

МЕХАНІЗМ ВІДПАЛУ VO ДЕФЕКТІВ В *n*-Si ПРИ ВИСОКОТЕМПЕРАТУРНОМУ ІМПУЛЬСНОМУ ЕЛЕКТРОННОМУ ОПРОМІНЕННІ

А.М. КРАЙЧИНСЬКИЙ,¹ М.М. КРАСЬКО,¹ А.Г. КОЛОСЮК,¹
Р.В. ПЕТРУНЯ,² В.Ю. ПОВАРЧУК,¹ В.В. ВОЙТОВИЧ,¹ В.Б. НЕЙМАШ,¹
В.А. МАКАРА,² Р.М. РУДЕНКО²

¹Інститут фізики НАН України
(Просп. Науки, 46, Київ 03650; e-mail: *krasko@iop.kiev.ua*)

²Київський національний університет ім. Тараса Шевченка
(Просп. Глушкова, 2, Київ 03680)

УДК 533.9
©2011

Досліджено кінетику накопичення комплексу вакансія–кисень (VO) в *n*-Si, вирощеному методом Чохральського (Cz), при різних інтенсивностях імпульсного 1 MeV електронного опромінення при температурах, вищих за температуру початку термічного відпаду VO ($T \geq 300$ °C). Показано, що опромінення електронами при таких температурах приводить до прискореного відпаду VO, створених цим опроміненням. Прискорений відпал VO відбувається у процесі дії імпульсу електронів. Максимальна концентрація VO, яка при цьому утворюється, зростає зі збільшенням інтенсивності опромінення і зменшується при збільшенні температури зразків при опроміненні. Запропоновано модель процесу прискореного відпаду, яка ґрунтується на тому, що при електронному опроміненні збуджуються електрони у високоенергетичну долину. При захопленні VO дефектами таких електронів дефектам передається енергія, яка суттєво зменшує енергію активації їх відпаду. Високотемпературна межа ефекту залежить від інтенсивності опромінення і зростає зі збільшенням інтенсивності.

1. Вступ

Одним із основних радіаційних дефектів у кремнії є комплекс VO, який утворюється в результаті захоплення міжвузловинним киснем O_i вакансії (V) ($V + O_i \rightarrow VO$). Властивості цих дефектів досліджуються уже протягом півстоліття і на сьогодні вони досить добре вивчені (див., наприклад, літературу в роботі [1]). Комплекси VO відпалюються при $T \geq 300$ °C. Якщо опромінення проводити при температурі, яка вища від температури відпаду VO, то йдуть одночасно два процеси: утворення цих дефектів та їх відпал. Коли після припинення опромінення різко знизити температуру зразків, то залишається концентрація VO, яка визначається даними умовами опромінення [1–7]. Також нами було виявлено [1], що концентрація

цих дефектів суттєво залежить від інтенсивності опромінення (J).

Дана робота є логічним продовженням наших попередніх досліджень [1]. Метою було дослідити механізм відпаду VO в Cz *n*-Si при одночасному впливі двох факторів: високої температури зразка при опроміненні та інтенсивності електронного опромінення.

2. Експеримент

Зразки та методики було використано ті ж, що і в роботі [1]: зразки Cz *n*-Si з концентраціями фосфору $[P] \approx 1 \cdot 10^{15}$ см⁻³, кисню $[O_i] = (6 - 7) \cdot 10^{17}$ см⁻³ та вуглецю $[C_s] \leq 5 \cdot 10^{16}$ см⁻³. Опромінення проводили на імпульсному прискорювачі електронів: тривалість імпульсу $t_p = 3,3$ мкс, шпаруватість $s = 10^3$, енергія електронів $E_e = 1$ MeV. Лише окрім опромінення зразків при температурі 360 °C (значення діапазону інтенсивностей в імпульсі $J_p = 1,25 \cdot 10^{15} - 1,25 \cdot 10^{16}$ електрон/(см²·с)) було використано температуру опромінення 450 °C та більш інтенсивний потік електронів $J_p = 5 \cdot 10^{16}$ електрон/(см²·с). Концентрацію VO після опромінення визначали з температурних залежностей ефекту Холла або за допомогою вимірювання DLTS.

3. Результати та їх обговорення

3.1. Експериментальні результати

На рис. 1 наведено залежності концентрації VO від часу опромінення для декількох інтенсивностей потоку електронів ($J_p = 1,25 \cdot 10^{15} - 1,25 \cdot 10^{16}$ електрон/(см²·с)) при температурі 360 °C, а на рис. 2 – спектр DLTS зразків, опромінених при 450 °C

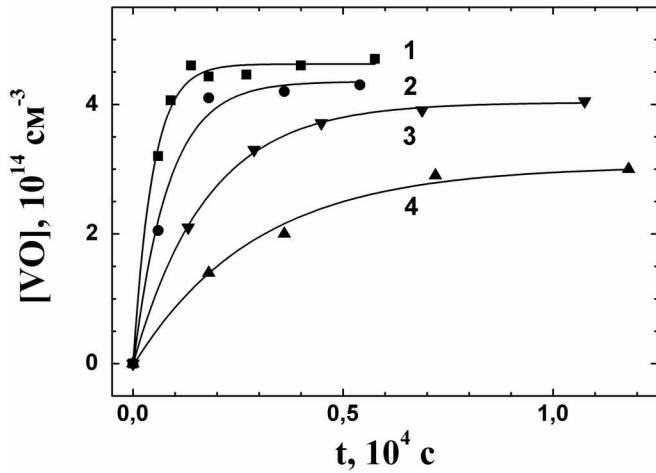


Рис. 1. Часові залежності концентрації VO при різних інтенсивностях 1 MeV імпульсного електронного опромінення при 633 К: 1 – 12,5; 2 – 6,25; 3 – 2,81; 4 – 1,25 · 10¹⁵ електрон/(см²·с). Точки – експеримент; суцільні криві – розрахунок за формулою (3)

($J_p = 5 \cdot 10^{16}$ електрон/(см²·с)), в температурній області перезарядки комплексу VO (пік близько 100 К).

Як видно,

а) накопичення VO має вигляд кривої з насиченням і відбувається якісно однаково при всіх інтенсивностях опромінення J . При цьому, як було показано нами в роботі [1], ефективність утворення VO не залежить від J і становить $\frac{d[VO]}{d\Phi} = (7,9 \pm 0,3) \cdot 10^{-2}$ см⁻¹ (див. рис. 1);

б) концентрація VO у насиченні ($[VO]_{\max}$) зростає при збільшенні J з тенденцією до насичення (рис. 3);

в) при збільшенні температури зразків при опроміненні величина $[VO]_{\max}$ зменшується. У зразках, опроміненних при 450 °С ($J_p = 5 \cdot 10^{16}$ електрон/(см²·с)), $[VO]_{\max} = 5 \cdot 10^{13}$ см⁻³ (рис. 2), а в зразках, опроміненних при 360 °С ($J_p = 1,25 \cdot 10^{16}$ електрон/(см²·с)), $[VO]_{\max} = 4,6 \cdot 10^{14}$ см⁻³ (рис. 3).

3.2. Кінетика накопичення VO при 360 °С

Накопичення VO при імпульсному електронному опроміненні є результатом періодичної дії двох по чергових процесів:

1) під час дії імпульсу відбувається утворення VO з фактором генерації вільних вакансій λ_V та одночасно їх відпал зі сталою часу τ_1 . Система кінетичних рівнянь при дії імпульсу опромінення буде мати два рівняння, які описують утворення і відпал вакансій

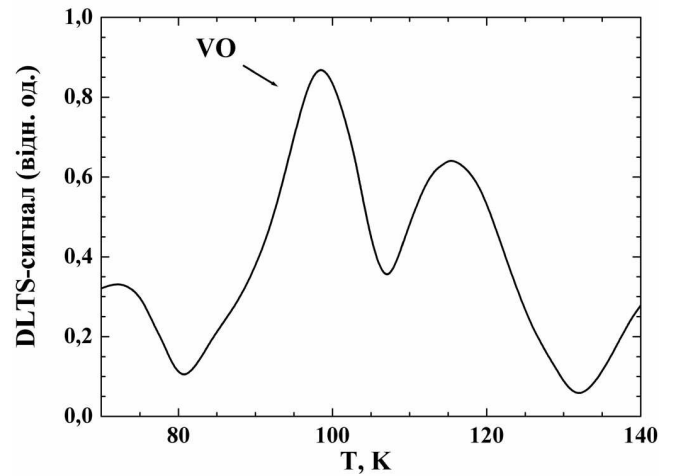


Рис. 2. Спектр DLTS зразків, опроміненних при 723 К (час опромінення $t = 20$ хв, $J_p = 5 \cdot 10^{16}$ електрон/(см²·с), $\Phi = 6 \cdot 10^{16}$ см⁻², $[VO] = 5 \cdot 10^{13}$ см⁻³). Амплітуда імпульсу зміщення від -4 до 0 В, вікно 6 мс

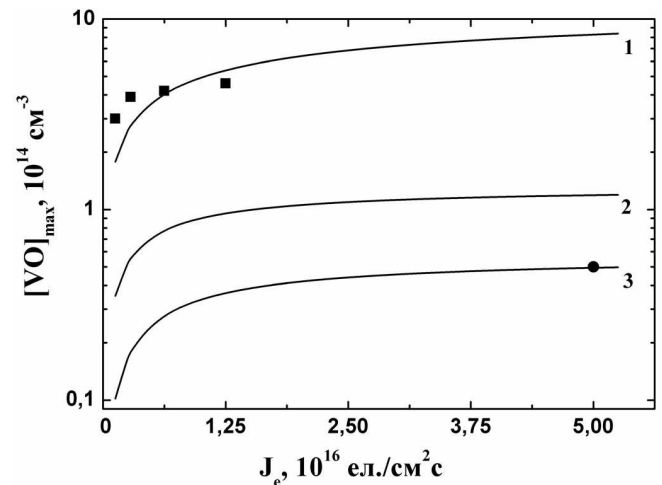


Рис. 3. Залежність максимальної концентрації VO від інтенсивності електронного опромінення при: 1 – 633 К; 2 – 680 К; 3 – 723 К. Точки – експеримент; суцільні криві – розрахунок за формулою (4), де $1/\tau_1$ визначається за формулою (12), а $1/\tau_2 = 2 \cdot 10^8 \exp(-1,5/k_B T)$

V та VO:

$$\begin{cases} \frac{d[V]}{dt} = \lambda_V - \chi_{VO}[V][O_i], \\ \frac{d[VO]}{dt} = \chi_{VO}[V][O_i] - \frac{[VO]}{\tau_1}, \end{cases} \quad (1)$$

де χ_{VO} – константа захоплення вакансії на кисень.

2) між імпульсами відбувається тільки термічний (без дії радіації) відпал VO, які накопичилися за час

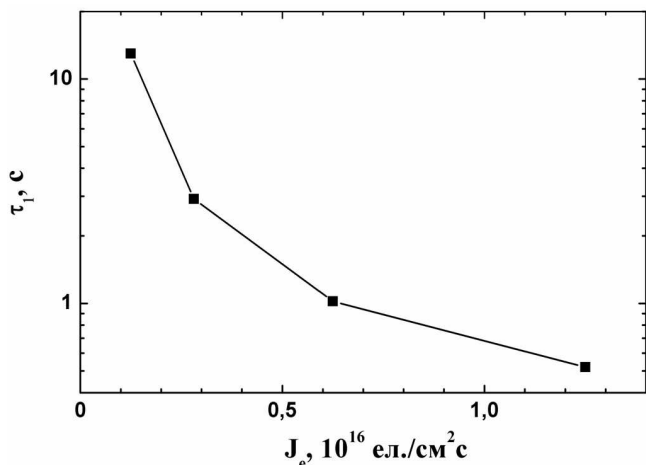


Рис. 4. Залежність константи відпаду τ_1 від інтенсивності електронного опромінення при 633 К

дії імпульсу, і характеризується параметром τ_2 :

$$\frac{d[\text{VO}]}{dt} = -\frac{[\text{VO}]}{\tau_2}. \quad (2)$$

Кінетичні рівняння для всіх періодів опромінення такі самі, як (1) і (2). Будуть змінюватися лише початкові умови у зв'язку з накопиченням дефектів. У результаті для залежності концентрації VO від часу опромінення t отримуємо [1]:

$$[\text{VO}] = \lambda_V \tau_1 \times \frac{\exp\left(-\frac{t_{\text{off}}}{\tau_2}\right) \left(1 - \exp\left(-\frac{t_p}{\tau_1}\right)\right)}{1 - \exp\left(-\frac{t_{\text{off}}}{\tau_2}\right) \exp\left(-\frac{t_p}{\tau_1}\right)} \times \left(1 - \exp\left(-\left[\frac{t_{\text{off}}}{\tau_2} + \frac{t_p}{\tau_1}\right] \times \frac{t}{t_{\text{off}} + t_p}\right)\right), \quad (3)$$

де t_{off} – час між імпульсами.

У виразі (3) t_p і t_{off} є відомими технічними параметрами імпульсного опромінення. Константу відпаду τ_2 ми визначили із незалежного експерименту. Для цього частину зразків опромінювали при кімнатній температурі, а потім проводили відпал при $T > 300$ °С. Отже, тільки λ_V і τ_1 можуть залежати від інтенсивності опромінення.

Як показує експеримент [1], збільшення інтенсивності опромінення J зумовлює лінійне зростання швидкості генерації вільних вакансій λ_V , а це означає, що кожен електрон створює однакову кількість вільних вакансій при різних J ($\lambda_V/J = (7,9 \pm 0,2) \cdot 10^{-2}$ см⁻¹).

Нелінійне накопичення VO з виходом в насичення (рис. 1) зумовлене одночасним існуванням двох

конкуруючих процесів: утворенням VO та їх відпадом. І якщо утворення відбувається зі сталою швидкістю, то швидкість відпаду пропорційна концентрації дефектів: $d[\text{VO}](t)/dt \sim [\text{VO}](t)$. Зі збільшенням часу опромінення концентрація VO зростає, відповідно збільшується швидкість відпаду та їх внесок у процес накопичення. Коли швидкість відпаду зрівняється зі швидкістю утворення, концентрація VO вийде в насичення. У нашому випадку це відбувається, коли в (3) виконується умова: $\left[\frac{t_{\text{off}}}{\tau_2} + \frac{t_p}{\tau_1}\right] \times \frac{t}{t_{\text{off}} + t_p} \gg 1$, і тоді

$$[\text{VO}]_{\text{max}} = \frac{\lambda_V}{\frac{t_{\text{off}}/t_p}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_1}}. \quad (4)$$

Із формули (4), вимірявши концентрацію VO у насиченні, можна визначити величину τ_1 . На рис. 4 наведено залежність τ_1 від інтенсивності опромінення при 360 °С. Як видно, τ_1 зменшується більше ніж на порядок при збільшенні J на порядок. Це означає, що інтенсивність опромінення електронами може суттєво стимулювати відпал ним же створених VO.

3.3. Моделі прискореного відпаду VO

Отже, при збільшенні інтенсивності опромінення кремнію високоенергетичними електронами за високої температури прискорюється відпал створених цим опроміненням комплексів VO. Величина τ_1 , яка характеризує швидкість відпаду дефектів під час дії імпульсу електронів, зменшується при зростанні інтенсивності. Постає питання про причини такої зміни.

При збільшенні J відбуваються два процеси:

- 1) зростає швидкість утворення пар Френкеля (ПФ) (первинних дефектів);
- 2) зростає швидкість генерації нерівноважних носіїв заряду.

Один з цих процесів має стимулювати відпал VO під час дії імпульсів опромінення.

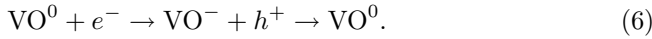
Комплекси VO можуть зникати за рахунок захоплення вакансій, концентрація яких зростає зі зростанням інтенсивності:



Але процес (5) мало ймовірний, бо вакансії перехоплюються атомами кисню, концентрація яких набагато більша за концентрацію VO.

Отже, за зменшення τ_1 відповідальність несе процес збудження електронної підсистеми. Це може відбуватись за рахунок атермічного руху дефектів при

їх перезарядці – аналог руху власних міжвузлових атомів у моделі інверсії потенціалу [8]:



Запишемо кінетику перезарядки дефектів:

$$\begin{aligned} \frac{d[\text{VO}^0]}{dt} = & -\sigma_n^0 v_n (n_0 + \Delta n) [\text{VO}^0] + \\ & + \sigma_n^0 v_n N_{c\text{VO}} [\text{VO}^-] + \sigma_p^- v_p (p_0 + \Delta p) [\text{VO}^-], \end{aligned} \quad (7)$$

де $N_{c\text{VO}} = N_c \exp(-E_{\text{VO}}/k_B T)$, N_c – ефективна густина станів у зоні провідності, E_{VO} – електронний рівень комплексів VO, n_0 , p_0 , Δn , Δp – рівноважні і нерівноважні концентрації електронів та дірок відповідно.

Із (7) бачимо, що швидкість перезарядки (отже, і відпаду) має залежати як від концентрації нерівноважних носіїв заряду, так і рівноважних. Суттєве зменшення величини τ_1 (рис. 4) спостерігається вже за інтенсивності $J_p = 2,81 \cdot 10^{15}$ електрон/(см²·с). При цьому оцінка максимальної концентрації нерівноважних носіїв дає величину $\Delta n \approx 4 \cdot 10^{15}$ см⁻³. Рівноважні концентрації електронів і дірок при цій температурі (633 К) є такого самого порядку. Збільшимо рівноважну концентрацію за рахунок підвищення температури до такої величини, щоб вона значно перевищила і нерівноважну концентрацію та рівень легування. Якщо прискорений відпал дефектів визначається процесом почергового захоплення електронів і дірок, то має спостерігатися прискорений відпал утворених комплексів VO. У роботі [7] наведено температурні залежності утворення і відпаду VO при імпульсному електронному опроміненні в діапазоні температур від кімнатної до 753 К. Імпульсна інтенсивність опромінення 10^{15} електрон/(см²·с). При цій інтенсивності ще не спостерігається прискорений відпал дефектів (див. рис. 4). Оцінка показує, що кінетика відпаду VO ($T = 728$ К, $n_0 = p_0 \approx 2 \cdot 10^{16}$ см⁻³) характеризується тими самими параметрами (частотний фактор $\nu = 2 \cdot 10^8$ с⁻¹ та енергія активації відпаду $E_{\text{VO}} = 1,5$ еВ), що й ізотермічний відпал у діапазоні 570 – 620 К. Отже, прискореного відпаду за рахунок перезарядки дефектів немає.

Таким чином, треба шукати інший процес, який би прискорював відпал VO при збільшенні інтенсивності опромінення.

Але, як ми вже бачили, впливати на прискорення відпаду VO може процес збудження саме еле-

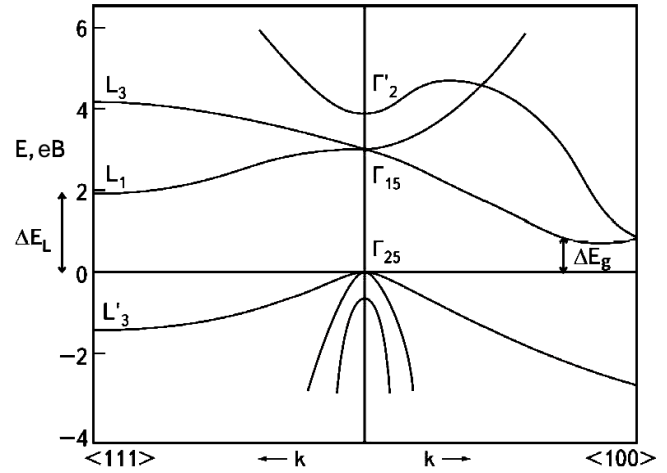


Рис. 5. Схема зонної структури кремнію

ктронної підсистеми кристала. Зауважимо, що середня енергія, яка витрачається на одну збуджену пару електрон–дірка, дорівнює $\sim 3,6$ еВ [9]. Це означає, що електрони можуть попадати у високі підзони провідності. На рис. 5 наведено розраховану зонну структуру кремнію [10]. Звернемо увагу на мінімум зони провідності у точці L_1 . Різні методи розрахунку дають дещо відмінні результати. Але в середньому енергія у цій точці дорівнює приблизно $2 \pm 0,1$ еВ по відношенню до найвищої точки валентної зони. Отже, частина електронів, збуджених у зону провідності, опиниться в цьому мінімумі зони. При захопленні на VO такий електрон може передати йому енергію, яка близька до енергії активації відпаду VO.

Будемо вважати, що захоплений електрон стимулює перескок дефекту в сусіднє положення у кристалі. В результаті VO буде рухатись до моменту захоплення атомом кисню:



Для сталої прискореного відпаду τ_1 можна записати:

$$\frac{1}{\tau_1} = \sigma_n^0 v_n \Delta n^L \chi_{\text{VO}_2} [\text{O}_i] \exp\left(-\frac{E_{\text{VO}}^*}{k_B T}\right), \quad (9)$$

де σ_n^0 , v_n , Δn^L – переріз захоплення, теплова швидкість, концентрація електронів у долині L_1 зони провідності; χ_{VO_2} – константа захоплення VO атомом кисню, $E_{\text{VO}}^* = E_a - E_L$ – різниця енергії активації термічного відпаду E_a та енергії E_L , яка передається VO при захопленні електрона з високої долини. Енергія

$$E_L = \Delta E_L - (\Delta E_g - E_{\text{VO}}), \quad (10)$$

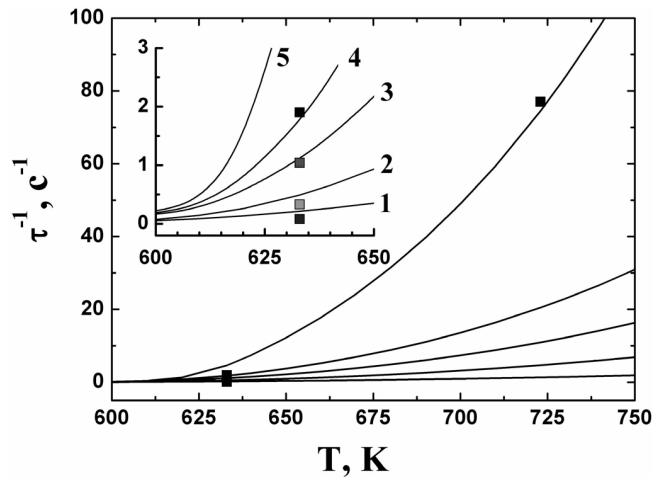


Рис. 6. Залежність константи відпаду $1/\tau_1$ від температури електронного опромінення. Інтенсивність опромінення: 1 – 1,25; 2 – 2,81; 3 – 6,25; 4 – 12,5; 5 – $50 \cdot 10^{15}$ електрон/($\text{см}^2 \cdot \text{с}$). Точки – експеримент; суцільні криві – розрахунок за формулою (12)

де ΔE_g – ширина забороненої зони, $E_{VO} = 0,17$ еВ – електронний рівень VO. З врахуванням температурної залежності ΔE_g отримуємо, що E_{VO}^* знаходиться в межах 0,37–0,47 еВ.

При визначенні концентрації Δn^L треба врахувати, що ці електрони будуть зникати за рахунок захоплення як VO, так і атомами донорів P (глибокий рівень по відношенню до L_1):

$$\frac{d\Delta n^L}{dt} = \lambda_n^L - \sigma_n^0 v_n \Delta n^L [VO] - \sigma_n^+ v_n \Delta n^L [P], \quad (11)$$

де λ_n^L – швидкість генерації електронів у долину L_1 , σ_n^+ – переріз захоплення електронів атомом фосфору.

Оцінка часу життя нерівноважних носіїв дає величину, що як мінімум на порядок менша від тривалості електронного імпульсу. Отже, в (11) має місце стаціонар по Δn^L . У результаті для $1/\tau_1$ отримуємо

$$\frac{1}{\tau_1} = \frac{J_p}{[VO]_{\max} + \frac{\sigma_n^+}{\sigma_n^0} [P]} B \exp\left(-\frac{E_{VO}^*}{k_B T}\right), \quad (12)$$

де враховано позначення, що $\lambda_n^L = A J_p$, $B = A \chi_{VO_2} [O_i]$ – константа.

В (12) невідомими є перерізи захоплення електронів із долини L_1 дефектами VO та атомами фосфору. Припустимо, що ці величини мало відрізняються від перерізів захоплення електронів із основної зони. На жаль, теорія захоплення носіїв для високої температури відсутня. Тому потрі-

бно зробити ще одне припущення, що для достатньо глибоких електронних рівнів (коли існує густий спектр збуджених рівнів) температурна залежність перерізів захоплення зберігається: T^{-1} для нейтрального центра і T^{-3} для протилежно зарядженого. Отже, запишемо, що $\sigma_n^0 = 8 \times 10^{-15} (300/T) \text{ см}^2$ [11], а $\sigma_n^+ = 5 \cdot 10^{-15} (300/T)^3 \text{ см}^2$ [12].

Для визначення енергії E_{VO}^* використаємо дані, отримані за допомогою вимірювання методом DLTS для зразків, опромінені при 723 К. При імпульсній інтенсивності опромінення $5 \cdot 10^{16}$ електрон/($\text{см}^2 \cdot \text{с}$) отримали, що $[VO]_{\max} = 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Підставивши у (12) дані для опромінення при 633 К ($J_p = 1,25 \cdot 10^{16}$ електрон/($\text{см}^2 \cdot \text{с}$), $[VO]_{\max} = 4,6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$) і дані для 723 К, отримуємо, що $E_{VO}^* = 0,40$ еВ. Тобто величина E_{VO}^* попадає у діапазон можливих енергій (0,37–0,47 еВ).

Підставляючи у (12) отримані із експерименту величини τ_1 , J_p , $[VO]_{\max}$, $[P]$, а також E_{VO}^* , отримуємо константу $B \approx 1,3 \cdot 10^2 \text{ см}^{-1}$.

Можна оцінити темп генерації електронів у L_1 долину. Стала $\chi_{VO_2} = (a_1)^2 r_{VO_2}$. Нехай довжина стрибка a_1 і радіус захоплення дефектів VO атомами кисню будуть поблизу $5 \cdot 10^{-8} \text{ см}$ (стала ґратки). Тоді, при концентрації кисню $\sim 7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, отримуємо, що константа $A \approx 10^6 \text{ см}^{-1}$. Отже, темп генерації електронів у L_1 долину приблизно такий, як і загальний темп генерації нерівноважних носіїв заряду при опроміненні 1 МеВ електронами. При імпульсній інтенсивності $J_p = 6,25 \cdot 10^{15}$ електрон/($\text{см}^2 \cdot \text{с}$) отримуємо, що $\lambda_n^L \approx 10^{22} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$.

Формули (4) і (12) дозволяють отримати аналітичні залежності $[VO]_{\max}$ і τ_1 від температури та імпульсної інтенсивності опромінення. На рис. 3 наведено залежність величини $[VO]_{\max}$ від J_p для кількох температур, а на рис. 6 – залежність $1/\tau_1$ від температури для декількох інтенсивностей опромінення. Бачимо, що теоретичні криві в межах похибки задовільно збігаються з експериментальними точками.

Можна визначити діапазон температур, в якому присутній ефект прискорення відпаду VO при опроміненні. Ефект має спостерігатися тільки там, де швидкість прискореного відпаду більша від швидкості звичайного термічного відпаду. Для цього на рис. 7 наведено розрахункові криві залежності $1/\tau_1$ та $10^3/\tau_2$ від температури. Як бачимо, для всіх інтенсивностей ефект починається близько 570 К. Однак температура, за якої ефект зникає, зростає при збільшенні інтенсивності опромінення.

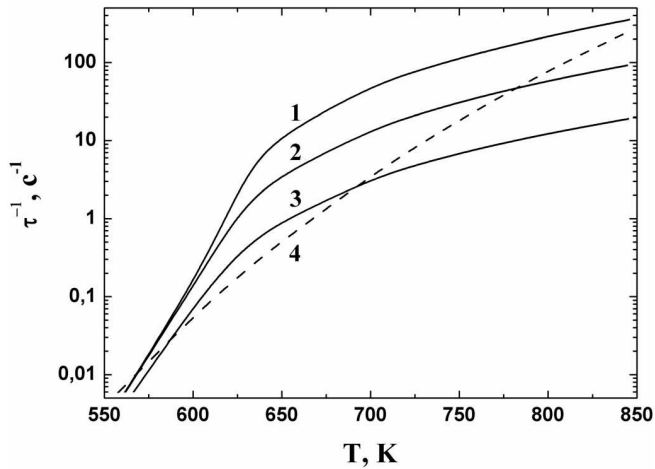


Рис. 7. Розрахункові залежності констант відпалу $1/\tau_1$ (криві 1–3) і $10^3/\tau_2$ (крива 4) від температури електронного опромінення. Інтенсивність опромінення: 1 – 50; 2 – 12,5; 3 – 2,81, $\cdot 10^{15}$ електрон/(см²с). Криві (1–3) – розрахунок за формулою (12); крива 4 – $10^3/\tau_2 = 2 \cdot 10^8 \exp(-1,5/k_B T)$

4. Висновки

Опромінення Cz n-Si 1 MeV електронами при температурі, вищій від температури термічного відпалу дефектів VO, приводить до прискореного відпалу створених цим опроміненням дефектів. Прискорений відпал відбувається у процесі дії імпульсу електронів. Стала прискореного відпалу τ_1 різко зменшується при збільшенні інтенсивності опромінення. При 633 К збільшення інтенсивності на порядок приводить до зменшення τ_1 більше, ніж на порядок. При цьому залежність концентрації VO від часу опромінення має вигляд кривих з насиченням. Максимальна концентрація VO зростає зі збільшенням інтенсивності опромінення і зменшується при збільшенні температури зразків під час опромінення.

Причиною прискореного відпалу може бути захоплення дефектами VO електронів із L_1 долини. При цьому дефектам передається значна енергія, що приводить до зменшення енергії активації відпалу VO від 1,5 eV до 0,4 eV.

Ефект прискореного відпалу спостерігається в обмеженому діапазоні температур, який починається від 570 К (початок термічного відпалу VO). Високотемпературна межа ефекту залежить від інтенсивності опромінення і зростає зі збільшенням інтенсивності.

1. М.М. Красько, А.М. Крайчинський, А.Г. Колосюк, В.Б. Неймаш, В.А. Макара, Р.В. Петруня, В.Ю. Поварчук, В.В. Войтович, УФЖ **55**, 793 (2010).
2. J.-G. Xu, F. Lu, and H.-H. Sun, Phys. Rev. B **38**, 3395 (1988).
3. J. Lalita, B.G. Svensson, and C. Jagadich, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B **96**, 210 (1995).
4. E. Simoen, J.M. Rafi, C. Claeys, V. Neimash, A. Kraitchinskii, M. Kras'ko, V. Tishchenko, V. Voytovych, J. Versluys, and P. Clauws, Jpn. J. Appl. Phys. **42**, 7184 (2003).
5. E. Simoen, C. Claeys, V. Neimash, A. Kraitchinskii, M. Kras'ko, V. Tishchenko, and V. Voytovych, Sol. St. Phenom. **95–96**, 367 (2004).
6. V. Neimash, M. Kras'ko, A. Kraitchinskii, V. Voytovych, V. Tishchenko, E. Simoen, J.M. Rafi, C. Claeys, J. Versluys, O. De Gryse, and P. Clauws, Phys. Stat. Sol. (a) **201**, 509 (2004).
7. V.P. Markevich, A.R. Peaker, S.B. Lastovskii, V.E. Guskov, I.F. Medvedeva, and L.I. Murin, Sol. St. Phenom. **156–158**, 299 (2010).
8. J.C. Bourgoin and J.W. Corbett, Phys. Lett. A **38**, 135 (1972).
9. В.С. Вавилов, Н.П. Кекелидзе, Л.С. Смирнов, *Действие излучений на полупроводники* (Наука, Москва, 1988).
10. Р.А. Смит, *Полупроводники*, пер. с англ. под. ред. Н.А. Пенина (Мир, Москва, 1982).
11. А.С. Зубрилов, С.В. Кавешников, ФТП **25**, 1332 (1991).
12. В.Н. Абакумов, В.И. Перель, И.Н. Ясевич, ФТП **12**, 3 (1978).

Одержано 29.06.11

МЕХАНІЗМ ОТЖИГА VO ДЕФЕКТОВ В n-Si ПРИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОМ ИМПУЛЬСНОМ ЭЛЕКТРОННОМ ОБЛУЧЕНИИ

А.Н. Крайчинский, Н.Н. Красько, А.Г. Колосюк, Р.В. Петруня, В.Ю. Поварчук, В.В. Войтович, В.Б. Неймаш, В.А. Макара, Р.Н. Руденко

Резюме

Исследована кинетика накопления комплекса вакансия–кислород (VO) в Cz n-Si при разных интенсивностях импульсного 1 МэВ электронного облучения при температурах, выше температуры начала термического отжига VO ($T \geq 300$ °C). Показано, что облучение электронами при таких температурах приводит к ускоренному отжигу VO, образованных этим облучением. Ускоренный отжиг VO происходит в процессе действия импульса электронов. Максимальная концентрация VO, которая при этом образуется, растет с увеличением интенсивности

облучения и уменьшается с ростом температуры образцов при облучении. Предложена модель процесса ускоренного отжига, которая базируется на том, что при электронном облучении возбуждаются электроны в высокоэнергетическую долину. При захвате VO дефектами таких электронов, дефектам передается энергия, которая существенно понижает энергию активации их отжига. Высокотемпературная граница эффекта зависит от интенсивности облучения и растет с увеличением интенсивности.

MECHANISM OF ANNEALING OF VO DEFECTS IN *n*-Si UNDER PULSE ELECTRON IRRADIATION AT HIGH-TEMPERATURES

*A.M. Kravchinskii¹, M.M. Kras'ko¹, A.G. Kolosiuk¹,
R.V. Petrunya², V.Yu. Povarchuk¹, V.V. Voitovych¹,
V.B. Neimash¹, V.A. Makara², R.M. Rudenko²*

¹Institute of Physics, Nat. Acad. of Sci. of Ukraine
(46, Nauky Ave., Kyiv 03650, Ukraine;
e-mail: krasko@iop.kiev.ua),

²Taras Shevchenko National University of Kyiv
(2, Academician Glushkov Ave., Kyiv 03680, Ukraine)

S u m m a r y

We study the kinetics of accumulation of vacancy-oxygen (VO) complexes in Czochralski-grown (Cz) *n*-Si, at various intensities of pulse 1-MeV electron radiation at temperatures higher than the temperature of the onset of the thermal annealing of VO ($T \geq 300$ °C). It is shown that the irradiation with electrons at such temperatures causes the accelerated annealing of VO created by this radiation. The accelerated annealing of VO occurs during the action of a pulse of electrons. The maximum concentration of created VO increases with the radiation intensity and decreases, as the temperature of irradiated specimens increases. We propose a model of the process of accelerated annealing which is based on the assumption that specimen's electrons under the electron irradiation are excited in a high-energy valley. At the capture of such electrons by VO defects, the defects receive the energy which decreases essentially the energy of activation of their annealing. The high-energy threshold of the effect depends on the radiation intensity and increases with it.