящих в (9) констант, которая зависит от I , оказывается эволюционное время τ_I . Все представленные дозовые характеристики рис. 2, а также зависимости $N(I)$ удается интерполировать по (9) и (20), используя стандартное представление для обратного времени τ_I^{-1} : $\tau_I^{-1} = \xi + \eta I + \zeta I^2$ и подбирая постоянные ξ , η и ζ . Например, для кривой 7 мы получаем $\tau_I = 1.7$ мин, для кривой 6, снятой при вдвое меньшей интенсивности τ_I , соответственно больше.

Элементарный процесс образования К-центров в конечном итоге сводится к реакции вида [13]



где $[V_2O]$ — комплекс дивакансия-кислород, C_i — углерод в междоузлии, знаки показывают зарядовые состояния. Участие кристаллической решетки в реакции (18) в качестве катализатора обусловлено дебаевской корреляцией, складывающейся на этапе образования дивакансий [23]. Если, учитывая эту корреляцию, покрыть всю пластину упорядоченными дебаевскими сферами, в центрах которых располагаются дивакансии, то реакция (18) приводит к случайному заполнению части этих сфер К-центрами. Возникающие при этом флуктуационные скопления К-центров становятся мезоскопическими центрами зародышеобразования. Они ускоряют расслоение в газе вакансий на n_l - и n_h -фазы в соответствии с разд. 2. Вероятность таких скоплений можно оценить, используя модель Изинга, см., например, [24]. Она значительно превышает вероятность самопроизвольного образования критического зародыша [20]. Этот процесс поддерживается за счет локализации скоплений в соответствии с данными электронной микроскопии вдоль дислокационных линий [25]. В свою очередь, появившиеся зародыши плотной фазы вакансий начинают поддерживать внутри себя образование новых К-центров, так что их образование в других местах делается маловероятным. Это приводит к выстраиванию К-центров в цепочки в направлении облучающего потока. В итоге стабильные линейные структуры К-центров, простираясь от одной поверхности пластины до другой, как бы осуществляют ее радиационный пробой, который становится необратимым и может рассматриваться как структурный фазовый переход. В силу того что возникновение новых К-центров вне структуры делается практически невозможным, для скорости их образования $I(dN_K/d\Phi)$ подобное [6] разложение следует про-

водить по числу оставшихся свободных мест в уже созданной их структуре $N_{0K} - N_K$, т. е.:

$$I \frac{dN_K}{d\Phi} = \frac{N_{0K} - N_K}{\tau_{IK}}, \quad (19)$$

где время τ_{IK} соответствует К-центру. Подтверждаемая экспериментально кривыми 1, 3 на рис. 2 дозовая характеристика

$$N_K = N_{0K} \left[1 - \exp \left(-\frac{\Phi}{I\tau_{IK}} \right) \right] \quad (20)$$

является решением уравнения (19). Заметим, что уравнение (19) возникает как результат разложения скорости образования радиационных дефектов с учетом члена нулевого порядка, описывающего постоянный приток за счет синтеза из других центров. Дозовые кривые 2, 4, 5, построенные с помощью (20), говорят о том, что соответствующие им радиационные дефекты с уровнем $\mathcal{E}_V = +0.37$ эВ и дефекты, полученные протонным облучением, также принадлежат старшему после дивакансий поколению. Измерения N при разных интенсивностях [21] указывают, что они, возможно, получаются из дивакансий. Уровень $\mathcal{E}_V = 0.37$ эВ может оказаться другим компонентом мультиплета К-центров, а среди дефектов, получаемых протонным облучением, по-видимому, доминируют водородные димеры [26].

Нижнюю оценку расстояния вдоль пластины между цепочками радиационных дефектов можно получить из их средней двумерной концентрации $n = NL$, где $N \sim 10^{14}$ см⁻³, см. рис. 2. Например, для случая протонной бомбардировки $L \sim 1$ мкм. Отсюда размер неоднородности оценивается снизу как $R_c \sim 1/\sqrt{n}$. Это дает нижнюю границу размеров двумерных зародышей, определяемую долями микрон $R_c \sim 0.5$ мкм. Скорость роста обогащенной радиационными дефектами двумерной области при этом порядка $v_\infty = R_c/\tau_I \sim 0.1$ мкм/мин. Заметим, что эта скорость имеет одинаковый порядок величины как в случае протонного, так и в случае электронного облучения.

Для образования двумерных структур рассмотренного типа вакансии за время (17) должны успеть преодолеть существенный в задаче поперечный размер — расстояние до поверхности пластины L . Совпадающее с (17) время τ_I , полученное при интерполяции кривой 5 на рис. 2, оказывается порядка одного часа. Отсюда с учетом требуемого выхода вакансий на поверхность для коэффициента диффузии D получаем оценку $D = L^2/\tau_I$, откуда $D \sim 10^{-12}$ см²/с. Это значение совпадает с точностью до погрешности измерения с полученным ранее [8] для положительно заряженных дивакансий значением $D = 1.2 \cdot 10^{-12}$ см²/с. Полученное совпадение значений D , найденных разными методами, подкрепляет правильность вывода о структурном фазовом переходе в атмосфере радиационных дефектов.

С другой стороны, использованные нами электроны с энергией 1 МэВ пронизывают пластину насквозь. В этом случае в качестве L для оценки D следует брать всю толщину пластины, т. е. $L = 0.2$ мм. Это значение на несколько порядков больше, чем в случае протонов, в то время как время τ_I , наоборот, на порядок меньше. Отсюда для коэффициента диффузии получающихся в этом случае нейтральных вакансий вытекают гигантские значения $D \sim 10^{-7}$ см²/с. Столь резкое преобладание диффузионных процессов в облученном электронами кремнии по сравнению с облученным протонами обусловлено, по-видимому, большей ролью межзонной рекомбинации, вызывающей передачу импульса в решетку.

В наших экспериментах использовались пластины из кремния, выращенного методом Чохральского. Такие кристаллы содержат в преобладающем количестве по сравнению с другими примесями атомы кислорода, концентрация которых $N_0 \sim (6 \div 7) \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Поэтому примесь кислорода, будучи в достатке, не может ограничивать вероятность процессов образования А-центров, темп которых поэтому определяется дефицитом вакансий. Любой сценарий образования А-центров должен, следовательно, прежде всего отвечать на вопрос, почему их дозовые характеристики $N(\Phi)$, см. рис. 3 и вставку, радикально отличаются от аналогичных зависимостей для дивакансий и К-центров, рис. 2, вероятность образования которых также ограничивается дефицитом вакансий.

Эти различия связаны с тем, что кислород не является изоэлектронной примесью в кремнии, и поэтому он взаимодействует только с заряженными, но не с нейтральными вакансиями. Число таких вакансий определяется не зависящей от внешнего облучения концентрацией доноров. В итоге концентрация А-центров не зависит от полной концентрации вакансий n , т. е. не зависит и от I , определяясь только скоростью реакции вида $V + O = A$. Этот сценарий подтверждается тем, что концентрация А-центров всегда жестко привязана — порядка, но несколько меньше — к концентрации доноров, см. рис. 3. Линейный рост их дозовой характеристики в соответствии со сказанным выше не испытывает насыщения, что обеспечивается за счет поддерживаемых за все время облучения высоких значений коэффициента диффузии D .

В заключение отметим как перспективный результат обнаруженную в работе связь эффекта насыщения дозовых характеристик радиационных дефектов с образованием их компактных самоорганизованных структур, выражаемую формулами (9) и (20). Таким образом, в будущем радиационное дефектообразование, по-видимому, сможет стать пробной моделью для изучения принципов самоорганизации в дискретных двумерных системах. Эта модель, возможно, позволит создать и использовать математические решеточные методы решения соответствующего класса нелинейных кинетических уравнений.

Усилия в этом направлении перспективны, поскольку они способны удачно дополнить — на уровне микромасштабов — известные работы по самоорганизации латеральных структур в физике сверхрешеток, см., например, [27].

С другой стороны, образование самоорганизованных дефектных структур при протонном, электронном и, возможно, нейтронном облучении означает колоссальную радиационную уязвимость планарных полупроводниковых приборов. В p -Si при посредничестве подвижных дырок (их захвате) превалирует образование дивакансий, составляющих коррелированный протяженный «решеточный геттер». Эта структура захватывает сначала преобладающий кислород и затем согласно (18) — углерод. А-центры проигрывают в скорости образования и присутствуют в ничтожном количестве. В n -Si А-центры образуются, конкурируя с дивакансиями. Последние хаотичны; нет их дебаевски-коррелированной структуры. Поэтому не появляется и протяженный геттер, и К-центры отсутствуют, проигрывая А-центрам.

Литература

1. Y. H. Lee, J. W. Corbett, and K. L. Brower, Phys. Stat. Sol. (a) **41**, 637 (1977).

2. В. В. Емцев, Т. В. Машовец, В. В. Михнович, ФТП 27, 708 (1993).
3. А. И. Баранов, Н. И. Бояркина, А. В. Васильев, ФТП 29, 1570 (1995).
4. Е. М. Вербицкая, В. К. Еремин, А. М. Иванов и др., ФТП 31, 235 (1997).
5. S. K. Estreichner, J. Weber, A. Derecskei-Kovacs et al., Phys. Rev. B 55, 5037 (1997).
6. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Гидродинамика*, Наука, Москва (1986).
7. G. D. Watkins, in *Deep Centers in Semiconductors*, ed. by S. T. Pantelides, Gordon and Breach, New York (1986), p. 147.
8. С. Е. Мальханов, ФТП 29, 725 (1995).
9. G. W. Anderson, M. C. Hanf, P. R. Norton et al., Appl. Phys. Lett. 66, 1123 (1995).
10. В. Н. Бессолов, Е. В. Коненкова, М. В. Лебедев и др., в сб. *III Всероссийская конференция по физике полупроводников. Тезисы докладов*, ФИАН, Москва (1997), с. 304.
11. G. W. Anderson, P. Ma, and P. R. Norton, J. Appl. Phys. 79, 5641 (1996).
12. V. V. Yuzhakov, Hsueh-Chia Chang, A. E. Miller, Phys. Rev. B 56, 12608 (1997).
13. Н. В. Колесников, В. Н. Ломасов, С. Е. Мальханов, ФТП 23, 1921 (1989); 24, 372 (1990).
14. Н. Т. Баграев, Д. Е. Оношко, А. И. Рыскин и др., ФТП 30, 1855 (1996).
15. Дж. Кайзер, *Статистическая термодинамика неравновесных процессов*, Мир, Москва (1990).
16. И. П. Ипатова, В. Г. Малышкин, А. Н. Стародубцев и др., в сб. *III Всероссийская конференция по физике полупроводников. Тезисы докладов*, ФИАН, Москва (1997), с. 272.
17. Б. С. Бокштейн, *Атомы блуждают по кристаллу*, Наука, Москва (1984).
18. Н. П. Калашников, *Когерентные взаимодействия заряженных частиц в монокристаллах*, Атомиздат, Москва (1981), гл. 2.
19. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика. Нерелятивистская теория*, Наука, Москва (1989), гл. 6.
20. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Статистическая физика. Часть I*, Наука, Москва (1976).
21. Н. В. Колесников, В. Н. Ломасов, С. Е. Мальханов и др., ФТП 18, 1496 (1984).
22. С. Е. Мальханов, ФТП 28, 1431 (1994).
23. В. А. Войтенко, С. Е. Мальханов, ЖЭТФ 112, 707 (1997).
24. Дж. Займан, *Принципы теории твердого тела*, Мир, Москва (1974).
25. А. К. Гутаковский, Л. И. Федина, А. Л. Асеев, в сб. *III Всероссийская конференция по физике полупроводников. Тезисы докладов*, ФИАН, Москва (1997), с. 267.
26. A. N. Safonov, E. C. Lightowers, G. Davies, Phys. Rev. B 56, 15517 (1997).
27. N. N. Ledentsov, in *Proceedings of 23rd International Conference on the Physics of Semiconductors*, ed. by M. Scheffler, R. Zimmermann, v. 1, World Scientific, Singapore (1996), p. 19.