

К ТЕОРИИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА В
УСЛОВИЯХ РЕЗОНАНСНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ С ЭКСИТОННЫМ
СПЕКТРОМ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

Э. Тайгаускас, И. А. Подуэтов, Ю. М. Попов

УДК 621.378.4

Путем численного интегрирования нестационарных самосогласованных систем уравнений показана возможность проявления когерентных эффектов при распространении мощных лазерных импульсов в твердом теле в условиях резонанса с экситонными состояниями.

Распространение мощного ультракороткого импульса (УКИ) лазерного излучения в экситонной области спектра исследовалось в ряде теоретических работ /1-5/. В отличие от случая двухуровневых систем и междоузельных переходов в полупроводниках, когерентному взаимодействию УКИ лазера с экситонами присущ ряд особенностей. Известно, что в результате "смешивания" электромагнитных волн с экситонами спектр возникающих поляритонных возбуждений отличается от спектра свободных экситонов и фотонов в кристалле. В работе /1/ поляритонный эффект учитывался в уравнениях для материальных переменных сред, а авторы работ /3,4/ дополнительно учли поляритонный характер возбуждений в уравнениях Максвелла. Оказалось, что в этом случае система согласованных уравнений не имеет стационарного решения, поэтому было высказано мнение об отсутствии самоиндуцированной прозрачности (СИП) в экситонной области спектра. Однако можно показать, что после перенормирования фазы согласованная система имеет "стационарное" решение в виде отдельного импульса, подобного найденному в /1/. Детальный учет поляритонного эффекта проведен в работах /6,7/.

Вторая особенность взаимодействия света с экситонами заключается в возможности распространения экситонных возбуждений по

кристаллу, и при решении задачи о существовании стационарного импульса имеет принципиальное значение. Используя теорию возмущений, можно убедиться, что в первом порядке учет данного эффекта приводит лишь к перенормировке констант распространения стационарного импульса, а во втором порядке теории возмущений влияет лишь на форму импульса, но по-прежнему стационарное решение существует.

Еще одно отличие когерентного взаимодействия УКИ с акситонами заключается в возникновении фазовой модуляции распространяющихся импульсов /2/. Полное исследование влияния фазовой модуляции на когерентные эффекты возможно лишь путем численного интегрирования. Кроме того, при численном исследовании можно феноменологически учесть релаксацию поляризации.

Ниже приведены результаты численного исследования распространения лазерного импульса со следующими начальными условиями соответственно для амплитуды и фазы поля: $\delta(0, t) = \delta_0 \sin(t/\tau_0)$, $\varphi(0, t) = 0$. Здесь τ_0 - длительность начального импульса.

Уравнения, описывающие взаимодействие мощного импульса, когда частота излучения ω находится в резонансе с частотой однофотонного перехода в акситонное состояние ω_0 , выводились разными методами в работах /1,2,8/. С учетом релаксации поляризации их можно записать в виде:

$$\frac{\partial P_1}{\partial t} = -(\Delta\omega + \frac{\partial\varphi}{\partial t} + \omega_k n)P_2 - P_1/T_2$$

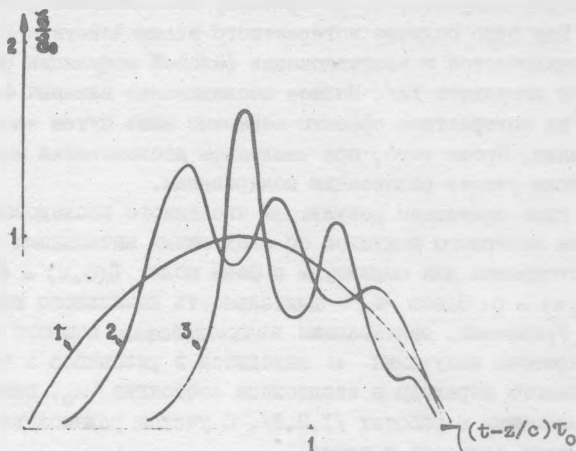
$$\frac{\partial P_2}{\partial t} = (\Delta\omega + \frac{\partial\varphi}{\partial t} + \omega_k n)P_1 + \frac{\mu}{\hbar} \delta n - P_2/T_2; \quad \frac{\delta n}{\partial t} = -\frac{\mu}{\hbar} P_2 \delta \quad (1)$$

$$\frac{\partial \delta}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial \delta}{\partial t} = -\frac{2\pi\mu\omega N}{c} P_2; \quad \frac{\partial \varphi}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial \varphi}{\partial t} = -\frac{2\pi\mu\omega N}{c} (P_1/\delta),$$

где P_1, P_2 - вещественная и мнимая части поляризации; n - населенность; T_2 - время фазовой релаксации; N - число элементарных ячеек в единице объема кристалла; $\hbar\omega_k$ - энергия резонансного взаимодействия.

Численное решение системы (1) показывает, что такие когерентные эффекты, как распространение $2\hbar$ -импульсов, разбиение $2\hbar$ -импульса на отдельные субимпульсы, характерные для двухуровневых систем, имеют место и в случае взаимодействия УКИ лазера с

экситонами. В последнем случае возникающая фазовая модуляция "подтягивает" частоту лазерного излучения к частоте перехода, компенсируя таким образом сдвиг частоты перехода вследствие взаимодействия экситонов.



Р и с. I. Распространение 6π -импульса в условиях однофотонного резонанса ($\omega = \omega_0$, $\omega_k \tau_0 = 1$, $T_2 = 0,3\tau_0$). 1 - $Kz = 0$; 2 - $Kz = 0,4$; 3 - $Kz = 1,6$

На рис. I приведены результаты численного решения системы уравнений (I) для случая $\omega_k \tau_0 = 1$, $T_2 = 0,3\tau_0$ и $(\mu/\hbar) \int_{-\infty}^{\infty} \delta t \geq 6\pi$. Видно, что даже в условиях, когда времена релаксации меньше τ_0 , имеет место разбиение начального 6π -импульса на три субимпульса с последующим развитием первого.

Уравнения для случая двухфотонного взаимодействия световых импульсов с экситонными состояниями в твердых телах получены в нашей работе /5/, где мы ограничились исследованием коротких ($\tau_0 \ll T_2$) импульсов. Учет релаксации, как и в (I), произведем феноменологическим образом. Тогда система уравнений для поля, фазы излучения и материальных переменных запишется следующим образом:

$$\frac{\partial P_1}{\partial t} = -(\Delta\omega + 2 \frac{\partial\varphi}{\partial t} + \frac{\Delta M}{\hbar} \epsilon^2 + \omega_{kn})P_2 - (P_1/T_2)$$

$$\frac{\partial P_2}{\partial t} = (\Delta\omega + 2 \frac{\partial\varphi}{\partial t} + \frac{\Delta M}{\hbar} \epsilon^2 + \omega_{kn})P_1 + \frac{M_{12}}{\hbar} \epsilon^2 P_1 - (P_2/T_2) \quad (2)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{4M_{12}}{\hbar} \epsilon^2 P_2 \quad \frac{\partial \epsilon}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial \epsilon}{\partial t} = -\frac{16\pi\omega N}{c} \epsilon M_{12} P_2$$

$$\frac{\partial\varphi}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial\varphi}{\partial t} = -\frac{16\pi\omega N}{c} \left[M_{12} P_1 - \frac{1}{4} (\Delta M n + M_{11} + M_{22}) \right].$$

Здесь M_{11} — составные матричные элементы двухфотонного перехода (см. /5/); $\Delta M = M_{11} - M_{22}$; остальные обозначения как в формуле (1).

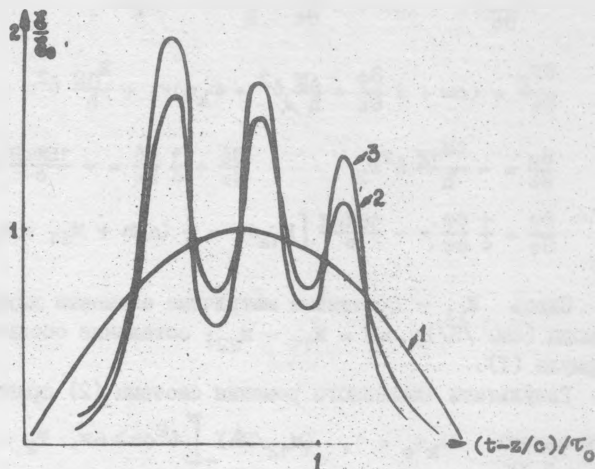
Результаты численного решения системы (2) приведены на рис. 2

для случая $\omega_k \tau_0 = 1$, $(M_{12}/2\hbar) \int_{-\infty}^{\infty} \epsilon^2 dt \geq 6\pi$, $T_2 = 0,3\tau_0$ и $T_2 = 1,5\tau_0$.

Видно, что как и в условиях взаимодействия с двухуровневой средой /1/, когерентные эффекты в экситонной области спектра при двухфотонном резонансе имеют место и сохраняются для длительности импульсов $\tau_0 \sim T_2$. При этом с уменьшением времени релаксации увеличивается доля поглощаемой энергии в среде, однако по-прежнему диссипация много меньше описываемой экспоненциальным законом Бера. Так, например, для $T_2 = 1,5\tau_0$, $0,3\tau_0$ поглощаемая средой энергия при $kz = 0,6$ составляет соответственно 7% и 10% от начальной энергии импульса.

Таким образом, приведенные расчеты показывают, что когерентные эффекты в экситонной области спектра существуют при наличии фазовой модуляции и могут наблюдаться экспериментально вплоть до длительности импульсов τ_0 порядка времен релаксации.

Отметим в заключение, что наше рассмотрение справедливо при не слишком больших концентрациях экситонов, когда их взаимодействие не приводит к образованию экситонных молекул или электронно-дырочной жидкости. Однако, как показано в работе Тошича /10/, сдвиг экситонного уровня возникает вследствие кинематического взаимодействия экситонов в нулевом приближении по концентрации. Поэтому фазовая модуляция импульса, учтенная в уравнениях (1), (2), существует при относительно небольших концентрациях эксито-



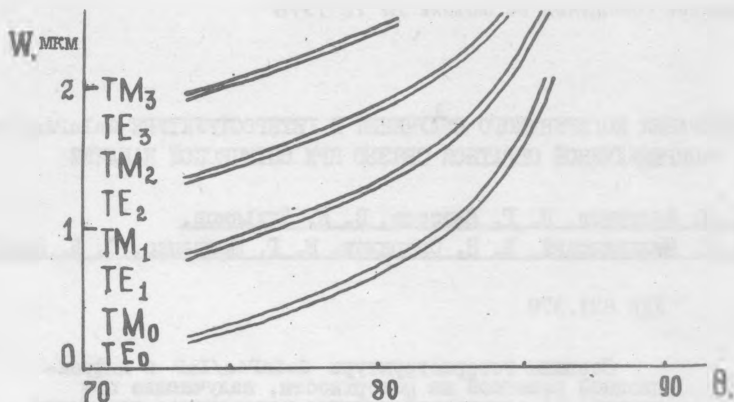
Р и с. 2. Распространение 6λ -импульса в условиях двухфотонного резонанса ($2\omega = \omega_0$, $\omega_k \tau_0 = 1$): 1 - $Kz = 0$; 2 - $Kz = 0,6$, $T_2 = 0,3\tau_0$; 3 - $Kz = 0,6$, $T_2 = 1,5\tau_0$

нов, когда можно не учитывать их динамического взаимодействия, приводящего к образованию электронно-дырочных комплексов.

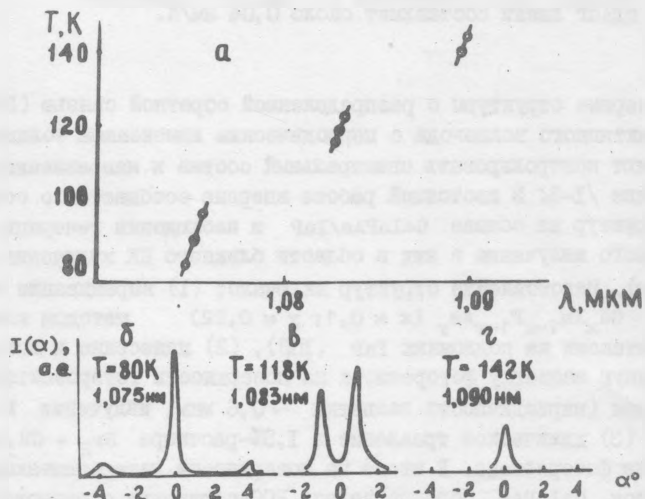
Поступила в редакцию
7 июля 1978 г.

Л и т е р а т у р а

1. Н. Накен, А. Schenzle, Z. Physik, 258, 231 (1973).
2. В. М. Агранович, В. И. Рупасов, ФТТ, 18, 801 (1976).
3. Е. Напашига, J. Phys. Soc. Japan, 37, 1553 (1974).
4. I. Inoue, J. Phys. Soc. Japan, 37, 1560 (1974).



Р и с. 1. Дисперсионные кривые для фундаментальных мод планарного волновода при $n_1 = 3,4$, $n_2 = 3,28$, $\lambda = 1,06$ МКМ



Р и с. 2. Положение спектральных линий (а) и соответствующее угловое распределение излучения вблизи нормали к волноводу (б — г) при различных температурах