

# 光纤受激布里渊散射的散射特性数值研究

张 聪<sup>1,2</sup> 余文峰<sup>1,2</sup> 李正林<sup>1</sup> 陆 赢<sup>1</sup>

<sup>1</sup>华中科技大学光学与电子信息学院, 湖北 武汉 430074

<sup>2</sup>华中科技大学武汉光电国家实验室, 湖北 武汉 430074

**摘要** 基于受激布里渊散射 Langevin 噪声模型, 通过近似的三波耦合方程组, 采用了时域有限差分法, 对光纤中受激布里渊散射过程进行数值模拟计算。对长度为 10 km, 折射率为 1.5132 的单模光纤, 分析了 50  $\mu\text{s}$  内光纤中的光场和声波场的时间和空间变化特性和散射光的功率变化特性。数值模拟中, 在一定的抽运入射光作用下, 把 Stokes 光作为起振光入射到光纤的另外一端, 发现起振光的存在与否会影响到抽运光场、散射光场和声波场的时间空间振幅变化, 并且得出存在 Stokes 光时散射光的功率随时间趋于饱和以及没有 Stokes 光时散射光功率随时间的近似线性变化。

**关键词** 非线性光学; 受激布里渊散射; 时域有限差分法; Stokes 光; 功率变化

中图分类号 TN253 文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201535.0319005

## Numerical Study on Scattering Properties for the Stimulated Brillouin Scattering Fiber

Zhang Cong<sup>1,2</sup> Yu Wenfeng<sup>1,2</sup> Li Zhenglin<sup>1</sup> Lu Ying<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*School of Optical and Electronic Information, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan, Hubei 430074, China*

<sup>2</sup>*State Laboratory for Optoelectronics, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan, Hubei 430074, China*

**Abstract** Through the approximate three-wave-coupling equations, based on Langevin noise model of the stimulated Brillouin scattering, the stimulated Brillouin scattering process in optical fiber is numerically simulated using the finite difference time domain method. As for the single-mode fiber of 10 km long and with the refractive index of 1.5132, the characteristics of the optical field and the acoustic field of the temporal and spatial variation and the power variation of scattering light within 50  $\mu\text{s}$  are analyzed. In the numerical simulation, under the function of pump beam and with Stokes light as the incident vibration light into the other end of the optical fiber, it is found that whether the polarized light exists or not will affect the amplitude of the temporal and spatial variation of the pump light, scattering light field and acoustic field, and it is obtained that the scattering light power tends toward saturation with time when the Stokes light exists and the scattering light power shows nearly linear variation with time when no Stokes light exists.

**Key words** nonlinear optics; stimulated Brillouin scattering; finite difference time domain method; Stokes light; power variation

**OCIS codes** 190.4370; 060.4370; 190.5890; 290.5830; 290.5900

## 1 引 言

受激布里渊散射(SBS)的三波耦合方程描述的是光纤内部的一种非线性散射<sup>[1]</sup>。当光进入光纤中,光场引起光纤的介电常量的周期性变化,从而产生声波,声波在光纤中引起周期性的光栅,导致入射光在光栅的

收稿日期: 2014-10-31; 收到修改稿日期: 2014-11-24

作者简介: 张 聪(1989—),男,硕士研究生,主要从事光纤传感方面的研究。E-mail: 1092049458@qq.com

导师简介: 余文峰(1970—),男,博士,副教授,主要从事光电检测与激光技术等方面的研究。E-mail: gdlaser@sohu.com  
(通信联系人)

本文电子版彩色效果请详见中国光学期刊网 [www.opticsjournal.net](http://www.opticsjournal.net)

作用下产生频率上移的反 Stokes 光和频率下移的 Stokes 光,并且两种频率的散射光在光纤中只在后向传输中发生。

对于受激布里渊散射的瞬态特性,人们已经从反射光的能量反射率<sup>[2-3]</sup>、阈值<sup>[4]</sup>、散射光抑制<sup>[5]</sup>、相位共轭<sup>[6]</sup>、光延迟<sup>[7]</sup>等方面进行了研究,分别从不同的角度分析受激散射中抽运光与 Stokes 光的光功率变化、脉宽变化、相位变化等。文献[2-3]中都研究了固体介质中入射端面处的 Stokes 光和抽运光的能量之比,也就是能量反射率之比,这为了解抽运光向散射光的能量转化的效率提供了有益的参考。布里渊散射用于脉冲整形,是由于从输出端出射的 Stokes 光的脉冲前沿产生了受激放大,从而变得陡峭,脉冲的波形发生了改变。对于其他的受激布里渊散射特性,本质上都是抽运光、声波以及 Stokes 种子光相互耦合作用的结果。无论何种材料中的受激布里渊散射过程,都可以使用一个三波耦合方程组来描述。一般对三波耦合方程数值求解的方法是有许多的,比如非迭代法、龙格库塔法、有限差分法等。

文献[8]使用求解电磁场的方程组的时域有限差分法来求解三波耦合方程,也取得了不错的效果,但从是否存在 Stokes 起振光的角度求解方程,对实际运用中起振光对散射的影响具有重要意义。因此方程模型中需要对有无起振条件的散射进行研究。

本文对受激布里渊散射的瞬态变化过程进行了数值模拟,仿真出了光纤中的光场和声波场的时空变化特性,分别对有起振光 and 没有起振光的条件下的时空特性进行模拟仿真,并分析了两种情况下散射光的功率变化特性。

## 2 受激布里渊散射的理论模型

光纤中的受激布里渊散射方程是一个三波耦合的过程。通常情况下分为瞬态和稳态两种情形,两种情形下,光波方程的解法略有区别<sup>[9]</sup>,瞬态情形下,通常采用的时域有限差分法<sup>[10-11]</sup>和非迭代后向差分法。稳态情况下,通常采用的龙格-库塔法并结合打靶法。

在瞬态情况下,在缓变振幅近似的情况下,可以得到如下三波耦合方程<sup>[12-14]</sup>:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_p}{\partial x} + \frac{n}{c} \frac{\partial A_p}{\partial t} &= j \frac{\gamma \omega_p}{2\rho_0 cn} A_s A_a, \\ \frac{\partial A_s}{\partial x} - \frac{n}{c} \frac{\partial A_s}{\partial t} &= -j \frac{\gamma \omega_s}{2\rho_0 cn} A_p A_a^*, \\ \frac{\partial A_a}{\partial t} + v_a \frac{\partial A_a}{\partial x} + \frac{\Gamma}{2} A_a &= j \frac{\varepsilon_0 \gamma k_a}{4v_a} A_p A_s^* + f, \end{aligned} \quad (1)$$

式中  $A_p, A_s, A_a$  分别为抽运光、Stokes 种子光、声波场的振幅,上标 \* 表示取复数共轭,  $j$  为虚数单位,  $\gamma$  为电致伸缩系数,  $\Gamma$  为布里渊增益谱半峰全宽,且  $\Gamma = \alpha_a v_a$ ,  $\alpha_a$  为声吸收系数,  $n$  为折射率,  $c$  为光速,  $t$  为时间,  $x$  为传播距离,  $\rho_0$  为静态密度,  $k_a$  为声波波矢,  $\varepsilon_0$  为介电常数,  $v_a$  为声速,  $\omega_p, \omega_s$  分别为抽运波和 Stokes 种子光的频率,两者的频率相差不大,故令  $\omega_p \approx \omega_s$ ,  $f$  为 Langevin 噪声源,可以认为这个噪声源是一个高斯型的噪声源。噪声源是自发布里渊散射产生的原因,如果没有这一项,即这一项为零,在 Langevin 噪声模型中,也就不会发生受激布里渊散射。

(1)式非线性偏微分方程的求解过程很复杂,所以通常是求解数值解,在求解数值解的过程中,可以得到  $A_p, A_s, A_a$  三个量的数值求解的表达式,在这里采用时域有限差分方法。

## 3 时域有限差分法求解瞬态方程

采用时域有限差分法对(1)式进行离散化,分别在空间上和时间上离散<sup>[11]</sup>,步长为  $h$  和  $\tau$ 。得到如下离散方程:

$$\frac{A_p(k, m) - A_p(k-1, m)}{h} + \frac{n}{c} \frac{A_p(k, m+1) - A_p(k, m)}{\tau} = j \frac{\gamma \omega_p}{2\rho_0 cn} A_s(k, m) A_a(k, m),$$

$$\frac{A_s(k+1,m) - A_s(k,m)}{h} - \frac{n}{c} \frac{A_s(k,m+1) - A_s(k,m)}{\tau} = -j \frac{\gamma \omega_s}{2\rho_0 cn} A_p(k,m) A_a^* < \\ \frac{A_a(k,m+1) - A_a(k,m)}{\tau} + v_a \frac{A_a(k,m) - A_a(k-1,m)}{h} + \frac{\Gamma}{2} A_a(k,m) = j \frac{\varepsilon_0 \gamma k_a}{4v_a} A_p(k,m) A_s^*(k,m) + f(k,m), \quad (2)$$

式中  $k$  为空间下标,  $m$  为时间下标, 时间为前向差分, 第二式空间采用前向差分格式。

令  $C_{11} = j \frac{\gamma \omega_p}{2\rho_0 cn} = j \frac{\gamma \omega_s}{2\rho_0 cn}$ ,  $C_{22} = \frac{c}{n}$ ,  $C_{33} = j \frac{\varepsilon_0 \gamma k_a}{4v_a}$ ,  $C_{44} = \frac{\alpha_a v_a}{2}$ , 由(2)式可以把三个离散化的方程化为显式的差分格式, 化为矩阵的形式, 更加简洁, 矩阵形式如下:

$$\begin{cases} A_p^{m+1} = \left[ \left( 1 - C_{22} \cdot \frac{\tau}{h} \right) I + C_{22} \cdot \frac{\tau}{h} \cdot D_1 \right] A_p^m + C_{22} \cdot \frac{\tau}{h} \cdot (A_{p1}^m, \dots, 0, 0)^T + C_{11} C_{22} \tau A_a^m A_s^m \\ A_s^{m+1} = \left[ \left( 1 - C_{22} \cdot \frac{\tau}{h} \right) I + C_{22} \cdot \frac{\tau}{h} \cdot D_2 \right] A_s^m + C_{22} \cdot \frac{\tau}{h} \cdot (0, 0, \dots, A_{sk}^m)^T + C_{11} C_{22} \tau (A_a^m)^* A_p^m \\ A_a^{m+1} = \left[ \left( 1 - C_{44} \tau - \frac{v_a \tau}{h} \right) I + \frac{v_a \tau}{h} \cdot D_1 \right] A_a^m + \frac{v_a \tau}{h} \cdot (A_{a1}^m, \dots, 0, 0)^T + C_{33} \tau (A_s^m)^* A_p^m + \tau f^m \end{cases}, \quad (3)$$

式中

$$I = \begin{bmatrix} 1 & \dots & 0 \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & \dots & 1 \end{bmatrix}, D_1 = \begin{bmatrix} 0 & \dots & 0 & 0 \\ 1 & \dots & 0 & 0 \\ \vdots & \ddots & \vdots & \vdots \\ 0 & \dots & 1 & 0 \end{bmatrix}, D_2 = \begin{bmatrix} 0 & 1 & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \dots & 1 \\ 0 & 0 & \dots & 0 \end{bmatrix}, A_p^m = \begin{bmatrix} A_{p2}^m \\ A_{p3}^m \\ \vdots \\ A_{pk}^m \end{bmatrix}, A_s^m = \begin{bmatrix} A_{s1}^m \\ A_{s2}^m \\ \vdots \\ A_{sk-1}^m \end{bmatrix}, A_a^m = \begin{bmatrix} A_{a2}^m \\ A_{a3}^m \\ \vdots \\ A_{ak}^m \end{bmatrix}, f^m = \begin{bmatrix} f_2^m \\ \vdots \\ f_k^m \end{bmatrix}.$$

在数值计算的时候, 要考虑边界条件和噪声源。在瞬态情形下, 设抽运光脉冲为高斯脉冲, 噪声源为高斯型噪声源, Stokes 散射光的种子光强设置为零。抽运光从光的  $z=0$  端输入, 一直到  $z=L$  端, 散射光从  $z=0$  端射出。另外, 要注意设置空间步长和时间步长的大小, 这关系到数值解是否稳定。一般情况下, 若满足

$$\begin{cases} r_1 = \left| \frac{C_{22} \tau}{h} \right| < 1 \\ r_2 = \left| 1 - C_{44} \tau - \frac{v_a \tau}{h} \right| < 1 \end{cases}, \quad (4)$$

会得到一个较为满意的解, 虽然没有达到严格的稳定程度, 但能够符合要求。根据(3)式就可以计算出抽运光和散射光在光纤中的传输规律。

关于起振光的作用<sup>[2]</sup>, 有关 SBS 问题的研究中指出, 如果只有抽运光注入介质(在本文中是光纤), 那么 Stokes 光将在介质中通过热激发噪声引发的自发布里渊散射而产生并不断被放大, 当抽运光超过某一确定的阈值(称作 SBS 发生阈值)时, 就形成 SBS, 将这种情况描述为噪声起振。如果在抽运光作用的同时, 还持续作用着一束 Stokes 光, 如图 1 所示, 则将导致抽运光的衰减和 Stokes 光的放大, 这种情况叫 Stokes 辅助起振。无论是噪声起振还是 Stokes 辅助起振, 研究问题所使用的控制方程组是一样的, 只是边界条件不同。

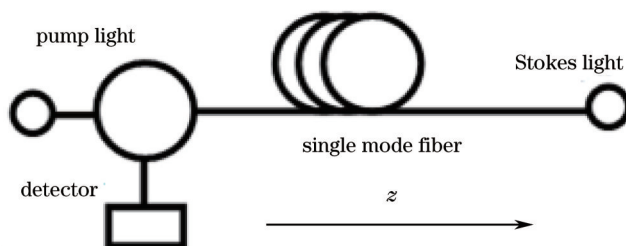


图 1 Stokes 光起振示意图

Fig.1 Sketch map of Stokes oscillator light

对于有起振光或无起振光, 研究散射光的相对功率  $r$  随时间的变化规律为

$$\begin{aligned} r_s &= P_s(t)/P_{s0}, \\ r_s &= P_s(t)/P_{p0}, \end{aligned} \quad (5)$$

式中  $P_{s0}$  为初始入射的起振光功率,  $P_{p0}$  为初始入射抽运光功率,  $P_s(t)$  为光纤中散射光的峰值功率随时间变化, 其中归一化功率为

$$\begin{aligned} P_{s0} &= A_{s0}^2, \\ P_{p0} &= A_{p0}^2, \\ P_s(t) &= \max_x [A_s(x,t)] \max_x [A_s^*(x,t)], \end{aligned}$$

其中,  $A_{s0}, A_{p0}$  为归一化系数。根据离散化的方法, 则有

$$\begin{aligned} r_s &= \frac{\max_k [A_s(k,m)] \max_k [A_s^*(k,m)]}{A_{s0}^2}, \\ r_s &= \frac{\max_k [A_s(k,m)] \max_k [A_s^*(k,m)]}{A_{p0}^2}. \end{aligned} \quad (6)$$

根据(3)式和(6)式, 可以计算出  $r_s$  的值。

## 4 数值模拟结果

数值计算所采用的光纤是单模光纤, 忽略光纤的横截面的光场分布, 忽略光纤的损耗和光纤的脉冲色散效应, 只考虑纵向受激布里渊散射的过程, 光纤的纤芯折射率  $n = 1.5132$ ,  $\rho_0 = 2210 \text{ kg/m}^3$ ,  $v_a = 5960 \text{ m/s}$ , 光纤有效面积为  $50 \times 10^{-10} \text{ m}^2$ , 电致伸缩系数取为 1.8443, 抽运波长取为 1550 nm。入射的抽运光设为高斯脉冲光, 取空间步长和时间步长为  $h = 10 \text{ m}$ ,  $\tau = 2.5 \times 10^{-8} \text{ s}$ 。

### 4.1 有 Stokes 光起振的情况下的时空特性

对长度  $L=10 \text{ km}$  的光纤, 在光纤的  $z=0$  端输入脉冲抽运光, 其峰值强度  $I(z=0)=4.5 \times 10^8 \text{ W/m}^2$ , 从  $z=0$  端向  $z=L$  端传播, 在光纤的  $z=L$  端输入种子光, 光的角频率比抽运光的角频率低大约  $2 \times \pi \times 11 (\text{Grad/s})$ , 其峰值强度为  $I(z=L)=2.0 \times 10^2 \text{ W/m}^2$ 。抽运光的振幅变化如图 2 所示, 从空间上来看, 随着传播距离的增加, 抽运光的强度基本上没有变化, 这是因为抽运光的峰值强度比脉冲光的峰值强度多  $10^6$  量级, 在受激散射过程中产生的散射光能量相比抽运光也是很小的, 从而基本上对抽运光的能量不产生影响。散射光振幅变化如图 3 所示, 从图 3 中可以看出, 种子光在逆向传播的过程中达到一定区域后能量发生了一个跃变。声波振幅变化如图 4 所示, 可见声波的能量在光纤中受激布里渊散射的位置产生了剧增, 剧增前后形成了一个尖峰。

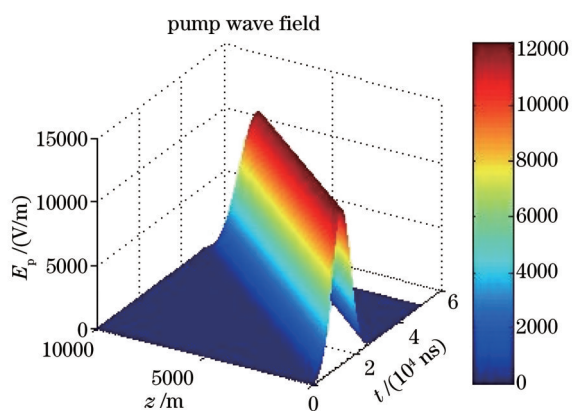


图 2 抽运光的振幅变化 ( $I_{p0}=4.5 \times 10^8 \text{ W/m}^2$ )

Fig.2 Amplitude change of pump light ( $I_{p0}=4.5 \times 10^8 \text{ W/m}^2$ )

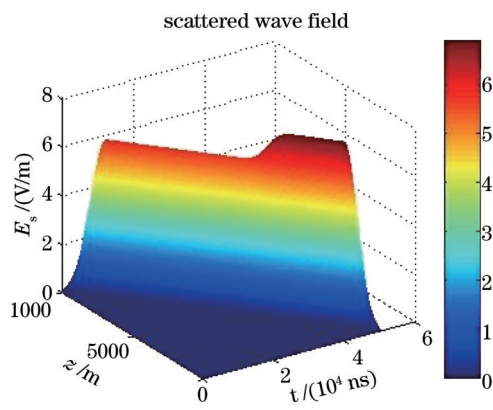


图 3 散射光振幅的变化 ( $I_{s0}=2.0 \times 10^2 \text{ W/m}^2$ )

Fig.3 Amplitude change of scattered light ( $I_{s0}=2.0 \times 10^2 \text{ W/m}^2$ )

种子光和抽运光的相遇区域及声波的产生区域如图 5 所示, 从图 5(a)和图 5(b)可更清楚地看出 Stokes 光和声波的变化, 图 5(a)中可以看到 Stokes 光发生能量增加的空间区域在  $z=5000 \text{ m}$  附近的区域, 这是因为抽运

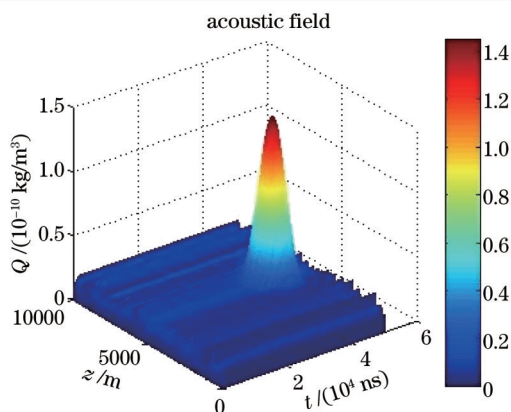


图4 声波场振幅的变化(振幅的初值 $Q_0$ 为零)

Fig.4 Change of acoustic field amplitude (initial amplitude value  $Q_0$  is zero)

光和散射光都是脉冲光,在同一时刻,它们以相同的速度分别从光纤的两端传入光纤,最终必定会在光纤的中点处相遇,在此处发生受激散射,通过声波耦合作用,抽运光的能量转移给了Stokes光的作用得到加强,同时从图5(b)可以看出,一部分抽运光的能量也转移至声波,使声波的能量发生一个突变,在这个作用区域之外,声波就会迅速的衰减为零。抽运光脉冲光和Stokes脉冲光的瞬时传播特性,导致最终抽运脉冲光和Stokes脉冲光在相遇发生声波耦合作用后,便发生分离而导致这种耦合作用消失,抽运脉冲光和Stokes光不再发生受激布里渊散射,因而能量都保持不变。

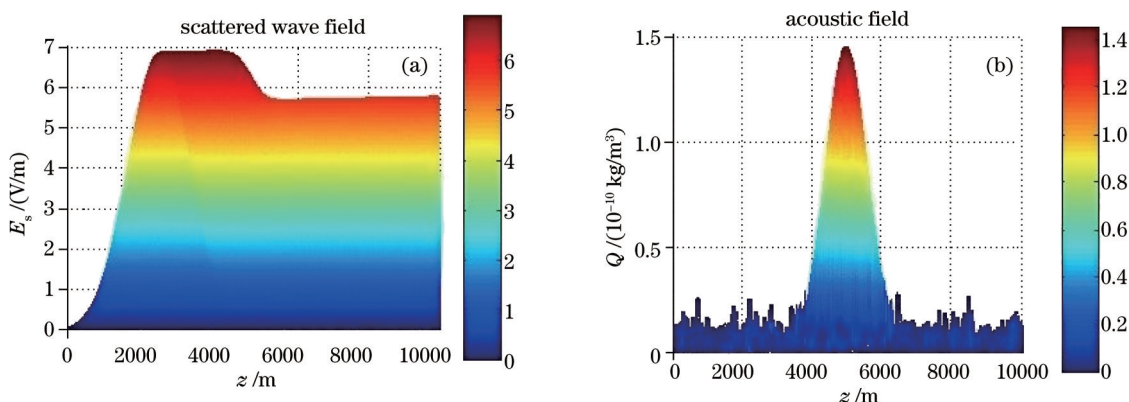


图5 (a)种子光和抽运光的相遇区域;(b)声波的产生区域

Fig.5 (a) Encounter region of seed light and pump light; (b) generation region of acoustic wave

#### 4.2 无Stokes光起振的情况下的时空特性

没有Stokes光作为起振光的情况下,在光纤的 $z=0$ 端向光纤的 $z=L$ 端输入一个方波型的脉冲光,单位面

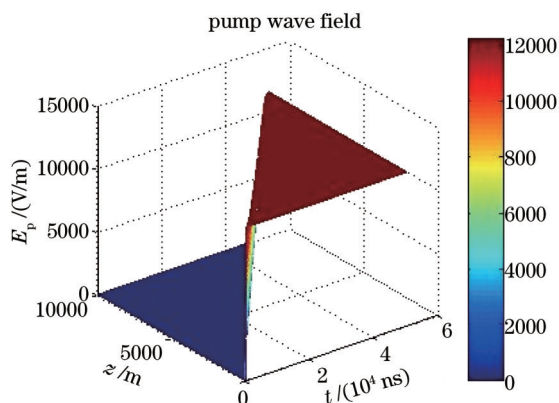


图6 抽运光的振幅变化图( $I_{p0}=1.0 \times 10^8 \text{ W/m}^2$ )

Fig.6 Amplitude change of pump light ( $I_{p0}=1.0 \times 10^8 \text{ W/m}^2$ )

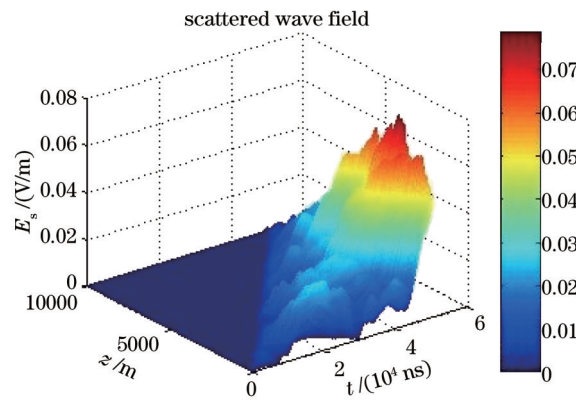


图7 散射光振幅的变化图( $I_{s0}=0, I_{p0}=1.0 \times 10^8 \text{ W/m}^2$ )

Fig.7 Amplitude change of scattered light ( $I_{s0}=0, I_{p0}=1.0 \times 10^8 \text{ W/m}^2$ )

积上其脉冲的峰值强度为  $I(z=0)=1.0 \times 10^8 \text{ W/m}^2$ , 抽运光和散射光振幅变化如图 6 和图 7 所示, 在无 Stokes 光起振的情况下, 散射光的数量级和抽运光的数量级相差  $10^6$ , 在坐标轴中无法反映出这种微小的变化。从图 7 中看到散射光的振幅发生了变化, 而且发生变化的地方是靠近  $z=0$  端, 变化的趋势是越来越大; 另外仿真结果表明, 声波场在相互作用过程中没有产生激变, 整体上仍然是维持高斯噪声状态。

### 4.3 有起振和无起振的情况下散射光的功率变化

在有起振和无起振的情况下, 分别进行了仿真。条件如下:

- 1) 有起振  $I_p=1.5 \times 10^8, 3.0 \times 10^8, 4.5 \times 10^8 \text{ W/m}^2, I_s=2.0 \times 10^2 \text{ W/m}^2$ ;
- 2) 无起振  $I_p=1.5 \times 10^8, 3.0 \times 10^8, 4.5 \times 10^8 \text{ W/m}^2$ 。

为了得出有起振和无起振两种情况下散射光的功率变化的区别, 分析了散射光在光纤中传输的功率变化。图 8 和图 9 为光纤中散射光的峰值功率随着时间(或距离)的变化曲线图。从图 8 中可以看到, 散射光峰值功率在  $0 \sim 10 \mu\text{s}$  和  $35 \sim 40 \mu\text{s}$  的范围内不断增加, 在  $0 \sim 10 \mu\text{s}$  是脉冲光刚入射的时候, 散射光功率变化还不是很明显; 在  $10 \sim 35 \mu\text{s}$  范围内, 散射光功率保持不变,  $35 \sim 40 \mu\text{s}$  的时候, 散射光变化特别显著, 从作用机理来看, 是因为抽运光和种子光相互作用使散射光获得能量增益造成的;  $40 \mu\text{s}$  之后散射光又保持不变, 是由于两脉冲相遇之后又相互分开, 不再有相互作用, 这时就没有能量转移。从图 9 中看出散射光的功率是一直在不断的增加,  $34 \mu\text{s}$  以后变化比较明显, 有线性变化的趋势。从作用机理来看, 是由于在噪声起振的假设下和噪声在抽运光的持续作用下, 散射光不断的得到放大并伴随着能量的转移, 所以散射光功率会不断的增大。

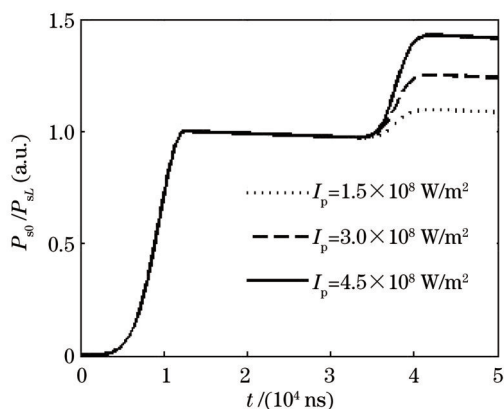


图 8 有 Stokes 光起振的散射光的功率变化

Fig.8 Power variation of scattered light with Stokes optical vibration

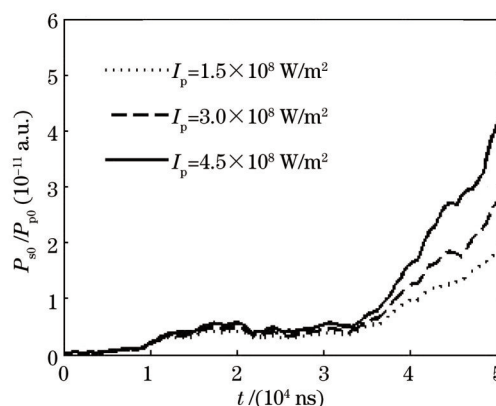


图 9 无 Stokes 光起振的散射光的功率变化

Fig.9 Power variation of scattered light without Stokes optical vibration

## 5 结 论

利用光纤受激布里渊散射三波耦合方程模型, 采用时域有限差分法将三波耦合方程转化成数值计算公式, 通过矩阵论的思想, 将方程组演化成矩阵方程组, 通过矩阵谱半径的约束条件, 得出分析数值解的稳定性条件。通过计算机仿真, 得到描述受激散射过程的空间与时间分布图以及受激布里渊散射的相互作用区域, 并且仿真分析有起振光 and 没有起振光的条件下光纤中的光场和声波场的时空特性, 给出了两种情况下散射光的峰值功率的时间变化特性。

### 参 考 文 献

- 1 E P Ippen, R H Stolen. Stimulated Brillouin scattering in optical fibers [J]. Appl Phys Lett, 2003, 21(11): 539-541.
- 2 Guo Shaofeng, Lu Qisheng, Cheng Xiang'ai, et al.. Numerical study for transient SBS process in transparent optical materials [J]. Acta Physica Sinica, 2004, 53(1): 99-104.
- 郭少锋, 陆启生, 程湘爱, 等. 光学透明材料中瞬态 SBS 过程的数值研究[J]. 物理学报, 2004, 53(1): 99-104.
- 3 Chen Jun, Zhou Tao, Zhu Qi. Numerical analysis of temporal stimulated Brillouin scattering in optical fiber [J]. High Power Laser

- and Particle Beams, 2002, 14(1): 65–69.
- 陈 军,周 涛,朱 琦. 光纤中的瞬态 SBS 过程的数值分析与探讨[J]. 强激光与粒子束, 2002, 14(1): 65–69.
- 4 Huang Wenfa, Wang Xiaochao, Wang Jiangfeng, *et al.*. Temperature characteristic of stimulated Brillouin scattering in single-mode fiber [J]. *China J Lasers*, 2013, 40(4): 0405001.
- 黄文发,汪小超,王江峰,等. 单模光纤中受激布里渊散射的温度特性[J]. 中国激光, 2013, 40(4): 0405001.
- 5 Xie Shuping, Xu Guoliang. Suppression on fiber stimulated Brillouin scattering based on phase modulation [J]. *Acta Physica Sinica*, 2013, 33(2): 0206003.
- 谢淑平,许国良. 基于相位调制法的光纤受激布里渊散射抑制[J]. 光学学报, 2013, 33(2): 0206003.
- 6 Li Tong, Zhao Zhigang, Chen Jun, *et al.*. Parameters optimization for the phase conjugation performance with stimulated Brillouin scattering in a tapered fiber [J]. *Chinese J Lasers*, 2011, 38(11): 1102007.
- 李 通,赵智刚,陈 军,等. 锥度光纤受激布里渊散射相位共轭特性的参数优化[J]. 中国激光, 2011, 38(11): 1102007.
- 7 Hou Shanglin, Wang Zhongyi. Numerical study of SBS slow light in optical fibers [J]. *Opto-Electronic Engineering*, 2010, 37(2): 85–90.
- 侯尚林,王忠义. 光纤中基于SBS实现慢光的数值研究[J]. 光电工程, 2010, 37(2): 85–90.
- 8 Andrew E Marble, Kellie Brown. Stimulated Brillouin scattering modelled through a finite difference time domain approach [C]. *SPIE*, 2004, 5579: 404–415.
- 9 Zhao Junfa. Study on Stimulated Brillouin Scattering and Its Applications in Optical Fibers [D]. Tianjin: Nankai University, 2010.
- 赵军发. 光纤中受激布里渊散射效应及其应用研究[D]. 天津: 南开大学, 2010.
- 10 T Namiki. A new FDTD algorithm based on alternating-direction implicit method [J]. *IEEE Trans Microwave Theory Tech*, 1997, 47(10): 2003–2007.
- 11 张文生. 科学计算中的偏微分方程有限差分法[M]. 北京: 高等教育出版社, 2006.
- 12 R W Boyd, K Rzaewski, P Narum. Noise initiation of stimulated Brillouin scattering [J]. *Physical Review A*, 1990, 42(9): 5514–5521.
- 13 Yidun Wan. Theoretical Study of the Coherent Brillouin Scattering Based Fiber Sensor [M]. Ottawa: University of Ottawa, 2004.
- 14 S L Floch, P Cambon. Theoretical evaluation of the Brillouin threshold and the steady-state Brillouin equations in standard single-mode optical fibers [J]. *J Opt Soc Am A*, 2003, 20(6): 1132–1137.

栏目编辑: 史 敏