

受激布里渊散射光束发散性的研究

王月珠 林殿阳 谭铭文 赵利 马祖光
(哈尔滨工业大学光电子技术研究所, 哈尔滨 150006)

提 要

利用耦合波方程分析了相位共轭效应和受激散射阈值效应对受激散射光发散角的影响。在甲醇、乙醇和丙酮的受激布里渊散射实验中, 分别获得受激布里渊散射光发散角减小 3.2、3.0 和 2.4 倍, 脉宽压缩 4.3、4.3 和 2.6 倍, 并获得散射光束发散角随泵浦能量的变化关系。

关键词 受激布里渊散射, 发散角, 脉宽压缩。

1 引 言

用非线性光学效应改善光束质量的报道, 特别是利用受激散射压缩激光脉宽和减小光束发散角引起人们的极大关注。例如: 在受激喇曼散射中, 散射光束发散角减小了 3~5 倍^[1,2]。在受激布里渊散射中, 散射光发散角恢复到近似于泵浦光的发散角^[3]。虽然利用相位共轭理论解释了受激布里渊散射对光束质量的改善, 并预言发散角压缩的可能性^[4], 但在实际应用中遇到了不能解释的实验现象^[5]。

本文引入阈值效应后重新推导慢变化振幅近似下的耦合波方程, 得到了发散角变化规律的关系式, 并成功地解释了随着泵浦光增强发散角增大的变化规律。它与共轭波理论相互补充能够更好地解释在不同条件下的发散角变化规律。

2 基本理论

后向受激散射(受激喇曼散射和受激布里渊散射)产生泵浦光的相位共轭波, 它在后向传输中可自动补偿泵浦光的相位畸变, 从而获得高质量的输出光束。在稳态受激布里渊散射中, 从泵浦光和受激散射光的慢变化振幅耦合波方程组中导出泵浦光束半径 a_0 与受激散射光束半径之比 D 为^[4]

$$D = [1 + (GI_0 a_0 / \theta_0)]^{1/2}, \quad (1)$$

式中 G 为增益因子, I_0 为泵浦光强, θ_0 为聚焦泵浦光的光束发散角。当增益 $G > 0$ 时, 发散角压缩比 $D > 1$, 即受激散射光束的发散角比泵浦光束的发散角小。并且, 随泵浦光强增加, 受激散射光束的发散角减小, 即发散角压缩比 D 增大。

考虑到受激散射阈值效应对受激散射光束发散角的影响, 当泵浦光束弱的边缘未达到受激散射阈值时, 受激布里渊散射不会产生^[6]。因此, 通过引进受激散射阈值强度(忽略其它非线性效应的影响), 在稳态受激散射中, 可获得泵浦光与受激散射光的慢变化振幅耦合

波方程组为*

$$\begin{aligned} \left(\nabla_T^2 - 2ik_p \frac{\partial}{\partial z}\right) E_p &= \begin{cases} ik_p E_s E_s^* E_p, & |E_p|^2 \geq I_{th} \\ 0, & |E_p|^2 < I_{th} \end{cases} \\ \left(\nabla_T^2 + 2ik_s \frac{\partial}{\partial z}\right) E_s^* &= \begin{cases} ik_s E_p E_p E_s^*, & |E_p|^2 \geq I_{th} \\ 0, & |E_p|^2 < I_{th} \end{cases} \\ \nabla^2 &= \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}, \quad K_p = 2k_p G \omega_s / \omega_p, \quad K_s = 2k_s G \end{aligned} \quad (2)$$

式中 I_{th} 定义为受激散射阈值强度, k_p 、 k_s 分别为泵浦光和受激散射光的波数, E_p 、 E_s 分别为泵浦光和受激散射光的慢变化振幅. 对于转动对称泵浦场, E_p 、 E_s 可以按高斯-拉盖尔函数展开^[7]. 忽略受激散射光对泵浦光的影响, 在单模近似下, 可以获得激活区半径为

$$\begin{aligned} r_{\perp}(z, I_{th}) &= [-\omega^2 \ln(\omega^2 I_{th} / I_0)]^{1/2}, \\ \omega^2 &= \omega_0^2 [1 + (z/z_0)^2], \end{aligned} \quad (3)$$

式中 ω_0 为光束束腰半径, z_0 为聚焦参量. E_s^* 的零阶展开系数为

$$\begin{aligned} S_0^*(z) &= S_0 \exp \left(\int_{z_{in}}^z d \cdot V_{00} dz \right) \left\{ \begin{array}{l} \exp \left[\int_{z_1}^z (1/2) g_s |P_0|^2 Q_{00} dz, \quad r(z) \leq r_{\perp}(z, I_{th}) \right] \\ \exp \left[\int_{z_2}^{z_1} (1/2) g_s |P_0|^2 Q_{00} dz, \quad r(z) > r_{\perp}(z, I_{th}) \right] \end{array} \right\} \\ d &= (k_p + k_s) / k_s, \quad g_s = 2G_0, \\ V_{00} &= \int_0^{\infty} \frac{\partial U_0^*}{\partial z} U_0 dr, \quad Q_{00} = \int_0^{r_{\perp}(z, I_{th})} |U_0|^4 dr. \end{aligned} \quad (4)$$

式中 E_p 的零阶展开系数 P_0 近似为常数. U_0 为零阶高斯-拉盖尔函数. z_1 、 z_2 可通过方程(3)来确定. 受激散射光的光强分布为

$$I_s = |S_0^*|^2 \times |U_0|^2. \quad (5)$$

说明 I_s 不仅依赖于 $|U_0|^2$, 而且依赖于 $|S_0^*|^2$. 根据方程(3)和(4), 随横向半径 $r_{\perp}(z)$ 增加, 激活区长度变短, $|S_0^*|^2$ 减小. 但是, 由于 P_0 近似为常数, 泵浦光的光强分布仅与 $|U_0|^2$ 有关. 因此, 随横向半径 $r_{\perp}(z)$ 的增加, 受激散射光强比泵浦光强减小更快, 从而导致受激散射光束半径比泵浦光束半径小, 也就是说, 受激散射光束发散角比泵浦光束发散角小. 可是, 随泵浦光强增加, 激活区半径增大, 导致受激散射光束发散角随泵浦光的增强而增大.

从上述分析可知, 相位共轭效应和受激散射阈值效应都可能导致受激散射光束发散角减小. 但是, 随泵浦光强增加, 两者对受激散射光束发散角的影响是不同的.

当相位共轭效应对受激散射光束发散角的影响起主要作用时, 由于随泵浦光强的增大, 激活区面积缩小, 受激散射光束发散角随泵浦光的增强而减小, 即发散角压缩比随泵浦光的增强而增大. 反之, 当受激散射阈值效应对受激散射光束发散角的影响起主要作用时, 由于随泵浦光强的增加, 激活区半径增大, 受激散射光束发散角随泵浦光强的增加而增大, 即发散角压缩比随泵浦光增强而减小.

3 实验结果及分析

在实验中, 把能量为 180 mJ 的调 Q、脉冲红宝石激光聚焦于液体介质(甲醇、乙醇或丙

* 设泵浦光沿 +z 轴方向传播, 受激散射光沿 -z 轴方向传播.

酮)中,观察受激布里渊散射.

3.1 当泵浦光能量和脉宽保持不变时

在甲醇中,利用不同焦距的聚焦透镜获得的受激布里渊散射光脉宽与聚焦透镜焦距之间的关系如图 1 所示.

计算受激布里渊散射光脉宽 τ_s 的公式为^[8]

$$\tau_s \sim (\lambda/2n^3P_{12})(\rho_0v_0/P)^{1/2}, \tag{6}$$

式中 λ 为泵浦光波长, n 为散射介质折射率, P_{12} 为弹光系数, ρ_0 为散射介质的平均密度, v_0 为声速, P 为泵浦光的功率密度.

聚焦透镜的焦距越长,焦斑越大,泵浦功率密度越小.根据方程(6),泵浦功率密度减小,必然导致受激散射光的脉宽增大.这与实验结果是一致的.

在甲醇、乙醇和丙酮中,获得的最大脉宽压缩比分别为 4.3、4.3 和 2.6^[5].

3.2 泵浦光强对受激散射光的发散度的影响

在实验中,使从激光器中出射的泵浦光和从聚焦透镜焦点附近产生的受激布里渊散射光近似等光程地照射到同一屏幕上.这样,可以同时拍摄下泵浦光和受激布里渊散射光的光斑,受激布里渊散射光光斑明显比泵浦光光斑小,即泵浦光的光束半径比受激布里渊散射光的光束半径大^[5].利用黑度扫描方法测量出的泵浦光和受激布里渊散射光的光强分布如图 2 所示.从图 2 中可以看出随横向半径 $r_{\perp}(z)$ 增加,受激布里渊散射光的光强比泵浦光的光强减小的更快.这与当受激散射阈值效应对受激散射光束发散角的影响起主要作用时的理论分析是相吻合的.

在实验中,利用焦斑法测量泵浦光和受激布里渊散射光的光束发散角.当泵浦光发散角保持为 18 mrad 时,在甲醇、乙醇和丙酮三种介质中分别测量了受激布里渊散射光的光束发散角随泵浦能量的变化关系,获得的实验结果如图 3 所示.获得的最大发散角压缩比

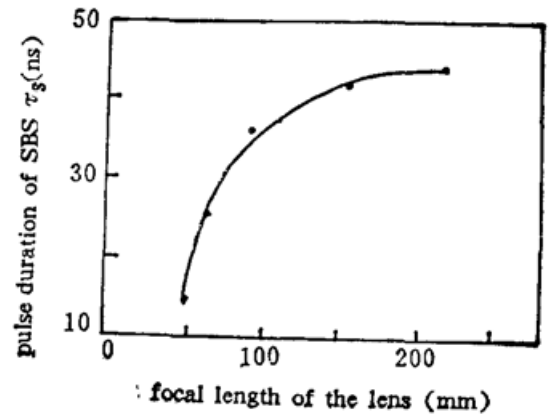


Fig. 1 The relation curve of the pulse duration of SBr with focal length of the lens in methanol

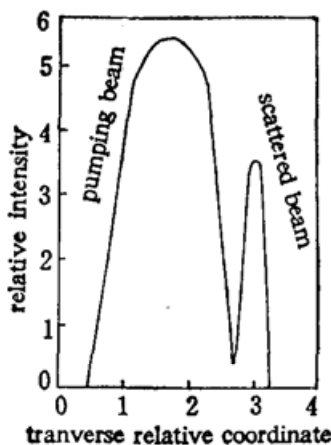


Fig. 2 The relative intensity distribution of the pumping and SBr beams

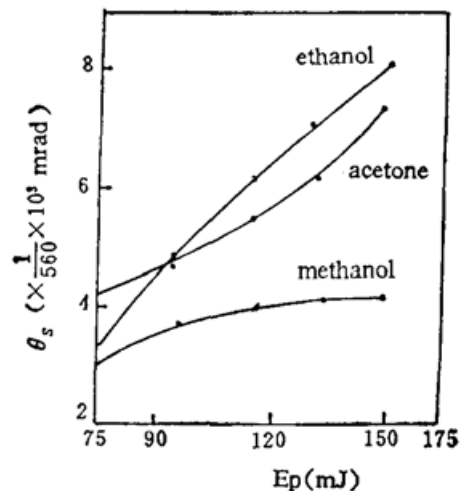


Fig. 3 The relation between the divergence angle of SBr and the pump energy

分别为 3.2、3.0 和 2.4。从图 3 中可明显看出, 受激布里渊散射光的发散角小于泵浦光的发散角, 并且随泵浦能量的增加, 受激布里渊散射光的发散角也增加。这些实验结果与受激散射阈值效应对受激散射光束发散角的影响起主要作用时的理论讨论是一致的。因此, 作者认为: 在本实验条件下(或者说在中小功率密度泵浦条件下), 受激散射阈值效应是影响受激布里渊散射光束发散角的主要因素。

小结: 相位共轭效应和受激散射阈值效应都可能导致受激布里渊散射的光束发散角减小。本文是对相位共轭理论的一个补充, 它可以解释相位共轭理论所不能解释的实验现象。

参 考 文 献

- [1] M. Hajec, P. Hribec, Wavefront reversal in focused diffraction-limited pump beams under stimulated Raman scattering conditions. *Sov. J. Quantum Electron*, 1986, **16** (11): 1469
- [2] 楼祺洪, 袁一风, 祁建平等. 长脉冲非偏振准分子激光在 H₂ 中的受激喇曼散射, *中国激光*, 1986, **13** (4): 197~199
- [3] M. C. Gower, Phase conjugation at 193 nm. *Opt. Lett.*, 1983, **8** (2): 70~72
- [4] N. B. Baranova, B. Ya. Zeldovich, Wavefront reversal of focused beams (theory of stimulated Brillouin backscattering). *Sov. J. Quantum Electron*, 1980, **10** (5): 555~560
- [5] Lin Dianyang, Wang Yuezhu, Zhao Li et al. Improvement of laser beam quality by stimulated Brillouin scattering, Program of the Fifth Interdisciplinary Laser Conference (ILS-V), Stanford, California, 27~31 August, 1989, *Bull. Am. Phys. Soc*, 1989, **34** (7): 1668
- [6] J. M. Telle, R. G. Wenzel, High-efficiency first-Stokes generation from XeF-pumped CH₄, *J. O. S. A.*, 1986, **B3** (10): 1489~1491
- [7] A. Gavrielides, P. Peterson, Diffractive Raman scattering in focused geometry, *J. O. S. A.* 1986, **B3** (10): 1394~1407
- [8] D. T. Hon, Pulse compression by stimulated Brillouin scattering. *Opt. Lett.*, 1980, **5** (12): 516~518

Study of the divergence of stimulated Brillouin scattering

WANG YUEZHU LIN DIANYANG TAN MINGWEN ZHAO LI MA ZUGUANG

(Institute of Opto-Electronics, Harbin Institute of Technology, Harbin 150006)

(Received 6 May 1991)

Abstract

The influence of the phase conjugation effect and the threshold effect of stimulated scattering on the divergence of stimulated scattering was discussed. Compared with the pumping beam, the divergence angles of stimulated Brillouin scattering (SBS) in methanol, ethanol and acetone were reduced to a factor of 3.2, 3.0 and 2.4 while the pulse durations were compressed to 4.3, 4.3 and 2.6. The relation between the divergence angle of the stimulated Brillouin scattering and the pumping energy was obtained.

Key words stimulated Brillouin scattering, divergence angle, pulse compression.