

УДК 621.315.592

Электролюминесценция варизонных структур с антизапорным и омическим контактами

© Б.С. Соколовский[¶], В.И. Иванов-Омский*, Г.А. Ильчук⁺Львовский национальный университет им. Ивана Франко,
79602 Львов, Украина* Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия⁺ Национальный университет „Львівська політехніка“,
79013 Львов, Украина

(Получена 11 апреля 2005 г. Принята к печати 13 апреля 2005 г.)

Теоретически исследованы особенности электролюминесценции однородно легированных варизонных структур с антизапорным и омическим контактами. Для случая постоянного градиента ширины запрещенной зоны и сильного поглощения света получены и проанализированы аналитические зависимости для спектральной и интегральной интенсивностей электролюминесценции. Показано, что наличие антизапорного контакта на широкозонной грани варизонной структуры приводит к повышению эффективности отрицательной и особенно положительной электролюминесценции по сравнению со случаем варизонной структуры с двумя омическими контактами. Спектр рекомбинационного излучения варизонной структуры с антизапорным контактом на узкозонной грани характеризуется в большинстве случаев знакопеременной зависимостью, на которой в области сильных токов преобладает широкая полоса отрицательной электролюминесценции.

1. Введение

Варизонные полупроводники благодаря ряду уникальных свойств, в первую очередь наличию квазиэлектрических полей и координатной зависимости коэффициента поглощения света, зарекомендовали себя эффективными материалами для создания различных полупроводниковых приборов, в частности, светодиодов [1,2]. Значительное пространственное перераспределение неосновных носителей заряда, происходящее в однородно легированных варизонных полупроводниках в условиях протекания электрического тока [3], предопределяет возможность возбуждения в них рекомбинационного излучения, интенсивность которого существенно отличается от равновесного. В этой связи теоретическое прогнозирование электролюминесцентных свойств различных типов варизонных структур представляет не только научный интерес, но имеет также практическое значение для разработки новых полупроводниковых источников светового излучения, особенно инфракрасного диапазона спектра. В работе [4] показано, что спектром электролюминесценции (ЭЛ) варизонных структур с омическими контактами можно управлять в широких пределах путем изменения величины электрического тока, причем в зависимости от направления последнего возникает положительная или отрицательная ЭЛ. В данной работе теоретически доказывается, что интенсивность ЭЛ, особенно положительной, можно существенно увеличить, если один из омических контактов варизонной структуры заменить на антизапорный (блокирующий) контакт.

2. Модель варизонной структуры и исходные соотношения

Рассмотрим пластину толщиной d из варизонного полупроводника, для конкретности n -типа проводимости, в котором ширина запрещенной зоны E_g линейно уменьшается с координатой x :

$$E_g(x) = E_g(0) - |\nabla E_g|x. \quad (1)$$

Предполагается, что варизонный полупроводник однородно легирован донорной примесью с достаточно высокой концентрацией N_D , при которой равновесные концентрации электронов n_0 и дырок p_0 определяются выражениями [5]:

$$n_0 \approx N_D, \quad p_0(x) = \frac{n_i^2(0)}{N_D} \exp\left(\frac{|\nabla E_g|x}{kT}\right), \quad (2)$$

где $n_i(x)$ — собственная концентрация носителей заряда в варизонном полупроводнике.

На гранях варизонной пластины $x = 0$ и $x = d$ сформированы токоподводящие контакты, один из которых является антизапорным, а другой — омическим, поддерживающим равновесное значение концентрации носителей. В качестве антизапорного контакта может служить, например, $n-n^+$ -переход или изотипный гетеропереход с более широкозонным слоем. Будем предполагать, что антизапорный контакт полностью блокирует прохождение неосновных носителей заряда. Предполагается также, что омический и антизапорный контакты являются оптически прозрачными для рекомбинационного излучения, что можно достичь выбором соответствующих материалов для контактов или приданием последним сетчатой конфигурации.

[¶] E-mail: sokol@franko.lviv.ua

Прохождение электрического тока через рассматриваемую варизонную структуру приводит к отклонению концентрации дырок $p(x)$ от равновесного значения $p_0(x)$, в то время как концентрация основных носителей (электронов) остается практически невозмущенной.¹ Рекомбинация неравновесных носителей сопровождается излучением, дополнительным к равновесному, т.е. люминесценцией. Наибольший интерес представляет рассмотрение рекомбинационного излучения, исходящего от широкозонной грани ($x = 0$) варизонной пластины, так как в этом случае за счет „эффекта широкозонного окна“ имеется возможность выхода излучения из внутренних областей полупроводника. Для случая, когда коэффициент поглощения света α является ступенчатой функцией энергии фотонов $h\nu$:

$$\alpha = \alpha_0 \theta[h\nu - E_g(x)],$$

спектральную интенсивность ЭЛ I_ν , регистрируемую со стороны широкозонной грани, можно представить, используя [7], в следующем виде:

$$I_\nu = \beta h\nu R_0 \int_{x_0}^d \frac{np - n_i^2}{n_i^2} \exp[-\alpha_0(x - x_0)] dx, \quad (3)$$

где β — коэффициент, который зависит от условий выхода излучения через грань $x = 0$ и примыкающий к ней контакт, в частности, от угла полного внутреннего отражения;

$$R_0 = 8\pi\bar{n}^2 c^{-2} \alpha_0 v^2 \exp(-h\nu/kT)$$

— скорость равновесной излучательной рекомбинации носителей при $h\nu \gg kT$; \bar{n} — коэффициент преломления варизонного полупроводника; c — скорость света в вакууме. Координата x_0 в (3) определяется из уравнения $E_g(x_0) = h\nu$, т.е.

$$x_0 = \frac{E_g(0) - h\nu}{|\nabla E_g|}. \quad (4)$$

В дальнейшем ограничимся случаем сильного поглощения света, предполагая, что выполняются неравенства:

$$\alpha_0 \gg |\nabla E_g|/kT, \quad d^{-1}, \quad L_+^{-1}, \quad L_-^{-1},$$

где L_+ , L_- — характерные длины изменения $p(x)$, соответственно, в направлении дрейфового движения носителей и против него. Тогда функции, описывающие координатные зависимости концентрации носителей

¹ Заметим, что протекание тока через варизонные структуры с собственным типом проводимости не сопровождается заметным пространственным перераспределением носителей заряда. Последнее возможно под действием силы Лоренца в условиях реализации магнитоконцентрационного эффекта [6].

заряда, можно вынести из-под знака интеграла в (3) и в результате для интенсивности ЭЛ в спектральном диапазоне $E_g(d)/h \leq \nu \leq E_g(0)/h$ получим следующее выражение:

$$I_\nu = \frac{N_D[p(x_0) - p_0(x_0)]}{n_i^2(x_0)} I_\nu^0, \quad (5)$$

где

$$I_\nu^0 = 8\pi\beta\bar{n}^2 c^{-2} h\nu^3 \exp(-h\nu/kT)$$

— спектральная интенсивность равновесного излучения варизонного полупроводника в области междузонных переходов ($\nu \geq E_g(d)/h$). Характерной особенностью (5) является слабое изменение с частотой отношения $I_\nu^0/n_i^2(x_0)$ при $E_g(d)/h \leq \nu \leq E_g(0)/h$. Заметим, что в отличие от случая слабого поглощения света [8] в выражение для I_ν явно не входит градиент ширины запрещенной зоны. Интенсивность ЭЛ в области $\nu > E_g(0)/h$ определяется формулой (5), в которой следует положить $x_0 = 0$.

Необходимое для расчета интенсивности ЭЛ координатное распределение концентрации неравновесных дырок, которое устанавливается в варизонном полупроводнике при прохождении тока плотностью \mathbf{j} , определяется уравнением непрерывности [3]:

$$\frac{d^2 p}{d\xi^2} - (i + \gamma) \frac{dp}{d\xi} - p = -\frac{n_i^2(0)}{N_D} \exp(\gamma\xi), \quad (6)$$

где введены безразмерные координата $\xi = x/L_p$, плотность тока $i = j_x L_p / kT \mu_n N_D$ и градиент ширины запрещенной зоны $\gamma = L_p |\nabla E_g| / kT$. Предполагается, что диффузионная длина дырок L_p , подвижности электронов μ_n и дырок μ_p не зависят от координаты. Уравнение (6) справедливо при выполнении неравенства $\mu_n N_D \gg \mu_p p_0(d)$, т.е. когда вкладом неосновных носителей в полный ток можно пренебречь.

Уравнение (6) следует дополнить двумя граничными условиями, которые имеют вид

$$\frac{dp(0)}{d\xi} - (i + \gamma)p(0) = 0, \quad p(\bar{d}) = \frac{n_i^2(\bar{d})}{N_D} \exp(\gamma\bar{d}) \quad (7)$$

($\bar{d} = d/L_p$) для варизонной структуры с антизапорным контактом на широкозонной грани ($\xi = 0$) и

$$p(0) = \frac{n_i^2(0)}{N_D}, \quad \frac{dp(\bar{d})}{d\xi} - (i + \gamma)p(\bar{d}) = 0 \quad (8)$$

для варизонной структуры, в которой антизапорный контакт находится в узкозонной грани ($\xi = \bar{d}$).

3. Результаты расчета и их обсуждение

3.1. Случай варизонной структуры с антизапорным контактом на широкозонной грани

Решая уравнение (6) с граничными условиями (7) и используя (5), получаем следующее выражение:

$$I_v = \frac{i}{i\gamma + 1} \times \left[\frac{\exp(-\delta^- \xi_0) \{ \text{sh}[\delta^*(\xi_0 - \bar{d})] + \gamma \varphi(\xi_0) \exp(\delta^- \bar{d}) \}}{\varphi(\bar{d})} - \gamma \right] I_v^0, \quad (9)$$

где

$$\varphi(z) = \delta^+ \text{sh}(\delta^* z) + \delta^* \text{ch}(\delta^* z),$$

$$\delta^\pm = \frac{\gamma \pm i}{2}, \quad \delta^* = \frac{\sqrt{(\gamma + i)^2 + 4}}{2},$$

которое через переменную $\xi_0 = x_0/L_p$ и соотношение (4) определяет спектральную зависимость интенсивности ЭЛ в области

$$E_g(d)/h \leq \nu \leq E_g(0)/h \quad (0 \leq \xi_0 \leq \bar{d}).$$

Спектр ЭЛ в области частот $\nu > E_g(0)/h$ можно рассчитать по формуле

$$I_v = \frac{(h\nu)^3}{E_g^3(0)} I_v^{\max} \exp\left[-\frac{h\nu - E_g(0)}{kT}\right], \quad (10)$$

где I_v^{\max} — полученное из (9) значение интенсивности ЭЛ при $\nu = E_g(0)/h$.

Как следует из (9) и (10), характер ЭЛ определяется направлением электрического тока. Когда ток i течет в направлении увеличения ширины запрещенной зоны ($i < 0$), вследствие инжекции дырок из более узкозонных областей структуры происходит обогащение всего объема варизонного полупроводника неравновесными носителями, излучательная рекомбинация которых формирует спектр положительной ЭЛ. При противоположном направлении электрического тока ($i > 0$), когда дырки двигаются в сторону уменьшения ширины запрещенной зоны (т.е. увеличения их равновесной концентрации), реализуется эффект распределенной экстракции неосновных носителей заряда [3], в результате чего практически весь объем полупроводника обедняется дырками. Это приводит к уменьшению интенсивности рекомбинационного излучения по сравнению с ее равновесным значением, т.е. отрицательной люминесценции, которая была впервые обнаружена в антимиониде индия, помещенном в скрещенные электрическое и магнитное поля [9], и затем достаточно детально исследована в ряде полупроводников как при магнитоконцентрационном эффекте, так и при эффектах эксклюзии и экстракции (см., например, обзоры [10,11]).

Если при слабых токах ($|i| \ll \gamma, \bar{d}^{-1}, \bar{d}$) для каждой частоты спектральная интенсивность ЭЛ I_v пропорциональна току, то с ростом последнего проявляется нелинейный характер токовой зависимости I_v с различным влиянием тока на разные участки спектра ЭЛ. В области сильных токов ($|i| \gg \gamma, \bar{d}^{-1}, \bar{d}$) при $i < 0$, когда практически во всем объеме полупроводника, за исключением примыкающего к антизапорному контакту тонкого слоя толщиной порядка $|i|^{-1}$, устанавливается постоянная концентрация дырок $p_0(d)$, спектральная интенсивность положительной ЭЛ в линейном по $\gamma/i, \bar{d}/i$ приближении описывается выражениями:

$$I_v = i^2 \left(1 - \frac{2\gamma}{|i|}\right) \exp(-|i|\xi_0 + \gamma\bar{d}) I_v^0 \quad (11)$$

при $0 \leq \xi_0 < 2|i|^{-1} \ln|i|$,

$$I_v = \left[\left(1 + \frac{\xi_0 - \bar{d}}{|i|}\right) \exp[\gamma(\bar{d} - \xi_0)] - 1 \right] I_v^0 \quad (12)$$

при $2|i|^{-1} \ln|i| < \xi_0 \leq \bar{d}$. Здесь I_v^0 — интенсивность равновесного излучения.

Таким образом, при больших токах спектр положительной ЭЛ состоит из протяженного длинноволнового участка, форма которого не зависит от тока, а определяется лишь градиентом ширины запрещенной зоны, и узкой коротковолновой полосы, которая сужается с ростом тока при одновременном увеличении интенсивности на ее краю ($h\nu = E_g(0)$). Заметим, что в случае варизонной структуры с двумя омическими контактами [4] $I_v = 0$ при $h\nu = E_g(0)$. Положение максимума спектра положительной ЭЛ рассматриваемой варизонной структуры не зависит от тока и находится при $h\nu = E_g(0)$.

Спектр отрицательной ЭЛ, возникающей при $i > 0$, в области сильных токов ($i \gg \gamma, \bar{d}^{-1}, \bar{d}$) содержит широкий участок в области

$$0 \leq \xi_0 < \bar{d} - i^{-1} \ln(i\gamma)$$

с интенсивностью, близкой к предельному значению $-I_v^0$:

$$I_v = - \left[1 - \frac{1}{i\gamma} + \frac{1}{i\gamma} \left(1 - \frac{\gamma}{i} - \frac{\xi_0}{i}\right) \exp(-\gamma\xi_0) \right] I_v^0, \quad (13)$$

и узкой длинноволновой полосы ($\bar{d} - i^{-1} \ln(i\gamma) < \xi_0 \leq \bar{d}$), в которой интенсивность экспоненциальной стремится к нулю:

$$I_v = - \{1 - \exp[i(\xi_0 - \bar{d})]\} I_v^0. \quad (14)$$

Минимум на спектральной зависимости интенсивности отрицательной ЭЛ смещается с ростом тока в длинноволновую область и в области сильных токов и находится при энергии фотонов

$$h\nu_{\min} = E_g(d) + \frac{kT\gamma}{i} \ln(i\gamma). \quad (15)$$

Для расчета спектральных зависимостей интенсивности ЭЛ по формулам (9) и (10) необходимо знать

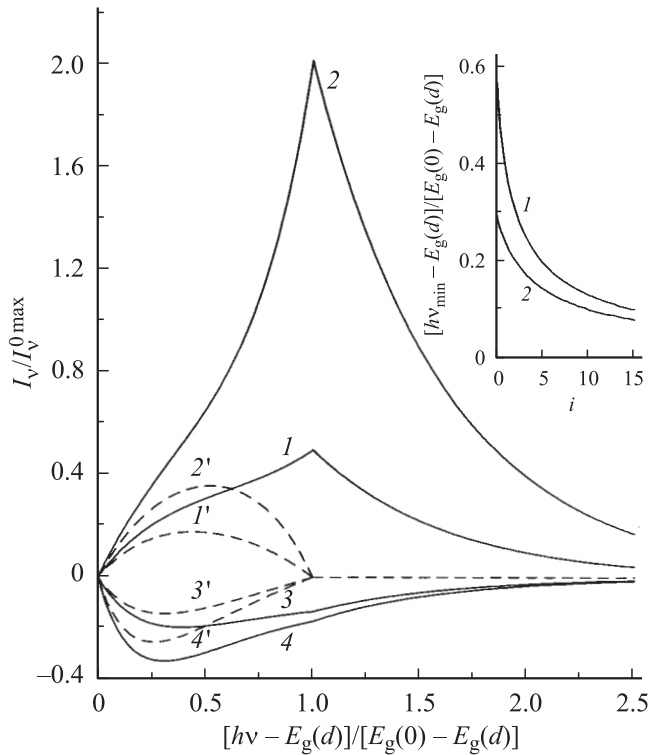


Рис. 1. Спектральные зависимости интенсивности электролюминесценции варизонной структуры с антизапорным контактом на широкозонной грани (сплошные линии) и с двумя омическими контактами (штриховые линии) при $E_g(0) = 16kT$, $\bar{d} = 2$, $\gamma = 1$ и значениях тока i : 1, 1' — -1; 2, 2' — -2; 3, 3' — 1; 4, 4' — 2. На вставке — зависимости положения минимума спектра отрицательной электролюминесценции от безразмерной плотности тока при значениях γ : 1 — 1, 2 — 2.

интенсивность равновесного излучения I_v^0 , которая в случае сильного поглощения света определяется минимальной шириной запрещенной зоны в конкретной варизонной структуре. Заметим, что форма спектральных зависимостей интенсивности ЭЛ является практически одинаковой для различных полупроводников лишь при незначительных относительных перепадах ширины запрещенной зоны $[E_g(0) - E_g(d)]/E_g(d)$, а именно, при выполнении неравенства $kT\gamma\bar{d} \ll E_g(d)$, которое, очевидно, легче удовлетворить в случае широкозонных полупроводников.

Особенности ЭЛ варизонных структур мы будем далее иллюстрировать применительно к твердому раствору CdHgTe, который представляет значительный интерес для создания не только детекторов, но и источников инфракрасного излучения. Будем считать, что имеется варизонная структура CdHgTe n -типа проводимости при $T = 290$ К с фиксированной шириной запрещенной зоны на более широкозонной грани $E_g(0) = 0.4$ эВ ($E_g(0)/kT = 16$), в которой концентрация доноров $N_D = 5 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$, диффузионная длина дырок $L_p = 10$ мкм, подвижность электронов $\mu_n = 2 \cdot 10^3$ см 2 /(В · с) [12,13]. Толщину варизонной

структуры примем равной 20 мкм, т.е. $\bar{d} = 2$. Для указанных параметров соотношения между размерными и безразмерными значениями плотностей тока и градиентов ширины таковы: $j_x = 40i$ А/см 2 , $dE_g/dx = 25\gamma$ эВ/см. На рис. 1 приведены зависимости интенсивности положительной и отрицательной ЭЛ от энергии фотонов в области промежуточных токов ($|i| \gtrsim \gamma$). Для сравнения на рис. 1 показаны также спектральные зависимости ЭЛ варизонных структур с омическими контактами. Как видно из рис. 1, спектры ЭЛ обоих типов варизонных структур существенно отличаются между собой. Во-первых, в варизонных структурах с антизапорным контактом на широкозонной грани спектры положительной и отрицательной ЭЛ простираются в область энергий, превышающих максимальное значение ширины запрещенной зоны $E_g(0)$. Во-вторых, наличие антизапорного контакта приводит к росту интенсивности положительной ЭЛ во всем спектральном диапазоне, особенно в его коротковолновой части, причем с ростом тока возрастает не только интенсивность ЭЛ, но и асимметрия спектральной кривой. По сравнению со случаем положительной ЭЛ влияние антизапорного контакта на интенсивность отрицательной ЭЛ не столь сильное из-за того, что максимальное по модулю ее значение не может превышать интенсивности равновесного рекомбинационного излучения. Положение минимума спектра отрицательной ЭЛ, как видно из вставки на рис. 1, заметно смещается в коротковолновую область с ростом тока и градиента ширины запрещенной зоны.

Интегральные интенсивности I положительной и отрицательной ЭЛ рассматриваемой варизонной структуры находятся интегрированием (9) и (10) в соответствующем диапазоне частот и в области сильных токов ($|i| \gg \gamma$, \bar{d}^{-1} , \bar{d}) описываются соответственно выражениями

$$I = \frac{E_g^3(0)}{E_g^3(d)} \times \left[i^2 \left(1 - \frac{\gamma}{|i|} - \frac{3kT}{E_g(d)} + \frac{3kT}{E_g(0)} \right) + \frac{E_g^4(0) - E_g^4(d)}{4kTE_g^3(0)} \right] I_0, \quad (16)$$

$$I = - \left[1 - \frac{1}{i\gamma} - \frac{\gamma}{i} \left(1 - \frac{3kT}{E_g(d)} \right) \right] I_0, \quad (17)$$

где

$$I_0 = 8\pi\beta\bar{n}^2c^{-2}kTh^{-4}E_g^3(d) \times [1 + 3kT/E_g(d)] \exp(-E_g(d)/kT)$$

— интегральная интенсивность равновесного рекомбинационного излучения варизонной структуры. Зависимости (16) и (17) получены в первом приближении по параметрам γ/i и $kT/E_g(d)$ для случая, когда $E_g(d) \gg kT$, $\exp(\gamma\bar{d}) \gg 1$.

Как следует из (16), в области сильных токов относительная величина интегральной интенсивности положительной ЭЛ I/I_0 квадратично увеличивается с

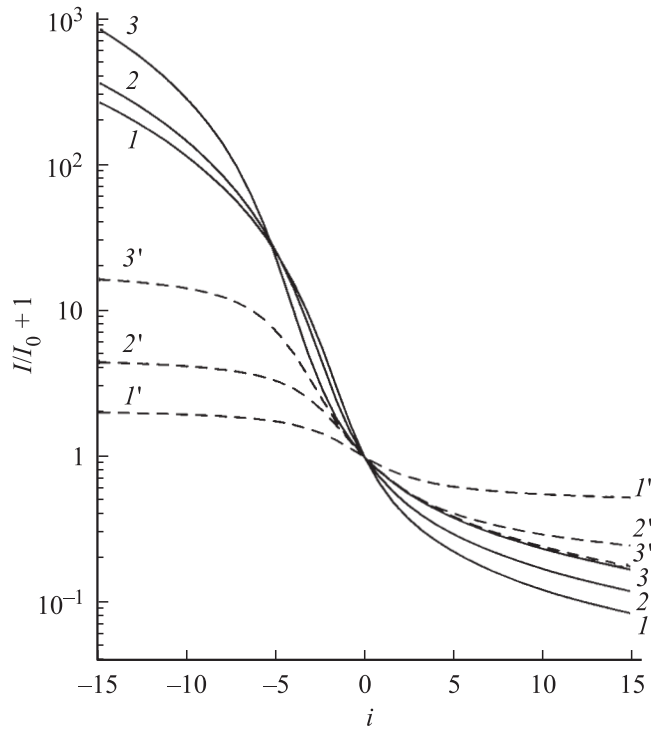


Рис. 2. Зависимости интегральной интенсивности электролюминесценции варизонной структуры с антизапорным контактом на широкозонной грани (сплошные линии) и с двумя омическими контактами (штриховые линии) при $E_g(0) = 16kT$, $\bar{d} = 2$ и значениях параметра γ : 1, 1' — 1; 2, 2' — 2; 3, 3' — 4.

ростом тока и сверхлинейно зависит от градиента ширины запрещенной зоны, причем при $\gamma \gg E_g(d)/kT\bar{d}$ имеет место закономерность $I/I_0 \sim \gamma^3$. Отношение интегральных интенсивностей положительной ЭЛ варизонных структур с антизапорным контактом (I) и двумя омическими контактами (I^*) в области сильных токов при $E_g^4(0) \gg E_g^4(d)$ составляет

$$\frac{I}{I^*} = \frac{4kT}{E_g(0)} \left(1 - \frac{\gamma}{|i|}\right) i^2, \quad (18)$$

т.е. наличие антизапорного контакта на широкозонной грани позволяет значительно увеличить интегральную интенсивность рекомбинационного излучения варизонного полупроводника. Это обусловлено отсутствием ограничения на концентрацию неравновесных носителей на широкозонной грани и в ее окрестности, которое существует в случае омического контакта.

Абсолютное значение интегральной интенсивности отрицательной ЭЛ рассматриваемой варизонной структуры при всех значениях градиента ширины запрещенной зоны превышает соответствующее значение для варизонной структуры с двумя омическими контактами, причем для наиболее интересного случая $\gamma \gtrsim 1$ указанное превышение уменьшается с ростом градиента ширины запрещенной зоны, что следует, в частности, из (17). Важной особенностью интегральной интен-

сивности отрицательной ЭЛ варизонной структуры с антизапорным контактом на широкозонной грани является монотонное уменьшение к нулю с ростом тока разности $I_0 - |I|$, в то время как аналогичная разность $I_0 - |I^*|$ для структуры с двумя омическими контактами асимптотически стремится к ненулевому значению [4]. Можно показать, что в случае очень сильных токов ($i \gg \gamma \exp(\gamma\bar{d})$, \bar{d} , \bar{d}^{-1}) отношение указанных разностей обратно пропорционально i :

$$\frac{I_0 - |I|}{I_0 - |I^*|} = \frac{4kTE_g^3(d)\gamma}{E_g^4(0)} \frac{\gamma}{i} \exp(\gamma\bar{d}). \quad (19)$$

Приведенные на рис. 2 токовые зависимости интегральных интенсивностей ЭЛ наглядно демонстрируют то количественное преимущество, которое можно получить при замене на широкозонной грани варизонной структуры омического контакта на антизапорный, особенно в случае возбуждения положительной ЭЛ. Как видно из рис. 2, в области промежуточных значений отрицательных токов ($|i| \propto \gamma$), в отличие от случая сильных токов, интегральная интенсивность положительной ЭЛ уменьшается с ростом градиента ширины запрещенной зоны. Это обусловлено тем, что в этом диапазоне токов имеет место наибольшее противодействие внутреннего электрического поля пространственному перераспределению носителей заряда.

3.2. Случай варизонной структуры с антизапорным контактом на узкозонной грани

Для данного типа варизонной структуры спектральная зависимость интенсивности ЭЛ в области $E_g(d)/h \leq \nu \leq E_g(0)/h$ на основании (5), (6) и (8) задается выражением

$$I_\nu = \frac{i}{i\gamma + 1} \times \left[\frac{\exp(-\delta^-\xi_0) \{ \exp(\delta^-\bar{d}) \text{sh}[\delta^*(\xi_0 - \bar{d})] + \gamma \varphi(\xi_0 - \bar{d}) \}}{\varphi(-\bar{d})} - \gamma \right] I_\nu^0, \quad (20)$$

в котором использованы те же обозначения, что и при записи (9).

Что касается рекомбинационного излучения в спектральной области $\nu \geq E_g(0)/h$, то в условиях сильного поглощения света вследствие отсутствия избыточной концентрации носителей заряда на широкозонной грани с омическим контактом интенсивность ЭЛ равна нулю.

Характерной особенностью ЭЛ варизонной структуры с антизапорным контактом на узкозонной грани является возможность одновременного возбуждения как положительной, так и отрицательной ЭЛ, т.е. наличие в спектрах излучения „нулевых“ точек, в которых происходит смена знака интенсивности ЭЛ. Заметим, что

„нулевые“ точки характерны также и для спектров фотоманнитного [14] и фотовольтаического эффектов [15] в тонких варизонных слоях. Анализ выражения (20) показывает, что „нулевые“ точки обязательно присутствуют на спектрах ЭЛ, возбуждаемых при $i > 0$, а для их существования при противоположном направлении тока ($i < 0$) необходимо, чтобы удовлетворялось неравенство

$$\frac{2}{\gamma} \exp\left[\frac{(\gamma + |i| - \sqrt{(|i| - \gamma)^2 + 4})\bar{d}}{2}\right] \leq |i| - \gamma + \sqrt{(|i| - \gamma)^2 + 4}. \quad (21)$$

Диапазон токов, при которых выполняется (21), расширяется с ростом градиента ширины запрещенной зоны и простирается в области сильных токов при $\gamma \ll |i| \leq \exp(\gamma\bar{d})/\gamma$.

Кратко рассмотрим асимптотические свойства спектров ЭЛ в области сильных токов, определяемой неравенствами $|i| \gg \exp(\gamma\bar{d})/\gamma$, \bar{d} , \bar{d}^{-1} . Рекомбинационное излучение при положительном направлении электрического тока включает протяженную ветвь ($0 \leq \xi_0 < \bar{d}(1 + \gamma/i) - 2i^{-1} \ln i$) отрицательной ЭЛ с интенсивностью

$$I_v = - \left[1 - \left(1 - \frac{\xi_0}{i} \right) \exp(-\gamma\xi_0) \right] I_v^0 \quad (22)$$

и узкий участок ($\bar{d} - 2i^{-1} \ln i < \xi_0 \leq \bar{d}$) с резким изменением интенсивности:

$$I_v = \left[i^2 \left(1 + \frac{2\gamma}{i} \right) \exp[i(\xi_0 - \bar{d}) - \gamma\bar{d}] - 1 \right] I_v^0, \quad (23)$$

на котором при $\xi_0 \approx \bar{d}(1 + \gamma/i) - 2i^{-1} \ln i$ происходит смена отрицательной ЭЛ на положительную.

В области сильных отрицательных токов рекомбинационное излучение во всем спектральном диапазоне его возбуждения имеет характер отрицательной ЭЛ (положительная ЭЛ не возникает ввиду невыполнения неравенства (21)), зависимость интенсивности которой от частоты света описывается выражениями

$$I_v = - \left[1 + \frac{1}{|i|\gamma} - \frac{1}{|i|\gamma} \left(1 + \frac{\gamma}{|i|} + \frac{\xi_0}{|i|} (\xi_0 - \bar{d}) \right) \exp[\gamma(\bar{d} - \xi_0)] \right] I_v^0 \quad (24)$$

при $|i|^{-1} [\ln |i|\gamma| - \gamma\bar{d}] < \xi_0 \leq \bar{d}$ и

$$I_v = - [1 - \exp(-|i|\xi_0)] I_v^0 \quad (25)$$

при

$$0 \leq \xi_0 < |i|^{-1} [\ln |i|\gamma| - \gamma\bar{d}].$$

Спектральные зависимости интенсивности ЭЛ для варизонной структуры с антизапорным контактом на узкозонной грани в области промежуточных токов

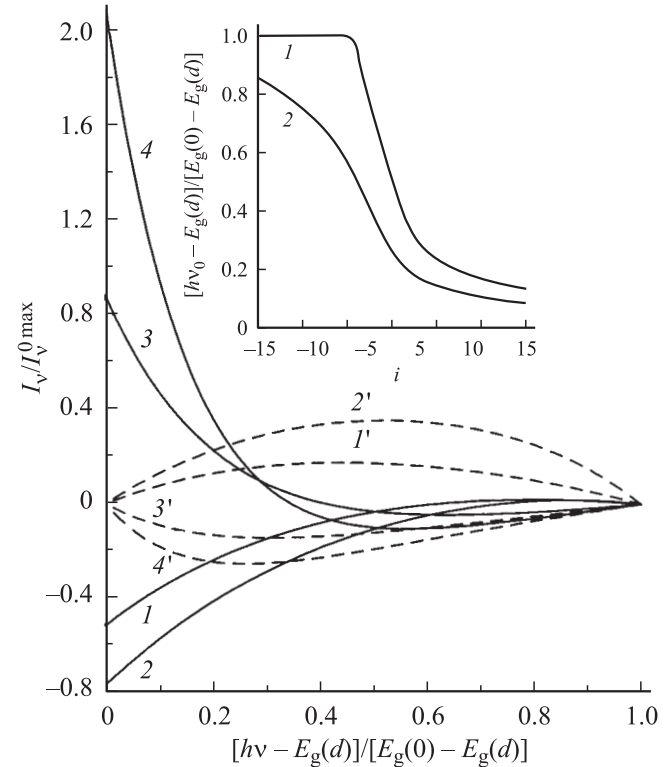


Рис. 3. Спектральные зависимости интенсивности электролюминесценции варизонной структуры с антизапорным контактом на узкозонной грани (сплошные линии) и с двумя омическими контактами (штриховые линии) при $E_g(0) = 16kT$, $\gamma = 1$, $\bar{d} = 2$ и значениях тока i : 1, 1' — -1; 2, 2' — -2; 3, 3' — 1; 4, 4' — 2. На вставке — зависимость положения „нулевой“ точки от безразмерной плотности тока при γ : 1 — 1, 2 — 2.

($|i| \gtrsim \gamma$) показаны на рис. 3. Видно, что по сравнению со случаем варизонной структуры с двумя омическими контактами происходит существенное увеличение абсолютной величины интенсивности ЭЛ в длинноволновой области, в то время как на коротковолновом участке спектра излучение заметно слабее. Токосые зависимости положения „нулевой“ точки спектра ЭЛ (рис. 3, вставка) указывают, что наибольшее смещение „нулевой“ точки с ростом тока происходит в диапазоне сравнительно небольших значений последнего.

Рекомбинационное излучение, которое возбуждается сильным током ($|i| \gg \exp(\gamma\bar{d})/\gamma$, \bar{d} , \bar{d}^{-1}), протекающим в направлении узкозонной грани ($i > 0$), при $E_g(d) \gg kT$, $\exp(\gamma\bar{d}) \gg 1$ характеризуется интегральными интенсивностями

$$I = \left[i\gamma \left(1 + \frac{\gamma}{i} + \frac{3kT}{E_g(0)} - \frac{3kT}{E_g(d)} \right) \exp(-\gamma\bar{d}) - 1 \right] I_0, \quad (26)$$

$$I = - \left[1 - \left(\frac{E_g^4(0) - E_g^4(d)}{4kTE_g^3(d)} \right) \exp(-\gamma\bar{d}) + \frac{\gamma}{i} (2 \ln i - \gamma\bar{d}) \right] I_0 \quad (27)$$

для положительной и отрицательной ЭЛ соответственно.

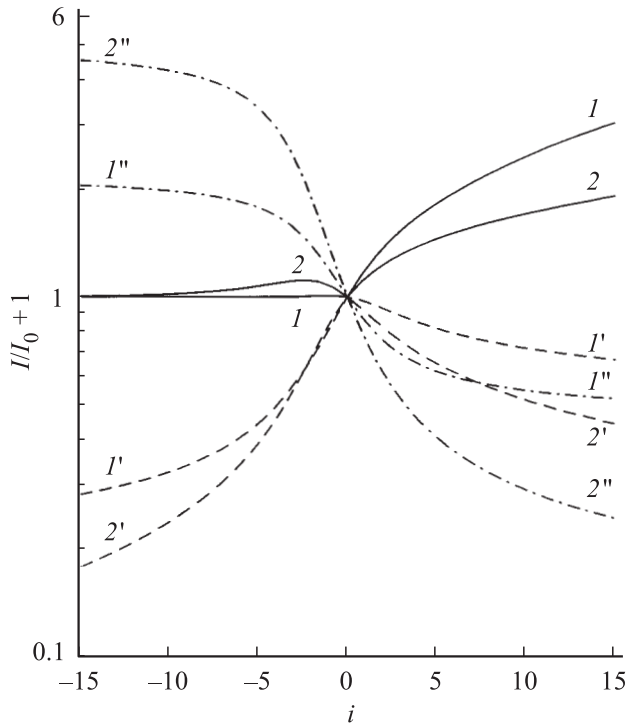


Рис. 4. Зависимости интегральной интенсивности положительной (сплошные линии) и отрицательной (пунктирные линии) электрolumинесценции варизонной структуры с антизапорным контактом на узкозонной грани и интегральной интенсивности электрolumинесценции варизонной структуры с двумя омическими контактами (штрихпунктирные линии) от безразмерной плотности тока при $E_g(0) = 16kT$, $\bar{d} = 2$ и значениях параметра γ : 1, 1', 1'' — 1; 2, 2', 2'' — 2.

Как следует из полученных выражений, интегральная интенсивность положительной ЭЛ при сильных токах уменьшается с ростом градиента ширины запрещенной зоны и при небольших значениях последнего ($\gamma\bar{d} \approx 1$) превышает соответствующее значение для варизонной структуры с двумя омическими контактами. В то же время с ростом градиента ширины запрещенной зоны интегральная интенсивность отрицательной ЭЛ монотонно увеличивается по модулю, оставаясь при этом меньше соответствующей величины для варизонной структуры с двумя омическими контактами [4].

Интегральная интенсивность отрицательной ЭЛ, которая возникает при сильных отрицательных токах в варизонной структуре с антизапорным контактом на узкозонной грани, равна

$$I = - \left[1 - \frac{1}{|i|\gamma} \left(\frac{E_g^4(0) - E_g^4(d)}{4kTE_g^3(d)} - 1 \right) - \frac{\gamma}{|i|} \exp(-\gamma\bar{d}) \right] I_0, \quad (28)$$

т.е. с ростом тока и градиента ширины запрещенной зоны стремится к значению $-I_0$, которое по модулю больше предельной величины интегральной интенсивности отрицательной ЭЛ варизонной структуры с двумя омическими контактами.

Токовые зависимости интегральных интенсивностей положительной и отрицательной ЭЛ, полученные численным интегрированием (20) применительно к варизонной структуре CdHgTe с $E_g(0) = 0.4$ эВ при $T = 290$ К, показаны на рис. 4. Видно, что варизонная структура с антизапорным контактом на узкозонной грани при отрицательных токах является более эффективным источником рекомбинационного излучения отрицательного контраста по сравнению со случаем, когда оба контакта имеют омический характер.

4. Заключение

В данной работе для модели однородно легированного варизонного полупроводника, снабженного антизапорным и омическим контактами и характеризующегося линейным координатным профилем ширины запрещенной зоны и сильным коэффициентом поглощения света, выполнен аналитический расчет интенсивности ЭЛ, излучаемой с широкозонной грани структуры. Показано, что присутствие антизапорного контакта на широкозонной стороне варизонной структуры приводит к значительному повышению эффективности ЭЛ, особенно положительной, по сравнению со случаем структуры с двумя омическими контактами, причем происходит качественное изменение формы спектрального распределения положительной ЭЛ с локализацией его максимума при энергии фотонов, равной наибольшей ширине запрещенной зоны в варизонной структуре. Отличительной особенностью спектров излучения варизонной структуры с антизапорным контактом на ее узкозонной грани является наличие на спектрах участков положительной и отрицательной ЭЛ, разделяемых „нулевой“ точкой, положение которой зависит от величины электрического тока и градиента ширины запрещенной зоны. Важная роль в исследуемых структурах принадлежит также и омическому контакту, который, обладая высокой генерационно-рекомбинационной способностью, при одном направлении тока способствует эффективному накоплению носителей заряда в объеме полупроводника, а при другом — сильному истощению носителями. Для иллюстрации закономерностей ЭЛ, которые свойственны рассмотренному типу варизонной структуры, нами был выбран твердый раствор CdHgTe переменного состава с шириной запрещенной зоны на более широкозонной грани, равной 0.4 эВ. Вместе с тем следует отметить, что для точного прогнозирования электрolumинесцентных свойств варизонной структуры на основе этого материала необходимо проведение численных расчетов, в которых можно было бы учесть как нелинейные механизмы рекомбинации носителей заряда, так и реальные значения коэффициента поглощения света.

Список литературы

- [1] Ж.И. Алфёров. УФН, **172**, 1072 (2002).
- [2] Г. Крёмер. УФН, **172**, 1091 (2002).
- [3] В.Г. Савицкий, Б.С. Соколовский. УФЖ, **25**, 1919 (1980).

- [4] Б.С. Соколовский. ФТП, **29**, 1657 (1995).
- [5] Б.С. Соколовский. УФЖ, **39**, 327 (1994).
- [6] В.Г. Савицкий, Б.С. Соколовский. ЖПС, **62**, 222 (1995).
- [7] W. van Roosbroeck, W. Shockley. Phys. Rev., **94**, 1558 (1954).
- [8] А.С. Волков, Г.В. Царенков. ФТП, **11**, 1709 (1977).
- [9] В.И. Иванов-Омский, Б.Т. Коломиец, В.А. Смирнов. Докл. АН СССР, **161**, 1308 (1965).
- [10] P. Berdahl, V. Malyyenko, T. Morimoto. Infr. Phys., **29**, 667 (1989).
- [11] C.T. Elliott. Phil. Trans. R. Soc. Lond. A, **359**, 567 (2001).
- [12] Н.Н. Берченко, В.Е. Кревс, В.Г. Средин. *Полупроводниковые твердые растворы и их применение* (М., Воениздат, 1982).
- [13] *Properties of Narrow Gap Cadmium-Based Compounds*, ed. by P. Capper (INSPEC, 1994).
- [14] С.Г. Петросян. ФТП, **11**, 886 (1977).
- [15] Б.С. Соколовский. ФТП, **30**, 1006 (1996).

Редактор Т.А. Полянская

Electroluminescence of variable-gap structures with blocking and ohmic contacts

B.S. Sokolovskii, V.I. Ivanov-Omskii, G.A. Il'chuk⁺*

Ivan Franko National University of Lviv,
79602 Lviv, Ukraine

* Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

⁺ Lviv National Politechnical University,
79013 Lviv, Ukraine

Abstract Peculiarities of electroluminescence of uniformly doped variable-gap structures with blocking and ohmic contacts are investigated theoretically. For the case of constant band gap gradient and strong absorption coefficient of light analytical dependencies for the spectral and integral intensities of electroluminescence are derived and analyzed. The presence of blocking contacts at the wide gap face of the variable-gap structure is shown to give rise to increasing in the efficiency of negative and especially positive electroluminescence in comparison with the case of a variable-gap structure with two ohmic contacts. The spectrum of recombination radiation of variable-gap structure with blocking contact at narrow gap face is characterized in most cases by the sign reversal dependence when under strong currents dominates a wide band of negative electroluminescence.