

Численное моделирование распространения мощного оптического излучения в кварцевом стекле в квазисолитонном режиме

Н.Ю. Вислобоков

Учреждение образования Федерации профсоюзов Беларуси «Международный институт трудовых и социальных отношений»

В этой статье представлены результаты численных исследований распространения сверхмощного ультракороткого лазерного излучения в т.н. «пульсирующем канале» (квазисолитонный режим) в кристалле кварцевого стекла на 71 мм; демонстрируется филаментация мощного излучения на несколько фрагментов, каждый из которых продолжает распространяться в пульсирующем или квазисолитонном режиме на расстояния, в несколько раз превышающие длину одиночного квазисолитона.

Ключевые слова: фемтосекундный импульс, распространение высокоинтенсивных ультракоротких лазерных импульсов, квазисолитон, индуцированная ионизация, фотонная ионизация, многофокусное распространение, пульсирующий режим.

Numerical simulation of propagation of powerful optical pulse in fused silica in quasi-soliton mode

N.Yu. Vislobokov

Educational establishment of Federation of Trade Unions of Belarus «International Institute of labor and social relations»

In this article we represent results of the numerical researches of distribution super-power ultra-short laser pulses in the «pulsing channel» (quasi-soliton mode) in a crystal of fused silica on 71 mm. The paper demonstrates filamentation of the powerful laser pulse to some sub-pulses, each of which continues to extend in pulsing or quasi-soliton mode on the distances several times exceeding length of the single quasi-soliton.

Key-words: femtosecond pulse, high-intensity ultra short pulses, quasisoliton, photon ionization, the multifocal distribution, induced ionization, pulse mode.

В последние годы большой научный и практический интерес вызывают исследования нелинейного распространения и эволюции мощных ультракоротких оптических импульсов в твердых телах, когда проявляется влияние ионизационных процессов в диэлектрике. Особое внимание уделяется изучению каналирования электромагнитного излучения в прозрачных диэлектриках типа сапфир и кварцевое стекло, когда пространственная локализация профиля импульсного пучка сохраняется (наблюдается квазисолитонный или пульсирующий режим распространения). Особый интерес представляет исследование распространения УК излучения в режиме, при котором в процессе распространения импульсного пучка в кристалле диэлектрика форма пучка сохраняется (квазисолитон, пульсирующий канал распространения). 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.

Наши исследования показали, что при определенном соотношении входной и критической для самофокусировки мощностей может наблюдаться пульсирующий режим распространения мощного лазерного излучения в прозрачном диэлектрике с широкой запрещенной зоной, когда стадия самофокусировки периодически чередуется с расфокусировкой излучения на индуцированной электронной плазме, при этом форма лазерного пучка в процессе распространения сохраняется.

В этой статье представлены результаты исследований распространения сверхмощного УК лазерного излучения в т.н. «пульсирующем канале» в кристалле кварцевого стекла на 71 мм; демонстрируется режим филаментации мощного излучения на несколько фрагментов, каждый из которых продолжает распространяться в пульсирующем (до 70 мм) или квазисолитонном (до 50 мм) режиме на расстояния, в несколько раз превышающие длину одиночного квазисолитона.

Результаты исследования могут быть полезны для получения сверхкоротких импульсов, а особенно перспективны, по мнению автора, для получения серий сверхкоротких импульсов, следующих один за другим через ультракорот-

кие промежутки времени. Использование многофокусного режима может помочь избежать нежелательных последствий кумулятивного эффекта в диэлектрических материалах [1–8]. Благодаря возможности параметрической регуляции не только пиковой интенсивности и длительности образующихся субимпульсов, но и их количества результаты исследования могут быть полезны, например, при разработке трехмерных устройств хранения информации [6].

Захватить лазерное излучение в квазисолитон, распространяющийся на расстояние хотя бы в несколько миллиметров в твердых телах, достаточно сложно. Высокоинтенсивный фемтосекундный квазисолитон, распространяющийся в кристалле диэлектрика на несколько миллиметров уже считается долгоживущим. В [9] нами представлены результаты исследования, в ходе которого были получены такие высокоинтенсивные фемтосекундные квазисолитонные импульсные пучки, которые распространялись в кристалле сапфира и кварцевого стекла на расстояния порядка 15 мм. Однако в ряде случаев необходимо, чтобы лазерный пучок в кристалле диэлектрика распространялся на значительно большие расстояния, если не как квазисолитон, то хотя бы так, чтобы форма пучка сохранялась. Добиться увеличения «времени жизни» квазисолитона простым увеличением начальной интенсивности не удалось: динамическое равновесие между фокусирующими и дефокусирующими силами не устанавливалось. В качестве решения этой задачи был получен пульсирующий режим распространения, при котором пучок в процессе распространения претерпевал некоторые незначительные изменения, но его форма сохранялась.

Следует отметить, что равновесие между самофокусировкой и дефокусировкой в квазисолитоне является динамическим и огибающая интенсивности квазисолитона претерпевает некоторые незначительные изменения. Незначительные изменения огибающей вызваны тем, что пучок постоянно то фокусируется, то дефокусируется – в зависимости от соотношения вкладов процессов, вызывающих эти эффекты, в динамику распространения лазерного излучения. При этом преобладание одного из этих процессов (самофокусировки или дефокусировки) создает благоприятные условия для развития второго процесса и увеличения его вклада. Логично предположить, что в таком случае удастся разрешить вопрос о распространении УК импульсов в диэлектриках с сохранением формы пространственно-временной огибающей

интенсивности на расстояния, в несколько раз превышающие L_{df} , если подобрать начальные параметры излучения для определенной среды таким образом, чтобы пучок распространялся в диэлектрике, постоянно переходя из фазы фокусировки в фазу дефокусировки. При этом мощный световой пучок будет распространяться в многофокусном режиме.

В случае, если интенсивность импульса на входе не достигает некоторого порогового значения, при котором дефокусировка за счет 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 определенного значения при достаточно малых значениях длительности импульса и ширины пучка, в процессе распространения уже начавшаяся самофокусировка может быть приостановлена, когда дефокусировка скомпенсирует и превзойдет самофокусировку. В данном случае дефокусировка обусловлена главным образом отрицательным вкладом образовавшейся плазмы свободных электронов 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 пульсирующий режим распространения (формирование пульсирующего канала распространения мощного светового импульса).

Цель работы – используя численные методы, показать эволюцию мощного фемтосекундного импульса в кварцевом стекле и установить соотношение параметров данного процесса.

Аналитическая модель. Эволюция высокоинтенсивного импульсного пучка, распространяющегося в диэлектрике с учетом индуцированных ионизационных процессов, описывается следующей самосогласованной системой уравнений:

$$\begin{cases} \frac{\partial E}{\partial z} = \frac{i}{2k} \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \right) \hat{T}^{-1} E - i \frac{\beta_D}{2} \frac{\partial^2 E}{\partial \tau^2} + P_{nl} \\ P_{nl} = ik_0 n_2 \hat{T} |E|^2 E + ik_0 n_4 \hat{T} |E|^4 E - \frac{\sigma_{IBS}}{2} \hat{T}^{-1} (1 + i\omega_0 \tau_c) \rho E - \frac{1}{2} \frac{W_{PI} U}{|E|^2} E \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} = W_{PI} + \eta |E|^2 \rho - \frac{\rho}{\tau_r}, \end{cases}$$

где E – амплитуда напряженности электрического поля, z – продольная координата, r – поперечная координата, $\tau = t - z/v_g$ – время в дви-

жущейся с импульсом системе координат, v_g – групповая скорость, k_0 – начальный волновой вектор, n_0 – линейная часть показателя преломления, σ_{IBS} – поперечное сечение обратного торозного излучения, ω – частота лазерного излучения, ω_0 – несущая частота лазерного излучения (на входе в диэлектрик), τ_p – длительность импульса, τ_c – характерное время столкновений электронов, ρ – плотность свободных электронов в среде, W_{PI} – скорость фотонной ионизации, U – ширина запрещенной зоны диэлектрика, $\eta = \sigma_{IBS}/U$, τ_r – время релаксации среды. Оператор $\text{int}\langle x+1 \rangle$ – целая часть от выражения в скобках; n_4 – коэффициент нелинейности поляризации среды 5-го порядка по полю.

Во втором уравнении системы последнее слагаемое описывает фотопоглощение, то есть энергетические потери оптического поля за счет ионизации (включая многофотонное поглощение, лавинную ионизацию и туннельный эффект), а не только многофотонное поглощение.

Первое слагаемое в правой части третьего уравнения описывает фотоионизационный вклад в генерацию свободных электронов, включая переход из валентной зоны в зону проводимости, через запрещенную зону диэлектрика. Второе слагаемое описывает вклад лавинной ионизации. Третье слагаемое представляет электронную рекомбинацию с характерным временем τ_r .

Доминирующим ионизационным процессом при исследуемых параметрах является многофотонная ионизация, однако, как показали предварительные расчеты, при исследовании эволюции мощного лазерного излучения, распространяющегося в диэлектриках на сверхбольшие расстояния, величина интенсивности может достигать таких значений, при которых уже нельзя пренебрегать вкладом лавинной ионизации и рекомбинации. Соответственно используем уравнение для скорости изменения плотности ПСЭ:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = W_{MPI} + \eta \rho |E|^2 - \frac{\rho}{\tau_r}.$$

Полученная система уравнений решалась при помощи построенной нами численной схемы. В компьютерной модели учтены не только такие эффекты, как дифракция, дисперсия, керровская нелинейность, но и индуцированные ионизационные эффекты. Учтен вклад многофотонной и лавинной ионизации, рекомбинации.

Параметры среды, используемые в исследовании, соответствуют параметрам кварцевого стекла, так как наши исследования уже показали: в кварцевом стекле легче захватить оптиче-

ское излучение в квазисолитон и, кроме того, шире диапазон параметров, при которых возможно это сделать.

Результаты численного эксперимента. Используя построенную численную модель, модифицированную с учетом туннельной ионизации и нелинейности пятого порядка, перейдем к рассмотрению особенностей распространения УКИ в диэлектриках при такой мощности излучения, когда в эволюцию импульсного пучка вносят значимый вклад все три основных механизма ионизации: МФИ, лавинная и туннельная ионизации. Соотношение мощностей P_{in}/P_{cr} для исследуемых параметров изменялось в пределах $3 \leq P_{in}/P_{cr} \leq 10$. Начальную ширину пучка w_0 варьируем в пределах от 15 до 70 мкм, а начальную длительность импульса – от $\tau_p = 50$ фс до $\tau_p = 200$ фс. При $w_0 = 30$ мкм, $\tau_p = 70$ фс, $P_{in}/P_{cr} = 3.5$ мощное лазерное излучение распространялось в кварцевом стекле в 53-миллиметровом пульсирующем канале. Уменьшение длительности импульса повлекло за собой сокращение расстояния распространения пучка в пульсирующем режиме. Аналогичная динамика событий наблюдалась и при увеличении τ_p относительно оптимального значения. Попытки увеличить дальность распространения такого импульсного пучка с сохранением его формы путем увеличения P_{in} за счет I_0 привели к тому, что в процессе распространения интенсивность пучка стала достигать значений, при которых уже нельзя пренебрегать вкладом туннелирования в динамику распространения УКИ в кристалле диэлектрика.

Особенно интересен с физической и практической точек зрения случай, когда мощный импульсный пучок, распространяясь в кварцевом стекле, распадается на субимпульсы, которые после распада продолжают распространение в кристалле диэлектрика. Получить этот режим распространения можно при соотношении мощностей $P_{in}/P_{cr} \approx 3 \div 10$ (точное значение обусловлено выбором τ_p , w_0 , и среды распространения) и начальными длительностями импульса порядка $\tau_p \approx 100 \div 150$ фс.

Рассмотрим динамику изменения мощного ($P_{in}/P_{cr} = 9$) импульсного пучка с начальными параметрами $\tau_p \approx 150$ фс и $w_0 = 30$ мкм, распространяющегося в кварцевом стекле. На рис. 1 изображен пространственно-временной профиль этого светового пучка в разные моменты его эволюции при распространении в кристалле кварцевого стекла (длительность импульса на входе $\tau_p = 150$ фс): в самом начале

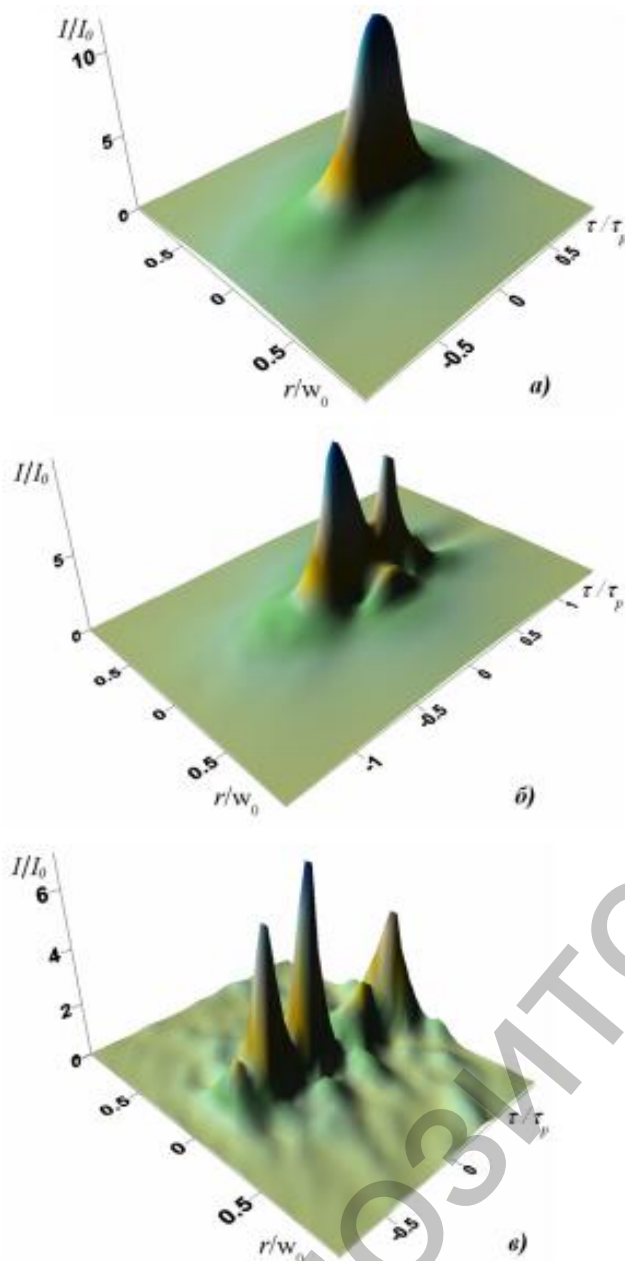


Рис. 1. Эволюция пространственно-временной огибающей интенсивности сверхмощного ($P_{in}/P_{cr} = 9$) 150 фс импульсного пучка, расслаивающегося на субимпульсы в кварцевом стекле, через *a)* $\zeta=0.15L_{df}$, *б)* $\zeta=0.3L_{df}$, *в)* $\zeta=0.53L_{df}$ от входа в диэлектрик ($w_0=30\text{мкм}$, $\zeta=z/L_{df}$, $L_{df}=5.267\text{ мм}$).

распространения излучения в диэлектрике, при $\zeta = 0.15 L_{df}$, когда воздействие самофокусировки на импульсный пучок доминирует над влиянием дефокусировки (рис. 1(*a*)); далее в моменты, когда лазерный импульс расслаивается вначале на два (рис. 1(*б*)), а затем и на три (рис. 1(*в*)) филамента меньших мощностей, продолжающих распространяться в кристалле кварцевого стекла. Причем если расстояние между

первыми двумя филаментами порядка 30 фс, то между вторым и третьим – порядка 90 фс.

Время релаксации ПСЭ ограничено ($\tau_r \approx 150$ фс), соответственно второй субимпульс, распространяясь в поле первого, подвергается большему дефокусирующему влиянию со стороны ПСЭ, чем предыдущий. Еще большее влияние электронной плазмы испытывает на себе третий субимпульс. Безусловно, следует заметить, что плотность ПСЭ, в которую попадают второй(третий) филаменты, зависит не только от мгновенных параметров предыдущего(их), но и от временного промежутка, разделяющего субимпульсы: чем дальше друг от друга подимпульсы системы, тем меньше начальная плотность ПСЭ для следующего филамента. Динамика изменения пространственно-временных профилей отдельных субимпульсов такой системы подобна эволюции пространственно-временного профиля лазерного излучения в пульсирующем режиме. Первый филамент при распространении в кристалле кварцевого стекла постоянно то фокусируется, то дефокусируется (рис. 2). Эволюция следующего за ним, второго импульсного пучка, в принципе, аналогична эволюции первого, однако изменения интенсивности при переходе из фазы фокусировки в фазу дефокусировки и наоборот у второго филамента несколько меньше, чем у предыдущего.

Соответственно у третьего филамента пространственно-временная огибающая интенсивности импульсного пучка при распространении претерпевает еще меньшие флуктуации, пока он распространяется в поле предыдущих филаментов. Изменения интенсивности этого импульсного пучка после его формирования и вплоть до поглощения первого из трех субимпульсов при $\zeta \approx 6.5 L_{df}$ не превышают 5% от \bar{I} (\bar{I} – среднее значение пиковой интенсивности этого филамента на интервале $\zeta = 0.5 L_{df} \div 6.5 L_{df}$). Можно сказать, что после своего формирования этот лазерный пучок распространяется, как квазисолитон, на 31.6 мм ($L_{df} = 5.267$ мм, соответственно $6L_{df} = 31.6$ мм).

В процессе распространения в кристалле диэлектрика раньше или позже, в зависимости от параметров излучения и среды (в описываемом случае через $\zeta \approx 6.5 L_{df}$), первый субимпульс теряет свою энергию и «его место» занимает следующий за ним субимпульс (в порядке следования субимпульсов, а не на временной шкале). Далее наблюдается аналогичный процесс

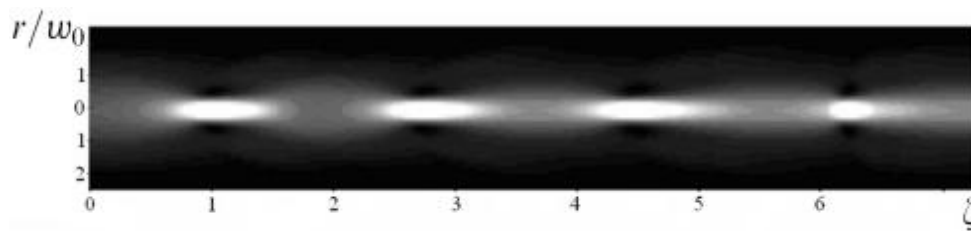


Рис. 2. Тоновое изображение пространственного распределения интенсивности лазерного пучка (бóльшей интенсивности соответствует бóльшая освещенность), распространяющегося в пульсирующем режиме на $\approx 6L_{df}$ в кварцевом стекле с учетом фотоионизационных эффектов ($P_{in}/P_{cr} = 4.9$, $\zeta = z/L_{df}$, $L_{df} = 5.267$ мм, $w_0 = 30$ мкм).

распространения системы субимпульсов, но уже из двух составляющих. Через почти $11 L_{df}$ в кристалле распространяется уже один импульсный пучок, который на интервале $z \approx 10.5 L_{df} \div 13.5 L_{df}$ проходит через три фокуса, что согласуется с предыдущими результатами нашего исследования (интенсивность этого импульсного пучка в процессе распространения в кристалле кварцевого стекла не достигает сверхбольших значений, когда весомым становится вклад туннельной ионизации, и эволюция может быть описана в рамках модели, не учитывающей вклад туннелирования). В общей сложности этот импульсный пучок распространяется в кварцевом стекле в пульсирующем режиме, обусловленном динамической конкуренцией между самофокусировкой и дефокусировкой на индуцированной электронной плазме, на 68.471 мм.

Особенно интересно заметить, что при распространении в кварцевом стекле таких импульсных пучков форма пространственной огибающей интенсивности пучков остается гауссоподобной на протяжении сравнительно большого расстояния, особенно хорошо сохраняется форма пространственной огибающей интенсивности третьего (хвостового) импульсного пучка, вплоть до его поглощения.

Кроме того, следует заметить, что заметные изменения претерпевает и частотный спектр лазерного излучения (рис. 3), кроме ожидаемого уширения частотного диапазона в сторону высоких частот, некоторой (хотя и незначительной по сравнению с высокочастотной) континуализации подвергается и низкочастотная компонента спектра, что связано с усилением влияния индуцированных ионизационных и ряда других обусловленных ими процессов (например, фазовой модуляции) на эволюцию проходящего сверхмощного ($P_{in} > 10P_{cr}$) лазерного излучения фемтосекундной длительности.

В результате проведенного численного исследования было выявлено, что влиять на эволюцию такой системы мощных сверхкоротких

импульсов в кристалле диэлектрика можно, регулируя входные параметры лазерного излучения. Длительность субимпульсов, образующихся при распаде мощного лазерного импульса, во многом определяется временем τ_p .

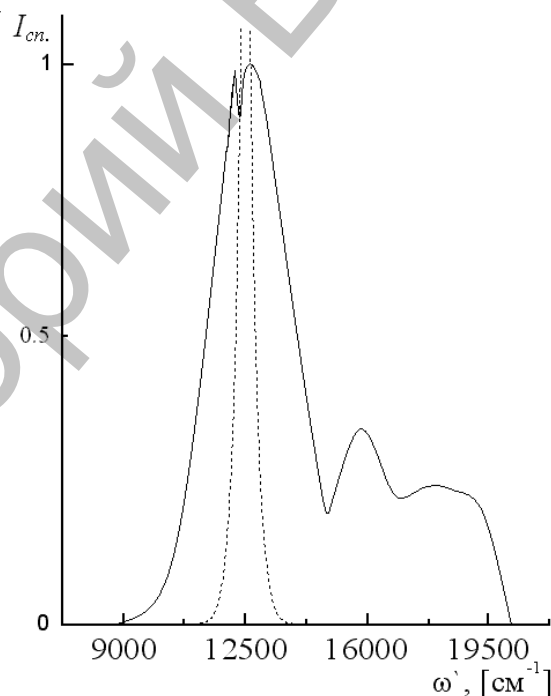


Рис. 3. Континуация частотного спектра сверхмощного ($P_{in}/P_{cr} = 9$) 150 фс лазерного пучка, распространяющегося в кварцевом стекле (рис. 1), при $\zeta = 0.53 L_{df}$ (продольная координата $\zeta = z/L_{df}$, $\omega' = 1/\lambda$, $\omega' = 12500$ cm^{-1}).

В заключение очертим основные результаты. Рассмотрена эволюция мощного фемтосекундного импульса в кварцевом стекле при распространении на расстояния, превышающие дифракционную длину L_{df} . Представлен способ получения серии сверхкоротких (< 50 фс) оптических импульсов, распространяющихся в кристалле диэлектрика с интервалом несколько фемтосекунд после распада мощного ($3 < P_{in}/P_{cr} < 10$) $100 \div 150$ фемтосекундного УКИ

под воздействием фотоионизации. Показано, что при благоприятных параметрах эти высокоинтенсивные сверхкороткие импульсные пучки продолжают распространяться в кристалле кварцевого стекла в квазисолитонном режиме дальше, чем на 30 мм, и пульсирующем, сохраняя форму пучка, – на расстояние порядка 70 мм (структура кристалла диэлектрика не повреждается).

Л И Т Е Р А Т У Р А

- Hundertmark, H. Octave-spanning supercontinuum generated in SF₆-glass PCF by a 1060 nm mode-locked fibre laser delivering 20 pJ per pulse / H. Hundertmark, S. Rammler, T. Wilken, R. Holzwarth, T.W. Hänsch and P. St.J. Russell // Opt. Express. – 2009. – Vol. 17. – № 3. – P. 1919–1924.
- Ishaaya, A.A. Self-focusing dynamics of coupled optical beams / A.A. Ishaaya, T.D. Grow, S. Ghosh, L.T. Vuong, A.L. Gaeta // Phys. Rev. A. – 2007. – Vol. 75. – № 2. – P. 023813-1–023813-5.
- Rayner, D.M. Ultrashort pulse non-linear optical absorption in transparent media / D.M. Rayner, A. Naumov and P.B. Corkum // Opt. Express. – 2005. – Vol. 13. – № 9. – P. 3208–3211.
- Shah, L.I. Waveguide writing in fused silica with a femtosecond fiber laser at 522 nm and 1 MHz repetition rate / L. Shah, A.Y. Arai, Sh.M. Eaton, P.R. Herman // Opt. Express. – 2005. – Vol. 13. – № 6. – P. 1999–2003.
- Genty, G. Harmonic extended supercontinuum generation and carrier envelope phase dependent spectral broadening in silica nanowires / G. Genty, B. Kibler, P. Kinsler and J.M. Dudley // Opt. Express. – 2008. – Vol. 16. – № 15. – P. 10886–10893.
- Wu, Zh. Multiple foci and a long filament observed with focused femtosecond pulse propagation in fused silica / Zh. Wu, H. Jiang, L. Luo, H. Guo, H. Yang and Q. Gong // Opt. Lett. – 2002. – Vol. 27. – № 6. – P. 448–453.
- Vázquez de Aldana, J.R. Saturation of ablation channels micro-machined in fused silica with many femtosecond laser pulses / J.R. Vázquez de Aldana, C. Méndez and L. Roso // Opt. Express. – 2006. – Vol. 14. – № 3. – P. 1329–1331.
- Sharping, J.E. Octave-spanning, high-power microstructurefiber-based optical parametric oscillators / J.E. Sharping, M.A. Foster, A.L. Gaeta, J. Lasri, O. Lyngnes, K. Vogel // Opt. Express. – 2007. – Vol. 15. – № 4. – P. 1474–1479.
- Kasparian, J.K. White-Light Filaments for Atmospheric Analysis / J. Kasparian, M. Rodriguez, G. Méjean, J. Yu, E. Salmon, H. Wille, R. Bourayou, S. Frey, Y.-B. André, A. Mysyrowicz, R. Sauerbrey, J.-P. Wolf and L. Wöste // Science. – 2003. – Vol. 301. – P. 61–68.
- Cheng, Y. Microfluidic laser embedded in glass by three-dimensional femtosecond laser microprocessing / Y. Cheng, K. Sugioka and K. Midorikawa // Opt. Lett. – 2004. – Vol. 29. – P. 2007–2011.
- Вислобоков, Н.Ю. Квазисолитонное и многофокусное распространение высокоинтенсивных лазерных импульсов в кварцевом стекле / Н.Ю. Вислобоков // Квантовая электроника. – 2006. – Т. 36. – № 8. – С. 773–778.

Поступила в редакцию 25.06.2010

Адрес для корреспонденции: 210031, г. Витебск, ул. Правды, д. 8а, УО ФПБ «МИТСО»,
e-mail: nkt_2004@mail.ru – Вислобоков Н.Ю.