

用光栅压缩受激布里渊后向散射脉冲

杨镜新 孟绍贤 钱列加 逯其荣

(中国科学院上海光机所, 201800)

摘要: 本文报道了使用光栅压缩器对后向受激布里渊散射(SBS)脉冲的时间压缩。实验结果表明后向SBS是以线性扫频为主要成份, 获得了脉宽为40 ps的 $1.06\ \mu\text{m}$ 压缩脉冲, 压缩比为20倍。

关键词: 光栅压缩系统, 啁啾脉冲, 受激布里渊散射

Compression of stimulated Brillouin scattering pulse by grating compressor

Yang Jingxin, Meng Shaoxian, Qian Liejia, Lu Qirong

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai)

Abstract: This paper reports the compression of SBS pulses by grating compression. It was found that SBS pulse is dominated by the linear frequency sweep and 40 ps single pulses can be obtained with a compression factor of 20.

Key words: stimulated Brillouin scattering (SBS), chirp pulse, grating compression

引 言

用受激布里渊后向散射的时间压缩后的脉冲再经过受激喇曼后向散射的时间压缩(级联压缩), 已经使4ns左右的激光脉宽被压缩至9ps左右^[1]。采用光纤和衍射光栅相结合的脉宽压缩技术, 能用于产生超短光脉冲。已经报道的最短的压缩脉宽为8fs^[2]。而采用光纤、光栅对和棱镜对的组合, 已产生6fs的光脉冲^[3]。光纤、光栅对的组合不仅能用于压缩脉宽, 更重要的是, 采用光纤-光栅压缩系统的啁啾脉冲放大(OPA)技术可用于获得大能量的超短光脉冲。这是目前获得大能量超短光脉冲的有效方法, 其主要特点是利用了激光脉冲在光纤传输过程中所产生的自位相调制(SPM)和群速度色散(GVD)作用。脉冲被展宽, 然后进入放大器, 脉冲被放大后, 采用光栅对进行脉宽压缩, 产生具有短脉宽和大能量的脉冲。

本文采用一种新的级联脉宽压缩方法, 用受激布里渊后向散射的时间压缩和光栅压缩器的组合, 把脉宽为5 ns, 波长为 $1.06\ \mu\text{m}$ 的激光脉冲压缩为40 ps, $1.06\ \mu\text{m}$ 的脉冲。从调Q振荡器中输出的激光脉冲宽度约为5 ns左右, 经布里渊后向散射后, 其脉宽被压缩至800 ps左右, 然后采用光栅压缩系统进行压缩至40 ps。光栅压缩系统的压缩比为20倍。实验结果

表明了后向布里渊散射脉冲是一种以线性扫频为主要成份的啁啾脉冲。

原理分析

众所周知,一对互相平行放置的衍射光栅可以作为一个线性啁啾脉冲压缩系统^[4]。当一个脉冲经过此光栅系统时,脉冲的不同光谱分量所走过的路程是不同的。其群延迟时间和频率之间的关系可表示为^[4]

$$\tau = \tau_0 - \frac{(\omega - \omega_0)}{\mu} + O(\omega - \omega_0)^2 \quad (1)$$

$$\text{这里 } \tau_0 = bc^{-1}(1 + \cos \theta); \quad \mu^{-1} = \frac{4\pi^2 cb}{\omega^3 d^2 \{1 - [(2\pi c/\omega d) - \sin \gamma]^2\}},$$

b 为光栅对之间的距离, γ 为入射角, θ 为入射光束与一级衍射光束之间的夹角, d 为光栅常数, c 为光速。当 $\Delta\omega/\omega_0 \ll 1$ 时, 第三项 $O(\omega - \omega_0)^2$ 可以忽略。这样, 一个脉冲通过光栅压缩系统时, 其相移为

$$\phi = \phi_0 + \tau_0(\omega - \omega_0) - \frac{(\omega - \omega_0)^2}{2\mu} \quad (2)$$

或者表示为

$$\phi(\omega) = \phi_0 + bc^{-1}(1 + \cos \theta)(\omega - \omega_0) - \frac{b\lambda_0^3}{4\pi c^2 d^2} \frac{(\omega - \omega_0)^2}{[1 - (\lambda/d - \sin \gamma)^2]} \quad (3)$$

假设一入射光波的表达式为

$$B(t) = A(t) \exp[i\varphi(t)] \exp[-i\omega_0 t]$$

$A(t)$ 和 $\varphi(t)$ 分别为振幅调制项和位相调制项。为了找出通过光栅压缩系统后的光脉冲表达式, 将入射光波的表达式进行傅里叶变换, 然后乘上 $\exp[i\phi(\omega)]$ 的傅里叶逆变换。这里 $\phi(\omega)$ 就是光波通过光栅对时的相移。输出光脉冲的表示式为

$$B(t') = \int \frac{d\omega}{2\pi} \exp(-i\omega t') \exp(i\phi(\omega)) \times \int dt \exp(i\omega t) A(t) \exp(i\varphi(t)) \exp(-i\omega_0 t) \quad (4)$$

把(3)式代入上式得

$$B(t'') = \int \frac{d\omega}{2\pi} \exp(-i\omega t'') \exp(i\phi_0) \exp[i\tau_0(\omega - \omega_0)] \exp\left[\frac{-i(\omega - \omega_0)^2}{2\mu}\right] \times \int dt \exp(i\omega t) A(t) \exp[i\varphi(t)] \exp(-i\omega_0 t) \quad (5)$$

对(5)式积分, 并设 $t' = t'' - \tau_0$, 则得

$$B(t' + \tau_0) = \left(\frac{\mu}{2\pi}\right)^{1/2} \exp\left\{i\left[\phi_0 - \frac{\pi}{4} - \omega_0(t' + \tau_0)\right]\right\} \times \int A \exp(i\varphi) \exp\left[i\frac{\mu}{2}(t - t')^2\right] dt \quad (6)$$

这就是输出脉冲的表示式。

如果 $\varphi(t) = -\frac{1}{2}\mu t^2$, 则输入到光栅压缩装置中的光脉冲为 $A \exp\left[-i\left(\omega_0 t + \frac{1}{2}\mu t^2\right)\right]$,

这表示是一个具有线性频率啁啾率 μ 的脉冲。则第(6)式中的积分部分就成为 $\exp[i(\mu/2)t'^2]$ $\cdot \int A(t) \exp(-i\mu t' t) dt$ 。从这一式子中可清楚地看出,如果输出脉冲的振幅 $A(t)$ 足够光滑,足够长,积分中的位相部分足够小,则 $\exp[i(\mu/2)t'^2]$ 这一项就表明了输出脉冲的扫频与输入脉冲完全反向,即由正啁啾经过光栅对后成为负啁啾脉冲。这就说明了衍射光栅能够用来对输入脉冲进行啁啾补偿。输出脉冲就是一个被压缩了的脉冲。同样,采用衍射光栅对能够判断输入脉冲是否是线性啁啾脉冲。如果不是完全线性的而是部份线性频率的啁啾脉冲,则此脉冲经过光栅压缩后也能有所压缩。

我们对光脉冲在布里渊盒中的传输过程进行了分析。产生受激布里渊后向散射的关键之一是楔形的光波导^[5],这可以用透镜聚焦来实现。在焦点附近,功率密度增加,使入射到布里渊盒中的脉冲前沿达到SBS的阈值。而另一方面,当脉冲在布里渊盒中传输时,由于入射光强足够高,就会引起非线性极化效应所导致的折射率变化。由于焦点附近尺寸较小,使布里渊盒中焦点区的局部光强可显著高于其它区域,引起更大的折射率变化 Δn 。由于局部区域持续时间极短的折射率变化的存在,就会引起以后经过该区域的一部份传输光束的位相在布里渊盒中发生快速脉冲调制式的变化,即自位相调制。

因此入射到布里渊盒中的激光脉冲在后向散射过程中,不仅被压缩,而且由于自位相调制的存在,布里渊脉冲就有可能是一个具有线性啁啾成份的脉冲。为了从实验上证实这一判断,我们利用了光栅对能够压缩具有线性成份的啁啾脉冲这一特点,采用光栅压缩系统来进一步压缩后向受激布里渊散射脉冲。

实验装置及结果

具体的压缩实验装置如图1所示。振荡器腔长为50cm,采用一根 $\phi 6 \times 80$ mm的YAG棒作为激活介质,双灯泵浦。激光输出镜采用平面镜,用BDN染料进行激光调Q,输出镜的透射率为80%,振荡器输出的激光脉宽为5ns,脉冲能量为80mJ左右,重复率为1pps。由一块格兰棱镜和一块 $1.06 \mu\text{m}$ 的 $1/4$ 波片组成光路去耦。由于腔内BDN染料盒与YAG棒成布鲁斯特角放置,所以输出的光脉冲为线偏振光,以使后向受激布里渊脉冲能得以从格兰棱镜射出。布里渊盒前面的会聚透镜的焦距为65cm,布里渊盒内充以 CCl_4 液体,盒总长为1m。振荡器输出的激光脉冲经过格兰棱镜和 $1/4$ 波片后,由透镜会聚到布里渊盒中。经过布里渊

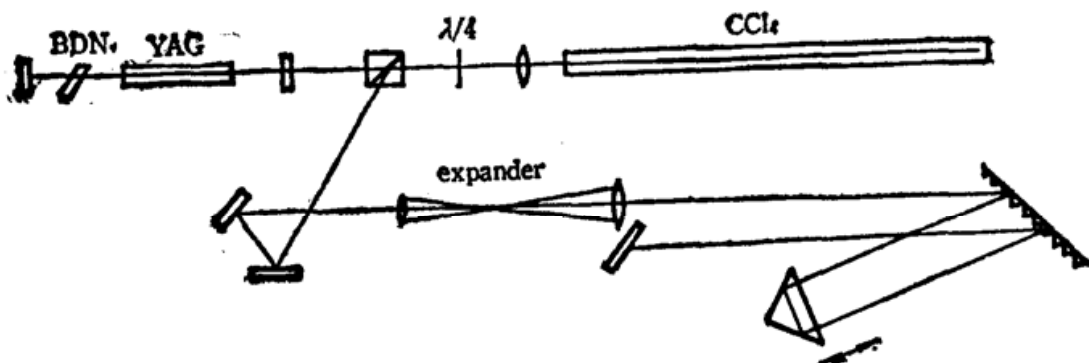


Fig. 1 Experimental setup

压缩后的受激布里渊后向散射脉冲到达去耦光路,从格兰棱镜射出后进入扩束系统。因为较大的入射光束口径可以获得比较好的脉宽压缩效果^[6],所以我们将光束口径为 $\phi 6\text{ mm}$ 的后向受激布里渊散射脉冲用一个望远镜扩束系统扩为直径达 $\phi 10\text{ mm}$ 的光束。此外,光束扩束的好处,还在于尽可能使光脉冲能以平行光入射到光栅压缩系统中,以保证入射光脉冲的各光谱分量的入射角尽可能地相同,并且能使衍射光栅得到有效地保护,不致于被输入激光脉冲的高能量密度所破坏^[7]。为了有效地保护光栅压缩系统,对入射光束的波面质量要求较高。否则,光脉冲波面上的局部的高功率密度也能使光栅受到破坏。要求振荡器输出的是单横模。由于受激布里渊后向散射具有位相共轭作用,所以从格兰棱镜出射的光脉冲的波面基本不变,经过扩束系统后,就使光束能量基本上能均匀分布。光栅采用的是一块 $50 \times 90\text{ mm}^2$ 的全息光栅,表面镀铝,1200 线/mm。光栅压缩系统采用利特罗结构,用一块棱镜使光束折返,二次通过光栅。这种排布实际上就相当于二个互相平行放置的光栅,即光栅对压缩系统。光束折返棱镜安置在一根导轨上,棱镜可沿导轨前后移动。仔细调整导轨与光栅之间的相对位置,以使棱镜在导轨上移动时,光束的折返位置不变。光脉冲从光栅压缩系统出来后,进入条纹相机进行脉冲宽度测量。为了调整方便,受激布里渊后向散射脉冲经倍频后,用 $0.53\ \mu\text{m}$ 的绿光进行光路调整。由于 $0.53\ \mu\text{m}$ 的绿光经光栅衍射后的第二级衍射光和 $1.06\ \mu\text{m}$ 红外光的一级衍射完全重合,所以当调整光栅压缩系统时,用 $0.53\ \mu\text{m}$ 的绿光的二级衍射来进行光路调整是极为方便的。而压缩的是 $1.06\ \mu\text{m}$ 激光经光栅压缩系统的一级衍射。实验时只要拿掉倍频晶体,就可以进行脉宽测量。入射光束与光栅的入射角为 60° 。

我们用条纹相机测量了受激布里渊后向散射的脉冲宽度以及经过光栅压缩系统后的脉宽。其中测得布里渊脉宽为 800 ps 左右。在测量经过光栅压缩系统后的激光脉宽时,使棱镜沿导轨移动,以改变棱镜和光栅之间的距离,则可测到最佳的压缩脉宽。根据群延迟和频率之间的表示式(1)中的线性项 $\frac{-\Delta\omega}{\mu}$ 中

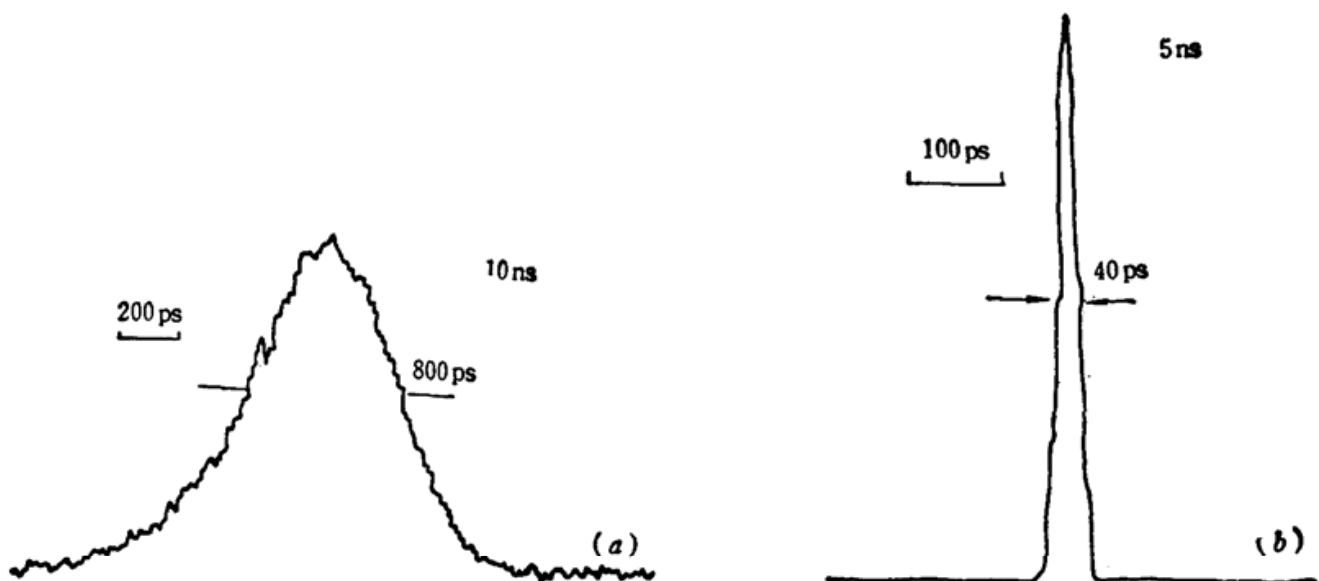


Fig. 2

(a) Streak camera record for the SHG of a SBS pulse. The duration of SBS pulse is 800 ps (assuming a Gaussian profile); (b) Streak camera record for the SHG of compressed SBS pulse. The duration of a compressed pulse is 40 ps (assuming a Gaussian profile)

$$\left(\mu^{-1} = \frac{4\pi^2 cb}{\omega^3 d^2 \{1 - [(2\pi c/\omega d) - \sin \gamma]^2\}} \right)$$

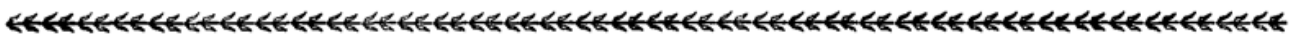
可以看出,在线性啁啾频率 $\Delta\omega$ 为一定的情况下,入射到光栅压缩系统中的脉宽越宽,为达到最佳的压缩比所需的光栅对之间的距离 b 也越大。在我们的实验条件下,找到最佳的棱镜和光栅之间的距离为 1.05 m,这就相当于在光栅对的情形下,二块光栅间距为 2.10 m。测得的压缩后的脉宽为 40 ps 左右(见图 2(b))。光栅压缩系统的压缩比为 20 倍。

由于 YAG 振荡器的热双折射退偏效应,以及由于振荡器采用的是染料调 Q,使得激光脉冲的输出能量和脉冲宽度有起伏。这样就使经光栅压缩后的脉冲宽度也产生了起伏,经过条纹相机的反复测量表明,受激布里渊后向散射脉宽大约在 1.2 ns ~ 800 ps 之间变化。而经过光栅压缩后的脉宽变化范围为 40 ~ 90 ps 之间。

综上所述,我们用后向 SBS 加上衍射光栅压缩的新的级联压缩方法,把 5 ns 的激光脉冲压缩至 40 ps。压缩比达到 125。并由此证明了受激布里渊后向散射脉冲是一种具有正啁啾特性的脉冲,能够被光栅压缩装置进一步压缩。这就可能为 CPA 技术的应用找到一种新的方法。

参 考 文 献

- 1 V. Kubecek *et al.*, *Opt. Commun.*, **73** (3), 251 (1989)
- 2 W. H. Knox *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **46**, 1120 (1985)
- 3 R. L. Fork *et al.*, *Opt. Lett.*, **12** (7), 483 (1987)
- 4 E. B. Treacy, *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-5**, 454 (1969)
- 5 David T. Hon, *Opt. Lett.*, **5** (12), 516 (1980)
- 6 O. E. Martinez, *J. Opt. Soc. Am.*, **B3** (7), 929 (1986)
- 7 P. Maine *et al.*, *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-24** (2), 398 (1988)



(上接第 875 页)

值,对相关条件 $k/d = k_0/d_0$ 作了验证。实验结果和理论曲线如图 4 所示。可以看出测量结果和理论曲线之间的差异很小。

图 5 中给出了对于不同的 λ , 当相关条件满足时,相关点的强度归一化值与 λ 的关系。可以看出,理论值与测量值之间的差异当 σ_h 增大时减小,这是由于在理论分析过程中应用了假定 $\sigma_h^2 k k \gg 1$ 。

参 考 文 献

- 1 D. Leger, E. Mathieu, J. C. Perrin, *Appl. Opt.*, **14**, 873 (1975)
- 2 H. M. Pederson, *Opt. Acta*, **22**, 523 (1975)
- 3 R. J. Collier *et al.*, *Optical Holography*, Academia Press, 1971
- 4 K. A. O' Donnell, *J. Opt. Soc., Am.*, **72**, 1459 (1982)
- 5 R. A. Fisher, *Optical Phase Conjugation*, Academia Press, New York, 1983, Chapt. 2