

01; 06.3; 07

© 1992

## ОПТИЧЕСКАЯ БИСТАБИЛЬНОСТЬ НА ОСНОВЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ВРЕМЕНИ РЕЛАКСАЦИИ ФОТОГЕНЕРИРОВАННЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Ю.Н. Карамзин, С.В. Поляков,  
В.А. Трофимов

В последние годы внимание многих авторов привлекает проблема оптической бистабильности (ОБ) [1-6] в связи с возможностью оптической обработки и хранения информации. К настоящему времени предложены несколько типов ОБ: абсорбционная, дисперсионная и абсорбционно-дисперсионная. Поиск других механизмов ОБ представляет собой актуальную задачу, так как, возможно, они окажутся более предпочтительными для практической реализации, например по температурному диапазону. В настоящем сообщении предложен новый тип ОБ (назовем ее релаксационной ОБ), основанный на температурной зависимости времени релаксации фотовозбужденных заряженных частиц, который в сочетании с нелинейной зависимостью коэффициента поглощения может привести к мультистабильности.

Рассматриваемый процесс взаимодействия светового импульса с полупроводником при определенных условиях описывается следующей системой безразмерных уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial I}{\partial z} &= -\delta_0 \delta(n, T) I, & 0 < z < 1, \\ \frac{\partial n}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial z} \left( D \frac{\partial n}{\partial z} \right) + \delta(n, T) I - n \left( 1/\tau_p(T) + 1/\tau_D \right), & (1) \\ \frac{\partial T}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial z} \left( \kappa \frac{\partial T}{\partial z} \right) + qn/\tau_p(T) - (T - T_0), & t > 0 \end{aligned}$$

с начальными и граничными условиями

$$I|_{z=0} = I_c f(t), \quad n|_{t=0} = \tilde{n}_0, \quad T|_{t=0} = \tilde{T}_0, \quad (2)$$

$$\left. \frac{\partial n}{\partial z} \right|_{z=0,1} = \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=0,1} = 0.$$

В (1, 2)  $I$  - нормированная интенсивность с пиковым значением  $I_c$  и начальной формой импульса  $f(t)$ ,  $z$  - продольная координата, измеряемая в длинах кристалла  $L_z$ ,  $\delta_0$  - линейный коэффициент поглощения полупроводника на длине  $L_z$ ,  $\delta(n, T)$  - его нелинейная зависимость от измеряемой относительно равновесного значения концентрации электронов в зоне проводимости  $n$ , нормированной на ее максимально возможное значение, и от температуры  $T$ , выраженной в единицах температуры  $T_g$ , характеризующей ширину запрещенной зоны при равновесной температуре  $T_0$ , время  $t$  нормировано на время  $\tau_T$  отвода тепла из области пучка вследствие поперечной диффузии,  $\mathcal{D}$  и  $\kappa$  - коэффициенты диффузии заряда и теплопроводности,  $\tau_p(T)$  - температурная зависимость времени безызлучательной рекомбинации электронов, нормированная на  $\tau_T$ , поперечная диффузия учитывается в (1) стоковыми членами,  $q$  - отношение максимально возможной при релаксации заряда температуры кристалла к  $T_g$ ,  $\tilde{n}_0$  и  $\tilde{T}_0$  - начальные значения  $n$  и  $T$ .

Для определенности коэффициент поглощения и температурная зависимость времени релаксации аппроксимировались в виде

$$\delta(n, T) = (1-n) \exp\{-1/T\}, \quad \tau_p(T) = \tau_{pm} [1 - \tau + \tau \cdot \exp\{-(T-T_0)^2\}], \quad (3)$$

где  $\tau$ ,  $T_0$ ,  $\tau_{pm}$  - положительные константы.

Как показывает анализ точечной модели, в приближении тонкого нелинейного слоя ( $\delta_0 \ll 1$ ) и в пренебрежении влиянием поперечной диффузии заряда ( $\tau_D = \infty$ ) необходимым условием существования бистабильности будет наличие нескольких корней  $T_k$  ( $k = 1, 2, \dots$ ) уравнения

$$T^2 - (T-T_0) + (T-T_0)^2 \cdot q^{-1} \cdot [\tau_p'(T) \cdot T^2 + \tau_p(T)] = 0 \quad (4)$$

в области

$$T \geq T_0, \quad 1 - (T-T_0) \cdot \tau_p(T) / q > 0. \quad (5)$$

Значение  $T_k$  соответствуют следующие значения концентрации  $n$  и падающей интенсивности  $I_c$ :

$$n_{k*} = (T_k - T_0) \cdot \tau_p(T_k) / q, \quad I_{c,k*} = (T_k - T_0) / [\delta(n_k, T_k) \cdot q], \quad (6)$$

Напомним, что при постоянном времени релаксации  $\tau_p(T) \equiv \tau_{pm}$  реализуется чисто абсорбционная ОБ, если начальная температура  $T_0$  не превышает некоторого значения  $T_0^*(\bar{q}) < 0.25(\bar{q} = q/\tau_{pm})$  и справедливо неравенство  $\bar{q} > \bar{q}^*$ . На рис. 1 этому случаю на плоскости  $(T_0, \bar{q})$  соответствует объединение областей 1, Ш, 1У.

Для полупроводников с зависимостью  $\tau_p(T)$  возможен новый тип ОБ. Так, для случая  $T_0 = T_0^*$ , соответствующего часто встречающейся на практике спадающей зависимости  $\tau_p(T)$ , при  $\tau \geq 0.65$

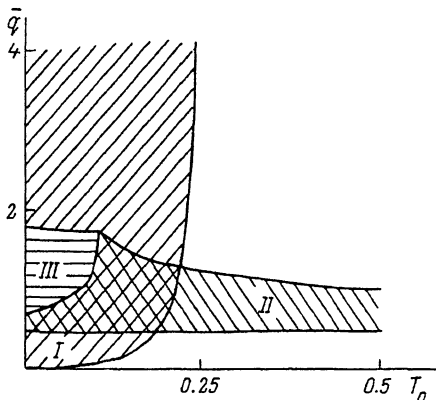


Рис. 1. Области реализации ОБ в плоскости параметров  $(T_0, \bar{q})$  в случае совпадения начальной температуры  $T_0$  с центром  $T_p$  температурной зависимости времени релаксации зарядов  $\tau_p(T)$  для  $\tau = 0.9$ . Различной штриховкой и цифрами I, II, III и IV обозначены соответственно области абсорбционной, релаксационной, смешанной бистабильности и мультистабильности.

уравнение (4) может иметь до четырех корней в области, определенной в (5) (см. рис. 1). Существенно, что два из них реализуются при  $T_0 > T_0^*$ , т.е. когда нет абсорбционной ОБ (область II на рис. 1). Для  $T_0 < T_0^*$  в зависимости от величины  $\bar{q}$  реализуется бистабильность или мультистабильность (области III и IV рис. 1), диапазон существования которой сильно зависит от значения  $\tau$ . Так, для  $\tau = 0.7$  этот интервал по  $\bar{q}$  совпадает с  $(0.56, 0.62)$ , а для  $\tau = 0.9$  имеем  $(0.47, 1.62)$ . При этом с ростом максимально возможного разогрева полупроводника  $\bar{q}$  нижняя граница области мультистабильности сдвигается в сторону больших начальных температур. Реализация же абсорбционной ОБ слабо зависит от времени релаксации  $\tau_p(T)$  при  $\bar{q} \geq 1$ .

Релаксационная ОБ приводит к новому качеству стационарных зависимостей  $T(I_c)$ ,  $n(I_c)$  и  $I_{ввх}(I_c) = I_c \cdot \exp\{-\delta(n(I_c), T(I_c))\}$ , которые, например, для  $\bar{q} = 0.9$ ,  $\tau = 0.9$ ,  $T_0 = 0.04, 0.16, 0.28$  (кривые 1–3) имеют вид, как показано на рис. 2. Отметим, что в первом случае нижняя ветвь каждой стационарной зависимости соответствует абсорбционной, а верхняя – релаксационной ОБ (такая, смешанная, ОБ реализуется в области III, см. рис. 1). Во втором случае каждый механизм ОБ порождает свою пару устойчивых ветвей, и возникает мультистабильность. В третьем имеет место только релаксационная ОБ, требующая для своей реализации несколько меньших интенсивностей  $I_c$ , чем абсорбционная ОБ.

Для полноты анализа и, учитывая возможность возрастания в реальных условиях на каком-то интервале температур времени  $\tau_p(T)$ , рассмотрим ситуацию  $T_p > T_0$ . Тогда с ростом  $T_p$  область реализации релаксационной ОБ по  $\tau$  по  $\bar{q}$  расширяется, и почти

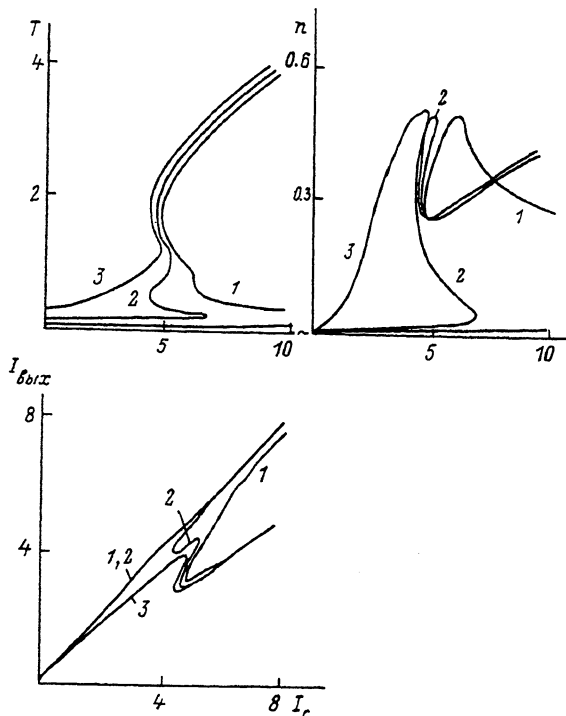


Рис. 2. Стационарные зависимости температуры, концентрации и выходной интенсивности от амплитуды падающего излучения  $I_c$  для параметра среды  $\delta_0 = 1$ ,  $\bar{q} = 0.9$ ,  $\tau = 0.9$ ,  $T_p = T_0 = 0.04$ ,  $0.16$ ,  $0.28$  (кривые 1-3).

линейно увеличивается минимальная температура  $T_0$  (см. рис. 3). При этом критические значения температуры располагаются выше  $T_p$  и отвечают большим интенсивностям, чем в случае абсорбционной ОБ.

В заключение отметим, что в анализируемой выше ситуации взаимодействия лазерного излучения с полупроводником возможна реализация периодических режимов выходной интенсивности светового импульса [6], имеющих бифуркационную природу, а также образование пространственных волн переключения.

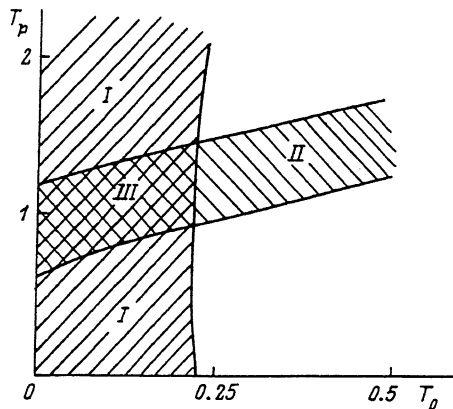


Рис. 3. Области реализации ОБ в плоскости параметров  $(T_0, T_p)$  для  $\bar{q} = 1.5, \tau = 0.6$ . Различной штриховкой и цифрами 1, II и III обозначены соответственно области абсорбционной, релаксационной бистабильности и мультистабильности.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Г и б б с Х. Оптическая бистабильность. М.: Мир, 1988. 520 с.
- [2] D n e p r o v s k i i V.S. et al. // Phys. Stat. Sol. B. 1988. V. 146. N 1. P. 341-350.
- [3] R o s a n o v N.N. et al. // JOSA. B. 1991. V. 8. N 7. P. 1471-1476.
- [4] С т а д н и к В.А. // Письма в ЖЭТФ. 1989. Т. 49. Вып. 11. С. 633-636.
- [5] П а р к а н с к и й Б.Ш., Р о т а р у А.Х. // ЖЭТФ. 1991. Т. 99. Вып. 3. С. 899-910.
- [6] К а р а м з и н Ю.Н., П о л я к о в С.В., Т р о ф и м о в В.А. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. Вып. 9.

Поступила в Редакцию  
30 ноября 1992 г.