

## Особенности оптической бистабильности в экситон-биэкситонной системе

© О.Ф. Пасечник, П.И. Хаджи

Институт прикладной физики Академии наук Молдавии, MD-2028 Кишинев, Молдавия

Изучена роль экситон-экситонных, экситон-биэкситонных и биэкситон-биэкситонных взаимодействий в нелинейной функции пропускания кольцевого резонатора. Показано, что благодаря учету упругих межчастичных взаимодействий в экситон-биэкситонной системе можно получить функцию пропускания как без гистерезиса, так и с одной, либо двумя петлями гистерезиса.

В данной работе приводятся результаты теоретического исследования оптической бистабильности (ОБ) в области *M*-полосы люминесценции полупроводников, обусловленной оптическим превращением экситонов в биэкситоны. Такая система полностью аналогична обычной двухуровневой модели [1]. Однако для больших уровней возбуждения имеют место процессы упругого экситон-экситонного, экситон-биэкситонного и биэкситон-биэкситонного взаимодействия. Здесь делается упор именно на выяснение роли этих взаимодействий в нелинейной функции пропускания кольцевого резонатора.

Исходным пунктом теоретического рассмотрения ОБ в экситон-биэкситонной системе является гамильтониан взаимодействия в представлении вторичного квантования:

$$\frac{H}{\hbar} = -\sigma g(a^+bE^- + b^+E^+a) + \frac{\nu_1}{2} a^+a^+aa + \frac{\nu_2}{2} b^+b^+bb + \frac{\nu}{2} a^+b^+ba, \quad (1)$$

где амплитуда поля *E* состоит из суммы положительно- и отрицательно-частотной компонент:  $E = E^+ + E^-$ ;  $a(b)$  — амплитуда экситонной (биэкситонной) волны,  $\sigma g$  — константа взаимодействия экситонов и биэкситонов с полем,  $\nu_1, \nu_2$  и  $\nu$  — константы упругого экситон-экситонного, экситон-биэкситонного и биэкситон-биэкситонного взаимодействий соответственно.

Рассматривается только одна макрозаполненная мода когерентных экситонов, биэкситонов и фононов (индекс, характеризующий эту моду, опускается). Задача решается полуклассически с использованием гайзенберговских уравнений движения для амплитуд экситонной и биэкситонной волн и волнового уравнения для поля.

В данной работе ОБ изучается в геометрии кольцевого резонатора (рис. 1). Образец длиной *L* помещен между входным и выходным зеркалами резонатора, которые характеризуются одинаковым коэффициентом пропускания *T*. Как и в [1], используем граничные условия для амплитуд полей в точках 0 и *L* кристалла в виде:

$$E(L) = \frac{E_t}{T}, \quad E(0) = \sqrt{T}E_i + RE(L), \quad (2)$$

где  $E_i$  и  $E_t$  — амплитуды поля падающей и прошедшей волн соответственно,  $R + T = 1$ . Вводим нормированные

амплитуды по формулам

$$x = \frac{E_t}{E_s\sqrt{T}}, \quad y = \frac{E_i}{E_s\sqrt{T}}, \quad (3)$$

где  $E_s = \hbar/(\mu T_1 T_2)^{-1/2}$ ,  $\mu = \hbar\sigma g$ ,  $T_1$  и  $T_2$  — времена продольной и поперечной релаксации.

Предполагается, что падающая волна является когерентной и монохроматической. В приближении медленно меняющейся огибающей функция  $E(x)$  слабо изменяется на расстоянии порядка длины волны света. Рассмотрим случай точного резонанса:  $\Delta = \omega - \omega_m = 0$ , где  $\omega_m$  — частота экситон-биэкситонного перехода. С учетом вышесказанного, в приближении среднего поля получаем уравнение состояния экситон-биэкситонной системы, связывающее амплитуды прошедшего  $x$  и падающего  $y$  полей в виде:

$$y = x + \frac{2Cx}{1 + x^2 + w^2(\alpha + \beta z)^2} \quad (4)$$

где  $w = \nu_1(N + n)T_2/2$ ,  $\alpha = 1 + \nu_2/\nu_1 - 2\nu/\nu_1$ ,  $\beta = \nu_2/\nu_1 - 1$ ,  $N$  и  $n$  — числа заполнения биэкситонов и экситонов. Параметр бистабильности  $C$  выражается формулой  $C = \alpha L/4T$  [1]. Уравнение (4) является обобщением результатов [1] на случай учета упругих межчастичных взаимодействий в системе экситонов и биэкситонов. Оно содержит не только параметр бистабильности  $C$ , но также и дополнительные параметры  $w, \alpha, \beta$ , которые определяют поведение функции пропускания.

Выясним динамику изменения зависимости  $x(y)$  для различных значений параметров  $w$  и  $C$ . На рис. 2 представлена функция пропускания для случая  $C = 2$  и

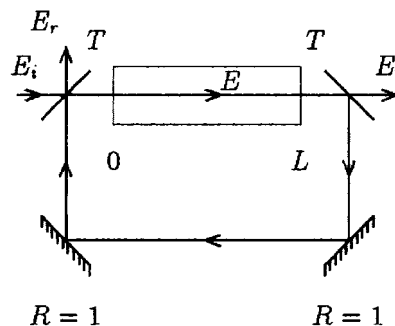


Рис. 1. Схема кольцевого резонатора.

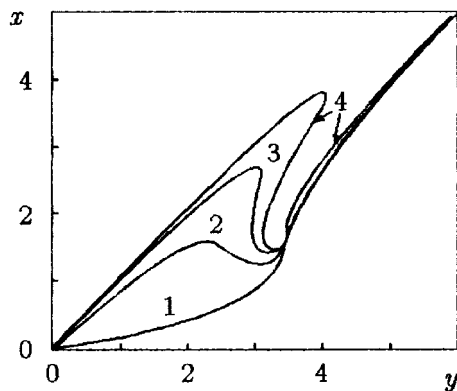


Рис. 2. Функция пропускания для случая  $C = 2$  и различных значений  $w$ : 1 — 0, 2 — 2, 3 — 3.5, 4 — 5.

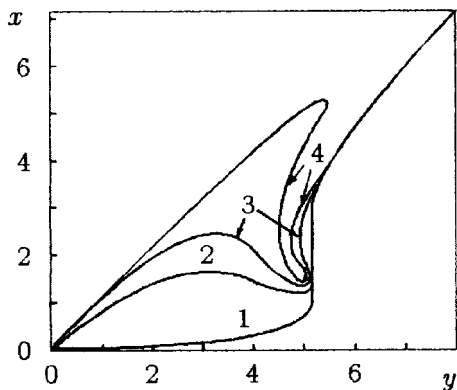


Рис. 3. Функция пропускания для случая  $C = 4$  и различных значений  $w$ : 1 — 0, 2 — 2, 3 — 3, 4 — 7.

различных значений  $w$ . С ростом  $w$  в левой части графика возникает горб, высота и крутизна которого растут. При некотором значении  $w$  этот горб деформируется настолько, что возникает петля гистерезиса (например, при  $w = 3.5$ ). Это обусловлено сильным влиянием межчастичных взаимодействий, которые определяются в основном поведением третьего слагаемого в знаменателе функции пропускания (4). Таким образом, видно, что ОБ в экситон-биэкситонной системе возникает также в случае, когда  $C < 4$  (в отличие от [1]), но при этом параметр  $w$  должен быть больше критического значения ( $w_c = 0.9$ ).

На рис. 3 изображена зависимость  $x(y)$  при  $C = 4$  и различных значениях параметра бистабильности  $w$ . Видно, что при  $w = 0$  получаем результаты работы [1]. С ростом  $w$  происходит сильная деформация начальных участков кривых с образованием горба у функции пропускания, положение и форма которого определяется значением параметра  $w$ . При некотором значении  $w$  на правом скате горба возникает участок дифференциального усиления, который быстро преобразуется в бистабильный. Дальнейший рост параметра  $w$  приводит к расширению области бистабильности и даже к изменению числа переключений вверх и вниз при

циклическом изменении падающей интенсивности света. Так для случая  $w = 7$  существует два переключения вниз, и лишь одно переключение вверх.

В случае, когда  $C = 8$ , также возникают две петли гистерезиса. Первая петля, как следует из [1], существует уже при  $w = 0$ . Она более ярко выражена, в отличие от предыдущего случая, и практически не изменяется с ростом  $w$ . Возникновение второй петли гистерезиса обусловлено деформацией горба, существование которого связано с нелинейными эффектами при экситон-экситонном, экситон-биэкситонном и биэкситон-биэкситонном взаимодействии.

Таким образом, видно, что благодаря учету упругих межчастичных взаимодействий в системе экситонов и биэкситонов возможно существование двухпетлевых гистерезисных функций пропускания. Первая петля гистерезиса обусловлена существованием внутренней обратной связи и может возникнуть в пропускании даже без кольцевого резонатора. Вторая петля гистерезиса обусловлена внешней обратной связью и возникает только благодаря наличию кольцевого резонатора. В такой системе бифуркационным параметром является не только параметр бистабильности  $C$ , но также и параметры  $w$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$ . В зависимости от соотношения между этими параметрами можно получить функцию пропускания без гистерезиса, с одной петлей гистерезиса, либо с двумя петлями гистерезиса. Более того, при определенных значениях этих параметров возможно изменение числа переключений вверх и вниз при циклическом изменении интенсивности падающего излучения.

## Список литературы

- [1] R. Bonifacio, L.A. Lugiato. Lett Nuovo Cimento **21**, 15, 505 (1978).