

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ НЕСТАЦИОНАРНЫХ КОГЕРЕНТНЫХ ЭФФЕКТОВ И РЕЗОНАНСНОГО САМОВОЗДЕЙСТВИЯ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА, МОДУЛИРОВАННОГО ПО ЧАСТОТЕ

Инна Львовна Пластун¹ (доцент, e-mail: inna_pls@mail.ru),
Владимир Леонардович Дербов² (профессор, e-mail: derbovvl@gmail.com)
¹ Саратовский государственный технический университет,
² Саратовский государственный университет им. Н.Г.Чернышевского

Аннотация

С помощью численного моделирования исследуется распространение лазерного пучка, модулированного по частоте, в двухуровневой нелинейно-оптической среде с насыщением поглощения и дисперсии в условиях проявления эффектов резонансного самовоздействия, на которые накладываются нестационарные когерентные эффекты типа нестационарной оптической нутации и затухания свободной поляризации, возникающие при высокочастотной модуляции. В настоящей работе анализируется совместное проявление и влияние этих двух типов эффектов на временные и частотные характеристики выходного сигнала.

Ключевые слова: распространение лазерного пучка, резонансное самовоздействие, самонаведенная дифракция, нестационарная нутация, затухание свободной поляризации, частотная модуляция.

Введение

Распространение лазерного излучения, модулированного по частоте, в нелинейно-оптических средах в условиях точного резонанса представляет интерес для задач спектроскопии, стабилизации частоты лазеров, передачи сигналов через элементы оптоволоконных систем, содержащих резонансно поглощающие или усиливающие примеси. При распространении в среде поперечно ограниченных пучков с высокой интенсивностью начинают проявляться эффекты насыщения поглощения и дисперсии, характеризующиеся тем, что с ростом интенсивности поля при отрицательных отстройках от резонанса абсолютное значение показателя преломления уменьшается, при положительных отстройках – растёт, а коэффициент поглощения в условиях точного резонанса с ростом интенсивности поля уменьшается. В таких условиях начинают проявляться эффекты резонансного самовоздействия (самофокусировка и самодифракмирование пучка), обнаруженные как теоретически [1], так и экспериментально [2] и подробно исследованные в стационарном случае (см., например, [3-7]), когда рассматривались пространственные характеристики излучения [3-5] и спектры пропускания [6,7]. Особенностью нестационарного случая, когда частота модуляции сравнима с характерными временами затухания разности заселенностей и поляризации среды, является невозможность непосредственно использовать восприимчивость среды в уравнениях для поля. В этом случае требуется одновременное решение уравнений, описывающих отклик среды, и волнового уравнения, описывающего распространение лазерного пучка. В скалярном приближении для медленных огибающих поля и поляризации и при использовании простейшей двухуровневой модели среды соответствующие уравнения представляют собой хорошо известную систему уравнений Максвелла-Блоха.

Моделирование распространения частотно-модулированного пучка через двухуровневую среду с насыщением поглощения и дисперсии, проведенное нами ранее

на указанной основе [8], продемонстрировало ряд особенностей нестационарного самовоздействия пучка, зависящих от частоты модуляции и, в частности, приводящих к заметной асимметрии спектра насыщенного поглощения. С другой стороны, известно, что при быстром прохождении частоты лазера через резонанс с атомным переходом даже в линейном случае возникают переходные оптические процессы, подобные оптической нутации [9], впервые обнаруженной Тангом [11] и исследованной Брюером и Шумейкером [12].

В настоящей работе с помощью численного моделирования анализируется одновременное проявление и взаимное влияние резонансного самовоздействия лазерного пучка и нестационарных когерентных эффектов при периодическом сканировании частоты пучка вблизи атомного резонанса. Была исследована зависимость выходной интенсивности пучка от частоты лазера, модулируемой по гармоническому закону. Обнаружено, что эта зависимость является очень чувствительной к нестационарным свойствам среды, которые начинают проявляться при относительно низких частотах модуляции – порядка 10% от ширины линии перехода. Показано, что с увеличением амплитуды частотной модуляции при каждом прохождении резонанса лазерной частотой возникает переходный процесс, напоминающий оптическую нутацию, проявляющийся даже в случае слабых полей и оптически тонкого слоя. В сильных полях и протяжённых средах на развитие этого процесса влияют эффекты резонансного самовоздействия лазерного пучка, в частности, эффекты самонаведенной дифракции, наведенной линзы и наведенной диафрагмы.

1. Численное решение системы уравнений Максвелла-Блоха

Исходные уравнения модели в безразмерных единицах имеют вид:

$$2i \left(\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial E}{\partial t} \right) + \nabla_{\perp}^2 E = gP, \quad (1)$$

$$\frac{\partial D}{\partial t} = -\gamma \left[D - 1 + i \left(E^* P - E P^* \right) \right], \quad (2)$$

$$\frac{\partial P}{\partial t} = -(\Gamma + i\Delta) P - \frac{i}{2} \Gamma D E, \quad (3),$$

где g – линейное поглощение на единичной длине,

$$\nabla_{\perp}^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} - \text{ поперечный Лапласиан, } \gamma, \Gamma -$$

скорости релаксации заселенности и затухания поляризации, соответственно, $D(z, \rho, t)$ – разность заселённости, нормированная на её величину в отсутствие насыщения, $E(z, \rho, t)$, $P(z, \rho, t)$ – медленно меняющиеся амплитуды электрического поля и поляризации, соответственно, Δ – отстройка несущей частоты от частоты атомного перехода.

Единица амплитуды поля соответствует уровню насыщения $D=0,5$. Продольная координата z измеряется в единицах дифракционной длины, поперечная координата r нормирована на характерный радиус пучка a .

Уравнения (1)-(3) решались при начальных условиях:

$$E(z=0, \rho, \phi, t) = E^0(\rho, \phi, t); \quad E(z, \rho, \phi, t=0) = 0;$$

$$D(z, \rho, \phi, t=0) = 1; \quad P(z, \rho, \phi, t=0) = 0.$$

В рассматриваемых примерах лазерный пучок на входе модулировался по частоте и анализировались локальный отклик среды и выходное поле. Изучение проявлений самовоздействия в этом случае усложнялось тем, что изменения выходной интенсивности из-за эффектов самовоздействия были слишком малы на фоне задаваемой модуляции.

Из-за особенностей представления поперечного профиля пучка в виде суперпозиции гауссовых мод модель недостаточно точно описывает поведение аксиально-несимметричных пучков, поэтому для упрощения рассматривались пучки, симметричные относительно оси распространения, что соответствует большинству физических экспериментальных задач по распространению лазерных сигналов. Для решения уравнений (1)-(3) была использована неявная разностная схема второго порядка [8], основанная на разложении поля по поперечной координате по модам Гаусса-Лагерра [10]. Эти моды были взяты как собственные моды пустого линейного волновода при $v \neq 0$, в противном случае модовый параметр связывался с параметром исходного пучка. Координаты дискретной четырёхмерной решётки $(z_k, \rho_i, \phi_j, t_n)$ представлены следующим образом: $t_n = nh/c$, $z_k = kh$ – координаты по времени и по продольной координате, соответственно, ρ_i – i -й радиальный узел, принятый равным нулю у моды Гаусса-Лагерра высшего порядка, $i=0, \dots, L$, $\phi_j = 2\pi j / (2M+1)$ – j -й азимутальный узел, $j=0, \dots, 2M$. Каждая мода Гаусса-Лагерра определяется двумя числами – номером радиального узла $l=0, \dots, L$ и топологическим зарядом вихря (или номером азимутального узла) $m=-M, \dots, M$.

Обозначим дискретные расчётные функции, описывающие распространяющееся поле, поляризацию и разность заселённости среды, как $E_{n,k,i,j} = E(z_k, \rho_i, \phi_j, t_n)$, $P_{n,k,i,j} = P(z_k, \rho_i, \phi_j, t_n)$, $D_{n,k,i,j} = D(z_k, \rho_i, \phi_j, t_n)$, а $C_{n,k,l,m}$, $F_{n,k,l,m}$ – зависящие от z и t коэффициенты моды Гаусса-Лагерра для поля и поляризации, соответственно.

Таким образом, численный алгоритм может быть представлен в следующем виде:

$$E_{n,k,i,j} \rightarrow C_{n,k,l,m}; \quad (4)$$

$$P_{n,k,i,j} \rightarrow F_{n,k,l,m}; \quad (5)$$

$$i \frac{C_{n+1,k+1,l,m} - C_{n,k,l,m}}{h} = b_{l,m} \frac{C_{n+1,k+1,l,m} + C_{n,k,l,m}}{2} + g \frac{F_{n,k+1,l,m} + F_{n,k,l,m}}{4}; \quad (6)$$

$$C_{n+1,k,l,m} \rightarrow E_{n+1,k,i,j}; \quad (7)$$

$$c \frac{D_{n+2,k,i,j} - D_{n,k,i,j}}{2h} = -\gamma \left[\frac{D_{n+2,k,i,j} + D_{n,k,i,j}}{2} - 1 - 2 \operatorname{Im} \left(E_{n+1,k,i,j}^* \frac{P_{n+2,k,i,j} + P_{n,k,i,j}}{4} \right) \right]; \quad (8)$$

$$c \frac{P_{n+2,k,i,j} - P_{n,k,i,j}}{2h} = -(\Gamma + i\Delta) \times \frac{P_{n+2,k,i,j} + P_{n,k,i,j}}{2} - i \frac{\Gamma}{2} E_{n+1,k,i,j} \frac{D_{n+2,k,i,j} + D_{n,k,i,j}}{2}; \quad (9)$$

$$P_{n+2,k,i,j} \rightarrow F_{n+2,k,l,m}; \quad (9)$$

$$i \frac{C_{n+2,k+1,l,m} - C_{n+1,k,l,m}}{h} = b_{l,m} \frac{C_{n+2,k+1,l,m} + C_{n+1,k,l,m}}{2} + g \frac{F_{n+2,k+1,l,m} + F_{n+2,k,l,m}}{4}; \quad (10)$$

$$C_{n+2,k,l,m} \rightarrow E_{n+2,k,i,j}. \quad (11)$$

Шаги (4) и (5) представляют собой прямое преобразование Гаусса-Лагерра, в результате которого получаем модовое представление для поля и поляризации, соответственно. Шаги (7), (9) и (11) – обратное преобразование Гаусса-Лагерра, после которого мы получаем истинные значения E и P .

Шаг (8) представляет собой решение системы двух линейных дифференциальных уравнений для действительной величины $D_{n+2,k,i,j}$ и комплексной величины $P_{n+2,k,i,j}$. Длина распространения берётся конечной $z_{max} = Kh$. Таким образом, в памяти одновременно сохраняются четыре массива, каждый из которых имеет размерность $(L+1)(2M+1)K$. Данная расчётная схема имеет второй порядок по h . Устойчивость схемы в режиме распространения непрерывного лазерного излучения проверялась на основе примеров, решаемых аналитически, и путём сравнения с результатами, полученными на основе других

численных методов. Отметим, что равенства (6) и (10) являются подобными, что очень важно для устойчивости метода. Выбор в пользу данной расчётной схемы был обусловлен тем фактом, что в методе расщепления, традиционно используемом в подобных задачах, достаточно часто проявляются высокочастотные осцилляции нефизической природы, что свидетельствует о неустойчивости этого метода для подобных задач.

В настоящей работе рассматриваются пучки, изначально модулированные по частоте. Распространяясь в резонансной поглощающей среде, пучок постепенно приобретает модуляцию интенсивности, которая вызывается обычной разницей поглощения на различных частотах. Этот эффект является нелинейным, а спонтанным, он может возникать даже при низких интенсивностях и низких частотах модуляции. Необходимо отметить, что в этом случае не учитываются линзовые свойства среды, поскольку они возникают благодаря насыщению, а не частотно-зависимой рефракции.

Исследовалось влияние насыщения поглощения и рефракции на процесс преобразования фазовой модуляции на входе в среду в амплитудную модуляцию на выходе. Частота модуляции была взята достаточно низкой для того, чтобы рассматривать насыщение как адиабатическое следование временным изменениям частоты. Более яркие проявления наведенной линзы наблюдались в режиме среднего насыщения. В этом режиме частота модуляции изменялась до тех пор, пока не начали проявляться спонтанные эффекты самовоздействия. При этом наблюдался сдвиг фазы модуляции и уменьшение амплитуды, вызванные инертностью отклика среды. В приводимых примерах продемонстрирована эффективность и устойчивость выбранной численной модели.

Были рассмотрены лазерные пучки с начальным гауссовым профилем. Частота пучка на входе в среду гармонически модулировалась по времени, $\omega = \omega_0 + \omega_1 \sin \Omega t$, где ω_0 – несущая лазерная частота, ω_1 – амплитуда модуляции частоты, Ω – частота модуляции.

Профиль пучка на входе в среду брался гауссовым, таким образом, комплексная амплитуда входного поля имела вид:

$$E(0, \rho, t) = E_0 \exp\left(-\frac{\rho^2}{2a^2}\right) \exp\left[i\frac{\omega_1}{\Omega} \cos(\Omega t)\right]. \quad (12)$$

Начальный радиус пучка a во всех рассматриваемых случаях был взят равным 1. Мы предполагаем, что центральная несущая частота ω_0 равна частоте атомного перехода, таким образом, $\Delta = 0$ в (3). В этом случае частота модулированного поля осциллирует симметрично по отношению к точной величине резонанса. Время и частота нормированы на времена релаксации. Для упрощения были взяты равные значения $\gamma = \Gamma = 1$.

Амплитуда частотной модуляции $\omega_1 = 1$, т.е. отстройка частоты поля от резонанса составляет одну

полуширину линии. В этом случае можно предположить наличие существенной амплитудной модуляции выходной интенсивности из-за постоянного изменения поглощения.

Исследуемыми параметрами являются интенсивность пучка на выходе из среды $I(z, r, t, \omega)$, представляемая как квадрат модуля комплексной амплитуды поля E : $I(z, \rho, \phi, t, \omega) = |E(z, \rho, \phi, t, \omega)|^2$, и размер пятна $w(t)$, определяемый как второй момент поперечного распределения нормированной интенсивности:

$$w^2(t) = \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\infty} \rho^3 d\rho |E(Z, \rho, \phi, t)|^2 \times \left\{ \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\infty} \rho d\rho |E(Z, \rho, \phi, t)|^2 \right\}^{-1}. \quad (13)$$

Рассматривались различные типы модуляции: слабый (низкочастотный: $\Omega = 0,25\pi$) и средний ($\Omega = 0,5\pi$). В режиме слабой модуляции спонтанные эффекты отклика среды пренебрежимо малы.

Длина распространения составляла шесть дифракционных длин пучка: $Z = z_{max} = 6$, что является достаточным для наблюдения изменений в поведении лазерного пучка. Линейное поглощение в рассматриваемых случаях принималось равным $g = 1$, и, таким образом, интенсивность на выходе из среды оказывалась небольшой из-за поглощения и дифракционного расплывания.

2. Влияние эффектов резонансного самовоздействия на характеристики лазерного пучка

Рассмотрим поведение лазерного пучка в случае, когда частота модуляции сравнима со скоростями затухания: $\Omega = 0,25\pi$; $\Omega = 0,5\pi$, а амплитуда модуляции меньше ширины спектральной линии среды: $\omega_1 = 1$.

На рис. 1 представлены временные изменения интенсивности на оси пучка I и размера пятна w в условиях слабого (рис. 1а), среднего (рис. 1б) и сильного (рис. 1в) поля, когда начинают проявляться эффекты резонансного самовоздействия.

Для удобства величина интенсивности в каждой точке графика на рис. 1 умножалась на специальный нормировочный множитель таким образом, чтобы разместить её на одном графике с размером пятна.

В линейном режиме (рис. 1а, $E_0 = 0,1$) модуляция выходной интенсивности близка к гармонической, её частота равна удвоенной частоте модуляции. Это следует из того факта, что симметричные сдвиги лазерной частоты в обе стороны от резонанса вызывают одинаковые изменения линейного поглощения. Размер пятна в этом случае не зависит от частотной модуляции, так как отсутствует наведенная линза.

В условиях заметного насыщения при $E_0 = 5$ хорошо видны проявления резонансного самовоздействия (рис. 1 б): полупериоды модуляции становятся неравными, так как наведенная линза является положительной при частоте выше атомного перехода и отрицательной при частоте ниже перехода.

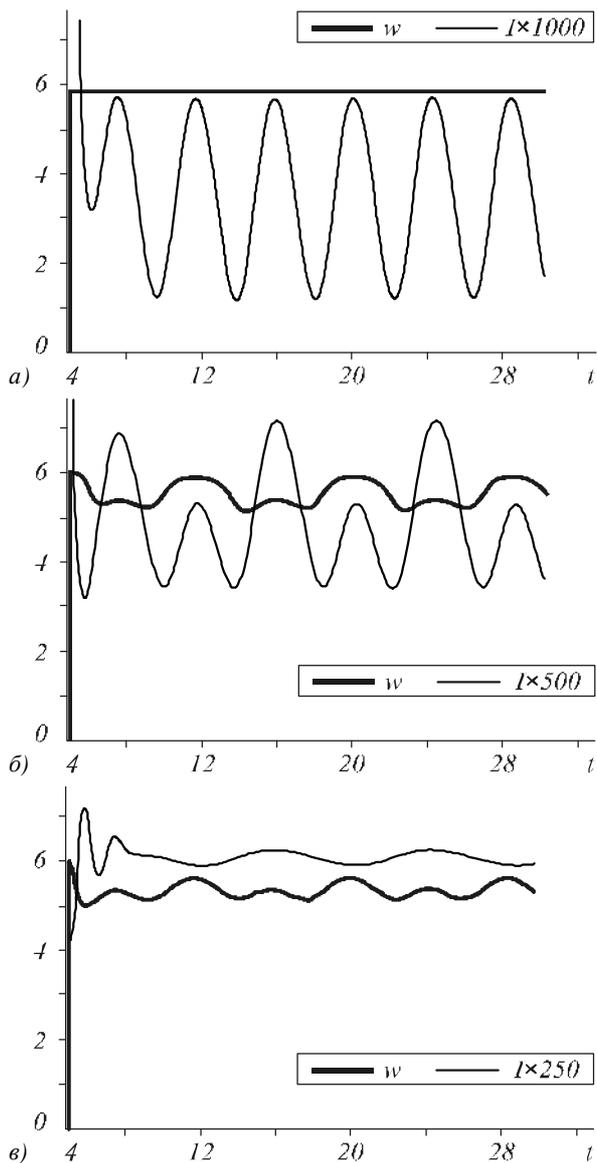


Рис.1. Интенсивность на оси пучка и размер пятна на выходе из среды в зависимости от времени при низкой частоте модуляции $\Omega=0,25$: (а) – отсутствие насыщения: $E_0=0,1$; (б) – среднее насыщение: $E_0=5$; (в) – сильное насыщение: $E_0=20$

Таким образом, увеличение интенсивности из-за слабого поглощения на частоте ниже резонанса сглаживается самодефокусировкой. Прослеживается явная зависимость изменений интенсивности $I(t)$ и поведения размера пятна $w(t)$. В фокусирующей области пики интенсивности становятся больше. Размер пятна демонстрирует увеличение после спада в центре каждой фокусирующей области. В условиях сильного насыщения ($E_0=20$, рис. 1в), когда проявления резонансного самовоздействия становятся более явными, наблюдается ещё большая корреляция временных зависимостей интенсивности и размера пятна: в областях дефокусировки и дифракционного распыливания виден спад интенсивности на оси, а при фокусировке – её рост.

На рис. 2а демонстрируется зависимость выходной интенсивности от частоты лазера при $E_0=0,1$,

$\Omega=0,5$, $\omega_1=2$ с коррекцией времени распространения от входа до выхода из среды.

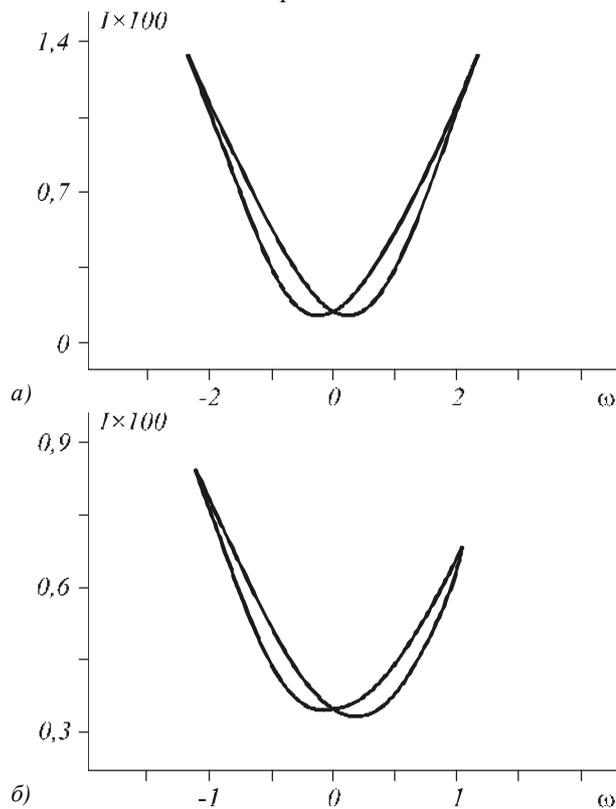


Рис. 2. Зависимость интенсивности на выходе из среды I от частоты лазера ω : (а) при отсутствии насыщения $E_0=0,1$, $\Omega=0,5$, $\omega_1=2$ (слабое поле); (б) при умеренном насыщении $E_0=3$, $\Omega=0,5$, $\omega_1=2$ (среднее поле)

Рассматривался один период стационарных осцилляций, возникающих после исходного переходного процесса; таким образом, частота лазера сканировалась вдоль атомного резонанса вперёд и назад. Было замечено, что провал интенсивности симметрично сдвигается в зависимости от направления сканирования частоты таким образом, что кривая зависимости за полный период напоминает петлю гистерезиса. Этот эффект представляет собой проявление нестационарного отклика среды, который постепенно исчезает по мере приближения частоты модуляции Ω к нулю.

Влияние насыщения проиллюстрировано на рис. 2б, где $E_0=3$, $\Omega=0,5$. Причиной асимметрии является резонансная самофокусировка, вызванная наведенной линзой, меняющей свой знак в момент прохождения резонанса. Асимметрия усиливается с увеличением частоты лазера, кроме того, присутствует эффект гистерезиса.

Проявления запаздывающего отклика среды достаточно хорошо можно отследить также по зависимости выходной интенсивности от времени (рис. 1), но частотные зависимости дают более ясное представление об эффекте.

Очевидно, что данный эффект должен возникать даже в случае оптически тонкого слоя, когда отсут-

ствуют эффекты, связанные с распространением, такие как дифракция и самофокусировка пучка.

В этом случае решается только система уравнений Блоха (2), (3) для среды, а интенсивность ищется как аппроксимация первого порядка решения волнового уравнения (1):

$$I(\Delta z) = |E|^2 + \frac{i}{2} \Delta z (EP^* - E^*P) + \frac{1}{4} (\Delta z)^2 |P|^2, \quad (14)$$

где Δz – толщина слоя.

Видно (рис. 3а), что величина расщепления сравнима со случаем протяжённой среды (рис. 2а), а в сильных полях (рис. 3б) отсутствует асимметрия, вызванная самофокусировкой.

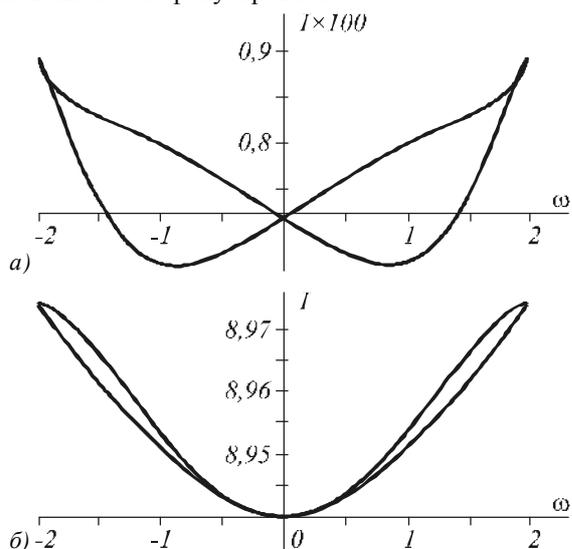


Рис.3. Зависимость интенсивности пучка I от частоты лазера ω при $\Omega=0,5, \omega_1=2$: (а) в случае слабого поля: $E_0=0,1$; (б) в случае среднего поля: $E_0=3$

3. Проявление нестационарных когерентных эффектов

Проведенные численные исследования продемонстрировали также связь нестационарных когерентных процессов и эффектов резонансного самодействия, что можно видеть на рис. 4 и рис. 5.

При увеличении амплитуды частотной модуляции характер взаимодействия пучка со средой меняется: большую часть времени частота света далека от резонанса, и лишь на короткое время при прохождении резонанса взаимодействие велико.

В таких условиях начинает проявляться процесс, подобный нестационарной оптической нугации [9,11,12], когда быстрое изменение частоты лазерного излучения приводит к тому, что коэффициент пропускания возбужденной среды начинает приближаться к стационарному значению, проходя этап затухающих колебаний, а эти колебания, в свою очередь, вызывают затухающие осцилляции интенсивности выходного сигнала.

Воздействие поля на среду в этом случае подобно серии коротких импульсов, каждый из которых вызывает осцилляции поляризации и разности засе-

ленностей, что вызывает осцилляции выходной интенсивности, хорошо заметные как на графике зависимости интенсивности от частоты лазера (рис. 4), так и на временных зависимостях интенсивности на оси пучка и размера пятна (рис. 5).

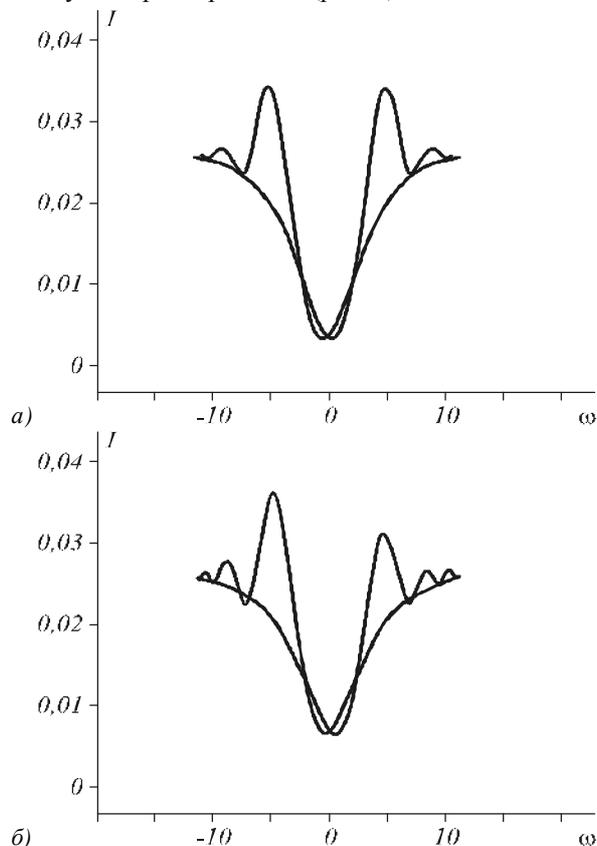


Рис. 4. Проявление нестационарных когерентных эффектов при $\Omega=0,5, \omega_1=10$: (а) в случае отсутствия насыщения $E_0=0,1$ (слабое поле); (б) при умеренном насыщении $E_0=3$ (среднее поле)

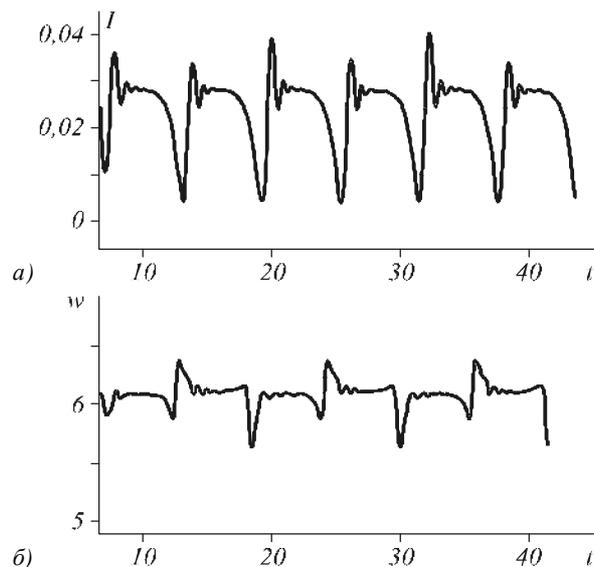


Рис. 5. Интенсивность на оси пучка I (а) и размер пятна w (б) в условиях проявления нестационарной оптической нугации: $E_0=3, \Omega=0,5, \text{амплитуда модуляции } \omega_1=10$

Причина возникновения осцилляций заключается в том, что при быстром изменении частоты возмущающего на среду лазерного поля область резонанса, соответствующая максимальному воздействию, проходит очень быстро, и в силу инертности среды, энергия, запасенная в системе, начинает излучаться, вызывая затухающие колебания поляризации, и, как следствие – колебания интенсивности самого лазерного пучка. При следующем проходе через резонанс ситуация повторяется.

Необходимо отметить, что данный эффект одинаково сильно проявляется как в случае протяжённой среды, так и в случае оптически тонкого слоя, что закономерно объясняется природой этого явления, в основе которого лежит нестационарный отклик среды на воздействующее поле.

Нестационарные свойства среды начинают проявляться даже при относительно низких частотах модуляции – порядка 10% от ширины линии перехода, причем интенсивность возмущающего поля для качественного развития нестационарной оптической нугации не имеет существенного значения. Процесс оптической нугации возникает с увеличением амплитуды частотной модуляции при каждом прохождении резонанса лазерной частотой и проявляется, как уже было сказано, даже в случае слабых полей и оптически тонкого слоя. В сильных полях и протяжённых средах на развитие этого процесса влияют эффекты резонансного самовоздействия лазерного пучка, в частности, эффекты наведённой линзы и наведённой диафрагмы.

Влияние самофокусирующих свойств среды, возникающих в условиях резонансного самовоздействия, заключается в различном кратковременном воздействии при прохождении резонанса сверху вниз и снизу вверх, что проявляется в асимметрии зависимости интенсивности от частоты лазера (рис. 4б) при сдвиге от резонанса в сторону увеличения или уменьшения частот, а также в различной форме и амплитуде переходных осцилляций интенсивности и соответствующих изменений размера пятна (рис. 5). Описанный эффект можно использовать для получения дополнительной спектроскопической информации о свойствах среды.

Таким образом, можно утверждать, что распространение модулированного лазерного сигнала в двухуровневой среде с насыщением поглощения и дисперсии сопровождается проявлениями двух типов воздействий: нестационарных когерентных эффектов типа затухания свободной поляризации или нестационарной оптической нугации, возникающих даже в оптически тонком слое при увеличении амплитуды модуляции до величин, в десятки раз превосходящих времена релаксации, и эффектов резонансного самовоздействия лазерного пучка, проявляющихся в сильных полях, способных изменять характеристики среды, и усиливающихся по мере распространения сигнала. С учётом этих эффектов можно корректировать распространение лазерного

сигнала при оптическом зондировании различных сред, увеличивать длину проникновения излучения и получать дополнительную информацию о свойствах среды на основе спектров пропускания.

Заключение

На основе численного моделирования были проанализированы пространственные и частотные проявления резонансного самовоздействия и нестационарных когерентных эффектов в лазерных пучках, модулированных по частоте.

Обнаружено, что повышение амплитуды модуляции до величин, в десятки раз превосходящих времена релаксации, вызывает такие нестационарные эффекты, как затухание свободной поляризации и оптическую нугацию, проявляющиеся в виде осцилляций пиков интенсивности распространяющегося сигнала и скачкообразном изменении размера пятна. Данный эффект не зависит от глубины распространения лазерного излучения в среде, поскольку природа его – в быстрых изменениях частоты лазера. В условиях значительного насыщения поглощения и дисперсии среды, возникающих при увеличении интенсивности распространяющегося лазерного поля, начинают проявляться эффекты резонансного самовоздействия лазерного пучка, в частности, эффекты наведённой линзы и наведённой диафрагмы. Данные эффекты изменяют характеристики среды и усиливаются по мере распространения сигнала. С учётом этих эффектов можно корректировать распространение лазерного сигнала при оптическом зондировании различных сред, увеличивать длину проникновения излучения при распространении сигнала в оптической связи и получать дополнительную информацию о свойствах среды на основе спектров пропускания.

Благодарности

Авторы благодарят к.ф.-м.н. В.В.Серова за помощь в реализации расчетной схемы и адаптации численного метода к условиям данной задачи.

Работа выполнена при частичном финансировании в рамках российско-американской программы по поддержке фундаментальных исследований (грант CRDF Award No. REC-006).

Литература

1. **Javan, A.** Possibility of self-focusing due to intensity dependent anomalous dispersion /A.Javan, P.Kelley //IEEE J. Quant. Electron. - 1966. -V.2, №. 9, -P. 470-473.
2. **Bjorkholm, J.C.** CW self-focusing and self-trapping of light in sodium vapor / J.C.Bjorkholm, A.Ashkin //Phys. Rev. Lett. -1974. -V.32, -P. 129-132.
3. **LeBerre M.** Continuous-wave off-resonance rings and continuous-wave on-resonance enhancement / M. LeBerre, E. Ressaure, A. Tallet et al. //Journal of the Optical Society of America B. -1984. -V.1. №3. -P.591-605.
4. **Dowell, M.L.** Self-focused light propagation in fully saturable medium: experiment / M.L.Dowell., R.C.Hart, A.Gallagher, J.Cooper //Phys. Rev. A. -1996. -V.53, № 3, -P. 1775-1781.

5. **Базаров, Е.Н.** Динамическая самофокусировка гауссова светового пучка при насыщении неоднородно - уширенной линии поглощения /Е.Н. Базаров, Г.А.Герасимов, В.П.Губин, Н.И.Старостин, В.В.Фомин //Квантовая электроника. -1990. -Т.17, № 2, -С. 207-210.
6. **Babkova-Plastun I.L.** Asymmetry of transmission spectra due to saturation-induced self-action of light beams/ I.L.Babkova-Plastun, V.L.Derbov //Optics Communications. -1992. -V.94. -P.119-121.
7. **Пластун И.Л.** Пространственные и частотные проявления эффектов самовоздействия лазерных пучков в различных схемах усиления без инверсии / И.Л.Пластун //Оптика и спектроскопия. -2001. -Т. 91.№1. С.158-164.
8. **Derbov V.L.** Transient Phenomena and Time-Dependent Resonance Self-Action in Phase-Modulated Laser Beams /V.L.Derbov, I.L.Plastun, V.V.Serov, A.V.Trofimov //Proceedings of 9th International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON 2007). Rome, Italy, July 1-5, 2007, Vol.1, -P.212-216.
9. **Шен, И.Р.** Принципы нелинейной оптики / Шен И.Р. – М.: Наука. 1989. –560с. (Y.R.Shen The principles of nonlinear optics / A Wiley-Interscience Publication, John Wiley&Sons, Inc. N.Y., 1984).
10. **Melnikov, L.A.** Numerical studies of beam and pulse propagation in lasers and nonlinear media: transverse pattern dynamics and nonparaxial effects / L.A.Melnikov, V.L.Derbov, I.V.Veshneva, A.I.Konukhov //Computers Math. Applic. -1997. -V.34, № 7/8, -P. 881-909.
11. **Hocker G.B.** Observation of the Optical Transient Nutation / G.B.Hocker, C.L.Tang // Phys. Rev. Lett. -1968. -V.21, №9. -P. 591-594.
12. **Brewer R.G.** Optical Free Induction Decay / R.G.Brewer, R.I. Shoemaker //Phys. Rev.A. -1972. -V.6, №6. -P. 2001-2007.
4. **Dowell, M.L.** Self-focused light propagation in fully saturable medium: experiment / M.L.Dowell., R.C.Hart, A.Gallagher, J.Cooper //Phys. Rev. A. -1996. -V.53, № 3, -P. 1775–1781.
5. **Bazarov E.N.** Dynamic self-focusing of a Gaussian light beam accompanying saturation of an inhomogeneously broadened absorption line / E.N.Bazarov, G.A.Gerasimov, V.P.Gubin // Soviet Journal of Quantum Electronics, -1990,-V.20, №2, P. 161-167, Translated from Kvantovaya Electronika, -1990. -Т.17, № 2, -P. 207-210 (in Russian).
6. **Babkova-Plastun I.L.** Asymmetry of transmission spectra due to saturation-induced self-action of light beams/ I.L.Babkova-Plastun, V.L.Derbov //Optics Communications. -1992. -V.94. -P.119-121.
7. **Plastun I.L.** Spatial and Frequency Manifestations of Laser Beam Self-Action Effects in Different Schemes of Inversionless Amplification / I.L. Plastun // Optics and Spectroscopy, 2001, V. 91, №1, P. 146–152. Translated from Optika i Spektroskopiya, -2001, V. 91, №1, P.158–164 (in Russian).
8. **Derbov, V.L.** Transient Phenomena and Time-Dependent Resonance Self-Action in Phase-Modulated Laser Beams /V.L.Derbov, I.L.Plastun, V.V.Serov, A.V.Trofimov //Proceedings of 9th International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON 2007). Rome, Italy, July 1-5, 2007, Vol. 1, -P.212-216.
9. Shen Y.R. The principles of nonlinear optics / Y.R. Shen; translate from english – Moscow: Nauka, 1989. – 560p. – (in Russian)/ Y.R. Shen The principles of nonlinear optics /A Wiley-Interscience Publication, John Wiley&Sons, Inc. N.Y., 1984).
10. **Melnikov, L.A.** Numerical studies of beam and pulse propagation in lasers and nonlinear media: transverse pattern dynamics and nonparaxial effects / L.A.Melnikov, V.L.Derbov, I.V.Veshneva, A.I.Konukhov //Computers Math. Applic. -1997. -V.34, № 7/8, -P. 881-909.
11. **Hocker G.B.** Observation of the Optical Transient Nutation / G.B.Hocker, C.L.Tang // Phys. Rev. Lett. -1968. -V.21, №9. -P. 591-594.
12. **Brewer R.G.** Optical Free Induction Decay / R.G.Brewer, R.I. Shoemaker // Phys. Rev.A. -1972. -V.6, №6. -P. 2001-2007.

References

1. **Javan, A.** Possibility of self-focusing due to intensity dependent anomalous dispersion /A.Javan, P.Kelley //IEEE J. Quant. Electron. - 1966. -V.2, №. 9, -P. 470-473.
2. **Bjorkholm, J.C.** CW self-focusing and self-trapping of light in sodium vapor / J.C.Bjorkholm, A.Ashkin //Phys. Rev. Lett. -1974. -V.32, -P. 129-132.
3. **LeBerre M.** Continuous-wave off-resonance rings and continuous-wave on-resonance enhancement / M. Le-

INVESTIGATION OF THE NONSTATIONARY COHERENT EFFECTS AND RESONANT SELF-ACTION INFLUENCE ON THE CHARACTERISTICS OF A FREQUENCY-MODULATED LASER BEAM

*Inna Lvovna Plastun*¹ (associated professor, e-mail: inna_pls@mail.ru),
*Vladimir Leonardovich Derbov*² (professor, e-mail: derbovvl@gmail.com)
¹ Saratov State Technical University,
² Saratov State University

Abstract

Periodical modulation of frequency, typical for spectroscopic purposes, is numerically modelled in transversely limited, propagated through a saturable two-level absorber cw laser beams. At modulation periods comparable with the atomic relaxation times the time and frequency dependence of the output intensity exhibits the manifestations of delayed medium response, including time-dependent lens and aperture effects that may be of importance in spectroscopy. Simultaneous manifestation and interaction of resonant self-action and non-stationary transients are analyzed in present work.

Key words: propagation of cw laser beam, resonant self-action, self-induced diffraction, non-stationary transients, optical nutation, frequency modulation.

Поступила в редакцию 26.06.2009 г.