

## ПОДАВЛЕНИЕ ДИНАМИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА БУРШТЕЙНА—МОССА ОЖЕ-РАЗОГРЕВОМ И БЕЗРЕЗОНАТОРНАЯ ОПТИЧЕСКАЯ БИСТАБИЛЬНОСТЬ В InGaAsP

Пицалко В. Д., Толстихин В. И.

Исследовано прохождение интенсивного излучения через тонкий полупроводниковый слой с нелинейным межзонным поглощением в условиях динамического эффекта Бурштейна—Мосса. Показано, что в твердых растворах InGaAsP при комнатной температуре оже-разогрев может приводить к подавлению этого эффекта и образованию растущего участка на зависимости поглощения от интенсивности. Определены и исследованы на устойчивость стационарные состояния плотной электронно-дырочной плазмы. Найдены оптические передаточные характеристики, которые содержат гистерезисный или падающий участок, соответствующий безрезонаторной оптической бистабильности.

Оптическая бистабильность (ОБ) в полупроводниках в настоящее время является объектом интенсивных исследований [1]. Значительный практический интерес представляет, в частности, ОБ соединений InGaAsP. При комнатной температуре основным механизмом абсорбционной нелинейности этих соединений оказывается насыщение поглощения в условиях динамического эффекта Бурштейна—Мосса (ДЭБМ) [2], требующее для реализации ОБ использование резонатора [1]. Вместе с тем известно, что допустима реализация абсорбционной ОБ и без резонатора, но при увеличивающемся с ростом интенсивности поглощения [3]. В настоящем сообщении показана возможность образования растущего участка на зависимости поглощения от интенсивности в условиях ДЭБМ и получения безрезонаторной ОБ в InGaAsP при комнатной температуре.

Физический механизм рассматриваемого явления состоит в следующем. При биполярной фотогенерации вследствие разности плотностей состояний  $c$ - и  $v$ -зон в некотором интервале концентраций электроны вырождены, а дырки нет, и коэффициент поглощения (КП)  $\alpha$  вблизи фундаментального края экспоненциально зависит от отношения квазиуровня Ферми для электронов  $\Phi$  к их температуре  $T$ :  $\alpha \propto \exp(-\Phi/T)$  [4]. Для  $T = \text{const}$  КП уменьшается с ростом фотогенерации, в чем и заключается ДЭБМ. Однако одновременно с фотогенерацией может также происходить и разогрев электронов как за счет превышения энергии квантов  $\hbar\omega$  ширины запрещенной зоны  $\varepsilon_G^*$  [5], так и за счет оже-рекомбинации [6]. Если рост  $T$  с интенсивностью света опережает увеличение  $\Phi$ , то вырождение электронов ослабляется, что приводит к подавлению ДЭБМ и возрастанию КП. Ослабление вырождения и увеличение КП наблюдались экспериментально в GaAs при фоторазогреве [7] и в InSb при джоулевым разогреве [8]. В InGaAsP при комнатной температуре и высоком уровне возбуждения весьма интенсивны процессы оже-рекомбинации [9], и именно оже-разогрев может стать причиной подавления ДЭБМ.

Рассмотрим прохождение интенсивного излучения через тонкий узкозонный поглощающий слой ( $0 \leq x \leq L$ ,  $\varepsilon_G \leq \hbar\omega$ ), ограниченный широкозонными непоглощающими слоями ( $x < 0$ ,  $x > L$ ,  $\varepsilon_G > \hbar\omega$ ). Для описания плотной фотовозбужденной электронно-дырочной плазмы (ЭДП) воспользуемся приближением эффективной температуры [5, 6], считая при этом температуру электронов и дырок одинаковой. Последнее допущение оправдано при плотностях

$> 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , несмотря на разницу в эффективных массах. Высокая концентрация ЭДП позволяет также считать ее квазинейтральной. В результате уравнения непрерывности для концентрации ЭДП  $n$  и ее плотности энергии  $n\bar{\epsilon}$  примут вид

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{1}{2s} \frac{\partial}{\partial x} (j_p - j_n) = G - R_A - R_R, \quad (1)$$

$$\frac{\partial (n\bar{\epsilon})}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (q_p + q_n) = (\hbar\omega - \epsilon_G) G + \Delta_A R_A - \Delta_R R_R - P. \quad (2)$$

Здесь  $j_{p,n}$  и  $q_{p,n}$  — плотности тока и потока энергии, переносимых дырками и электронами;  $G = \eta\alpha I/\hbar\omega$  — темп фотогенерации, в выражении для которого  $\eta$  — квантовая эффективность,  $I$  — интенсивность излучения, удовлетворяющая уравнению Буггера  $dI/dx = -\alpha I$ ;  $R_A, R_R$  — темпы оже- и излучательной рекомбинаций,  $\Delta_A \sim \epsilon_G$  и  $\Delta_R \sim \bar{\epsilon}$  — характерные энергии, соответственно выделяемая в результате одного акта оже-рекомбинации и теряемая в результате одного акта излучательной рекомбинации;  $P$  — мощность, рассеиваемая в решетку единицей объема ЭДП.

Для полупроводника с произвольно вырожденными легкими электронами и невырожденными тяжелыми дырками КП  $\alpha$  связан с КП в отсутствие вырождения  $\alpha_0$  соотношением

$$\alpha = \alpha_0 \left[ 1 + \exp\left(\zeta - \frac{\hbar\omega - \epsilon_G}{T}\right) \right]^{-1}, \quad (3)$$

в котором  $\zeta = \Phi/T$ . В этих же условиях (но при  $\zeta \leq 10$ ) темп излучательной рекомбинации определяется выражением

$$R_R = \frac{n}{\tau_R} F_{1/2}(\zeta), \quad (4)$$

где  $\tau_R \sim 40 \div 50 \text{ нс}$  [10] — характерное время, а  $F_{\nu}(\zeta)$  — фермиевский интеграл порядка  $\nu$ . Что касается оже-рекомбинации, то в InGaAsP при большой концентрации носителей и вырождении электронов преобладает СНСС-процесс, имеющий более сильную концентрационную зависимость по сравнению с конкурирующим ЧНСН-процессом [11, 12]. Темп СНСС-процесса определяется соотношением

$$R_A = \frac{n}{\tau_A} \left(\frac{T}{T_0}\right)^{3/2} F_{1/2}(\zeta) F_{3/2}(\zeta) \exp\left(-\frac{\epsilon_A}{T}\right). \quad (5)$$

Здесь  $T_0$  — равновесная температура,  $\tau_A \sim 1 \text{ нс}$  и  $\epsilon_A \sim 0.05 \div 0.1 \text{ эВ}$  [10] — характерное время и энергия активации СНСС-процесса оже-рекомбинации. В ЭДП с равными концентрациями электронов и дырок и единой эффективной температурой релаксация энергии определяется главным образом тяжелыми дырками. При учете неупругого рассеяния на деформационных (акустических и оптических) и поляризационных (оптических) фонах темп релаксации энергии равен

$$P \equiv n\dot{\epsilon}(T) = n \frac{3}{2} \left\{ \frac{2m_p s^2}{\tau_{DA}} \left(\frac{T}{T_0}\right)^{1/2} \left(\frac{T}{T_0} - 1\right) + \hbar\omega_{ph} \left(\frac{\hbar\omega_{ph}}{2T}\right)^{1/2} \times \right. \\ \left. \times \frac{\text{sh}\left(\frac{\hbar\omega_{ph}}{2T_0} - \frac{\hbar\omega_{ph}}{2T}\right)}{\text{sh}\left(\frac{\hbar\omega_{ph}}{2T_0}\right)} \left[ \frac{1}{\tau_{PO}} K_0\left(\frac{\hbar\omega_{ph}}{2T}\right) + \frac{1}{\tau_{DO}} K_1\left(\frac{\hbar\omega_{ph}}{2T}\right) \right] \right\}, \quad (6)$$

где  $m_p$  — эффективная масса дырки;  $s$  — скорость звука;  $\hbar\omega_{ph}$  — энергия оптического фотона;  $K_{\nu}$  — функция Макдональда порядка  $\nu$ ;  $\tau_{DA} \sim 10^{-12} \text{ с}$ ,  $\tau_{DO} \sim 10^{-12} \text{ с}$ ,  $\tau_{PO} \sim 10^{-13} \text{ с}$  [12] — характерные времена процессов.

В стационарном случае возможные типы самосогласованных распределений параметров ЭДП и интенсивности света по активному слою определяются соот-

ношениями между следующими характерными длинами: длиной амбиполярной диффузии  $L_D$ , длиной остывания  $L_T$ , длиной поглощения  $\alpha^{-1}$  и толщиной слоя  $L$ . В рассматриваемых условиях длина остывания  $L_T$  не превышает нескольких сотых микрометра, тогда как длина амбиполярной диффузии  $L_D \geq 10$  мкм, а длина поглощения  $\alpha^{-1} \leq 1$  мкм. Таким образом, для толщины  $L$  порядка десятых долей микрометра имеем неравенства  $L_T \ll \alpha^{-1} \sim L \ll L_D$ . Неравенство  $L \ll L_D$  означает, что при отсутствии сильной поверхностной рекомбинации концентрация ЭДП вследствие диффузии выравнивается по активному слою, несмотря на неоднородность фотогенерации. Неравенство  $L_T \ll L_D$  в рассматриваемых условиях, когда доминирующим механизмом разогрева ЭДП является оже-рекомбинация, а поверхностная релаксация энергии неравновесных носителей незначительна, позволяет считать, что эффективная температура адиабатически следует за концентрацией, т. е. также постоянна. В результате и КП  $\alpha$ , как функция параметров ЭДП, оказывается постоянным. Усредняя тогда стационарные уравнения непрерывности (1), (2) по слою  $0 \leq x \leq L$  и используя нейтральные граничные условия  $j_{p,n}; q_{p,n} = 0$  при  $x=0, L$ , соответствующие отсутствию поверхностных каналов рекомбинации и релаксации энергии, полу-

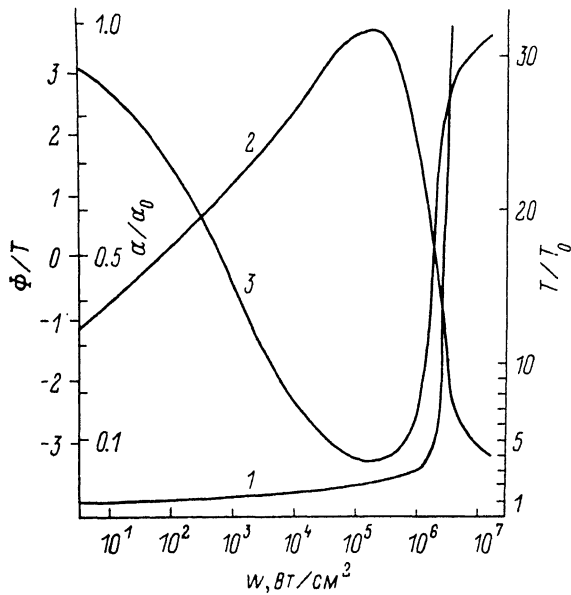


Рис. 1. Зависимость нормированных эффективной температуры носителей  $T/T_0$  (1), квазиуровня Ферми для электронов  $\Phi/T$  (2) и коэффициента поглощения  $\alpha/\alpha_0$  (3) от поглощаемой единицей поверхности мощности  $W$ .  
 $(\hbar\omega - \epsilon_G)/T_0 = 1, \alpha_0 = 10^8 \text{ см}^{-1}$ .

Рис. 1. Зависимость нормированных эффективной температуры носителей  $T/T_0$  (1), квазиуровня Ферми для электронов  $\Phi/T$  (2) и коэффициента поглощения  $\alpha/\alpha_0$  (3) от поглощаемой единицей поверхности мощности  $W$ .  
 $(\hbar\omega - \epsilon_G)/T_0 = 1, \alpha_0 = 10^8 \text{ см}^{-1}$ .

чим для мощности  $W$ , поглощаемой единицей поверхности, интенсивности на входе  $I_i$  и интенсивности на выходе  $I_t$  соотношения

$$W = \frac{\hbar\omega N_c(T) L}{\eta} F_{1/2}^2(\zeta) \left[ \frac{1}{\tau_R} + \frac{1}{\tau_A} \left( \frac{T}{T_0} \right)^{3/2} F_{3/2}(\zeta) \exp\left(-\frac{\epsilon_A}{T}\right) \right], \quad (7)$$

$$I_t = W [1 - \exp(-\alpha L)]^{-1}, \quad I_i = I_t - W. \quad (8)$$

Здесь  $N_c(T)$  — зависящая от эффективной температуры плотность состояний в  $s$ -зоне, а связь между  $T$  и  $\epsilon$  определяется из уравнения локального баланса энергии (записанного с точностью до членов  $\sim \epsilon R_R / \epsilon_G R_A \ll 1$ )

$$F_{1/2}(\zeta) F_{3/2}(\zeta) = \frac{\tau_{AP}(T)}{\hbar\omega} \left( \frac{T}{T_0} \right)^{3/2} \exp\left(\frac{\epsilon_A}{T}\right). \quad (9)$$

На рис. 1 представлены результаты рассчитанных на основании (9), (7), (3) зависимостей нормированных температуры, квазиуровня Ферми и КП от мощности  $W$  для InGaAsP ( $\lambda = 1.55$  мкм) при  $T_0 = 300$  К и следующих значениях характерных времен рекомбинации и релаксации энергии:  $\tau_R = 4.5 \cdot 10^{-8}$  с,  $\tau_A = 0.92 \cdot 10^{-9}$  с,  $\tau_{DA} = 0.21 \cdot 10^{-12}$  с,  $\tau_{D0} = 0.61 \cdot 10^{-12}$  с,  $\tau_{P0} = 0.83 \cdot 10^{-13}$  с, полученных с использованием микроскопических параметров из работы [10]. Приведенные кривые полностью подтверждают сформулированную выше качественно картину подавления ДЭВМ оже-разогревом. Отметим при этом, что в отличие от работ [6, 13, 14], в которых предсказывалась неустойчивость однородной оже-разогретой ЭДП вследствие активационной зависимости темпа оже-рекомбинации, полученные здесь зависимости  $T(W)$  и  $\epsilon(W)$  однозначны, а соответ-

ствующие им однородные состояния ЭДП устойчивы в режиме заданной поглощаемой мощности. Это объясняется малой величиной энергии активации в рассматриваемых условиях ( $\epsilon_A/T_0 \sim 3$ ), недостаточной для возникновения описанной в [6, 13, 14] неустойчивости. Вместе с тем на растущем участке зависимости  $\zeta(W)$  ЭДП оказывается все же неустойчивой из-за быстрого (экспоненциального) роста КП уже в режиме заданной входной интенсивности  $I_i$  (а не поглощаемой мощности  $W$ ). Эта неустойчивость обусловлена положительной обратной связью по поглощаемой мощности. Действительно, как следует из рис. 1, начиная с некоторого значения  $W$ , температура ЭДП резко возрастает с увеличением поглощаемой мощности. При этом вследствие подавления ДЭБМ экспоненциально увеличивается КП  $\alpha$  и в соответствии с (8) растет поглощаемая мощность (при неизменной входной интенсивности). Ясно, что такая положитель-

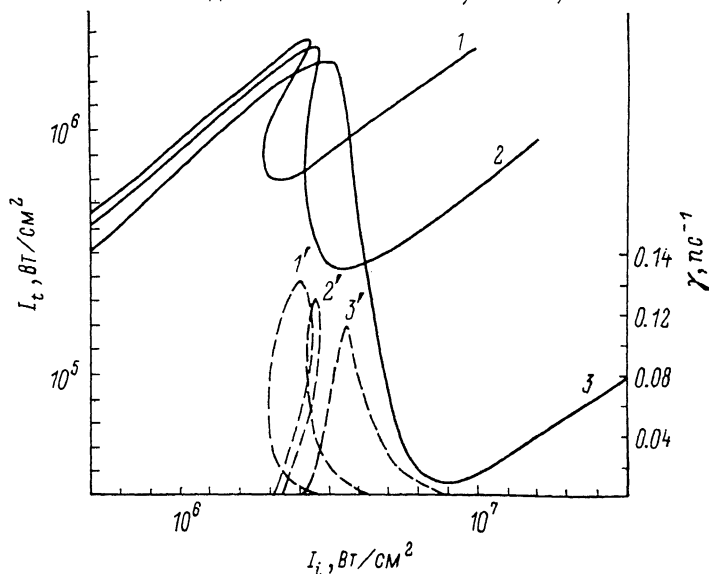


Рис. 2. Зависимость интенсивности прошедшего излучения  $I_t$  (сплошные линии) и инкремента неустойчивости однородного состояния электронно-дырочной плазмы  $\gamma$  (штриховые) от интенсивности падающего излучения  $I_i$ .

( $n\omega - \epsilon_D$ )/ $T_0 = 1$ ,  $\alpha_0 = 10^8 \text{ см}^{-1}$ .  $L$ , мкм: 1, 1' — 0.05, 2, 2' — 0.1, 3, 3' — 0.2.

ная обратная связь невозможна при  $\alpha_{\min} L \gg 1$  ( $\alpha_{\min}$  — минимальное значение КП), когда в режиме заданной входной интенсивности величина  $W$  не зависит от КП  $\alpha$  и, следовательно, от эффективной температуры  $T$ . Таким образом, рассмотренная неустойчивость реализуется лишь при  $\alpha_{\min} L \leq 1$ , т. е. является существенно размерным эффектом.

На рис. 2 приведены рассчитанные из уравнений непрерывности (1), (2) с использованием соотношений

$$\frac{\partial n}{\partial t} = n \left( \frac{3}{2} \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{F_{-1/2}}{F_{1/2}} \frac{\partial \zeta}{\partial t} \right),$$

$$\frac{\partial (n\bar{\epsilon})}{\partial t} = \frac{3}{2} nT \left[ \frac{5}{2} \left( 1 + \frac{F_{3/2}}{F_{1/2}} \right) \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial t} + \left( 1 + \frac{F_{-1/2}}{F_{1/2}} \right) \frac{\partial \zeta}{\partial t} \right]$$

зависимости временного инкремента  $\gamma$  (штриховые линии) флуктуаций вида  $\delta T$ ,  $\delta \zeta \sim \exp(\gamma t)$  от входной интенсивности  $I_i$ . Видно, что в области неустойчивости ( $\gamma > 0$ ) в зависимости от толщины слоя  $L$  (но при том, что  $\alpha_{\min} L$  остается не слишком большим и не слишком малым) возможны передаточные характеристики  $I_t(I_i)$  (рис. 2, сплошные линии) двух типов — гистерезисные (кривые 1, 2) и падающие (кривая 3). В первом случае в некотором интервале значений  $I_i$  одной и той же входной интенсивности соответствуют три стационарных состояния ЭДП с различными эффективными температурами и поглощаемыми

мощностями, причем устойчивыми являются только два из них. Поэтому при достижении точки срыва  $|dI_i/dI_i| = \infty$  со стороны меньших (больших) значений интенсивности  $I_i$ , происходит переключение из одного однородного состояния в другое однородное же состояние, но с большей (меньшей) эффективной температурой и соответственно с большим (меньшим) поглощением, т. е. реализуется безрезонаторная ОБ типа описанной в работе [3]. Заметим, что аналогичная ОБ может появляться и в случае неоднозначной зависимости параметров ЭДП от поглощаемой мощности как в результате оже-разогрева [6, 13, 14], так и в результате любого другого механизма перегретельной неустойчивости [15].

С увеличением толщины активного слоя положительная обратная связь по поглощаемой мощности ослабевает и состояние ЭДП становится однозначной функцией входной интенсивности для любых значений  $I_i$  (в пределе  $\alpha_{\min}L \gg 1$ , когда  $I_i \approx W$ , эта зависимость совпадает с зависимостью от поглощаемой мощности, изображенной на рис. 1). Однако и в этом случае, которому соответствуют передаточные характеристики с падающим участком (рис. 2, кривая 3), однородное состояние ЭДП при не слишком больших  $\alpha_{\min}L$  может быть неустойчивым. При этом ввиду отсутствия какого-либо устойчивого однородного состояния ЭДП переключение, аналогичное случаю гистерезисной характеристики, невозможно. Вместе с тем, поскольку с уменьшением толщины однородной области характеристика из падающей вновь переходит в гистерезисную, т. е. вновь имеются два устойчивых однородных состояния ЭДП с различными эффективными температурами и уровнями поглощаемой мощности, можно допустить, что в условиях, отвечающих кривым 3, 3' на рис. 2, происходит расслоение ЭДП [16] на области сильного и слабого поглощения, соответственно более или менее разогретье, ЭДП в каждой из которых уже устойчива. Толщина переходного слоя между этими областями определяется, очевидно, длиной остывания  $L_T$ , которая, по предположению, много меньше  $L$ . Поэтому динамика расслоения и образования неоднородного состояния ЭДП требует для своего описания использования локальных (а не усредненных) уравнений непрерывности. Кроме того, значения величины перегрева  $T/T_0$ , при которых возможно образование доменов горячей ЭДП с подавлением ДЭБМ, составляют десятки единиц, что свидетельствует о необходимости учета ударной ионизации и других эффектов. Все это выходит за рамки использованной здесь простой модели и будет рассмотрено отдельно.

В заключение авторы благодарят В. И. Рыжия за поддержку и обсуждение результатов работы.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Рыжик Б. С. — ФТП, 1985, т. 19, в. 1, с. 3—27.
- [2] Islam M. N., Ippen E. P., Burchard E. G. et al. — J. Appl. Phys., 1986, v. 59, N 8, p. 2619—2628.
- [3] Miller D. A. B. — J. Opt. Soc. Am. B, 1984, v. 1, N 6, p. 857—864.
- [4] Мосс Т., Баррел Г., Эллис Б. Полупроводниковая оптоэлектроника. М., 1976. 631 с.
- [5] Крохин О. Н. — ФТТ, 1965, т. 7, в. 9, с. 2612—2619.
- [6] Дегтяренко Н. Н., Елесин В. Ф. — Письма ЖЭТФ, 1971, т. 13, в. 8, с. 456—458.
- [7] Shah J., Leheny R. F., Lin C. — Sol. St. Commun., 1976, v. 18, N 8, p. 1035—1037.
- [8] Ржанов А. Е., Лазарев С. Д., Луцкий С. И., Рыжий В. И. — Микроэлектрон., 1980, т. 9, в. 1, с. 79—82.
- [9] Гарбузов Д. З., Агаев В. В., Соколова З. Н., Халфин В. Б., Чалый В. П. — ФТП, 1984, т. 18, в. 6, с. 1069—1076.
- [10] Dutta N. K., Wilson R. B., Wilt D. P. et al. — ATT Techn. J., 1985, v. 64, N 8, p. 1857—1884.
- [11] Гельмолт В. Л., Соколова З. Н., Халфин В. Б. — ФТП, 1983, т. 17, в. 3, с. 453—458.
- [12] Nelson R. J., Dutta N. K. — J. Appl. Phys., 1983, v. 54, N 6, p. 2923—2929.
- [13] Дегтяренко Н. Н., Елесин В. Ф., Фурманов В. А. — ФТП, 1973, т. 7, в. 9, с. 1716—1721.
- [14] Лубашевский И. А., Мизерина Н. Ю. — ФТП, 1984, т. 18, в. 2, с. 238—243.
- [15] Грибников З. С., Железняк В. Б. — ФТП, 1987, т. 21, в. 5, с. 785—791.
- [16] Кернер Б. С., Осипов В. В. — ЖЭТФ, 1976, т. 71, в. 4 (10), с. 1542—1554.