

ПРОПУСКАНИЕ ФАЗОВО-МОДУЛИРОВАННЫХ УКИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ТОНКОЙ ПЛЁНКОЙ ПОЛУПРОВОДНИКА В ЭКСИТОННОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА И ОПТИЧЕСКИЙ АНАЛОГ ФЕШБАХ–РЕЗОНАНСА

П.И. Хаджи, И.В. Белоусов, А.В. Коровай, Д.А. Марков, О.В. Коровай

Институт прикладной физики, Академия наук Молдовы, Кишинев, 2028, Молдова
Государственный университет, Тирасполь, 3300MD, Молдова
fmf_nokr@spsu.ru

Abstract: *A theoretical and numerical analysis of the transmission of phase-modulated laser pulses through a thin film with excitonic nonlinearity is performed. It is shown that, by choosing the modulation law, one can efficiently control the optical nonlinearity of the film down to the inversion of the sign of nonlinearity.*

Ключевые слова: *терагерцовое излучение, экситон.*

1. Введение

Уникальные оптические свойства тонких полупроводниковых плёнок (ТПП) вызывают повышенный интерес с точки зрения больших перспектив их практического применения. Нелинейная связь между полем распространяющейся через ТПП электромагнитной волны и поляризацией среды приводит к различным нелинейно–оптическим эффектам как при стационарном, так и при нестационарном возбуждении. В частности, ТПП обладает бистабильным пропусканием и отражением лазерного излучения даже в отсутствие дополнительных устройств. Особенности нестационарного пропускания ультракоротких импульсов (УКИ) лазерного излучения тонкой плёнкой, состоящей из двух– и трёхуровневых атомов, изучались в [1–3]. Ряд интересных результатов был получен при исследовании пропускания ТПП при учёте эффектов экситон–фотонного взаимодействия, эффекта насыщения дипольного момента экситонного перехода, оптической экситон–биэкситонной конверсии, одно– и двухимпульсного двухфотонного возбуждения биэкситонов из основного состояния кристалла [4–8]. Были предсказаны новые возможности сверхбыстрого управления пропусканием (отражением) ТПП, которые могут найти своё практическое применение в устройствах оптической обработки, хранения и передачи информации. Поэтому дальнейшее исследование особенностей пропускания (отражения) ТПП в экситонной области спектра при высоких уровнях возбуждения является актуальной задачей.

II. Основные уравнения

Ниже представлены основные результаты теоретического исследования нелинейного пропускания фазово–модулированного УКИ резонансного лазерного излучения ТПП в экситонной области спектра при больших уровнях возбуждения кристалла, когда актуальными оказываются упругие экситон–экситонные столкновения. Толщина плёнки L предполагается на много меньшей длины световой волны λ , но намного большей радиуса основного состояния экситона a_0 . Процесс пропускания ТПП рассматривается с учётом экситон–фотонного и упругого экситон–экситонного взаимодействий. Считаем, что в

кристалле имеется только одна макрозаполненная мода когерентных экситонов и фотонов. Используется полуклассический подход, при котором среда описывается гайзенберговским (материальным) уравнением для амплитуды экситонной волны поляризации, а поле – системой уравнений Максвелла. При этом мы используем уравнение Л.В. Келдыша [9] для амплитуды a экситонной волны:

$$i\hbar\dot{a} = -\hbar(\Delta + ig)a + g|a|^2 a - \frac{d_{ex}}{\sqrt{v_0}} E^+, \quad (1)$$

где $\Delta = w - w_0$ – расстройка резонанса для частоты w электромагнитной волны относительно частоты w_0 экситонного перехода, g – константа затухания экситонов, g – константа упругого экситон–экситонного взаимодействия, d_{ex} – дипольный момент экситонного перехода из основного состояния кристалла, v_0 – объём элементарной ячейки кристалла, E^+ – положительно–частотная компонента электрического поля электромагнитной волны, распространяющейся в плёнке. Параметры d_{ex} и g , содержащиеся в (1), определяются выражениями:

$$d_{ex} = (e_0 v_0 \hbar w_{LT} / 4p)^{1/2}, \quad g = (26/3)pI_{1s}a_0^3,$$

где e_0 – фоновая диэлектрическая постоянная, w_{LT} и I_{1s} – частота продольно–поперечного расщепления и энергия связи экситона соответственно. Уравнение (1) для объёмного кристалла соответствует приближению среднего поля, применимость которого обоснована в [9,10]. Следуя [1–8], из граничных условий сохранения тангенциальных компонент полей распространяющегося импульса можно получить соотношение, связывающее поля падающего E_i , прошедшего E_t и отражённого E_r импульсов и амплитуду a экситонной волны поляризации в виде:

$$E_t^+ = E_i + i \frac{2pwL}{c} \frac{d_{ex}}{v_0} a, \quad E_t^+ = E_i + E_r^+, \quad (2)$$

где L – толщина плёнки, c – скорость света в вакууме. В (1)–(2) макроскопические амплитуды представлялись в виде произведений медленно меняющихся во времени огибающих и быстро осциллирующих экспонент $\exp(-i\omega t)$ с частотой w . Вводя нормированные величины

$$t = tt_0, \quad d = \Delta t_0, \quad \Gamma = gt_0, \quad a = A/\sqrt{n_0}, \quad E_{t,r}^+ = E_{eff}^+ F_{t,r}^+, \quad E_i = E_{eff} F_i,$$

где характерный временной параметр отклика плёнки t_0 , эффективное поле E_{eff} и плотность n_0 определяются выражениями

$$t_0^{-1} = 2pwLd_{ex}^2 / (c\hbar v_0), \quad n_0 = \hbar / (gt_0), \quad E_{eff} = \hbar \sqrt{n_0 v_0} / (d_{ex} t_0),$$

уравнения (1)–(2) можно представить в виде

$$i \frac{dA}{dt} = -(d + i(1 + \Gamma))A + |A|^2 A - F_i, \quad (3)$$

$$F_t^+ = F_i + iA, \quad F_t^+ = F_i + F_r^+, \quad (4)$$

Из (3) видно, что наряду со слагаемым $-i\Gamma A$, описывающим затухание экситонного состояния в кристалле, появилось также слагаемое $-iA$, которое также ответственно за затухание. Это обусловлено тем, что ТПП является открытой системой и выход излучения через границы раздела плёнки представляет собой дополнительный диссипативный механизм эволюции. Константа этого затухания равна t_0^{-1} и зависит от толщины плёнки и дипольного момента экситонного перехода.

Оценим значения параметров для плёнки CdS толщиной $L = 10^{-6}$ см, используя $\epsilon_0 = 9,3$, $\nu_0 = 1,25 \cdot 10^{-22}$ см³, $a_0 = 2,8$ нм, $\hbar\omega_{LT} = 1,9$ мэВ, $I_{1s} = 29$ мэВ, $g = 10^{11}$ с⁻¹ [11–15]. Тогда получим $\Gamma = 5,7 \cdot 10^{-2}$, $d_{ex} = 0,53 \cdot 10^{-18} (\text{эрг} \cdot \text{см}^3)^{1/2}$, $g = 2,8 \cdot 10^{-32}$ эрг \cdot см³, $t_0 = 5,7 \cdot 10^{-13}$ с, $n_0 = 6,3 \cdot 10^{16}$ см⁻³, $E_{eff} = 2,8 \cdot 10^3$ В/см, что соответствует интенсивности 10^3 Вт/см².

Пусть на ТПП нормально падает фазово-модулированный импульс (импульс с чирпингом) вида $F_i = F_0 \exp(-iy)$, где функция y описывает фазовую модуляцию. Решения уравнений (3)–(4) также являются фазово-модулированными и их следует искать в виде: $A = B \exp(-iy)$, $F_t = f_t \exp(-iy)$, где $B(t)$ и $f(t)$ – новые комплексные амплитуды экситонной волны и прошедшего через пленку поля. Будем называть чирпинг самосогласованным в том смысле, что скорость изменения фазы y определяется амплитудой экситонной волны поляризации. Считая чирпинг самосогласованным, выберем его в виде:

$$y = a \int_{-\infty}^t |B(t')|^2 dt', \quad (5)$$

где a – параметр чирпинга. В этом случае уравнение (3) приводится к виду

$$i\dot{B} = -(d + i(1 + \Gamma))B + (1 - a)|B|^2 B - F_0. \quad (6)$$

По виду уравнения (6) и (3) одинаковы. Уравнение (3) описывает эволюцию экситонов с константой упругого экситон-экситонного взаимодействия g под действием фазово-модулированного УКИ F_i . Уравнение (6) описывает эволюцию экситонов с эффективной константой упругого межэкситонного взаимодействия $g(1 - a)$ под действием УКИ с амплитудой F_0 , не содержащей фазовую модуляцию. Таким образом, формальное преобразование уравнения (3), снимающее фазовый экспоненциальный множитель, ответственный за чирпинг, переводит основное эволюционное уравнение для амплитуды экситонной волны в уравнение без чирпинга, но с эффективной (перенормированной) константой упругого экситон-экситонного взаимодействия. Если в (6) положить $a = 0$, то мы приходим к известному эволюционному уравнению без чирпинга [9]. Параметр чирпинга a является внешним параметром и экспериментально может быть выбран различным по величине. Если $a = 1$, то слагаемое $|B|^2 B$ исчезает и уравнение (6) становится линейным, для которого хорошо известно аналитическое решение. Этот результат интересен тем, что он указывает на принципиальную возможность фазового управления эволюцией экситонной системы в ТПП путем выбора величины параметра чирпинга a . Самосогласованный чирпинг падающего импульса постоянно «отслеживает» концентрационное смещение экситонного уровня благодаря упругому экситон-экситонному взаимодействию и своей фазой (переменной частотой $\Omega = \dot{y}$) точно компенсирует это смещение. Из (6) видно, что при $a = 1$ смещения частот из-за экситон-экситонного взаимодействия и чирпинга равны по величине и направлены в противоположные стороны и в каждый момент времени компенсируют друг друга. Отсюда можно сделать вывод, что при $a = 1$ нелинейно-оптические явления, обусловленные упругим экситон-экситонным взаимодействием, наблюдаться не будут. Таким образом, при больших уровнях возбуждения ТПП, когда экситон-экситонное взаимодействие должно было бы приводить к существенной нелинейности процесса взаимодействия света с экситонами и когда возможны были бы эффекты оптической бистабильности, самоотражения и др., оказывается, что система

экситонов под действием мощного импульса с самосогласованным чирпингом становится физически линейной системой.

Если $0 < a < 1$, то имеет место только частичная компенсация обоих смещений, что эффективно воспринимается как ослабление экситон-экситонного взаимодействия. В этом случае сохраняется возможность проявления различных нелинейно-оптических эффектов, обусловленных упругим экситон-экситонным взаимодействием.

Интересным является случай $a > 1$. Это соответствует такой самосогласованной перенормировке энергетического спектра, при которой эффективная константа упругого экситон-экситонного взаимодействия $g^* = g(1 - a)$ оказывается отрицательной. Это означает, что смещение экситонного уровня вниз из-за чирпинга больше его смещения вверх из-за экситон-экситонного взаимодействия. Отметим, что отрицательная константа экситон-экситонного взаимодействия соответствует притяжению между экситонами. Таким образом, самосогласованный чирпинг может приводить к изменению величины и знака эффективной константы межэкситонного взаимодействия. Из атомной физики и физики бозе-эйнштейновской конденсации хорошо известно аналогичное явление, которое называется эффектом Фешбаха. Оказывается, что под действием магнитного поля происходит перенормировка спектра атомов и даже изменение величины знака константы межатомного взаимодействия [16-18]. Поэтому рассматриваемый нами эффект можно назвать оптическим аналогом резонанса Фешбаха: магнитное поле заменяется электрическим полем электромагнитной волны с чирпингом.

Наконец, если $a < 0$, то имеет место сложение обоих смещений, что эффективно воспринимается как усиление экситон-экситонного взаимодействия.

Таким образом, один и тот же импульс с одной и той же формой и амплитудой совершенно по-разному будет распространяться в ТПП при наличии самосогласованной фазовой модуляции и в отсутствие её.

Обсудим теперь особенности нестационарного пропускания ТПП, полагая, что в начальный момент времени кристалл находился в основном состоянии. Пусть на ТПП падает гауссовский импульс с огибающей $F_0 \exp(-t^2/T^2)$, где F_0 – амплитуда а T – полуширина импульса, и с самосогласованным чирпингом. На рис.1 представлена временная эволюция плотности экситонов z , самосогласованной фазы y падающего импульса и амплитуды F , проходящего через ТПП импульса при различных значениях параметра чирпинга a и расстройки резонанса $d = 5$. Отметим, что в стационарном режиме при $d = 5$ имеет место гистерезисное пропускание ТПП. Частота модуляции падающего импульса $\Omega = a z$, т.е. определяется концентрацией экситонов. Из рис. 1 видно, что форма проходящего через ТПП импульса существенно отличается от формы падающего. При $a < 1$ наблюдаются осцилляции плотности экситонов и амплитуды проходящего импульса. При малых амплитудах F_0 падающего импульса наблюдается сдвиг максимума проходящего импульса относительно падающего. С ростом F_0 форма пика проходящего импульса существенно искажается, возникает крутой задний хвост и дополнительные максимумы, число и амплитуды которых увеличиваются. Еще более заметные пиковые структуры наблюдаются во временной эволюции плотности экситонов.

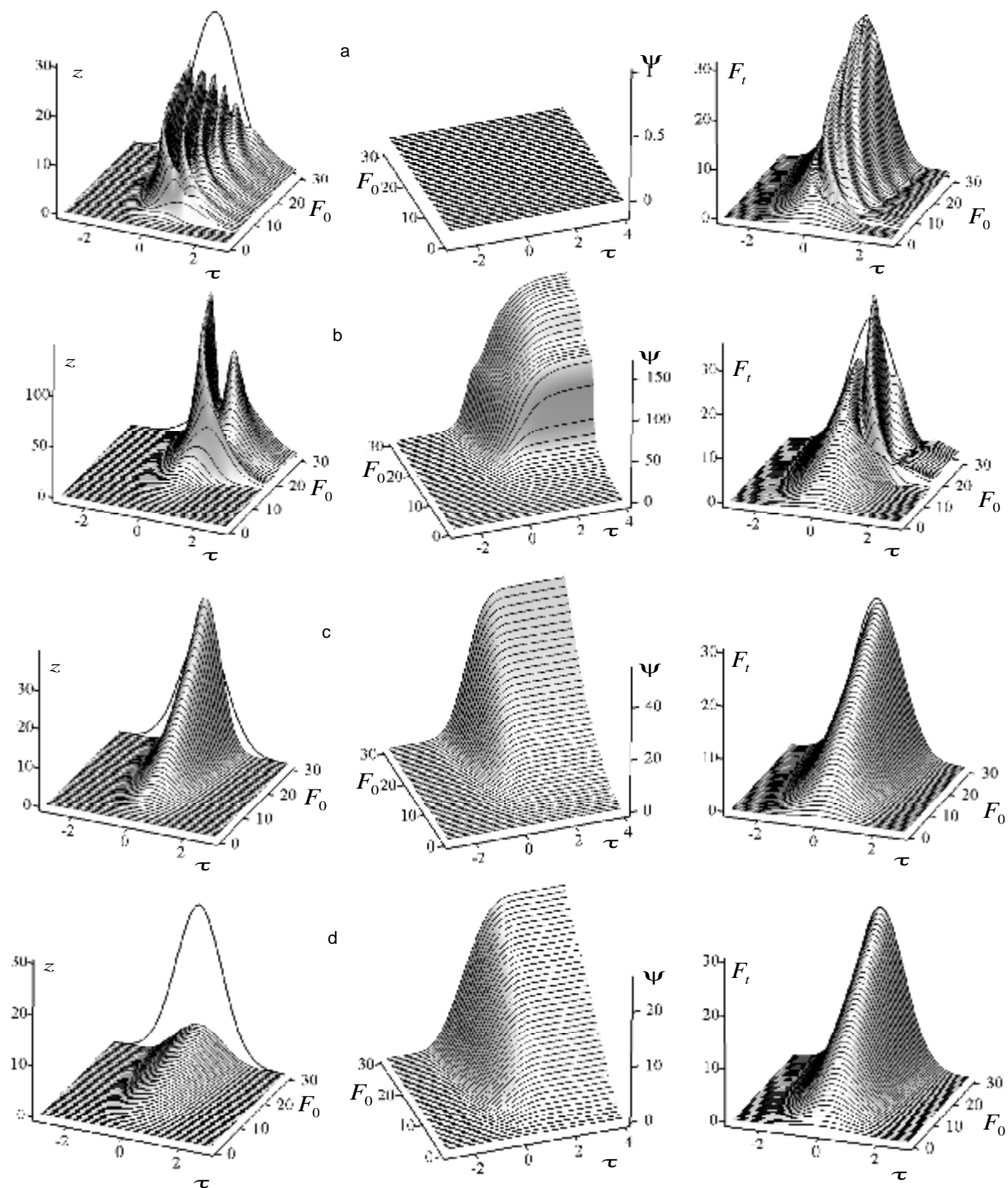


Рис.1. Временная эволюция плотности экситонов z , самосогласованной фазы ψ падающего импульса и амплитуды F_t проходящего через ТПП импульса при значении расстройки резонанса $d = 5$ и полуширины падающего гауссовского импульса $T = 1.14$ и различных значениях параметра чирпинга a : а) 0; б) 0.9; в) 1; д) 2.

Что касается фазы падающего импульса, то она монотонно растет со временем, напоминая по виду логистическую кривую: на переднем и заднем хвостах падающего импульса рост фазы медленный, а в окрестности пика падающего импульса скорость роста фазы резко увеличивается и наблюдается дополнительная структура в виде крутых ступенек.

Возникновение ступенек коррелирует с возникновением новых пиков колебаний плотности экситонов. С ростом параметра чирпинга a число пиков проходящего импульса убывает. Видно, что пики выталкиваются в область больших амплитуд F_0 падающего импульса. При $a = 1$ полностью исчезает многопиковая структура плотности экситонов и амплитуды проходящего импульса и наблюдается линейное пропускание с монотонным изменением фазы. При $a > 1$ эволюция плотности экситонов подавлена, фаза падающего импульса монотонно растёт, а проходящий импульс практически не имеет особенностей.

III. Заключение

Таким образом, пропускание фазово-модулированных УКИ тонкой плёнкой характеризуется существенным изменением силы упругого экситон-экситонного взаимодействия. При определённом значении параметров фазовой модуляции падающего импульса возможна ситуация, что упругое экситон-экситонное взаимодействие вообще не будет наблюдаться, так как динамическое концентрационное смещение экситонного уровня точно компенсируется мгновенной частотой модуляции.

IV. Библиография

1. В. И. Рупасов, В. И. Юдсон. **9**, №11, 2179 (1982).; ЖЭТФ, **93**, №2(8), 494 (1987).
2. С. М. Захаров, Э. А. Манькин, Поверхность, №2, 137(1988); №7,68(1989); ЖЭТФ. **95**, 800(1989); **95**,1053(1994).
3. Ю. А. Логвин, А. М. Самсон, С. И. Туровец, Квантовая электроника. **17**, 1223(1990).
4. П. И. Хаджи, С. Л. Гайван, ЖЭТФ **108**, 1831(1995); Квантовая электроника **22**, 929(1995); **23**, 837(1996); **24**, 532(1997).
5. П. И. Хаджи Л.В. Федоров, ЖЭТФ, **70**, 65(2000).
6. П. И. Хаджи А.В. Коровай, Квантовая электроника. **32**, 711 (2002), Перспективные материалы, **5**, 37 (2003).
7. П. И. Хаджи, А.В. Коровай Д.А. Марков, Датчики и системы, **12**, 47 (2004), Mold. J. Phys. Sci., **4**, 408 (2005).
8. P.I. Khadzhi, A.V. Corovai, D.A. Markov and V.A. Lichman, Proceedings of SPIE, ICONO, vol. **6259**, 62590M.1-9 (2006).
9. Л.В. Келдыш, в сб. *Проблемы теоретической физики*, М, Наука, 1972, р.433.
10. Ю. И Балкарей, А.С. Коган. Письма в ЖЭТФ, **57**, 277(1993).
11. S.A. Moskalenko and D.W. Snoke. *Bose–Einstein condensation of excitons and biexcitons and coherent nonlinear optics with excitons*, Cambridge Univ. Press.,2000
12. Ж. Панков, *Оптические процессы в полупроводниках*, Москва, Мир, 1973.
13. И.Г. Литовченко и др., ФТП, **36**, 447(2002).
14. *Экситоны*, под ред. Е.И. Рашба, М.Д. Стурге, Москва, Наука, 1985.
15. М.С. Бродин, Е.Н. Мясников, С.В. Марисова. *Поляритоны в кристаллооптике*, Киев, Наукова думка, 1984.
16. Л.П. Питаевский, УФН, 176, 345 (2006).
17. T. Köhler, K. Goral, Rev.Mod.Phys., 78, 1311 (2006).
18. P. Pellegrini, M. Gacesa, R. Côté, Phys.Rev.Lett., 101, 053201 (2008).