

文章编号: 1001-4322(2004)01-0014-05

光学材料中横向 SBS 的稳态分析*

周 萍, 郭少锋, 陆启生, 邓少永, 王金宝, 江厚满

(国防科学技术大学 理学院, 湖南 长沙 410073)

摘 要: 从非线性光学的耦合波理论出发, 建立了种子光入射的窄带泵浦的横向受激布里渊散射的二维理论模型, 并对稳态情形进行了数值模拟, 得到了散射光强的二维分布。计算表明, 散射光场在入射面内呈现出“局部集中”的特点, 而且由于“空间压缩”效应, 使得获得的最大散射光强远大于初始泵浦光强。还分析了光场及材料参数对获得的散射光强的影响, 得出: 入射的激光功率密度越大, 光学元件的横向尺寸越长, 材料的吸收系数越小, 受激散射产生的散射光和弹性声波强度就越大, 在材料内部引起的应力也越强, 从而越有可能造成材料的破坏。

关键词: 光学材料; 横向受激布里渊散射; 强激光系统; 激光诱导破坏

中图分类号: TN249 **文献标识码:** A

在强激光的单元器件以及靶目标与激光束的相互作用过程中, 将发生许多非线性光学效应, 其中最受关注的是受激布里渊散射(SBS)。对于大口径的光学元件, 既存在后向增益放大的纵向 SBS, 又存在横向增益的 SBS。纵向 SBS 的理论及实验研究已经比较成熟^[1~4], 并且有了相当多的应用^[5,6]。近年来的强激光系统为了进一步提高功率密度, 普遍采用扩大口径和增加路数的方法^[7], 这使得横向 SBS 的研究变得越来越迫切。横向 SBS 将引起传输激光附加的位相变化、光束质量的下降以及光学元件的破坏, 因此, 光学元件中横向 SBS 的研究对确保强激光系统高效而安全的运行具有重要意义。

1988 年, Smith 等^[8]报道了 Nova 激光器系统的第 5 路口径为 70cm 的透镜严重损坏的事实, 并将之归结为横向 SBS 作用的结果, 以后类似的破坏又发生在其它的光学元件上^[9]。理论方面, Eggleston^[10]等建立了大口径光学玻璃元件中横向 SBS 的物理模型并进行了数值模拟, Gunnar Arisholm^[11]等给出了宽带泵浦的横向 SBS 的理论模型, 并对稳态情形进行了数值模拟; 但他们对横向 SBS 的研究均忽略了光场在泵浦光传播方向上的变化, 多是类推于纵向 SBS 的情形, 因而只是一个简化的一维模型。本文从非线性光学的耦合波理论出发, 推导了窄带泵浦的二维横向 SBS 的耦合波方程组, 进而对稳态情形进行数值模拟, 得出了大光斑作用下横向 SBS 过程的稳态特征, 并分析了泵浦光与种子光强度及材料参数对散射光场的影响。

1 横向 SBS 理论模型

当光斑横向尺寸远大于纵向相互作用距离时, 横向 SBS 过程就有可能发生, 这时将产生一束沿泵浦光截面方向传播的寄生振荡光(散射光), 同时又在介质内部产生高频振荡的强声波场。与纵向 SBS 一样, 横向 SBS 的发生也有噪声起振和由于光学元件表面反射而引入的种子光起振两种类型。因为噪声起振模型比较复杂, 作为研究的第一步, 我们先处理种子光起振的模型。

描述光场与介质内电致伸缩声波场之间相互作用的波动方程为^[12]

$$\begin{aligned} \nabla^2 - \frac{\alpha}{v_a} \frac{\partial}{\partial t} - \frac{1}{v_a^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} &= \frac{\alpha}{v_a^2} \frac{1}{2} \nabla^2 (E^2) \\ \nabla^2 E - \frac{\mu^2}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} &= \frac{\mu^2}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (E) \end{aligned} \quad (1)$$

式中: E 为介质内的光波场强, α 为存在光场情况下介质密度的变化量, v_a 为声波的传播速度, μ 为声波在介质内的衰减系数, μ^2 称为介质的电致伸缩系数或弹性光学系数(注意, 这里的 μ^2 相当于文献[12]中的 μ^2 / ρ), n 为介质的折射率, c 为真空中的光速, ϵ_0 为真空介电常数。

考虑如图 1 所示的横向 SBS 的情形, 一束偏振方向沿 z 轴的强泵浦光垂直通过一片大型光学元件, 另一

* 收稿日期: 2003-05-27; 修订日期: 2003-08-04

基金项目: 国家 863 计划项目资助课题

作者简介: 周 萍(1979—), 女, 硕士研究生, 主要从事激光破坏机理研究工作; E-mail: zcsp1997@sina.com。

束强度很弱的且偏振方向与泵浦光相同的 Stokes 种子光通过该光学元件的侧面,传播方向与泵浦光垂直,由于介质的横向尺寸远大于其厚度,所以散射光主要表现为横向增长。该问题显然是二维问题,介质内的光场和声波场沿 z 轴偏振(图 1 中垂直于 $OACB$ 面向外的方向)。实际的光学元件多为圆盘形,圆盘形的光学元件中光场分布是三维的,这会大大增加问题的复杂性,因此把这一问题留待日后作处理。我们忽略纵向 SBS 的影响,并且令:

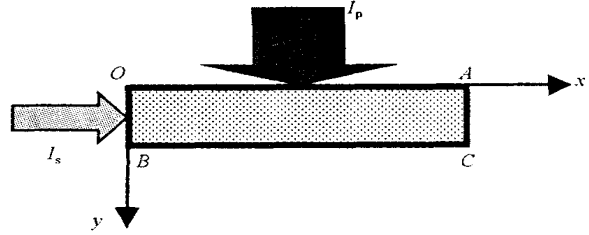


Fig. 1 Demonstration of transverse SBS
图 1 横向 SBS 示意

$$\begin{aligned} E_p &= A_p(x, y, t) \exp[i(k_p y - \omega_p t)] + c. c. \\ E_s &= A_s(x, y, t) \exp[i(k_s x - \omega_s t)] + c. c. \\ &= A_a(x, y, t) \exp[i(k_a x_a - \omega_a t)] + c. c. \end{aligned} \quad (2)$$

式中: E_p, E_s , 分别为泵浦光场、散射光场及介质中的弹性声波场; A_p, A_s, A_a 分别为缓变振幅, k_p, k_s, k_a 分别为波矢; x_a 为沿声波传播方向 k_a 的坐标。从基本方程(1)出发,引入缓变振幅近似(SVEA),并忽略强衰减高频声波场的传播项,可得到横向 SBS 耦合波方程组:

$$\begin{cases} \frac{\partial A_p}{\partial y} + \frac{n}{c} \frac{\partial A_p}{\partial t} = \frac{i k_p}{2 \omega n^2} A_a A_s - \frac{1}{\omega c n} \frac{\partial}{\partial t} (A_a A_s) \\ \frac{\partial A_s}{\partial x} + \frac{n}{c} \frac{\partial A_s}{\partial t} = \frac{i k_s}{2 \omega n^2} A_a^* A_p - \frac{1}{\omega c n} \frac{\partial}{\partial t} (A_a^* A_p) \\ \frac{\partial A_a}{\partial t} + \frac{v_a}{2} A_a = \frac{i \omega k_a}{4 v_a} A_p A_s^* + \frac{\omega k}{2 a} \left(\frac{\partial A_p A_s^*}{\partial y} - \frac{\partial A_p A_s^*}{\partial x} \right) \end{cases} \quad (3)$$

为了得到横向 SBS 的一些定性的特征,考虑一种理想情况,即场量不随时间变化的稳态情形:

$$\begin{cases} \frac{\partial A_p(x, y, t)}{\partial y} = \frac{i k_p}{2 \omega n^2} A_a(x, y, t) A_s(x, y, t) \\ \frac{\partial A_s(x, y, t)}{\partial x} = \frac{i k_s}{2 \omega n^2} A_a^*(x, y, t) A_p(x, y, t) \\ A_a(x, y, t) = \frac{i \omega k_a}{2 v_a^2} A_s^*(x, y, t) A_p(x, y, t) \end{cases} \quad (4)$$

适当变形上述方程组,并利用光强和振幅之间的关系式 $I = 2 n |A|^2 / Z_0$ ^[13],可得到:

$$\begin{cases} \frac{\partial I_p(x, y)}{\partial y} = -g_p I_p(x, y) I_s(x, y) \\ \frac{\partial I_s(x, y)}{\partial x} = g_s I_p(x, y) I_s(x, y) \end{cases} \quad (5)$$

式中, I_p, I_s 分别为泵浦光及散射光强度; $g_p = \omega^2 Z_0 k_p k_a / 4 \omega n^3 v_a^2, g_s = \omega^2 Z_0 k_s k_a / 4 \omega n^3 v_a^2$, 分别为泵浦光的衰减系数和散射光的增益系数, Z_0 为真空中的阻抗。式(5)就是我们进行数值求解的基本方程。

2 计算结果

我们采用差分方法对式(5)进行数值求解。

计算中选取光学玻璃材料(如 K9)作为样品,为了便于和 Smith^[8]等的实验结果相比较,假设以 Nova 激光器的 3 倍频输出(波长 351nm)作为泵浦光,这样,各参数选取如下: $\rho = 2.5 \times 10^3 \text{ kg/m}^3, n = 1.5132, E_y = 8.0 \times 10^{10} \text{ Pa}, k_s = k_p = 2.70 \times 10^7 / \text{m}, k_a = 3.82 \times 10^7 / \text{m}, v_a = 5.98 \times 10^3 \text{ m/s}, a = 5 \times 10^4 / \text{m}$; 可以从 Lorentz-Lorentz 关系式^[12]得到,即 $n = (n^2 - 1) / (n^2 + 2) / 3 = 1.84$ 。另选取光学元件的横向尺寸 $L = 0.5 \text{ m}$,厚度 $h = 0.05 \text{ m}$ 。设泵浦光强度为 $3.0 \times 10^{11} \text{ W/m}^2$,均匀地覆盖在光学元件正面,种子光同样也设为均匀光斑,强度为 10^4 W/m^2 ,完全覆盖于元件侧面。通过计算得到散射光强度在 OA 与 AC 方向的分布情况如图 2,图 3 所示。

为了更好的了解光场在入射面内的分布情况,我们同时得到了散射光强和泵浦光强在入射面内的三维分布,如图 4,5 所示。

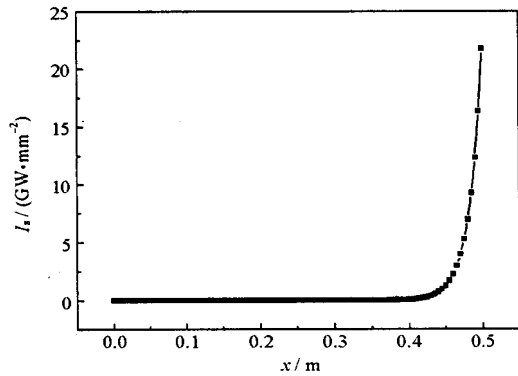


Fig. 2 Variation of scattering intensity along OA direction

图 2 散射光强随 OA 方向的变化

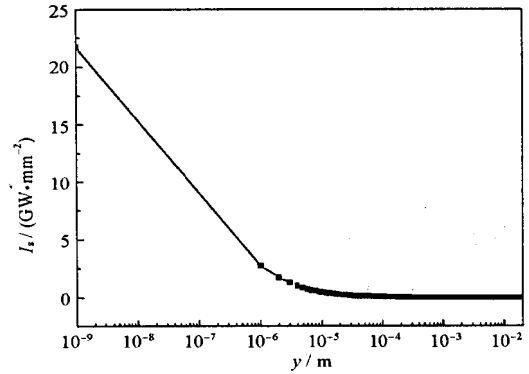


Fig. 3 Variation of scattering intensity along AC direction

图 3 散射光强随 AC 方向的变化

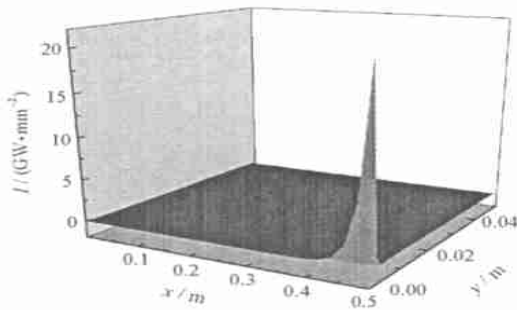


Fig. 4 Three-dimensional distribution of scattering intensity

图 4 散射光强的三维分布

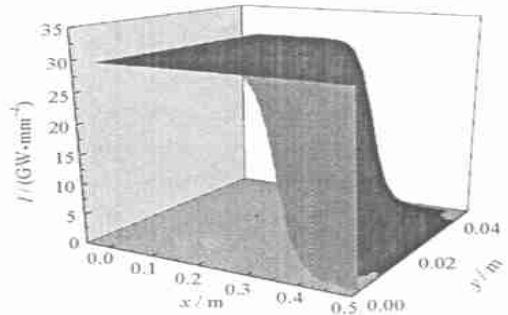


Fig. 5 Three-dimensional distribution of pump intensity

图 5 泵浦光强的三维分布

从图 2~5 中可以看出横向受激布里渊散射的特点:在 AB 边附近,泵浦光场沿传播方向急剧耗尽,而散射光沿其传播方向却迅速增长,同时,散射光表现出强烈的“局部集中”的特点:在 OACB 平面上的 A 点附近,散射光强增长非常迅速,而在其它地方,则基本保持不变。这种散射光强烈的“局部集中”效应将引起由弹性声波产生的应力的“局部集中”,使得光学材料内部某一部分受到极大的应力,从而有可能在该部分首先造成破坏。

计算得到 A 点处的散射光强为 $I_{s,\max} = 2.17 \times 10^{16} \text{ W/m}^2$,这个值远大于初始的泵浦光强 $I_{p0} = 3.0 \times 10^{11} \text{ W/m}^2$,这是因为能量在由泵浦光转向散射光的过程中,散射光发生了局部集中的现象,使得原来在空间展宽的泵浦光(均匀地覆盖在光学元件正面)强烈集中于一个很小的范围内,也就使得散射光功率密度有了很大的提高,而在这个过程中,总的能量仍然守恒。

3 散射光强随光场及材料参数的变化

3.1 散射光强随种子光强的变化

保持其他参数不变,改变种子光强 I_{S0} 时,获得的最大散射光强 $I_{s,\max}$ 的变化如图 6 所示。

从图 6 可以看出,种子光强减小时,所获得的最大散射光强值也减小。种子光强变化一个量级时,散射光的变化也在一个量级左右。这也说明,种子光作为横向受激布里渊散射的诱因,只在受激散射的初期发挥较大的作用,而对于达到稳态以后的散射光强并没有太大影响。

3.2 散射光强随材料横向尺寸 L 的变化

保持其他参数不变,改变 L 时散射光强最大值的变化如表 1 所示。

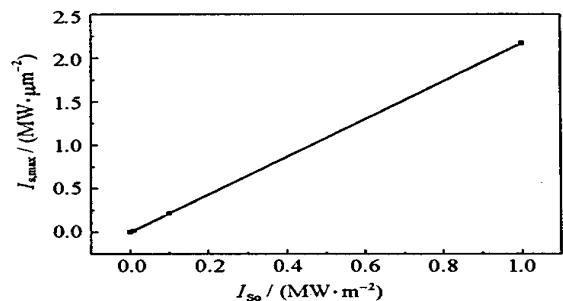


Fig. 6 Variation of scattering intensity with seed intensity

图 6 散射光强随种子光强的变化

表 1 散射光强随材料横向尺寸的变化

Table 1 Variation of scattering intensity with the transverse size of materials

L/m	0.4	0.5	0.6	0.7
$I_{s,max}/(W \cdot m^{-2})$	7.41×10^{13}	2.17×10^{16}	6.38×10^{18}	1.87×10^{21}

从上表中可以看出,材料横向尺寸增加时,获得的散射光强增大,这也体现了受激散射的特点。因为材料横向尺寸增加时,受激散射的增益长度 L 也增加,由 Kaiser^[14]的理论可知,稳态的增益系数为 e^G , G 可以表示为:

$$G = I_p L \quad (6)$$

可见,增益长度增加时,增益系数呈指数规律增长,从而散射光在它的传播方向上也呈指数规律增长,上表中的数据也正体现了这一变化规律。

3.3 散射光强随声子寿命的变化

一般固体介质对所产生的特超声的吸收系数 $a = 10^2 \sim 10^3 \text{cm}^{-1}$, 相应的声子寿命(亦即弹性波的强度衰减时间) $\tau_a = 10^{-8} \sim 10^{-9} \text{s}$ 。吸收系数与声子寿命之间的关系为^[15]:

$$a = \frac{1}{v_a \tau_a} \quad (7)$$

假设不同固体材料中的声速基本保持不变,这里取作 $v_a = 5.98 \times 10^3 \text{m/s}$, 改变声子寿命,从而改变吸收系数时,相应的散射光强的变化如图 7 所示。

以上从几个方面探讨了参数改变时散射光强的变化,实际上,任何材料在理论上都具有一定的抗拉强度,随着散射光的增强,伴随着的弹性声波幅度也会增强,使得在材料内部产生的应力也增强,当这种应力超出材料的抗拉强度时,将可能造成材料的破坏,因此,实际的散射光强也许不能达到上述的数值。但是,从这些理论模拟的结果,我们仍然可以得出一些定性的结论,那就是:入射的激光功率密度越大,光学元件的横向尺寸越长,材料的吸收系数越小,受激散射产生的散射光和弹性声波强度就越大,在材料内部引起的应力也越强,从而越有可能造成材料的破坏。因此,研究高功率、大口径光学元件中横向 SBS 的发生机理,寻找抑制 SBS 的方法,对于光学元件的正常使用非常重要。

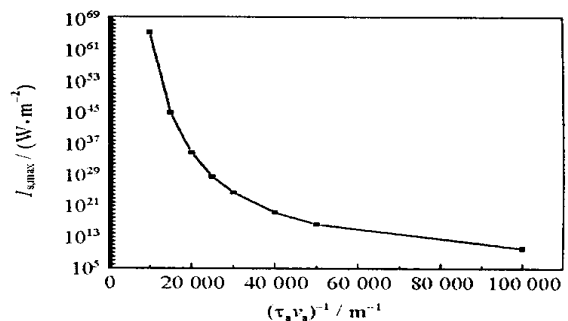


Fig. 7 Variation of scattering intensity with phonon decay time

图 7 散射光强随声子寿命的变化

4 结束语

本文考虑了泵浦光在传播方向的变化,推导了一个二维横向 SBS 的耦合波方程组,并对稳态情形进行数值模拟,得出了大光斑情形下的横向 SBS 过程的稳态特征,并分析了泵浦光与种子光强度及材料参数对散射光场的影响。从所得的结果也可以看出,泵浦光在其传播方向上是迅速衰减的,这也说明了二维模型比一维模型更符合实际。

本文研究稳态情形,其目的在于得到横向 SBS 的一些定性的特征,并为将要进行的瞬态情形的研究提供一定的参考。当脉冲长度达到几十 ns 时,可以期望瞬态 SBS 呈现出类似于稳态的特征。这是我们后续将要进行的工作。另外,作为起步研究,本文忽略了光学元件的几何形状,把问题归结为二维模型,对于脉冲形状也作了简化处理,我们将在今后的工作中对这些问题进行进一步的研究。

参考文献:

- [1] 郭少锋,陆启生,赵国民,等. 后向 SBS 诱导的光学材料破坏机理研究[J]. 强激光与粒子束, 2003, 15(9): 850—854. (Guo S F, Lu Q S, Zhao G M, et al. Backward SBS induced damage of optical materials. *High Power Laser and Particle Beams*, 2003, 15(9): 850—854.)
- [2] Yu H W, Meng S X. Transient stimulated Brillouin scattering and damage of optical glass[J]. *J Appl Phys*. 1997, 81(1): 85—88
- [3] 郭少锋,陆启生,程湘爱,等. 双谐波激光场作用下 SBS 过程诱导的光学材料破坏[J]. 强激光与粒子束, 2003, 15(3): 229—233. (Guo S F, Lu Q S, Cheng X A, et al. Damage of optical materials induced by SBS process under biharmonic laser irradiation. *High Power Laser and Particle Beams*, 2003, 15(3): 229—233)

- [4] 陈飞,孟绍贤. 2ns 大口径高功率激光对光学玻璃材料破坏研究[J]. 光学学报,1998,18(10):1362—1365. (Chen F, Meng S X, Damage of optical glasses materials with 2ns large aperture high power laser. *Acta Optica Sinica*, 1998,18(10):1362—1365)
- [5] 魏晓峰,袁晓东,丁磊,等. 利用受激布里渊散射脉冲压缩效应获得高功率激光输出[J]. 强激光与粒子束,1999,11(2):129—133. (Wei X F, Yuan X D, Ding L, et al. Acquisition of high power laser with SBS pulse compression. *High Power Laser and Particle Beams*, 1999,11(2):129—133)
- [6] Lehmborg R H. Numerical study of phase conjugation in stimulated Brillouin scattering from an optical waveguide[J]. *J Opt Soc Am*, 1983,73(5):558—566.
- [7] 葛自明,吕志伟,林殿阳. 光学元件中受激布里渊散射的研究状况及研究进展[J]. 激光技术,2002,26(5):375—378. (Ge Z M, LU Z W, Lin D Y. The research and development of the stimulated scattering in the optical component. *Laser Technology*, 2002,26(5):375—378)
- [8] Smith J R, Murray J R, Kyrakis D T, et al. Acoustic damage to large-aperture optics[A]. DE89014042[C]. 1989.
- [9] Kyrakis D T, Weiland T L. Determination of SBS induced damage limits in large fused silica optics for intense, time varying laser pulses[C]. SPIE: Laser-induced Damage in Optical Materials[C]. 1991,1441:469—458
- [10] Eggleston J M, Kushner M J. Stimulated Brillouin scattering parasitics in large optical windows[J]. *Optics Letters*,1987,12(6):410—412.
- [11] Gunnar A, Paul N. Transient transverse stimulated Brillouin scattering with a broad-band pump[J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*,1992,28(10):2075—2083.
- [12] Boyd R W. Nonlinear Optics[M]. London: Academic Press Limited, 1992.
- [13] 波恩 M, 沃尔夫 E. 光学原理[M]. 北京:科学出版社,1956. (Born M, Wolf E. Optical Principles. Beijing: Science Press, 1956)
- [14] Kaiser W, Maier M. Laser Handbook[M]. Science Press, 1972. 2:1111—1120.
- [15] 范琦康,吴存恺,毛少卿. 非线性光学[M]. 南京:江苏科技出版社,1989. (Fan Q K, Wu C K, Mao S Q. Nonlinear Optics. Nanjing: Jiangsu Science and Technology Press, 1989)

Steady-state analysis of transverse SBS in optical materials

ZHOU Ping, GUO Shao-feng, LU Qi-sheng, DENG Shao-yong, WANG Jim-bao, JIANG Hou-man
(College of Science, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

Abstract: The coupled wave theory of nonlinear optics is adopted to establish two-dimensional theoretical model of seeded, narrow-band pumped transverse SBS. The numerical investigation of steady-state situation is offered and the planar distribution of scattering light intensity is obtained. The calculation shows that scattering light has the character of local concentration, and the maximum of scattering light intensity is much greater than the pump light intensity as a result of "space compression" effect. This paper also analyzes the variation of scattering light intensity with different pump conditions and different material parameters and puts some qualitative conclusions.

Key words: Optical materials; Transverse SBS; Intensive laser systems; Laser induced damage