УДК 621.373

# РЕШЕТОЧНО-ЛИНЗОВАЯ ДИСПЕРСИОННАЯ ЛИНИЯ ЗАДЕРЖКИ

## Ар.А. КИРАКОСЯН

Ереванский государственный университет, Армения

(Поступила в редакцию 21 июля 2011 г.)

Для задач управления и компрессии импульсов в пикосекундном масштабе времен предложена и апробирована дисперсионная линия задержки, основанная на управлении спектральной фазой излучения в устройстве, состоящем из дифракционной решетки и линз.

После первых работ Трейси по применению дифракционных решеток в качестве дисперсионной линии задержки (ДЛЗ), они стали важными элементами для формирования сверхкоротких импульсов и их управления [1,2]. Впоследствии на основе принципа "компрессора Трейси" были разработаны разные модификации ДЛЗ, но на практике чаще применяются двухпроходные схемы на базе пары дифракционных решеток [3-6] или призм [7-12], и схемы стретчеров [13-16]. Недостатком решеточных ДЛЗ, применяемых преимущественно в пикосекундном диапазоне времен, являются большие энергетические потери. Призменные ДЛЗ имеют малые энергетические потери, но их применение ограничено фемтосекундным диапазоном времен. В работах [17,18] экспериментально исследована схема ДЛЗ, состоящая из призмы, пары линз и возвращающего зеркала. Для сообщения импульсу отрицательного или положительного чирпа в задней фокальной плоскости линзы, непосредственно перед зеркалом ставились, соответственно, собирающие и рассеивающие линзы.

В настоящей работе исследована компактная схема ДЛЗ, состоящая из дифракционной решетки и линз, удобная для формирования чирпированных лазерных импульсов в пикосекундном диапазоне времен. Схема предложенной ДЛЗ состоит из дисперсионного элемента в виде дифракционной решетки, расположенной в передней фокальной плоскости линзы и второй линзы и зеркала, расположенных в задней фокальной плоскости первой линзы (рис.1). После дифракционной решетки, плоскости в фокальной линзы, пространственное распределение лазерного пучка повторяет его спектральное распределение. Помещение фазовой маски в фокальной плоскости линзы передает пространственно распределенному спектру лазерного пучка дополнительную фазу. Использование второй линзы в качестве фазовой маски приводит к дополнительной параболической спектральной фазе излучения и к удлинению импульса (при отсутствии его начальной фазы). Причем, чем больше оптическая сила линзы, тем больше величина параболической фазы, передаваемая импульсу и тем больше степень удлинения импульса.



Рис.1. Принципиальная схема устройства: D – диспергирующий элемент,  $L_0$  – линза с фокальным расстоянием  $f_0$ , фазовая маска в виде линзы L с фокальным расстоянием f, M – отражающее зеркало.

В настоящей работе проводилось экспериментальное исследование вышеописанной ДЛЗ, состоящей из дифракционной решетки, пары линз и возвращающего зеркала. Если на входе данного устройства имеем гауссов импульс с шириной спектра  $\Delta \omega_0$ , начальной спектральной фазой  $\phi_0(\omega) = -\beta \omega^2/2$  и длительностью импульса  $\tau_0$ , то относительное удлинение импульса на выходе из устройства составляет

$$\tau/\tau_0 = \sqrt{\left(1 + \Delta\omega_0^4 (\beta + \kappa_0 \alpha^2 / f)^2\right) / \left(1 + \beta^2 \Delta \omega_0^4\right)}, \qquad (1)$$

где  $\tau$  – длительность импульса при выходе из системы,  $\omega = \Omega - \Omega_0$  – смещение текущей частоты  $\Omega$  от центральной  $\Omega_0$ , f – фокальное расстояние линзы,  $k_0 = 2\pi/\lambda$ ,  $\lambda$  – длина волны излучения, а  $\omega$  и поперечная пространственная координата x в фокальной плоскости линзы связаны линейным соотношением  $x = \alpha \omega$  [17]. В частности, когда начальный импульс спектрально ограничен, т.е. начальная спектральная фаза отсутствует ( $\beta = 0$ ), имеем

$$t/\tau_0 = \sqrt{1 + k_0^2 \alpha^4 \Delta \omega_0^4 / f^2}.$$
 (2)

Формула (1) позволяет рассчитать удлинение спектрально ограниченного импульса при его прохождении через устройство (а также величину наведенного чирпа). Для обсуждаемого устройства значение α равно

$$\alpha \equiv \left( dx/d\omega \right)_{\omega_0} = -m\lambda^2 f_0 / 2\pi c d\cos\varphi, \qquad (3)$$

где  $f_0$  – фокальная длина линзы L<sub>0</sub>, d – постоянная решетки, m – порядок дифракции,  $\varphi$  – угол дифракции, c – скорость света [19-21].

Эксперимент проводился квазинепрерывным лазером Antares 76S, с частотой повторения импульсов v = 76 МГц (рис.2). Длина волны излучения со-

ставляла  $\lambda = 1.06$  мкм, средняя мощность p = 6 Вт, длительность импульса на полувысоте  $\tau_0 = 100$  пс, ширина линии  $\Delta \lambda = 16.5$  пм и диаметр пучка 1.3 мм. Лазерный пучок после прохождения через коллиматор С, состоящий из двух собирающих линз с фокальными расстояниями 4 и 20 см, пятикратно расширяясь, попадал на дифракционную решетку с постоянной d = 300 мм<sup>-1</sup>. В эксперименте использовался второй порядок дифракции с углом отражения 50°. Дифракционная решетка и зеркало М были помещены в фокальных плоскостях линзы L<sub>0</sub> с фокальным расстоянием  $f_0 = 65$  см. Пучок, отражаясь от зеркала М, проходил через всю систему в обратной последовательности. Малым поворотом зеркала М начальный и отраженный пучки пространственно разделялись. Отражаясь от зеркала М<sub>1</sub>, пучок падал на нелинейный кристалл (KDP). Вторая гармоника на длине волны  $\lambda = 0.53$  мкм и излучение на основной частоте с длиной волны  $\lambda = 1.06$  мкм разделялись диэлектрическим зеркалом M<sub>2</sub> для  $\lambda = 1.06$  мкм.



Рис.2. Схема экспериментальной установки: С – коллиматор,  $L_0$  – линза, L – линза в качестве фазовой маски,  $L_0$  и  $L_2$  – линзы коллиматора, M, M<sub>1</sub>, M<sub>2</sub> – диэлектрические зеркала для  $\lambda = 1.06$  мкм, G – дифракционная решетка, KDP – нелинейный кристалл-удвоитель частоты,  $\Phi Д$  – фотодетекторы.

При отсутствии линзы L перед зеркалом M в качестве фазового модулятора длительность импульса на входе и выходе из системы остается неизменной. Помещая перед зеркалом M линзу L, мы передаем спектру импульса параболическую фазу, т.е. линейный чирп. То, что с помощью линзы импульс в подобной, но в призменно-спектрометрической схеме, действительно приобретает параболическую фазу, экспериментально продемонстрировано методом спектральной интерферометрии в работе [17].

Для измерения относительного удлинения импульса был использован

метод, основанный на энергетических измерениях импульса до и после нелинейного кристалла, предложенный в работе [22]. Известно, что при прохождении импульса через нелинейный кристалл при постоянстве площади поперечного сечения пучка  $P_{2\omega} \sim P_{\omega}^2$ , где  $P_{2\omega}$  – мощность второй гармоники импульса, а  $P_{\omega}$  – мощность начального импульса.



Рис.3. Зависимость относительного удлинения импульса  $\tau/\tau_0$  от оптической силы линзы 1/f.

Учитывая, что гауссовская форма является хорошей аппроксимацией для лазерного пучка, и то, что гауссовский импульс при получении параболической спектральной фазы сохраняет временную гауссовскую огибающую, можно утверждать, что лазерный импульс при прохождении через описанную установку сохраняет свою форму. Так как при генерации второй гармоники длительность  $\tau_{\omega}$  гауссова импульса и длительность его второй гармоники  $\tau_{2\omega}$  связаны соотношением  $\tau_{\omega} = \sqrt{2}\tau_{2\omega}$ , то из формул (2), (3) легко получить, что

$$\tau_{\omega} \sim E_{\omega}^2 / E_{2\omega} \,, \tag{4}$$

где  $\tau_{\omega}$  – длительность и  $E_{\omega}$  – энергия начального импульса, а  $E_{2\omega}$  – энергия импульса второй гармоники. Тогда для относительного удлинения импульса имеем  $\tau/\tau = (F_{\omega}/F^{2})(F^{2}/F_{\omega})$  (5)

$$\tau/\tau_0 = \left(E_{2\omega}/E_{\omega}^2\right) \left(E_{\omega L}^2/E_{2\omega L}\right),\tag{5}$$

где т,  $E_{\omega L}$  и  $E_{2\omega L}$  – соответственно, длительность, энергия и энергия второй гармоники импульса, когда перед зеркалом М расположена линза L. В эксперименте измерялась средняя мощность импульса, пропорциональная энергии единичного импульса при заданной частоте повторения. На рис.3 пунктирной линией приведена экспериментальная кривая зависимости величины относительного удлинения импульса от оптической силы линзы (1/f). Кривая находится в хорошем соответствии с формулой (2). Видно, что чем больше оптическая сила

линзы, тем больше степень удлинения импульсов. Экспериментальная кривая свидетельствует об удлинении импульса в устройстве до 3<sup>x</sup>.

Таким образом, предложена и экспериментально продемонстрирована решеточно-линзовая ДЛЗ, состоящая из дифракционной решетки и линзы, по схеме стандартного решеточного спектрометра и, дополнительно, линзы в качестве фазового модулятора и возвращающего зеркала, помещенных в фокальной плоскости спектрометра. Степень удлинения импульса зависит от оптической силы линзы: чем больше оптическая сила линзы, тем больше степень удлинения импульса. Предложенная система может быть использована в пикосекундном диапазоне времен для формирования чирпированных импульсов заданной длительности (с заданным чирпом).

Автор выражает благодарность Л.Х. Мурадяну и Г.Л. Есаяну за ценные замечания и конструктивные обсуждения.

## ЛИТЕРАТУРА

- 1. E.B.Treacy. Phys. Lett., A28, 34 (1968).
- 2. E.B.Treacy. IEEE J. Quantum Electron., 5, 454 (1969).
- 3. J.D.McMullen. Appl. Opt., 18, 737 (1979).
- 4. **O.E.Martinez.** J. Opt. Soc. Am. B, **3**, 929 (1986).
- 5. I.P.Christov, I.V.Tomov. Opt. Comm., 58, 338 (1986).
- 6. R.L.Fork, O.E.Mortinez, J.P.Gordon. Opt. Lett., 9, 150 (1984).
- 7. Zs.Bor, B.Racz. Opt. Comm., 54, 165 (1985).
- 8. J.D.Kafka, T.Baer. Opt. Lett., 12, 401 (1987).
- 9. F.Salin, A.Brun. J. Appl. Phys., 61, 4736 (1987).
- 10. M.Nakazawa, T.Nakashima, H.Kubota, S.Seikai. J. Opt. Soc. Am. B, 5, 215 (1988).
- 11. Z.Cheng, F.Krausz, Ch.Spielmann. Opt. Comm., 201, 145 (2002).
- 12. S.Akturk, X.Gu, M.Kimmel, R.Trebino. Opt. Expr., 14, 10101 (2006).
- 13. Г.И.Фрейдман, И.В.Яковлев. Квант. Электрон., 37, 147 (2007).
- 14. I.Thomann, E.Gagnon, et al. Optics Express, 12, 3493 (2004).
- 15. J.Jiang, Z.Zhang, T.Hasama. J. Opt. Soc. Am. B, 19, 678 (2002).
- 16. Z.Zhang, T.Yagi, T.Arisawa. Appl. Opt., 36, 3393 (1997).
- 17. М.А.Калашян, К.А.Паланджян, Т.Дж.Хачикян, Т.Г.Мансурян, Г.Л.Есаян, Л.Х.Мурадян. Письма в ЖТФ, 35, 29 (2009).
- 18. А.А.Киракосян, К.А.Паланджян, М.А.Калашян, А.С.Зейтунян, Г.Л.Есаян, Л.Х.Мурадян. Патент Армении, АМ No.2178 A2 (2008).
- 19. В.В.Лебедева. Экспериментальная оптика, М., МГУ, 2005.
- 20. A.M.Weiner, S.Oudin, D.E.Leaird, D.H.Reitze, J. Opt. Soc. Am. A., 10, 1112 (1993).
- 21. A.M.Weiner. Prog. Quant. Electr., 19, 161 (1995).
- 22. W.L.Smith, J.H.Bechtel. J. Appl. Phys., 47, 1065 (1976).

#### GRATING-LENS DISPERSIVE DELAY LINE

#### Ar.A. KIRAKOSYAN

For the problems of pulse control and compression in the picosecond time scale, a dispersive delay line, based on the radiation spectral phase management in the device consisting of the diffraction grating and lenses, is proposed and probated.