

ЭФФЕКТИВНОСТЬ ОБРАЗОВАНИЯ ТОЧЕЧНЫХ ДЕФЕКТОВ В *n*- И *p*-Ge В УСЛОВИЯХ ОБЛУЧЕНИЯ ПРИ 77 И 300 К

Витовский Н. А., Емцев В. В., Машовец Т. В., Михнович В. В.,
Полоскин Д. С.

Проанализированы соотношения вероятностей аннигиляции и разделения пар Френкеля в германии в различных условиях облучения электронами с энергией ~ 1 МэВ и γ -лучами ^{60}Co . Рассмотрено влияние на вероятность разделения пары Френкеля следующих факторов: температуры, при которой производится облучение, энергии бомбардирующих частиц или квантов, интенсивности облучения, знака и концентрации равновесных носителей заряда, времени жизни неравновесных носителей заряда в облучаемом материале.

Объяснены различия сечений дефектообразования, экспериментально наблюдаемых в разных условиях облучения.

Известно, что в *n*-Ge можно наблюдать стадию отжига дефектов, идентифицируемых как близкие пары Френкеля. Отжиг происходит вследствие миграции межузельных атомов к «своим» (гомогенным) вакансиям при ~ 65 К (после электронного облучения с энергией ~ 1 МэВ) и при ~ 55 К (после облучения γ -лучами ^{60}Co); энергии активации миграции составляют соответственно 0.15 и 0.13 эВ [1-3]. Различия в энергиях миграции обусловлено разницей в распределении пар Френкеля по расстояниям между их компонентами — вакансией (*V*) и межузельным атомом (*I*), поскольку средняя энергия комптон-электронов при γ -облучении меньше 1 МэВ, она составляет 660 кэВ.

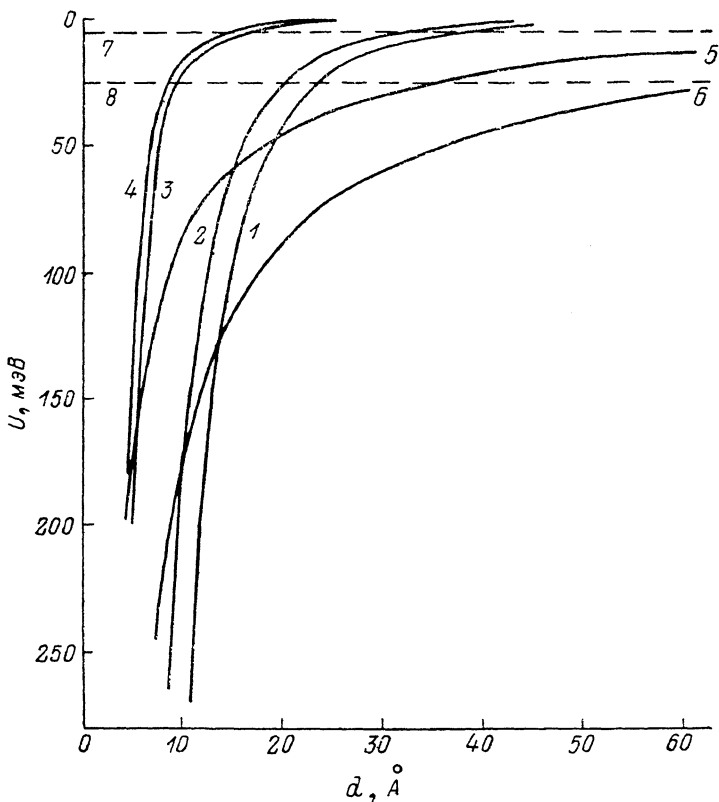
Естественно было бы ожидать, что близкие пары Френкеля при достаточно низких температурах будут стабильными, а при более высоких полностью аннигилируют. Оба этих предположения, однако, неверны. При низких температурах пары могут аннигилировать в процессе облучения благодаря ионизационно-стимулированной миграции межузельных атомов к гомогенным вакансиям [4-6]. В условиях облучения при 77 К близкие пары Френкеля действительно в основном аннигилируют; дефекты, стабильные в этих условиях, предположительно идентифицируются как дивакансии [7, 8].¹ Тем более удивительно, что в условиях облучения при 300 К гомогенные пары Френкеля могут разделиться полностью, образуя стабильные комплексы *V* или *I* с примесями. При этом в материале *n*-типа сечение дефектообразования σ_d оказывается максимальным из когда-либо наблюдавшихся, оно составляет $5 \cdot 10^{-26}$ см² [9]² и хорошо соответствует пороговой энергии $E_d = 30$ эВ [11, 12].³

Не исключено, что эти дефекты представляют собой изолированные вакансии (входившие в состав более разделенных пар), от которых межузельные атомы ушли на стоки. Отжиг этих дефектов происходит при ~ 150 К [8].

² Полученное в [10] значение $\sigma_d = 1.5 \cdot 10^{-26}$ см² относится не к действию механизма упругих смещений, а к действию другого, ионизационно-стимулированного механизма дефектообразования и не определяется пороговой энергией E_d .

³ Как показано в [12], полученные экспериментально в ряде работ меньшие значения E_d обусловлены тем, что существенный вклад в измеряемую скорость образования дефектов вносили поверхностные, слабо связанные атомы, характеризующиеся меньшей E_d , чем регулярные.

Эффективность процесса дефектообразования определяется, в первую очередь, соотношением вероятностей аннигиляции или разделения гомогенных пар Френкеля и зависит от процессов взаимодействия I и V с атомами примесей. Настоящая работа посвящена вопросу о соотношении вероятностей аннигиляции и разделения пар Френкеля в n - и p -Ge в условиях облучения электронами с энергией 1 МэВ и γ -квантами ^{60}Co при 77 и 300 К.



Зависимость энергии взаимодействия от расстояния d между I и V в разных зарядовых состояниях.

1 — $I^0 \leftrightarrow V^+$, 2 — $I^0 \leftrightarrow V^-$, 3 — $I^+ \leftrightarrow V^0$, 4 — $I^0 \leftrightarrow V^0$, 5 — $I^+ \leftrightarrow V^-$, 6 — $I^+ \leftrightarrow V^+$. 7, 8 — значения kT при 77 (7) и 300 К (8).

Вероятность разделения пары Френкеля W зависит от распределения пар по расстояниям d между I и V (т. е. от энергии бомбардирующих электронов или квантов), температуры и интенсивности облучения, а также от типа проводимости облучаемого материала, концентрации равновесных носителей заряда в нем

Расстояния между I и V , при которых энергия упругого или кулоновского взаимодействия равна kT

T, K	$\rho_{I^0-V^0}^{уп}$, Å	$\rho_{I^0-V^-}^{уп}$, Å $\rho_{I^+-V^-}^{уп}$, Å	$\rho_{I^0-V^+}^{уп}$, Å	$\rho_{I^+-V^0}^{уп}$, Å	$\rho_{I^+-V^-}^{куз}$, Å	$\rho_{I^+-V^+}^{куз}$, Å
4.2	35	80	100	40	2500	5000
10	26	60	75	30	1050	2100
77.4	15	30	35	15	135	280
300	8	20	25	10	35	70

Примечание. $\rho_{куз}$ рассчитаны без учета возможной экранировки. Допущенное приближение справедливо при $T \geq 77$ К для концентрации доноров или акцепторов $N_D, A < 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$; при $T < 77$ К экранировку следует учитывать лишь в достаточно сильно [компенсированном материале (с концентрацией компенсирующих центров $N_{комп} > 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$).

и времени жизни неравновесных электронов и дырок. Рассмотрим влияние этих факторов на величину W подробнее.

Рождающиеся I и V взаимодействуют между собой посредством создаваемых ими упругих напряжений и электростатически (если I и V одновременно заряжены).

Опыт показывает, что часто реализуются условия, когда $W < 1$ (и даже $W \ll 1$). Это означает, что I и V в образующихся парах Френкеля притягиваются. Разумно считать, что разделяются те пары Френкеля, у которых энергия притяжения меньше kT , в противном случае I и V аннигилируют.⁴ Именно это обстоятельство определяет возможности существования температурной зависимости эффективности разделения. Рассчитанные нами зависимости энергии упругого (деформационно-поляризационного⁵) $U^{уп}$ (d) и кулоновского $U^{кв}$ (d) взаимодействий от расстояния между I и V при разных их зарядовых состояниях показаны на рисунке. Точки пересечения кривых $I-6$ с прямыми 7, 8, соответствующими kT при 77 и 300 К, дают значения $d = \rho^{уп}$ и $\rho^{кв}$, при которых $U = kT$, для различных зарядовых состояний I и V ; эти значения приведены в таблице.

Зависимость W от температуры и интенсивности облучения обусловлена рядом причин.

1. Коэффициент диффузии собственных межузельных атомов $D_I(T)$ может не характеризоваться постоянной энергией активации диффузии I , если при изменении температуры меняется степень заполнения уровней I ($0/+$) электронами (энергии активации диффузии I^0 и I^+ различны).

2. Согласно [9], I и V рождаются нейтральными. При $d < \rho^{уп}$ пара Френкеля аннигилирует спонтанно. Рассмотрим на примере n -Ge судьбу пары с $d > \rho^{уп}$. Если I^0 не успеет выйти из сферы с радиусом $\rho_{I^0 V^-}^{уп}$ до перезарядки $V^0 \rightarrow V^-$, т. е. за время

$$\tau_{V^0 \rightarrow V^-} = [\sigma_{V^0}^n v_n (n_0 + \Delta n)]^{-1}, \quad (1)$$

то пара $V^- - I^0$ аннигилирует. Если I^0 выйдет из этой сферы, то дальнейшая судьба пары определится тем, успеет ли I^0 выйти из сферы с радиусом $\rho_{I^0 V^-}^{кв}$ до перезарядки $I^0 \rightarrow I^+$, т. е. за время

$$\tau_{I^0 \rightarrow I^+} = [\sigma_{I^0}^p v_p (p_0 + \Delta p)]^{-1}. \quad (2)$$

Если не успеет, то пара $V^- - I^+$ аннигилирует, если успеет, то компоненты пары разделятся. Из (1) и (2) видно, что $\tau_{V^0 \rightarrow V^-}$, $\tau_{I^0 \rightarrow I^+}$, а следовательно, и вероятность аннигиляции зависят как от равновесных (n_0 , p_0), так и от неравновесных (Δn и Δp) концентраций носителей заряда, т. е. от температуры и интенсивности облучения.

3. Из (1), (2) следует, что на $W(T)$ влияют также температурные зависимости сечений захвата σ^n , σ^p и тепловых скоростей v_n , v_p электронов и дырок.

Напомним, что существует также энергетическая зависимость, которая определяется не только первоначальным распределением пар Френкеля по расстояниям d между I и V , но и зависимостью от энергии коэффициента поглощения K γ -квантов или удельных потерь энергии $-dE_e/dx$ электронов.

Таким образом, для анализа экспериментальных данных с точки зрения нахождения величины W необходимо знать все условия облучения.

После разделения I и V , как показано в [9, 16], в n -Ge конкурируют два процесса — рекомбинация гетерогенных I , V и взаимодействие V с донорами V группы D , причем образование электрически не активных комплексов VD регистрируется экспериментально как уменьшение концентрации доноров [17],

⁴ Строго говоря, это условие справедливо в случае аннигиляции генетически связанных I и V только для кулоновского взаимодействия при отсутствии экранировки [13]. В случае упругого и поляризованного взаимодействий это условие может быть использовано для оценки вероятности аннигиляции I и V .

⁵ Для кристаллов с кубической симметрией такое взаимодействие рассмотрено, например, в [14, 15]. Кроме того, в $U^{уп}$ мы включили и обычное поляризационное взаимодействие, которое осуществляется, например, между V^- и I^0 .

а I уходят на стоки и не проявляются в эксперименте. При малых концентрациях доноров доминирует рекомбинация гетерогенных I и V , эффективность образования наблюдаемых дефектов η оказывается малой ($\eta < 1$), несмотря на то что $W=1$. При больших концентрациях N_D практически все вакансии вступают в реакцию с донорами, и при $W=1$ эффективность $\eta=1$. Зависимость η от N_D и J количественно рассчитана в [16].

В p -Ge отсутствуют эффективные центры захвата вакансий. Основным процессом является рекомбинация гетерогенных I и V , следовательно, $\eta < 1$.

Л и т е р а т у р а

- [1] MacKay J. W., Klintz E. E. // Red. Eff. 1971. V. 9. P. 27—36.
- [2] Ершов С. Н., Пантелеев В. А., Нагорных С. Н., Черняховский В. В. // ФТТ. 1977. Т. 19. В. 1. С. 322—323.
- [3] Емцев В. В., Дабалян А. В., Витовский Н. А., Машовец Т. В. // ФТП. 1987. Т. 22. В. 5. С. 924—926.
- [4] Bourgoin J. C., Corbett J. W. // Phys. Lett. 1972. V. 38A. N 2. P. 135—137.
- [5] Герасимов А. Б., Церцвадзе А. А. // ФТП. 1979. Т. 13. В. 2. С. 350—352.
- [6] Emtsev V. V., Mashovets T. V., Vitovskii N. A. // Phys. St. Sol. (a). 1985. V. 90. P. 523—530.
- [7] Calcott T. A., MacKay J. W. // Phys. Rev. 1967. V. 161. N 3. P. 698—710.
- [8] Достходжаев Т. Н., Емцев В. В., Корчажкина Р. Л., Машовец Т. В. // ФТП. 1977. Т. 11. В. 11. С. 2128—2134.
- [9] Витовский Н. А., Абдусаттаров А. Г., Емцев В. В., Машовец Т. В., Полоскин Д. С. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 10. С. 1826—1831.
- [10] Емцев В. В., Клиггер М. И., Машовец Т. В., Назарян Е. Х., Рывкин С. М. // ФТП. 1979. Т. 13. В. 6. С. 933—937.
- [11] Seitz F., Koehler J. // Solid State Physic. V. 2. N. Y., 1956. P. 305—448.
- [12] Витовский Н. А., Мустафакулов Д., Чекмарева А. П. // ФТП. 1977. Т. 11. В. 9. С. 1747—1753.
- [13] Винецкий В. Л., Ясковец И. И. // ФТТ. 1972. Т. 14. В. 10. С. 3046—3052.
- [14] Машкевич В. С., Толпыго К. Б. // ЖЭТФ. 1957. Т. 32. В. 3. С. 520—525.
- [15] Коган Ш. М. // ФТТ. 1963. Т. 5. В. 10. С. 2829—2831.
- [16] Витовский Н. А., Емцев В. В., Машовец Т. В., Полоскин Д. С. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 8. С. 1483—1486.
- [17] Гершензон Е. М., Гольцман Г. Н., Емцев В. В., Машовец Т. В., Птицына Н. Г., Рывкин С. М. // Письма ЖЭТФ. 1971. Т. 14. В. 2. С. 360—363.

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

Получена 2.08.1988
Принята к печати 6.09.1988