

# 抽运光参数对受激布里渊散射的影响<sup>\*</sup>

邓少永<sup>†</sup> 郭少锋 陆启生 程湘爱

(国防科技大学光电科学与工程学院,长沙 410073)

(2004 年 10 月 13 日收到,2004 年 12 月 2 日收到修改稿)

受激布里渊散射(SBS)系统中,具有一定带宽的抽运激光中会含有一定比例的 Stokes 散射光成分,此 Stokes 散射光成分经 SBS 介质后表面反射后,将形成种子光与抽运光联合入射,构成自种子光式 SBS 放大器.通过数值求解此 SBS 放大器型耦合波方程组,探讨了抽运光脉冲中所含 Stokes 散射光成分的比例、抽运激光波长、抽运光能量大小、入射的聚焦高斯光脉冲脉宽、相互作用时间等激光参数对 SBS 特征参数(Stokes 散射光脉冲波形、材料内部最大应力的时间演化及空间分布、脉宽压缩效果、能量提取效率及 Stokes 散射光的共轭保真度)的影响.同时发现,SBS 过程中产生的超声应力不仅会对 SBS 介质前表面造成破坏,还可能对焦点附近造成破坏,调整各激光参数还会使焦点附近优于前表面先破坏.数值模拟中采用的抽运光是聚焦高斯光束.

关键词:受激布里渊散射,斯托克斯散射光,冲击应力,能量反射率

PACC:4265C,4270C

## 1. 引 言

受激布里渊散射(SBS)近来成为研究的热门课题.SBS 相位共轭镜已应用于激光系统来改善激光光束质量、校正激光波前畸变;基于纵向 SBS(LSBS)脉宽压缩特性的脉宽压缩系统已在激光惯性约束聚变(ICF)中代替 SRS 用来产生超短脉冲高功率激光;利用 LSBS 的增益随温度的变化已制成了 SBS 传感器.当然,LSBS 也有其有害的一面.随着光纤通信的发展,有人想提高用来传输信息的激光功率以减少中继站,降低光纤通信的成本,但发现,若提高激光功率,则极易发生 LSBS,使光在光纤内传输时大量损耗降低信号接收质量,并改变能量分布,造成比特串话,甚至可能发生剧烈的 LSBS,使传输中的光被完全反射回来,无法将信息传给终端.数值模拟发现,相互作用长度越长,越容易发生 LSBS<sup>[1]</sup>,即光纤中极易发生 LSBS 对光纤造成毁灭性破坏<sup>[2]</sup>.现在随着光纤激光器的发展,其功率越来越高,单根输出已达千瓦量级,再想提高输出功率并得到高光束质量已很难,其中之一的困难也是 LSBS 的发生.

1964 年 Hercher<sup>[3]</sup>发现聚焦后的激光束会在光学材料内产生破坏,Chiao<sup>[4]</sup>和 Giuliano<sup>[5]</sup>等人试图将

这种破坏归结为布里渊散射在材料内部产生的弹性声波,但理由并不充分.国内外作了大量实验来研究受激布里渊散射过程产生的超声破坏机理.不少实验室根据实验结果给出了对激光超声破坏阈值的半经验估计判据<sup>[6]</sup>,其应用范围受到激光参数、测量系统参数及光学透明材料参数的限制.本文通过数值模拟,探讨了激光参数对 SBS 破坏形貌特征的影响.

## 2. 聚焦高斯光束的一维 LSBS 耦合波方程组分析

SBS 是一个三阶非线性过程,是入射到介质的强抽运光波场与其在介质内通过电致伸缩效应产生的声波场相互耦合而产生的一种光的散射现象.聚焦型耦合波方程组<sup>[7]</sup>

$$\frac{\partial A_p(x,t)}{\partial x} + \frac{A_p(x,t)}{\alpha(x)} \frac{\partial \alpha(x)}{\partial x} + \frac{n}{c} \frac{\partial A_p(x,t)}{\partial t} = \frac{i\gamma k_p}{2\rho_0 n^2} A_s(x,t) A_s(x,t), \quad (1)$$

$$-\frac{\partial A_s(x,t)}{\partial x} - \frac{A_s(x,t)}{\alpha(x)} \frac{\partial \alpha(x)}{\partial x} + \frac{n}{c} \frac{\partial A_s(x,t)}{\partial t} = \frac{i\gamma k_s}{2\rho_0 n^2} A_a^*(x,t) A_p(x,t), \quad (2)$$

<sup>\*</sup> 国家高技术研究发展计划(批准号 2002AA824091).

<sup>†</sup> E-mail: sydeng\_2004@163.com

$$\begin{aligned} & \frac{\partial A_a(x, t)}{\partial t} + v_a \frac{\partial A_a(x, t)}{\partial x} + \frac{\alpha_a v_a}{2} A_a(x, t) \\ & = \frac{i\varepsilon_0 \gamma k_a}{4v_a} A_s^*(x, t) A_p(x, t) + f(x, t), \end{aligned} \quad (3)$$

其中  $\omega(x)$  代表光束半径, 是传播距离的函数. 方程 (1) 是 SBS 过程中, 抽运光场的传播方程; 方程 (2) 是 SBS 过程中, 散射光场的传播方程, 其右端表示在声波场作用下由介质密度起伏引起的光弹性效应对光场的影响; 方程 (3) 是介质内弹性声波波动方程, 右端表示电致伸缩效应对介质中声波场的贡献. 以上三方程描述了抽运光场、散射光场及声波场相互激励的耦合过程.  $v_a$  是声波在介质内的传播速度,  $c$  是真空中光速,  $\alpha_a$  代表声波的吸收, 反比于声速和声子寿命.  $\rho_0$  是介质平均密度,  $\varepsilon_0$  是真空介电常数,  $\gamma$  是介质的电致伸缩系数,  $n$  为介质的光学折射率.  $k_p, k_s, k_a$  分别为三种波量子的波矢. 其中  $A_p, A_s$  和  $A_a$  分别是抽运光、Stokes 光和声波场的复振幅,  $A_a$  事实上表征的是存在光场的情况下介质密度的起伏量. 其中  $f(x, t)$  为 Langevin 噪声源项, 用来表征导致布里渊散射的介质密度的热起伏. 一般认为  $f(x, t)$  是一个高斯随机变量, 满足以下关系:

$$f(x, t) = 0,$$

$$f(x, t) f^*(x', t') = Q \delta(x - x') \delta(t - t'),$$

式中  $Q = 2\rho_0 \Gamma \hbar \omega_a (1 + \bar{n}) v_a^2 A$  为噪声强度参数,  $\bar{n} = [\exp(\hbar \omega_a / kT) - 1]^{-1}$  为声场中每一模式的平均声子数,  $A$  为介质作用区的有效截面面积,  $\omega_a$  为感应产生的声子的频率. 数值分析将联合求解方程 (1), (2) (3).

抽运光与反射光振幅的变化由传播、聚焦以及电致伸缩效应三部分组成. 假设散射光的聚焦方式和抽运光完全一致<sup>[8]</sup>, 基于这种假设, 数值模拟的结果与实验结果<sup>[9]</sup>相当一致, 说明了其合理性.

本文采用有限差分法求解耦合波方程组. 对一维后向 SBS, 抽运光和声波场沿  $x$  轴正向传播, Stokes 光沿  $x$  轴负向传播, 在构造差分格式时对抽运光场和声波场进行前向差分, 对 Stokes 光场进行后向差分. 耦合波方程组相应的隐式差分格式为

$$\begin{aligned} & \left( 1 + \frac{nh}{c\tau} + \frac{\omega_k - \omega_{k-1}}{\omega_k} \right) (A_p)_k^{j+1} - (A_p)_{k-1}^{j+1} \\ & = \frac{nh}{c\tau} (A_p)_k^j + \frac{i\gamma k_p}{2\rho_0 n^2} h (A_s)_k^{j+1} (A_a)_k^{j+1}, \quad (4) \\ & \left( 1 + \frac{nh}{c\tau} - \frac{\omega_{k+1} - \omega_k}{\omega_{k+1}} \right) (A_s)_{k+1}^{j+1} - (A_s)_{k+1}^j \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & = \frac{nh}{c\tau} (A_s)_k^j + \frac{i\gamma k_s}{2\rho_0 n^2} h (A_p)_{k-1}^{j+1} (A_a^*)_{k-1}^{j+1}, \quad (5) \\ & \left( 1 + \frac{h\alpha_a}{2} + \frac{h}{v_a} \right) (A_a)_k^{j+1} - (A_a)_{k-1}^{j+1} \end{aligned}$$

$$= \frac{h}{v_a} (A_a)_k^j + \frac{i\varepsilon_0 \gamma k_a}{4v_a^2} h (A_p)_{k-1}^{j+1} (A_s^*)_{k-1}^{j+1} + \frac{h}{v_a} f_k^{j+1}. \quad (6)$$

将通过迭代的方式对这组非线性隐式差分方程组求解.

### 3. 数值分析

假设激光脉冲中心频率为  $\nu_0$ , 持续时间为  $\tau$ . 则由于抽运光具有一定带宽, 在此带宽内会含有一定比例的 Stokes 种子光成分, 抽运光最初单程传输到 SBS 介质后表面经反射后, 其中的 Stokes 成分即形成种子光, 构成类似于传统的 SBS 放大器, 称之为自种子光式 SBS 放大器. 物理模型如图 1 所示. 考虑这种自种子光模型<sup>[9]</sup>, 则问题的边界为

$$A_p|_{x=0} = (I_1 Z_0 / 2n)^{1/2},$$

$$A_s|_{x=L} = (R_{\text{ref}} R_{\text{st}})^{1/2} A_p|_{x=0},$$

此边界实际上是含时变化边界.  $Z_0$  是从介质到空气的声阻抗,  $n$  是 SBS 介质的折射率,  $R_{\text{ref}}$  是介质后表面对抽运光的反射率, 其表达式为  $(n-1)^2 / (n+1)^2$ .  $R_{\text{st}}$  定义为抽运光中所含的 Stokes 成分比.

数值求解中依据的光路如图 2 所示. 其中  $L_1 = 10\text{cm}$ ,  $L_2 = 23\text{cm}$ ,  $f = 50\text{cm}$ , 介质长度为  $30\text{cm}$ , 抽运光脉冲呈高斯分布, 空间光强均匀分布 (即一维近似), 束腰半径取  $5\text{mm}$ . 选取熔石英作为 SBS 介质, 其材料参数 (声速、声子寿命等) 均采自文献 [7, 10—12].

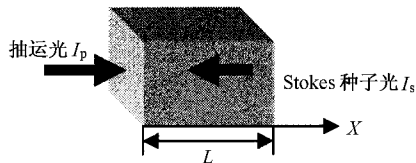


图 1 抽运光、自种子光联合作用于 SBS 介质

以下图表中,  $I_p$  代表入射的抽运光强,  $I_s$  代表后向 Stokes 散射光强.  $\sigma$  代表不同时刻 SBS 介质内的最大应力. 脉宽压缩比定义为 Stokes 散射光脉宽与抽运光脉宽的比值, 能量反射率定义为介质前表面散射光能量与抽运光能量的比值, 用  $R$  表示, 则它与相位共轭 Stokes 散射光波保真度  $H$  之间在稳

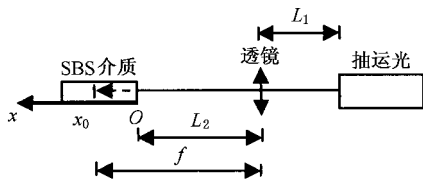


图 2 数值模拟实际光路

态下的关系为<sup>[13]</sup>

$$H = \frac{4R}{(1+R)^2}, R < 1.$$

若用波长为  $1.064\mu\text{m}$  的 Nd:YAG 激光作抽运光,脉宽  $6.4\text{ns}$ ,相互作用时间  $16\text{ns}$ ,抽运能量  $0.3\text{J}$ ,其脉冲波形如图 3 中  $I_p$  所示.

图 4 给出了不同  $R_{st}$  时的能量反射率和相位共

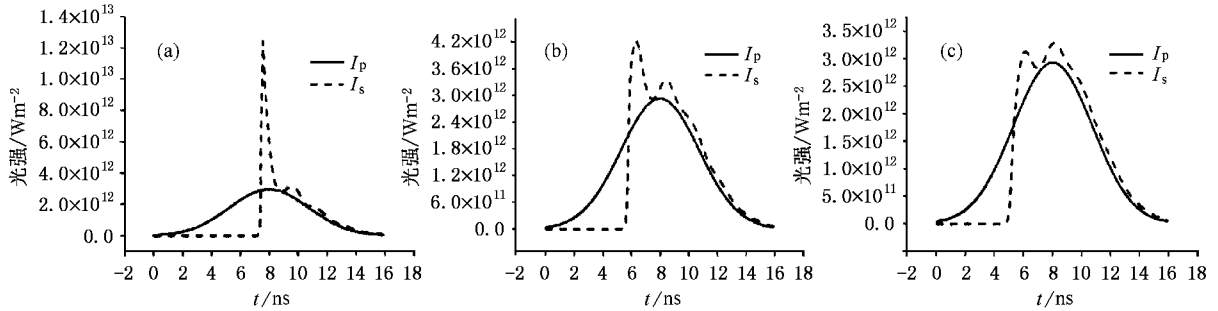


图 3  $R_{st}$  分别为 (a)  $9.457 \times 10^{-9}$  (b)  $9.457 \times 10^{-5}$  (c) 时抽运光与散射光脉冲对比

轭保真度拟合曲线.结合图 3、图 4 可以看出,  $R_{st}$  小则 SBS 过程形成的脉宽压缩比大;  $R_{st}$  越大,越容易发生 SBS 并很快达到稳态饱和<sup>[1]</sup>,此时脉宽压缩比趋向于 1<sup>[13]</sup>,能量提取效率(能量反射率)就越高,相位共轭的 Stokes 散射光保真度也越高.数值模拟结

果还表明,  $R_{st}$  大,则应力大,集中于焦点附近的时间也稍长,对焦点处的破坏更剧烈更持久.当然,  $R_{st}$  对 SBS 的影响并不是线性增大的,到一定大小后,再增大它的数量级,将对 SBS 发生时间的早晚<sup>[8]</sup>、能量提取效率、相位共轭保真度等特征参数影响不大.

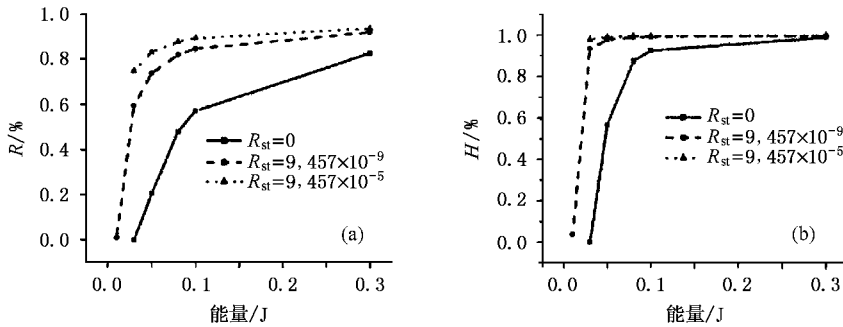


图 4 不同  $R_{st}$  的反射率 (a) 和相位共轭 Stokes 散射光保真度 (b)

下面固定  $R_{st}$  的值为  $9.457 \times 10^{-9}$ ,讨论抽运光波长、能量、脉宽及相互作用时间对 SBS 过程中的各特征参数及此过程中产生的激光超声的破坏形貌的影响.

同样采用波长为  $1.064\mu\text{m}$  的 Nd:YAG 激光作抽运光,脉宽  $6.4\text{ns}$ ,相互作用时间  $16\text{ns}$ ,其脉冲波形如图 5 中  $I_p$  所示.

观察图 4、图 5 发现,当抽运光能量较低时,抽运能量越小, SBS 脉宽压缩比越大,随着抽运光能量的增大, SBS 趋于稳态饱和,能量反射率与相位共轭

保真度趋于 1,脉宽压缩比趋于 1, SBS 即失去了脉宽压缩特性,表现出很好的相位共轭特性. SBS 保真度趋于 1 的速度大于能量反射率趋于 1 的速度.但随着抽运光强的进一步增大,脉宽压缩以另一种形式表现出来, Stokes 散射光脉冲前沿的尖峰脉冲.抽运能量越大,此尖峰脉冲脉宽越小,与抽运光的相对光强越大.

图 6 给出了不同抽运能量产生的最大 SBS 超声应力的时间演化与空间分布 ( $\sigma-x-t$ ).可以看出,在 SBS 刚发生的前几纳秒内,最大应力表现为一个尖

峰冲击应力集中在焦点附近,在冲击应力衰减而后续主应力将发展起来的瞬间,最大应力集中的位置迅速跳转至介质近前表面.随着抽运能量的增大,超声应力增强,最大应力集中在焦点附近的时间变短.抽运能量为 30J 时,应力最大值基本上出现在抽运光强最大时,可见能量大小也决定了介质内最大应

力出现的时间.图 6(a) 的超声应力相当于(b)(c)中的前沿尖峰冲击应力.随着抽运能量的增大,SBS 介质中的超声应力增强,后续主应力发展起来并逐渐超过前沿冲击应力.从数值模拟结果来看,在此时的激光参数下,SBS 的激光超声破坏点集中于介质前表面.

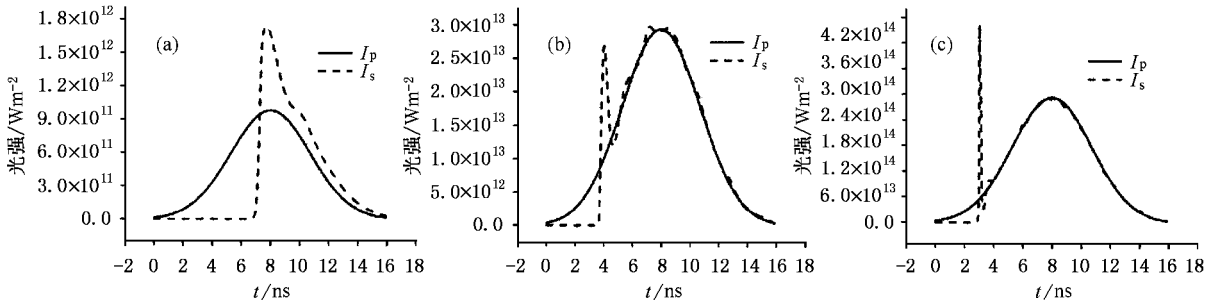


图 5 不同抽运能量对应的 SBS 产生的 Stokes 散射光脉冲波形.脉宽 6.4ns,相互作用时间 16ns (抽运光能量(a)为 0.1J (b)为 3J (c)为 30J)

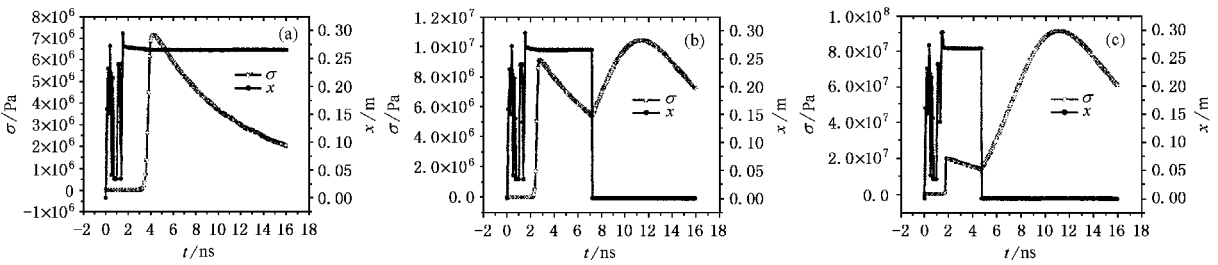


图 6 最大应力的时间演化和空间分布.脉宽 6.4ns,相互作用时间 16ns (抽运光能量(a)为 0.6J (b)为 3J (c)为 30J)

以波长  $0.532\mu\text{m}$ 、脉宽 18ns、能量 30J 的激光作为抽运光,研究脉冲持续时间(相互作用时间)的影响.抽运光脉冲波形如图 7 中  $I_p$  所示.从数值模拟结果(图 7)可以看出,相互作用时间  $T$  为 18ns(图 7(a)所示)时,Stokes 散射光脉冲中存在一个前沿尖峰脉冲; $T = 72\text{ns}$  时,散射光脉冲后沿出现剧烈起伏. $T = 36\text{ns}$  时的散射光波形兼具了 18ns 和 72ns 时的共同特点.对比图 7 中的三幅应力分布图,可以发现, $T$  越小,SBS 过程产生的前沿尖峰冲击应力也越大,此冲击应力足以造成材料损伤,破坏点位于焦点附近.随着  $T$  的增大,后续主应力强度逐渐超越冲击应力,最可能被破坏的位置是介质近前表面.可见,激光脉冲长短影响了最大应力在介质内的分布,也决定了超声应力的破坏位置.

结合图 5,6,7,认为散射光的尖峰脉冲与超声应力的前沿脉冲冲击应力有一定联系.随着散射光

前沿尖峰脉冲脉宽的变小,冲击应力在介质焦点附近停留的时间变短.另外,认为超声应力集中的位置受到 Stokes 散射光脉冲波形的影响.以波长  $1.064\mu\text{m}$ 、脉宽 18ns、相互作用时间 72ns 的 30J Nd:YAG 做抽运光,数值模拟结果如图 8 所示.对比图 7(c)与图 8,发现此时 Stokes 散射光脉冲前沿无尖峰脉冲,脉冲强度无剧烈起伏.对应的应力时间演化波形后沿无剧烈起伏,应力集中的位置也不再从介质近前表面跳回焦点附近,因此进一步认定散射光起伏与应力起伏相关联,而应力集中的位置受到了应力起伏的影响,即散射光起伏引起应力起伏,应力每次出现起伏,应力集中的位置就发生跳转.

图 9、图 10 模拟了抽运光波长为  $1.064\mu\text{m}$ 、脉宽 6.4ns、能量 0.3J、相互作用时间  $T$  不同时的 SBS 特征.可以看出,随着  $T$  的增大,SBS 趋于稳态饱和,能量反射率增大,散射光相位共轭保真度提高,脉宽压

缩比降低,能量相同,脉宽相同,相互作用时间短,则抽运光强大;按照对矩形脉冲的模拟<sup>[1]</sup>,抽运光强大,SBS发展得更快、更剧烈,但数值模拟结果反而

是相互作用时间长更容易发展起来,可见对SBS的研究必须联合考虑相互作用时间、抽运光强的乘积——能量的影响。

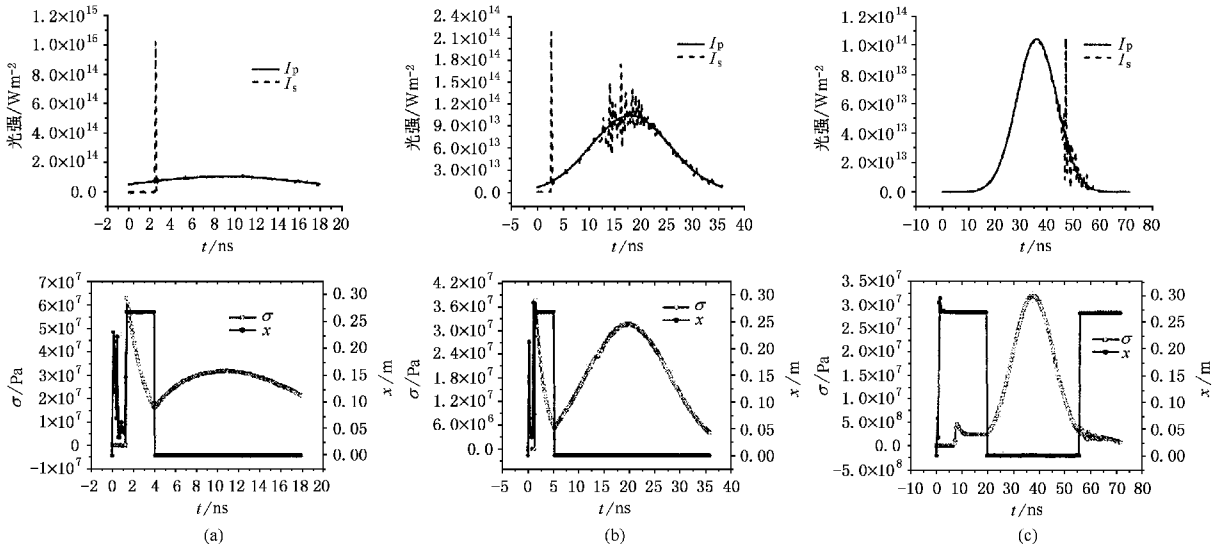


图 7 不同相互作用时间的 Stokes 散射光与抽运光脉冲对比(上),最大应力的发展与空间分布(下)。脉宽 18ns,能量 30J ((a) =  $T = 18\text{ns}$  (b)  $T = 36\text{ns}$  (c)  $T = 72\text{ns}$ )

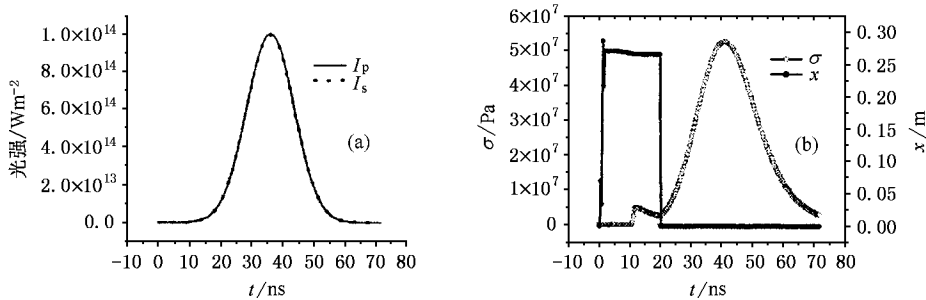


图 8 不同相互作用时间的 Stokes 散射光与抽运光脉冲对比(a),最大应力的发展与空间分布(b)。脉宽 18ns,能量 30J,相互作用时间 72ns

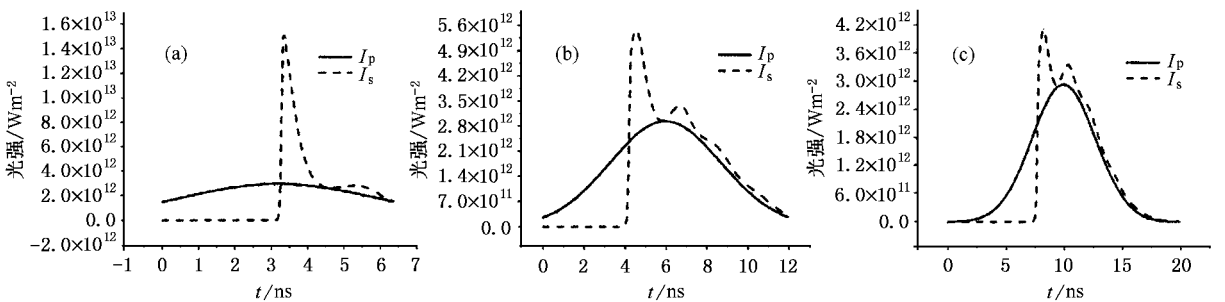


图 9 不同相互作用时间的 Stokes 散射光与抽运光脉冲对比,脉宽 6.4ns,能量 0.3J ((a)  $T = 6.4\text{ns}$  (b)  $T = 12\text{ns}$  (c)  $T = 20\text{ns}$ )

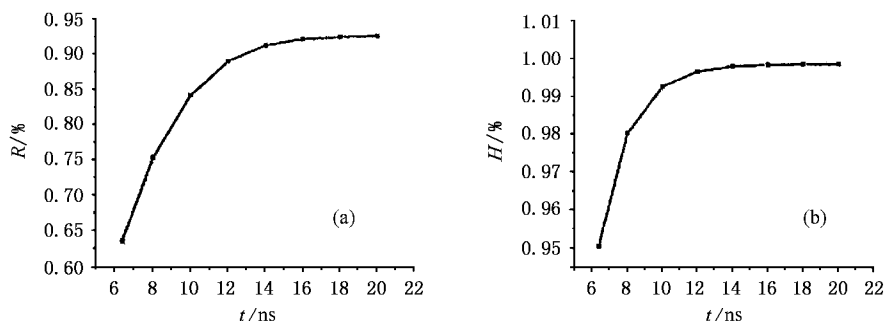


图 10 不同相互作用时间对应的能量反射率 (a) 和相位共轭保真度 (b)  
(拟合曲线抽运光能量 0.3J, 脉宽 6.4ns)

图 11, 12 给出了波长  $1.064\mu\text{m}$ 、相互作用时间 18ns、能量 0.3J, 不同激光脉宽  $\tau$  对应的数值模拟结果. 可以看出,  $\tau$  有一个最佳值, 此最佳值对应的能量反射率和 SBS 保真度最高; 大于或小于此最佳值, 能量反射率和 SBS 保真度都将降低, 脉宽压缩比却都增大. 最大的脉宽压缩比出现在相互作用时间和脉宽相

等的情况下 (图 11(c) 所示). 数值模拟表明, 随着脉宽的增大, 前沿尖峰冲击应力强度由远低于后续应力逐渐发展至超过后续应力, 而总体来说, 脉宽越大, 最大应力越小. 脉宽大, 尖峰冲击应力大, 焦点附近优先于介质前表面被破坏, 而脉宽小, 尖峰冲击应力强度远小于后续应力, 破坏点在介质近前表面.

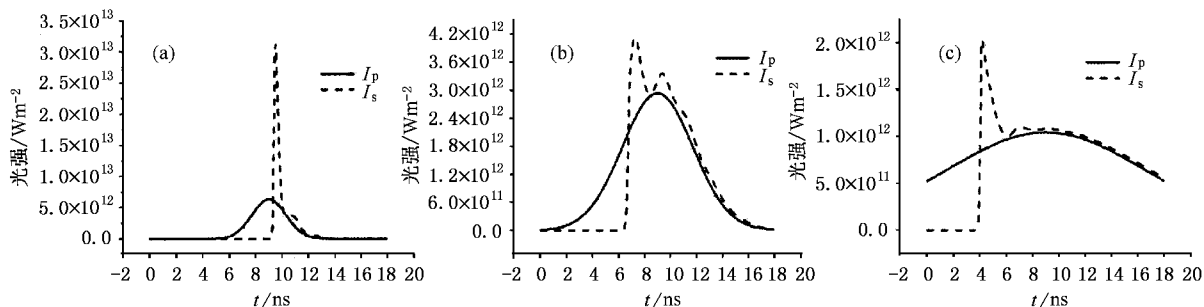


图 11 相互作用时间 18ns 时不同脉宽的 Stokes 散射光与抽运光脉冲对比, 能量 0.3J  
( (a)  $\tau = 3\text{ns}$  (b)  $\tau = 6.4\text{ns}$  (c)  $\tau = 18\text{ns}$  )

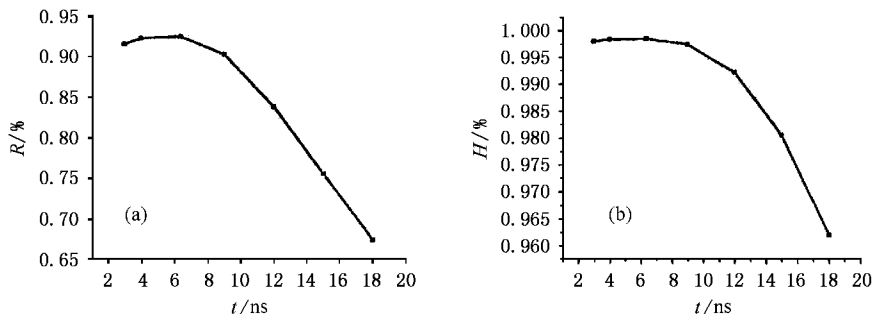


图 12 相同相互作用时间不同脉宽对应的能量反射率 (a) 和相位共轭保真度 (b) 拟合曲线抽运光能量 0.3J, 相互作用时间 18ns

从图 13, 14 可以看出, 波长越大, SBS 过程建立得越晚, 脉宽压缩效果越好, 能量反射率和相位共轭保真度则越低. 但抽运光能量大到使 SBS 达到稳定

饱和后, 波长对 SBS 特征参数的影响就不再明显了. 图 15 给出了脉宽和相互作用时间均为 18ns, 抽运能量为 30J 时, 介质内的最大应力发展和分布情

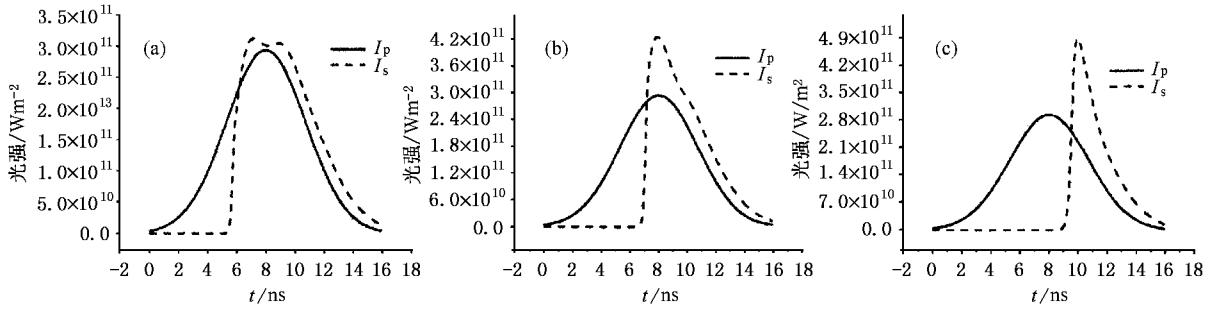


图 13 抽运光与 Stokes 散射光脉冲强度波形. 抽运能量 0.03J, 脉宽 6.4ns, 相互作用时间 16ns  
(( a )  $\lambda = 0.488\mu\text{m}$  ( b )  $\lambda = 0.694\mu\text{m}$  ( c )  $\lambda = 1.064\mu\text{m}$ )

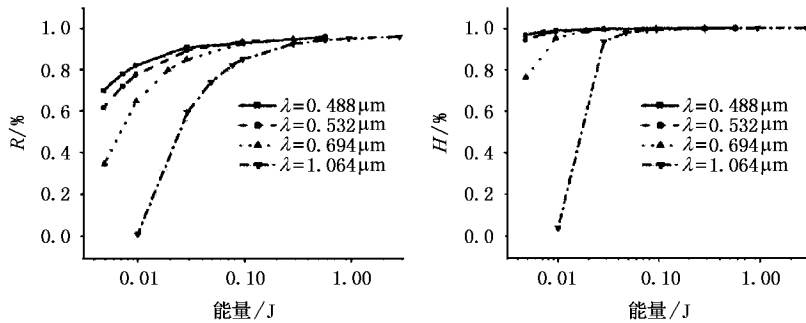


图 14 不同波长抽运光对应的能量反射率 ( a ) 和共轭保真度 ( b )

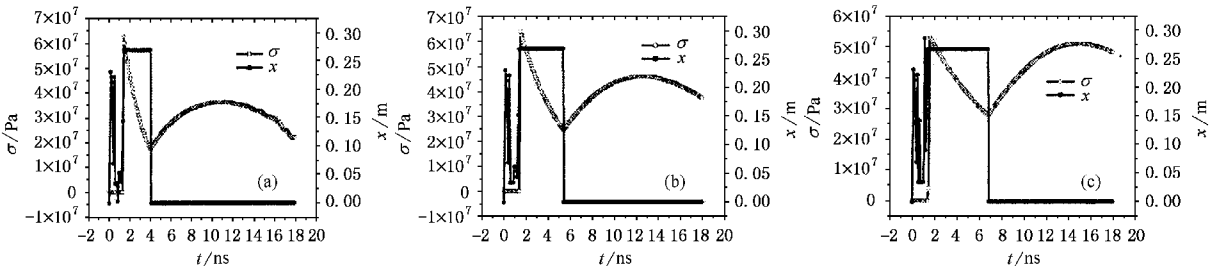


图 15 最大应力的发展和空间分布. 抽运能量 30J, 脉宽 18ns, 相互作用时间 18ns  
(( a )  $\lambda = 0.488\mu\text{m}$  ( b )  $\lambda = 0.694\mu\text{m}$  ( c )  $\lambda = 1.064\mu\text{m}$ )

况. 波长越大, 最大超声应力的前沿尖峰冲击应力强度越低, 在介质焦点附近集中的时间越长, 后续应力强度越高, 对前表面的破坏越有力. 但波长越小, 前沿尖峰冲击应力越强, 越容易对介质焦点附近造成毁灭性损伤. 波长短, SBS 过程发展得快、剧烈, 但能量相同, 若以量子形式表达抽运能量, 则波长小, 光子数少, 三波耦合中的声子数也必然少, 但明显声波尖峰脉冲冲击应力强, 而其后续应力弱, 认为这种现象的形成是由于抽运光频率高, 量子效率高、冲击力大, 但由于量子数少, 声子数少, 所以稳态后的超声应力小.

### 4. 讨 论

数值模拟发现, 散射光强度的剧烈起伏影响了 SBS 过程中产生的超声应力的时间演化和空间分布, 导致了破坏形貌的不同. 探讨散射光脉冲强度剧烈起伏的成因, 认为由于 SBS 是一个典型的非线性光学混沌系统, 其中包含了随机的和确定性的场强起伏<sup>[14]</sup>, 如热噪声的随机起伏; 抽运波、散射波、声波三波增益的激烈的竞争导致的确定性场强起伏等. 而对散射光脉冲前沿尖峰脉冲即脉冲过冲的形

成,只要 SBS 单程增益足够大,使抽运光强损耗, Stokes 散射光迅速增长,即可出现此现象;而当激光通过介质的时间小于介质声子寿命时,可以抑制此现象.数值模拟表明, Stokes 散射光强动态行为的复杂性受到抽运激光参数、聚焦参数甚至 SBS 介质结构的影响,具体如何抑制这种负面效应,还需要综合考虑各种参数.

根据模拟,对 0.6J 的抽运光,焦点附近光强超过  $10^{16} \text{W/m}^2$ ,达到了光学击穿阈值,所以虽然此时 SBS 对介质尚未造成破坏,但介质已光学击穿,而且光学击穿将影响 SBS 的进程.所以, SBS 不能作为一种独立、致命的破坏机理.严格地讲, SBS 的彻底解决应与其他非线性效应同时考虑,建立更为综合的耦合波方程组.但即使 30J 时,介质前表面的光强还不足以达到光学击穿,而 SBS 的激光超声却足以破坏前表面附近,所以,认为介质前表面的破坏主要是 SBS 的作用,这也应该可以看作 SBS 破坏机理的破坏特征.

## 5. 结 论

1. 当抽运光能量较低时,  $R_{st}$  越小,抽运光波长越长,抽运能量越低,相互作用时间越短,形成的 Stokes 散射光脉宽压缩比大,能量提取效率低,相位共轭的 Stokes 散射光保真度低;反之,则能量提取效率高,相位共轭的 Stokes 散射光保真度高,脉宽压缩

比趋向于 1. SBS 保真度趋于 1 的速度大于能量反射率趋于 1 的速度.

2. 随着抽运光能量增大,脉宽压缩逐渐表现为 Stokes 散射光脉冲中出现的前沿尖峰脉冲.且其他参数一定时,抽运能量越大、波长越短、相互作用时间越短,则此尖峰脉冲脉宽越小,与抽运光的相对光强也越大.

3. 其他激光参数相同时,抽运光脉宽有一个最佳值,此脉宽值对应的能量反射率和 SBS 保真度最高;大于或小于此极限值,能量反射率和 SBS 保真度都将降低,对应的脉宽压缩比却都增大,最大的脉宽压缩比出现在相互作用时间和脉宽相等的情况下.

4. SBS 造成的超声破坏可能在介质的焦点附近或近前表面,也可能两个位置都遭到破坏;若两位置都被破坏,必定是焦点附近先于前表面被破坏,造成焦点附近破坏的是超声应力时间波形中的前沿尖峰冲击应力,造成前表面破坏的是后续主应力.

5.  $R_{st}$  大、波长短、相互作用时间短、脉宽越大,则 SBS 过程产生的前沿冲击应力越大,对焦点附近的破坏越剧烈.反之,则 SBS 过程中产生的前沿冲击应力越弱,而后续主应力却越大,越容易对介质前表面造成破坏.

6. 抽运能量增大,最大应力集中在焦点附近的时间变短,前沿冲击应力强度与后续应力强度的相对值变小.

[ 1 ] DENG S Y *et al* 2003 *High Power Laser and Particle Beams* **15** 1041 ( in Chinese ) 邓少永 等 2003 强激光与粒子束 **15** 1041 ]  
 [ 2 ] Agility Communications, Inc. Proprietary and Confidential 2002 *Technical Note*  
 [ 3 ] Hercher M 1964 *J. Opt. Soc. Amer.* **54** 563  
 [ 4 ] Chiao R Y and Townes C H, Stoicheff B P 1964 *Phys. Rev. Letters* **12** 592  
 [ 5 ] Giuliano C R 1964 *Appl Phys. Letters* **5** 137  
 [ 6 ] Kyrakis D T and Weiland T L 1991 *Proc SPIE* **1441** 469  
 [ 7 ] Guo S F 2003 *Damage Mechanism Induced by Intense Laser in Optical Materials* ( Changsha : NUDT press ) p81 - 82 ( in Chinese ) 郭少锋 2003 强激光对光学材料的破坏机制 长沙 : 国防科技

术大学出版社 ) 第 63 , 81 - 82 页 ]  
 [ 8 ] Damzen M J , Vlad V I , Babin V and Mocofanescu A 2003 *Stimulated Brillouin Scattering Fundamentals and Applications* ( London : Institute of Physics Publishing ) p78  
 [ 9 ] Guo S F *et al* 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1831 ( in Chinese ) 郭少锋 等 2004 物理学报 **53** 1831 ]  
 [ 10 ] Faris G W *et al* 1993 *J. Opt. Soc. Am. B* **10** 587  
 [ 11 ] Hwa L G , John S and Zhao X S 1989 *J. Opt. Soc. Am. B* **6** 833  
 [ 12 ] Boyd R W 1992 *Nonlinear Optics* ( London : Academic Press Limited ) p337  
 [ 13 ] Yoshida H *et al* 1999 *Jpn. J. Appl. Phys.* **38** L521  
 [ 14 ] Gaeta A L 1990 *AD-A230 988*



# Influence of pump laser parameters on stimulated Brillouin scattering

Deng Shao-Yong<sup>†</sup> Guo Shao-Feng Lu Qi-Sheng Cheng Xiang-Ai

( College of Photon-Electron Science and Engineering ,National University of Defense Technology ,Changsha 410073 ,China )

( Received 13 October 2004 ;revised manuscript received 2 December 2004 )

## Abstract

Numerical simulation was performed to study the stimulated Brillouin scattering( SBS ) amplifier of self-Stokes-seeding. Characteristic parameters such as Stokes laser ,energy reflectivity ,evolvement and distribution of maximum stress ,pulse compression and SBS fidelity in fused silica were discussed for different Stokes ratio ,wavelength ,energy ,pulse duration and interaction time. The focused Gaussian pump laser was used. We got conclusions that the damage in near-front side of SBS medium was the characteristic of SBS ; tuning parameters of pump laser , super-sonic stress formed in SBS process would damage the SBS medium not only on the front side , but also the damage near the focus ;and the damage near the focus would be made earlier when both parts were damaged.

**Keywords :** SBS , Stokes ratio , shock stress , energy reflectivity

**PACC :** 4265C , 4270C

---

\* Project supported by the National High Technology Development Program of China( Gran No. 2002AA824091 ).

<sup>†</sup>E-mail :sydeng\_2004@163.com