# Переход в сильнопоглощающее состояние бистабильной экситонной безрезонаторной системы в условиях воздействия скоррелированных внешних шумов

© Ю.В. Гудыма¶

Черновицкий государственный университет им. Ю. Федьковича,
58012 Черновцы, Украина

(Получена 10 января 2000 г. Принята к печати 17 февраля 2000 г.)

Показано, что скоррелированное действие аддитивных и мультипликативных шумов в экситонной бистабильной системе приводит к исчезновению слабо поглощающего состояния. Таким образом, поведение системы из обратимого становится необратимым. Сильно поглощающее состояние бистабильной системы сдвигается в сторону больших концентраций экситонов.

В наши дни усилился интерес к изучению бистабильных систем, находящихся под воздействием скоррелированных аддитивных и мультипликативных внешних шумов [1,2]. Исследования эти базируются на пионерской работе [3], в которой разработан соответствующий теоретический аппарат и получены важнейшие соотношения для коррелированных шумов. Однако все эти расчеты касаются лишь упрощенных модельных систем, хотя понятно, что в конкретных физических задачах совместное действие флуктуаций внешней среды не столь уж редко. Мы рассмотрим подобную ситуацию на примере переходов в бистабильной экситонной безрезонаторной системе. Нелинейный механизм безрезонаторной бистабильности на экситонном переходе связан с экранировкой экситонных состояний электронно-дырочной плазмой высокой плотности или перенормировкой ширины запрещенной зоны [4,5]. Безрезонаторная оптическая бистабильность на экситонном переходе в полупроводниках всесторонне изучалась экспериментально и подвергалась теоретическому анализу [6]. Интерес к ней обусловлен тем, что она служит ярким примером фазового перехода в системах, далеких от термодинамического равновесия, и открывает огромные перспективы практического применения в области сверхбыстрого переключения.

Последние годы в лазерной физике ознаменовались стремительным освоением диапазона ультракоротких импульсов, генерируемых непрерывными твердотельными квантовыми генераторами света, что привело к ряду новых результатов, в том числе и в области экситонной безрезонаторной бистабильности [7]. Конечная частота следования лазерных импульсов приводит к тому, что плотность энергии флуктурирует от вспышки к вспышке. Так как в законе Ламберта–Бэра интенсивность света является мультипликативным параметром, следует ожидать, что эти флуктуации могут оказывать сильное влияние на систему, так как ее детерминированными неравновесными свойствами, как известно, можно полностью управлять, изменяя поток энергии падающего света. С другой стороны, существенная неравновесность рассматриваемого процесса приводит к случайным флуктуациям скорости и концентрации экситонов, проявляющихся в виде аддитивного шума в уравнении кинетики системы экситонов.

Без учета вышеупомянутых флуктуаций уравнение переноса для излучения с интенсивностью $I(r)$ и плотностью свободных квазичастиц $n(r,t)$ имеют вид

$$\frac{dI}{dr} = -\alpha(\omega, n)I(r), \qquad (1)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D\frac{\partial^2 n}{\partial r^2} + \alpha(\omega, n)I(r) - \frac{n}{\tau}, \qquad (2)$$

где $\alpha(\omega, n)$, $D$ — коэффициенты поглощения света и диффузии соответственно, $\tau$ — время жизни экситонов.

Частотная зависимость коэффициента поглощения $\alpha(\omega, n)$ в случае резонансного поглощения света задается следующей функцией:

$$\alpha(\omega, n) = \alpha_0\left[1 + \left(\frac{\omega_r' - \omega)}{\Delta\omega}\right)^2\right]^{-1}. \qquad (3)$$

При высоких уровнях возбуждения коллективные явления взаимодействия в системе приводят к тому, что резонансная частота $\omega_r'$ становится функцией концентрации возбуждений $n$ и уменьшается с ростом $n$, зависящей от уровня оптического возбуждения $I$: $\omega_r'(n) = \omega_r - an$. В случае экситонов $\Delta\omega$ и $an$ — ширина и сдвиг (в линейном по концентрации частиц приближении) экситонного уровня $\omega_r$.

Будем считать, что поверхность $(r = 0)$ полупроводниковой пластины толщиной $l$ равномерно освещается светом интенсивности $I_0$. В предположении, что диффузионная длина превышает толщину пластины, и вводя усредненное по толщине значение интенсивности света, получим нелинейное уравнение концентрационного баланса

$$\frac{dn}{dt} = I_0 l^{-1}\Big\{1 - \exp\big[-\alpha(\omega, n)l\big]\Big\} - n\tau^{-1}. \qquad (4)$$

Фиксируя частоту падающего света в соотношении (4) можно перейти к безразмерным переменным. С учетом

¶ E-mail: general@chdu.cv.ua

вышеуказанных шумов обезразмеренное кинетическое уравнение имеет вид

$$\frac{d\eta}{d\theta} = \beta(t)\Big\{1 - \exp\big[-\lambda/(1+\Omega(1-\eta)^2)\big]\Big\} - \eta + \gamma(t), \quad (5)$$

где

$$\beta(t) = \beta + \sigma\xi(t), \quad \theta = t/\tau, \quad \lambda = \alpha_0 l,$$

$$\Omega = \big((\omega_r - \omega)/\Delta\omega\big)^2, \quad \eta = an/(\omega_r - \omega),$$

$$\beta = a\tau I_0/(\omega_r - \omega)l.$$

В уравнении (5) $\gamma(t)$ и $\xi(t)$ являются гауссовыми белыми шумами с нулевыми средними и

$$\langle \xi(t)\xi(t')\rangle = 2\sigma^2\delta(t-t'), \quad (6а)$$

$$\langle \gamma(t)\gamma(t')\rangle = 2\varepsilon^2\delta(t-t'), \quad (6б)$$

$$\langle \xi(t)\gamma(t')\rangle = 2\chi\sigma\varepsilon\delta(t-t'), \quad (6в)$$

$\chi$ обозначает степень корреляции между мультипликативными и аддитивными шумами. В смысле обобщенных функций гауссовый белый шум является производной от винеровского процесса, поэтому уравнение (5) имеет смысл стохастического дифференциального уравнения Стратоновича, которому можно сопоставить в соответствие уравнение Фоккера–Планка, определяющее эволюцию вероятности перехода системы из одного состояния в другое [8,3]:

$$\frac{\partial P(\eta,\theta|\eta')}{\partial\theta} = -\frac{\partial}{\partial\eta}\big[A(\eta,\theta)P(\eta,\theta|\eta')\big] + \frac{1}{2}\frac{\partial^2}{\partial\eta^2}\big[B(\eta,\theta)P(\eta,\theta|\eta')\big], \quad (7)$$

где

$$\begin{aligned} A(\eta) = {} & \beta\Big\{1 - \exp\big[-\lambda/\big(1+\Omega(1-\eta)^2\big)\big]\Big\} - \eta \\ & + 2\Omega\lambda\beta\sigma^2(1-\eta)\big[1+\Omega(1-\eta)^2\big]^{-1} \\ & \times \exp\big[-\lambda/\big(1+\Omega(1-\eta)^2\big)\big] \\ & \times \Big\{1 - \exp\big[-\lambda/\big(1+\Omega(1-\eta)^2\big)\big]\Big\} \\ & + 2\Omega\lambda\beta\chi\sigma\varepsilon(1-\eta)\big((1+\Omega(1-\eta)^2\big)^{-1} \\ & \times \exp\big[-\lambda/\big(1+\Omega(1-\eta)^2\big)\big]; \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} B(\eta) = {} & \beta^2\sigma^2\Big\{1 - \exp\big[-\lambda/\big(1+\Omega(1-\eta)^2\big)\big]\Big\} \\ & + 2\beta\chi\sigma\varepsilon\Big\{1 - \exp\big[-\lambda/\big(1+\Omega(1-\eta)^2\big)\big]\Big\} + \varepsilon^2. \end{aligned} \quad (9)$$

Если не интересоваться микроскопическими переходными режимами нелинейной системы, находящейся под влиянием внешнего шума, то ее состояния адекватно определяются плотностью вероятности $P(\eta)$. Диффузионному процессу соответствует стационарное решение однородного уравнения Фоккера–Планка (7):

$$\begin{aligned} P_s(\eta) = {} & N\Big\{\beta^2\sigma^2\Big(1 - \exp\big[-\lambda/\big(1+\Omega(1-\eta)^2\big)\big]\Big)^2 \\ & + 2\beta\chi\sigma\varepsilon\Big(1 - \exp\big[-\lambda/\big(1+\Omega(1-\eta)^2\big)\big]\Big) + \varepsilon^2\Big\}^{-1/2} \\ & \times \exp\Big\{\int_0^\eta \Big\{\beta\Big(1 - \exp\big[-\lambda/\big(1+\Omega(1-\eta')^2\big)\big]\Big) - \eta'\Big\} \\ & \times \Big\{\sigma^2\Big\{1 - \exp\big[-\lambda/\big(1+\Omega(1-\eta')^2\big)\big]\Big\}^2 + 2\chi\sigma\varepsilon \\ & \times \Big(1 - \exp\big[-\lambda/\big(1+\Omega(1-\eta')^2\big)\big]\Big) + \varepsilon^2\Big\}^{-1} d\eta'\Big\}. \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь $N$ — константа, получаемая из условий нормировки. Последние накладываются физическими условиями задачи, например изменением концентрации экситонов от нуля до концентрации, при которой происходит их бозе-конденсация.

Максимумы плотности вероятности соответствуют устойчивым стационарным состояниям, а минимумы — неустойчивым стационарным состояниям. Таким образом, экстремумы стационарной плотности вероятности можно отождествлять с макроскопическими стационарными состояниями системы [8]. Исследования выражения (10) на экстремум приводят к следующему трансцендентному уравнению, корни которого и отвечают возможным стационарным состояниям экситонной системы:

$$\begin{aligned} & \beta\Big\{1 - \exp\big[-\lambda/\big(1+\Omega(1-\eta)^2\big)\big]\Big\} \\ & \quad \times \Big\{1 - 2\lambda\Omega\sigma^2(1-\eta)\big(1+\Omega(1-\eta)^2\big)^{-1} \\ & \quad \times \exp\big[-\lambda/\big(1+\Omega(1-\eta)^2\big)\big]\Big\} \\ & \quad - 2\beta\lambda\Omega\chi\sigma\varepsilon(1-\eta)\big(1+\Omega(1-\eta)^2\big)^{-1} \\ & \quad \times \exp\big[-\lambda/\big(1+\Omega(1-\eta)^2\big)\big] = 0. \end{aligned} \quad (11)$$

Числовой анализ уравнения (11) проводился для физических величин, соответствующих полупроводникам типа CdS, освещаемых лазером с интенсивностью светового потока на уровне $10^{19}-10^{20}$ фот/см$^2\cdot$с. В результате получили значения $\Omega = 100$, $\lambda = 0.055$.

Как известно, для значений уравляющего (кооперативного) параметра ниже критического нарастание мультипликативного шума может приводить к возникновению оптической бистабильности в системе [9] (рис. 1). Нарастание скоррелированного с ним аддитивного шума

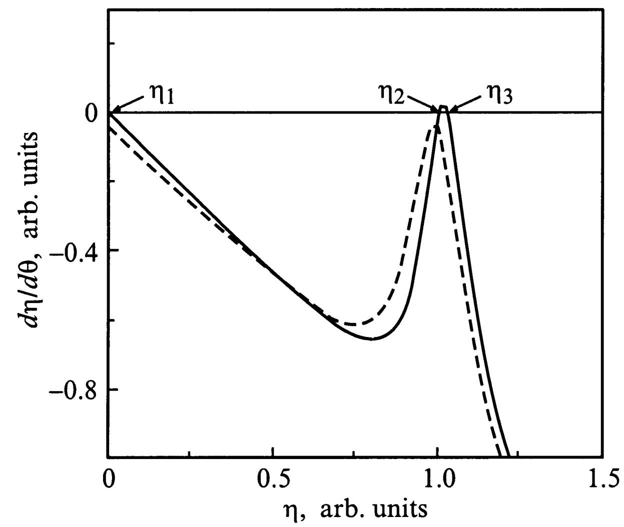


**Рис. 1.** Возникновение бистабильности в экситонной системе под действием внешних мультипликативных шумов.

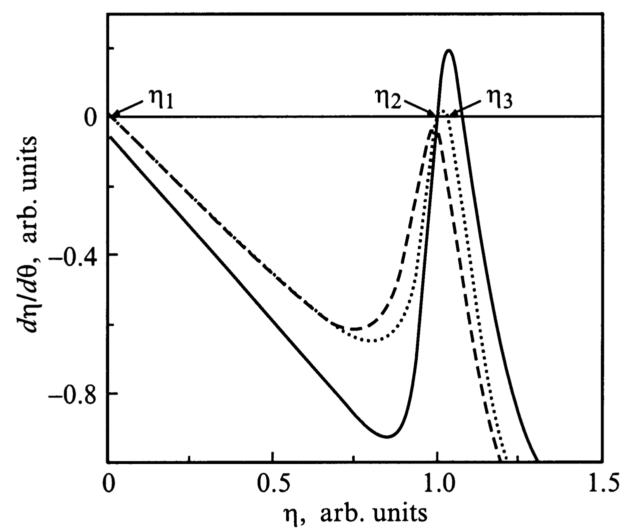


**Рис. 2.** Переход к необратимым явлениям под действием скоррелированных шумов.

приводит к ряду новых эффектов (рис. 2). Во-первых, сильно поглощающее состояние бистабильной системы сдвигается в сторону больших концентраций экситонов (эффект подавления стационарных состояний аддитивным шумом). Во-вторых, слабо поглощающее состояние системы под действием шумов исчезает. Тем самым физические процессы в системе превращаются из обратимых в необратимые. Заметим, что влияние шумов существенно в области физических параметров, при которых отстройка входного сигнала превышает ширину экситонного уровня.

Таким образом, теория воздействия скоррелированных внешних аддитивных и мультипликативных шумов не только позволяет по-новому посмотреть на возникновение бистабильности на экситонных переходах в полупроводниках, но и демонстрирует возникновение необратимых явлений в таких системах.

## Список литературы


[1] D. Mei, G. Xie, Li Cao, D. Wu. Phys. Rev. E, **59**, 3880 (1999).
[2] H. Fu, Li Cao, D. Wu. Phys. Rev. E, **59**, R6235 (1999).
[3] D. Wu, Li Cao, Sh. Ke. Phys. Rev. E, **50**, 2496 (1994).
[4] K. Bohnert, H. Kalt, C. Klingshirn. Appl. Phys. Lett., **43**, 1068 (1983).
[5] H. Rossmann, F. Henneberger. Phys. St. Sol. B, **139**, 185 (1985).
[6] П.И. Хаджи, Г.Д. Шибаршина, А.Х. Ротару. *Оптическая бистабильность в системе когерентных экситонов и биэкситонов в полупроводниках* (Кишинев, 1988).
[7] П.И. Хаджи, А.М. Русанов, С.Л. Гайван. Квант. электрон., **27**, 262 (1999).
[8] В. Хорстхемке, Р. Лефевр. *Индуцированные шумом переходы: Теория и применение в физике, химии и биологии* (М., 1987).
[9] Ю.В. Гудыма. Изв. вузов. Физика, № 2, 94 (1998).


*Редактор Т.А. Полянская*

## Transition into strongly absorbing state of a bistable exciton resonator free system under the action of correlated external noises

Yu.V. Gudyma

Yu. Fed'kovich Chernivtsi State University,
58012 Chernivtsi, the Ukraine

**Abstract** It is shown that correlated action of additive and multiplicate noises in an exciton bistable system destroys the weakly absorbing state. Thus, the reversible behaviour of the system becomes irreversible. The strongly absorbing state of the bistable system displaces to the region of larger exciton densities.