

УДК 621.315.592

КИНЕТИКА ИНЖЕКЦИОННО-СТИМУЛИРОВАННОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ДЕФЕКТОВ В СВЕТОИЗЛУЧАЮЩИХ GaAs : Si-СТРУКТУРАХ

Лев Б. И., Торчинская Т. В., Томчук П. М., Шейнкман М. К.

Разработана теоретическая модель инжекционно-стимулированного преобразования дефектов в светоизлучающих GaAs : Si-структурах. Показано, что немонотонная кинетика изменения эффективности свечения структур в условиях инжекции может быть хорошо описана на основе представлений о рекомбинационно-стимулированном распаде простых комплексов примесь—собственный дефект, последующей рекомбинационно-стимулированной диффузии собственных дефектов и объединения их в сложные многочастичные комплексы — центры безызлучательной рекомбинации, проявляющиеся в металлографических исследованиях. При этом удалось объяснить возрастание при инжекции по экспоненциальному закону интенсивности свечения GaAs : Si-светодиодов, последующее снижение интенсивности свечения по закону $W \sim (at)^{-2}$, и рассчитать коэффициент дефектообразования $\gamma \approx 10^{-9}$, характеризующий процесс рекомбинационного распада простых комплексов. Анализируются элементарные физические механизмы, способные объяснить полученные параметры рекомбинационно-стимулированного процесса.

Введение. В последние годы интенсивно исследуются процессы преобразования дефектов в полупроводниках в условиях инжекции, светового и радиационного воздействия [1-3]. Эти процессы, как известно [1], ограничивают долговечность и радиационную стойкость оптоэлектронных материалов и приборов.

Нами рассмотрена ситуация в сильно легированных компенсированных GaAs : Si-светодиодах (СД), характеризующихся высоким значением внешнего квантового выхода (для плоской геометрии $\eta = 5.0-5.5\%$ [4]). В немногочисленных работах [5, 6], где рассматривалась нестабильность свечения в этих СД, причину ее связывают с образованием в активном слое глубоких центров безызлучательной рекомбинации, включающих в себя примесные атомы меди или кремния. Мы покажем, что нестабильность свечения GaAs : Si-светодиодов предстает собой сложное явление с немонотонной кинетикой $W(t)$, обусловленное скорее всего преобразованием собственных дефектов кристаллической решетки. Предлагается теоретическая модель преобразования дефектов в условиях инжекции, позволяющая описать кинетику $W(t)$.

Методика эксперимента и экспериментальные результаты

GaAs : Si-светодиоды получались жидкофазной эпитаксией [7] и обладали $\eta = 3-4\%$ для плоской геометрии. В спектре электролюминесценции (ЭЛ) при 300 К доминировала полоса с максимумом 1.30 ± 1.31 эВ и полушириной 0.07 ± 0.08 эВ. Нестабильность свечения изучалась в процессе протекания в прямом направлении тока $I_{\pi} = 2 \pm 40$ А/см² при 300 К. Перечислим основные характеристики процесса нестабильности.

1. Изменение интенсивности $W(t)$ свечения немонотонно: вначале $W(t)$ возрастает (в первые 300 ч при токе 2 А/см²), в дальнейшем (до 2000 ч) падает

и далее (исследовалось до 5000 ч) практически не изменяется (рис. 1, а). Увеличение W на начальном участке можно описать выражением $W \sim [1 - \exp(-t/\tau)]$, где τ зависит от тока через диод. Уменьшение W характеризуется кинетикой $W \sim (\alpha t)^{-2/3}$, где α также определяется током (рис. 2, а). Зависимость скорости возрастания и снижения W от тока указывает на рекомбинационно-стимулированный характер определяющих их процессов.

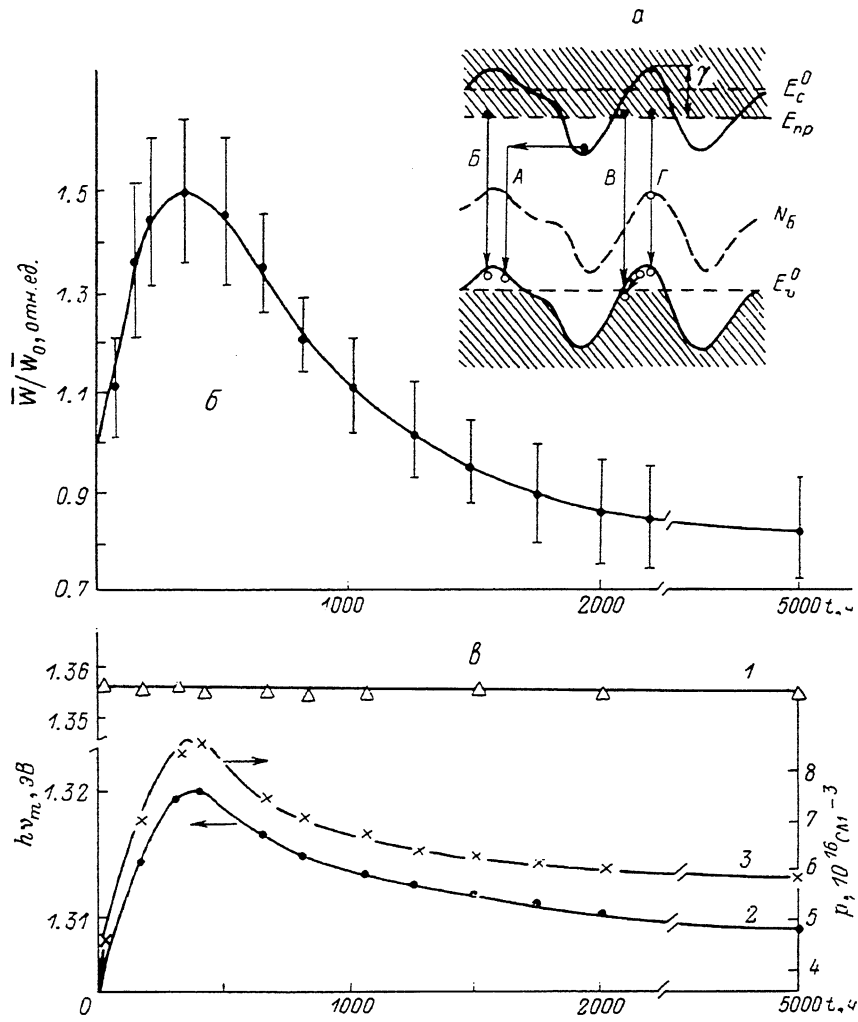


Рис. 1. Энергетическая зонная диаграмма (а); кинетика инжекционно-стимулированного изменения интенсивности свечения GaAs : Si СД ($J=2$ А/см², $T=300$ К) (б); изменение со временем положения максимума основной полосы люминесценции при 77 К (1) и 300 К (2), а также концентрации равновесных дырок p_p (3) (в).

2. Одновременно с возрастанием W (I период $W \uparrow$) краевая полоса ЭЛ при 300 К смещается в высокоэнергетическую область (рис. 1, в, кривая 2). В период II (снижение $W \downarrow$) положение максимума $h\nu_m$ не изменяется либо незначительно сдвигается в низкоэнергетическую область. При 77 К полоса ЭЛ не сдвигается (рис. 1, в, кривая 1).

3. В спектре термостимулированного тока (ТСТ) наблюдались пять пиков, соответствующих ловушкам, параметры которых даны в таблице.¹ При дли-

¹ Концентрация глубоких центров μ оценивалась по площади под кривыми ТСТ, измеренными после заполнения ловушек при подаче импульса прямого смещения при 77 К. Энергети-

тельном протекании прямого тока концентрация ловушек 0.20, 0.25 и 0.41 эВ практически не изменяется (рис. 3). В период I ($W \uparrow$) концентрация ловушек 0.53 эВ уменьшается и появляются мелкие ловушки 0.11 эВ. Существенно, что возрастание интенсивности свечения W СД при протекании прямого тока оказывается тем большим, чем больше исходная концентрация ловушек 0.53 эВ. В спектре ТСТ во II период ($W \downarrow$) новые пики не появляются, лишь иногда

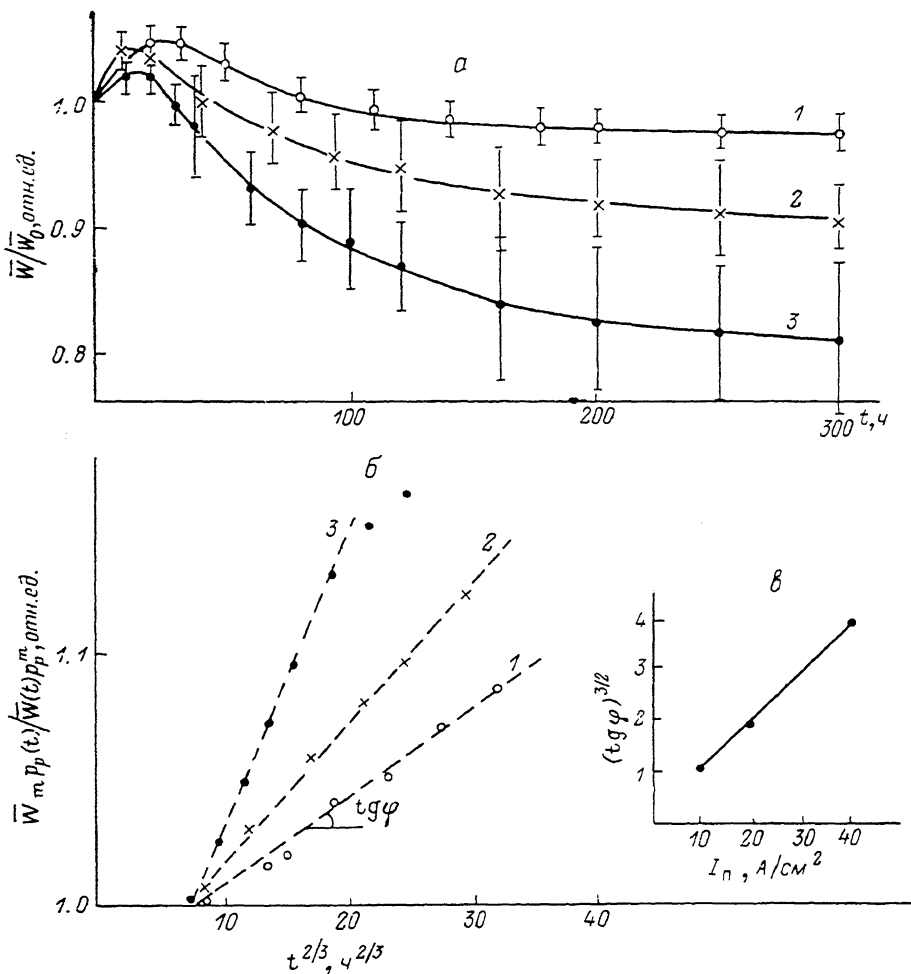


Рис. 2. Кинетика инжекционно-стимулированного изменения средних значений интенсивности свечения светодиодов в партиях, прошедших наработку при плотностях тока $I = 10$ (1), 20 (2) и 40 (3) А/см² (а); кривые рис. 2, а, перестроенные в координатах $\bar{W}_{\text{max.p.p.}}(t)/\bar{W}(t)p_p^{\text{max}} \sim t^{2/3}$ (б); зависимость наклона $\text{tg } \varphi$ кривых (рис. 2, а) от плотности тока I_n (в).

незначительно уменьшается величина пика, обусловленного ловушками 0.11 эВ.

4. Металлографические исследования плоскости скола (110) показали, что в период I ($W \uparrow$) картина структурных дефектов не изменяется. В период II, как следует из микрофотографий, полученных методом двойного травления, в ранее бездефектных областях эпитаксиальной пленки вблизи $p-n$ -перехода появляются микродефекты, обуславливающие ямки травления неправильной формы и связанные, по-видимому, с микровыделениями (МВ) точечных дефектов или примесей. Плотность дислокационных ямок травления при этом не изменяется (рис. 4).

ческое положение центров и сечения захвата носителей определялись из зависимости положения максимумов пиков ТСТ от скорости нагрева, которая изменялась в пределах 0.06 ÷ 0.60 К/с.

5. Электронно-микроскопические исследования, проведенные на микроскопе JEM-150, не выявили дифракционного контраста, соответствующего микровыделениям. Можно думать поэтому, что размеры микровыделений не превышают $50 \div 100 \text{ \AA}$.

Анализ экспериментальных результатов

В исследованных СД при 77 К излучательные переходы происходят в основном в p -слое [8] в результате туннельной рекомбинации электронов из хвостов плотности состояний c -зоны с дырками, локализованными в хвостах v -зоны (рис. 1, а). При 300 К доминирует излучательная рекомбинация электронов из состояний выше уровня протекания хвоста зоны проводимости с локализованными дырками [9]. Исходя из этого, проанализируем полученные экспериментальные факты.

Величина интегральной интенсивности свечения есть

$$W(t) = \eta_0 \eta_I I_n \eta_{вн}, \quad (1)$$

где η_0 учитывает самопоглощение и отражение излучения в кристалле, η_I — коэффициент инжекции электронов в p -слой, I_n — полный ток через дпд,

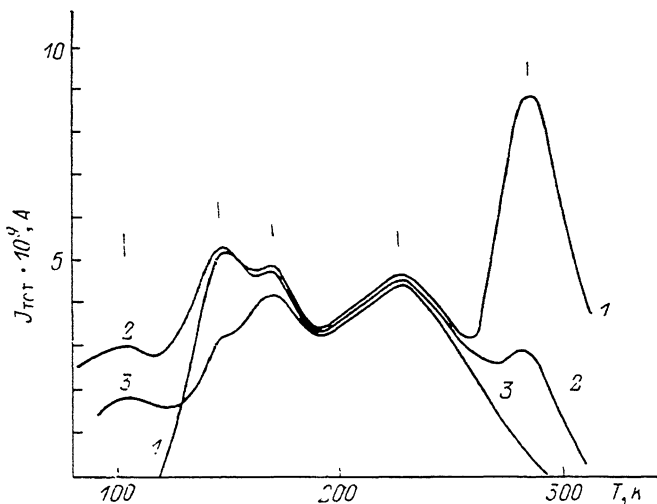


Рис. 3. Спектры ТСТ GaAs : Si СД до (1) и после (2, 3) длительной инжекции в p -слой электронов.

$J = 2 \text{ A/cm}^2$, $T = 300 \text{ K}$; t , μ : 1 — 0, 2 — 300, 3 — 700.

$\eta_{вн}$ — внутренний квантовый выход свечения в активном p -слое. Последний можно представить в виде [10, 11]

$$\eta_{вн} = \frac{\frac{v_n}{r} \exp \left[-\frac{2r}{\hbar} \sqrt{2m^* \varphi} \right] + p_p S_a^e v_n \left[1 - \exp \left(-\frac{\varphi}{kT} \right) \right]}{\frac{v_n}{r} \exp \left[-\frac{2r}{\hbar} \sqrt{2m^* \varphi} \right] + \tilde{p}_p S_a^e v_n \left[1 - \exp \left(-\frac{\varphi}{kT} \right) \right] + p_p S_n^e v_n \exp \left(-\frac{\varphi}{kT} \right) + N_0 S_k^e v_n} = \frac{A + B}{A + B + B + \Gamma}, \quad (2)$$

где S_a^e — сечение излучательного захвата электронов дырками в хвостах v -зоны, S_n^e , S_0^e — сечения соответственно излучательного и безызлучательного

захвата электронов для надбарьерной излучательной рекомбинации и безызлучательной рекомбинации через уровень N_6 , r — радиус экранирования Дебая, φ — среднеквадратичная флуктуация потенциала в хвостах плотности состояний разрешенных зон.

Туннельная составляющая A в (2) доминирует при 77 К. Из положения максимума полосы ЭЛ при 77 К можно оценить величину φ [12], которая составила $0.07 \div 0.09$ эВ и не изменялась при длительной инжекции. Это свидетельствует [13] о постоянстве в p -слое при 77 К полной концентрации ионизированных дефектов. Таким образом, при длительной инжекции в p -слое изменяется концентрация главным образом глубоких ловушек. Последний вывод хорошо согласуется с обнаруженным нами преобразованием лишь глубоких ловушек $E_p + 0.11$ и 0.53 эВ.

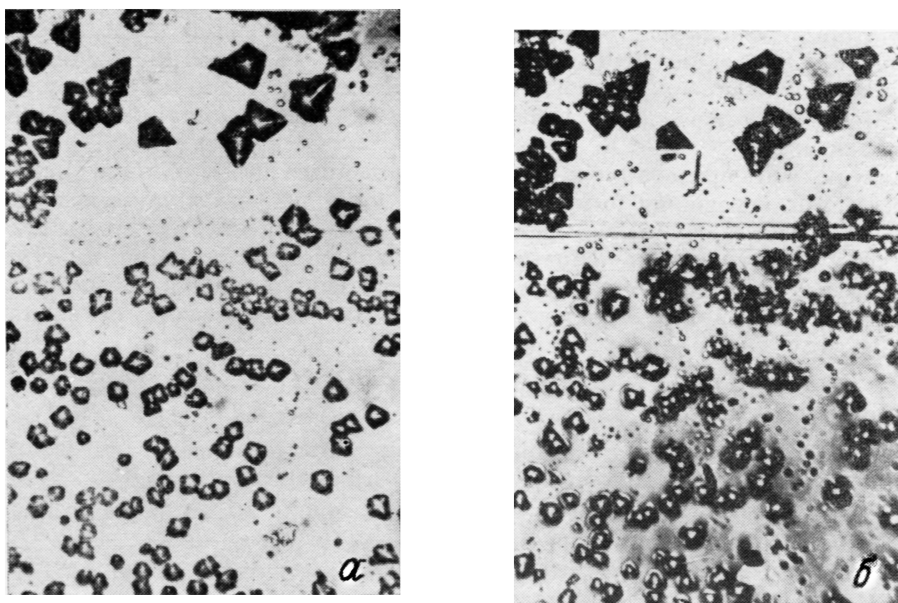


Рис. 4. Микрофотографии плоскости скола (110) до (а) и после (б) длительной (1000 ч) инжекции электронов в p -слой.

$I = 2 \text{ А/см}^2$, $T = 300 \text{ К}$.

При 300 К в (2) доминирует составляющая B и, как следует из [9], положение максимума $h\nu_m$ в спектре ЭЛ определяется равновесной концентрацией дырок p_p в p -слое, если концентрация инжектированных электронов $n_p < p_p$. Связь $h\nu_m$ и p_p была использована нами для определения величины p_p из изменения $h\nu_m$ при работе СД (рис. 1, в, кривая 3).

Рост p_p на I участке ($W \uparrow$) можно связать с появлением в p -слое мелких ловушек $E_p + 0.11$ эВ, параметры которых близки к значениям, характерным для кремниевых акцепторов (0.10 эВ [8]). Учитывая одновременное снижение концентрации ловушек $E_p + 0.53$ эВ, можно предположить, что возрастание числа Si-акцепторов происходит вследствие инжекционно-стимулированного распада кластеров, характеризующихся уровнем $E_p + 0.53$ эВ. Возможно, конечно, что ловушки $E_p + 0.53$ эВ связываются с продуктами распада каких-то посторонних кластеров, «выделяющих» Si-акцепторы, и при этом становятся электрически не активными.

Заметим, что рост концентрации p_p должен вызвать увеличение интенсивности W [см. формулу (2)]. Могут существовать и другие причины, связанные, например, с исчезновением центров безызлучательной рекомбинации (ЦБР). На опыте, однако, имеет место равная кратность возрастания отношений $W(t)/W_0$ и $p_p(t)/p_0$ на I участке $W \uparrow$, что свидетельствует о росте p_p как о главной причине. В то же время на II участке ($W \downarrow$) $W(t)/W$ уменьшается быстрее,

чем $p_p(t_2)/p_0$, что указывает на появление в p -слое новых ЦБР. Ими могут быть проявляющиеся в металлографических исследованиях микродефекты (петли дислокации или кластеры).

Таким образом, на участке $W \uparrow$ возникают новые акцепторы — атомы Si. на участке $W \downarrow$ — новые типы центров безызлучательной рекомбинации. Мы предположили, что оба факта являются следствием единого двухстадийного процесса, а именно рекомбинационно-стимулированного (при инжекции электронов) распада исходных, находящихся в p -слое СД кластеров, содержащих, например, один примесный (Π_{Si}) атом Si, неподвижный в решетке, и k подвижных дефектов D , по-видимому, междоузельных атомов Ga: $[\Pi_{Si} - kD] \rightarrow \Pi_{Si} + kD$, $k > 1$. Акцепторы Si увеличивают концентрацию p_p на I этапе, а легко подвижные дефекты D быстро и равномерно заполняют объем активного слоя.

На II этапе с ростом концентрации дефектов D начинается их коагуляция на некоторых зародышах с образованием микровыделений (D_m): $D + D \dots + D \rightarrow (D)_m$. Последние играют роль центров безызлучательной рекомбинации и вызывают снижение $\gamma_{\text{вн}}$ в p -слое и W . Зависимость скорости процесса образования МВ от тока через диод указывает на его рекомбинационно-стимулированный характер.

Отметим, что образование кластеров собственных дефектов в неравновесных условиях при освещении было обнаружено нами ранее в кристаллах CdS [14] и хорошо известно в AgBr — фотографический процесс [15].

Далее сделана попытка теоретически проанализировать кинетику образования МВ в p -слое GaAs : Si-светодиодов, учесть рекомбинацию на них инжектированных электронов и описать связанное с этим снижение интенсивности свечения W .

Т е о р и я

Опишем вначале кинетику распада исходных комплексов, что позволит оценить время достижения максимума $W(t)$ и концентрации $p_p(t)$, а также эффективность дефектообразования γ (отношение числа актов распада кластеров к числу актов рекомбинации на них).

Естественно считать, что этот распад происходит достаточно редко, $\gamma \ll 1$. Тогда темп рекомбинации β через комплекс есть

$$\beta = \frac{S_e n_p v_e S_p p_p v_p}{S_e n_p v_e + S_p p_p v_p}, \quad (3)$$

где $S_{e,p}$ — сечения захвата электронов (дырок) комплексом, $v_{e,p}$ — тепловые скорости электронов (дырок). Если комплексы с концентрацией $\mu(t)$ в одном акте распадаются полностью («взрыв»), то величина G — скорость рекомбинационно-стимулированной генерации подвижных дефектов есть

$$G = k\gamma\beta\mu(t). \quad (4)$$

Зависимость концентрации возникающих подвижных собственных дефектов от времени и координаты определяется уравнением диффузии

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \text{div}(-D\nabla N) + \frac{N}{\tau} = G - MS, \quad (5)$$

где D — коэффициент диффузии дефектов, τ — время их жизни в свободном состоянии, ограниченное в основном процессом обратной ассоциации в комплексы. M — концентрация МВ, $S = 4\pi R^2 v_\tau [N(R) - N_\tau(R)]$ — поток дефектов на МВ, $v_\tau = \sqrt{kT/M}$ — тепловая скорость дефекта, M — его масса, $N_\tau(R) = N_\tau^0 \times \exp(2\alpha/RkTN_0)$ — термодинамически равновесная концентрация собственных дефектов над сферическим МВ размером R [16]. Если исходные комплексы распределены равномерно в p -слое, то и выделившиеся дефекты достаточно быстро и равномерно заполняют активный слой. На начальном этапе в соответствии с экспериментальными данными (п. 4) естественно полагать, что практически еще не происходит ухода собственных дефектов в МВ. Таким образом, в урав-

нении (1) $MS=0$ и $\text{div}(-D\nabla N)=0$. Учтем также, что $\mu(t)=\mu_0-(N/k)$, где μ_0 — начальная концентрация комплексов. В зависимости от характера процесса обратной ассоциации дефектов в комплексе имеем два случая.

1) $\tau = \text{const}$, дефекты D ассоциируются с любыми примесными дефектами, концентрация которых велика (до 10^{19} см $^{-3}$). Решение уравнения (5) будет

$$N(t) = k\gamma^3\mu_0 \frac{\tau}{1+\gamma^3\tau} \left[1 - \exp\left(-\frac{t(1+\gamma^3\tau)}{\tau}\right) \right] + N_0^0, \quad (6)$$

где $\tau^{-1} = \frac{8}{3}\pi D\mu_i r_0$, μ_i и r_0 — концентрация и размер примесных дефектов, с которыми происходит ассоциация [17].

2) τ зависит от времени и определяется ассоциацией дефектов с примесями, высвобождающимися при распаде комплексов. Их концентрация N/k со временем растет. При этом $\tau^{-1} = \frac{8}{3}\pi D(N/k)r_0$ и решение (5) есть

$$N(t) = \sqrt{\frac{3k^2\gamma^3\mu_0}{8\pi D r_0}} \left\{ \frac{1 - \exp(-t/t_0)}{1 + \exp(-t/t_0)} \right\}, \quad (7)$$

где

$$t_0 = \frac{1}{\sqrt{\frac{\gamma^3\mu_0}{3} \pi D r_0}}. \quad (8)$$

Выделяющиеся при распаде комплексов акцепторы изменяют концентрацию $p_p(t)$. На начальном участке ($t \rightarrow 0$) из уравнений (6) и (7) имеем

$$\frac{dp_p}{dt} = (1-K) \frac{1}{K} \gamma^3\mu_0, \quad (9)$$

где K — коэффициент компенсации акцепторов в p -слое. Отсюда при известных значениях μ_0 и β можно оценить величину коэффициента дефектообразования γ . Полагая $S_e = S_p = 10^{-16}$ см $^{-3}$, $\beta \approx S_e n_p v_e = 10^3$ с $^{-1}$, $\mu_0 = 2 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$ (см. таблицу), $n_p = 10^{12}$ см $^{-3}$ ($J = 2$ А/см 2), $K = 0.95 \div 0.97$, получим $\gamma = 2 \cdot 10^{-9}$. Рассчитанная величина γ значительно меньше, чем γ , предсказанная ($\gamma \approx 10^{-2} - 10^{-3}$) в модели так называемой θ -вспышки [18], или «фононного» удара [19]. По-видимому, меньшие значения дают модели дефектообразующего резонансного захвата электрона [20, 21], где приведена величина $\gamma\beta = 10^{-8}$ с $^{-1}$ [20].

Положение максимума кривых $W(t)$ и $p_p(t)$ можно оценить по временам выхода на насыщение $N(t)$. Эти времена для рассмотренных случаев 1 и 2 равны соответственно

$$t_1 = \frac{\tau}{1+\gamma^3\tau} \approx \tau, \quad t_2 = t_0.$$

Полагая $\mu_i = 5 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$, $D = 10^{-16}$ см 2 /с, $r_0 = 10^{-8}$ см, $\mu_0 = 2 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$, $\gamma = 2 \cdot 10^{-9}$, $\beta = 10^3$ с $^{-1}$, получим $t_1 = 10^5$ и $t_2 = 10^6$ с.

Оба варианта оценок времени достижения максимума интенсивности свечения различаются не столь сильно, чтобы позволить экспериментально однозначно выбрать один из них.

Приступим теперь к рассмотрению процесса образования МВ. Как уже утверждалось ранее, процесс образования и роста МВ начнется не на начальной стадии, а с момента, когда концентрация возникающих свободных дефектов превысит термодинамически равновесную. Поэтому далее будет происходить распад в неравновесных условиях их пересыщенного твердого раствора. Известные феноменологические теории такого распада для примесей или дефектов (см., например, [22]) рассматривают образование зародышей критического размера и их начальную стадию роста, лимитируемую диффузией. Однако они не учитывают изменения потока дефектов на МВ с их ростом, например, из-за зависимости скорости обратного испарения дефектов из МВ от его радиуса (см. далее). Уровень пересыщения твердого раствора в [22] был исходно задан и снижался со временем. В нашем случае уровень пересыщения определяется скоростью генерации свободных дефектов и их временем жизни. Кроме того,

коэффициенты диффузии дефектов в рассматриваемых неравновесных условиях зависят от уровня инжекции.

Мы попытались описать динамику процессов образования и роста МВ с использованием теории конденсации экситонов в электронно-дырочные капли (ЭДК), предложенной в работе [16]. Очевидное отличие последнего процесса от образования МВ состоит в том, что в случае роста ЭДК происходит рекомбинация электронов и дырок в капле, тогда как аналогичный процесс при образовании и росте МВ не имеет места. Кроме того, при больших размерах МВ необходимо учитывать энергию упругой деформации решетки. Произведем оценку.

Форма МВ в твердом теле зависит от размера и определяется соотношением между поверхностной и упругой энергиями [23]. Если характерный размер МВ меньше величины $\alpha/E\varepsilon_0^2 = 60 \div 600 \text{ \AA}$, где $F = 1.5 \cdot 10^{12} \text{ эрг/см}^2$ — модуль Юнга для GaAs [24], $\alpha = 10^2 - 10^3 \text{ эрг/см}^2$ — поверхностное натяжение металлического Ga [24], $\varepsilon_0 \approx 0.02$ — максимальная величина деформации, обусловленной несоответствием периодов решетки матрицы и МВ, которая была зарегистрирована при распаде пересыщенного твердого раствора примесей в GaAs [25], то форма включения сферическая.

Критический размер сферического МВ $R_{кр}$, начиная с которого они становятся устойчивыми, определяется из условия минимума свободной энергии и имеет известный вид [16] $R_{кр} = 2\alpha/N_0\Delta\mu$, где $\Delta\mu = kT \ln(N/N_0)$ — разность химического потенциала в различных фазах, N_0 — концентрация собственных дефектов в МВ. Скорость образования критических зародышей в пересыщенном твердом растворе задается уравнением [16]

$$\frac{dM}{dt} = A \left(\frac{\alpha}{kT} \right)^{1/2} v_r u_i \frac{N}{N_0} \exp \left\{ -\frac{2\pi}{3} \left(\frac{2\alpha}{kT} \right) \frac{1}{N_0^2} \ln^2 \frac{N}{N_0} \right\}. \quad (10)$$

Рост МВ со временем описывается уравнением

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{4\pi}{3} R^3 N_0 \right) = 4\pi R^2 v_r [N(R) - N_r(R)]. \quad (11)$$

Решить систему уравнений (10) и (11) в явном виде не представляется возможным, поэтому введем ряд упрощающих предположений. Будем считать концентрацию зародышей M величиной постоянной. Далее для выяснения зависимости $N(R)$ будем предполагать, что размеры МВ значительно меньше расстояния между ними $R < M^{-1/3}$, а это последнее меньше диффузионной длины дефектов $M^{-1/3} < L_D$, определяемой в основном связыванием подвижных дефектов с примесями (атомами Si и различными другими). Тогда уравнение диффузии можно рассматривать для средней концентрации свободных дефектов в малой области, в пределах которой быстро устанавливается квазистационарное распределение [16] в виде $\frac{D}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dN}{dr} \right) = 0$ при граничном условии

$D \nabla N|_{r=R} = \frac{S}{4\pi R^2}$. Решение стационарного уравнения диффузии дает $N(r) = N - \frac{S}{4\pi D r}$. подставив которое в (11), получим уравнение для определения размера МВ в любой момент времени в виде

$$\frac{dR}{dt} = \frac{N - N_r(R)}{N_0} \frac{v_r}{1 + \frac{v_r R}{D}} \approx \frac{D}{N_0 R} [N - N_r(R)] \quad (12)$$

при $v_r R/D \gg 1$. Уравнение (12) аналогично уравнению, полученному в монографии [26], которое описывает изменение размеров выделений. Используя результаты этой работы, найдем, что средний размер микровыделения \bar{R}^2 и возрастает со временем по асимптотическому закону

$$\bar{R} = \left(\frac{8\alpha N_0^2}{9N_0^2 kT} Dt \right)^{1/2}. \quad (13)$$

² \bar{R} вводится как результат интегрирования функций распределения зерен по размерам [26].

Рекомбинационный поток электронов в p -слое на МВ размером \bar{R} определим, исходя из решения уравнения диффузии для электронов, в предположении рекомбинации их на поверхности МВ со скоростью σ . Выражение для суммарного рекомбинационного потока электронов на M микровключений идентично полученному ранее в работе [27] и имеет вид

$$J = 4\pi\bar{R}^2 M D_e g \tau_e \frac{\left(1 + \frac{\bar{R}}{L_0}\right) \frac{\sigma\bar{R}}{D_e}}{\left(1 + \frac{\sigma\bar{R}}{D_e} + \frac{\bar{R}}{L_0}\right)}, \quad (14)$$

где L_0 — диффузионная длина электронов в p -слое до образования МВ: $L_0 = \sqrt{D_e \tau_e}$, τ_e — время жизни электронов, определяемое рекомбинацией через все каналы, за исключением рекомбинации на МВ, g — скорость генерации свободных носителей: $g\tau_{\text{эфф}} = n_p$, $\tau_{\text{эфф}}$ — время жизни электронов в s -зоне, D_e — коэффициент диффузии электронов. Учитывая то, что $\bar{R}/L_0 \ll 1$ и $\sigma\bar{R}/D_e \ll 1$, получим

$$J = 4\pi\bar{R}^2 M \sigma n_p \frac{\tau_e}{\tau_{\text{эфф}}}. \quad (15)$$

Образование дополнительного безызлучательного рекомбинационного канала в выражении (2) для $\gamma_{\text{ин}}$ нужно учесть введением соответствующего слагаемого (15) в знаменатель. В этом случае нетрудно видеть, что при 300 К в области $W \downarrow$ будем иметь

$$\frac{\bar{W}_{\max} p_p(t)}{\bar{W}(t) p_p^{\max}} = 1 + \frac{4\pi M \sigma \frac{\tau_e}{\tau_{\text{эфф}}} \left(\frac{8\pi N_0^0}{9N_0^3 kT}\right) D^{2/3} i^{2/3}}{p_p S_n^2 v_n \left[1 - \exp\left(-\frac{\varphi}{kT}\right)\right] + p_p S_n^2 v_n \exp\left(-\frac{\varphi}{kT}\right) + N_0 S_n^2 v_n}. \quad (16)$$

Действительно, как видно из рис. 4, б, график зависимости $\bar{W}_{\max} p_p(t)/\bar{W}(t) p_p^{\max} \sim t^{2/3}$ представляет собой прямую линию.

Если при образовании МВ процесс диффузии собственных дефектов происходит рекомбинационно-стимулированно, то коэффициент диффузии дефектов D пропорционален току I_n через диод [18, 28]. В этом случае, как следует из выражения (16), зависимость наклона $\text{tg } \varphi$ характеристики $\bar{W}_{\max} p_p(t)/\bar{W}(t) p_p^{\max} \sim t^{2/3}$ в координатах $(\text{tg } \varphi)^{3/2} \sim I_n$ будет линейной, что действительно имеет место (рис. 4, в).

Таким образом, предложенная модель позволяет при естественных предположениях объяснить: а) возрастание по экспоненциальному закону интенсивности свечения W и концентрации дырок p_p в активном слое СД в период I; б) уменьшение интенсивности W в период II по закону $W \rightarrow (\alpha t)^{-2/3}$, а также зависимость α от коэффициента диффузии подвижных дефектов D и от величины тока через СД.

В заключение отметим, что процесс роста МВ ограничивается истощением источника изолированных собственных дефектов, ростом величины упругих напряжений, а также увеличением испарения дефектов из МВ вследствие разогрева последних при безызлучательной рекомбинации на них неравновесных носителей. С этим, по-видимому, связано насыщение кинетики изменения интенсивности свечения при больших временах.

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность Е. Б. Белоцкому и Н. И. Григорьеву за активное обсуждение работы, а также Г. Н. Семенову за проведение металлографических исследований.

Список литературы

- [1] Горчинская Т. В., Шейнкман М. К. // ЖПС. 1983. Т. 38. В. 3. С. 371—380.
- [2] Птащенко А. А. // ЖПС. 1980. Т. 33. В. 5. С. 781—803.
- [3] Корбет Дж., Бургуан Ж. Точечные дефекты в твердых телах. М., 1979. 379 с.
- [4] Регель Л. Л., Тхань Нги // ФТП. 1983. Т. 17. В. 2. С. 336—338.

- [5] Птащенко А. А., Литовченко Л. Ф., Теляков В. А. и др. // УФЖ. 1978. Т. 23. В. 1. С. 100—108.
- [6] Птащенко А. А. // ФТП. 1975. Т. 9. В. 10. С. 2043—2044.
- [7] Коваленко В. Ф. и др. // ФТП. 1978. Т. 12. В. 20. С. 258—263.
- [8] Берг А., Дин П. Светододы. М., 1979. 686 с.
- [9] Леванюк А. П., Осипов В. В. // ФТП. 1973. Т. 7. В. 6. С. 1069—1081.
- [10] Карась В. И., Ломако В. М. и др. // ФТП. 1978. Т. 12. В. 3. С. 422—426.
- [11] Баскин Э. М., Вилке А. Л., Лисенкер Б. С. и др. // ФТП. 1979. Т. 13. В. 11. С. 2227—2232.
- [12] Алферов Ж. И., Андреев В. М., Гарбузов Д. З. // ФТП. 1972. Т. 6. В. 10. С. 2015—2026.
- [13] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М., 1979. 416 с.
- [14] Korsunskaja N. E., Markevich I. V., Torchinskaja T. V., Sheinkman M. K. // Phys. St. Sol. (a). 1980. V. 60. N 3. P. 565—572.
- [15] Галашин Е. А., Чибисов К. В. // ДАН СССР. 1968. Т. 178. В. 1. С. 627—630.
- [16] Багаев В. С., Замковец Н. В., Келдыш Л. В. и др. // ЖЭТФ. 1976. Т. 70. В. 4. С. 1501—1521.
- [17] Крегер Ф. Химия несовершенных кристаллов. М., 1969. 570 с.
- [18] Ленченко В. М. // ФТТ. 1969. Т. 11. В. 3. С. 799—801.
- [19] Week L. D., Tully J. S., Kimerling L. S. // Phys. Rev. B. 1975. V. 12. N 8. P. 3286—3292.
- [20] Елисеев П. Г., Завестовская И. Н., Полуэктов И. А. // Квант. электрон. 1978. Т. 5. В. 1. С. 248—250.
- [21] Вихнин В. С., Шейнкман М. К. ГП. 1985. Т. 19. В. 9. С. 1577—1585.
- [22] Флстуль В. И. Распад пересыщенных полупроводниковых твердых растворов. М., 1977. 240 с.
- [23] Хачатурян А. Г. Теория фазовых переходов и структура твердых растворов. М., 1979. 480 с.
- [24] Захаров И. С., Лаврентьев Л. Г. // Изв. вузов СССР. Физика. 1970. № 11 (102). С. 139—141.
- [25] Моргулис Л. М., Мильвидский М. Г., Освенский В. Б., Югова Т. Г. // ФТТ. 1972. Т. 14. В. 9. С. 2804—2807.
- [26] Лифшиц Е. М., Пятаевский Л. П. Физическая кинетика. М., 1979. 509 с.
- [27] Григорьев Н. Н., Кудыкина Т. А. // УФЖ. 1987. Т. 32. В. 10. С. 1460—1461.
- [28] Винецкий В. Л., Чайка Г. Е. // ФТТ. 1982. Т. 24. В. 7. С. 2170—2177.

Институт полупроводников
АН УССР
Киев

Получена 27.01.1989
Принята к печати 3.04.1989