

负啁啾高强度飞秒脉冲在正常色散材料中传输特性研究^{*}

刘 军[†] 陈晓伟 刘建胜 冷雨欣 朱 毅 戴 君 李儒新 徐至展

(中国科学院上海光学精密机械研究所强场激光物理国家重点实验室, 上海 201800)

(2005 年 4 月 27 日收到, 2005 年 11 月 24 日收到修改稿)

利用块状正常色散材料作非线性介质, 实验研究了负啁啾强激光飞秒脉冲在正常色散材料的传输过程中, 脉冲波形及频谱随入射脉冲能量的变化特性. 实验发现, 负啁啾脉冲经过材料后激光光谱在被整形和压缩的同时, 脉冲宽度也被压缩. 实验获得的压缩脉冲宽度短于相等光谱宽度下的双曲正割转换极限脉冲宽度. 数值模拟结果显示, 在实验条件下模拟结果具有同样的变化特性.

关键词: 飞秒脉冲, 自压缩, 负啁啾, 自聚焦

PACC: 4265J, 5235M

1. 引 言

过去的十几年里, 由于在激光雷达^[1]、大气污染遥测^[2]以及激光微加工等众多领域的潜在应用, 飞秒激光脉冲在气体、液体及固体透明材料中的传输特性得到了大量的理论和实验研究^[1-10]. 高强度飞秒脉冲在透明材料的传输过程中, 当激光脉冲功率大于介质材料的自聚焦阈值功率时, 激光脉冲诱导介质的三阶非线性电极化. 这种电极化产生依赖光强的克尔效应. 对于高斯光束和正克尔介质, 光强在介质中心诱导的折射率高, 边缘折射率低, 从而形成一类透镜. 入射光束在通过这类透镜介质时, 光束会聚而产生自聚焦作用. 在自聚焦过程中, 介质中的激光光强不断增强. 当这个强度达到介质的电离阈值时, 电离作用在介质中便产生低密度等离子体. 这种等离子体产生散焦作用. 在自聚焦和散焦共同作用下, 激光脉冲在介质中产生很长一段等离子体通道. 在研究过程中, 人们发现了脉冲成丝^[3]、超连续光产生^[4]、三次谐波^[5]、锥形辐射^[6]、脉冲分裂^[7]以及脉冲压缩^[8]等众多非线性光学现象.

理论和实验研究均表明, 一定条件下, 强激光飞秒脉冲通过克尔介质材料后, 自聚焦效应会使脉冲在时间和空间上均被压缩^[8-10]. 在过去的研究中, 人们对脉冲的啁啾对传输特性的影响也进行了一些研

究. 这些研究主要集中在对光纤中的负啁啾脉冲的传输特性的探讨, 发现了负啁啾脉冲在光纤传输过程中光谱被压缩的现象^[11-13]. 由于光纤对能量的限制, 在光纤中的脉冲光强不是很强, 因而有很多非线性效应没有出现. 然而, 在强激光飞秒脉冲传输研究中, 很少考虑脉冲啁啾的影响. Diddams 等^[14]实验研究了啁啾飞秒脉冲通过 2.54 cm 长的熔融石英玻璃后的脉冲及光谱特性, 发现出射激光脉冲的光谱被压缩变窄的同时激光脉冲发生分裂. 本文在更高入射功率密度(500 GW/cm²)下, 实验研究了负啁啾飞秒激光脉冲通过更短玻璃材料(3 mm 厚 BK7 玻璃)后的光谱和脉冲特性. 我们发现出射激光脉冲的光谱被压缩变窄的同时, 脉冲也被压缩到小于入射无啁啾脉冲宽度的现象. 实验中我们获得的压缩脉冲短于相等光谱宽度时双曲正割转换极限的脉冲宽度. 数值模拟研究结果也显示光谱和脉冲有同样的变化特性.

2. 实 验

实验所用激光脉冲由商用 1 kHz 啁啾脉冲放大激光系统(Spectra Physics 公司产品)产生, 单脉冲能量约为 500 μ J, 脉冲宽度约为 50 fs, 中心波长为 800 nm. 激光光束质量参量 M^2 约为 1.3, 光束口径为 7 mm(峰值功率的 $1/e^2$ 处), 光谱半高全宽(FWHM)约

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 69925513, 19974058)和上海市科学技术委员会基础研究重大项目资助的课题.

[†] E-mail: jliu@siom.ac.cn

为 22 nm. 激光器输出的光束首先经过中心波长为 800 nm 的半波片及介质膜偏振片, 此系统用来连续调节激光能量. 随后, 激光束经 1 m 焦距的透镜聚焦在空气中, 一块玻璃片放在焦点后, 被用作正常色散材料. 透过玻璃片后的激光束再经焦距为 0.5 m 的镀银凹面反射银镜准直. 一块分束片将光分成两路, 其中反射光被送入 SpectraPro-300i 型光栅光谱仪 (Acton Research 公司产品) 测量激光光谱, 或被送入 LBA-300PC 型电荷耦合器件 (CCD) 测量输出光束的光斑强度分布, 透射光被送入直接电场重建光谱相位干涉 (SPIDER) 超短脉冲测量仪 (APE 公司产品) 测量脉冲宽度及光谱相位. 在实验装置中, 凹面反射镜及其后反射镜为镀银反射镜.

3. 实验结果及分析

实验中我们利用一块 3 mm 厚的 BK7 玻璃作为正常色散材料. 玻璃垂直于入射光束放在在透镜焦点后 145 mm 处, 相应玻璃上的光斑口径约为 1.0 mm. 因此当入射脉冲能量为 0.05 和 0.30 mJ 时, 玻璃表面上脉冲峰值功率和峰值功率密度分别为 10^9 W 和 10^{11} W/cm² 量级. 实验中我们通过转动半波片来连续改变入射到玻璃表面上的脉冲能量. 入射脉冲能量是在聚焦透镜后测得的数值. 负啁啾脉冲通过增加 1 kHz 激光系统的压缩器光栅间距获得, 调节光栅间距使脉冲宽度由无啁啾时的 50 fs 展宽为 74 fs. 图 1 给出了入射脉冲经过玻璃后, 出射脉冲的光谱 FWHM 和脉冲宽度随入射脉冲能量的变化关系. 由图 1 可见, 随着入射脉冲能量的增大, 出射脉冲的光谱宽度被压缩变窄. 在入射脉冲能量为 0.15 mJ 时, 光谱最窄. 出射脉冲在光谱被压缩变窄的同时, 脉冲宽度不是被展宽, 而是在不断被压缩. 其后, 随着入射脉冲能量继续增加, 光谱又逐渐展宽, 而出射脉冲宽度继续被压缩.

实验中看到的出射脉冲的光谱被压缩变窄现象是由自相位调制作用引起的. 我们知道自相位调制是脉冲传输过程中的基本作用, 可用表达式

$$\delta\omega(t) = -\frac{\partial\varphi_{NL}}{\partial t} \propto -\frac{\partial}{\partial t}|E(t)|^2$$

来表示. 由此可知, 在脉冲前沿 $\delta\omega < 0$, 而在脉冲后沿 $\delta\omega > 0$. 一般而言, 无啁啾和正啁啾脉冲在传输过程中, 自相位调制作用使脉冲光谱展宽. 对于负啁啾脉冲, 脉冲前沿是高频分量, 后沿是低频分量. 因此自相位调制在前后沿的作用是使光谱向中心压缩,

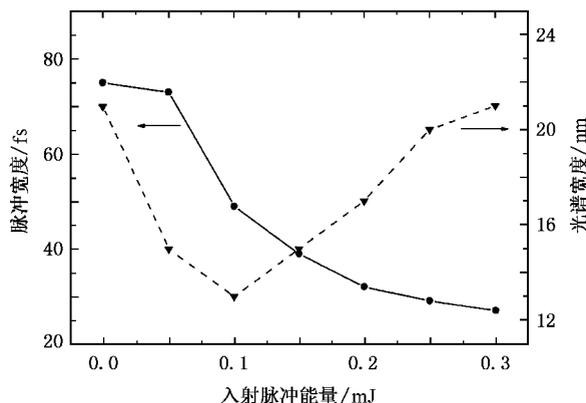


图 1 负啁啾飞秒脉冲经过 3 mm 厚 BK7 玻璃后, 出射脉冲的光谱 FWHM 和脉冲宽度随入射脉冲能量的变化关系

从而使入射脉冲光谱压缩变窄. 在激光光谱压缩变窄的同时, 随着入射脉冲能量增加自聚焦效应增强, 其他的自陡峭、多光子电离等非线性效应使得光谱开始展宽, 而且光谱由高斯型变为洛伦兹型, 从而在相同光谱宽度情况下, 可以支持更短脉冲宽度的脉冲输出因而压缩脉冲.

图 2 是入射脉冲能量分别为 0.10, 0.15 和 0.25 mJ 时, 实验测得出射脉冲的脉冲宽度、光谱和光谱相位. 由图 2 可见, 当入射脉冲能量为 0.10 mJ 时, 出射脉冲光谱由于自相位调制效应, 两侧光谱向中心压缩而窄化为 13 nm, 光谱形状变化小, 实验测得出射脉冲的宽度为 49 fs. 当入射脉冲能量增大到 0.15 mJ 时, 出射脉冲光谱开始展宽, 且在光谱底端的两侧产生新的光谱分量. 光谱形状由初始的高斯型变为近洛伦兹型. 实验测得出射脉冲宽度为 39 fs, 短于 15 nm 相同光谱宽度时双曲正割转换极限脉冲宽度 44 fs. 当入射脉冲能量增大到 0.25 mJ 时, 中心光谱还在被压缩变窄, 而在光谱两侧底端突起新的光谱成分不断增强. 这种结果使得光谱形状变成洛伦兹型, 而相应输出脉冲宽度为 29 fs, 短于 20 nm 相同光谱宽度时双曲正割转换极限脉冲宽度 33 fs. 实验中, 我们发现当入射脉冲能量由 0.25 mJ 变化到 0.30 mJ 时, 出射脉冲宽度变化很小. 这说明压缩脉冲有一相对大的能量稳定范围.

用光栅光谱仪测得出射脉冲的光谱和 SPIDER 测得出射脉冲光谱相位做傅里叶变换, 这样重建的脉冲如图 3(a) 中的虚线所示. 重建的脉冲和 SPIDER 测得的脉冲形状符合很好. 这证明了我们实验中 SPIDER 测得的数据是可信的. 图 3(b) 虚线为洛伦兹拟合的光谱曲线, 由图可见实验所测激光光谱形

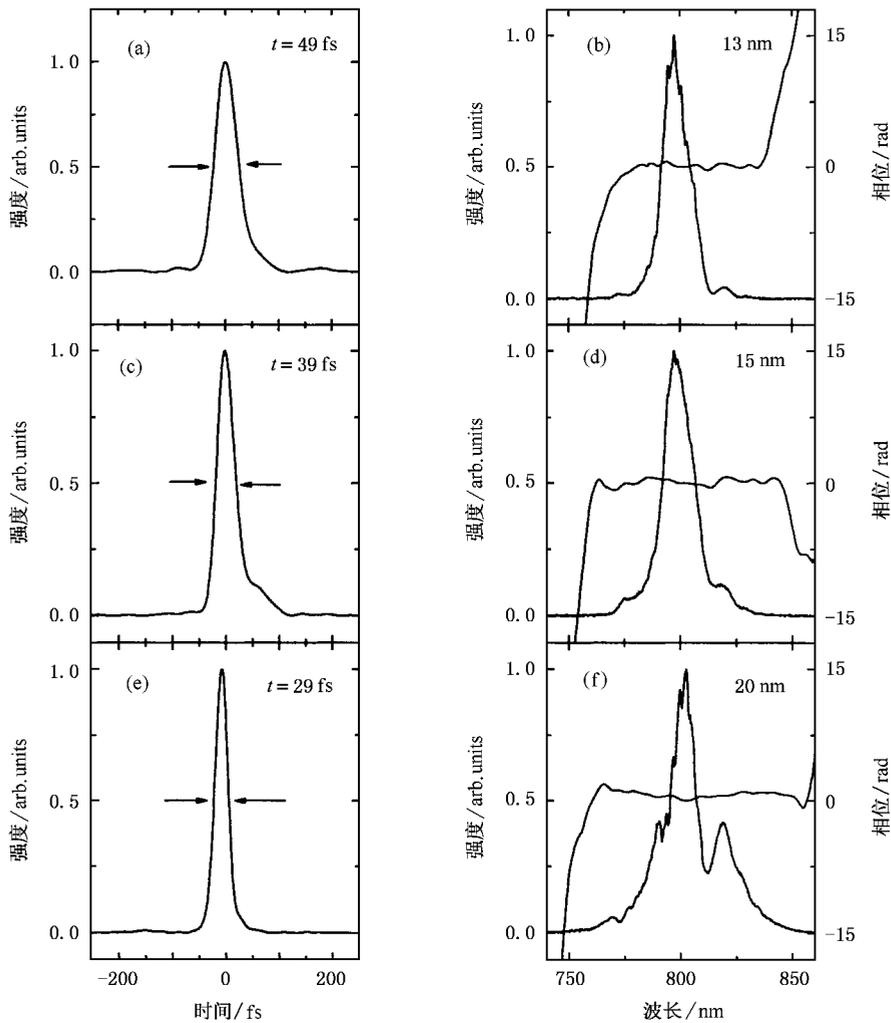


图2 负啁啾飞秒脉冲通过3 mm厚BK7玻璃后,不同入射脉冲能量测得的出射脉冲时域形状、光谱形状及光谱相位 (a)(b)入射脉冲能量为0.10 mJ;(c)(d)入射脉冲能量为0.15 mJ;(e)(f)入射脉冲能量为0.25 mJ

状与洛伦兹曲线符合很好.我们还用CCD测量了出射光束的空间强度分布,如图3(a)的内插图所示,由图可见出射光束呈现很好的空间模式质量,并且出射光束空间模式质量比入射光束有所改善.图3(c)(d)给出了入射负啁啾脉冲的脉冲形状、光谱及光谱相位.入射脉冲宽度由无啁啾时的50 fs展宽到74 fs,负啁啾脉冲的光谱相位向下弯曲.

实验中还将玻璃放置在焦点后的不同位置,均发现了出射脉冲的光谱宽度和脉冲宽度同时被压缩的现象.我们将一块9.5 mm厚的BK7玻璃放在焦点后240 mm处,当入射脉冲能量为0.20 mJ时,发现脉冲光谱由初始的22 nm被压缩到了11 nm,而出射脉冲宽度为61 fs,接近11 nm的双曲正割转换极限脉冲宽度.同时还发现,当激光强度足够强时负啁啾脉

冲聚焦经过空气后,激光光谱和脉冲宽度同时被压缩变窄的现象^[15,16].由此可见,高强度负啁啾飞秒激光脉冲通过正常色散材料后的脉冲光谱和脉冲宽度同时被压缩是一种普遍的现象.我们可以这样理解该现象的物理过程:在入射脉冲光强较低时,负啁啾自相位调制效应使得脉冲光谱被压缩,同时材料的正色散和自相位调制引入的正啁啾补偿负啁啾而压缩脉冲.随着入射脉冲光强增加,自聚焦效应增强,这种自聚焦效应会使脉冲在时间和空间均被压缩^[8-10].而且,随着入射光强增加,自相位调制、自陡峭和多光子电离等非线性效应使得脉冲光谱从两个底端开始展宽,光谱由高斯型变为洛伦兹型,从而在相同光谱宽度情况下,可以支持更短脉冲宽度的脉冲输出.

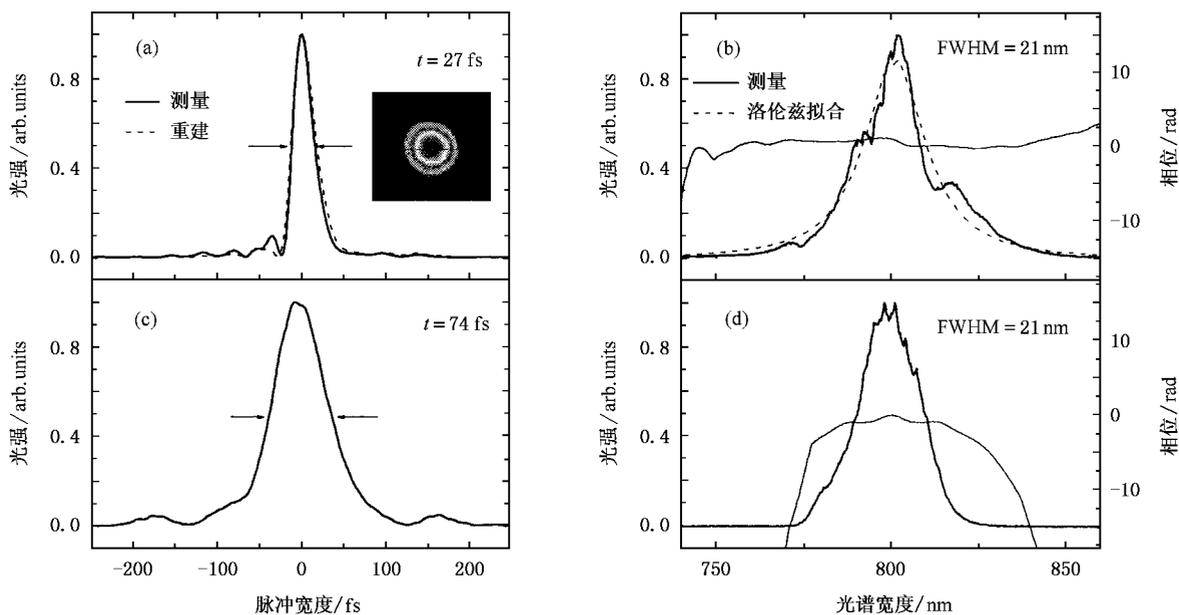


图 3 出射脉冲和入射脉冲的形状、光谱和光谱相位 (a)实线为入射脉冲能量为 0.30 mJ 时测得的出射脉冲形状,虚线是利用光谱仪测得的光谱和 SPIDER 测得相位的恢复脉冲形状,内插图是 CCD 测得的出射光束的光斑 (b)实线为实验测得的光谱形状和光谱相位,虚线为实验所测光谱的洛伦兹函数拟合光谱曲线 (c)(d)为负啁啾脉冲的时域形状、光谱形状和光谱相位

4. 数值模拟

超短激光脉冲在正常色散介质中的传播特性一般利用非线性薛定谔方程来描述.在数值模拟中,我们考虑传播过程中的衍射、自聚焦、群速度色散以及

多光子电离项的影响.

选择 BK7 玻璃作为非线性介质, BK7 玻璃材料的非线性系数为 $n_2 = 3.45 \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$, 自聚焦阈值功率为 1.8 MW^[17].在模拟中,初始脉冲由 50 fs 负啁啾展宽到 75 fs,光谱宽度的 FWHM 为 22 nm,玻璃入射表面激光功率密度为 $7.25 \times 10^{11} \text{ W}/\text{cm}^2$.

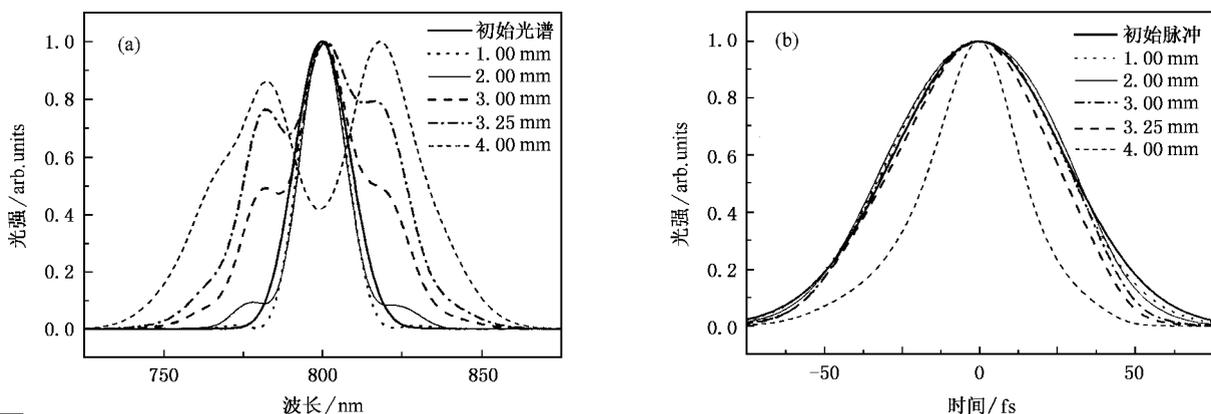


图 4 数值模拟激光光谱形状随激光在 BK7 玻璃中传输距离的演化情况(a)和脉冲形状随激光在 BK7 玻璃中传输距离的演化情况(b)

数值模拟结果如图 4 所示.模拟结果显示,随着脉冲在材料中传播,光谱中心在逐渐压缩变窄,两边则有光谱慢慢突起,如图 4(a)所示.数值模拟的光谱变化规律与实验结果符合很好.同时,我们也可以发现脉冲在被压缩,且脉冲形状由高斯型变为洛伦

兹型.模拟结果显示脉冲压缩比相对实验结果偏低,这可能是由于在模拟过程中没有考虑介质的五阶非线性效应影响.文献[8]分析表明,在入射光强足够强时,介质的五阶非线性系数对脉冲压缩起着重要作用.总体而言,数值模拟结果定性证明了负啁啾

脉冲通过正常色散材料后光谱和脉冲被整形压缩的特性.

5. 结 论

本文对高强度负啁啾飞秒脉冲在正常色散材料中的传输特性做了详细的实验研究,分析了出射脉冲的脉冲宽度、光谱宽度随入射脉冲能量的变化规

律. 实验中,我们发现了高强度负啁啾飞秒脉冲通过正常色散材料后,飞秒脉冲的光谱宽度和脉冲宽度同时被压缩的现象.同时,还研究了自压缩脉冲的光谱和脉冲宽度的变化特性.实验发现出射脉冲的光谱在自相位调制和自聚焦的共同作用下,由高斯型变成洛伦兹型.实验获得了相同光谱宽度下,短于双曲正割转换极限宽度的压缩脉冲.数值模拟结果显示了这种光谱和脉冲被整形压缩的现象.

-
- [1] Kasparian J , Sauerbrey K , Mondelain D *et al* 2000 *Opt. Lett.* **25** 1397
- [2] Wöste L , Wedekind C , Wille H *et al* 1997 *Laser Optoelektron.* **29** 51
- [3] Braun A , Korn G , Liu X *et al* 1995 *Opt. Lett.* **20** 73
- [4] Kosareva O G , Kandidov V P , Brodeur A *et al* 1997 *Opt. Lett.* **22** 1332
- [5] Yang H , Zhang J , Zhao L Z *et al* 2003 *Phys. Rev. E* **67** 015401
- [6] Nibbering E T J , Curley P E , Grillon G *et al* 1996 *Opt. Lett.* **21** 62
- [7] Zozulya A A 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 1430
- [8] Koprnikov I G , Suda A , Wang P *et al* 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 3847
- [9] Wagner N L , Gibson E A , Popmintchev T *et al* 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 173902
- [10] Ryan A T , Agrawal G P 1995 *Opt. Lett.* **20** 306
- [11] Oberthaler M , Höpfel R A 1993 *Appl. Phys. Lett.* **63** 1017
- [12] Planas S A , Pires Mansur N L , Brito Cruz C H *et al* 1993 *Opt. Lett.* **18** 699
- [13] Washburn B R , Buck J A , Ralph S E 2000 *Opt. Lett.* **25** 445
- [14] Diddams S A , Eaton H K , Zozulya A A *et al* 1998 *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.* **4** 306
- [15] Chen X W , Liu J , Zhu Y *et al* 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 3665 (in Chinese) [陈晓伟、刘 军、朱 毅等 2005 物理学报 **54** 3665]
- [16] Liu J , Chen X W , Zhu Y *et al* 2005 *CLEO/QELS Conference* (Baltimore : OSA and LEOS) J-E95
- [17] Ranka K , Gaeta A L 1998 *Opt. Lett.* **23** 534

Properties of the propagation of negatively chirped femtosecond pulses in normally dispersive media^{*}

Liu Jun[†] Chen Xiao-Wei Liu Jian-Sheng Leng Yu-Xin Zhu Yi Dai Jun Li Ru-Xin Xu Zhi-Zhan

(*State Key Laboratory of High Field Laser Physics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China*)

(Received 27 April 2005 ; revised manuscript received 24 November 2005)

Abstract

We experimentally studied the temporal and spectral characteristics of the output pulses after the negatively chirped pulses passed through normally dispersive media. The spectrum of the pulse is narrowed and reshaped due to strong self-actions. The pulse is self-compressed, instead of broadening, accompanied with the spectrum narrowing in the experiment. For the same spectral bandwidth, shorter than sech^2 transform-limited self-compressed femtosecond pulses are obtained. The simulation result is in agreement with the experiment.

Keywords : femtosecond pulses, self-compression, negative chirp, self-focusing

PACC : 4265J, 5235M

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 69925513, 19974058) and the Major Basic Research Program of the Committee of Science and Technology of Shanghai, China.

[†] E-mail : jliu@siom.ac.cn