

## Образование центров генерации носителей заряда в чистом Si при взаимодействии с быстрыми ионами

© А.М. Иванов, Н.Б. Строкан

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 2 сентября 1996 г. Принята к печати 10 сентября 1996 г.)

Методом DLTS изучались радиационные дефекты в  $p^+ - n - n^+$ -структурах на основе чистого  $n$ -Si, облученного  $\alpha$ -частицами и осколками деления от источников естественного распада. Исследовалась природа компоненты обратного тока структуры, обусловленной генерацией носителей через глубокие уровни. Установлена идентичность систем глубоких центров для легких и тяжелых ионов. При низкотемпературном отжиге наблюдалась корреляция генерационной составляющей тока с концентрацией центров  $E_v + 0.33$  эВ, связанных с межузельным углеродом.

В случае тяжелых ионов DLTS-спектры не имели ожидаемых особенностей, связанных с проявлением скоплений локальных дефектов, в положении и форме пиков. Оценка темпа генерации в модели локальных  $p - n$ -переходов показала, что скопления дефектов вызывают существенно меньший ток, чем эквивалентное число дефектов с глубокими уровнями, размещенных в  $n$ -матрице структуры.

В последнее время значительное внимание уделяется поведению чистого Si при воздействии жесткого ядерного излучения. Особый интерес вызывает возникновение электрически активных центров в полях нейтронов. Этот процесс связан с возможным использованием кремниевых  $p^+ - n - n^+$ -детекторов в системах суперколлайдеров. Одним из негативных моментов является возрастание обратного тока  $p^+ - n - n^+$ -структур с дозой нейтронов, т.е. проявление генерационных центров.

Образование дефектов при облучении нейтронами происходит за счет атомов отдачи Si, поэтому процесс по сути определяется взаимодействием решетки Si с ионами "средней" массы. Ряд особенностей в поведении генерационного тока при облучении диодных структур ионами наблюдался нами ранее [1,2]. В данной работе проводится сравнительный анализ радиационных повреждений Si от легких и тяжелых ионов и делаются выводы относительно их природы и генерационной активности.

### Экспериментальные образцы и методика эксперимента

Исследование проводилось на изготовленных по планарной технологии  $p^+ - n - n^+$ -структурах из чистого Si с удельным сопротивлением ( $\rho$ ) более 500 Ом · см. Кроме того, для прецизионного определения концентрации центров при облучении ионами с малой длиной пробега использовался Si с  $\rho = 60$  Ом · см, где выпрямляющий барьер создавался напылением золота.

Для облучения легкими ионами ( $\alpha$ -частицами) применялись радиоактивные источники  $^{238}\text{Pu}$  и  $^{244}\text{Cm}$ . Тяжелые ионы представляли собой осколки деления  $^{252}\text{Cf}$ . Использовались также данные по облучению дейтронами на электростатическом ускорителе. Облучение ионами, как правило, проводилось малыми дозами, когда их треки в Si взаимно не перекрывались.

Основные исследования были выполнены с использованием техники DLTS. С ее помощью определялись спектр уровней радиационных центров (РЦ) и их концентрации. Показателем интегральной генерационной активности РЦ служило приращение обратного тока структуры. Использовалось также моделирование возникновения вакансий при торможении ионов согласно программе TRIM [3].

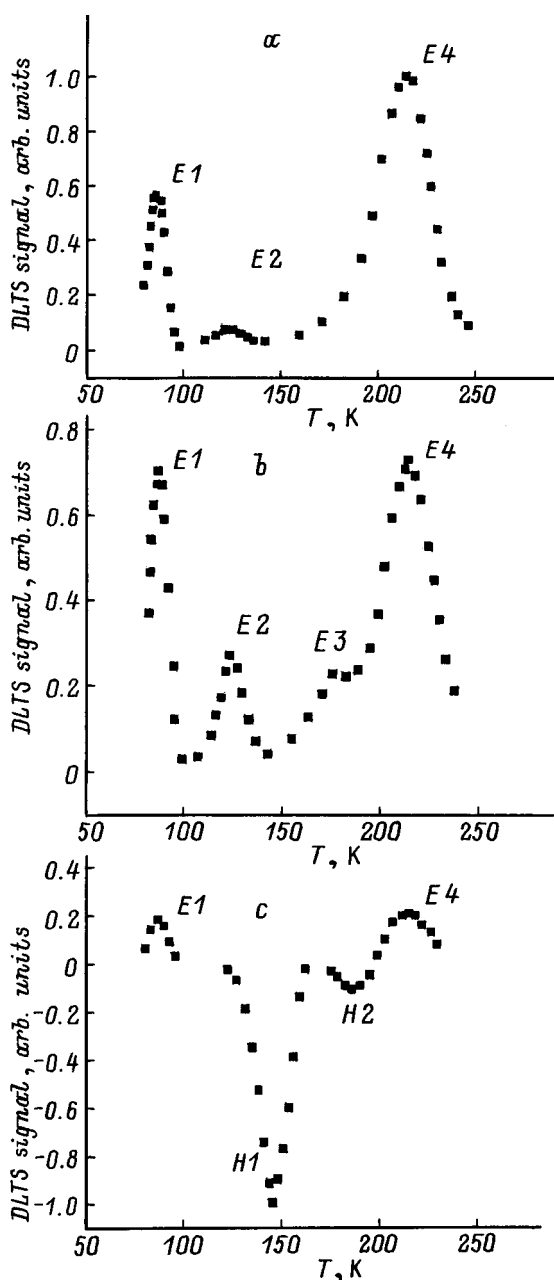
Указанные методы хорошо известны и не нуждаются в пояснениях, за исключением наблюдения тока в обратно-смещенной  $p^+ - n - n^+$ -структуре, которая является своего рода "ионизационной камерой". Очевидно, что величина обратного тока соответствует темпу генерации носителей в области поля, в том числе и термической, через центры, вводимые жесткой радиацией. Однако в токе проявляются не все типы радиационных дефектов (РД). Как будет показано далее, протяженные дефекты, вызывающие рельеф потенциала, могут дать в ток исчезающе малый вклад.

### Генерация точечными центрами

Ранее мы наблюдали [4], что приращение генерационной составляющей тока  $p^+ - n$ -структуры на один ион для  $\alpha$ -частиц и осколков деления не соответствует числу образованных первичных пар Френкеля. Так, при отношении числа пар 300 : 1 в пользу осколков токи, рассчитанные на 1 ион, различаются как  $4.5 \cdot 10^{-5}$  нА /  $5 \cdot 10^{-8}$  нА, т.е. в 900 раз. Характерно, что спектры DLTS при этом имели подобную структуру. Различие в токах было объяснено менее благоприятными условиями для перезарядки первичных пар Френкеля в треках осколка, поскольку области интенсивной генерации носителей и образования атомных смещений (в противоположность треку  $\alpha$ -частицы) пространственно разделены. Соответственно рекомбинирует меньшая доля созданных дефектов. Как следствие, эмиссия вакансий и межузельных атомов из

трека иона (с последующим образованием в объеме Si комплексов) для осколков более эффективна.

Проследим, возможно ли связать приращение тока с содержанием конкретного уровня в спектре DLTS. На рис. 1, *a* представлен спектр для образца, облученного осколками <sup>252</sup>Cf. Структура спектра повторяет систему уровней для α-частиц (рис. 1, *b*). Пик *E1* ( $E_c - 0.18$  эВ;  $\sigma_n = 2 \cdot 10^{-14}$  см<sup>2</sup>) ( $\sigma_{n,p}$  — сечение захвата электронов (дырок)) характеризует комплексы вакансия–кислород (А-центр), а также межузельный углерод–углерод в уз-



**Рис. 1.** Спектры сигнала DLTS при облучении осколками (*a*) и α-частицами (*b, c*). Режимы измерения: *a, b* — без инжекции, *c* — с инжекцией неосновных носителей для определения уровней в нижней половине зоны. Наблюдается подобие спектров в положении и форме пиков.

Значения параметра *K* для ионов различной массы

Режимы обработки	<i>K</i> , нА		
	осколки <sup>252</sup> Cf	α-частицы	дейтроны
После облучения	20.1 · 10 <sup>-8</sup>	7.9 · 10 <sup>-8</sup>	6.4 · 10 <sup>-8</sup>
Отжиг 1 ч, 180 °С	6.7 · 10 <sup>-8</sup>		
Отжиг 2 ч, 77 °С + 1 ч, 150 °С		3.3 · 10 <sup>-8</sup>	

ле решетки (центр  $C_i-C_s$ ). Пик *E2* ( $E_c - 0.22$  эВ;  $\sigma_n = 2 \cdot 10^{-16}$  см<sup>2</sup>) относится к двукратно отрицательно заряженному состоянию дивакансии, а за пик *E4* ( $E_c - 0.4$  эВ;  $\sigma_n = 2 \cdot 10^{-16}$  см<sup>2</sup>) ответственны по крайней мере два центра: дивакансия (однократно отрицательно заряженное состояние) и комплекс вакансия–донор (*E*-центр). После воздействия α-частицами наблюдался также пик *E3* ( $E_c - 0.29$  эВ;  $\sigma_n = 2 \cdot 10^{-17}$  см<sup>2</sup>) — комплекс фосфор–межузельный углерод.

Нижняя половина зоны исследовалась в режиме инжекции дырок. Здесь в случае как α-частиц, так и осколков наблюдались (рис. 1, *c*) углеродные центры:  $C_i$  ( $H1 = E_v + 0.33$  эВ;  $\sigma_p = 9 \cdot 10^{-14}$  см<sup>2</sup>) и  $C_i-C_s$  ( $H2 = E_v + 0.4$  эВ;  $\sigma_p = 3 \cdot 10^{-14}$  см<sup>2</sup>) (см. также [4]).

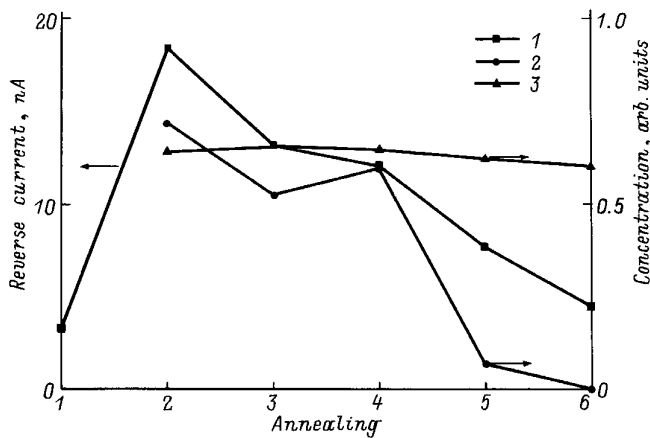
В приведенной системе уровней наиболее активным в генерации представляется *E*-центр. Центр расположен вблизи середины запрещенной зоны и обладает большими сечениями захвата носителей ( $\sigma_n = 5 \cdot 10^{-15}$  см<sup>2</sup>,  $\sigma_p = 2.7 \cdot 10^{-13}$  см<sup>2</sup>) [5]. Проследим, как связаны ток и количество центров, формирующих пик *E4*, в нашем случае. Введем для сопоставления ионов разной массы величину  $K = \Delta I / VN(E4)$ , т.е. нормируем приращение тока на концентрацию центров  $N(E4)$  и объем в области повреждения  $V$ .

Значения *K* для образцов Si при воздействии осколками <sup>252</sup>Cf, α-частицами, а также дейтронами из данной работы [2] приведены в таблице. Вместо ожидаемого постоянства *K* наблюдается его увеличение с ростом массы иона, что затрудняет однозначно связать природу тока с уровнями пика *E4*. Показательно также, что низкотемпературные обработки, при которых обычно происходит отжиг *E*-центров (и, возможно, дивакансии<sup>1</sup>), не устранили различие в *K* при воздействии осколками и α-частицами.

Для детализации данных таблицы в отношении изменения амплитуды пика *E4* при отжиге в случае α-частиц концентрация центров непосредственно сопоставлялась с величиной тока (рис. 2). Согласно [8], постоянная времени отжига  $\tau_a$  *E*-центров в секундах при температуре  $T_a$  описывается как

$$\tau_a = 1.4 \cdot 10^{-9} \exp(E_a/kT_a). \tag{1}$$

<sup>1</sup> В литературе есть указания (см. [6,7]), что дивакансия также имеет стадию отжига при температурах < 200 °С.



**Рис. 2.** Изменение обратного тока ( $I$ ) и концентрации центров  $H1$  (2) и  $E4$  (3) после облучения  $\alpha$ -частицами. Цифры по оси абсцисс соответствуют: 1 — до облучения; 2 — после облучения дозой  $\Phi \approx 2 \cdot 10^9 \text{ см}^2$ ; (3–6) — после облучения и последующего отжига в течение 1 ч при  $T_a = 50^\circ\text{C}$  (3),  $50^\circ\text{C}$  (4),  $75^\circ\text{C}$  (5),  $150^\circ\text{C}$  (6). Наблюдается корреляция в поведении тока и концентрации углеродсодержащих центров  $H1$ .

Для нейтрального  $E$ -центра было получено значение энергии активации  $E_a = 0.95 \text{ эВ}$ . Это значение соответствует большим дозам облучения, когда уровень Ферми смещен к середине зоны. Если  $E$ -центр расположен под уровнем Ферми (заряжен отрицательно),  $E_a$  возрастает и отжиг происходит при более высоких температурах. Согласно формуле (1), за 1 ч при  $T_a = 50$  и  $75^\circ\text{C}$  отжигается весьма малая доля центров (соответственно 1.0 и 3.5%), а основной отжиг происходит при  $T_a = 150^\circ\text{C}$  [9]. Однако в эксперименте (рис. 2) амплитуда пика  $E4$  почти не уменьшилась при отжиге в интервале температур  $50 \div 150^\circ\text{C}$  (1 ч). Практически не изменились и остальные параметры, определяемые из пика, — энергия ионизации центра и сечение захвата носителей. В противоположность этому ток значительно уменьшился после отжига при  $T_a = 50, 75$  и  $150^\circ\text{C}$ .

Результаты в отношении пика  $E4$  могут быть объяснены с учетом малого содержания доноров,  $\sim 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ . Доза облучения  $\alpha$ -частицами  $\sim 2 \cdot 10^9 \text{ см}^2$  в эксперименте соответствует концентрации первично созданных вакансий  $\sim 6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . В этих условиях роль  $E$ -центров в пике  $E4$  незначительна и преобладают дивакансии, температура основного отжига которых составляет  $\sim 300^\circ\text{C}$ .

Однако (даже без учета отсутствия корреляции с током при отжиге) объяснить возрастание генерационного тока после радиационного воздействия возникновением дивакансии подобно работам [10,11] затруднительно для конкретных значений параметров уровня. Так, подставляя в формулу для темпа генерации согласно статистике Шокли–Рида (см., например, [12])

$$\frac{n_i}{\tau_{\text{eff}}} = n_i \frac{\sigma_n \sigma_p v_{\text{th}} N_t}{\sigma_n \exp[(E_t - E_i)/kT] + \sigma_p \exp[(E_i - E_t)/kT]} \quad (2)$$

( $n_i$  — собственная концентрация носителей,  $E_i$  и  $E_t$  — энергия, соответствующая середине зоны и положению центра генерации), значения  $\sigma_p = 4 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$  и концентрации дивакансий  $N_t = 1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ , получаем для времени жизни  $\tau_{\text{eff}} = 40 \text{ мс}$ . Такая величина не может объяснить наблюдаемые плотности тока  $\sim 2 \cdot 10^{-7} \text{ А/см}^2$ , которые соответствуют значениям  $\tau_{\text{eff}} = 20 \text{ мкс}$ . В силу указанных выше причин следует заключить, что падение тока в диапазоне температур рис. 2 не определяется центрами, ответственными за пик  $E4$ .

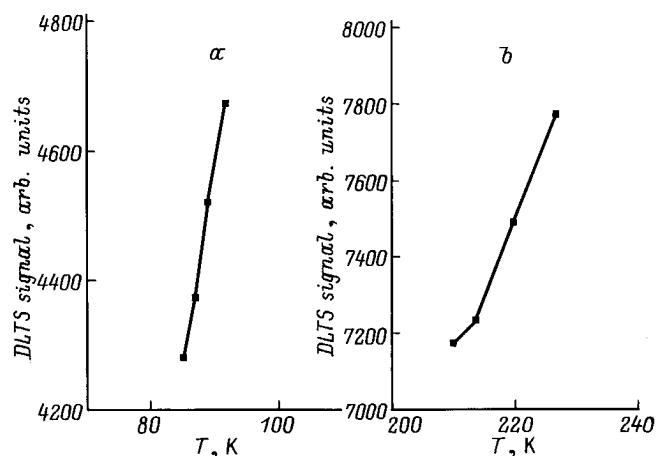
В большей степени за генерационный ток может отвечать центр  $H1$ , связанный с межузельным углеродом ( $C_i$ ). Оценка (с учетом методических особенностей измерения концентрации  $C_i$  согласно [13]) дает величину  $\tau_{\text{eff}} = 90 \text{ мкс}$ , что существенно ближе к эксперименту по сравнению с рассмотренным случаем дивакансии. Дополнительным подтверждением служат данные низкотемпературного отжига (рис. 2), где наблюдается четкое соответствие уменьшения концентрации центров  $H1$  и тока. Эти результаты позволяют заключить, что природа генерационного тока в значительной степени связана с межузельным углеродом.

## Генерация протяженными дефектами

Выше нами рассматривалось проявление простых (одиночных) центров. Однако хорошо известно, что при больших энергиях атомов отдачи образуются также области нарушений решетки, протяженные сравнительно с межатомными расстояниями. Тип проводимости в областях с размерами  $< 200 \text{ \AA}$ , как правило, конвертируется. Проследим, как подобные образования могли проявиться в нашем случае при облучении тяжелыми ионами (осколками деления).

Во-первых, наличие скоплений дефектов сказывается на положении пиков DLTS-спектров. Это связано с тем, что в скоплениях и на его периферии параметры точечных дефектов отличаются от таковых в матрице кристалла [14]. В наших опытах не наблюдалось различий в положениях пиков при облучении  $\alpha$ -частицами либо осколками  $^{252}\text{Cf}$  (рис. 1).

Кроме того, важную роль играет поле контактной разности потенциалов между скоплением и матрицей. В области поля положение центров точечных дефектов относительно уровня Ферми оказывается различным по радиусу скопления. В итоге возникает характерная зависимость амплитуды пика от температуры, которая выявляется путем изменения окна скоростей при снятии спектров [15]. В указанных условиях амплитуда пиков, расположенных при высоких температурах, падает [16]. На рис. 3 приведена зависимость амплитуды DLTS-пиков от температуры их проявления при облучении осколками. Наблюдается обратный эффект — рост амплитуды с температурой. Тем самым характерных для скоплений дефектов изменений DLTS-спектров обнаружено не было.



**Рис. 3.** Зависимость амплитуды пиков в спектрах DLTS для центров E1 (a) и E4 (b) от температуры. Характерное для скопления дефектов падение с температурой амплитуды пиков DLTS не проявляется.

Возникает вопрос, как могут скопления сказаться на величине генерационного тока. В этой связи заметим, что при внесении в некоторый объем  $V$  точечных центров для генерации важна лишь средняя концентрация по объему. Реальное распределение  $M$  штук центров (например, наличие сгустков) на результирующем значении времени жизни не скажется. Действительно, в выражении для тока фактически фигурирует общее количество центров:

$$I_c = \frac{en_i}{2} \sigma v_{th} M.$$

Здесь для наглядности приведем упрощенный вариант формулы (2). Такое положение сохраняется до тех пор, пока наличие сгустков дефектов не приведет к рельефу потенциала. Рассмотрим случай, когда произошла конверсия типа проводимости и, естественно, образовалась локальная  $p$ -область. Это соответствует модели работы [7] (см. также монографию [18]), где в случае Ge постулировалось наличие локальных  $p^+ - n$ -переходов. Для Si ситуация с проводимостью области сгустков дефектов ясна менее. Однако при облучении  $p^+ - n - n^+$ -структур большими дозами нейтронов ( $\leq 10^{15} \text{ см}^2$ ) было установлено накопление в базовой области значительного заряда акцепторов [19]. Поэтому при оценке генерационной активности дефектов будем опираться на упомянутую модель [17]<sup>2</sup>. Возникшая потенциальная яма для неосновных носителей — дырок окружена матрицей  $n$ -типа проводимости, и ее потенциал является плавающим (см. вставку на рис. 4).

Приложенное к элементам структуры напряжение смещает зоны сечения 1 (рис. 4, вставка) в прямом направлении и тем самым создает условия для инжекции

<sup>2</sup> В недавней работе [20] предложено рассматривать более сложную структуру барьера, в которой отсутствует электрически нейтральная часть  $p^+$ -области.

дырок из  $p$ -области. Однако в силу условия нейтральности токи через сечения 1 и 2 должны быть равными. Уход дырок из ямы может быть компенсирован за счет оттока электронов через сечение 2. В итоге стационарный ток через структуру, инициированный наличием локальной  $p$ -области, определяется ее неосновными носителями — электронами. Ток электронов из полусферы радиуса  $r$  (при условии  $r \geq L$ ) записывается как

$$I_{p-n} = 2\pi r^2 \frac{enL}{\tau} = 2\pi en_i^2 \sqrt{D/\tau} \frac{r^2}{p}.$$

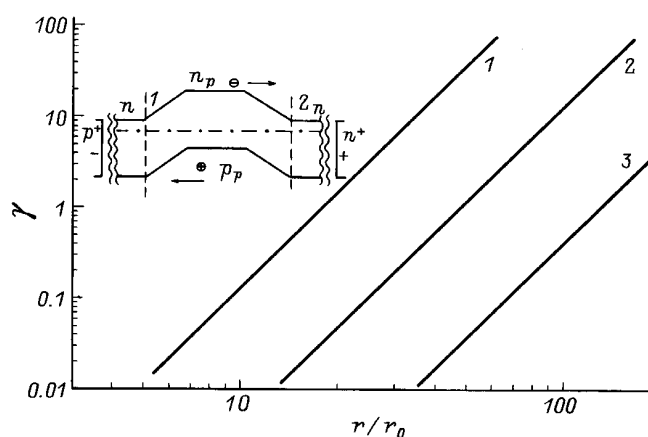
Здесь коэффициент диффузии ( $D$ ), время жизни ( $\tau$ ) и длина диффузионного смещения  $L = (D\tau)^{1/2}$  относятся к электронам. Концентрации дырок ( $p$ ) и электронов ( $n$ ) связаны через значение  $n_i$  как  $pn = n_i^2$ .

Допустим для простоты, что величина  $\tau$  определяется глубокими центрами  $p$ -области с концентрацией  $M = p$ . Это означает, что дефекты в  $p$ -области дают равный вклад в образование глубоких и мелких центров, ответственных за рекомбинацию и проводимость соответственно. Тогда (учитывая  $\tau = (M\sigma_n v_{th})^{-1}$ )

$$I_{p-n} = 2\pi en_i^2 \sqrt{D\sigma_n v_{th}} \frac{r^2}{\sqrt{p}} = 4\pi en_i^2 \sqrt{\frac{2\pi D\sigma_n v_{th}}{3 N_d}} r^{7/2}.$$

Здесь  $N_d$  — число дефектов (штуки), участвующих в образовании  $p$ -области. С другой стороны, если это же число дефектов в качестве точечных центров генерирует носители в матрице, то ток согласно формуле (2) равен  $I_c = en_i/\tau_{eff}$ .

Отношение токов для указанных выше двух возможностей проявления дефектов в генерации носителей



**Рис. 4.** Отношение токов генерации ( $\gamma = I_{p-n}/I_c$ ) при образовании дефектами локальной  $p$ -области и при размещении того же числа дефектов в  $n$ -матрице как функция радиуса нейтральной сердцевины  $p$ -области  $r$ .  $r_0 = 100 \text{ \AA}$ . Число дефектов: 1 — 10; 2 — 10<sup>2</sup>; 3 — 10<sup>3</sup>. На вставке — ход потенциала вблизи  $p$ -вкрапления для линейной геометрии. Значения  $\gamma > 1$  реализуются для "рыхлых" образований.

составит величину

$$\gamma = \frac{I_{p-n}}{I_c} = 4\pi \sqrt{\frac{2\pi}{3}} n_i \sqrt{\frac{D}{\sigma_n v_{th}}} r^{7/2} N_d^{-3/2} \times \left[ \frac{\sigma_n}{\sigma_p} \exp\left(\frac{E_t - E_i}{kT}\right) + \exp\left(\frac{E_i - E_t}{kT}\right) \right].$$

Зависимость  $\gamma$  от размеров скопления при различных значениях числа дефектов в сгустке  $N_d$  приведена на рис. 4. Из рисунка следует, что величины  $\gamma > 1$  реализуются при существенном превышении геометрических размеров сгустка дефектов нормировочного значения  $r_0 = 100 \text{ \AA}$ . Это означает, что области  $p$ -типа проводимости с высокой концентрацией дефектов (например, классические "разупорядоченные области" с  $p \simeq 10^{19} \text{ см}^{-3}$  и  $r \simeq 200 \text{ \AA}$  [17,18]) в генерационном токе практически не проявляются.

Необходимо также подчеркнуть, что  $\gamma \geq 1$  одновременно соответствуют концентрациям дырок  $\leq 10^{14} \text{ см}^{-3}$ . При этих значениях может нарушаться допущение о наличии в  $p$ -области нейтральной сердцевины. Если же экранировки электрического поля оболочкой ионизованных акцепторов не происходит, то глубокие уровни  $p$ -области осуществляют генерацию, как центры  $n$ -матрицы.

В целом с позиции снижения тока генерации выгоднее, чтобы дефекты образовывались в виде плотных сгустков малого радиуса,  $\leq 10^3 \text{ \AA}$ . Такие "объединения" генерируют существенно слабее, чем то же число центров при расположении их в матрице  $p^+ - n - n^+$ -структуры.

## Заключение

Воздействие проникающего излучения несомненно увеличивает обратные токи кремниевых  $p^+ - n$ -структур. Однако традиционные представления о том, что наиболее глубокий РД (в нашем случае  $E$ -центр) определяет термическую генерацию носителей, экспериментального подтверждения не нашли. Подчеркнем, что в опытах с легкими ионами использовался высокоомный чистый  $n$ -Si и облучение велось дозами, при которых могло быть истощение по фосфору. В этих условиях  $E$ -центр проявляется слабо, а отжиг избыточного тока происходит на фоне перестройки углеродных дефектов,

Большие приращения тока в случае тяжелых ионов — осколков позволяли предположить, что решающий вклад в генерационный ток вносят пространственные дефекты, создающие рельеф потенциала в запрещенной зоне кремния. Однако с помощью емкостной спектроскопии не удалось обнаружить проявления подобных образований. Проведенная оценка темпа генерации скоплениями первичных дефектов установила их незначительную роль в возникновении генерационного тока. Указанное свойство наиболее четко проявляется в случае классических "разупорядоченных областей" с высокой плотностью нарушений структуры.

Наблюдаемое на опыте уменьшение при комнатной температуре обратного тока облученных структур связано с установлением равновесия в системе радиационных дефектов. Характерным показателем проявления последнего можно считать перестройку РД, связанных с углеродом. При этом глубокий уровень  $H1$  (межузельный углерод) является одним из уровней, ответственных за генерацию носителей в системе глубоких центров радиационного происхождения.

Авторы выражают глубокую признательность В.В.Емцеву за обсуждение аспектов динамики пар Френкеля в решетке Si и Е.М.Вербицкой за полезную дискуссию.

## Список литературы

- [1] Е.М. Вербицкая, В.К. Еремин, А.М. Иванов, Н.Б. Строкан. ФТП, **27**, 205 (1993).
- [2] Е.М. Вербицкая, В.К. Еремин, А.М. Иванов, Н.Б. Строкан. ФТП, **27**, 1113 (1993).
- [3] *Ion Implantation Science and Technology*, ed. by J.F. Ziegler (Acad. Press., 1984).
- [4] А.М. Иванов, И.Н. Ильяшенко, Н.Б. Строкан, Б. Шмидт. ФТП, **29**, 543 (1995).
- [5] P.V. Kuchinskii, V.M. Lomako. Sol. St. Electron., **29**, 1041 (1986).
- [6] И.В. Антонова, А.В. Васильев, В.И. Панов, С.С. Шаймеев. ФТП, **23**, 1076 (1989).
- [7] Л.С. Берман, В.Б. Воронков, В.А. Козлов, А.Д. Ременок. ФТП, **26**, 1507 (1992).
- [8] L.S. Kimerling, H.M. De Angelis, J.W. Diebold. Sol. St. Commun., **16**, 171 (1975).
- [9] S.D. Brotherton, P. Bradley. J. Appl. Phys., **53**, 5720 (1982).
- [10] О.В. Александров, Б.Н. Шевченко, И.П. Матханова, А.В. Каменец. ФТП, **26**, 868 (1992).
- [11] E. Borchì, M. Bruzzi, M.S. Mazzoni. Nucl. Instrum. Meth. A, **310**, 273 (1991).
- [12] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* [Пер. с англ. под ред. Р.А. Суриса] (М., Мир, 1984) т. 1.
- [13] Л.С. Берман, В.А. Жепко, В.Н. Ломасов, В.Н. Ткаченко. ФТП, **23**, 2129 (1989).
- [14] А.И. Баранов, А.В. Васильев, А.С. Гусев, С.А. Смагулова, Н.А. Ухин. ФТП, **15**, 2296 (1981).
- [15] И.В. Антонова, С.С. Шаймеев. ФТП, **25**, 847 (1991).
- [16] И.А. Баранов, П.В. Кучинский, В.М. Ломако, А.П. Петрунин, С.О. Цепелевич, Л.Н. Шахлевич. ФТП, **24**, 731 (1990).
- [17] B.R. Gossick. J. Appl. Phys., **30**, 1214 (1959).
- [18] Р.Ф. Коноплева, В.Н. Остроумов. *Взаимодействие заряженных частиц высоких энергий с германием и кремнием* (М., Атомиздат, 1975).
- [19] E. Fretwurst, N. Claussen, N. Croitoru, G. Lindstrom, B. Papendick, U. Pein, H. Schatz, T. Schulz, R. Wunstorf. Nucl. Instrum. Meth. A, **326**, 357 (1993).
- [20] M. Bruzzi, A. Baldini, E. Borchì, I. Lukianov. Nucl. Instrum. Meth. A, **326**, 344 (1993).

Редактор Л.В. Шаронова

## Formation of charge carrier generation centers in high purity Si induced by interaction with fast ions

A.M. Ivanov, N.B. Strokan

A.F. Ioffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia

**Abstract** Radiation defects induced in high purity  $n$ -Si-based  $p^+ - n - n^+$  structures by  $\alpha$ -particles and fission fragments have been investigated by DLTS technique. The carrier generation rate of deep centers and the origin of the corresponding component of the reverse current have been analyzed.

It has been revealed that the assemblies of defects with deep levels are similar for both light and heavy ions. Under low temperature annealing of  $p^+ - n - n^+$  structures, concentration of the deep centers with the level  $E_v + 0.33$  eV that is associated with interstitial carbon correlated with the generation reverse current.

DLTS spectra of defects induced by heavy ions did not reveal peculiarities in the shape and position of the DLTS peaks which could arise from defect clusters. Estimation of the rate of carrier generation via defect clusters developed in the model of local  $p-n$  junction showed that the clusters lead to the reverse current which is far less than that originated from the same amount of defects with deep levels distributed in the crystal lattice.