

## ВЛИЯНИЕ УСЛОВИЙ ЭЛЕКТРОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА СКОРОСТЬ ОБРАЗОВАНИЯ А-ЦЕНТРОВ В *n*-КРЕМНИИ

Емцев В. В., Клиггер П. М., Машовец Т. В., Миразизян К. М.

Исследовано влияние интенсивности импульсного облучения ( $J$ ) быстрыми электронами с энергиями  $4 \div 7$  МэВ на скорость образования А-центров в *n*-кремнии. При всех использованных интенсивностях потока электронов образование А-центров является доминирующим процессом вторичного дефектообразования. При больших и малых значениях интенсивности скорость образования А-центров не зависит от  $J$ , в то время как в промежуточном диапазоне она уменьшается с ростом  $J$ . С помощью кинетических уравнений для вакансий и А-центров проведен анализ экспериментальных зависимостей. Показано, что влияние интенсивности на скорость образования А-центров может быть обусловлено взаимодействием вакансий и А-центров с межузельным углеродом.

К настоящему моменту в литературе имеется целый ряд работ [1-6], посвященных выяснению причин (механизмов) зависимости скорости дефектообразования ( $\eta$ ) от интенсивности ( $J$ ) облучения кремния быстрыми электронами. Авторы [1] показали, что скорости образования вторичных радиационных дефектов различных типов в *n*-кремнии немонотонно и одинаково зависят от интенсивности облучения электронами с энергией 10 МэВ. Эти результаты авторы [1] объясняют в предположении, что интенсивность облучения оказывает влияние на скорость аннигиляции первичных дефектов (вакансий  $V$  и межузельных атомов  $I$ ), а не на процессы вторичного дефектообразования.

Напротив, в работах [2-6] предполагается, что зависимости  $\eta(J)$  обусловлены вторичными процессами — изменением скорости захвата вакансий кислородом (из-за изменения зарядового состояния вакансий) или конкурирующими с кислородом электрически активными центрами захвата вакансий. Из оценок, сделанных в работе [3], следует, что причиной зависимости скорости введения А-центров ( $\eta_A$ ) от интенсивности не может являться изменение доли разделившихся компонент пар Френкеля, так как при обычно используемых интенсивностях время разделения пары много меньше времени, необходимого для приобретения заряда первичным дефектом (из-за высокой подвижности межузельного атома). В работах [2-6] проводилось облучение электронами с энергиями  $1 \div 2$  МэВ. Поэтому представляет интерес исследовать влияние интенсивности на скорость дефектообразования при облучении электронами с большими энергиями. Этому вопросу и посвящена настоящая работа.

Исследовался кремний *n*-типа, выращенный по методу Чохральского, с концентрацией фосфора  $\sim 4 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup>. Исходный материал был слабо компенсирован ( $N_a/N_d \leq 0.1$ ;  $N_a$ ,  $N_d$  — полные концентрации компенсирующих акцепторов и мелких доноров). Проводилось импульсное облучение быстрыми электронами с энергиями от 4 до 7 МэВ. Энергия потока электронов определялась с погрешностью не выше 0.2 МэВ. Частота следования импульсов  $f = 200$  Гц, длительность импульса 4 мкс. Доза облучения варьировалась от  $5 \cdot 10^{14}$  до  $2 \cdot 10^{15}$  см<sup>-2</sup> [2]. Температура облучения не превышала 50 °С.

Проводилось измерение температурных зависимостей концентрации электронов в исходных и облученных образцах в интервале температур 20—300 К. Анализ этих зависимостей по методике [7] позволяет, с одной стороны, отдельно определить  $N_d$  и  $N_a$ , а с другой — найти концентрацию А-центров и других введенных облучением компенсирующих акцепторов.

На ряде образцов, сильно компенсированных в результате облучения, параллельно были проведены измерения температурной зависимости емкости полупроводника в диапазоне 77—350 К и независимо определена концентрация компенсирующих акцепторов по методике [8].

Основные экспериментальные результаты данной работы сводятся к следующему.

1. Концентрация мелких донорных состояний фосфора при облучении не изменяется. Концентрация электронов проводимости уменьшается в результате компенсации А-центрами ( $E_c - 0.17$  эВ) и глубокими акцепторами радиационного происхождения с положением уровней глубже, чем  $E_c - 0.3$  эВ. Из измерений по методике [8] высокоомных образцов  $n$ -Si (концентрация фосфора  $\sim 8 \cdot 10^{12}$  см $^{-3}$ ), облученных в идентичных с основным материалом условиях, получено значение уровня глубоких акцепторов  $E_c - 0.40$  эВ, что соответствует уровню дивакансии [9].

2. При всех использованных интенсивностях потока электронов с энергиями от 4 до 7 МэВ основным процессом вторичного дефектообразования является образование А-центров; концентрация дивакансий ни в одном случае не превышала 25 % от концентрации А-центров.

3. Величина  $\eta_A$  уменьшается с ростом интенсивности. Для энергии 4 МэВ был исследован расширенный диапазон интенсивности и обнаружены два участка  $\eta_A (J) = \text{const}$ .

4. Скорость введения А-центров увеличивается с ростом энергии электронов, причем по-разному в зависимости от интенсивности облучения.

Перейдем далее к обсуждению результатов. Рассмотрим кинетическое уравнение для вакансий

$$\frac{dV}{dt} = \eta_F J - \frac{V}{\tau}, \quad (1)$$

где  $V$  — концентрация вакансий,  $\eta_F$  — эффективная скорость образования пар Френкеля (не зависящая от интенсивности),  $\tau$  — время жизни вакансий, в общем случае

$$\frac{1}{\tau} = \sum_{i=1}^n \gamma_i B_i. \quad (2)$$

Здесь  $\gamma_i$  и  $B_i$  — соответственно константа взаимодействия вакансии с центрами захвата  $i$ -го типа и их концентрация.

Уравнение, описывающее изменение концентрации А-центров ( $A$ ), запишем в виде

$$\frac{dA}{dt} = \gamma_1 B_1 V - \delta_1 A I - \delta_2 A V - \delta_3 A C_i, \quad (3)$$

где  $\gamma_1$  и  $B_1$  относятся к примеси кислорода,  $I$  и  $C_i$  — концентрации соответственно межузельных атомов кремния и углерода,  $\delta_1$ ,  $\delta_2$ ,  $\delta_3$  — соответственно константы взаимодействия А-центров с  $I$ ,  $V$  и  $C_i$ . Если, как предполагалось в [3], отжиг А-центров происходит преимущественно в результате взаимодействия с  $C_i$ , тогда

$$\frac{dA}{dt} = \gamma_1 B_1 V - \delta_3 A C_i. \quad (4)$$

Считая концентрацию вакансий при облучении квазистационарной, имеем  $V = \eta_F J \tau$ .

Тогда из (4) следует выражение для концентрации А-центров

$$A = \eta_F \tau \gamma_1 B_1 J t - \delta_3 A C_i t = \left( \eta_F \tau \gamma_1 B_1 - \frac{1}{J} \delta_3 A C_i \right) \Phi, \quad (5)$$

где  $\Phi$  — доза облучения.

Для скорости введения А-центров имеем

$$\eta_A = \eta_F \tau \gamma_1 B_1 - \frac{1}{J} \delta_3 A C_i, \quad (7)$$

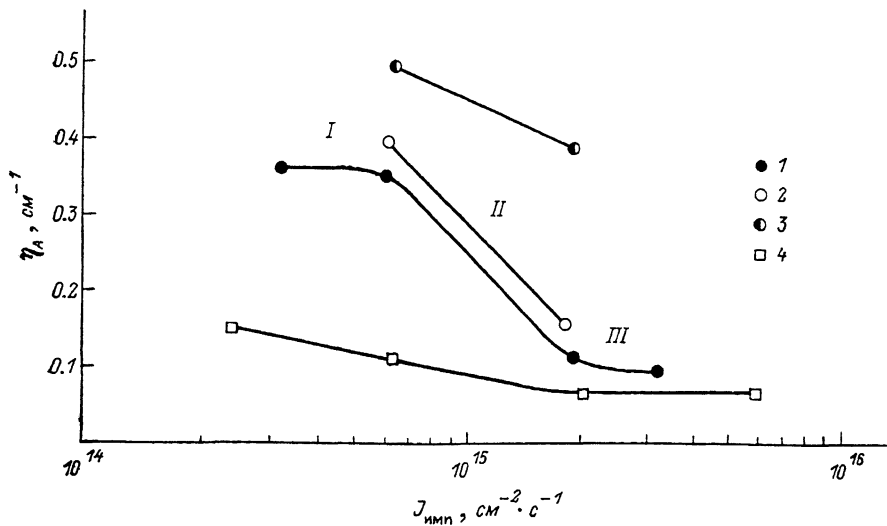
т. е. скорость должна, вообще говоря, увеличиваться с ростом  $J$ , что и наблюдалось в [1, 10]. Однако помимо явной зависимости  $\eta_A(J)$  возможна также зависимость от интенсивности параметров, входящих в выражение (7). Рассмотрим их подробнее. Время жизни вакансии выражается как

$$\frac{1}{\tau} = \gamma_1 B_1 + \gamma_2 C_i + \gamma_3 I + \gamma_4 V. \quad (8)$$

Здесь  $\gamma_2$ ,  $\gamma_3$  и  $\gamma_4$  — константы взаимодействия вакансии с  $C_i$ ,  $I$  и  $V$  соответственно. По физическому смыслу величины типа  $\gamma_i$  выражаются как [11]

$$\gamma_i = \alpha_i \beta_i, \quad (9)$$

где  $\alpha_i$ , определяемая в основном коэффициентом диффузии первичного дефекта, характеризует вероятность его встречи с  $i$ -й примесью, а  $\beta_i$  опреде-



Зависимость скорости образования А-центров от интенсивности импульсного облучения быстрыми электронами.

Энергия электронов, МэВ: 1 — 4.4, 2 — 5.5, 3 — 7; 4 — данные работы [2] (энергия 1 МэВ, длительность импульса 4 нс).

ляется энергетическим барьером комплексообразования. Считая все  $\beta_i = 1$ , получаем, что константа взаимодействия определяется в основном вероятностью встречи дефектов. Согласно предположению, сделанному в [3], из дефектов, определяющих величину  $\tau$ , только движение межузельного углерода является радиационно-стимулированным. Следовательно,  $\gamma_2 = \gamma_2(J)$  и, значит,  $\tau = \tau(J)$ . Аналогично  $\delta_3 = \delta_3(J)$ .

Исходя из физических соображений, качественно рассмотрим характер зависимости  $\eta_A(J)$ .

1) Начальный участок [малые  $J$ , радиационно-стимулированная миграция  $C_i$ , несущественна, величины  $\gamma_2$  и  $\delta_3$  достаточно малы, чтобы вторым членом в (7) можно было пренебречь]. В этом случае время жизни свободных вакансий  $\tau$  не зависит от интенсивности облучения. Идет образование А-центров со скоростью  $\eta_A(J) = \text{const}$  (см. участок I на рисунке).

2) Дальнейшее увеличение  $J$  приводит к появлению зависимостей вида  $\gamma_2 \sim J$  и  $\delta_3 \sim J$ . Тогда, согласно (7) и (8), второе слагаемое в (7) не зависит от интенсивности, результирующее значение  $\eta_A$  уменьшается с ростом  $J$  (участок II).

3) При больших значениях  $J$ , при которых достигается предельный уровень ионизации, ограниченный оже-рекомбинацией, величины  $\gamma_2$  и  $\delta_3$  не зависят от интенсивности и максимальны («насыщение» скорости радиационно-стиму-

лированной миграции  $C_1$ ), время жизни свободных вакансий минимально ( $\tau_{\min}$ ). Тогда возможно выполнение условий

$$\eta_F \tau \gamma_1 B_1 \gg \frac{1}{J} \delta_3 A C_i, \quad (10)$$

$$\eta_A \simeq \eta_F \tau_{\min} \gamma_1 B_1 = \text{const} (J). \quad (11)$$

Этот случай соответствует участку III на рисунке.

На рисунке представлены также результаты работы [2], полученные при условиях электронного облучения, идентичных нашим, но для энергии 1 МэВ. Видно, что с ростом энергии электронов от 1 до 7 МэВ радиационный отжиг А-центров (уменьшение  $\eta_{11}$ ) начинается при меньших значениях интенсивности, что отчасти может быть связано с увеличением ионизационных потерь электронов более чем на 15 % [12].

Таким образом, на основе кинетических уравнений для вакансий и А-центров можно качественно объяснить экспериментальные зависимости скорости введения А-центров от интенсивности облучения быстрыми электронами. Обнаруженные закономерности подтверждают концепцию влияния ионизации на радиационное дефектообразование через вторичные процессы.

#### Список литературы

- [1] Лугаков П. Ф., Лукьяница В. В. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 2. С. 345—348.
- [2] Абдусаттаров А. Г., Емцев В. В., Ломасов В. Н., Машовец Т. В. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 1. С. 164—167.
- [3] Абдусаттаров А. Г., Емцев В. В., Машовец Т. В. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 12. С. 2221—2223.
- [4] Крайчинский А. Н., Мизрухин Л. В., Шаховцов В. И. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 3. С. 437—440.
- [5] Панов В. И., Смирнов Л. С. // ФТП. 1971. Т. 5. В. 2. С. 346—348.
- [6] Кожевников В. П., Михнович В. В. // ФТП. 1981. Т. 15. В. 8. С. 1598—1600.
- [7] Блекмор Дж. Статистика электронов в полупроводниках. М., 1964. 392 с.
- [8] Берман Л. С., Клинггер П. М., Фистуль В. И. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 11. С. 1947—1950.
- [9] Васильев А. В., Смирнов Л. С., Шаймеев С. С. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 4. С. 737—739.
- [10] Герасименко Н. Н., Двуреченский А. В., Панов В. И., Смирнов Л. С. // ФТП. 1971. Т. 5. В. 8. С. 1644—1646.
- [11] Витовский Н. А., Максимов М., Машовец Т. В. // ФТП. 1970. Т. 4. В. 12. С. 2276—2284.
- [12] Мизрухин Л. В. // Автореф. канд. дис. Киев, 1984.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
Ленинград

Получена 20.02.1990  
Принята к печати 26.02.1990