

УМЕНЬШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ САМОФОКУСИРОВКИ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ИМПУЛЬСА В ПРОЗРАЧНОЙ СРЕДЕ С ДИСПЕРСИЕЙ ПРИ СОКРАЩЕНИИ В НЕМ ЧИСЛА СВЕТОВЫХ КОЛЕБАНИЙ

© 2008 г. А. Н. Берковский; С. А. Козлов, доктор физ.-мат. наук; Ю. А. Шполянский, канд. физ.-мат. наук

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург

E-mail: ber_@mail.ru

Показано, что для световых импульсов из малого числа колебаний при одинаковом максимальном значении электрического поля и поперечных размерах, т. е. при одинаковом отношении мощности излучения к критической мощности самофокусировки, эффективность самофокусировки в прозрачной дисперсионной среде уменьшается при сокращении числа колебаний в импульсе. Для более коротких импульсов из-за большего дисперсионного расплывания размер поперечной перетяжки в фокусе оказывается большим, а интенсивность излучения меньшей.

Коды OCIS: 320.2250, 190.7110.

Поступила в редакцию 15.04.2008.

Введение

Оптика импульсов из малого числа колебаний является одним из приоритетных направлений развития лазерной физики [1]. Такие импульсы принято сейчас называть предельно короткими (ПКИ). Уравнения нелинейной оптики ПКИ естественно писать непосредственно для светового поля [2–4], поскольку для импульсов, содержащих малое число колебаний, формализм огибающей как в аналитических исследованиях, так и в численных расчетах перестает быть необходимым. Однако уравнения, основанные на этом формализме [1, 5], активно используются многими научными группами для анализа динамики фемтосекундных ($1 \text{ фс} = 10^{-15} \text{ с}$) импульсов с широкими спектрами в различных оптических средах (см., например, [6–8]), в том числе применительно к импульсам из малого числа колебаний в прозрачных объемных средах [9]. При этом в качестве основного параметра, характеризующего пространственное самовоздействие, обычно рассматривают критическую мощность самофокусировки, введенную впервые для квази плоских монохроматических импульсов (см. обзоры [10, 11]).

В наших работах на основе уравнений для электрического поля (полевого подход), а не для его огибающей, ранее исследована параксиальная самофокусировка ПКИ, спектр которых лежит в области нормальной [12, 13] и аномальной [14] групповой дисперсии прозрачной среды; описаны сценарии формирования сложных электромагнитных образований вида световых “гантелей” и “пузырей”, изучены особенности сверхуширения спектра в зависимости от центральной частоты и интенсивности ПКИ.

В настоящей работе на основе полевого подхода показано, что для ПКИ при одинаковом максимальном значении электрического поля и поперечных размерах, т. е. при одинаковом отношении мощности излучения к критической мощности самофокусировки в данной среде, эффективность фокусировки различна и зависит от числа колебаний в исходном импульсе. Для импульсов из меньшего числа колебаний из-за большего расплывания временного профиля в среде с нормальной групповой дисперсией поперечная ширина перетяжки оказывается большей, а интенсивность излучения – меньшей, чем для более длинных импульсов, т. е. эффективность самофокусировки понижается при уменьшении длительности импульсов.

Уравнения параксиальной динамики электрического поля ПКИ в дисперсионных нелинейных средах

Параксиальная динамика поля E линейно поляризованного светового излучения, распространяющегося в однородной изотропной нелинейной среде, может быть описана уравнением [2]

$$\begin{aligned} \frac{\partial E}{\partial z} + \frac{N_0}{c} \frac{\partial E}{\partial t} - a \frac{\partial^3 E}{\partial t^3} + b \int_{-\infty}^t E dt' + \\ + gE^2 \frac{\partial E}{\partial t} = \frac{c}{2N_0} \Delta_{\perp} \int_{-\infty}^t E dt', \end{aligned} \quad (1)$$

где N_0 , a , b характеризуют зависимость показателя преломления среды n от частоты излучения ω

$$n(\omega) = N_0 + a\omega^2 - \frac{bc}{\omega^2}. \quad (2)$$

В (1) константа $g = 2n_2/c$ описывает безынерционную кубичную нелинейность диэлектрика, n_2 – его коэффициент нелинейного показателя преломления (в СГСЕ), c – скорость света в вакууме, z – направление, вдоль которого распространяется излучение, Δ_{\perp} – поперечный лапласиан, t – время.

Для оценки влияния различных физических явлений на эволюцию ПККИ уравнение (1) удобно нормировать. Для этого осуществим переход в сопровождающую импульс систему отсчета времени

$$\tau = t - \frac{c}{N_0} z \text{ и введем новые переменные } \tilde{E} = \frac{E}{E_0}, \tilde{z} =$$

$= a\omega_0^3 z, \tilde{y} = \frac{y}{\Delta r}, \tilde{x} = \frac{x}{\Delta r}, \tilde{\tau} = \omega_0 \tau$, где E_0 – максимальное значение напряженности поля входного импульса, ω_0 – его центральная частота, а Δr_0 – поперечный размер, характеризующий полную ширину пучка. В этих переменных уравнение (1) принимает вид (здесь и далее знак тильды опущен для краткости)

$$\frac{\partial E}{\partial z} - \frac{\partial^3 E}{\partial \tau^3} + B \int_{-\infty}^{\tau} E d\tau' + GE^2 \frac{\partial E}{\partial \tau} = D\Delta_{\perp} \int_{-\infty}^{\tau} E d\tau', \quad (3)$$

где $B = 3(\omega_{cr}/\omega_0)^4$, $\omega_{cr} = (b/3a)^{1/4}$ – частота излучения, при которой групповая дисперсия в среде равняется нулю; $G = 4 \frac{\Delta n_{nl}}{\Delta n_l}$, $\Delta n_{nl} = \frac{1}{2} n_2 E_0^2$ – имеет смысл

нелинейной добавки к показателю преломления среды, индуцированной в поле монохроматической волны с амплитудой E_0 ; $\Delta n_l = a\omega_0^2$ – дисперсионная добавка, $D = c^2/(2N_0\omega_0^2\omega r_0^2\Delta n_l)$. Соотношения между коэффициентами B, G, D , зависящими от характеристик среды и входных параметров излучения, определяют доминирование на начальном этапе распространения импульса нормальной или аномальной групповой дисперсии, самовоздействия либо дифракции.

Несложно показать, что отношение нормированных констант полевого уравнения G/D с точностью до безразмерной константы совпадает с отношением мощности излучения P_0 к критической мощности самофокусировки P_{cr} [10, 11]. При $P > P_{cr}$ для приосевой части монохроматических пучков с поперечным гауссовым профилем в безаберрационном приближении имеет место поперечная фокусировка излучения. Традиционно отношение P_0/P_{cr} используют как основной параметр, определяющий поперечную динамику излучения в прозрачной нелинейной среде, в том числе для фемтосекундных

[6–8] и предельно коротких импульсов [9]. Покажем, что знания отношения на входе в нелинейную дисперсионную среду недостаточно для предсказания сценария поперечной динамики поля ПККИ.

Численное моделирование самофокусировки ПККИ в кварцевом стекле

Результаты настоящего параграфа получены численным решением уравнения (3). Для этого была реализована разностная схема, основанная на фурье-методе расщепления по физическим процессам [15]. Учет дисперсии и дифракции осуществлялся в спектральной, а нелинейности – во временной области.

Рассмотрим динамику поля осесимметричных ПККИ вида

$$E(z, r, t)|_{z=0} = E_0 \exp\left(-2 \frac{r^2}{\Delta r_0^2}\right) \exp\left(-2 \frac{t^2}{\Delta t_0^2}\right) \sin(\omega_0 t) \quad (4)$$

с фиксированными начальной пиковой интенсивностью $I = 7,5 \times 10^{12}$ Вт/см² ($I[\text{кВт/см}^2] = (3N_0/8\pi)E_0^2$ [СГСЭ] [16]), поперечной шириной $\Delta r_0 = 10\lambda_0$ и центральной длиной волны $\lambda_0 = 2\pi c/\omega_0 = 780$ нм (соответствует излучению титан-сапфирового лазера) в объемном кварцевом стекле с дисперсионными и нелинейной константами $N_0 = 1,4508$, $a = 2,7401 \times 10^{-44}$ с³ см⁻¹, $b = 3,9437 \times 10^{17}$ с⁻¹ см⁻¹ и $\tilde{n}_2 = 2,9 \times 10^{-13}$ см²/кВт [12, 13] ($\tilde{n}_2[\text{см}^2/\text{кВт}] = (4\pi/3N_0)n_2$ [СГСЭ] [16]). При указанных параметрах излучения и характеристиках среды нормированные коэффициенты имеют значения: $B = 0,422$, $D = 0,018$ и $G = 1,812$.

Изучим изменение в кварцевом стекле поля импульсов вида (4), различающихся количеством полных колебаний светового поля, т. е. начальной длительностью Δt_0 . При этом значения нормированных коэффициентов, а следовательно, и отношение P_0/P_{cr} будут оставаться неизменными. На рис. 1, 2 показана рассчитанная численно эволюция электрического поля ПККИ из полутора ($\Delta t_0 = 1,5T_0$, рис. 1а–1д, 2а), трех ($\Delta t_0 = 3T_0$, рис. 1а'–1д', 2б) и шести ($\Delta t_0 = 6T_0$, рис. 1а''–1д'', 2в) периодов колебаний $T_0 = \lambda_0/c = 2,6$ фс. На рис. 1 приведены карты уровней пространственно-временных распределений абсолютных значений электрического поля $|E(r, t)|$ на зафиксированных расстояниях от входа в нелинейную среду z , более темным областям соответствуют большие значения поля. Рисунок 1 дает представление о пространственно-временной структуре излучения, динамике его фазовых фронтов, позволяет делать выводы об изменении временной дли-

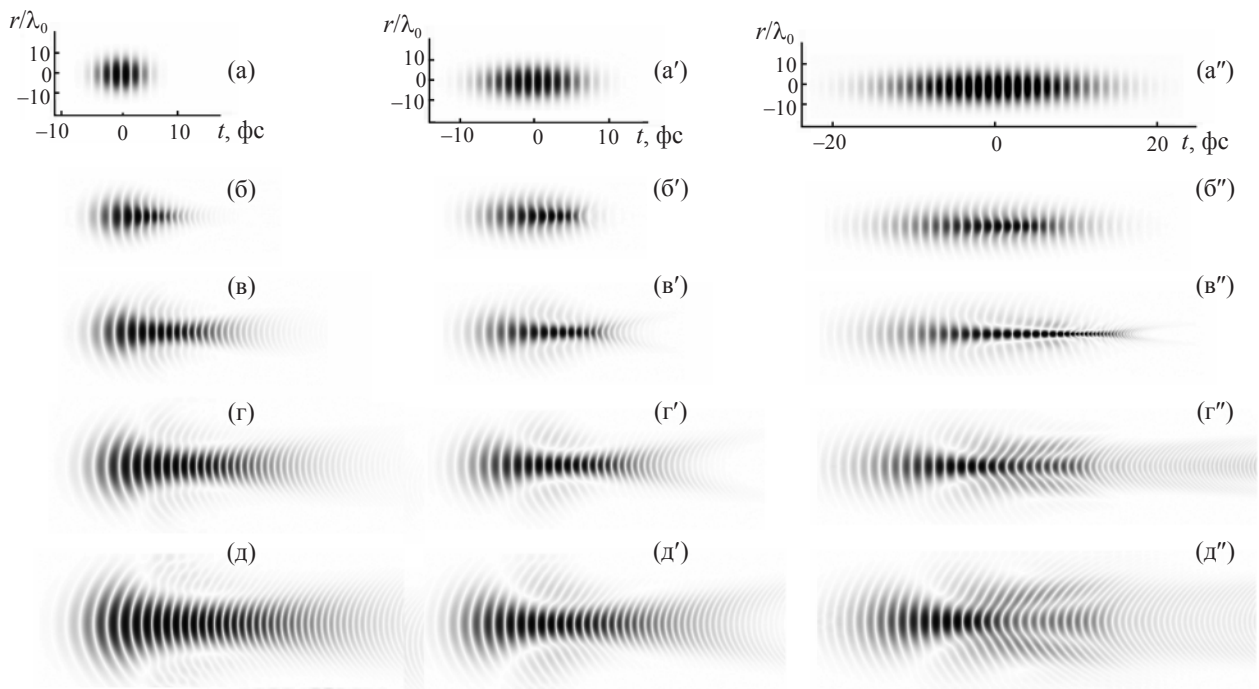


Рис. 1. Пространственно-временная эволюция электрического поля ПКИ с входными параметрами $\lambda_0 = 780$ нм, $\Delta r = 10\lambda_0$, $I = 7,5 \times 10^{12}$ Вт/см² в кварцевом стекле ($B = 0,422$, $D = 0,018$, $G = 1,812$) для различных значений длительности волнового пакета на входе в среду и на зафиксированных расстояниях z . (а)–(д) – $\Delta t_0 = 1,5T_0$, (а')–(д') – $3T_0$, (а'')–(д'') – $6T_0$; (а)–(а'') – $z = 0$, (б)–(б'') – $0,1$, (в)–(в'') – $0,2$, (г)–(г'') – $0,3$, (д)–(д'') – $0,4$ мм.

тельности и поперечной ширины светового образования. На рис. 2 приведены нормированные временные профили излучения на оси пучка $E(r = 0, t)$ также при зафиксированных z . Рисунок 2 дает количественную информацию о значениях электрического поля на оси и их временной динамике. На рис. 3 показана эволюция нормированной спектральной плотности электрического поля на оси $|G(r = 0, \omega)|$ в зависимости от частоты ω .

Динамика электрического поля происходит в условиях конкурирующего влияния кубической нелинейности электронной природы, приводящей к уширению временного и пространственного спектров излучения, дисперсии среды, меняющей фазовые соотношения между гармониками во времени, и дифракции, меняющей фазовые соотношения в пространстве.

Рассмотренный режим соответствует изученному нами ранее сценарию образования световой “гантели” [12, 13]. Во всех случаях на начальном этапе происходит поперечное сжатие излучения одновременно с изменением временного профиля и увеличением длительности импульсов из-за нелинейного уширения спектра и воздействия нормальной групповой дисперсии кварцевого стекла. Расплыва-

ние импульсов во времени ведет к уменьшению значений электрического поля по сравнению с бездисперсионным рассмотрением, предсказывающим неограниченный рост поля [10, 11], и, следовательно, к относительному ослаблению нелинейных эффектов. В рассмотренном режиме фокусировка оказывается ограниченной, формируется пространственно-временная гантель с минимальной поперечной перетяжкой (назовем эту область нелинейным фокусом). В ограничении роста поля важную роль играет обрушение огибающей, связанное с образованием синего крыла спектра [6, 9, 12, 13]. Объяснение этого эффекта невозможно без учета дисперсии среды.

Рисунок 1 показывает, что пространственно-временное самовоздействие ПКИ из разного числа колебаний имеет особенности. На более короткие импульсы дисперсия влияет сильнее, так как шире исходный спектр, заметнее увеличение длительности и в результате интегральный вклад нелинейных эффектов при той же входной интенсивности оказывается меньшим: наблюдаются меньшее поперечное сжатие (рис. 1) и относительное уширение спектра (рис. 3). Для импульсов с большим числом колебаний перетяжка сдвигается к хвосту импуль-

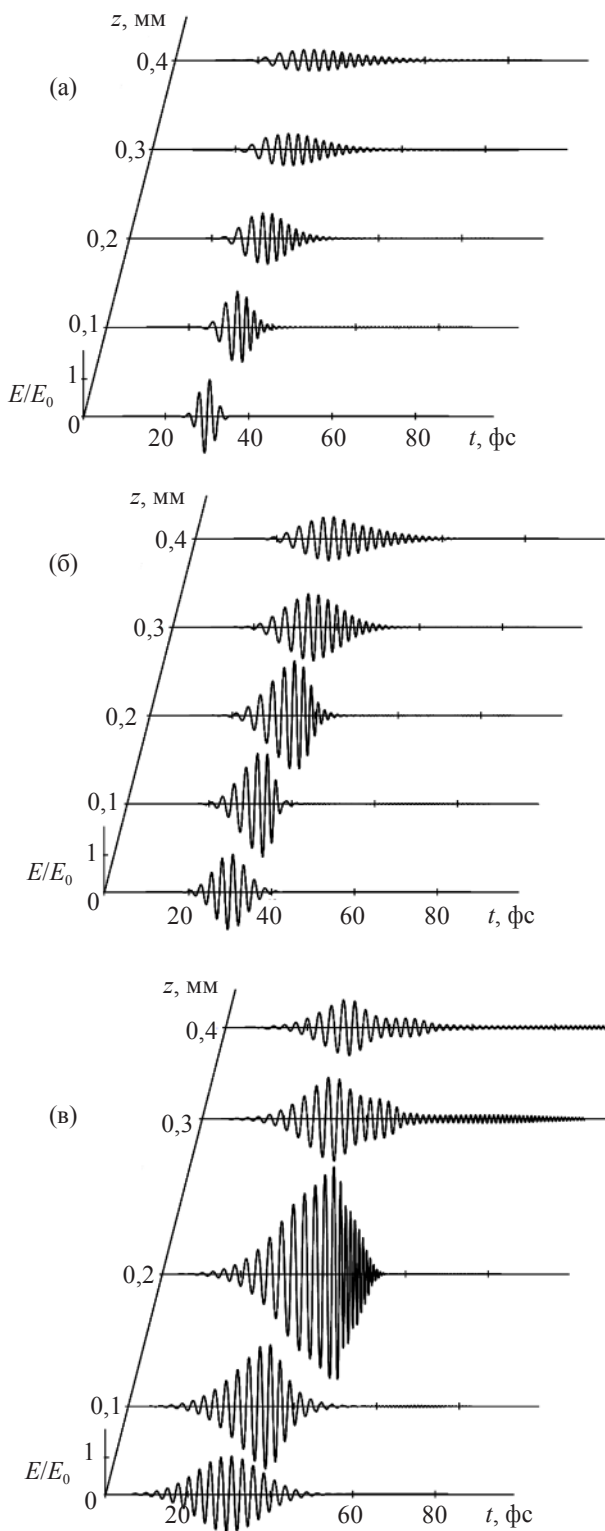


Рис. 2. Приосевая ($r_0 = 0$) динамика электрического поля ПКИ с различным числом колебаний на входе в среду. (а) – $\Delta t_0 = 1,5 T_0$, (б) – $3 T_0$, (в) – $6 T_0$. Остальные условия – см. подпись к рис. 1.

са (рис. 1в–1в’). Нелинейный набег фазы на оси пучка относительно периферии увеличивается с длительностью импульсов: к расстоянию 0,2 мм от вхо-

да в среду он меньше $\pi/4$ для импульса из полутора колебаний (рис. 1в), составляет порядка $\pi/2$ для импульса из трех колебаний (рис. 1в’) и больше π для импульса из шести колебаний (рис. 1в’). Обрушение огибающей и формирование мощного синего крыла спектра в полной мере проявляется только для импульса из 6 колебаний поля, самого длинного из рассмотренных (рис. 2, 3).

Будем количественно характеризовать эффективность самофокусировки излучения значением максимума амплитуды электрического поля в пространственно-временной области – корнем из пиковой интенсивности. На рис. 4 для рассмотренных импульсов приведена зависимость этого параметра от расстояния z (кривые 1–3). Для выявления роли поперечных эффектов на рис. 4 пунктиром даны аналогичные зависимости, рассчитанные без учета дифракционного слагаемого в (1), что соответствует приближению плоской волны $\Delta r_0 \rightarrow \infty$, $D \rightarrow 0$ (кривые 1’–3’). В этом приближении в условиях нормальной групповой дисперсии интенсивность импульсов без начальной частотной модуляции монотонно уменьшается, а их длительность увеличивается. Зависимости для импульсов из 1,5, 3 и 6 колебаний (кривые 1’–3’, соответственно) качественно похожи. Как и следовало ожидать, уменьшение интенсивности тем больше, чем короче импульс на входе в среду.

При учете поперечных эффектов характер изменения максимальной амплитуды существенно зави-

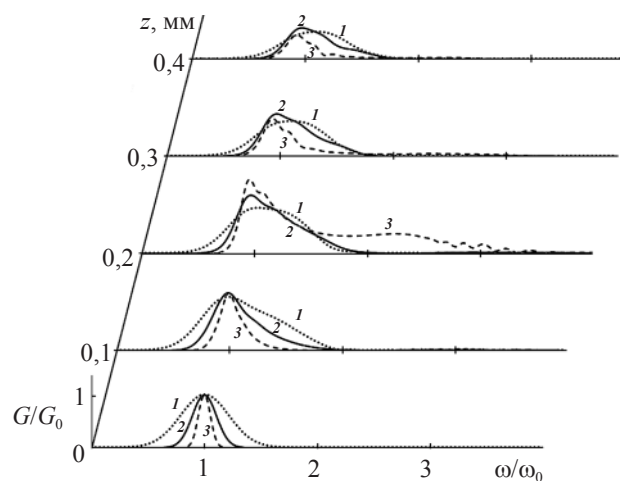


Рис. 3. Эволюция модуля спектральной плотности электрического поля $|G|$ в приосевой части ($r = 0$) волнового пакета в кварцевом стекле в зависимости от частоты ω при разных длительностях импульса на входе. 1 – $\Delta t_0 = 1,5 T_0$, 2 – $3 T_0$, 3 – $6 T_0$. Остальные условия – см. подпись к рис. 1.

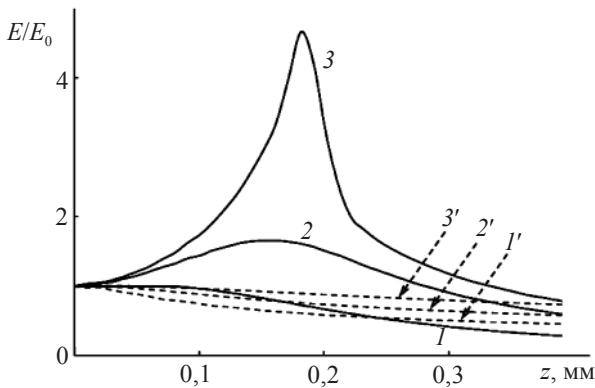


Рис. 4. Изменение максимального значения амплитуды электрического поля ПККИ с расстоянием z в кварцевом стекле. 1, 1' – $\Delta t_0 = 1,5 T_0$, 2, 2' – $3T_0$, 3–3' – $6T_0$; 1–3 – с учетом поперечных эффектов, 1'–3' – без учета поперечных эффектов. Остальные условия – см. подпись к рис. 1.

сит от начальной длительности. Как видно из рис. 4, на начальном этапе распространения кривые 1–3 идут выше кривых 1'–3', т. е. во всех рассмотренных случаях проявления нелинейной фокусировки заметны и по сравнению с приближением плоской волны наблюдается рост поля. При этом кривая 1, соответствующая импульсу из 1,5 колебаний, на начальном этапе идет практически горизонтально, потом монотонно спадает, т. е. абсолютного роста интенсивности по сравнению с пиковым значением на входе в среду не наблюдается, несмотря на наличие заметной фокальной области (рис. 1б–1д). Это означает, что дисперсия и дифракция, раздувающие структуру в продольном и поперечном направлениях, уменьшают пиковую интенсивность эффективнее, чем нелинейная рефракция ее увеличивает. При рассмотренных параметрах ПККИ и характеристиках нелинейной среды случай с $\Delta t = 1,5T_0$ фактически является граничным: для более длинных импульсов в результате дисперсионной самофокусировки наблюдается рост интенсивности излучения на начальном этапе распространения. Так, для ПККИ с $\Delta t_0 = 3T_0$ амплитуда в фокусе увеличивается приблизительно в 1,7 раза по сравнению с исходной (рис. 4, кривая 2), а для ПККИ с $\Delta t_0 = 6T_0$ рост поля в области нелинейного фокуса носит почти лавинный характер: амплитуда возрастает в 4,7, а интенсивность, соответственно, в 22 раза (рис. 4, кривая 3), но все же остается ограниченной из-за обрушения огибающей и “выброса” высокочастотных компонентов на заднем временном фронте импульса, которые далее быстро отстают из-за различия групповых скоростей (рис. 2, 3).

Приведенные результаты доказывают, что в прозрачной среде с кубической нелинейностью электронной природы и нормальной групповой дисперсией эффективность самофокусировки ПККИ с одинаковым отношением мощности излучения к критической мощности самофокусировки уменьшается при сокращении числа колебаний в импульсе.

Заключение

Показано, что для импульсов из малого числа колебаний при одинаковом максимальном значении электрического поля и поперечных размерах, т. е. при одинаковом отношении мощности излучения к критической мощности самофокусировки в данной среде, эффективность самофокусировки различна в зависимости от длительности импульсов. Для более коротких импульсов из-за большего дисперсионного расплывания размер поперечной перетяжки в фокусе оказывается большим, а интенсивность излучения меньшей. Для импульсов из 1,5–2 полных колебаний поля с пиковой интенсивностью $7,5 \times 10^{12}$ Вт/см² в кварцевом стекле перетяжка оказывается расположенной вблизи центра импульса и ее минимальный поперечный размер не становится существенно меньше исходного размера пучка. Для импульсов из 5–10 колебаний поля перетяжка смещается в хвост импульса и ее поперечная ширина может стать меньше начальной вплоть до 5–7 раз.

Работа поддержана грантом РФФИ 08-02-00902-а и государственным контрактом РНП.2.1.1.6877 программы “Развитие научного потенциала высшей школы”.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Brabec Th., Krausz F.* Intense few-cycle laser fields: Frontiers of nonlinear optics // *Rev. Mod. Phys.* 2000. V. 72. № 2. P. 545–591.
2. *Козлов С.А., Сазонов С.В.* Нелинейное распространение импульсов длительностью в несколько колебаний светового поля в диэлектрических средах // *ЖЭТФ.* 1997. Т. 111. В. 2. С. 404–418.
3. *Маймистов А.И.* Некоторые модели распространения предельно коротких электромагнитных импульсов в нелинейной среде // *Квант. электрон.* 2000. Т. 30. № 4. С. 287–304.
4. *Козлов С.А., Самарцев В.В.* Оптика фемтосекундных лазеров. СПб: СПбГУ ИТМО, 2007. 218 с.
5. *Brabec Th., Krausz F.* Nonlinear optical pulse propagation in the single-cycle regime // *Phys. Rev. Lett.* 1997. V. 78. № 7. P. 3282–3285.
6. *Gaeta A.L.* Catastrophic collapse of ultrashort pulses // *Phys. Rev. Lett.* 2000. V. 84. № 16. P. 3582–3585.

7. *Hosseini S.A., Luo Q., Ferland B., Liu, W., Chin S.L., Kosareva O.G., Panov N.A., Aközbebek N., Kandidov V.P.* Competition of multiple filaments during the propagation of intense femtosecond laser pulses // *Phys. Rev. A.* 2004. V. 70. № 3. 033802(12).
 8. *Желтиков А.М.* Сверхкороткие импульсы и методы нелинейной оптики. М.: Физматлит, 2006. 296 с.
 9. *Aközbebek N., Trushin S.A., Baltuška A., FuЯ W., Goulielmakis E., Kosma K., Krausz F., Panja S., Uiberacker M., Schmid W.E., Becker A., Scalora M., Bloemer M.* Extending the supercontinuum spectrum down to 200 nm with few-cycle pulses // *New Journal of Physics.* 2006. V. 8. P. 177–188.
 10. *Аскаръян Г.А.* Эффект самофокусировки // *УФН.* 1973. Т. 111. № 2. С. 249–260.
 11. *Ахманов С. А., Сухоруков А. П., Хохлов Р. В.* Самофокусировка и дифракция света в нелинейной среде // *УФН.* 1967. Т. 93. № 1. С. 19–70.
 12. *Берковский А.Н., Козлов С.А., Шполянский Ю.А.* Самофокусировка импульса из нескольких колебаний светового поля // *Оптический журнал.* 2002. Т. 69. № 3. С. 35–42.
 13. *Berkovsky A.N., Kozlov S.A., Shpolyanskiy Yu.A.* Self-focusing of few-cycle light pulses in dielectric media // *Phys. Rev. A.* 2005. V. 72. № 4. 043821(9).
 14. *Берковский А.Н., Козлов С.А., Шполянский Ю.А.* Сверхширение спектра импульсов из малого числа колебаний светового поля в прозрачных средах с аномальной групповой дисперсией // *Научно-технический вестник СПбГУ ИТМО.* 2006. В. 34. С. 38–43.
 15. *Агравал Г.* Нелинейная волоконная оптика. М.: Мир, 1996. 323 с.
 16. *Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С.* Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М.: Наука, 1988. 312 с.
-