

ОСОБЕННОСТИ ПРОПУСКАНИЯ (ОТРАЖЕНИЯ) УЛЬТРАКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ РЕЗОНАНСНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ТОНКОЙ ПЛЕНКОЙ ПОЛУПРОВОДНИКА В УСЛОВИЯХ ВОЗБУЖДЕНИЯ ЭКСИТОНОВ И БИЭКСИТОНОВ

*А. В. Коровай**, *А. Г. Мангир*, ***П. И. Хаджи***

*Приднестровский государственный университет им. Т. Г. Шевченко
MD 3300, Тирасполь*

*Институт прикладной физики Академии наук Молдовы
MD 2028, Кишинев, Молдова*

Поступила в редакцию 22 мая 2018 г.,
после переработки 22 мая 2018 г.
Принята к публикации 4 июля 2018 г.

Изучено нестационарное пропускание двух падающих на тонкую пленку ультракоротких импульсов лазерного излучения. Частота излучения одного из падающих импульсов находится в резонансе с двухфотонным переходом из основного состояния кристалла в биэкситонное, тогда как другой когерентно смешивает экситонное и биэкситонное состояния, приводя к сильной перенормировке энергетического спектра кристалла. Получена система нелинейных уравнений, описывающая временную эволюцию экситонной и биэкситонной амплитуд и полей трех проходящих через пленку импульсов. Исследовано влияние амплитуд и ширин падающих импульсов и временной задержки между ними на особенности их пропускания пленкой. Предсказан эффект существенной временной задержки в генерации проходящего через пленку импульса относительно падающего, резонансного частоте экситон-биэкситонного перехода. Доказана возможность генерации прекурсора, т. е. импульса, проходящего через пленку раньше, чем пик падающего импульса достигнет пленки, а также возможность генерации отраженного импульса в отсутствие падающего.

DOI: 10.1134/S0044451019010012

1. ВВЕДЕНИЕ

Наиболее яркие нелинейно-оптические явления в системе когерентных экситонов и биэкситонов в полупроводниках исследовались обычно в модели бесконечно протяженной среды (см., например, [1–4] и приведенную там литературу). В последние годы значительный научный и практический интерес вызывает изучение нелинейно-оптических свойств размерно-ограниченных полупроводниковых структур, в частности, тонких пленок. Своеобразная связь между полем проходящей через тонкую пленку полупроводника (ТПП) электромагнитной волны и поляризацией среды приводит к ряду интересных физических эффектов [5–22]. Теоретически

были изучены особенности нестационарного взаимодействия ультракоротких импульсов (УКИ) лазерного излучения с тонкими пленками, состоящими из двухуровневых и трехуровневых атомов [15], а также с ТПП, в которых возбуждаются экситоны и биэкситоны [23–29]. При этом учитывались различные квантовые переходы и взаимодействия, такие как экситон-фотонное и упругое экситон-экситонное взаимодействия, оптическая экситон-биэкситонная конверсия, эффект насыщения дипольного момента экситонного перехода, одноимпульсное и двухимпульсное двухфотонное возбуждение биэкситонов из основного состояния кристалла и др. Оказалось, что падающий на тонкую пленку ультракороткий импульс лазерного излучения существенно преобразуется при прохождении через пленку и отражении от нее. В течение характерного време-

* E-mail: fmf_nokr@spsu.ru

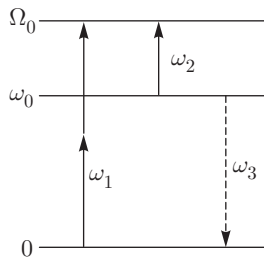


Рис. 1. Схема энергетических уровней экситона и биэкситона и квантовых переходов под действием полей двух различных импульсов излучения с частотами ω_1 и ω_2

ни реакции тонкая пленка может перейти в режим полного отражения, играя роль идеального зеркала, либо стать полностью прозрачной. В зависимости от амплитуды прямоугольного падающего импульса пленка может генерировать одиночные импульсы в пропускании либо перейти в режим самопульсаций и генерировать пуг еще более коротких субимпульсов. Многообразие функциональных возможностей тонкой пленки определяется формой, амплитудой и полушириной падающего импульса. Довольно разнообразными являются также возможности стационарного пропускания и отражения тонкой пленкой. Поэтому дальнейшее исследование нелинейно-оптических свойств ТПП является актуальной задачей, имеющей как чисто теоретический, так и прикладной интерес. Полученные в работах [5–22] результаты касаются исследования возможностей обработки одиночных импульсов. Вместе с тем существенный интерес представляет исследование реакции ТПП на два (и более) импульса с различными амплитудами, частотами, полуширинами (огibaющими), соответствующими учету различных квантовых переходов и типов взаимодействия экситонов и биэкситонов с излучением.

Ниже представлены результаты исследования закономерностей нестационарного пропускания (преобразования) когерентного лазерного излучения тонкими пленками полупроводников в двухимпульсном режиме их возбуждения при учете различных процессов взаимодействия полей ультракоротких импульсов с экситонами и биэкситонами, генерируемыми в полупроводнике. Пусть на ТПП падают два внешних импульса лазерного излучения с различными частотами и амплитудами полей. Частота одного из них находится в резонансе с частотой перехода в области M -полосы, т. е. с частотой процесса оптической экситон-биэкситонной конверсии. Фотоны другого импульса обеспечивают резонансное двухфотонное возбуждение биэкситонов из основного состояния кристалла (рис. 1).

Такая постановка задачи в определенной мере инициирована результатами экспериментального исследования эффекта Аутлера–Таунса [30] на биэкситонах. В работе [30] фотоны мощного импульса накачки находились в резонансе с частотой перехода в области M -полосы, когерентно смешивали экситонное и биэкситонное состояния, что приводило к перенормировке энергетического спектра полупроводника. Оптические свойства полупроводника при больших уровнях возбуждения и перенормировка спектра изучались путем зондирования полупроводника слабым импульсом, который обеспечивал двухфотонное возбуждение биэкситонов из основного состояния кристалла. Форма полосы двухфотонного поглощения зондирующего излучения обнаруживала при этом резкую зависимость от частоты и интенсивности импульса накачки и частоты зондирующего импульса. Эксперимент в [30] проводился в условиях квазистационарного возбуждения и зондирования. Теория стационарного эффекта Аутлера–Таунса на экситонах и биэкситонах была построена в работах [31, 32]. В данной работе используется та же модель энергетического спектра, что и в работах [31, 32], однако предполагается, что оба падающих на ТПП импульса являются ультракороткими. Отметим, что в работах [31, 32] не учитывались процессы экситон-фотонного взаимодействия. В данной работе эти процессы учитываются. Поэтому при действии на ТПП двух различных импульсов лазерного излучения пленка в пропускании (в отражении) генерирует три различных импульса, два из которых имеют те же частоты, что и падающие импульсы, а третий имеет частоту, равную частоте экситонного перехода.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Пусть на тонкую пленку кристалла типа CuCl с толщиной L , на много меньшей длины волны λ света, нормально падают два УКИ лазерного излучения с различными частотами и огibaющими. Длительности импульсов считаем на много меньшими времени релаксации экситонов (биэкситонов) в полупроводнике. В этих условиях процессы релаксации экситонов (биэкситонов) являются несущественными, так как они не успевают срабатывать, и взаимодействие экситонов (биэкситонов) со светом можно считать когерентным. Считаем, что фотоны одного из импульсов находятся в резонансе с частотой перехода в области M -полосы (в области оптической экситон-биэкситонной конверсии) и когерентно

смешивают экситонное и биэкситонное состояния. Фотоны другого импульса имеют энергию, равную половине энергии образования биэкситона, так что они вызывают процесс прямого двухфотонного возбуждения биэкситонов из основного состояния кристалла. Как известно [1, 2, 33–35], этот процесс характеризуется гигантской силой осциллятора. Кроме того, образующиеся экситоны могут рекомбинировать излучательно и таким образом генерировать третий импульс с частотой фотонов ω_3 , равной собственной частоте экситонного перехода ω_0 (на рис. 1 переход обозначен штриховой линией). Гамильтониан взаимодействия экситонов и биэкситонов с полями трех указанных импульсов представим в виде:

$$H = -\hbar\mu (b^+ E_1^+ E_1^+ + b E_1^- E_1^-) - \hbar\sigma (a^+ b E_2^- + b^+ a E_2^+) - \hbar g (a^+ E_3^+ + a E_3^-), \quad (1)$$

где E_1^+ (E_1^-) — положительно (отрицательно)-частотная компонента поля импульса с частотой фотонов $\omega_1 = \Omega_0/2$, возбуждающего биэкситоны из основного состояния кристалла, Ω_0 — собственная частота биэкситонного перехода, E_2^+ (E_2^-) — соответствующая компонента поля импульса с частотой фотонов ω_2 , действующего в области M -полосы ($\omega_2 \cong \omega_M = \Omega_0 - \omega_0$, ω_M — частота перехода в области M -полосы, ω_0 — собственная частота экситонного перехода), E_3^+ (E_3^-) — компонента поля с частотой $\omega_3 = \omega_0$, генерируемого экситонами в результате их излучательной рекомбинации, a (b) — амплитуда экситонной (биэкситонной) волны поляризации, σ — константа оптической экситон-биэкситонной конверсии [1, 2, 33–35], μ — константа двухфотонного возбуждения биэкситонов из основного состояния кристалла [1, 2, 34, 35], g — константа экситон-фотонного взаимодействия. Поскольку энергия связи биэкситона в кристалле CuCl достаточно велика (около 30–40 мэВ), фотоны с частотами ω_1 и ω_2 не могут возбуждать экситоны из основного состояния кристалла в силу их большой отстройки от резонанса. Таким образом, в отличие от [36], в нашем случае на пленку падают два импульса, но ее реакция такова, что в пропускании (отражении) генерируются три различных импульса с различными огибающими и частотами фотонов.

Отметим, что в [7–13] учитывалось различие между локальным и эффективным полями в тонкой пленке, состоящей из двухуровневых атомов. В нашем случае, благодаря гигантской силе осциллятора процессов двухфотонного возбуждения биэкситонов и оптической экситон-биэкситонной конверсии, ожидается возможным более яркое проявление нели-

нейных эффектов даже при умеренных уровнях возбуждения среды, когда плотности экситонов и биэкситонов невелики и далеки от насыщающих [1, 2]. Как показано в работах [7, 11, 16], учет локального поля в среде из двухуровневых атомов приводит к зависимости резонансной частоты атомной системы от населенности. В случае экситонов и биэкситонов аналогичные поправки, пропорциональные na_0^3 (n — плотность экситонов, a_0 — боровский радиус экситона), возникают при учете упругого экситон-экситонного взаимодействия и эффекта насыщения дипольного момента экситонного перехода. Таким образом, при концентрациях экситонов n , намного меньших a_0^{-3} , эти поправки можно не учитывать.

Используя (1), легко получить гейзенберговские материальные уравнения, описывающие временную эволюцию амплитуд экситонной и биэкситонной волн поляризации среды. В условиях точного резонанса, когда $2\omega_1 = \Omega_0$ и $\omega_2 = \Omega_0 - \omega_0$, $\omega_3 = \omega_0$, они имеют вид

$$i\dot{a} = -\sigma b E_2^- - g E_3^+, \quad (2)$$

$$i\dot{b} = -\sigma a E_2^+ - \mu E_1^+ E_1^+. \quad (3)$$

Следуя [5–17], легко получить три электродинамических уравнения в качестве граничных условий для амплитуд полей E_1^+ , E_2^+ и E_3^+ в ТПП (амплитуд прошедших через ТПП импульсов):

$$E_1^+ = E_{i1} + i\alpha_1 E_1^- b, \quad (4)$$

$$E_2^+ = E_{i2} + i\alpha_2 a^+ b, \quad (5)$$

$$E_3^+ = i\alpha_3 a, \quad (6)$$

где E_{i1} и E_{i2} — амплитуды полей (огибающие) падающих на ТПП импульсов, которые считаем действительными величинами,

$$\alpha_1 = 4\pi\hbar\omega_1\mu L/c, \quad \alpha_2 = 2\pi\hbar\omega_2 g L/c,$$

$$\alpha_3 = 2\pi\hbar\omega_3\sigma L/c.$$

Кроме того, считаем, что в начальный момент времени (до поступления импульсов на пленку), кристалл находился в основном состоянии, т. е. в нем отсутствовали экситоны и биэкситоны.

Представляем далее макроскопические амплитуды в виде сумм действительных и мнимых компонент:

$$a = u + iv, \quad b = z + iw, \quad (7)$$

$$E_j^+ = E_j + iF_j \quad (j = 1, 2, 3).$$

Подставляя затем (7) в (2)–(6), легко убедиться, что $v(t) = 0$, $z(t) = 0$, $F_j(t) = 0$ ($j = 1, 2$), $E_3(t) = 0$ в

условиях точного резонанса и при начальных условиях $a|_{t=0} = 0$ и $b|_{t=0} = 0$. Это свидетельствует об отсутствии фазовой модуляции проходящих (отраженных) импульсов. Тогда система уравнений (2)–(6) приводится к виду

$$\dot{u} = -\alpha_3 g u - \sigma E_{i2} w + \alpha_2 \sigma w^2 u, \quad (8)$$

$$\dot{w} = \sigma E_{i2} u - \alpha_2 \sigma u^2 w + \mu E_{i1}^2 (1 + \alpha_1 w)^{-2}, \quad (9)$$

$$E_1 = E_{i1} (1 + \alpha_1 w)^{-1}, \quad (10)$$

$$E_2 = E_{i2} - \alpha_2 u w, \quad (11)$$

$$F_3 = \alpha_3 u. \quad (12)$$

Удобства ради введем далее нормированные величины

$$\begin{aligned} \tau &= t/\tau_0, \quad y = \alpha_1 u, \quad x = \alpha_1 w, \\ \tau_0 &= \alpha_1^2 (\alpha_2 \sigma)^{-1}, \quad f_j = \sigma \tau_0 E_j, \quad f_3 = \sigma \tau_0 F_3, \\ f_{i,j} &= \sigma \tau_0 E_{i,j} \quad (j = 1, 2), \quad \kappa = \frac{\omega_3}{\omega_2} \left(\frac{\alpha_1 g}{\sigma} \right), \\ \beta &= \frac{\mu \alpha_1}{\sigma^2 \tau_0} = \frac{\mu}{\sigma} \frac{\alpha_2}{\alpha_1} = \frac{\omega_2}{\omega_1}, \\ \gamma &= \alpha_3 g \tau_0 = \frac{\omega_3}{\omega_2} \left(\frac{\alpha_1 g}{\sigma} \right)^2. \end{aligned} \quad (13)$$

Тогда система нелинейных уравнений (8)–(12) представляется в виде

$$\frac{dy}{d\tau} = -\gamma y - f_{i2} x + x^2 y, \quad (14)$$

$$\frac{dx}{d\tau} = f_{i2} y - y^2 x + \beta f_{i1}^2 (1 + x)^{-2}, \quad (15)$$

$$f_1 = f_{i1} (1 + x)^{-1}, \quad f_2 = f_{i2} - x y, \quad f_3 = \kappa y. \quad (16)$$

Уравнения (14), (15) содержат три безразмерных параметра γ , β и κ и две нормированные амплитуды — f_{i1} и f_{i2} , которые являются функциями времени. Поскольку $\omega_1 - \omega_2 = 0.5 l_m / \hbar$, где l_m — энергия связи биэкситона, $\omega_1 \approx \omega_2$ и поэтому параметр β практически равен единице.

Из (14), (15) следует, что если на ТПП действует только импульс $f_{i2}(\tau)$, а $f_{i1}(\tau) = 0$, то система не эволюционирует, так как в отсутствие экситонов и биэкситонов в начальный момент времени действие одного лишь импульса $f_{i2}(\tau)$ в области M -полосы не приводит к генерации экситонов и биэкситонов и, следовательно, этот импульс проходит через ТПП как через абсолютно прозрачную среду. Если же на ТПП подается только импульс $f_{i1}(\tau)$, а $f_{i2}(\tau) = 0$, то из (14), (15) получаем

$$\begin{aligned} y(\tau) &= 0, \\ x(\tau) &= \left(3\beta \int_0^\tau f_{i1}^2(\tau') d\tau' + 1 \right)^{1/3} - 1, \end{aligned} \quad (17)$$

$$f_1(\tau) = f_{i1}(\tau) \left(3\beta \int_0^\tau f_{i1}^2(\tau') d\tau' + 1 \right)^{-1/3}. \quad (18)$$

В этом случае амплитуда проходящего импульса $f_{i1}(\tau)$ быстро убывает со временем, т. е. пленка «закрывается» в пропускании и падающий импульс практически полностью отражается.

3. ОСОБЕННОСТИ КВАЗИСТАЦИОНАРНОГО РЕЖИМА ПРОПУСКАНИЯ (ОТРАЖЕНИЯ)

В условиях, когда на пленку в течение времени, меньшего времени релаксации экситонов (биэкситонов), падают два ступенчатых импульса лазерного излучения с постоянными амплитудами $f_{i1} = \text{const}$ в области двухфотонного возбуждения биэкситонов из основного состояния кристалла и $f_{i2} = \text{const}$ в области M -полосы, то квазистационарный режим устанавливается за время t порядка нескольких τ_0 . В соответствии с нашими оценками [24–28] $\tau_0 = 10^{-13}$ с. Поскольку времена релаксации экситонов (биэкситонов) $\tau_{rel} \sim 10^{-10} - 10^{-11}$ с, $\tau_{rel}/\tau_0 \approx 10^3 - 10^2$. Стационарные значения нормированных амплитуд экситонов y_s и биэкситонов x_s определяются из уравнений

$$\gamma y_s + f_{i2} x_s - x_s^2 y_s = 0, \quad (19)$$

$$f_{i2} y_s - y_s^2 x_s + \beta f_{i1}^2 (1 + x_s)^{-2} = 0. \quad (20)$$

Из (19), (20) легко получить

$$y_s^2 = (\beta f_{i1}^2 / \gamma) x_s (1 + x_s)^{-2}. \quad (21)$$

Отсюда следует, что в квазистационарном режиме $x_s \geq 0$, тогда как y_s может быть как больше, так и меньше нуля. Для определения x_s систему уравнений (19)–(21) можно привести к одному уравнению четвертой степени

$$x_s^4 - p x_s^3 - 2(p + \gamma) x_s^2 - p x_s + \gamma^2 = 0, \quad (22)$$

где $p = (\gamma/\beta)(f_{i2}/f_{i1})^2$. Видно, что это уравнение имеет только два положительных корня x_s , причем один из них больше $\sqrt{\gamma}$, а другой меньше $\sqrt{\gamma}$. При $\gamma \sim 1$ и $p \gg 1$ получаем приближенно:

$$x_{s1} \approx \gamma^2/p, \quad x_{s2} \approx p,$$

а при $p \ll 1$ соответственно

$$x_s = \sqrt{\gamma} \pm \frac{1 + \sqrt{\gamma}}{2} \sqrt{\frac{p}{\sqrt{\gamma}}}.$$

При $\gamma = 1$ уравнение (22) имеет двукратный корень $x_s = -1$, который мы отбрасываем из физических соображений, и два положительных корня x_{s1} и x_{s2} . В этом случае квазистационарные решения системы (19), (20), дающие координаты особых точек $A(x_{s1}, y_{s1})$ и $B(x_{s2}, y_{s2})$ системы дифференциальных уравнений (14), (15), определяются выражениями

$$x_{s1} = \left(\sqrt{p+4} + \sqrt{p} \right)^2 / 4, \quad y_{s1} = f_{i2} / \sqrt{p(p+4)}, \quad (23)$$

$$x_{s2} = \left(\sqrt{p+4} - \sqrt{p} \right)^2 / 4, \quad y_{s2} = -f_{i2} / \sqrt{p(p+4)}. \quad (24)$$

Им соответствуют квазистационарные амплитуды полей проходящих через ТПП импульсов:

$$f_{1,s1} = f_{i1} \left(\sqrt{p+4} - \sqrt{p} \right) / \left(2\sqrt{p+4} \right),$$

$$f_{1,s2} = f_{i1} \left(\sqrt{p+4} + \sqrt{p} \right) / \left(2\sqrt{p+4} \right), \quad (25)$$

$$f_{2,s1} = -f_{i2} \left(\sqrt{p+4} - \sqrt{p} \right)^2 / \left(4\sqrt{p(p+4)} \right),$$

$$f_{2,s2} = f_{i2} \left(\sqrt{p+4} + \sqrt{p} \right)^2 / \left(4\sqrt{p(p+4)} \right), \quad (26)$$

$$f_{3,s1} = -f_{3,s2} = \kappa f_{i2} / \sqrt{p(p+4)}. \quad (27)$$

Отсюда видно, что стационарные плотности экситонов $n_s = y_s^2$ и биэкситонов $N_s = x_s^2$ (а также амплитуды проходящих импульсов) существенно определяются амплитудами f_{i1} и f_{i2} обоих падающих импульсов и величиной параметра p (либо γ/β). При $\gamma \neq 1$ аналитические выражения для стационарных значений нормированных амплитуд экситонов y_s и биэкситонов x_s можно найти из уравнений (21), (22).

Обсудим вопрос об устойчивости полученных стационарных решений x_s и y_s . Для этого положим в (14), (15) $x = x_s + \Delta x$, $y = y_s + \Delta y$, где $|\Delta x| \ll |x_s|$ и $|\Delta y| \ll |y_s|$ и линеаризуем систему (14), (15) относительно новых переменных Δx и Δy . Полагая затем в полученных уравнениях $\Delta x, \Delta y \sim \exp(\lambda\tau)$, для определения показателя экспоненты λ получаем уравнение $\lambda^2 + r\lambda + q = 0$, где

$$r = 1 - x_s^2 + y_s^2 \left(1 + \frac{2}{x_s(1+x_s)} \right), \quad (28)$$

$$q = y_s^2(1-x_s^2) \left(1 + \frac{2}{x_s(1+x_s)} \right) + (f_{ir} - 2x_sy_s)^2. \quad (29)$$

Тогда

$$\lambda = -\frac{r}{2} \pm \frac{1}{2} \sqrt{r^2 - 4q^2}. \quad (30)$$

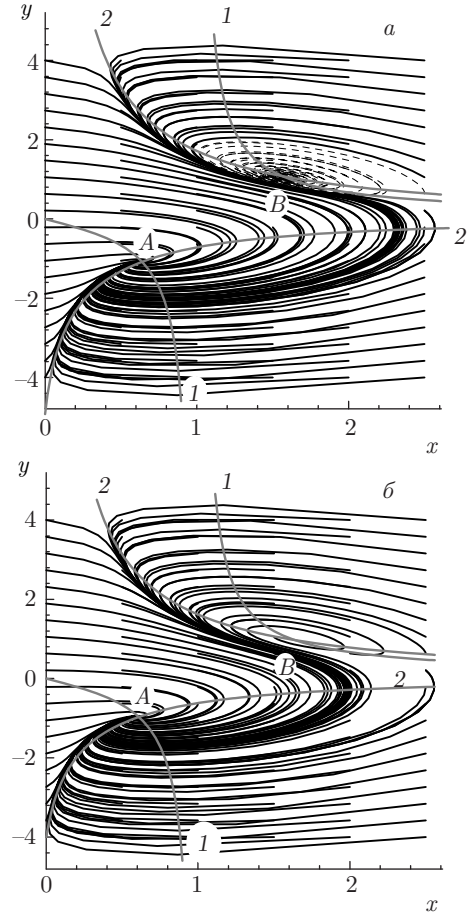


Рис. 2. Фазовый портрет системы (14), (15) и временная эволюция нормированных плотностей биэкситонов x и экситонов y в условиях, когда на пленку одновременно падают два прямоугольных импульса — $f_{i1}(\tau)$ в области двухфотонного возбуждения биэкситонов из основного состояния кристалла и $f_{i2}(\tau)$ в области M -полосы при $f_{i2} = 1$, $\gamma = 1$; а — $f_{i1} = 2.22$, б — $f_{i1} = 2$ (f_{i1}, f_{i2} — амплитуды падающих импульсов)

Отсюда видно, что условие устойчивости полученных решений $\text{Re } \lambda < 0$ сводится к неравенству $r > 0$. Используя (23), (24) и (28), легко показать, что решение с координатами (x_{s2}, y_{s2}) устойчиво всегда, тогда как решение (x_{s1}, y_{s1}) устойчиво только при условии, что

$$f_{i2}^2 \geq F(p), \quad F(p) = [p(p+4)]^{3/2} \left(\sqrt{p+4} + \sqrt{p} \right)^2 \times \left(4 + \frac{(\sqrt{p+4} - \sqrt{p})^3}{\sqrt{p+4}} \right)^{-1}.$$

Бифуркационная кривая $F(p)$ имеет вид крутой параболы. Если значение f_{i2}^2 располагается выше кривой $F(p)$, то решение (x_{s1}, y_{s1}) устойчиво, если ни-

же — то неустойчиво. При этом особые точки с координатами (x_{s1}, y_{s1}) и (x_{s2}, y_{s2}) являются фокусами при $D < 0$ и узлами при $D > 0$.

На рис. 2 представлено поведение фазовых траекторий системы (14), (15) в условиях, когда обе особые точки являются устойчивыми (рис. 2а) и когда только одна из особых точек устойчива (рис. 2б). Кривые 1 и 2 определяют соответственно уравнениями (19) и (20), записанными для переменных x и y . Пересечение этих кривых определяет положение стационарных точек системы $A(x_{s1}, y_{s1})$ и $B(x_{s2}, y_{s2})$. При некоторых значениях параметров γ , β и нормированных амплитуд полей, действующих на ТПП прямоугольных импульсов f_{i1}, f_{i2} , область притяжения точки A ограничена (на рис. 2а эта область имеет вид эллипса, фазовые траектории внутри которой изображены штриховыми линиями). Некоторые из фазовых траекторий обходят область притяжения точки A , затем, резко меняя свое направление движения, устремляются по спирали к точке B . Фазовые траектории сравнительно быстро (после одного — двух витков) оказываются в точке B и более медленно (после нескольких витков) в точке A .

4. ПРОПУСКАНИЕ ПРЯМОУГОЛЬНЫХ ИМПУЛЬСОВ

Рассмотрим случаи подачи на ТПП разнесенных во времени прямоугольных импульсов конечной длительности (рис. 3, 4). Предположим, что на ТПП, находящуюся в основном состоянии, падают два прямоугольных УКИ лазерного излучения, но не одновременно, а последовательно. На рис. 3а видно, что сначала падает импульс $f_{i1}(\tau) = f_{i1}\vartheta(\tau - \tau_1)\vartheta(\tau_2 - \tau)$ с частотой ω_1 , находящейся в области двухфотонного возбуждения биэкситонов из основного состояния кристалла (кривая 1), а затем — импульс $f_{i2}(\tau) = f_{i2}\vartheta(\tau - \tau_3)\vartheta(\tau_4 - \tau)$ (причем $\tau_1 < \tau_2 < \tau_3 < \tau_4$), частота ω_2 которого находится в резонансе с частотой экситон-биэкситонной конверсии (кривая 2). Здесь $\tau_1(\tau_3)$ и $\tau_2(\tau_4)$ — соответственно нормированные на τ_0 моменты включения и выключения первого (второго) импульса, а $\vartheta(x)$ — функция Хевисайда. Прошедший импульс на частоте ω_1 (кривая 3) имеет меньшую амплитуду, чем падающий, так как часть энергии тратится на генерацию биэкситонов (кривая 5). Поскольку первый импульс на временах $\tau_1 \leq \tau \leq \tau_2$ действует на пленку самостоятельно, без участия второго импульса, за этот промежуток времени имеет место процесс

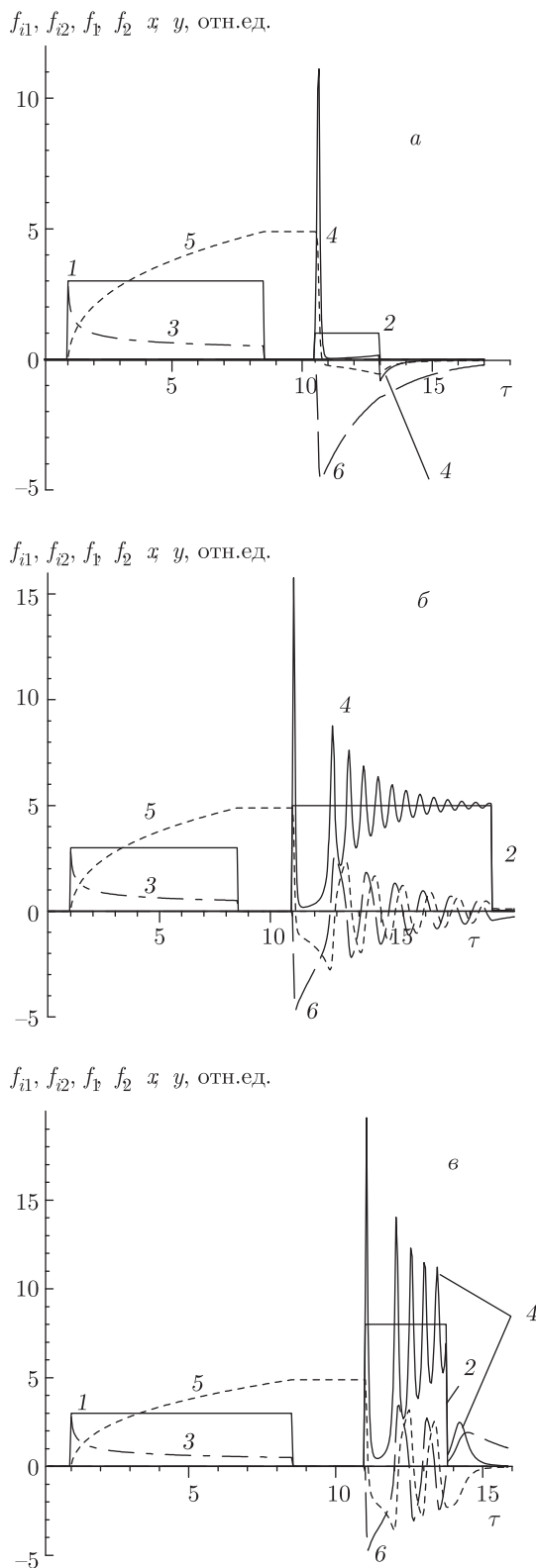


Рис. 3. Форма огибающих падающих прямоугольных импульсов $f_{i1}(\tau)$ (1) и $f_{i2}(\tau)$ (2), соответствующих прошедших импульсов $f_1(\tau)$ (3) и $f_2(\tau)$ (4) и временная эволюция амплитуд биэкситонов x (5) и экситонов y (6) при $f_{i1} = 3$, $\gamma = 0.5$; а — $f_{i2} = 1$, б — $f_{i2} = 5$, в — $f_{i2} = 8$

генерации биэкситонов, плотность которых монотонно растет, а излучение на частоте ω_1 монотонно убывает. Это подтверждается точными решениями (17), (18) на временах $\tau_1 \leq \tau \leq \tau_2$. Следовательно, к моменту падения второго импульса на частоте ω_2 в кристалле возникает инверсная заселенность биэкситонного уровня по отношению к экситонному. Такое состояние системы является неустойчивым и передний фронт падающего импульса в области M -полосы стимулирует быстрый, сверхизлучательный распад этого состояния вследствие излучательной рекомбинации биэкситонов с образованием свободных экситонов и фотонов с частотой ω_2 . В результате формируется резкий пик выходящего излучения на частоте M -полосы (кривая 4). Одновременно с этим возникает выходящий импульс и на частоте экситонного перехода (кривая 6) из-за излучательной рекомбинации экситонов, появившихся в результате оптического распада биэкситонов. Увеличение параметра γ приводит к уменьшению амплитуд обоих выходящих импульсов, увеличению полуширины импульса на частоте ω_1 (кривая 4) и уменьшению полуширины импульса на частоте ω_2 (кривая 6). Увеличение параметра γ означает увеличение скорости излучательной рекомбинации экситонов, плотность которых быстро уменьшается со временем. При увеличении амплитуды второго падающего импульса, а именно при выполнении неравенства $f_{i2} > \gamma/2$ (кривая 2, рис. 3б) возможна генерация цуга убывающих субимпульсов как в области M -полосы (кривая 4), так и в области экситонного перехода (кривая 6). Скорость затухания цуга определяется параметром γ , а частота колебаний субимпульсов цуга $\omega = \sqrt{f_{i2}^2 - (\gamma/2)^2}$ зависит от амплитуды второго падающего прямоугольного импульса. Если увеличивать длительность второго падающего импульса $f_{i2}(\tau)$, то с течением времени экситоны и биэкситоны постепенно исчезают, их плотности быстро убывают. Следовательно, прозрачность среды быстро возрастает и оказывается, что импульс проходит через ТПП как через абсолютно прозрачную среду с амплитудой f_2 , равной амплитуде падающего импульса $f_{i2}(\tau)$. Таким образом, воздействие на ТПП длинного импульса $f_{i2}(\tau)$ приводит к полному просветлению пленки. Причиной просветления является излучательная рекомбинация экситонов, что обуславливает постоянное исчезновение как экситонов, так и биэкситонов. Следовательно, ТПП может эффективно преобразовывать падающий импульс $f_{i2}(\tau)$ в цуг еще более коротких импульсов, ширина которых на один-два порядка меньше ширины действующего импульса. При этом, чем боль-

ше амплитуда ступенчатого импульса f_{i2} , тем меньше ширина и скважность каждого из субимпульсов цуга. Таким образом, при учете экситон-фотонного взаимодействия, огибающая цуга тем быстрее затухает, чем больше параметр γ , т.е. чем больше сила осциллятора экситонного перехода. Из (14), (15) следует, что физической причиной режима самоосцилляций является вынужденная нелинейная оптическая нутация.

После выключения обоих импульсов эволюция системы экситонов и биэкситонов продолжается. При этом, как следует из (14)–(16), нормированные концентрации экситонов $n = y^2$ и биэкситонов $N = x^2$ связаны интегралом движения

$$N + n - \gamma \ln \left(\frac{N}{N_0} \right) = N_0 + n_0, \quad (31)$$

где N_0 и n_0 — нормированные концентрации экситонов и биэкситонов в момент выключения импульсов. Отсюда видно, что как бы ни изменялась концентрация экситонов n , концентрация биэкситонов N не может обратиться в нуль. При этом плотность биэкситонов N изменяется со временем по закону

$$\int_{N_0}^N \frac{dx}{x(N_0 + n_0 - x + \gamma \ln(x/N_0))} = -2(\tau - \tau_0). \quad (32)$$

Ранее отмечалось, что, как следует из (16), в пропускании и отражении отсутствует электромагнитное излучение на частоте ω_1 , если отсутствует падающее на ТПП излучение на этой частоте, т.е. $f_1(\tau) = 0$, если $f_{i1} = 0$. Что касается пропускания (отражения) импульсов на частотах ω_2 и ω_3 , т.е. в области M -полосы и в экситонной области спектра, то, как следует из (16), амплитуды полей f_2 и f_3 в указанных областях спектра могут быть отличными от нуля даже в отсутствие падающих на ТПП импульсов на этих частотах. Это возможно при отличных от нуля концентрациях экситонов и биэкситонов в начальный момент времени и обусловлено сложными процессами индуцирования при генерации излучения на указанных частотах. На рис. 3в видно, что после выключения второго действующего импульса в пленке остается некоторая концентрация экситонов и биэкситонов и далее продолжается их свободная эволюция. Происходит излучательная рекомбинация биэкситонов с образованием экситонов и небольшого пика излучения на частоте M -полосы. При этом, как отмечалось выше, концентрация биэкситонов не обращается в нуль, а остается некоторой малой величиной. Одновременно с этим

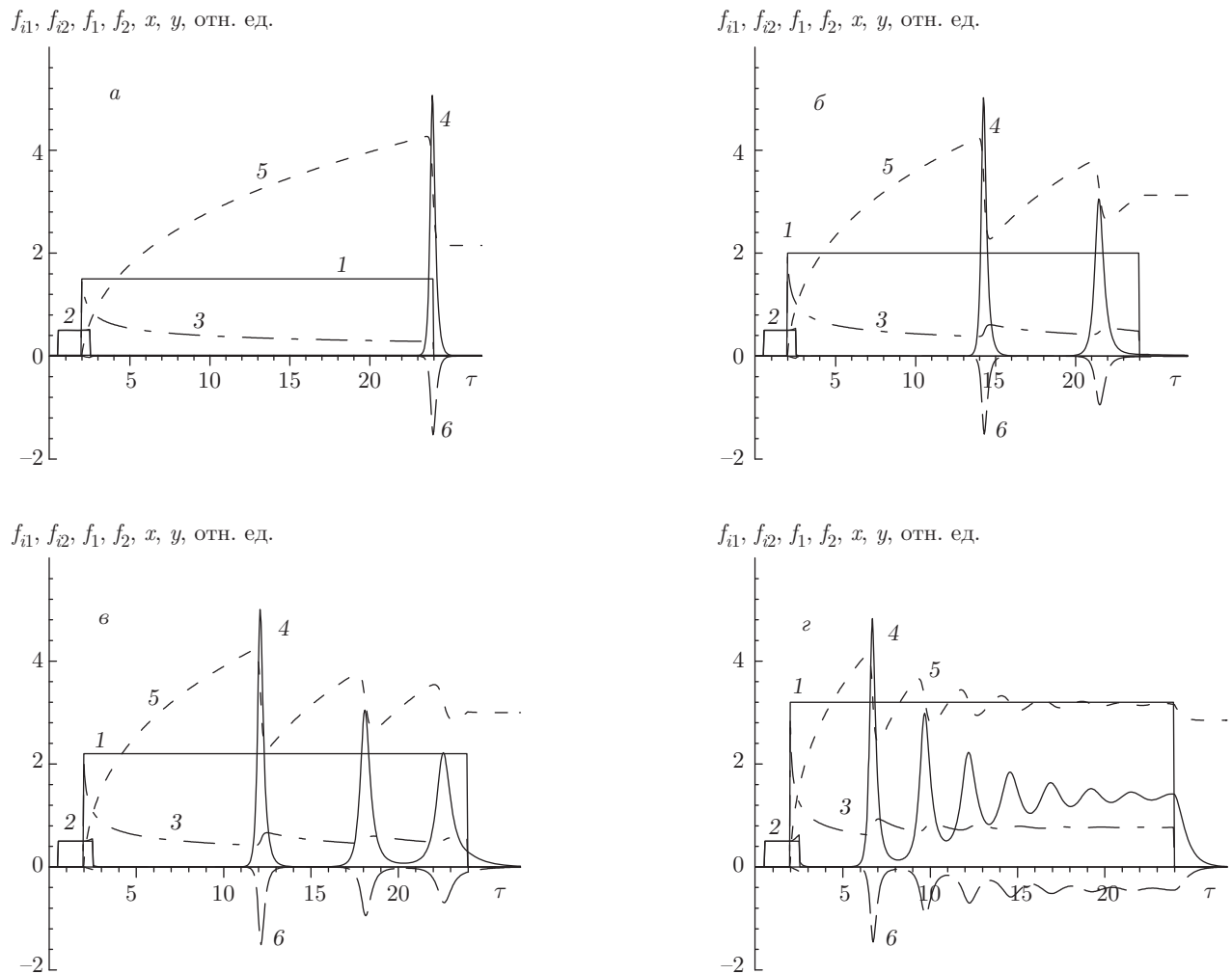


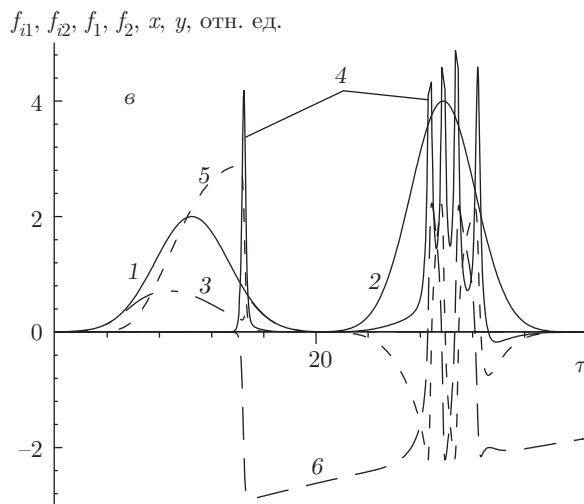
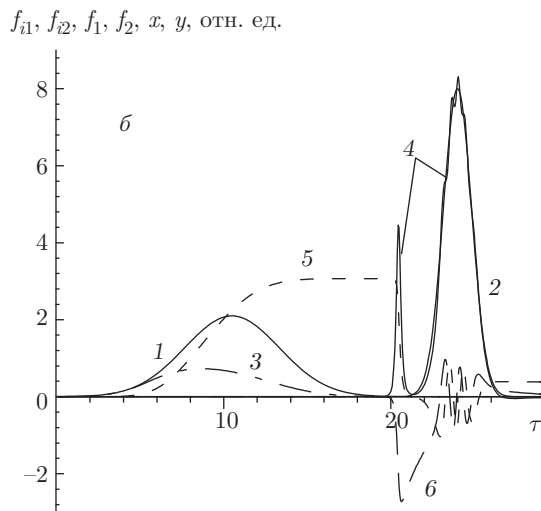
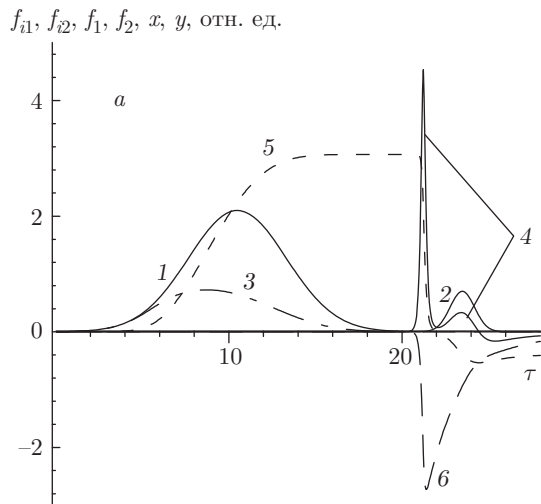
Рис. 4. Форма огибающих действующих прямоугольных импульсов $f_{i1}(\tau)$ (1) и $f_{i2}(\tau)$ (2), соответствующих прошедших импульсов $f_1(\tau)$ (3) и $f_2(\tau)$ (4) и временная эволюция амплитуд биэкситонов x (5) и экситонов y (6) при $f_{i2} = 0.5$, $\gamma = 10$; а — $f_{i1} = 1.5$, б — $f_{i1} = 2$, в — $f_{i1} = 2.2$, г — $f_{i1} = 3.2$

формируется импульс и на частоте экситонного перехода из-за излучательной рекомбинации образовавшихся экситонов.

Таким образом, из представленных результатов следует, что ТПП в пропускании может преобразовывать падающие на нее импульсы в пути еще более коротких импульсов (либо к формированию уединенного ультракороткого импульса), длительность и скважность которых определяются свойствами падающих импульсов.

Рассмотрим теперь случай действия импульсов в обратной последовательности (рис. 4а) — сначала падает импульс $f_{i2}(\tau)$ с частотой ω_2 в области М-полосы (кривая 2), а затем — импульс f_{i1} , частота ω_1 которого находится в области двухфотонного возбуждения биэкситонов из основного состояния кристалла (кривая 1). Отметим, что эти импульсы

частично перекрываются, т.е. $\tau_1 < \tau_2 < \tau_3 < \tau_4$. В данном случае импульс $f_{i2}(\tau)$ сразу же проходит через ТПП как через абсолютно прозрачную среду, так как в ней практически отсутствуют экситоны и биэкситоны. Тем не менее передний фронт импульса $f_{i1}(\tau)$ вызывает появление некоторой концентрации биэкситонов, которые фотонами импульса $f_{i2}(\tau)$ (в области небольшого перекрытия импульсов) сразу же превращаются в экситоны. После окончания действия импульса $f_{i2}(\tau)$ импульс $f_{i1}(\tau)$ продолжает генерировать биэкситоны, концентрация которых быстро растет (кривая 5) и которые в отсутствие поля на частоте ω_2 и наличии очень малой концентрации экситонов не могут сразу же полностью рекомбинировать. Поэтому импульс $f_{i1}(\tau)$ постепенно проходит через пленку, одновременно увеличивая плотность биэкситонов. Однако с течени-



ем времени эволюция системы экситонов и биэкситонов приводит к увеличению инверсии. Вследствие неустойчивости инвертированного состояния оно быстро распадается, что приводит к формированию задержанного во времени, короткого импульса сверхизлучения в области M -полосы на частоте ω_2 (кривая 4). Одновременно с ним появляется и импульс в области экситонного перехода (кривая 6). При увеличении амплитуды импульса $f_{i1}(\tau)$ (рис. 4б) возрастает скорость генерации биэкситонов, вследствие чего ускоряется распад инвертированного состояния в области M -полосы благодаря процессу экситон-биэкситонного индуцирования (по сравнению со случаем рис. 4а) и импульс сверхизлучения в области M -полосы появляется раньше. Далее процесс повторяется, что приводит к генерации второго ультракороткого импульса на частоте ω_2 и соответственно на частоте экситонного перехода. С дальнейшим увеличением амплитуды падающего импульса $f_{i1}(\tau)$ (рис. 4в,г) число генерируемых импульсов увеличивается, расстояние между ними уменьшается, причем возникает некоторый пьедестал из-за их перекрытия. Таким образом, можно утверждать, что ТПП способна генерировать в пропускании нелинейную последовательность практически уединенных импульсов. Отметим, что аналогичные результаты можно получить и в случае, когда огибающие падающих импульсов $f_{i1}(\tau)$ и $f_{i2}(\tau)$ являются не прямоугольными, а, например, гауссовскими.

5. ПРОПУСКАНИЕ ДВУХ РАЗНЕСЕННЫХ ВО ВРЕМЕНИ ГАУССОВСКИХ ИМПУЛЬСОВ

На рис. 5 представлены результаты численного интегрирования уравнений (14), (15) для случая, когда на ТПП один за другим падают два разнесенных во времени гауссовских импульса — сначала $f_{i1}(\tau)$, затем $f_{i2}(\tau)$, с различными амплитудами и полуширинами. На рис. 5а видно, что импульс $f_{i1}(\tau)$

Рис. 5. Форма огибающих падающих на пленку гауссовских импульсов $f_{i1}(\tau)$ (1) и $f_{i2}(\tau)$ (2), соответствующих прошедших импульсов $f_1(\tau)$ (3) и $f_2(\tau)$ (4) и временная эволюция амплитуд биэкситонов x (5) и экситонов y (6) для следующих значений параметров: а — $f_{i1} = 2.1$, $f_{i2} = 1$, $T_1 = 4$, $T_2 = 1$, $\gamma = 0.5$; б — $f_{i1} = 2.1$, $f_{i2} = 8$, $T_1 = 4$, $T_2 = 1.2$, $\gamma = 0.5$; в — $f_{i1} = 2$, $f_{i2} = 4$, $T_1 = 4$, $T_2 = 3.5$, $\gamma = 0.02$ (f_{i1} , f_{i2} и T_1 , T_2 — амплитуды и полуширины гауссовских импульсов)

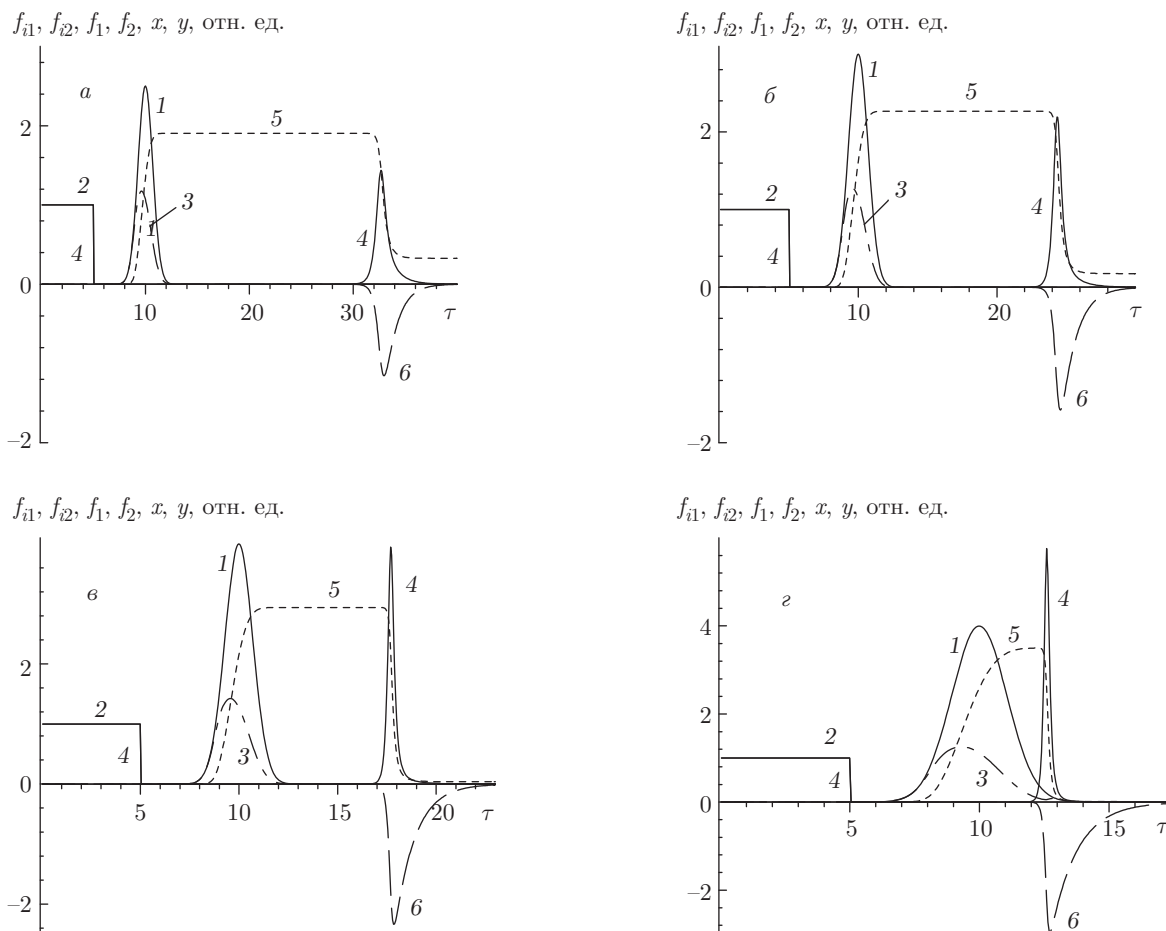


Рис. 6. Форма огибающих импульсов, гауссовского $f_{i1}(\tau)$ (1) и прямоугольного $f_{i2}(\tau)$ (2), соответствующих прошедших импульсов $f_1(\tau)$ (3) и $f_2(\tau)$ (4) и временная эволюция амплитуд биэкситонов x (5) и экситонов y (6) при $f_{i2} = 1, \gamma = 1$; $a - f_{i1} = 2.5, T = 1, б - f_{i1} = 3, T = 1, в - f_{i1} = 4, T = 1, г - f_{i1} = 3, T = 1.5$ (f_{i1} и f_{i2} — амплитуды падающих соответственно гауссовского и прямоугольного импульсов, T — полуширина гауссовского импульса)

генерирует биэкситоны и выходящий импульс $f_i(\tau)$ в определенной степени подобен падающему $f_{i1}(\tau)$. Интерес представляет то обстоятельство, что далеко на заднем хвосте импульса $f_{i1}(\tau)$ и на исчезающе малом по амплитуде переднем крае фронта импульса $f_{i2}(\tau)$ вдруг возникает резкий, сверхкороткий импульс излучения $f_2(\tau)$ на частоте $\omega_2 = \omega_M$ и пик в экситонной области спектра. Создается впечатление, что следствие (появление импульса $f_2(\tau)$) опережает причину (падение на пленку импульса $f_{i2}(\tau)$). Дело в том, что передний край фронта падающего импульса $f_{i2}(\tau)$ с исчезающе малой амплитудой вызывает быстрый индуцированный сброс инверсии, созданной первым импульсом, причем процесс ускоряется по мере его протекания. На рис. 5б представлены аналогичные результаты, но для случая, когда амплитуда второго падающего импульса

в несколько раз больше, чем на рис. 5а. В этом случае не возникает второго импульса $f_2(\tau)$, как это наблюдалось в работе [27]. Это происходит из-за того, что после действия первого импульса появившиеся в результате этого экситоны успевают рекомбинировать и к моменту прихода основной массы второго падающего импульса $f_{i2}(\tau)$ их в кристалле практически не остается и импульс $f_{i2}(\tau)$ проходит через пленку как через прозрачную среду. Генерация второго импульса на частоте M -полосы возможна при малых γ (рис. 5в). Видно, что реакция пленки несколько иная: по-прежнему генерируется сначала уединенный сверхкороткий импульс $f_2(\tau)$ на переднем крае падающего импульса $f_{i2}(\tau)$, затем в окрестности пика импульса $f_{i2}(\tau)$ быстро генерируются один за другим четыре сверхкоротких импульса $f_2(\tau)$, после чего задний фронт падающего им-

пульса создает экситонную поляризацию среды (которая потом исчезает из-за рекомбинации экситонов) и полностью отражается от пленки. Таким образом, реакция пленки на воздействие гауссовского импульса $f_{i2}(\tau)$ с частотой ω_2 в области M -полосы существенно определяется параметром γ . Отметим, что при меньшей амплитуде импульса $f_{i2}(\tau)$ излучение на частоте ω_2 полностью отражается от пленки при малых γ и полностью проходит через нее при больших γ .

6. ПРОПУСКАНИЕ РАЗНЕСЕННЫХ ВО ВРЕМЕНИ ПРЯМОУГОЛЬНОГО И ГАУССОВСКОГО ИМПУЛЬСОВ

Чрезвычайно интересным является пропускание импульсов в обратной последовательности их воздействия: сначала падает прямоугольный импульс $f_{i2}(\tau)$, а затем с некоторой задержкой гауссовский импульс $f_{i1}(\tau)$ (рис. 6а). Время задержки порядка полуширин импульсов. Отметим, что импульсы $f_{i1}(\tau)$ и $f_{i2}(\tau)$, хоть и очень слабо, но перекрываются. В этом случае импульс $f_{i2}(\tau)$ сразу же проходит через ТПП как через абсолютно прозрачную среду, так как в ней практически отсутствуют экситоны и биэкситоны. Тем не менее, далекий край на переднем фронте гауссовского импульса $f_{i1}(\tau)$ с очень малой амплитудой вызывает появление очень малой концентрации биэкситонов, которые фотонами импульса $f_{i2}(\tau)$ сразу же превращаются в экситоны. После окончания действия импульса $f_{i2}(\tau)$ импульс $f_{i1}(\tau)$ продолжает генерировать биэкситоны, концентрация которых быстро растет, и которые в отсутствие поля на частоте ω_2 и наличии очень малой концентрации экситонов не могут полностью рекомбинировать. Поэтому импульс $f_{i1}(\tau)$ постепенно проходит через пленку, одновременно увеличивая плотность биэкситонов, т. е. инверсию. Благодаря процессу экситон-биэкситонного индуцирования в некоторый момент времени происходит быстрый распад инвертированного состояния, что приводит к генерации ультракороткого импульса сверхизлучения на частоте ω_2 далеко на заднем хвосте импульса $f_{i1}(\tau)$. На рис. 6а также видно, что при малой амплитуде падающего импульса $f_{i1}(\tau)$ генерируемый в пропускании второй импульс на частоте ω_2 отстоит далеко от пика падающего импульса, имеет малую амплитуду и значительную полуширину. При этом процесс возникновения этого импульса и эволюция поляризации среды носят «летаргический» характер, т. е. в течение длительного промежутка времени сохраняются постоянными. В течение этого про-

межутка времени только плотность биэкситонов отлична от нуля и практически остается неизменной, после чего в некоторый момент времени возникают очень быстрые изменения плотности биэкситонов и экситонов и амплитуды генерируемой поляризации среды вторичного излучения. На рис. 6а–в также следует, что с ростом амплитуды падающего импульса $f_{i1}(\tau)$ сокращается длительность процесса «летаргической» эволюции поляризации среды, т. е. сокращается задержка в возникновении генерируемого импульса, увеличивается его амплитуда и сокращается длительность. При значительных амплитудах импульса $f_{i1}(\tau)$ генерируемый импульс на частоте ω_2 может иметь амплитуду, превышающую амплитуду падающего импульса, причем его полуширина существенно уменьшается. Увеличение полуширины импульса $f_{i1}(\tau)$ также приводит к увеличению амплитуды и уменьшению полуширины генерируемого импульса и к сокращению времени задержки его относительно пика импульса $f_{i1}(\tau)$ (рис. 6б). Что касается изменения амплитуды и полуширины падающего импульса $f_{i2}(\tau)$, то это не влияет на параметры генерируемого (второго) импульса на частоте ω_2 . Увеличение параметра γ приводит к увеличению времени «летаргического» развития системы, к уменьшению амплитуды и увеличению полуширины генерируемого импульса на частоте M -полосы.

Отметим, что увеличение времени задержки между импульсами $f_{i2}(\tau)$ и $f_{i1}(\tau)$ может привести к тому, что «летаргическая» стадия существенно удлиняется, так что второй импульс $f_2(\tau)$ из-за излучательной рекомбинации экситонов может вообще не возникнуть.

Таким образом, на частоте ω_2 пленка генерирует в пропускании, по сути дела, два разнесенных во времени импульса. Следует отметить, что в отражении от пленки можно наблюдать только один импульс — на частоте ω_2 . В момент времени, когда проходит первый импульс, отражение отсутствует, тогда как в момент генерации второго импульса точно такой же по форме импульс возникает и в отражении. Это обусловлено тем, что второй импульс порождается переменной во времени поляризацией среды, которая генерирует в обе стороны от пленки одинаковое вторичное излучение. Следовательно, можно утверждать, что от пленки «отражается» импульс в условиях, когда падающий на нее импульс отсутствует, или точнее, «отраженный» от пленки импульс $f_{r2}(\tau)$ возникает с огромной задержкой после воздействия импульса $f_{i2}(\tau)$.

Оценим амплитуду импульса $f_2(\tau)$, возникающего после «летаргической» стадии эволюции системы.

Из (15) получаем, что нормированная плотность биэкситонов N_0 , генерируемых гауссовским импульсом

$$f_{i1}(\tau) = f_{i1} \exp(-(\tau - \tau_m)^2/T^2),$$

определяется выражением

$$N_0 = \left[\left(3\sqrt{\frac{\pi}{2}} \beta f_{i1}^2 T + 1 \right)^{1/3} - 1 \right]^2. \quad (33)$$

Видно, что с ростом f_{i1} и T плотность биэкситонов N_0 быстро растет.

Как следует из (14)–(16), в момент времени, когда импульс $f_2(\tau)$ достигает своего пикового значения, выполняется условие

$$N = n + \gamma, \quad (34)$$

где N и n — нормированные (текущие) плотности квазичастиц. С другой стороны, выполняется также соотношение (31). Тогда из (31) и (34) можно определить плотности экситонов n и биэкситонов N . Полагая $n_0 = 0$, получаем трансцендентное уравнение для определения N :

$$2N - \gamma - \gamma \ln\left(\frac{N}{N_0}\right) = N_0. \quad (35)$$

Зная N и n , амплитуду f_{2max} можно определить по формуле

$$f_{2max} = \sqrt{Nn}. \quad (36)$$

Отсюда видно, что f_{2max} определяется двумя параметрами: N_0 и γ . В свою очередь, N_0 , как следует из (33), определяется амплитудой f_{i1} и полушириной гауссовского импульса T . Отметим, что критерием возникновения импульса $f_2(\tau)$ после «летаргической» стадии, является неравенство $N_0 > \gamma$. Чем больше разность $N_0 - \gamma$, тем больше f_{2max} и тем короче «летаргическая» стадия. Полученные оценки полностью согласуются с результатами, представленными на рис. 6.

7. ВЛИЯНИЕ ЗАДЕРЖКИ МЕЖДУ ИМПУЛЬСАМИ НА ИХ ПРОПУСКАНИЕ

До сих пор рассматривалась эволюция системы для случаев, когда время задержки между импульсами сохраняется постоянным, а изменяются только амплитуды и полуширины импульсов. Рассмотрим кратко особенности эволюции в случае, когда амплитуды и полуширины падающих импульсов сохраняются, а изменяется только время задержки

между ними (рис. 7). Будем считать положение τ_1 пика импульса $f_{i1}(\tau)$ фиксированным, а положение τ_2 пика импульса $f_{i2}(\tau)$ будем изменять, причем если $\tau_2 > \tau_1$, то задержка второго импульса относительно первого считается положительной, а если $\tau_2 < \tau_1$, то, наоборот, отрицательной. Время задержки $\Delta\tau$ определим как разность $\Delta\tau = \tau_2 - \tau_1$. В предельных случаях больших положительных и отрицательных задержек (рис. 7а,з) приходим снова к результатам, представленным соответственно на рис. 5а и рис. 6з. Это означает, что эффекты, представленные на рис. 7а,б, имеют ту же природу, что и на рис. 5а,б. Однако по мере уменьшения задержки, а также в случае перекрытия падающих импульсов наблюдается перестройка огибающих проходящих импульсов (рис. 7). Если задержка между первым импульсом $f_{i1}(\tau)$ (кривая 1), генерирующим биэкситоны из основного состояния кристалла, и вторым импульсом $f_{i2}(\tau)$ (кривая 2), осуществляющим оптическую экситон-биэкситонную конверсию, уменьшается, то, как видно на рис. 7б, основной пик генерации в области M -полосы (кривая 4) смещается ближе к положению пика первого импульса, временной промежуток между пиками импульсов $f_{i2}(\tau)$ и $f_2(\tau)$ (кривая 4) уменьшается, причем в области расположения импульса $f_{i2}(\tau)$ возникает еще один импульс генерации на частоте ω_2 , имеющий сложную форму. При дальнейшем уменьшении задержки $\Delta\tau$, когда пик падающего импульса $f_{i2}(\tau)$ располагается вблизи пика импульса $f_{i1}(\tau)$, но так, что $\Delta\tau \gtrsim 0$, то имеет место дальнейшее смещение первого пика генерации $f_2(\tau)$ на частоте ω_2 и возникновение дополнительных новых пиков на этой же частоте (рис. 7в,г). Как только задержка $\Delta\tau$ становится отрицательной, положение первого пика генерации $f_2(\tau)$ начинает совпадать с положением пика τ_2 падающего импульса $f_{i2}(\tau)$ и образуется дополнительная последовательность импульсов, амплитуды которых быстро убывают со временем (рис. 7д,е). При значительной отрицательной задержке, когда пик импульса $f_{i2}(\tau)$ приходится на передний край падающего импульса $f_{i1}(\tau)$, от совокупности генерируемых на частоте ω_2 импульсов остаются только один либо два импульса (рис. 7ж,з), пики которых существенно отстают по времени от пика возбуждающего импульса и располагаются за пиком импульса $f_{i1}(\tau)$, а первый из генерируемых импульсов $f_2(\tau)$ совпадает по форме и положению с самим падающим импульсом $f_{i2}(\tau)$. Отметим, что природа эффектов, представленных на рис. 7ж,з и на рис. 6, одинаковая, хотя импульс $f_{i2}(\tau)$ не является прямоугольным. Таким образом, при перекрытии падающих импульсов имеет место

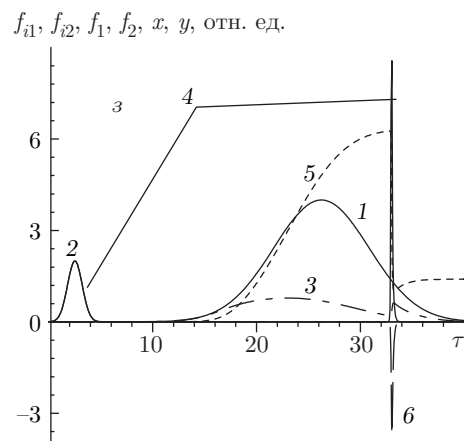
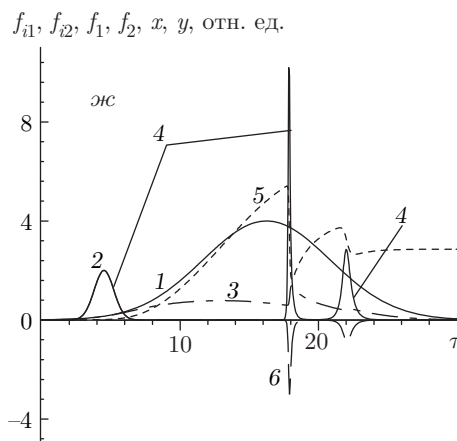
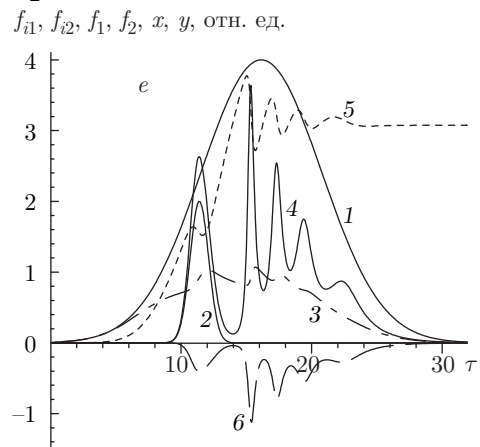
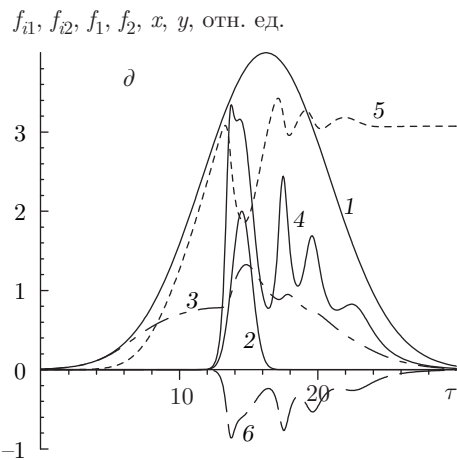
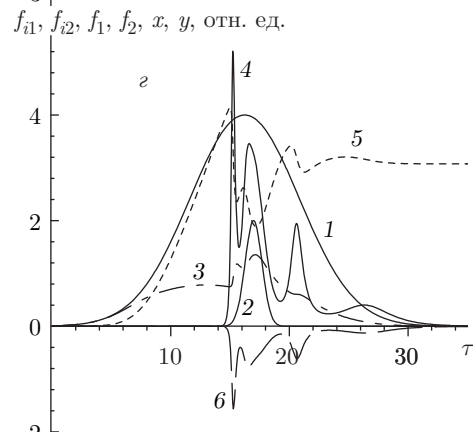
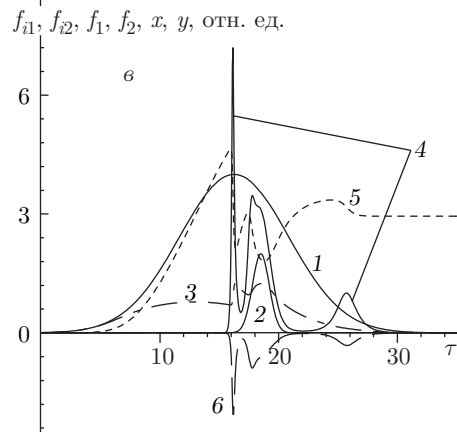
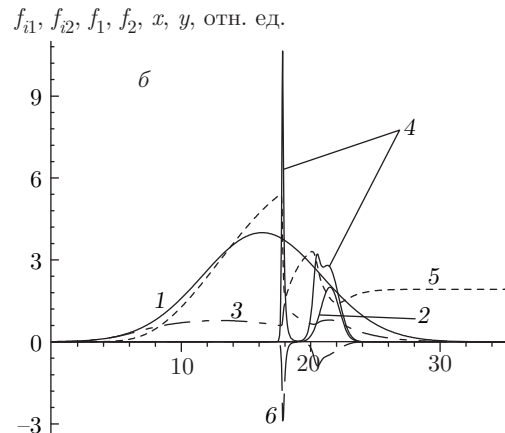
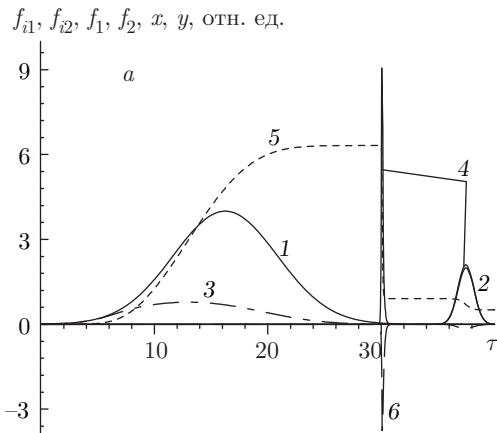


Рис. 7. Форма огибающих падающих гауссовских импульсов $f_{i1}(\tau)$ (1) и $f_{i2}(\tau)$ (2), соответствующих прошедших импульсов $f_1(\tau)$ (3) и $f_2(\tau)$ (4), временная эволюция амплитуд биекситонов x (5) и форма огибающей выходящего импульса $f_3(\tau)$ на частоте экситонного перехода (6) при $f_{i1} = 4$, $f_{i2} = 2$, $T_1 = 6.5$, $T_2 = 1$, $\gamma = 10$; а — $\Delta\tau = 21.25$, б — $\Delta\tau = 5.25$, в — $\Delta\tau = 2.25$, г — $\Delta\tau = 0.75$, д — $\Delta\tau = -1.75$, е — $\Delta\tau = -4.75$, жс — $\Delta\tau = -11.75$, з — $\Delta\tau = -23.75$ (f_{i1} , f_{i2} и T_1 , T_2 — амплитуды и полуширины гауссовских импульсов, $\Delta\tau$ — задержка импульса $f_{i2}(\tau)$ относительно импульса $f_{i1}(\tau)$)

существенное преобразование генерируемых на частоте ω_2 импульсов. Заметим, что генерируемые на частоте экситонного перехода импульсы (кривая б) в искаженной форме повторяют импульсы, генерируемые на частоте M -полосы. Что касается импульса $f_1(\tau)$ (кривая 3), генерируемого на частоте ω_1 , то видно, что его форма существенно искажается в моменты сильного перекрытия падающих импульсов, оставаясь, тем не менее, в пределах огибающей $f_{i1}(\tau)$. На рис. 7 можно также видеть, что имеют место резкие изменения плотности биекситонов (кривая 5) со временем, которые коррелируют с пиками генерируемых импульсов в области M -полосы.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные результаты демонстрируют возможность непрерывного решейпинга проходящих через ТПП импульсов, в частности, возможность формирования и выделения уединенных сверхкоротких импульсов, указывают на широкий спектр функциональных возможностей тонкой пленки в обработке ультракоротких оптических сигналов. Воздействие на ТПП двух импульсов с различными частотами приводит в использованной схеме энергетического спектра и типа квантовых переходов к возникновению трех импульсов в пропускании (отражении), два из которых имеют те же частоты, что и падающие, а третий генерируется на частоте экситонного перехода. В зависимости от амплитуд и ширин падающих импульсов и от времени задержки одного относительно другого возможны качественно различные эффекты в пропускании (отражении). Предсказан эффект значительной задержки в формировании проходящего через ТПП импульса относительно падающего. Предложена интерпретация кажущегося эффекта прохождения через ТПП импульса до его падения на пленку, а также генерация отраженного импульса в отсутствие падающего.

ЛИТЕРАТУРА

1. П. И. Хаджи, *Нелинейные оптические процессы в системе экситонов и биекситонов в полупроводниках*, Штиинца, Кишинев (1985).
2. П. И. Хаджи, Г. Д. Шибаршина, А. Х. Рогару, *Оптическая бистабильность в системе экситонов и биекситонов в полупроводниках*, Штиинца, Кишинев (1988).
3. S. A. Moskalenko and D. W. Snoke, *Bose-Einstein Condensation of Excitons and Biexcitons and Coherent Nonlinear Optics with Excitons*, Cambridge Univ. Press (2000).
4. *Semiconductor Quantum Optoelectronics. From Quantum Physics to Smart Devices*, ed. by A. Miller, M. Ebrahimzadeh, and D. M. Finlayson, Proceedings of 50th Scottish Universities Summer School in Physics, St. Andrews (June, 1998), Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia (1998).
5. В. И. Рупасов, В. И. Юдсон, КЭ **9**, 2179 (1982).
6. В. И. Рупасов, В. И. Юдсон, ЖЭТФ **93**, 494 (1987).
7. С. М. Захаров, Э. А. Манькин, Поверхность № 2, 137 (1988); № 7, 68 (1989).
8. С. М. Захаров, Э. А. Манькин, ЖЭТФ **95**, 800 (1989); **105**, 1053 (1994).
9. С. М. Захаров, Э. А. Манькин, Опт. и спектр. **63**, 1069 (1987).
10. М. Г. Бенедикт, А. И. Зайцев, В. А. Мальшев, Е. Д. Трифонов, Опт. и спектр. **66**, 726 (1989), **68**, 812 (1990).
11. M. G. Benedict, V. A. Malyshev, E. D. Trifonov, and A. I. Zaitsev, Phys. Rev. A **43**, 3845 (1991).
12. Э. Вангас, А. И. Маймистов, Опт. и спектр. **84**, 301 (1998).
13. С. О. Елютин, А. И. Маймистов, Опт. и спектр. **90**, 849 (2001); Proc. SPIE **4605**, 171 (2001).
14. А. М. Башаров, А. И. Маймистов, С. О. Елютин, ЖЭТФ **115**, 30 (1999).
15. Э. А. Манькин, А. М. Башаров, С. О. Елютин, С. М. Захаров и др., Изв. АН СССР, сер. физ. **53**, 2350 (1987).
16. А. М. Самсон, Ю. А. Логвин, С. И. Туровец, КЭ **17**, 1223 (1990).
17. Ю. А. Логвин, А. М. Самсон, ЖЭТФ **102**, 472 (1992).

18. D. V. Novitsky, *Opt. Commun.* **358**, 202 (2016); *J. Optical Society of America B* **26**, 1918 (2009); *Phys. Rev. A* **79**, 023828 (2009).
19. Shota Suzuki, Yoichi Tanaka, Takashi Kurokawa, and Ken Kashiwaga, *Nonlinear Optics*, OSA Technical Digest (online) (Optical Society of America, 2013), paper NW3A.5
20. Yu. S. Dadoenkova, N. N. Dadoenkova, I. L. Lyubchanskii, and D. I. Sementsov, *Appl. Opt.* **55**, 3764 (2016).
21. Paritosh Manurkar, Nitin Jain, Prem Kumar, and Gregory S. Kanter, *Opt. Lett.* **42**, 951 (2017).
22. Rong Yea, Xianyun Wu, and Ming Yinb, *Optik* **157**, 382 (2018).
23. П. И. Хаджи, А. В. Коровай, Д. А. Марков, Датчики и системы № 12, 67, 47 (2004).
24. П. И. Хаджи, С. Л. Гайван, КЭ **22**, 929 (1995); **23**, 451 (1996); **23**, 837 (1996); **23**, 1009 (1996); **24**, 532 (1997).
25. П. И. Хаджи, С. Л. Гайван, ЖЭТФ **108**, 1831 (1995).
26. П. И. Хаджи, С. Л. Гайван, ФТТ **40**, 932 (1998).
27. П. И. Хаджи, Д. В. Ткаченко, С. Л. Гайван, КЭ **27**, 265 (1999).
28. П. И. Хаджи, А. М. Русанов, С. Л. Гайван, КЭ **27**, 262 (1999).
29. П. И. Хаджи, Л. В. Федоров, ЖТФ **70**, 65 (2000).
30. R. Shimano and M. Kuwata-Gonokami, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 530 (1994).
31. A. V. Corovai, P. I. Khadzhi, O. V. Korovai, and D. V. Tkachenko, *Moldavian J. Phys. Sci.* **1**, 152 (2002).
32. П. И. Хаджи, А. В. Коровай, Д. В. Ткаченко, ФТТ **44**, 774 (2002).
33. А. А. Гоголин, Э. И. Рашба, Письма в ЖЭТФ **17**, 690 (1973).
34. E. Hanamura, *J. Phys. Soc. Jpn.* **39**, 1506 (1975); **39**, 1516 (1975), *Solid State Commun.* **12**, 951 (1973).
35. П. И. Хаджи, *Кинетика рекомбинационного излучения экситонов и биэкситонов в полупроводниках*, Штиинца, Кишинев (1977).
36. П. И. Хаджи, А. В. Коровай, КЭ **32**, 711 (2002).