

О ДВУХФОТОННОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ КОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ТОНКОЙ ПЛЕНКОЙ РЕЗОНАНСНЫХ АТОМОВ

А. М. Башаров, А. И. Маймистов*, С. О. Елютин

Московский государственный инженерно-физический институт (технический университет)
115409, Москва, Россия

Поступила в редакцию 21 июля 1998 г.

Рассмотрена задача о взаимодействии ультракороткого оптического импульса с тонкой пленкой резонансных атомов в условиях двухфотонного поглощения, генерации третьей гармоники и ее обратного влияния на импульс накачки за счет комбинационного рассеяния. Также принято во внимание отличие поля, действующего на атом, от макроскопического поля в пленке. Показано, что даже в отсутствие необратимой релаксации возникает динамическая релаксация поляризации пленки, которая приводит к подавлению осцилляций Раби и установлению стационарных значений населенностей резонансных энергетических уровней и поляризации пленки как на частоте накачки, так и на частоте третьей гармоники.

1. ВВЕДЕНИЕ

На протяжении уже многих лет большое внимание привлекает исследование низкоразмерных систем. Расположенная на границе раздела двух диэлектрических сред тонкая пленка, толщина которой меньше длины волны оптического излучения, представляет собой простой пример такой системы. В первых исследованиях нелинейных явлений в этой системе было указано на возможность когерентного распространения оптического импульса поверхностной волны вдоль границы раздела диэлектриков, на которой расположена тонкая пленка двухуровневых атомов [1] и определены условия отражения и преломления плоской волны при прохождении такой границы раздела [2–4]. Однако рассматриваемые модели не учитывали влияния поправки на поле Лоренца [5], существенное именно для случая тонкой пленки [6], и по этой причине не отражали действительной картины взаимодействия поля ультракороткого оптического импульса с нелинейной границей раздела [7–9].

Помимо нелинейных поверхностных волн в тонкой пленке возможны многие иные интересные явления. Большое число работ посвящено изучению эффекта оптической бистабильности при преломлении и отражении электромагнитной волны тонкой пленкой резонансных двухуровневых атомов. Показано, что тонкая пленка резонансных атомов описывается системой уравнений, которая возникает также в модели нелинейного резонатора Фабри—Перо [10]. Следовательно, при отражении ультракороткого импульса от тонкой пленки резонансных атомов естественно ожидать возникновения явлений оптической бистабильности и самопульсации [8, 11–14]. Оптическая бистабильность с учетом конечной толщины подложки рассматривалась в работах [10, 15–17]. Было от-

*E-mail: maimistov@pico.mephi.ru

мечено, что в этом случае существует аналогия с задачей о прохождении волны через систему оптических резонаторов.

Типичным примером нелинейных оптических явлений служит параметрическое взаимодействие нескольких волн. Трехволновое взаимодействие в тонкой пленке нелинейного диэлектрика на границе раздела двух линейных диэлектриков рассмотрено в [18]. Было показано, что в тонкой пленке резонансных двухуровневых атомов могут генерироваться когерентные отклики на внешнее импульсное воздействие, в частности, импульсы фотонного эха [19] и импульсы сверхфлюоресценции [20, 21].

Простым обобщением модели резонансной среды, образующей тонкую пленку на границе раздела, может быть переход к случаю двухфотонного резонанса в многоуровневой среде или двойного резонанса в трехуровневой среде. Случай двойного резонанса рассматривался ранее только в работе [4]. Но в исследованной модели не было учтено влияние поля Лоренца. Случай двухфотонного резонанса рассмотрен в [22, 23]. В работе [23], в отличие от [22], прохождение света через тонкую пленку резонансных атомов изучено с учетом локального поля и показана возможность возникновения оптической бистабильности в квазистационарном режиме.

Известно [24–26], что если монохроматическая волна взаимодействует со средой в условии двухфотонного резонанса, то в такой среде непременно возникает отклик на частоте этой волны и на утроенной ее частоте. Подобное явление генерации третьей гармоники сохраняется и при использовании квазимонохроматических волн, которые отвечают оптическим импульсам. Правильный учет процессов двухфотонного поглощения и генерации третьей гармоники, а также обратных им процессов в тонкой пленке на границе раздела линейных диэлектриков представляет собой основную задачу настоящей работы.

В разд. 1 сформулирована постановка задачи, отличительной чертой которой является учет генерации третьей гармоники и ее обратного влияния на взаимодействие с атомами пленки; в разд. 2 получен эффективный гамильтониан рассматриваемой задачи. Далее, в разд. 3 и 4 сформулированы уравнения Блоха и уравнения связи. Последние выражают локальное поле, действующее на атом, через падающее поле и параметры среды. Пример использования развитого подхода учета генерации и обратного влияния третьей гармоники на прохождение ультракороткого импульса обсуждается в разд. 5.

2. ТОНКАЯ ПЛЕНКА НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА СРЕД

Пусть на границе раздела двух диэлектрических сред в плоскости $x = 0$ расположена тонкая пленка атомов, резонансно взаимодействующих с электромагнитным полем световой волны. Диэлектрические среды, окружающие пленку, характеризуются диэлектрическими проницаемостями ϵ_1 при $x < 0$ и ϵ_2 при $x > 0$. Ось z выбрана в плоскости границы раздела. Резонансные атомы описываются в рамках модели эффективного гамильтониана [25, 26]. Длительность импульса световой волны предполагается малой по сравнению с временами релаксации поляризации и разности населенностей, но много большей оптического периода, так, чтобы было применимо приближение медленно меняющихся комплексных огибающих таких ультракоротких импульсов. Из-за присутствия плоской границы раздела система уравнений Максвелла распадается на две независимые системы, описывающие волны TE -типа:

$$\mathbf{E} = (0, E_y, 0), \quad \mathbf{H} = (H_x, 0, H_z)$$

и TM -типа:

$$\mathbf{E} = (E_x, 0, E_z), \quad \mathbf{H} = (0, H_y, 0).$$

Толщина пленки l считается много меньше длины волны резонансного излучения.

Рассмотрим случай, когда на границу раздела со стороны $x < 0$ падает ультракороткий импульс волны типа TE . Отраженная волна уходит обратно в область $x < 0$, а преломленная волна распространяется в области $x > 0$. Прохождение ультракороткого импульса через границу раздела будет рассматриваться аналогично работам [2, 3].

Удобно представить напряженности полей \mathbf{E} , \mathbf{H} и поляризацию \mathbf{P} резонансных атомов, находящихся внутри тонкой пленки, в виде

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(x, z, t) &= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} \frac{d\beta}{2\pi} \exp(-i\omega t + i\beta z) \tilde{\mathbf{E}}(x, \beta, \omega), \\ \mathbf{H}(x, z, t) &= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} \frac{d\beta}{2\pi} \exp(-i\omega t + i\beta z) \tilde{\mathbf{H}}(x, \beta, \omega), \\ \mathbf{P}(z, t) &= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} \frac{d\beta}{2\pi} \exp(-i\omega t + i\beta z) \tilde{\mathbf{P}}(\beta, \omega). \end{aligned}$$

Вне пленки фурье-компоненты векторов $\tilde{\mathbf{E}}(x, \beta, \omega)$ и $\tilde{\mathbf{H}}(x, \beta, \omega)$ определяются уравнениями Максвелла, а при $x = 0$ — условием непрерывности, так что для рассматриваемого случая TE -волн получаем систему уравнений

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \tilde{\mathbf{E}}}{dx^2} + (k^2 \epsilon_j - \beta^2) \tilde{\mathbf{E}} &= 0, \\ \tilde{H}_z &= -\frac{\beta}{k} \tilde{E}_y, \quad \tilde{H}_x = -\frac{i}{k} \frac{d\tilde{\mathbf{E}}}{dx}, \quad \tilde{E}_z = \tilde{E}_y \end{aligned} \tag{1a}$$

с граничными условиями

$$\tilde{\mathbf{E}}(x = 0-) = \tilde{\mathbf{E}}(x = 0+), \quad \tilde{H}_z(x = 0+) - \tilde{H}_z(x = 0-) = 4\pi i k \tilde{\mathbf{P}}_y(\beta, \omega). \tag{16}$$

Здесь $j = 1, 2$ и $k = \omega/c$. Вне тонкой пленки решение (1a) с учетом поведения поля вдали от пленки имеет вид

$$\tilde{\mathbf{E}}(x, \beta, \omega) = \begin{cases} A(\beta, \omega) \exp(iq_1 x) + B(\beta, \omega) \exp(-iq_1 x), & x < 0, \\ C(\beta, \omega) \exp(iq_2 x), & x > 0, \end{cases}$$

и

$$\tilde{\mathbf{H}}(x, \beta, \omega) = \begin{cases} q_1 k^{-1} \{A(\beta, \omega) \exp(iq_1 x) - B(\beta, \omega) \exp(-iq_1 x)\}, & x < 0, \\ q_2 k^{-1} C(\beta, \omega) \exp(iq_2 x), & x > 0, \end{cases}$$

где $q_j = \sqrt{k^2 \epsilon_j - \beta^2}$, $j = 1, 2$. Граничные условия (16) при $x = 0$ дают соотношения между амплитудами падающей A , отраженной B , преломленной C волн и поляризацией

пленки $P_s = \tilde{P}_y$

$$\begin{aligned} C(\beta, \omega) &= \frac{2q_1}{q_1 + q_2} A(\beta, \omega) + i \frac{4\pi k^2}{q_1 + q_2} P_s(\beta, \omega), \\ B(\beta, \omega) &= \frac{q_1 - q_2}{q_1 + q_2} A(\beta, \omega) + i \frac{4\pi k^2}{q_1 + q_2} P_s(\beta, \omega). \end{aligned} \quad (2)$$

Удобно ввести обозначения для коэффициента (френелевского) пропускания T и константы связи κ :

$$T(\beta, \omega) = \frac{2q_1}{q_1 + q_2}, \quad \kappa(\beta, \omega) = \frac{4\pi k^2}{q_1 + q_2}.$$

Теперь все внимание сосредоточим на преломленной волне. Рассматриваться будет только случай $\varepsilon_1 < \varepsilon_2$, когда нет полного внутреннего отражения при любом угле падения $\theta_{in} = \arccos(q_1/k\sqrt{\varepsilon_1})$, угол преломления θ_{tr} определяется обычным соотношением Снелла:

$$\sin \theta_{tr} = \beta/k\sqrt{\varepsilon_2} = \sqrt{\varepsilon_1/\varepsilon_2} \sin \theta_{in}.$$

Если определена поляризация пленки, то выражения (2) определяют поля во всем пространстве. Следует подчеркнуть, что они никак не связаны с предположением о медленности изменения огибающих оптических импульсов и являются точными. Чтобы найти поляризацию атомов пленки, надо выбрать конкретную модель резонансной системы. Пусть дополнительно выполняется условие медленности изменения огибающих оптических импульсов и поляризации атомов. Оптические импульсы считаются ультракороткими.

3. ЭФФЕКТИВНЫЙ ГАМИЛЬТониАН И ПОЛЯРИЗАЦИЯ ТОНКОЙ ПЛЕНКИ

Рассмотрим случай двухфотонного резонанса, когда удвоенная частота несущей волны ультракороткого импульса примерно равна частоте атомного перехода, но сам переход запрещен в дипольном приближении. В [24–26] было показано, что в этом случае волна с несущей частотой порождает поляризацию резонансной среды на частотах ω_0 и $3\omega_0$. Поэтому с учетом обратного влияния среды на атомы пленки действуют два поля напряженности

$$E_{a1} = \mathcal{A}_1 \exp(-i\Phi_0) + \text{c.c.}, \quad E_{a3} = \mathcal{A}_3 \exp(-3i\Phi_0) + \text{c.c.}, \quad (3)$$

$$\Phi_0 = \omega_0 t - \beta z$$

с амплитудами \mathcal{A}_1 и \mathcal{A}_2 и с несущими частотами ω_0 и $3\omega_0$, причем выполнены условия двухквантового резонанса

$$2\omega_0 \approx \omega_{ca},$$

где $\omega_{ca} \approx (E_c - E_a)/\hbar$ — частота перехода между энергетическими уровнями E_a и E_c .

Получим выражение для поляризации атомов пленки, которая возникает под действием квазимонохроматической волны с несущими частотами ω_0 и $3\omega_0$. Атомная поляризация определяется стандартной формулой:

$$P(t, z) = N_0 \text{Sp}(\rho d), \quad (4)$$

где N_0 — поверхностная плотность атомов, а матрица плотности атомов ρ подчиняется обычному уравнению

$$i\hbar \frac{d\rho}{dt} = [H_0 - E_{atom}d, \rho]. \quad (5a)$$

Здесь H_0 — гамильтониан резонансного атома пленки, d — оператор дипольного момента атома, а $E_{atom} = E_{a1} + E_{a2}$ — напряженность электрического поля, действующего на атом. Квадратные скобки означают коммутатор.

Резонансные энергетические уровни E_a и E_c гамильтониана и нерезонансные энергетические уровни E_σ являются собственными значениями гамильтониана H_0 :

$$H_0|\alpha\rangle = E_\sigma|\alpha\rangle, \quad \alpha = a, c, \sigma, \sigma', \quad E_c - E_a \approx 2\omega_0.$$

Чтобы выделить систему уравнений, описывающих только резонансные уровни, и построить эффективные гамильтониан взаимодействия и оператор дипольного момента атома, будем следовать подходу, изложенному в работах [26], и преобразуем атомную матрицу плотности при помощи унитарного оператора $\exp(iS)$:

$$\tilde{\rho} = e^{-iS} \rho e^{iS}.$$

Уравнение для преобразованной матрицы плотности

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \tilde{\rho} = [\tilde{H}, \tilde{\rho}] \quad (5b)$$

определяется гамильтонианом

$$\tilde{H} = e^{-iS} H_0 e^{iS} - e^{-iS} E_{atom} d e^{iS} - i\hbar e^{-iS} \frac{\partial}{\partial t} e^{iS},$$

который разложим обычным образом

$$\begin{aligned} \tilde{H} = & H_0 - i[S, H_0] - \frac{1}{2} [S, [S, H_0]] - \dots - E_{atom} d + i[S, E_{atom} d] + \\ & + \frac{1}{2} [S, [S, E_{atom} d]] + \dots - i\hbar e^{-iS} \frac{\partial}{\partial t} e^{iS}. \end{aligned}$$

Представим S и \tilde{H} в виде рядов по степеням напряженности электрического поля:

$$S = S^{(1,1)} + S^{(2,0)} + S^{(0,2)} + \dots, \quad \tilde{H} = \tilde{H}^{(0,0)} + \tilde{H}^{(1,0)} + \tilde{H}^{(0,1)} + \tilde{H}^{(2,0)} + \dots \quad (6)$$

($S^{(n,m)}$ и $\tilde{H}^{(n,m)}$ — члены n -го порядка по полю E_{a1} и m -го порядка по полю E_{a2}). При этом

$$\tilde{H}^{(0,0)} = H_0,$$

$$\begin{aligned} \tilde{H}^{(1,0)} &= -E_{a1}d - i [S^{(1,0)}, H_0] + \hbar \frac{\partial}{\partial t} S^{(1,0)}, \\ \tilde{H}^{(0,1)} &= -E_{a2}d - i [S^{(0,1)}, H_0] + \hbar \frac{\partial}{\partial t} S^{(0,1)}, \\ \tilde{H}^{(2,0)} &= \frac{i}{2} [S^{(1,0)}, E_{a1}d] - \frac{i}{2} [S^{(1,0)}, \tilde{H}^{(1,0)}] - i [S^{(2,0)}, H_0] + \hbar \frac{\partial}{\partial t} S^{(2,0)}, \\ \tilde{H}^{(1,1)} &= \frac{i}{2} [S^{(1,0)}, E_{a2}d] + \frac{i}{2} [S^{(0,1)}, E_{a1}d] - \frac{i}{2} [S^{(0,1)}, \tilde{H}^{(1,0)}] - \\ &\quad - \frac{i}{2} [S^{(1,0)}, \tilde{H}^{(0,1)}] - i [S^{(1,1)}, H_0] + \hbar \frac{\partial}{\partial t} S^{(1,1)}, \\ \tilde{H}^{(0,2)} &= \frac{i}{2} [S^{(0,1)}, E_{a2}d] - \frac{i}{2} [S^{(0,1)}, \tilde{H}^{(0,1)}] - i [S^{(0,2)}, H_0] + \hbar \frac{\partial}{\partial t} S^{(0,2)}, \\ &\dots \end{aligned}$$

Положим $\tilde{H}^{(1,0)} = \tilde{H}^{(0,1)} = 0$. Отсюда и из условия адиабатического включения поля найдем следующие выражения для матричных элементов эрмитовых операторов

$$\begin{aligned} S_{aa'}^{(1,0)} &= -\frac{id_{aa'}}{\hbar} \left(\frac{\mathcal{A}_1 e^{-i\Phi_0}}{\omega_{aa'} - \omega_0} + \frac{\mathcal{A}_1^* e^{i\Phi_0}}{\omega_{aa'} + \omega_0} \right), \\ S_{aa'}^{(0,1)} &= -\frac{id_{aa'}}{\hbar} \left(\frac{\mathcal{A}_3 e^{-i3\Phi_0}}{\omega_{aa'} - 3\omega_0} + \frac{\mathcal{A}_3^* e^{i3\Phi_0}}{\omega_{aa'} + 3\omega_0} \right). \end{aligned} \quad (7)$$

В качестве эффективного гамильтониана возьмем

$$H^{eff} = \tilde{H}^{(0,0)} + \tilde{H}^{(2,0)} + \tilde{H}^{(1,1)} + \tilde{H}^{(0,2)}.$$

Следуя [26], нетрудно получить матричные элементы эффективного гамильтониана в виде

$$H_{ca}^{eff} = - \left[\frac{1}{2} \mathcal{A}_1^2 \Pi_{ca}(\omega_0) + \mathcal{A}_3 \mathcal{A}_1^* \Pi_{ca}(-\omega_0) \right] e^{-i2\Phi_0} = H_{ca}^{eff*}, \quad H_{\alpha\alpha}^{eff} = E_{\alpha} + E_{\alpha}^{St}, \quad (8)$$

$$E_{\alpha}^{St} = |\mathcal{A}_1|^2 \Pi_{\alpha}(\omega_0) + |\mathcal{A}_3|^2 \Pi_{\alpha}(3\omega_0), \quad \alpha = a, c, \sigma,$$

где

$$\Pi_{ca}(\omega) = \sum_{\sigma} \frac{d_{c\sigma} d_{\sigma a}}{\hbar} \left(\frac{1}{\omega_{\sigma c} + \omega} + \frac{1}{\omega_{\sigma a} - \omega} \right), \quad \Pi_{\alpha}(\omega) = \sum_{\alpha'} \frac{|d_{\alpha\alpha'}|^2}{\hbar} \left(\frac{1}{\omega_{\alpha\alpha'} + \omega} + \frac{1}{\omega_{\alpha\alpha'} - \omega} \right).$$

Поляризация пленки выражается через преобразованную матрицу плотности $\tilde{\rho}$ и эффективный оператор дипольного момента D :

$$P = N_0 \text{Sp}(\rho d) = N_0 \text{Sp}(e^{iS} \tilde{\rho} e^{-iS} d) = N_0 \text{Sp} \tilde{\rho} D,$$

$$D = e^{-iS} d e^{iS} = d - i[S, d] - \frac{1}{2} [S, [S, d]].$$

Для матричных элементов эффективного дипольного момента с учетом (7) получаем выражения

$$\begin{aligned} D_{ac} &= \mathcal{A}_1 \Pi_{ca}^* (-\omega_0) e^{-i\Phi_0} + \mathcal{A}_1^* \Pi_{ca}^* (\omega_0) e^{i\Phi_0} + \mathcal{A}_3 \Pi_{ca}^* (-3\omega_0) e^{-i3\Phi_0} + \mathcal{A}_3^* \Pi_{ca}^* (3\omega_0) e^{i3\Phi_0}, \\ D_{aa} &= -\mathcal{A}_1 \Pi_a (\omega_0) e^{-i\Phi_0} - \mathcal{A}_3 \Pi_a (3\omega_0) e^{-i3\Phi_0} + \text{c.c.}, \\ D_{cc} &= -\mathcal{A}_1 \Pi_c (\omega_0) e^{-i\Phi_0} - \mathcal{A}_3 \Pi_c (3\omega_0) e^{-i3\Phi_0} + \text{c.c.} \end{aligned} \quad (9)$$

При вычислении поляризации среды мы будем пренебрегать нерезонансными слагаемыми, а также слагаемыми, пропорциональными \mathcal{A}_3 в операторе эффективного дипольного момента, полагая, что

$$|\mathcal{A}_3| \ll |\mathcal{A}_1|. \quad (10)$$

Тогда, выражая матричные элементы матрицы плотности через медленно меняющиеся амплитуды, получаем

$$\begin{aligned} P(t, z) &= \mathcal{P}_1(t, z) \exp(-i\Phi_0) + \mathcal{P}_3(t, z) \exp(-3i\Phi_0) + \text{c.c.}, \\ \mathcal{P}_1(t, z) &= -(\Pi_a(\omega_0) \tilde{\rho}_{aa} + \Pi_c(\omega_0) \tilde{\rho}_{cc}) \mathcal{A}_1 + \Pi_{ca}^*(\omega_0) R \mathcal{A}_1^*, \\ \mathcal{P}_3(t, z) &= \Pi_{ca}^*(-\omega_0) R \mathcal{A}_1, \\ R &= \tilde{\rho}_{ca} \exp(2i\Phi_0). \end{aligned} \quad (11)$$

Введем переменную $N = \tilde{\rho}_{aa} - \tilde{\rho}_{cc}$. Ниже будет показано, что $\tilde{\rho}_{aa} + \tilde{\rho}_{cc} = \text{const}$. Выберем эту константу равной единице. Тогда выражения для огибающей поляризации на частоте ω_0 можно записать как

$$\mathcal{P}_1(t, z) = -(\Pi_+(\omega_0) + \Pi_-(\omega_0)N) \mathcal{A}_1 + \Pi_{ca}^*(\omega_0) R \mathcal{A}_1^*, \quad (12)$$

где

$$\Pi_+(\omega_0) = \frac{1}{2} (\Pi_a(\omega_0) + \Pi_c(\omega_0)), \quad \Pi_-(\omega_0) = \frac{1}{2} (\Pi_a(\omega_0) - \Pi_c(\omega_0)).$$

4. УРАВНЕНИЯ БЛОХА

Уравнения для матричных элементов $\tilde{\rho}_{aa}$, $\tilde{\rho}_{cc}$ и $\tilde{\rho}_{ca} = \tilde{\rho}_{ac}^* = R \exp(-2i\Phi_0)$ преобразованной матрицы плотности $\tilde{\rho}$ образуют замкнутую систему:

$$\frac{\partial \tilde{\rho}_{aa}}{\partial t} = i(\Lambda^* R - \Lambda R^*), \quad \frac{\partial \tilde{\rho}_{cc}}{\partial t} = -i(\Lambda^* R - \Lambda R^*), \quad \left(\frac{\partial}{\partial t} - i\Delta \right) R = i\Lambda(R_{aa} - R_{cc}),$$

где

$$\Lambda = \left[\frac{1}{2} \mathcal{A}_1^2 \Pi_{ca}(\omega_0) + \mathcal{A}_3 \mathcal{A}_1^* \Pi_{ca}(-\omega_0) \right] \hbar^{-1}, \quad (13)$$

$$\Delta = 2\omega_0 - \omega_{ca} - \{ |\mathcal{A}_1|^2 [\Pi_c(\omega_0) - \Pi_a(\omega_0)] + |\mathcal{A}_3|^2 [\Pi_c(3\omega_0) - \Pi_a(3\omega_0)] \} \hbar^{-1}.$$

Видно, что в приближении эффективного гамильтониана и в пренебрежении релаксацией выполняется условие $\tilde{\rho}_{aa} + \tilde{\rho}_{cc} = \text{const}$, так что в переменных R и N имеем

$$\frac{\partial R}{\partial t} = i\Delta R + i\Lambda N, \quad \frac{\partial N}{\partial t} = 2i(\Lambda^* R - \Lambda R^*). \quad (14)$$

5. УРАВНЕНИЯ СВЯЗИ

Напряженность электрического поля, действующего на атом E_{atom} , определяется полем в пленке E_f и поляризацией среды P :

$$E_{atom} = E_f + \xi P,$$

где параметр ξ учитывает эффект окружения. Часто принимается, что $\xi = 4\pi/3$ для изотропной среды. С учетом генерации третьей гармоники в медленно меняющихся переменных это выражение примет вид

$$\mathcal{A}_1 = \mathcal{E}_{f1} + \xi \mathcal{P}_1, \quad \mathcal{A}_3 = \mathcal{E}_{f3} + \xi \mathcal{P}_3.$$

Другими гармониками (пятой и т. п.) и дисперсией параметра ξ пренебрегаем.

Получим из уравнения (2) соотношения для медленно меняющихся амплитуд. Пренебрегая дисперсией линейных сред, имеем

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_{f1}(t) &= T(\beta_0, \omega_0) \mathcal{E}_{in}(t) + i\kappa(\beta_0, \omega_0) \mathcal{P}_1(t), \\ \mathcal{E}_{f3}(t) &= i\kappa(3\beta_0, 3\omega_0) \mathcal{P}_3(t). \end{aligned} \quad (15)$$

С учетом выражения (12) для поляризации среды на частоте накачки получаем следующую зависимость амплитуды поля, действующего на атом, от амплитуды падающего поля и параметров среды:

$$\mathcal{A}_1 = T(\beta_0, \omega_0) U^{-1} \{ \mathcal{E}_{in} + (\xi - i\kappa) (\Pi_+(\omega_0) + \Pi_-(\omega_0)N) \mathcal{E}_{in} + (\xi + i\kappa) \Pi_{ca}^*(\omega_0) R \mathcal{E}_{in}^* \}, \quad (16)$$

где

$$U = (1 - \xi (\Pi_+(\omega_0) + \Pi_-(\omega_0)N))^2 + \kappa^2 (\Pi_+(\omega_0) + \Pi_-(\omega_0)N)^2 - (\xi^2 + \kappa^2) |\Pi_{ca}(\omega_0)R|^2.$$

Обычное для объемных сред условие фазового синхронизма в данной задаче проявится как правило, определяющее углы $\theta_{ref}^{3\omega}$, $\theta_{tr}^{3\omega}$, $\theta'_{tr}^{3\omega}$, под которыми волна гармоники будет выходить в окружающую тонкую пленку среду. Так, из требования $\beta(3\omega_0) = 3\beta(\omega_0)$ следуют соотношения для этих углов:

$$n_1(3\omega_0) \sin \theta_{ref}^{3\omega} = n_1(\omega_0) \sin \theta_{in}^{\omega}, \quad n_2(3\omega_0) \sin \theta_{tr}^{3\omega} = n_1(\omega_0) \sin \theta_{in}^{\omega}, \quad (17a, б)$$

$$n_2(3\omega_0) \sin \theta'_{tr}^{3\omega} = n_2(\omega_0) \sin \theta_{tr}^{\omega}. \quad (17в)$$

6. ОСОБЕННОСТИ ПРЕЛОМЛЕНИЯ УЛЬТРАКОРОТКОГО ИМПУЛЬСА

Пусть матричные элементы матрицы $\Pi_{jk}(\omega)$ будут вещественные (иначе их постоянные фазы можно включить в фазу медленно меняющейся амплитуды матрицы плотности). Пренебрежем дисперсией этих величин и обозначим

$$\frac{\Pi_{cc}(\omega)}{\Pi_{aa}(\omega)} = k, \quad \frac{\Pi_{aa}(\omega)}{\Pi_{cc}(\omega)} = 2m.$$

Если ввести нормировочную амплитуду оптических импульсов A_0 и характерное время $t_0 = 2\hbar(\Pi_{ac}A_0^2)^{-1}$ так, чтобы

$$\mathcal{E}_1 = A_0 a_1, \quad \mathcal{E}_2 = A_0 a_2, \quad \mathcal{E}_{in} = A_0 a_{in}, \quad t = t_0 \tau,$$

то уравнения Блоха и уравнения связи могут быть записаны в нормированной форме:

$$\frac{\partial \sigma}{\partial \tau} = i \Delta \omega t_0 \sigma + 4im(k-1)(|a_1|^2 + |a_3|^2) \sigma + iF\rho, \quad (18a)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} = 2i(\sigma F^* - \sigma^* F), \quad (18б)$$

и

$$a_1(\tau) = T(\beta_0, \omega_0) a_{in}(\tau) + g(\alpha + i\beta) \{-m(k+1)a_1 + m(k-1)\rho a_1 + \sigma a_1^* + \nu \sigma^* a_3\}, \quad (19a)$$

$$a_3(\tau) = g(\alpha + 3i\beta) \{-m(k+1)a_3 + m(k-1)\rho a_3 + \sigma a_1\}, \quad (19б)$$

где $F = a_1^2 + 2\gamma a_1^* a_3$ и $\gamma \approx 1$, $g = 4\pi n_A |\Pi_{ac}| \sqrt{\epsilon_1}$. Здесь γ и ν — отношения матричных элементов матрицы $\Pi_{\alpha'\alpha''}(\omega)$, отличающихся только значением аргумента. Эти отношения равны примерно единице, поскольку пренебрегается дисперсией $\Pi_{\alpha'\alpha''}(\omega)$. Параметры α и β определены следующими выражениями:

$$a = \frac{\xi \sqrt{\epsilon_1}}{3}, \quad \beta = \frac{(\omega/c)l}{\cos \theta + \sqrt{\cos^2 \theta + (\epsilon_2' - \epsilon_1)/\epsilon_1}},$$

как и коэффициент пропускания

$$T(\beta_0, \omega_0) = \frac{2 \cos \theta}{\cos \theta + \sqrt{\cos^2 \theta + (\epsilon_2 - \epsilon_1)/\epsilon_1}},$$

где используется угол падения θ .

Из некоторых источников известно, что

$$\Pi_{ac} \approx 1.4 \cdot 10^{-24} \text{ э.м.е.}, \quad \Pi_{aa} \approx 2 \cdot 10^{-24} \text{ э.м.е.}, \quad \Pi_{cc} \approx 4 \cdot 10^{-24} \text{ э.м.е.},$$

так что $k \approx 2$, $m \approx 1.5-1.4$. Параметр g зависит от величины концентрации резонансных атомов и равен $1.76 \cdot 10^{-3}$ э.м.е., если положить, что $n_A = 10^{20} \text{ см}^{-3}$. В последующих численных расчетах показатели преломления сред, окружающих пленку, не менялись и составляли $\epsilon_1 = 1$, $\epsilon_2 = 2.25$. Параметры, входящие в уравнения (18) и (19), были приняты равными: $\xi = 1$, $g = 0.5$, $2\pi(l/\lambda) = 0.05$, $k = 2$, $m = 1$.

Рассмотрим сначала нормальное падение на тонкую пленку ультракороткого импульса длительностью порядка периода осцилляций Раби. При численном решении системы уравнений (18) и (19) предполагалось, что нормированная огибающая падающего импульса описывается функцией

$$a_{in}(\tau) = a_0 \operatorname{sech} \left(\frac{\tau - \tau_m}{\tau_p} \right), \quad (20)$$

где a_0 — амплитуда и τ_p — нормированная длительность ($\tau_p = t_p/t_0$) и τ_m — нормированный сдвиг на временной шкале этого ультракороткого импульса.

Численное решение уравнений (18) и (19) показало, что форма прошедшего импульса накачки повторяет форму падающего ультракороткого импульса. Коэффициент пропускания отличается от вычисленного по формуле Френеля менее чем на 1%.

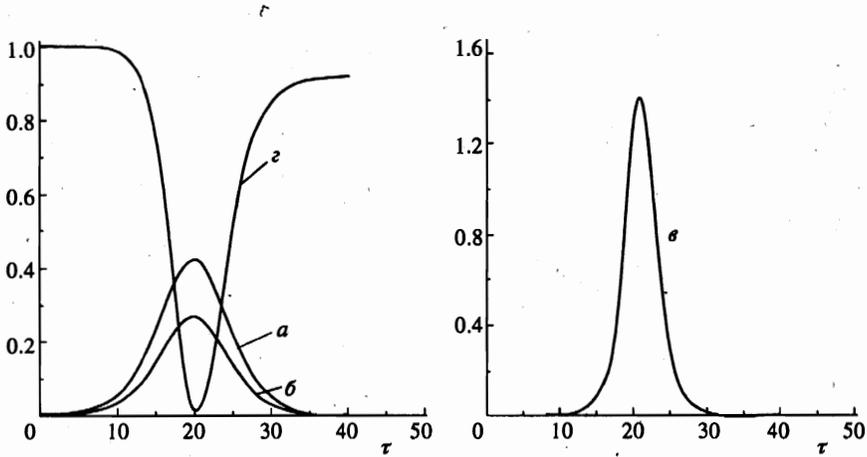


Рис. 1. Огибающие падающего импульса (а), прошедшего импульса (б), импульса гармоники (е) и разности населенностей (z). Импульс накачки имел форму (20) при $a_0 = 0.65$, $\tau_p = 6$, $\tau_m = 20$

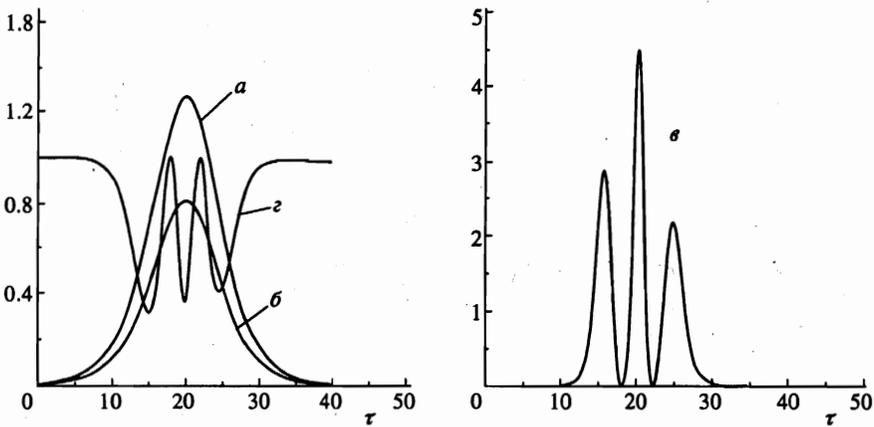


Рис. 2. Огибающие а — падающего импульса, имеющего форму (20), б — прошедшего импульса, е — импульса гармоники, z — разности населенностей. Импульс накачки имел форму (20) при $a_0 = 1.13$, $\tau_p = 6$, $\tau_m = 20$

Это обусловлено тем, что сдвиг частоты резонансного перехода, вызванный высокочастотным эффектом Штарка, и поле Лоренца, выводят систему из резонанса, и мы наблюдаем слабое возбуждение атомов тонкой пленки и, как следствие этого, их ничтожно малый отклик. Здесь следует заметить, что в отличие от случая однофотонного резонанса при двухфотонном резонансе высокочастотный эффект Штарка играет доминирующую роль в этом динамическом нарушении резонанса. Сигнал гармоники по порядку величины составляет 10^{-2} от амплитуды накачки (рис. 1). Увеличение амплитуды падающего сигнала не меняет френелевского характера отражения импульса. Сигнал гармоники приобретает осциллирующий характер (рис. 2), что свидетельствует о быстрой эволюции вектора Блоха (нормированное эффективное поле в уравнениях

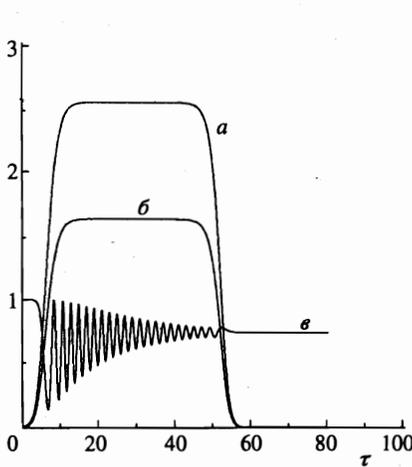


Рис. 3

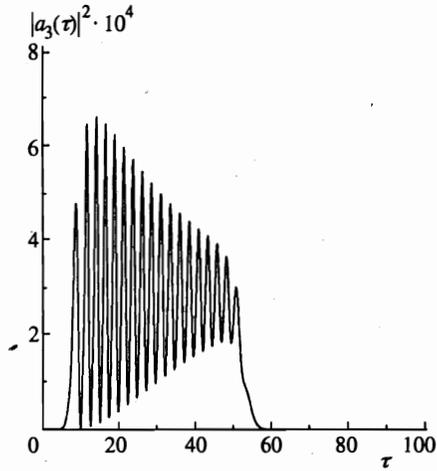


Рис. 4

Рис. 3. Огибающие падающего импульса (а), прошедшего импульса (б) и разности населенностей (в) в случае платообразного импульса основной волны (21) с параметрами $a_0 = 0.75$, $\tau_p = 6$, $\tau_m = 6$ и $\tau_w = 8$

Рис. 4. Огибающая импульса гармоники, образовавшегося под действием импульса основной волны (21) с теми же параметрами

Блоха, определяющее угловую скорость вращения вектора Блоха, можно оценить как $F \sim a_1^2$).

Теперь рассмотрим случай нормального падения ультракороткого импульса, длительность которого намного превосходит период осцилляций Раби. Здесь при численном решении системы уравнений (18) и (19) предполагалось, что нормированная огибающая падающего импульса имеет форму «плато»:

$$a_{in}(\tau) = a_0 \left[\text{th} \left(2 \frac{\tau - \tau_m}{\tau_p} \right) - \text{th} \left(2 \frac{\tau - \tau_m - \tau_w}{\tau_p} \right) \right], \tag{21}$$

где $\tau_w = t_{width}/t_0$ — нормированная ширина «плато». Крутизна фронтов этого импульса была фиксирована во всех проведенных расчетах.

Характерный пример численного расчета представлен на рис. 3. Как и прежде, форма прошедшего сигнала повторяет форму падающего ультракороткого импульса, но меньше его в соответствии с формулами Френеля. Существенным отличием от предшествующего случая является то, что осцилляции населенности атомов пленки затухают и населенность выходит на стационарное значение, отличное от равновесного. Важно подчеркнуть, что при этом в системе времена необратимой релаксации по-прежнему много больше длительности ультракороткого импульса. Это поведение становится понятным, если переписать уравнения Блоха в виде

$$\frac{\partial R}{\partial t} \sim i(\Delta + \text{Re}(f)N)R + i(g_1 + g_2N)N - \text{Im}(f)NR, \tag{22}$$

где f , g_1 и g_2 — некоторые функции, зависящие от падающего поля и параметров среды согласно общим уравнениям (13), (14) и (16). Видно, что учет поля Лоренца и особенностей двухфотонного взаимодействия приводит к эффективному механизму релаксации, который и обуславливает выход на стационарные значения поляризации и разности населенностей атомов пленки. Особенно ярко это проявляется в форме сигнала третьей гармоники (рис. 4): амплитудная модуляция вблизи переднего фронта третьей гармоники сменяется стационарным режимом генерации гармоники. Еще раз подчеркнем, что в рассматриваемом случае фазовый синхронизм определяет направление излучения гармоники из пленки, но никак не сказывается на эффективности ее генерации.

Описанные особенности нормального падения ультракороткого импульса проявляются при увеличении угла падения основной волны на границу раздела диэлектрических сред с тонкой пленкой резонансных атомов. Поскольку при увеличении угла падения уменьшается эффективное поле, проникающее в пленку, меняется период осцилляций Раби, так что при одной и той же длительности ультракороткого импульса возможно реализовать два упомянутых режима взаимодействия такого импульса с тонкой пленкой.

В проведенной серии исследований существенного изменения формы импульса накачки не наблюдалось, поскольку концентрация резонансных атомов пленки была выбрана малой. Если рассматривать пленки с концентрациями резонансных атомов $n_A = 10^{22} \text{ см}^{-3}$ или с гигантскими величинами дипольных моментов $\sim 10 \text{ Дб}$, то при взаимодействии ультракороткого импульса с пленкой его форма будет существенно деформироваться из-за возросшего обратного влияния пленки. Можно ожидать, что при увеличении амплитуды падающего импульса мы получим разбиение прошедшего импульса, точно так же как и в случае распространения ультракороткого импульса в протяженной среде в режиме самоиндуцированной двухфотонной прозрачности [27]. Увеличение угла падения излучения накачки приводит к исчезновению дополнительных пиков в огибающей прошедшего импульса. Поскольку уменьшается эффективное поле, действующее на атом, уменьшается количество осцилляций Раби, каждая из которых соответствует пику на огибающей прошедшего импульса. Сигнал гармоники полностью будет повторять все эти особенности динамики импульса накачки. Этот случай требует более подробных исследований.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе мы рассмотрели эффекты, связанные с прохождением ультракороткого импульса электромагнитного излучения через границу раздела диэлектрических сред, содержащую тонкую пленку резонансных атомов в условиях двухфотонного резонанса. Принципиальным моментом проведенного анализа является учет комбинационного взаимодействия основной волны с генерируемой третьей гармоникой. При этом условия синхронизма определяют только направление излучения гармоники, а не эффективность ее генераций.

Учет локального поля Лоренца приводит к эффекту динамической релаксации поляризации пленки резонансных атомов на временах, много меньших времен необратимой релаксации среды. В результате этого в среде устанавливается стационарная населенность энергетических уровней резонансных атомов, отличная от равновесного значения. Дальнейшее внимание здесь целесообразно сосредоточить на изучении явления оптической бистабильности, которая присуща рассмотренной ситуации.

Обсуждаемые эффекты удобно наблюдать именно в третьей гармонике, поскольку ее сигнал легко отделяется с помощью фильтров и/или условий синхронизма от мощной волны накачки.

Стоит отметить, что если благодаря большой концентрации резонансных атомов в пленке удастся получить сигнал гармоники, сопоставимый с сигналом накачки, то можно ожидать эффекта параметрического просветления [24], когда населенность резонансных атомов не изменяется в течение действия импульсов электромагнитного излучения. При этом, однако, уже возможна генерация пятой и более высоких гармоник, поскольку для них тоже нет требований относительно выполнения фазового синхронизма в пленке.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 98-02-17429). Один из авторов (А. М. Б) выражает благодарность ЗАО «Русское Золото» за помощь в работе.

Литература

1. В. М. Агранович, В. И. Рупасов, В. Я. Черняк, Письма в ЖЭТФ 33, 196 (1981).
2. В. И. Рупасов, В. И. Юдсон, Квант. электр. 9, 2179 (1982).
3. В. И. Рупасов, В. И. Юдсон, ЖЭТФ 93, 494 (1987).
4. А. М. Башаров, А. И. Маймистов, Э. А. Манькин, ЖЭТФ 97, 1530 (1990).
5. Y. Ben-Aryeh, C. M. Bowden, and J. C. Englund, Phys. Rev. A 34, 3917 (1986).
6. М. Г. Бенедикт, А. И. Зайцев, В. А. Малышев, Е. Д. Трифонов, Опт. и спектр. 66, 726 (1989).
7. M. G. Benedict and E. D. Trifonov, Phys. Rev. A 38, 2854 (1988).
8. M. G. Benedict, V. A. Malyshev, E. D. Trifonov, and A. I. Zaitsev, Phys. Rev. A 43, 3845 (1991).
9. M. G. Benedict and E. D. Trifonov, Potsdam. Forsch. B № 64, 9 (1990).
10. А. М. Башаров, ЖЭТФ 94, 12 (1988).
11. М. Г. Бенедикт, А. И. Зайцев, В. А. Малышев, Е. Д. Трифонов, Опт. и спектр. 68, 812 (1990).
12. С. М. Захаров, Э. А. Манькин, Поверхность, физ., хим., механ. № 2, 137 (1988).
13. C. L. P. Lambuschini, J. Mod. Opt. 37, 1175 (1990).
14. А. М. Башаров, ЖЭТФ 108, 842 (1995).
15. Ю. А. Логвин, А. М. Самсон, ЖЭТФ 102, 472 (1992).
16. Ю. А. Логвин, А. М. Самсон, С. И. Туровец, Квант. электр. 17, 1521 (1990).
17. В. А. Горячев, С. М. Захаров, Квант. электр. 24, 193 (1997).
18. D. J. Kaup and V. A. Malomed, Phys. Lett. A 169, 335 (1992).
19. С. М. Захаров, Э. А. Манькин, Опт. и спектр. 63, 1069 (1987).
20. А. М. Samson, Yu. A. Logvin, and S. I. Turovets, Opt. Commun. 78, 208 (1990).
21. Э. Ванасас, Письма в ЖТФ 19(6), 6 (1993).
22. С. М. Захаров, Э. А. Манькин, ЖЭТФ 95, 800 (1989).
23. С. М. Захаров, Э. А. Манькин, ЖЭТФ 105, 1053 (1994).
24. Э. А. Манькин, А. М. Афанасьев, ЖЭТФ 52, 1246 (1967).
25. А. М. Башаров, А. И. Маймистов, Э. А. Манькин, ЖЭТФ 84, 487 (1983).
26. А. М. Башаров, А. И. Маймистов, Э. А. Манькин, *Фотоника. Нелинейные когерентные процессы*, МИФИ, Москва (1986); А. М. Башаров, *Фотоника. Метод унитарного преобразования в нелинейной оптике*, МИФИ, Москва (1990).
27. С. О. Елютин, А. И. Маймистов, Э. А. Манькин, Опт. и спектр. 50, 354 (1981).