

НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ

Влияние кубической фазы спектра мощных лазерных импульсов на их фазовую самомодуляцию

В.Н.Гинзбург, А.А.Кочетков, И.В.Яковлев, С.Ю.Миронов, А.А.Шайкин, Е.А.Хазанов

Уширение спектра мощных спектрально ограниченных лазерных импульсов при фазовой самомодуляции в среде с кубической нелинейностью широко используется для уменьшения длительности импульса и увеличения его мощности. Показано, что кубическая спектральная фаза исходного импульса приводит к качественно иному уширению его спектра: в спектре появляются узкие пики, а величина уширения уменьшается. Тем не менее такие импульсы могут быть скомпрессированы с помощью дисперсионных зеркал столь же эффективно, как и спектрально ограниченные импульсы.

Ключевые слова: фемтосекундные импульсы, сверхмощные лазеры, кубическая нелинейность.

Уменьшение длительности мощных фемтосекундных импульсов ограничено как спектральной полосой усиления, так и полосой пропускания системы стретчер–компрессор. На практике это приводит к тому, что на выходе мощных лазеров длительность импульсов составляет 25–40 фс для лазеров на кристалле титан-сапфира и на параметрических усилителях или сотни фемтосекунд для лазеров на неодимовом стекле [1]. В таких лазерах практически единственным способом укорочения импульса является уширение спектра с помощью фазовой самомодуляции и последующая компрессия с помощью коррекции спектральной фазы [2, 3]. Этот способ давно применяется в маломощных (с энергий импульса менее 1 мДж) лазерах с использованием волокна [4, 5], капилляра [6, 7] или объемной среды [8, 9]. В последнем случае эффективность метода ограничена пространственной неоднородностью самомодуляции, связанной с колоколообразной формой пучка. Решение этой проблемы состоит в использовании отрицательной линзы в качестве нелинейного элемента [10]. Так, в [11] продемонстрировано уменьшение длительности от 40 до 20 фс для импульса с энергией 28 мДж. В петаваттных лазерах, энергия импульса которых составляет десятки джоулей, до недавнего времени метод не применялся из-за отсутствия стеклянных или кристаллических элементов с апертурой более 10 см и толщиной менее 1 мм. В работах [2, 12] показано, что использование полимерных материалов, например полиэтилентерефталата, позволяет решить данную проблему. Еще одно важное отличие сверхмощных лазеров заключается в следующем: их импульсы, как правило, не являются спектрально ограниченными из-за неидеальности системы стретчер–компрессор и материальной дисперсии активной среды, а вопрос об уширении спектра при фазовой самомодуляции исследовался только для спек-

трально ограниченных импульсов, начиная с классической книги [13].

В данном сообщении нами показано, что самомодуляция импульса с остаточной кубической спектральной фазой имеет качественные особенности: в спектре появляются узкие пики, а уширение спектра существенно меньше. Кроме того, установлено, что несмотря на это такие импульсы столь же эффективно, как и спектрально ограниченные импульсы, могут быть скомпрессированы простейшим фазовым корректором, вносящим только квадратичную спектральную фазу.

Рассмотрим задачу об уширении спектра фемтосекундных импульсов с кубической начальной спектральной фазой. Огибающая электрического поля $A(t)$ такого импульса и его спектр $S(\Omega)$ имеют вид

$$A(t) = \int_{-\infty}^{\infty} S(\Omega) \exp(i\Omega t) d\Omega, \quad (1)$$

$$S(\Omega) = S_0 \exp \left[-2 \ln 2 \frac{\Omega^2}{\Omega_{\text{FWHM}}^2} - i\varphi(\Omega) \right],$$

где S_0 – амплитуда спектра; Ω – отстройка от центральной частоты; Ω_{FWHM} – ширина спектра по уровню половины интенсивности; $\varphi(\Omega) = \beta\Omega^3/6$ – кубическая фаза. Распространение импульса в нелинейной среде описывается квазиоптическим уравнением во втором приближении теории дисперсии:

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

где $\gamma = (3\pi k_0 \chi^{(3)}) / (2n_0^2)$; u – групповая скорость; z – продольная координата; k_2 – параметр дисперсии групповых скоростей; n_0 – линейная часть показателя преломления; k_0 – волновой вектор; $\chi^{(3)}$ – нелинейная восприимчивость. Влияние кубической нелинейности определяется B -интегралом $B = \gamma |A_{\text{max}}(z=0)|^2 L$, где A_{max} – максимальное значение поля, а L – длина среды. Огибающие спектрально ограниченного импульса ($\beta = 0$) длительностью 50 фс, а также импульсов с величинами $\beta = 15000$, 60000 и 110000 фс³, приводящими к их удлинению на 5%, 25% и 40% соответ-

В.Н.Гинзбург, А.А.Кочетков, И.В.Яковлев, С.Ю.Миронов, А.А.Шайкин, Е.А.Хазанов. Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: efimkhazanov@gmail.com

Поступила в редакцию 18 сентября 2015 г., после доработки – 15 октября 2015 г.

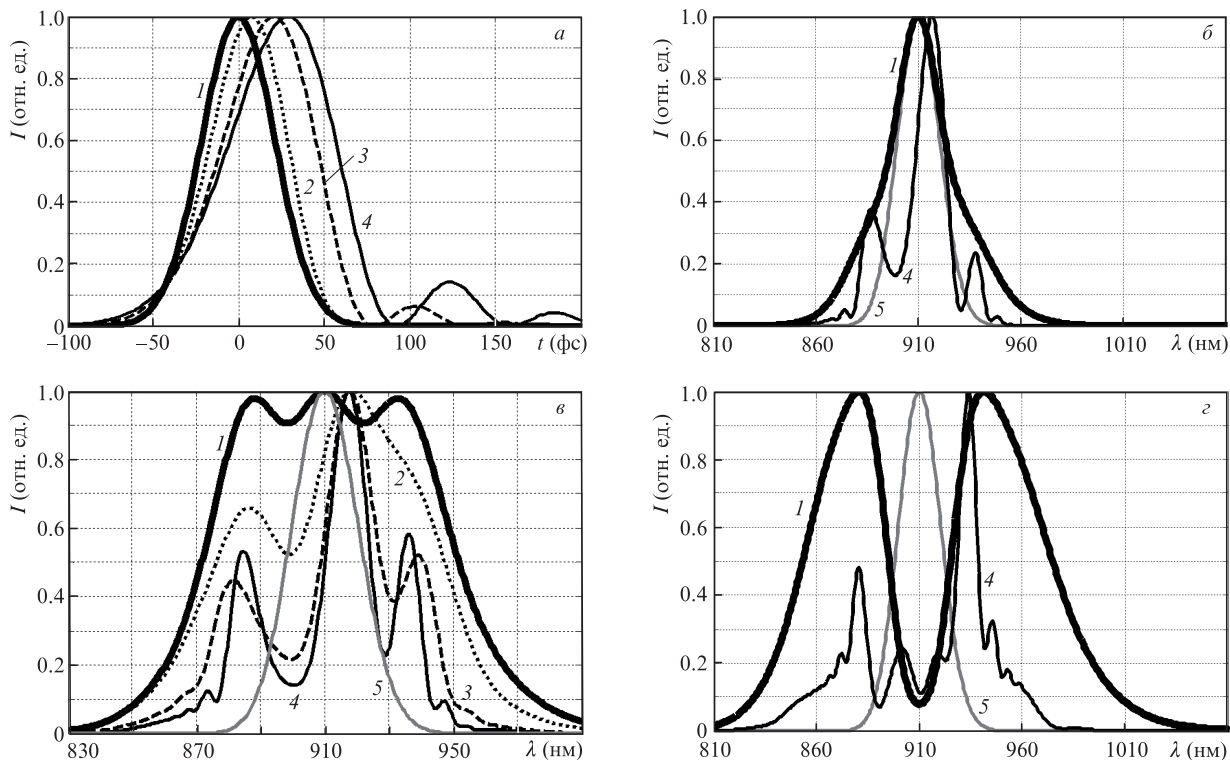


Рис.1. Огибающие входного импульса (а) и спектры импульсов при $B = 2$ (б), 3 (в) и 5 (г) для $\beta = 0$ (1), 15000 (2), 60000 (3) и 110000 fs^3 (4), а также спектр входного импульса (5).

ственно, приведены на рис.1,а. Спектры этих импульсов одинаковы (кривые 5 на рис.1,б–г). На рис.1,б–г показаны спектры импульсов после самомодуляции при различных значениях β и B . Видно, что спектр спектрально ограниченного импульса уширяется существенно больше, чем спектры импульсов с кубической фазой. Кроме того, характерный масштаб модуляции спектров последних импульсов намного меньше, чем у спектрально ограниченных. Заметим, что это справедливо даже при небольшом значении фазы ($\beta = 15000 \text{ fs}^3$), при котором искажения огибающей импульса минимальны – удлинение составляет всего 5%, а субимпульс практически не виден. Расчеты показали, что для тонкой нелинейной среды (толщина менее 2 мм при длительности импульса 50 фс) линейная дисперсия не играет существенной роли, и ею можно пренебречь при $B \leq 5$. В этом случае вместо численного моделирования уравнения (2) можно воспользоваться его аналитическим решением [13].

Эксперименты проводились с импульсом из стартовой части петаваттного лазера PEARL [14] с длительностью 65 фс, что на 40% больше длительности спектрально ограниченного импульса. Такому увеличению длительности соответствует кубическая фаза с параметром $\beta = 110000 \text{ fs}^3$. Спектр входного импульса показан на рис.2 (кривая 1). Энергия импульса была равна 20 мДж. В качестве нелинейной среды использовалась стеклянная пластина толщиной 1.7 мм. На рис.2,а приведены проинтегрированные по сечению пучка спектры при $B = 3$ и 5. Пробоя оптических элементов при столь больших значениях B -интеграла удалось избежать благодаря пространственной самофильтрации [15]. Несмотря на то что форма спектра входного импульса далека от гауссовой, характерные особенности выходного спектра такие же, как у представленного на рис.1: наблюдаются лишь незначительное уширение спектра и появление узких пиков. Численное моделирование показало, что для спектраль-

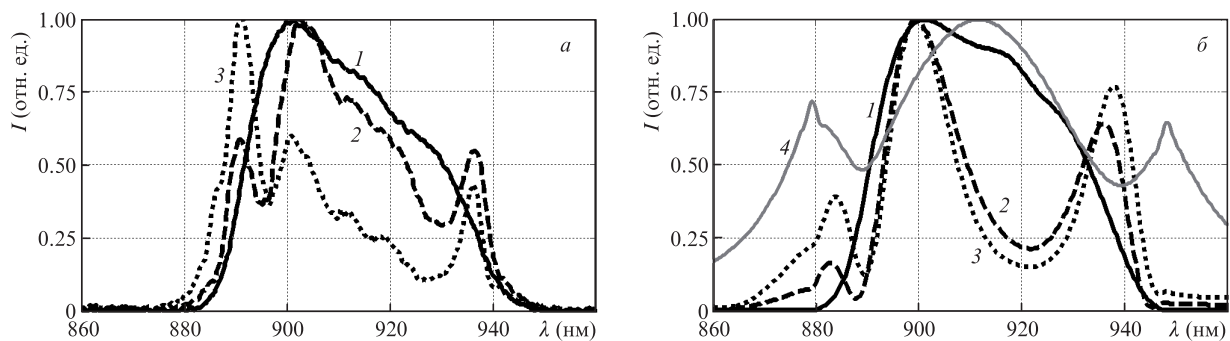


Рис.2. Эспериментальные (а) и теоретические (б) спектры входного (1) и выходного при $B = 3$ (2) и 5 (3) импульсов, а также спектрально ограниченного импульса при $B = 5$ (4).

но ограниченного импульса с таким же спектром имеет место значительно большее уширение спектра (рис.2,б), в то время как поведение спектра импульса с кубической спектральной фазой с $\beta = 110000 \text{ фс}^3$ качественно совпадает с наблюдаемым в эксперименте.

Столь сильная зависимость от спектральной фазы падающего импульса может быть использована для восстановления амплитуды и фазы импульса из набора измерений спектров после фазовой самомодуляции с различными значениями B -интеграла. Разработка алгоритмов восстановления является предметом отдельного исследования.

Рассмотрим, насколько эффективно можно скомпрессировать фазомодулированные импульсы. Мы ограничимся самым простым случаем квадратичного корректора спектральной фазы, в качестве которого могут быть использованы коммерчески доступные дисперсионные зеркала. Математически такая коррекция описывается следующим образом:

$$A_c(t) = F^{-1} \left\{ \exp\left(-\frac{i\alpha\Omega^2}{2}\right) F[A_{\text{out}}(t, z = L)] \right\}, \quad (3)$$

где F и F^{-1} – прямое и обратное преобразование Фурье; $A_{\text{out}}(t, z = L)$ – поле на выходе из нелинейной среды; α – параметр дисперсии корректора. Численно находилось оптимальное значение α_{opt} , при котором достигается максимальный коэффициент увеличения мощности выходного импульса $P_{\text{out}}/P_{\text{in}}$. Спектр входного импульса брался таким же, как и в эксперименте (рис.2,а). Результаты оптимизации приведены на рис.3. Отметим, что в случае гауссова спектра входного импульса результаты оптимизации отличаются незначительно.

Из рис.3 можно сделать следующие выводы. Во-первых, увеличение мощности импульса с кубической фазой практически такое же, как и для спектрально ограниченного импульса. Во-вторых, при оптимальной коррекции увеличение мощности с большой точностью линейно зависит от B -интеграла и описывается формулой

$$P_{\text{out}}/P_{\text{in}} = 1 + B/2.$$

В частности, из этой формулы следует, что мощность P_{out} в случае двухкаскадного сжатия при $B = B_{\text{total}}/2$ в каждом каскаде больше, чем в случае однокаскадного сжатия при

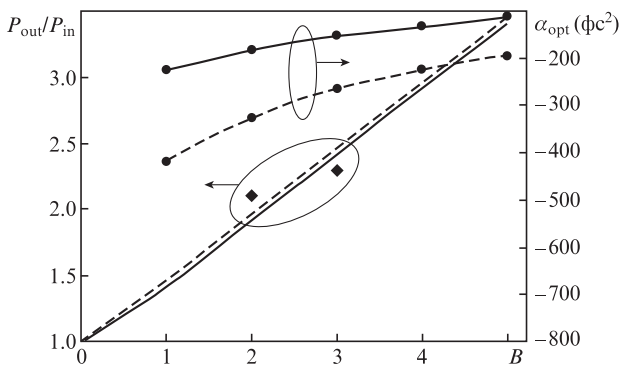


Рис.3. Зависимости коэффициента увеличения пиковой мощности импульса $P_{\text{out}}/P_{\text{in}}$ и соответствующей величины α_{opt} от B -интеграла для спектрально ограниченного импульса (сплошные кривые) и импульса с $\beta = 110000 \text{ фс}^3$ (штриховые кривые). Ромбы – результаты экспериментов.

$B = B_{\text{total}}$. В-третьих, для компрессии импульса с кубической фазой необходима существенно большая дисперсия фазовой корректора α_{opt} , что, видимо, объясняется меньшим уширением его спектра (рис.1 и 2). В-четвертых, большие значения B -интеграла требуют меньших по модулю значений α_{opt} . Если $B \geq 3$, то для компрессии импульса достаточно одного коммерчески доступного дисперсионного зеркала.

Расчеты показали также, что при отклонении α от α_{opt} величина $P_{\text{out}}/P_{\text{in}}$ уменьшается медленно. Например, если $B = 3$, то $P_{\text{out}}/P_{\text{in}}$ уменьшается менее чем на 10% при изменении α от -230 до -100 фс^2 для спектрально ограниченного импульса и от -400 до -170 фс^2 для импульса с $\beta = 110000 \text{ фс}^3$. Следовательно, даже значительная ошибка при расчете и изготовлении дисперсионного зеркала не приведет к заметному уменьшению мощности выходного импульса.

Проведенные нами предварительные эксперименты по коррекции фазы продемонстрировали хорошее согласие с теорией. На рис.3 показаны две экспериментальные точки для $P_{\text{out}}/P_{\text{in}}$. Подробное описание этих исследований будет предметом отдельной публикации.

Нами обнаружен эффект качественного влияния кубической спектральной фазы лазерного импульса на его самомодуляцию в нелинейной среде при любых значениях B -интеграла. В частности, в спектре импульса появляются узкие пики, а уширение спектра существенно меньше, чем для спектрально ограниченного импульса. Теоретически показано, что независимо от величины кубической спектральной фазы исходного импульса, использование дисперсионных зеркал, вносящих только квадратичную фазу, позволяет увеличить мощность выходного импульса примерно в $1 + B/2$ раз.

Работа поддержана Министерством образования и науки РФ (контракт № 14Z50.31.0007).

1. Коржиманов А.В., Гоносков А.А., Хазанов Е.А., Сергеев А.М. *УФН*, **181**, 9 (2011).
2. Mourou G., Mironov S., Khazanov E., Sergeev A. *Eur. Phys. J., Special Topics*, **223**, 1181 (2014).
3. Яковлев И.В. *Квантовая электроника*, **44**, 393 (2014).
4. Knox W.N., Fork R.L., Downer M.C., Miller D.A.B., Chemla D.S., Shank C.V., Gossard A.C., Wiegmann W. *Phys. Rev. Lett.*, **54**, 1306 (1985).
5. Grischkowsky D., Ballant A.C. *Appl. Phys. Lett.*, **41**, 1 (1982).
6. Nisoli M., De Silvestri S., Svelto O., Szipöcs R., Ferencz K., Spielmann C., Sartania S., Krausz F. *Opt. Lett.*, **22**, 522 (1997).
7. Nisoli M., De Silvestri S., Svelto O. *Appl. Phys., Lett.*, **68**, 2793 (1996).
8. Reitze D.H., Weiner A.M., Leaird D.E. *Opt. Lett.*, **16**, 1409 (1991).
9. Rolland C., Corkum P.B. *J. Opt. Soc. Am. B*, **5**, 641 (1988).
10. Миронов С.Ю., Ложкарев В.В., Хазанов Е.А., Муру Ж. *Квантовая электроника*, **43**, 711 (2013).
11. Mironov S., Lassonde P., Kieffer J.C., Khazanov E., Mourou G. *Eur. Phys. J., Special Topics*, **223**, 1175 (2014).
12. Mironov S.Yu., Ginzburg V.N., Gacheva E.I., Silin D.E., Kochetkov A.A., Mamaev Yu.A., Shaykin A.A., Khazanov E.A., Mourou G.A. *Laser Phys. Lett.*, **12**, 025301 (2015).
13. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов* (М.: Наука, 1988, с. 76).
14. Lozhkarev V.V., Freidman G.I., Ginzburg V.N., Katin E.V., Khazanov E.A., Kirsanov A.V., Luchinin G.A., Mal'shakov A.N., Martyanov M.A., Palashov O.V., Poteomkin A.K., Sergeev A.M., Shaykin A.A., Yakovlev I.V. *Laser Phys. Lett.*, **4**, 421 (2007).
15. Mironov S., Lozhkarev V., Luchinin G., Shaykin A., Khazanov E. *Appl. Phys. B: Lasers and Optics*, **113**, 147 (2013).