

содержания примеси (в соответствии с данными ЛАММА-анализа) не будут значительно сказываться на ее величине. Тогда в предположении  $\kappa_1 \approx \kappa_2$

$$\alpha = \alpha_1 \left\{ 1 + \frac{4}{3} \frac{\mu\Delta}{\Delta_2 + (\Gamma/2)^2} \left( 1 + \sqrt{\frac{\sigma_1(0)}{\sigma_2(1+AT)}} \right)^{-1} \right\}, \quad (3)$$

где  $\sigma_1(T) = \sigma_1(0) (1+AT)^{-1}$ ,  $A$  — экспериментальный коэффициент, определенный из температурных зависимостей  $\sigma(T)$  для нестехиометрических нитей РbТе. На рисунке (кривая 4) приведена расчетная кривая, полученная из формулы (3). Расчетная кривая качественно воспроизводит вид температурных зависимостей термоэдс в области низких температур ( $k_0 T \ll \Gamma$ ), что свидетельствует, вероятно, о справедливости сделанных предположений. Представление о нитевидных кристаллах РbТе(Tl) как о макроскопически неоднородной среде хорошо согласуется с обнаруженным в таких нитях особым типом размерного эффекта [4].

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Кайданов В. И., Равич Ю. И. // УФН. 1985. Т. 145. В. 1. С. 51—86.
- [2] Вейс А. Н., Немов С. А. // ФТП. 1981. Т. 15. В. 6. С. 1237—1240.
- [3] Немов С. А., Равич Ю. И. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 8. С. 1370—1374.
- [4] Бойко М. П., Гицу Д. В., Засавицкий Е. А. и др. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 7. С. 1303—1305.
- [5] Варламов А. А., Панцулая А. В. // ЖЭТФ. 1985. Т. 89. В. 6. С. 2188—2196.
- [6] Бойко М. П., Редько Н. А., Родионов Н. А. и др. // Письма ЖЭТФ. 1986. Т. 43. В. 1. С. 41—43.
- [7] Boiko M. P., Redko N. A. // Phys. St. Sol. (b). 1987. V. 140. P. K121—K124.
- [8] Регель Л. Л., Рахматов О. И., Редько Н. А. и др. // ФТТ. 1984. Т. 26. В. 4. С. 1242—1245.
- [9] Снарский А. А., Томчук П. М. // УФЖ. 1987. Т. 32. В. 1. С. 66—92.
- [10] Huang Yu., Debnam W. J., Fripp A. L. // Cryst. Growth. 1990. V. 104. N 2. P. 315—326.
- [11] Балагуров Б. Я. // ЖЭТФ. 1981. Т. 81. В. 2. С. 665—671.
- [12] Балагуров Б. Я. // ФТП. 1982. Т. 16. В. 10. С. 1870—1872.

Институт прикладной физики  
АН Молдовы  
Кишинев

Получено 20.05.1991  
Принято к печати 23.10.1991

ФТП, том 26, вып. 3, 1992

### РЕКОМБИНАЦИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ВАРИЗОННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ В УСЛОВИЯХ МАГНИТОКОНЦЕНТРАЦИОННОГО ЭФФЕКТА

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

Теоретически рассматривая закономерности магнитоконцентрационного эффекта (МКЭ) в варизонных полупроводниках (ВЗП), авторы работы [1] обратили внимание на перспективность использования ВЗП для создания нового типа источников излучения, работающих в условиях МКЭ. В недавно опубликованной работе [2] эта идея получила экспериментальное обоснование применительно к варизонному твердому раствору  $Cd_xHg_{1-x}Te$ . В настоящем сообщении приведены результаты расчета рекомбинационного излучения в ВЗП при МКЭ.

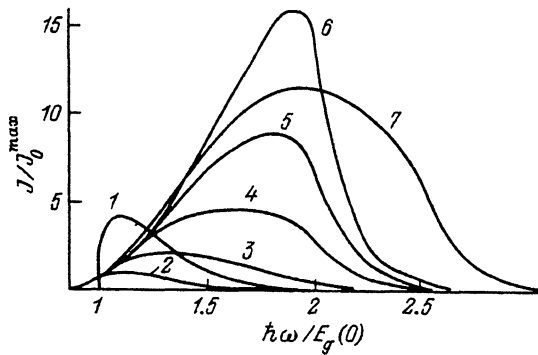


Рис. 1. Спектральные характеристики люминесценции ВЗП в условиях МКЭ.

1 — однородный полупроводник с  $E_g = 0.2$  эВ; 2–6 — ВЗП с  $\Delta E_c = E_c(d) - E_c(0) = 0.12$  эВ,  $\Delta E_v = E_v(d) - E_v(0) = -0.08$  эВ; 7 —  $\Delta E_c = 0.17$  эВ,  $\Delta E_v = -0.13$  эВ,  $S_1 = 100$  м/с,  $S_2 = 10$  м/с,  $\tau_R(0)/\tau(0) = 10$ ;  $\tau_n(0)/\tau(0) = 1.25$ .  $E_x$ , В/см: 1 — 170; 2 — 0; 3 — 100; 4 — 160; 5 — 200; 6 — 240; 7 — 300.

Рассмотрим бесконечную пластину ( $-\infty < x < \infty$ ,  $0 < y < d$ ,  $-\infty < z < \infty$ ) ВЗП с постоянным градиентом зоны проводимости  $E_c(y)$  и валентной зоны  $E_v(y)$ , помещенную во внешние электрическое  $E(E_x, 0, 0)$  и магнитное  $B(0, 0, B)$  поля. Координатное распределение концентрации неравновесных электронов  $n(y)$  в ВЗП описывается уравнением [1,3]

$$\frac{d}{dy} \left\{ \frac{1}{n + \nu_2} \left[ (n + \nu_1/2) \frac{dn}{dy} - (\delta_n + \delta_p) n^2 - \nu_1 \delta_n n - \right. \right. \\ \left. \left. - 2\gamma n (n + \nu_1) - (\delta_n - \delta_p) n_0 n \right] \right\} - R(n) = 0, \quad (1)$$

где  $\delta_{n,p} = \pm \frac{dE_{c,v}}{dy} / 2kT$  [для конкретности будем считать, что  $\delta_n + \delta_p < 0$ , т. е. ширина запрещенной зоны  $E_g(y)$  увеличивается вдоль оси  $y$ ],  $\nu_1 = p_0(y) - n_0(y)$  ( $n_0, p_0$  — концентрации равновесных электронов и дырок соответственно);  $\nu_2 = \nu_1 / (b + 1)$ ;  $b = \mu_{pyy} / \mu_{nyy}$ ;  $\gamma = -eaE_x / 4kT$ ,  $e$  — элементарный заряд,  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура;  $a = \mu_{nyx} / \mu_{nyy} - \mu_{pyx} / \mu_{pyy}$ ;  $R(n)$  — функция генерации-рекомбинации неравновесных носителей, содержащая помимо линейной части с временем мономолекулярной рекомбинации  $\tau_0$  нелинейные составляющие, характеризующиеся временами излучательной  $\tau_R(y) \sim \exp\left(\frac{E_g}{2kT}\right)$  и ожереевой  $\tau_s(y) \sim \exp\left(\frac{E_g}{kT}\right)$  рекомбинации.

Уравнение (1), дополненное граничными условиями, соответствующими линейной поверхностной рекомбинации на гранях  $y=0$  и  $y=d$  со скоростями  $S_1, S_2$ , в случае собственной проводимости и мономолекулярной объемной рекомбинации имеет аналитическое решение [1], а для несобственных ВЗП с нелинейным законом генерации-рекомбинации неравновесных носителей необходимо прибегать к численному решению на ЭВМ.

Определив из (1)  $n(y)$ , можно рассчитать спектральную интенсивность излучения  $I(\hbar\omega)$  согласно выражению [4]

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

где  $q$  — показатель преломления ВЗП, который принимается не зависящим от координаты,  $\kappa$  — показатель поглощения, зависимость которого от  $\hbar\omega$  можно

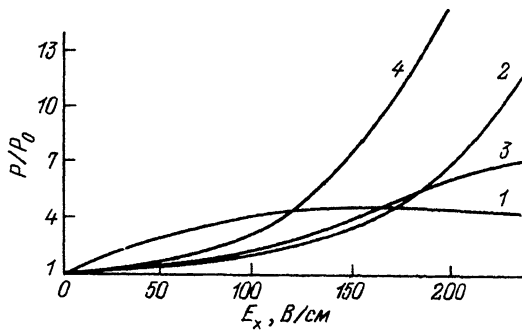


Рис. 2. Полевые зависимости  $P/P_0$  ( $P_0$  — интегральная мощность равновесного излучения образца). 1 — однородный полупроводник; 2 — ВЗП с  $\Delta E_c = 0.17$  эВ,  $\Delta E_v = -0.13$  эВ; 3, 4 —  $\Delta E_c = 0.12$  эВ,  $\Delta E_v = -0.08$  эВ.  $S_1$ , м/с: 1, 2, 4 — 100; 3 — 10.  $S_2 = 1$  м/с.

представить в виде  $\kappa(\hbar\omega, y) = \kappa_0 \exp[(\hbar\omega - E_g)/(W_0 + kT/4)]$  при  $\hbar\omega < E_g(y)$  и  $\kappa(\hbar\omega, y) = \kappa_0 [1 + (\hbar\omega - E_g)/E_g]^{1/2}$  при  $\hbar\omega > E_g(y)$ , причем для  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  значения констант равны [5,6]:  $\kappa_0 = 500 \text{ см}^{-1}$ ,  $W_0 = 3 \text{ мэВ}$ . При записи (2) было учтено полное отражение лучей, угол которых с нормалью к боковой поверхности больше  $\arcsin(1/q)$ , и использовано  $q^2 \gg 1$ .

Результаты проведенных расчетов представлены на рис. 1 и 2. За основу при выборе параметров рассматриваемой модели полупроводниковой структуры взяты характеристики твердых растворов  $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  с проводимостью, близкой к собственной:  $T = 300 \text{ К}$ ,  $F_g(0) = 0.2 \text{ эВ}$ ,  $\tau(0) = 0.7 \text{ мкс}$  ( $1/\tau = 1/\tau_0 + 1/\tau_R + 1/\tau_a$ ),  $p_0(0) = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ,  $n_i(0) = 1.4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  ( $n_i$  — собственная концентрация носителей),  $\mu_n(0) = 0.5 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  (подвижность электронов принималась обратно пропорциональной ширине запрещенной зоны ВЗП  $\mu_n(y) \sim 1/E_g(y)$ ),  $\mu_p = 0.01 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  [6]. Толщина исследуемых образцов ВЗП принималась равной 30 мкм, а индукция внешнего магнитного поля — 1 Т. Исследовалось излучение образца ВЗП со стороны широкозонной грани, представляющее наибольший интерес вследствие слабого поглощения излучения областями с большей шириной запрещенной зоны.

Необходимо сразу отметить хорошее качественное совпадение результатов проведенного расчета с приведенными в [2] экспериментальными данными. Некоторое количественное расхождение можно объяснить особенностями протекания данного явления в рассматриваемой авторами [2] модельной трехслойной структуре, главной из которых является, очевидно, сильное влияние процессов в узкозонной пленке.

Спектры рекомбинационного излучения ВЗП (рис. 1) обладают рядом важных отличий по сравнению с аналогичными спектрами гомозонного полупроводника, обусловленными особенностями перераспределения неравновесных носителей в пластине ВЗП при МКЭ. Вследствие наличия в ВЗП встроенных полей, обусловленных градиентами  $E_c(y)$  и  $E_v(y)$ , профиль распределения концентрации электронно-дырочных пар может принимать разнообразный вид: в зависимости от соотношения между встроенными  $\delta_n$ - и  $\delta_p$ - и управляющими  $\gamma$ -полями неравновесные носители могут быть либо сконцентрированы у одной из граней образца, либо же практически равномерно распределены по всему объему. Соответственно смещается и максимум спектральной характеристики, при этом ширина спектральной полосы люминесценции существенно увеличивается и определяется перепадом ширины запрещенной зоны полупроводникового образца.

Сильное по сравнению с узкозонным полупроводником увеличение интегральной мощности рекомбинационного излучения в ВЗП при достаточно больших управляющих полях объясняется аккумулярующим воздействием квази-

<sup>1</sup> Рассматривались слабо легированные структуры  $p$ -типа проводимости ввиду того, что при  $\mu_n \gg \mu_p$  МКЭ в них выражен сильнее, чем в собственных полупроводниках.

электрических сил на генерированные на узкозонной поверхности неравновесные носители, чему способствует увеличение времени жизни носителей с увеличением  $E_g$ . В области полей  $\gamma$  порядка  $-(\delta_n + \delta_p)/2$  на полевой зависимости интегральной мощности излучения  $P/P_0$  имеет место участок наибольшей крутизны (рис. 2), протяженность которого определяется соотношением между  $S_1$  и  $S_2$ . Резкий рост мощности излучения здесь обусловлен как расширением спектральной полосы люминесценции, так и ростом величины интенсивности излучения во всем спектральном диапазоне (рис. 1).

Таким образом, результаты расчета показывают, что по отношению к возникающему при МКЗ рекомбинационному излучению ВЗП проявляют существенные преимущества (более сильное воздействие управляющих полей на форму спектра излучения, большие значения его интегральной мощности) по сравнению с гомозонными образцами.

Авторы выражают благодарность В. И. Стафееву за обсуждение результатов работы.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Савицкий В. Г., Соколовский Б. С., Стодика М. И., Фурман В. В. // УФЖ. 1978. Т. 23. В. 5. С. 792—797.
- [2] Болгов С. С., Малютенко В. К., Пипа В. И. и др. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 9. С. 1677—1681.
- [3] Савицкий В. Г., Соколовский Б. С., Малинич И. З. // Матер. VI Всес. симп. «Полупроводники с узкой запрещенной зоной и полуметаллы». Львов, 1983. С. 13—14.
- [4] Болгов С. С., Малютенко В. К., Пипа В. И. // УФЖ. 1986. Т. 20. В. 2. С. 247—252.
- [5] Сагинов Л. Д., Пономаренко В. П., Стафеев В. И. и др. // ФТП. 1979. Т. 13. В. 5. С. 1039—1043.
- [6] Берченко Н. Н., Кревс В. Е., Средин В. Г. Полупроводниковые твердые растворы и их применение. М., 1982. 208 с.

Львовский государственный университет  
им. И. Франко

Получено 28.03.1991  
Принято к печати 31.10.1991

ФТП, том 26, вып. 3, 1992

### ПРОЦЕССЫ ОБРАЗОВАНИЯ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В Si:Ge ПРИ 4.2, 78 и 300 К

Голубев В. Г., Емцев В. В., Клиnger П. М., Кропотов Г. И.,  
Шмарцев Ю. В.

Интерес к изовалентной примеси (ИВП) Ge в кремнии вызван в первую очередь ее влиянием на процессы радиационного дефектообразования. В работах [1,2] было показано, что введение изовалентной примеси германия существенно понижает скорость образования радиационных дефектов в кремнии при комнатной температуре, что, как полагают, обусловлено непрямой аннигиляцией вакансий  $V$  и собственных межузельных атомов  $I$  через эти примесные центры. При низких температурах атомы Ge являются эффективными ловушками вакансий, образуя комплексы  $[GeV]$  [3]. В работе [4] на основании исследований электрических свойств комплекса  $[GeV]$  показано, что германий склонен к кластерированию в кремнии. В настоящем сообщении мы приводим дополнительные экспериментальные данные, свидетельствующие о влиянии примесных кластеров на процессы разделения пар Френкеля в облученном материале.

Исследовались монокристаллы  $n$ -Si, выращенные методом Чохральского и легированные фосфором и германием. Образцы подвергались  $\gamma$ -облучению  $^{60}\text{Co}$  при  $T = 4.2, 78$  и  $300$  К (мощность дозы  $J \approx 1.3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  для  $T = 4.2$  и  $78$  К,  $J \approx 1.6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  для  $T = 300$  К). Для исходных и облученных образцов