

©1995 г.

ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ВАРИЗОННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ С ОМИЧЕСКИМИ КОНТАКТАМИ

В. С. Соколовский

Львовский государственный университет им. Ив. Франко,
290602, Львов, Украина
(Получена 2 августа 1994 г. Принята к печати 16 декабря 1994 г.)

Теоретически рассмотрены особенности электролюминесценции однородно легированных варизонных полупроводников с омическими контактами. Показано, что в зависимости от направления электрического тока реализуются случаи положительной или отрицательной электролюминесценции с сильно зависящей от величины тока формой спектров.

К настоящему времени достаточно подробно как теоретически, так и экспериментально исследованы закономерности фотолюминесценции варизонных полупроводников (ВЗП) (см., например, [1]). Что касается проблемы электролюминесценции (ЭЛ) ВЗП, имеющей важное научное и прикладное значение, то ей уделено меньшее внимание, причем рассмотрены лишь случаи ВЗП со встроенными в них p - n -переходами [2-7]. В данном сообщении анализируются особенности ЭЛ ВЗП применительно к структуре, которая состоит из однородно легированного полупроводника с линейным координатным изменением ширины запрещенной зоны $E_g(x)$ и омических контактов, обладающих способностью пропускать возникающее в ВЗП излучение.

Координатное распределение концентрации неравновесных дырок p (для определенности рассматривается ВЗП n -типа проводимости с концентрацией доноров N_D), которое устанавливается в ВЗП при протекании через него электрического тока с плотностью j , описывается уравнением [8]

$$\frac{d^2 p}{d\xi^2} - (i + \beta) \frac{dp}{d\xi} - p = -p_0(\xi), \quad (1)$$

где $\xi = x/L_p$, $i = j_x L_p / kT \mu_n N_D$, $\beta = -(kT)^{-1} dE_g/d\xi$ (не уменьшая общности, будем считать, что $\beta > 0$), $p_0(\xi) = p_0(0) \exp \beta \xi$ — равновесная концентрация дырок, L_p — их диффузионная длина, которая, как и подвижности электронов μ_n и дырок μ_p , принимается не зависящей от координаты, k — постоянная Больцмана, T — температура, e — модуль заряда электрона. При получении (1) предполагалось, что $\mu_n N_D \gg \mu_p \max p_0(\xi)$.

$$\Delta p \Big|_{\xi=0,d} \equiv p - p_0 \Big|_{\xi=0,d} = 0 \quad (2)$$

(d — нормированная на L_p безразмерная толщина ВЗП), соответствующими омическим контактам, имеет вид

$$p(\xi) = \frac{p_0(0)}{i\beta + 1} (C_1 \exp k_1 \xi - C_2 \exp k_2 \xi + \exp \beta \xi), \quad (3)$$

где

$$k_{1,2} = \left(i + \beta \pm \sqrt{(i + \beta)^2 + 4} \right) / 2,$$

$$C_{1,2} = \mp i\beta \frac{\exp k_{2,1} - \exp \beta d}{\exp k_1 d - \exp k_2 d}.$$

Из (3) следует, что характер перераспределения носителей в ВЗП определяется направлением электрического тока. В случае, когда ток течет в направлении увеличения E_g ($i < 0$), происходит инжекция дырок из узкозонной области полупроводника в широкозонную, что приводит к обогащению носителями всего объема ВЗП. При противоположном направлении тока ($i > 0$) полупроводник обедняется носителями ($p < p_0$).

Для ВЗП с большим градиентом E_g ($\beta \gg d^{-1}$) в области слабых токов ($|i| \ll \beta, d^{-1}$) имеем

$$p(\xi) = p_0(\xi)[1 + i(\xi - d)] + ip_0(d)d. \quad (4)$$

В области сильных токов ($|i| \gg \beta, d^{-1}$) при $i > 0$ во всем полупроводнике, кроме прилегающего к плоскости $\xi = d$ слоя толщиной i^{-1} , устанавливается минимальное значение концентрации дырок $p_0(0)$:

$$p(\xi) = p_0(0) + p_0(d) \exp[i(\xi - d)]. \quad (5)$$

При протекании большого тока в направлении увеличения E_g ($i < 0$) преобладающая часть ВЗП ($|i|^{-1} < \xi \leq d$) обогащается до максимальной концентрации $p_0(d)$:

$$p(\xi) = p_0(d) - [p_0(d) - p_0(0)] \exp(-|i|\xi). \quad (6)$$

Зная координатное распределение неравновесных носителей, можно рассчитать спектр ЭЛ ВЗП. Наибольший интерес представляет рассмотрение комбинационного излучения, исходящего с широкозонной грани ($\xi = 0$), так как в этом случае за счет эффекта «широкозонного окна» имеется возможность выхода излучения из внутренних областей ВЗП. Спектральную интенсивность ЭЛ с учетом самопоглощения можно представить в следующем виде:

$$I_\nu = \gamma L_p h\nu \int_0^d \delta R(\nu, \xi) \exp \left[- \int_0^\xi \alpha(\nu, \xi') d\xi' \right] d\xi. \quad (7)$$

Здесь γ — коэффициент, зависящий от условий прохождения излучения через грань $\xi = 0$ и прилегающей к ней омический контакт: α — коэффициент поглощения, зависимость которого от энергии квантов $h\nu$ примем в виде ступенчатой функции $\alpha = \alpha_0 \theta[h\nu - E_g(\xi)]$; δR определяется посредством соотношения [9]

$$\delta R(\nu, \xi) = \frac{n_p - n_i^2}{n_i^2} R_0(\nu, \xi) \simeq \frac{N_D \Delta p(\xi)}{n_i^2} R_0(\nu, \xi), \quad (8)$$

где n — концентрация неравновесных электронов, n_i — собственная концентрация носителей ВЗП, $R_0 = 8\pi \bar{n}^2 c^{-2} \alpha \nu^2 \exp(-h\nu/kT)$ — скорость равновесной излучательной рекомбинации носителей при $h\nu \gg kT$ (\bar{n} — показатель преломления ВЗП, c — скорость света в вакууме).

Характерной особенностью функции

$$\tilde{R}(\nu, \xi) \equiv \frac{R_0(\nu, \xi)}{n_i^2(\xi)} \exp \left[\alpha_0 L_p \frac{E_g(\xi) - h\nu}{|\nabla E_g(\xi)|} \right], \quad (9)$$

фигурирующей под знаком интеграла в выражении (7), является то, что при $E_g(d)/h \leq \nu \leq E_g(0)/h$ ее форма и амплитуда слабо зависят от ξ (как и в случае, когда поглощением можно пренебречь [10]). $\tilde{R}(\nu, \xi)$ при $\nu = \text{const}$ представляет собой колоколообразную кривую с полушириной $\left(\frac{|\nabla E_g|}{kT} + \alpha_0 L_p \right)^{-1}$ и максимумом при $\xi = \xi_0$, где ξ_0 определяется из уравнения $E_g(\xi_0) = h\nu$, т.е.

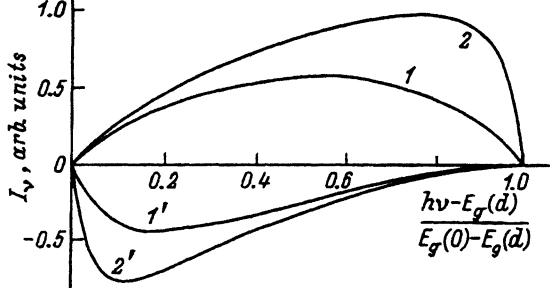
$$\xi_0 = \frac{E_g(0) - h\nu}{|\nabla E_g|}. \quad (10)$$

При условии, что характерные длины в распределении $\Delta p(\xi)$ намного больше $\left(\frac{|\nabla E_g|}{kT} + \alpha_0 L_p \right)^{-1}$, отмеченное выше свойство функции $\tilde{R}(\nu, \xi)$ позволяет вынести $\Delta p(\xi)$ из-под знака интеграла в (7). Ограничиваясь далее этим случаем, можно записать

$$I_\nu = \frac{N_D \Delta p(\xi_0)}{n_i^2(\xi_0)} I_\nu^{eq}, \quad (11)$$

где $I_\nu^{eq} = \gamma L_p h\nu R_0(\nu, \xi_0)/\beta$ — спектральная интенсивность равновесного излучения ВЗП [10].

Из (11) и установленных выше закономерностей перераспределения носителей в ВЗП следует, что при протекании тока в направлении увеличения E_g интенсивность рекомбинационного излучения превышает его равновесное значение ($I_\nu > 0$), тогда как при противоположном направлении тока $I_\nu < 0$, т.е. реализуется случай отрицательной люминесценции [11]. В области слабых токов ($|i| \ll \beta, d^{-1}$) интенсивности I_ν положительной и отрицательной ЭЛ пропорциональны току, а формы их спектральных зависимостей идентичны ($I_\nu(i < 0) \simeq -I_\nu(i > 0)$).



Спектральные зависимости интенсивности ЭЛ ВЗП с омическими контактами. $\beta = 1$, $\alpha = 2$, i : 1 — -3, 1' — 3, 2 — -10, 2' — 10.

При этом положения экстремумов спектров ЭЛ не зависят от i и достигаются в случае незначительных $|\nabla E_g|$ ($\beta \lesssim d^{-1}$) при $\hbar\nu \simeq E_g(d/2)$, а при $\beta > d^{-1}$ — сдвигаются в низкоэнергетическую область при увеличении β . С ростом тока форма спектров положительной ЭЛ, а при $\beta \lesssim d^{-1}$ и отрицательной ЭЛ, существенно изменяется: происходит смещение максимума положительной ЭЛ в направлении к $E_g(0)$, а минимума отрицательной ЭЛ — к $E_g(d)$, при этом все отчетливее проявляется более широкополосный характер спектра положительной ЭЛ по сравнению со спектром отрицательной ЭЛ (см. рисунок). Заметим, что существенное влияние электрического тока на спектры положительной ЭЛ характерно и для ВЗП с p - n -переходом [2,3]. Что касается возбуждения отрицательной ЭЛ, то ВЗП с омическими контактами имеют несомненное преимущество по сравнению с ВЗП, содержащим p - n -переход, вследствие небольших значений обратного тока через p - n -переход.

В области сильных токов ($|i| \gg \beta, d^{-1}$) положения экстремумов спектров ЭЛ определяются соотношениями

$$h\nu_{\max} = E_g(0) + \frac{kT\beta}{i} \left(\beta d - \ln \left| \frac{\beta}{i} \right| \right) \quad (i < 0), \quad (12)$$

$$h\nu_{\min} = E_g(d) + \frac{kT\beta}{i} \left(\beta d - \ln \frac{\beta}{i} \right) \quad (i > 0). \quad (13)$$

Токковые зависимости интегральных интенсивностей положительной I^+ и отрицательной I^- ЭЛ при слабых токах линейные, а в области сильных токов выходят на насыщение, причем $I_{\max}^+ \sim \beta^{-1} \exp \beta d$, $I_{\min}^- \sim \beta^{-2} \exp \beta d$, т.е. при больших $|\nabla E_g|$ $I_{\max}^+ \gg |I_{\min}^-|$.

Применительно к варизонному твердому раствору (CdHg)Te сравним интенсивности ЭЛ и равновесного излучения (при значениях безразмерных параметров, соответствующих рисунку). Если принять $T = 290$ К, $E_g(0) = 0.4$ эВ, $n_i(0) = 4.1 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$, $dE_g/dx = -50$ эВ/см ($\beta = 1$), $N_D = 5 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$, $L_p = 5$ мкм, $\mu_n = 2 \cdot 10^3$ см 2 /В·с [12], то в экстремуме спектра ЭЛ $I_\nu = 3.3I_\nu^{eq}$ при $j_x = -8 \cdot 10^2$ А/см 2 ($i = -10$), $I_\nu = -0.7I_\nu^{eq}$ при $j_x = 8 \cdot 10^2$ А/см 2 ($i = 10$).

Таким образом, результаты выполненного расчета показывают, что в ВЗП с омическими контактами в зависимости от направления электрического тока может проявляться положительная или отрицательная ЭЛ, форма спектров которых существенно изменяется с изменением величины тока.

- [1] Г.П. Пека, В.Ф. Коваленко, А.Н. Смоляр. *Варизонные полупроводники* (Киев, 1989).
- [2] Ж.И. Алферов, В.М. Андреев, В.И. Корольков, Е.Л. Портной, А.А. Яковенко. *ФТП*, **3**, 541 (1969).
- [3] П.М. Карагеоргий-Алкалаев, Л.Ю. Лейдерман. В кн.: *Электролюминесценция твердых тел и ее применения* (Киев, 1972) с. 69.
- [4] В.В. Гуттов, А.Н. Именков, Р.Ф. Казаринов, Р.А. Сурис, Б.В. Царенков, Г.В. Царенков, Ю.П. Яковлев. *Письма ЖТФ*, **1**, 396 (1975).
- [5] Р.Ф. Казаринов, Г.В. Царенков. *ФТП*, **10**, 297 (1976).
- [6] А.И. Базык, В.Ф. Коваленко, В.А. Краснов, Г.П. Пека. *ЖПС*, **45**, 274 (1986).
- [7] А.М. Демченко, А.А. Шленский. *Оптоэлектрон. и полупроводн. техн.*, вып. 19, 10 (1991).
- [8] В.Г. Савицкий, Б.С. Соколовский. *УФЖ*, **25**, 1919 (1980).
- [9] W. van Roosbroeck, W. Shockley. *Phys. Rev.*, **94**, 1558 (1954).
- [10] А.С. Волков, Г.В. Царенков. *ФТП*, **11**, 1709 (1977).
- [11] P. Berdahl, V. Malutenko, T. Morimoto. *Infr. Phys.*, **29**, 667 (1989).
- [12] Н.Н. Берченко, В.С. Кревс, В.Г. Средин. *Полупроводниковые твердые растворы и их применение* (М., 1982).

Редактор В.В. Чалдышев
