

## ОСОБЕННОСТИ ОБРАЗОВАНИЯ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В КРЕМНИИ С НИЗКОЙ И ВЫСОКОЙ КОНЦЕНТРАЦИЕЙ СВОБОДНОГО КИСЛОРОДА

А. П. Долголенко, П. Г. Литовченко, М. Д. Варенцов, Г. П. Гайдар, А. П. Литовченко

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

Исследована радиационная стойкость n-Si с низкой и высокой концентрацией кислорода (от  $5 \cdot 10^{15}$  до  $7 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>), облученного быстрыми нейтронами реактора ВВР-М. Показано, что флюенс быстрых нейтронов, при котором концентрация электронов стремится к собственной, не зависит от содержания кислорода. Измерены дозовые и температурные зависимости эффективной концентрации носителей. Теоретический расчет выполнен в рамках уточненной модели Госсика с учетом перезагрузки дефектов не только в проводящей матрице n-Si, но и в областях пространственного заряда кластеров. Показана необходимость учета дополнительного перекрытия областей пространственного заряда кластеров за счет введения точечных дефектов. Предложена модель для объяснения дозовой зависимости  $n \rightarrow p$  конверсии в образцах n-Si с низкой и высокой концентрацией кислорода. Сделано предположение, что пространственное разделение скоплений дивакансий и димежузельных атомов кремния отвечает за положение уровня Ферми вблизи середины запрещенной зоны при больших флюенсах.

## Введение

Вопрос о типе и энергетическом положении уровней радиационных дефектов в запрещенной зоне в кремнии стал особенно актуальным в связи с необходимостью повысить радиационную стойкость детекторов ядерных частиц до флюенса  $\sim 10^{16}$  н<sup>0</sup>·см<sup>-2</sup> в перспективе их широкого использования в экспериментах на Super Large Hadron Collider (SLHC) со светосилой  $\sim 10^{15}$  см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>. Использование нейтронно-легированного кремния и его обогащение кислородом улучшает радиационную стойкость детекторов при облучении протонами, но при нейтронном облучении заметного влияния кислорода не наблюдалось. После введения кислорода в кремний при 1100 °С в течение 6 ч проводят охлаждение от 550 до 350 °С в течение 3 ч для создания заметной концентрации термодоноров в кремнии. Это позволяет уменьшить удаление носителей из зоны проводимости из-за образования E-центров.

Известно, что основой термодоноров являются димеры кислорода, которые хотя и уменьшают скорость введения A-центров и дивакансий за счет оттока вакансий на образование электрически неактивного дефекта VO<sub>2i</sub>, но радиационная стойкость детекторов при этом не улучшается [1].

Высокая концентрация кислорода в n-Si (Cz) увеличивает скорость введения A-центров, существенно уменьшая скорость введения дивакансий. До флюенса  $10^{15}$  см<sup>-2</sup> 190 МэВ пионами или 24 ГэВ протонами инверсия типа проводимости не наблюдается, в то время как в образцах n-типа Si (FZ) с малой концентрацией кислорода инверсия наблюдается при значительно меньшем флюенсе [2]. Электрически активные радиационные дефекты ответственны за изменение эффективной концентрации носителей. Быстрые нейтроны неравномерно вводят дефекты: вакансионного типа, в основном, сосредоточены в кластерах, а межузельного типа – в проводящей матрице.

Для понимания сущности радиационной стойкости детекторов обычно используются модели, которые носят полуэмпирический характер и не способны спрогнозировать пути повышения радиационной стойкости.

Цель работы:

- (i) более точно описать зависимость эффективной концентрации носителей от флюенса при облучении n-типа кремния с высокой и низкой концентрацией кислорода;
- (ii) объяснить, почему различаются флюенсы, при которых наблюдается инверсия типа проводимости n-Si, выращенного различными методами;
- (iii) предложить методы повышения радиационной стойкости детекторов, созданных на основе n-типа кремния.

## Эксперимент

Образцы n-Si, выращенные методом бестигельной зонной плавки, после нейтронного трансмутационного легирования (TDFZ) исследованы до и после облучения различными флюенсами быстрых нейтронов и сравниваются с диффузионно-окисленным кремнием (DOFZ). Облучение быстрыми нейтронами проводилось на горизонтальном канале реактора ВВР-М при комнатной температуре. Концентрация кислорода и углерода в образцах n-Si (TDFZ) ( $N_{(O)} = 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ,  $N_{(C)} = 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ) и n-Si (DOFZ) ( $N_{(O)} = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ,  $N_{(C)} = 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ) была измерена Фурье инфракрасным спектрометром при комнатной температуре. Поток быстрых нейтронов был определен пороговым детектором  $^{32}\text{S}$  с точностью 10 % и приведен к энергии нейтронов, начиная с  $\sim 100$  кэВ. Измерение проводимости и постоянной Холла были выполнены методом Ван дер Пау на квадратных образцах размером  $10 \times 10 \times 1$  мм компенсационным способом с точностью 3 %. Контакты создавались втиранием алюминия на шлифованную поверхность кремния.

## Теория

Облучение кремния быстрыми нейтронами приводит к возникновению первично-выбитых атомов кремния, вдоль траектории движения которых в кристалле образуются точечные дефекты: вакансии и межузельные атомы кремния. Высокая локальная концентрация пар Френкеля после их атермической перестройки приводит к образованию кластеров дефектов вакансионного типа и дефектов межузельного типа в проводящей матрице образца. Знание основных параметров радиационных дефектов и их распределение в объеме кристалла необходимо для достижения требуемой радиационной стойкости полупроводниковых детекторов.

Известно, что быстрые нейтроны в монокристаллах кремния создают и кластеры дефектов с высокой локальной плотностью дивакансий ( $\sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ), и дефекты вакансионного типа как в проводящей матрице, так и в пространственно-заряженных областях кластеров дефектов. Межузельные атомы кремния выходят на поверхность образцов или же могут быть захвачены на дефекты типа  $C_i C_s$ ,  $C_i O_i$ ,  $O_{2i}$ .

Рассмотрим известный вывод для доли объема, занятого кластерами дефектов. Допустим, что при рассеянии быстрого нейтрона на атомах кремния образуется кластер дефектов, окруженный областью пространственного заряда, объемом  $V$ . Пусть при данном флюенсе  $\Phi$  образуется  $N$  таких областей в единице объема кристалла. Тогда  $N = \Sigma \Phi$ , где  $\Sigma$  – макроскопическое сечение образования кластера.

При увеличении  $N$  на  $dN$  изолирующий объем кластеров увеличивается на  $V dN$ , а часть  $F = 1 - f$  остается проводящей. Поэтому уменьшение свободного объема  $dF$ , не занятого кластерами, при введении кластеров объемом  $V dN$ , пропорционально этому объему

$$\frac{dF}{V dN} = -F.$$

После разделения переменных и интегрирования (начальные условия  $\Phi = 0$ ,  $F = 1$ ) имеем  $F = \exp(-VN)$ . Окончательно доля объема, занятая кластерами, равна

$$f = 1 - \exp(-\Sigma V \Phi). \quad (1)$$

Как можно видеть, полученное уравнение (1) учитывает только геометрическое перекрытие кластеров дефектов, обусловленное статистическим законом взаимодействия быстрых нейтронов с атомами кристалла. Обычно изменение концентрации носителей, обусловленное введением точечных дефектов не только в проводящей матрице, но и в пространственно-заряженных областях кластеров, приводит к росту доли объема, занятого кластерами дефектов, однако учет геометрического перекрытия при этом остается

прежним (1). Дополнительное перекрытие кластеров дефектов, обусловленное введением точечных дефектов, можно учесть с помощью интеграла перекрытия

$$f = f_0 \exp(-\Sigma_1 V \Phi), \quad (2)$$

где  $\Sigma_1$  – вероятность перекрытия кластеров дефектов,  $\text{см}^{-1}$ ;  $f_0$  – доля объема, занятого кластерами дефектов. Отметим, что вероятность перекрытия кластеров дефектов часто также называют макроскопическим сечением перекрытия кластеров дефектов.

Так как процесс накопления изолирующего объема кластеров дефектов аналогичен закону накопления и распада радиоактивных ядер, то доля объема, занятого кластерами дефектов, равна

$$f = (1 - \exp(-\Sigma V \Phi)) \cdot \exp(-\Sigma_1 V \Phi). \quad (3)$$

В работе [3] показано, как эффективная концентрация носителей ( $n_{eff}$ ), определяемая из измерений эффекта Холла, зависит от доли проводящего объема матрицы. Тогда  $n_{eff}$ , в зависимости от флюенса и температуры измерения, равна

$$n_{eff}(T, \Phi) = n(T, \Phi) \cdot (1 - f(T, \Phi)), \quad (4)$$

где  $n(T, \Phi)$  – концентрация носителей в проводящей матрице n-Si;  $f(T, \Phi)$  – доля объема, занятая кластерами дефектов при температуре  $T$  после флюенса  $\Phi$ .

В предположении, что каждый рассеянный быстрый нейтрон создает кластер дефектов, макроскопическое сечение введения кластеров ( $\Sigma$ ) при облучении кремния в ВВР-М реакторе равно  $\Sigma = 0,15 \text{ см}^{-1}$ .

Средний статистический кластер в n-Si, облученном быстрыми нейтронами, содержит концентрацию дефектов (дивакансий)  $> 10^{19} \text{ см}^{-3}$  [4]. Следовательно, модель Госсика [5], которая требует, чтобы условие  $L_1 \ll R_1 \ll R_2$  было удовлетворено, будет применима к n-типу кремния, имеющего сопротивление больше 40 Ом·см. Для объема кластера  $V(T)$  в зависимости от температуры измерения  $T$  получим

$$V(T) = \frac{4\pi\epsilon\epsilon_0 R_1}{q N_d} \cdot \Psi_p(T), \quad (5)$$

где  $R_1$  и  $R_2$  – средние радиусы скопления дефектов и области пространственного заряда кластеров дефектов соответственно;  $\epsilon$  и  $\epsilon_0$  – диэлектрические постоянные материала и вакуума соответственно;  $q$  – заряд электрона;  $L_1$  – длина дебаевского экранирования в области скопления дефектов;  $N_d$  – нескомпенсированная концентрация доноров в n-типе матрицы;  $\Psi_p(T)$  – суммарное различие в электростатическом потенциале между матрицей и центром разупорядоченной области, которая, предполагается, будет сферической.

Вероятность дополнительного перекрытия областей пространственного заряда кластеров значительно меньше вероятности образования кластеров:  $\Sigma_1 \ll \Sigma$ . Тогда при малых флюенсах можно пренебречь интегралом перекрытия (2) и, исходя из модели Госсика для объема (5), получим эффективную концентрацию носителей в зависимости от флюенса [6]

$$n_{eff}(T, \Phi) = n(T, \Phi) \exp \left[ -\frac{4\pi\epsilon\epsilon_0 \Sigma R_1 \Phi}{N_2(T, \Phi) q^2} \left( \mu - kT \ln \frac{N_c(T)}{N_2(T, \Phi)} \right) \right], \quad (6)$$

где  $N_2(T, \Phi)$  – концентрация экранирующих центров в областях пространственного заряда кластеров дефектов;  $\mu$  – положение уровня Ферми в центре кластера относительно дна зоны проводимости;  $N_c(T)$  – эффективная плотность состояний в зоне проводимости.

При вычислении эффективной концентрации носителей при больших флюенсах нужно учитывать дополнительное перекрытие кластеров дефектов, обусловленное введением точечных дефектов в матрицу, согласно уравнениям (3) – (5).

Известно, что уровень Ферми связан с термодинамическими характеристиками системы. Поэтому можно определить  $\mu$  и  $kT \ln(N_c(T)/N_2(T, \Phi))$  как приращение свободной энергии системы (кластера и проводящей матрицы) при добавлении к ней одного электрона при условии постоянства объема и температуры. Тогда  $q^2 N_2(T, \Phi)/4\pi \epsilon \epsilon_0 \Sigma R_1 \Phi$  можем определить как уменьшение свободной энергии всей системы при образовании в единице объема  $\Sigma \Phi$  кластеров дефектов. Дивакансия, как известно, является многозарядным центром. В собственном кремнии уровень Ферми будет располагаться на нейтральном уровне дивакансии ( $E_v + 0,52$  эВ, по нашим оценкам). При захвате электрона проводимости (поставляемого ионизацией легирующей примеси) энергия центра возрастает на 0,165 эВ. Поэтому с увеличением уровня легирования n-Si уровень Ферми в кластере ( $\mu$ ) будет смещаться к зоне проводимости ( $E_c$ ).

Согласно модели кластеров дефектов Госсика, положительно заряженные доноры экранируют скопление отрицательно заряженных акцепторного типа дефектов. Если нейтроны передают атомам кремния энергию меньше, чем 4,7 кэВ, то кластеры не образуются, а вакансии и межузельные атомы генерируются статистически равновероятно в объеме образца. Таким образом, радиационные дефекты однородно вводятся как в проводящую матрицу образца, так и в область пространственного заряда кластеров. С уменьшением температуры образца акцепторные дефекты в области пространственного заряда кластеров частично перезаряжаются, что уменьшает экранирующий эффект положительно заряженных доноров и приводит к еще большему перекрытию кластеров дефектов. Тогда зависимость вероятности перекрытия от температуры можно представить как

$$\Sigma_1(T) = \Sigma_0 \exp\left(\frac{\Delta E}{kT}\right), \quad (7)$$

где  $\Sigma_0$  – геометрическая вероятность перекрытия кластеров дефектов;  $\Delta E$  – приращение свободной энергии системы “кластер - матрица”.

Итак, мы учли дополнительное перекрытие кластеров дефектов, обусловленное введением точечных дефектов. В работе [7] было теоретически и экспериментально показано, как рассчитывать перезарядку дефектов в области пространственного заряда кластеров дефектов. Таким образом, мы отошли от чистой модели Госсика, показав, что положение уровня Ферми в кластере ( $\mu$ ) относительно дна зоны проводимости зависит от концентрации легирующей примеси в кремнии; концентрация экранирующих центров (доноров) в пространственно-заряженной области зависит от перезарядки акцепторных дефектов.

Рассмотрим полупроводник n-Si, легированный атомами фосфора с чистой концентрацией  $N_d$  и средней степенью компенсации акцепторами (бор), в области температур от комнатной до температуры жидкого азота. Пусть нейтроны равномерно создают точечные дефекты акцепторного типа (кроме разупорядоченной области) с концентрацией  $N_a < N_d$ . Будем считать n-Si невырожденным ( $N_d < 10^{14}$  см<sup>-3</sup>). Тогда при повышении температуры образца n-Si от 77 К будем иметь некоторую концентрацию электронов в зоне проводимости за счет теплового возбуждения электронов с уровня  $E_a$  как в проводящей матрице  $n(T, \Phi)$ , так и в области пространственного заряда кластеров дефектов  $N_2(T, \Phi)$ :

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

$$n_{11} = g N_c(T) \exp\left(-\frac{E_a}{\lambda kT}\right), \quad (8)$$

где  $g = 2$  – фактор вырождения акцепторного уровня;  $N_a(\Phi)$  – концентрация радиационно-введенных акцепторных дефектов после облучения флюенсом  $\Phi$ ;  $n_{11}$  – концентрация электронов в зоне проводимости n-Si, когда уровень Ферми совпадает с уровнем  $E_a$  и  $E_a/\lambda$  (одноуровневым дефектом), который находится в матрице и в пространственно-заряженной области кластера дефектов соответственно.

Искривление энергетических зон в кластере на расстоянии дебаевского экранирования при понижении температуры приводит к пространственно-неоднородному захвату электрона на акцепторного типа дефекты согласно (6). Если акцепторный дефект находится в проводящей матрице, то  $\lambda = 1$ , а в случае его локализации в области пространственного заряда кластера  $\lambda = 1,5$ . Величина  $\lambda = 1,5$  сохраняется во всей области исследованных флюенсов [7] n-Si, легированного фосфором в интервале концентраций  $(10^{12} \div 10^{14}) \text{ см}^{-3}$ .

### Дозовые зависимости эффективной концентрации носителей

Обычно при комнатной температуре глубокие акцепторные уровни радиационных дефектов ответственны за удаление электронов из зоны проводимости n-типа кремния. Дивакансии ( $V_2$ ) и трехвакансионные дефекты ( $V_3$ ) вводятся с высокой скоростью [8] и имеют глубокие уровни в запрещенной зоне n-Si:  $V_2^- (E_c - 0,42 \text{ эВ})$ ,  $V_3^- (E_c - 0,49 \text{ эВ})$ . Дефекты в кластерах также удаляют носители из зоны проводимости и, таким образом, уменьшают долю проводящего объема. При увеличении флюенса доля объема, занятого кластерами дефектов, приближается к единице, что приводит к сильному перекрытию областей пространственного заряда кластеров. После флюенса  $2 \cdot 10^{13} \text{ н}^0 \cdot \text{см}^{-2}$  для n-Si (TDFZ) и  $4 \cdot 10^{13} \text{ н}^0 \cdot \text{см}^{-2}$  для n-Si (DOFZ) положение уровня Ферми в кластере ( $\mu$ ) и в проводящей матрице выравнивается относительно дна зоны проводимости и принимает значение  $(E_c - 0,525 \text{ эВ})$  в n-Si (TDFZ) и  $(E_c - 0,52 \text{ эВ})$  в n-Si (DOFZ). Если n-Si (TDFZ) после этого флюенса переходит в p-тип, то n-Si (DOFZ) даже после флюенса  $10^{15} \text{ н}^0 \cdot \text{см}^{-2}$  еще остается n-типа. После флюенса  $5 \cdot 10^{15} \text{ н}^0 \cdot \text{см}^{-2}$  n-Si (DOFZ) остается высокоомным с эффективной концентрацией носителей  $3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ .

Эффективная концентрация носителей в образцах n-Si была вычислена согласно уравнениям (6) и (8), а также согласно уравнениям (3) – (5) и (8), когда учитывалось дополнительное перекрытие (2) кластеров дефектов из-за введения точечных дефектов с глубокими уровнями в запрещенной зоне как в проводящую матрицу, так и в области пространственного заряда кластеров дефектов.

При вычислении концентрации носителей в матрице, согласно уравнению (8), обычно принималось:  $N_d = n_0$ ;  $N_a(\Phi) = \nu \cdot \Phi$ , где  $n_0$  – концентрация электронов в образце n-Si до облучения;  $\nu$  – скорость удаления электронов глубоким дефектом. В случае n-Si (TDFZ)  $\nu = 0,3 \text{ см}^{-1}$  для глубокого уровня  $E_c - 0,49 \text{ эВ}$ , а в случае n-Si (DOFZ)  $\nu = 0,25 \text{ см}^{-1}$  для усредненного дивакансионного и трехвакансионного уровня  $E_c - 0,45 \text{ эВ}$ . Полагают, что межузельный кислород является стоком для вакансий. Следовательно, высокая концентрация введенного кислорода уменьшает вероятность образования дивакансионно-отнесенных комплексов [9].

Зависимости эффективной концентрации носителей от флюенса быстрых нейтронов реактора для n-Si (TDFZ) и n-Si (DOFZ) представлены на рис. 1. Теоретические расчеты с учетом и без учета дополнительного перекрытия кластеров дефектов показаны в виде сплошных линий. Расчет проведен с помощью уточненной модели Госсика для кластеров дефектов со среднестатистическим радиусом скопления дефектов  $R_1 = 40 \text{ \AA}$  и  $R_1 = 50 \text{ \AA}$  для образцов n-Si с малой и высокой концентрацией межузельного кислорода соответственно.

Использовались методы расчета среднего радиуса кластеров дефектов для малых и больших флюенсов быстрых нейтронов, изложенные в работах [3, 10]. Сравнение рис. 1, а и рис. 1, б показывает, что флюенс, при котором концентрация электронов уменьшается до собственной, в действительности не зависит от содержания кислорода в n-Si, а наблюдаемое различие во флюенсах связано с различной концентрацией носителей до облучения. Расчет показал, что вероятность дополнительного перекрытия кластеров дефектов в n-Si (TDFZ) равна  $\Sigma_1 = 8 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ , что приблизительно в 10 раз выше, чем в n-Si (DOFZ), где  $\Sigma_1 = 7 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1}$ . По-видимому, она зависит от уровня легирования образцов.

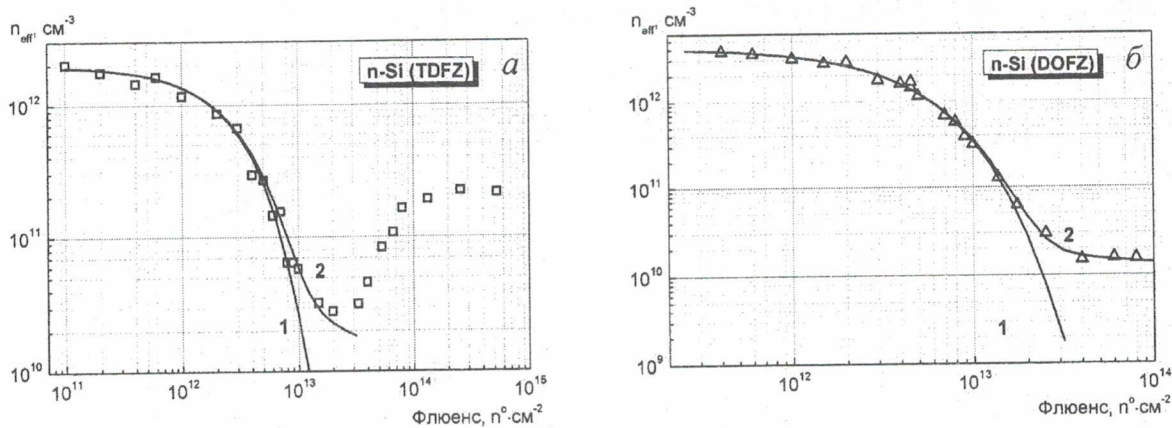


Рис. 1. Зависимость эффективной концентрации носителей ( $n_{eff}$ ) от флюенса быстрых нейтронов реактора при комнатной температуре в образцах: а – n-Si (TDFZ); б – n-Si (DOFZ).  $\square$ ,  $\triangle$  – эксперимент; 1, 2 – расчет без учета и с учетом дополнительного перекрытия кластеров соответственно.

### Температурные зависимости эффективной концентрации носителей

В случае отсутствия статистического взаимодействия между уровнями радиационных дефектов концентрацию носителей в проводящей матрице можно определить, если учесть суммарную концентрацию носителей  $n_1(T, \Phi, E_1)$ ,  $n_2(T, \Phi, E_2)$ ,  $n_3(T, \Phi, E_3)$ , которые будут поставляться в зону проводимости при ионизации акцепторных уровней  $E_i$ : А-центров, а также уровней дивакансий при изменении температуры ( $T$ ) или флюенса ( $\Phi$ ):

$$n(T, \Phi) = n_1(T, \Phi, E_1) + n_2(T, \Phi, E_2) + n_3(T, \Phi, E_3) - 2N_d + N_a(\Phi), \quad (9)$$

где  $n_i(T, \Phi, E_i)$  можно определить согласно уравнению (8) при  $\lambda = 1$  ( $i = 1, 2, 3$ ).

Концентрация экранирующих центров в областях пространственного заряда кластеров дефектов аналогично равна

$$N_2(T, \Phi) = N_{21}(T, \Phi, E_1) + N_{22}(T, \Phi, E_2) + N_{23}(T, \Phi, E_3) - 2N_d + \frac{N_a(\Phi)}{\lambda}, \quad (10)$$

где  $N_{2i}(T, \Phi, E_i)$  можно определить согласно уравнению (8) при  $\lambda = 1,5$  ( $i = 1, 2, 3$ ). Здесь  $N_a(\Phi)$  есть концентрация второго акцепторного уровня.

Температурные зависимости эффективной концентрации носителей после облучения n-Si (DOFZ) быстрыми нейтронами реактора флюенсами  $3 \cdot 10^{12} \text{ н}^\circ \cdot \text{см}^{-2}$  и  $5 \cdot 10^{12} \text{ н}^\circ \cdot \text{см}^{-2}$  представлены на рис. 2. Теоретические расчеты с учетом и без учета дополнительного перекрытия кластеров дефектов показаны в виде линий. Расчет проведен с помощью уточненной модели Госсика для кластеров дефектов со средним радиусом скопления дефектов  $R_1 = 50 \text{ \AA}$ . Концентрация носителей в проводящей матрице и в области пространственного заряда кластеров дефектов определяется (при использовании уравнения (8)) согласно уравнениям (9) и (10) соответственно. После флюенса  $3 \cdot 10^{12} \text{ н}^\circ \cdot \text{см}^{-2}$  были использо-

ваны следующие уровни радиационных дефектов:  $E_c - 0,405$  эВ;  $E_c - 0,35$  эВ;  $E_c - 0,315$  эВ и  $E_c - 0,285$  эВ; а после флюенса  $5 \cdot 10^{12} \text{ н}^0 \cdot \text{см}^{-2}$  —  $E_c - 0,42$  эВ;  $E_c - 0,39$  эВ и  $E_c - 0,37$  эВ. Наблюдался отжиг дефектов с уровнем  $E_c - 0,37$  эВ, как и в работе [11], при комнатной температуре. Получено, что вероятность геометрического перекрытия кластеров дефектов  $\Sigma_0 = 10^{-4} \text{ см}^{-1}$ , когда вероятность перекрытия в зависимости от температуры, следует уравнению (7). При этом с увеличением флюенса быстрых нейтронов реактора увеличивается приращение свободной энергии системы с  $0,03$  эВ при флюенсе  $3 \cdot 10^{12} \text{ н}^0 \cdot \text{см}^{-2}$  до  $0,05$  эВ при флюенсе  $5 \cdot 10^{12} \text{ н}^0 \cdot \text{см}^{-2}$ . Это значит, что при перекрытии областей пространственного заряда кластеров дефектов освобождаются захваченные в кластеры электроны и, таким образом, увеличивается свободная энергия системы “кластер – матрица”.

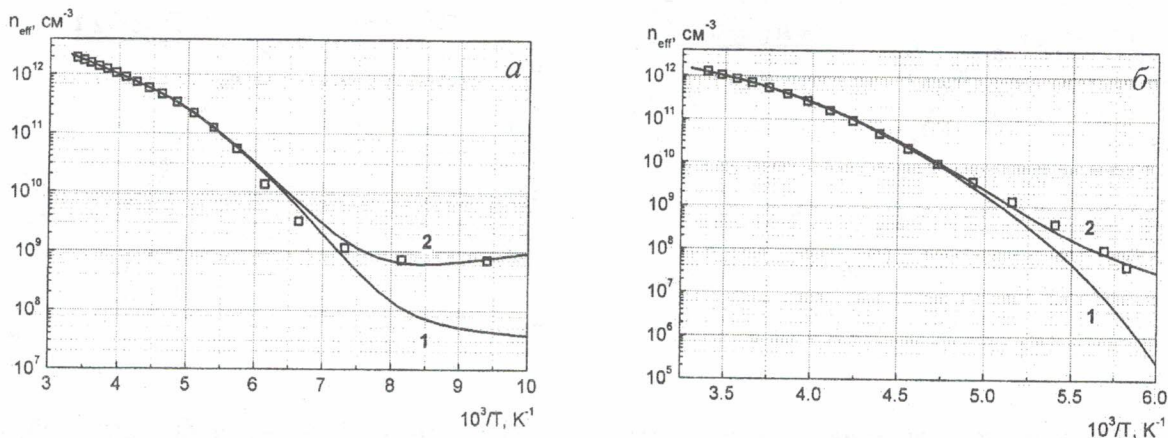


Рис. 2. Температурная зависимость эффективной концентрации носителей ( $n_{eff}$ ) в n-Si (DOFZ) после облучения флюенсом быстрых нейтронов реактора : а —  $3 \cdot 10^{12} \text{ н}^0 \cdot \text{см}^{-2}$ ; б —  $5 \cdot 10^{12} \text{ н}^0 \cdot \text{см}^{-2}$ .  $\square$  - эксперимент; 1, 2 - расчет без учета и с учетом дополнительного перекрытия кластеров соответственно.

### Обсуждение

Обычно считается, что флюенс, при котором наблюдается  $n \rightarrow p$  конверсия области обеднения детектора, определяет его радиационную стойкость. В окисленном кремнии этот флюенс значительно увеличивается, а в кремнии, выращенном методом Чохральского, конверсия не наблюдается даже при флюенсе  $10^{15} \text{ н}^0 \cdot \text{см}^{-2}$ . Кремний, выращенный методом бестигельной зонной плавки, после  $n \rightarrow p$  конверсии с увеличением флюенса стремится к собственному, как и окисленный кремний. Как отмечалось выше, быстрые нейтроны создают кластеры дефектов с высокой концентрацией дивакансий, а межузельные атомы уходят как на поверхность образца, так и захватываются на стоки в проводящей матрице. Дивакансии приписывают следующие уровни:  $V_2^- (E_c - 0,261 \text{ эВ})$ ,  $V_2^- (E_c - 0,426 \text{ эВ})$  и  $V_2^+ (E_v + 0,25 \text{ эВ})$ . Предполагаем, что  $V_2^-$  и  $V_2^+$  ответственны за  $n \rightarrow p$  конверсию в n-Si (TDFZ).

Экспериментально обнаружено, что в p-Si уже после флюенса  $2 \cdot 10^{14} \text{ н}^0 \cdot \text{см}^{-2}$  быстрыми нейтронами реактора при комнатной температуре уровень Ферми расположен на  $E_v + 0,475 \text{ эВ}$ .

В работе [12] показано, что при выдержке образцов при комнатной температуре в проводящей матрице n-Si ( $n_0 = 6,32 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ), выращенного методом Чохральского, наблюдается отжиг акцепторных уровней дефектов:  $E_c - 0,15 \text{ эВ}$  и  $E_c - 0,315 \text{ эВ}$ . Кроме того, в процессе старения образцов при комнатной температуре, частично происходит отжиг кластеров дефектов, обогащенных дивакансиями. Поэтому эти дефекты были отнесены к межузельному типу. Энергетический зазор между этими акцепторными уровнями  $\Delta E = 0,165 \text{ эВ}$  такой же, как и у акцепторных уровней дивакансии. В предположении, что при больших дозах облучения кремния положение уровня Ферми вблизи середины запрещенной зоны будут определять донорные и акцепторные уровни дивакансий и димежузельных атомов, можно приписать донорному уровню димежузельного положения  $E_v + 0,45 \text{ эВ}$ . Из

электрических измерений следует, что уровень  $E_v + 0,45$  эВ отжигается при  $360 \div 500$  К с энергией активации отжига  $\Delta E_a = 0,42 \pm 0,05$  эВ и очень малом предэкспоненциальном частотном множителе  $\nu = (10^3 \div 10^4) \text{ с}^{-1}$ , что свидетельствует о длиннопробежной миграции дефекта на стоки [13]. Так как дивакансии и димежузлия пространственно разделены, то акцепторные уровни  $E_c - 0,426$  эВ и  $E_c - 0,315$  эВ и донорные уровни  $E_v + 0,25$  эВ и  $E_v + 0,45$  эВ соответственно дивакансий и димежузлий будут ответственны за положение уровня Ферми вблизи середины запрещенной зоны кремния при высоких флюенсах быстрых нейтронов. Наличие высокой концентрации кислорода в n-Si (DOFZ) будет препятствовать выходу межузельных атомов на поверхность образцов, как в случае n-Si (TDFZ), что и объясняет меньший флюенс, при котором наблюдается  $n \rightarrow p$  конверсия в кремнии, выращенном методом бестигельной зонной плавки.

Таким образом, высокая концентрация кислорода не изменяет флюенс быстрых нейтронов реактора, при котором n-Si становится высокоомным, но сохраняет положение уровня Ферми вблизи  $E_i$ . При флюенсе  $5 \cdot 10^{15} \text{ н}^0 \cdot \text{см}^{-2}$  эффективная концентрация носителей оказалась  $3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ . При таких флюенсах напряжение полного обеднения на детекторе возрастает до тысячи вольт, а эффективность сбора заряда, из-за введения А-центров, продолжает падать.

Одним из путей повышения эффективности сбора заряда предлагается понижение температуры детектора и заполнение уровней радиационных дефектов с помощью периодической их засветки [12].

Можно, однако, предложить иной путь повышения радиационной стойкости детекторов ядерных излучений. Для этого надо кремний легировать глубокими донорными примесями, а именно хромом (Cr) ( $E_c - 0,4$  эВ) или серой (S) ( $E_c - 0,18$  эВ) в достаточной концентрации, а в радиационных полях постепенно повышать температуру детектора, чтобы компенсировать радиационные дефекты при увеличении флюенса.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Watts S.J., Da Via C., Karpenko A.* Macroscopic results for a novel oxygenated silicon material // Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. A. - 2002. - Vol. 485. - P. 153 - 158.
2. *Lindstroem G., Contarato D., Fretwurst E., et al.* Improved Radiation Tolerance of silicon detectors for HEP applications; results from the CiS-HH project. 2<sup>nd</sup> RD50 – Workshop on Radiation Hard Semiconductor Devices for Very High Luminosity Colliders, CERN (Geneva), 18 – 20 May, 2003. On line available: <http://www.cern.ch/rd50>.
3. *Dolgolenko A.P.* Variation of Carrier Removal Rate with Irradiation Dose in Fast-Pile Neutron Irradiated n-Si // Phys. Stat. Sol. (a). - 2000. - Vol. 179. - P. 179 - 188.
4. *Mac Evoy B.C., Watts S.J.* Defect Engineering Radiation Tolerant Silicon Detectors // Proc. of the 7<sup>th</sup> Inter. Autumn Meeting, Gettering and Defect Engineering in Semiconductor Technology (GADEST' 97), (Spa, Belgium, Oct. 5 - 10, 1997). P. 221 - 232.
5. *Gossick B.R.* Disordered Regions in Semiconductors Bombarded by Fast Neutrons // J. Appl. Phys. - 1959. - Vol. 30, No. 8. - P. 1214 - 1218.
6. *Dolgolenko A.P., Litovchenko P.G., Litovchenko A.P. et al.* Influence of growing and doping methods on radiation hardness of n-Si irradiated by fast-pile neutrons // Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics. - 2004. - Vol. 7, No. 1. - P. 8 - 15.
7. *Dolgolenko A.P., Fishchuk I.I.* 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. - Vol. 67, No. 3. - P. 407 - 411.
8. *Huhtinen M.* Simulation of non-ionising energy loss and defect formation in silicon // Nucl. Instrum. Meth. A. - 2002. - Vol. 491. - P. 194 - 215.
9. *Pellegrino P., Leveque P., Lavita J. et al.* Annealing kinetics of vacancy-related defects in low-dose MeV self-ion-implanted n-type silicon // Phys. Rev. B. - 2001. - Vol. 64. - P. 195211-10.
10. *Dolgolenko A.P., Fishchuk I.I.* Defect Clusters and Simple Defect Build-up Kinetics in Fast-Neutron Irradiated n-Si // Phys. Stat. Sol.(a). - 1978. - Vol. 50. - P. 751 - 755.



11. *Asghar M., Zafar Iqbal M., and Zafar N.* Characterization of deep levels introduced by alpha radiation in n-type silicon // *J. Appl. Phys.* - 1993. - Vol. 73, No. 8. - P. 3698 - 3708.
12. Долголенко А.П., Литовченко П.Г., Варенцов М.Д., Гайдар Г.П. Энергетическое положение в запрещенной зоне n-Si бистабильного дефекта ( $C_iC_s$ )<sup>0</sup> в "В" конфигурации // *Scientific papers of the institute for Nuclear Research.* - 2003. - № 1(9). - P. 63 - 68.
13. Мукашев Б.Н., Колодин Л.Г., Нусупов К.Х. Кинетика отжига радиационных дефектов в кремнии р-типа при температурах 150 ÷ 300 К // *ФТП.* - 1978. - Т. 12, вып. 6. - С. 1174 - 1178.
14. *Mac Evoy B., Santocchia A., Hall G. et al.* Interdefect Charge Exchange in Silicon Particle Detectors at Cryogenic Temperatures // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* - 2002. - Vol. 49, No. 4. - P. 1750 - 1755.

## ОСОБЛИВОСТІ УТВОРЕННЯ РАДІАЦІЙНИХ ДЕФЕКТІВ У КРЕМНІ З НИЗЬКОЮ ТА ВИСОКОЮ КОНЦЕНТРАЦІЄЮ ВІЛЬНОГО КИСНЮ

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

Досліджено радіаційну стійкість зразків n-Si з низькою та високою концентрацією кисню (від  $5 \cdot 10^{15}$  до  $7 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>), які було опромінено швидкими нейтронами реактора ВВР-М. Показано, що флюенс швидких нейтронів, за якого концентрація електронів прямує до власної, не залежить від вмісту кисню. Експериментально отримано дозові та температурні залежності ефективної концентрації носіїв. Теоретичний розрахунок виконано в рамках уточненої моделі Госсіка з урахуванням перезарядки дефектів не тільки в матриці провідності n-Si, але й в областях просторового заряду кластерів. Показано необхідність урахування додаткового перекриття областей просторового заряду кластерів, що обумовлено введенням точкових дефектів. Запропоновано модель для пояснення дозової залежності n → p конверсії у зразках n-Si з низькою та високою концентрацією кисню. Запропоновано припущення, що просторове розмежування скупчень дивакансій та диміжвузлових атомів кремнію відповідає за положення рівня Фермі поблизу середини забороненої зони при великих флюенсах.

## THE PARTICULARITIES OF THE FORMATION OF RADIATION DEFECTS IN SILICON WITH LOW AND HIGH CONCENTRATION OF THE OXYGEN

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

It has been studied the radiation hardness of the n-Si samples with low and high concentration of oxygen (in range from  $5 \cdot 10^{15}$  to  $7 \cdot 10^{17}$  cm<sup>-3</sup>), which were irradiated by fast-pile neutrons of WWR-M reactor. It has been shown that the fluence of fast-pile neutrons for which the concentration of the electrons tend to intrinsic value does not depend from the concentrations of oxygen. The dose and temperature dependences of the effective concentration of carriers have been measured. The theoretical calculation has been carried out in the framework of Gossik's model, taking into account the recharges of defects not only in n-Si conducting matrix but also in the space-charge region of defect clusters. The necessity of the additional overlapping of the space-charge regions resulting from the introduction of point defects has been shown. The model for explanation of dose dependence for n → p conversion in n-Si samples with low and high concentrations of the oxygen was proposed. It has been supposed that the space distribution of the assemblage of di-vacancies and Si di-interstitial atoms is responsible for Fermi level position near the midgap under high fluencies.

Поступила в редакцію 02.02.05,  
после доработки – 29.03.05.