

文章编号: 1001-4322(2002)01-0065-05

光纤中的瞬态 SBS 过程的数值分析与探讨*

陈 军¹, 周 涛¹, 朱 琦²

(1. 浙江大学 现代光学仪器国家重点实验室, 浙江 杭州 310027; 2. Accenture GmbH, Cicerostrasse 21, D-10709 Berlin)

摘 要: 通过数值方法得到了光纤中的瞬态 SBS 过程中耦合波和声场的强度分布图, 从而分析了光纤中瞬态 SBS 的发生过程以及光纤长度、泵浦脉宽等因素对 SBS 反射率及阈值的影响, 据此提出了一种新的光纤相位共轭器。

关键词: 受激布里渊散射; 光纤相位共轭器

中图分类号: O 437. 2; TN 241 **文献标识码:** A

后向受激布里渊散射(SBS)作为光学相位共轭的一种重要实现手段, 长期以来一直受到人们的关注, 并且以获得低阈值、高反射率和高保真度为主要研究目标。光纤由于具有很小的横截面积和足够长的光学长度, 所以可以大幅度地提高光束的功率密度和作用长度, 从而降低阈值, 易于实现 SBS 过程, 并且具有结构简单、使用方便的优点, 是一种较理想的相位共轭器件。但是, 由于光纤中的声子寿命为 2 ~ 10ns, 在脉宽为几十 ns 的时候必须视为瞬态过程, 而瞬态情况下要获得耦合方程的解析解相当困难, 所以, 通过数值解来定性分析光纤中的 SBS 过程就十分有必要。我们通过数值计算求得了耦合波在整个光纤中随时间的强度分布图, 并由此定性的分析出影响 SBS 阈值和反射率的各种因素和它们的变化趋势, 计算结果和实验结果能够很好吻合, 这对于研究与改良光纤共轭镜有一定的指导意义。

1 光纤中的瞬态 SBS 耦合方程

SBS 过程中的光波和声场之间的耦合过程可以用纳维-斯托克斯方程及能量输运方程来描述^[1]。在自由空间中的瞬态 SBS 过程可以通过一系列简化后表示为^[2]

$$\begin{cases} \frac{\partial P_L(z, t)}{\partial z} = - S(z, t) [P_L(z, t) P_S(z, t)]^{1/2} \\ \frac{\partial P_S(z, t)}{\partial z} = - S(z, t) [P_L(z, t) P_S(z, t)]^{1/2} \\ \frac{\partial S(z, t)}{\partial t} = \frac{1}{2\tau_B} \left\{ g \frac{[P_L(z, t) P_S(z, t)]^{1/2}}{A(z)} - S(z, t) - S_0 \right\} \end{cases} \quad (1)$$

式中: $P_L(z, t)$, $P_S(z, t)$, 分别为泵浦光和 Stokes 光某一时刻沿着传播方向上的功率值; $S(z, t)$ 是与声场功率成正比的量^[3], 量纲为 $[m^{-1}]$ 。 τ_B 为介质的声子寿命; g 为布里渊增益; $A(z)$ 为光束的截面积; S_0 是 SBS 过程发生前自发辐射的噪声声场的初始值。

考虑光纤中的情况, 光束在整个传播过程中被约束在光纤内, 所以光束截面积 $A(z)$ 始终等于光纤的截面积 πr^2 , 其中 r 为光纤的芯径。另一方面, 我们认为光纤中的自发辐射的噪声声场是一种客观存在的随机过程, 将初始声场的建立视为这种随机作用的结果应该比假定一个固定值更符合实际情况, 据此, 我们对于 SBS 产生前的弱泵浦情况下的噪声情况进行了理论探讨。

在理论分析中我们忽略光场在介质中的热损耗, 仅考虑泵浦光向 Stokes 光及声场的能量转移, 因此在未达到 SBS 阈值前, 泵浦光基本上是不消耗的, 即 $\partial P_L / \partial z = 0$, 假设光纤中存在随机的热噪声 $N(t, z)$, 这个热噪声是产生 SBS 散射的原因, 我们用它替代式(1)中的 S_0 , 可以将式(1)改写为^[3]

* 收稿日期: 2001-05-16; 修订日期: 2001-08-26

基金项目: 教育部重点科学技术基金资助课题(413A 01104u98405)

作者简介: 陈 军(1946-), 女, 教授, 博士生导师, 研究方向为激光与非线性光学; 浙江大学光电信息系。

$$\frac{\partial P_L}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial P_S}{\partial z} = - (P_L P_S)^{1/2} S, \quad 2 \frac{\partial S}{\partial z} = g \Gamma_B \frac{(P_L P_S)^{1/2}}{\pi r^2} - \Gamma_B S + N(t, z) \quad (2)$$

式中: $\Gamma_B = 1/\tau_B$; 因为 $N(t, z)$ 是随机噪声, 不同时间或位置的噪声不相关, 所以它的自相关函数可表达为

$$\overline{N(t, z)N(t', z')} = k \delta(z - z') \delta(t - t') \quad (3)$$

k 是与噪声强度有关的噪声系数。利用 Riemanns 积分可以得到式(2)的解^[4]

$$P_S(z, t) = \frac{k}{4} P_L(t) \int_0^t \exp(-2\tau \Gamma_B) d\tau \int_0^z I_0^2[\Psi(t, \zeta)] d\zeta \quad (4)$$

$$\Psi(t, \zeta) = [2\zeta \Gamma_B g \int_{t-\tau}^t \frac{P_L(t')}{\pi r^2} dt']^{1/2} \quad (5)$$

式中的 I_0 是零阶第一类修正 Bessel 函数, 在达到 SBS 阈值之前的弱泵浦时有: $I_0[\Psi(\tau, \zeta)] \approx 1$, 将它代入式(4)中, 可以得到 Stokes 光与泵浦光在弱泵浦时有如下关系

$$P_S(t) = r_0 P_L(t) \quad (6)$$

其中 r_0 是一个常数, 它在物理上是一个与自发 SBS 过程的阈值对应的量^[5,6]。(6)式表明在未达到 SBS 阈值前, Stokes 光与泵浦光之间存在着一个近似线性增加的过程, 这个增长系数直接关系到 SBS 阈值的大小。而在达到 SBS 阈值以后受激散射的 Stokes 光将具有绝对优势。这个结论对我们的数值求解很有意义。因此可以在整个 SBS 过程中将 Stokes 波分成两部分: 一部分是在弱泵浦时的 P_{s0} , 它与泵浦光满足式(6); 另一部分是达到阈值后的受激散射 P_{ss} , 它通过(1)式的第三式来得到增益。二者结合可以反映整个 SBS 过程中的 Stokes 光的特性。这样我们可以将(1)式改写为

$$\begin{cases} \frac{\partial P_L(z, t)}{\partial z} = - S(z, t) \{P_L(z, t) [P_{s0}(z, t) + P_{ss}(z, t)]\}^{1/2} \\ \frac{\partial P_S(z, t)}{\partial z} = - S(z, t) \{P_L(z, t) [P_{s0}(z, t) + P_{ss}(z, t)]\}^{1/2} \\ \frac{\partial S(z, t)}{\partial z} = \frac{1}{2\tau_B} \left\{ g \frac{[P_L(z, t) (P_{s0}(z, t) + P_{ss}(z, t))]^{1/2}}{\pi r^2} - S(z, t) - S_0 \right\} \end{cases} \quad (7)$$

这个方程组表达了在特定时间、特定位置的泵浦光、Stokes 光及声场之间的耦合关系, 可以通过数值求解得到三个耦合波关于时间和空间的功率分布图。在计算过程中, 将光场和声场的耦合作用分解为光场首先耦合产生声场, 然后声场再同光场耦合产生下一刻光场。如此可以将复杂的微分方程组简化为三个一阶微分方程, 用简单的微分方程解法, 如欧拉公式来求解。

在算法上由 $P_L(z, t)$, $P_S(z, t)$ 及 $S(z, t)$ 算出下一时刻的声场功率分布 $S(z, t + \Delta t)$, 并考虑 P_L 和 P_S 的传播方向相反, 用 $P_L(z - \Delta z, t)$, $P_S(z + \Delta z, t)$ 作为下一时刻耦合前的泵浦光和 Stokes 光的功率值 $\bar{P}_L(z, t + \Delta t)$, $\bar{P}_S(z, t + \Delta t)$, 将其与 $S(z, t + \Delta t)$ 一起代入(7)式的前两式中计算出泵浦光和 Stokes 光下一时刻耦合后的功率值 $P_L(z, t + \Delta t)$, $P_S(z, t + \Delta t)$, 其中 $\Delta t = n\Delta z/c$, 这样循环计算可以得到整个光纤内任一点的耦合波功率值。

2 参数的选择

实验中用到的 FG-200 多模石英光纤参数为^[7,8]: $\tau_B = 3.9 \text{ ns}$, $g = 5 \times 10^{-11} \text{ m/W}$, 光纤长度为 1~10m, 芯径为 100~500 μm 。对于阈值参数 r_0 , 据有关分析^[5,6], 已知它具有 $10^{-12} \sim 10^{-14}$ 数量级, 具体值可以通过实验与计算结果相比较, 拟合求出。在我们的实验中, 利用 5m 光纤测量得到的 SBS 阈值 $P_{th} = 23 \text{ kW}$ 来拟合, 结果表明当取 $r_0 = 1 \times 10^{-13}$ 时, 计算得到的 SBS 阈值与实验值相接近(如图 1 所示), 所以在以后的计算中都使用了这一结果。该数值也表明, 它仅与 SBS 阈值有关, 不会影响到 SBS 产生以后的数值计算过程。如式(7)中所示, 声场的积累由 $r_0 P_L^2$ 和 $P_{ss} P_L$ 两项来表示, 由于 r_0 只有 10^{-13} 数量级, 而在实验中 P_L 的数量级为 10^5 , 在达到 SBS 阈值以后 $P_{ss} P_L \gg r_0 P_L^2$, 所以 $r_0 P_L^2$ 项的存在几乎不会对达到 SBS 阈值以后的计算有影响。这也说明了上述求解方法的可行性。

3 理论和试验结果的比较

通过数值解可以给出整个 SBS 过程中的泵浦光场 P_L , Stokes 光场 P_S 和声场 S 随光纤中的位置 z 及时间 t 的变化过程, 如图 2 所示。计算条件为: 光纤长度 $L = 3\text{m}$, 芯径为 $100\mu\text{m}$, 泵浦脉宽 60ns , 泵浦功率 80kW , 并假设泵浦脉冲强度为高斯分布。为了清楚地显示出耦合波变化地细节, 我们在图中略去了功率分布已基本不变的 $z > 2\text{m}$ 的部分。在图中可以看到, 对于给定位置 z ($0 \leq z \leq L$) 所得到的功率-时间曲线 $P-t$, 可以反映此处耦合波的脉冲形状, 而对于给定时间 $t = t_0$ 所得到的功率-位置曲线 $P-z$, 则反映了某一时刻光纤中的耦合波其强度的瞬时分布状况。

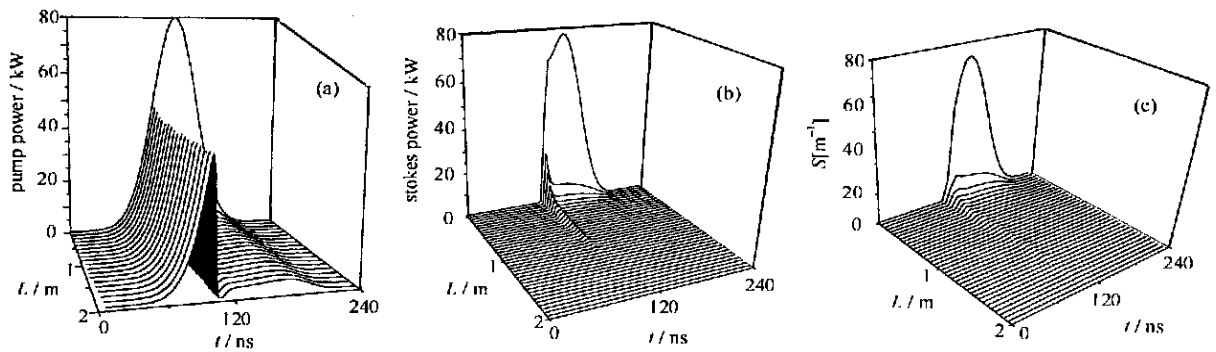


Fig 2 Calculated power of pump wave (a), Stokes wave (b), sound wave (c) related to time and position in fiber

图 2 计算得到的泵浦光(a), Stokes 光(b), 声场(c)在光纤中功率分布图

对于泵浦光, 如图 2(a), $z = 0$ 处表示了光纤入射端泵浦脉冲, 而出射端 $z = L$ 处的泵浦脉冲实际上就是透射脉冲。比较二者可以看出, 在脉冲前沿, 泵浦光几乎全部透过光纤。而在达到 SBS 阈值之后, 泵浦光能量大部分都被消耗掉, 造成透射光后沿变得陡峭, 脉冲变窄。

对于 Stokes 光, 如图 2(b), 在达到 SBS 阈值前功率强度几乎为 0, 在达到 SBS 阈值后迅速增强。为反映 SBS 的能量转移过程, 我们将泵浦光曲面中光纤入射端 ($z = 0$) 和出射端 ($z = L$) 两个平面的时间变化曲线单独取出, 它们分别代表泵浦光和透射光的脉冲形状。同时在 Stokes 光曲面中取出 $z = 0$ 处的 Stokes 光的脉冲形状, 示于图 3 之中。可以看到 SBS 过程中的阈值特性非常明显, 在达到 SBS 阈值之前 ($t < 95\text{ns}$) 时, 泵浦光前沿几乎全部透射, 这部分光在光纤中传播时建立并加强了声光栅, 此时几乎没有 Stokes 光产生。而在 SBS 发生以后 ($t > 95\text{ns}$), 大部分泵浦光能量被声光栅衍射, 形成了强的后向散射波 Stokes 光。图中还预示了这样一个现象: Stokes 光曲线的一个突尖处可能会出现光强超过泵浦光, 即 SBS 瞬时反射率可能会大于 1。它可以解释为达到 SBS 阈值后泵浦脉冲产生的 Stokes 光能量在传播到光纤入射端的叠加。当然 SBS 的积分

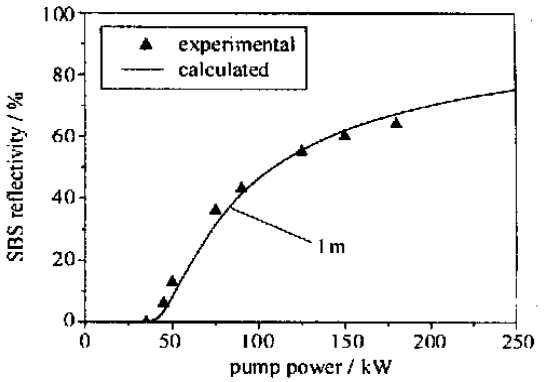


Fig 1 Comparison between experimental and calculated SBS reflectivity of 1m optical fiber

图 1 1m 光纤实验测量反射率与计算值的比较

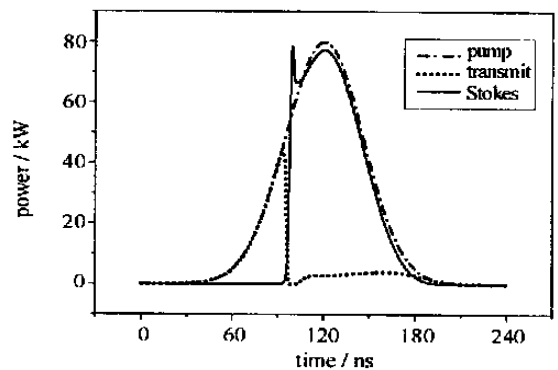


Fig 3 Calculated power of pump wave, transmitted wave and Stokes wave vs time

图 3 计算得到的泵浦光、透射光和 Stokes 光的时间分布图

反射率是不可能大于 1 的。

对于声场, 图 2(c), 在初始阶段($t=0\sim 80\text{ns}$)整个光纤中声场几乎为 0。随着泵浦光脉冲前沿增高, 声场逐渐建立, 且分布在光纤中约 2m 范围内。随着泵浦光的增强, 声场逐渐增强, 且向光纤入射端集中, 最终集中在光纤入射端的 2~3cm 之内。Stokes 光也具有相似的特点。从这一分布特性可以得到一个很重要的结论: 在 SBS 阈值附近, 声场及 Stokes 光场分布平缓而范围较大(约 2m)。这意味着, 在以上给定的初始条件下, 2m 是一个临界长度, 在大于 2m 的范围内由于声场极弱, 与光场的耦合效果极小, 对 SBS 过程几乎无影响。但是若将光纤缩短至 2m 以下将造成 SBS 阈值的上升, 并影响 SBS 过程的各个参数。因为最终集中在光纤入射端的强声场是 2m 范围内声光耦合整个过程的总贡献。

4 SBS 的反射率、SBS 的阈值计算

4.1 SBS 反射率计算

通过对入射端面 $z=0$ 处的泵浦光和 Stokes 光功率的积分可以得到它们的脉冲能量, 后者与前者的比值就是 SBS 过程中的能量反射率。这样改变实验参数就可以得到不同条件下的反射率变化图。

图 4 为计算得到的不同光纤长度时 SBS 反射率(曲线)及相应的实验测量结果(点), 泵浦脉冲宽度为 30ns。结果表明: 光纤长度大于临界长度 2m 时, SBS 反射率随光纤长度的变化不明显; 小于 2m 时, 反射率曲线间隔明显增大, SBS 反射率迅速下降。因此, 对给定参数的光纤相位共轭器, 光纤长度应大于其相应的临界长度, 此时光纤长度变化对 SBS 反射率没有大的影响, 反之, 则会降低 SBS 反射率。结果还表明, 当泵浦功率处于光纤破坏阈值(250kW)附近时能达到的 SBS 反射率为 80% 左右。

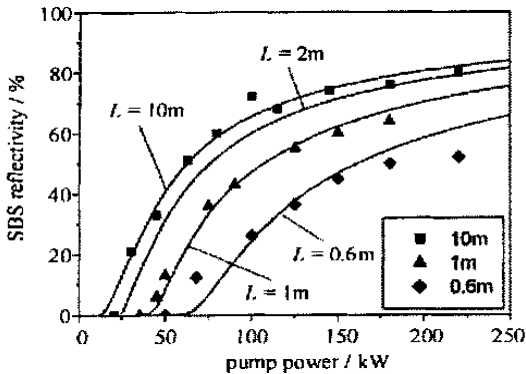


Fig. 4 Experimental and calculated SBS reflectivity vs pump power in different fiber length

图 4 不同光纤长度下计算和实验所得的 SBS 反射率

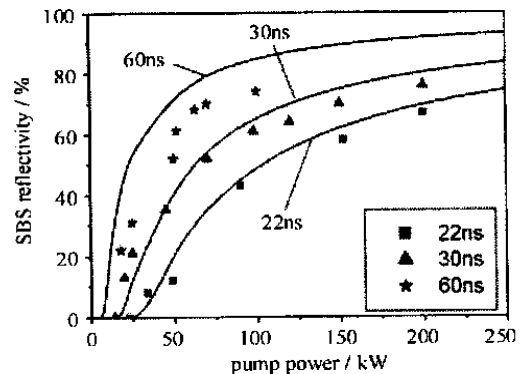


Fig. 5 Experimental and calculated SBS reflectivity vs pump power in different pump pulse width

图 5 不同泵浦脉宽下计算和实验所得的泵浦功率和 SBS 反射率

图 5 是实验中采用 5m 光纤分别在泵浦脉宽为 22, 30, 60ns 时计算得到的 SBS 反射率值曲线和相应的实验数据点。结果表明, 泵浦脉冲宽度越大, 在相同泵浦功率下达到的 SBS 反射率就越高, SBS 反射率的上升速度也就越快。尽管由于实验条件限制我们只能将 60ns 的脉冲放大到 100kW 左右, 测量得到的最高反射率只有 75%。但是数值计算表明, 如果能够将它放大到 200kW 就可以达到 90% 的反射率。对于图中 60ns 泵浦脉宽的实验值与理论计算的差异, 可能是由于长脉冲的光纤前端热损耗较短脉冲时更大所引起的。因为我们在理论计算中忽略了介质中的热损耗, 而在实际过程中, 这一热损耗仍然存在并影响了反射率。

4.2 光纤 SBS 的阈值

在数值计算得到的 SBS 反射率与泵浦光功率的曲线中, 令 SBS 反射率值等于 0 得到对应的泵浦光功率值就是 SBS 的阈值功率。图 6 给出了 SBS 阈值功率与光纤长度、泵浦脉宽和声子寿命的理论曲线及实验测量点。由图 6(a)可见, 当光纤长度大于 2m 时, SBS 阈值的变化不明显, 当光纤长度小于 2m 时, SBS 阈值随光纤长度的减短而迅速上升。由图 6(b)可见, 泵浦脉冲的宽度越大, SBS 阈值越小。这是因为相对于声子寿命, 相同泵浦功率下, 泵浦脉宽越大, 越容易建立起足够强的声场发生 SBS 过程。同

理对于相同的泵浦脉宽, 声子寿命越小, SBS 阈值越低, 如图 6(c) 所示。

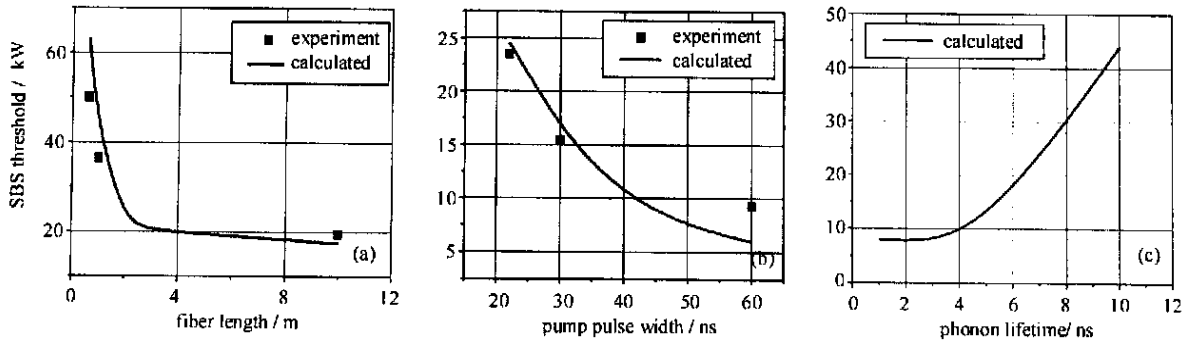


Fig 6 SBS threshold vs fiber length, pump-pulse-width and phonon lifetime

图 6 SBS 阈值与光纤长度、泵浦光脉宽和声子寿命的关系

5 结 论

通过上面的理论计算和讨论我们可以看到, 在同一种光纤中, 当光纤长度小于其相应的临界长度时 SBS 阈值随着光纤长度减少而增加; 同时 SBS 阈值也随着泵浦光的脉宽增加而减少, 且 SBS 的反射率随着光纤长度和泵浦脉宽增加而增加。通过数值

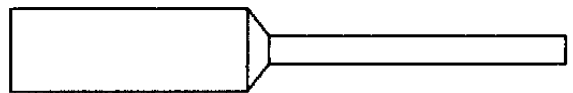


Fig 7 Improved fiber phase conjugator

图 7 改进后的光纤相位共轭器

求解得到的反射率、阈值功率、场分布的情况, 不仅很好地解释了实验结果, 而且对光纤相位共轭器的改进提供了理论依据。基于这一模型, 我们提出了一种新型结构的可变芯径的光纤相位共轭器, 如图 7 所示, 芯径小长度大的光纤有利于降低 SBS 阈值, 而在 SBS 发生后, 能量反射主要是利用前端较大口径的光纤以降低功率密度。所以利用这一结构, 是因其理论上可以提高光纤破坏阈值, 获得高反射率。

参考文献:

- [1] Haus H A, Penfield P. Basic equations and conservation theorems for the electrostriction phonon maser[J]. *J Appl Phys*, 1965, 36(12): 3735—3739.
- [2] Menzel R, Eichler H J. Temporal and spatial reflectivity of focused beams in stimulated Brillouin scattering for phase conjugation [J]. *Phys Review A*, 1992, 46: 7139—7149.
- [3] Kummrow A, Meng H. Pressure dependence of stimulated Brillouin backscattering in gases[J]. *Opt Commun*, 1991, 83: 342—348.
- [4] Akhmanov S A, Drabovich K N. Stimulated Raman scattering in a field of ultra short light pulses[J]. *Sov Phys JETP*, 1971, 32: 266—233.
- [5] Fisher R A. Optical Phase Conjugation[M]. New York, London: Academic Press, 1983.
- [6] 陈 军. 光学位相共轭及其应用[M]. 北京: 科学出版社, 1999. 100—101. (Chen J. Optical phase conjugation and its applications. Beijing: Science Press, 1999. 100—101)
- [7] Boyd B W, Rzazewski K, Narum P. Noise initiation of stimulated Brillouin scattering[J]. *Physical Review A*, 1990, 42: 5514—5521.
- [8] Gower M, Proch D. Optical phase conjugation[M]. Berlin: Springer Press, 1994.

Numerical analysis of temporal stimulated Brillouin scattering in optical fiber

CHEN Jun¹, ZHOU Tao¹, ZHU Qi²

(1. State Key Laboratory of Modern Optical Instrumentation, Zhejiang University, Hangzhou 310027, China; 2. Accenture GmbH, Cicerostrasse 21, D-10709 Berlin, Germany)

Abstract Using numerical calculation the distribution of pump wave, Stokes wave and sound wave in optical fiber during the whole SBS process can be achieved, which is useful to analyze the transient SBS processing and the influence of SBS reflectivity and threshold from the fiber length, pump pulse width. Hereby a new type of fiber phase conjugator with adjustable core radius is shown in this paper.

Key words: stimulated Brillouin scattering; optical fiber phase conjugator