

用级联脉冲压缩器产生皮秒光脉冲

孟绍贤 杨镜新 钱列加 逯其荣

(中国科学院上海光机所, 201800)

摘要: 我们将受激后向布里渊散射和受激后向喇曼散射组合, 构成一个级联脉冲宽度压缩器, 成功地_功地将 $1.064\mu\text{m}$ 、 6ns 的光脉冲变为 630nm 、 20ps 的光脉冲。

关键词: 后向受激散射, 脉冲压缩器, 皮秒光脉冲

Picosecond pulses generated by cascade pulse compression

Meng Shaoxian, Yang Jingxin, Qian Lijia, Lu Qirong

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

Abstract: Pulse compressor using a two-stage Brillouin and Raman stimulated backward scattering was performed. It was used to convert pump pulses of 6ns duration at 1064nm into Stokes pulses of 20ps at 630nm .

Key words: stimulated scattering, pulse compression, picosecond pulse

一、引言

我们注意到利用受激布里渊散射和受激喇曼散射不仅可进行激光波长调谐^[1], 还可用于脉冲的压缩和位相共轭。这种压缩装置的优点是将波长调谐、脉冲宽度压缩、位相共轭一次完成, 可以使产生的光脉冲功率超过泵浦光功率。

它比通常采用锁模方式获得皮秒和飞秒光脉冲有某些优点, 如波长调谐范围更宽; 脉冲宽度在较大范围可调; 而且结构简单。

近年来, 我们利用非线性压缩建立的可见光喇曼探针, 对激光产生等离子体进行了干涉阴影、纹影和磁场的测量, 获得了一系列有意义的结果^[2]。

最近, 我们采用喇曼光倍频技术^[3]及受激布里渊和受激喇曼两级压缩技术, 使激光诊断等离子体方案更加完备了。它既可适用于纳秒激光加温等离子体的诊断, 又适用于皮秒激光加温等离子体诊断。在诊断波长上即可采用可见光, 也可提供紫外光。

我们将光栅-棱镜压缩系统引入, 进一步发现, 利用这种压缩器还可进一步使探测脉冲压缩。本文着重讨论受激布里渊和受激喇曼脉冲压缩的原理, 分析两者的相同点和不同点, 并给出两者压缩的实验结果, 并对实验结果加以分析和讨论。

二、理论分析

液体介质内部有两种力学运动^[4]，一种是介质整体的力学振动，它是介质内弹性声波场运动。这种宏观弹性声波振动与光波相互作用将导致光的布里渊散射效应；另一种运动是介质内部不同质点间的相对运动，描述这种内部力学运动的振动波场具有较高的频率，但却不能沿着介质内部空间传播。这个光频声子与光波相互作用将导致光的喇曼散射效应。这两种效应都是三阶非线性效应，我们就是利用这两种效应以达到频率转换和脉冲宽度压缩的目的。

布里渊效应可描述为光波被一个声波建立的可变折射系数光栅衍射的结果。

受激布里渊散射引起的泵浦光的频率移动为

$$v_s = 2\nu_L \frac{nv_s}{c} \sin \frac{\theta}{2} \quad (1)$$

(1)表明，当 $\theta = \pi$ 时，得到最大声频移动。在介质中，声速 v_s 为常数，四氯化碳液体中声速为 10^5 cm/s 。不难看出，激发光频率不同，产生的声频移动也不同，液体中布里渊散射频移约为 0.1 cm^{-1} 。因此后向布里渊散射可用泵浦激光的工作物质放大。

受激喇曼散射类似于受激布里渊散射。它是在斯托克斯频率的光波与泵浦场产生的光频声子或振动波 ω_s 之间的耦合：

$$\omega_L = \omega_s + \omega_p \quad (2)$$

两个效应的主要差别是色散规律不同，光频声子不同于声频声子。光频声子的频率实际是常数，它与光波传播方向无关。

受激散射具有尖锐的阈值特性，只有达到特定阈值才会产生。受激布里渊散射有大的稳态增益，慢的响应($\sim 1 \text{ ns}$)，受激喇曼散射有较小的稳态增益，而有快的响应($\sim 1 \text{ ps}$)。不同泵浦脉冲宽度，不同介质情况，决定了两种受激散射的出现状况。

一般情况下，长脉冲泵浦容易激发受激布里渊散射，而短脉冲泵浦则易产生受激喇曼散射。

由于后向散射的波前连续碰到新鲜的输入泵浦光，通过输入泵浦光的倒空得到放大，结果形成非常短的后向散射脉冲。

前向散射脉冲在焦点处引发和放大，然后与通过焦点的衍射泵浦光束相互作用放大。在短焦距透镜会聚下，前向散射光很弱，可以不考虑。

在这种条件下，对高斯型泵浦脉冲，后向散射脉冲宽度^[5]为

$$\tau_s = \frac{\tau_p}{\sqrt{p_{L0} g_{s1} \lambda^{-1} \tan^{-1}(L/Z_R)}} \quad (3)$$

它对于受激布里渊散射和受激喇曼散射都是适合的。一般情况下泵浦光脉冲长，得到散射光脉冲宽度也长。

正由于受激布里渊和受激喇曼效应响应时间不同，我们可用受激布里渊效应压缩长脉冲，而用受激喇曼效应压缩短脉冲，将两者结合起来，就可以对不同脉冲宽度进行级联压缩和波前变换。

考虑到会聚光束所引起的自位相调制作用，还可以利用光栅压缩器对散射光脉冲进一步压缩。

三、实验考虑与排布

在激光加温等离子体研究中,若加温激光脉冲小于 1 ns,可以只用后向喇曼散射来获得与

加温激光同步的探测光脉冲。然而考虑激光聚变研究中,加温激光的脉冲宽度通常为 3~7 ns 左右,为此则需要两级脉冲压缩技术。基于此,实验采用的调 Q 激光器以染料作为开关元件。BDN 染料优点是稳定性好,得到的调 Q 脉冲窄,光谱也窄,进行后向布里渊脉冲压缩较为合适。

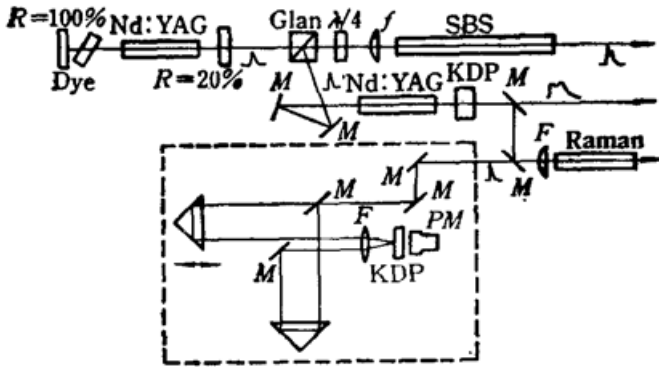


Fig. 1 Experimental setup for cascade pulse compression via stimulated backward scattering

两级压缩装置排布如图 1。

振荡器采用 Nd:YAG 染料调 Q 激光器,调 Q 染料为 BDN 溶于 1, 2—二氯乙烷溶

液,腔长为 35 cm。输出激光脉冲宽度为 6 ns,能量为 80 mJ。这个激光经过格兰棱镜起偏,由 1/4 波片变为圆偏振光。然后经过透镜聚焦于含有四氯化碳的布里渊盒中,由四氯化碳产生后向布里渊散射,返回四分之一波片后,结果由圆偏振光再次变为线偏振光,其偏振方向相对于入射光转了 90°。结果后向布里渊散射由格兰棱镜分出。这时后向布里渊散射的光脉冲相对于入射光脉冲波长向长波移动了 0.01 nm,而脉冲宽度变为 600~800 ps 左右。这个脉冲再经过一级 Nd:YAG 放大,然后用 II 型 KDP 晶体倍频为 532 nm 的绿光。由于后向布里渊散射的位相共轭特性和脉冲变窄的结果,放大的后向布里渊散射,功率很高,倍频转换效率也很大。

这个倍频后的光脉冲经过二色镜分光,再将绿光经过透镜聚焦于喇曼介质中,结果产生了 630 nm 脉宽压缩的后向喇曼光,经由二色镜分出。

四、实验结果与分析

为了研究级联压缩器的非线性压缩过程,我们同时采用高速示波器、条纹相机和非共线二次谐波方法进行测量。

首先用高速示波器观测了级联压缩器不同位置点的波形如图 2。

从图 2 可以看出,振荡器输出脉宽为 6 ns。由透过布里渊盒的光脉冲与后向布里渊光脉冲比较看出,当泵浦光脉冲达到一定阈值时,后向布里渊光脉冲产生,并急剧放大和变窄。而倒空泵浦光,结果透过布里渊盒的泵浦光形成一个凹陷。此时布里渊光脉冲很窄在示波器分辨范围内。这个布里渊脉冲经过放大、倍频用以泵浦喇曼介质。布里渊倍频后残余的 1.064 μm 的光脉冲如图 2(d)。表明了光弱时倍频效率低,光强时倍频效率高。结果造成残余的 1.064 μm 的光脉冲亦呈现中间凹陷形状。

将后向喇曼光脉冲经过光栅压缩器测得波形如图 2(f),可看到脉冲后向呈现振荡,这是由于脉冲短,高频成分增加所引起,而不是激光本身的波形。

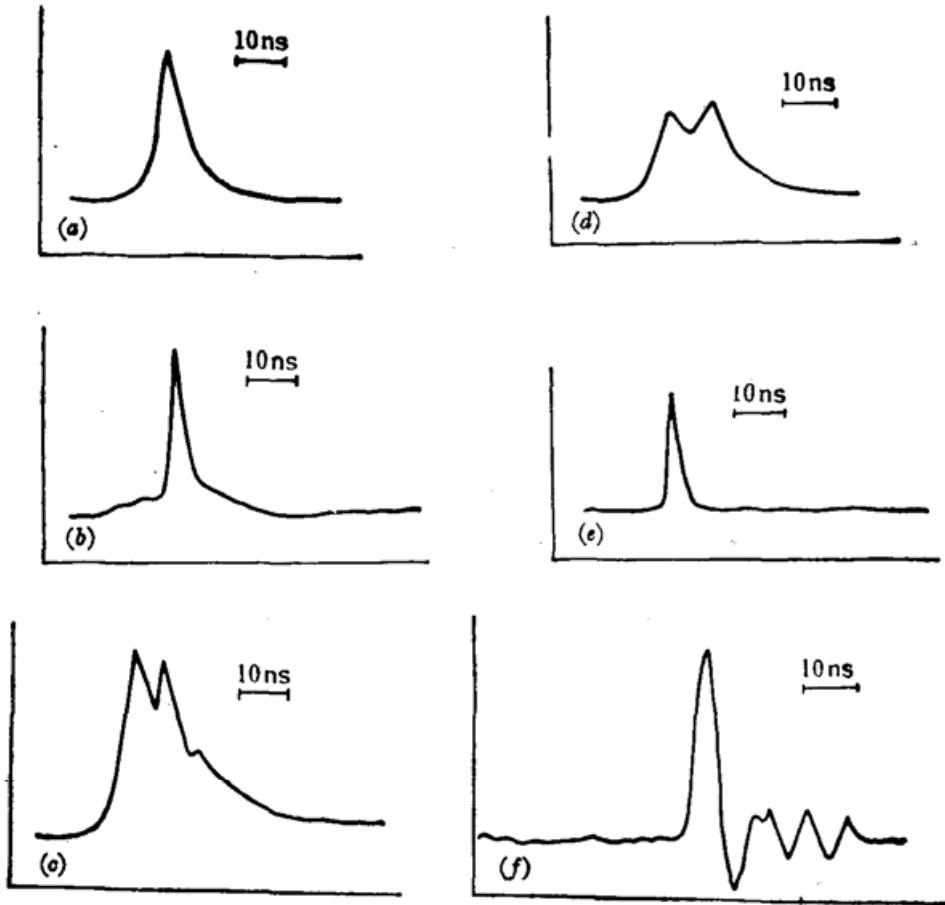


Fig. 2 Waveshape of cascade pulse compression various places

(a) pump pulse; (b) backward Brillouin pulse; (c) transmitted laser pulse in CCl_4 ; (d) pulse ($\lambda=1064\text{nm}$) after frequency doubling; (e) backward Raman pulse; (f) Raman pulse after compressing grating

为此,我们进一步用条纹相机测量了后向布里渊散射和后向喇曼散射波形,其典型波形如图 3。后向布里渊散射脉冲宽度为 380 ps ,而后向喇曼脉冲宽度为 21 ps 。由图看出两者波形都是对称的,可用高斯型脉冲近似。

我们同时利用非共线 I 型匹配无背底的二次谐波方法测量后向喇曼光宽度。其装置如图 1 所示。将 630 nm 光经过 50% 的反射镜分光,其中一束经过固定的直角棱镜、全反射镜到光电倍增管,另一束经过可调延迟的直角棱镜到光电倍增管,这两束光经过透镜聚焦于 I 型 KDP 晶体中,当两束光同时到达时,产生的二次谐波最强。移动可调延迟直角棱镜,则可得二次谐波相关曲线。为避免 630 nm 光的干扰,在光电倍增管前面放置透紫外黑色玻璃 ZWB3 滤光片。光电倍增管接收的信号用示波器显示记录。

用乙醇和二甲亚砆做喇曼介质,所得到的喇曼光脉冲的相关曲线如图 4 所示。其脉冲宽度由下式

$$\Delta t_p = \frac{2\Delta l}{\alpha c}$$

求出。这里 l 是可调延迟直角棱镜的移动距离, α 是与脉冲形状有关的常数。我们求得乙醇产生喇曼光的脉宽为 27 ps 。二甲亚砆产生的喇曼光的脉宽为 18 ps 。如我们仔细调正聚焦透镜在喇曼介质中的焦点位置,可以获得更短的喇曼光脉冲。比较条纹相机和二次谐波的测量结果,表明两者基本一致。

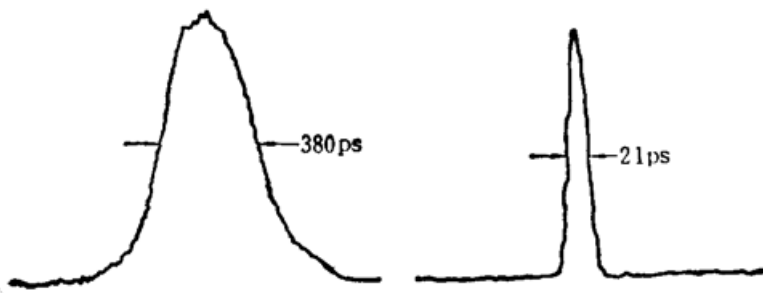


Fig. 3 Streak camera record of the Brillouin and Raman pulses

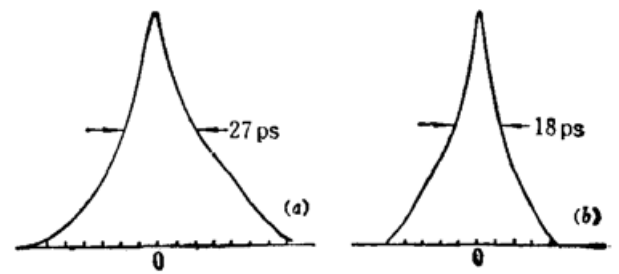


Fig. 4 Autocorrelation traces of Raman pulsewidth
(a) ethanol; (b) DMSO

采用能量卡计测量喇曼光脉冲能量。测得 630 nm 光的能量约 4 mJ。喇曼光束直径为 4 mm。所以喇曼光输出功率为 10^8 W, 功率密度为 10^{10} W/cm²。这样强的光, 可有效地倍频到 315 nm 紫外光, 能量可大于 1 mJ。

该工作得到 863 高技术基金支持, 得到范滇元、林尊琪同志的支持, 在此表示感谢。

参 考 文 献

- 1 孟绍贤, 激光, **6** (4), 1 (1979)
- 2 孟绍贤 *et al.*, 核聚变和等离子体物理, **9** (2), 102 (1989)
- 3 孟绍贤 *et al.*, 强激光和粒子束, **2** (2), 203 (1990)
- 4 R. Y. Shen, *The Principles of Nonlinear Optics* (Wiley, New York, 1984)