

©1994 г.

ОСОБЕННОСТИ ВОЗНИКНОВЕНИЯ И СВОЙСТВА ДЕФЕКТОВ В *n*-КРЕМНИИ ПОСЛЕ ОБЛУЧЕНИЯ И ПОСЛЕДУЮЩЕГО ТЕРМИЧЕСКОГО ОТЖИГА

П. В. Кучинский, В. М. Ломако, Л. Н. Шахлевич

Научно-исследовательский институт прикладных физических проблем
им. А. Н. Севченко, 220064, Минск, Беларусь
(Получена 3 марта 1994 г. Принята к печати 10 мая 1994 г.)

Методом нестационарной спектроскопии глубоких уровней изучено образование и свойства дефектов, возникающих в *n*-кремнии после облучения и последующего термического отжига. Впервые обнаружено, что независимо от вида облучения отжиг исследуемых образцов при 380 °С приводит к образованию дефектов, концентрация которых в 1.5–2 раза превышает концентрацию известных радиационных комплексов, измеренных после облучения. Область температурной стабильности указанных дефектов составляет (320–420) °С. Определены скорости захвата и эмиссии данными дефектами.

Известно, что радиационные дефекты [дивакансии, A^- , E^- , (C_i-C_s) - и $(C-O)$ -центры] в *n*-кремнии отжигаются в основном до температур ~ 400 °С [1,2]. При этом наблюдается восстановление электрофизических свойств материала — концентрации и времени жизни носителей заряда. В то же время в ряде работ отмечается, что термический отжиг, проводимый после облучения, приводит к образованию новых типов дефектов структуры, образующихся за счет распада стабильных радиационных комплексов, концентрация которых существенно меньше концентрации дефектов, наблюдавшихся после облучения.

В данной работе представлены результаты исследований дефектов в *n*-кремнии, возникающих после облучения и последующего отжига. Концентрация этих дефектов превышает концентрацию вводимых непосредственно облучением известных комплексов [дивакансий, A^- , E^- , (C_i-C_s) -, $(C-O)$ -центров].

Образцы представляли собой p^+ -*n*-структуры, изготовленные на основе кремния, легированного кислородом, с удельным сопротивлением в диапазоне (2–20) Ом·см. p^+ -область создавалась имплантацией ионов бора с последующей термоактивацией при 950 °С. Облучение образцов проводилось гамма-квантами ^{60}Co , α -частицами с энергией $E = 4.7$ МэВ и осколками деления ^{252}Cf (масса частиц ~ 100 а.е.м.,

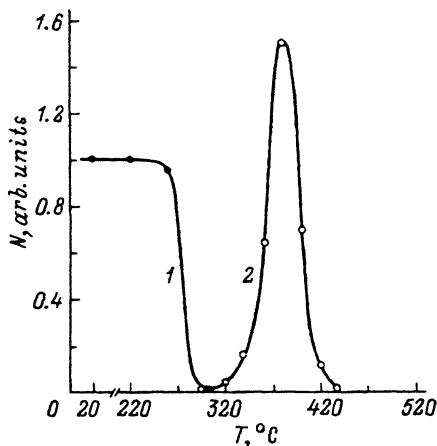
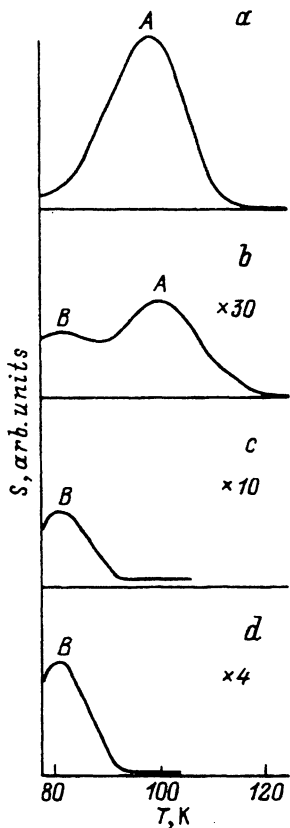


Рис. 2. Зависимости амплитуды сигналов НЕСГУ от температуры изохронного отжига. 1 — А-полоса, 2 — В-полоса.

Рис. 1. Спектры НЕСГУ дефектов в образце, облученном γ -квантами, после изохронного отжига при температурах, °С: а — 20, б — 300, с — 320, д — 340.

энергия до 100 МэВ) [3,4]. Изохронный отжиг образцов проводился на воздухе с временным интервалом 30 мин в диапазоне (100–520)°С. Концентрация дефектов, их энергия термоактивации эмиссии носителей определялась методом нестационарной спектроскопии глубоких уровней (НЕСГУ).

На рис. 1 представлены результаты трансформации спектров НЕСГУ в температурном интервале (78–120)К при изохронном отжиге образца, облученного гамма-квантами. Непосредственно после облучения в указанной области температур наблюдается А-полоса, которой соответствует энергия активации эмиссии электронов $E_a = (E_c - 0.18)$ эВ. Природа центров, ответственных за эту полосу, обсуждается в работе [5]. Как видно из рисунка, 30-минутный отжиг при 300°С приводит к появлению новой В-полосы с энергией активации эмиссии электронов в зону проводимости $E_a = (E_c - 0.23)$ эВ. Детальное исследование зависимости амплитуды В-полосы от температуры изохронного отжига представлено на рис. 2. Видно, что максимальной концентрации В-центр достигает при температуре отжига ≈ 380 °С. Причем область его существования при термообработках составляет ~ 40 °С (оценка по полувысоте пика).

Зависимость амплитуды сигнала, соответствующего В-центру, от длительности заполняющего импульса t_p при различных температурах (т.е. при различных значениях величин временного окна t_w) предста-

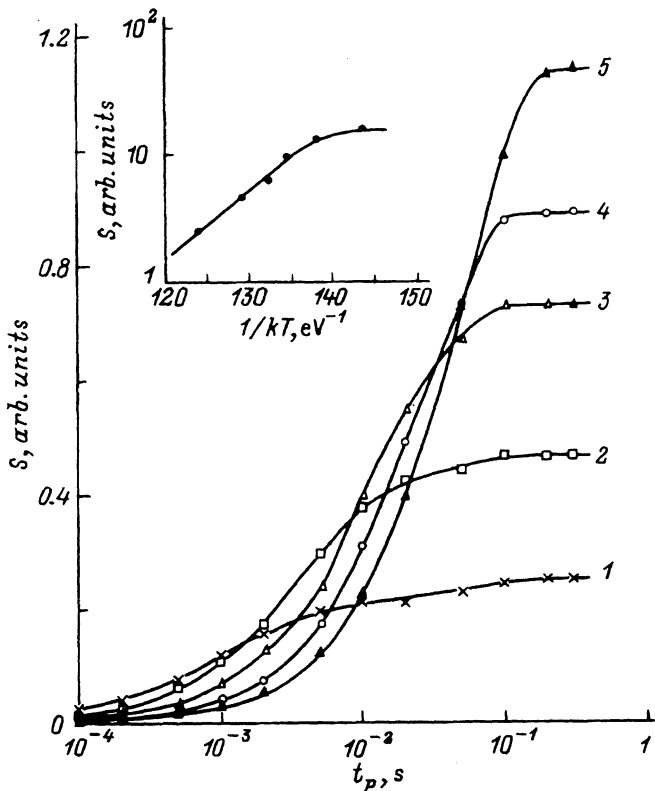


Рис. 3. Зависимость амплитуды сигнала НЕСГУ В-центра от длительности заполняющего импульса при различных значениях t_w , 10^{-3} с: 1 — 0.1, 2 — 0.3, 3 — 0.8, 4 — 2, 5 — 4. На вставке — температурная зависимость сигнала при $t_p > 10^{-1}$ с.

влена на рис. 3. Как видно из рисунка, в области насыщения сигнала НЕСГУ ($t_p \geq 200$ мс) его амплитуда увеличивается также с ростом t_w , т.е. с понижением температуры. Возрастание сигнала пика с увеличением t_p на сегодняшний день наблюдалось в полупроводниках для многих центров [6-8] и описывалось, как правило, в рамках модели изолированного центра с барьером.

Рост сигнала НЕСГУ с увеличением временного окна t_w (понижением температуры) может быть обусловлен следующими причинами. Во-первых, неоднородным распределением дефектов (типа областей скоплений) с наличием потенциального барьера на границе матрица-ядро области скопления дефектов [9]. Во-вторых, нарушением условий, обычно предполагаемых в методе емкостной спектроскопии, в частности для кремния n -типа:

$$e_n \gg e_p, \quad (1)$$

где e_n , e_p — скорости эмиссии электронов и дырок с центров соответственно, и

$$c_n \gg e_n, \quad (2)$$

где c_n — скорость захвата электронов на центры.

Попытка интерпретировать наши результаты в рамках модели неоднородного распределения дефектов [9] не дала разумного значения для концентрации дефектов, их числа в локальной области и ее размера. В дополнение к этому трудно предположить, что облучение гамма-квантами ^{60}Co до небольших степеней компенсации ($\leq 10\%$) и отжиг при 380°C приводит к эффективной генерации областей скопления дефектов.

Так как эмиссия носителей с B -центров наблюдается в области низких температур, естественно, энергетическое положение их уровня находится вблизи зоны проводимости. В этом случае эмиссией дырок с центра можно пренебречь и соотношение (1) достаточно хорошо выполняется. Тогда наиболее вероятной причиной роста сигнала B -центра с увеличением временного окна t_w и времени заполнения t_p (рис. 3) является нарушение условия (2), а именно значения скорости эмиссии электронов с центра и скорости захвата их на центр сравнимы. Тогда при заданной температуре (временном окне) в диапазоне фиксируемых времен t_p эмиссия носителей наблюдается только с частично заполненных B -центров. Увеличение t_p приводит к росту функции заполнения f и, следовательно, к увеличению амплитуды сигнала. Максимального значения функция f ($f \rightarrow 1$) и, соответственно, сигнал достигают в области температур, когда $c_n \gg e_n$. Действительно, как показано на вставке к рис. 3, при больших длительностях заполняющих импульсов ($t_p > 10^{-1}$ с) амплитуда B -полосы растет с понижением температуры и практически достигает насыщения. Результаты, представленные на рис. 3, качественно соответствуют предположению о сравнимых скоростях эмиссии и захвата носителей. В этом случае в рамках обсуждаемой модели для амплитуды сигнала НЕСГУ можно записать

$$S(t_p) = \varphi \Delta C(t_p), \quad (3)$$

где $\Delta C(t_p)$ — изменение емкости, обусловленное переразрядкой ловушек с концентрацией N_t : φ — корреляционная функция спектрометра [6].

Значение $\Delta C(t_p)$ можно получить путем двойного интегрирования уравнения Пуассона для потенциала [10]

$$V = -\frac{e}{\varepsilon} \int_0^W x N(x, t_p) dx \quad (4)$$

с плотностью объемного заряда

$$eN(x, t_p) = e\{N_d(x) - n(x, t_p) + N_t(x)[1 - f(x, t_p)]\}, \quad (5)$$

где $N_d(x)$ — концентрация легирующей донорной примеси, N_t — концентрация ловушек, $n(x, t_p)$ — концентрация свободных носителей, $f(x, t_p)$ — функция заполнения ловушек носителями заряда, W — ширина области пространственного заряда. Так как напряжение смещения на образце поддерживается постоянным, то дифференцирование (4) дает [11]

$$\frac{d}{dt} \left[\int_0^W x n(x, t_p) dx \right] = - \int_0^W x N_t(x) \frac{df(x, t_p)}{dt} dt. \quad (6)$$

В простейшем случае — при $N_t(x) \ll N_d(x)$ и $n(x \leq W) = 0$ внутри области пространственного заряда — получим

$$\frac{d}{dt} \left[\int_0^W x n(x, t_p) dx \right] = -W N_d(W) \frac{dW}{dt}. \quad (7)$$

При использовании выражения (7) интегрирование уравнения (6) дает

$$\int_{W_0}^{W(t_p)} W N_d(W) dW = \int_0^W x N_t(x) dx \int_0^{t_p} \frac{df(x, t_p)}{dt} dt. \quad (8)$$

При однородном распределении легирующей примеси и с учетом выражения для высокочастотной емкости $C = \epsilon W^{-1}$ можно записать

$$\int_{W_0}^{W(t_p)} W N_d(W) dW \simeq -\frac{\epsilon N_d}{C_0^2} \left[\frac{\Delta C(t_p)}{C_0} \right], \quad (9)$$

где C_0 — стационарное значение емкости. Тогда при $N_t(x) = \text{const}$ и $V \gg V_c$ (где V_c — контактная разность потенциалов), согласно (8), получим

$$\frac{\Delta C(t_p)}{C_0} = \frac{N_t}{2N_d} \int_0^{t_p} \frac{df}{dt} dt. \quad (10)$$

Соответственно, зависимость амплитуды пика сигнала НЕСГУ от времени t_p равна

$$S(t_p) = C_0 \varphi \frac{N_t}{2N_d} \int_0^{t_p} \frac{df}{dt} dt. \quad (11)$$

Для рассматриваемого нами случая сравнимых скоростей эмиссии и захвата носителей на ловушки скорость изменения f можно записать

$$\frac{df}{dt} = c_n(1 - f) - e_n f, \quad (12)$$

где $c_n = v n \sigma_n^t$, $e_n = v N_c \sigma_n^e \exp[-\Delta E/kT]$, v , σ_n^t , σ_n^e — тепловая скорость, сечения захвата и эмиссии электронов ловушкой соответственно, ΔE — энергия активации термоэмиссии.

Интегрирование (11) с использованием (12) дает

$$S(t_p) = S_0 \frac{c_n}{c_n + e_n} [1 - \exp(-t_p/\tau)], \quad (13)$$

где $S_0 = C_0 \varphi N_t / 2N_d$, $\tau = (c_n + e_n)^{-1}$.

Рассмотрим два предельных случая. В случае коротких заполняющих импульсов ($t_p \rightarrow 0$) из (13) следует

$$S(t_p) = S_0 v n \sigma_n^t t_p, \quad (14)$$

т.е. сигнал НЕСГУ при фиксированном окне практически линейно возрастает с увеличением длительности заполняющих импульсов. При этом если для сечения захвата электронов выполняется зависимость

$$\sigma_n^t = \sigma_{n0}^t \exp(-\Delta E_\sigma/kT), \quad (15)$$

то

$$S(t_p) = S_0 v n \sigma_{n0}^t t_p \exp(-\Delta E_\sigma/kT), \quad (16)$$

и, соответственно, сигнал пика НЕСГУ экспоненциально уменьшается с понижением температуры (см. рис. 3).

Как видно из уравнения (16), исследование зависимости $S(t_p)$ от температуры позволяет прямым путем определить величину барьера ΔE_σ и, соответственно, температурную зависимость σ_n^t , а если известна величина N_t , то рассчитать и абсолютное значение сечения захвата.

В другом предельном случае при $t_p \rightarrow \infty$

$$S_\infty = S_0 \frac{c_n}{c_n + e_n} = S_0 \left[1 + \frac{N_c \sigma_n^e}{n \sigma_{n0}^t} \exp(-\Delta E_1/kT) \right]^{-1}. \quad (17)$$

Как видно из (17), при $t_p \rightarrow \infty$, т.е. для максимального значения амплитуды пика сигнала НЕСГУ, наблюдается его возрастание с понижением температуры. При этом энергия активации процесса $\Delta E_1 = \Delta E - \Delta E_\sigma$.

В области температур, где скорость захвата электронов существенно выше скорости их эмиссии с центра

$$S_\infty^{\max} = S_0, \quad (18)$$

исследование зависимости $S(t_p) - S_\infty$ позволяет определить величину

$$\tau = (c_n + e_n)^{-1}. \quad (19)$$

С другой стороны, из выражений (17) и (18) следует

$$S_\infty^{\max}/S_\infty - 1 = e_n/c_n. \quad (20)$$

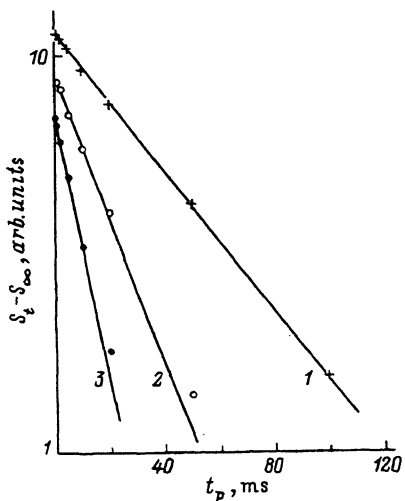


Рис. 4. Зависимость величины $(S_t - S_\infty)$ от длительности импульсов заполнения для различных значений t_w , 10^{-3} с: 1 — 4, 2 — 2, 3 — 0.8.

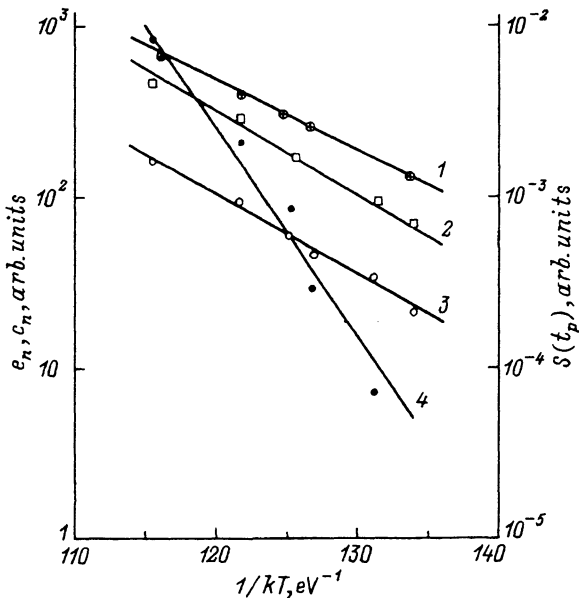


Рис. 5. Температурные зависимости скорости захвата c_n (3), скорости эмиссии e_n (4) электронов и амплитуды сигнала НЕСГУ (1,2) для B -центра (облучение: 1 — осколками деления ^{252}Cf , 2 — γ -квантами ^{60}Co).

Таким образом, анализ экспериментальных данных в соответствии с выражениями (19) и (20) позволяет отдельно определить температурные зависимости скоростей эмиссии e_n и захвата c_n носителей.

Из экспериментальных данных (рис. 4) следует, что для B -центра соотношение (13) достаточно хорошо выполняется. В этом случае могут быть определены значения $\tau(T)$ и в соответствии с уравнениями (19) и (20) рассчитаны зависимости c_n и e_n от температуры.

На рис. 5 представлены температурные зависимости c_n и e_n для B -центра. Видно, что указанные закономерности достаточно хорошо описываются экспоненциальными зависимостями. В соответствии с выражением (15) из $c_n(T)$ для величины барьера при захвате электрона получено $\Delta E_\sigma = 0.12$ эВ. Анализ зависимости $e_n(T)$ дает для энергии активации термоэмиссии $\Delta E = 0.26$ эВ. Надо отметить, что значения энергии ΔE , определенные из зависимости $e_n(T)$ и спектров НЕСГУ для B -полосы при $t_p \geq 200$ мс, близки по величине.

Анализ экспериментальных данных $S(t_p)$ при малых значениях t_p ($t_p \leq 300$ мкс) показывает (рис. 6) линейную зависимость амплитуды сигнала для B -центра от длительности заполняющих импульсов в соответствии с выражением (14). В этом случае зависимость $S(t_p)$ от величины временного окна при заданном значении t_p дает температурную зависимость σ_n^t . На рис. 5 представлены температурные зависимости скоростей захвата c_n и эмиссии e_n , определенные на основании анализа экспериментальных данных с использованием формул (19) и (20), а также амплитуды сигнала НЕСГУ для B -центра при $t_p \rightarrow 0$. Видно, что величина барьера ΔE_σ , определенная из анализа c_n и $S(t_p)$, совпадает.

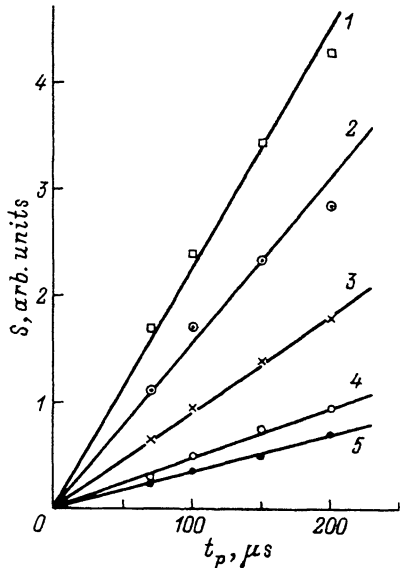


Рис. 6. Зависимость амплитуды сигнала НЕСГУ B -центра от t_p (при $t_p \leq 300$ мкс) для различных $t_w, 10^{-3}$ с: 1 — 0.1, 2 — 0.3, 3 — 0.8, 4 — 3, 5 — 4.

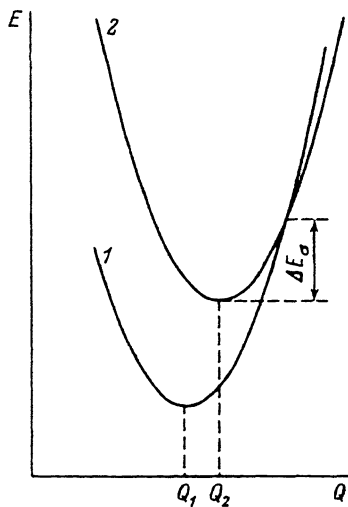


Рис. 7. Конфигурационно-координатная диаграмма B -центра.

Также отметим, что, согласно выражению (17), температурная зависимость S_∞ определяется разностью энергии активации эмиссии носителей с центра и величины барьера для захвата электронов. Оценка этой разности на основании результатов, представленных на вставке к рис. 3, дает величину $\Delta E_1 = 0.14$ эВ, что практически совпадает с величиной, определенной на основании анализа зависимостей $e_n(T)$ и $c_n(T)$.

Если предположить, что захват электронов на B -центры происходит посредством многофононного процесса, то зависимость скорости захвата от температуры позволяет представить конфигурационно-координатную диаграмму для указанного центра (рис. 7). В этом случае величина ΔE определяет энергетический барьер для захвата носителей.

В последнее время дефекты с сильным электрон-решеточным взаимодействием успешно изучаются с использованием методики НЕСГУ.

№ п.п.	Исследованный образец, вид облучения, поток	Концентрация А-центров, см ⁻³	Концентрация В-центров, см ⁻³	$\frac{N_B}{N_A}$
1	КЭФ-20, $\gamma(^{60}\text{Co})$, $\Phi_\gamma = 5.5 \cdot 10^{16}$ см ²	$1.80 \cdot 10^{13}$	$2.60 \cdot 10^{13}$	1.44
2	КЭФ-20, $\gamma(^{60}\text{Co})$, $\Phi_\gamma = 1.5 \cdot 10^{17}$ см ²	$4.40 \cdot 10^{13}$	$6.20 \cdot 10^{13}$	1.41
3	КЭФ-2, $\alpha(^{210}\text{Po})$, $\Phi_\alpha = 8.6 \cdot 10^{10}$ см ²	$1.32 \cdot 10^{14}$	$1.92 \cdot 10^{14}$	1.45
4	КЭФ-20, ОД(²⁵² Cf), $\Phi_{\text{ОД}} = 4.8 \cdot 10^7$ см ²	$0.82 \cdot 10^{13}$	$1.53 \cdot 10^{13}$	1.86

Примечание. ОД — осколки деления.

Однако, как следует из данной работы, для корректного определения параметров указанного типа дефектов (положения уровня, величины барьера для захвата электронов, концентрации) необходимо исследование амплитуды сигнала НЕСГУ не только от величины заполняющего импульса, но и от температуры.

Изучено образование V -центра при различных видах облучения и в зависимости от дозы облучения. В таблице представлены данные по концентрациям A - и B -центров, причем концентрация последнего определялась для температуры отжига $T = 380^\circ\text{C}$ и длительности заполняющих импульсов, обеспечивающей максимальный сигнал. Как видно из таблицы, образование B -центра наблюдается в n -кремнии пропорционально потоку облучения независимо от уровня легирования в области $(10^{14} - 10^{15})\text{ см}^{-3}$, вида облучения и, соответственно, вида образующихся стабильных радиационных дефектов: изолированные комплексы при облучении гамма-квантами ^{60}Co или области скопления дефектов при облучении осколками деления. Контрольные эксперименты по отжигу необлученных образцов показали, что образования B -центра не наблюдается. Как видно из данных рис. 2, образование B -центра не может быть связано с отжигом A -полосы. Во-первых, потому что B -полоса появляется в спектре тогда, когда A -полоса практически исчезла. Во-вторых, концентрация B -центров, как видно из таблицы, в 1.5–2 раза превышает концентрацию A -центров. В связи с этим маловероятно, что B -центр является результатом термической перестройки A -, E -, $(C_i - C_s)$ -центров или дивакансий. При наличии в кристалле кремния существенной концентрации центров захвата первичных радиационных дефектов можно высказать гипотезу о том, что B -центр является результатом термической активации дефектов межузельного типа.

Список литературы

- [1] В.В. Емцев, Т.В. Машовец. *Примеси и точечные дефекты в полупроводниках* (М., Радио и связь, 1981).
- [2] И.Д. Конозенко, А.К. Семенюк, В.И. Хиврич. *Радиационные эффекты в кремнии* (Киев, Наук. думка, 1974).
- [3] И.Н. Баранов, П.В. Кучинский, В.М. Ломако, А.П. Петрунин, С.О. Цепелевич, Л.Н. Шахлевич. *ФТП*, **24**, 731 (1990).
- [4] И.Н. Баранов, П.В. Кучинский, В.М. Ломако, А.П. Петрунин, С.О. Цепелевич, Л.Н. Шахлевич. *ФТП*, **25**, 73 (1991).
- [5] П.В. Кучинский, В.М. Ломако, Л.Н. Шахлевич. *ФТП*, **22**, 1213 (1988).
- [6] K. Schmalz, K. Tittelbach-Helmrich, H. Richter, *Phys. St. Sol. (a)*, **k97**, 99 (1987).
- [7] С.Н. Henry, H. Kukimoto, G.L. Miller. *Phys. Rev. B*, **7**, 277 (1973).
- [8] П.В. Кучинский, В.М. Ломако, Л.Н. Шахлевич. *ФТП*, **21**, 1471 (1987).
- [9] И.В. Антонова, А.В. Васильев. *ФТП*, **22**, 998 (1988).
- [10] Л.С. Берман. *Емкостные методы исследования полупроводников* (Л., Наука, 1972).
- [11] D. Pons. *J. Appl. Phys.*, **55**, 3644 (1984).

Редактор Т.А. Полянская