

增益损耗型受激布里渊散射的矢量模型与仿真

曹 珊 何向阁 张 敏

清华大学光纤传感实验室, 北京 100084

摘要 从麦克斯韦方程和材料密度方程出发, 详细推导了受激布里渊增益和损耗同时存在时的矢量模型。推导过程中, 从数学表达式上阐述了电致伸缩效应对受激布里渊散射的作用。理论分析发现布里渊增益谱和损耗谱参数(谱宽和频移)并不完全一致。推导出了琼斯空间和斯托克斯空间中的矢量模型, 建立了一个较完整的关于受激布里渊散射的基础理论模型, 可以为研究基于布里渊散射的偏振效应、偏振牵引和双折射测量提供支持。最后, 基于此矢量模型进行仿真分析, 得到了平均布里渊增益和双折射大小以及偏振态的关系。

关键词 非线性光学; 受激布里渊散射; 矢量模型; 双折射; 偏振效应

中图分类号 TN201 **文献标识码** A

doi: 10.3788/CJL201542.0808001

Vector Theory of Simultaneous Gain and Loss Stimulated Brillouin Scattering and Its Simulation

Cao Shan He Xiangge Zhang Min

Optic Fiber Sensors Laboratory, Tsinghua University, Beijing 100084, China

Abstract Starting from the Maxwell equation and material density equation, the vector theory of simultaneous gain and loss stimulated Brillouin scattering (SBS) is developed for the first time. During the derivation, the effect of electrostriction on SBS is described through mathematical express. At the same time, it is found that the parameters (linewidth and Brillouin frequency) differ from each other in gain and loss spectrum theoretically. Moreover, the vector models in Jones space and Stokes space are concluded. It's the most comprehensive vector theory of SBS as far as concerned. The theory complete the system of SBS, and will make numerous differences in the fields of SBS-based polarization effects, polarization pulling and birefringence measurement. Based on the vector theory, the effects of birefringence and polarization on average SBS gain are simulated and analyzed.

Key words nonlinear optics; stimulated Brillouin scattering; vector theory; birefringence; polarization effects

OCIS codes 290.5830; 290.5825; 290.5855

1 引 言

受激布里渊散射(SBS)是一种三阶非线性效应, 由于阈值低, 它在光纤中最容易发生, 所以在高功率传输系统中它是需要被抑制的。但同时, 随着基于SBS应用的进一步探索和研究, 分布式温度和应变传感^[1]、光纤激光器和放大器^[2]、可调延迟线^[3]和微波光子滤波器^[4]等一些领域发展起来, 得益于SBS的低阈值和系统易于实现等优点, 基于SBS的上述应用极受关注。从物理机制上, SBS可以认为来源于光纤中光波和声波的相互作用, 即与电致伸缩效应相关联^[5], 相向传输的信号光和抽运光拍频放大声波, 使散射光增强。作用过程涉及光的相干叠加, 所以研究SBS避不开偏振相关的讨论^[6], 研究也发现布里渊增益(损耗)在两光波偏振态一致时最大, 垂直时最小。如果光波在传输过程中偏振态保持一致, 利用标量方程就能很好地分析布里渊作用。但是, 在普通单模光纤中, 由于双折射的存在会带来光波偏振态的随机变化, 因而带来光纤中的偏振模

收稿日期: 2015-01-09; 收到修改稿日期: 2015-03-26

基金项目: 国家自然科学基金(61275089)

作者简介: 曹 珊(1990—), 女, 博士研究生, 助理研究员, 主要从事布里渊传感方面的研究。E-mail: cshan.clover@gmail.com

导师简介: 张 敏(1971—), 男, 博士, 副教授, 主要从事分布式光纤传感、井下光纤传感等方面的研究。

E-mail: minzhang@mail.tsinghua.edu.cn(通信联系人)

色散(PMD)等问题^[7],要详细分析PMD对SBS的影响,以及布里渊作用对偏振态的影响,必须建立矢量模型。现有的大部分SBS的模型都基于标量方程,在偏振相关的研究上存在很大的局限性。意大利帕多瓦大学的Galtarossa等^[8]在2008年参照受激拉曼散射(SRS)的矢量模型直接得到了布里渊的矢量模型,虽然此模型被多次引用且其正确性也得到了验证^[9-10],但由于SBS和SRS的作用机理不同,直接的结论并不能给出SBS偏振效应来源的物理和数学解释;而且,推导过程的缺失带来模型中各个系数的表达不明确,难以获得对其物理本质的详细理解。在此基础上,本文从光场和声场方程出发,考虑布里渊增益和损耗同时存在的情况,尝试得到一套完整和全面的布里渊矢量模型。最后分别得到了模型在琼斯空间和斯托克斯空间的表达形式。这一模型可以用于基于SBS的偏振效应的分析,包括双折射和偏振态对SBS的影响和由SBS引起的偏振牵引等。由于模型同时包含了增益和损耗,有利于分析实际布里渊系统中两种作用同时存在的情况,同时,推导过程中近似和省略条件可以为基于SBS的偏振效应的分析提供参考。最后,通过对矢量模型进行数值仿真,研究了双折射和偏振态对平均布里渊增益的影响,分析了不同双折射分布下最大和最小增益对应的偏振态。

2 SBS中声波场的分析和推导

SBS的产生是基于光纤中的电致伸缩效应:抽运光入射时,会被光纤中的声波散射,背向散射光因为声波的运动而发生频移,且与抽运光相干叠加,叠加光场调制光纤的折射率,使声波被放大,进一步使散射光增强,这一正反馈过程就是SBS。因此从材料密度方程(即声波方程)和麦克斯韦方程(即光波方程)开始推导。声波方程的表达式如下^[11]:

$$\frac{\partial^2 \tilde{\rho}}{\partial t^2} - \Gamma' \nabla^2 \frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial t} - v^2 \nabla^2 \tilde{\rho} = \nabla \cdot f, \quad (1)$$

$$\Gamma' = \frac{1}{\rho} \left[\frac{4}{3} \eta_s + \eta_b + \frac{\kappa}{C_p} (\gamma - 1) \right], \quad (2)$$

$$f = \nabla p_{st}, \quad (3)$$

$$p_{st} = -\frac{1}{2} \varepsilon_0 \gamma_e \langle \tilde{E}^2 \rangle, \quad (4)$$

式中 $\tilde{\rho}$ 表示材料密度波动,是标量; Γ' 表示阻尼系数, η_s 是切粘度系数, η_b 是体粘度系数, κ 是导热系数, C_p 是比热, γ 是绝热指数; v 是声速; f 表示单位体积受力, p_{st} 表示伸缩压力, ε_0 是真空中介电常数, γ_e 是电致伸缩常数; \tilde{E} 表示光纤中的光场。从表达式可以看出,电致伸缩效应由等式的右边引入,通过光场对声场起作用。

为了推导声场的表达式,需要给出总光场的矢量表达式:

$$\tilde{E}(z,t) = \tilde{E}_{AS}(z,t) + \tilde{E}_s(z,t) + \tilde{E}_p(z,t), \quad (5)$$

$$\tilde{E}_{AS}(z,t) = |A_{AS}\rangle \exp[i(k_{as}z - \omega_{as}t)], \quad (6)$$

$$\tilde{E}_s(z,t) = |A_s\rangle \exp[i(k_s z - \omega_s t)], \quad (7)$$

$$\tilde{E}_p(z,t) = |A_p\rangle \exp[i(-k_p z - \omega_p t)]. \quad (8)$$

增益损耗型受激布里渊散射中光波和声波的方向示意如图1所示, $\tilde{E}_{AS}(z,t)$ 、 $\tilde{E}_s(z,t)$ 和 $\tilde{E}_p(z,t)$ 分别对应 anti-Stokes(反斯托克斯)光波, Stokes(斯托克斯)光波和 pump(抽运)光波,其中的 $|A_{AS}\rangle$ 、 $|A_s\rangle$ 和 $|A_p\rangle$ 分别是三者光场强度的狄拉克算符矢量表示形式。

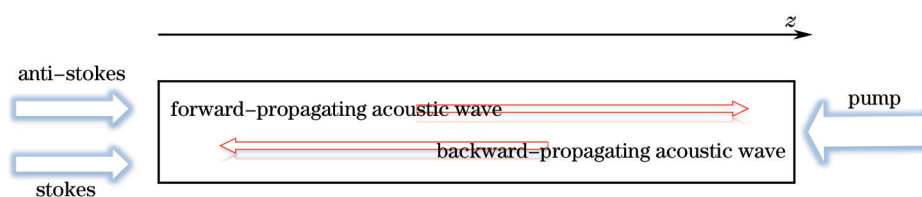


图1 增益损耗型受激布里渊散射中光波和声波的方向示意图

Fig.1 Propagating directions of optical and acoustic waves in simultaneous gain and loss SBS

声波场的表示形式为:

$$\tilde{\rho}(z,t) = \rho_f(z,t)\exp[i(q_f z - \Omega_f t)] + \rho_b(z,t)\exp[i(q_b z - \Omega_b t)] + c.c., \quad (9)$$

式中第一项表示正向传输的声波场,第二项表示反向传输的声波场。

由电致伸缩效应产生的声波频率为:

$$\Omega_f = \omega_{as} - \omega_p, \quad (10)$$

$$\Omega_b = \omega_p - \omega_s, \quad (11)$$

在满足动量匹配时,声波传播常数为:

$$q_f = k_{as} + k_p, \quad (12)$$

$$q_b = k_p + k_s. \quad (13)$$

当抽运光波使斯托克斯光波增强,此过程为受激布里渊增益;当抽运光波使反斯托克斯光波减弱,此过程为受激布里渊损耗;当三种光波同时存在于光纤中时,将同时发生这两种作用。

将光场表达式代入 $\nabla \cdot f$ 计算,利用 $\langle \tilde{E}^2 \rangle = 2\tilde{E}\tilde{E}^*$, 引入慢变包络近似,省略光场幅度的一次和二次导数项,得到:

$$\begin{aligned} \nabla \cdot f = \varepsilon_0 \gamma_c \{ & \langle A_s | A_p \rangle q_b^2 \exp[i(-q_b z - \Omega_b t)] + \langle A_p | A_{AS} \rangle q_f^2 \exp[i(q_f z - \Omega_f t)] \} + \\ & \varepsilon_0 \gamma_c \langle A_s | A_{AS} \rangle (k_{as} - k_s)^2 \exp[i(q_f - q_b)z - (\Omega_f + \Omega_b)t] \} + c.c. \end{aligned} \quad (14)$$

式中第一项和第二项表示由于相向传输的光拍频产生的声波场,第三项表示同向传播的反斯托克斯和斯托克斯光波拍频的干涉场,由于 $(k_{as} - k_s)^2$ 很小,在接下来的推导中可以省略这一项,于是得到:

$$\nabla \cdot f = \varepsilon_0 \gamma_c \{ \langle A_s | A_p \rangle q_b^2 \exp[i(-q_b z - \Omega_b t)] + \langle A_p | A_{AS} \rangle q_f^2 \exp[i(q_f z - \Omega_f t)] \} + c.c., \quad (15)$$

将 $\tilde{\rho}(z,t)$ 和 $\nabla \cdot f$ 代入声波方程,慢变包络近似,省略二阶及以上的导数项,得到前向和后向传输的声波幅度满足的方程:

$$(-2i\Omega_f + \Gamma_{Bf}) \frac{\partial \rho_f}{\partial t} + (\Omega_{Bf}^2 - \Omega_f^2 - i\Gamma_{Bf}\Omega_f) \rho_f - \left(\frac{2\Gamma_{Bf}\Omega_f + 2i\Omega_{Bf}^2}{q_f} \right) \frac{\partial \rho_f}{\partial z} = \varepsilon_0 \gamma_c q_f^2 \langle A_p | A_{AS} \rangle, \quad (16)$$

$$(-2i\Omega_b + \Gamma_{Bb}) \frac{\partial \rho_b}{\partial t} + (\Omega_{Bb}^2 - \Omega_b^2 - i\Gamma_{Bb}\Omega_b) \rho_b + \left(\frac{2\Gamma_{Bb}\Omega_b + 2i\Omega_{Bb}^2}{q_b} \right) \frac{\partial \rho_b}{\partial z} = \varepsilon_0 \gamma_c q_b^2 \langle A_s | A_p \rangle, \quad (17)$$

$$\Gamma_{Bf} = q_f^2 \Gamma', \quad (18)$$

$$\Gamma_{Bb} = q_b^2 \Gamma', \quad (19)$$

$$\Omega_f = q_f^2 v^2, \quad (20)$$

$$\Omega_b = q_b^2 v^2, \quad (21)$$

Γ_{Bf} 、 Γ_{Bb} 、 Ω_f 和 Ω_b 分别表示损耗和增益过程的布里渊谱宽和频移。在之前的实验和理论研究中,一般认为 $\Gamma_{Bf} = \Gamma_{Bb}$, $\Omega_f = \Omega_b$ 。但是,由(16)~(21)式可知这两个参数并不完全相等: q 与光波在光纤中的传播常数 k 有关,入射波长的不同和光纤色散都会造成 q 值的不同,因而,增益和损耗型的布里渊谱并不完全一致。通过分别测量增益和损耗布里渊谱,可以研究双折射对它们各自的影响,进而探索双折射测量的新方法。

声波幅度方程的第三项表示的是声子的传播,由于光速远大于声速,在方程中存在光波沿着光纤的传播项时,可以近似认为声波不沿光纤长度方向改变,即省略 $\frac{\partial \rho_b}{\partial z}$ 项。同时,在稳态近似下,可以得到前向和后向传输的声波幅度表达式:

$$\rho_f(z,t) = \varepsilon_0 \gamma_c q_f^2 \frac{\langle A_p | A_{AS} \rangle}{\Omega_{Bf}^2 - \Omega_f^2 - i\Gamma_{Bf}\Omega_f}, \quad (22)$$

$$\rho_b(z,t) = \varepsilon_0 \gamma_c q_b^2 \frac{\langle A_s | A_p \rangle}{\Omega_{Bb}^2 - \Omega_b^2 - i\Gamma_{Bb}\Omega_b}, \quad (23)$$

3 SBS中非线性极化的分析和光波场的推导

接下来,进行光波场的推导,通过麦克斯韦方程出发可以得到使用广泛的标量的光波方程^[11]:

$$\frac{\partial^2 \tilde{\mathbf{E}}}{\partial z^2} - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \tilde{\mathbf{E}}}{\partial t^2} = \frac{1}{\varepsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \tilde{\mathbf{P}}_{\text{NL}}}{\partial t^2}. \quad (24)$$

标量光波方程不能应用于偏振相关的分析,为了得到光波方程的矢量形式,首先给出光场和非线性极化的矢量化表达。矢量化的方法是将正交偏振态的光波整合在一个方程中。同时,通过给出介电系数的张量形式,引入双折射对正交偏振态光波的作用,光场的矢量表达增强了这一作用的直观性和理论分析的便利性:

$$\frac{\partial^2 \tilde{\mathbf{E}}}{\partial z^2} - \frac{\varepsilon^{(1)}}{c^2} \frac{\partial^2 \tilde{\mathbf{E}}}{\partial t^2} = \frac{1}{\varepsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \tilde{\mathbf{P}}_{\text{NL}}}{\partial t^2}, \quad (25)$$

式中 ε 表示各向同性介质中的介电常数, $\varepsilon^{(1)}$ 表示存在双折射时介质的介电常数张量, $\tilde{\mathbf{P}}_{\text{NL}}$ 表示由入射光波引入的非线性极化矢量。

这里,给出介电常数张量的表达式^[7,12]:

$$\varepsilon^{(1)} = n'^2 \mathbf{I} + \frac{n'^2}{k} \boldsymbol{\beta} \cdot \boldsymbol{\sigma}, \quad (26)$$

$$n' = n + \frac{i\alpha c}{2\omega}, \quad (27)$$

$$\boldsymbol{\beta} = (\beta_1, \beta_2, \beta_3), \quad (28)$$

$$\boldsymbol{\sigma} = (\boldsymbol{\sigma}_1, \boldsymbol{\sigma}_2, \boldsymbol{\sigma}_3), \quad (29)$$

$$\boldsymbol{\sigma}_1 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \boldsymbol{\sigma}_2 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \boldsymbol{\sigma}_3 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad (30)$$

介电张量表达式第一项表示平均折射率,其中包含的虚数项是光纤损耗;第二项表示双折射微扰, $\boldsymbol{\beta}$ 表示双折射矢量, β_1 和 β_2 表示线双折射, β_3 表示圆双折射。

非线性极化矢量的表示形式为^[11]:

$$\tilde{\mathbf{P}}^{\text{NL}} = \varepsilon_0 \Delta \chi \tilde{\mathbf{E}} = \varepsilon_0 \gamma_c \rho_0^{-1} \tilde{\rho} \tilde{\mathbf{E}}, \quad (31)$$

ρ_0 表示光纤的平均密度;代入计算,得到三个入射光波各自的非线性极化矢量:

$$\tilde{\mathbf{P}}^{\text{NL}}(\omega_{\text{as}}) = \varepsilon_0 \gamma_c \rho_0^{-1} \rho_{\text{f}} |A_{\text{P}}\rangle \exp[i(k_{\text{as}} z - \omega_{\text{as}} t)] + \text{c.c.}, \quad (32)$$

$$\tilde{\mathbf{P}}^{\text{NL}}(\omega_{\text{s}}) = \varepsilon_0 \gamma_c \rho_0^{-1} \rho_{\text{b}}^* |A_{\text{P}}\rangle \exp[i(k_{\text{s}} z - \omega_{\text{s}} t)] + \text{c.c.}, \quad (33)$$

$$\tilde{\mathbf{P}}^{\text{NL}}(\omega_{\text{p}}) = \varepsilon_0 \gamma_c \rho_0^{-1} (\rho_{\text{b}} |A_{\text{S}}\rangle + \rho_{\text{f}}^* |A_{\text{AS}}\rangle) \exp[-i(k_{\text{p}} z - \omega_{\text{p}} t)] + \text{c.c.}, \quad (34)$$

代入光波方程计算,同时省略二阶及以上阶的导数项,可以得到反斯托克斯光波、斯托克斯光波和抽运光波在琼斯空间的矢量方程:

$$\frac{|A_{\text{AS}}\rangle}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{|A_{\text{AS}}\rangle}{\partial t} + \left(\frac{\alpha}{2} - \frac{i\boldsymbol{\beta} \cdot \boldsymbol{\sigma}}{2} \right) |A_{\text{AS}}\rangle = \zeta_{\text{as}} |A_{\text{P}}\rangle \langle A_{\text{P}} | A_{\text{AS}} \rangle, \quad (35)$$

$$\frac{|A_{\text{S}}\rangle}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{|A_{\text{S}}\rangle}{\partial t} + \left(\frac{\alpha}{2} - \frac{i\boldsymbol{\beta} \cdot \boldsymbol{\sigma}}{2} \right) |A_{\text{S}}\rangle = \zeta_{\text{s}} |A_{\text{P}}\rangle \langle A_{\text{P}} | A_{\text{S}} \rangle, \quad (36)$$

$$-\frac{|A_{\text{P}}\rangle}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{|A_{\text{P}}\rangle}{\partial t} + \left(\frac{\alpha}{2} - \frac{i\boldsymbol{\beta}' \cdot \boldsymbol{\sigma}}{2} \right) |A_{\text{P}}\rangle = \zeta_{\text{ps}} |A_{\text{S}}\rangle \langle A_{\text{S}} | A_{\text{P}} \rangle + \zeta_{\text{pas}} |A_{\text{AS}}\rangle \langle A_{\text{AS}} | A_{\text{P}} \rangle, \quad (37)$$

增益系数的表达式为:

$$\zeta_{\text{as}} = \frac{i\varepsilon_0 \gamma_c^2 \omega_{\text{as}} q_{\text{f}}^2}{2cn\rho_0} \frac{1}{\Omega_{\text{Bf}}^2 - \Omega_{\text{f}}^2 - i\Gamma_{\text{Bf}} \Omega_{\text{f}}}, \quad (38)$$

$$\zeta_{\text{s}} = \frac{i\varepsilon_0 \gamma_c^2 \omega_{\text{s}} q_{\text{b}}^2}{2cn\rho_0} \frac{1}{\Omega_{\text{Bb}}^2 - \Omega_{\text{b}}^2 + i\Gamma_{\text{Bb}} \Omega_{\text{b}}}, \quad (39)$$

$$\zeta_{\text{ps}} = \frac{i\varepsilon_0 \gamma_c^2 \omega_{\text{p}} q_{\text{b}}^2}{2cn\rho_0} \frac{1}{\Omega_{\text{Bb}}^2 - \Omega_{\text{b}}^2 - i\Gamma_{\text{Bb}} \Omega_{\text{b}}}, \quad (40)$$

$$\zeta_{\text{pas}} = \frac{i\varepsilon_0 \gamma_c^2 \omega_{\text{p}} q_{\text{f}}^2}{2cn\rho_0} \frac{1}{\Omega_{\text{Bf}}^2 - \Omega_{\text{f}}^2 + i\Gamma_{\text{Bf}} \Omega_{\text{f}}}, \quad (41)$$

由于相向传输的光波旋向相反, $\boldsymbol{\beta}$ 和 $\boldsymbol{\beta}'$ 的关系是 $\beta_1 = \beta'_1$, $\beta_2 = \beta'_2$, $\beta_3 = -\beta'_3$ 。

4 矢量模型从琼斯空间到斯托克斯空间的转换

在琼斯空间中的双折射是用琼斯矩阵 $\boldsymbol{\beta} \cdot \boldsymbol{\sigma}$ 表示的, 而用模式双折射矢量 $\boldsymbol{\beta}$ 表示的双折射更具有直观性和测量性, 通过琼斯空间和斯托克斯空间的对应关系, 可以得到矢量模型的斯托克斯空间形式^[7]:

$$\mathbf{S}_{AS} = (S_{AS1}, S_{AS2}, S_{AS3}) = S_{AS0} \hat{\mathbf{s}}_{as} = \langle \mathbf{A}_{AS} | \boldsymbol{\sigma} | \mathbf{A}_{AS} \rangle, \quad (42)$$

$$\mathbf{S}_s = (S_{s1}, S_{s2}, S_{s3}) = S_{s0} \hat{\mathbf{s}}_s = \langle \mathbf{A}_s | \boldsymbol{\sigma} | \mathbf{A}_s \rangle, \quad (43)$$

$$\mathbf{P} = (P_1, P_2, P_3) = P_0 \hat{\mathbf{p}} = \langle \mathbf{A}_p | \boldsymbol{\sigma} | \mathbf{A}_p \rangle, \quad (44)$$

\mathbf{S}_{AS} 、 \mathbf{S}_s 和 \mathbf{P} 分别表示反斯托克斯光波、斯托克斯光波和抽运光波的斯托克斯矢量, S_{AS0} 、 S_{s0} 和 P_0 表示光强, $\hat{\mathbf{s}}_{as}$ 、 $\hat{\mathbf{s}}_s$ 和 $\hat{\mathbf{p}}$ 表示归一化斯托克斯矢量。

利用关系

$$|A\rangle\langle A| = (\langle A|A\rangle + \langle A|\boldsymbol{\sigma}|A\rangle \cdot \boldsymbol{\sigma})/2, \quad (45)$$

代入以上各式, 可得到稳态下的增益损耗型受激布里渊散射在斯托克斯空间中的矢量模型:

$$\frac{d\mathbf{S}_{AS}}{dz} = -\alpha \mathbf{S}_{AS} - \boldsymbol{\beta} \times \mathbf{S}_{AS} + \text{Re}(\zeta_{as})(P_0 \mathbf{S}_{AS} + S_{AS0} \mathbf{P}), \quad (46)$$

$$\frac{d\mathbf{S}_s}{dz} = -\alpha \mathbf{S}_s - \boldsymbol{\beta} \times \mathbf{S}_s + \text{Re}(\zeta_s)(P_0 \mathbf{S}_s + S_{s0} \mathbf{P}), \quad (47)$$

$$-\frac{d\mathbf{P}}{dz} = -\alpha \mathbf{P} - \boldsymbol{\beta}' \times \mathbf{P} + \text{Re}(\zeta_{ps})(P_0 \mathbf{S}_s + S_{s0} \mathbf{P}) + \text{Re}(\zeta_{pas})(P_0 \mathbf{S}_{AS} + S_{AS0} \mathbf{P}). \quad (48)$$

为了便于计算和分析, 进一步得到光强和归一化斯托克斯矢量的空间演化方程。

光强方程:

$$\frac{dS_{AS0}}{dz} = -\alpha S_{AS0} + \text{Re}(\zeta_{as}) P_0 S_{AS0} (1 + \hat{\mathbf{s}}_{as} \cdot \hat{\mathbf{p}}), \quad (49)$$

$$\frac{dS_{s0}}{dz} = -\alpha S_{s0} + \text{Re}(\zeta_s) P_0 S_{s0} (1 + \hat{\mathbf{s}}_s \cdot \hat{\mathbf{p}}), \quad (50)$$

$$-\frac{dP_0}{dz} = -\alpha P_0 + \text{Re}(\zeta_{pas}) P_0 S_{AS0} (1 + \hat{\mathbf{s}}_{as} \cdot \hat{\mathbf{p}}) + \text{Re}(\zeta_{ps}) P_0 S_{s0} (1 + \hat{\mathbf{s}}_s \cdot \hat{\mathbf{p}}). \quad (51)$$

归一化斯托克斯矢量方程:

$$\frac{d\hat{\mathbf{s}}_{as}}{dz} = -\boldsymbol{\beta} \times \hat{\mathbf{s}}_{as} + \text{Re}(\zeta_{as}) P_0 (\hat{\mathbf{p}} - \hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{s}}_{as} \cdot \hat{\mathbf{s}}_{as}), \quad (52)$$

$$\frac{d\hat{\mathbf{s}}_s}{dz} = -\boldsymbol{\beta} \times \hat{\mathbf{s}}_s + \text{Re}(\zeta_s) P_0 (\hat{\mathbf{p}} - \hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{s}}_s \cdot \hat{\mathbf{s}}_s), \quad (53)$$

$$-\frac{d\hat{\mathbf{p}}}{dz} = -\boldsymbol{\beta}' \times \hat{\mathbf{p}} + \text{Re}(\zeta_{pas}) S_{AS0} (\hat{\mathbf{s}}_{as} - \hat{\mathbf{s}}_{as} \cdot \hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{p}}) + \text{Re}(\zeta_{ps}) S_{s0} (\hat{\mathbf{s}}_s - \hat{\mathbf{s}}_s \cdot \hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{p}}). \quad (54)$$

至此, 增益损耗型的受激布里渊散射矢量模型推导完成, 此模型包含了增益和损耗同时存在的完整情况, 如只需考虑增益型, 取 $\tilde{\mathbf{E}}_{AS}(z, t) = 0$ 和 $\rho_i(z, t) = 0$; 如只需考虑损耗型, 取 $\tilde{\mathbf{E}}_s(z, t) = 0$ 和 $\rho_b(z, t) = 0$ 。

偏振态演化方程(52)式的第一项 $\boldsymbol{\beta} \times \hat{\mathbf{s}}_{as}$ 表示双折射引起的偏振态变化, 第二项 $\text{Re}(\zeta_{as}) P_0 (\hat{\mathbf{p}} - \hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{s}}_{as} \cdot \hat{\mathbf{s}}_{as})$ 表示由 SBS 引起的偏振态变化, 由于偏振态相一致的光被最大地增强(衰减), 会造成斯托克斯光与抽运光偏振态趋于一致, 反斯托克斯光与抽运光偏振态趋于垂直, 即 SBS 会带来偏振牵引。

通过对矢量方程进行数值求解, 一方面可以研究布里渊散射对光波偏振态的定量影响, 即偏振牵引, 进而探索基于布里渊的无损偏振牵引器件; 另一方面可以研究双折射和偏振态对布里渊散射的定量影响, 比如寻找基于布里渊散射的双折射测量方法, 或者研究双折射和偏振态对布里渊散射的定量影响。下面给出关于此影响的数值仿真。

5 双折射和偏振态对布里渊增益影响的仿真分析

从上述矢量模型(49)式中的 $\text{Re}(\zeta_{as}) P_0 S_{AS0} (1 + \hat{\mathbf{s}}_{as} \cdot \hat{\mathbf{p}})$ 中可以看出, 在光纤沿线的任意一点, 瞬态布里渊增益(损耗)与相互作用的两束光在此点的相对偏振态有关: 增益(损耗)在偏振态平行时最大, 偏振态垂直时最小。由于实验中测量和使用的是整段光纤的平均布里渊增益(损耗), 为了与实际应用相结合, 将仿真分析不

同偏振态和光纤双折射分布对平均布里渊增益的影响。

仿真模型采用(47)式和(48)式,即只考虑增益型。采用抽运非耗尽近似,此时(48)式简化为:

$$-\frac{dP}{dz} = -\alpha P - \beta' \times P. \quad (55)$$

仿真参数的选取如下^[7]:光纤损耗 $\alpha = 0.2$ dB/km, 布里渊增益系数 $\text{Re}(\zeta_s) = 0.3 \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$, 输入抽运光功率 $P_{in} = 5 \text{ mW}$, 输入斯托克斯光功率 $S_{in} = 0.001 \text{ mW}$, 光纤长度 $L = 2 \text{ km}$; 光纤双折射分布采用RMM模型^[13], 仿真步长取 $1 \sim 10 \text{ cm}$ 的随机变化值, 光纤相关长度 $L_{corr} = 10 \text{ m}$, 利用休恩法计算得到不同拍长 $L_b = 10 \sim 10000 \text{ m}$ 下的双折射分布。最后, 用休恩法得到(47)式和(55)式的数值解。仿真结果采用 1000 次不同光纤双折射分布的统计平均。

仿真结果图 2(a)中可以看到, 当双折射很小(例如拍长为 10000 m)时, 平行的线偏振态输入能得到最大增益, 约为 24.5 dB, 垂直的线偏振态输入能得到最小增益, 约为 1 dB; 随着双折射的增加(拍长减小), 平行线偏振态输入的增益减小, 垂直线偏振态输入的增益增加, 二者的差值减小; 当双折射很大(例如拍长 10 m)时, 平行和垂直线偏振态输入时的增益趋向于稳定, 平行时约为 17 dB, 垂直时约为 8.5 dB。

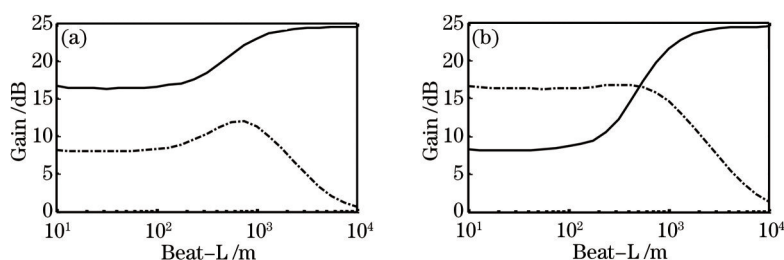


图 2 不同输入偏振态和双折射分布下的平均布里渊增益。(a) 线偏振态抽运光输入: 实线对应斯托克斯光与抽运光偏振态平行 ($\hat{s}_s = \hat{p}$), 虚线对应斯托克斯光与抽运光偏振态垂直 ($\hat{s}_s = -\hat{p}$); (b) 圆偏振态抽运光输入: 实线对应斯托克斯光与抽运光偏振态旋向相同 ($\hat{s}_s = \hat{p}$), 虚线对应斯托克斯光与抽运光偏振态旋向相反 ($\hat{s}_s = -\hat{p}$)

Fig.2 Average SBS gain of varied polarization and birefringence. (a) Pump is linearly polarized: the solid line indicates the parallel ($\hat{s}_s = \hat{p}$) waves of Stokes and pump and the dashed line indicates the orthogonal ($\hat{s}_s = -\hat{p}$) waves of Stokes and pump; (b) pump is circularly polarized: the solid line indicates the parallel ($\hat{s}_s = \hat{p}$) waves of Stokes and pump and the dashed line indicates the orthogonal ($\hat{s}_s = -\hat{p}$) waves of Stokes and pump

仿真结果图 2(b)中可以看到, 当双折射很小(例如拍长为 10000 m)时, 旋向相同的圆偏振态输入能得到最大增益, 约为 24.5 dB, 旋向相反的圆偏振态输入能得到最小增益, 约为 1 dB; 随着双折射的增加(拍长减小), 旋向相同的圆偏振态输入的增益减小, 旋向相反的圆偏振态输入的增益增加, 二者的差值减小, 在某一双折射下(拍长在 100~1000 m 之间)差值为零, 当双折射继续增加时, 旋向相反的圆偏振态输入的增益将大于旋向相同时的增益; 当双折射很大(例如拍长为 10 m)时, 旋向相同和旋向相反的圆偏振态输入时的增益趋向于稳定, 旋向相反时约为 17 dB, 旋向相同时约为 8.5 dB。

在双折射很小时, 由双折射带来的斯托克斯和抽运光的偏振态变化不大, 相互作用的两束光将比较好地保持输入时候的相对偏振态不变; 随着双折射的增加, 在较大的双折射影响下, 偏振态在光纤中传播时发生较大变化, 使原本的输入偏振态逐渐失去平行性或正交性, 因而最大最小增益的差值会逐渐减小, 在圆偏振态输入下出现旋向相反偏振态的增益大于旋向相同偏振态增益的情况。

5 结 论

通过推导布里渊增益和损耗同时存在时的矢量模型, 得到了在琼斯空间和斯托克斯空间的表达形式。推导过程中从物理和数学上阐述了电致伸缩效应对 SBS 的影响, 并发现了增益谱和损耗谱不相同的理论依据。此矢量模型涉及到偏振态、双折射和受激布里渊作用, 因而它可以用来具体地分析布里渊增益(损耗)的偏振相关性, 双折射对偏振牵引作用的影响, 双折射对布里渊作用的影响, 以及用于双折射的测量原理与方法等的研究。通过对矢量模型进行数值仿真, 研究了双折射和偏振态对平均布里渊增益的影响, 分析了不同双折射分布下最大和最小增益对应的偏振态关系。

- 1 Xiaoyi Bao, Liang Chen. Recent progress in distributed fiber optic sensors[J]. *Sensors*, 2012, 12(7): 8601–8639.
- 2 S P Smith, F Zarinetchi, S Ezekiel. Narrow–linewidth stimulated Brillouin fiber laser and applications[J]. *Opt Lett*, 1991, 16(6): 393–395.
- 3 K Y Song, M G Herraes, L Thevenaz. Observation of pulse delaying and advancement in optical fibers using stimulated Brillouin scattering [J]. *Opt Express*, 2005, 13(1): 82–88.
- 4 Weiwei Zhang, Robert A Minasian. Widely tunable single–passband microwave photonic filter based on stimulated Brillouin scattering [J]. *IEEE Photonic Technology Letters*, 2011, 23(23): 1775–1777.
- 5 Andrey Kobayakov, Michael Sauer, Dipak Chowdhury. Stimulated Brillouin scattering in optical fibers[J]. *Advances in Optics and Photonics*, 2010, 2(1): 1–59.
- 6 A Zadok, E Zilka, A Eyal, *et al.*. Vector analysis of stimulated Brillouin scattering amplification in standard single–mode fibers[J]. *Opt Express*, 2008, 16(26): 21692–21707.
- 7 J P Gordon, H Kogelnik. PMD fundamentals: polarization mode dispersion in optical fibers[J]. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 2000, 97(9): 4541–4550.
- 8 A Galtarossa, L Palmieri, M Santagiustina, *et al.*. Polarized Brillouin amplification in randomly birefringent and unidirectionally spun fibers[J]. *IEEE Photonic Technology Letters*, 2008, 20(16): 1420–1422.
- 9 J Fatome, S Pitois, P Morin, *et al.*. A universal optical all–fiber omnipolarizer[J]. *Scientific Reports*, 2012, 2(938): 1–8.
- 10 S Preussler, A Zadok, A Wiatrek, *et al.*. Enhancement of spectral resolution and optical rejection ratio of Brillouin optical spectral analysis using polarization pulling[J]. *Opt Express*, 2012, 20(13): 14734–14745.
- 11 Robert W Boyd. *Nonlinear Optics*[M]. California: Academic Press, 2008: 391–440.
- 12 Govind P Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics, Fourth Edition & Applications of Nonlinear Fiber Optics, Second Edition*[M]. Jia Dongfang, Yu Zhenhong Transl. Beijing: Publishing House of Electronics Industry, 2010: 20–25.
阿戈沃. 非线性光纤光学原理及应用[M]. 贾东方, 余震虹译. 北京: 电子工业出版社, 2010: 20–25.
- 13 P K A Wai, C R Menyuk. Polarization mode dispersion, decorrelation, and diffusion in optical fibers with randomly varying birefringence[J]. *J Lightwave Technol*, 1996, 14(2): 148–157.

栏目编辑: 刘丰瑞