

ВЛИЯНИЕ ПРИМЕСИ ГЕРМАНИЯ НА РАДИАЦИОННУЮ СТОЙКОСТЬ КРЕМНИЯ С ВЫСОКОЙ КОНЦЕНТРАЦИЕЙ КИСЛОРОДА

А.П. Долголенко, Г.П. Гайдар, М.Д. Варенцов, П.Г. Литовченко
Институт ядерных исследований НАН Украины,
г. Киев, Украина; факс: +38(044)265-44-63;
E-mail: gaidar@kinr.kiev.ua

Исследована радиационная стойкость образцов n-Si, выращенных методом Чохральского (Cz), с примесью германия ($N_{Ge}=2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$) и без нее после облучения быстрыми нейтронами. Обнаружено, что введение германия повышает радиационную стойкость n-Si. Показано, что отжиг кластеров дефектов связан с аннигиляцией вакансионного типа дефектов в кластерах с межузельными дефектами. Определены энергия миграции и частотный фактор димежузлия ($E_I=0,74 \text{ эВ}$; $\nu_I=3,5 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$), межузельного атома ($E_2=0,91 \text{ эВ}$; $\nu_2=7 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$), а также вакансии кремния ($E_V=0,8 \text{ эВ}$; $\nu=1 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$). Наблюдался γ -радиационный отжиг нейтронно-облученных образцов Cz-Si n-типа.

ВВЕДЕНИЕ

Проблема повышения радиационной стойкости (РС) полупроводниковых материалов, используемых для создания электронных приборов, которые длительное время должны сохранять эксплуатационные параметры под влиянием ядерного излучения, была и остается весьма актуальной. Один из подходов к решению этой проблемы заключается во введении в полупроводник эффективных рекомбинационных центров для первичных радиационных дефектов (РД) – вакансий (V) и межузельных атомов (I).

Представляет интерес в связи с этим легирование кремния изовалентными примесями (ИВП), которые существенно снижают темп генерации вторичных РД. Основу большинства моделей влияния ИВП (C, Ge, Sn) на процессы дефектообразования составляет идея о роли внутренних локальных напряжений решетки, возникающих вследствие несоответствия ковалентных радиусов атомов матрицы и примеси [1].

Особый интерес представляет изучение РС кремния, легированного германием, поскольку эти материалы имеют одинаковый тип кристаллической решетки, а их ковалентные радиусы отличаются лишь на 4,2 % ($R_S=1,17 \text{ \AA}$; $R_{Ge}=1,22 \text{ \AA}$). Несмотря на такие, казалось бы, незначительные различия, исследование n-Si<Ge> (концентрация германия в пределах $5 \cdot 10^{18} \dots 2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$) после низкотемпературного ($T \leq 90 \text{ К}$) электронного облучения показало, что присутствие германия заметно снижает эффективность образования А-центров (V_O) и дивакансий (V_2) вследствие захвата вакансий атомами Ge и образования комплексов GeV [2]. Отжиг этих комплексов, как было показано ранее [3], происходит в диапазоне температур 200...280 К, и, следовательно, GeV не является термически стабильным. Анализ спектров DLTS, которые были получены после облучения образцов протонами при температуре 30 К, показал, что комплекс GeV создает в верхней половине запрещенной зоны акцепторный уровень с энергией $E_c-0,29 \text{ эВ}$ [4].

Еще более неожиданными были результаты, полученные в [5]. Оказалось, что при электронном облучении монокристаллов $Si_{1-x}Ge_x$ (содержание германия изменялось от 3 до 15 ат %) при температуре $T=300 \text{ К}$ (при которой комплекс GeV фактически уже отжегся) также наблюдается снижение эффективности образования вакансионного типа РД – VO и VO_2 . Авторы [6] не только зафиксировали снижение скорости введения А-центров и V_2 в образцах Si<Ge> ($N_{Ge} \sim 1 \%$) примерно в 2-3 раза по сравнению с контрольными образцами кремния после электронного облучения при комнатной температуре, но попытались также объяснить этот факт, предположив, что атомы Ge являются центрами не прямой аннигиляции первичных РД. При этом учитывалось, что вероятность захвата вакансии атомами германия примерно в 100 раз меньше, чем кислородом, согласно ими же проведенной оценке.

Задачей настоящей работы является изучение влияния примеси Ge на РС образцов Cz-Si n-типа, облученных быстрыми нейтронами; выяснение природы некоторых точечных дефектов; исследование изотермического отжига облученных образцов Si<Ge> при различных температурах с целью определения основных параметров отжига дефектов; наблюдение радиационного отжига кластеров в образцах Cz-Si.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

В работе исследовались образцы n-Si<Ge> ($N_{Ge} \approx 2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$) с удельным сопротивлением $\rho \sim 10 \text{ Ом}\cdot\text{см}$, выращенные методом Чохральского (Cz), а также стандартные образцы Cz-Si n-типа без примеси Ge после облучения разными флюенсами быстрых нейтронов. Концентрации носителей до облучения ($n_0 \approx (5,1 \dots 5,5) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$) и кислорода ($N_{O_i} \approx (5 \dots 7) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) в образцах были сравнимыми, а углерода в Si<Ge> – в два раза больше ($N_C \approx 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$), чем в Cz-Si. Концентрации германия, кислорода и углерода в образ-

цах измерены методом фурье-спектроскопии при комнатной температуре.

Исследовались также образцы Si (DOFZ) n-типа проводимости, выращенные методом зонной плавки (FZ) с последующим диффузионным окислением (DO) при 1200 °C в течение 48 ч. Концентрации носителей до облучения были $7,46 \cdot 10^{12}$ и $1,3 \cdot 10^{12}$ см⁻³.

Облучение проводилось на горизонтальном канале реактора ВВР-М при комнатной температуре. Образцы Si<Ge> и Cz-Si облучались флюенсами в диапазоне от $7 \cdot 10^{12}$ до $3 \cdot 10^{15}$ нейтр.·см⁻². Образцы Si (DOFZ) облучались флюенсами $4 \cdot 10^{12}$ и $5 \cdot 10^{12}$ нейтр.·см⁻². Поток быстрых нейтронов (I_f) был определен пороговым детектором ³²S (пороговая энергия $E=0,95$ МэВ) с точностью 10 % и приведен к энергии нейтронов начиная с ~100 кэВ. Учитывалось отношение потоков в спектре нейтронов деления, равное $I_f(0,1)/I_f(0,95)=0,986/0,690$. Измерения проводимости и коэффициента Холла были выполнены компенсационным методом Ван дер Пау на образцах размером $10 \times 10 \times 1$ мм с точностью 3 %. Контакты создавались втиранием алюминия на шлифованную поверхность кремния.

Последовательный изотермический отжиг Si<Ge>, первоначально облученного флюенсом $1,4 \cdot 10^{14}$ нейтр.·см⁻², изучался при температурах 20, 80 и 106 °C. При комнатной температуре измерения проводились через 2, 26 и 55 дней. При температурах 80 и 106 °C временные интервалы отжига составляли 20, 100 и 300 мин.

Исследовался радиационный отжиг образцов Cz-Si n-типа ($n_0=5,02 \cdot 10^{13}$ см⁻³), облученных флюенсом ($\Phi=2 \cdot 10^{13}$ нейтр.·см⁻²) быстрых нейтронов, под влиянием γ -квантов ⁶⁰Co.

ТЕОРИЯ

Для определения РС кремния обычно вычисляют зависимости эффективной концентрации носителей заряда (n_{eff}) и подвижности от флюенса быстрых нейтронов по измеренным при комнатной температуре э.д.с. Холла и проводимости. В наших исследованиях критерием РС является скорость удаления носителей из зоны проводимости (ЗП) не только точечными дефектами, но и кластерами дефектов [7]:

$$v_e = v_p(1 - f) - n_0 \frac{f}{\Phi}, \quad (1)$$

где v_p – скорость удаления носителей точечными дефектами; $v_{cl}=-n_0 f/\Phi$ – скорость удаления носителей кластерами дефектов; n_0 –концентрация носителей до облучения; $f(T, \Phi) = 1 - \exp(-\Sigma \cdot V(T) \cdot \Phi)$ – доля объема, занятая кластерами дефектов при температуре T после флюенса быстрых нейтронов Φ [8, с. 252]; $V(T)$ - средний объем кластера [9]; $\Sigma = 0,15$ см⁻¹ – макроскопическое сечение введения кластеров дефектов [7]. Тогда концентрация носителей (n_{cl}), удаленных кластерами дефектов из ЗП, будет пропорциональна доле объема, занятого кластерами: $n_{cl}(T, \Phi) = v_{cl} \cdot \Phi = n_0 \cdot f(T, \Phi)$.

Можно определить n_{eff} следующим образом: $n_{\text{eff}} = n_0 + v_e \Phi$. Однако мы не можем использовать эту формулу, так как скорость удаления носителей точечными дефектами зависит от Φ . Анализ уравнения (1) показывает, что скорость удаления носителей (v_e) с увеличением Φ уменьшается за счет f . С другой стороны, быстрые нейтроны вводят в проводящую матрицу (ПМ) глубокие уровни дефектов, таких как дивакансии, тривакансии. Поэтому с ростом Φ в результате увеличения компенсации в образце уровень Ферми будет стремиться к середине запрещенной зоны и, следовательно, скорость удаления носителей точечными дефектами в ПМ будет падать.

Зависимость n_{eff} от флюенса Φ и температуры T может быть записана в виде [10]

$$n_{\text{eff}}(T, \Phi) = n(T, \Phi)(1 - f(T, \Phi)), \quad (2)$$

где $n(T, \Phi)$ – концентрация носителей в ПМ n-Si.

Поэтому на основе уточненной модели Госсика [11], принимая во внимание захват носителей на глубокие уровни дефектов как в ПМ, так и в кластерах, можно рассчитать n_{eff} . Детально методика расчета n_{eff} изложена в [12].

При отжиге, который приводит к восстановлению свойств твердого тела, изучая кинетику взаимодействия РД, очень важно определить их энергию активации и частоту перескоков. Обычно процесс отжига можно описать с помощью уравнений, подобных тем, которые применяются в химической кинетике [13]. Предполагается, что для осуществления реакции дефекту необходимо сообщить энергию E_a . При температуре T доля таких дефектов определяется экспоненциальным множителем Больцмана $\exp(-E_a/kT)$, а их концентрация описывается уравнением

$$N(t) = N_0 \cdot \exp \left[-v \cdot t \cdot \exp \left(-\frac{E_a}{kT} \right) \right], \quad (3)$$

где $N(t)$ – концентрация дефектов с энергией активации E_a ; N_0 – начальная концентрация дефектов; v – частотный фактор (число прыжков дефектов в 1 с); k – постоянная Больцмана; T и t – температура и время отжига.

Процесс отжига дефектов можно изучить, определяя $n_{\text{eff}}(T, \Phi)$ при помощи расчета концентрации носителей, удаленных как точечными дефектами в ПМ n (T, Φ), так и кластерами дефектов $n_{cl}(T, \Phi)$. Расчет зависимости n_{cl} от времени отжига (t) был проведен при изотермическом отжиге образцов Si<Ge>, облученных флюенсом Φ .

ДОЗОВЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ЭФФЕКТИВНОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ НОСИТЕЛЕЙ

Зависимости n_{eff} от флюенса быстрых нейтронов для образцов Cz-Si n-типа с примесью Ge и без нее приведены на рис. 1. Измерения проводились при комнатной температуре. Расчет n_{eff} выполнен в рамках модели Госсика с учетом перезарядки дефектов

в области пространственного заряда (ОПЗ) кластеров дефектов. В уточненной таким образом модели предполагается, что в собственном Si уровень Ферми располагается на нейтральном уровне дивакансии ($E_v+0,52$ эВ, по нашим оценкам), потому что согласно модели Госсика [9] кластеры в Si обладают собственной проводимостью. Однако с увеличением уровня легирования образцов, так как энергия V_2 -центра при захвате электрона возрастает на 0,165 эВ [14], положение уровня Ферми в кластере будет смещаться к ЗП. Поэтому в наших образцах положение уровня Ферми в кластерах $F=E_c-0,465$ эВ.

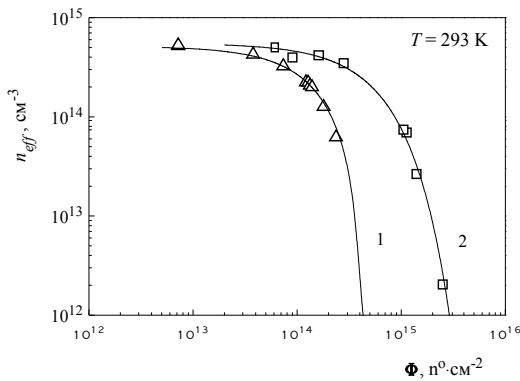


Рис. 1. Зависимость эффективной концентрации носителей (n_{eff}) от флюенса быстрых нейтронов реактора (Φ) при комнатной температуре в образцах Cz-Si: 1 – n-Si без Ge; 2 – n-Si<Ge>;

□, Δ – экспериментальные данные; сплошные кривые – результаты расчета

Принято считать, что РС кремния определяется флюенсом, при котором происходит $n \rightarrow p$ – конверсия. Как видно из рис. 1, введение Ge повышает РС материала приблизительно в семь раз.

Проведенный расчет среднего радиуса кластеров дефектов (R_1) (с помощью методов, изложенных в [7, 11]) показал уменьшение его размеров от 70 Å в Cz-Si до 40 Å в Si<Ge>. Известно, что при облучении быстрыми нейтронами происходит сильный локальный разогрев образца в местах образования каскадов смещенных атомов, что приводит к отжигу РД. Отличие ковалентных радиусов Si и Ge приводит к ангармонизму колебаний атомов в образцах Si<Ge>, что понижает теплопроводность и увеличивает время сохранения локальной температуры. Это, в свою очередь, может приводить к более эффективному отжигу дефектов в кластерах и уменьшению R_1 . Но возможен и другой механизм (например, деформационный) воздействия атомов германия на параметры кластеров дефектов.

Обычно при комнатной температуре глубокие акцепторные уровни РД ответственны за удаление электронов из ЗП n-Si. Дивакансии (V_2) и трехвакансионные дефекты (V_3) вводятся в n-Si с высокой скоростью [15] и характеризуются глубокими уровнями в запрещенной зоне: V_2^- ($E_c-0,42$ эВ), V_3^- ($E_c-0,49$ эВ). Согласно [16] наклон ($E_c-0,45$ эВ) в Cz-Si описывает совместное действие акцепторных

уровней V_2 и V_3 в ПМ. Чтобы теоретически описать полученные экспериментальные данные (см. рис. 1), необходимо использовать разные скорости введения (ϑ) усредненного уровня ($E_c-0,45$ эВ): в Cz-Si – $\vartheta = 1,3$ см⁻¹, а в Si<Ge> – $\vartheta = 0,1$ см⁻¹. Таким образом, присутствие атомов Ge в Cz-Si уменьшает скорость введения глубоких дефектов вакансионного типа в ПМ приблизительно в 13 раз. Мы предполагаем, что атомы Ge выступают в роли рекомбинационных центров пар Френкеля. Из [17] известно, что пары Френкеля при комнатной температуре могут существовать в течение нескольких часов, а GeV быстро отжигается [6] и не может служить центром непрямого аннигиляции. Кроме того, вероятность захвата вакансии германием мала и не объясняет уменьшение скорости введения вакансионных дефектов. Таким образом, способность атомов Ge выступать в качестве рекомбинационных центров пар Френкеля объясняет уменьшение скорости введения не только А-центров и V_2 , но и V_3 в проводящую матрицу Si<Ge>.

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ЭФФЕКТИВНОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ НОСИТЕЛЕЙ

В рамках модели Госсика для объема кластера [9] концентрацию носителей n_{eff} согласно уравнению (2) после флюенса Φ можно вычислить следующим образом:

$$n_{ef}(T, \Phi) = n(T, \Phi) \exp \left[- \frac{4\pi \varepsilon \varepsilon_0 \sum R_i \Phi}{N_2(T, \Phi) q^2} \left(\mu - kT \ln \frac{N_c(T)}{N_2(T, \Phi)} \right) \right], \quad (4)$$

где $N_2(T, \Phi)$ – концентрация экранирующих центров в ОПЗ кластеров дефектов; ε и ε_0 – диэлектрические постоянные материала и вакуума соответственно; $N_c(T)$ – эффективная плотность состояний в ЗП.

Рассмотрим n-Si, легированный фосфором с концентрацией носителей N_d ($N_d < 10^{15}$ см⁻³) и средней степенью компенсации акцепторами (бор), в области температур от комнатной до температуры жидкого азота. Пусть нейтроны равномерно в объеме n-Si создают точечные дефекты акцепторного типа (кроме разупорядоченных областей) с концентрацией $N_a < N_d$. Тогда при повышении температуры образца от 77 К будем иметь некоторую концентрацию электронов в ЗП в результате теплового возбуждения (ионизации) электронов с уровня E_a как в ПМ $n(T, \Phi)$, так и в ОПЗ кластеров дефектов $N_2(T, \Phi)$:

$$n(T, \Phi, E_a) = \frac{1}{2} \left(N_d - \frac{N_a(\Phi)}{\lambda} - n_{11} \right) \left[\sqrt{1 + \frac{4N_d n_{11}}{\left(N_d - \frac{N_a(\Phi)}{\lambda} - n_{11} \right)^2}} + 1 \right];$$

$$n_{11} = g N_c(T) \exp \left(- \frac{E_a}{\lambda kT} \right), \quad (5)$$

где $g=2$ – фактор вырождения акцепторного уровня; $N_a(\Phi)$ – концентрация радиационно-введенных акцепторных дефектов после облучения флюенсом Φ ; n_{11} – концентрация электронов в ЗП n-Si, когда уро-

вень Ферми совпадает с уровнем E_a , если дефект находится в ПМ, или с уровнем E_a/λ , если этот дефект находится в ОПЗ кластера дефектов. Наличие ОПЗ приводит к изменению энергетического положения уровня дефекта и его концентрации.

Искажение энергетических зон в кластере на расстоянии дебаевского экранирования при понижении температуры приводит к пространственно-неоднородному захвату электрона на акцепторного типа дефекты согласно (4). Если акцепторный дефект находится в ПМ, то $\lambda=1$, а в случае его локализации в ОПЗ кластера – $\lambda=1,5$.

При отсутствии статистического взаимодействия между уровнями РД концентрацию носителей в ПМ можно определить с учетом суммарной концентрации носителей, которые будут поставляться в ЗП при ионизации акцепторных уровней E_i , например, А-центров и V_2 при изменении температуры (T) или флюенса (Φ). В данном случае рассматривается трехуровневая модель ($n_i(T, \Phi, E_i)$, $n_2(T, \Phi, E_2)$, $n_3(T, \Phi, E_3)$). Тогда в ПМ n-Si концентрация носителей в ЗП $n(T, \Phi)$ может быть представлена в виде:

$$n(T, \Phi) = n_1(T, \Phi, E_1) + n_2(T, \Phi, E_2) + n_3(T, \Phi, E_3) - 2N_d + N_a(\Phi), \quad (6)$$

где $n_i(T, \Phi, E_i)$ можно определить согласно уравнению (5) при $\lambda=1$ ($i=1, 2, 3$).

Концентрация экранирующих центров в ОПЗ кластеров дефектов аналогично равна

$$N_2(T, \Phi) = N_{21}(T, \Phi, E_1) + N_{22}(T, \Phi, E_2) + N_{23}(T, \Phi, E_3) - 2N_d + \frac{N_a(\Phi)}{\lambda}, \quad (7)$$

где $N_{2i}(T, \Phi, E_i)$ можно определить по уравнению (5) при $\lambda=1,5$ ($i=1, 2, 3$). Здесь $N_a(\Phi)$ есть концентрация второго акцепторного уровня. Если трех уровней дефектов недостаточно для описания экспериментальной зависимости эффективной концентрации носителей от температуры, то используется большее число уровней дефектов, которые будут согласовывать концентрацию носителей в ЗП в своей температурной области с экспериментальными значениями n_{eff} .

На рис. 2 показаны температурные зависимости n_{eff} после облучения n-Si<Ge> различными флюенсами быстрых нейтронов.

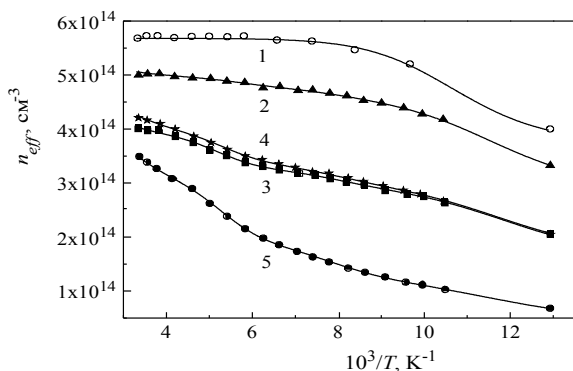


Рис. 2. Температурные зависимости эффективной концентрации носителей (n_{eff}) в n-Si<Ge> до облучения (1) и после облучения флюенсами быстрых нейтронов реактора:

2 - $3 \cdot 10^{13}$ нейтр.см⁻²; 3 - $4,5 \cdot 10^{13}$ нейтр.см⁻²;
4 - $8 \cdot 10^{13}$ нейтр.см⁻²; 5 - $1,4 \cdot 10^{14}$ нейтр.см⁻²

Теоретические расчеты проведены с помощью уточненной модели Госсика [10] согласно уравнениям (4)-(7) с учетом параметров, представленных в табл. 1. Положение уровня Ферми в кластерах принято $F=E_c-0,465$ эВ [7].

Анализ показал, что уточненная модель Госсика дает возможность определять концентрацию носителей в ЗП n-Si, облученного быстрыми нейтронами с точностью ~10%. Это позволяет утверждать, что точность определения положения в запрещенной зоне n-Si акцепторных уровней (см. табл. 1) порядка 3%.

Таблица 1
Концентрация и энергия акцепторных уровней в n-Si<Ge>, облученном быстрыми нейтронами

Φ , нейтр.см ⁻²	N_0 , см ⁻³	N_a , см ⁻³	E_c-E_a , эВ	R_1 , Å
0	$5,68 \cdot 10^{14}$	$1,9 \cdot 10^{14}$	0,078	0
$3 \cdot 10^{13}$	$5,23 \cdot 10^{14}$	$0,129 \cdot 10^{14}$ $0,18 \cdot 10^{14}$ $1,7 \cdot 10^{14}$	0,16 0,11 0,074	28
$4,5 \cdot 10^{13}$	$4,80 \cdot 10^{14}$	$0,54 \cdot 10^{14}$ $0,3 \cdot 10^{14}$ $1,4 \cdot 10^{14}$	0,183 0,112 0,074	40
$8 \cdot 10^{13}$	$5,15 \cdot 10^{14}$	$0,5 \cdot 10^{14}$ $0,3 \cdot 10^{14}$ $1,5 \cdot 10^{14}$	0,175 0,11 0,074	40
$1,4 \cdot 10^{14}$	$5,50 \cdot 10^{14}$	$1,4 \cdot 10^{14}$ $0,7 \cdot 10^{14}$ $1,1 \cdot 10^{14}$	0,18 0,115 0,078	40

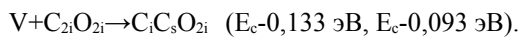
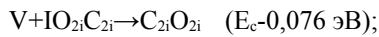
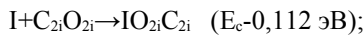
Примечание. Φ – флюенс быстрых нейтронов; N_0 – концентрация носителей до облучения; N_a – концентрация акцепторов в ПМ n-Si<Ge>; E_a – энергия акцепторных уровней дефектов; R_1 – средний радиус кластеров дефектов.

Из этой таблицы видно, что концентрация дефектов с уровнем $E_c-(0,076 \pm 0,002)$ эВ уменьшается с увеличением флюенса Φ , а дефектов с уровнем $E_c-(0,112 \pm 0,002)$ эВ растет. Так что их суммарная концентрация остается постоянной.

При легировании Si германием для компенсации деформационных напряжений решетки обычно дополнительно вводятся атомы углерода, растворимость которых порядка $\sim 10^{17}$ см⁻³. Нерастворимый углерод образует комплексы с кислородом типа C_iO_i , $C_{2i}O_{2i}$. Известно, что C_iO_i является электрически активным донором с уровнем $E_v+0,36$ эВ [18]. Относительно $C_{2i}O_{2i}$ мы предполагаем, что за присутствие в запрещенной зоне n-Si<Ge> до облучения акцепторного уровня $E_c-0,078$ эВ ответственен этот комплекс.

После отжига образца, облученного флюенсом $1,4 \cdot 10^{14}$ нейтр.см⁻², в течение трех месяцев при комнатной температуре наблюдаются акцепторные уровни $E_c-0,133$ эВ и $E_c-0,093$ эВ, а концентрация $E_c-0,076$ эВ уменьшилась еще в ~2 раза.

Быстрые нейтроны в монокристаллах Si создают кластеры дефектов с высокой локальной плотностью дивакансий ($\sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$), а межузельные атомы выходят на поверхность или же могут быть захвачены в ПМ на дефекты C_iC_s , C_iO_i , $\text{C}_{2i}\text{O}_{2i}$, O_{2i} , O_i . При отжиге межузельные и димежузельные атомы Si аннигилируют (прямо рекомбинируют) с вакансионными дефектами кластера, и в ПМ генерируются вакансии. Процесс отжига подробно и количественно будет рассмотрен далее. Эти процессы можно описать с помощью следующих реакций:



Обычно $E_c - 0,11 \text{ эВ}$ приписывают дефекту IO_{2i} [19]. В работе [20] было показано, что метастабильный дефект C_iC_s в Cz-Si модифицируется кислородом и в запрещенной зоне образуется два акцепторных уровня $E_c - 0,13 \text{ эВ}$ и $E_c - 0,09 \text{ эВ}$ в равной концентрации. Наблюдаемые уровни в $\text{n-Si}\langle\text{Ge}\rangle$ $E_c - 0,133 \text{ эВ}$ и $E_c - 0,093 \text{ эВ}$ также вводятся в равной концентрации. Таким образом, димеры кислорода модифицируют C_iC_s дефекты.

На рис. 3 показаны температурные зависимости n_{eff} в n-Si (DOFZ), облученных быстрыми нейтронами и отожженных при комнатной температуре.

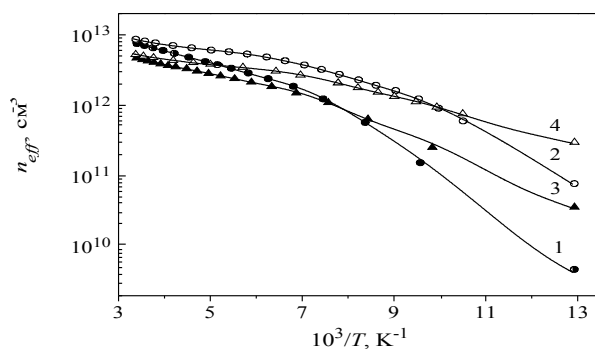


Рис. 3. Температурные зависимости эффективной концентрации носителей (n_{eff}) в образцах n-Si (DOFZ) после облучения и последующего отжига. Использовались флюенсы быстрых нейтронов реактора: $5 \cdot 10^{12} \text{ нейтр.} \cdot \text{см}^{-2}$ (1, 2 - время отжига 2 и 90 дней соответственно); $4 \cdot 10^{12} \text{ нейтр.} \cdot \text{см}^{-2}$ (3, 4 - время отжига 1 и 180 дней соответственно)

Теоретические расчеты проведены с помощью уточненной модели Госсика [10] согласно уравнениям (4)-(7) с учетом параметров, приведенных в табл. 2. Положение уровня Ферми в кластерах принято $F = E_c - 0,465 \text{ эВ}$ [7]. Из этой таблицы видно, что концентрация А-центров ($E_c - 0,175 \text{ эВ}$) перед отжигом равнялась концентрации акцепторных уровней $E_c - 0,17 \text{ эВ}$ и $E_c - 0,204 \text{ эВ}$ после отжига.

Как уровень $E_c - 0,17 \text{ эВ}$ [18], так и уровень $E_c - 0,204 \text{ эВ}$ [21] считаются уровнями А-центра. Более того, после отжига при комнатной температуре концентрации (равные) уровней $E_c - 0,132 \text{ эВ}$ и $E_c - 0,09 \text{ эВ}$ возросли. Этот рост обусловлен существованием $\text{C}_{2i}\text{O}_{2i}$ – комплексов и генерацией вакансий в ПМ окисленного n-Si (отжиг малых кластеров). В то же самое время отжиг образцов $\text{n-Si}\langle\text{Ge}\rangle$ не приводит к появлению уровня $E_c - 0,204 \text{ эВ}$.

Таблица 2
Концентрация и энергия дефектов в n-Si (DOFZ) после разных флюенсов быстрых нейтронов и времени отжига при комнатной температуре

Φ , нейтр.·см ⁻²	N_0 , см ⁻³	t, дни	N_a , см ⁻³	$E_c - E_a$, эВ	R_1 , Å
$4 \cdot 10^{12}$	$7,46 \cdot 10^{12}$	1	$1,3 \cdot 10^{12}$	0,24	50
			$3,7 \cdot 10^{12}$	0,175	
			$1,5 \cdot 10^{12}$	0,135	
			$1,5 \cdot 10^{12}$	0,09	
		180	$0,4 \cdot 10^{12}$	0,204	30
			$2,8 \cdot 10^{12}$	0,17	
			$2 \cdot 10^{12}$	0,132	
			$2 \cdot 10^{12}$	0,09	
$5 \cdot 10^{12}$	$1,30 \cdot 10^{13}$	2	$1,16 \cdot 10^{12}$	0,315	50
			$2,6 \cdot 10^{12}$	0,24	
			$5,04 \cdot 10^{12}$	0,175	
			$1,16 \cdot 10^{12}$	0,15	
		90	$0,7 \cdot 10^{12}$	0,36	30
			$2 \cdot 10^{12}$	0,204	
			$3,7 \cdot 10^{12}$	0,17	
			$3,8 \cdot 10^{12}$	0,132	

Примечание. N_a - концентрация акцепторов в ПМ n-Si (DOFZ); t - время отжига.

Предположим, что А-центры образуются не только вследствие захвата вакансий, но и пар Френкеля кислородом. Тогда можно предположить, что $E_c - 0,17 \text{ эВ}$ – это А-центр, а $E_c - 0,204 \text{ эВ}$ – это А-центр, модифицированный межузельным атомом Si. Модель такого центра была рассмотрена в работе [22], где присутствие атома легирующей примеси увеличивало энергию ($E_c - 0,105 \text{ эВ}$) А-центра. С другой стороны, присоединение водорода уменьшало его энергию ($E_c - 0,325 \text{ эВ}$) [23]. Так как Ge является рекомбинационным центром пар Френкеля, то понятно, почему уровень $E_c - 0,204 \text{ эВ}$ в $\text{n-Si}\langle\text{Ge}\rangle$ после отжига отсутствует. Авторы [24] считают, что при модификации А-центра межузельным кислородом образуется также электрически активный дефект в (0/-) зарядовом состоянии.

Мы также можем предположить, что донорный уровень $E_v + 0,13 \text{ эВ}$, который некоторые авторы приписывают вакансии, принадлежит паре Френкеля, названной Si_{FFCD} (Fourfolded Coordinated Silicon Defect – четырехкратно координированный дефект Si), стабильный при комнатной температуре в течение нескольких часов [17]. Он состоит из свободной ва-

кансии и межузельного атома Si, сохраняющего связь с ближайшими соседями, но при этом повышает энергию донорного уровня вакансии на 0,09 эВ. Уровень $E_v + 0,04$ эВ возможно наблюдать ЭПР методом и невозможно наблюдать другими методами. Уровень $E_v + 0,13$ эВ невозможно наблюдать ЭПР методом и возможно – методом DLTS [25].

Как и в случае модификации дивакансии (V_2) углеродом и кислородом [26], мы можем предположить, что межузельный атом кремния (I) в Si_{FFCD} -дефекте будет повышать энергию донорного уровня свободной вакансии и соответственно на эту величину, 0,09 эВ, понижать энергию акцепторного

уровня. Тогда акцепторный уровень $Si_{FFCD}^{(-/0)}$ -дефекта будет расположен в запрещенной зоне кремния $E_c - 0,51$ эВ, а $Si_{FFCD}^{(=/-)}$ - $E_c - 0,18$ эВ.

ИЗОТЕРМИЧЕСКИЙ ОТЖИГ Si<Ge>

Проведено исследование при температурах 20, 80 и 106 °C изотермического отжига Si<Ge>, первоначально облученного флюенсом быстрых нейтронов $1,4 \cdot 10^{14}$ нейтр.·см⁻². Зависимости концентрации носителей (n_{cl}), удаленных кластерами из ЗП, от времени отжига (t) приведены на рис. 4.

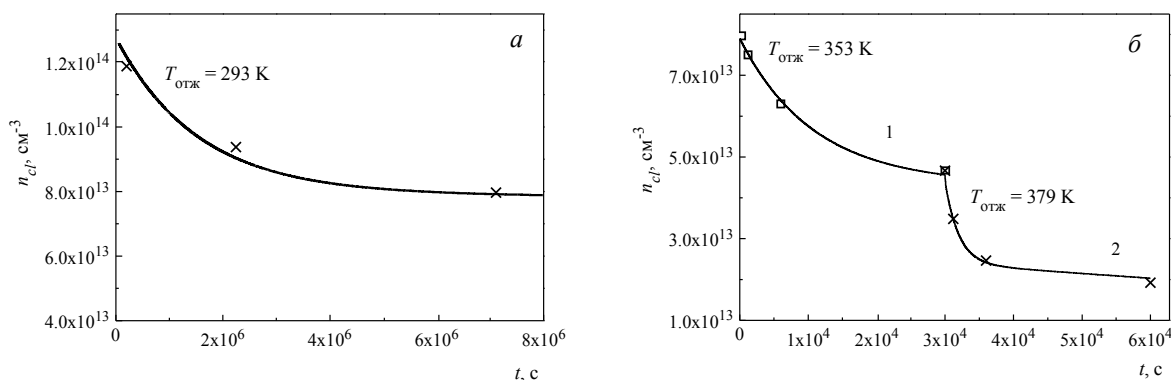


Рис. 4. Зависимости концентрации носителей (n_{cl}), удаленных кластерами дефектов, от времени отжига (t): а – при комнатной температуре; б – при 80 °C (1) и 106 °C (2) после облучения Si<Ge> флюенсом быстрых нейтронов $1,4 \cdot 10^{14}$ нейтр.·см⁻²; □, × – экспериментальные данные; сплошные кривые – результаты расчета

Экспериментальные данные (см. рис. 4) хорошо описываются уравнением кинетики отжига (3), если предположить наличие двух компонент отжига: "быструю" и "медленную". В таком случае зависимость

$$n_{cl}(t) = n_{01} \cdot \exp\left[-v_1 \cdot t \cdot \exp\left(-\frac{E_1}{kT}\right)\right] + n_{02} \cdot \exp\left[-v_2 \cdot t \cdot \exp\left(-\frac{E_2}{kT}\right)\right], \quad (8)$$

где ($n_{01} + n_{02}$) – число носителей, удаленных кластерами из ЗП после облучения; n_{01} , n_{02} – число носителей, возвращенных в ЗП при аннигиляции V_3 и V_2 с межузельными дефектами за время отжига соответственно; E_1 и E_2 – энергии активации отжига ("быстрой" и "медленной" компонент) вакансионных дефектов; v_1 и v_2 – соответствующие частотные факторы процесса отжига.

В результате проведенного расчета нами были получены параметры $E_1 = 0,74$ эВ и $E_2 = 0,91$ эВ, а также $v_1 = 3,5 \cdot 10^6$ с⁻¹ и $v_2 = 7 \cdot 10^6$ с⁻¹, которые хорошо описывали отжиг при всех трех температурах ($T_{отж}$).

Известно [27], что при отжиге Si, облученного быстрыми нейтронами, растет концентрация А-центров. Так как V_2 и V_3 являются основными дефектами кластера, то их отжиг приводит к генерации вакансий. Та-

ким образом, отжиг кластеров дефектов можно описать с помощью следующих реакций:



При этом мы предполагаем, что вакансионные дефекты взаимодействуют не только с межузельными атомами (I), но и с димежузлиями (I_2).

Так как вакансии подвижны при комнатной температуре, то кластеры небольших размеров отжигаются. Если вакансионного типа дефекты в основном сосредоточены в кластерах, то межузельного типа дефекты сосредоточены в ПМ. Именно высокая концентрация кислорода в исследованных образцах Cz-Si и Si<Ge> способствует увеличению концентрации межузельных дефектов в проводящем объеме, так как согласно [14] кислород препятствует выходу на поверхность межузельных атомов Si, а также, возможно, является центром, на котором образуются димежузельные дефекты. Согласно [28, с. 820] при достаточном скоплении межузельных атомов в матрице они образуют пары Si-Si, которые создаются при случайном попадании в одно межузлие двух атомов Si, не связанных между собой химической ковалентной связью. В одном межузлии они удерживаются только потенциальным рельефом кристалла.

Мы предполагаем, что отжиг кластеров происходит за счет прямой аннигиляции I и I_2 с вакансионны-

ми дефектами (V_2 и V_3) согласно реакциям (9). При этом димежузию мы приписываем энергии миграции $E_l=0,74$ эВ и частотный фактор $\nu_l=3,5 \cdot 10^6$ с⁻¹, а межузельному атому Si – $E_2=0,91$ эВ и $\nu_2=7 \cdot 10^6$ с⁻¹. В предложенной нами модели отжига I_2 более подвижны (меньше энергия миграции и частотный фактор), чем I_1 . Подтверждением этого являются имеющиеся в литературе данные относительно кислородных димеров, энергия миграции которых на 0,8 эВ меньше, чем у отдельных атомов кислорода [29]. Также согласно [28] димежузия Si-Si более подвижны, чем межузельный атом Si. Следует отметить, что значения энергий миграции I и V , приведенные в [30, 31], составляют величину, близкую к 1 эВ.

В работе [32] показано, что в процессе отжига происходит увеличение размеров кластеров. Можно предположить, что в результате распада более мелких кластеров растут размеры больших кластеров. Для описания такого процесса используем уравнение:

$$n_{cl}(t) = n_{01} \cdot \exp\left[-\nu \cdot t_1 \cdot \exp\left(-\frac{E}{kT_1}\right)\right] + n_{02} \cdot \left[1 - \exp\left(-\nu \cdot t_1 \cdot \exp\left(-\frac{E_V}{kT_1}\right)\right)\right], \quad (10)$$

где n_{01} – число носителей, возвращенных в ЗП в результате отжига мелких кластеров; n_{02} – число носителей, захваченных из ЗП большими кластерами.

Первое слагаемое в уравнении (10) описывает отжиг мелких кластеров при аннигиляции I и I_2 с вакансионного типа дефектами согласно вышеприведенным реакциям (9). При этом происходит генерация вакансий. Эти вакансии, захватываясь в другие кластеры, будут увеличивать число носителей, удаленных оставшимися кластерами, что и описывает второе слагаемое в (10). При таком описании отжига была получена энергия миграции вакансии $E_v=0,8$ эВ с частотным фактором $\nu=1 \cdot 10^7$ с⁻¹. Полученная энергия миграции дефектов межузельного типа ($E=0,795$ эВ) равна среднему значению энергий активации 0,91 и 0,74 эВ, используемых при уточненном описании отжига согласно реакциям (9). Частотный же фактор (ν) можно рассматривать как сумму частотных факторов $3,5 \cdot 10^6$ и $7 \cdot 10^6$ с⁻¹, полученных в том же процессе (8). При таком описании предполагается, что генерируемые из кластера вакансии будут захватываться другими кластерами, а не примесями (например, кислородом), поскольку радиус захвата у любой примеси ~ 5 Å, а у кластера – сотни ангстрем.

РАДИАЦИОННЫЙ ОТЖИГ CZ-SI N-ТИПА

Исследование отжига кластеров дефектов после облучения было рассмотрено выше и показано, что межузельные атомы и димежузия, обладая энергией миграции ~ 1 эВ при комнатной температуре, прямо аннигилируют с вакансиями кластера. Под облучением и V , и I обладают значительно меньшей энергией миграции. Поэтому, казалось, что дополнительное облучение γ -квантами ⁶⁰Со образцов

кремния с кластерами должно приводить к увеличению доли их объема вследствие введения глубоких уровней точечных дефектов.

Образцы Cz-Si n-типа ($n_0=5,02 \cdot 10^{13}$ см⁻³), облученные быстрыми нейтронами реактора, дополнительно облучались γ -квантами ⁶⁰Со. Исследовались электрофизические параметры образцов с помощью эффекта Холла.

На рис. 5 показаны температурные зависимости подвижности (μ) до и после облучения быстрыми нейтронами и последующего дополнительного облучения γ -квантами.

В [33] было показано, что при облучении быстрыми нейтронами значение температуры, при которой наблюдается максимум подвижности, связано с величиной флюенса. Такая температура называется "критической" ($T_{кр}$) и линейно смещается с Φ в область комнатных температур, подчиняясь следующему эмпирическому выражению:

$$T_{кр} = \frac{\Phi}{A \cdot n_0^{5/6}}, \quad (11)$$

где A – коэффициент пропорциональности; n_0 – концентрация носителей тока при комнатной температуре до облучения. Величина A растет с увеличением РС кремния. Для образцов Cz-Si n-типа $A \approx 0,44$ [34].

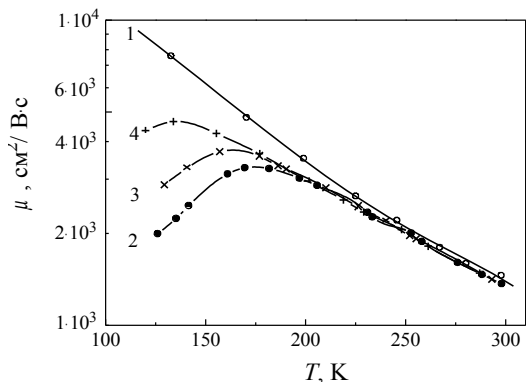


Рис. 5. Температурная зависимость подвижности носителей (μ) в Cz-Si n-типа ($n_0=5,02 \cdot 10^{13}$ см⁻³) до (1) и после облучения быстрыми нейтронами: 2 – флюенсом $\Phi=2 \cdot 10^{13}$ нейтр. см⁻²; 3 и 4 – тем же флюенсом и дополнительной дозой γ -квантов: 3 – $\Phi_{\gamma 1}=3 \cdot 10^6$ P; 4 – $\Phi_{\gamma 2}=1,2 \cdot 10^7$ P; о, •, +, × – экспериментальные данные

В работе [35] было показано, что $T_{кр}$ определяет долю объема, занятого кластерами дефектов. С учетом образования не только кластеров дефектов, но и введения точечных дефектов с увеличением дозы облучения доля объема линейно растет, подчиняясь зависимости $f = \Sigma V\Phi$, так же как $T_{кр}$ линейно растет с Φ согласно (11). Тогда $f = T_{кр} \Sigma V A n_0^{5/6}$. Следовательно, по изменению $T_{кр}$ от дозы γ -облучения можно оценить, как изменяется доля объема, занятого кластерами дефектов. В результате проведенного расчета было получено, что после дозы $\Phi_{\gamma 1}$ уменьшение доли объема, занятого кластерами дефектов,

составляло приблизительно 10 %, а после $\Phi_{\gamma 2}$ – уже около 23 %. Уменьшение доли объема кластеров указывает на то, что под облучением γ -квантами идет процесс их отжига.

В процессе облучения γ -квантами Si выбиваются электроны с энергией, выше пороговой энергии смещения атома, которые генерируют, в свою очередь, простые точечные дефекты (V и I) на различном расстоянии друг от друга. Под облучением межузельные атомы Si имеют малую энергию миграции. Поэтому I и I₂, ранее созданные быстрыми нейтронами, будут захватываться в кластеры и прямо рекомбинировать с вакансионными дефектами согласно вышеупомянутым реакциям (9). Генерируемые V и I, в свою очередь, будут захватываться вакансионными дефектами кластера, образуя мультивакансии, а межузлия – рекомбинировать с V₂. Поэтому, как показали расчеты, доля объема этих кластеров уменьшается и наблюдается радиационный отжиг кластеров. Содержание кислорода в Cz-Si высокое, поэтому введение новых E-центров подавляется вследствие захвата вакансий кислородом и кластерами. V₂ при γ -облучении, как известно, образуются только за счет объединения отдельных V при встрече [36]. Поэтому ПМ при γ -облучении будет меньше нарушаться за счет глубоких уровней типа E-центров и V₂. Следовательно, ожидаемого увеличения доли объема, занятого кластерами, наблюдаться не будет.

ВЫВОДЫ

Введение примеси Ge ($N_{Ge}=2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$) в Cz-Si n-типа повышает его PC примерно в 7 раз. Это обусловлено уменьшением не только среднего радиуса кластеров дефектов (70 Å в стандартном Cz-Si и 40 Å в Si<Ge>), но и эффективности введения (~13 раз) дивакансий ($E_c-0,42 \text{ эВ}$) и тривакансий ($E_c-0,49 \text{ эВ}$) в ПМ Si<Ge>. Как можно предположить, Ge в Si является рекомбинационным центром пар Френкеля, подавляя введение дефектов вакансионного типа. Уменьшение размеров кластеров, возможно, связано как с понижением теплопроводности Si<Ge>, так и с влиянием германия на отжиг дефектов в кластерах.

По нашим предположениям, дефекту C₂O₂ принадлежит акцепторный уровень $E_c-0,076 \pm 0,002 \text{ эВ}$, поэтому в кислородном n-Si<Ge> C₂C_s-дефекты модифицированные димерами кислорода, имеют энергетические уровни $E_c-0,133 \text{ эВ}$ и $E_c-0,093 \text{ эВ}$.

Приведены доказательства в пользу принадлежности уровня $E_c-0,204 \text{ эВ}$ A-центру, модифицированного межузельным атомом кремния.

Отжиг кластеров дефектов после облучения Si<Ge> быстрыми нейтронами связан с аннигиляцией вакансионного типа дефектов с межузельными атомами и димежузлиями. Определены энергия миграции и частотный фактор димежузлия ($E_1=0,74 \text{ эВ}$ и $\nu_1=3,5 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$), межузельного атома ($E_2=0,91 \text{ эВ}$ и $\nu_2=7 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$) и вакансии кремния ($E_v=0,8 \text{ эВ}$, $\nu=1 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$).

Под влиянием γ -квантов ^{60}Co в образцах Cz-Si n-типа ($n_0=5,02 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$), предварительно облученных быстрыми нейтронами реактора, наблюдается радиационный отжиг кластеров дефектов, причем уменьшение доли объема, занятого кластерами дефектов, после дозы γ -квантов $\Phi_{\gamma 1}=3 \cdot 10^6 \text{ Р}$ составляло приблизительно 10 %, а после дозы $\Phi_{\gamma 2}=1,2 \cdot 10^7 \text{ Р}$ – около 23 %.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Е. Кустов, М.Г. Мильвидский, Ю.Г. Семенов, Б.М. Туровский, В.И. Шаховцов, В.Л. Шиндич. Деформационные заряды изовалентных примесей в кремнии // *Физика и техника полупроводников*. 1986, т. 20, в. 2, с. 270–274.
2. Л.И. Хируненко, В.И. Шаховцов, В.В. Шумов. Радиационное дефектообразование в кремнии, легированном германием, при низкотемпературном облучении // *Физика и техника полупроводников*. 1998, т. 32, в. 2, с. 132–134.
3. G.D. Watkins. IEEE Trans // *Nucl. Sci.* 1969, v. NS-16, N 6, p. 13–18.
4. C.V. Budtz-Jorgensen, P. Kringhoj, A. Nylandsted Larsen, N.V. Abrosimov. Deep-level transient spectroscopy of the Ge-vacancy pair in Ge-doped n-type silicon // *Phys. Rev. B*. 1998, v. 58, N 3, p. 1110–1113.
5. Ю.В. Помозов, М.Г. Соснин, Л.И. Хируненко, В.И. Яшник, Н.В. Абросимов, В. Шрёдер, М. Хёне. Кислородсодержащие радиационные дефекты в Si-xGe // *Физика и техника полупроводников*. 2000, т. 34, в. 9, с. 1030–1034.
6. Л.И. Хируненко, В.И. Шаховцов, В.К. Шинкаренко, Л.И. Шпинар, И.И. Ясковец. Особенности процессов радиационного дефектообразования в кристаллах Si<Ge> // *Физика и техника полупроводников*. 1987, т. 21, в. 3, с. 562–565.
7. A.P. Dolgolenko and I.I. Fishchuk. Defect Clusters and Simple Defect Build-up Kinetics in Fast-Neutron Irradiated n-Si // *Phys. stat. sol. (a)*. 1978, v. 50, p. 751–755.
8. М. Томпсон. *Дефекты и радиационные повреждения в металлах*. М.: «Мир», 1971, 367 с.
9. B.R. Gossick. Disordered Regions in Semiconductors Bombarded by Fast Neutrons // *J. Appl. Phys.* 1959, v. 30, N 8, p. 1214–1218.
10. A.P. Dolgolenko, I.I. Fishchuk. A-Centres Build-Up Kinetics in the Conductive Matrix of Pulled n-Type Silicon with Calculation of Their Recharges at Defect Clusters // *Phys. stat. sol. (a)*. 1981, v. 67, N 8, p. 407–411.
11. A.P. Dolgolenko. Variation of Carrier Removal Rate with Irradiation Dose in Fast-Pile Neutron Irradiated n-Si // *Phys. stat. sol. (a)*. 2000, v. 179, p. 179–188.
12. A.P. Dolgolenko, P.G. Litovchenko, A.P. Litovchenko, M.D. Varentsov, V.F. Lastovetsky, G.P. Gaidar. Influence of growing and doping methods on radiation hardness of n-Si irradiated by fast-pile neutrons // *Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics*. 2004, v. 7, N 1, p. 8–15.
13. Р.Ф. Коноплева, В.Н. Остроумов. Взаимодействие заряженных частиц высоких энергий с германием и кремнием. М.: «Атомиздат», 1975, 128 с.
14. А.П. Долголенко, П.Г. Литовченко, М.Д. Варенцов, Г.П. Гайдар, А.П. Литовченко. Особенности образования радиационных дефектов в кремнии с низкой и высокой концентрацией свободного кислорода // *Збірник*

- наукових праць Інституту ядерних досліджень. 2005, № 2(15), с. 106–114.
15. M. Huhtinen. Simulation of non-ionising energy loss and defect formation in silicon // *Nucl. Instrum. Meth. A.* 2002, v. 491, p. 194–215.
 16. А.П. Долголенко, П.Г. Литовченко, А.П. Литовченко. Влияние облучения 24 ГэВ протонами на электрофизические свойства высокоомного кремния n-типа // *Матер. наук. конф. ЯД НАНУ. Збірник наукових праць.* 1998, с. 184–186.
 17. S. Goedecker, Th. Deutsch, L. Billard. A Fourfold Coordinated Point Defect in Silicon // *Phys. Rev. Lett.* 2002, v. 88, N 23, p. 235501–235505.
 18. G.D. Watkins, J.W. Corbett // *Phys. Rev.* 1961, v. 121, p. 1001.
 19. J.L. Lindstrom, T. Hallberg, J. Hermansson, L.I. Murin, B.A. Komarov, V.P. Markevich, M. Kleverman, B.G. Svensson // *Physica B.* 2001, v. 308–310, p. 284.
 20. А.П. Долголенко, М.Д. Варентсов, Г.П. Гайдар. Energy-level position of bistable (CiCs)₀ defect in the B configuration in the forbidden band of n-Si // *Phys. stat. sol. (b).* 2004, v. 241, p. 2914–2922.
 21. M. Asghar, M. Zafar Igbai, and N. Zafar. Characterization of deep levels introduced by alpha radiation in n-type silicon // *J. Appl. Phys.* 1993, v. 73, N 8, p. 3698–3708.
 22. G.E. Jellison, Jr. Transient capacitance studies of an electron trap at $E_c - E_T = 0.105$ eV in phosphorus-doped silicon // *J. Appl. Phys.* 1982, v. 53, N 8, p. 5715–5719.
 23. P. Pellegrino, P. Leveque, J. Lavita, and A. Hallen, C. Jagdish, B.G. Svensson. Annealing kinetics of vacancy-related defects in low-dose MeV self-ion-implanted n-type silicon // *Phys. Rev. B.* 2001, v. 64, p. 195211–10.
 24. J.L. Lindstrom, L.I. Murin, B.G. Svensson, V.P. Markevich, T. Hallberg. The VO₂* defect in silicon // *Physica B.* 2003, v. 340–342, p. 509–513.
 25. G.D. Watkins, J.R. Troxell, A.P. Chatterjee. Vacancies and Interstitials in Silicon // *Intern. Conf. on Defects and Radiation Effects in Semiconductors.* Nice, 1978. Inst. of Phys., Conf. Series. 1979, N 46, p. 16–30.
 26. А.П. Долголенко, P.G. Litovchenko, M.D. Varentsov, G.P. Gaidar, A.P. Litovchenko. Particularities of the formation of radiation defects in silicon with low and high concentration of oxygen // *Phys. stat. sol. (b).* 2006, v. 243, N 8, p. 1842–1852.
 27. R.E. Whan. Oxygen-Defect Complexes in Neutron-Irradiated Silicon // *J. Appl. Phys.* 1966, v. 37, N 9, p. 3378–3382.
 28. А.Р. Челябинский, Ф.Ф. Комаров. Дефектно-примесная инженерия в имплантированном кремнии // *Успехи физических наук.* 2003, т. 173, № 8, с. 813–845.
 29. S.J. Watts, C. Da Via, A. Karpenko. Macroscopic results for a novel oxygenated silicon material // *Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. A.* 2002, v. 485, p. 153–158.
 30. S. Libertino, S. Coffa. Room Temperature Point Defect Migration in Crystalline Si // *Solid State Phenomena.* 2002, v. 82–84, p. 207–212.
 31. C. Bonafos, D. Mathiot, A. Claverie. Ostwald ripening of end-of-range defects in silicon // *J. Appl. Phys.* 1998, v. 83, N 6, p. 3008–3017.
 32. J.M. Pankratz, J.A. Sprague, M.L. Rudee. Investigation of Neutron-Irradiation Damage in Silicon by Transmission Electron Microscopy // *J. Appl. Phys.* 1968, v. 39, N 1, p. 101–106.
 33. А.П. Долголенко, А.П. Галушка. Радиационные повреждения в n-Si, созданные быстрыми нейтронами // *Всероссийский симпозиум “Радиационные дефекты в полупроводниках”.* Минск: Изд. БГУ им. В.И. Ленина, 1972, с. 45–47.
 34. А.П. Галушка, А.П. Долголенко. Влияние кислорода на кластеры дефектов, созданные быстрыми нейтронами // *Всероссийский симпозиум “Радиационные дефекты в полупроводниках”.* Минск: Изд. БГУ им. В.И. Ленина, 1972, с. 23–25.
 35. А.П. Долголенко, А.П. Галушка. Влияние облучения дейтронами с энергией 13,5 МэВ на электрофизические свойства n-Si // *ФТП.* 1971, т. 5, в. 12, с. 2396 (ДЭ-449).
 36. I.D. Konozenko, A.K. Semenyuk, V.I. Khivrich // *Phys. stat. sol.* 1969, v. 35, p. 1043.

ВПЛИВ ДОМІШКИ ГЕРМАНІЮ НА РАДІАЦІЙНУ СТІЙКІСТЬ КРЕМНІЮ З ВИСОКОЮ КОНЦЕНТРАЦІЄЮ КИСНЮ

О.П. Долголенко, Г.П. Гайдар, М.Д. Варентсов, П.Г. Литовченко

Досліджено радіаційну стійкість зразків n-Si, вирощених за методом Чохральського (Cz), з домішкою германію ($N_{Ge}=2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$) та без неї після опромінення швидкими нейтронами. Знайдено, що введення германію підвищує радіаційну стійкість n-Si приблизно в сім разів. Показано, що відпал кластерів дефектів пов'язаний з ангільцією вакансійного типу дефектів у кластерах з міжвузловими дефектами. Визначено енергію міграції та частотний фактор диміжвузля ($E_1=0,74 \text{ eV}$; $\nu_1=3,5 \cdot 10^6 \text{ c}^{-1}$), міжвузлового атому ($E_2=0,91 \text{ eV}$; $\nu_2=7 \cdot 10^7 \text{ c}^{-1}$), а також вакансії кремнію ($E_v=0,8 \text{ eV}$; $\nu=1 \cdot 10^7 \text{ c}^{-1}$). Розглянуто γ -радіаційний відпал нейтронно-опромінених зразків Cz-Si n-типу.

THE INFLUENCE OF GERMANIUM DOPANT ON RADIATION HARDNESS OF SILICON WITH HIGH OXYGEN CONCENTRATION

A.P. Dolgolenko, G.P. Gaidar, M.D. Varentsov, P.G. Litovchenko

The radiation hardness of Czochralski grown (Cz) n-type silicon samples, doped by germanium ($N_{Ge}=2 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) and without that, was investigated after irradiation by fast neutrons. It was found that the introduction of germanium led to the increase of n-Si radiation hardness by a factor of 7. It was shown that the annealing of defect clusters is caused by the annihilation of vacancy type defects in clusters with interstitial defects. The migration energy and the frequency factor for di-interstitial ($E_1=0.74 \text{ eV}$; $\nu_1=3.5 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$), for silicon interstitial atom ($E_2=0.91 \text{ eV}$; $\nu_2=7 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$) and for vacancy ($E_v=0.8 \text{ eV}$; $\nu=1 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$) were determined. The annealing of neutron-irradiated n-type Cz-Si by gamma irradiation was observed.