

УДК 535.375:548

**О ДВУХФОТОННОМ ВОЗБУЖДЕНИИ КВАЗИСОЛИТОНОВ  
ЭКСИТОН-ПОЛЯРИТОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

**В. Д. Гора, В. И. Пустовой, А. П. Сухоруков, А. К. Сухорукова**

*(кафедра общей физики и волновых процессов)*

В последнее время весьма активно проводятся эксперименты по возбуждению экситонов в области поляритонного резонанса [1—3]. Такой интерес обусловлен большими нелинейными восприимчивостями веществ в резонансной области. Однако эффективной генерации экситон-поляритонов препятствует сильное резонансное поглощение, которое можно уменьшить применением пикосекундных и субпикосекундных импульсов.

В настоящей работе теоретически исследуется процесс возбуждения экситон-поляритонов частоты  $\omega_2$  в кристаллах без центра инверсии в резонанс и при отстройке от него коротким импульсом накачки частоты  $\omega_1 = \omega_2/2$ . Проведены также численные эксперименты.

Используя развитую нами ранее методику укорочения уравнений [4], мы провели анализ процесса возбуждения коротких импульсов экситон-поляритонов.

Уравнения для нормированных на  $A_{10}(0)$  амплитуд взаимодействующих волн  $A_{1,2}$  и амплитуды  $\sigma$  имеют вид

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} = -i\chi A_2 A_1^* e^{i\Delta kz} - i\gamma\sigma A_1^* e^{i\Delta kz}, \tag{1}$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} = -i\alpha\sigma - i\chi A_1^2 e^{-i\Delta kz}, \tag{2}$$

$$\frac{\partial \sigma}{\partial \eta} + \left( \frac{1}{T_2} + i\Omega \right) \sigma = -i\alpha A_2 - i\gamma A_1^2 e^{-i\Delta kz}. \tag{3}$$

Здесь  $A_{10}(0)$  — максимальная амплитуда накачки на входе при  $z=0$ ,  $z$  — продольная координата вдоль направления распространения ( $z \rightarrow z/L$ ,  $L$  — длина нелинейной среды),  $\eta$  — время ( $\eta \rightarrow \eta/\tau$ ,  $\tau$  — начальная длительность импульса накачки),  $T_2$  — время релаксации ( $T_2 \rightarrow T_2/\tau$ ),  $\Omega \simeq \omega_2 - \omega_T$  ( $\Omega \rightarrow \Omega\tau$ ),  $\omega_{T0}$  — собственная частота поперечных колебаний,  $\alpha = (Z/2)\sqrt{\tau L/c \cdot \Omega_{\pi}}$ ,  $Z$  — эффективный заряд,  $\Omega_{\pi}$  — объем элементарной ячейки [5],  $c$  — скорость света,  $\chi = (\omega_1/2c) A_{10}(0) Lb$ ,  $\gamma = [dA_{10}(0)/4] \sqrt{\Omega_{\pi} \tau L/c}$ , где  $b$  и  $d$  — компоненты тензора квадратичной нелинейной восприимчивости [5],  $\Delta k = k_2 - 2k_1$  — расстройка волновых векторов взаимодействующих волн.

Пусть на вход ( $z=0$ ) подается короткий импульс накачки  $A_1(\eta, 0) = A_{10}(\eta)$ , который в нелинейной квадратичной среде начинает генерировать экситонную волну, причем на границе  $A_2(\eta, 0) = 0$ . В заданном поле накачки  $A_1 = A_{10}(\eta)$  на стационарной длине  $l_{ст} = [1 + T_2^2(1 + |\Omega|)^2]/(\alpha^2 T_2)$  формируется стационарный импульс экситон-поляритона  $A_{2ст}(\eta)$ . Условия формирования и форма возбуждаемого квазисолитона в заданном поле накачки подробно описаны в [4].

Мы рассмотрим случай незаданного поля накачки. Отношение безразмерных нелинейностей не зависит от входной интенсивности основного импульса, а определяется параметрами среды, длиной кристалла

$L$ , длительностью импульса  $\tau$  и частотой  $\omega_1$ :

$$\frac{\chi}{\gamma} = 2\omega_1 \frac{b}{d} \sqrt{\frac{L}{c\Omega_{\text{я}}\tau}}. \quad (4)$$

При оценке этого отношения для реальных кристаллов часто можно получить условие  $\gamma \gg \chi$ . Это означает, что наибольший вклад в нелинейность дает  $\sigma$ . Поэтому уравнения (1) — (3) можно упростить, пренебрегая членами, пропорциональными  $\chi$ . Полагаем  $\Delta k = \Omega = 0$ . Из уравнений (1) — (2) получим связь

$$A_1 = A_{10}(\eta) \exp\left(\frac{\gamma}{\alpha} A_2\right). \quad (5)$$

Квазисолитоны на частотах накачки и экситона формируются, когда  $\sigma \rightarrow 0$ . При этом из (3) следует

$$A_{2\text{ст}} = -(\gamma/\alpha) A_{1\text{ст}}^2. \quad (6)$$

Пользуясь формулами (5) и (6), можно получить приближенную форму стационарного импульса экситон-поляритона:

$$A_{2\text{ст}} \simeq -\frac{\gamma}{\alpha} \frac{A_{10}^2(\eta)}{1 + 2(\gamma/\alpha)^2 A_{10}^2(\eta)}. \quad (7)$$

Суммарная энергия стационарных импульсов экситона и накачки

$$\mathcal{E}_{\text{ст}} = \int_{-\infty}^{\infty} d\eta (|A_{1\text{ст}}|^2 + |A_{2\text{ст}}|^2)$$

меньше начальной  $\mathcal{E}_{10} = \int_{-\infty}^{\infty} d\eta |A_{10}|^2$  вследствие поглощения энергии в резонансной области спектра. Оценим отношение этих энергий в случае прямоугольного импульса накачки на входе:

$$\frac{\mathcal{E}_{\text{ст}}}{\mathcal{E}_{10}} = \frac{1 + 3(\gamma/\alpha)^2}{[1 + 2(\gamma/\alpha)^2]^2}. \quad (8)$$

Уменьшение энергии  $\mathcal{E}_{\text{ст}}$  с ростом коэффициента  $\gamma/\alpha$  связано с повышением нелинейного поглощения в области взаимодействия. Длина, на которой формируются квазисолитоны, определяется следующей формулой:

$$l_{\text{ст}} \simeq \frac{1 + T_2^2(1 + |\Omega|^2)}{\alpha^2 T_2(1 + \gamma^2/\alpha^2)}. \quad (9)$$

Формула (9) переходит в соответствующую заданному полю накачки, если формально положить  $\gamma = 0$ . Из (9) следует, что возбуждение квазисолитонов возможно и при отстройке от резонанса,  $\Omega \neq 0$ , однако длина  $l_{\text{ст}}$  при этом быстро нарастает.

Численный эксперимент, проведенный для полупроводника GaAs, подтверждает описанный аналитически эффект формирования стационарных импульсов экситона и накачки в сильном поле короткого основного импульса. Нами была выбрана область экситон-поляритонного резонанса с продольной и поперечной частотами  $\omega_{LO} = 2,301624 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ ,  $\omega_T = 2,301245 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ . Для этого вещества экспериментально определено время релаксации  $T_2 = 32,9 \text{ пс}$  [6]. При  $L = 100 \text{ мкм}$ ,  $\tau = 1 \text{ пс}$  получаем  $\alpha = 12$ ,  $\gamma/\chi = 3$ ,  $\gamma/\alpha = 0,84$ . На рис. 1 показано изменение энергии

экситона (а) и накачки (б) в резонансе и при отстройке от него. При  $\Omega=0$  квазисолитоны формируются на длине  $l_{сг} \approx 0,13$ , что согласуется с (9). На рис. 2 изображена динамика формирования стационарного импульса экситона

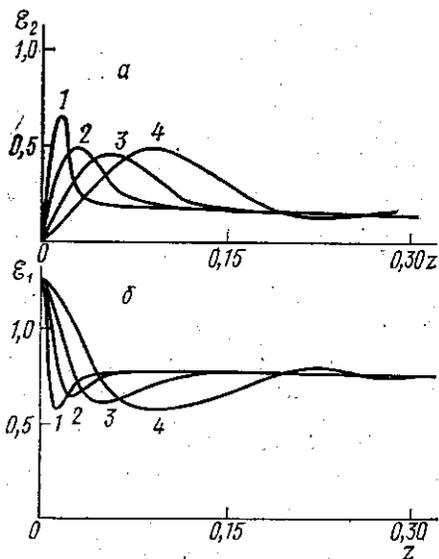


Рис. 1. Изменение энергии экситона

$\mathcal{E}_2 = \int_{-\infty}^{\infty} d\eta |A_2|^2$  (а) и накачки  $\mathcal{E}_1 = \int_{-\infty}^{\infty} d\eta |A_1|^2$  (б) в зависимости от длины среды  $z$  при различных отстройках от резонанса:  $\Omega=0$  (1); 2 (2); 4 (3); 6 (4)

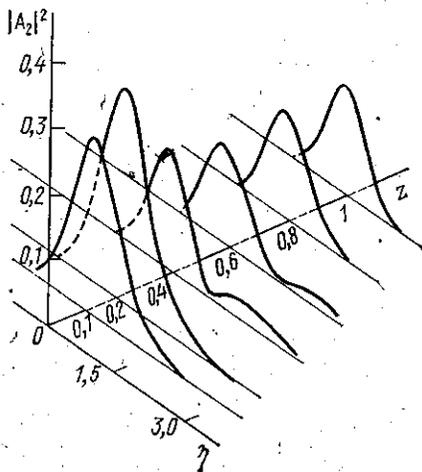


Рис. 2. Динамика формирования стационарного импульса экситона при  $\Omega=4$

импульса экситона при  $\Omega=4$ . Видно, что при отстройке от резонанса квазисолитон формируется на длине  $l_{сг} = 0,8$ .

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Lavy R. et al. Physica, 1981, 105 В, р. 78. [2] Kurita H., Sakai O., Kotani A. Solid State Comm., 1981, 40, р. 127. [3] Segama Y., Aoyagi Y., Namba S. Solid State Comm., 1979, 32, р. 229. [4] Гора В. Д. и др. Изв. АН СССР. Сер. физ., 1983, 47, № 8, с. 10. [5] Лоудон Р. Нелинейная спектроскопия. М.: Мир, 1979, с. 390. [6] Lagois J. Phys. Rev. B, 1981, 23, р. 5511.

Поступила в редакцию  
18.04.83

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1983, Т. 24, № 5

УДК 539.172.3:539.2:539.893

### МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ ЭФФЕКТА МЕССБАУЭРА ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ НА ЯДРАХ ТЕЛЛУРА-125

А. А. Корнилова, А. А. Опаленко

(кафедра физики твердого тела)

Исследование эффекта Мёссбауэра на ядрах теллура-125 представляет интерес в связи с наличием фазового перехода полупроводник—металл в теллуре под действием давления и существованием зна-