

Диссипативные солитоны бозе-эйнштейновского конденсата экситонов

Н. Н. Розанов, С. В. Федоров, П. И. Хаджи⁺, И. В. Белоусов⁺

Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова, 194100 Санкт-Петербург, Россия

Институт лазерной физики, 194100 Санкт-Петербург, Россия

⁺Институт прикладной физики АН Молдовы, Кишинев, Молдова

Поступила в редакцию 28 февраля 2007 г.

После переработки 4 апреля 2007 г.

Предложена безрезонаторная схема формирования диссипативных солитонов, состоящая из тонкого слоя нелинейной среды, возбуждаемого когерентным лазерным излучением. Численно продемонстрировано наличие устойчивых темных диссипативных солитонов бозе-эйнштейновского конденсата экситонов в такой полупроводниковой пленке. Размеры экситонного солитона и требуемый уровень интенсивности лазерного излучения на два и более порядка меньше, чем в случае оптических диссипативных солитонов.

PACS: 03.75.Lm

Реализованная недавно бозе-эйнштейновская конденсация (БЭК) атомарных газов характеризуется весьма низкой критической температурой, обратно пропорциональной массе атомов и степенным образом зависящей от их концентрации. В то же время эффективная масса экситонов в полупроводниках может быть близка к массе электрона, а их концентрация может заметно превышать концентрацию атомов в конденсате, что существенно повышает критическую температуру конденсации. БЭК экситонных поляритонов экспериментально наблюдалась при температуре 19 К [1], тогда как оценки показывают возможность достижения БЭК экситонов даже при комнатной температуре, например, в полупроводниках с квантовыми ямами. БЭК как макроскопическое квантовое состояние вещества обладает рядом уникальных свойств [2], в том числе аномально высокой оптической нелинейностью [3]. Перспективы достижения высокотемпературной БЭК экситонов делают эти полупроводниковые системы привлекательными для многих фундаментальных и прикладных исследований [4].

В то же время, в последних работах интенсивно исследуются диссипативные оптические солитоны, существование которых, в отличие от более традиционных консервативных солитонов, основано на балансе притока и оттока энергии/материи в области локализации солитона [5, 6]. Соответственно, свойства диссипативных солитонов радикально отличаются от свойств консервативных солитонов, что делает диссипативные солитонные структуры особо разнообразными и устойчивыми. Такие солитоны найдены экспериментально при возбуждении лазерным

излучением двух схем: интерферометра, заполненного нелинейной средой, и слоя нелинейной среды (атомарный газ в магнитном поле) с дополнительным зеркалом обратной связи [6].

В данной статье, во-первых, предлагается новая схема получения диссипативных солитонов. В ней зеркала вообще отсутствуют, что резко упрощает оптическую схему и физическую картину явления. Ранее подобные схемы анализировались применительно к другим задачам (оптическая бистабильность [5] и модуляционная неустойчивость [7]). Во-вторых, в статье получены диссипативные солитоны бозе-эйнштейновского конденсата экситонов (их когерентного состояния). Возможность формирования солитонов при лазерном возбуждении полупроводниковой пленки отмечалась в [5], но количественное рассмотрение этого вопроса ранее, насколько нам известно, не проводилось, хотя переход от оптического излучения к экситонам кардинально меняет масштаб явлений. Действительно, размеры пространственных экситонных солитонов могут составлять ~ 200 нм (в оптике – десятки мкм), а требуемая интенсивность лазерного излучения ~ 100 Вт/см² (в оптике на два и более порядка выше). Это заметно меняет физику солитонов и повышает их прикладной потенциал. Кроме того, в соответствии с полученными в данной статье результатами, диссипативные солитоны могут быть найдены в широком классе тонкопленочных систем с разнообразными типами оптической нелинейности. Оценки свидетельствуют о реальности экспериментальной реализации экситонных солитонов.

Исходим из модифицированного уравнения Келдыша [8] для тонкой (субмикронной толщины) полу-

проводниковой пленки, в которой внешнее лазерное излучение с частотой ω и амплитудой E поддерживает когерентное состояние экситонов с волновой функцией (амплитудой экситонной волны) Φ (концентрация экситонов $n_{ex} = |\Phi|^2$):

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Phi}{\partial t} = & -(\gamma + i\delta\omega)\Phi + i\frac{\hbar}{2m}\nabla_{\perp}^2\Phi - \\ & -i\frac{g}{\hbar}|\Phi|^2\Phi + i\frac{d_{ex}}{\hbar\sqrt{\nu_0}}(1 - \kappa|\Phi|^2)E. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь t – время, γ – константа затухания экситонов, $\delta\omega$ – отстройка частоты лазерного излучения от частоты экситонного перехода, m – эффективная (трансляционная) масса экситона, $\nabla_{\perp}^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$ – поперечный лапласиан, x и y – поперечные координаты, d_{ex} – дипольный момент перехода из основного состояния кристалла в экситонное, ν_0 – объем элементарной ячейки кристалла, g – коэффициент упруго-экситон-экситонного взаимодействия, κ – константа насыщения дипольного момента экситонного перехода. Для лазерного излучения используется комплексная форма записи, в которой вещественное поле $E_{\text{real}} = E \exp(-i\omega t) + E^* \exp(i\omega t)$. Исходное уравнение Келдыша для объемного кристалла отвечает приближению среднего поля, условия применимости которого указаны в [7, 8]. Дополнительное усреднение по продольной координате z оправдано при малости продольного изменения концентрации экситонов в пленке. При этом потери экситонов на границах пленки приводят к перенормировке коэффициента затухания γ и частотной расстройке $\delta\omega$, а учет ослабления лазерного излучения в пленке перенормирует величину дипольного момента d_{ex} . Содержащиеся в (1) параметры определяются приближенными выражениями [4]:

$$d_{ex} = \left(\frac{\varepsilon_b \nu_0 \hbar \omega_{LT}}{4\pi} \right)^{1/2}, \quad g \approx \frac{26}{3} \pi I_{ex} a_{ex}^3, \quad \kappa \approx \frac{35}{4} \pi a_{ex}^3, \quad (2)$$

где ε_b – фоновая диэлектрическая проницаемость среды, a_{ex} , ω_{LT} и I_{ex} – боровский радиус, частота продольно-поперечного расщепления и энергия связи (потенциал ионизации) экситона, соответственно.

Уравнение (1) близко по форме к уравнению, описывающему возбуждение широкоапертурного нелинейного интерферометра – схемы, рассмотренной в [9] – в приближении среднего поля (для получения выведенного в [10] уравнения в (1) следует изменить знак коэффициента нелинейности g и положить $\kappa = 0$).

Введя безразмерные переменные

$$t' = \gamma t, \quad \theta = \frac{\delta\omega}{\gamma}, \quad (x', y') = (x, y) \sqrt{\frac{2m\gamma}{\hbar}},$$

$$\Psi = \sqrt{\frac{g}{\hbar\gamma}}\Phi, \quad \Psi_{in} = i\frac{d_{ex}\sqrt{g}}{(\hbar\gamma)^{3/2}\sqrt{\nu_0}}E, \quad \kappa' = \kappa\frac{\hbar\gamma}{g}, \quad (3)$$

перепишем (1) в виде

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t'} = -(1 + i\theta)\Psi + i\nabla_{\perp}^2\Psi - i|\Psi|^2\Psi + \Psi_{in}(1 - \kappa'|\Psi|^2). \quad (4)$$

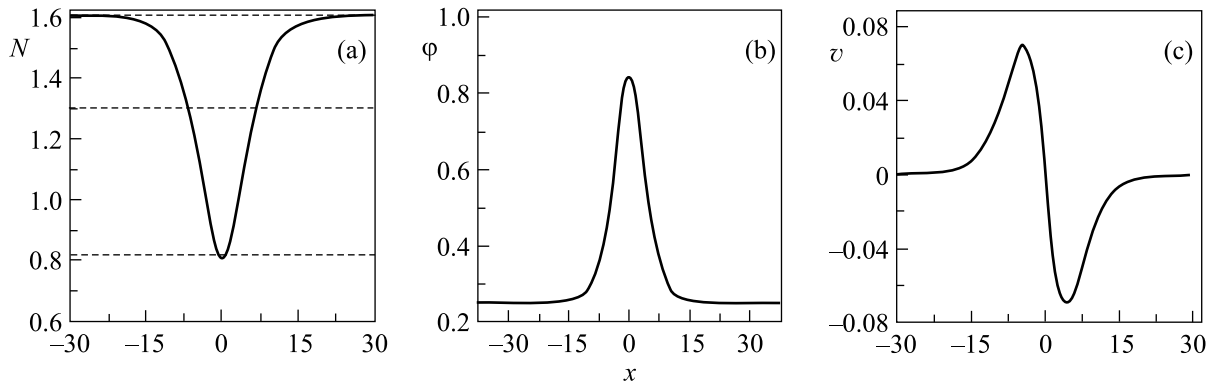
Далее опускаем штрихи и ограничиваемся рассмотрением одномерного случая, когда $\nabla_{\perp}^2 = \partial^2/\partial x^2$.

Стационарные пространственно однородные решения (4) и их модуляционная неустойчивость ранее были детально исследованы при $\kappa = 0$ [5, 7, 9, 10]. Из (4) следует:

$$\begin{aligned} |\Psi_{in}|^2 = & \frac{[1 + (\theta + |\Psi|^2)^2]|\Psi|^2}{(1 - \kappa|\Psi|^2)^2} \approx \\ \approx & [1 + (\theta + |\Psi|^2)^2](1 + 2\kappa|\Psi|^2)|\Psi|^2. \end{aligned} \quad (5)$$

При переходе к последнему выражению в (5) концентрация экситонов предполагалась малой ($\kappa|\Psi|^2 \ll 1$). Видно, что правая часть (5) (как “точная”, так и приближенная формы) монотонно возрастает с ростом пропорциональной концентрации экситонов величины $|\Psi|^2$. Поэтому для существования бистабильности – наличия двух устойчивых состояний с различными концентрациями при одном и том же значении интенсивности лазерного излучения, пропорциональной $|\Psi_{in}|^2$, – необходимо условие $\theta < 0$. В действительности бистабильность реализуется в более узком диапазоне расстроек. Так, при $\kappa = 0$ устойчивость двух стационарных однородных состояний относительно малых возмущений произвольной формы достигается при условии $-2 < \theta < -\sqrt{3}$ [5, 9]. Хотя в общем случае солитоны могут существовать и вне диапазона бистабильности [5, 6], в рассматриваемом варианте стационарные солитоны устойчивы только в сравнительно узком интервале внутри диапазона бистабильности. Нами они были получены численным решением (4) с граничным условием, отвечающим выходу на стационарное однородное состояние вдали от центра солитона $\partial|\Psi|^2/\partial x \rightarrow 0$ при $x \rightarrow \pm\infty$.

На рисунке приведены профили (безразмерных) концентрации N , фазы волновой функции $\varphi = \arg \Psi$ и ее градиента для “темного” диссипативного солитона (с провалом концентрации в центральной части). Отметим, что отличие от нуля градиента фазы в центральной части солитона свидетельствует о наличии установившихся потоков экситонов, уравновешивающих неоднородность притока энергии за счет поперечно неравномерного поглощения лазерного излучения и потерь экситонов из-за их гашения фононами и на границах пленки. Соответствующая скорость движения экситонов $\mathbf{v} = \frac{\hbar}{m}\nabla\varphi$. Принципиально возможно и получение “светлого” диссипативного солитона



Поперечные профили концентрации экситонов $N(x) = |\Psi(x)|^2$ (а), фазы волновой функции φ (б) и градиента фазы $v = d\varphi/dx$ (с) темного диссипативного солитона экситонного БЭК при $\theta = -1.87$ и $|\Psi_{in}|^2 = 1.72$. Горизонтальные штриховые линии на рис.(а) показывают уровень концентрации трех поперечно однородных распределений – нижней (устойчивый режим), промежуточной (неустойчивый режим) и верхней (устойчивый режим) ветвей гистерезисной передаточной функции

экситонного БЭК, на чем мы здесь не останавливаемся.

Таким образом, в данной работе продемонстрирована возможность формирования пространственных диссипативных солитонов в беззеркальной схеме – слое нелинейной среды, на который падает лазерное излучение. Такая схема в оптическом отношении существенно проще известных ранее.

Интенсивность лазерного излучения связана с комплексной амплитудой поля E соотношением $I = \frac{\epsilon_b^{1/2} c}{2\pi} |E|^2$ (c – скорость света в вакууме). Оценим параметры солитона для полупроводника CdS, полагая эффективную массу экситона близкой к массе электрона и используя (2), (3) и данные работ [4, 11–14]:

$$\begin{aligned} \epsilon_b = 9.3, \quad \nu_0 = 1.25 \cdot 10^{-22} \text{ см}^3, \quad a_{ex} = 2.8 \text{ нм}, \\ \hbar\omega_{LT} = 1.9 \text{ мэВ}, \quad I_{ex} = 29 \text{ мэВ}, \quad \gamma = 10^{11} \text{ с}^{-1}. \end{aligned} \quad (6)$$

Соответственно, получаем масштаб координат $x_{\text{real}} = x \cdot 2 \cdot 10^{-6} \text{ см}$, так что ширина солитона, показанного на рисунке, составляет $\sim 200 \text{ нм}$, что более чем на два порядка величины меньше ширины оптических диссипативных солитонов [6]. Характерная концентрация экситонов $\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$, ввиду чего насыщением дипольного момента можно пренебречь, считая $\kappa = 0$. Требуемый уровень интенсивности лазерного излучения $I \sim 100 \text{ Вт/см}^2$ на несколько порядков меньше требующегося для формирования оптических диссипативных солитонов. Поскольку ширина запрещенной зоны CdS составляет 2.53 эВ, то длина волны лазерного излучения лежит в видимой области спектра, $\lambda \sim 0.5 \text{ мкм}$. Это свидетельствует об уникальности характеристик диссипативных экситонных солитонов и о перспективности их экспериментального исследования.

Работа поддержана совместным грантом Академии наук Молдавии и Российского фонда фундаментальных исследований # 06.03 CRF/06-02-90861 Мол_а, Российского фонда фундаментальных исследований # 06-02-16562_а и проектом Минобрнауки РФ РНП.2.1.1.1189.

1. J. Kasprzak et al., *Nature* **433**, 409 (2006).
2. Л. П. Питаевский, *УФН* **176**, 345 (2006).
3. Н. Н. Розанов, В. А. Смирнов, *Письма в ЖЭТФ* **82**, 27 (2005).
4. S. A. Moskalenko and D. W. Snoke, *Bose-Einstein condensation of excitons and biexcitons and coherent nonlinear optics with excitons*, Cambridge Univ. Press, 2000.
5. Н. Н. Розанов, *Оптическая бистабильность и гистерезис в распределенных нелинейных системах*, М.: Наука, 1997.
6. *Dissipative Solitons*, Eds. N. Akhmediev and A. Ankiewicz, *Lecture Notes in Physics* **661**, Springer, Berlin, 2005.
7. Ю. И. Балкарей, А. С. Коган, *Письма в ЖЭТФ* **57**, 277 (1993).
8. Л. В. Келдыш, в сб. *Проблемы теоретической физики*, М.: Наука, 1972, с. 433.
9. Н. Н. Розанов, В. Е. Семенов, *Опт. спектр.* **48**, 108 (1980).
10. L. A. Lugiato and R. Lefever, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2209 (1987).
11. Ж. Панков, *Оптические процессы в полупроводниках*, М.: Мир, 1973.
12. В. Г. Литовченко и др., *ФТП* **36**, 447 (2002).
13. *Экситоны*, Под ред. Э. И. Рашба и М. Д. Стерджа, М.: Наука, 1985.
14. М. С. Бродин, Э. Н. Мясников, С. В. Марисова, *Поляритоны в кристаллооптике*, Киев: Наукова думка, 1984.