

Изменение $I(P)$ в области максимального поглощения фононов при $P=1.2 \cdot 10^8$ дин/см² в зависимости от спектра оптической подсветки приведено на рис. 2. Как видно, увеличение заселенности донорных центров происходит при поглощении света вблизи края собственного поглощения Ge. По условиям настоящего эксперимента изменение заполнения донорных состояний регистрируется в объеме образца на глубине ~ 1 мм от освещаемой поверхности (211). Поэтому коротковолновая граница эффекта связана с уменьшением глубины поглощения, а длинноволновая в пределах точности эксперимента совпадает с краем оптического поглощения. Подсветка вблизи $h\nu=0.2$ эВ не приводила к изменению поглощения акустических фононов и, следовательно, к заполнению свободных донорных состояний. Таким образом, эти состояния заполняются путем захвата фотовозбужденных электронов из зоны проводимости, а электрон, связанный с радиационным комплексом, рекомбинирует с дыркой.

Обращает на себя внимание то, что величины $I(P)$ необлученного и облученного образцов при оптической подсветке практически совпадают. И это несмотря на то, что после $n-r$ конверсии концентрация донорных примесей, не вошедших в состав радиационных комплексов, должна уменьшиться по крайней мере в два раза. Результаты численного расчета по I показывают, что изменение N_d от $5 \cdot 10^{14}$ до $2 \cdot 10^{14}$ см⁻³ увеличит $I(P)$ при $P=1.2 \cdot 10^8$ дин/см² на 15%. Такое несоответствие можно понять из следующих соображений. Ранее сообщалось об обнаружении модуляции энергетического положения синглетного состояния донорной примеси при облучении [7]. На этом основании можно предположить, что такая модуляция присуща и для величины 4Δ . Расчеты показывают, что в предположении гауссового распределения числа доноров, имеющих заданную величину 4Δ , отличную от $4\Delta_0=0.32$ мэВ, уменьшение общей концентрации доноров при облучении может быть скомпенсировано расширением распределения по 4Δ .

Авторы выражают благодарность О. Г. Сарбею за постоянный интерес к работе и полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

- [1] Price P. J. // Phys. Rev. 1956. V. 104. N 5. P. 1223—1239.
- [2] Dynes R. C., Narayanamurti V. // Phys. Rev. B. 1972. V. 6. N 1. P. 143—171.
- [3] Гершензон Е. М., Гольцман Г. Н., Емцев В. В. и др. // Письма ЖЭТФ. 1971. Т. 14. № 6. С. 360—363.
- [4] Емцев В. В., Машовец Т. В. Примеси и точечные дефекты в полупроводниках. М., 1981. 248 с.
- [5] Miyasato T., Tokumura M., Toguchi M., Akao F. // J. Phys. Soc. Jap. 1981. V. 50. N 6. P. 1986—1991.
- [6] Голубев В. Г., Емцев В. В., Иванов-Омский В. И. и др. // ФТП. 1982. Т. 16. № 4. С. 729—732.
- [7] Голубев В. Г., Иванов-Омский В. И., Кропотов Г. И. // ФТТ. 1982. Т. 24. № 11. С. 3410—3412.

Институт физики АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
13 июня 1988 г.

УДК 537.311.33

Физика твердого тела, том 31, в. 3, 1989
Solid State Physics, vol. 31, № 3, 1989

САМОПУЛЬСАЦИИ В СИСТЕМЕ КОГЕРЕНТНЫХ ЭКСИТОНОВ И ФОТОНОВ

С. А. Москаленко, А. Х. Ротару, В. А. Залож

Возникновению периодических и стохастических временных структур в оптике в настоящее время посвящено большое количество работ. Исходя из модели двухуровневых атомов и системы уравнений Максвелла—Блоха,

рассмотрены переходы от периодического движения к динамическому хаосу в кольцевых резонаторах, лазерах, в бистабильных оптических устройствах, при интерференции плоских волн в нелинейной среде и др. [1-4].

Что касается изучения указанных явлений в экситонной области спектра, то такие исследования отсутствуют. В настоящем сообщении впервые показана возможность возникновения периодических и стохастических самопульсаций на длинноволновом краю собственного поглощения кристалла при резонансном возбуждении экситонов большой плотности в условиях действия внешней когерентной накачки и затуханий.

Пусть на резонатор, зеркалами которого могут служить сами полированные торцы кристалла, падает монохроматическая когерентная волна и возбуждает полевую моду резонатора, которая в свою очередь связана с когерентными экситонами. Система уравнений, описывающая слабо-неоднородные в пространстве и во времени когерентные экситоны и фотоны, без учета внешней накачки и эффектов диссипации выведена Келдышем [5]. Для волн, распространяющихся вдоль оси x , она имеет вид

$$i \frac{\partial a}{\partial t} = \left[\Omega_{\perp} - \frac{\hbar}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{g |a|^2}{\hbar V} \right] a - \frac{d}{\hbar} E^+, \quad (1)$$

$$c^2 \frac{\partial^2 E^+}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 E^+}{\partial t^2} = \frac{4\pi d}{v_0} \frac{\partial^2 a}{\partial t^2}, \quad (2)$$

где $a(x, t)$ — амплитуда когерентных экситонов, $E^+(x, t)$ — положительно-частотная часть переменного электромагнитного поля, g — константа экситон-экситонного взаимодействия, d — дипольный момент перехода из основного состояния кристалла в экситонное, m — трансляционная масса экситона, v_0 — объем элементарной ячейки, V — объем кристалла, Ω_{\perp} — предельная частота поперечного экситона.

Макроскопические амплитуды экситонов и поля представим в виде модулированных плоских волн с несущей частотой ω и волновым вектором k

$$a(x, t) = \sqrt{V} \bar{A} \exp [i(kx - \omega t)], \quad (3)$$

$$E^+(x, t) = \sqrt{V/v_0} \bar{\varepsilon} \exp [i(kx - \omega t)]. \quad (4)$$

В приближении медленноменяющихся амплитуд и в пренебрежении пространственной дисперсией для пространственно-однородного случая получим

$$dx_1/dT = -\sigma x_1 - \Delta x_2 - \alpha x_4 + P, \quad (5)$$

$$dx_2/dT = \Delta x_1 - \sigma x_2 - \alpha x_3, \quad (6)$$

$$dx_3/dT = -\alpha x_2 - x_3 - [\delta - \nu(x_3^2 + x_4^2)] x_4, \quad (7)$$

$$dx_4/dT = \alpha x_1 + [\delta - \nu(x_3^2 + x_4^2)] x_3 - x_4, \quad (8)$$

где

$$x = \frac{\bar{A}}{A_0} = x_3 + i x_4, \quad y = \frac{\bar{\varepsilon}}{\varepsilon_0} = x_1 + i x_2, \quad \delta = \frac{\omega - \Omega_{\perp}}{\gamma_{ex}}, \quad \Delta = \frac{\omega^2 - c^2 k^2}{2\omega \gamma_{ex}}, \quad A_0 = \left(\frac{\hbar \gamma_{ex}}{|g|} \right)^{1/2},$$

$$\varepsilon_0 = \sqrt{2\pi \hbar \omega} A_0, \quad \alpha = \left(\frac{\omega \Omega_0}{2\gamma_{ex}^2} \right)^{1/2}, \quad \sigma = \frac{\gamma}{\gamma_{ex}}, \quad P = \frac{E_0}{\gamma_{ex} \varepsilon_0}, \quad \Omega_0 = \frac{4\pi d^2}{\hbar v_0}, \quad \nu = \frac{g}{|g|} = \pm 1,$$

$$T = \gamma_{ex} t,$$

$\nu=1$ соответствует отталкиванию между экситонами, а $\nu=-1$ притяжению, γ_{ex} , γ , E_0 имеют смысл констант затухания экситонов и фотонов, а также амплитуды внешней когерентной накачки. Они введены в уравнения (5)–(8) феноменологически. Эти уравнения совпадают с уравнениями для амплитуд экситонов и фотонов работы [6], если сохранить лишь потоковую часть соответствующего уравнения Фоккера—Планка.

В стационарном случае (при $\Delta=0$) получаем нелинейную связь между интенсивностью падающего на кристалл электромагнитного поля $I_0 = |P|^2$ и плотностью когерентных экситонов $n = |x|^2$

$$(n/\alpha^2) [\sigma^2 (\delta - n)^2 + (\sigma + \alpha^2)^2] = I_0. \quad (9)$$

Линейный анализ на устойчивость стационарных состояний по Ляпунову показал, что они устойчивы при выполнении следующих неравенств:

$$D > D_1 = -(\sigma + 1)^2, \quad D > D_2 = -\left(\frac{\alpha^2}{\sigma} + 1\right)^2, \quad D = (\delta - n)(\delta - 3n). \quad (10)$$

Характерными величинами задачи являются $\delta_1 = \sqrt{3}(\sigma + 1)$ и $\delta_2 = \sqrt{3}(\alpha^2/\sigma + 1)$. Если $\alpha > \sigma$ (сильный поляритонный эффект), то $\delta_2 > \delta_1$. Тогда при таких расстройках резонанса, что $\delta < \delta_1$, зависимость $n(I_0)$ является однозначной функцией, а стационарные состояния устойчивы при всех значениях внешней накачки. При $\delta_1 < \delta < \delta_2$ зависимость

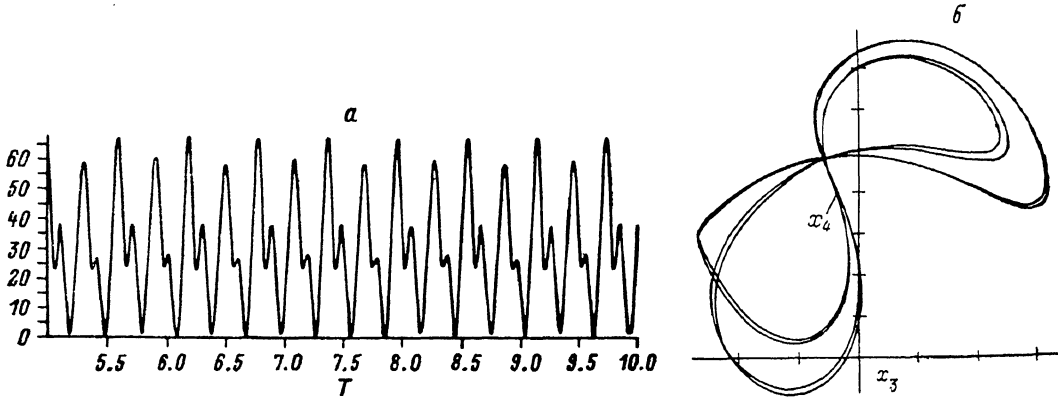


Рис. 1. Временная эволюция плотности когерентных экситонов $n = |x|^2$ (а) и проекция фазовой траектории на плоскость (x_3, x_4) (б) при $\sigma = 10$, $\alpha = 22.9$, $\delta = 46$, $\delta_1 = 19$, $\delta_2 = 98$, $P = 107$ в режиме возникновения предельного цикла.

$n(I_0)$ по-прежнему является однозначной, однако часть кривой $n(I_0)$ в интервале $I_1 < I_0 < I_2$ становится неустойчивой, где

$$I_{1,2} = \frac{2\delta^3\sigma^2}{27\alpha^2} \left[1 + 3v \mp \left(1 + \frac{w - 3v}{2} \right) \sqrt{1 - w} \right],$$

$$w = 3((\sigma + 1)/\delta)^2, \quad v = 3((\sigma + \alpha^2)/\sigma\delta)^2.$$

В случае, когда $\delta > \delta_2$, в системе возникает оптическая бистабильность (ОБ) и зависимость $n(I_0)$ трехзначна в интервале накачек $I_3 < I_0 < I_4$, где $I_{3,4} = (2\delta^3\sigma^2/27\alpha^2) [1 + 3v \mp (1 - v)^{1/2}]$. Однако на нижней и верхней ветвях кривой ОБ в определенном интервале накачек возникают неустойчивости. Нижняя ветвь кривой стабильна при $0 < I_0 < I_1$ и неустойчива в интервале $I_1 < I_0 < I_3$. Верхняя ветвь стабильна при $I_0 > I_2$ и неустойчива при $I_4 < I_0 < I_2$. В случае, когда $\alpha < \sigma$, при $\delta < \delta_2$ бистабильность в системе отсутствует и вся кривая является однозначной и устойчивой. При $\delta > \delta_2$ в системе возникает ОБ, однако при этом как нижняя, так и верхняя части кривой ОБ с положительными наклонами являются устойчивыми.

Потеря устойчивости кривой $n(I_0)$ в зависимости от параметров задачи приводит к возникновению периодических и стохастических самопульсаций в системе.

В случае больших отклонений от стационарных состояний системы, когда линейная теория устойчивости неприменима, уравнения (5)–(8) решались численными методами.

На рис. 1 представлены зависимости плотности когерентных экситонов $n = |x|^2$ от времени и проекция фазовой траектории на плоскость (x_3, x_4) . Видно, что при выбранных нами значениях параметров в системе когерентных экситонов и фотонов возникают периодические нелинейные самопульсации, а фазовая траектория притягивается к устойчивому предельному циклу. На рис. 2 приведены пример стохастического авто-

модуляционного процесса и соответствующая проекция фазовой траектории на плоскость (x_3, x_4) . Как показывает численный эксперимент, возникновение хаотических самопульсаций в системе когерентных экситонов и фотонов зависит от величины внешней накачки в области неустойчивости системы. Поверхность в фазовом пространстве, к которой стягиваются траектории, меняется с изменением внешней накачки, а хаотизация в си-

б

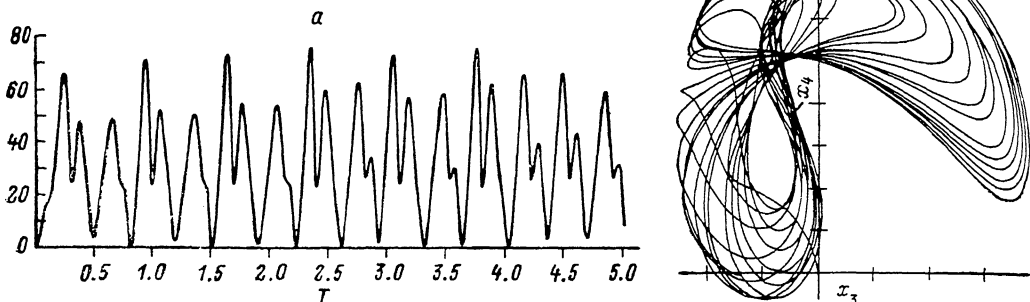


Рис. 2. Возникновение оптической турбулентности (а) и фазовый портрет стохастического аттрактора на плоскость с координатными осями (x_3, x_4) (б) при $\sigma=10$, $\alpha=-22.9$, $\delta=46$, $\delta_1=19$, $\delta_2=98$, $P=135$.

стеме происходит через бифуркации удвоения периода. Численный эксперимент также показал, что в системе возможны прямая и обратная бифуркации Хопфа.

В заключение отметим, что возникающие в системе когерентных экситонов и фотонов самопульсации и соответствующие аттракторы являются более сложными, чем аналогичные автоколебания в модели двухуровневых атомов.

Л и т е р а т у р а

- [1] Ikeda K., Daido H., Akimoto O. // Phys. Rev. Lett. 1980. V. 45. N 9. P. 709—712.
- [2] Ораевский А. Н. // Квант. электр. 1981. Т. 8. С. 192—212.
- [3] Firth W. J. // Opt. Comm. 1981. V. 39. P. 343.
- [4] Горшков В. Г., Даниленко Ю. К., Лебедева Т. П., Нестеров Д. А. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 45. № 4. С. 196—199.
- [5] Келдыш Л. В. // Проблемы теоретической физики. М., 1972. С. 433—444.
- [6] Stein-Ross M. L., Gardiner C. W. // Phys. Rev. A. 1983. V. 27. N 1. P. 310—325.

Институт прикладной физики
АН МССР
Кишинев

Поступило в Редакцию
29 июня 1988 г.

УДК 537.635

Физика твердого тела, том 31, в. 3, 1989
Solid State Physics, vol. 31, № 3, 1989

ЭПР И РЧДН ИОНОВ Er^{3+} В МОНОКРИСТАЛЛАХ $\alpha\text{-LiIO}_3$

Д. Л. Джапаридзе, С. В. Алмянган, Д. М. Дараселия, Т. И. Санадзе

Настоящей работой мы начинаем исследования электронного парамагнитного резонанса редкоземельных ионов (РЗ) в монокристаллах $\alpha\text{-LiIO}_3$. Подобные исследования проводятся впервые.

Уже первые измерения показали, что стабилизация РЗ ионов в этой решетке характеризуется рядом существенных особенностей по сравнению