

Численное моделирование формирования протяженного пульсирующего канала в кварцевом стекле ВК7

Н.Ю. Вислобоков

*Учреждение образования Федерации профсоюзов Беларуси
«Международный университет “МИТСО”», Витебский филиал*

В данной работе представлены результаты численного исследования процесса формирования протяженного пульсирующего канала в кварцевом стекле ВК7 мощным ультракоротким оптическим излучением. Предложен способ получения серии сверхкоротких (длительностью менее 50 фс) оптических импульсов, распространяющихся в кварцевом стекле с интервалом в несколько фемтосекунд после распада мощного $100\div 150$ фемтосекундного лазерного импульса под воздействием фотоионизации. В сформировавшемся самоиндуцированном плазменном канале, после установки динамического равновесия между фокусирующими и дефокусирующими силами, излучение распространяется дальше 50 мм в квазисолитонном режиме (форма пучка сохраняется) и до ≈ 70 мм в пульсирующем режиме с незначительными изменениями формы огибающей интенсивности. Кроме того, предложен способ управления параметрами и протяженностью формирующегося пульсирующего канала путем влияния на эволюцию процесса распада лазерного импульса на субимпульсы.

Ключевые слова: фемтосекундный импульс, высокоинтенсивный ультракороткий лазерный импульс, квазисолитон, фотонная ионизация, пульсирующий режим.

Numerical simulation of the extended pulsing channel formation in quartz BK7 glass

N.Y. Vislobokov

*Educational establishment of the Trade Union Federation of Belarus «International university
«MITSO» Vitebsk branch*

In this paper we represent results of the numerical research of extended pulsing channel formation in quartz glass BK7 by powerful ultra short optical radiation. The way of receiving a series of super short (lasting less than 50 fs) optical pulses extending in quartz glass with an interval in some femtoseconds after disintegration of a powerful $100\div 150$ fs laser pulse under the influence of photoionization is presented. In the generated self-induced plasma channel, after installation of dynamic balance between focusing and defocusing forces, radiation extends further 50 mm in quasisoliton mode (the bunch form remains) and to ≈ 70 mm in a pulsing mode with minor alterations of the form of bending around intensity. Besides, the way of management of parameters and extent of the formed pulsing channel by influence on evolution of process of disintegration of a laser pulse on subimpulses is offered.

Key words: femtosecond laser pulse, high-intensity ultrashort laser puls, quasisoliton, photon ionization, pulsing mode.

В последние годы большой научный и практический интерес вызывают исследования нелинейного распространения и эволюции мощных ультракоротких оптических импульсов в твердых телах, когда сильно проявляется влияние ионизационных процессов и значительно влияние плазмы свободных электронов (ПСЭ).

Особый интерес представляет изучение распространения и эволюции мощных ультракоротких импульсов в воздухе и твердых телах с малой дисперсией групповой скорости, когда множество сложных физических процессов на-

чинают действовать сообща, а влияние ионизационных процессов на эволюцию распространяющегося светового излучения сравнимо с влиянием нелинейности среды.

Актуальность подтверждается достаточно большим вниманием ученых к исследованиям, посвященным изучению закономерностей, особенностей, оптических явлений и эффектов, обусловленных распространением мощного фемтосекундного лазерного излучения в твердотельных и газообразных средах [1–6].

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 ультракороткие промежутки времени. Формирование пульсирующего канала может помочь избежать нежелательных последствий кумулятивного эффекта в диэлектрических материалах [7]. Благодаря возможности параметрической регуляции не только пиковой интенсивности и длительности образующихся субимпульсов, но и их количества результаты исследования могут быть полезны, например, при разработке оптических трехмерных устройств [7].

В [6] нами представлены результаты исследования, в ходе которого были получены такие высокоинтенсивные фемтосекундные квазисолитонные импульсные пучки, которые распространялись в сапфире и кварцевом стекле на расстояния порядка 15 мм. Однако в ряде случаев необходимо, чтобы лазерный пучок в диэлектрике 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.

В данной работе представлены результаты численного исследования процесса формирования пульсирующего канала мощным ультракоротким (фемтосекундным) оптическим излучением в кварцевом стекле ВК7. В самоиндуцированном плазменном канале такое излучение распространяется дальше 50 мм в квазисолитонном режиме (форма пучка сохраняется) и до ≈ 70 мм в пульсирующем режиме с незначительными изменениями формы огибающей интенсивности. Кроме того предложен способ управления параметрами и протяженностью формирующегося пульсирующего канала.

Остановимся несколько подробнее на процессе формирования пульсирующего канала распространения в данном случае. Известно, что когда 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. 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).

Цель работы – проведение ряда компьютерных экспериментов, позволяющих выявить параметры мощного ультракороткого лазерного излучения, способствующие формированию протяженного самоиндуцированного пульсирующего канала, в котором тераваттный фемтосекундный импульс распространяется с незначительными изменениями формы огибающей интенсивности.

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

$$\begin{cases} \frac{\partial E}{\partial z} = \frac{i}{2k} \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \right) \hat{\mathcal{F}}^{-1} E - i \frac{\beta_D}{2} \frac{\partial^2 E}{\partial \tau^2} + P_{nl} \\ P_{nl} = ik_0 n_2 \hat{\mathcal{F}} |E|^2 E + ik_0 n_4 \hat{\mathcal{F}} |E|^4 E - \frac{\sigma_{IBS}}{2} \hat{\mathcal{F}}^{-1} \times \\ \times \left(1 + i\omega_0 \tau_c \right) \rho E - \frac{1}{2} \frac{W_{PI} U}{|E|^2} E \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} = W_{PI} + \eta \rho |E|^2 - \frac{\rho}{\tau_r} \\ W_{PI} |E| = \frac{2\omega_0}{9\pi} \left(\frac{\omega_0 m^*}{\hbar \sqrt{\Gamma}} \right)^{3/2} Q \gamma, x \exp -\alpha \cdot \text{int} < x+1 > . \end{cases}$$

Здесь E – амплитуда напряженности электрического поля, z – продольная координата, r – поперечная координата, оператор $\hat{T} = \left(+i/\omega_0 \cdot \partial/\partial \tau \right)$, $\tau = (t - z/v_g)$ – время в движущейся системе координат, v_g – групповая скорость, волновой вектор $k_0 = 2\pi/\lambda_0$, n_2 и n_4 – коэффициенты нелинейности поляризации среды 3-го и 5-го порядков по полю соответственно (необходимость учета n_4 в такой модели обсуждалась нами в [8]), β_D – коэффициент дисперсии групповой скорости, ω_0 – несущая частота лазерного излучения, τ_c – характерное время

столкновений электронов, τ_r – время релаксации, ρ – плотность свободных электронов в среде, W_{PI} – скорость фотонной ионизации, U – ширина запрещенной зоны диэлектрика, $\eta = \sigma_{IBS}/U$. Поперечное сечение обратного тормозного излучения σ_{IBS} , следуя модели Друдде-Стюарта [2]:

$$\sigma_{IBS} = \frac{k\omega_0\tau_c}{n_0^2\rho_c(1+\omega_0^2\tau_c^2)}.$$

Согласно результатам проведенных экспериментальных исследований [8], наилучшее соответствие численных расчетов с экспериментальными данными при сверхвысоких интенсивностях [8–9], когда ряд физических процессов, взаимодействующих между собой и в то же время оказывающих влияние на проходящий импульс индуцируется лазерным излучением одновременно, было достигнуто при вычислении W_{PI} на базе общей формулы для ионизации в поле сильной электромагнитной волны, предложенной Келдышем [9] и учитывающей как многофотонную ионизацию, так и ионизацию, обусловленную эффектом туннелирования.

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.

Результаты и их обсуждение. Параметры среды, используемые в данной работе, соответствуют параметрам кварцевого стекла, так как наши исследования уже показали, что в кварцевом стекле легче захватить оптическое излучение в квазисолитон и, кроме того, шире диапазон параметров, при которых возможно это сделать.

Рассмотрим теперь особенности распространения УКИ в диэлектриках, когда 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. Напомним, что 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 при-

вели к тому, что в процессе распространения интенсивность пучка стала достигать значений, при которых уже становится значимым вклад туннелирования в динамику распространения УКИ в диэлектрике.

При соотношении мощностей $P_{in}/P_{cr} \approx 3 \div 10$ (точное значение обусловлено выбором τ_p , w_0 и среды распространения) и начальных длительностях импульса порядка $\tau_p \approx 100 \div 150$ фс после попадания в диэлектрик резкий рост интенсивности самофокусирующегося лазерного пучка приводит к увеличению влияния ионизационных процессов и, соответственно, – изменению приоритета доминирующих процессов, оказывающих влияние на проходящее излучение. Относительный вклад дефокусировки на электронной плазме в динамику изменения пространственно-временных характеристик импульсного пучка (по сравнению с вкладом самофокусировки) значительно увеличивается. Следствием этого является заметная деформация пространственно-временного профиля лазерного импульса, в ряде случаев под воздействием индуцированных ионизационных процессов импульс распадается на два, три псевдосамостоятельных импульса (филамента), которые сразу после распада несколько удаляются друг от друга (рис. 1–2).

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.

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

Частотный спектр лазерного излучения при таком режиме распространения претерпевает заметные изменения, 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 (рис. 3).

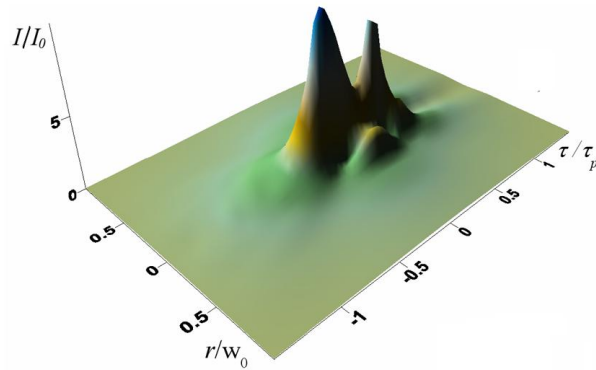


Рис. 1. Эволюция пространственно-временной огибающей интенсивности сверхмощного ($P_{in}/P_{cr}=9$) 150 фс импульсного пучка, распадающегося на субимпульсы в кварцевом стекле, через $\zeta=0,30L_{df}$ от входа в диэлектрик ($w_0=30$ мкм, $\zeta=z/L_{df}$, $L_{df}=5,267$ мм).

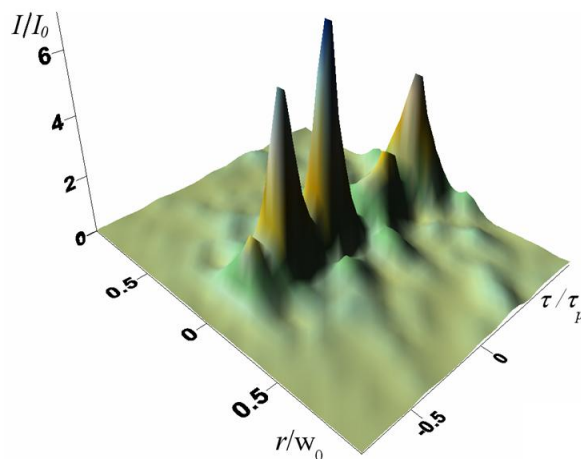


Рис. 2. Эволюция пространственно-временной огибающей интенсивности сверхмощного ($P_{in}/P_{cr}=9$) 150 фс импульсного пучка, распадающегося на субимпульсы в кварцевом стекле, через $\zeta=0,53L_{df}$ от входа в диэлектрик ($w_0=30$ мкм, $\zeta=z/L_{df}$, $L_{df}=5,267$ мм).

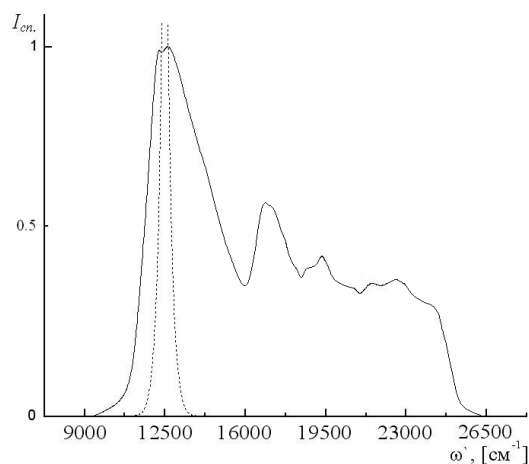


Рис. 3. Континуация частотного спектра сверхмощного ($P_{in}/P_{cr}=9$) 150 фс лазерного пучка, распространяющегося в кварцевом стекле, при $\zeta=0,53L_{df}$ (продольная координата $\zeta=z/L_{df}$, $\omega=1/\lambda$, $\omega_0=12500$ см⁻¹).

Распространение высокоинтенсивного фемтосекундного импульсного пучка в квазисолитонном режиме (в поле предыдущих субимпульсов) характеризуется сравнительно малыми потерями. Энергетические потери субимпульсов, которые распространяются в пульсирующем канале, больше и увеличиваются с расстоянием. Причем, чем больших значений достигает пиковая интенсивность пучка на стадии фокусировки и чем больше длительность импульса, тем большая часть энергии такого импульсного пучка поглощается в процессе распространения.

С точки зрения практического применения особенно интересным представляется вопрос возможности управления параметрами и протяженностью пульсирующего канала, например, путем влияния на эволюцию процесса распада фемтосекундного лазерного импульса на субимпульсы. В результате проведенного численного исследования было выявлено, что влиять на эволюцию такой системы мощных сверхкоротких импульсов в диэлектрике можно, регулируя входные параметры лазерного излучения. Так, например, максимальная пиковая интенсивность, достигаемая субпучками в фазе фокусировки, может быть уменьшена или увеличена за счет варьирования величины I_0 . Чем больше значение начальной интенсивности, тем больших значений будет достигать интенсивность лазерного излучения (пучка) в фокусе. Следует заметить, однако, что чрезмерное увеличение интенсивности I_0 приводит к уменьшению расстояния распространения филаментов.

Длительность субимпульсов, образующихся при распаде мощного лазерного импульса, во многом определяется временем τ_p . Однако отметим, что при $\tau_p > 150$ фс наблюдается довольно резкий рост величины плотности ПСЭ, обусловленный увеличением вклада лавинной ионизации, вплоть до значений $\rho > \rho_{cr}$ (изменение структуры диэлектрика), что согласуется с результатами известных исследований [1; 3; 5]. Изучение динамики изменения пространственно-временных профилей высокоинтенсивных УК импульсных пучков в кварцевом стекле показало, что для лазерного излучения с $\tau_p < 100$ фс не удастся добиться значительного увеличения расстояния распространения импульсного пучка в пульсирующем режиме, используя рас-

щепление импульса на субимпульсы. При увеличении P_{in} за счет I_0 в процессе двух–трех рефокусировок импульсный пучок такой длительности по-прежнему теряет слишком много энергии. Из-за малости времени τ_p лазерный импульс быстро «проскакивает» область дефокусирующего влияния электронной плазмы, а пиковая интенсивность в фазах фокусировки достигает больших значений, поэтому значимая часть энергии излучения теряется за счет ионизационного поглощения.

Интересно, что изменение начальной ширины импульсного пучка, при прочих параметрах и соотношении P_{in}/P_{cr} неизменных, приводит к изменению количества образующихся субимпульсных пучков. Формирование трех филаментов наблюдалось при ширине $w_0 \approx 50$ мкм (точнее, при исследованных параметрах три филамента формировались после распада импульсного пучка с $25 \leq w_0 \leq 45$ мкм). Например, в численных расчетах с $w_0 = 20$ мкм и $w_0 = 50$ мкм после филаментации формировались только два субимпульса. При уменьшении величины w_0 до $w_0 = 15$ мкм, как и при увеличении до $w_0 = 90$ мкм, расслоения мощного лазерного импульса на серию субимпульсов, распространяющихся в кварцевом стекле на несколько дифракционных длин, не происходило. Импульсный пучок либо распространялся в пульсирующем режиме, либо интенсивность достигала таких значений, при которых большая часть энергии излучения терялась на ионизационные потери уже на начальном этапе (в ряде случаев величина плотности образовавшейся электронной плазмы ρ превышала значение ρ_{cr} , при котором наблюдается локальный лазерноиндуцированный оптический микропробой диэлектрика).

Заключение. Рассмотрен процесс формирования самоиндуцированного пульсирующего плазменного канала мощным ультракоротким (фемтосекундным) оптическим излучением в кварцевом стекле ВК7. Представлен способ получения серии сверхкоротких (<50 фс) оптических импульсов, распространяющихся в диэлектрике 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 могут распростра-

няться в кварцевом стекле в индуцированном пульсирующем плазменном канале, сохраняя форму пучка на расстояния порядка 70 мм (структура диэлектрика не повреждается). Кроме того, предложен способ управления параметрами и протяженностью пульсирующего канала путем влияния на эволюцию процесса распада фемтосекундного лазерного импульса на субимпульсы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kandidov, V.P. Formation of conical emission of supercontinuum during filamentation of femtosecond laser radiation in fused silica / V.P. Kandidov, E.O. Smetanina, A.E. Dormidonov, V.O. Kompanets, S.V. Chekalin // J. Exp. Theor. Phys. – 2011. – Vol. 3, № 113:3. – P. 422–432.
2. Chin, S. Advances in intense femtosecond laser filamentation in air / S. Chin, O. Kosareva, N. Panov, R. Li, Z. Xu [et al.] // Laser Physics. – 2012. – Vol. 22, № 1. – P. 1–53.
3. Couairon, A. Femtosecond filamentation in transparent media / A. Couairon, A. Mysyrowicz // Phys. Rep. – 2007. – Vol. 441, № 1. – P. 47–189.
4. Smeenk, L. Partitioning of the Linear Photon Momentum in Multiphoton Ionization / L. Smeenk, L. Arissian, B. Zhou, A. Mysyrowicz, D.M. Villeneuve, A. Staudte, P.B. Corkum // Physical review letters. – 2011. – Vol. 106, № 19. – P. 193002–193005.
5. Shengqi, Xu. Simple method of measuring laser peak intensity inside femtosecond laser filament in air / Xu Shengqi, Sun Xiaodong, Zeng Bin, Chu Wei, Zhao Jiayu, Liu Weiwei, Cheng Ya, Xu Zhizhan, Chin See Leang // Optics Express. – 2012. – Vol. 20, № 1. – P. 299–307.
6. Vislobokov, N.Yu. Supercontinuum generation by ultra-high power femtosecond laser pulses in dielectrics / N.Yu. Vislobokov, A.P. Sukhorukov // Physics of Wave Phenomena. – 2009. – Vol. 17, № 1. – P. 11–14.
7. Kieu, K. High-power picosecond fiber source for coherent Raman microscopy / Kh. Kieu, B.G. Saar, G.R. Holtom, X.S. Xie, and F.W. Wise // Optics Letters. – 2009. – Vol. 34, № 1. – P. 2051–2053.
8. Sudrie, C.L. Filamentation and damage in fused silica induced by tightly focused femtosecond laser pulses / C.L. Sudrie, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz // Phys. Rev. B. – 2005. – Vol. 71, № 12. – P. 125435.1–125435.11.
9. Келдыш, Л.В. Ионизация в поле сильной электромагнитной волны / Л.В. Келдыш // ЖЭТФ. – 1964. – Vol. 47, № 15(11). – P. 1945–1956.

Поступила в редакцию 25.09.2012. Принята в печать 14.12.2012

Адрес для корреспонденции: e-mail: nkt_2004@mail.ru – Вислобоков Н.Ю.