

熔石英棒-光纤构成的新型复合相位 共轭镜的实验和理论研究^{*}

汪 莎^{1)†} 陈 军¹⁾ 童立新²⁾ 高清松²⁾ 刘 崇^{1)‡} 唐 淳²⁾

1) 浙江大学光学仪器国家重点实验室 杭州 310027)

2) 中国工程物理研究院应用电子学研究所 绵阳 621900)

(2007 年 4 月 12 日收到 2007 年 6 月 28 日收到修改稿)

提出了一种新型的由熔石英棒和石英光纤组成的复合型相位共轭镜,其可运用于高重复频率激光输入系统中以改善光束质量.该复合相位共轭镜具有较高的受激布里渊散射反射率和受激布里渊散射损伤阈值以及较低的受激布里渊散射阈值等优点.实验中,在 100 Hz 重复频率下,最大获得了 42.05% 的受激布里渊散射反射率.根据实验条件,由耦合波方程及边界条件得到的物理模型,经数值求解后得到的结果和实验符合较好.且由理论结果提出了一种提高该复合型相位共轭镜工作状态的有效方法.

关键词:复合型相位共轭镜,受激布里渊散射,熔石英,耦合波方程

PACC: 4265C, 4270E

1. 引 言

将受激布里渊散射的相位共轭特性应用于激光系统中,可以改善激光系统中的热、应力等畸变对光束质量的影响.熔石英作为受激布里渊散射(stimulated Brillouin scattering, SBS)材料,具有加工和使用中的稳定、便捷、可靠,以及对人体完全无害等液体和气体不能相比的优点.目前已知的由石英构成的相位共轭镜包括由光纤及其组合形式构成的相位共轭镜和由大块熔石英棒构成的共轭镜.光纤及其组合形式构成的相位共轭镜,由于具有较长的作用距离和较小的芯径,作为受激布里渊散射介质具有较低的受激布里渊散射阈值以及较高的受激布里渊散射反射率.但由于光纤的芯径较小,损伤阈值较低,输入能量不能提高.现有的实验都是在高重复频率小输入功率下进行的^[1-4].大块熔石英棒构成的共轭镜,其直径可以做得很大,由此可以增大激光在熔石英棒中的会聚点面积而提高其损伤阈值.但是这样做的同时却又带来了较高受激布里渊散射阈值的缺点,现有的实验都是在低重复频率下进行

的^[5-7].为了在高重复频率下获得高的受激布里渊散射反射率,我们提出了一种新型的由大口径的熔石英棒以及直径 600 μm 的光纤组成的复合型相位共轭镜.该复合型相位共轭镜利用了振荡-放大形式的双池式受激布里渊散射结构.从光纤受激布里渊散射反射的 Stokes 光注入到熔石英介质中形成了强迫受激布里渊散射过程.采用该结构,既克服了光纤由于小芯径,而只能应用于低输入功率的不足;又弥补了熔石英棒具有较高受激布里渊散射阈值的遗憾.在 100 Hz 的重复频率下,输入的单脉冲能量在 41.9 mJ,最高获得了 42.05% 的受激布里渊散射反射率.为了从理论上指导实验,以优化实验结果,根据我们的实验条件,由受激布里渊散射耦合波方程及相应的边值条件建立理论模型并通过数值方法求解,获得了与实验数据较为符合的理论结果.且根据理论模型的求解,提出了提高复合型相位共轭镜反射率的可行性方案.

2. 实验装置

图 1 所示为利用熔石英棒和光纤构成的复合型

^{*} 国家自然科学基金中国工程物理研究院联合基金(批准号:10376033)资助的课题.

[†] E-mail: wind112@163.com

[‡] E-mail: chongliu78@hotmail.com

相位共轭镜产生受激布里渊散射相位共轭光的实验装置. Nd :YAG 由 LD 抽运, 电光调 Q 得到的振荡级激光, 通过两个放大级(A_1, A_2)放大后输出. 图中 L_1, L_2 , 真空管及 90° 石英旋转片(SR_1)组成像传递系统. L_3 是焦距为 410 mm 的凸透镜, 将入射光聚焦进直径 30 mm, 长 200 mm 的熔石英棒中. L_4 是焦距为 200 mm 的凸透镜. 直径为 $600 \mu\text{m}$, 长 2 m 的多模石

英光纤放在凸透镜 L_4 的焦点之后. 通过熔石英棒的光由 L_4 耦合进入光纤中. G_1 为未镀膜的普通玻璃片, 该玻璃片的反射率为 9%. 在输出 1 和输出 2 处分别用功率计测量平均功率以计算该复合型相位共轭镜的受激布里渊散射反射率. 详细的实验情况及实验结果见文献 [8].

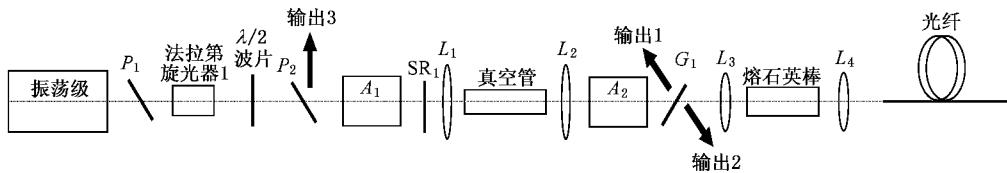


图 1 复合型相位共轭镜实验装置

图 2 为复合型相位共轭镜的简化图.

3. 理论模型及数值模拟

为了描述这种由熔石英棒和光纤、两种不同形式的熔石英介质组合成的相位共轭镜的受激布里渊散射过程, 我们建立了如下理论模型.

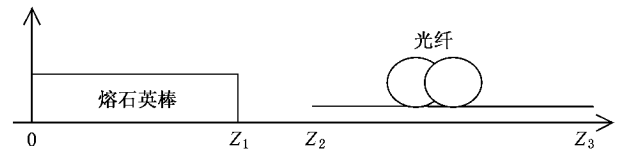


图 2 复合型相位共轭镜的简化图

受激布里渊散射是由入射到介质的抽运光与介质内的弹性声波相互作用产生的. 抽运光和 Stokes 光由麦克斯韦方程组表述. 介质中的声波由 Navier-Stokes 能量传输方程建立. 在平面波近似及忽略二阶导数的情况下, 一维瞬态受激布里渊散射的耦合波方程可以简化成^[9]

抽运光在 0 位置处入射进熔石英棒, 设位置 z 处的光斑面积为 $A(z)$, 则 t 时刻 z 位置处的功率

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \Gamma\right)Q = ig_1 E_L E_S^* \quad (1)$$

$$\left(\frac{n}{c} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}\right)E_S = ig_2 E_L Q^* \quad (2)$$

$$\left(\frac{n}{c} \frac{\partial}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z}\right)E_L = -ig_2 E_S Q \quad (3)$$

$$P(z, t) = K(z, t) \cdot A(z) = |E(z, t)|^2 \cdot A(z) \quad (4)$$

对应的 z 位置处的能量

$$E_z = \int_0^\tau P(z, t) dt \quad (5)$$

石英棒在 Z_1 处的出射光传播到 Z_2 处成为光纤的入射抽运光, 而光纤中产生的 Stokes 光在 Z_2 处出射后传播到石英棒 Z_1 处作为熔石英棒的 Stokes 种子光. 该过程用数学式表示为

$$I_L(Z_2, t) \cdot \pi r_2^2 = T \cdot I_L(Z_1, t - t_1) \cdot \pi r_1^2 \quad (6)$$

$$I_S(Z_1, t) \cdot \pi r_1^2 = T \cdot I_S(Z_2, t - t_1) \cdot \pi r_2^2 \quad (7)$$

其中 T 是由熔石英棒经透镜传送到光纤中的传送系数, 由透镜反射率, 光纤表面反射率等因素决定,

$$T = \left(1 - \left(\frac{n_{\text{lens}} - 1}{n_{\text{lens}} + 1}\right)^2\right) \left(1 - \left(\frac{n_{\text{fiber}} - 1}{n_{\text{fiber}} + 1}\right)^2\right)^2 \quad (8)$$

t_1 是光在棒和光纤间传播的时间. r_1 和 r_2 分别为光斑在熔石英棒和光纤中的光斑半径大小. 由于抽运光经焦距为 410 mm 的透镜 L_3 聚焦后, 获得光束的瑞利长度大于本实验中的熔石英棒长度, 所以在熔石英棒中的光斑半径 r_1 可等效为不变量, 近似与束腰半径相等, 在我们的实验中约为 $300 \mu\text{m}$. 对应

其中 E_S, E_L 和 Q 分别为 Stokes 光、抽运光以及声场振幅, $\Gamma = \frac{1}{2\tau_p}$, τ_p 为声子寿命, g_1 和 g_2 分别为光场、声波场耦合系数^[10, 11], $g_1 = \frac{\gamma k_L}{2\rho_0 n^2} \approx \frac{\gamma k_s}{2\rho_0 n^2}$, $g_2 = \frac{\epsilon_0 \gamma k_q}{4v_q}$, 其中 k_L, k_s 分别是抽运光和 Stokes 光的波矢量, k_q 为声波场的波矢量, v_q 为声波在介质中的传播速度, n 为介质的折射率, ρ_0 为介质的密度, ϵ_0 为真空中的介电常数, γ 为弹光系数, 可由 Lorentz-Lorenz 关系式^[12]得到, 即

$$\gamma = (n^2 - 1)(n^2 + 2) / 3.$$

于光纤中的光斑面积始终等于光纤内的等效模面积,即 r_2 为光纤半径大小,也为 $300 \mu\text{m}$. 在光纤的 Z_3 处由自发噪声产生的 Stokes 光强度^[13]

$$|E_s(L_3, t)|^2 = |E_L(L_3, t)|^2 \cdot \exp(-30).$$

根据上述边界条件,解(1)~(3)式.将(1)式积分后得到 Q ,并代入(2)(3)式,并考虑介质的吸收得到

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial}{\partial t}\right) E_s = \frac{g\Gamma}{2} E_L \int_0^t E_L E_s e^{-\Gamma(t-\tau)} d\tau - \frac{1}{2} \alpha E_s, \quad (9)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{n}{c} \frac{\partial}{\partial t}\right) E_L = \frac{g\Gamma}{2} E_s \int_0^t E_L E_s e^{-\Gamma(t-\tau)} d\tau + \frac{1}{2} \alpha E_L, \quad (10)$$

其中 $g = \frac{2g_1 g_2}{\Gamma}$, α 为介质损耗系数.

对(9)(10)式在时间上采用隐式有限差分,在空间上采用后向差分,得

$$E_{Sj+1}^{m+1} - E_{Sj}^{m+1} + \frac{n \cdot \Delta z}{c \cdot \Delta t} (E_{Sj}^{m+1} - E_{Sj}^m) = G [|E_{Lj}^{m+1}|^2 E_{Sj}^{m+1} + p_j^m E_{Lj}^{m+1}] - \frac{1}{2} \alpha E_{Sj}^{m+1}, \quad (11)$$

$$E_{Lj+1}^{m+1} - E_{Lj}^{m+1} - \frac{n \cdot \Delta z}{c \cdot \Delta t} (E_{Lj}^{m+1} - E_{Lj}^m) = G [|E_{Sj}^{m+1}|^2 E_{Lj}^{m+1} + p_j^m E_{Sj}^{m+1}] + \frac{1}{2} \alpha E_{Lj}^{m+1}, \quad (12)$$

其中 m 为时间上的分割指数, j 为空间上的分割指数,

$$G = g\Gamma\Delta t\Delta z/4, \quad (13)$$

$$p_j^m = (p_j^{m-1} + 2E_{Lj}^m E_{Sj}^{m*}) \exp(-\Gamma\Delta t), \quad (14)$$

$$p_j^0 = E_{Lj}^0 E_{Sj}^{0*} \exp(-\Gamma\Delta t). \quad (15)$$

分别用 E_{Lj}^m, E_{Sj}^m 代替(11)(12)式中等号右边的平方项,获得 j 时刻每个位置处的近似值,再将该近似值迭代回方程中重新求解,这样反复迭代后直至解得的值与近似值相对变化量小于 10^{-6} 时,可认为此时获得的值就是方程的解.

4. 实验结果与讨论

本节讨论了方程的解,并将其和我们的实验结果进行了比较.计算中的参数如下^[14]: $\rho_0 = 2.2 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$, $n = 1.46$, $k_s \approx k_L = 5.92 \times 10^6 / \text{m}$, $k_q = 1.18 \times 10^6 / \text{m}$, 由于我们实验中的透镜也是用熔石英做的,所以 $n_{\text{lens}} = n_{\text{fiber}} = n$.

4.1. 复合型相位共轭镜的受激布里渊散射反射率

假设入射光脉冲为高斯型,由(11)(12)式数值求解得到 0 位置处所有时刻的受激布里渊散射反射 Stokes 光振幅.将 Stokes 光振幅代入(4)(5)式可求得 0 位置处 Stokes 光能量,该能量与入射抽运光能量之比即为该复合型相位共轭镜的受激布里渊散射反射率.图 3 为由我们的理论模型得到的受激布里渊散射反射率随输入能量变化的曲线图.其中实线是理论模型算出的结果,而点是实验测得的结果.在较小抽运能量时,实验结果和理论模型所得结果的走向趋势基本相同,符合较好.

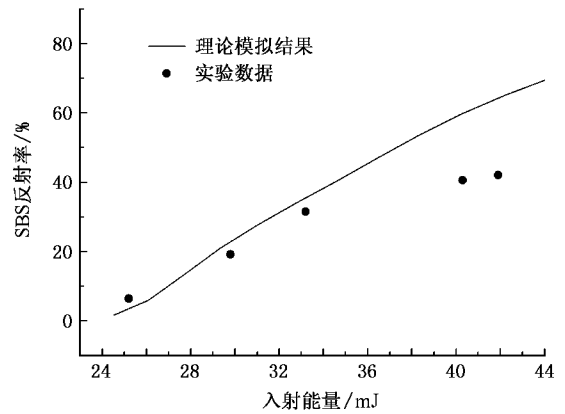


图 3 理论所得的受激布里渊散射反射率与实验结果的比较

在输入能量较大的部分,理论值大于实验值.分析其原因,可以认为这是由于我们的理论模型采用的是单色波近似,但在我们的实验中激光输出并没有达到单纵模输出,输出激光是有一定的线宽,这导致了受激布里渊散射增益降低^[14].且我们的实验采用的是 100 Hz 的重复频率输入,而理论模型是单脉冲输入.这样,在高重复频率输入下,输入能量越大,热积累越厉害,对受激布里渊散射的影响越大,导致了随着输入能量的增加,实验值和理论值的偏差越大的原因.

4.2. 脉冲宽度

由理论模型及数值模拟计算可知,从数值求解(10)(11)式可得到 0 位置处所有时刻的受激布里渊散射反射 Stokes 光振幅,代入(4)式即可得到了 Stokes 光的脉冲波形.

图 4 为理论模型得到的输入抽运脉冲和受激布里渊散射反射的 Stokes 脉冲的波形图.实线为抽运脉冲,虚线为 Stokes 脉冲.计算中采用 60 ns 抽运脉

冲宽度,计算得到反射的 Stokes 脉冲宽度为 25.5 ns,且 Stokes 脉冲具有陡峭的上升沿,这都和实验记录图 5 (入射抽运脉冲脉宽为 60 ns,反射 Stokes 脉冲脉宽为 31.34 ns)很相似.但对比于图 5,理论推导的受激布里渊散射反射脉宽比实际测量值小,推想这可能是因为我们在理论模型中采用的是单纵模高斯型的脉冲输入,而实际的输入脉冲是多纵模非高斯型的.

4.3. 讨 论

在本节中将对熔石英棒中不同光斑半径大小对反射率的影响进行比较,以找出提高受激布里渊散射损伤阈值及反射率的有效方法.

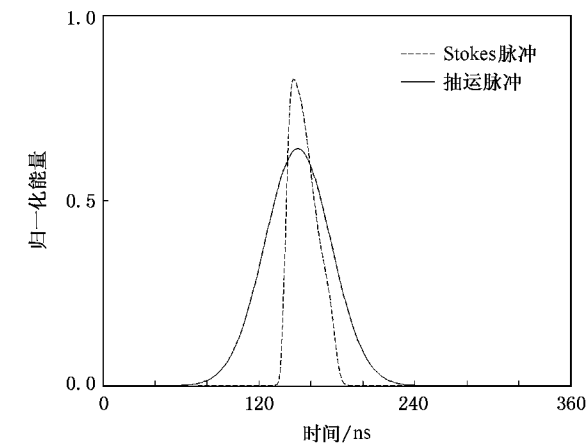
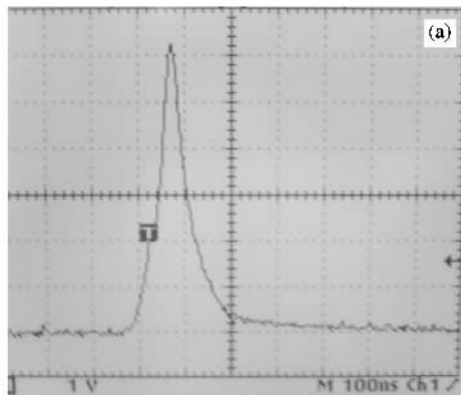


图 4 理论模型所得的 Stokes 脉冲形状

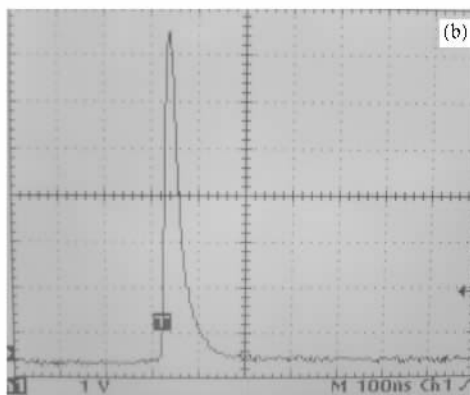


图 5 (a)入射激光的脉宽 (b)复合型相位共轭镜的受激布里渊散射反射脉宽

在实验中已经观测到,若增大会聚透镜 L_3 的焦距,在熔石英棒中的光斑面积将增大.因此,在理论计算中,将较大的光斑半径 r_1 值代入(6)(7)式,以求出此时对应较大 L_3 焦距情况下的受激布里渊散射反射率变化情况.能量密度可以由入射能量除以光斑面积得到,由此可得到受激布里渊散射反射率随入射能量密度的变化曲线,如图 6 所示.

从图 6 可以看出,在相同的抽运能量密度情况下,使用焦距较长的会聚透镜 L_3 ,可以得到更高的受激布里渊散射反射率.这是由于在相同的入射能量的情况下,若使用焦距较长的会聚透镜 L_3 ,得到的受激布里渊散射介质中的能量密度较小,受激布里渊散射介质更不容易损伤,因而可以进一步继续增大入射能量以获得更高的受激布里渊散射反射率.所以,使用焦距较长的会聚透镜,是提高该复合型相位共轭镜所能承受的最大输入能量,和增大受激布里渊散射反射率的有效手段之一.若在不同的

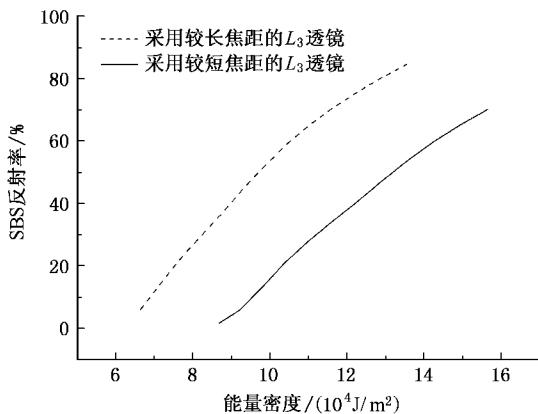


图 6 会聚透镜 L_3 采用不同焦距大小情况下的受激布里渊散射反射率

应用功率时,采用相应的会聚透镜,或通过调焦透镜,是否可以实现较大的应用动态范围,兼获得更高的反射率.这一理论推断将需要在今后的实验中进一步验证.

5. 结 论

复合型光纤采用熔石英棒-光纤结构:芯径 600 μm 的光纤作为受激布里渊散射发生器,获得 Stokes 种子光,熔石英棒相当于受激布里渊散射放大器,光纤中获得的 Stokes 种子光在其中与入射光相互作用而得到放大.该复合型相位共轭镜可应用于高重复频率高功率输入的情况,弥补了单独使用熔石英棒

和光纤的不足.我们的实验中,在 100 Hz 的高重复频率下,采用复合型相位共轭镜,获得了最高 42.05% 的受激布里渊散射反射率.而由本文提出的理论模型数值求解结果与实验符合得较好.且由理论模型得知若采用更长焦距的透镜作为复合型相位共轭镜的汇聚透镜 L_3 ,可以提高复合型相位共轭镜的应用能量范围,提高最大受激布里渊散射反射率.

- [1] Hill K O , Kawasaki B S , Johnson D C 1976 *Appl. Phys. Lett.* **28** 608
- [2] Ippen E P , Stoien R H 1971 *Appl. Phys. Lett.* **21** 539
- [3] Liu C , Chen J , Zhou T , Ge J H 2007 *Optical Engineering* **45** 014201-1
- [4] Liu C , Chen J , Zhou T , Ge J H 2005 *Laser Physics* **15** 1576
- [5] Yoshida H , Fujita H , Nakatsuka M 1997 *Opt. Eng.* **36** 2557
- [6] Yoshida H , Fujita H , Nakatsuka M , Yoshida K 2000 *Proceedings of SPIE* **3889** 812
- [7] Yoshida H , Fujita H , Nakatsuka M , Fujinoki A , Yoshida K 2003 *Optics Communication* **222** 257
- [8] Wang S , Chen J , Tong L X , Gao Q S , Liu C , Tang C 2007 *Chinese Journal of Lasers* **34** 1212 (in Chinese) [汪 莎、陈 军、童立新、高清松、刘 崇、唐 淳 2007 中国激光 **34** 1212]
- [9] Chu R , Kanefsky M , Falk J 1992 *J. Appl. Phys.* **71** 4653
- [10] Guo S F , Lu Q S , Chen X A , Li Q , Zeng X W , Yin Y 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 99 (in Chinese) [郭少锋、陆启生、程湘爱、黎全、曾学文、银 燕 2004 物理学报 **53** 99]
- [11] Guo S F , Lu Q S , Zhou P , Zeng X W , Deng S Y , Chen X A 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 3766 (in Chinese) [郭少锋、陆启生、周萍、曾学文、邓少永、程湘爱 2004 物理学报 **53** 3766]
- [12] Crofts G J , Damzen M J , Lamb R A 1991 *J. Opt. Soc. Am. B* **11** 2282
- [13] Guo S F , Lu Q S , Chen X A , Zhou P , Deng S Y , Yin Y 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1831 (in Chinese) [郭少锋、陆启生、程湘爱、周萍、邓少永、银 燕 2004 物理学报 **53** 1831]
- [14] Guo S F , Lu Q S , Li Q , Chen X A , Deng S Y , Zeng X W 2004 *High Power Laser and Particle Beams* **16** 1106 (in Chinese) [郭少锋、陆启生、李 强、程湘爱、邓少永、曾学文 2004 强激光与粒子束 **16** 1106]

Experimental and theoretical investigation of fused silica rod-fiber phase conjugator^{*}

Wang Sha^{1)†} Chen Jun¹⁾ Tong Li-Xin²⁾ Gao Qing-Song²⁾ Liu Chong^{1)‡} Tang Chun²⁾

1) *The State Key Laboratory of Modern Optical Instrumentation, Zhejiang University, Hangzhou 310027, China*

2) *Institute of Applied Electronics, CAEP, Mianyang 621900, China*

(Received 12 April 2007 ; revised manuscript received 28 June 2007)

Abstract

A novel combined phase conjugator consisting of a fused silica rod and silica fiber is used in the high repetition laser system to improve the light quality. It has the advantages of higher stimulated Brillouin scattering reflectivity, higher stimulated Brillouin scattering damage threshold and lower stimulated Brillouin scattering threshold. In experiment, under the repetition rate of 100 Hz, maximum 42.05% stimulated Brillouin scattering reflectivity is obtained. According to the coupling wave equations and the boundary conditions of the experiment, the numerical value calculated from this model is in accordance with the experiment result. And the way to improve the working state of this combined phase conjugator is brought forward by our modeling.

Keywords : combined phase conjugator, stimulated Brillouin scattering, fused silica, coupling wave equations

PACC : 4265C, 4270E

^{*} Project supported by the State Key Program of National Natural Science of China(Grant No. 10376033).

[†] E-mail :wind112@163.com

[‡] E-mail :chongliu78@hotmail.com