

## ОБРАЗОВАНИЕ ДЕФЕКТОВ В КРЕМНИИ В ДИАПАЗОНЕ ТЕМПЕРАТУР 10—300 К ПРИ ЭЛЕКТРОННОМ ОБЛУЧЕНИИ

И. В. Жалко-Титаренко, А. Н. Крайчинский, Н. И. Осташко,  
И. С. Рогуцкий

Институт физики Академии наук Украины, 252650, Киев, Украина  
(Получена 25 декабря 1992 г. Принята к печати 14 мая 1993 г.)

Исследовались процессы образования дефектов в кремнии при электронном облучении в диапазоне температур 10—300 К. Установлено, что эффективность введения дефектов (ЭВД) является монотонной функцией температуры с максимумом при 60 К в *n*-типе и минимумом при 120 К в кристаллах обоих типов проводимости. Показано, что ЭВД определяется соотношением вероятностей аннигиляции и диссоциации первичных радиационных дефектов — пар Френкеля. При этом вероятность аннигиляции или диссоциации определяется коэффициентами диффузии вакансий *V* и междоузельных атомов *Si<sub>i</sub>* в зарядовых состояниях *V<sup>-</sup>* и *Si<sub>i</sub><sup>+</sup>* и временами жизни *τ<sub>V</sub>* в состояниях *V<sup>-</sup>* и *V<sup>0</sup>*.

Установлено, что междоузельный атом вступает в реакцию с атомами примесей в зарядовом состоянии *Si<sub>i</sub><sup>+</sup>*, а его движение при низкой температуре не может идти за счет смены зарядового состояния *Si<sub>i</sub><sup>+</sup>*—*Si<sub>i</sub><sup>0</sup>* при поочередном захвате электронов и дырок.

Процессы образования радиационных дефектов в *n*-Si при низкой температуре (*T* < 77 К) практически не исследованы. Это связано с тем, что эффективность введения дефектов (ЭВД)<sup>1</sup> при 20 К в *n*-Si намного меньше, чем в *p*-Si [1]. Поэтому предполагалось, что в *n*-Si большинство пар Френкеля аннигилирует. В то же время известно [2, 3], что при повышении температуры от 77 К ЭВД в *n*-Si увеличивается и может превышать ЭВД в *p*-Si. Целью настоящей работы было получение данных об образовании радиационных дефектов в кремнии в широком диапазоне температур — от температуры жидкого гелия до комнатной в одном цикле измерений.

### 1. Методика эксперимента

Использованы образцы кремния *n*-типа (концентрация фосфора —  $1.1 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup>, бора —  $3 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>) и *p*-типа (концентрация бора —  $3 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>). В обоих типах образцов, по данным ИК-поглощения, концентрация кислорода —  $7 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>, углерода —  $10^{16}$  см<sup>-3</sup>.

Облучение проводилось в гелиевом криостате на линейном ускорителе электронов (энергия электронов 1 МэВ, длительность электронных импульсов  $\tau_e = 2.5$  мкс, частота повторения импульсов — 400 Гц). Измерялась температурная зависимость проводимости и эффекта Холла до облучения, после облучения и после отжига при комнатной температуре, а также кинетика неравновесной проводимости при импульсном электронном облучении.

<sup>1</sup> ЭВД — концентрация дефектов, созданная одной дефектообразующей частицей.

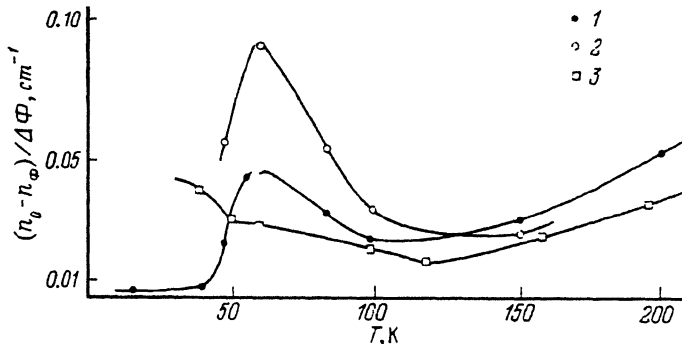


Рис. 1. Зависимость эффективности удаления носителей от температуры образцов при облучении: 1, 2 — *n*-Si; 3 — *p*-Si,  $j_e$ , эл/см<sup>2</sup> · с: 1 —  $2 \cdot 10^{14}$ ; 2, 3 —  $2 \cdot 10^{15}$ .

## 2. Экспериментальные результаты

На рис. 1 приведены зависимости изменения эффективности удаления равновесных носителей заряда от температуры образцов при облучении в *n*-Si  $(n_0 - n_\phi) / \Delta\Phi = f(T)$  и в *p*-Si  $(p_0 - p_\phi) / \Delta\Phi = f(T)$ . Концентрация носителей заряда в *n*-Si определялась из измерений при 100 К, в *p*-Si — при 150 К. Это минимальные значения температуры, при которой легирующая примесь уже ионизирована. Поэтому разность концентраций носителей заряда до облучения  $n_0$  (или  $p_0$ ) и после облучения  $n_\phi$  (или  $p_\phi$ ) равна концентрации введенных облучением компенсирующих дефектов. Видно, что кривую изменения ЭВД от  $T$  можно разбить на несколько участков:

$T < 40$  К — ЭВД в *n*-Si меньше, чем ЭВД в *p*-Si, и практически не изменяется в диапазоне 10—40 К.

40 К  $< T < 60$  К — ЭВД в *n*-Si резко возрастает, в *p*-Si уменьшается с ростом температуры.

60 К  $< T < 120$  К — ЭВД в обоих типах образцов уменьшается с ростом температуры.

$T > 120$  К — ЭВД в обоих типах образцов возрастает с ростом  $T$ .

На рис. 2 приведена зависимость эффективности введения суммарных концентраций дефектов вакансионного (кривая 1) и междоузельного (кривая 2) типов в *n*-Si. Типы и концентрация дефектов определялись следующим образом. По данным изохронного отжига, от температуры образцов при облучении до комнатной было установлено, что имеются две основные стадии отжига: 120—160 К (I) (в образцах, облученных при  $T < 100$  К) и 230—280 К (II). Как известно, им соответствуют отжиг непереоориентируемых дивакансий  $V_2Si_i$  (I) [1, 4] и междоузельного углерода  $C_i$  (II) [5]. Отжиг  $V_2Si_i$  приводит к дообразованию А-центров (вакансия  $V$  + атом кислорода  $O_i$ ), а отжиг  $C_i$  в кристаллах с большим содержанием кислорода (как в данном случае) — к образованию дефекта  $C_iO_i$ , который имеет донорный уровень в нижней половине запрещенной зоны. Оказалось, что концентрация  $V_2Si_i$  не превышает 15% от концентрации остальных дефектов акцепторного типа. Известно, что кроме  $C_i$ , основными дефектами являются: Е-центр ( $V+P$ ), А-центр, дивакансия и атом бора в междоузлии  $B_i$  ( $Si_i + B_s \Rightarrow B_i$ ). С учетом известных значений глубин залегания электронных уровней и их типов моделировалась на ЭВМ температурная зависимость концентрации равновесных носителей заряда. При этом в качестве подгоночных параметров использовались: а) для исходных (до облучения) кривых  $n_0(T)$  — концентрации атомов фосфора и бора; б) для кривых  $n_0(T)$ , полученных на облученных и отожженных до комнатной температуры образцах, — концентрация

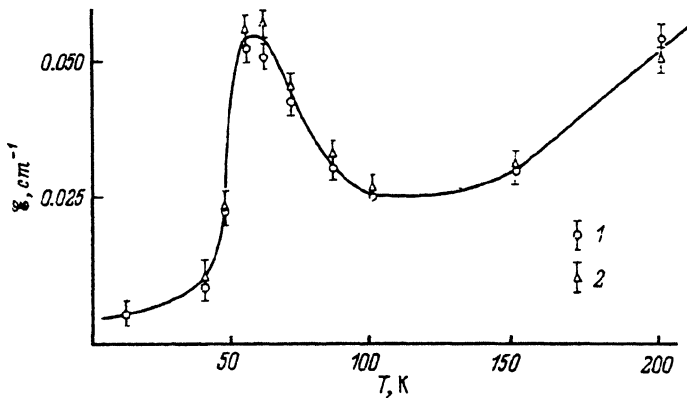


Рис. 2. Зависимость ЭВД  $\mathcal{E}$  вакансионного (1) и междоузельного (2) типов от температуры.

A-центров и суммарная концентрация более глубоких акцепторов  $N_{dv}$  (концентрация дивакансий оказалась незначительной); в) для кривых  $n_0(T)$ , полученных из температурных зависимостей эффекта Холла непосредственно после облучения образцов, — концентрация  $C_i$  и глубина залегания соответствующего акцепторного уровня  $E_{C_i}$ .<sup>2</sup> Параметры, определенные в предыдущем процессе моделирования, входили в качестве известных в последующее моделирование. В результате оказалось, что основным вакансионным дефектом в рассматриваемых измерениях был A-центр междоузельного типа  $C_i$  и  $V_i$ .<sup>3</sup> Концентрации иных возможных дефектов были незначительны и не превышали ошибку измерений.

Как следует из рис. 2, а также из сравнения его с рис. 1 (кривая 1), температурные зависимости ЭВД вакансионного и междоузельного типов количественно совпадают друг с другом, качественно повторяя при этом ход изменения эффективности удаления носителей в *n*-Si.

### 3. Обсуждение результатов

Во всем исследуемом интервале температур имеет место равенство ЭВД вакансионного и междоузельного типов. Отсюда следует, что за изменение ЭВД отвечают процессы аннигиляции и диссоциации пар Френкеля. Поэтому задача поиска причин изменения ЭВД с изменением температуры может быть заменена задачей о температурной зависимости вероятностей аннигиляции и диссоциации пар Френкеля.

#### а. Зарядовые состояния междоузельного атома кремния

При диссоциации пар Френкеля образуются свободные междоузельные атомы, которые являются подвижными при любой температуре [1]. Основными стоками для них служат атомы углерода  $C_s$  и бора  $B_s$  [5, 6]. В этом случае уравнение изменения концентрации междоузельных атомов кремния  $N_i$  при облучении имеет вид

<sup>2</sup> Наиболее хорошее совпадение экспериментальных и расчетных кривых  $n_0(T)$  получено для  $E_A = E_c - 0.178$  и  $E_{C_i} = E_c - 0.12$  эВ.

<sup>3</sup> Концентрация  $V_i$  определялась по дефициту компенсирующих акцепторов при температуре, близкой к комнатной.

$$\frac{dN_i}{dt} = \lambda_i - \kappa_{iC} N_i N_C - \kappa_{iB} N_i N_B, \quad (1)$$

где  $\lambda_i$  — скорость генерации  $Si_i$  в единице объема кристалла,  $N_C$  и  $N_B$  — концентрации атомов замещения углерода и бора соответственно,  $\kappa_{iC}$  и  $\kappa_{iB}$  — сечения реакций взаимодействия  $Si_i$  с  $C_s$  и  $B_s$  соответственно. Если поделить (1) на интенсивность электронного потока, то два последних члена в (1) дадут соответственно эффективность образования при облучении междуузельного углерода  $dN_{C_i}/d\Phi$  и междуузельного бора  $dN_{B_i}/d\Phi$ . Таким образом, получаем возможность определить соотношение  $\kappa_{iB}$  и  $\kappa_{iC}$

$$\frac{\kappa_{iB}}{\kappa_{iC}} = \frac{N_C}{N_B} \frac{dN_{B_i}/d\Phi}{dN_{C_i}/d\Phi}. \quad (2)$$

При квазихимических реакциях, контролируемых диффузией, имеем [7]

$$\kappa_{iB}/\kappa_{iC} = r_{iB}/r_{iC}, \quad (3)$$

где  $r_{iB}$  и  $r_{iC}$  — радиусы взаимодействия  $Si_i$  с  $B_s$  и  $C_s$ . Известно, что  $B_s$  находится в зарядовом состоянии  $B_s^+$ , а  $C_s$  — в состоянии  $C_s^0$ . В случае, если  $Si_i$  нейтрален, отношение (3) будет не слишком отличаться от единицы. Если же  $Si_i$  в зарядовом состоянии  $Si_i^+$ , то отношение (3) при

Образование дефектов в кремнии  
в диапазоне температур 10—300 К  
при электронном облучении

$T, K$	$\frac{dN_{C_i}/d\Phi}{dN_{B_i}/d\Phi}$	$r_{iB}/r_{iC}$
48	2.0	140
55	2.8	100
60	5.1	56
85	4.8	60
100	$2 \pm 1$	130
150	4.5	63
200	5.0	57

низкой температуре будет значительно больше единицы.

В таблице приведены соотношения ЭВД для  $B_i$  и  $C_i$ , а также соответствующих радиусов взаимодействия в диапазоне 48—200 К. Видно, что в исследуемом интервале температур соотношение (3) значительно больше единицы. Таким образом, справедливо второе предположение, что  $Si_i$  всегда находится в зарядовом состоянии  $Si_i^+$ . Этот вывод не противоречит результатам [8], где показано, что равновесное значение коэффициента диффузии собственного междуузельного атома в кремнии не меняется при изменении уровня Ферми в пределах запрещенной зоны кристалла.

## 6. Влияние электронной подсистемы кристалла на величину ЭВД

При увеличении амплитуд электронных импульсов  $J_e$  с  $2 \cdot 10^{14}$  до  $2 \cdot 10^{15}$  эл/см<sup>2</sup> с в *n*-Si вблизи максимума (60 К) ЭВД увеличивается примерно в 2 раза (рис. 1, кривые 1 и 2). При этом положение максимума ЭВД на температурной шкале не меняется. Так как при увеличении интенсивности облучения можно говорить о влиянии на величину ЭВД только степени ионизации кристалла (роль процессов парных взаимодействий  $V+V$  или  $Si_i+Si_i$  незначительна из-за малости концентраций генерируемых в одном импульсе  $V$  и  $Si_i$ ), откуда следует, что процессы аннигиляции или диссоциации пар Френкеля управляются электронной подсистемой кристалла. В пользу такой точки зрения свидетельствует также резкое изменение характера рекомбинационных процессов при прохождении поддиапазона температур 40—60 К.

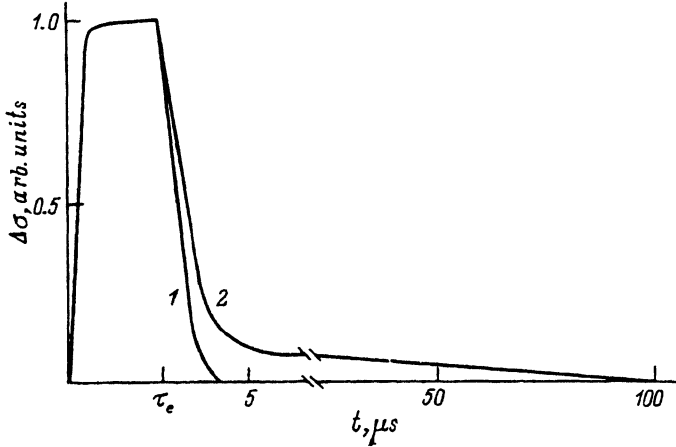


Рис. 3. Кинетика неравновесной проводимости  $\Delta\sigma$  при импульсном электронном облучении при температуре: 1 — 40, 2 — 60 К.

Одним из таких процессов является «прилипание» неравновесных носителей заряда. На рис. 3 приведена кинетика изменения во времени неравновесной проводимости образцов *n*-Si, измеренная при двух температурах: 40 К (рис. 3, кривая 1) и 60 К (рис. 3, кривая 2). Видно, что при изменении температуры от 40 к 60 К появляется длинновременная (до 100 мкс) затыжка неравновесной проводимости, обусловленная прилипанием неравновесных носителей заряда. Приведенные измерения показывают, что затыжка неравновесной проводимости растет при увеличении *T* от 40 до 60 К и затем уменьшается при повышении *T* от 60 до 100 К.

На рис. 4 приведены результаты моделирования кинетики изменения концентраций неравновесных носителей заряда, атомов фосфора  $N_P^+$  и  $N_A^-$  — во времени, где  $N_A^-$  — концентрация глубоких акцепторных уровней, равная суммарной концентрации радиационных дефектов акцепторного типа. Варьирование глубины залегания рекомбинационного уровня от  $E_c - 0.12$  до  $E_v + 0.12$  эВ не влияло на результаты моделирования. Величины сечений захвата носителей

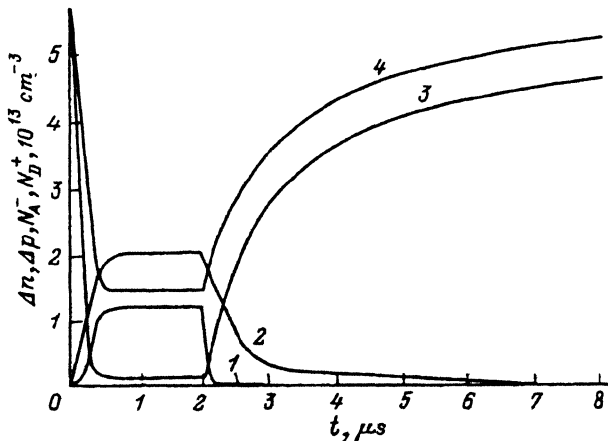


Рис. 4. Моделирование на ЭВМ кинетики изменения концентраций: 1 —  $\Delta p$ , 2 —  $\Delta n$ , 3 —  $N_A^-$ , 4 —  $N_P^+$ . Исходные параметры:  $J_e = 2 \cdot 10^{14}$  эл/см<sup>2</sup> · с,  $N_D = 1.1 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup>,  $N_A = 5 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>,  $E_A = -E_c - 0.55$  эВ,  $T = 40$  К,  $\alpha_n^+ = \alpha_p^- = 10^{-12} (T/40)^3$ ,  $\alpha_n^0 = \alpha_p^0 = 5 \cdot 10^{-15} (T/100)$  см<sup>2</sup>.

заряда получены с использованием данных [9]. Видно, что эффект прилипания связан с изменением заполнения донорного уровня фосфора и акцепторного уровня. При этом выполняется равенство

$$\Delta n_{np} + \Delta N_{P^0_{np}} = \Delta N_{A^0_{np}}, \quad (4)$$

т. е. концентрация избыточных (по сравнению с равновесными значениями) дырок на акцепторах  $\Delta N_{A^0_{np}}$  равна сумме избыточных электронов в зоне проводимости  $\Delta n_{np}$  и на уровнях доноров  $\Delta N_{P^0_{np}}$ .

Измерения кинетики неравновесной проводимости, наведенной одиночными электронными импульсами при комнатной температуре, показали, что время, необходимое для образования вторичных радиационных дефектов (например,  $V^+ + O \rightarrow A$ ), не превышает 10—20 мкс после окончания импульса электронов [10]. При этом время спада концентрации неравновесных носителей составляло 50—100 мкс, т. е. процесс диссоциации пар Френкеля, который является составным элементом процесса образования вторичных радиационных дефектов, происходил в условиях сильной ионизации электронной подсистемы кристалла.

С другой стороны, при  $T < 40$  К, как следует из [1], а также при настоящих измерениях ЭВД в  $n$ -Si намного меньше, чем в  $p$ -Si. Значит, в этом температурном интервале в  $n$ -Si преобладает процесс аннигиляции пар Френкеля, а в  $p$ -Si — их диссоциации. Отличия ЭВД в  $n$ - и  $p$ -типах кристаллов можно объяснить в предположении, что процессы аннигиляции и диссоциации пар происходят в условиях невозбужденной электронной подсистемы. Действительно, в нашем эксперименте кристалл был ионизирован в течение длительности электронного импульса и некоторого интервала времени ( $\sim 1$ — $2$  мкс) после его окончания. При этом выполнялось условие сильной ионизации кристалла ( $\Delta n, \Delta p \gg n_0, p_0$ ). Большую часть времени между соседними импульсами электронов (2.5 мкс) он находился в равновесии по электронной подсистеме. Если бы диссоциация пар Френкеля происходила за интервал времени, в течение которого кристалл был ионизирован, то ЭВД были бы одинаковы в  $n$ - и  $p$ -типах. В эксперименте ЭВД резко отличаются для двух типов проводимости кремния. Значит, процессы аннигиляции и диссоциации пар Френкеля при  $T < 40$  К идут во времени после спада концентрации неравновесных носителей, наведенной электронным импульсом.

Основываясь на приведенных результатах и их обсуждении, можно утверждать, что миграция собственных междоузельных атомов при  $T < 40$  К не связана с их перезарядкой, а осуществляется или по активационному механизму с малой энергией активации миграции, или по безактивационному механизму, но не связанному с перезарядкой атомов.

На первый взгляд, это противоречит многочисленным экспериментам по облучению  $n$ - и  $p$ -Si электронами, гамма-квантами или в реакторе, в которых было установлено, что при низкой температуре ЭВД резко различаются в этих типах кристаллов. При этом использовались непрерывные потоки быстрых частиц, поэтому кристалл был ионизирован в течение всего времени облучения. Рассмотрим вероятность аннигиляции или диссоциации пар Френкеля при подвижном междоузельном атоме в зарядовом состоянии  $Si_i^+$ . Если вакансия будет находиться в зарядовом состоянии  $V^-$ , то пара Френкеля аннигилирует, а если в состоянии  $V^0$  (или  $V^+$ ,  $V^{++}$ ), то она диссоциирует. В условиях ионизации в стационаре по электронной подсистеме соотношение концентраций  $V^-$  и  $V^0$  (без учета  $V^+$  и  $V^{++}$ , которые принципиально не изменят картину происходящего) равно

$$\frac{N_{V^-}}{N_{V^0}} = \frac{\sigma_n^0 v_n (n_0 + \Delta n)}{\sigma_p^- v_p (p_0 + \Delta p)}, \quad (5)$$

где  $\sigma_n^0$ ,  $\sigma_p^-$  — сечения захвата электронов и дырок соответственно,  $v_n$ ,  $v_p$  — их тепловые скорости. Из (5) видно, что при непрерывном облучении ( $\Delta n$ ,  $\Delta p \ll n_0$  в *n*-Si и  $\Delta n$ ,  $\Delta p \ll p_0$  в *p*-Si) соотношение концентраций  $V^-$  и  $V^0$  практически не отличается от равновесного. Аналогичный результат получаем и для случая низких температур. Здесь работает условие большой концентрации ловушек ( $N \gg \Delta n$ ,  $\Delta p \gg n_0$ ,  $p_0$ ), т. е. в *n*-Si присутствуют  $V^-$  и более вероятна аннигиляция пар Френкеля, в *p*-Si —  $V^0$  и более вероятна диссоциация пар, следствием чего и являются различия ЭВД. В то же время в условиях сильной ионизации (импульсное облучение) *n*- и *p*-Si неразличимы, поэтому вероятности диссоциации пар, а следовательно и ЭВД, должны быть одинаковы. Эксперимент (рис. 1) говорит об отличии ЭВД в *n*- и *p*-Si. Следовательно, справедливым кажется утверждение, что при импульсном облучении движение междоузельного атома к вакансии или от нее идет во времени после спада концентраций неравновесных носителей заряда, т. е. в равновесных по электронной подсистеме условиях.

### в. Температурный диапазон 40—120 К

В *n*-Si в этом температурном диапазоне изменения ЭВД коррелируют с температурной зависимостью эффекта прилипания неравновесных носителей заряда. Положение на температурной шкале максимума времени жизни прилипающих носителей (60 К) совпадает с максимумом ЭВД. В процессе прилипания носителей имеет место избыточная (по сравнению с равновесной) концентрация акцепторов в состоянии  $A^0$  (4), в число которых входят и вакансии — компоненты генетических пар Френкеля. Таким образом, в течение времени прилипания  $\Delta t_{np}$  часть вакансий находится в зарядовом  $V^0$ . При этом междоузельный атом  $Si_i^+$  уходит от  $V^0$  на расстояние  $l_i^d$ , которое определяется интервалом времени  $\Delta t_{np}$  и коэффициентом диффузии атома  $D_i$ . Для того чтобы после окончания времени  $\Delta t_{np}$   $Si_i^+$  не смог вернуться к вакансии в равновесном зарядовом состоянии  $V^-$ , необходимо, чтобы выполнялось условие  $l_i^d > (r_c - r_{\max})$ , где  $r_{\max}$  — максимальное расстояние между компонентами генетической пары Френкеля,  $r_c$  — радиус захвата противоположно заряженных компонентов пары, определяемый из условия равенства энергии кулоновского взаимодействия  $V^-$  и  $Si_i^+$  и тепловой энергии [3]. Согласно этому предположению, можно оценить коэффициент диффузии междоузельного атома. При  $T = 60$  К имеем:  $r_c = 210$  Å,  $\Delta t_{np} \approx 100$  мкс,  $r_{\max}$  будем считать намного меньшим, чем  $r_c$ . В этом случае имеем

$$D_i = \frac{(l_i^d)^2}{\Delta t_{np}} > \frac{r_c^2}{\Delta t_{np}} \approx 4 \cdot 10^{-8} \text{ см}^2/\text{с}. \quad (6)$$

Как показывают измерения и расчет, с ростом  $J_e$  увеличивается и  $\Delta t_{np}$  и доля вакансий, находящихся в состоянии  $V^0$ . Таким образом, увеличение ЭВД вблизи 60 К при увеличении  $J_e$  (рис. 1, кривые 1 и 2) может быть связано с ростом  $l_i^d$  и соответственно доли диссоциирующих пар Френкеля.

В *p*-Si в этом диапазоне температур ЭВД падает с ростом температуры. Если верна исходная предпосылка, что после спада концентрации неравновесных носителей все пары Френкеля в *p*-Si диссоциируют, то на этом фоне могут быть замечены только процессы, приводящие к аннигиляции пар, т. е. к уменьшению ЭВД. Таким процессом может быть миграция  $Si_i^+$  к вакансии в состоянии  $V^-$ . При этом доля аннигилирующих пар Френкеля определяется диффузионной

длиной междоузельного атома  $l_i^+$  за время существования неравновесных носителей заряда  $\Delta t_{ucc}$

$$l_i^+ = (D_i \Delta t_{ucc} \tau_V^- / \tau_V)^{1/2}, \quad (7)$$

где  $\tau_V^- / \tau_V$  — доля вакансий, находящихся в состоянии  $V^-$  в течение времени существования неравновесных носителей заряда  $\Delta t_{ucc}$ . Использование значения  $D_i$ , определенного в (6), и экспериментального значения  $\Delta t_{ucc} = 3-4$  мкс показывает, что при увеличении  $T$  от 40 до 120 К  $l_i^+$  увеличивается примерно от 5 до 15 Å.

Повышение  $T$  до 120 К (рис. 1) приводит к уменьшению ЭВД и в  $n$ -, и в  $p$ -Si до незначительной величины. Как показано в [1], не образуются при этом и дефекты междоузельного типа. Значит, большая часть (или все) пар Френкеля аннигилирует. Качественно аннигиляцию можно было бы описать миграцией  $Si_i^+$  к  $V^-$  за промежуток времени  $\Delta t_{ucc}$ . Однако при этом оказывается, что значение  $l_i^+$  слишком мало.

#### г. $T > 120$ К

В этом диапазоне рост ЭВД с ростом  $T$  может быть описан в рамках модели радиуса захвата  $r_c$  противоположно заряженных компонентов генетических пар Френкеля [3]. При этом необходимым условием является аннигиляция пар Френкеля, для которых расстояние между  $V^-$  и  $Si_i^+$  меньше  $r_c$  в течение временного интервала существования возбуждения электронной подсистемы  $\Delta t_{ucc}$ . В противном случае температурная зависимость ЭВД при  $T > 120$  К будет различной в  $n$ - и  $p$ -Si, что противоречило бы результатам эксперимента. Очевидно, что при  $T = 120$  К диффузионная длина компонентов пары Френкеля (или одного из них) для аннигиляции  $l^+$  за интервал  $\Delta t_{ucc}$  должна быть меньше  $r_c$ , а соответствующая длина для диссоциации пары  $l^d$  меньше, чем  $l^+$ . В общем случае

$$l^+ = (D_{V,i}^+ \Delta t_{ucc} \tau_V^- / \tau_V)^{1/2}, \quad (8)$$

$$l^d = [D_{V,i}^d \Delta t_{ucc} (\tau_V - \tau_V^0) / \tau_V]^{1/2}. \quad (9)$$

Под  $D_{V,i}$  следует понимать суммарный коэффициент диффузии  $V$  и  $Si_i$ . При этом в (8) учитываем миграцию  $Su_i^+$  и  $V^-$ , а в (9) —  $Si_i^+$  и  $V^0$  и  $V^+$  ( $V^{++}$ ).

Экспериментально установлено, что вакансия может мигрировать по активационному механизму с минимальной энергией активации 0.18 эВ [1, 8] и ускоренно при ионизации кристалла [11]. Кроме того, при комнатной температуре в условиях сильной ионизации кристалла  $D_V > 10^{-6}$  см<sup>2</sup>/с [12]. О механизмах миграции собственных междоузельных атомов существуют различные точки зрения: активационное движение с энергией активации  $E_i = 0.13$  эВ ( $T = 400-700$  К) [8] или  $E_i < 0.003$  эВ ( $T = 0.5-1.6$  К) [13], безактивационная миграция при перезарядке в условиях ионизации [14, 15], квантовая диффузия [16], солитонное движение [17] и др.

Из всех возможных вариантов критериям  $l^+ > r_c$  и  $l_a > l^d$  при  $T > 120$  К удовлетворяют следующие:  $D_V^- \gg D_V^0$ ; миграция  $V^-$ , активационная с энергией активации  $E_V^-$  не больше 0.06 эВ; междоузельный атом движется согласно [8], т. е. с энергией активации 0.13 эВ. При этом учитываем результат [11], что в условиях ионизации вакансия движется ускоренно, т. е. энергия активации миграции вакансии может быть меньше значений, полученных в [1, 8].



Следует отметить также, что из результатов эксперимента кажется невозможной миграция междоузельных атомов при  $T < 40$  К по модели «инверсии потенциала при перезарядке атомов», как это предложено в [14, 15].

Приведенные результаты позволяют предположить следующую схему зависимости ЭВД от температуры.

При  $T < 40$  К процессы аннигиляции или диссоциации пар Френкеля протекают после спада концентрации неравновесных носителей заряда. В  $n$ -Si вакансии, находясь в зарядовом состоянии  $V^-$ , аннигилирует с подвижным междоузельным атомом  $Si_i^+$ . В  $p$ -Si вакансии находятся в состоянии  $V^0$  (или  $V^{++}$ ). Поэтом междоузельный атом убегает от вакансии, что приводит в итоге к образованию вторичных радиационных дефектов. Это и является причиной того, что ЭВД в  $n$ -Si намного меньше, чем в  $p$ -Si.

При 40—60 К к равновесным процессам аннигиляции ( $n$ -Si) и диссоциации ( $p$ -Si) пар Френкеля добавляются неравновесные. В  $n$ -Si фиксируется процесс диссоциации (рост ЭВД), в  $p$ -Si-аннигиляции (спад ЭВД).

При 60—120 К доля пар Френкеля, аннигилирующих в условиях ионизации кристалла, растет. Эксперимент фиксирует спад ЭВД в обоих типах образцов.

При  $T > 120$  К все пары Френкеля аннигилируют в условиях сильной ионизации кристалла. Исключение составляют те пары, в которых расстояние между  $V$  и  $Si_i$  больше радиуса захвата. С ростом температуры радиус захвата уменьшается, что приводит к росту ЭВД.

Следует отметить также, что из результатов эксперимента кажется невозможной миграция междоузельных атомов при  $T < 40$  К по модели «инверсии потенциала при перезарядке атомов», как это предложено в [14, 15].

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] G. D. Watkins, Radiation Effects in Semiconductors, 67. N 4. (1968).
- [2] В. С. Вавилов, В. Б. Глазман, Н. У. Исаев, Б. Н. Мукашев, А. В. Спицын. ФТП, 8, 471 (1974).
- [3] А. Н. Крайчинский, Н. И. Осташко, И. С. Рогоцкий. ФТП, 16, 1487 (1990).
- [4] И. В. Жалко-Титаренко, А. Н. Крайчинский, Н. И. Осташко, И. С. Рогоцкий. Письма ЖТФ, 17, 74 (1991).
- [5] А. Г. Литвинко, А. Ф. Макаренко, Л. И. Мулин, В. Д. Ткачев. ФТП, 14, 776 (1980).
- [6] G. D. Watkins, J. R. Troxell, Phys. Rev. Lett., 44, 593 (1980).
- [7] В. Л. Винецкий, И. И. Ясковец. ФТТ, 14, 3046 (1972).
- [8] С. Н. Ершов, В. А. Пантелеев, С. Н. Нагорных, В. В. Черняховский. ФТТ, 19, 322 (1977).
- [9] В. Н. Абакумов, С. И. Перель, И. Н. Ясиевич. ФТП, 12, 3 (1978).
- [10] А. Н. Крайчинский, Л. В. Мизрухин, Н. И. Осташко, В. И. Шаховцов. ЖТФ, 58, 1180 (1988).
- [11] G. D. Watkins, J. R. Troxell, A. P. Chatterjee. Defects and Radiation Effect in Semiconductors (1978). Conf. Ser., Bristol and London: The Institute of Physics. N 46, 16 (1979).
- [12] А. Н. Крайчинский, Н. И. Осташко. Тез. докл. Первой национальной конференции «Дефекты в полупроводниках», 122. Санкт-Петербург (1992).
- [13] P. S. Swozdz, Y. S. Koehler. Phys. Rev. B, 6, 4571 (1972).
- [14] J. C. Bourgoin, J. W. Corbett. Phys. Lett., 38A, 135 (1972).
- [15] Б. Л. Оксенгендлер. В кн.: Метод радиационных воздействий в исследовании структуры и свойств твердых тел, 16. Ташкент (1971).
- [16] М. И. Клиnger. ФТП, 11, 1675 (1977).
- [17] А. Н. Крайчинский, Л. В. Мизрухин, В. И. Шаховцов. Докл. АН УССР. Серия «А». 63 (1984).
- [18] В. В. Емцев, Т. В. Машовец. Примеси и точечные дефекты в полупроводниках, 248. М. (1981).