

Компрессия фемтосекундных импульсов с гауссовыми временным и пространственным распределениями интенсивности

С.Ю.Миронов, В.В.Ложкарев, Е.А.Хазанов, Ж.А.Муру

Исследована возможность применения эффекта фазовой самомодуляции для дополнительного квазиоднородного по сечению пучка временного сжатия гауссовых импульсов. С использованием численных методов продемонстрирована временная компрессия гауссовых импульсов длительностью 30 фс до импульсов длительностью 14 фс (16 фс) с неоднородностью менее 1.5 фс (2 фс) на пространственном масштабе, соответствующем 63% (86%) энергии пучка, при накапливаемом B -интеграле ~ 3 .

Ключевые слова: компрессия интенсивных фемтосекундных импульсов, фазовая самомодуляция, кубическая нелинейность.

1. Введение

Под действием интенсивного лазерного излучения зависимость поляризации среды от напряженности внешнего поля становится нелинейной. В изотропной среде наиболее существенной является кубическая нелинейность. Она приводит к ряду негативных эффектов, таких как крупномасштабная и мелкомасштабная самофокусировки, а также фазовая самомодуляция [1–4]. Последний эффект может быть использован для дополнительной временной компрессии мощных лазерных импульсов. Идея уменьшения длительности довольно проста: интенсивный оптический импульс, распространяясь в нелинейной среде, уширяет свой спектр, приобретает фазовую модуляцию и перестает быть спектрально-ограниченным; при этом внешние чирпирующие зеркала позволяют скорректировать фазу и уменьшить длительность. Такая техника широко применяется в волоконной оптике, где импульс уширяет свой спектр при распространении в оптическом волокне [5, 6]. К настоящему времени экспериментально выполнены исследования по временному самосжатию фемтосекундных импульсов в процессе их распространения и филаментации в газах [7, 8] и капиллярах [9–11]. Однако стоит подчеркнуть, что подобные техники из-за оптического пробоя не могут применяться для излучения с большой энергией импульса. В этом случае используют коллимированные пучки без фокусировки, а в качестве уширя-

ющей спектр оптической среды применяют прозрачные диэлектрики – кристаллы или стекла. В работах [12, 13] теоретически показана возможность использования эффектов само- и кросс-воздействия для уменьшения длительности оптического импульса, полученного в процессе генерации второй гармоники фемтосекундного излучения, с однородным распределением интенсивности в пространстве. Экспериментальное подтверждение возможности применения эффекта фазовой самомодуляции, возникающего при распространении интенсивных (1 ТВт/см^2) импульсов в стекле, для компрессии излучения продемонстрировано в [14, 15].

В случае неоднородного распределения интенсивности в пространстве различные области пучка накапливают разную нелинейную фазу (B -интеграл), что при использовании чирпирующих зеркал приводит к неоднородной по сечению пучка временной компрессии оптических импульсов. В настоящей работе рассмотрена возможность накопления пучком с гауссовым распределением интенсивности в пространстве и во времени квазиоднородной нелинейной фазы. Основная идея заключается в том, что в качестве нелинейной среды предполагается использовать стеклянную дефокусирующую линзу. С помощью численного моделирования продемонстрирована возможность однородной по сечению пучка временной компрессии.

2. Накопление квазиоднородной нелинейной фазы

Ключевую роль в задаче о дополнительной временной компрессии оптических импульсов с гауссовыми временным и пространственным распределениями интенсивности играет накопленная нелинейная фаза, или B -интеграл

$$B(r, t) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \int_0^L \gamma I(r, t, \xi) d\xi, \quad (1)$$

где λ_0 – центральная длина волны; γ – коэффициент кубической нелинейности; $I(r, t, \xi)$ – интенсивность; r – поперечная координата; L – толщина нелинейной среды; ξ –

С.Ю.Миронов, В.В.Ложкарев. Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46;

e-mail: sergey.mironov@mail.ru

Е.А.Хазанов. Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Россия, 603950 Н.Новгород, просп. Гагарина, 23

Г.Монроу. Institut de la Lumière Extrême, ENSTA, Chemin de la Lumière, 91761 Palaiseau, France; Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Россия, 603950 Н.Новгород, просп. Гагарина, 23

Поступила в редакцию 27 августа 2012 г., после доработки – 20 мая 2013 г.

продольная координата в нелинейной среде. Характерный коэффициент нелинейности $\gamma = (3-15) \times 10^{-7} \text{ см}^2/\text{ГВт}$.

Прохождение лазерного пучка с гауссовым распределением интенсивности в пространстве через плоскопараллельную стеклянную пластину приводит к неравномерному накоплению нелинейной фазы. Накопить квазиоднородную по сечению пучка нелинейную фазу можно при прохождении излучения через дефокусирующую линзу с параболическими или сферическими поверхностями. Параметры линзы выбираются такими, чтобы для каждого луча сохранялось постоянным произведение интенсивности и длины оптического пути в нелинейной среде. Прошедший через такую линзу лазерный пучок может быть сколимирован с использованием внеосевого параболического зеркала. В результате оптического излучение сохранит плоскую фазу, гауссов профиль интенсивности и накопит квазиоднородный B -интеграл по сечению пучка. Принципиальная схема накопления представлена на рис.1.

Оптимальная толщина линзы, а также радиусы кривизны ее входной и выходной поверхностей могут быть найдены с использованием приближения геометрической оптики и численного моделирования. Определим входную и выходную поверхности линзы как функции $z_1(r)$ и $z_2(r)$ (рис.1). Для сферических поверхностей указанные функции имеют следующий вид:

$$z_{1,2}(r) = \pm \sqrt{R_{1,2}^2 - r^2} \mp \left(\frac{d}{2} + R_{1,2} \right) + |F|, \tag{2}$$

где $R_{1,2}$ – радиусы кривизны сферических поверхностей; d – толщина линзы; F – ее фокусное расстояние.

Зададим пространственное распределение интенсивности как

$$I = I_0 \exp\left(-\frac{r_1^2}{R_1^2} - 4 \frac{t^2}{T^2} \ln 2\right), \tag{3}$$

где I_0 – пиковая интенсивность; R_1 – радиус гауссова пучка; t – время; T – длительность импульса по уровню половины интенсивности. Минимальная толщина линзы должна выбираться исходя из требуемой величины B -интеграла, набираемого центральным лучом:

$$B_0 = \frac{2\pi}{\lambda} \gamma I_0 d. \tag{4}$$

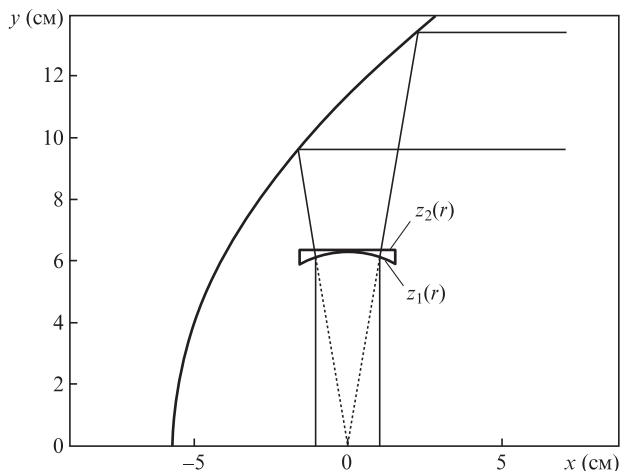


Рис.1. Принципиальная схема квазиоднородного накопления B -интеграла гауссовыми пучками.

В зависимости от поперечной координаты лучи накапливают B -интеграл

$$B(r_1, t) = \frac{B_0}{d} \int_0^{L(r_1)} \exp\left\{-\frac{[r_1 + \Delta r(\xi)]^2}{[R_1 + \Delta R(\xi)]^2} - 4 \frac{t^2}{T^2} \ln 2\right\} d\xi \tag{5}$$

$$\approx B_0 \exp\left(-\frac{r_1^2}{R_1^2} - 4 \frac{t^2}{T^2} \ln 2\right) \frac{L(r_1)}{d},$$

где $L(r_1) = \sqrt{(r_2 - r_1)^2 + [z_2(r_2) - z_1(r_1)]^2}$; $r_{1,2}$ – поперечные координаты луча на входе в линзу и на выходе из нее. При записи (5) сделано предположение, что радиус лазерного пучка на выходной поверхности линзы R увеличивается незначительно, т.е. $\Delta R/R \ll 1$. Задача о накоплении квазиоднородной нелинейной фазы гауссовым пучком сводится к задаче минимизации разности $|B(r_1) - B_0|$ при фиксированных значениях переменной t и длительности T . Варьируя радиусы кривизны входной и выходной поверхностей линзы R_1 и R_2 , можно обеспечить квазиоднородное накопление нелинейной фазы по сечению пучка для заданных параметров излучения.

Выполним минимизацию указанной разности на пространственных масштабах $|r_1| \leq R$ и $|r_1| \leq w = R\sqrt{2}$, соответствующих 63% и 86% полной энергии пучка. Выбор пространственного масштаба R или w (или другого) должен определяться требованиями к отклонению длительности импульса по сечению гауссова пучка от среднего значения.

В качестве примера рассмотрим гауссов пучок радиусом $R_1 = 0.74$ см с длительностью импульса $T = 30$ фс, энергией 100 мДж и центральной длиной волны 800 нм. Для указанных параметров пиковая интенсивность составляет 1.8 ТВт/см², а толщина линзы $d = 0.63$ мм для стекла марки К8 ($\gamma = 3.35 \times 10^{-7} \text{ см}^2/\text{ГВт}$, показатель преломления $n = 1.5$) соответствует значению B -интеграла, равному 3. Для пространственных масштабов R и w оптимальные радиусы кривизны сферических поверхностей составляют $R_1 = 3.17$ см, $R_2 = 739$ см и $R_1 = 2.12$ см, $R_2 = 740$ см, а фокусные расстояния равны -6.32 см и -4.24 см соответственно. При этом увеличение радиуса пучка $\Delta R/R$ не превышает 3×10^{-2} . Линза, оптимальная для накопления квазиоднородной нелинейной фазы на радиусе R , и внеосевое параболическое зеркало изображены на рис.1. На рис.2 представлены зависимости накапливаемого B -интеграла в линзе и плоскопараллельной стеклянной пластине такой же толщины d от нормированной на радиус R поперечной координаты. В случае оптимальной дефокусирующей линзы отклонения B -интеграла для гауссова пучка не превышают 10% и 27% от величины $B = 3$ для пространственных масштабов R и w соответственно, в то время как для плоскопараллельной пластины отклонение составляет 63%.

Важно также отметить, что кубическая нелинейность приводит к появлению самофокусировки двух типов: крупномасштабной и мелкомасштабной. Для указанных выше параметров лазерного излучения характерный пространственный масштаб, на котором проявляется крупномасштабная самофокусировка, составляет 30 см, что значительно превышает толщину линзы. Крупномасштабная самофокусировка оказывает влияние на расходимость лазерного пучка, но в рассматриваемом случае она несущественна. Пространственный масштаб, на котором проявляется мелкомасштабная самофокусировка (ММСФ),

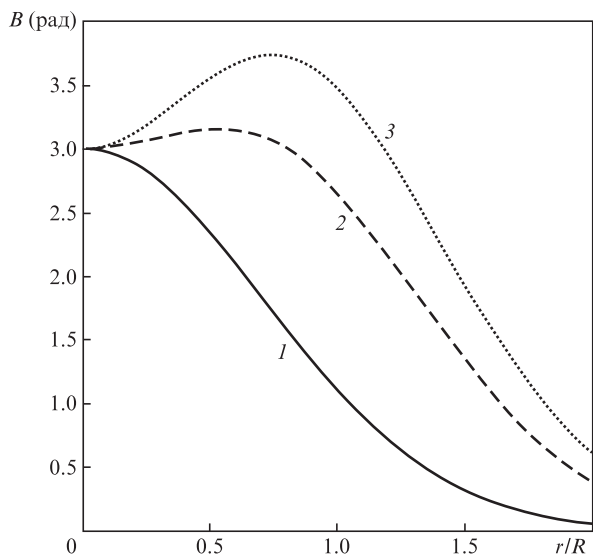


Рис.2. Зависимости B -интеграла, накопленного гауссовым пучком в плоскопараллельной стеклянной пластине (1) и в дефокусирующей линзе, оптимальной для пространственных масштабов R (2) и w (3), от нормированной поперечной координаты.

определяется условием $B = 1$. При этом происходит усиление пространственных шумов лазерного пучка, что является причиной пробоя оптических элементов. В нашем случае ($B = 3$) существует возможность повреждения линзы, однако использование техники подавления ММСФ [13, 16] делает ее минимальной.

3. Временная компрессия

Кубическая нелинейность приводит к тому, что изначально спектрально ограниченный импульс уширяет свой спектр и приобретает спектрально-фазовую модуляцию. Нелинейный чирп частоты может быть частично скомпенсирован за счет отражения излучения от дисперсионных зеркал. Как показано в [12, 13], даже коррекция только квадратичной составляющей фазы спектра позволяет значительно уменьшить длительность импульса. Математически операция компенсации может быть записана так:

$$A_c(t) = F^{-1}(\exp(-i\alpha\omega^2/2)F(A_{\text{out}}(t, L))), \quad (6)$$

где $A_{\text{out}}(t, L)$ – комплексная амплитуда огибающей поля на выходе линзы; F и F^{-1} – прямое и обратное преобразования Фурье в частотно-временной области; α – коэффициент квадратичной дисперсии.

В общем случае для нахождения распределения поля на выходе линзы кроме законов геометрической оптики необходимо также учитывать дисперсию групповых скоростей. Эволюция огибающей поля входного импульса может быть описана следующим уравнением [1]:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{1}{u} \frac{\partial A}{\partial t} - i \frac{k_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + i\beta|A|^2 A = 0, \quad (7)$$

где $A(t - z/u, z)$ – огибающая импульса; $\beta = (3\pi k \chi^{(3)})/(2n^2)$ – параметр кубической нелинейности; u – групповая скорость; z – продольная координата; $k_2 = \partial^2 k / \partial \omega^2|_{\omega=\omega_0}$ – дисперсионный параметр, ответственный за уширение импульса в среде с дисперсией показателя преломления; $\omega_0 =$

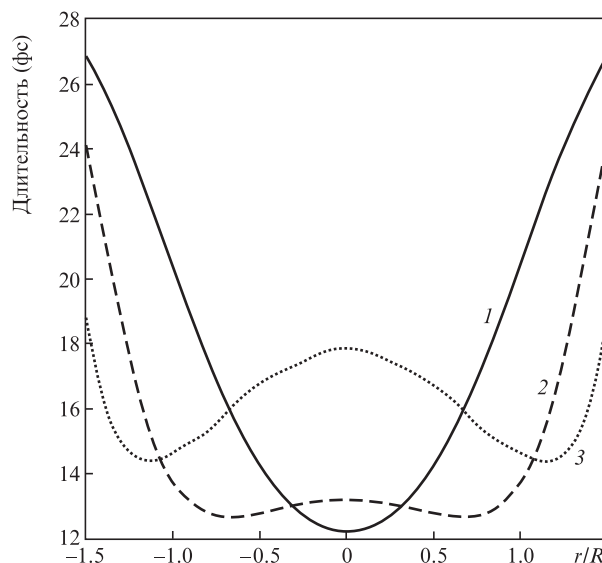


Рис.3. Зависимости длительности импульса от нормированной поперечной координаты для гауссова пучка после коррекции квадратичной составляющей фазы спектра для случаев, когда B -интеграл был накоплен в плоскопараллельной стеклянной пластине (1) и в дефокусирующей линзе, оптимальной для пространственных масштабов R (2) и w (3).

$2\pi c/\lambda_0$; k – волновой вектор. Для рассматриваемого оптического стекла параметр $k_2 = 47.1 \text{ фс}^2/\text{мм}$ на длине волны 800 нм. Уравнение (7) может быть решено численно.

На рис.3 представлено распределение длительности импульса по сечению гауссова пучка после коррекции квадратичной составляющей фазы частотного спектра. Для гауссова пучка, прошедшего через дефокусирующую линзу, параметр квадратичной дисперсии α был выбран таким, чтобы минимизировать длительность импульса на краю пучка, т.е. при $r = R$ (или w), и для указанных выше параметров составил -105 фс^2 (-169 фс^2). При рассмотрении уширения спектра гауссового пучка в стеклянной плоскопараллельной пластине параметр α был выбран таким, чтобы минимизировать длительность импульса в центре пучка, и составил -65 фс^2 .

В соответствии с рис.3 применение оптимальной для масштаба R (или w) дефокусирующей линзы позволило уширить спектр и уменьшить длительность импульса от 30 фс до 14 фс (16 фс) с отклонением 1.5 фс (2 фс). В то же время при использовании плоскопараллельной стеклянной пластины изменение длительности импульса по сечению пучка на масштабе R превышает 7 фс.

Рассмотренная концепция квазиоднородной временной рекомпрессии гауссовых пучков имеет существенный недостаток, ограничивающий ее использование для более коротких лазерных импульсов. В последнем случае важными становятся не только значения коэффициента кубической нелинейности и показателя преломления, но и дисперсионные свойства стекла, поскольку дефокусирующая линза вносит в излучение радиальную групповую задержку. Различие между фазовой и групповой скоростями не позволяет скомпенсировать этот эффект в полной мере. Однако правильный выбор материала линзы дает возможность значительно его минимизировать. Для рассмотренной линзы (оптимальной на масштабе R) групповая задержка центральной части пучка относительно его краев ($r = R$) после прохождения через дефокусирующую линзу и внеосевое параболическое зеркало не превышает

длительности исходного импульса в предположении, что телескоп сохраняет волновой фронт плоским. Более того, в настоящее время разработана методика практически полной коррекции радиальной групповой задержки для импульсов сверхкороткой длительности [17].

4. Заключение

В настоящей работе предложен и проанализирован метод накопления квазиоднородной нелинейной фазы по сечению гауссова пучка с интенсивностью в несколько ТВт/см² при использовании дефокусирующей линзы со сферическими поверхностями. Накопленный таким образом B -интеграл способствует квазиоднородному уширению спектра по сечению пучка, что может быть использовано для однородного временного сжатия с помощью внешних chirpiрующих зеркал. С применением численных методов продемонстрирована возможность квазиоднородного временного сжатия гауссова импульса длительностью 30 фс до импульса длительностью 14 фс (16 фс) с отклонением 1.5 фс (2 фс) на радиусе, соответствующем 63% (86%) энергии полного пучка. В рамках рассмотренной модели техника временного сжатия может быть использована для любых импульсов с гауссовой пространственно-временной огибающей. Для успешной экспериментальной реализации необходимо лишь обеспечить высокую стабильность распределения интенсивности в пространстве.

1. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов* (М.: Наука, 1988, с. 20, 76).
2. Беспалов В.И., Таланов В.И. *Письма в ЖЭТФ*, **3**, 471 (1966).

3. Potemkin A.K., Khazanov E.A., Martyanov M.A., Kochetkova M.S. *IEEE J. Quantum Electron.*, **45**, 336 (2009).
4. Begishev I.A., Kalashnikov M., Karpov V., Nickles P., Schonnagel H. *J. Opt. Soc. Am. B*, **21**, 318 (2004).
5. Stolen R.H., Lin C. *Phys. Rev. A*, **17**, 1448 (1978).
6. Shank C.V., Fork R.L., Yen R., Stolen R.H., Tomlinson W.J. *Appl. Phys. Lett.*, **40**, 761 (1982).
7. Koprnikov I.G., Suda A., Wang P., Midorikawa K. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 3847 (2000).
8. Zhavoronkov N.I. *Laser Phys. Lett.*, **6**, 806 (2009).
9. Schmidt B.E., Béjot P., Giguère M., Shiner A.D., Trallero-Herrero C., Bisson É., Kasparian J., Wolf J.-P., Villeneuve D.M., Kieffer J.-C., Corkum P.B., Légaré F. *Appl. Phys. Lett.*, **96**, 121109 (2010).
10. Bohman S., Suda A., Kanai T., Yamaguchi S., Midorikawa K. *Opt. Lett.*, **35**, 1887 (2010).
11. Babin A.A., Kartashov D.V., Kiselev A.M., Lozhkarev V.V., Sergeev A.M., Stepanov A.N. *Appl. Phys. B*, **75**, 509 (2002).
12. Mironov S.Yu., Lozhkarev V.V., Ginzburg V.N., Khazanov E.A. *Appl. Opt.*, **48**, 2051 (2009).
13. Mironov S.Yu., Lozhkarev V.V., Ginzburg V.N., Yakovlev I.V., Luchinin G.A., Shaykin A.A., Khazanov E.A., Babin A.A., Novikov E., Fadeev S., Sergeev A.M., Mourou G. *J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **18**, 7 (2010).
14. Mevel E., Tcherbakoff O., Salin F., Constant E. *J. Opt. Soc. Am. B*, **20**, 105 (2003).
15. Chvykov V., Radier C., Cheriaux G., Kalinchenko G., Yanovsky V., Mourou G. *Proc. Conf. on Lasers and Electro-Optics (CLEO-2010)* (San Jose, CA, USA, 2010).
16. Mironov S.Yu., Lozhkarev V.V., Luchinin G.A., Shaykin A.A., Khazanov E.A. *Appl. Phys. B* (2013); <http://link.springer.com/article/10.1007/s00340-013-5450-1>.
17. Bahk S.-W., Bromage J., Zuegel J.D., Jungquist R.K. *Proc. Conf. on Laser and Electro-Optics (CLEO-2013)* (San Jose, CA, USA, 2013).