

5. *Reifferscheid S.* On the theory of Fitting classes of finite soluble groups// Dissertation der Mathematischen Fakultät der Eberhard-Karls-Universität Tübingen zur Erlangung des Grades eines Doktors der Naturwissenschaften. – Tübingen, 2001. – 131 p.

S U M M A R Y

In this paper new properties of generated soluble totally local Fitting classes connected with products of soluble totally local Fitting classes are proved.

Поступила в редакцию 21.11.2005

УДК 535

Н.Ю. Вислобоков

Квазиволноводное и многофокусное распространение ультракоротких лазерных импульсов в стекле ВК7

В последние годы многие исследования по нелинейной оптике посвящены изучению распространения и эволюции мощных ультракоротких (УК) импульсов в воздухе и твердых телах. Вначале в качестве среды распространения мощных УК импульсов рассматривались различные газы, в частности, воздух. Так, например, было показано, что распространение УК инфракрасного (ИК) лазерного импульса в атмосфере может привести к расщеплению импульса на несколько узких филаментов с пиковой интенсивностью порядка 10^{13} Вт/см², которые могут проходить довольно большие расстояния [1]. Такой эффект является результатом динамической конкуренции двух нелинейностей, оказывающих влияние на распространение УК импульса: керровской самофокусировки и дефокусировки. Дефокусировка в данном случае происходит по большей части за счет отрицательного вклада в нелинейную часть показателя преломления среды n_2 , обусловленного образованием плазмы свободных электронов (ПСЭ).

Наиболее сложно исследовать динамику распространения таких импульсов в твердых телах, в частности, в диэлектриках (кварцевое стекло, сапфир). Особый интерес представляет исследование распространения УК излучения в режиме, при котором пространственно-временной профиль импульса не претерпевает принципиальных изменений (квазисолитон, квазиволновод), и/или изменения имеют квазипериодический характер. Результаты этих исследований могут быть использованы для разработки элементов лазерных систем, для разработки и изготовления волноводов [2], трехмерных устройств хранения информации [3], микроэлектронных устройств.

Приставка «квази-» в данном случае означает, что импульс распространяется с незначительными изменениями формы огибающей интенсивности. Предполагается, что квазисолитон, хотя и не является настоящим солитоном, но обладает многими солитонными свойствами и обнаруживает так называемое квазисолитонное поведение. В англоязычных литературных источниках ограниченный в пространстве световой импульс, который в данной работе

назван квазисолитон, в ряде случаев именуют филаментом (как правило, когда речь идет о долгоживущем квазисолитоне) или же говорится об образовании квазиволновода. Филамент – долгоживущий световой канал. Тогда при квазисолитонном или квазиволноводном распространении импульса в диэлектрике можно говорить об образовании одного филамента, в случае же многофокусного режима распространения можно говорить о распространении нескольких филаментов.

Получение квазиволновода, длиной более 1 мм, в твердом теле вначале считали невозможным [4]. Это связано с тем, что при распространении в диэлектрике высокоинтенсивного излучения с длительностью $\tau_p > 10^{-12}$ наблюдалась лавинная ионизация уже в пределах 1 мм, приводящая к повреждению исследуемого образца. Лавинное образование плазмы свободных электронов (ПСЭ) наблюдалось даже при длительности импульса в несколько пикосекунд. Из проведенных позднее исследований стало известно, что для кварцевого стекла при длительности импульса 200 фс. и менее, при пиковой интенсивности $\leq 2 \cdot 10^{13}$ Вт/см² лавинное образование ПСЭ не происходит [5], или ее влияние на распространяющийся фемтосекундный импульс незначительно.

Кроме того, захватить лазерное излучение в квазисолитон, распространяющийся на расстояние хотя бы в несколько миллиметров, в твердых телах гораздо сложнее, чем в воздухе еще и потому, что здесь вклад керровской нелинейности на несколько порядков больше.

В данной работе мы представляем результаты исследования по захвату интенсивного фемтосекундного лазерного излучения в долгоживущий квазисолитон в стекле BK7. Анализируются возможность образования квазиволновода и его протяженность в зависимости от параметров импульса и среды, а также вклад индуцированных ионизационных эффектов в динамику распространяющегося УК импульса. Демонстрируется многофокусный режим распространения высокоинтенсивного фемтосекундного импульса на сравнительно большое расстояние (52,67 мм), при этом временной и пространственный профиль импульса не претерпевают существенных изменений, т.е. форма огибающей сохраняется.

В диэлектрике с положительной керровской нелинейностью УК пучок, мощность которого превышает критическую мощность самофокусировки, под воздействием этого эффекта стремится сфокусироваться, однако при распространении на импульс действует также и ряд дефокусирующих эффектов, таких, как дисперсия групповой скорости (ДГС), многофотонная ионизация. Дисперсия может задержать или остановить процесс самофокусировки, но при распространении в средах с достаточно большой для этого дисперсией наблюдалось расщепление распространяющегося импульса на субимпульсы. Поэтому использование сред с большой дисперсией для формирования квазисолитонного режима распространения неперспективно. Перспективнее диэлектрические среды с малой дисперсией (сапфир, кварцевое стекло), где конкуренцию самофокусировке может составить дефокусировка за счет самоиндуцированных ионизационных эффектов.

Влияние ионизационных эффектов на распространяющийся импульс зависит не только от параметров среды, в которой распространяется импульс, но и от параметров самого импульса и, в случае распространения высокоинтенсивного УК лазерного импульса, во многом определяется пиковой интенсивностью этого импульса. Благодаря УК длительности импульса свободные

электроны могут захватить значительную часть энергии, теряемой импульсом за счет многофотонного поглощения до передачи ее кристаллической решетке диэлектрика. Образуется ПСЭ, которая вносит отрицательный вклад в нелинейную часть показателя преломления среды, следовательно, оказывает дефокусирующее воздействие на распространяющийся пучок и задерживает коллапс, предсказываемый в рамках параксиальной модели [6].

При определенных условиях самофокусировка и дефокусировка могут сбалансировать друг друга. В результате динамического равновесия между этими двумя эффектами лазерный импульс захватывается в квазисолитон, распространяющийся в среде до тех пор, пока соблюдается это динамическое равновесие.

Для корректного описания рассматриваемого процесса необходимо модифицировать традиционно используемое нелинейное уравнение Шредингера с учетом эффектов дисперсии (вплоть до высших порядков) и процессов ионизации. В соответствии с уже проведенными исследованиями [7–9] предполагается, что доминирующим механизмом генерации плазмы при физических параметрах, использовавшихся в компьютерном эксперименте, является многофотонное поглощение.

Уравнение для поля пучка, распространяющегося в образце (для безразмерных величин) имеет вид:

$$\frac{\partial E}{\partial z} = \frac{i}{2k} \left(1 + \frac{i}{\omega \tau_p} \frac{\partial}{\partial \tau}\right)^{-1} \nabla_{\perp}^2 E - i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 E}{\partial \tau^2} + P_{nl}; \quad (1)$$

$$P_{nl} = ik_0 n_2 \left(1 + \frac{i}{\omega \tau_p} \frac{\partial}{\partial \tau}\right) |E|^2 E - \frac{\sigma_{IBS}}{2} (1 + i\omega \tau_c) \rho E - \frac{1}{2} \frac{I^m}{I} E, \quad (2)$$

где E – электрическое поле, z – продольная координата, r – поперечная координата, τ – время распространения, ∇_{\perp}^2 – оператор Лапласа по поперечной координате, k_0 – волновой вектор на входе в среду, β_2 – коэффициент ДГС, n_2 – нелинейная часть показателя преломления, σ_{IBS} – поперечное сечение обратного тормозного излучения, τ_p – начальная длительность импульса, ρ – плотность свободных электронов в среде, m – порядок многофотонного перехода.

Первое слагаемое правой части (1) обусловлено влиянием дифракции, второе – дисперсией групповой скорости, коэффициент которой для кварцевого стекла $\beta_2 = 380 \text{ фс}^2/\text{см}$, третье описывает вклад нелинейности и индуцированных ионизационных эффектов.

В модели следует учесть изменение плотности свободных электронов, обусловленное действием поля проходящего импульса за счет многофотонной ионизации. Уравнение для скорости изменения плотности свободных электронов (в пренебрежении лавиной и рекомбинацией) будет иметь вид:

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} = \gamma \frac{I_0 \tau_p}{\rho_0} |E|^{2m}, \quad (3)$$

где γ – коэффициент ионизации, ρ_0 – начальная плотность свободных электронов в среде, ρ – плотность свободных электронов в среде, I_0 – пиковая интенсивность пучка на входе в среду.

Для решения полученной самосогласованной системы уравнений использовалась составленная автором численная схема, позволяющая решить модифицированное нелинейное уравнение Шредингера с учетом ионизационных эффектов и изменения плотности свободных электронов.

Предполагается, что интенсивность отраженного пучка мала по сравнению с падающим пучком и не оказывает заметного влияния на формирование плазмы и эволюцию самого импульса при распространении.

Проведенные компьютерные эксперименты показали, что увеличение пиковой интенсивности УК импульса до 1 ТВт/см^2 и более и одновременное с этим уменьшение его длительности до величины в несколько десятков фемтосекунд при начальной ширине пучка, не превышающей 70 мкм , может способствовать образованию солитоноподобного волновода [6], распространяющегося в среде на расстояние порядка одной дифракционной длины.

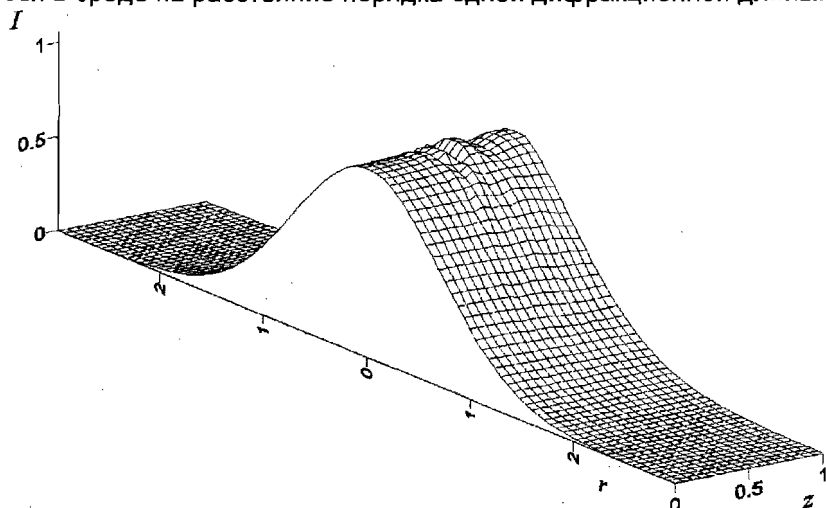


Рис. 1а. Изменение огибающей пучка в центре импульса вдоль продольной координаты (z) при $I_0 = 5,71 \text{ ТВт/см}^2$, $w_0 = 50 \text{ мкм}$, $\tau_p = 70 \text{ фс}$. в стекле ВК7 с учетом ионизации.

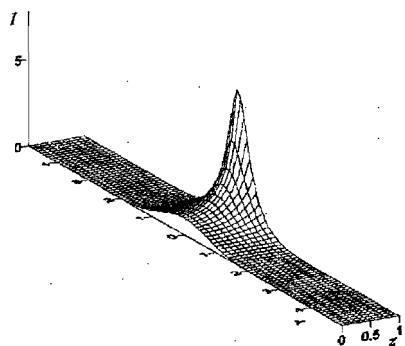


Рис. 1б. Изменение огибающей пучка в центре импульса вдоль продольной координаты (z) при $I_0 = 5,71 \text{ ТВт/см}^2$, $w_0 = 50 \text{ мкм}$, $\tau_p = 70 \text{ фс}$. в стекле ВК7 без учета ионизации.

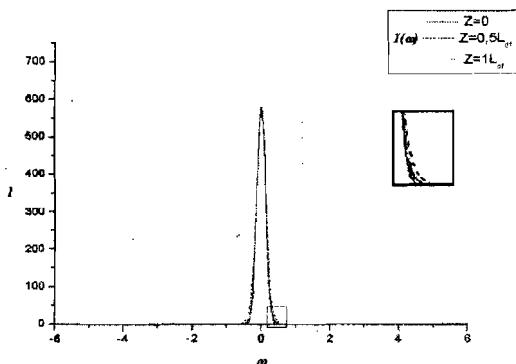


Рис. 1в. Изменение спектра квазисолитона, распространяющегося в стекле ВК7 в точках $z=0$, $z=0,5 L_{\text{diff}}$ и $z=L_{\text{diff}}$ ($I_0 = 5,71 \text{ ТВт/см}^2$, $w_0 = 50 \text{ мкм}$, $\tau_p = 70 \text{ фс}$).

При определении параметров, благоприятных для образования квазисолитона, исследовалась эволюция УК импульсов в стекле BK7 при длине волны лазерного излучения 790 нм. Длительность импульса варьировалась в пределах от 50 до 90 фс, а ширина пучка – в пределах от 30 до 70 мкм. При определении соответствующих оптимальных параметров диэлектрика исследовалось поведение УК импульса при распространении в средах с различными коэффициентами дисперсии групповой скорости β_2 и различными значениями n_2 . Пределы варьирования β_2 и n_2 были выбраны из соображений, ограничивающих пределы применимости данной модели и особенности изучаемого класса диэлектриков: значения β_2 изменялись в диапазоне $361 \div 1280$ фс²/см, и n_2 в пределах $2 \cdot 10^{-16} \div 5 \cdot 10^{-16}$ см²/Вт. Все дальнейшие расчеты проведены с параметрами среды, характерными для стекла BK7 как одного из наиболее распространенных и дешевых диэлектриков, используемых в лазерных системах.

Численно отслеживалась динамика изменения интенсивности пучка $I(r, z)$, временного профиля импульса $I(t, z)$, а также изменения пространственно-временного профиля импульса $I(r, t)$ при распространении. Кроме того, фиксировалась динамика изменения фазы и спектра фемтосекундного импульса.

Рассмотрим, какое влияние оказывали изменения коэффициента групповой скорости и нелинейной части показателя преломления на формирование и распространение (в пределах одной дифракционной длины) квазисолитона. На основании проведенных нами экспериментов можно сделать вывод, что ДГС оказывает негативное влияние на квазисолитонное распространение импульса. С увеличением значения коэффициента β_2 при распространении пучка наблюдались, соответственно, большие его отклонения от начальной формы. В то же время на условия формирования квазисолитона изменение коэффициента дисперсии групповой скорости в исследуемых пределах заметного влияния не оказало, что согласуется с выдвигавшимися ранее предположениями относительно волноводного распространения УК импульсов в [4]. Что касается нелинейной части показателя преломления n_2 , то было установлено, что ее увеличение позволяет получить квазисолитон при меньших интенсивностях. На эволюцию при распространении квазисолитона изменения в нелинейной части показателя преломления значимого влияния не оказали.

В результате проведенных компьютерных экспериментов были установлены значения начальной интенсивности, при которых излучение уже на входе захватывается в квазисолитон, живущий на протяжении минимум одной дифракционной длины. Для $\tau_p = 70$ фс, $w_0 = 50$ мкм, например, оптимальная полученная начальная интенсивность образования квазисолитона $I_0 = 5,71$ ТВт/см². На рис. 1а показано, как изменялась огибающая интенсивности квазисолитона в стекле BK7 при $I_0 = 5,71$ ТВт/см², $w_0 = 50$ мкм, $\tau_p = 70$ фс с учетом ионизации. Для сравнения на рис. 1б приведена аналогичная зависимость для $I_0 = 5,71$ ТВт/см², $w_0 = 50$ мкм, $\tau_p = 70$ фс в стекле BK7 без учета ионизационных эффектов. Отчетливо видно, что квазисолитонное распространение высокоинтенсивного фемтосекундного импульса в этом стекле возможно, по большей части, благодаря тому, что за счет индуцированной ПСЭ самофокусировка пучка останавливается и сдерживается на протяжении некоторого расстояния.

Наблюдения за динамикой фазы и спектра квазисолитона показали, что фаза его фактически не изменяется. Спектр также значимых изменений не претерпевает, хотя несколько отклоняется от начального, что мы и можем наблюдать на рис. 1в, на котором для сравнения приведен начальный спектр и спектр импульса, формирующийся на длинах $z = 0,5 L_{df}$ и $z = 1,0 L_{df}$.

Нами исследовано также поведение пучка, который был квазисолитонным в пределах одной дифракционной длины при его дальнейшем распространении. На рис. 2 представлено распространение пучка с теми же входными характеристиками, что и на рис. 1а до $z=4L_{df}$. Видно, что интенсивность пучка с расстоянием постепенно уменьшается. Казалось бы, вопрос можно решить простым увеличением начальной пиковой интенсивности импульса, однако резкое увеличение значения интенсивности фемтосекундного импульса может привести к нарушению баланса между самофокусировкой и дефокусировкой, преобладанию первого эффекта и соответственно самофокусировке пучка с последующим коллапсом.

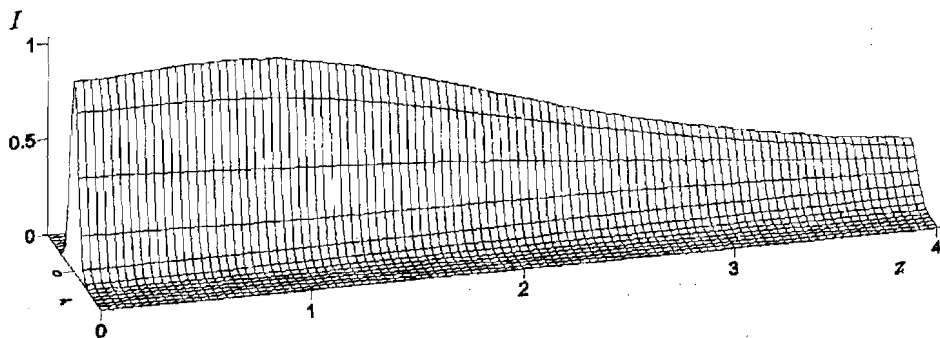


Рис. 2. Изменение огибающей пучка (до $4L_{df}$) в центре импульса вдоль продольной координаты (z) при $I_0 = 5,71 \text{ ТВт/см}^2$, $w_0 = 50 \text{ мкм}$ в стекле ВК7 ($1L_{df} = 14,631 \text{ мм}$).

В случае, если интенсивность пучка на входе не достигает некоторого порогового значения, при котором дефокусировка за счет ПСЭ сможет конкурировать с самофокусировкой, пучок, распространяясь в диэлектрике, постепенно фокусируется. Проведенные численные эксперименты показали, что при увеличении пиковой интенсивности до определенного значения при достаточно малых значениях длительности импульса и ширины пучка в процессе распространения начавшаяся самофокусировка пучка может быть приостановлена главным образом за счет отрицательного вклада ПСЭ в нелинейную часть показателя преломления. В процессе дефокусировки пиковая интенсивность постепенно уменьшается, соответственно уменьшается и дефокусирующий вклад ионизации в динамику распространения импульса. Одновременно с этим вклад фокусирующих эффектов увеличивается, и через некоторое расстояние опять начинается самофокусировка импульса. Наблюдается так называемый многофокусный режим распространения. На рис. 3 представлены результаты численных экспериментов по распространению высокоинтенсивного УК импульса в стекле ВК7 на расстоянии 52,67 мм. Мы наблюдаем изменение огибающей пучка в центре импульса вдоль продольной координаты при распространении с учетом ионизационных эффектов. Максимальная интенсивность в фазах самофокусировки при распространении постепенно уменьшается. Ширина пространственного профиля постоянно изменяется, однако качественно он остается гауссовым.

Таким образом, нами показано, как плазменные эффекты и самофокусировка взаимодействуют при УК длительности высокоинтенсивного лазерного импульса,

распространяющегося в стекле BK7. Продемонстрировано взаимодействие ионизационных и фокусирующих эффектов и их влияние на распространение высокоинтенсивного УК лазерного импульса в исследуемом диэлектрике.

Проанализировано влияние ряда параметров излучения (I_0 , w_0 , τ_p) и среды (β_2 и n_2) на распространяющийся импульс. Выявлены параметры, способствующие образованию квазиволновода. Отмечено, что распространение света, близкое к квазисолитонному (квазиволноводному), наблюдалось при меньших интенсивностях у более широких пучков при одинаковых остальных параметрах. Показано, что квазисолитонному распространению пучка в кварцевом стекле способствует малое значение коэффициента дисперсии, а увеличение значения коэффициента преломления n_2 дает возможность сформировать квазиволновод при меньшей пиковой интенсивности. Кроме того, в ходе экспериментов было установлено, что фаза и спектр распространяющегося квазисолитона фактически не изменяются.

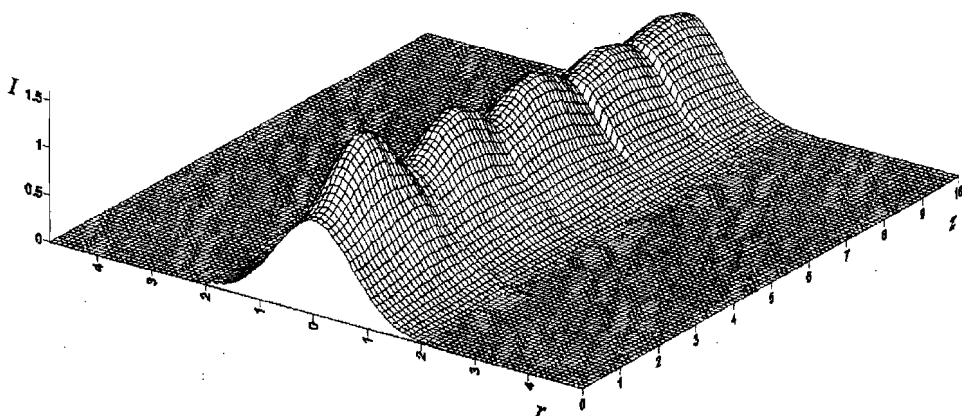


Рис. 3. Пространственно-временное распределение огибающей интенсивности при распространении импульса на $10 L_{df}$ в стекле BK7 с учетом ионизационных эффектов, многофокусный режим распространения ($L_{df} = 5,267$ мм).

Рассмотрена эволюция фемтосекундного импульса в стекле BK7 при распространении на расстояния, превышающие длину квазиволновода. Показано, что при определенных параметрах пучок может распространяться до 52,67 мм в многофокусном режиме и при этом форма его огибающей интенсивности не претерпевает принципиальных изменений, т.е. интенсивность и ширина пучка при распространении изменяются, но форма пространственно-временной огибающей сохраняется.

ЛИТЕРАТУРА

1. Liu W., Hosseini S.A., Luo Q., Ferland B., Chin S.L., Kosareva O.G., Panov N.A., Kandidov V.P. Experimental observation and simulations of the self-action of white light laser pulse propagating in air // *New Journal of Physics*, 2004, № 6. – P. 6–27.
2. Yamada K., Watanabe W., Toma T., Itoh K., Nishii J. In situ observation of photoinduced refractive-index changes in filaments formed in glasses by femtosecond laser pulses // *Opt. Lett.*, 2001, № 26. – P. 19–21.

3. **Zhaoxin Wu, Hongbing Jiang, Le Luo, Hengchang Guo, Hong Yang, Qihuang Gong** // Optics Letters, 2002, № 27(6). – P. 448–450.
4. **Tzortzakís S., Bergé L., Couairon A., Franco M., Prade B. and Mysyrowicz A.** Breakup and Fusion of Self-Guided Femtosecond Light Pulses in Air // Phys. Rev. Lett., 2001, № 86. – P. 5470–5473.
5. **Смирнова Т.В., Федотова О.М., Хасанов О.Х., Вислобоков Н.Ю., Сухоруков А.П.** Распространение тераваттных фемтосекундных импульсов в широкозонных диэлектриках // Изв. РАН, 2003, № 67(12). – С. 1754–1757.
6. **Сухоруков А.П., Вислобоков Н.Ю., Федотова О.М., Хасанов О.Х., Смирнова Т.В.** Квазисолитонное распространение мощного оптического излучения в прозрачных диэлектриках // Изв. РАН, 2004, № 68(12). – С. 1740–1743.
7. **Sudrie L., Couairon A., Franco M., Lamouroux B., Prade B., Tzortzakís S., Mysyrowicz A.** Femtosecond Laser-Induced Damage and Filamentary Propagation in Fused Silica // Phys. Rev. Lett., 2002, № 89(18). – P. 186601–186800.
8. **Tzortzakís S., Sudrie L., Franco M., Prade B., Mysyrowicz A., Couairon A. and Bergé L.** Self-Guided Propagation of Ultrashort IR Laser Pulses in Fused Silica // Phys. Rev. Lett., 2001, № 87, P. 213902–213905.
9. **Gaeta A.L.** Catastrophic Collapse of Ultrashort Pulses // Phys. Rev. Lett., 2000, № 84(16). – P. 3582–3585.

S U M M A R Y

The paper reports the main results concerning investigation of powerful femtosecond quasi-soliton formation and propagation. It demonstrates that femtosecond quasi-waveguide formation in glass BK7 is possible as a result of dynamical self-focusing and self-induced defocusing balance.

Поступила в редакцию 21.12.2005