

## СКОРОСТЬ ВВЕДЕНИЯ ДЕФЕКТОВ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ДОЗЫ ОБЛУЧЕНИЯ p-Si БЫСТРЫМИ НЕЙТРОНАМИ РЕАКТОРА

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

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев, Украина*

Исследованы высокоомные образцы p-Si ( $p_{00} = (3,3 \pm 0,5) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ) и n-Si ( $n_0 = (2,0 \pm 0,3) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ), выращенные методом бестигельной зонной плавки, после облучения быстрыми нейтронами реактора при 287 К. Измерены дозовые и температурные зависимости эффективной концентрации носителей. Расчет выполнен в рамках уточненной модели Госсика. Показано, что радиационная стойкость n- и p-Si определяется, с одной стороны, кластерами, а с другой – вакансионными дефектами (акцепторами) в n-Si и межузельными дефектами (донорами и акцепторами) в p-Si. Выявлено, что в процессе облучения p-Si малыми дозами нейтронов изменение зарядового состояния межузельных дефектов приводит к отжигу этих дефектов и к уменьшению их скорости введения.

### Введение

В настоящее время основное внимание исследователей уделяется радиационной стойкости электронных полупроводников. Детекторы, созданные на основе n-типа кремния, после  $n \rightarrow p$  конверсии еще продолжают некоторое время работать. Вопрос о типе и энергетическом положении уровней радиационных дефектов в запрещенной зоне кремния стал особенно актуальным в связи с необходимостью повысить радиационную стойкость детекторов ядерных частиц до флюенса  $\sim 10^{16} \text{ н}^{\circ} \cdot \text{см}^{-2}$ . Это откроет перспективу их широкого использования в экспериментах на Super Large Hadron Collider (SLHC) со светосилой  $\sim 10^{35} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . Такое повышенное внимание к n-типу кремния обусловлено более высокой (приблизительно в 3,5 раза) подвижностью носителей заряда.

Однако необходимо учитывать, что температура облучения также эффективно влияет на скопления дефектов. Так, облучение при температуре ниже 120 К уменьшает скорость удаления носителей в десятки раз [1]. В работе [2] показано, что интенсивность околоразрывного поглощения и скорость пострадиационного отжига областей скопления дефектов значительно выше в кристаллах кремния, облученных быстрыми нейтронами при 100 К. Это можно объяснить высокой скоростью введения неперезориентируемых дивакансий, которые интенсивно отжигаются при температуре выше 140 К. Низкотемпературное облучение также подавляет участие кислорода в образовании электрически активных кислородосодержащих дефектов.

Учитывая вышеуказанное, основными задачами данной работы являются:

(i) описать температурную зависимость эффективной концентрации дырок в p-Si, облученном различными флюенсами быстрых нейтронов;

(ii) сравнить радиационную стойкость n- и p-Si;

(iii) объяснить резкое уменьшение скорости введения дефектов в зависимости от флюенса облучения.

### Эксперимент

Высокоомные образцы p-Si ( $p_{00} = (3,3 \pm 0,5) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ) и n-Si ( $n_0 = (2,0 \pm 0,3) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ) с удельным сопротивлением  $\sim 10 \text{ кОм}$ , выращенные методом бестигельной зонной плавки, были облучены различными флюенсами быстрых нейтронов реактора при температуре 287 К. Облучение проводилось на горизонтальном канале водо-водяного реактора ВВР-М с интенсивностью потока нейтронов  $5 \cdot 10^8 \text{ н}^{\circ} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  в интервале флюенсов  $(10^{11} \div 2 \cdot 10^{14}) \text{ н}^{\circ} \cdot \text{см}^{-2}$ . Поток быстрых нейтронов был определен пороговым детектором  $^{32}\text{S}$  с точностью 10 % и приведен к энергии нейтронов, начиная с  $\sim 100 \text{ кэВ}$ . Измерения проводимости и постоянной Холла были выполнены методом Ван дер Пау на квадратных образцах размером  $10 \times 10 \times 1 \text{ мм}$  компенсационным способом с точностью 3 %. Контакты создавались втиранием алюминия на шлифованную поверхность кремния.

### Результаты

На рис. 1 и 2 представлены температурные зависимости эффективной концентрации дырок в валентной зоне p-Si, облученного различными дозами быстрых нейтронов реактора. Результаты расчета параметров радиационных дефектов представлены в табл. 1.

На рис. 3 сравниваются зависимости эффективных концентраций носителей в образцах n- и p-Si от флюенса быстрых нейтронов реактора.

На рис. 4 представлена зависимость скорости введения радиационных дефектов от времени облучения в реакторе при температуре 287 К.

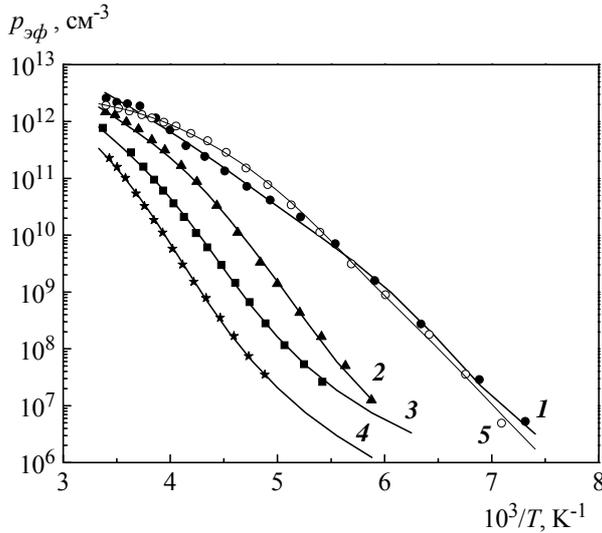


Рис. 1. Температурные зависимости эффективной концентрации носителей ( $p_{эф}$ ) в p-Si после облучения быстрыми нейтронами реактора флюенсом: 1 -  $5 \cdot 10^{12}$ ; 2 -  $7,547 \cdot 10^{12}$ ; 3 -  $1,0 \cdot 10^{13}$ ; 4 -  $1,887 \cdot 10^{13}$   $n^0 \cdot cm^{-2}$ ; 5 - после отжига ( $8,04 \cdot 10^6$  с) при 292 К образца, облученного флюенсом  $5 \cdot 10^{12}$   $n^0 \cdot cm^{-2}$ . Символы – экспериментальные данные; сплошные линии – расчет.

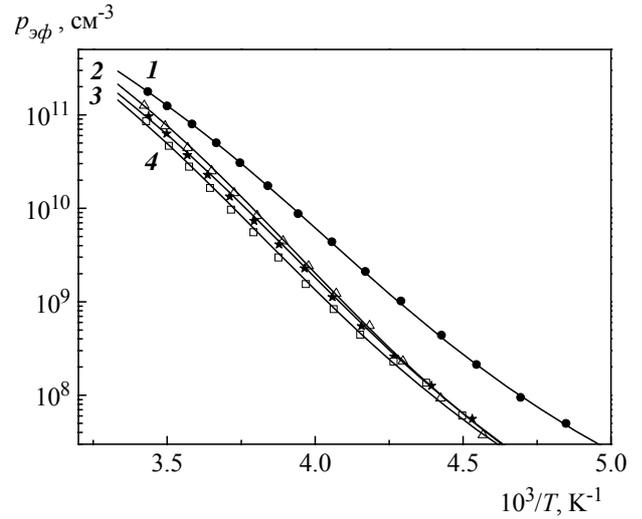


Рис. 2. Температурные зависимости эффективной концентрации носителей ( $p_{эф}$ ) в p-Si после облучения быстрыми нейтронами реактора флюенсом: 1 -  $2,264 \cdot 10^{13}$ ; 2 -  $2,642 \cdot 10^{13}$ ; 3 -  $2,83 \cdot 10^{13}$ ; 4 -  $3,019 \times 10^{13}$   $n^0 \cdot cm^{-2}$ . Символы – экспериментальные данные; сплошные линии – расчет.

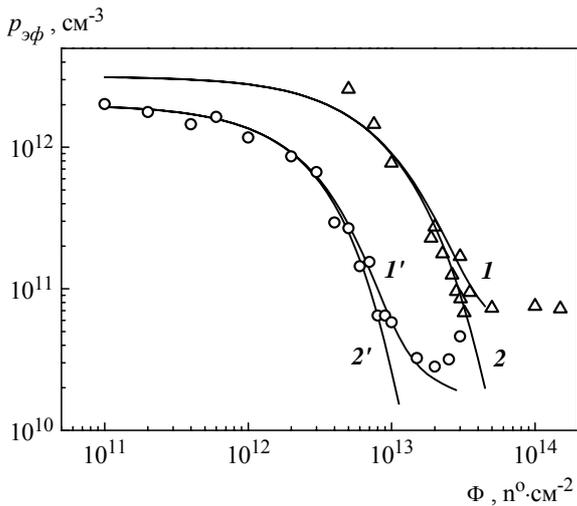


Рис. 3. Зависимость эффективной концентрации носителей ( $p_{эф}$ ) от флюенса быстрых нейтронов реактора ( $\Phi$ ) при 292 К в образцах кремния, выращенных методом бестигельной зонной плавки:  $\Delta$  – p-Si ( $p_{00} = 3,2 \cdot 10^{12}$   $cm^{-3}$ ) и  $\circ$  – n-Si ( $n_0 = 2,0 \cdot 10^{12}$   $cm^{-3}$ ); — – расчет с учетом (1, 1') и без учета (2, 2') дополнительного перекрытия кластеров дефектов.

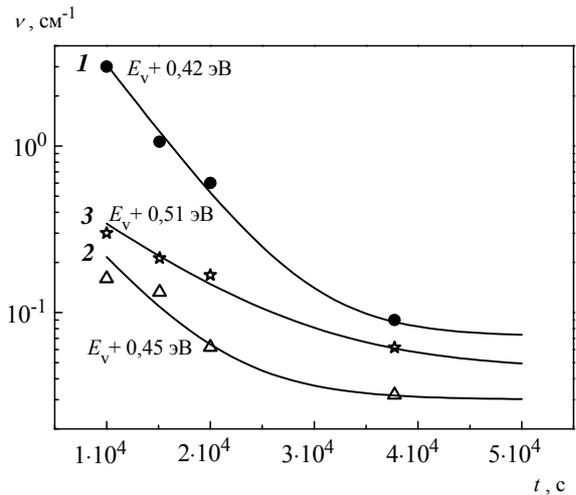


Рис. 4. Зависимость скорости введения дефектов с энергетическими уровнями  $E_v + 0,42$  эВ (1),  $E_v + 0,45$  эВ (2),  $E_v + 0,51$  эВ (3) от времени воздействия нейтронного облучения на образцы p-Si при 287 К.

Таблица 1. Параметры радиационных дефектов в образцах p-Si, облученных быстрыми нейтронами реактора при температуре 287 К

$\Phi$ , $n^0 \cdot cm^{-2}$	$p_{00}$ , $cm^{-3}$	$N_{aib}$ , $cm^{-3}$	$\nu_i$ , $cm^{-1}$	$E_v + E_{aib}$ , эВ	$R_{1,}$ , Å
$5 \cdot 10^{12}$	$2,961 \cdot 10^{12}$	$1,5 \cdot 10^{13}$	3	0,42	36
		$1,5 \cdot 10^{12}$	0,3	0,51	
		$8,0 \cdot 10^{11}$	0,16	0,45	
$7,547 \cdot 10^{12}$	$3,218 \cdot 10^{12}$	$8,0 \cdot 10^{12}$	1,06	0,42	36
		$1,6 \cdot 10^{12}$	0,212	0,51	
		$4,9 \cdot 10^{11}$	0,065	0,33	
		$1,0 \cdot 10^{12}$	0,133	0,45	

Продолжение табл. 1

$\Phi, \text{п}^0\text{см}^{-2}$	$p_{00}, \text{см}^{-3}$	$N_{ai}, \text{см}^{-3}$	$v_i, \text{см}^{-1}$	$E_v + E_{ai}, \text{эВ}$	$R_1, \text{Å}$
$1,0 \cdot 10^{13}$	$2,68 \cdot 10^{12}$	$6 \cdot 10^{12}$	0,6	0,42	36
		$1,7 \cdot 10^{12}$	0,17	0,51	
		$6,2 \cdot 10^{11}$	0,062	0,45	
$1,887 \cdot 10^{13}$	$3,16 \cdot 10^{12}$	$1,7 \cdot 10^{12}$	0,0901	0,42	36
		$1,161 \cdot 10^{12}$	0,0615	0,51	
		$8,5 \cdot 10^{11}$	0,045	0,45	
$2,264 \cdot 10^{13}$	$2,84 \cdot 10^{12}$	$2,2 \cdot 10^{12}$	0,097	0,42	36
		$1,04 \cdot 10^{12}$	0,046	0,51	
$2,642 \cdot 10^{13}$	$3,18 \cdot 10^{12}$	$2,5 \cdot 10^{12}$	0,095	0,42	36
		$1,3 \cdot 10^{12}$	0,049	0,51	
$2,83 \cdot 10^{13}$	$3,17 \cdot 10^{12}$	$2,15 \cdot 10^{12}$	0,076	0,42	36
		$1,13 \cdot 10^{12}$	0,04	0,51	
$3,019 \cdot 10^{13}$	$2,97 \cdot 10^{12}$	$2,1 \cdot 10^{12}$	0,07	0,42	36
		$7,25 \cdot 10^{11}$	0,024	0,51	
$3,208 \cdot 10^{13}$	$3,18 \cdot 10^{12}$	$2,5 \cdot 10^{12}$	0,078	0,42	36
		$6,3 \cdot 10^{11}$	0,02	0,51	
Отжиг при 292 К; $8,04 \cdot 10^6$ с					
$5 \cdot 10^{12}$	$2,961 \cdot 10^{12}$	$1,0 \cdot 10^{11}$	0,02	0,42	20
		$1,25 \cdot 10^{12}$	0,25	0,36	
		$1,6 \cdot 10^{11}$	0,032	0,33	
		$2,0 \cdot 10^{11}$	0,1	0,26	

Примечание. Уровень с энергией  $E_v + 0,42$  эВ – акцептор, все остальные уровни с энергией  $E_v + E_{ai}$  – донорные.  $\Phi$  – флюенс быстрых нейтронов;  $p_{00}$  – концентрация носителей до облучения;  $N_{ai}$  – концентрация  $i$ -го дефекта с энергетическим уровнем в запрещенной зоне  $E_v + E_{ai}$ ;  $v_i$  – скорость введения  $i$ -го дефекта;  $R_1$  – средний радиус кластера дефектов.

**Вычисление температурной и дозовой зависимости эффективной концентрации носителей**

Облучение n- и p-кремния быстрыми нейтронами создает первично выбитые атомы, вдоль траектории движения которых в кристалле образуются вакансии и межузельные атомы. В конце пробега атома кремния высокая локальная концентрация дефектов, после их атермической перестройки, приводит к образованию кластеров дефектов вакансионного типа и дефектов межузельного типа в проводящей матрице образца.

Процесс накопления изолирующего объема кластеров дефектов аналогичен закону накопления и распада радиоактивных ядер. Поэтому доля объема, занятого кластерами с учетом перекрытия кластеров дефектов, обусловленного вве-

дением точечных дефектов, равна [3]

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

где  $\Sigma = 0,15 \text{ см}^{-1}$  – макроскопическое сечение введения кластеров быстрыми нейтронами реактора;  $\Sigma_1$  – вероятность перекрытия кластеров дефектов,  $\text{см}^{-1}$ ;  $V$  – изолирующий объем среднего кластера дефектов,  $\text{см}^{-3}$ ;  $\Phi$  – флюенс быстрых нейтронов реактора,  $\text{п}^0\text{см}^{-2}$ .

Вероятность дополнительного перекрытия областей пространственного заряда кластеров значительно меньше вероятности образования кластеров:  $\Sigma_1 \ll \Sigma$ .

В рамках модели Госсика для объема [4] эффективная концентрация носителей в зависимости от температуры и флюенса [5] равна

$$p_{эф}(T, \Phi) = p(T, \Phi) \exp \left[ -\frac{4\pi \varepsilon \varepsilon_0 \Sigma R_1 \Phi}{P_2(T, \Phi) q^2} \left( \mu_p - kT \ln \frac{N_V(T)}{P_2(T, \Phi)} \right) \right], \quad (2)$$

где  $p(T, \Phi)$  – концентрация носителей в проводящей матрице p-Si;  $P_2(T, \Phi)$  – концентрация экранирующих центров в областях пространственного заряда кластеров дефектов;  $N_V(T)$  – эффективная плотность состояний в валентной зоне p-Si;  $R_1$  – средний радиус обла-

стей скопления дефектов;  $\varepsilon, \varepsilon_0$  – диэлектрические постоянные материала и вакуума соответственно;  $q$  – заряд носителя;  $\mu$  – положение уровня Ферми в центре кластера относительно дна валентной зоны.

При вычислении  $p_{эф}(T, \Phi)$  нужно учитывать компенсацию проводимости матрицы, которая

приводит к дополнительному перекрытию областей пространственного заряда кластеров дефектов, вызванному увеличением их протяженности, согласно (1).

Уровень Ферми связан с термодинамическими характеристиками системы. Поэтому можно определить  $\mu$  и  $kT \ln(N_c(T)/N_2(T, \Phi))$  в n-Si как приращение свободной энергии системы (кластера и проводящей матрицы) при добавлении к ней одного электрона при условии постоянства объема и температуры. Тогда  $q^2 N_2(T, \Phi)/4\pi \epsilon \epsilon_0 \Sigma R_1 \Phi$  можно определить как уменьшение свободной энергии всей системы при образовании в единице объема  $\Sigma \Phi$  кластеров дефектов. Если изменить направление отсчета энергии, то все вышеизложенное можно отнести и к дыркам в p-Si.

Дивакансии являются многозарядными центрами, донорный ( $E_V + 0,25$  эВ) и акцепторный ( $E_c - 0,42$  эВ) уровни которых определяют положение уровня Ферми  $\mu = E_V + 0,475$  эВ в кластерах, созданных быстрыми нейтронами в p-Si. В собственном кремнии уровень Ферми будет располагаться на нейтральном уровне дивакансии. Нейтральный уровень дивакансии проявляется на эксперименте как рекомбинационный уровень  $E_c - 0,62$  эВ при полном перекрытии кластеров дефектов. При понижении температуры электроны последовательно с дырками захватываются на уровень  $E_V + 0,52$  эВ и рекомбинируют. Уровень Ферми движется к середине запрещенной зоны.

При захвате электрона проводимости (поставляемого ионизацией легирующей примеси) энергия центра возрастает на 0,165 эВ. Поэтому с увеличением уровня легирования n-Si ( $n_0$ ) уровень Ферми в кластере можно определить как

$$\mu = E_c - 0,6 + 0,033 \log n_0/n_i, \quad (3)$$

где  $n_0$  – концентрация электронов в зоне проводимости n-Si до облучения,  $\text{см}^{-3}$ ;  $n_i = 10^{10} \text{см}^{-3}$  – концентрация носителей в собственном кремнии. Выражение (3) согласуется с экспериментальным определением положения уровня Ферми в n-Si ( $n_0$  – различное), облученного флюенсом быстрых нейтронов, при котором кластеры дефектов полностью перекрылись.

Рассмотрим полупроводник p-Si, легированный атомами бора с нескомпенсированной концентрацией  $N_a$ , в области температур от комнатной до температуры жидкого азота. Пусть быстрые нейтроны равномерно создают точечные дефекты донорного типа (кроме области скопления дефектов) с концентрацией  $N_d < N_a$ , а также вводят дефекты акцепторного типа. Будем считать p-Si невырожденным ( $N_a < 10^{14} \text{см}^{-3}$ ). Тогда при повышении температуры образца p-Si от 77 К будем иметь некоторую концентрацию дырок в валентной зоне за счет теплового возбуждения дырок с уровня  $E_d$  как в проводящей матрице  $p_1(T, \Phi)$ , так и в области пространственного заряда кластеров дефектов  $P_3(T, \Phi)$ :

$$p_1(T, \Phi, E_d) = \frac{1}{2} \left( N_a - \frac{N_d(\Phi)}{\lambda} - p_{11}(E_d) \right) \sqrt{1 + \frac{4N_a p_{11}(E_d)}{\left( N_a - \frac{N_d(\Phi)}{\lambda} - p_{11}(E_d) \right)^2} + 1},$$

$$p_{11}(E_d) = g N_V(T) \exp\left(-\frac{E_d}{\lambda kT}\right), \quad (4)$$

где  $g = 2$  – фактор вырождения донорного уровня в p-Si;  $N_d(\Phi)$  – концентрация радиационно-введенных донорных дефектов после облучения флюенсом  $\Phi$ ;  $p_{11}(E_d)$  – концентрация дырок в валентной зоне p-Si, когда уровень Ферми совпадает с уровнем  $E_d$  в проводящей матрице или эффективным уровнем  $E_d/\lambda$  в пространственно-заряженной области кластера дефектов. Уравнение (4) получено из решения квадратичного

уравнения, которое вытекает из условия электронейтральности [5].

Аналогично при повышении температуры образца p-Si от 77 К будем иметь некоторую концентрацию дырок в валентной зоне за счет теплового возбуждения их с акцепторного уровня  $E_a$  как в проводящей матрице  $p_0(T, \Phi)$ , так и в области пространственного заряда кластеров дефектов  $P_4(T, \Phi)$ :

$$p_0(T, \Phi, E_a) = \frac{1}{2} p_{11}(E_a) \left( \sqrt{1 + \frac{4N_a(\Phi)}{p_{11}(E_a)}} - 1 \right),$$

$$p_{i1}(E_a) = g_1 N_V(T) \exp\left(-\frac{E_a}{\lambda k T}\right), \quad (5)$$

где  $g_1 = 0,5$  – степень вырождения акцепторного уровня в p-Si;  $N_a(\Phi)$  – концентрация радиационно-введенных акцепторных дефектов после облучения флюенсом  $\Phi$ .

Если донорные и акцепторные дефекты расположены в проводящей матрице p-Si, то  $\lambda = 1$ , а если в области пространственного заряда кластеров, то  $\lambda = 1,2$ . Анализ температурных зависимостей  $p_{эф}(T, \Phi)$  показал, что лучшее их описание в зависимости от  $T$  и  $\Phi$  получим, если предположим наличие дефектов в области пространственного заряда кластеров с эффективным уровнем  $E_a/\lambda$ , которые компенсируют экранирующее действие мелких акцепторов. Здесь  $E_a$  – энергетическое положение этого же дефекта в проводящей матрице p-Si. Тогда дополнительная концентрация дырок в валентной зоне проводящей матрицы образца p-Si равна  $p = p_0 + p_1$ , а дополнительная концентрация экранирующих центров в областях пространственного заряда кластеров дефектов –  $P_2 = P_4 + P_3$ .

На рис. 1 и 2 представлены рассчитанные, согласно уравнениям (2), (4), (5), температурные зависимости эффективной концентрации дырок в валентной зоне p-Si при облучении образцов различными флюенсами быстрых нейтронов реактора. Параметры расчета радиационных дефектов показаны в табл. 1. Предполагалось, что, в случае отсутствия статистического взаимодействия между уровнями радиационных дефектов, концентрацию носителей в проводящей матрице p-Si можно определить, если вычислить суммарную концентрацию дырок  $\sum_i p_i(T, \Phi, E_i)$ , которые будут поставляться в валентную зону при ионизации акцепторных и донорных уровней:

$$p(T, \Phi) = \sum_i p_i(T, \Phi, E_i) - p_{00} + N_D(\Phi), \quad (6)$$

где  $i = 3$  – присутствуют в проводящей матрице один акцепторный и два донорных уровня дефектов;  $p_{00}$  – концентрация дырок в p-Si до облучения;  $N_D(\Phi)$  – концентрация самого глубокого донорного уровня.

Концентрацию экранирующих центров в областях пространственного заряда кластеров дефектов можно определить, согласно уравнениям (4) и (5), при  $\lambda = 1,2$ :

$$P_2(T, \Phi) = \sum_i P_{2i}(T, \Phi, E_i) - p_{00} + \frac{N_D(\Phi)}{\lambda}, \quad (7)$$

где  $i = 3$  – присутствуют в области пространственного заряда кластера один акцепторный и два донорных уровня дефектов;  $N_D(\Phi)$  – концентрация акцепторного радиационного дефекта.

### Обсуждение результатов

Анализ литературных данных показывает, что в кремнии, облученном ядерными частицами, обнаружено большое число дефектов, энергетические уровни которых расположены в запрещенной зоне с шагом  $(0,02 \div 0,05)$  эВ [6]. Как можно видеть [7], многие уровни дефектов все еще ждут своей идентификации. Но проблема идентификации энергетических уровней радиационных дефектов осложнена тем, что задача теоретического определения положения энергетических уровней глубоких состояний до настоящего времени остается нерешенной, хотя и имеются определенные успехи.

В работе [8] предложена схема уровней собственных радиационных дефектов, которая базируется не только на литературных данных. Она учитывает следующие положения: (j) радиационные дефекты создают дополнительные уровни энергии электронов в запрещенной зоне, причем собственные дефекты в кремнии амфотерны; (jj) при захвате одного или второго электрона на акцепторные уровни дивакансии или димежузлия положение их в запрещенной зоне кремния изменяется на величину  $\Delta E_0 = 0,165 \pm 0,005$  эВ, а в случае вакансий или межузлий – это значение удваивается; (jjj) присоединение углерода к дивакансии повышает энергетическое положение акцепторных уровней дивакансии на величину  $\Delta E_1 = 0,035$  эВ и понижает энергию донорных уровней, а присоединение кислорода к дивакансии понижает энергию акцепторных уровней и повышает энергетическое положение донорных уровней дивакансии на величину  $\Delta E_2 = 0,06$  эВ.

Проведенный в работе [8] анализ и представленные доказательства позволили установить, что энергия акцепторных уровней при захвате электрона увеличивается на  $\Delta E = 0,33/\xi$ , где  $\xi$  – число вакансий в мультивакансионном дефекте ( $1 \leq \xi \leq 5$ ).

Положение акцепторных уровней относительно дна зоны проводимости и донорных уровней относительно “потолка” валентной зоны собственных дефектов в кремнии приведено в табл. 2.

Таблица 2. Радиационный отжиг дефектов межузельного типа

Дефект	$T_{\text{отжига}}, \text{K}$	Энергия активации, эВ	Частотный фактор, $\text{c}^{-1}$	Реакция отжига	Энергия уровня, эВ
$\Gamma^{-/}$	287	0,4	$2,0 \cdot 10^3$	$\Gamma \rightarrow \Gamma^{-}$	$E_V + 0,42$
$\text{I}_2^{0/+}$	287	0,42	$4,0 \cdot 10^3$	$\text{I}_2^+ \rightarrow \text{I}_2^0$	$E_V + 0,45$
$\text{I}_2\text{O}_i^{0/+}$	287	0,42	$2,5 \cdot 10^3$	$\text{I}_2\text{O}_i^+ \rightarrow \text{I}_2\text{O}_i^0$	$E_V + 0,51$

Из табл. 2 видно, что  $E_V + 0,42$  эВ принадлежит акцепторному уровню межузельного атома кремния ( $\Gamma^{-0}$ ), а  $E_V + 0,45$  эВ – донорному уровню димежузлия ( $\text{I}_2^{0/+}$ ). Увеличение числа отрицательно поляризованных кислородных соседей в ряду  $\text{C}_i$ ,  $\text{C}_i\text{O}_i$ ,  $\text{C}_i\text{O}_{2i}$  приводит к смещению вверх их донорных уровней  $E_V + 0,28$  эВ,  $E_V + 0,34$  эВ,  $E_V + 0,39$  эВ соответственно. Это можно понять из эффекта увеличения отталкивающего электростатического потенциала, возникающего от атомов кислорода [9]. Поэтому наблюдаемый уровень  $E_V + 0,51$  эВ можно приписать  $\text{I}_2\text{O}_i^{0/+}$  дефекту.

Зависимости эффективной концентрации носителей от флюенса быстрых нейтронов реактора для n-Si и p-Si представлены на рис. 3. Теоретические расчеты с учетом и без учета дополнительного перекрытия кластеров дефектов, согласно (1), показаны сплошными линиями. Расчет проведен с помощью уточненной модели Госсика для кластеров дефектов со среднестатистическими радиусами скопления дефектов  $R_n = 40 \text{ \AA}$  и  $R_p = 36 \text{ \AA}$  для образцов n- и p-Si соответственно. При вычислении концентрации носителей в матрице, согласно уравнениям (4) и (5), обычно принималось  $N_a = p_{00}$ ,  $N_a(\Phi) = v_a \cdot \Phi$  и  $N_d(\Phi) = v_d \cdot \Phi$ , где  $v_d$  – скорость удаления дырок глубокими донорными дефектами, а  $v_a$  – скорость генерации дырок глубокими акцепторными дефектами. В p-Si для описания дозовой зависимости эффективной концентрации носителей были использованы скорость введения донорного уровня ( $E_V + 0,51$  эВ)  $v_d = 0,06 \text{ см}^{-1}$  и акцепторного уровня ( $E_V + 0,42$  эВ)  $v_a = 0,1 \text{ см}^{-1}$ , а в случае n-Si – скорость введения трехвакансионного акцепторного дефекта ( $E_c - 0,49$  эВ)  $v = 0,25 \text{ см}^{-1}$ . Оказалось, что можно использовать средние значения скоростей введения дефектов, которые удовлетворительно описывают дозовую зависимость  $p_{\text{эф}}(\Phi)$ . Положение уровня Ферми в кластерах, созданных быстрыми нейтронами реактора, в n-Si, согласно (3), равнялось  $\mu = E_c - 0,524$  эВ. Из рис. 3 видно, что после дозы облучения  $\sim 5 \cdot 10^{13} \text{ н}^0 \cdot \text{см}^{-2}$  концентрация носителей в p-Si выходит на постоянное значение  $8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$  и, следовательно, после перекрытия кластеров дефектов уровень Ферми занимает в запрещенной зоне p-Si положение  $E_V + 0,476$  эВ, которое в достаточно широком интервале уров-

ней легирования остается неизменным. Расчет показал, что вероятность дополнительного перекрытия областей пространственного заряда кластеров дефектов в n-Si равна  $\Sigma_1 = 0,006$ , а в p-Si –  $\Sigma_1 = 0,001$ .

Если в n-Si радиационную стойкость надежно можно определить как  $R_h = n_0 / \nu$ , где  $\nu$  – скорость удаления электронов в проводящей матрице образца, то в p-Si она равна

$$R_h = \frac{p_0 + v_a^* \Phi - v_d^* \Phi}{v_d^*} = \frac{p_0}{2v_d^* - v_a^*},$$

где  $v_a^* = 0,08 \text{ см}^{-1}$  и  $v_d^* = 0,06 \text{ см}^{-1}$  – скорость введения и удаления дырок при 292 К. Таким образом, радиационная стойкость p-Si в  $\sim 10$  раз выше, чем n-Si, облученного быстрыми нейтронами реактора. Радиационная стойкость, определенная выше, есть в действительности дозой, при которой проводимость образца минимальна.

Из рис. 3 видно, что при малых дозах облучения экспериментальные значения эффективной концентрации носителей не вписываются в общую картину зависимости  $p_{\text{эф}}$  от флюенса быстрых нейтронов. Представленные (из расчета температурной зависимости  $p_{\text{эф}}$ ) в табл. 1 скорости введения дефектов с увеличением дозы облучения в интервале  $5 \cdot 10^{12} \div 10^{13} \text{ н}^0 \cdot \text{см}^{-2}$  уменьшились в 3 ÷ 5 раз. Выдержка образцов при комнатной температуре на протяжении трех месяцев показала, что уровни дефектов  $E_V + 0,51$  эВ и  $E_V + 0,45$  эВ полностью отожделились, а скорость введения  $E_V + 0,42$  эВ резко уменьшилась. После дозы облучения  $\sim 5 \cdot 10^{12} \text{ н}^0 \cdot \text{см}^{-2}$  положение уровня Ферми в проводящей матрице  $E_V + 0,38$  эВ. Это значит, что донорные уровни  $\text{I}_2^+$  и  $\text{I}_2\text{O}_i^+$  находятся в положительно заряженном состоянии, а акцепторный уровень ( $E_V + 0,42$  эВ) межузельного атома I, в основном, – в нейтральном зарядовом состоянии. В работе [10], используя кинетику отжига первого порядка, оценили при изотермических отжигах при 370 и 344 К энергию активации ( $E_a = 0,6 \pm 0,2$  эВ) и частотный фактор  $\nu \cong 10^8 \text{ с}^{-1}$  отжига  $\text{I}_2^+(\text{P6})$ . Авторы [11] наблюдали отжиг дефектов с уровнем ( $E_V + 0,40$  эВ) после  $\gamma^{60}\text{Co}$  и облучения быстрыми нейтронами в собственном p-Si с энергией активации  $E_a = 0,85$  эВ.

Согласно табл. 2, уровень ( $E_v + 0,42$  эВ) есть акцепторный дефект. Энергия миграции междуузельного атома в нейтральном зарядовом состоянии ( $I^0$ ) равна  $E_m \cong 1,5$  эВ;  $E_m \cong 0,85$  эВ – энергия миграции междуузельного атома в отрицательно заряженном состоянии ( $I^-$ ), а междуузельный атом дважды отрицательно заряженный ( $I^{2-}$ ) будет мигрировать с энергией  $E_m \cong 0,4$  эВ, согласно литературным данным. Поэтому уменьшение скорости введения дефектов  $I^0$  ( $E_v + 0,42$  эВ),  $I_2^+$  ( $E_v + 0,45$  эВ) и  $I_2O_1^+$  ( $E_v + 0,51$  эВ) обусловлено радиационным отжигом при облучении быстрыми нейтронами при температуре 287 К. На рис. 4 представлено изменение скорости введения этих дефектов в p-Si ( $\bar{p}_{00} = 3,0 \cdot 10^{12}$  см<sup>-3</sup>) в зависимости от времени облучения быстрыми нейтронами. Полученные значения энергий активации радиационного отжига этих дефектов и их частотные факторы представлены в табл. 2.

## Выводы

Выявлено, что в процессе нейтронного облучения p-Si при 287 К (см. табл. 2) только изменение зарядового состояния димежузельных и межузельных атомов приводит к изменению их энергии активации и отжигу.

Установлено, что радиационная стойкость n- и p-кремния определяется, с одной стороны, кластерами, а с другой – вакансионного типа дефектами (акцепторами) в n-Si и междуузельного типа дефектами (донорами и акцепторами) в p-Si.

Подтверждено, что радиационная стойкость p-Si больше, чем n-Si, и вскрыты причины такого поведения. В n-типе она определяется n → p конверсией проводящей матрицы, а в p-типе кремния радиационная стойкость связана с дозой, при которой происходит полное перекрытие кластеров.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Старостин К.Л. Температурная зависимость скорости уменьшения концентрации электронов в n-Ge и n-Si при облучении быстрыми нейтронами // ФТП. - 1970. - Т. 4, вып. 9. - С. 1823 - 1824.
2. Карумидзе Г.С. Влияние температуры облучения нейтронами на формирование дефектов структуры в кремнии, выращенном методом Чохральского // ФТП. - 1990. - Т. 24, вып. 11. - С. 1973 - 1977.
3. Долголенко А.П., Литовченко П.Г., Варенцов М.Д. и др. Особенности образования радиационных дефектов в кремнии с низкой и высокой концентрацией свободного кислорода // 36. наук. праць Ін-ту ядерних досл. - 2005. - № 2(15). - С. 106 - 114.
4. Gossick B.R. Disordered Regions in Semiconductors Bombarded by Fast Neutrons // J. Appl. Phys. - 1959. - Vol. 30, No. 8. - P. 1214 - 1218.
5. 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. 8. - P. 407 - 411.
6. Kaminski P., Kozlowski R., Nossarzewska-Orlowska E. Formation of electrically active defects in neutron irradiated silicon // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. - 2002. - Vol. 186. - P. 152-156; High-resolution photoinduced transient spectroscopy of neutron irradiated bulk silicon // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. - 2002. - Vol. 476, No. 3. - P. 639 - 644.
7. Pintilie I., Tivarus C., Pintilie L. et al. Thermally stimulated current method applied to highly irradiated silicon diodes // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. - 2002. - Vol. 476. - P. 652 - 657.
8. Dolgolenko A.P., Litovchenko P.G., Varentsov M.D. et al. Particularities of the formation of radiation defects in silicon with low and high concentration of oxygen // Phys. Stat. Sol. (b). - 2006. - Vol. 243, No. 8. - P. 1842 - 852.
9. Ewels C.P., Jones R., Oberg S. et al. Shallow Thermal Donor Defects in Silicon // Phys. Rev Lett. - 1996. - Vol. 77, No. 5. - P. 865 - 868.
10. Konozenko I.D., Semenyuk A.K., Khivrich V.I. Radiation defects created by <sup>60</sup>Co-rays in n- and p-type Si of high-purity // Phys. Stat. Sol. - 1969. - Vol. 35, No. 2. - P. 1043 - 1052; Radiation Defects in Si of High Purity // Radiation Effects. - 1971. - Vol. 8. - P. 121 - 127.
11. Lee Y.-H., Gerasimenko N. N., Corbett J. W. EPR study of neutron-irradiated silicon: A positive charge state of the <100> split di-interstitial // Phys. Rev. B. - 1976. - Vol. 14, No. 10. - P. 4506 - 4520.

## ШВИДКІСТЬ УВЕДЕННЯ ДЕФЕКТІВ ЗАЛЕЖНО ВІД ДОЗИ ОПРОМІНЕННЯ p-Si ШВИДКИМИ НЕЙТРОНАМИ РЕАКТОРА

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

Досліджено високоомні зразки p-Si ( $p_{00} = (3,3 \pm 0,5) \cdot 10^{12}$  см<sup>-3</sup>) і n-Si ( $n_0 = (2,0 \pm 0,3) \cdot 10^{12}$  см<sup>-3</sup>), вирощені методом безтигельної зонної плавки, після опромінення швидкими нейтронами реактора при 287 К. Виміряно дозові та температурні залежності ефективної концентрації носіїв. Розрахунок виконано в рамках уточненої моделі Госсіка. Показано, що радіаційна стійкість n- і p-Si визначається, з одного боку, кластерами, а з іншого – вакансійними дефектами (акцепторами) в n-Si та міжвузловими дефектами (донорами й акцепторами) в p-Si. З'ясовано, що в процесі опромінення зразків p-Si малими дозами нейтронів зміна зарядового стану міжвузлових дефектів призводить до відпаду цих дефектів та зменшення їх швидкості введення.

**DEPENDENCE OF THE DEFECT INTRODUCTION RATE ON IRRADIATION DOSE  
OF p-Si BY FAST-PILE NEUTRONS**

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

It has been studied the high-resistance samples of p-Si ( $p_{00} = (3,3 \pm 0,5) \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ) and n-Si ( $n_0 = (2,0 \pm 0,3) \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ), grown by the floating-zone technique, after irradiation by the fast-pile neutrons at 287 K. The dose and temperature dependences of the effective concentration of carriers have been measured. Calculation has been carried out in the framework of Gossick's corrected model. It was shown that the radiation hardness of n- and p-Si is defined, on one hand, by clusters, on the other hand – by the vacancy defects (acceptors) in n-Si and by interstitial defects (donors and acceptors) in p-Si. It was determined that during the irradiation process of p-Si by small doses of neutrons the change of charge state of interstitial defects leads to the annealing of these defects and to decrease of their introduction rate.

Поступила в редакцию 09.02.07,  
после доработки – 27.06.07.