

ВЛИЯНИЕ ПРИМЕСНОГО СОСТАВА n -Si НА РАДИАЦИОННОЕ ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИЕ И ДЕГРАДАЦИЮ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ НЕОСНОВНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА ПРИ γ -ОБЛУЧЕНИИ

Зубрилов А. С., Ковешников С. В.

Методом нестационарной емкостной спектроскопии глубоких уровней изучались механизмы и кинетика образования точечных радиационных дефектов, введенных γ -квантами ^{60}Co в n -Si с широким диапазоном концентрации примесей, а также влияние этих дефектов на время жизни неосновных носителей заряда при высоком и низком уровнях инжекции. Обнаружено, что суммарная скорость введения радиационных комплексов всех типов не чувствительна к присутствию кислорода и донорной примеси в диапазоне концентрации $3 \cdot 10^{13}$ — 18^{18} см^{-3} , что свидетельствует о неэффективности примесных механизмов радиационного дефектообразования в n -Si. Установлена взаимосвязь примесного состава n -Si с типом доминирующего радиационного центра рекомбинации неосновных носителей заряда и со скоростью радиационной деградации их времени жизни.

Введение. Известно [1-3], что основными точечными вторичными радиационными дефектами (РД) в n -Si являются вакансионно-примесные комплексы [ассоциация вакансии с кислородом (A -центр) и донорным атомом (E -центр)], дивакансия, а также K -центр, включающий в свой состав кислород и углерод. Примесный состав полупроводника может существенно влиять на формирование радиационных комплексов не только через изменение скоростей протекания квазихимических реакций между первичными РД и примесями [4], но также благодаря проявлению на фоне основного упругого механизма дефектообразования дополнительных механизмов (например, примесного ионизационного механизма [5], обнаруженного в низкоомном n -Ge [6]). В то же время для Si практически отсутствуют экспериментальные данные по влиянию на радиационное дефектообразование примесей в широком диапазоне концентрации, включая случай низкоомного Si. Кроме того, до конца не решена практически важная проблема прогнозирования радиационного изменения времени жизни τ неосновных носителей заряда (ННЗ) в Si и приборах на его основе, хотя, например, для γ - и β -облученного n -Si установлены основные радиационные центры рекомбинации ННЗ (РЦР): A - и E -центры [7] (в ряде работ в качестве РЦР указывается дивакансия [8, 9]). Это проявляется в разбросе экспериментальных значений коэффициента радиационной деградации $K_r [K_r \equiv d(\tau^{-1})/d\Phi]$, где Φ — поток облучения] для кристаллов Si различного примесного состава и предьстории. Так, для n -Si, облученного γ -квантами ^{60}Co при $T \approx 300 \text{ K}$, разброс K_r составляет 1.5—2 порядка [7, 10-16].

Целью данной работы является изучение влияния концентрации примесей в n -Si и его предьстории на спектр и кинетику введения РД при γ -облучении, а также на деградацию τ в структурах на его основе.

Образцы и методики измерений

В качестве базового материала использовался n -Si различных марок с плотностью дислокаций менее 10^4 см^{-2} , выращенный методами Чохральского (cz -Si) с концентрацией фосфора $N_D = 3 \cdot 10^{13}$ — 10^{18} см^{-3} , бестигельной зонной плавки

(*fz*-Si), $N_D = 4 \cdot 10^{13} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$, концентрация кислорода (N_O) и углерода (N_C) для *cz*-Si находились в диапазонах: $N_O = (2-8) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $N_C = (1-6) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, тогда как для *fz*-Si $N_O = (1-5) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$; $N_C \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

Образцы представляли собой $p^+ - n$ -меза-структуры диаметром 0.5–6 мм с резким $p^+ - n$ -переходом. Область p^+ создавалась диффузией бора в открытой системе при $T = 1200 \text{ }^\circ\text{C}$ на глубину $x \approx 3 \text{ мкм}$. Другая часть образцов была изготовлена по этой же технологии на основе Si, прошедшего предварительную термообработку (TO) в окисляющей среде (36 ч, $T = 1250 \text{ }^\circ\text{C}$, скорость охлаждения 0.1 и $10 \text{ }^\circ\text{C}/\text{с}$), которая обеспечивала насыщение пластин кислородом до предельной растворимости и позволяла смоделировать условия TO -процесса изготовления $p - n$ -переходов с глубиной более 100 мкм. Образцы облучали γ -квантами ^{60}Co при $T = 320 \text{ K}$, $\Phi = 10^{15} - 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ и плотности потока γ -квантов $D \approx 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}/\text{с}$.

Изучение параметров глубоких уровней (ГУ), соответствующих РД, проводилось методом нестационарной емкостной спектроскопии (DLTS) [17] на установке с относительной чувствительностью $2 \cdot 10^{-6}$.

Для изучения рекомбинационных свойств РД в диапазоне температур 77–500 К и уровней инжекции 0.01–10 использовался метод Лэкса [18]. До облучения τ при 300 К составило 0.3–30 мкс в зависимости от N_D в базовой области и уровня инжекции.

Результаты экспериментов и их обсуждение

Для большинства облученных образцов DLTS-спектры соответствовали классическим [1], т. е. содержали ГУ комплексов: А-центра ($E_c - 0.17 \text{ эВ}$), Е-центра ($E_c - 0.43 \text{ эВ}$), К-центра ($E_v + 0.36 \text{ эВ}$), а также дивакансии ($E_v + 0.21, E_c - 0.41$,

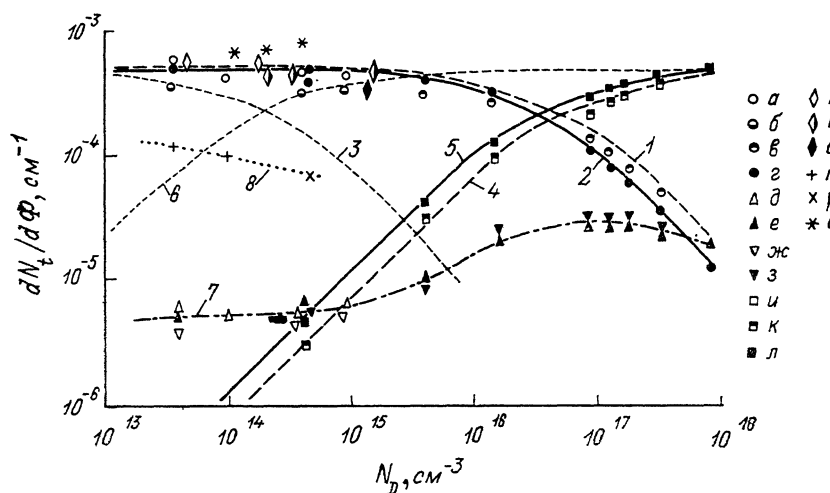


Рис. 1. Зависимость скорости введения А-центра (1–3), Е-центра (4–6), дивакансии (7), К-центра (8) от концентрации донорной примеси в γ -облученном n -Si.

Точки — эксперимент; а, б, д, ж, н, м, п — *fz*-Si; г, в, л, к, е, з, р, о, с — *cz*-Si; б, в, к, ж, з — TO ; а, б, г, в, н, м, о, с — А-центр; л, к — Е-центр; д, ж, е, з — ($V-V$); п, р — К-центр; 1–6 — расчет по формулам (1) ($\tau_{VD}/\tau_{VO} = 20$, $\sigma_A^* = 1.0 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$); $N_O, \text{ см}^{-3}$: 1, 4 — $1.0 \cdot 10^{16}$; 2, 5 — $6.0 \cdot 10^{17}$; 3, 6 — $3.0 \cdot 10^{18}$. Данные: н — [7], м — [20], о — [21], с — [22].

$E_c - 0.24 \text{ эВ}$). Отличия между DLTS-спектрами в кристаллах с различной концентрацией N_D и предысторией сводятся к разнице в амплитуде DLTS-пиков, а также к их сдвигу в низкотемпературную область спектра для образцов с $N_D > 10^{17} \text{ см}^{-3}$ из-за ускорения процессов термоионизации ГУ в электрическом поле области пространственного заряда [19]. Кроме того, для образцов с $N_D > 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ не наблюдался ГУ К-центра, что может быть вызвано маскирующим эффектом от DLTS-пика Е-центра.

Скорости накопления РД ($dN_i/d\Phi$) и K_{τ} сохраняли практически постоянное значение в процессе облучения по крайней мере до значения $\Phi \approx 10^{18}$ см⁻² для образцов с высоким содержанием фосфора ($N_D > 10^{16}$ см⁻³) и $\Phi \approx 5 \cdot 10^{16}$ см⁻² для образцов с низким его содержанием. Экспериментальные зависимости $dN_i/d\Phi$ и K_{τ} от концентрации мелких доноров для кристаллов с различной предысторией представлены на рис. 1 и 2. Там же приведены известные авторам литературные данные. Из рис. 1 видно, что для Si с $N_D = 10^{13} - 10^{15}$ см⁻³ ни способ выращивания, ни насыщение кристаллов кислородом в процессе TO не приводят к существенному изменению скорости введения A -центров ($dN_A/d\Phi$), хотя N_0 в объеме пластины варьировалась на 1.5–2 порядка. Эта же закономерность имеет место на рис. 3, б (на фоне диффузионного профиля концентрации кислорода в глубь пластины отсутствует спад N_1 , в то же время наблюдается

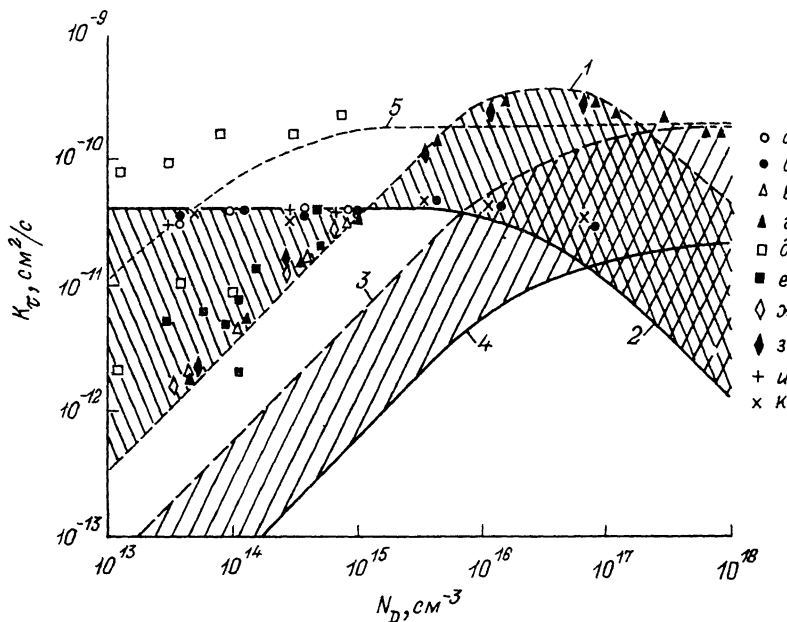


Рис. 2. Зависимость коэффициента повреждения времени жизни ННЗ (300 К) от концентрации донорной примеси в γ -облученном n -Si.

Точки — эксперимент, а, в, д, ж, и — fz -Si; б, г, е, з, к — sz -Si; ж, з, д, к — TO ; уровень инжекции: а, б, и, к — высокий; в, г, ж, з — низкий; кривые — расчет по формулам (2), (4): 1, 2 — для A -центра ($\sigma_p = 3 \times 10^{-13}$ см², $\sigma_n = 8 \cdot 10^{-15}$ см²); 3–5 — для E -центра ($\sigma_p = 4 \cdot 10^{-14}$ см², $\sigma_n = 4 \cdot 10^{-15}$ см²); 1, 3, 5 — $K_{\tau}^*(N_D)$; 2, 4 — $K_{\tau}^{**}(N_D)$; N_0 , см⁻³: 1–4 — $6 \cdot 10^{17}$; 5 — $3 \cdot 10^{15}$. Данные: б, е — [7, 10–16].

рост концентрации E -центров по закону $N_E \sim N_0^{-1}$. С другой стороны, для сильно легированного Si ($N_D > 10^{17}$ см⁻³) наблюдаются линейный рост $dN_A/d\Phi$ с ростом N_0 и сильное ослабление зависимости $dN_E/d\Phi$ от N_D (рис. 1). Отметим также, что суммарная скорость введения всех РД практически не зависит от N_D и N_0 .

Анализ результатов на рис. 1, 3 проводился на основе квазистационарного приближения для подвижных компонентов квазихимических реакций между первичными РД и примесями, справедливого, как показано в [4, 24], для γ -облученного Si. На начальных стадиях облучения процесс образования A - и E -центров в n -Si описывается следующей системой уравнений:

$$\begin{cases} N_A = (\sigma_A^* N_{Si} \Phi \gamma_{VO} N_0) (\gamma_{VO} N_0 + \gamma_{VD} N_D)^{-1}, \\ N_E = (\sigma_E^* N_{Si} \Phi \gamma_{VD} N_D) (\gamma_{VO} N_0 + \gamma_{VD} N_D)^{-1}, \\ N_V = (\sigma_V^* N_{Si} D) (\gamma_{VO} N_0 + \gamma_{VD} N_D)^{-1}, \end{cases} \quad (1)$$

где σ_i^* — эффективное сечение образования вакансий, N_{Si} — концентрация атомов Si, γ_{VO} , γ_{VD} — константы образования A - и E -центров, N_V — стациона-

варная концентрация свободных вакансий [процессом образования дивакансий пренебрегали из-за его малой эффективности (рис. 1)]. Рассматривая кинетику накопления K -центра, мы придерживались следующей модели его образования. Известно, что при γ -облучении углерод может вытесняться междоузельными атомами Si в междоузлия, становится подвижным при комнатной температуре и захватываться атомами кислорода, образуя комплексы (C_i-O_i) [25, 26]. Эта модель не противоречит экспериментальным фактам: линейной кинетике накопления K -центров, близости скорости их введения интегральной скорости образования вакансионных комплексов (рис. 1, [1, 20]), появлению K -центров только в кристаллах, богатых кислородом и углеродом [7, 26, 27], одинаковой температуре отжига K -центров ($\approx 400^\circ\text{C}$) и кислород—углеродных пар [25].

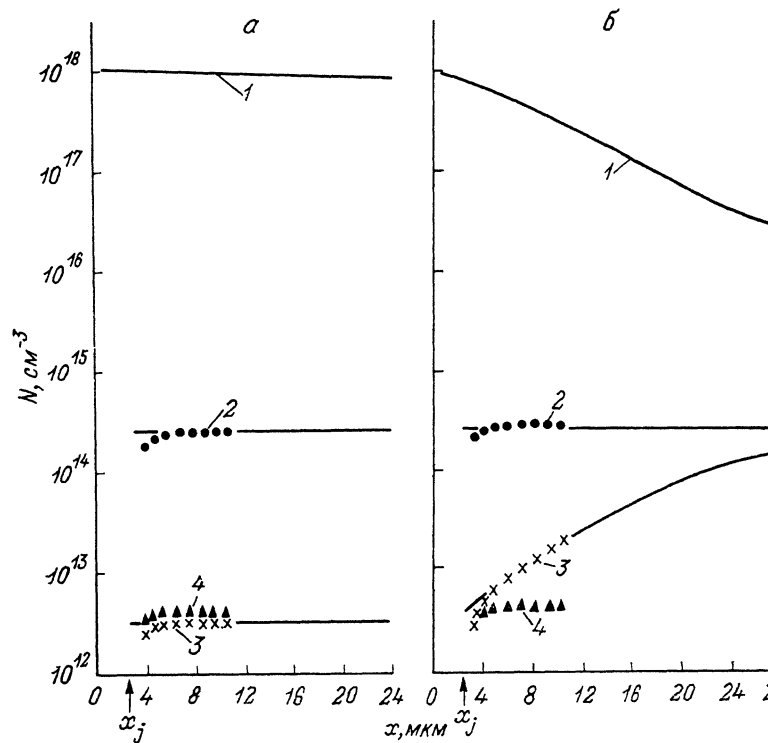


Рис. 3. Распределение концентрации кислорода (1), A -центров (2), E -центров (3), дивакансий (4) по глубине γ -облученной пластины fz -Si ($N_D=8.5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $N_{\text{ок}}^{20}=2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $\Phi=5.8 \times 10^{17} \text{ см}^{-2}$) с диффузионным p^+ - n -переходом: а — с предварительной TO ; б — без TO .

Точки — эксперимент; кривые: 1 — расчет по [23]; 2, 3 — расчет по формулам (1) при $\gamma_{VD}/\gamma_{VO}=20$, $\sigma_V^*=1.0 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2$.

Сравнение расчетных [согласно (1)] зависимостей для N_A и N_E с экспериментальными данными на рис. 1 и 3 дает удовлетворительное согласие при следующих значениях параметров: $\sigma_V^*=(1.0 \pm 0.2) \cdot 10^{-26} \text{ см}^2$, $\gamma_{VD}/\gamma_{VO}=20 \pm 5$. Тот факт, что σ_V^* практически не зависит от N_D , не противоречит ранее развитому представлению о зависимости вероятности распада близкой пары Френкеля от ее зарядового состояния (уровень Ферми во всем исследованном диапазоне N_D лежит ниже уровня, принадлежащего близкой паре $E_c-0.07 \text{ эВ}$ [3, 28]). Однако имеется расхождение с расчетными значениями сечения образования пары Френкеля при γ -облучении по механизму упругого смещения: $\sigma_V^*=(1-5) \times 10^{-25} \text{ см}^2$ [29], $\sigma_V^*=8 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2$ [30]. Наиболее вероятная причина этого расхождения — рекомбинация генетических вакансий и междоузельных атомов Si, и, как следствие, снижение темпов накопления вторичных РД. Это подтверждается нечувствительностью суммарной скорости введения вторичных РД к концентрации стоков для первичных РД (хорошей воспроизводимостью ре-

ультратов на рис. 1. При существенном расхождении между σ_p^* и σ_p . Другие принципиально возможные механизмы снижения эффективности образования вторичных РД по сравнению с первичными РД в данных условиях не реализуются. Действительно, прямая рекомбинация не связанных генетически пар Френкеля маловероятна из-за небольшой (порядка 10^{10} — 10^{11} см $^{-3}$) стационарной концентрации свободных вакансий и междоузельных атомов Si по сравнению с концентрацией примесей. Рекомбинация пар Френкеля с последовательным захватом компонентов пары на примесные атомы существенно искажала бы наблюдаемую линейную кинетику накопления вторичных РД [4].

Что касается доминирующего механизма образования РД, то даже в сильно легированном Si ($N_D = 10^{18}$ см $^{-3}$) им, скорее всего, остается механизм упругого смещения собственных атомов. Примесный ионизационный механизм [6], как видно из рис. 1, в Si неэффективен. Причина этого, по-видимому, связана с наличием у атома Si в отличие от Ge всего двух внутренних оболочек, что может привести либо к слишком малой длительности жизни заряда на ионе Si, либо недостаточной для эффективного кулоновского взаимодействия с донорным атомом степени ионизации атома Si [3].

Анализ экспериментальных данных по деградации τ ННЗ в облученных образцах проводился на основе теории рекомбинации ННЗ [31], откуда легко получить формулы для расчета коэффициента повреждения τ :

$$K_{\tau}^* = \sigma_p v_p (1 + n_1/n_0)^{-1} (dN_i/d\Phi), \quad (2)$$

$$K_{\tau}^* = [(\sigma_p v_p)^{-1} + (\sigma_n v_n n_0/p_1)^{-1}]^{-1} (dN_i/d\Phi), \quad (3)$$

$$K_{\tau}^{**} = [(\sigma_p v_p)^{-1} + (\sigma_n v_n)]^{-1} (dN_i/d\Phi), \quad (4)$$

где σ_n , σ_p — сечения захвата электрона и дырки на ГУ; v_n , v_p — тепловые скорости электрона и дырки; n_0 — равновесная концентрация электронов; n_1 , p_1 — известные параметры статистики рекомбинации Шокли—Рида—Холла. Выражения (2) и (3) справедливы для низкого уровня инжекции в материале n -типа и ГУ в верхней и нижней половине запрещенной зоны соответственно. Выражение (4) записано для случая высокого уровня инжекции. При расчете по формулам (2)—(4) были использованы значения скоростей введения и параметров ГУ, найденные из анализа DLTS-спектров, а также температурных и инжекционных зависимостей τ . На рис. 2 представлены расчетные зависимости $K_{\tau}^*(N_D)$ и $K_{\tau}^{**}(N_D)$ для $T = 300$ К, полученные для двух основных каналов рекомбинации ННЗ: A - и E -центров (расчеты с использованием моделей [31, 32] показывают, что вклад дивакансий и K -центров в рекомбинацию ННЗ составляет не более 0.1—10 % при 300 К). Сравнение экспериментальных и расчетных зависимостей на рис. 2 показывает, что деградация τ в p^+ - n -структурах определяется A -центром почти во всем исследованном диапазоне N_D . Максимальное значение N_D , при котором A -центры еще могут доминировать над E -центрами в рекомбинационных процессах, составляет $(1-2) \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$ (рис. 2) и определяется пределом растворимости кислорода в Si и соотношением параметров A - и E -центров. Изотермические и изохронные отжиги образцов на основе высокоомного и низкоомного Si с параллельным контролем τ и концентрации РД показали, что область температурной стабильности и кинетика отжига основных РЦР также соответствуют данным для A - и E -центров [2, 3]. К этому же выводу приводит сравнение расчетных и экспериментальных температурных и инжекционных зависимостей τ , пример которых приведен на рис. 4. Как видно из рис. 2, на радиационной стойкости p^+ - n -структур практически не сказывается ни метод выращивания исходного Si, ни последующая термообработка. Это связано с тем, что в процессе даже короткой диффузии в окисляющей среде при создании p^+ -слоя образуется относительно глубокий диффузионный слой, обогащенный кислородом (25—30 мкм для случая на рис. 3). Этот слой, в котором после γ -облучения рекомбинация ННЗ идет преимущественно через A -центры, в значительной степени определяет радиационную деградацию динамических характеристик p^+ - n -перехода. Большинство полученных ранее экспериментальных значений K_{τ} также лежит в области, рассчитанной для A -

центра и ограниченной высокими и низкими уровнями инжекции (заштрихована на рис. 2). Наблюдаемую в ряде работ существенно более быструю радиационную деградацию τ в высокоомном fz -Si (рис. 2) можно объяснить отсутствием обогащенного кислородом поверхностного слоя и, следовательно, дополнительным вкладом в рекомбинацию ННЗ E -центров из-за более высокой скорости их накопления (примеры расчета $dN_F/d\Phi$ и K_- для случая $N_O = 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ представлены на рис. 1, кривая 6 и рис. 2, кривая 5 соответственно).

Таким образом, эффективность образования вторичных РД в n -Si при γ -облучении ($T = 300 \text{ K}$) не превышает 10–12 % по отношению к рождению

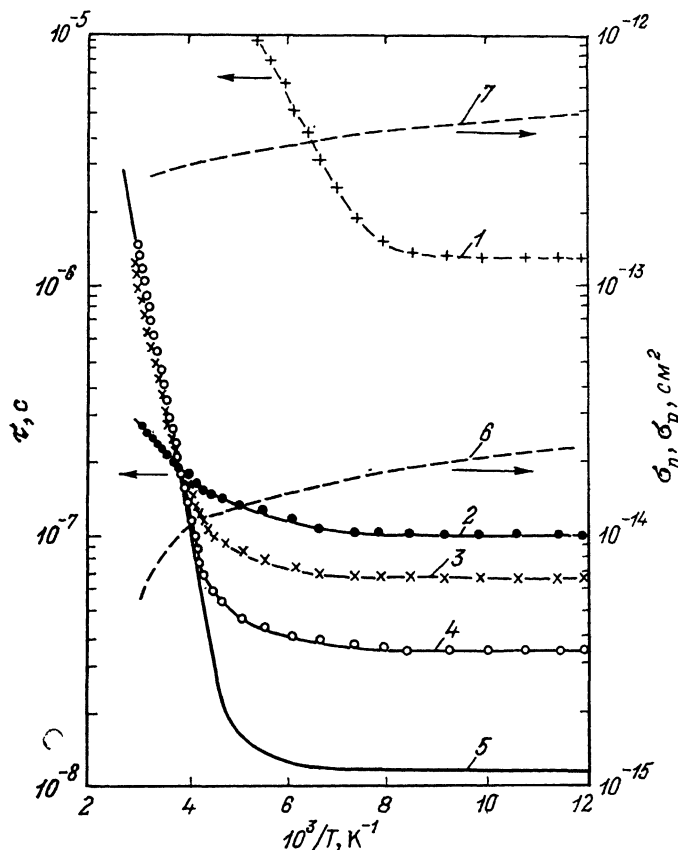


Рис. 4. Температурная зависимость времени жизни ННЗ в n -базе $p^+ - n$ -структуры до (1) и после (2–5) γ -облучения ($\Phi = 1.6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$, $N_D = 4.0 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$).

Уровень инжекции: 1, 4 — 0.5; 2 — 50; 3 — 2; 5 — 0.1; точки — эксперимент; 2–5 — расчет по модели [21] для A -центра ($N_A = 7.5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$) с температурно зависимыми сечениями захвата электрона и дырки (кривые 6 и 7 соответственно).

первичных РД. Сечение рождения вакансий, идущих на образование вторичных РД, постоянно во всем исследованном диапазоне концентрации N_D , N_O и N_C . Оно не зависит также от метода выращивания исходного Si, последующих TO и определяется действием механизма упругого смещения собственных атомов Si и аннигиляцией генетических вакансий и междоузельных атомов. Легирование кремния фосфором ($N_D \leq 10^{18} \text{ см}^{-3}$) не приводит к включению примесного ионизационного механизма образования РД.

Постоянство величины $(\gamma_{VD}/\gamma_{VO})$ во всем исследованном диапазоне концентрации примесей свидетельствует о неизменном зарядовом состоянии вакансии в данных условиях и позволяет реализовать измерение N_O в Si.

Доминирование A -центров в процессах рекомбинации ННЗ в γ -облученном «кислородном» n -Si не может сохраняться при легировании фосфором более $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ из-за предела растворимости кислорода в Si, а также соотношения параметров ГУ A - и E -центров. Остается неясной причина, приводящая к боль-

шим значениям сечений захвата носителей заряда на ГУ A - и E -центров. Теория механизма многофононного захвата носителя заряда на ГУ, разработанная для примесных центров [33], не позволяет (по крайней мере для σ_p) получить столь высокие значения. Однако имеются сомнения в возможности ее использования для радиационных вакансионных комплексов в Si, отличающихся, как известно, пониженной симметрией. С другой стороны, не исключено, что реальная микроструктура A - и E -центров сложнее, чем обычно считается.

Авторы выражают признательность Е. Г. Гук и Г. А. Кондратьевой за помощь при подготовке образцов и В. Б. Шумап за обсуждение работы.

Список литературы

- [1] Miller G. L., Lang D. V., Kimerling L. C. // *Ann. Rev. Mater. Sci.* 1977. P. 377—448.
- [2] Кузнецов Н. В., Соловьев Г. Г. Радиационная стойкость кремния. М., 1989. 96 с.
- [3] Емцев В. В., Машовец Т. В. Примеси и точечные дефекты в полупроводниках. М., 1981. 248 с.
- [4] Винецкий В. Л., Холодарь Г. А. Радиационная физика полупроводников. Киев, 1979. 336 с.
- [5] Карлов В. Г., Клиггер М. И. // *ФТП.* 1978. Т. 12. В. 10. С. 1887—1897.
- [6] Емцев В. В., Клиггер М. И., Машовец Т. В., Назарян Е. Х., Рывкин С. М. // *ФТП.* 1979. Т. 13. В. 5. С. 933—937.
- [7] Конозенко И. Д., Семенюк А. К., Хиврич В. И. Радиационные эффекты в кремнии. Киев, 1974. 200 с.
- [8] Brotherton S. D., Bradley P. // *J. Appl. Phys.* 1982. V. 53. N 8. P. 5720—5732.
- [9] Ewaraue A. O., Baliga V. J. // *J. Electrochem. Soc.* 1977. V. 124. N 6. P. 913—916.
- [10] Лугаков П. Ф., Ткачев В. Д., Шуша В. В. // *ФТП.* 1979. Т. 13. В. 5. С. 875—880.
- [11] Нейман В. Б., Соснин М. Г., Шаховцов В. И., Шиндич В. Л., Ясковец И. И. // *ФТП.* 1988. Т. 22. В. 2. С. 206—209.
- [12] Казакевич Л. А., Лугаков П. Ф., Филиппов И. М. // *ФТП.* 1984. Т. 18. В. 3. С. 543—545.
- [13] Stein H. J. // *J. Appl. Phys.* 1966. V. 37. N 9. P. 3382—3384.
- [14] Hirata M., Hirata M., Saito H. // *J. Appl. Phys.* 1966. V. 37. N 4. P. 1867—1872.
- [15] Kuchinskii P. V., Lomako V. M. // *Sol. St. Electron.* 1986. V. 29. N 10. P. 1041—1051.
- [16] Заитов Ф. А., Добровинский Ю. М., Нейман В. Б., Цмоць В. М., Шаховцов В. И., Шиндич В. Л. // *ФТП.* 1987. Т. 21. В. 11. С. 2082—2084.
- [17] Lang D. V. // *J. Appl. Phys.* 1974. V. 45. N 7. P. 3023—3032.
- [18] Lax V., Neustadter S. F. // *J. Appl. Phys.* 1954. V. 25. N 9. P. 1148—1154.
- [19] Комаров В. А., Соргуаков В. И. // *Phys. St. Sol. (a).* 1981. V. 66. P. 139—147.
- [20] Берман Л. С., Лебедев А. А. Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках. Л., 1981. 176 с.
- [21] Barnes C. E. // *J. Electron. Mater.* 1979. V. 8. N 4. P. 437—457.
- [22] Sonder E., Templeton L. C. // *J. Appl. Phys.* 1960. V. 31. N 7. P. 1279—1286.
- [23] Реньян В. Р. Технология полупроводникового кремния. М., 1969. 335 с.
- [24] Ванеецкий В. Л., Ерицяя Г. Н., Конозенко И. Д., Старчик М. И. // *ФТП.* 1968. Т. 2. В. 9. С. 1236—1242.
- [25] Bean A. R., Newman R. C., Smith R. S. // *J. Phys. Chem. Sol.* 1970. V. 31. P. 739—751.
- [26] Губская В. И., Кучинский П. В., Ломako В. М. // *ФТП.* 1986. Т. 20. В. 6. С. 1055—1059.
- [27] Кучинский П. В., Ломako В. М., Шахлевич Л. Н. // *ФТП.* 1987. Т. 21. В. 8. С. 1471—1473.
- [28] Stein H. J., Vook F. L. // *Phys. Rev.* 1967. V. 163. N 3. P. 790—800.
- [29] Вавилов В. С. Действие излучений на полупроводники. М., 1963. 264 с.
- [30] Витовский Н. А., Мустафакулов Д., Чекмарева А. П. // *ФТТ.* 1962. Т. 4. В. 10. С. 2845—2848.
- [31] Shockley W., Read W. T. // *Phys. Rev.* 1952. V. 87. N 5. P. 835—842.
- [32] Sah C. T., Shockley W. // *Phys. Rev.* 1958. V. 109. N 4. P. 1103—1115.
- [33] Абакумов В. Н., Карпус В., Перель В. И., Ясневич И. Н. // *ФТП.* 1988. Т. 22. В. 2. С. 262—268.