

## ФИЗИКА

УДК 537.311.322

Ю. М. Покотило, канд. физ.-мат. наук, доц., А. Н. Петух, канд. физ.-мат. наук

### ОСОБЕННОСТИ ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИЯ В ДЕТЕКТОРНОМ КРЕМНИИ, ОБЛУЧЕННОМ БЫСТРЫМИ НЕЙТРОНАМИ РЕАКТОРА

Анализируются особенности экспериментальных спектров DLTS в кремнии, облученном быстрыми нейтронами. Установлено, что уменьшение амплитуды пиков А-центра и дивакансии в состоянии  $VV^{(=)}$  по сравнению с амплитудой пика дивакансии в состоянии  $VV^{(0)}$  и зависимость их от температуры регистрации связано с влиянием кластеров дефектов. Определен размер и концентрация дефектов в кластере.

#### Введение

В последние годы большое внимание уделяется поведению чистого (детекторного) кремния при воздействии жесткого ядерного излучения [1]. Регистрируемое детектором излучение создает не только информационный сигнал, но и образует радиационные дефекты (РД), снижающие время жизни носителей заряда. Особый интерес вызывает радиационное дефектообразование в полях нейтронов, так как, с одной стороны, они обладают большой повреждающей способностью, с другой стороны, приводят к неоднородному распределению (кластеризованию) РД, что вызывает аномальное изменение электрофизических характеристик материала [1–4].

В настоящей работе методом нестационарной емкостной спектроскопии глубоких уровней (DLTS) исследуются спектр энергетических уровней, сечения захвата основных носителей заряда и параметры кластеров дефектов в базе кремниевых  $p^+-n$  детекторов ионизирующих излучений, облученных быстрыми нейтронами реактора. Для анализа привлекаются также данные по радиационному изменению времени жизни при воздействии  $\gamma$ -квантов  $^{60}\text{Co}$  и электронов с энергией 4,5 МэВ, создающих только однородно распределенные точечные дефекты.

Измерения DLTS и времени жизни

неосновных носителей заряда проводились на  $p^+-n$  переходах, созданных имплантацией ионов бора в  $Fz\text{-Si}$   $n$ -типа проводимости с удельным сопротивлением  $\rho = 1$  кОм·см.

#### Основная часть

На рис. 1 представлен спектр DLTS в детекторном кремнии, облученном быстрыми нейтронами реактора. Видно, что наблюдается три пика E1, E2 и E3. Измерения спектров DLTS в нашем случае осуществлялись следующим образом. На кривой релаксации барьерной емкости  $C(t) = C(0) \exp(-t/\tau)$ , вызванной ступенчатым изменением напряжения смещения, при фиксированной температуре определялись значения емкости  $C(t_1)$  в момент времени  $t = t_1$  и  $C(t_2)$  при  $t = t_2$ , из которых формировался сигнал DLTS  $\Delta C = C(t_1) - C(t_2)$ . Постоянная времени релаксации  $\tau$  зависит от температуры в соответствии с выражением [4]

$$\tau_m = \sigma V N_C \left( -\frac{E}{kT} \right), \quad (1)$$

где  $\sigma$  и  $V$  – сечение захвата и тепловая скорость носителей заряда соответственно;  $N_C$  – эффективная плотность состояний в зоне проводимости;  $E$  – энер-

гия ионизации центра;  $k$  – постоянная Больцмана;  $T$  – абсолютная температура.

Поэтому при фиксированном окне регистрации  $t_p = t_1 - t_2$ , зависимость  $\Delta C = f(T)$  будет иметь вид спектральной линии для каждого центра. Таким образом, наблюдаемые на рис. 1 пики обусловлены эмиссией электронов с энергетических уровней

трех РД. Значение времени релаксации  $\tau_m$  при температуре максимума пика  $T_m$  связано с окном регистрации соотношением [4]

$$\tau_m = \frac{t_2 - t_1}{\ln(t_2/t_1)}. \quad (2)$$

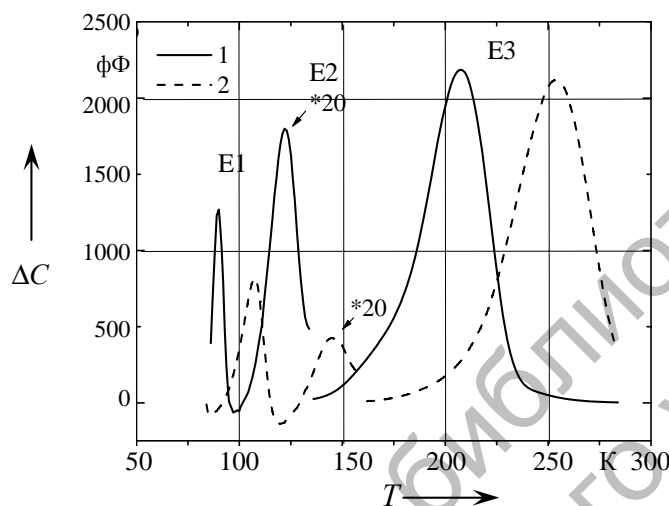


Рис. 1. Спектры DLTS в кремнии, облученном нейтронами  $\Phi = 1,7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  при различных окнах регистрации  $\tau_m$ : 522 мс (1), 5,2 мс (2). Пики E1 и E2 увеличены

Концентрация ловушек  $N_T$  для данного образца при постоянном отношении  $\delta = t_2 / t_1 = \text{const}$  (для нашей установки  $\delta = 5$ ) однозначно определяется амплитудой пика  $\Delta C_m$ :

$$N_T = 2N \frac{\Delta C_m}{C_0} \left[ \exp\left(-\frac{\ln \delta}{\delta - 1}\right) - \exp\left(-\frac{\delta \ln \delta}{\delta - 1}\right) \right], \quad (3)$$

где  $N$  – концентрация легирующей примеси;  $C_0$  – барьерная емкость образца.

Из рис. 1 видно, что с увеличением окна регистрации спектральные пики DLTS смещаются в область низких температур. В соответствии с (1) и (2) зависимость  $\ln(\tau_m) = f(1/kT_m)$  имеет вид прямой линии, наклон которой определяется величиной энергии ионизации центра  $E$ , а точка пересечения с ординатой – значением сечения захвата электронов при  $T \rightarrow 0$ .

Рассчитанные параметры наблюдаемых РД и литературные данные для детекторного кремния, облученного нейтронами, представлены в табл. 1.

Анализ табличных данных и сопоставление их с [5] позволяют заключить, что пик E1 принадлежит А-центру, а пики E2 и E3 – дивакансии в различных зарядовых состояниях. Однако обращает на себя внимание тот факт (см. рис. 1), что с ростом температуры  $T_m$  амплитуды пиков E1 и E2 уменьшаются. Это противоречит соотношению (3) и требует дальнейшего анализа.

Температурная зависимость амплитуды пика DLTS может быть связана с неполной перезарядкой центра в процессе измерения [3]. В нашем случае эта возможность была устранена путем увеличения длительности импульса за-

полнения  $t_3$ . Действительно, на рис. 2 приведены рассчитанные в соответствии с (3) зависимости величин  $N_G$  от  $t_3$ , из которых видно, что при  $t_3 > 10^{-1}$  измеряется стацио-

нарное значение концентрации всех трех РД. Именно в этом режиме был измерен спектр DLTS на рис. 1.

Табл. 1. Параметры радиационных дефектов в детекторном кремнии n-типа, облученном быстрыми нейтронами

Пик	Энергия ионизации, эВ	Сечение захвата, см <sup>2</sup>	Идентификация	Источник
E1	0,2	$8 \cdot 10^{-15}$	A-центр	Наши данные
E2	0,26	$1 \cdot 10^{-14}$	VV <sup>(=/-)</sup>	Наши данные
E3	0,42	$7,8 \cdot 10^{-16}$	VV <sup>(-/0)</sup>	Наши данные
–	0,17	$1 \cdot 10^{-14}$	A-центр	[5]
–	0,24	$5 \cdot 10^{-15}$	VV <sup>(=/-)</sup>	[5]
–	0,42	$1 \cdot 10^{-15}$	VV <sup>(-/0)</sup>	[5]

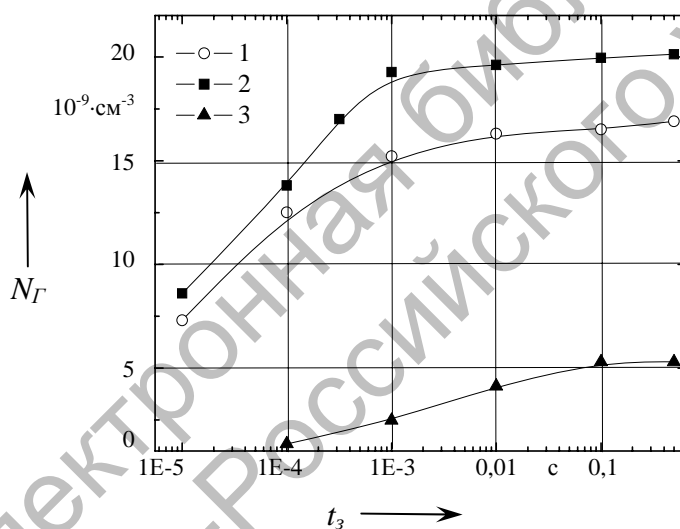


Рис. 2. Зависимость регистрируемой концентрации РД от длительности импульса заполнения для пиков: 1 –  $W^{(-0)}$ ; 2 – A-центр, 3 –  $W^{(=/-)}$ . Значение окна регистрации  $\tau_m = 5,2$  мс

Кроме того, температурная зависимость пика DLTS может быть обусловлена и локально-неоднородным распределением дефектов, что приводит к образованию вокруг кластеров потенциального барьера для основных носителей заряда [3]. Действительно, авторами [3] в Cz-Si, облученном быстрыми нейтронами реактора, наблюдалась зависимость амплитуды пика DLTS от  $T_m$ . Однако этот эффект, в отли-

чие от наших данных, проявлялся только для пика E3.

С целью подтверждения предположения о влиянии потенциального барьера на процессы эмиссии и захвата носителей заряда нами были проведены измерения коэффициента радиационного повреждения времени жизни неосновных носителей заряда  $K_\tau$  для различных видов облучения. Найденные значения

$K_\tau$  равны  $2,5 \cdot 10^{-12}$ ;  $3,5 \cdot 10^{-9}$  и  $2 \cdot 10^{-7}$   $\text{см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$  для образцов, облученных  $\gamma$ -квантами, электронами и быстрыми нейтронами соответственно. Анализ этих данных на основе модели рекомбинации Холла-Шокли-Рида на изолированных точечных дефектах [5] показал, что в случае облучения нейтронами сечение захвата  $\sigma > 10^{-10}$   $\text{см}^2$  имеет аномально большую величину. Это можно понять, если учесть, что для неосновных носителей заряда кластер представляет собой потенциальную яму и поэтому сечение захвата дырок может быть близким к геометрическому сечению кластера.

Известно [5–7], что при облучении кремния частицами, создающими кластеры, наблюдается существенное различие амплитуд пиков DLTS, принадлежащих однократно ( $VV^{(-/0)}$ ) и двукратно ( $VV^{(=/-)}$ ) заряженным состояниям дивакансии. Причем этот эффект зависит как от вида, так и от дозы облучения. Наиболее сильно он выражен для быстрых нейтронов, где отношение  $VV^{(=/-)} / VV^{(-/0)} = 0,22$  [6]. Этот факт

не может быть объяснен в рамках классической модели DLTS [4], т. к. амплитуды пиков E2 и E3 должны быть равными, поскольку принадлежат одному и тому же дефекту.

На рис. 3 приводятся спектры DLTS для образцов, облученных нейтронами потоком  $\Phi = 2,4 \cdot 10^{10}$   $\text{см}^{-2}$  и электронами  $\Phi = 2 \cdot 10^{13}$   $\text{см}^{-2}$ . Наблюдаемые пики E2 и E3 связаны соответственно с эмиссией электронов из зарядового состояния  $VV^{(=/-)}$  и  $VV^{(-/0)}$  дивакансии. Видно, что амплитуда пика E2 меньше E3 в двух случаях. Однако, если при электронном облучении небольшое различие ( $VV^{(=/-)} / VV^{(-/0)} = 0,8$ ) можно объяснить наличием неидентифицированного дефекта, близкого по скорости эмиссии к состоянию дивакансии  $VV^{(-/0)}$  [8], то для нейтронного облучения существенно большее различие этого соотношения, равного 0,18, более логично связать с локально-неоднородным распределением дивакансий [9].

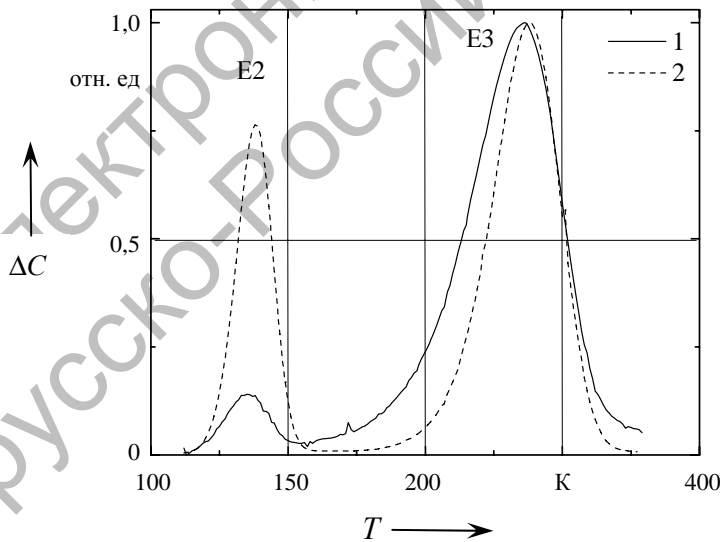


Рис. 3. Спектры DLTS детекторного кремния, облученного быстрыми нейтронами  $\Phi = 2,4 \cdot 10^{10}$   $\text{см}^{-2}$  (1) и электронами (2) при значении окна регистрации  $\tau = 5,2$  мс

Что касается дозы, то при  $\Phi = 1,7 \cdot 10^{11}$   $\text{см}^{-2}$  и  $\tau_m = 261$  мс отношение

величин пиков E2 и E3 равно 0,06, а для пиков E1 и E3 равно 0,05. В то же время

при  $\Phi = 2,4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$  и  $\tau_m = 5,2 \text{ мс}$  отношение пиков E2 и E3 равно 0,18 при таком же значении окна регистрации. Следует отметить, что амплитуда пика  $VV^{(-/0)}$  сохраняет свою величину независимо от вида облучения [5] и поэтому объяснить наблюдаемый эффект только наличием неизвестного дефекта, близкого по скорости эмиссии электрона к пику  $VV^{(-/0)}$ , не удастся.

На существование кластеров в облученном нейтронами кремнии указывает и уширение пика E3 на рис. 3, что обусловлено влиянием электрического поля потенциального барьера на скорость эмиссии носителей заряда с центра в зону проводимости (эффект Пула-Френкеля) [6].

Таким образом, наблюдаемые в спектре DLTS особенности (см. рис. 1 и 3), по-видимому, связаны с влиянием кластеров на эмиссию носителей заряда. Действительно, согласно кластерной модели [2], амплитуда пика или величина  $N_T$  в классической модели DLTS линейно зависит от температуры регистрации в соответ-

ствие с выражением

$$\ln N_T = A - BT, \quad (4)$$

где

$$A = \ln \left[ \frac{M_T N_{ЛО}}{\sqrt{\pi}} P(z) \right];$$

$$B = \frac{\epsilon \epsilon_0 k \ln \left( \frac{3M_T}{4\pi r^3 N_d} - 1 \right)}{2\pi e N_d r^2},$$

где  $M_T$  – полное число дефектов в кластере;  $N_{ЛО}$  – концентрация кластеров после облучения нейтронами,  $N_{ЛО} = 0,15\Phi$ ;  $r$  – радиус кластера;  $N_d$  – концентрация легирующих доноров.

Линейная аппроксимация (4) достаточно хорошо описывает экспериментальные зависимости амплитуд пиков E1 и E2 от температуры (рис. 4) при значениях радиуса кластера  $r = 2 \cdot 10^{-5}$  и  $r = 3,5 \cdot 10^{-5} \text{ см}$  и числа дефектов в нем  $M_T = 8,95$  и  $M_T = 1,6 \cdot 10^3$  соответственно.

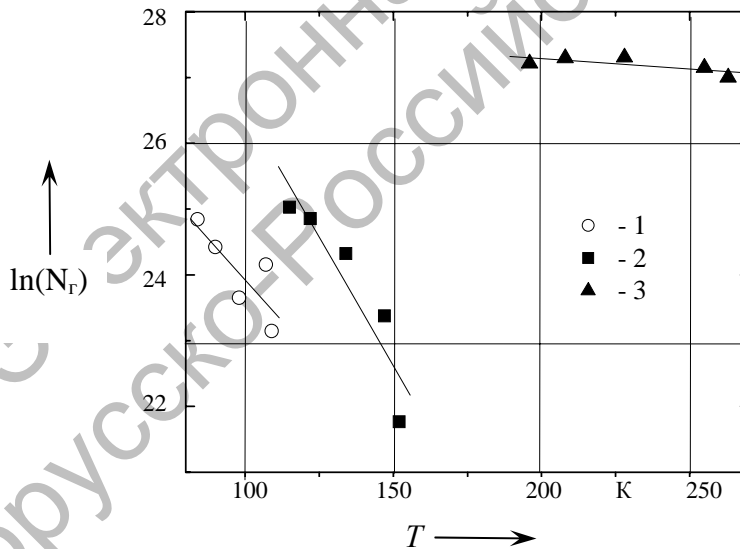


Рис. 4. Зависимость амплитуд пиков DLTS E1 (1), E2 (2) и E3 (3) от температуры их регистрации

Найденные значения радиусов кластера соответствуют геометрическому сечению  $(1,2-3,8) \cdot 10^{-9} \text{ см}^2$ , что близко по порядку величины к значению  $\sigma > 10^{-10} \text{ см}^2$ ,

рассчитанному из наших данных по радиационному изменению времени жизни. В то же время, значения  $M_T$ , найденные из зависимостей E1 и E3 от тем-

пературы, сильно отличаются. Это, на наш взгляд, можно объяснить следующим. А-центр в отличие от дивакансии распределен неоднородно в пределах кластера, так как механизм его образования связан с диффузией вакансий из каскада первичных смещений и последующим захватом межузельным кислородом на периферии кластеров. Этой неоднородности модель [2] не учитывает.

Отметим также, что модель [2] не описывает экспериментальные данные (см. рис. 3) по уширению спектральной линии DLTS.

Остается нерешенным и вопрос о зависимости амплитуды пика E3 от температуры, наблюдаемой в [2]. Можно предположить, что это связано с более высоким уровнем легирования ( $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ), исследуемых в [2] образцов. Однако в [7] установлено, что в интервале уровня легирования от  $5 \cdot 10^{13}$  до  $1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  глубокое состояние дивакансии  $VV^{(-)}$  в кластере полностью заполнено в исследуемом интервале температур и зависимость амплитуды пика E3 от температуры не должна проявляться.

Таким образом, проблема образования кластеров дефектов в полупроводниках и их влияния на электрофизические свойства материалов требует дальнейших исследований.

### Заключение

Показано, что наблюдаемые в работе аномальные зависимости амплитуд пиков DLTS, связанных с А-центром и двукратно отрицательно заряженной дивакансией, а также их существенно меньшая величина по отношению к амплитуде пика однократно заряженной дивакансии, обусловлены локально неоднородным распределением дефектов при нейтронном облучении. Это приводит к формированию потенциального барьера вокруг кластера. Поэтому более мелкие уровни оказываются не полностью заполненными электронами в условиях эксперимента и пики

DLTS не отражают полную концентрацию дефектов, а их амплитуда зависит от температуры регистрации. Поскольку амплитуда пика однократно заряженной дивакансии не зависит от температуры измерения, то это зарядовое состояние полностью заполнено электронами и формирует, в основном, заряд кластера, т. е. высоту потенциального барьера.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Иванов, А. М.** Образование центров генерации носителей заряда в чистом Si при взаимодействии с быстрыми ионами / А. М. Иванов, Н. Б. Строкан // ФТП. – 1997. – Т. 31, № 6. – С. 674–678.
2. Применение емкостной методики DLTS к исследованию полупроводников с неоднородным распределением примесей (дефектов) / И. В. Антонова [и др.] // ФТП. – 1988. – Т. 22, № 6. – С. 998–1003.
3. **Антонова, И. В.** Температурная зависимость амплитуды пика DLTS в кремнии с глубокими центрами / И. В. Антонова, С. С. Шаймеев // ФТП. – 1991. – Т. 25, № 5. – С. 847–851.
4. **Lang, D. V.** Recalling the origins of DLTS / D. V. Lang // Physica B : Condensed Matter. – 2007. – Vol. 401–402, № 15. – P. 7–9.
5. Radiation between microscopic defects and macroscopic changes in silicon detector properties after hardon irradiation / M. Moll [etc.] // Nucl. Instr. And Meth. In Physics Research B. – 2002. – № 186. – P. 100–110.
6. **Kuhnke, M.** Defect generation in silicon irradiated with high energy particles / M. Kuhnke, E. Fretwurst, G. Lindstroem // Nucl. Instr. And Meth. In Physics Research B. – 2002. – № 186. – P. 144–151.
7. Ion mass effect on vacancy-related deep levels in Si induced by ion implantation / E. V. Monakhov [etc.] // Phys. Rev. B. – 2002. – Vol. 65. – P. 245–251.
8. Comparison of defects produced by fast neutron and  $^{60}\text{Co}$ -gammas in high-resistivity silicon detectors using deep-level transient spectroscopy / M. Moll [etc.] // Nucl. Instr. And Meth. In Physics Research A. – 1997. – № 388. – P. 335–339.
9. Радиационное дефектообразование в детекторном кремнии, облученном быстрыми нейтронами реактора / А. С. Камышан [и др.] // Взаимодействие излучений с твердым телом : материалы III междунар. конф. – Минск : БГУ, 1999. – Ч. 1. – С. 17–19.

Белорусский государственный университет  
Материал поступил 02.06.2008

**Yu. M. Pokotilo, A. N. Petukh**  
**Specific features of the damage formation**  
**in detector silicon irradiated by fast reactor**  
**neutrons**

Specific features of experimental spectra of DLTS in silicon irradiated by fast neutrons are analyzed. It was established that the pick amplitude decrease in both A-center and divacancy in condition of  $VV^{(=)}$  compared with pick amplitude of divacancy in condition of  $VV^{(-)}$  as well as their dependence on registration temperature are associated with the influence of disordered clusters. The size and concentration of defects are estimated in the cluster.

Электронная библиотека  
Белорусско-Российского университета