

# Предельно короткие диссипативные солитоны в активных нелинейных световодах\*

Н.Н.Розанов, В.Е.Семенов, Н.В.Высотина

*Исследовано распространение видеоимпульсов самоиндуцированной прозрачности в волноводе, содержащем двухуровневые атомы двух типов – с резонансным усилением и поглощением. Демонстрируется возможность реализации за счет усиления режима уменьшения длительности импульса вплоть до значений, сопоставимых с обратной частотой атомного перехода (единицы фемтосекунд), при одновременном увеличении пиковой амплитуды. Проведен анализ механизмов, ограничивающих сжатие усиленных импульсов самоиндуцированной прозрачности (введение третьего атомного уровня, использование брэгговской решетки показателя преломления волновода).*

**Ключевые слова:** фемтосекундные импульсы, импульсы самоиндуцированной прозрачности, диссипативные солитоны.

## 1. Введение

Предельно короткие импульсы оптического излучения, длительность которых сравнима с обратной частотой атомных переходов, представляют значительный интерес ввиду необычной физики их взаимодействия с веществом и широких возможностей применения [1–4]. Теоретическое описание формирования и распространения таких импульсов нетривиально и осуществимо лишь для упрощенных моделей. Основная часть теоретических исследований формирования и свойств таких импульсов отвечает случаю прозрачных нелинейно-оптических сред. Популярной моделью среды в этих исследованиях служит двухуровневая схема, в которой эффектами релаксации пренебрегается [5]. Последнее приближение можно оправдать для длительностей импульсов, много меньших времени релаксации среды, однако и тогда на достаточно длинных трассах эффект релаксации будет накапливаться и приводить к заметным потерям излучения. Потери можно компенсировать введением в схему оптического усиления. Для случая резонансного нелинейного усиления ранее было показано, что на динамику предельно коротких импульсов существенно влияет баланс диссипативных процессов, при достижении которого возможно существование набора диссипативных солитонов с неизменной формой и дискретным набором скоростей [6]. Использование импульсов самоиндуцированной прозрачности в среде с усилением позволяет получить предельно короткие импульсы в режиме усиленной самоиндуцированной прозрачности (УСИП) [7]; столкновение таких импульсов рассматривалось в работе [8]. Еще одним важным моментом является то, что эффективный обмен энергией электромагнитного поля со сре-

дой за время, сравнимое с обратной частотой атомных переходов, возможен при напряженностях полей, частота Раби которых близка к частоте атомного перехода. Большая нелинейность, возникающая при распространении таких мощных импульсов, должна приводить к поперечной неустойчивости. Избежать поперечной неустойчивости можно при распространении излучения в волноводе. При этом в литературе в качестве стандартного принято приближение фиксированной поперечной структуры поля в волноводе.

Для иллюстрации основной идеи импульсов УСИП напомним, что происходит при усилении хорошо известных временных солитонов огибающей в керровской среде [9], а также временных видеосолитонов в двухуровневой среде без релаксации [10]. В отсутствие усиления имеется семейство солитонов с фиксированной «площадью» (интеграл по всей длительности импульса от его амплитуды – для медленно меняющейся огибающей или от напряженности поля – для видеоимпульсов), причем солитоны этого семейства имеют произвольную максимальную амплитуду (непрерывно меняющийся параметр семейства) и длительность, соответствующую фиксированной площади. При наличии усиления происходит переход внутри семейства к солитонам со все большей амплитудой и меньшей длительностью импульса (с примерным сохранением площади). По мере распространения импульса его максимальная амплитуда экспоненциально растет, а длительность экспоненциально уменьшается.

Целью нашей работы является анализ механизмов, которые могут ограничивать сжатие импульсов УСИП и формирование устойчивых солитонных импульсов. Для этого мы рассмотрим такие факторы, как дисперсия показателя преломления в волноводе, выход за рамки двухуровневой модели для насыщающегося поглощения и наличие в волноводе периодической продольной модуляции линейного показателя преломления (как это имеет место в световодных брэгговских решетках).

## 2. Основные уравнения

Мы рассматриваем среду или заполненный средой световод, в котором возбуждается только основная мода (в приближении фиксированной поперечной структуры

\* Доложена на Международной конференции «Оптика лазеров-2006» (С.-Петербург, Россия, июнь 2006).

Н.Н.Розанов, В.Е.Семенов, Н.В.Высотина. ФГУП "НПК «ГОИ им. С.И.Вавилова», Россия, 199034 С.-Петербург, Биржевая линия, 12; Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Россия, 197101 С.-Петербург, Кронверкский просп., 49; e-mail: nrosanov@yahoo.com

Поступила в редакцию 14 февраля 2007 г., после доработки – 28 октября 2007 г.

поля). Среда считается составленной из двухуровневых атомов двух типов – пассивных (индекс  $p$ ) и активных (индекс  $a$ ). Эти типы в пределе непрерывного излучения отвечают насыщающему поглощению и усилению.

Для коротких импульсов (с соответствующим широким спектром) существенным может быть влияние дисперсии в световоде. Сначала мы пренебрежем этим фактором и примем за исходное одномерное волновое уравнение для (вещественной) напряженности электрического поля  $E$ :

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (E + 4\pi P) = 0, \quad (1)$$

где  $z$  – координата вдоль оси световода;  $c$  – скорость света в вакууме;  $t$  – время;  $P$  – поляризация среды. Динамика последней описывается уравнениями Блоха для элементов матрицы плотности  $\rho$  среды [11]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \rho_{21}^p &= -i\omega_{21}^p \rho_{21}^p - \gamma_{21}^p \rho_{21}^p - i \frac{d_{21}^p}{\hbar} E(\rho_{22}^p - \rho_{11}^p), \\ \frac{\partial}{\partial t} \rho_{22}^p &= -\gamma_{22}^p \rho_{22}^p - i \frac{d_{21}^p}{\hbar} E(\rho_{21}^p - \rho_{21}^{p*}), \\ \frac{\partial}{\partial t} \rho_{11}^p &= \gamma_{22}^p \rho_{22}^p + i \frac{d_{21}^p}{\hbar} E(\rho_{21}^p - \rho_{21}^{p*}), \end{aligned} \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_{21}^a = -i\omega_{21}^a \rho_{21}^a - \gamma_{21}^a \rho_{21}^a - i \frac{d_{21}^a}{\hbar} E(\rho_{22}^a - \rho_{11}^a),$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_{22}^a = -\gamma_{22}^a \rho_{22}^a - i \frac{d_{21}^a}{\hbar} E(\rho_{21}^a - \rho_{21}^{a*}) + p,$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_{11}^a = \gamma_{22}^a \rho_{22}^a - \gamma_{11}^a \rho_{11}^a + i \frac{d_{21}^a}{\hbar} E(\rho_{21}^a - \rho_{21}^{a*}).$$

Здесь  $\omega_{21}^{a,p}$  и  $d_{21}^{a,p}$  – частоты и дипольные матричные элементы перехода между верхним (2) и нижним (1) уровнями;  $\gamma^{a,p}$  – постоянные релаксации;  $p$  – скорость накачки активных атомов;  $\hbar$  – постоянная Планка. При однородном уширении поляризация среды

$$P = N^p d_{21}^p (\rho_{21}^p + \rho_{21}^{p*}) + N^a d_{21}^a (\rho_{21}^a + \rho_{21}^{a*}), \quad (3)$$

где  $N^{a,p}$  – концентрации активных и пассивных атомов. Для пассивных атомов нижний рабочий уровень считается основным, так что  $\gamma_2^p = 0$ . Мы будем рассматривать условия, когда поглощение слабого излучения больше усиления, что необходимо для устойчивости фронтов импульсов.

Дисперсия в волноводе наиболее просто учитывается в приближении фиксированности поперечных распределений поля и поляризации среды. Тогда после усреднения исходного волнового уравнения по поперечным направлениям [9] получаем вместо (1) следующее уравнение:

$$-k_{\perp}^2 E + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (E + 4\pi P) = 0. \quad (4)$$

Здесь квадрат поперечного волнового числа  $k_{\perp}^2$  определяется поперечным распределением поля в основной моде волновода (для круглого металлического волновода

$k_{\perp} = \alpha_{01}/R$ , где  $\alpha_{01}$  – первый корень функции Бесселя нулевого порядка, а  $R$  – радиус волновода).

Для стационарных локализованных структур, движущихся со скоростью  $v$ ,

$$E = E(\tau), \quad \rho = \rho(\tau), \quad E(\tau \rightarrow \pm\infty) = 0, \quad \tau = t - z/v. \quad (5)$$

Для них (1) сводится к алгебраическому соотношению

$$\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) E - 4\pi \frac{v^2}{c^2} P = 0. \quad (6)$$

На крыльях структуры ( $\tau \rightarrow \pm\infty$ ) диагональные элементы матриц плотности те же, что и при  $E = 0$  (их отклонения  $\sim E^2$ ). Асимптотика локализованной структуры определяется системой четырех вещественных линейных дифференциальных уравнений с постоянными коэффициентами для вещественных и мнимых частей недиагональных элементов  $\rho_{21}^{a,p}$ . Ее решения зависят от времени экспоненциально, как  $\sim \exp(Q\tau)$ , где  $Q$  – корни алгебраического уравнения четвертой степени

$$\begin{aligned} \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) + 8\pi \frac{v^2}{c^2} \left[ N^a \frac{d_{21}^a r_0^a}{\hbar} \omega_{21}^a \frac{1}{(Q + \gamma_{21}^a)^2 + \omega_{21}^{a2}} \right. \\ \left. + N^p \frac{d_{21}^p r_0^p}{\hbar} \omega_{21}^p \frac{1}{(Q + \gamma_{21}^p)^2 + \omega_{21}^{p2}} \right] = 0, \end{aligned} \quad (7)$$

где

$$r_0^{a,p} = (\rho_{22}^{a,p} - \rho_{11}^{a,p})|_{E=0} = \text{const.}$$

Далее ограничимся случаем совпадения частот переходов:  $\omega_{21}^a = \omega_{21}^p \equiv \omega_{21}$ . Для оптических переходов скорость релаксации  $\gamma$  много больше  $\omega_{21}$ . В нулевом приближении по этому малому параметру получаем

$$Q_{1,2}^2 = \frac{\alpha^a + \alpha^p}{1 - v^2/c^2} - \omega_{21}^2, \quad Q_{3,4}^2 = -\omega_{21}^2, \quad (8)$$

$$\alpha^{a,p} = -8\pi \frac{v^2}{c^2} N^{a,p} \frac{d_{21}^{a,p} r_0^{a,p}}{\hbar} \omega_{21}.$$

Корни  $Q_3$  и  $Q_4$  – чисто мнимые, но поправка первого порядка малости по  $\gamma/\omega_{21}$  приводит к появлению у них малых отрицательных вещественных частей. Это отвечает слабозатухающим (ввиду медленности релаксации) колебаниям с периодом, соответствующим частоте атомного перехода. Для скоростей структуры, при которых  $Q_{1,2}^2 > 0$ , эти корни являются вещественными и имеют противоположные знаки ( $Q_1 > 0$ ,  $Q_2 < 0$ ). Соответственно при  $\tau \rightarrow -\infty$  (передний фронт структуры) в асимптотике следует сохранить только член, отвечающий  $Q_1$ . На заднем фронте ( $\tau \rightarrow +\infty$ ) необходимо обращение в нуль коэффициента при  $\exp(Q_1\tau)$ . Это условие и позволяет найти дискретный набор скоростей структуры.

### 3. Численное моделирование

#### 3.1. Двухуровневая поглощающая среда

На рис. 1 и 2 приведен пример стационарной локализованной структуры, полученной численным решением уравнений (2), (3), (5) и (6) методом Рунге – Кутты, начиная с правильной асимптотики при  $\tau \rightarrow -\infty$ , при вари-

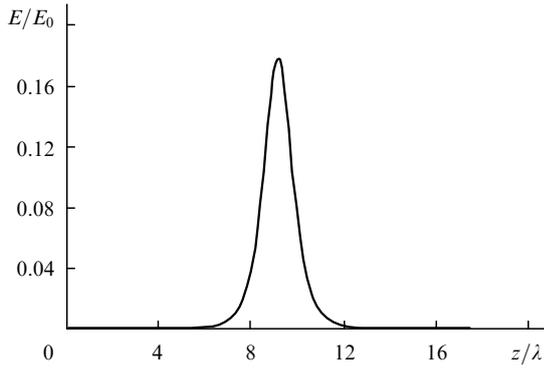


Рис.1. Нормированное распределение поля  $E/E_0$  стационарной локализованной структуры в двухуровневой среде.

ровании скорости  $v$  вплоть до обеспечения правильной асимптотики при  $\tau \rightarrow +\infty$ . В расчете использовались следующие безразмерные параметры:  $\gamma_2^a/\omega_{21} = 10^{-5}$ ,  $\gamma_2^p \times \omega_{21}^{-1} = \gamma_1^a/\omega_{21} = 10^{-4}$ ,  $\gamma_1^p/\omega_{21} = 0$ ,  $\gamma_{21}^{a,p} = (\gamma_2^{a,p} + \gamma_1^{a,p})/2$ ,  $p/\omega_{21} = 9 \times 10^{-6}$ ,  $d_{21}^p/d_{21}^a = 1.5$ ,  $N^p/N^a = 10$ ,  $8\pi N^a d_{21}^{a2} \times (\hbar\omega_{21})^{-1} = 0.01$ . Электрическое поле нормировано на величину  $E_0 = \hbar\omega_{21}/d_{21}^a$ , связанную с частотой Раби.

Из рис.2 видно, что найденная локализованная структура является импульсом самоиндуцированной прозрачности в поглощающей среде. Действительно, передний фронт импульса отдает энергию поглощающей среде, а задний фронт ее полностью забирает. За счет перекачки поглощающей средой энергии от переднего фронта импульса к заднему скорость движения импульса уменьшается. Такие солитоны также практически возвращают в исходное состояние усиливающую среду (активная среда только компенсирует поглощение в пассивной среде, обусловленное релаксацией). При этом передний фронт импульса забирает энергию у активной среды, а задний фронт почти полностью отдает ее (при отсутствии поглощения такой импульс «самоиндуцированного неусиления» двигался бы со скоростью, большей скорости света, что отвечает заведомо неустойчивому режиму). Вопрос об устойчивости этих солитонов требует дополнительного анализа.

Влияние дисперсии скорости в волноводе на существование стационарных солитонов можно исследовать, заменив уравнение (1) на (4). Расчеты показывают, что рассматриваемые солитоны существуют при диаметрах волновода  $\sim 1$  мм и более. Учет дисперсии скорости в волноводе приводит к уменьшению скорости солитона в третьем знаке.

При исследовании солитонных решений на устойчивость уравнения (1)–(3) решались с начальными усло-

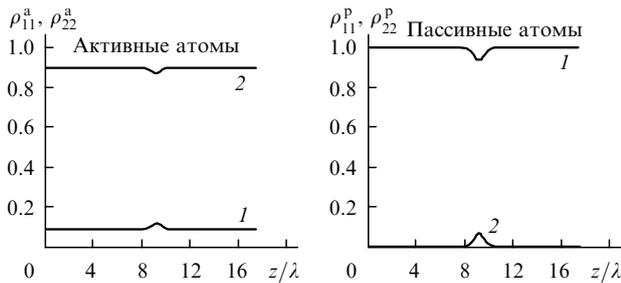


Рис.2. Распределения населенностей  $\rho_{11}^{a,p}$  и  $\rho_{22}^{a,p}$  нижнего (1) и верхнего (2) уровней двухуровневой среды со стационарной локализованной структурой.

виями без предположения об однонаправленном распространении. Напряженность поля и элементы матрицы плотности в каждой точке  $z$  рассматривались как неизвестные функции времени. Вторая производная по пространственной координате  $z$  вычислялась по 7-точечной формуле. Полученная система дифференциальных уравнений решалась методом Рунге–Кутты. Если задать в качестве начальных условий распределения, найденные при решении уравнений (2), (3), (5), (6) и представленные на рис.1, 2, то исходная локализованная структура распространяется в течение длительного времени, практически сохраняя свою форму. Такой расчет не доказывает устойчивости полученного диссипативного солитона. Для исследования устойчивости рассматривалось вхождение гауссова импульса, близкого по форме к солитону, в активированную усиливающими и поглощающими атомами часть волновода. Начальные элементы матриц плотности задавались в виде стационарных решений уравнения (2) при  $E = 0$ .

При задании начального поля в виде импульса гауссовой формы с амплитудой, меньшей амплитуды солитона, в поглощающей среде формировался видеоимпульс самоиндуцированной прозрачности со слабо убывающей амплитудой. При этом активная среда в момент прохождения заднего фронта импульса возвращается практически в исходное состояние и не компенсирует поглощение в пассивной среде, обусловленное релаксацией. На рис.3 представлены результаты расчета распространения гауссова импульса с амплитудой, меньшей амплитуды солитона, из которых видно постепенное затухание импульса.

При задании начального поля в виде импульса гауссовой формы с амплитудой, большей амплитуды солитона (рис.4), в поглощающей среде (активных атомов на порядок меньше, чем поглощающих) формировался усиливающийся видеоимпульс самоиндуцированной прозрачности. Реализуется режим с неограниченным ростом амплитуды и уменьшением длительности импульса. Сначала импульс забирает все больше энергии от усиливающей среды, рост его амплитуды ускоряется до тех пор, пока в усиливающей среде не установится  $\pi$ -импульс (разность населенностей в активной среде после прохождения импульса меняет знак (рис.5)). Далее амплитуда импульса растет линейно в зависимости от пройденного расстояния. Из рис.3 и 4 видно, что при этом площадь импульса приблизительно сохраняется. Хотя уравнения Блоха (2) нелинейны по полю и в них учитываются эффекты насыщения, ограничение роста максимальной амплитуды импульса УСИП в данной модели не происхо-

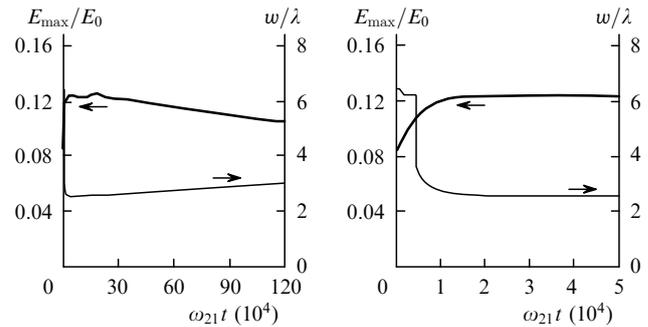


Рис.3. Зависимости от времени максимальной амплитуды  $E_{max}/E_0$  и ширины  $w/\lambda$  импульса при начальном гауссовом импульсе с амплитудой, меньшей амплитуды солитона.

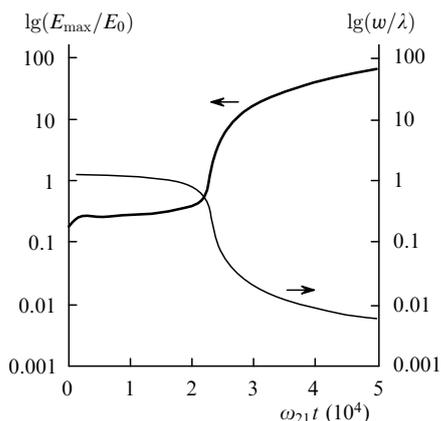


Рис.4. Зависимости от времени максимальной амплитуды  $E_{\max}/E_0$  и ширины  $w/\lambda$  импульса при начальном гауссовом импульсе с амплитудой, большей амплитуды солитона.

дит, т.к. движущийся импульс усиливается все новой частью среды.

Таким образом, в модели двухуровневой среды процесс укорочения импульса УСИП при его усилении оказывается неограниченным. С одной стороны, это делает перспективной реализацию такого режима в световодах, в том числе микроструктурированных [12], с примесями резонансных атомов двух типов (активных и пассивных) для получения предельно коротких и интенсивных лазерных импульсов. С другой стороны, актуальным становится вопрос о механизмах ограничения режимов сжатия импульса при уточнении модели среды (в случае, когда его интенсивность ниже порога оптического пробоя). Отказ от двухуровневой схемы и учет других атомных уровней могут обеспечить такой механизм ограничения. Действительно, по мере роста амплитуды видеоимпульса существенно увеличивается влияние других уровней, что приводит к нарушению режима самоиндуцированной прозрачности и, как следствие, к ограничению роста амплитуды видеоимпульса. Далее мы рассмотрим мо-

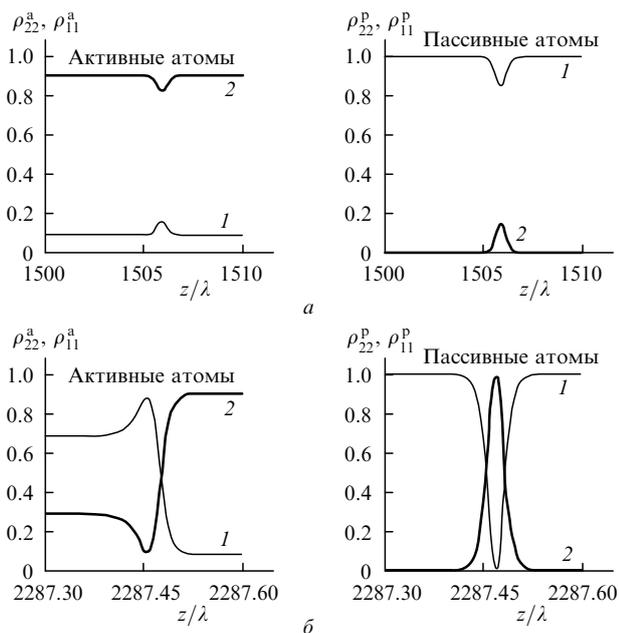


Рис.5. Распределения населенностей  $\rho_{11}^{a,p}$  и  $\rho_{22}^{a,p}$  нижнего (1) и верхнего (2) уровней двухуровневой среды на начальном участке распространения импульса с медленным ростом амплитуды при  $\omega_{21}t = 10000$  (а) и на участке с линейным ростом амплитуды при  $\omega_{21}t = 25000$  (б).

дель трехуровневых поглощающих атомов, но до этого проанализируем роль дисперсии в волноводе с конечными поперечными размерами.

### 3.2. Влияние дисперсии в волноводе на формирование импульса УСИП

Как пояснялось в разд.2, приближенный учет дисперсии в волноводе сводится к замене уравнения (1) на (4). Прежде чем рассматривать формирование УСИП в волноводе, рассмотрим распространение в пустом волноводе основной волноводной моды, имеющей в начальный момент гауссово распределение амплитуды по длине волновода. Решение уравнения (4) для полого волновода ( $P = 0$ ) при начальном условии

$$E(z, 0) = E_0 \exp \left[ - \left( \frac{z - z_0}{\Delta z} \right)^2 \right]$$

можно записать в виде интеграла по безразмерной переменной  $k$ :

$$E(z, t) = \frac{1}{2\sqrt{\pi}} E_0 \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left\{ -i \left[ k \frac{z - z_0}{\Delta z} - (k^2 + k_{\perp}^2 \Delta z^2)^{1/2} \frac{ct}{\Delta z} \right] - \frac{k^2}{4} \right\} dk. \quad (9)$$

Поскольку  $k_{\perp}^2 \Delta z^2 = \alpha_{01}^2 \Delta z^2 / R^2$ , в выражение (9) радиус волновода входит только в виде отношения  $\Delta z^2 / R^2$ . Поэтому чем короче видеоимпульс, тем меньше сказывается дисперсия скорости в волноводе на его распространение. Это объясняется тем, что при уменьшении длительности видеоимпульса его спектр расширяется в высокочастотную область, в которой дисперсия мала (дисперсия максимальна в области частоты отсечки).

Уменьшение влияния дисперсии при уменьшении длительности импульса должно привести к тому, что дисперсия будет влиять только на начальный этап формирования импульса УСИП в волноводе, содержащем активные и пассивные атомы. Если импульс УСИП сформировался в волноводе и начал сжиматься, то дисперсия не сможет остановить это сжатие. Результаты расчетов, приведенные на рис.6, иллюстрируют влияние дисперсии скорости на формирование и развитие импульса УСИП. Моделировалось начальное распространение импульса в

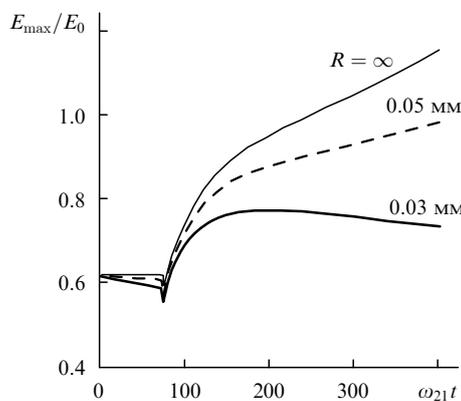


Рис.6. Зависимости от времени максимальной амплитуды импульса  $E_{\max}/E_0$  при начальном гауссовом импульсе с амплитудой, большей амплитуды солитона, в случае распространения в волноводах с различными радиусами  $R$ .

пустом волноводе и вхождение его в волновод с резонансной средой. Убывание амплитуды импульса в пустом волноводе обусловлено дисперсией его скорости в волноводе. После вхождения в резонансную среду начинается сжатие импульса и формирование импульса УСИП. Однако при недостаточно большом радиусе волновода импульс УСИП может не сформироваться (кривая для  $R = 0.03$  мм на рис.6). При достаточно большом радиусе волновода амплитуда импульса УСИП возрастает, как и в отсутствие волновода ( $R = \infty$ ). Поскольку по мере распространения импульс сжимается, влияние дисперсии волновода уменьшается, и асимптотический результат совпадает с результатом, описанным в п.3.1 с использованием уравнения (1). Поэтому далее мы не учитываем влияния дисперсии волновода.

### 3.3. Трехуровневая поглощающая среда

Уравнения для элементов матрицы плотности теперь имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \rho_{21}^p &= -i\omega_{21}^p \rho_{21}^p - \gamma_{21}^p \rho_{21}^p - i \frac{d_{21}^p}{\hbar} E(\rho_{22}^p - \rho_{11}^p) \\ &\quad - i \frac{d_{13}^p}{\hbar} E \rho_{23}^p + i \frac{d_{23}^p}{\hbar} E \rho_{31}^p, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \rho_{32}^p &= -i\omega_{32}^p \rho_{32}^p - \gamma_{32}^p \rho_{32}^p - i \frac{d_{32}^p}{\hbar} E(\rho_{33}^p - \rho_{22}^p) \\ &\quad - i \frac{d_{21}^p}{\hbar} E \rho_{31}^p + i \frac{d_{13}^p}{\hbar} E \rho_{21}^p, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \rho_{31}^p &= -i\omega_{31}^p \rho_{31}^p - \gamma_{31}^p \rho_{31}^p - i \frac{d_{31}^p}{\hbar} E(\rho_{33}^p - \rho_{11}^p) \\ &\quad - i \frac{d_{21}^p}{\hbar} E \rho_{32}^p + i \frac{d_{23}^p}{\hbar} E \rho_{21}^p, \end{aligned} \quad (10)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_{22}^p = -\gamma_{22}^p \rho_{22}^p - i \frac{d_{21}^p}{\hbar} E(\rho_{21}^p - \rho_{21}^{p*}) - i \frac{d_{23}^p}{\hbar} E(\rho_{23}^p - \rho_{23}^{p*}),$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \rho_{11}^p &= \gamma_{22}^p \rho_{22}^p - \gamma_{11}^p \rho_{11}^p + \gamma_{33}^p \rho_{33}^p + i \frac{d_{21}^p}{\hbar} E(\rho_{21}^p - \rho_{21}^{p*}) \\ &\quad - i \frac{d_{13}^p}{\hbar} E(\rho_{13}^p - \rho_{13}^{p*}), \end{aligned}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_{33}^p = -\gamma_{33}^p \rho_{33}^p + i \frac{d_{13}^p}{\hbar} E(\rho_{13}^p - \rho_{13}^{p*}) + i \frac{d_{23}^p}{\hbar} E(\rho_{23}^p - \rho_{23}^{p*}).$$

Поляризация среды

$$\begin{aligned} P &= N^p [d_{21}^p (\rho_{21}^p + \rho_{21}^{p*}) + d_{23}^p (\rho_{32}^p + \rho_{32}^{p*}) + d_{13}^p (\rho_{31}^p + \rho_{31}^{p*})] \\ &\quad + N^a d^a (\rho_{21}^a + \rho_{21}^{a*}). \end{aligned} \quad (11)$$

В этой модели реализуются ограничение режима сжатия импульса и стабилизация солитонных импульсов УСИП с предельно малой длительностью. На рис.7 и 8 приведены результаты расчетов со следующими параметрами третьего уровня пассивных атомов:

4 Квантовая электроника, т.38, № 2

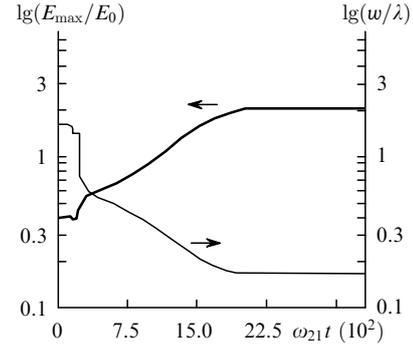


Рис.7. Зависимости от времени максимальной амплитуды  $E_{\max}/E_0$  и ширины  $w/\lambda$  импульса для трехуровневой поглощающей среды.

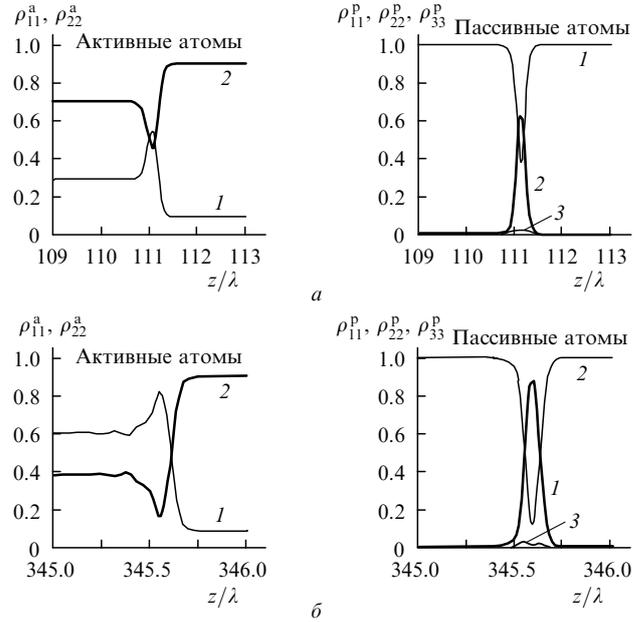


Рис.8. Распределения населенностей  $\rho_{11}^{a,p}$  и  $\rho_{22}^{a,p}$  нижнего (1) и верхнего (2) уровней среды при учете третьего уровня (3) с населенностью  $\rho_{33}^p$  у поглощающих атомов в области распространения импульса с ростом амплитуды при  $\omega_{21}t = 900$  (а) и в области солитонного распространения при  $\omega_{21}t = 2400$  (б).

$$\begin{aligned} \frac{d_{31}^p}{d_{21}^a} &= 1, \quad \frac{d_{32}^p}{d_{21}^a} = 0, \quad \gamma_3^p = \omega_{21}^p, \quad \gamma_{31}^p = (\gamma_3^p + \gamma_1^p)0.5, \\ \gamma_{32}^p &= (\gamma_3^p + \gamma_2^p)0.5. \end{aligned}$$

Из представленной на рис.9 зависимости ширины солитона от положения третьего уровня видно, что учет та-

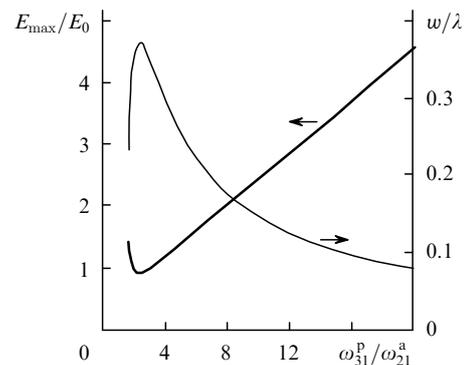


Рис.9. Зависимости максимальной амплитуды  $E_{\max}/E_0$  и ширины  $w/\lambda$  солитона от положения третьего уровня.

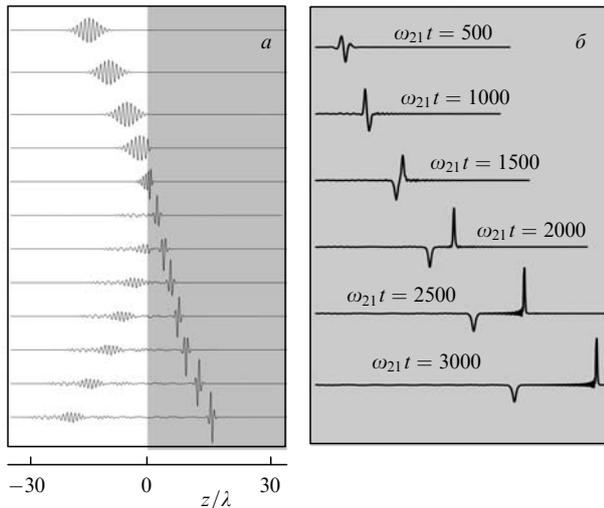


Рис.10. Вхождение фемтосекундного импульса в активную среду (а), а также распространение его в нелинейной резонансной среде и формирование солитона (б).

кого дополнительного поглощения стабилизирует импульс при его ширине  $w < 2\pi c/\omega_{21}$ . Зависимости пиковой интенсивности и ширины солитона от положения третьего уровня немонопотны. К наиболее сильному ограничению сжатия импульса приводит наличие этого уровня при  $\omega_{31}^p \approx 2\omega_{21}^3$ . В то же время существование третьего уровня, расположенного достаточно близко ко второму, не ограничивает пиковой интенсивности, т. к. в этом случае для него реализуется режим, близкий к режиму самоиндуцированной прозрачности. Если третий уровень расположен высоко, то он обеспечивает существование стационарного солитона, амплитуда которого линейно растет с увеличением  $\omega_{31}^p$ . Рост пиковой амплитуды при больших значениях  $\omega_{31}^p$  обусловлен тем, что в этом случае для создания населенности третьего уровня, необходимой для стабилизации импульса, требуются большие напряженности поля.

Выше было продемонстрировано формирование устойчивого диссипативного солитона при падении на нелинейную среду видеоимпульса. Однако видеосолитоны могут образовываться и при вхождении реального фемтосекундного импульса в активированную усиливающи-

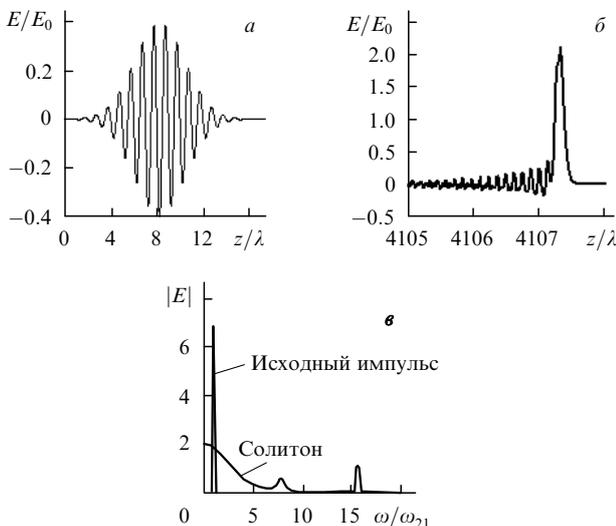


Рис.11. Исходный фемтосекундный импульс с  $\omega = \omega_{21}$  (а), сформированный устойчивый солитон (б) и их спектры (в).

ми и поглощающими атомами часть волновода. Пример такого формирования приведен на рис.10. Параметры третьего уровня пассивных атомов те же, что и в расчетах, результаты которых представлены на рис.8. Естественно, что достижение длительностей импульса в единицы фемтосекунд означает и сверхширение спектра (генерацию суперконтинуума). На рис.11,в приведены спектры исходного фемтосекундного импульса и сформированного в трехуровневой нелинейной среде устойчивого солитона. Видно, что спектр солитона в десятки раз шире спектра исходного фемтосекундного импульса.

### 3.4. Ограничение сжатия импульсов УСИП брэгговской решеткой

Управлять шириной импульсов УСИП можно в рамках двухуровневой схемы, используя волокна с модуляцией показателя преломления (с брэгговской решеткой). Для описания продольного распределения моды в этом случае использовалось волновое уравнение

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} - \frac{1}{u^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (E + 4\pi P) = 0, \tag{12}$$

где  $u = c/n(z)$  – фазовая скорость излучения в среде;  $n(z) = n_0 + \varepsilon[1 + \cos(\Omega z)]$  – распределение показателя преломления вдоль оси распространения излучения (координата  $z$ );  $n_0$  – среднее значение линейного показателя преломления;  $\Omega$  – пространственная частота решетки, которую мы будем называть брэгговской. При распространении импульса с несущей частотой  $\omega_0$  происходит отражение импульса от решетки. Максимум отражения возникает при  $\omega_0 = c\Omega/n_0$  (кривизной волнового фронта излучения пренебрегается). Мы исследуем взаимодействие с брэгговской решеткой видеоимпульса, у которого несущая частота  $\omega_0 = 0$  (рис.11,в). При изменении длительности импульса меняется только ширина спектра. Однако и в этом случае во взаимодействии импульса с решеткой обнаруживается «резонансный» характер, который обусловлен совпадением пространственной ширины импульса с периодом решетки. Среду описываем уравнениями Блоха для матрицы плотности двухуровневой среды (2). При распространении по волокну видеоимпульс теряет энергию, частично отражаясь на брэгговской решетке. Из расчетов, результаты которых представлены на рис.12 и 13, следует, что если исходная ширина

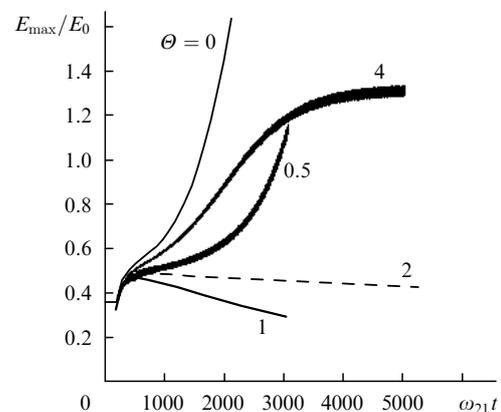


Рис.12. Зависимости максимальной амплитуды поля  $E_{max}/E_0$  от пройденного пути для разных нормированных частот  $\Theta = \Omega c/(n_0 \omega_{21})$  брэгговской решетки при  $n_0 = 1, \varepsilon = 0.05$ . Параметры двухуровневой среды те же, что и в п.3.1.

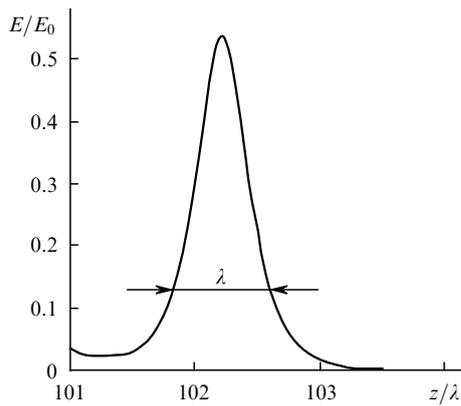


Рис.13. Пространственный профиль поля солитона при  $\omega_{21}t = 500$ .

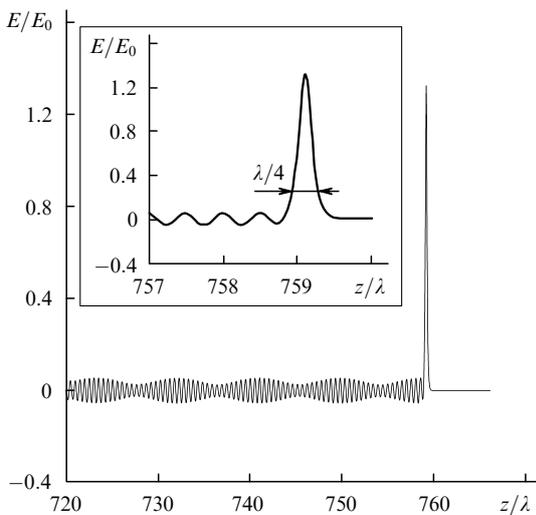


Рис.14. Профиль установившегося поля солитона при  $\Theta = 4$ ,  $\omega_{21}t = 5000$ .

усиливаемого видеоимпульса больше длины волны брэгговской решетки, то он будет сжиматься, пока его ширина не приблизится к длине волны решетки и потери на отражение не компенсируют усиление (см. кривую для

$\Theta = \Omega c / (n_0 \omega_{21}) = 4$  на рис.12 и рис.13). На рис.14 представлен полученный в расчете профиль установившегося поля солитона при  $\Theta = 4$ . Ширина основного пика поля в этом случае приблизительно равна  $\lambda/4$ , т. е. половине периода брэгговской решетки.

#### 4. Заключение

Таким образом, результаты расчетов демонстрируют возможность получения предельно коротких стационарных видеоимпульсов из реальных фемтосекундных импульсов. Степень сжатия импульса зависит от свойств и соотношения концентраций усиливающих и поглощающих атомов. Показана также возможность управления степенью сжатия импульса с помощью брэгговской решетки. Спектр результирующих когерентных видеоимпульсов весьма широк и определяется шириной видеоимпульса.

Авторы благодарны Л.А.Нестерову, В.А.Смирнову и С.В.Федорову за полезные обсуждения.

Работа поддержана грантом РФФИ № 07-02-12164-офи.

1. Vrabec T., Krausz F. *Rev. Mod. Phys.*, **30**, 545 (2000).
2. Желтиков А.М. *Сверхкороткие импульсы и методы нелинейной оптики* (М.: Физматлит, 2006).
3. Маймистов А.И. *Квантовая электроника*, **30**, 287 (2000).
4. Козлов С.А., Сазонов С.В. *ЖЭТФ*, **111**, 404 (1997).
5. Maimistov A.I., Basharov A.M. *Nonlinear Optical Waves* (Dordrecht: Kluwer Acad. Press, 1999).
6. Высотина Н.В., Розанов Н.Н., Семенов В.Е., Федоров С.В., Wabnitz S. *Оптика и спектроскопия*, **101**, 790 (2006).
7. Высотина Н.В., Розанов Н.Н., Семенов В.Е. *Письма в ЖЭТФ*, **83**, 337 (2006).
8. Rosanov N.N., Semenov V.E., Vysotina N.V. *Laser Phys.*, **17**, 1311 (2007).
9. Кившарь Ю.С., Агравал. Г.П. *Оптические солитоны* (М.: Физматлит, 2005).
10. Eilbeck J.L., Gibbon J.D., Caudrey P.J., Bullough R.K. *J. Phys. A*, **6**, 1337 (1973).
11. Ален Л., Эберли Дж. *Оптический резонанс и двухуровневые атомы* (М.: Мир, 1978).
12. Желтиков А.М. *Оптика микроструктурированных волокон* (М.: Наука, 2004).