

# 液芯波导中受激动力学散射 与受激拉曼散射的竞争

汪河洲 郑锡光 毛卫东 周建英 余振新

(中山大学超快速激光光谱学国家重点实验室, 广州 510275)

**摘 要** 研究了液芯波导中受激拉曼散射和受激动力学散射的阈值随泵浦激光脉宽的变化, 发现受激动力学散射的阈值随泵浦脉冲前沿增长率增大而下降。研究了受激动力学散射和受激拉曼散射的竞争, 结果表明受激动力学散射可分解为两种成分, 其中与瞬态泵浦功率密度增长率相关的成分在大于阈值的泵浦脉冲前沿处于竞争优势, 与瞬态泵浦功率密度相关的成分在高泵浦功率密度处于竞争优势, 并讨论了其相应的机制。

**关键词** 受激动力学散射, 受激拉曼散射, 液芯波导。

## 1 引 言

近年来, 一些小组研究了在超短脉冲激光激励下液芯波导中的受激动力学散射<sup>[1~5]</sup>。研究结果表明由于液芯波导可以限制受激动力学散射的发散角使作用距离得到大的增长<sup>[2]</sup>, 使受激动力学散射能在较低的激励强度下获得较高的转换效率。液芯波导输出的宽带受激动力学散射可被用作瞬态光谱的宽带光源<sup>[1]</sup>, 它的波长与时间的特殊关系还可以被用于激光脉冲的压缩<sup>[3]</sup>。然而, 受激动力学散射与受激拉曼散射之间的相互作用和竞争还缺乏研究。除分子取向分布外, 受激动力学散射还涉及哪几种分子运动和相互作用还待深入探讨。本文研究了液芯波导中受激动力学散射和受激拉曼散射的阈值随激励光脉冲宽度的变化; 研究了激励脉冲宽度和强度依赖的受激动力学散射与受激拉曼散射的竞争, 并讨论了受激动力学散射的机制。

## 2 实 验

分别采用被动锁模 Nd:YAG 倍频激光和饱和吸收体 Q 开关 Nd:YAG 倍频激光为激励源。其脉冲宽度分别为 40 ps 和 6 ns。受激散射由一台与多色仪联接的单次扫描条纹照相机探测, 这样, 散射光的波长、时间和强度的三维关系可以同时被记录。本实验以充 CS<sub>2</sub> 液体的空芯玻璃管为液芯波导, 波导的长度为 1 m, 内径为 0.5 mm。用焦距为 0.75 m 的透镜把激励激光耦合进波导中, 较长的透镜焦距有利提高转换效率和减小损耗。由于通过液芯波导后, 波导的输出光中 0.53 μm 的泵浦光只剩很弱的一小部分甚至已全部转换为散射光, 所以

在液芯波导与条纹照相机之间不必插入用于衰减  $0.53 \mu\text{m}$  激励光的颜色滤色片, 只需放置用于限制条纹照相机输入光强的中性滤光片。

### 3 结果与讨论

本实验使用的饱和吸收体 Q 开关 Nd:YAG 倍频激光的脉冲轮廓如图 1(a)所示。图 1(b)

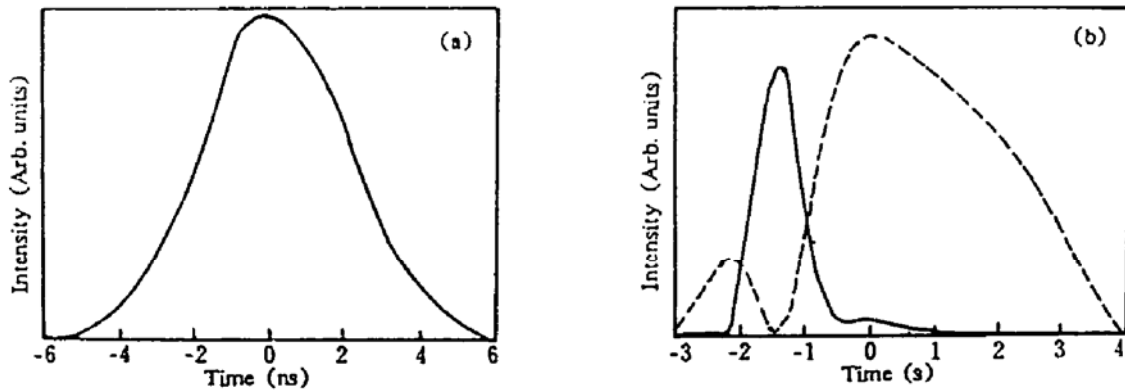


Fig. 1 (a) The pulse waveform of the frequency-doubled Q-switch Nd:YAG laser, (b) Temporal behavior of stimulated dynamic light scattering (solid line) and stimulated Raman scattering (dashed line) in  $\text{CS}_2$  liquid-core waveguide at  $0.2 \text{ GW/cm}^2$  frequency-doubled Q-switch Nd:YAG laser pumping

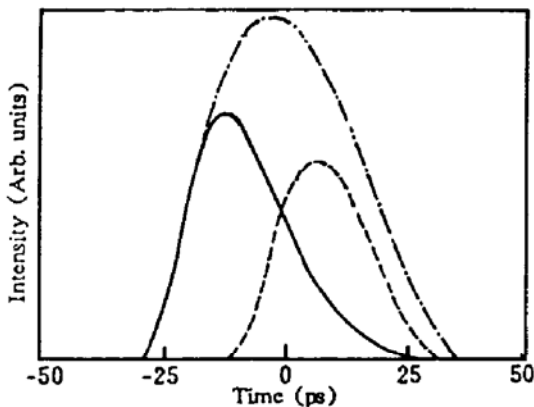


Fig. 2 Temporal behavior of stimulated dynamic light scattering (solid line) and stimulated Raman scattering (dashed line) in  $\text{CS}_2$  liquid-core waveguide at  $0.2 \text{ GW/cm}^2$  frequency-doubled mode-locked Nd:YAG laser pumping, Dotted and dashed line shows the pump pulse

和图 2 分别为 Q 开关的锁模 Nd:YAG 倍频激光激励下受激动力学散射和受激拉曼散射的瞬态关系。从图中看出, 在纳秒脉冲激光激励下, 受激拉曼散射的阈值比受激动力学散射的阈值低。相反, 在皮秒脉冲激励下, 受激动力学散射的阈值比受激拉曼散射的阈值小。激励光脉宽对受激拉曼散射的阈值影响不大, 而受激动力学散射的阈值随激励光源的脉冲宽度的变窄而降低。

从图中还可以看出, 较弱激励强度下, 激励脉冲下降沿受激拉曼散射在竞争中处于优势, 只是在纳秒脉冲激光激励下, 其优势更明显。而在激励脉冲上升沿, 受激动力学散射在竞争中处于优势, 其竞争优势随瞬态功率增长率的增大而提高。因为长脉冲激光激励下, 只在瞬态功率增长率最大的一小段时间受激动力学散射在竞争中处于优势。而在弱皮秒脉冲激光激励下, 如图 2 所示, 由于皮秒脉宽很窄使皮秒脉冲的前沿的瞬态功率增长率比纳秒激光的大得多, 结果在整个脉冲前沿受激拉曼散射占绝对优势, 受激拉曼散射在皮秒脉冲前沿前半部分几乎观察不到。

另外, 从图 1(b)的实线可以看出, 纳秒激光激励下受激动力学散射的强度与时间的关系可分解为两种成分: 第一种成分出现在瞬态激光功率增长最快的激光脉冲上升沿与瞬态功率的增长率相关, 其脉冲宽度小于纳秒激励脉冲的上升沿; 第二种成分峰值位置与激励脉冲峰值位置对应, 与激励光瞬态功率相关。

皮秒脉冲激励下的情况比较复杂只从图 2 不易直接看出两种成分。但把弱皮秒激光激励

的实验结果与强皮秒激光激励的实验结果相比较,便能看出规律性。

当平均泵浦功率密度增大到  $1\sim 5\text{ GW/cm}^2$ , 在皮秒激光激励下的  $\text{CS}_2$  液芯波导中, 受激动力学散射与受激拉曼散射的强度相近, 往斯托克斯端展宽了的瑞利线与展宽了的 1 级和 2 级拉曼散射连成一片, 形成相当宽的连续谱带<sup>[1]</sup>。

当泵浦功率继续增大, 受激动力学散射不仅在泵浦脉冲上升沿占优势, 而且在泵浦脉冲峰和下降沿前半部分占优势, 受激拉曼散射仅出现在泵浦脉冲尾部。图 3 是在平均激光功率密度为  $10\text{ GW/cm}^2$  的条件下, 受激动力学散射和受激拉曼散射的三维图。可看出展宽了的多级受激拉曼散射只出现在脉冲尾部, 而且强度较弱。宽带波长谱与文献[1]有根本差别, 数千波数的谱带直接展宽自激励光。从图 3 还可以看出, 高激励强度下, 最宽谱带的散射出现在激励脉冲峰附近。也就是说, 第二种成分的比例大大地增大了。

当平均激励功率密度提高到  $20\text{ GW/cm}^2$ , 从液芯波导输出的受激动力学散射频带复盖了  $5000\text{ cm}^{-1}$ 。在这种高功率泵浦下, 从波导侧面观察, 可以看见从波导入射端到出射端逐渐从绿色变为黄色、再变为红色、最后在输出端变为暗红色。颜色的不断变化暗示了波导中前一段波导的散射光在下一段波导中起着泵浦光的作用。

以上实验结果表明受激动力学散射可分解成两种成分, 第一种成分涉及的分子运动主要包括分子取向分布<sup>[6]</sup>, 分子阻尼摆动<sup>[7]</sup>和分子平动。在较低激励功率条件下, 主要涉及分子取向分布。当激励光脉冲为纳秒脉冲时, 分子取向分布与光场达到准平衡, 分子取向度随激励光场增强而提高, 所以瞬态功率不太高的纳秒光脉冲激励下受激散射出现在激励脉冲前沿的瞬态激励功率增长率最大的部分。

在  $20\text{ GW/cm}^2$  的平均激励功率密度下, 经  $20\text{ cm}$  的波导后, 测得出射光已是非偏振光, 所以取向散射已是次要成分。20 cm 后波导中颜色仍不断改变, 起主要作用的是第二种散射成分。它主要涉及分子偶极相互作用, 包括分子偶极与其感应偶极相互作用、分子碰撞效应, 及光感应分子偶极之间的相互作用。在自发动理学散射中, 由于激励光弱, 光感应分子偶极的间距很大, 相互作用可忽略, 所以它只涉及: 分子取向分布、阻尼摆、平动、偶极与其感应偶极相互作用和碰撞效应<sup>[8~11]</sup>。在高密度泵浦光的自聚焦细丝中, 光感应偶极的密度已使其相互作用能达到几十至一百多波数。根据光密介质中的局域场理论<sup>[6, 12]</sup>, 推导得涉及偶极相互作用受激动力学散射的三阶非线性系数随激励光瞬态功率密度增大而提高, 也就是说, 在低激励强度下, 涉及偶极相互作用的受激动力学散射的三阶非线性系数很小, 所以它不能与受激拉曼散射等三阶过程竞争; 在高激励强度下, 涉及偶极相互作用的受激动力学散射的三阶非线性系数大, 所以它在竞争中占优势。这是强激励条件下受激拉曼散射仅出现在泵浦脉冲尾部的原因。

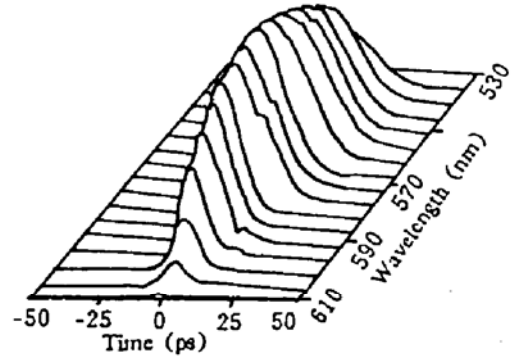


Fig. 3 Temporal and spectral behavior of stimulated dynamic light scattering and stimulated Raman scattering in  $\text{CS}_2$  liquid-core waveguide at  $10\text{ GW/cm}^2$  frequency-doubled mode-locked Nd:YAG laser pumping

## 参 考 文 献

- [1] J. Y. Zhou, H. Z. Wang, Z. X. Yu, Efficient generation of ultrafast broadband radiation in a submillimeter liquid-core waveguide. *Appl. Phys. Lett.*, 1990, **57**(7) : 643~644
- [2] J. Y. Zhou, H. Z. Wang, Y. C. Li *et al.*, Stimulated Rayleigh wing scattering and stimulated four-photon interaction in liquid-core waveguides. *J. Modern Opt.*, 1991, **38**(6) : 1015~1019
- [3] J. Y. Zhou, H. Z. Wang, X. G. Huang *et al.*, Generation of frequency-tunable ultrashort optical pulses with liquid-core fibers. *Opt. Lett.*, **16**(23) : 1865~1867
- [4] G. S. He, P. N. Prasad, Stimulated Rayleigh-Kerr scattering in a CS<sub>2</sub> liquid-core fiber system. *Opt. Comm.*, 1989, **73**(2) : 161~164
- [5] G. S. He, P. N. Prasad, Stimulated Kerr scattering and reorientation work of molecules in liquid CS<sub>2</sub>. *Phys. Rev. (A)*, 1990, **41**(5) : 2687~2696
- [6] Y. R. Shen, *The Principles of Nonlinear Optics*, New York, John Wiley & Sons, Inc., 1984, 195~199, 23~25
- [7] Y. Z. Yan, K. A. Nelson, Impulsive stimulated light scattering. *J. Chem. Phys.*, 1987, **87**(11) : 6275~6265
- [8] R. Pecora, *Dynamic Light Scattering*, New York, Plenum Press, 1985
- [9] D. Kivelson, Light scattering studies of molecular liquids. *Ann. Rev. Phys. Chem.*, 1980, **31** : 523~558
- [10] P. A. Madden, T. I. Cox, A comparative study of the interaction-induced spectra of liquid CS<sub>2</sub>. *Mol. Phys.*, 1981, **43**(2) : 287~318
- [11] P. A. Madden, D. J. Tildesley, Interaction-induced contributions to Rayleigh and allowed Raman bands. *Mol. Phys.*, 1985, **55**(5) : 969~998
- [12] N. Bloembergen, *Nonlinear Optics*, New York, The Benjam publishing Company, 1982, 68~70

## Competition Between Stimulated Dynamic Light Scattering and Stimulated Raman Scattering in Liquid-core Waveguide

Wang Hezhou      Zheng Xiguang      Mao Weidong

Zhou Jianying      Yu Zhenxin

(*Ultrafast Laser Spectroscopy Laboratory, Zhongshan University, Guangzhou 510275*)

(Received 19 August 1994; revised 30 January 1995)

**Abstract** Competition between stimulated dynamic light scattering (SDLS) and stimulated Raman scattering (SRS) in CS<sub>2</sub> liquid-core waveguide is studied by time-resolved pump pulse duration and pump density dependent experiments. It is found that the threshold of SDLS is dependent on the pump pulse duration. The competition between SDLS and SRS implies that SDLS consists of two contributions, one relates to the increasing rate of transient pump power density at the rise-time of pump pulse; the other relates to the transient pump power density, and dominates around the peak of high density pump pulse. Their mechanism is discussed.

**Key words** stimulated dynamic light scattering, stimulated Raman scattering, liquid-core waveguide.