

АНТИСТОКСОВСКОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ВАРИЗОННЫМИ ПОЛУПРОВОДНИКАМИ ПРИ МАГНИТОКОНЦЕНТРАЦИОННОМ ЭФФЕКТЕ

В. Г. Савицкий, Б. С. Соколовский, В. И. Новак

Львовский университет им. Ив. Франко, Львов, Украина
(Получена 27.12.1991. Принята к печати 26.06.1992)

Показана возможность использования варизонных образцов для эффективного антистоксовского преобразования излучения.

В последнее время магнитоконцентрационный эффект (МКЭ) в узкозонных полупроводниках успешно применяется для создания нового типа высокотемпературных источников ИК излучения [1]. Как показано в работе [2], ряд характеристик таких источников излучения можно улучшить, если вместо гомозонных слоев использовать варизонные полупроводники (ВЗП). Цель настоящего сообщения — теоретически доказать, что ВЗП, помещенные в скрещенные электрическое и магнитное поля, представляют интерес не только для генерации излучения, но и для антистоксовского преобразования.

Рассмотрим бесконечную в x - и z -направлениях пластину ($0 < y < d$) с линейно изменяющейся вдоль оси y шириной запрещенной зоны $E_g(y)$. Пластина находится во внешних электрическом $\mathbf{E} = (E_x, 0, 0)$ и магнитном $\mathbf{B} = (0, 0, B)$ полях и освещается с узкозонной стороны ($y = 0$) монохроматическим излучением частоты ω_0 ($E_g(0) < \hbar\omega_0 < E_g(d)$) с плотностью потока фотонов F_0 . Координатное распределение концентрации неравновесных электронов по толщине ВЗП описывается уравнением (аналогично [3, 4])

$$kT \frac{d}{dy} \left\{ \frac{\mu_n \mu_p}{n \mu_n + p \mu_p} \left[(n + p) \frac{dn}{dy} - n p \gamma - \right. \right. \\ \left. \left. - n (n_0 (\delta_c + \delta_v) - n \delta_v + p \delta_c) \right] \right\} + G - R = 0. \quad (1)$$

Здесь $n(y)$, $p(y)$, $n_0(y)$, $p_0(y)$ — концентрации неравновесных и равновесных электронов и дырок соответственно; μ_n , μ_p — подвижности носителей заряда; $\gamma = -e(\mu_n + \mu_p) B E_x / kT$; $\delta_{c,v} = \mp (1/kT) (dE_{c,v} / dy) [E_c(y); E_v(y)$ — энергии дна зоны проводимости и потолка валентной зоны]; e — элементарный заряд; k — постоянная Больцмана; T — температура; R — функция тепловой генерации-рекомбинации неравновесных носителей, включающая в себя линейный член с постоянным по толщине временем линейной рекомбинации τ_0 и нелинейные члены с коэффициентами излучательной и ожерекомбинации, которые рассчитывались согласно [5, 6]. Фигурирующая в (1) функция генерации фотоносителей задавалась в виде

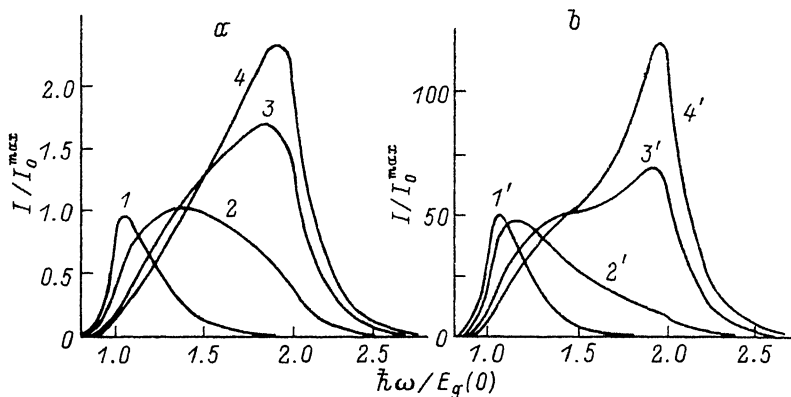


Рис. 1. Спектральные характеристики темного излучения (а) и фотолюминесценции (б) при $\eta F_0 = 10^{23} \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, $S_1 = S_2 = 10 \text{ м/с}$; $E_g(d) = 0.4 \text{ эВ}$. E_x , В/см: 1, 1' — 0; 2, 2' — 200; 3 — 300; 4 — 350; 3' — 400; 4' — 500. I_0^{max} — интенсивность в максимуме равновесного спектра излучения данного образца.

$$G(y) = \eta F_0 \kappa(\hbar\omega_0, y) \exp \left[- \int_0^y \kappa(\hbar\omega_0, y') dy' \right], \quad (2)$$

где η — квантовый выход внутреннего фотоэффекта; $\kappa(\hbar\omega, y)$ — коэффициент поглощения, зависимость которого от координаты принималась в виде $\kappa(\hbar\omega, y) = \kappa_0 \exp [(\hbar\omega - E_g(y))/W]$ при $\hbar\omega < E_g(y)$ и $\kappa(\hbar\omega, y) = \kappa_0 [(-\omega - E_g(y))/E_g(y) + 1]$ при $\hbar\omega > E_g(y)$; W — некоторая независящая от E_g постоянная.

Уравнение (1) необходимо дополнить граничными условиями, которые выбирались соответствующими линейному механизму поверхностей рекомбинации со скоростями S_1 и S_2 на гранях $y=0$ и $y=d$. Численно определив из (1) $n(y)$, затем можно рассчитать спектральную интенсивность излучения $I(\hbar\omega)$ со стороны широкозонной грани [7]:

$$I(\hbar\omega) = \frac{\hbar q}{\pi^2 c^2 (1+q)^2} \omega^3 \exp \left(- \frac{\hbar\omega}{kT} \right) \int_0^d \kappa(\hbar\omega, y) \frac{n p}{n_0 p_0} \exp \times \\ \times \left[- \int_y^d \kappa(\hbar\omega, y') dy' \right] dy, \quad (3)$$

где q — показатель преломления материала. Здесь учтено полное внутреннее отражение лучей, угол которых с нормалью к боковой поверхности больше $\arcsin(1/q)$, и использовано, что $q^2 \gg 1$.

Расчеты велись применительно к слоям ВЗП на основе твердых растворов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ слабого n -типа проводимости с постоянной по толщине концентрацией равновесных электронов ($\delta_c = 0$), причем на узкозонной грани предполагалось равенство равновесных концентраций электронов и дырок. Данная модель была выбрана из тех соображений, что в этом случае существенно ослаблено влияние МКЭ на темновых носителях при сохранении значительного эффекта на фотоносителях.

Исследовались полупроводниковые структуры при комнатной температуре ($T = 300 \text{ К}$) со следующими значениями параметров [$8-10$]: $E_g(0) = 0.2 \text{ эВ}$; $E_g(d) = 0.4-0.5 \text{ эВ}$; $n_0(0) = 1.6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$; $\tau_0 = 1 \text{ мкс}$; $\mu_p(0) = 5 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$.

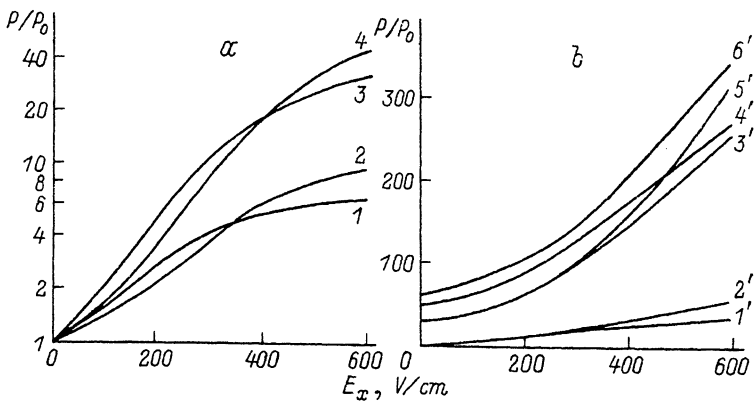


Рис. 2. Полевые зависимости интегральной мощности темного излучения (а) и фотолюминесценции (б). P_0 — мощность равновесного излучения. S_1 , м/с: 1, 2, 1', 4', 6'—10, 3, 4, 2', 3', 5'—100; S_2 —10 м/с; E_g (д), эВ: 1, 3, 1'—4'—0.4; 2, 4, 5', 6'—0.5. ηF_0 , $\text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$: 1', 2'— 10^{24} , 3'—6'— 10^{25} .

И принималось, что $\mu_n(y) \sim 1/E_g(y)$; $\mu_p = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$; $m_n^*(0) = 0.06$; $m_p^* = 0.55$; (m_n^* , m_p^* —эффективные массы соответственно электронов и дырок в единицах массы свободного электрона), причем $m_n^*(y) = E_g(y)$; $\epsilon = 16$ (ϵ —диэлектрическая постоянная); $q = 4$; $\eta = 0.7$; $\kappa_0 = 4700 \text{ см}^{-1}$; $W = W_0 + \delta T$; $W_0 = 2.2 \text{ мэВ}$; $\delta = 0.02 \text{ мэВ/К}$. Индукция магнитного поля принималась равной 1 Т, а толщина образца $d = 25 \text{ мкм}$.

На рис. 1 показаны типичные спектральные характеристики темного излучения (а) и фотолюминесценции (б). Как видно из представленных результатов, интенсивность фотолюминесценции существенно превышает интенсивность равновесного и темного (соответствующего случаю $G = 0$) излучений, причем последние являются величинами одного порядка. Следует отметить, что как при темновом излучении, так и при фотолюминесценции с помощью внешних электрического и магнитного полей можно в широких пределах изменять форму спектральных характеристик излучения. При этом, когда $G = 0$, сдвиг максимума спектра излучения в высокочастотную область, обусловленный перераспределением концентрации неравновесных носителей при МКЭ (сила Лоренца выносит генерированные на грани $y = 0$ носители к поверхности $y = d$), происходит при меньших по сравнению с тем, что наблюдается в фотолюминесценции, значениях управляющих полей.

Наиболее полную информацию о рассматриваемом эффекте дают представленные на рис. 2 полевые зависимости интегральной мощности излучения P для темного излучения (а) и для фотолюминесценции (б). Согласно проведенным расчетам, наличие достаточно мощного возбуждающего излучения приводит к существенному увеличению мощности фотолюминесценции, при этом в зависимости от соотношения скоростей поверхностной рекомбинации S_1 и S_2 изменяется характер функции $P(E_x)$. Так, для значительного эффекта на темновых носителях требуется существенное различие скоростей поверхностной рекомбинации на противоположных гранях пластинки при малом значении S_2 ; уменьшение S_1 приводит к ослаблению темнового излучения (рис. 2, а, кривые 2, 4), в то время как для фотолюминесценции поверхностная рекомбинация на грани $y = 0$ оказывается отрицательным фактором. Поэтому уменьшение S_1 может приводить к увеличению интегральной мощности фотолюминесценции (рис. 2, б, кривые 4', 6'). Таким образом, выбором параметров образца (S_1 , S_2) можно добиться практически исключения влияния эффекта на темновых носителях,

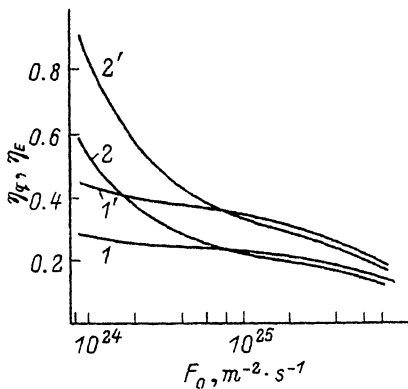


Рис. 3. Зависимости внутренней квантовой эффективности η_q (1, 2) и внутренней энергетической эффективности η_E (1', 2') от плотности потока облучающих квантов F_0 . $E_x = 600$ В/см; S_1 , м/с: 1, 1' — 10; 2, 2' — 100. $S_2 = 10$ м/с. E_g (d) — 0.4 эВ.

при этом мощность фотолюминесценции на несколько порядков превышает мощность равновесного излучения ВЗП.

Возрастание мощности излучения при увеличении градиента ширины запрещенной зоны (рис. 2, а, кривые 3, 4 и б, кривые 5',

б') можно объяснить усиливающимся воздействием встроенных квазиэлектрических полей на неравновесные носители, что препятствует их выносу и рекомбинации на грани $y = d$ и приводит к увеличению концентрации неравновесных электронно-дырочных пар в объеме образца.

С целью оценки практической пригодности рассматриваемого явления для преобразования излучения рассчитывались внутренняя квантовая эффективность преобразования излучения $\eta_q = F/F_0$ и эффективность преобразования по энергии $\eta_E = P'/F_0\hbar\omega_0$, где F и P' — соответственно поток квантов и интегральная мощность рекомбинационного излучения, падающего на поверхность $y = d$. Характер полей в зависимости данных величин аналогичен приведенным на рис. 2 зависимостям $P(E_x)$. На рис. 3 представлены результаты расчета зависимостей η_q и η_E от плотности потока фотонов возбуждающего излучения F_0 . Резкий спад кривых при больших F_0 можно, по-видимому, объяснить заметно усиливающимися процессами оже-рекомбинации при значительных отклонениях концентрации носителей от равновесной. При малых F_0 суммарная мощность излучения определяется в основном темновыми носителями, и поэтому с уменьшением F_0 η_q и η_E возрастают.

Таким образом, выполненные применительно к твердым растворам $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ расчеты фотолюминесценции в условиях МКЭ указывают на возможность использования варизонных образцов для достаточно эффективного антистоксовского преобразования излучения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] С. С. Болгов, В. К. Малютенко, Е. И. Яблоновский. В кн.: Матер. VII Всес. симп. «Полупроводники с узкой запрещенной зоной и полуметаллы», ч. 1, 69. Львов (1986).
- [2] С. С. Болгов, В. К. Малютенко, В. И. Пипа, А. П. Савченко, А. Э. Юнович. ФТП, 24, 1677 (1990).
- [3] В. Г. Савицкий, Б. С. Соколовский, М. И. Стодилка, В. В. Фурман. УФЖ, 23, 792 (1978).
- [4] В. Г. Савицкий, Б. С. Соколовский, И. З. Малинич. В кн.: Матер. VI Всес. симп. «Полупроводники с узкой запрещенной зоной и полуметаллы», 13. Львов (1983).
- [5] Н. С. Барышев, Б. Л. Гельмонт, М. И. Ибрагимова. ФТП, 24, 209 (1990).
- [6] Б. Л. Гельмонт. ЖЭТФ, 75, 536 (1978).
- [7] С. С. Болгов, В. К. Малютенко, В. И. Пипа. УФЖ, 31, 247 (1986).
- [8] Л. Д. Сагинов, В. П. Пономаренко, В. А. Федирко, В. И. Стафеев. ФТП, 16, 470 (1982).
- [9] Н. Н. Берченко, В. Е. Кревс, В. С. Средин. Полупроводниковые твердые растворы и их применение. М. (1982).
- [10] T. Niedziela, J. Piotrowski. Sol. St. Electron., 33, 351 (1990).