

# Квазисолитонное и многофокусное распространение высокоинтенсивных лазерных импульсов в кварцевом стекле

Н.Ю.Вислобоков

*Представлены результаты, полученные при численном моделировании особенностей распространения высокоинтенсивных УКИ в кварцевом стекле. Показано, что при соблюдении динамического баланса между самофокусировкой и индуцированной за счёт ионизации дефокусировкой возможен захват излучения, распространяющегося в среде на расстояние порядка одной дифракционной длины, в квазисолитон. При определенных соотношениях параметров излучения и среды на длинах, превышающих дифракционную, возможен многофокусный режим распространения.*

**Ключевые слова:** фемтосекундный импульс, ультракороткие лазерные импульсы, квазисолитон, индуцированная ионизация, многофотонная ионизация, многофокусное распространение.

## 1. Введение

В последние годы многие исследования по нелинейной оптике посвящены изучению распространения и эволюции мощных УКИ в воздухе и твёрдых телах. Вначале в качестве среды распространения таких УКИ рассматривались различные газы, в частности воздух. Так, например, было показано, что распространение инфракрасного лазерного УКИ в атмосфере может привести к расщеплению его на несколько узких филаментов с пиковой интенсивностью порядка  $10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>, которые могут проходить довольно большие расстояния [1]. Данный эффект является результатом динамической конкуренции двух нелинейностей, оказывающих влияние на распространение УКИ: дефокусировки и керровской самофокусировки. Дефокусировка в данном случае происходит по большей части за счёт отрицательного вклада в нелинейную часть показателя преломления среды  $n_2$ , обусловленного образованием плазмы свободных электронов (ПСЭ).

Наиболее сложно исследовать динамику распространения таких импульсов в твёрдых телах, в частности в диэлектриках (кварцевое стекло, сапфир). Результаты этих исследований могут быть использованы, например, для разработки составляющих и управляющих элементов лазерных систем и самих лазеров, а также для разработки и изготовления микроэлектронных устройств. Фемтосекундную лазерную модификацию диэлектриков, таких как кварцевое стекло, можно использовать для изменения коэффициента преломления материала при изготовлении волноводов [2, 3]; в трёхмерных оптических устройствах [4], например трёхмерных устройствах хранения информации [5]; в химии для селективной протравки микроструктур и микрожидкостных каналов [6]. Фемтосекундная лазерная микрохирургия является средством биологических исследований, а в перспективе возможно её применение непосредственно в медицине [7]. Для практического применения лазерных фемтосекундных им-

пульсов необходимо знать эволюцию распространения импульса. Особый интерес представляет исследование распространения УКИ в режиме, при котором пространственно-временной профиль импульса не претерпевает принципиальных изменений (квазисолитон) и/или изменения имеют квазипериодический характер.

Получение квазисолитона, который распространялся бы дальше, чем на 1 мм, в твёрдом теле, вначале считали невозможным [8]. Это связано с тем, что при распространении в диэлектрике высокоинтенсивного излучения с длительностью импульса  $\tau_p > 10^{-12}$  с наблюдалась лавинная ионизация уже на расстоянии 1 мм, приводящая к повреждению исследуемого образца. Лавинное образование ПСЭ имело место даже при длительности импульса в несколько пикосекунд. Из проведённых позднее исследований стало известно, что для кварцевого стекла при длительности импульса 200 фс и менее и пиковой интенсивности не более  $2 \times 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> лавинное образование ПСЭ не происходит [9] или её влияние на распространяющийся фемтосекундный импульс незначительно.

Кроме того, захватить лазерное излучение в квазисолитон, распространяющийся на расстояние хотя бы несколько миллиметров, в твёрдых телах гораздо сложнее, чем в воздухе, ещё 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 кварцевом стекле.

## 2. Основные уравнения

В диэлектрике с положительной керровской нелинейностью УКИ, 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) и многофотонная ионизация. Дисперсия может задержать или остановить процесс самофокусировки, однако при распространении в средах с достаточно большой дисперсией наблюдалось расщепление распространяющегося импульса на субимпульсы. Поэтому при-

Н.Ю.Вислобоков. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы; e-mail: nkt\_2004@mail.ru

Поступила в редакцию 18 января 2006 г., после доработки – 6 апреля 2006 г.

менение сред с большой дисперсией для формирования квазисолитонного режима распространения неперспективно. Перспективнее использовать диэлектрические среды с малой дисперсией (сапфир, кварцевое стекло), где конкуренцию самофокусировке может составить дефокусировка за счёт 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 лазерного УКИ во многом определяется пиковой интенсивностью этого импульса. Благодаря малой длительности импульса свободные электроны могут захватить значительную часть энергии, теряемой импульсом за счёт многофотонного поглощения, до передачи её кристаллической решётке 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 паракиальной модели [4, 10].

При определённых 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 данное динамическое равновесие.

Для корректного описания рассматриваемого процесса необходимо модифицировать традиционно используемое нелинейное уравнение Шрёдингера с учётом эффектов дисперсии и процессов ионизации [11–14]. В соответствии с уже проведёнными исследованиями [11, 12, 15] предполагается, что доминирующим механизмом генерации плазмы при физических параметрах, использовавшихся в компьютерном эксперименте, является многофотонное поглощение.

Уравнение для поля пучка, распространяющегося в образце, имеет вид [15]

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

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

где  $E$  – напряженность электрического поля;  $z$  – продольная координата;  $r$  – поперечная координата;  $\tau$  – время распространения;  $\nabla_{\perp}^2$  – оператор Лапласа по поперечной координате;  $k$  – волновое число;  $k_0$  – волновое число на входе в среду;  $\beta_2$  – коэффициент ДГС;  $n_2$  – нелинейная часть показателя преломления;  $\sigma_{IBS}$  – поперечное сечение обратного тормозного излучения;  $\omega$  – частота лазерного излучения;  $\tau_p$  – длительность импульса;  $\tau_c$  – время релаксации среды;  $\rho$  – плотность свободных электронов в среде;  $W_{MPI}(|E|) = \sigma_m I^m \rho_{at}$  – коэффициент многофотонной ионизации;  $I$  – интенсивность пучка;  $\sigma_m$  – коэффициент многофотонного поглощения;  $\rho_{at}$  – плотность атомов;  $U$  – ширина запрещённой зоны диэлектрика;  $m$  – порядок многофотонного перехода.

Первое слагаемое в правой части (1) обусловлено влиянием дифракции, второе – влиянием ДГС, 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  $\rho$ , обусловленное действием поля проходящего импульса за счёт многофотонной ионизации. Уравнение для скорости изменения  $\rho$  (в пренебрежении лавиной и рекомбинацией [11, 12, 15]) будет иметь вид

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} = W_{MPI}(|E|). \quad (3)$$

На вход среды подавался гауссов пучок:

$$E(r, z=0, \tau) = E_0 \exp\left(-\frac{r^2}{2w_0^2} - \frac{\tau^2}{2\tau_p^2}\right), \quad (4)$$

$$\rho(r, z, \tau=0) = \rho_0.$$

Здесь  $w_0$  – начальная ширина пучка;  $E_0$  – начальная амплитуда напряженности электрического поля.

### 3. Компьютерный эксперимент

Для решения приведённой выше самосогласованной системы уравнений (1)–(4) использовалась оригинальная (составленная автором) программа, включающая в себя метод быстрых преобразований Фурье совместно с разностными схемами и позволяющая решить модифицированное нелинейное уравнение Шрёдингера с учётом ионизационных эффектов и изменения плотности свободных электронов. Предполагалось, что интенсивность отражённого пучка мала по сравнению с интенсивностью падающего и не оказывает заметного влияния на формирование плазмы и эволюцию самого импульса при распространении.

Результаты численных экспериментов для сапфира, кварцевого стекла и стекла ВК7 показали, что распространение высокоинтенсивного УКИ в этих средах приводит к некоторой дефокусировке распространяющегося пучка за счёт влияния ПСЭ. Ранее экспериментально было установлено, что индуцированные ионизационные эффекты могут задержать самофокусировку в сапфире при  $P/P_{cr} = 1.8$  [13] (где  $P$  – мощность импульса,  $P_{cr}$  – критическая мощность самофокусировки) или же привести к филаментации импульса уже на расстоянии нескольких миллиметров в случае распространения его в кварцевом стекле при  $P/P_{cr} = 3$  и  $\tau_p = 160 \text{ фс}$  [8]. Результаты, полученные с помощью используемой численной модели, полностью согласуются с результатами указанных экспериментальных работ.

Проведённые численные исследования показали, что увеличение пиковой интенсивности УКИ до  $1 \text{ ТВт}/\text{см}^2$  и более и одновременное с этим уменьшение его длительности до нескольких десятков фемтосекунд при начальной ширине пучка, не превышающей  $70 \text{ мкм}$ , может способствовать образованию солитоноподобного волновода [10], распространяющегося в среде на расстояние порядка одной дифракционной длины.

При определении параметров, для которых наблюдается квазисолитонное распространение фемтосекундного импульса, исследовалась эволюция УКИ в кварцевом

стекле при длине волны лазерного излучения 790 нм. Выбор длины волны осуществлялся с учётом возможностей реально существующих лазерных систем, а также зависимости коэффициента поглощения кварцевого стекла от длины волны падающего излучения.

Длительность импульса  $\tau_p$  варьировалась в пределах 50–90 фс, а ширина пучка  $w_0$  – в пределах 30–70 мкм. Порядок многофотонного перехода  $m = 6$ . При определении соответствующих параметров диэлектрика, благоприятных для формирования квазисолитона, численно исследовалось поведение УКИ при распространении его в средах с различными коэффициентами ДГС  $\beta_2$  и показателями преломления  $n_2$ . Пределы варьирования  $\beta_2$  и  $n_2$  были ограничены пределами применимости данной модели и особенностями изучаемого класса диэлектриков:  $\beta_2$  изменялось в диапазоне 361–1280 фс<sup>2</sup>/см, а  $n_2$  – в диапазоне  $2 \times 10^{-16} - 5 \times 10^{-16}$  см<sup>2</sup>/Вт. Все дальнейшие расчеты проведены с параметрами среды, характерными для кварцевого стекла как наиболее распространённого и дешёвого диэлектрика.

При численном моделировании исследовалась также динамика пространственного изменения интенсивности пучка  $I(r, z)$ , временного профиля импульса  $I(t, z)$  и пространственно-временного профиля импульса  $I(r, t)$  при его распространении. Кроме того, фиксировалась динамика изменения фазы и спектра фемтосекундного импульса.

Рассмотрим теперь, какое влияние оказывали изменения коэффициента групповой скорости и нелинейной части показателя преломления на формирование и распространение (в пределах одной дифракционной длины) квазисолитона. Из проведённых экспериментов можно сделать вывод, что увеличение  $\beta_2$  от 361 до 1280 фс<sup>2</sup>/см негативно влияет на квазисолитонное распространение импульса, что проявляется в больших отклонениях его формы от начальной, и способствует нарушению равновесия между самофокусировкой и дефокусировкой. Однако при  $\beta_2 = 0$  наблюдались большие отклонения формы пучка от начальной, чем при  $\beta_2 = 361$  фс<sup>2</sup>/см. Небольшая ( $\beta_2 \neq 0$ ) дисперсия оказывает некоторое стабилизирующее влияние на квазисолитон, распространяющийся в диэлектриках типа сапфир или кварцевое стекло. В то же время на условия формирования квазисолитона изменение коэффициента ДГС в исследуемых пределах заметного влияния не оказало, что согласуется с выдвигавшимися ранее [8] предположениями относительно волнового распространения УКИ. Что касается нелинейной части показателя преломления  $n_2$ , то было установлено, что её увеличение позволяет захватывать излучение в квазисолитон при меньших интенсивностях. На распространение квазисолитона изменения в нелинейной части показателя преломления существенно не повлияли.

В результате проведённого численного исследования были установлены начальные интенсивности, при которых излучение уже на входе захватывается в квазисолитон, существующий на протяжении, как минимум, одной дифракционной длины. Можно утверждать, что отклонения огибающей интенсивности пучка от первоначальной формы несколько уменьшались с уменьшением ширины пучка  $w_0$  от 70 до 50 мкм, чего не наблюдалось при дальнейшем уменьшении  $w_0$ . При этом в случае формирования квазисолитонов из узкого пучка, естественно, требуется большая начальная интенсивность, что, несомненно, ограничивает область их применения. Увеличение

длительности импульса имело обратное воздействие на пучки с  $w_0 > 50$  мкм.

Для формирования квазисолитона в реальном эксперименте немаловажной является ширина диапазона интенсивностей, при которых происходит его образование в диэлектрике. В кварцевом стекле наиболее широкий диапазон интенсивностей излучения наблюдался при  $\tau_p = 70$  фс,  $w = 50$  мкм. При заданных длительности импульса и ширине пучка наиболее благоприятная начальная интенсивность образования квазисолитона  $I_0 = 5.71$  ТВт/см<sup>2</sup>. На рис.1,а показано, как изменялась огибающая интенсивности квазисолитона в кварцевом стекле при указанных значениях  $I_0$ ,  $w_0$  и  $\tau_p$  с учётом ионизации.

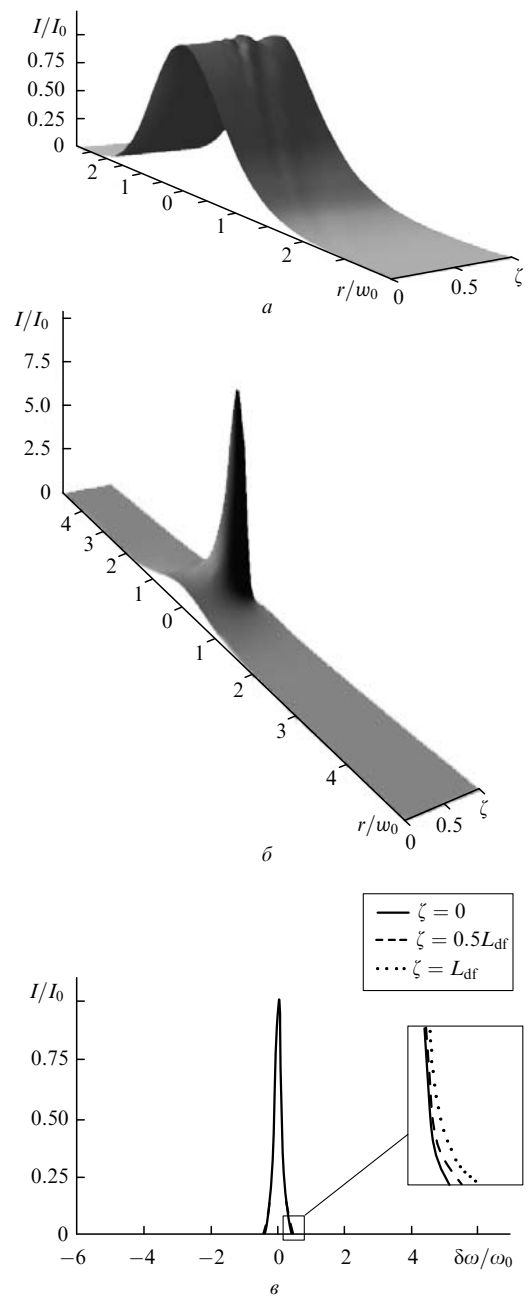


Рис.1. Изменение огибающей пучка в центре импульса, распространяющегося вдоль продольной координаты  $\zeta = z/L_{df}$  в кварцевом стекле, с учётом (а) и без учёта (б) ионизации, а также изменение спектра квазисолитона, распространяющегося в кварцевом стекле, в различных точках  $\zeta$  (в) при  $I_0 = 5.71$  ТВт/см<sup>2</sup>,  $w_0 = 50$  мкм,  $\tau_p = 70$  фс,  $L_{df} = 14.631$  мм ( $\delta\omega = \omega - \omega_0$ ,  $\omega_0$  – начальная частота импульса).

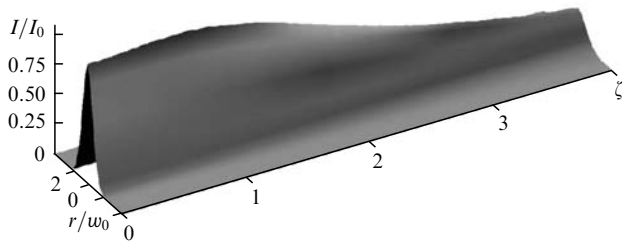


Рис.2. Изменение огибающей пучка (на расстоянии до  $4L_{df}$ ) в центре импульса, распространяющегося вдоль продольной координаты  $\zeta = z/L_{df}$  в кварцевом стекле, при  $I_0 = 5.71$  ТВт/см<sup>2</sup>,  $w_0 = 50$  мкм,  $L_{df} = 14.631$  мм.

Для сравнения на рис.1,б приведена аналогичная зависимость, но без учёта ионизационных эффектов. Отчётливо видно, что квазисолитонное распространение высокоинтенсивного фемтосекундного импульса в кварцевом стекле возможно, по большей части, благодаря тому, что за счёт индуцированной ПСЭ самофокусировка пучка останавливается и сдерживается на протяжении некоторого расстояния, т.е. ионизация фактически является основным эффектом, за счёт которого самодефокусировка импульса становится достаточной для того, чтобы составить конкуренцию самофокусировке.

Наблюдение за динамикой фазы и спектра импульса, распространяющегося в кварцевом стекле в квазисолитонном режиме, показало, что фаза квазисолитона практически не изменяется. Спектр также существенных изменений не претерпевает, хотя несколько отклоняется от начального, что мы и можем наблюдать на рис.1,в, где для сравнения приведён начальный спектр и спектр импульса, формирующийся на длинах  $z = 0.5L_{df}$  и  $z = L_{df}$  (где  $L_{df}$  – дифракционная длина).

Было исследовано также поведение пучка, который распространялся, как квазисолитон, в пределах одной дифракционной длины, при его дальнейшем распространении в среде. На рис.2 показано, как распространялся пучок с теми же входными характеристиками, что и изображённый на рис.1,а, до  $z = 4L_{df}$ . Видно, что интенсивность пучка с увеличением расстояния постепенно уменьшается. Казалось бы, вопрос можно решить простым увеличением начальной пиковой интенсивности фемтосекундного импульса, однако её резкое возрастание может привести к нарушению баланса между самофокусировкой и дефокусировкой, преобладанию первого эффекта и соответственно к самофокусировке импульса с последующим коллапсом.

В случае, если интенсивность импульса на входе не достигает некоторого порогового значения, при котором дефокусировка за счёт ПСЭ может конкурировать с самофокусировкой, пучок, распространяясь в диэлектрике, постепенно фокусируется. Анализ результатов, полученных в ходе численного моделирования, показал, что при увеличении пиковой интенсивности до определённого значения при достаточно малых длительности импульса и ширине пучка начавшаяся в процессе распространения самофокусировка пучка может быть приостановлена. Дефокусировка может скомпенсировать и превзойти самофокусировку. В данном случае дефокусировка обусловлена главным образом отрицательным вкладом образовавшейся ПСЭ в нелинейную часть показателя преломления. В процессе дефокусировки пиковая интенсивность постепенно уменьшается, соответственно уменьшается и дефокусирующий вклад ионизации в динамику распро-

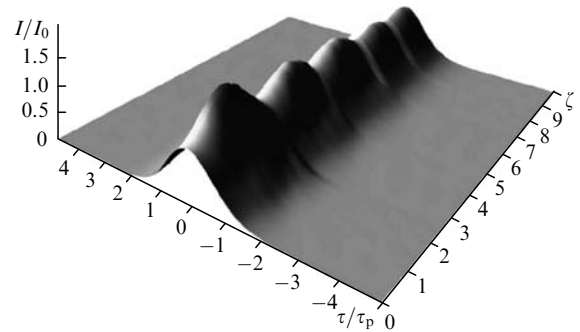


Рис.3. Пространственно-временное распределение огибающей интенсивности при распространении импульса на расстояние  $10L_{df}$  в кварцевом стекле с учётом ионизационных эффектов при многофокусном режиме распространения ( $\zeta = z/L_{df}$ ,  $L_{df} = 5.267$  мм).

странения импульса. Одновременно с этим вклад фокусирующих эффектов увеличивается и на некотором расстоянии опять начинается самофокусировка импульса. Имеет место так называемый многофокусный режим распространения. На рис.3 представлены результаты численных экспериментов по распространению высокоинтенсивного фемтосекундного импульса в кварцевом стекле на расстояние до 10 дифракционных длин (на 52.67 мм). Наблюдается изменение огибающей пучка в центре импульса, распространяющегося вдоль продольной координаты, с учётом ионизационных эффектов.

Видно, что распространение происходит в многофокусном режиме. Максимальная интенсивность в фазах самофокусировки при распространении импульса постепенно уменьшается. Временной профиль импульса существенных изменений не претерпевает. Хотя ширина пространственного профиля постоянно изменяется, однако качественно он остается гауссовым. Расстояние между первым и вторым пиками меньше, чем расстояние между вторым и третьим, и далее оно постепенно растёт с увеличением  $\zeta$ . Это объясняется тем, что при распространении энергия импульса постепенно поглощается, поэтому расстояние между соседними пиками интенсивности тем больше, чем дальше от входа в диэлектрик они находятся.

Полученные численные результаты качественно соответствуют результатам экспериментов по многофокусному распространению фемтосекундных импульсов с большей длительностью (120 фс) и длиной волны 800 нм в кварцевом стекле на малые расстояния (до 5 мм) [5].

#### 4. Заключение

Таким образом, в настоящей работе показано, как плазменные эффекты и самофокусировка взаимодействуют при распространении в кварцевом стекле высокоинтенсивного лазерного импульса. Продемонстрировано взаимодействие ионизационных и фокусирующих эффектов и их влияние на распространение этого импульса в кварцевом стекле. Выявлен ряд параметров, наиболее подходящих для захвата такого импульса в квазисолитон.

Проанализировано влияние параметров излучения ( $I_0$ ,  $w_0$ ,  $\tau_p$ ) и среды ( $\beta_2$  и  $n_2$ ) на распространяющийся импульс и найдены параметры, наиболее благоприятные для захвата импульса в квазисолитон. Отмечено, что распространение излучения, близкое к квазисолитонному, наблюдалось у более широких пучков при меньших интенсивностях и одинаковых остальных параметрах. Пока-

зано, что квазисолитонному распространению пучка в кварцевом стекле способствует малый коэффициент дисперсии, а увеличение показателя преломления  $n_2$  даёт возможность захватить излучение в квазисолитон при меньшей пиковой интенсивности. Кроме того, в ходе экспериментов было установлено, что фаза и спектр распространяющегося квазисолитона фактически не изменяются. Предложены параметры излучения, наиболее благоприятные для образования квазисолитона в кварцевом стекле.

Рассмотрена эволюция фемтосекундного импульса в кварцевом стекле при распространении на расстояния, превышающие дифракционную длину  $L_{df}$ . Показано, что при определённых параметрах пучок может распространяться на расстояние, как минимум, до  $10L_{df}$  в многофокусном режиме и при этом форма его огибающей не претерпевает принципиальных изменений, т. е. интенсивность и ширина пучка при распространении изменяются, но форма пучка остаётся гауссовой.

1. Kosareva O.G., Panov N.A., et al. *New J. Phys.*, **6**, 6 (2004).
2. Shah L., Arai A.Y., Eaton S.M., Herman P.R. *Opt. Express*, **13** (6), 1999 (2005).
3. Bhardwaj V.R., Corkum P.B., Rayner D.M., Hnatovsky C., Simova E., Taylor R.S. *Opt. Lett.*, **29**, 1312 (2004).
4. Rayner D.M., Naumov A., Corkum P.B. *Opt. Express*, **13**, 3208 (2005).
5. Zhaoxin Wu, Hongbing Jiang, Le Luo, Hengchang Guo, Hong Yang, Qihuang Gong. *Opt. Lett.*, **27**, 448 (2002).
6. Taylor R.S., Hnatovsky C., Simova E., Rayner D.M., Bhardwaj V.R., Corkum P.B. *Opt. Lett.*, **28**, 1043 (2003).
7. Yanik M.F., Cinar H., Cinar H.N., Chisholm A.D., Jin Y., Ben-Yakar A. *Nature*, **432**, 822 (2004).
8. Tzortzakis S. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 213902-1 (2001).
9. Вислобоков Н.Ю., Сухоруков А.П., Смирнова Т.В., Федотова О.М., Хасанов О.Х. *Изв. РАН. Сер. физич.*, **70**, 108 (2003).
10. Вислобоков Н.Ю., Сухоруков А.П., Смирнова Т.В., Федотова О.М., Хасанов О.Х. *Изв. РАН. Сер. физич.*, **74**, 135 (2004).
11. Tzortzakis S., Lamouroux B., Chiron A., Moustazis S.D., Franco M., Prade B., Myzyrowicz A. *Opt. Commun.*, **197**, 131 (2001).
12. Tzortzakis S., Sudrie L., Franco M., Prade B., Myzyrowicz A. *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 1 (2001).
13. Gaeta A.L. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 3582 (2000).
14. Sudrie L., Couairon A., Franco M., Lamouroux B., Prade B., Tzortzakis S., Mysyrowicz A. *Phys. Rev. Lett.*, **28**, 186601-1 (2002).
15. Couairon A., Sudrie L., Franco M., Prade B., Mysyrowicz A. *Phys. Rev. Lett.*, **71**, 125435-1 (2005).