1994 ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА Том 36, № 1
1994 SOLID STATE PHYSICS Vol. 36, N 1

УДК 537.311.33

РАЗРУШЕНИЕ СТОХАСТИЧЕСКИХ АВТОКОЛЕБАНИЙ КОГЕРЕНТНЫХ ЭКСИТОНОВ И ФОТОНОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

А.Х.Ротару, В.З.Трончу

Исходя из обобщенных уравнений Келдыша, описывающих слабонеоднородные в пространстве и во времени когерентные экситоны и фотоны, впервые предсказано явление разрушения динамического оптического хаоса под действием внешней периодической силы.

Нелинейные оптические явления, возникающие при когерентном взаимодействии лазерного излучения с веществом, стали в последние годы объектом многочисленных теоретических и экспериментальных исследований и в сущности являются самостоятельной областью нелинейной физики. Особый интерес представляет изучение нелинейных оптических явлений в полупроводниках главным образом в связи с возможностью их использования для оптической обработки информации и создания нового поколения ЭВМ с оптической логикой.

Как известно, оптические нелинейности в полупроводниках особенно велики в экситонной области. Это обстоятельство приводит к тому, что нелинейное взаимодействие света с веществом проявляется наиболее ярко именно в этой области частот. В работах Иванова, Келдыша и Тиходеева [1–3] изучены самосогласованным образом конденсатные моды экситонов и фотонов совместно с кинетическими уравнениями и указано на возникновение энергетического спектра фоноритонного типа и явления вынужденного рассеяния Мандельштама–Бриллюэна. В [4] изучены статистические свойства и явление вынужденной бозе-эйнштейновской конденсации когерентно-возбуждаемых поляритонов. Особый интерес представляет изучение распространения когерентных экситонов и фотонов в полупроводниках.

Уравнения, описывающие слабонеоднородные в пространстве и во времени когерентные экситоны и фотоны с учетом межэкситонного взаимодействия, выведены Келдышем [5]. Они послужили основой для исследования многих аспектов когерентного нелинейного распространения света в плотных конденсированных средах в экситонной области спектра. Так, в наших работах [6,7] построены теория самоиндуцированной прозрачности и теория оптической бистабильности в экситонной области спектра, которые были обнаружены экспериментально [8,9]. И наконец, совсем недавно [10–12] была показана принципиальная возможность возникновения нелинейных периодических и хаотических самопульсаций в системе когерентных экситонов и фотонов.

В настоящей работе сообщается о разрушении динамического хаоса когерентных экситонов и фотонов в полупроводниках под действием периодического внешнего возмущения.

Исходным пунктом теоретического рассмотрения явления синхронизации динамического хаоса когерентных экситонов и фотонов является система уравнений Келдыша [5]. Нами эта система обобщена на случай ухода экситонов и фотонов из соответствующих когерентных мод путем введения констант затухания $\gamma_{\rm ex}$ и $\gamma_{\rm ph}$. Для волн, распространяющихся вдоль оси z, система уравнений имеет вид

$$i\dot{a} = (\Omega_{\rm ex} - \frac{\hbar}{2m}\frac{\partial^2}{\partial z^2})a + \frac{g}{\hbar V}|a|^2 a - \frac{d}{\hbar}E^+ - i\gamma_{\rm ex}a, \qquad (1)$$

$$c^2\frac{\partial^2 E^+}{\partial z^2} - \frac{\partial^2 E^+}{\partial t^2} - 2\gamma_{\rm ph}\frac{\partial E}{\partial t} = \frac{4\pi d}{v_0}\frac{\partial^2 a}{\partial t^2}, \qquad (2)$$

где $a(z,t)$ — макроскопическая амплитуда когерентных экситонов, $E^*(z,t)$ — положительно–частотная часть переменного электромагнитного поля, g — константа экситон-экситонного взаимодействия, d — дипольный момент перехода из основного состояния кристалла в экситонное, $\Omega_{\rm ex}$ — предельная частота механических экситонов, m — трансляционная масса экситона, v_0 — объем элементарной ячейки, V — объем кристалла.

Амплитуды экситонов и поля представим в виде модулированных плоских волн с несущей частотой Ω и волновым вектором k

$$a(z,t) = A(\hbar\gamma_{ex}V)^{1/2}/(g^{1/2})\exp(ikz - i\Omega t),$$

$$E^+(z,t) = e\left(\hbar^3\gamma_{\rm ex}^3\right)^{1/2} / \left(gd^2\right)^{1/2}\exp(ikz - i\Omega t), \qquad (3)$$

где A и e — безразмерные медленно меняющиеся функции. Введя обозначения

$$A_1 = {\rm Re}\,A, \qquad A_2 = {\rm Im}\,A,$$

$$X_1 = {\rm Re}\,e, \qquad X_2 = {\rm Im}\,e,$$

$$\tau = \gamma_{\rm ex}t, \quad \sigma = \gamma_{\rm ph}/\gamma_{\rm ex}, \quad \delta = (\Omega - \Omega_{\rm ex})/\gamma_{\rm ex}$$

в приближении плавных огибающих и среднего поля, пренебрегая эффектами пространственной дисперсии, которые в актуальной области спектра несущественны, для однородного распределения экситонов и поля получим

$$\dot{A}_1 = -\delta A_2 + (A_1^2 + A_2^2)A_2 - A_1 - X_2,$$

$$\dot{A}_2 = \delta A_1 + (A_1^2 + A_2^2)A_1 - A_2 + X_1,$$

$$\dot{X}_1 = -\sigma X_1 - \Delta X_2 - \frac{c}{\gamma_{\rm ex}L}[X_1 - X_1(0)] - \eta A_2/2,$$

$$\dot{X}_2 = -\sigma X_2 + \Delta X_1 + \eta A_1/2 - \frac{c}{\gamma_{\rm ex}L}[X_2 - X_2(0)], \qquad (4)$$

где

$$\eta = \Delta_0\Omega/\gamma_{\rm ex}, \qquad \Delta_0 = 4\pi d^2/(\hbar v_0), \qquad \Delta = (\Omega^2 - c^2k^2)/(2\Omega\gamma_{\rm ex}),$$

L — длина кольцевого резонатора, в который помещен образец.

Граничные условия для нормированных амплитуд имеют вид

$$TY + R[X_1(L, t-\Delta t)\cos F - X_2(L, t-\Delta t)\sin F] = X_1(0,t),$$

$$R[X_1(L, t-\Delta t)\sin F + X_2(L, t-\Delta t)\cos F] = X_2(0,t), \qquad (5)$$

где

$$E_I = Y\left(\frac{\hbar^3\gamma_{\rm ex}^3 v_0}{gd^2}\right)^{1/2}\sqrt{T},$$

$$E_T = X\left(\frac{\hbar\gamma_{\rm ex}^3 v_0}{gd^2}\right)^{1/2}\sqrt{T},$$

E_I — амплитуда внешней накачки, E_T — поле на выходе резонатора, F — набег фазы поля в кольцевом резонаторе, T и R — коэффициенты пропускания и отражения резонатора, Δt — время запаздывания.

В стационарном случае ($\dot{A} = \dot{e} = 0$) из (4), (5) легко получить уравнение бистабильности типа плотность–свет, впервые изученной Елесиным и Копаевым [13], а также бистабильность типа свет–свет, изученную нами [12].

На рис. 1 представлена нелинейная зависимость амплитуды выходящего поля от амплитуды падающего $X(Y)$, где пунктирная линия соответствует окну нестабильности. На краях окна наблюдается резкий переход от устойчивых решений к незатухающим нелинейным периодическим колебаниям. По мере передвижения изображающей точки к центру окна происходят бифуркации удвоения периода, колебания становятся более сложными, в их спектре появляются новые гармоники.

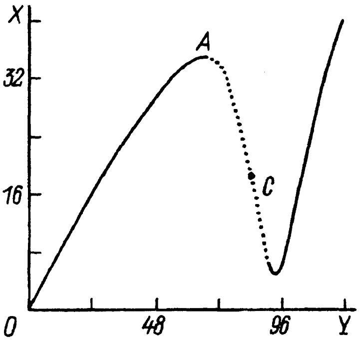

Рис. 1. Зависимость амплитуды выходящего из резонатора поля от амплитуды падающего поля $X(Y)$ при $\sigma = 5$, $\varepsilon = 3.14$, $\delta = 20$.

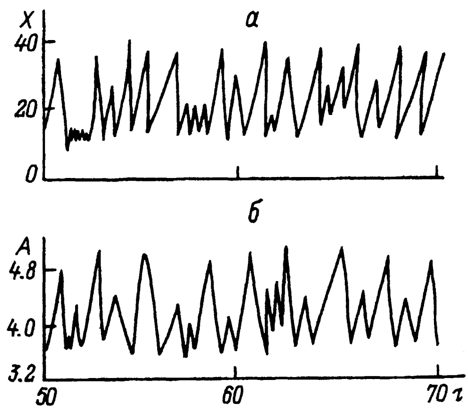

Рис. 2. Развернутый стохастический автомодуляционный процесс, соответствующий точке C на рис. 1.

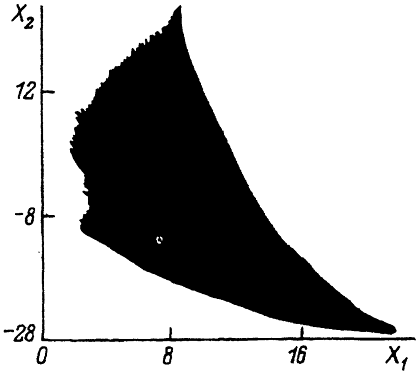

Рис. 3. Фазовый портрет оптической турбулентности когерентных фотонов.

И наконец, в средней части окна (точка C) они переходят в стохастические самопульсации (рис. 2), имеющие сплошной спектр мощности. На рис. 3 представлена проекция фазовых траекторий на плоскость $(\mathrm{Re}\, X - \mathrm{Im}\, X)$, соответствующая стохастическому режиму колебаний.

Большой интерес представляет изучение разрушения динамического хаоса в нелинейных системах. Одним из методов разрушения является воздействие внешней периодической силы на автоколебательную систему. С этой целью мы провели компьютерный эксперимент, предполагая, что на резонатор действует внешняя периодическая сила вида $\tilde{Y} = Y + \alpha \sin(\omega t)$. При этом было обнаружено, что в пространстве параметров α и ω существует область значений, при которых стохастический режим самопульсаций в системе когерентных экситонов и фотонов разрушается и колебания становятся периодическими.

На рис. 4 представлены процесс синхронизации стохастических самопульсаций и их фазовый портрет. Фазовая траектория при этом выходит на предельный цикл в виде деформированной восьмерки. Таким образом, под действием внешней периодической силы сложный странный аттрактор переходит в предельный цикл периодических нелинейных колебаний.

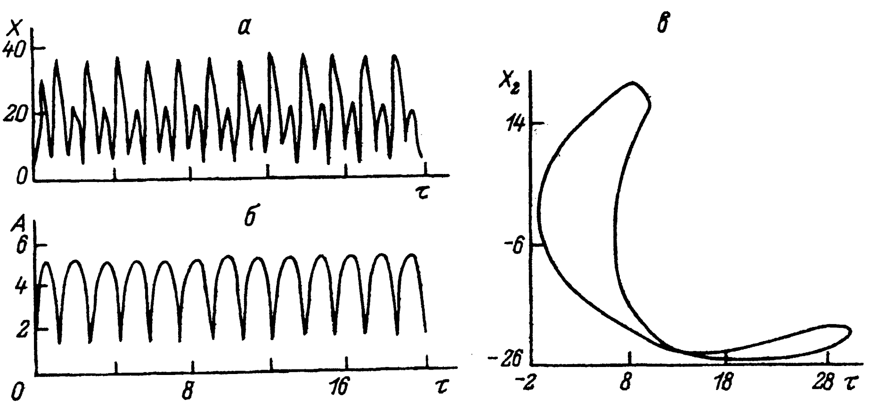

Рис. 4. Временна́я зависимость амплитуды поля (a), экситонов ($б$) и проекция фазовых траекторий на плоскости $X_1 - X_2$ ($в$) под действием внешней периодической накачки вида $\tilde{Y} = Y + \alpha \sin(\omega t)$.

Список литературы

[1] Иванов А.Л., Келдыш Л.В. // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. С. 404.
[2] Келдыш Л.В., Тиходеев С.Г. // ЖЭТФ. 1986. Т. 90. С. 1852.
[3] Келдыш Л.В., Тиходеев С.Г. // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. С. 78.
[4] Мисько В.Р., Москаленко С.А., Ротару А.Х., Швера Ю.М. // ЖЭТФ. 1991. Т. 99. № 4. С. 1215.
[5] Келдыш Л.В. Проблемы теоретической физики. М.: Наука, 1972. С. 433.
[6] Moskalenko S.A., Rotaru A.H. // J. Phys. C. 1981. V. 14. P. 4109.
[7] Ротару А.Х., Хаджи П.И., Базнат М.И., Шибаршина Г.Д. // ФТТ. 1987. Т. 29. С. 535.
[8] Брюкнер Ф., Васильев Я.Т., Днепровский В.С. и др. // ЖЭТФ. 1974. Т. 67. С. 2219.
[9] Голубев Г.П., Днепровский В.С., Киселев Е.А. и др. // ДАН СССР. 1985. Т. 280. № 3. С. 591.
[10] Moskalenko S.A., Rotaru A.H., Zaloj V.A. // Phys. Stat. Sol. (b). 1988. V.150. P. 401.
[11] Залож В.А., Москаленко С.А., Ротару А.Х. // ЖЭТФ. 1989. Т. 85. С. 601–612.
[12] Парканский Б.Ш., Ротару А.Х. // ЖЭТФ. 1991. Т. 99. № 3. С. 899–910.
[13] Елесин В.Ф., Копаев Ю.В. // ЖЭТФ. 1972. Т. 62. С. 1447–1453.

Институт прикладной физики
АН Молдовы
Кишинев

Поступило в Редакцию
15 февраля 1993 г.