

# Нелинейное взаимодействие УКИ света с тонкой пленкой полупроводника в условиях двухфотонной экситон-биэкситонной конверсии

А.В.Коровай, П.И.Хаджи

*Изучены закономерности пропускания УКИ резонансного лазерного излучения тонкой пленкой полупроводника при учете двухфотонного превращения экситонов в биэкситоны. Показано, что УКИ при пропускании преобразуются в еще более короткие уединенные импульсы либо в цуг импульсов, длительность которых в значительной степени определяется параметрами нелинейной среды.*

**Ключевые слова:** УКИ света, нелинейное взаимодействие, тонкие пленки, экситон-биэкситонная конверсия.

В последние годы большой интерес вызывают исследование физических свойств тонкопленочных структур, содержащих резонансные атомы [1–7]. В рамках простых моделей среды удалось предсказать ряд новых физических явлений. Исследование динамики прохождения УКИ лазерного излучения через резонансные тонкопленочные структуры представляет большой интерес с точки зрения поиска перспективных элементов для сверхбыстрой обработки информации. В [8, 9] исследованы особенности пропускания и отражения УКИ лазерного излучения тонкими пленками полупроводника (ТПП) в экситонной области спектра. Отметим также, что взаимодействие ТПП со светом изучено и в случае двухфотонного возбуждения системы двух- и трехуровневых атомов [5] и биэкситонов из основного состояния кристалла [9].

В настоящей работе теоретически исследуется нестационарное нелинейное пропускание УКИ резонансного лазерного излучения ТПП в условиях двухфотонной оптической экситон-биэкситонной конверсии в области  $M$ -полосы излучательной рекомбинации биэкситонов [10]. Известно [10], что двухфотонное возбуждение биэкситонов и оптическая экситон-биэкситонная конверсия характеризуются гигантскими силами осциллятора, что может способствовать более яркому проявлению нелинейно-оптических эффектов.

Пусть на ТПП толщиной  $L$  порядка либо меньше длины волны света  $\lambda$  нормально падает УКИ монохроматического лазерного излучения с медленно меняющейся во времени огибающей напряженности электрического поля  $E_i(t)$  электромагнитной волны и частотой  $\omega$ . Длительность импульса  $T$  (по полувысоте) предполагается намного меньшей времени релаксации экситонов и биэкситонов, но намного большей периода осцилляций поля волны. Часть импульса, прошедшая через ТПП, изменяет ее оптические свойства и определенным образом влияет на прохождение остальной части падающего импульса, что приводит к существенной его деформации.

Задача состоит в определении формы прошедшего (отраженного) импульса при заданной форме падающего импульса. Ее решение проще всего получить, используя полуклассический подход. Фотоны проходящего импульса превращают экситоны в биэкситоны либо вызывают индуцированную излучательную рекомбинацию биэкситонов с образованием свободных экситонов благодаря двухфотонной экситон-биэкситонной конверсии.

Взаимодействие экситонов и биэкситонов со светом описывается гамильтонианом вида [10, 11]

$$\hat{H} = -\hbar\Psi(a^+bE^-E^- + b^+aE^+E^+), \quad (1)$$

где  $\Psi$  – константа двухфотонного взаимодействия;  $a$  ( $b$ ) – амплитуда экситонной (биэкситонной) волны поляризации среды;  $E^+$  ( $E^-$ ) – положительно(отрицательно)-частотная компонента поля волны; знак «+» у  $a$  и  $b$  означает эрмитово сопряжение. Отметим, что гамильтониан (1) использовался ранее [11] при исследовании особенностей двухфотонной лазерной генерации в области  $M$ -полосы, которая была предсказана Хакеном [12]. Далее будем считать состояния экситонов, биэкситонов и фотонов макрозаполненными. Поскольку оптическая экситон-биэкситонная конверсия характеризуется гигантской силой осциллятора, то возможно наблюдение нелинейно-оптических эффектов при умеренных интенсивностях возбуждающего излучения. В связи с этим нет необходимости учитывать штарковский сдвиг экситонов и биэкситонов.

Используя (1), легко получить гейзенберговские уравнения для разности населенностей  $\rho = N - n$  и амплитуды перехода  $Q^+ = a^+b$ , где  $N$  и  $n$  – концентрации биэкситонов и экситонов соответственно:

$$i\dot{\rho} = 2\Psi(Q^+E^-E^- - Q^-E^+E^+), \quad (2)$$

$$i\dot{Q}^+ = \Psi\rho E^+E^+. \quad (3)$$

Уравнения (2), (3) получены для случая точного резонанса  $2\omega = \Omega_0 - \omega_0$ , где  $\Omega_0$  и  $\omega_0$  – собственные частоты биэкситонного и экситонного состояний соответственно. Следуя [6, 7], из условий сохранения тангенциальных компонент полей на границе раздела кристалл–вакуум с учетом поляризации среды легко получить электродинамическое соотношение вида

$$t_0 \frac{\partial E^+}{\partial t} + E^+ = \mathcal{E}_i + i\alpha Q^+ E^+, \tag{4}$$

где  $\alpha = 8\pi\hbar\omega\Psi L/c$ ;  $t_0 = \bar{n}L/c$ ;  $\bar{n}$  – линейный показатель преломления среды.

Предположим, что до поступления импульса в пленку в ней была создана отличная от нуля концентрация экситонов с плотностью  $n_0$ . Полагая, что огибающая поля падающего импульса  $\mathcal{E}_i(t)$  является действительной функцией времени, представим амплитуду перехода  $Q^+$  и поле в пленке  $E^+$  (равное огибающей прошедшего поля) в виде суммы действительной и мнимой частей:  $Q^+ = u + iv$  и  $E^+(t) = \mathcal{E}(t) + iF(t)$ . Тогда в условиях точного резонанса из (2)–(4) получаем, что  $u(t) = 0$  и  $F(t) = 0$  в любой момент времени. Следовательно, огибающая  $\mathcal{E}(t)$  прошедшего импульса не содержит фазовой модуляции.

После этого уравнения (2)–(4) упрощаются и принимают вид

$$\dot{v} = -\Psi\rho\mathcal{E}^2, \tag{5}$$

$$\dot{\rho} = 4\Psi v\mathcal{E}^2, \tag{6}$$

$$t_0\dot{\mathcal{E}} + \mathcal{E} = \mathcal{E}_i - \alpha v\mathcal{E}. \tag{7}$$

Вводя нормированные величины

$$y = \frac{v}{n_0}, \quad r = \frac{\rho}{n_0}, \quad \mathcal{E}_i(t) = \mathcal{E}_0 F(t), \quad f = \frac{\mathcal{E}}{\mathcal{E}_0}, \tag{8}$$

$$\tau = \frac{t}{\tau_0}, \quad \tau_0^{-1} = \Psi\mathcal{E}_0^2, \quad s = \frac{t_0}{\tau_0},$$

где  $\mathcal{E}_0$  – амплитуда падающего прямоугольного импульса либо пиковая огибающая падающего гауссова импульса, приходим к системе нелинейных уравнений

$$\frac{dy}{d\tau} = -2rf^2, \tag{9}$$

$$\frac{dr}{d\tau} = 2yf^2, \tag{10}$$

$$s \frac{df}{d\tau} = F(\tau) - (1 + \beta y)f \tag{11}$$

(где  $\beta = \alpha n_0$ ) с начальными условиями

$$y|_{\tau=-\infty} = f|_{\tau=-\infty} = 0, \quad r|_{\tau=-\infty} = -1. \tag{12}$$

Из (8) следует, что характерное время  $\tau_0$  реакции пленки на внешнее излучение обратно пропорционально квадрату амплитуды  $\mathcal{E}_0$  падающего импульса. Этот результат был получен ранее [9] при исследовании нестационарного пропускания ТПП в условиях двухфотонного возбуждения бикситонов из основного состояния кристалла.

Из (9), (10) легко получить следующий интеграл движения:

$$r^2 + y^2 = 1. \tag{13}$$

Это наводит на мысль ввести соотношениями

$$y = \sin \varphi, \quad r = -\cos \varphi \tag{14}$$

новую функцию  $\varphi$  с начальным условием  $\varphi|_{\tau=-\infty} = 0$ . Тогда система (9), (10) приведет к более простому виду

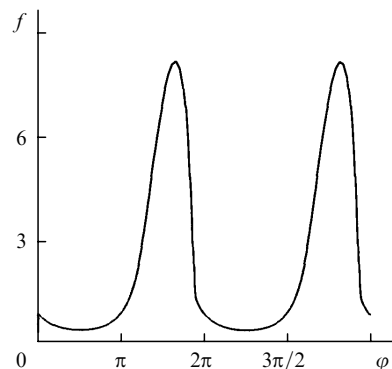


Рис.1. Фазовая траектория системы уравнений (15), (16) при  $\beta = 1$ ,  $s = 0.002$ .

$$s\dot{f} = F(\tau) - (1 + \beta \sin \varphi)f, \tag{15}$$

$$\dot{\varphi} = 2f^2. \tag{16}$$

Из (15), (16) видно, что изменение  $\varphi$  на  $2\pi k$  ( $k=1, 2, \dots$ ) не меняет вида уравнений. Следовательно, фазовая траектория системы (15), (16) в плоскости  $f, \varphi$  является периодической функцией  $\varphi$  с периодом  $2\pi$  для прямоугольного импульса (рис.1). В свою очередь систему (15), (16) можно представить также в виде интегродифференциального уравнения

$$s\dot{f} = F(\tau) - f \left\{ 1 + \beta \sin \left[ 2 \int_0^\tau f^2(\tau') d\tau' \right] \right\}. \tag{17}$$

Таким образом, скорость изменения амплитуды  $f$  проходящего импульса определяется формой огибающей падающего импульса и самой амплитудой проходящего импульса.

Рассмотрим особенности пропускания ТПП при падении на нее УКИ прямоугольной формы с амплитудой  $\mathcal{E}_0$ , т. е.  $F(\tau) = 1$ . Проекция фазовых траекторий системы (9)–(11) на плоскость  $f, r$  после некоторой переходной стадии выходит на предельный цикл, параметры которого определяются константами  $s$  и  $\beta$  (рис.2). Таким образом, следует ожидать, что временная эволюция проходящего импульса при падении на ТПП прямоугольного импульса будет представлять собой режим самопulsesаций.

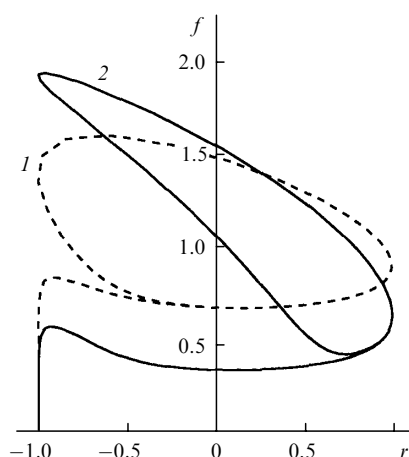


Рис.2. Предельный цикл системы уравнений (9)–(11) при  $s = 0.2$ ,  $\beta = 0.5$  (1) и  $s = 1$ ,  $\beta = 2$  (2).

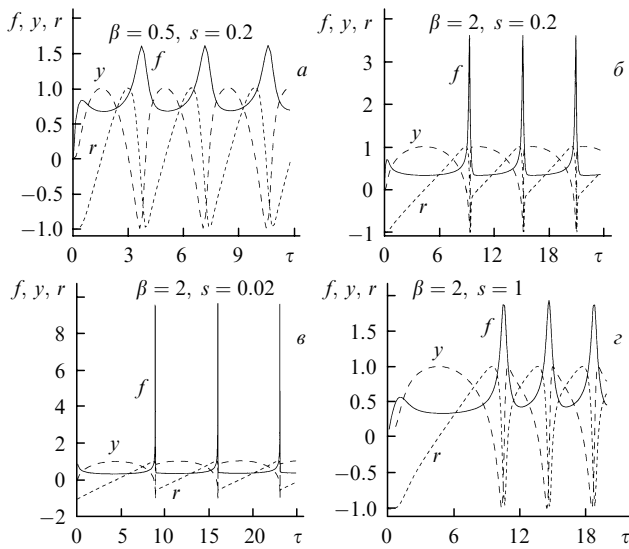


Рис.3. Временная эволюция амплитуды проходящего через ТПП импульса  $f$ , поляризации среды  $y$  и разности населенностей  $r$  при падении на ТПП прямоугольного импульса с  $F(\tau) = 1$  при разных  $\beta$  и  $s$ .

На рис.3 представлены результаты численного интегрирования системы уравнений (9)–(11) при разных значениях параметров  $s$  и  $\beta$  и  $F(\tau) = 1$ . Видно, что после некоторой переходной стадии, длительность которой определяется параметрами  $s$ ,  $\beta$  и  $\epsilon_0$ , система переходит в устойчивый пиковый режим пропускания. Глубина модуляции проходящего импульса, а также амплитуды и длительности пиков и их скважность определяются параметрами  $s$  и  $\beta$ . При исчезающе малом параметре  $s$  (рис.3,в) в переходной стадии имеет место «летаргическая» эволюция поля проходящего импульса, а затем в некоторый момент времени формируется ультракороткий пикоч большой амплитуды. При этом длительности пучков на один или два порядка меньше их периода.

С ростом параметра  $s$  (при фиксированном  $\beta$ ) происходит уширение пиков, уменьшение их амплитуды и периода, а также увеличение фона, над которым формируются пички. Рост параметра  $\beta$  при фиксированном  $s$  также приводит к уменьшению длительности генерируемых пиков. Начало формирования каждого пичка приходится на момент времени, когда инверсия достигает максимума, в результате происходит быстрый сброс инверсии до минимума и формирование ультракороткого пичка. В момент времени, когда амплитуда поля проходящего пичка максимальна, инверсия равна нулю. При этом поляризация среды также периодически изменяется. Таким образом, ТПП может функционировать как эффективный преобразователь короткого прямоугольного импульса в цуг еще более коротких импульсов.

На рис.4 представлены результаты численного интегрирования системы (9)–(11) в случае, когда на ТПП падает короткий гауссов импульс с огибающей  $F(\tau) = \exp(-\tau^2/T^2)$ . Если длительность  $T$  падающего импуль-

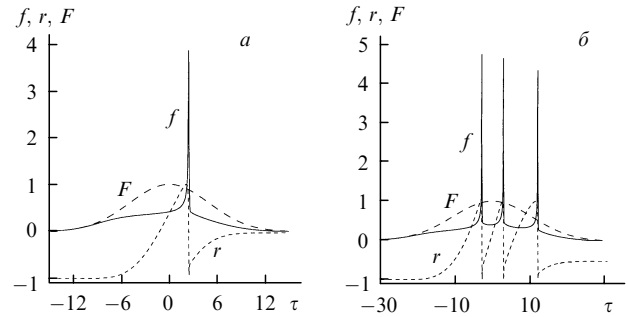


Рис.4. Временная эволюция амплитуды проходящего через ТПП импульса  $f$  и разности населенностей  $r$  при падении на ТПП гауссова импульса с  $F(\tau) = \exp(-\tau^2/T^2)$  с длительностями  $T = 7$  (а) и  $15$  (б) при  $\beta = 3$ ,  $s = 0.05$ .

са достаточно мала, то ТПП практически полностью его отражает. При некоторой критической длительности возможна генерация уединенного УКИ (пичка), длительность которого на порядок меньше длительности падающего импульса, а амплитуда в несколько раз превышает амплитуду падающего импульса. Из рис.4 видно, что узкий пичок генерируется в тот момент, когда инверсия среды максимальна. С ростом длительности падающего импульса возможно увеличение числа генерируемых пичков, прошедших ТПП (рис.4,б). Отсюда снова можно сделать вывод, что УКИ, падающие на ТПП, могут преобразовываться в еще более короткие уединенные импульсы либо в цуг импульсов.

1. Рупасов В.И., Юдсон В.И. *Квантовая электроника*, **9**, 2179 (1982); *ЖЭТФ*, **93**, 494 (1987).
2. Самсон А.М., Логвин Ю.А., Туровец С.И. *Квантовая электроника*, **17**, 1223 (1990).
3. Башаров А.М., Маймистов А.И., Манькин Э.А. *ЖЭТФ*, **97**, 1530 (1990).
4. Benedict V.M., Trifonov E.D. *Phys.Rev.A*, **38**, 2854 (1988).
5. Захаров С.М., Манькин Э.А. *ЖЭТФ*, **95**, 800 (1989).
6. Захаров С.М. *ЖЭТФ*, **108**, 829 (1995).
7. Горячев В.А., Захаров С.М. *Квантовая электроника*, **24**, 251 (1997).
8. Хаджи П.И., Гайван С.Л. *Квантовая электроника*, **23**, 451 (1996).
9. Хаджи П.И., Гайван С.Л. *Квантовая электроника*, **22**, 929 (1995); *ЖЭТФ*, **108**, 1831 (1995).
10. Хаджи П.И. *Кинетика рекомбинационного излучения экситонов и биэкситонов в полупроводниках* (Кишинев, Штиинца, 1977).
11. Ротару А.Х., Залож В.А. *Оптическая самоорганизация экситонов и биэкситонов в полупроводниках* (Кишинев, Штиинца, 1990).
12. Wang Z.C., Haken H. *Zs.Phys. B*, **55**, 361 (1984); *Zs.Phys. B*, **56**, 77 (1984); *Zs.Phys. B*, **56**, 83 (1984).

**AV.Korovai, P.I.Khadzhi. Nonlinear interaction of ultrashort light pulses with a thin semiconductor film under conditions of two-photon exciton-biexciton conversion.**

Specific features of the transmission of ultrashort resonant laser pulses by a thin semiconductor film are studied taking into account the two-photon exciton-biexciton conversion. It is shown that ultrashort pulses are transformed into shorter solitary pulses or a train of pulses whose duration is determined to a large extent by parameters of a nonlinear medium.