

利用相位共轭镜产生高质量宽度可调脉冲*

吕志伟 刘 莉 何伟明 王 骐 马祖光
(哈尔滨工业大学光电子技术研究所, 哈尔滨 150001)

摘 要 实验研究了双池受激布里渊散射系统中的脉冲压缩。通过简单地改变双池间距可以获得脉宽可调的优质光束, 脉宽可调范围依赖于抽运能量。增大抽运能量, 脉宽可调范围也相应地增大。对双池受激布里渊散射系统的脉冲波形进行了数值模拟, 理论计算结果与实验符合得很好。
关键词 受激布里渊散射, 双池系统, 相位共轭镜, 脉宽可调。

1 引 言

自从液体和气体中的受激布里渊散射(SBS)现象被发现以来^[1], 人们广泛地应用受激布里渊散射相位共轭镜改善激光系统的输出特性^[2]以及瞬态压缩纳秒级脉冲^[3]。许多实际应用中, 如激光打靶、光谱分析、非线性光学响应测量中均要求激光器的脉宽可变。到目前为止, Schiemann 等^[4]和 Kurnit 等^[5]分别在倍频 Nd·YAG 激光器和 KrF 激光器上通过改变抽运能量获得了脉宽可变的激光输出。在本文中, 将给出利用 Nd·YAG 激光器抽运的受激布里渊散射相位共轭镜获得近衍射极限的光束的实验结果。通过改变产生池与放大池的间距(简称为双池间距), 使激光光束脉宽可调。

2 实验装置

实验装置如图 1 所示。Nd·YAG 振荡器的谐振腔为平-平腔结构, 输出镜 M₂ 的反射率约为 8%。偏振片 P₁ 放置在谐振腔之内以获得偏振光输出。Nd·YAG 放大器出射的抽运光脉宽为 11~12 ns, 最大抽运能量可达 37 mJ。双池受激布里渊散射系统放在 Nd·YAG 放大器之后, 为激光二次通过 Nd·YAG 放大器提供相位共轭反射。受激布里渊散射介质采用 CCl₄, 声子寿命为 0.6 ns。输入光束被焦距为 5 cm 的短焦距透镜 L₂ 聚焦到产生池中, 产生池池长

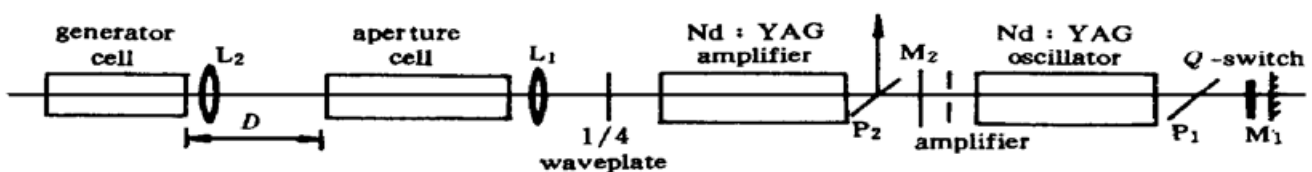


Fig. 1 Experimental setup

* 国家自然科学基金和国家高技术惯性约束聚变主题资助课题。

20 cm。为使产生池中出射的斯托克斯(Stokes)种子光能够在放大池中被充分地放大,在实验中使用了 80 cm 的长放大池。长焦距透镜 L_1 ($f = 150$ cm) 置于放大池前,对抽运光缩束以增强放大池中抽运光的强度,并控制在受激布里渊散射阈值之下。偏振片 P_2 与 $1/4$ 波片组成后向受激布里渊散射的光学隔离器,并将斯托克斯脉冲耦合输出。斯托克斯脉冲波形由响应时间约 1 ns 的快响应 PIN 光电二极管探测,用数字示波器 TDS684A 记录。

3 理论模拟

斯托克斯场和抽运场由麦克斯韦波动方程描述,介质中的声波场由纳维-斯托克斯(Navier-Stokes)能量传输方程给出。在平面波近似及忽略二次时间导数情况下,瞬态受激布里渊散射耦合波方程为^[6]:

$$\frac{\partial E_L}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial E_L}{\partial t} + \frac{1}{2} \alpha E_L = i g_1 E_s \rho, \quad (1)$$

$$- \frac{\partial E_s}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial E_s}{\partial t} + \frac{1}{2} \alpha E_s = i g_1 E_L \rho^*, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{2} \Gamma \rho = i g_2 E_L E_s^* + f, \quad (3)$$

E_L 、 E_s 分别为激光场和斯托克斯场振幅, ρ 为声波场振幅, E_s^* 、 ρ^* 分别为 E_s 、 ρ 的共轭项; Γ 为受激布里渊散射线宽, $\Gamma = 1/\tau_p$; n 、 α 、 τ_p 分别为为受激布里渊散射介质的折射率、吸收系数和声子寿命; c 为真空中光速; g_1 、 g_2 代表了光子-声子耦合常数, $g_1 = \frac{\mathcal{Y} \omega}{4cn\rho_0}$, $g_2 = \frac{\mathcal{Y} K^2}{16\pi\omega}$, \mathcal{Y} 为电致伸缩耦合常数, K 为热力学温度, ω 为声子的角频率; 朗之万噪声源 $f(z, t)$ 描述了引起自发布里渊散射的介质密度的热起伏。假设 $f(z, t)$ 为标准的高斯型随机变量, 其平均值为 0, 在时间和空间上具有 δ 相关性, 即:

$$\langle f(z, t) \rangle = 0, \quad (4a)$$

以及
$$\langle f(z, t) f^*(z', t') \rangle = Q \delta(z - z') \delta(t - t'), \quad (4b)$$

可以从热动力方程得出^[6]:

$$Q = \frac{2\rho_0 \Gamma \hbar \omega (1 + \bar{n})}{v^2 A},$$

Q 代表了 $f(z, t)$ 的波动强度。 ρ_0 为受激布里渊散射介质的平均密度, v 为介质中的声速, A 为相互作用区的截面。 $\bar{n} = [\exp(\hbar \omega / K T) - 1]^{-1}$ 给出了声子场每一模式中平均声子数。在时间上使用隐式有限差分法, 在空间上使用后向差分格式对偏微分方程组(1)~(3)式进行离散化和数值求解。在数值模拟中, 有二点因素需要考虑: 产生池存在聚焦结构, 因此在模拟中激光场与斯托克斯场辐射强度的变化由光束截面随传播距离的改变而改变来实现的; 由于双池系统的特殊结构, 在放大池和产生池内激光场与斯托克斯场相互作用的介质为 CCl_4 , 对于 $1.06 \mu\text{m}$ 的波长, 各参数取值如下^[7]: $n = 1.452$, $\rho_0 = 1.595 \text{ g/cm}^3$, $\mathcal{Y} = 1.35$, $v = 1012 \text{ m/s}$, $\omega = 1.7 \times 10^{10} \text{ rad/s}$, CCl_4 的受激布里渊散射增益系数 $g = 4g_1 g_2 / \Gamma = 6 \text{ cm/GW}$; 而在双池间隔的自由空间中相互作用介质为空气, 在室温和 101325 Pa (1 个标准大气压) 下, 各参数取值为^[8]: $\omega = 1.8 \times 10^{15} \text{ rad/s}$, $n = 1.0003$, $v = 330 \text{ m/s}$, $\mathcal{Y} = n^2 - 1 = 6 \times 10^{-4}$, 可以估算出空气的受激布里渊散射增益系数为 $3.8 \times 10^{-3} \text{ cm/GW}$, 远小于 CCl_4 , 因此自由空间中激光场与斯托克斯场的相互作用要比产生池和放大池内二者的相互作用弱得多, 所以在产

生池和放大池中, 激光场与斯托克斯场用受激布里渊散射耦合波方程描述, 在双池间隔的自由空间中, 则用自由空间中光束的传输方程描述。设入射激光的瞬态脉冲形状为高斯分布, 选取脉冲宽度 t_p 与实验值相同, 为 11 ns, 则高斯型抽运脉冲瞬态功率表达式为

$$P(t) = P_{\max} \exp \{-4 \ln 2 [(t - t_0)/t_p]^2\}.$$

入射斯托克斯场设为零, 受激布里渊散射相互作用是从自发噪声中产生的, 噪声由(4)式给出, 并均匀分布在计算的网格上。

计算了抽运能量为 18 mJ 时不同的双池间距情况下, 产生池与放大池之间的斯托克斯种子光、抽运光和放大池出射的斯托克斯脉冲的瞬态分布。抽运脉冲前沿首先在产生池中达到受激布里渊散射阈值, 产生斯托克斯种子光, 其传输方向与抽运光相反。种子光与抽运光相互作用, 在放大池中建立声学布里渊光栅, 切断射向产生池的抽运光, 使得池间抽运辐射衰减, 如图 2(a) 所示。当斯托克斯脉冲从放大池中出射后, 后续抽运光可以再次入射到产生池中, 但由于大部分抽运能量已被斯托克斯脉冲抽空, 因此后续抽运光不能在产生池中达到受激布里渊散射阈值而产生第二个斯托克斯种子光。所以在我们的实验条件下, 在双池间只能产生一个斯托克斯种子光, 放大池出射的斯托克斯辐射的瞬态分布将不会出现调制, 为单峰脉冲, 如图 2(b) 所示。

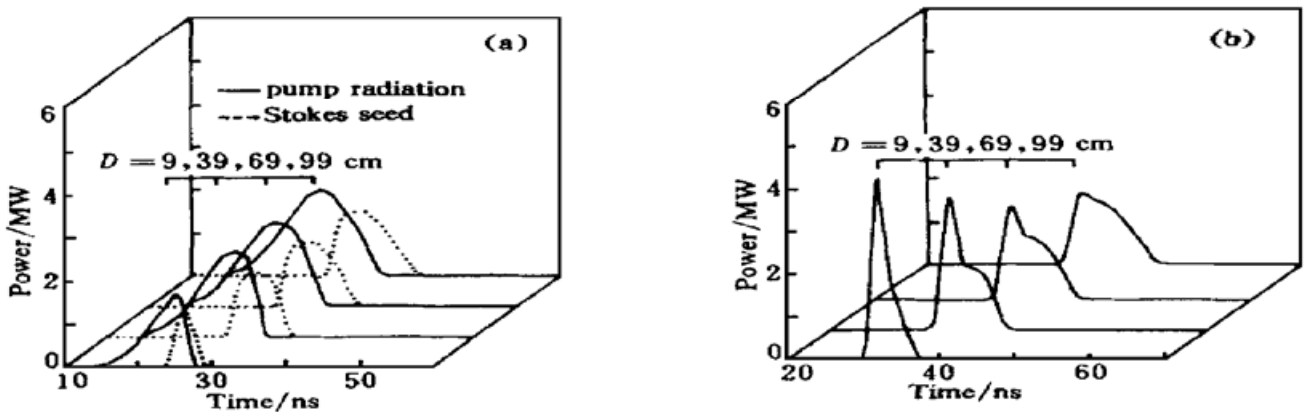


Fig. 2 Theoretical simulation on temporal profile of (a) intercell Stokes and pump radiation versus the separation D between two cells and (b) Stokes radiation out of amplifier cell

计算了抽运能量 18 mJ 时斯托克斯脉宽随双池间距的变化。斯托克斯脉宽随池间距的增大而增大, 脉宽具有可调性(在 2.5~ 8 ns 之间可变), 在小池间距范围(小于 40 cm), 增加池间距, 脉宽仅略有增加; 在中等池间距范围(40~ 60 cm), 增大池间距, 斯托克斯脉冲宽度迅速增加; 在大的池间距处, 斯托克斯脉宽随双池间距的增大缓慢增加。下面分析双池间距影响脉冲宽度的机理。

在放大池中种子光与抽运光反向传播, 被抽运光放大, 且放大主要发生在斯托克斯种子光前沿, 放大池中出射的斯托克斯脉冲宽度由种子光的脉宽及其前沿的放大程度决定。由图 2(a) 可以看出, 斯托克斯种子光脉宽随双池间距的增大而增加, 且种子光的产生时间相对于抽运脉冲逐渐滞后, 因此对于双池系统来说, 双池间距的改变意味着种子光脉宽的改变以及放大池中种子光与抽运脉冲相对延迟时间的改变, 即与种子光相互作用的抽运脉冲区域发生变化。双池间距小时(小于 40 cm), 在放大池的中前部种子光与抽运脉冲峰值区域相遇, 被抽运脉冲前沿及峰值区域放大, 因此种子光前沿经历了很强的放大, 可以获得窄脉宽的斯托克斯辐射。这时脉宽主要取决于种子光前沿的放大程度。增大池间距, 前沿的放大略有减小,

斯托克斯脉宽稍有增加。在中等双池间距范围内(40~60 cm),随着池间距的增加,种子光脉冲宽度增加,放大池中与抽运光峰值区相遇点向放大池左端移动,种子光主要与抽运脉冲的峰值区域及下降沿相互作用,前沿的放大明显减小,出射的斯托克斯脉冲后面有一个“台阶”,这个“台阶”即是未被放大的种子光,其相对强度随池间距的增大而很快增加,斯托克斯脉宽由种子光前沿放大量和种子光宽度共同决定。在此池间距范围内,池间距略有增大,斯托克斯脉宽就会迅速增加。在双池间距大时,种子光主要被抽运光后沿放大,放大作用减弱,斯托克斯脉宽主要由种子光宽度决定,其随池间距的增加而缓慢变大。

4 实验结果与分析

实验测量了抽运能量为 18 mJ 时,斯托克斯脉冲波形及脉宽随双池间距的变化关系,如图 3、图 4 所示。可以看出,实验结果证实了理论上对斯托克斯脉冲波形随双池间距变化情况的预计:1) 斯托克斯脉冲为单峰脉冲,脉冲波形上不存在调制;2) 斯托克斯脉宽随池间距的增大而增大,脉宽具有可调性;3) 在小池间距范围(小于 40 cm),斯托克斯辐射为陡前沿的窄脉宽脉冲,增加池间距,脉宽仅略有增加;在中等池间距范围(40~60 cm),斯托克斯脉冲后沿上出现一个“台阶”,台阶宽度随双池间距的增加而增大,峰值强度与“台阶”强度之比随双池间距的增加而下降,在此双池间距范围内,增大池间距,斯托克斯脉冲宽度迅速增加;在大的池间距处,脉宽变化变缓。从图 4 看出,池间距从 9 cm 到 114 cm 变化,斯托克斯脉宽在 2.8 ns~8.5 ns 之间变化。

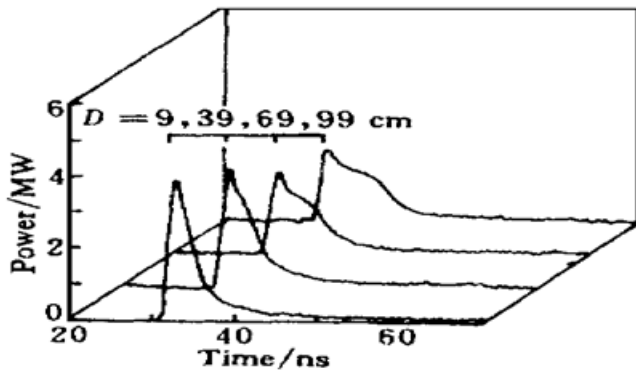


Fig. 3 Temporal profiles of Stokes pulse at pump energy of 18 mJ

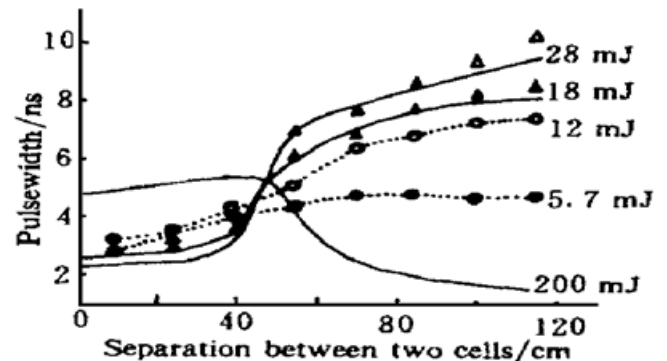


Fig. 4 Variation of Stokes pulse duration with the separation D between two cells, where solid lines correspond to results of theoretical simulation

测量了其他抽运能量下,斯托克斯脉宽随池间距的变化(图 4)。池间距从 9 cm 到 114 cm 改变,对于 5.7 mJ 的抽运能量,斯托克斯脉宽从 2.8 ns 到 4.8 ns 变化;对于 12 mJ 的抽运能量,斯托克斯脉宽从 3 ns 到 7.6 ns 变化;对于 28 mJ 的抽运能量,斯托克斯脉宽从 2.7 ns 到 10.2 ns 变化。在池间距小于 40 cm 时,斯托克斯脉宽随抽运能量改变不明显;在池间距为 40~60 cm 之间时,抽运能量对斯托克斯脉宽的影响变得很明显,抽运能量越大,斯托克斯脉宽随池间距的变化越陡;大池间距处,增大池间距、低能量抽运时,斯托克斯脉宽已经恒定,不再变化,而大能量抽运时,斯托克斯脉宽仍在增加。这可以用本文第三部分对斯托克斯脉冲波形的理论分析来解释。在双池间距较近时(小于 40 cm),放大池中种子光前沿放大很大,斯托克斯脉冲宽度主要由种子光前沿的放大程度决定,因此抽运能量的改变对斯托克

斯脉宽影响相对较小。但是对于大能量抽运, 种子光前沿将被更有效地放大, 斯托克斯脉宽将比低抽运能量情况略小。在池间距 40~ 60 cm 范围内, 斯托克斯脉冲宽度由斯托克斯种子光宽度及其前沿的放大程度共同决定。对于较高能量抽运, 斯托克斯种子光含有较大的能量, 其强度较大, 并且有相对宽而平的顶部(如图 2 所示), 因此大能量抽运时, 斯托克斯脉宽随池间距的变化要比低能量抽运时陡一些。所以大能量抽运可以得到具有宽“台阶”和较大脉宽的斯托克斯脉冲。在较大池间距下, 由于产生池中受激布里渊散射的阈值效应造成低抽运能量(例如 5.7 mJ)时, 双池受激布里渊散射系统随池间距的增大而逐渐转化为单池受激布里渊散射系统, 放大池不再起作用, 斯托克斯脉宽变化变缓, 并很快恒定, 最宽脉宽即为单池系统斯托克斯脉宽。对于更高的抽运能量, 即使在较大的池间距情况下, 放大池仍然起作用, 斯托克斯脉宽主要由种子光宽度决定, 其仍然随池间距的增大而增加, 只有在更大的池间距处, 双池系统才能转化为单池系统, 斯托克斯脉宽才不会再有所增加。因此, 对于高抽运能量, 即使在大池间距处, 斯托克斯脉宽仍将会随池间距的增大而增加。

用紫外示波纸和列阵相机测量了经 YAG 放大器直接出射的抽运光和受激布里渊散射相位共轭镜后向反射经 YAG 放大器放大后耦合输出的受激布里渊散射光束的远场发散角。抽运光的远场发散角平均值为 0.6 mrad, 受激布里渊散射光束的远场发散角的平均值为 0.37 mrad、0.33 mrad、0.35 mrad(对应于池间距 9 cm、39 cm、99 cm)。测得抽运光和受激布里渊散射光束光斑直径均约为 3 mm, 衍射极限为 0.35 mrad, 抽运光的远场发散角约为 1.7 倍衍射极限, 受激布里渊散射光束的远场发散角接近衍射极限。在利用受激布里渊散射相位共轭镜对 YAG 放大器出射的光束进行相位畸变补偿后, 光束质量有了明显的改善。

曾采用望远镜系统对抽运光束进行缩束, 所获得的受激布里渊散射脉冲波形及脉冲宽度随双池间距的变化规律与用长焦距透镜缩束是一致的。

5 讨 论

由理论计算和实验结果可以看出, 受激布里渊散射脉宽压缩不仅与双池间距有关, 而且与抽运能量有关。在本实验条件下(抽运能量 5.7~ 28 mJ), 近池间距处可以获得有效的脉冲压缩。用不同能量抽运时, 对受激布里渊散射脉冲压缩情况进行数值模拟发现, 若采用很大的能量抽运(远高于本实验所用能量, 图 4 给出了抽运能量为 200 mJ 时受激布里渊散射脉宽的计算结果, 可以看到池间距 $D = 110$ cm 时, 受激布里渊散射脉宽 1.5 ns), 有效的脉冲压缩并不是对应于近池间距的情况。这是因为抽运能量增高时, 种子光产生时间提前; 抽运能量很高时, 种子光可以在抽运脉冲前沿的根部产生, 池间距小时, 种子光在放大池中仅与抽运脉冲的前沿相遇被其放大。增大双池间距, 即增大种子光与抽运光相对延迟时间, 可以使种子光在放大池中与抽运光峰值区相遇, 种子光将被有效地放大, 受激布里渊散射脉宽将被更有效地压缩。因此抽运能量很高时, 受激布里渊散射脉宽有效地压窄发生在大池间距处。而且在计算中发现, 池间距小时, 第一个种子光从放大池中出射后, 还有很大的抽运能量未入射到受激布里渊散射池中, 其可以在产生池中再次产生种子光, 因此受激布里渊散射脉冲波形存在多峰调制现象。

结 论 利用 Nd:YAG 激光器抽运的双池受激布里渊散射相位共轭镜获得了空间发散角接近衍射极限的高质量脉宽可调光束。脉宽可调范围与抽运能量有关, 通过增加抽运能量, 能

够获得更宽的脉宽调谐范围,最大的斯托克斯脉宽可以达到略小于抽运脉宽。采用含有受激布里渊散射噪声的理论模型对受激布里渊散射脉冲瞬态分布进行了数值模拟,理论与实验符合很好。

参 考 文 献

- [1] Chiao R Y, Toenes C H, Stoicheff B P. Stimulated Brillouin scattering and coherent generation of intense hypersonic waves. *Phys. Rev. Lett.*, 1964, **21**(4) : 592~ 595
- [2] Efimkov V F, Zubarev I G, Kotov A V *et al.*. Investigation of systems for obtaining short high-power pulses by wavefront reversal of the radiation in a stimulated Brillouin scattering mirror. *Sov. J. Quant. Electron.*, 1980, **10**(2) : 211~ 214
- [3] Dane C B, Neuman W A, Hackel L A. High-energy SBS pulse compression. *IEEE. J. Quant. Electron.*, 1994, **QE-30**(8) : 1907~ 1915
- [4] Schiemann S, Ubachs W, Hogervorst W. Efficient temporal compression of coherent nanosecond pulses in a compact SBS generator-amplifier setup. *IEEE. J. Quant. Electron.*, 1997, **QE-33**(3) : 358~ 366
- [5] Kurnit N A, Thomas S J. Application of a phase-conjugate Brillouin mirror to generation of high-quality variable-duration KrF pulses. *IEEE. J. Quant. Electron.*, 1989, **QE-25**(3) : 421~ 429
- [6] Boyd R W, Rzazewski K, Narum P. Noise initiation of stimulated Brillouin scattering. *Phys. Rev. (A)*, 1990, **42**(9) : 5514~ 5521
- [7] Erokhin A I, Kovalev V I, Fa lzullov F S. Determination of the parameters of a nonlinear response of liquids in an acoustic resonance region by the method of nondegenerate four-wave interaction. *Sov. J. Quant. Electron.*, 1987, **16**(7) : 872~ 877
- [8] Boyd R W. *Nonlinear Optics*, San Diego: Academic Press, 1992.

Generation of High-Quality Tunable-Duration Pulses by Phase Conjugating Mirror

Lu Zhiwei Liu Li He Weiming Wang Qi Ma Zuguang
(*Institute of Opto-Electronics, Harbin Institute of Technology, Harbin, 150006*)

(Received 29 January 1999; revised 16 July 1999)

Abstract Pulse compression of two-cell stimulated Brillouin scattering (SBS) system in CCl₄ liquid with high beam quality was experimentally investigated. The duration of Stokes pulse was tunable by simply changing the separation between two cells and the tuning range depended on the pump energy. By increasing the input energy, the wider tuning range of pulse width could be achieved. The numerical simulation on pulse shape of two-cell SBS system was made and agreed with the experimental results well.

Key words stimulated Brillouin scattering, two-cell system, phase conjugating mirror, tunable duration.