

УДК 535.33:621.374

Е. В. ТИМОЩЕНКО¹, В. А. ЮРЕВИЧ²**СВЕРХИЗЛУЧАТЕЛЬНАЯ ТРАНСФОРМАЦИЯ ОПТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ
ПРИ ОТРАЖЕНИИ ГРАНИЧНЫМ НЕЛИНЕЙНЫМ СЛОЕМ***(Представлено академиком А. М. Гончаренко)*¹Могилевский государственный университет им. А. Кулешова²Могилевский государственный университет продовольствия

Поступило 14.04.2010

Введение. В связи с разработкой систем эффективного управления лазерным излучением, а также созданием элементной базы оптоэлектроники, возникает чисто практический интерес к изучению отклика тонких слоев сред с активной абсорбцией на световые импульсы. Реакцию пленки нелинейной среды на световое поле рассматривают в модели особо тонкого слоя резонансных атомов (толщина слоя значительно меньше длины волны приложенного поля) [1; 2]. Изучение этой модели может включать, с одной стороны, задачу распространения нелинейных поверхностных волн, с другой – задачу об отражении ультракороткого импульса света от поверхности раздела линейных сред, содержащей подобный граничный слой [3–5].

Механизмы нелинейности реакции среды, наряду с насыщением поглощения такими импульсами, обуславливают проявление эффектов фазового смещения. Взаимозависимость этих эффектов может обусловить существование обратной связи в среде пленки, это явление интересно тем, что реализуется без дополнительных отражателей. Такой объект, как тонкая пленка на поверхности раздела в случае существования резонансной поляризуемости у образующих слой активных атомов приобретает особую фазочувствительность. В этих условиях можно ожидать возникновения нетривиальных режимов поведения светового поля в отраженном или прошедшем излучении, таких как бистабильность и самопульсации [1; 5–7], а также формирование поперечных статических и движущихся пространственных структур [8; 9].

В литературе фазовые эффекты рассмотрены, в основном, как следствие взаимного влияния дипольных атомов. Эффект диполь-дипольного взаимодействия анализировался в рамках учета локального поля Лоренца [3–5]. Известно, что фазовая модуляция излучения может быть обусловлена влиянием квазирезонансных компонент поляризуемости на диэлектрическую проницаемость [10], в этой ситуации оказывается важным также учет штарковского смещения резонансных уровней. В настоящей работе анализируется влияние этих трех факторов фазового смещения на динамику отражения тонкой активной пленкой короткого светового импульса. Задача об отражении импульса рассматривается в пределе ультракоротких длительностей, намного меньших характерных времен необратимой релаксации резонансной поляризованности.

Основные уравнения. Полагаем, что на слой резонансно поляризуемых атомов, толщина которого l намного меньше длины волны света $l \ll \lambda = 2\pi c/\omega$, нормально падает плоская световая волна частоты ω с амплитудой E_i , относительно медленно меняющейся на промежутках времени, сравнимых с периодом светового колебания. Взаимодействие поля лазерного излучения с веществом границы, разделяющей оптические среды диэлектрической проницаемости ϵ_1 и ϵ_2 , описывается аналогично [7] модифицированной системой уравнений Максвелла–Блоха для квазистационарных нормированных комплексных амплитуд поля проходящей и отраженной волн (E и E_r) и вероятностных переменных – поляризованности p и разности заселенности уровней основного перехода n , отнесенных к одному атому:

$$\begin{aligned}
E(t) &= \frac{2\sqrt{\varepsilon_1}}{\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2}} E_i(t) - \frac{\omega Nl}{(\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2}) c} \left[\frac{\mu}{\varepsilon_0} p - i 2\pi\Delta\alpha(n - n_0) E'(t) \right], \\
E_r &= E - E_i, \quad E' = E + i \frac{N}{3} \left[\frac{\mu}{\varepsilon_0} p - i 2\pi\Delta\alpha(n - n_0) E'(t) \right], \\
\dot{p} + i \left(\omega - \omega_0 + \frac{\Delta\alpha}{\hbar} \pi \varepsilon_0 |E'|^2 \right) p &= \frac{\mu}{\hbar} n E', \quad \dot{n} = -\frac{\mu}{2\hbar} (p^* E' + p E'^*).
\end{aligned} \tag{1}$$

Здесь E' – действующее в местах нахождения резонансных атомов поле с учетом локальной добавки, определяемой объемной поляризованностью; μ – средний дипольный момент резонансных атомов; Nl – их поверхностная плотность; $\Delta\alpha$ – дефект поляризуемости (разность поляризуемостей в основном и возбужденном состоянии атома); ω_0 – резонансная частота перехода; n_0 – начальное значение разности заселенности. Уравнения связи амплитуд полей в (1) записаны на основе используемых при решении уравнений Максвелла граничных условий для полей E , E_r и E_i на границе раздела сред. Учет переходных процессов в среде граничного слоя приводит к тому, что наряду с френелевским отражением коротких световых импульсов в отражении (преломлении) присутствует дополнительная компонента, обусловленная нелинейной поверхностной поляризацией. Члены, пропорциональные поляризованности, означают учет компоненты нелинейного отклика граничного слоя, связанной со сверхизлучением ансамбля активных атомов, включенных в его среду [4]. Динамика поля $E(t)$ в слое непосредственно определена двумя материальными компонентами: резонансной поляризованностью p и квазирезонансной составляющей поляризации, пропорциональной $2\pi\varepsilon_0\Delta\alpha N(n - n_0)E'$. С влиянием переходов, соседних с резонансным, связана возможность квадратичного штарковского эффекта: штарковское смещение резонансных уровней в представлении обобщенной двухуровневой схемы [10] описывается фазовым сдвигом резонансной поляризации, пропорциональным $\Delta\alpha|E'|^2/\hbar$.

В расчетах на основе (1) удобно использовать нормированные переменные и коэффициенты: $e(t) = \frac{c}{\mu\omega Nl\sqrt{\varepsilon_1}} \varepsilon_0 E(t)$, $\beta = \frac{2\pi\omega Nl}{c} \Delta\alpha$, $\delta = \frac{\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2}}{3\omega l} c$, а также ввести параметр $\tau_R = \frac{c\hbar}{\mu^2\omega Nl} \varepsilon_0$, обычно именуемый временем сверхизлучения, в дальнейшем нормируя по этому параметру время t и отстройку несущей частоты ω от резонанса $\tau = t/\tau_R$, $\Delta = (\omega - \omega_0)\tau_R$. При соответствующей нормировке локального поля E' и полей внешнего и отраженного сигнала систему (1) представим

$$\begin{aligned}
e'(\tau) &= \frac{2}{1+\eta} e_i(\tau) - \frac{1-i\delta}{1+\eta} [p - i\beta(n - n_0) e'(\tau)], \quad e_r = e - e_i, \\
\frac{dp}{d\tau} + i \left(\Delta + \frac{\beta}{2} |e'|^2 \right) p &= n e', \quad \frac{dn}{d\tau} = -\frac{1}{2} (p^* e' + p e'^*),
\end{aligned} \tag{2}$$

где η – относительный показатель преломления сред, разделенных активным слоем.

Бистабильность равновесного состояния модели. Равновесные значения переменных p и n могут быть установлены при расчете соотношения стационарных напряженностей (или нормированных интенсивностей) падающего поля e_0 ($e_i(t) = e_0$) и локального поля e'_s , установившегося внутри слоя. Достижение квазиравновесного поля e'_s в условиях когерентного взаимодействия возможно, например, при нормальном падении на слой импульса прямоугольной формы с амплитудой e_0 и длительностью τ_i , значительно превышающей время сверхизлучения τ_R . Связь интенсивностей этих полей дает возможность судить об особенностях зависимости поглощения в слое от мощности резонансного поля. Из материальных уравнений системы (2) следует, что в среде слоя в ходе действия такого импульса достигаются равновесные значения поляризованности и разности заселенности

$$p_s = \pm \frac{i e'_s}{\sqrt{(\Delta + \beta|e'_s|^2/2)^2 + |e'_s|^2}}, \quad n_s = \mp \frac{\Delta + \beta|e'_s|^2/2}{\sqrt{(\Delta + \beta|e'_s|^2/2)^2 + |e'_s|^2}},$$

удовлетворяющие известному закону сохранения вектора Блоха [11] $|p|^2 + n^2 = 1$.

Следуя выражениям электродинамических условий для напряженности полей в (2), можно установить, что для $n_0 = -1$ равновесное значение нормированной интенсивности $X'_s = |e_s|^2$ поля, прошедшего сквозь тонкую пленку, связано с интенсивностью зондирующего поля $Y_0 = |e_0|^2$ таким соотношением:

$$Y_0 = \frac{X'_s}{4} \left[(1 + \eta - \delta F)^2 + F^2 \right], F = \frac{1 + \beta(\Delta + \beta X'_s/2)}{\sqrt{(\Delta + \beta X'_s/2)^2 + X'_s}} - \beta. \quad (3)$$

В расчетах нелинейной зависимости $X'_s(Y_0)$ на основе (3) оказывается удобным использовать значение X'_s в качестве неотрицательного и линейно нарастающего параметра. На рис. 1 приведены результаты расчета тех участков типичных зависимостей $X'_s(Y_0)$, где проявляются особые свойства характеристики равновесного состояния. Вывод о том, что в условиях когерентного взаимодействия импульс достаточно малой интенсивности не способен инвертировать ансамбль 2-уровневых атомов, образующих тонкий слой, и должен им полностью отражаться, в литературе известен (например, [3]). Поле внутри пленки возникает только в случае, когда внешний сигнал по мощности превышает некоторую границу (хотя интенсивность поля внутри слоя далее остается связанной с интенсивностью входного сигнала линейной зависимостью). Эта закономерность характерна и при наличии фазовых эффектов, связанных с диполь-дипольным взаимодействием и квазирезонансной поляризуемостью. Она явно выражена на рис. 1, а, б – линии, устанавливающие в этом случае нелинейную связь интенсивностей падающего и локального полей, также берут начало от некоторой критической границы значений входной интенсивности Y_0 , естественно зависящих от показателя η . Сразу отметим, что существование фазовых эффектов заметно меняет ситуацию. При определенных β и δ существование обратной связи между процессами, определяющими в (1) соответственно фазовое смещение поля излучения и сдвиг резонансных уровней, влечет за собой в некоторой области параметров неоднозначность зависимости X'_s от Y_0 (рис. 1, а, б). Для больших величин Y_0 связь X'_s с Y_0 вновь становится однозначной (нелинейное смещение частоты перехода при этом полностью компенсирует автомодуляционное частотное смещение светового поля в среде в ходе перераспределения частиц по уровням). Реально такая особенность этой характеристики взаимодействия поля с веществом нелинейной пленки должна проявиться в том, что при увеличении интенсивности импульсов пропускание слоя вблизи критической границы может измениться скачком. Снижение интенсивности от достигнутого уровня приводит к тому, что возвращение к минимальному уровню пропускания произойдет также скачком, но уже при меньшей величине интенсивности, которое ниже значения, соответствующего критической границе. В этом случае говорят о гистерезисном характере зависимости. Бистабильность кривых $X'_s(Y_0)$ должна наблюдаться и в условиях определенной отстройки несущей частоты падающего сигнала от резонанса. В этом случае бистабильный ход зависимости X'_s от Y_0 выражен более характерным для гистерезисного свойства связи физических величин S-образным изгибом (рис. 1, в, кривые 2, 3, 5).

На основе решений уравнения (3) относительно $X'_s = X'_s[1 - \delta F / (1 + \eta)]$ может быть выражена нелинейная пропускательная способность $X'_s(Y_0)$ тонкого слоя резонансных атомов, которая так-

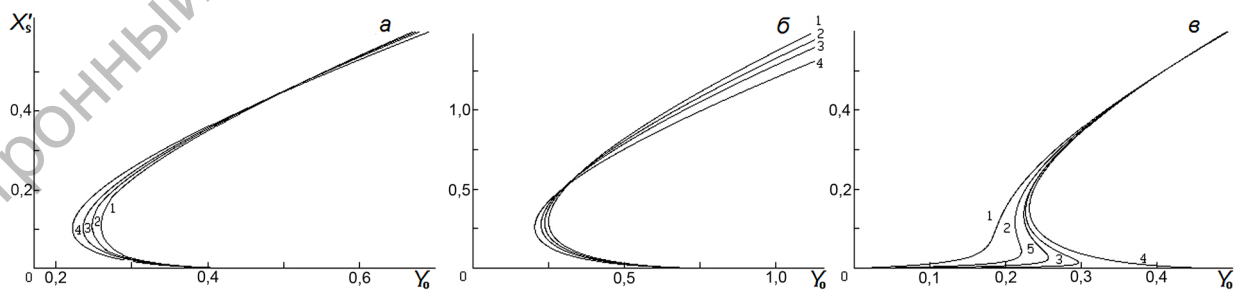


Рис. 1. Зависимость интенсивности волны, прошедшей граничный слой, от интенсивности падающей волны для равновесного состояния модели при различных значениях β (а, б) и Δ (в): $\beta = 0$ (1), 0,05 (2), 0,1 (3), 0,2 (4), $\Delta = 0$, $\delta = 0,5$ (а), 0,9 (а); $\Delta = -0,015$ (1), $-0,01$ (2), $-0,05$ (3), 0 (4), 0,1 (5), $\beta = 0,1$ (б), $\eta = 1,84$ (а, б), 1,56 (в)

же характеризуется бистабильностью. Бистабильность возможна без дополнительных отражающих поверхностей, только за счет наличия взаимосвязи между различными механизмами нелинейности отклика среды пленки.

Таким образом, нелинейная связь характеристик равновесного состояния слоя активных атомов с интенсивностью квазинепрерывного поля в когерентном режиме способна приобретать гистерезисный характер. Размеры области гистерезиса, определяемой по различию X'_s и Y_0 в критических точках (или точках поворота) нелинейной характеристики, критичны к уровню различия поляризуемостей $\Delta\alpha$. Для динамики излучения бистабильность представляет довольно значимую особенность нелинейного отклика граничного слоя. Известно, например, из [3–5], что бистабильностью и гистерезисом во взаимосвязи характеристик равновесного состояния колебательной системы могут быть обусловлены самоиндуцированная неустойчивость и самопульсации ее переменных.

Автомодуляционные изменения отраженных и прошедших импульсов. В задаче моделирования переходных процессов в сильно нестационарных условиях импульсного воздействия напряженность поля $e_i(t)$ зондирующего резонансную пленку светового импульса субпикосекундной длительности задавалась в виде гиперболического секанса. Амплитуды импульсов соответствовали случаю рассматриваемых в теории когерентного взаимодействия так называемых π -импульсов. Величина полярного угла вектора Блоха, рассчитываемая как $\theta_0 = \frac{\mu}{\hbar} \int_0^\infty E_i(t) dt$ и выражающая, как говорят, нормированную «площадь импульса поля», для входных импульсов была сравнима или превышала значение π . Примеры расчетного моделирования на основе системы (2), наиболее характерные для большого числа вариантов трансформации импульсов, приведены ниже на рис. 2.

Рис. 2 демонстрирует изменение формы и спектра прошедших и отраженных импульсов в зависимости от их пиковой мощности (рис. 2, a – v , приведены форма $Y(\tau) = |e_i(\tau)|^2$ и спектр $S_0(\Delta)$ входного импульса). Частотное распределение интенсивности импульса $S(\Delta) = |e(\Delta)|^2$ аналогично [11; 12], рассчитывалось на основе известного соотношения для фурье-спектра $e(\Delta) = (1/2\pi)^{1/2} \int e(\tau) \exp(-\Delta\tau) d\tau$.

Для относительно небольших значений полярного угла θ_0 трансформация прошедших или отраженных импульсов незначительна, поскольку определяется нутационными колебаниями разности заселенности и поляризованности при их сильном затухании. Причина быстрого затухания очевидна – толщина слоя крайне невелика. Импульсом, однако, инвертируется разность заселенности уровней основного перехода (рис. 2, a' – v' , кривые зависимости $n(\tau)$), поэтому на заднем фронте прошедших импульсов появляется относительно небольшой всплеск интенсивности. Сверхизлучательный характер этого изменения проявляется в расщеплении фурье-спектра прошедших импульсов (рис. 2, a' – v' , кривые зависимости $S(\Delta)$). В отличие от фурье-спектров, анализируемых в [11; 12], компоненты спектральных разверток асимметричны, что характерно для сред с квазирезонансной поляризованностью [13]. Фурье-спектры $S_r(\Delta)$ отраженных импульсов (рис. 2, a'' – v'') представляют собой обращение спектров прошедших импульсов. Отраженным импульсам также присуща асимметрия фронтов или возникновение всплесков в зависимости интенсивности, некоторое увеличение длительности импульсов (рис. 2, a'' – v'' , зависимости $X_r(\tau)$). Следствием последнего является сужение спектров. Укажем также на то, что сверхизлучательные всплески на заднем фронте прошедших импульсов должны наблюдаться и при $\theta_0 < \pi$, что также является следствием фазовой модуляции излучения в условиях поляризующего влияния квазирезонансных переходов на диэлектрическую проницаемость [13].

Отметим далее, что с ростом пиковой интенсивности входного импульса (соответственно, с увеличением полярного угла вектора Блоха θ_0) у отраженного сигнала должна возникать несколько иного рода деформация (рис. 2, z''). Отраженный импульс приобретает, в сущности, высокочастотную модуляцию. Ее динамику и связь с нутационными колебаниями разности заселенности более детально демонстрируют результаты моделирования на рис. 3. Для удобства сравнения трансформированный импульс $X_r(\tau)$ в масштабе собственной интенсивности изображен на фоне нормированного по пиковой мощности входного сигнала $Y(\tau)$ (кривые 1). Уже отмечено, что фазовые эффекты, вызванные квазирезонансной поляризованностью, способны увеличить частоту нутации – в работе [13] эта особенность предсказывалась для условий когерентного усиления импульсов в протяженных средах. Нутационная частота возрастает и при воздействии ре-

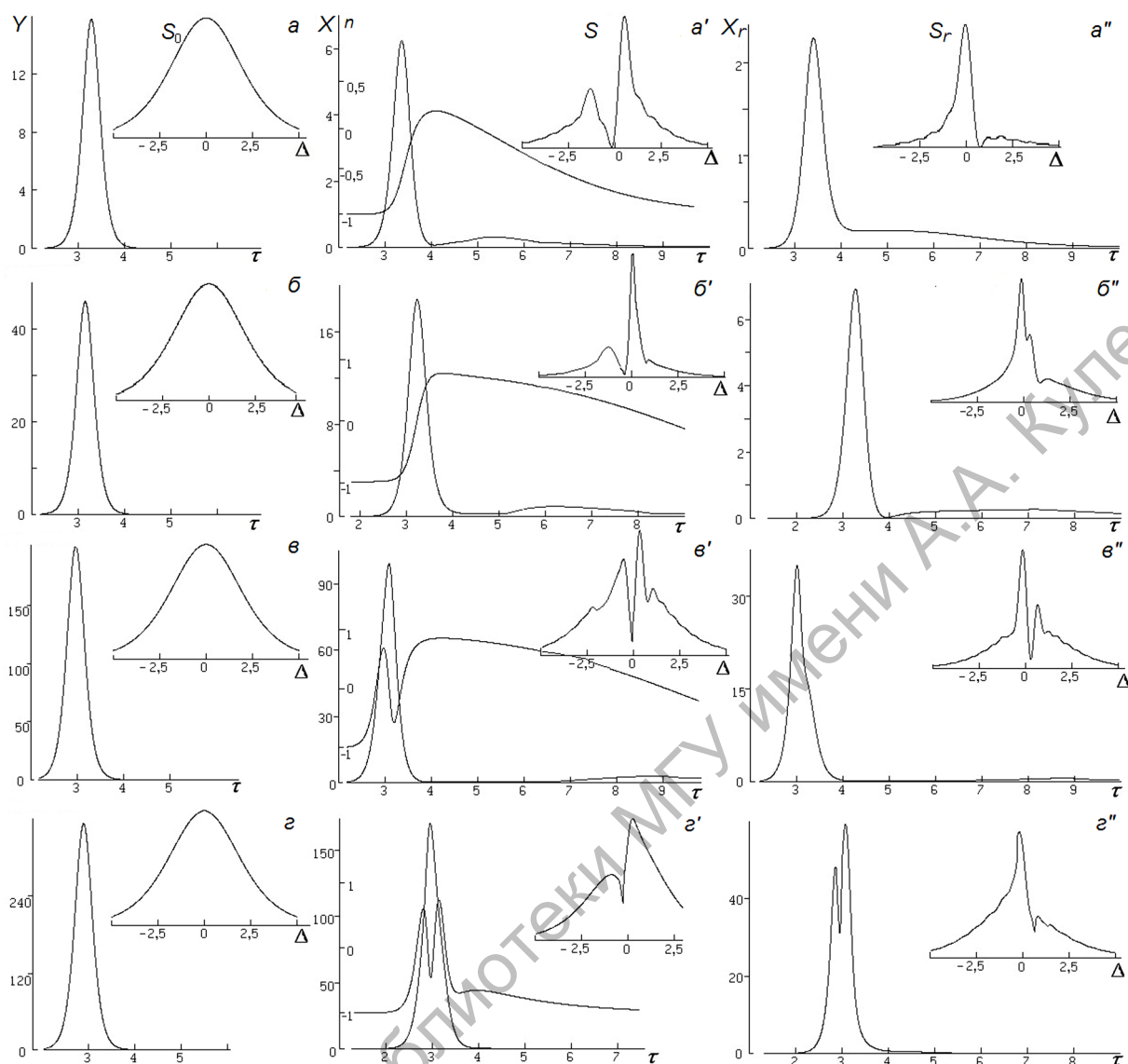


Рис. 2. Интенсивность и спектральная развертка интенсивности входного (a – e), прошедшего (a' – e') и отраженного (a'' – e'') импульсов: $\theta_0/\pi = 0,7$ (a – a''), $1,5$ (b – b''), $2,5$ (c – c''), $3,3$ (d – d''), $\beta = 0,2$, $\delta = 0,5$, $\eta = 1,84$

зонального поля сверхкоротких импульсов на тонкий слой с активной абсорбцией. Зависимости на рис. 3, a , z отвечают традиционно анализируемому случаю только резонансной поляризации ($\beta = 0$), на рис. 3, b , d импульсы трансформированы в условиях также квазирезонансной поляризации. Модуляция интенсивности импульса может возникать только в случае наличия квазирезонансных переходов, для прошедшего пленку излучения она гораздо менее контрастна. По результатам моделирования на рис. 3, b , e , d , e можно судить о том, что модуляционные выбросы на профиле импульсов $X_r(\tau)$ (кривые 2) синхронны с нутационными колебаниями разности заселенности $n(\tau)$ (кривые 3). Следовательно, модуляция также имеет сверхизлучательную природу (в случае сверхизлучения осцилляции интенсивности пропорциональны квадрату заселенности [11]). Развитие автомодуляционной составляющей интенсивности, однако, связано с реализующейся в случае квазирезонансной поляризованности бистабильностью равновесных состояний колебательной системы «тонкая пленка активных атомов–резонансное излучение». Возникновение высокочастотной составляющей, модулирующей огибающую действующего поля импульса, обусловлено гистерезисным переключением между бистабильными состояниями рассматриваемой колебательной модели.

Временной масштаб и диапазон возможных коэффициентов системы (1) для анализируемых закономерностей в трансформации резонансных сигналов примерно соответствовал параметрам сред люминесцентных кристаллов [12; 14], при их выборе, в частности, также ориентировались

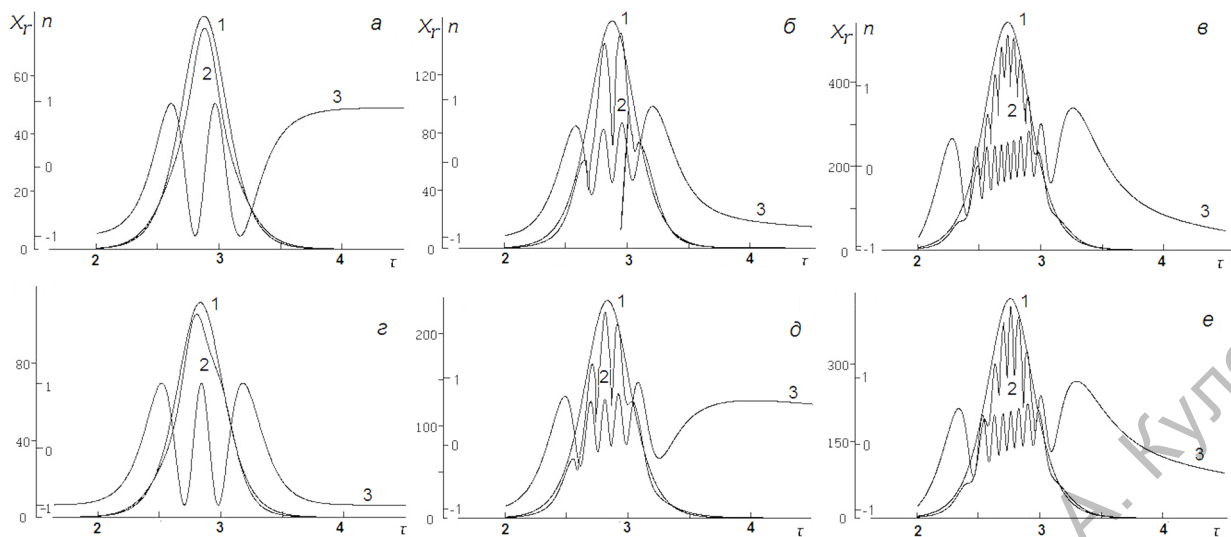


Рис. 3. Динамика интенсивности входного (1) и отраженного (2) сигнала, разности заселенности в граничном слое (3): $\theta_0/\pi = 5$ (а, б), 9 (в), 6 (г, д), 8 (е), $\beta = 0$ (а, г), 0,2 (б, в, д, е)

на данные, приведенные в статье [15]. Время сверхизлучения τ_R примерно было равным 10^{-12} с, поэтому на рисунках временная шкала для интенсивности импульсов и разности заселенности может представляться как пикосекундная.

Заключение. В пределе ультракоротких длительностей, значительно меньших характерных времен необратимой релаксации поляризации, при анализе отражения импульсного сигнала граничным слоем с нелинейной поверхностной поляризованностью необходим последовательный учет фазовой автомодуляции. Бистабильность и обусловленная ею самоиндуцированная неустойчивость колебательной модели «тонкая пленка активных атомов–резонансное излучение» способны обусловить высокочастотную модуляцию отраженного сигнала. Особенности модуляции обусловлены закономерностями сверхизлучения в условиях влияния квазирезонансной поляризованности. Результаты исследования могут быть полезны при разработке методов диагностики нелинейных свойств субмикронных планарных слоев, включая полупроводниковые, где рефракционная нелинейность может быть довольно высокой.

Литература

1. Башаров А. М. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. С. 12–18.
2. Гадомский О. Н., Власов Р. А. Эхо-спектроскопия поверхности. Минск, 1990.
3. Benedict M., Trifonov E. D. // Phys. Rev. A. 1988. Vol. 38. P. 2854–2862.
4. Benedict M., Malyshev V. A., Trifonov E. D. // Phys. Rev. A. 1991. Vol. 43. P. 3845–3853.
5. Захаров С. М. // ЖЭТФ. 2002. Т. 118. С. 2234–2247.
6. Ogaevsky A. N., Jones D. J., Vandy D. K. // Opt. Commun. 1994. Vol. 111. P. 163–172.
7. Юревич В. А. // Журн. прикл. спектр. 1999. Т. 66. С. 661–665.
8. Afanas'ev A. A., Logvin Yu. A., Samson B. A. et al. // Phys. Rev. E. 1996. Vol. 54. P. R4548–R4551.
9. Chen Y. F., Lan Y. P., Huang K. F. // Phys. Rev. A. 2003. Vol. 68. P. 043803-(1–5).
10. Апанасевич П. А. Основы теории взаимодействия света с веществом. Минск, 1977.
11. Андреев В. В., Емельянов В. И., Ильинский Ю. А. Кооперативные эффекты в оптике. М., 1988.
12. Варнавский О. П., Леонтович А. М., Малышев В. А. и др. // ЖЭТФ. 1984. Т. 84. С. 1227–1239.
13. Юревич В. А. // Квант. электрон. 1990. Т. 17. С. 951–953.
14. Антипов О. А., Кужелев А. С., Лукьянов А. П. и др. // Квант. электрон. 1998. Т. 25. С. 891–898.
15. Башаров А. М., Григорян Г. Г., Знаменский Н. В. и др. // Квант. электрон. 2009. Т. 39. С. 251–255.

TSIMOCHSHANKA E. V., YUREVICH V. A.

mgup@mogilev.by

SUPERRADIATIVE TRANSFORMATION OF OPTICAL PULSES AT REFLECTION BY A SURFACE NONLINEAR LAYER

Summary

The problem of transformation of the shape and a Fourier spectrum of the optical π -pulses reflected by a thin layer of resonant atoms is theoretically solved. The occurrence of high-frequency self-modulation structure of reflected signals intensity is predicted. Results of research can be useful by carrying out of methods of nonlinear properties diagnostics of submicronic planar layers on the basis of materials which used in nonlinear optics and the laser physics.