

文章编号: 100124322(2004)0921106205

聚焦泵浦条件下固体介质中受激布里渊 散射过程的数值研究^X

郭少锋^{1,2}, 陆启生¹, 李 强¹, 程湘爱¹, 邓少永¹, 曾学文¹

(1. 国防科学技术大学 理学院, 湖南 长沙 410073; 2. 中国科学院 福建物质结构研究所, 福建 福州 350002)

摘 要: 在非线性光学耦合波方程组中加入聚焦项,使之能够描述聚焦泵浦条件下的受激布里渊散射过程(SBS)。利用改进的 SBS 方程组,模拟了聚焦泵浦条件下熔石英玻璃棒中的 SBS 过程,给出了 SBS 反射率与泵浦激光能量的依赖关系,发现散射光脉冲中存在“聚焦刺”,并通过分析 SBS 诱导产生的应力场的特征对布里渊介质的安全性进行了评估,理论分析的结果与 Yoshida 等人的实验结果一致。

关键词: 受激布里渊散射; 聚焦泵浦; 反射率; 激光损伤

中图分类号: O437; TN241

文献标识码: A

受激布里渊散射(SBS)是一种非常重要的非线性光学现象,近年来在脉冲压缩、相位共轭以及相干破坏机理等研究领域引起了人们广泛的研究兴趣^[1~5]。实验上,为了有效地产生受激布里渊散射,在布里渊介质前都要放置会聚透镜,以提高泵浦光的功率密度。光束被聚焦后,光强在光轴方向可能具有很大的变化,受激散射过程将与非聚焦的情况有很大差别。为了反映出这种差别,一些学者采取了一种唯象的方法,即将耦合波方程的相互作用项除以光束的横截面积^[6]。我们从平面波的传播理论出发,在波动方程中引入一聚焦项,对传统的 SBS 方程组进行改造,使之适用于聚焦的情形。利用改进的 SBS 方程组,研究了熔石英玻璃棒中 SBS 过程,并与 Yoshida 等人^[7]的实验结果进行比较。

1 聚焦泵浦条件下的 SBS 方程

当激光束的横向尺寸较小,而 SBS 介质纵向尺寸较大时,后向 SBS 占主导地位。忽略光强在光束截面内的变化,描述一维后向 SBS 的非线性光学耦合波方程组为^[6]

$$\frac{\partial A_p(x,t)}{\partial x} + \frac{n}{c} \frac{\partial A_p(x,t)}{\partial t} = \frac{i}{2} \frac{k_p}{n^2} A_a(x,t) A_s(x,t) \quad (1)$$

$$- \frac{\partial A_s(x,t)}{\partial x} + \frac{n}{c} \frac{\partial A_s(x,t)}{\partial t} = \frac{i}{2} \frac{k_s}{n^2} A_a^3(x,t) A_p(x,t) \quad (2)$$

$$\frac{\partial A_a(x,t)}{\partial x} + v_a \frac{\partial A_a(x,t)}{\partial x} + \frac{a v_a}{2} A_a(x,t) = \frac{i}{4} \frac{k_a}{v_a} A_s^3(x,t) A_p(x,t) + f(x,t) \quad (3)$$

在公式(1)~(3)中: A_p, A_s 和 A_a 分别是泵浦光、Stokes光和声波场的复振幅; δn 为介质密度的变化量, v_a 为声波的传播速度; α 为声波在介质内的衰减系数; β 为介质的电致伸缩系数或弹性光学系数; ϵ_0 为真空介电常数; n 为介质的折射率; c 为真空中的光速; ρ_0 为不存在外界光场的情况下介质的平均密度; $f(x,t)$ 是 Langevin 噪声源项,用来表征介质密度的热起伏,其具体表达式可参考文献[10]。(1)式右端代表的是声波和光波的相互作用,令之为零,则方程

$$\frac{\partial A_p(x,t)}{\partial x} + \frac{n}{c} \frac{\partial A_p(x,t)}{\partial t} = 0 \quad (4)$$

代表的是平面波在透明介质中的自由传播,速度为 c/n 。(4)式中光束的横截面不随传播方向变化,对应的空间不变量是 $A_p(x)$,即激光场的振幅不随传播距离而改变。由于聚焦的原因,光束截面半径成为传播距离的函数,设为 $w(x)$,则对应的空间不变量应为 $w^2(x) [A_p(x)]^2$,即激光的功率不随传播距离而改变,将其平方

X 收稿日期:2003210221; 修订日期:2004202226

基金项目:国家 863 计划项目资助课题;福建省青年科技人才创新项目基金资助课题

作者简介:郭少锋(1975—),男,博士,主要从事激光破坏机理研究工作;E2mail:guoshaofeng@tom.com。

根形式 $w(x)A_p(x)$ 代替(4)式中的 $A_p(x)$,稍作变形,可得

$$\frac{5A_p(x,t)}{5x} + \frac{A_p(x,t)}{w(x)} \frac{5w(x)}{5x} + \frac{n}{c} \frac{5A_p(x,t)}{5t} = 0 \tag{5}$$

(5)式中,第二项反映的是聚焦带来的光强变化,我们称之为聚焦项。同理,散射光方程对应的聚焦项应该为

$$- \frac{5A_s(x,t)}{w(x)} \frac{5w(x)}{5x} \tag{6}$$

将聚焦项代入(1),(2)式,得到聚焦型的耦合波方程组

$$\frac{5A_p(x,t)}{5x} + \frac{A_p(x,t)}{w(x)} \frac{5w(x)}{5x} + \frac{n}{c} \frac{5A_p(x,t)}{5t} = \frac{i}{2} \frac{k_p}{0n^2} A_a(x,t) A_s(x,t) \tag{7}$$

$$- \frac{5A_s(x,t)}{5x} - \frac{A_s(x,t)}{w(x)} \frac{5w(x)}{5x} + \frac{n}{c} \frac{5A_s(x,t)}{5t} = \frac{i}{2} \frac{k_s}{0n^2} A_a^3(x,t) A_p(x,t) \tag{8}$$

$$\frac{5A_a(x,t)}{5t} + v_a \frac{5A_a(x,t)}{5x} + \frac{-v_a}{2} A_a(x,t) = \frac{i}{4} \frac{k_a}{v_a} A_s^3(x,t) A_p(x,t) + f(x,t) \tag{9}$$

从(7),(8)式可以看出,泵浦光与反射光振幅的变化由传播、聚焦以及电致伸缩效应 3 部分组成。考虑到后向散射光与泵浦光相位共轭,(8)式中假设散射光的 $w(x)$ 和泵浦光完全一致。

2 数值模拟方法

采用有限差分方法解非线性耦合波方程组,构造的隐式差分格式为

$$\left\{ 1 + \frac{nh}{c} + \frac{w_k - w_{k-1}}{w_k} \right\} (A_p)^{j+1}_k - (A_p)^{j+1}_{k-1} = \frac{n}{c} \frac{h}{c} (A_p)^j_k + \frac{i}{2} \frac{k_p}{0n^2} h (A_s)^{j+1}_k (A_a)^{j+1}_k \tag{10}$$

$$\left\{ 1 + \frac{nh}{c} - \frac{w_{k+1} - w_k}{w_{k+1}} \right\} (A_s)^{j+1}_k - (A_s)^{j+1}_{k+1} = \frac{n}{c} \frac{h}{c} (A_s)^j_k + \frac{i}{2} \frac{k_s}{0n^2} h (A_p)^{j+1}_k (A_a^3)^{j+1}_k \tag{11}$$

$$\left\{ 1 + \frac{h}{2} + \frac{h}{v_a} \right\} (A_a)^{j+1}_k - (A_a)^{j+1}_{k+1} = \frac{h}{v_a} (A_a)^j_k + \frac{i}{4} \frac{k_a}{v_a^2} h (A_p)^{j+1}_k (A_s^3)^{j+1}_k + \frac{h}{v_a} f^{j+1}_k \tag{12}$$

我们采用“预测-校正”的方法对差分方程组进行了求解。首先,注意到泵浦光和声波场沿 x 轴正向传播,而 Stokes 光沿 x 轴负向传播,于是将 $(A_s)^{j+1}_{k+1}, (A_a)^{j+1}_{k-1}$ 分别作为 $(A_s)^{j+1}_k, (A_a)^{j+1}_k$ 的近似值,代入(10)式右端非线性项中,从而把非线性方程线性化,求解得到 $(A_p)^{j+1}_k$ 的近似值 $(A_p)^{j+1}_{k-1}$;再将 $(A_p)^{j+1}_{k-1} (A_a^3)^{j+1}_{k-1}$ 作为 $(A_p)^{j+1}_k (A_a^3)^{j+1}_k$ 的近似值代入式(11)右端非线性项中,求解得到 $(A_s)^{j+1}_k$ 的近似值 $(A_s)^{j+1}_{k+1}$;最后,将 $(A_p)^{j+1}_k (A_s^3)^{j+1}_k$ 作为 $(A_p)^{j+1}_k (A_s^3)^{j+1}_k$ 的近似值代入式(12),得到 $(A_a)^{j+1}_k$ 的近似值 $(A_a)^{j+1}_{k+1}$;将 $(A_s)^{j+1}_{k+1}, (A_a)^{j+1}_{k+1}$ 和 $(A_p)^{j+1}_{k+1}$ 再作为非线性项中 $(A_s)^{j+1}_k, (A_a)^{j+1}_k$ 和 $(A_p)^{j+1}_k$ 的近似值代回方程组,求解得到校正值,再将校正值作为近似值代回方程组,这个过程循环往复,直到满足一定的精度。研究发现,迭代只需进行 2~3 次即可使各场量的相对改变值控制在 10^{-6} 以下。根据以上思路,我们编制了研究后向 SBS 诱导破坏问题的程序 LONGSID,利用该程序,研究了聚焦泵浦条件下熔石英玻璃棒中的 SBS 过程。

3 Yoshida 实验的数值模拟

由于固体材料容易在发生 SBS 之前就遭到破坏,SBS 介质大多使用液体或者气体。多年来,固体中的 SBS 研究相对滞后,直至 1999 年 Yoshida 等人^[7]报道了在熔石英玻璃中获得高达 92% 的能量反射率的 SBS 实验工作,作为 SBS 介质的熔石英玻璃并未出现损伤,该实验极大推进了固体中 SBS 的研究进展。

Yoshida 实验的大致情形如图 1 所示:一束波长为 $1.06\mu\text{m}$,脉宽为 18ns,束腰半径 w_{0P} 为 5mm 的单纵模 Nd:YAG 激光通过焦距 f 为 500mm 的透镜入射到长度为 300mm 的熔石英玻璃棒中,透镜距玻璃棒前表面(激光入射面)的距离 L_2 为 230mm,通过 PIN 光电探测器探测散射光波形,通过能量计记录散射能量。我们应用 LONGSID 程序对该实验进行了数值模拟。

数值模拟的第一步是求出光斑半径在玻璃介质中的分布形式 $w(x)$,我们通过激光光学的 ABCD 定律^[11]完成了这项工作。假设激光束(基模高斯光束)在激光器输出窗口处的复参数为 q_0 ,在介质内 x 点处的复参数为 $q(x)$,则

$$q(x) = (Aq_0 + B) / (Cq_0 + D) \tag{13}$$

式中: A, B, C, D 为总变换矩阵 M 的 4 个元素。

总变换矩阵 $M = M_x M_4 M_3 M_2 M_1$ 由 5 部分组成, 沿光束传播的方向依次为

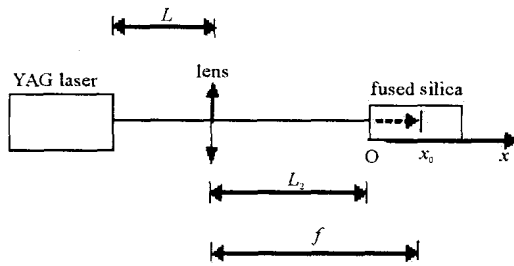


Fig. 1 Optical schematic of Yoshida's experiment
图1 Yoshida 的实验光路图

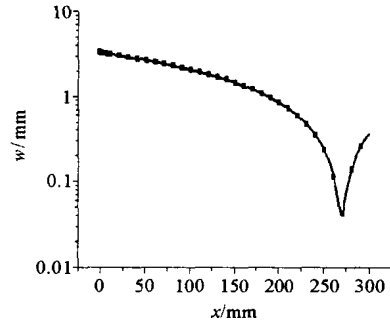


Fig. 2 Beam radius versus propagation distance
图2 激光光斑半径随传播距离的变化特征

$$M_1 = \begin{bmatrix} 1 & L_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad M_2 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{bmatrix}, \quad M_3 = \begin{bmatrix} 1 & L_2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad M_4 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1/n \end{bmatrix}, \quad M_x = \begin{bmatrix} 1 & x/n \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (14)$$

它们分别代表由窗口到透镜处的自由空间传播, 透镜作用, 由透镜到介质前表面的自由传播, 界面折射和在折射率为 n 的均匀介质中传播至 x 点。

一般认为, 激光光斑的束腰位置就位于激光器的输出窗口处, 则 $q_0 = i w_{0P}^2 / \lambda$, 而

$$\frac{1}{q(x)} = \frac{1}{R(x)} - \frac{i}{w^2(x)} \quad (15)$$

式中: $R(x)$ 为等相面的曲率半径; $w(x)$ 为 x 处的光斑半径。

由式 (13) ~ (15) 可以求出光斑半径随传播距离的变化函数 $w(x)$ 。取 $L_1 = 100\text{mm}$, $L_2 = 230\text{mm}$, $n = 11463$, 得到的光斑半径在介质中的分布特征如图 2 所示。得到 $w(x)$ 后, 将其离散化代入式 (10) 和 (11), 结合一定的边界条件^[10], 即可对差分方程组进行完整的求解。

数值模拟中用到的熔石英玻璃各参数如下^[8]: $\rho = 2.21 \times 10^3 \text{kg/m}^3$, $E_Y = 8.0 \times 10^{10} \text{Pa}$, $k_s = k_p = 5.92 \times 10^6 / \text{m}$, $k_a = 1.18 \times 10^7 / \text{m}$, $v_a = 5.92 \times 10^3 \text{m/s}$, $l_a = 2.37 \times 10^{-5} \text{m}$, 可以从 Lorentz-Lorenz 关系式^[9]得到, 即 $\chi = (n^2 - 1)(n^2 + 2) / 3 = 1.427$ 。

数值模拟的结果如图 3 ~ 6 所示。图 3 给出了 SBS 反射率与泵浦能量的关系, 实线代表的是我们的理论结果, 散点代表 Yoshida 等人的实验结果, 两者符合得很好, 验证了理论模型的合理性。理论的结果稍大于实验的结果, 这可能是因为理论模型采取的是单色波近似, 而实际的激光总有一定的线宽, 线宽效应导致 SBS 增益降低。还需要指出的是, 理论模拟的是单脉冲作用过程, 而实验情形是重复频率为 10 的多脉冲作用过程, 两者的差别在于多脉冲作用使材料内部出现较多的热积累, 这也会对 SBS 过程产生一定的影响。Yoshida 等人得到的反射率为 92%, 是迄今为止所报道的在固体介质里得到最大的 SBS 能量反射率, 理论模拟显示, 增加泵浦能量, 只要材料不破坏, 该值依然有可能增加。

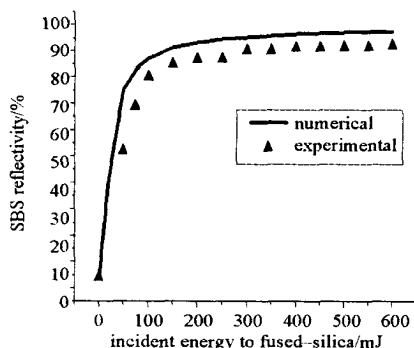


Fig. 3 SBS reflectivity as a function of incident energy
图3 熔石英的 SBS 反射率与泵浦能量的依赖关系

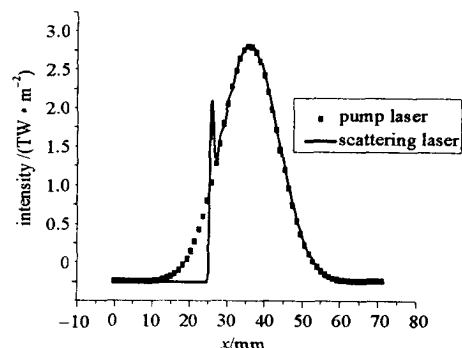


Fig. 4 Waveform of incident and scattered pulse
图4 泵浦光和散射光的脉冲形状

图 4 给出了泵浦光和散射光的脉冲波形。散点线表示高斯型的泵浦光脉冲, 实线表示散射光脉冲。与泵

浦光脉冲相比, 散射光具有一个陡峭的上升沿, 这是受激散射过程的典型特征, 经过上升沿之后, 两者几乎完全重合, 这一点与 Yoshida 等人实验中记录下的波形是一致的。不同之处在于理论模拟的结果显示, 在主脉冲之前, 还存在一个 1ns 宽的尖刺, 我们称之为“SBS 聚焦刺”, 它的出现, 是因为布里渊转化区域的不断反向移动, 最终离开玻璃棒, 导致散射光瞬间陡降。实验中没有观测到这种现象, 我们认为是因为探测系统的带宽不足所致, 需要进行更精确的实验才能验证该现象的出现。

在 Yoshida 等人的实验中, 作为 SBS 介质的熔石英玻璃棒并未出现损伤。而对于非聚焦情况下的 SBS 诱导破坏问题, 受激散射过程的出现往往伴随着材料的破坏^[10], 由此可见, 聚焦作用使 SBS 的发生和材料的破坏分离开来。我们通过研究 SBS 诱导产生的应力场特征对这种分离现象的本质进行了探讨。求解得到介质的密度波动 $A_a(x, t)$ 后, 通过关系式

$$\sigma_x(x, t) = E_Y \epsilon_x(x, t) = 2 E_Y / A_a(x, t) / v_a \quad (16)$$

可得到介质内产生的高频应力场。式(16)中, σ_x 和 ϵ_x 分别表示 x 方向的正应力和正应变, E_Y 为杨氏模量, σ_x 和 ϵ_x 的表达式中忽略了声波场的高频震荡量 (v_a)。

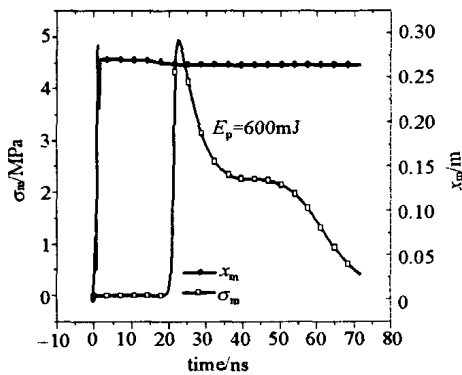


Fig. 5 Temporal profile of SBS induced stress
图 5 SBS 诱导应力的时间演化

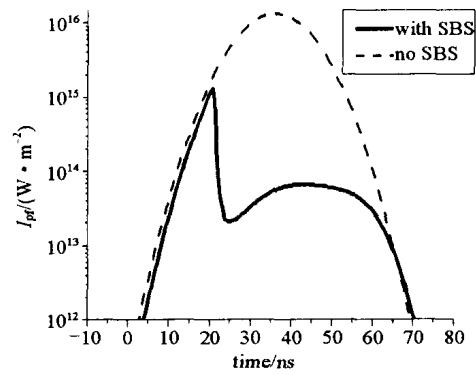


Fig. 6 Temporal profile of intensity of pump laser at focused point
图 6 焦点处的泵浦光强随时间的演化

图 5 给出了当泵浦能量为 600mJ 时 SBS 诱导应力场的最大值以及最大值位置随时间的演变历程。应力场在 25ns 时发展到最大, 为 4×10^6 Pa, 远低于熔石英的断裂强度 5×10^7 Pa, 材料在 600mJ 激光的作用下是安全的。最大值位置出现在焦点附近, 随着时间的推移有往材料前表面发展的趋势。我们还考察了焦点处泵浦光光强的发展情况, 如图 6, 为了比较, 图中虚线给出了假想 SBS 不存在的情况下, 单纯由传播引起的焦点处光强的变化情况。如果不存在 SBS 效应(例如宽带激光聚焦在材料内部的情况), 焦点处的光强可以发展到 10^{16} W/m^2 量级, 存在 SBS 效应时, 焦点处的光强只能发展到 10^{15} W/m^2 量级, SBS 效应大大抑制了焦点处泵浦光强的增长, 从而也抑制了应力的增长。我们可以得到这样的结论: 在聚焦泵浦条件下, 固体介质可以在散射过程充分发展时依然不受损伤, 其本质原因在于 SBS 过程虽然始于焦点, 但是随着 SBS 的发展, 强转化区域向入射面移动, 导致焦点处的激光强度有所下降, 相当一部分泵浦光在到达焦点之前已经转化为散射光, 导致焦点处的激光强度大大下降。另外由于紧聚焦的原因, 在离开焦点一定距离的区域, 激光强度也由于横截面的迅速增大而急剧下降。激发出的应力场也偏低, 从而保持了材料的无损状态。所以, 从某种意义上讲, SBS 甚至成为了阻碍材料破坏的机制。P. Balkevicius 等人的实验^[12]证实了这一结论, 他们发现: K8 玻璃在线宽为 $2cm^{-1}$ 的宽带激光作用下的破坏阈值为 0.3MW, 作用过程无 SBS 出现; 而采用线宽为 $0.02cm^{-1}$ 的单纵模激光做同样的实验时, 功率升至 0.6MW 也没有观察到材料的破坏, 此时伴随有 SBS。Balkevicius 并未对实验结果作出令人信服的解释, 而我们的数值模拟工作可以很好地解释这一现象。

4 结束语

本文建立了聚焦泵浦条件下的 SBS 物理模型, 研究了固体中的 SBS, 发现在聚焦泵浦条件下 SBS 对介质中的激光场应力场都具有很强的限幅作用, 这是介质在 SBS 过程中保持无损状态的本质原因。

聚焦泵浦条件下的 SBS 过程, 比非聚焦情况复杂了许多, 其中涉及到透镜的焦距以及焦点的位置, 限于篇幅, 本文未对这些因素进行详尽分析。本文的模型没有考虑到泵浦激光的线宽, 这意味着我们的工作仅针对单

纵模的激光输出,对于宽带激光以及多模情况,需要对该模型进行修正,这些工作将逐步完成。

参考文献:

- [1] 汤秀章,姚刚,王孝君. KrF激光在 SF₆ 气体中受激布里渊散射的研究[J]. 强激光与粒子束,1995,7(2):283—287. (Tang X Z, Yao G, Wang X J. SBS of KrF laser in SF₆ gas. *High Power Laser and Particle Beams*, 1995, 7(2):283—287)
- [2] 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. Research on the high power laser output using stimulated Brillouin scattering pulse compression. *High Power Laser and Particle Beams*, 1999, 11(2):129—133)
- [3] 丁迎春,吕志伟,何伟明. 受激布里渊散射相位共轭激光光束规律[J]. 强激光与粒子束,2002,14(3):353—356. (Ding Y C, Lü Z W, He W M. Study of beam combination by stimulated Brillouin scattering. *High Power Laser and Particle Beams*, 2002, 14(3):353—356)
- [4] Yu H W, Meng S X. Transient stimulated Brillouin scattering and damage of optical glass[J]. *J Appl Phys*, 1997, 81(1):85—88.
- [5] 郭少锋,陆启生,程湘爱,等. 双谐激光场作用下 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)
- [6] Kuo Yungsheng, Choi Kyunam, McIver J K. The effect of pump bandwidth, lens focal length and lens focal point location on stimulated Brillouin scattering threshold and reflectivity [J]. *Opt Comm*, 1991, 80(324):233—238.
- [7] Yoshida Hidesugu, Fujita Hisanori, Nakatsuka Masahiro, et al. High resistant phase conjugated stimulated Brillouin scattering mirror using fused silica glasses for Nd:YAG laser system[J]. *Jpn J Appl Phys*, 1999, 38(5A):L521—L523.
- [8] Heiman D, Hamilton D S, Hellwarth R W. Brillouin scattering measurement on optical glasses[J]. *Physical Review B*, 1979, 19(12):6583—6592.
- [9] Boyd R W. *Nonlinear Optics*[M]. London: Academic Press Limited, 1992.
- [10] 郭少锋,陆启生,程湘爱,等. 后向受激布里渊散射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, Cheng X A, et al. Theoretical study on damage induced by stimulated Brillouin scattering process. 2003, 15(9):850—854)
- [11] 吕百达. 激光光学——激光束的传输变换和光束质量控制[M]. 成都:四川大学出版社,1992. (Lü B D. *Laser optics——laser beam propagation and beam quality control*. Chengdu: Sichuan University Press, 1992)
- [12] Balkevicius P. SBS influence on laser damage of optical materials[A]. *Damage in laser materials:1979*[C]. Nat Bur Stand Spec Publ, 1979, 568.

Numerical study on SBS process in fused silica glass under focal pumping

GUO Shao2feng^{1,2}, LU Qi2sheng¹, LI Qiang¹, CHENG Xiang2ai¹, DENG Shao2yong¹, ZENG Xue2wen¹

(1. College of Science, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China;

2. Fujian Institute of Research on the Structure of Matter, the Chinese Academy of Sciences, Fuzhou 350002, China)

Abstract: Taking account of spatial dependence in the propagation direction of focused laser beams, the SBS process in fused silica glass is simulated numerically. The dependence of pump energy on SBS reflectivity is presented, which shows good agreement with Yoshida's experiment results. The "focused spike" in scattering pulse is observed theoretically and the influence of SBS on optical damage, under focusing condition, is discussed. The simulation shows that under the condition of focal pumping the presence of SBS would strongly limit the amplitude of stress induced by single longitudinal laser.

Key words: Optical materials; Focal pumping; Laser-induced damage; Stimulated Brillouin scattering