

Таким образом, результаты данной работы позволяют заключить, что в  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  вблизи температуры перехода в сверхпроводящее состояние наблюдается монорелаксационный процесс с энергией активации 0,10–0,15 эВ, частотным фактором  $\sim 10^{14}$  Гц и степенью релаксации  $\sim 4 \cdot 10^{-3}$ . Природа данного процесса в настоящее время неясна. Тем не менее хотелось бы отметить, что несмотря на близость к температуре сверхпроводящего перехода, наблюдаемый процесс непосредственно с переходом скорее всего никак не связан.

В заключение авторы выражают благодарность В.А. Кочерову, Л.А. Бениной, В.Л. Хмиадашвили, И.А. Баглаенко за приготовление образцов, и Л.М. Колесниковой за помощь в проведении экспериментов.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Bishop D.J., Ramirez A.P., Gam-mel P.L., Batlogg B., Rietman E.A., Cava R.J., and Millis A.J. – Phys. Rev. B, 1987, v. 36, N 4, p. 2408–2410.
- [2] Головашкин А.И., Иваненко И.М., Мицен К.В., Данилов В.А., Перепечко И.И., Лейтус Г.М., Карпинский О.Г., Шамрай В.Ф. В сб.: Проблемы высокотемпературной сверхпроводимости. Свердловск, 1987, ч. 11, с. 180–181.
- [3] Аншук Н.В., Головашкин А.И., Иваненко О.М., Кадомцева А.М., Казей З.А., Крынецкий И.Б., Левитин Р.З., Милль Б.В., Мицен К.В., Снегирев В.В. В сб.: Проблемы высокотемпературной сверхпроводимости. Свердловск, 1987, ч. II, с. 182–183.
- [4] Мелик-Шахназаров В.А., Наскидашвили И.А. – ПТЭ, 1967, № 1, с. 181–184.
- [5] Физическая акустика / Под ред. У. Мезона. М.: Мир, 1969, т. 111 А.

Поступило в Редакцию  
4 августа 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 22

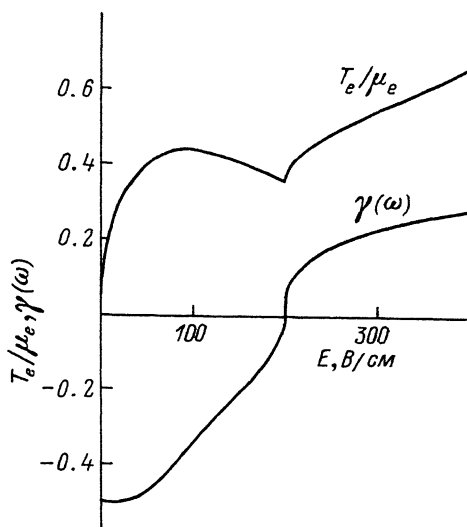
26 ноября 1988 г.

### ИНВЕРСИЯ НАСЕЛЕННОСТЕЙ НА МЕЖЗОННЫХ ПЕРЕХОДАХ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ В ПОСТОЯННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Г.М. Генкин, А.В. Окомельков

1. Интерес к созданию инверсии населенностей на межзонных переходах в полупроводниках сильным электрическим полем возник давно (см., например, [1]). Предполагалось, что в сильном поле благодаря ударной ионизации создастся достаточно много носителей

Рис. 1. Рассчитанные зависимости температуры  $T_e / \mu_e$  и коэффициента поглощения  $\gamma(\omega)$  на частоте  $\hbar\omega = \epsilon_g + \epsilon_e + \epsilon_h$ , где  $\epsilon_e = \mu_e(0)$ ,  $\epsilon_h = \mu_h(0) m_e / m_h$ , от электрического поля в  $n$ - $\text{Cd}_{0.17}\text{Hg}_{0.83}\text{Te}$ .



(электронов и дырок), так что может реализоваться неравновесное вырожденное распределение, которое и обеспечит инверсию населенностей на межзонном переходе. Однако до настоящего времени такой метод возбуждения в однородных полупроводниках не был реализован. В настоящем сообщении будет показано, что в указанных узкощелевых полупроводниках в сильном электрическом поле может существовать инверсия населенностей на межзонном переходе.

2. Рассмотрим узкощелевой полупроводник типа  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ , в котором эффективные массы электронов и дырок существенно различаются,  $m_e / m_h \ll 1$ . Из проведенного рассмотрения следует, что одним из условий создания инверсии сильным полем является наличие вырожденного распределения носителей в отсутствие поля. Поэтому рассмотрим полупроводник  $n$ -типа, где при низких температурах уже при умеренном уровне легирования вследствие малости  $m_e$  электроны оказываются вырожденными. Рассмотрим полупроводники с шириной запрещенной зоны  $\epsilon_g > \hbar\omega_0$ , где  $\omega_0$  — частота оптического фонона. В этом случае время жизни неравновесных носителей относительно велико, и определяется Оже-рекомбинацией, тогда как рекомбинация с испусканием оптического фонона отсутствует.

Для нахождения параметров распределений носителей (эффективных температур и химических потенциалов) в поле воспользуемся уравнениями баланса энергии, электронейтральности и баланса межзонных переходов. Эта система уравнений является системой нелинейных уравнений. В уравнениях баланса энергии для электронов джоулев разогрев приравнен потерям энергии на излучение оптических фононов и электронно-дырочное рассеяние; тогда как для дырок джоулевым разогревом можно пренебречь в силу их малой подвижности, и энергия, полученная дырками от электронов вследствие электронно-дырочного рассеяния, равна потерям энергии на излучение оптических и акустических<sup>1</sup> фононов. Баланс межзонных переходов

<sup>1</sup> Релаксация электронов на акустических фононах не важна, в силу  $m_e \ll m_h$ .

дов в поле определяется равенством вероятностей ударной ионизации и рекомбинации. С ростом поля  $E$  этот баланс сдвигается в область больших концентраций носителей. Можно показать, что баланс межзонных переходов в поле описывается соотношением<sup>2</sup>:

$$\frac{3}{2} \left( 1 - \frac{T_h(E)}{T_e(E)} \right) - \frac{\mu_h(E)}{T_h(E)} - \frac{\mu_e(E) + \mathcal{E}_g}{T_e(E)} = 0. \quad (1)$$

Из соотношения (1) следует, что если электроны вырождены ( $\mu_e(E) > 0$ ), то дырки - невырождены ( $\mu_h(E) < 0$ ).

3. Для прямого перехода на частоте  $\hbar\omega = \mathcal{E}_g + \mathcal{E}_e + \mathcal{E}_h$ , где  $\mathcal{E}_e$  ( $\mathcal{E}_h$ ) - энергия электрона (дырки), коэффициент усиления определяется формулой:

$$\alpha(\omega) = \alpha_0(\omega) [f_e(\mathcal{E}_e) + f_h(\mathcal{E}_h) - 1] \equiv \alpha_0(\omega) \mathcal{J}(\omega), \quad (2)$$

где  $\alpha_0(\omega)$  - коэффициент межзонного поглощения для невырожденных носителей при  $E = 0$ ,  $T = 0$ . Можно показать, используя (1), что инверсия  $\mathcal{J}(\omega) > 0$  имеется при

$$\frac{3}{2} [T_e(E) - T_h(E)] > \mathcal{E}_g. \quad (3)$$

Химические потенциалы и эффективные температуры носителей в электрическом поле определялись путем параметрического решения при  $T \ll \hbar\omega_0$ , где  $T$  - температура решетки, системы нелинейных уравнений. Было показано, что условие (3) выполняется при  $E > E_*$ , где

$$E_* \approx \left[ \frac{2\mathcal{E}_g}{m_h \mu_e^2} + (\epsilon_\infty^{-1} + \epsilon_0^{-1}) \frac{e\sqrt{2m_e}}{\hbar^2 \mu_e} (\hbar\omega_0)^{3/2} \exp\left(-\frac{3\hbar\omega_0}{2\mathcal{E}_g}\right) \psi\left(\frac{\mu_e^*}{\hbar\omega_0}\right) \right]^{1/2}, \quad (4)$$

и для полярных оптических фононов [3]

$$\psi(z) = \frac{3}{4} z^{-3/2} \int_{\max(1, z)}^{1+z} dx \ln \left( \frac{\sqrt{x} + \sqrt{x-1}}{\sqrt{x} - \sqrt{x-1}} \right).$$

В точке  $z^* = \mu_e^*/\hbar\omega_0$   $|d\psi/dz|$  достигает своего максимального значения,  $\psi(z^*) \approx 1/2$ . При выводе формулы (4) предполагалось, что  $T_e(E)/\mu_e(E) < 1$  при  $E \sim E_*$ . Пороговое поле  $E_*$  определяется необходимым перегревом электронов относительно дырок; для

<sup>2</sup> Для бесщелевых полупроводников ( $\mathcal{E}_g = 0$ ) (1) сводится к результату, полученному в [2] при  $T_h \approx T_e$ . При этом химические потенциалы носителей отсчитываются от экстремумов соответствующих зон, и в отсутствие поля  $-\mu_h(0) = \mu_e(0) + \mathcal{E}_g$ .

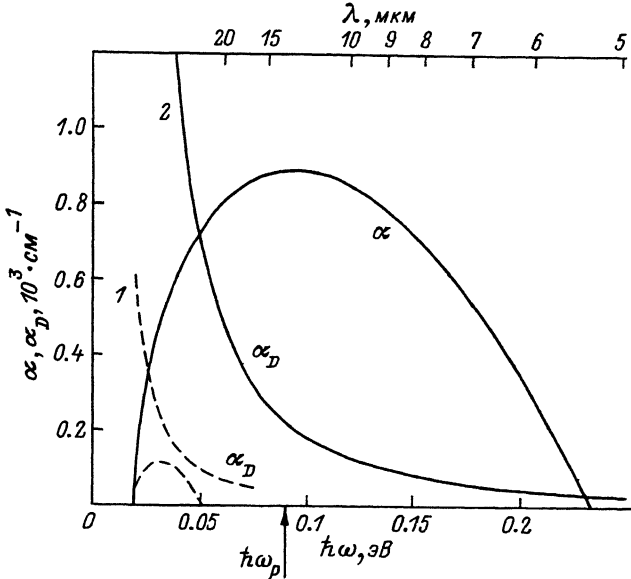


Рис. 2. Рассчитанные коэффициенты усиления  $\alpha(\omega)$  и поглощения  $\alpha_D(\omega)$  в  $n\text{-Cd}_{0.17}\text{Hg}_{0.83}\text{Te}$  ( $\mu_e = 2 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ ) для двух значений электрического поля  $E > E_*$ : 1 -  $E = 200 \text{ В/см}$ , 2 -  $E = 300 \text{ В/см}$ . Плазменная частота электронов  $\omega_p$  в случае 2 отмечена стрелкой.

электронов имеются два механизма отбора энергии, и в соответствии с ними в (4) присутствуют два члена. Заметим, что характерное поле межзонного пробоя для невырожденных электронов  $E_{пр} \approx (2E_g/m_e)^{1/2}/\mu_e$  существенно отличается от поля  $E_*$ , и  $E_{пр} > E_*$ . Так, для  $\text{Cd}_{0.17}\text{Hg}_{0.83}\text{Te}$ , где  $E_g \approx 1.15 \cdot \hbar\omega_0$ ,  $E_{пр}/E_* \sim 3$ . Физически возникновение инверсии населенностей в полях  $E > E_*$  соответствует условию  $\mu_e(E) \approx \hbar\omega_0$ , когда неупругий характер рассеяния электронов на оптических фононах сменяется квазиупругим, вследствие чего скорость релаксации энергии электронов на оптических фононах резко падает, и  $T_e, \mu_e$  резко возрастают. Для невырожденных дырок ограничение роста их средней энергии из-за рассеяния на оптических фононах (с участием дырко-дырочного рассеяния) эквивалентно ограничению роста их температуры. Если электроны при этих полях еще остаются вырожденными, то возросшей концентрации невырожденных дырок оказывается достаточно для возникновения инверсии населенностей. Поэтому инверсия населенностей может возникнуть лишь в том случае, если в полях  $E \sim E_*$  электроны остаются вырожденными ( $T_e(E_*)/\mu_e(E_*) < 1$ ). Из полученной зависимости  $\Phi(E) \equiv T_e(E)/\mu_e(E)$  следует, что всегда  $\Phi(E) > \Phi(0)$ ; тем самым для создания инверсии населенностей необходимо, чтобы в узкощелевых вырожденных (без поля)

полупроводниках и при  $E \sim E_*$  было выполнено условие  $\Phi(E) < 1$ . Зависимости коэффициентов  $\Phi$  и  $\mathcal{J}$  от величины электрического поля в  $n\text{-Cd}_{0.17}\text{Hg}_{0.83}\text{Te}$  приведены на рис. 1. Инверсия населенностей при  $E > E_*$  существует при  $\omega_1 < \omega < \omega_2$ , где

$$\hbar\omega_1 \approx \mathcal{E}_g, \quad \hbar\omega_2 \approx \mathcal{E}_g + \left[ \frac{3}{2}(T_e(E) - T_h(E)) - \mathcal{E}_g \right] \frac{1 + m_e/m_h}{1 + m_e T_e(E)/m_h T_h(E)}. \quad (5)$$

Максимальное значение коэффициента усиления  $\alpha(\omega)$  имеется при  $\omega_m \approx \frac{2\omega_1 + \omega_2}{3}$ . С увеличением поля в области  $E > E_*$   $\omega_m$  и  $\alpha(\omega_m)$

растут. Для нахождения полного коэффициента усиления  $\alpha_\Sigma(\omega) \equiv \alpha(\omega) - \alpha_D(\omega)$  необходимо учесть поглощение на свободных носителях  $\alpha_D(\omega)$ , которое пропорционально  $\omega^{-2}$ . Зависимости  $\alpha(\omega)$  и  $\alpha_D(\omega)$  в  $n\text{-Cd}_{0.17}\text{Hg}_{0.83}\text{Te}$  представлены на рис. 2 для двух значений электрического поля  $E > E_*$ . При этом, хотя при  $E > E_*$  есть инверсия населенностей  $\alpha(\omega) > 0$ , но возможно, что  $\alpha(\omega) < \alpha_D(\omega)$ , и усиления на межзонных переходах нет,  $\alpha_\Sigma(\omega) < 0$  (кривые 1 на рис. 2); однако с ростом поля  $E$   $\alpha(\omega)$  увеличивается, и в некотором диапазоне частот  $\alpha(\omega) > \alpha_D(\omega)$  (кривые 2 на рис. 2). Тем самым в этом частотном диапазоне имеется усиление  $\alpha_\Sigma > 0$ . При этом существует диапазон частот, где одновременно с  $\alpha(\omega) > \alpha_D(\omega)$  имеется и  $\omega > \omega_p$ , где  $\omega_p$  — плазменная частота электронов. Большая величина коэффициента  $\alpha_\Sigma$  обусловлена большими значениями  $\alpha_0(\omega)$  в этом частотном диапазоне.

Таким образом, в узкощелевых полупроводниках типа  $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  в полях  $E \sim 10^2$  В/см имеется инверсия населенностей; так, для  $n\text{-Cd}_{0.17}\text{Hg}_{0.83}\text{Te}$  в поле<sup>3</sup>  $E \approx 300$  В/см в дальнем инфракрасном диапазоне ( $\lambda \approx 5\text{--}15$  мкм) по проведенным расчетам, полный коэффициент усиления (с учетом поглощения свободными носителями)  $\alpha_\Sigma \sim 0.5 \cdot 10^3$  см<sup>-1</sup>.

Авторы выражают благодарность А.А. Андронову за стимулирование обсуждения.

<sup>3</sup> В области полей  $E \gg E_*$  коэффициент усиления уменьшается, и в достаточно больших полях усиление отсутствует, что обусловлено тем, что отношение  $T_e(E) / \mu_e(E)$  при  $E > E_*$  есть растущая функция. Тем самым в сильных полях  $E \gg E_*$  с ростом поля вырождение снимается, и инверсия населенностей отсутствует.

- [1] Басов Н.Г., Крохин О.Н., Попов Ю.М. - УФН, 1960, т. 72, № 2, с. 161-209.
- [2] Бенеславский С.Д., Иванов-Омский В.И., Коломиец Б.Т., Смирнов В.А. - ФТТ, 1974, т. 16, № 6, с. 1620-1629.
- [3] Гантмахер В.Ф., Левинсон И.Б. Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках. М.: Наука, 1984. 350 с.

Институт прикладной  
физики АН СССР,  
Горький

Поступило в Редакцию  
2 июля 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 22

26 ноября 1988 г.

ВЛИЯНИЕ ФОТОПРОВОДИМОСТИ НА ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКОЕ  
ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В ДИФфуЗИОННЫХ ВОЛНОВОДАХ  
 $Ti:LiNbO_3$  С ПРОСТРАНСТВЕННО МОДУЛИРОВАННОЙ  
ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТЬЮ

В.Н. Б е л ы й, И.Г. В о й т е н к о,  
Н.Н. Г о р е л ы й, Б.Б. С е в р у к

В последнее время интенсивно исследуется электрооптическое взаимодействие в волноводах на ниобате лития с диффузией титана [1-3]. В наших экспериментах [3, 4] было замечено, что при работе электрооптических модуляторов на низких частотах управляющего напряжения появляются значительные искажения дифракционной картины. В [4, 5] упоминается, что подобные искажения могут быть связаны с возможной проводимостью волноводного слоя.

В данной работе исследуется влияние фотоиндуцированных зарядов на эффективность дифракции в электрооптических решетках. На поверхности ниобата лития  $Y$  - среза диффузией титана создавался оптический волновод с эффективной толщиной  $\sim 2$  мкм. Методом фотолитографии была нанесена встречно-штыревая система электродов с периодом  $d = 40$  мкм и длиной электродов  $L = 4$  мм, при этом штрихи решетки параллельны оси  $x$  кристалла. С помощью призмы связи волновод возбуждался пучком света  $He - Ne$  лазера ( $\lambda = 0,63$  мкм) мощностью 5 мВт и  $D = 1$  мм, так что в области под электродами в направлении оси  $x$  распространялась волноводная  $TE_0$  мода. При отсутствии напряжения на электродах на экране наблюдалась дифракционная картина (рис. 1, а), обусловленная периодической металлизацией поверхности волновода. При подаче на электроды напряжения в области волновода создавалась электрооптическая решетка с периодом  $\Lambda = 2d =$