

УДК 532.2

Н.Ю. Вислобоков

Влияние дисперсии на спектральную континуацию мощных ультракоротких лазерных импульсов в прозрачных диэлектриках

Введение. Одной из важнейших задач современной нелинейной оптики является генерация излучения с континуальным частотным спектром в широко распространенных и недорогих диэлектрических материалах, например, кварцевом стекле.

Целью проводимого нами численного исследования было определение вклада дисперсии групповой скорости в генерацию континуального спектра мощным ультракоротким лазерным импульсом. Считается, что это явление впервые наблюдали Альфано и Шапиро в шестидесятых годах прошлого века, сфокусировав мощный пикосекундный импульс в газе. Спектр полученного ими широкополосного излучения, которое невооруженный глаз воспринимал как белый свет, перекрывал весь видимый диапазон и часть инфракрасного [1]. Впоследствии это явление еще не раз наблюдалось в газах [2–4], жидкостях [5], твердых телах, оптоволокне [6], волноводах [7].

Процессы, возникающие при взаимодействии мощного импульсного лазерного излучения ультракороткой длительности с кристаллом диэлектрика, известны, однако эволюция такого излучения в диэлектриках изучена пока еще недостаточно. Во многом это обусловлено сложностью многофакторного характера динамики ультракоротких импульсов (УКИ) в нелинейной среде. В то же время детальное исследование динамики изменения пространственно-временных и спектральных характеристик высокоинтенсивного светового излучения в диэлектриках представляет большой интерес из-за широкого спектра возможных применений от фундаментальных исследований и нанотехнологий до медицины. Источник лазерного излучения с широким частотным диапазоном найдет применение в спектроскопии [8], устройствах компрессии импульсов [9], оптоволоконной оптике [9], оптической когерентной томографии [10].

Обсуждение. Известно, что перечень процессов, определяющих характер распространения мощных УКИ в нелинейных средах, и следствия взаимодействия света с веществом зависят от входных параметров излучения и самой среды. В процессе распространения мощного лазерного импульса могут проявляться филаментация, самоукручение, пространственно-временная фокусировка, расщепление импульса на временной шкале на подимпульсы, обусловленное влиянием нормальной дисперсией групповой скорости (ДГС) и т.д. [11–15]. Самовоздействие светового пучка с входной мощностью, превышающей критическое значение, приводит к его самофокусировке в средах с положительной нели-

нейностью. В процессе самофокусировки за счет фотоиндуцированной ионизации формируется плазма свободных электронов (ПСЭ), дефокусирующая пучок.

Среди механизмов, влияющих на уширение спектра, как правило, выделяют фазовую самомодуляцию, самоукручение, четырехволновое смещение, ионизационные процессы. Известно, что четырехволновое смещение является причиной конической эмиссии [16], наблюдаемой далеко не всегда. Ионизационные процессы фактически усиливают фазовую модуляцию. В ходе ряда известных исследований [17–19] было установлено, что для прозрачных диэлектриков фазовая самомодуляция, обусловленная индуцированными фотоионизационными процессами, играет ведущую роль в определении ширины спектра генерируемого излучения.

Заметим, что, когда речь идет о распространении пикосекундных импульсов, генерация суперконтинуума обусловлена, по большей части, лавинным образованием электронной плазмы, что резко затрудняет применение диэлектриков, облучаемых импульсным оптическим излучением пикосекундной длительности в качестве источников широкодиапазонного лазерного излучения, так как при формировании лавины плотность ПСЭ резко возрастает до критических значений, при которых происходит повреждение кристалла диэлектрика. В то же время при распространении в диэлектрике фемтосекундного лазерного импульса из-за его малой длительности электронная лавина не успевает развиться. Превалирующими плазмаобразующими процессами являются многофотонная и туннельная ионизации, поэтому генерация континуального излучения возможна при плотности ПСЭ меньшей критической, при которой в кристалл диэлектрика не вносятся структурных изменений [17–19].

При выборе облучаемого диэлектрика нельзя забывать и о специфических свойствах твердотельных материалов, проявляемых при генерации континуального излучения. Известно, например, что в ходе ряда экспериментов [13, 17] была выявлена роль ширины запрещенной зоны диэлектрика как фактора, ограничивающего возможность генерации широкодиапазонного лазерного излучения. В [17] отмечается, что при экспериментах по генерации суперконтинуума в различных жидкостях и твердых телах наблюдать значимое уширение спектра удавалось лишь в средах, ширина запрещенной зоны которых $U \geq 4.7 \text{ Эв}$. При переходе от материалов с меньшей шириной запрещенной зоны к материалам с большей U отмечено небольшое увеличение ширины генерируемого спектра, но в то же время наблюдается заметный рост минимальной мощности генерации суперконтинуума. Прозрачные диэлектрики типа сапфира и кварцевого стекла, как правило, обладают достаточно большой запрещенной зоной для получения континуального излучения с практически непрерывной спектральной полосой, обладающего узкой направленностью [18–19].

Заметим, что значимое уширение спектра и в область высоких, и в область низких частот получается далеко не всегда. Одним из основных недостатков, уже наблюдавшихся в кварцевом стекле континуальных спектров, является резкая асимметричность: большое уширение спектра в область высоких частот и почти отсутствующее уширение в низкочастотную область [17, 19]. По аналогии с рядом современных работ в этой области, в случае, если речь идет о значительном уширении спектра излучения только в сторону высоких частот (уширение в сторону низких частот отсутствует либо незначительно), или же об уширении спектра излучения только в сторону низких частот (уширение в сторону высоких частот отсутствует либо незначительно), будем говорить о генерации континуального спектра; а в случае, если речь идет о заметном уширении частотного диапазона лазерного излучения как в область высоких, так и низких частот, – о генерации суперконтинуума.

В ходе нашего исследования распространения сверхмощных ($P_{in}/P_{cr} > 10$) фемтосекундных импульсов в кварцевом стекле с учетом дифракции, диспер-

сии, нелинейностей третьего и пятого порядков, вклада нелинейности лазерной плазмы и фотоионизации (многофотонной, лавинной и туннельной ионизации), в условиях динамической конкуренции самофокусировки и дефокусировки, обусловленной фотоионизацией, ряд результатов которого уже представлен в [21], была показана возможность генерации низко- и высокочастотного континуального излучения сверхмощным фемтосекундным лазерным импульсом в кварцевом стекле при начальной длине волны лазерного излучения $\lambda=800$ нм (ранее, как нам известно, наблюдалась генерация континуального спектра в кварцевом стекле с заметным уширением спектра только в высокочастотную область [9], аналогичный спектр был получен нами при верификации модели (рис. 1).

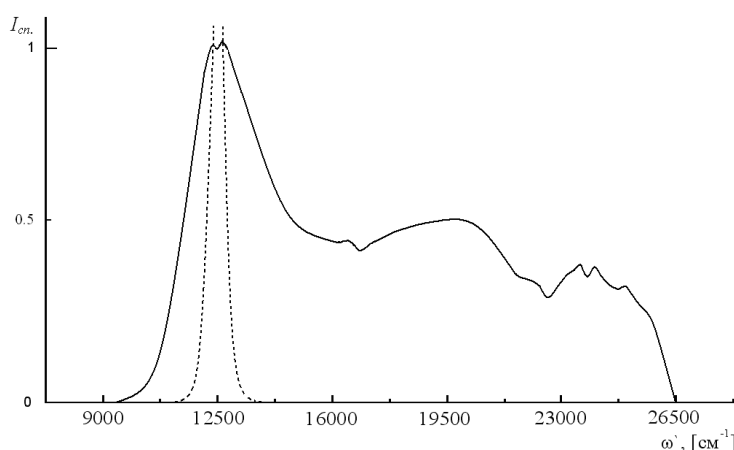


Рис. 1. **Высокочастотный континуальный спектр, генерируемый 140 фс импульсом в кварцевом стекле, полученный нами при численном моделировании $P_{in}/P_{cr}=1.1$** (пунктирной кривой изображен исходный спектр лазерного импульса, $\omega'=1/\lambda$).

В данной работе мы представляем результаты исследования того, как величина дисперсии групповой скорости (ДГС) (как положительной, так и отрицательной) влияет на генерируемый сверхмощным фемтосекундным лазерным импульсом континуальный спектр. Полученное высоко- и низкочастотное уширение спектра становится возможным после распада импульсного пучка на группу субимпульсов и субпучков, распространяющихся в непосредственной близости друг от друга (импульсные пучки, исключая фронтальный, распространяются в поле ПСЭ впереди идущего(-их)). Это исследование позволит нам оценить значимость ДГС в генерации континуального излучения и детально дифференцировать роль фотоионизационных процессов, индуцирующих резкое изменение нелинейной фазы после распада лазерного импульса на субимпульсы.

Численное моделирование и методология исследования. Мощный ($P_{in}/P_{cr}>1$) ультракороткий лазерный импульс в кристалле диэлектрика с положительной нелинейностью, по большей части, находится под влиянием двух, постоянно конкурирующих между собой процессов: самофокусировки, обусловленной нелинейностью среды, и дефокусировки на электронной плазме. Интересующий нас режим динамической конкуренции можно получить, облучая образец кварцевого стекла сверхмощным УК импульсным излучением. Длительность импульса при этом должна быть достаточно малой для того, чтобы не допустить развития электронной лавины, последствием которой будет оптический пробой материала. Интересен этот случай тем, что при определенных параметрах значительные изменения претерпевает не только пространственно временной профиль импульса, но и его спектр, про-

исходит значительное уширение частотного диапазона излучения как в сторону высоких, так и в сторону низких частот.

При таких мощностях интенсивность в процессе распространения может достигать таких значений, что параметр $\gamma = \omega_0/eE(mU)^{1/2}$ будет $\gamma \approx 1$ или меньше, при таких интенсивностях, как нам известно из теоретических работ, посвященных ионизации в поле сильной электромагнитной волны, и по результатам ряда экспериментов, осуществлявшихся в последние годы (экспериментов, в которых объектом исследования были скорость фотонной ионизации W_{PI} прозрачных диэлектриков, в том числе и кварцевого стекла, и способы ее аппроксимации при различных условиях), уже необходимо учитывать не только вклад МФИ и лавинного образования плазмы, но и туннелирования. А наилучшее соответствие численных и экспериментальных результатов было достигнуто при использовании для расчета W_{PI} способом, который предложил Келдыш [20].

Для корректного описания рассматриваемого процесса необходимо использовать модифицированное уравнение Шредингера, в котором учтены не только такие эффекты, как дифракция, дисперсия, керровская нелинейность, но и нелинейность пятого порядка, а также многофотонная, лавинная и туннельная ионизации [14–15].

Эволюция поля УКИ, распространяющегося в диэлектрике, в этом случае будет описываться самосогласованной системой уравнений:

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

где E – амплитуда напряженности электрического поля, z – продольная координата, r – поперечная координата, $\tau = t - z/v_g$ – время в движущейся с импульсом системе координат, v_g – групповая скорость, k_0 – начальный волновой вектор, n_0 – линейная часть показателя преломления, σ_{IBS} – поперечное сечение обратного тормозного 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.

Для решения самосогласованной системы уравнений (1) использовалась составленная авторами численная схема. При тестировании компьютерной модели был проведен ряд расчетов, моделирующих известные эксперименты [17–19]. Результаты, полученные нами при численном моделировании, соответствовали результатам этих экспериментов. Так, например, при расчетах был получен непрерывный спектр (рис. 1), генерируемый при использовании тех же параметров, что и в эксперименте, описанном в [17]. Видно, что он асимметричен: обладает большим высокочастотным «крылом» и почти отсутствующим низкочастотным, что согласуется с экспериментальными наблюдениями [17].

В ходе проведенного нами численного исследования изучалась динамика изменения пространственно-временного профиля интенсивности сверхмощного УК импульса, совместно с эволюцией его спектра (используемые параметры сверхмощного импульсного излучения согласованы с реальными возможностями современных лазеров).

Анализ основных результатов численного исследования. Уменьшение β_2 от $1500 \text{ фс}^2/\text{см}$ до $350 \text{ фс}^2/\text{см}$ привело к тому, что частотный диапазон континуального спектра значительно расширился и стал более гладким, чего однако не происходило при дальнейшем уменьшении коэффициента дисперсии до нуля. Для сравнения на рис. 2 (сплошной кривая) изображены континуальный спектр, генерируемый 50 фс импульсом ($P_{in}/P_{cr}=30$), распространяющимся в среде с коэффициентом дисперсии групповой скорости $350 \text{ фс}^2/\text{см}$ и континуальный спектр, генерируемый таким же импульсом при $\beta_2=0$ (штриховая кривая).

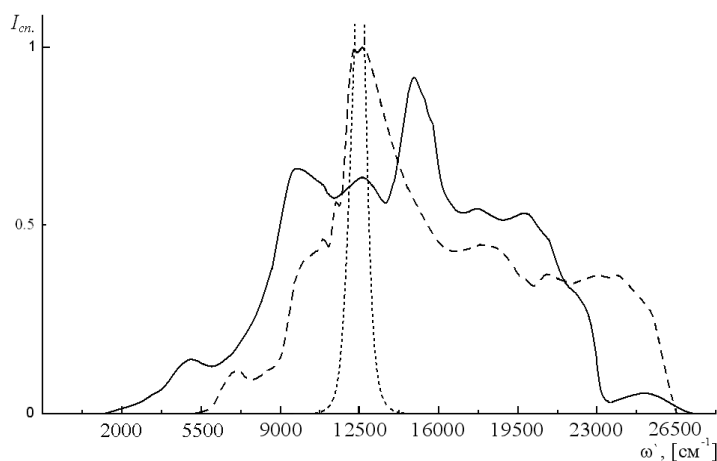


Рис. 2. Суперконтинуальный спектр, генерируемый 50 фс (сплошная кривая) и 150 фс (штриховая кривая) импульсами в кварцевом стекле при $P_{in}/P_{cr}=30$; пунктирной кривой изображен исходный спектр лазерного импульса ($\omega'=1/\lambda$).

При небольших по модулю отрицательных значениях β_2 уширение спектра в область низких частот было несколько больше, чем при $\beta_2 \geq 0$ (рис. 3). Низко- и высокочастотные крылья континуального излучения стали почти симметричными. Однако значительных отличий от спектров, генерируемых сверхмощным ультракоротким импульсом в кристалле диэлектрика предложенным нами [21] способом, не наблюдалось. Заметим, что при «углублении» в область отрицательной дисперсии диапазон параметров, при которых наблюдалось континуальное уширение спектра лазерного импульса, постепенно сужался, а сам континуальный спектр становился менее гладким.

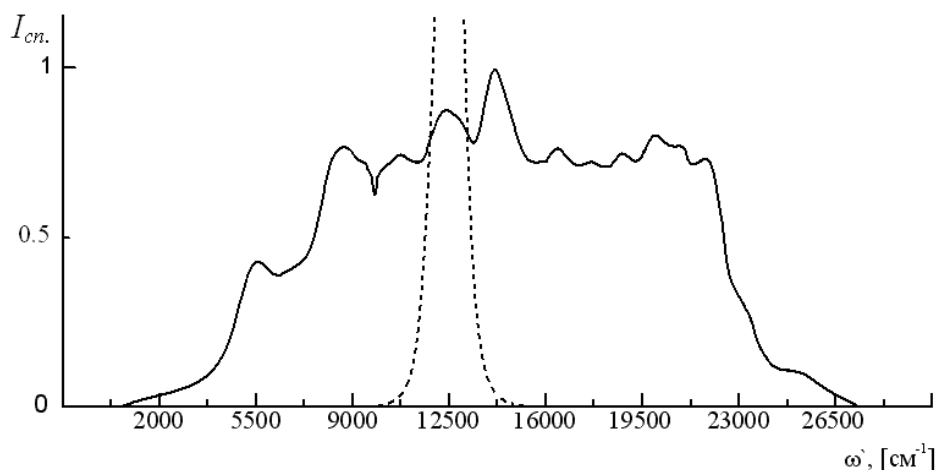


Рис. 3. Континуальный спектр, генерируемый первым а) и вторым б) осевыми субимпульсами, образовавшимися при распространении в кварцевом стекле сверхмощного ($P_{in}/P_{cr}=30$) УК лазерного импульса (на входе $\tau_p=50$ фс, $\omega_0=30$ мкм, $\omega'=1/\lambda$, пунктирная кривая – исходный спектр лазерного импульса).

Таким образом видно, что при малой по модулю (но не нулевой) ДГС оказывает стабилизирующее влияние на распространяющийся в кристалле диэлектрика мощный фемтосекундный импульс.

Заключение. Исходя из полученных результатов, можно сделать **вывод**, что дисперсия групповой скорости способствует уширению спектра в область низких частот. Низкая положительная и высокая отрицательная (но не нулевая), оказывая стабилизирующее влияние на распространяющееся лазерное излучение, позволяет получить континуальный спектр в более широком диапазоне начальных параметров. Однако ключевую роль в процессе континуализации частотного спектра играет фазовая самомодуляция, обусловленная комплексом индуцированных фотоионизационных процессов.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Alfano, R.R.** Observation of self-phase modulation and small-scale filaments in crystals and glasses / R.R. Alfano, S.L. Shapiro // Phys. Rev. Lett. – 1970. – Vol. 24, № 11. – P. 592–597.
2. **Балашов, А.Д.** Особенности распространения фемтосекундного импульса в воздухе / А.Д. Балашов, А.Х. Пергамент // Квант. Электроника. –2006. – Т. 36, № 9. – С. 825–829.
3. **Naudeau, M.L.** Observation of nonlinear optical phenomena in air and fused silica using a 100 GW, 1.54 μ m Source / M.L. Naudeau, R.J. Law, T.S. Luk, T.R. Nelson, and S.M. Cameron, J.V. Rudd // Opt. Express. – 2006. – Vol. 14, № 13. – P. 6194–6199.

4. **Голубцов, И.С.** Источники суперконтинуума в мощном фемтосекундном лазерном импульсе при распространении в жидкости и газе / И.С. Голубцов, В.П. Кандидов, О.Г. Косарева // Квантовая электроника. – 2004. – Т. 34, № 4. – С. 348–351.
5. **Liu, J.** Nonlinear propagation of fs laser pulses in liquids and evolution of supercontinuum generation / J. Liu, H. Schroeder, S.L. Chin, R. Li, and Zh. Xu // Opt. Express. – 2005. – Vol. 13, № 25. – P. 10248–10253.
6. **Sharping, J.E.** Octave-spanning, high-power microstructurefiber-based optical parametric oscillators / J.E. Sharping [et al.] // Opt. Express. – 2007. – Vol. 15, № 4. – P. 1474–1477.
7. **Foster, M.A.** Nonlinear pulse propagation and supercontinuum generation in photonic nanowires: experiment and simulation / M.A. Foster [et al.] // Applied Phys. B. – 2005. – Vol. 81. – P. 363–369.
8. **Xu, H.L.** Remote time-resolved filament-induced breakdown spectroscopy of biological materials / H.L. Xu, W. Liu, and S.L. Chin // Opt. Lett. – 2006. – Vol. 31. – P. 1540–1543.
9. **Желтиков, А.М.** Да будет белый свет: генерация суперконтинуума сверхкороткими лазерными импульсами / А.М. Желтиков // УФН. – 2006. – Т. 176, № 6. – С. 623.
10. **Marks, D.L.** Study of an ultrahigh-numerical-aperture fiber continuum generation source for optical coherence tomography / D.L. Marks, A.L. Oldenburg, J.J. Reynolds, and S.A. Boppart // Opt. Lett. – 2002. – Vol. 27, № 22. – P. 2010–2014.
11. **Couairon, A.** Filamentation and damage in fused silica induced by tightly focused femtosecond laser pulses / A. Couairon [et al.] // Phys. Rev. B. – 2005. – Vol. 71. – P. 125435-1–125435-3.
12. **Yamada, K.** Anisotropic refractive-index change in silica glass induced by self-trapped filament of linearly polarized femtosecond laser pulses / K. Yamada [et al.] // J. Appl. Phys. – 2003. – Vol. 93. – P. 1889–1993.
13. **Gaeta, A.L.** Catastrophic Collapse of Ultrashort Pulses / A.L. Gaeta // Phys. Rev. Lett. 2000. – Vol. 84, № 16. – P. 3582–3584.
14. **Tzortzakis, S.** Self-guided propagation of ultrashort IR laser pulses in fused silica / S. Tzortzakis [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2001. – Vol. 87, № 21. – P. 213902-1–213902-6.
15. **Tzortzakis, S.** Long-range filamentary propagation of sub-picosecond ultraviolet laser pulses in fused silica / S. Tzortzakis [et al.] // Opt. Lett. – 2006. – Vol. 31, № 6. – P. 796–806.
16. **Wei, X.** Intrachannel four-wave mixing in highly dispersed return-to-zero differential-phase-shift-keyed transmission with a nonsymmetric dispersion map / X. Wei, X. Liu, S.H. Simon, C.J. McKinstrie // Opt. Lett. – 2006. – Vol. 31, № 1. – P. 29–31.
17. **Brodeur, A.** Ultrafast white-light continuum generation and self-focusing in transparent condensed media / A. Brodeur, S.L. Chin // J. Opt. Soc. Am. B. – 1999. – Vol. 16, № 4. – P. 637–648.
18. **Kandidov, V.P.** Self-transformation of a powerful femtosecond laser pulse into a white-light laser pulse in bulk optical media (or supercontinuum generation) / V.P. Kandidov [et al.] // Appl. Phys. B. – 2003. – Vol. 77. – P. 149–153.
19. **Dharmadhikari, A.K.** Systematic study of highly efficient white light generation in transparent materials using intense femtosecond laser pulses / A.K. Dharmadhikari, F.A. Rajgara, D. Mathur // Appl. Phys. B. – 2005. – Vol. 80, № 1. – P. 61–67.
20. **Келдыш, Л.В.** Ионизация в поле сильной электромагнитной волны / Л.В. Келдыш // ЖЭТФ. – 1964. – Т. 47. – Вып. 5(11). – С. 1945–1958.
21. **Вислобоков, Н.Ю.** Генерация континуального излучения в кварцевом стекле / Н.Ю. Вислобоков // Веснік ВДУ. – 2008. – № 2(48). – С. 138–146.

S U M M A R Y

In this paper we represent the results of numerical investigation influence of positive and negative group velocity dispersion on the frequency continuum, generated by high-power femtosecond pulse in transparent dielectrics. The comparative analysis of negative dispersion and photo-ionization processes contribution to the high- and low-frequency continuum generation is given.

Поступила в редакцию 10.04.2009