

Пропускание ультракоротких импульсов лазерного излучения тонкой пленкой полупроводника в условиях возбуждения экситонов и биэкситонов

А.В. Коровай, А.Г. Мангир

Приднестровский государственный университет им.
Т.Г. Шевченко
fmf_nokr@spsu.ru

П.И. Хаджи

Институт прикладной физики АН Молдова
Кишинев, Молдова

Рассмотрена задача нестационарного пропускания двух падающих на тонкую пленку ультракоротких импульсов лазерного излучения. Один из падающих импульсов находится в резонансе с двухфотонным переходом из основного состояния кристалла в биэкситонное, тогда как другой когерентно смешивает экситонное и биэкситонное состояния. Исследовано влияние амплитуд и ширины падающих импульсов на особенности их пропускания пленкой. Предсказан эффект существенной временной задержки в генерации проходящего через пленку импульса относительно падающего. 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.

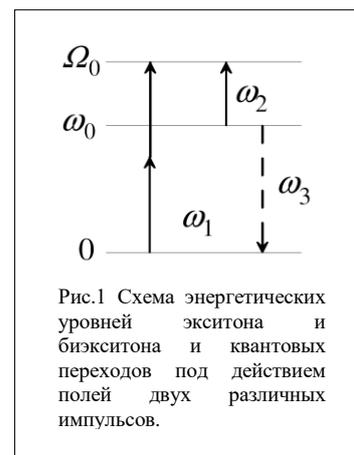
I. ВВЕДЕНИЕ.

Наиболее яркие нелинейно-оптические явления в системе когерентных экситонов и биэкситонов в полупроводниках исследовались обычно в модели бесконечно протяженной среды (см. [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 проходящего через тонкую пленку полупроводника (ТПП) электромагнитной волны и поляризацией среды приводит к ряду интересных физических эффектов [5–19]. Оказалось, что падающий на ТПП ультракороткий импульс (УКИ) лазерного излучения существенно преобразуется при прохождении через пленку и отражении от нее. В течение характерного времени 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 цуг еще более коротких субимпульсов. Поэтому дальнейшее исследование нелинейно оптических свойств

ТПП является актуальной задачей, имеющей как чисто теоретический, так и прикладной интерес.

Ниже представлены результаты исследования закономерностей нестационарного пропускания 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.

II. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ.



Пусть на тонкую пленку кристалла CuCl с толщиной L , на много меньшей длины волны λ света, нормально падают два УКИ лазерного излучения с различными частотами и огибающими. 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 М-полосы (в области оптической экситон-биэкситонной конверсии) и когерентно смешивают экситонное и биэкситонное состояния (рис.1). 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 [1,2,20–22], этот процесс характеризуется гигантской силой осциллято-

ра. 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:

$$H = -\hbar\mu(b^+E_1^+E_1^+ + bE_1^-E_1^-) - \hbar\sigma(a^+bE_2^- + b^+aE_2^+) - \hbar g(a^+E_3^+ + aE_3^-), \quad (1)$$

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 М–полосы ($\omega_2 \cong \omega_M = \Omega_0 - \omega_0$, ω_M – частота перехода в области М–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 [1,2,20–22], μ – константа двухфотонного возбуждения биэкситонов из основного состояния кристалла [1,2,21,22], g – константа экситон–фотонного взаимодействия. Так как энергия связи биэкситона в кристалле CuCl достаточно велика (~30–40 mev), то фотоны с частотами ω_1 и ω_2 не могут возбуждать экситоны из основного состояния кристалла в силу большой расстройки резонанса. Таким образом, в отличие от [23], 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.

Используя (1), легко получить гайзенберговские 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 [5–15], легко получить три электродинамических уравнения в качестве граничных условий для амплитуд E_1^+ , E_2^+ и E_3^+ полей 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, $\alpha_1 = 2\pi\hbar\omega_1\mu L/c$, $\alpha_2 = 2\pi\hbar\omega_2 g L/c$, $\alpha_3 = 2\pi\hbar\omega_3 \sigma L/c$. 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

$$a = u + iv, \quad b = z + iw, \quad E_j^+ = E_j + iF_j, \quad (j = 1,2,3).$$

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

$$\tau = t/\tau_0, \quad y = \alpha_1 u, \quad x = \alpha_1 w, \quad \tau_0 = \alpha_1^2 (\alpha_2 \sigma)^{-1},$$

$$f_j = \sigma \tau_0 E_j, \quad f_3 = \sigma \tau_0 F_3, \quad f_{i,j} = \sigma \tau_0 E_{i,j}, \quad (j = 1,2),$$

$$\kappa = \frac{\omega_3}{\omega_2} \left(\frac{\alpha_1 g}{\sigma} \right), \quad \beta = \frac{\mu \alpha_1}{\sigma^2 \tau_0} = \frac{\mu}{\sigma} \frac{\alpha_2}{\alpha_1} = \frac{\omega_2}{\omega_1},$$

$$\gamma = \alpha_3 g \tau_0 = \frac{\omega_3}{\omega_2} \left(\frac{\alpha_1 g}{\sigma} \right)^2. \quad (13)$$

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

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

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

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

Уравнения (14)–(15) содержат три безразмерных параметра γ , β и κ и две нормированные амплитуды – внешние накачки f_{i1} и f_{i2} , которые являются функциями времени. Так как $\omega_1 - \omega_2 = 0.5 I_m / \hbar$, где I_m –

энергия связи биэкситона, то $\omega_1 \approx \omega_2$ и поэтому параметр β практически равен единице.

Из (14)–(15) следует, что если на ТПП падает 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 М–полосы не приводит к генерации экситонов и биэкситонов и, следовательно, этот импульс проходит через ТПП как через абсолютно прозрачную среду. Если же на ТПП падает только импульс $f_{i1}(\tau)$, а $f_{i2}(\tau) = 0$, то из (14)–(15) получаем

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

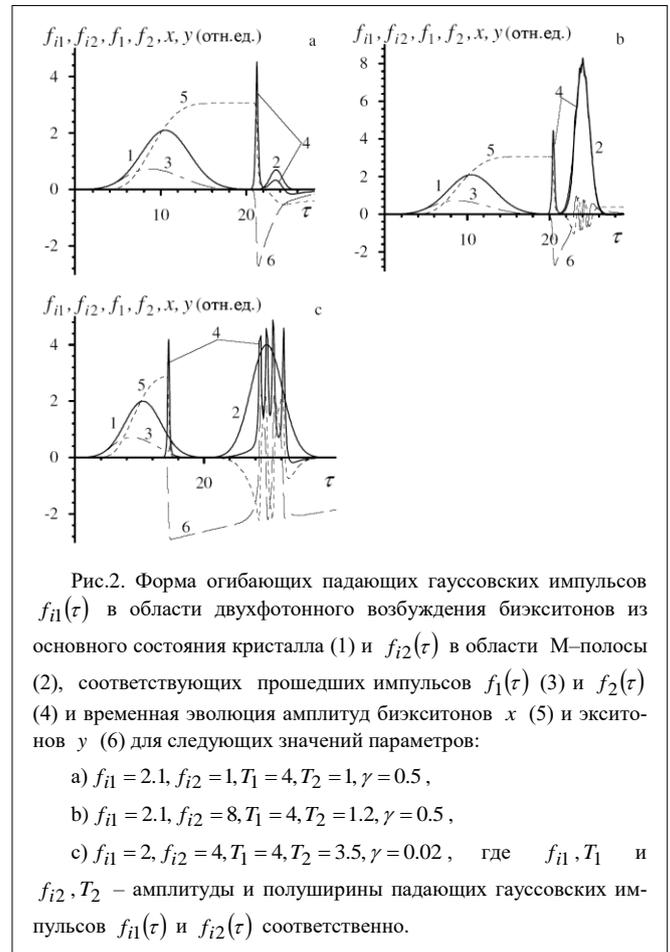
$$f_1(\tau) = f_{i1}(\tau) \left(3\beta \int_0^{\tau} f_{i1}^2(\tau') d\tau' + 1 \right)^{-1/3}.$$

В этом случае амплитуда проходящего импульса $f_1(\tau)$ быстро убывает со временем, т.е. пленка “закрывается” в пропускании и падающий импульс практически полностью отражается.

III. ПРОПУСКАНИЕ ДВУХ РАЗНЕСЕННЫХ ВО ВРЕМЕНИ ГАУССОВСКИХ ИМПУЛЬСОВ.

На рис.2 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. Из рис.7а видно, что импульс $f_{i1}(\tau)$ генерирует биэкситоны и выходящий импульс $f_1(\tau)$ 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 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.2b представлены аналогичные результаты, но для случая, когда амплитуда второго падающего импульса в несколько раз больше, чем на рис.2а. В этом случае не возникает второго импульса $f_2(\tau)$, как это было в [23]. Это происходит из-за того, что после излучения первого импульса появившиеся в результате этого эксито-

ны 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 прозрачное тело. Генерация второго импульса на частоте М–



полосы возможна при малых γ (рис.2с). 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 импульса создает экситонную поляризацию среды (которая потом исчезает из-за рекомбинации экситонов) и полностью отражается от пленки. Таким образом, реакция пленки на падение гауссовского импульса $f_{i2}(\tau)$ в области М–полосы существенно определяется параметром γ . Отметим, что при меньшей амплитуде импульса $f_{i2}(\tau)$ излучение на частоте этого импульса не проходит через пленку, оно полностью отражается от нее при малых γ и полностью проходит при больших γ .

IV. ПРОПУСКАНИЕ РАЗНЕСЕННЫХ ВО ВРЕМЕНИ ПРЯМОУГОЛЬНОГО И ГАУССОВСКОГО ИМПУЛЬСОВ.

Чрезвычайно интересным является пропускание импульсов в обратной последовательности их падения: сначала падает прямоугольный импульс $f_{i2}(\tau)$, а затем с некоторой задержкой гауссовский импульс $f_{i1}(\tau)$ (рис.3а). Время задержки порядка полуширины им-

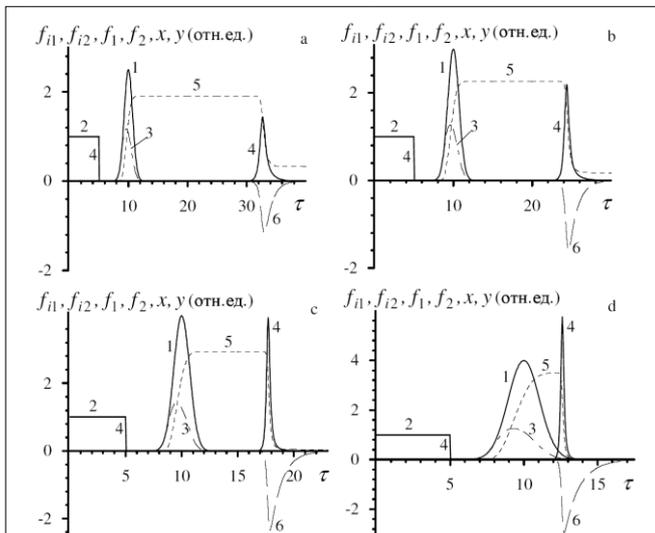


Рис.3. Форма огибающих падающих импульсов, гауссовского $f_{i1}(\tau)$ в области двухфотонного возбуждения биэкситонов из основного состояния кристалла (1) и прямоугольного $f_{i2}(\tau)$ в области М-полосы (2), соответствующих прошедших импульсов $f_{i1}(\tau)$ (3) и $f_{i2}(\tau)$ (4) и временная эволюция амплитуд биэкситонов x (5) и экситонов y (6) при $f_{i2}=1$, $\gamma=1$ и а) $f_{i1}=2.5$, $T=1$, б) $f_{i1}=3$, $T=1$, в) $f_{i1}=4$, $T=1$, д) $f_{i1}=4$, $T=1.5$, где f_{i1} и f_{i2} – амплитуды падающих гауссовского и прямоугольного импульсов соответственно, T – полуширина падающего гауссовского импульса.

пульсов. 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 среде 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 отсутствии 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. Однако с течением времени наступают условия для сброса обра-

зовавшейся инверсии в области М-полосы благодаря процессу экситон–биэкситонного индуцирования в отсутствии фотонов с частотой ω_2 и, как следствие, для генерации ультракороткого импульса на частоте ω_2 далеко на заднем хвосте импульса $f_{i1}(\tau)$. Из рис.3а 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. В течение длительного промежутка времени только плотность биэкситонов отлична от нуля и практически остается неизменной, после чего в некоторый момент времени возникают катастрофически быстрые изменения плотности биэкситонов и экситонов и амплитуды генерируемого поляризации среды вторичного излучения. Из рис.3а–3с 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 амплитуда и сокращается его длительность. При значительных амплитудах падающего импульса $f_{i1}(\tau)$ генерируемый импульс на частоте ω_2 может иметь амплитуду, превышающую амплитуду падающего импульса, причем его полуширина существенно уменьшается. Увеличение полуширины падающего 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.3д).

Что касается изменения амплитуды и полуширины падающего импульса $f_{i1}(\tau)$, 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 М-полосы.

Отметим, что увеличение времени задержки между падающими импульсами $f_{i2}(\tau)$ и $f_{i1}(\tau)$ может привести к тому, что летаргическая стадия существенно удлинится, так что второй импульс $f_{i2}(\tau)$ 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 падения 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 $N_0 = \left[\left(3\sqrt{\pi/2} \beta f_{i1}^2 T + 1 \right)^{1/3} - 1 \right]^2$. 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 $N = n + \gamma$, где N и n – нормированные (текущие) плотности квазичастиц. С другой стороны, из (14)–(16) следует, что после выключения обоих падающих импульсов эволюция системы экситонов и биэкситонов продолжается. При этом нормированные концентрации экситонов $n = y^2$ и биэкситонов $N = x^2$ связаны интегралом движения $N + n - \gamma \ln(N/N_0) = N_0 + n_0$, где N_0 и n_0 – нормированные концентрации экситонов и биэкситонов в момент выключения импульсов. Тогда можно определить плотности экситонов n и биэкситонов N . Полагая $n_0 = 0$, получаем трансцендентное уравнение для определения N : $2N - \gamma - \gamma \ln(N/N_0) = N_0$. Зная N и n , амплитуду $f_{2\max}$ можно определить по формуле $f_{2\max} = \sqrt{Nn}$.

Отсюда видно, что $f_{2\max}$ определяется двумя параметрами: N_0 и γ . В свою очередь, N_0 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 $f_{2\max}$ и тем короче летаргическая стадия.

V. ЗАКЛЮЧЕНИЕ.

Полученные результаты указывают на широкий спектр функциональных возможностей тонкой пленки в обработке ультракоротких оптических сигналов. Падение 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 тре-

тий 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. 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 отсутствии падающего.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] П.И.Хаджи, Нелинейные оптические процессы в системе экситонов и биэкситонов в полупроводниках, Штиинца, Кишинев (1985).
- [2] П.И. Хаджи, Г.Д. Шибаршина, А.Х. Ротару, Оптическая бистабильность в системе экситонов и биэкситонов в полупроводниках, Штиинца, Кишинев (1988).
- [3] S.A. Moskalenko, D.W. Snoko, Bose–Einstein condensation of excitons and biexcitons and coherent nonlinear optics with excitons, Cambridge University Press, (2000).
- [4] Semiconductor Quantum Optoelectronics. From Quantum Physics to Smart Devices. Edited by A. Miller, M. Ebrahimzadeh, 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, Квантовая электроника 9, 2179 (1982); ЖЭТФ 93, 494 (1987).
- [6] С.М. Захаров, Э.А. Маныкин, Поверхность №2, 137 (1988); №7, 68(1989); ЖЭТФ 95, 800 (1989); 105, 1053 (1994); Оптика и спектроскопия 63, 1069 (1987).
- [7] М.Г. Бенедикт, А.И. Зайцев, В.А. Малышев, Е.Д. Трифонов, Оптика и спектроскопия 68, 812 (1990).
- [8] А.М. Самсон, Ю.А. Логвин, С.И. Туровец, Квантовая электроника 17, 1223 (1990).
- [9] Э.А. Маныкин, А.М. Башаров, С.О. Елютин, С.М. Захаров и др., Изв. АН СССР, сер.физ. 53, 2350 (1987).
- [10] Ю.А. Логвин, А.М. Самсон, ЖЭТФ 102, 472 (1992).
- [11] В.А. Горячев, С.М. Захаров, Э.А. Маныкин, Изв. РАН, сер. физ. 63, 683 (1999).
- [12] П.И. Хаджи, С.Л. Гайван, Оптика и спектроскопия 81, 333 (1996); Изв. АН РМ, физ. и техн. №3, 45 (1996).
- [13] П.И. Хаджи, С.Л. Гайван, Квантовая электроника 22, 929 (1995); 23, 451 (1996); 23, 837 (1996); 23, 1009 (1996); 24, 532 (1997); ЖЭТФ 108, 1831 (1995); ФТТ 40, 932 (1998).
- [14] П.И. Хаджи, Д.В. Ткаченко, С.Л. Гайван, Квантовая электроника 27, 265 (1999).
- [15] П.И. Хаджи, А.М. Русанов, С.Л. Гайван, Квантовая электроника 27, 262 (1999).
- [16] П.И. Хаджи, Л.В. Федоров, ЖТФ 70, 65 (2000).
- [17] R. Shimano, M. Kuwata–Gonokami, Phys. Rev. Lett. 72, 530 (1994).
- [18] A.V. Corovai, P.I. Khadzhi, O.V. Korovai, D.V. Tkachenko, Moldavian J. Phys. Sci. 1, 152 (2002).
- [19] П.И. Хаджи, А.В. Коровай, Д.В. Ткаченко, ФТТ 44, 774 (2002)
- [20] А.А. Гоголин, Э.И. Рашба, Письма в ЖЭТФ 17, 690 (1973).
- [21] E. Hanamura J. Phys. Soc. Japan 39, 1506 (1975); 39, 1516(1975), Solid State Commun. 12, 951 (1973).
- [22] П.И. Хаджи, Кинетика рекомбинационного излучения экситонов и биэкситонов в полупроводниках, Штиинца, Кишинев (1977).
- [23] П.И. Хаджи, А.В. Коровай, Квантовая электроника 32, 711 (2002).