

doi: 10.3788/gzxb20164501.0106004

光纤中声波导布里渊散射声波对斯托克斯波的影响

李强强, 侯尚林, 刘延君, 雷景丽, 李晓晓, 王道斌, 武刚

(兰州理工大学 理学院, 兰州 730050)

摘 要:利用全矢量有限元法模拟了单模光纤中声波导布里渊散射 $R_{0,m}$ 和 $TR_{2,m}$ 声波模式对斯托克斯波增益、相位调制和双折射的影响。研究表明:当布里渊频移与 $R_{0,8}$ 和 $TR_{2,10}$ 声波频率相同时,斯托克斯波的增益最大,且增益随泵浦功率的增大而增大; $R_{0,1}$ 、 $TR_{2,1}$ 、 $TR_{2,5}$ 、 $TR_{2,7}$ 和 $TR_{2,10}$ 声波模式对斯托克斯波相位调制较大,且相位调制随泵浦功率的增大呈线性增大,其中 $TR_{2,m}$ 模对斯托克斯波相位调制比 $R_{0,m}$ 模大; $TR_{2,1}$ 、 $TR_{2,5}$ 、 $TR_{2,7}$ 、 $TR_{2,10}$ 声波模式对斯托克斯波产生较为明显的附加双折射,且附加双折射程度随着泵浦功率的增加呈线性增大。

关键词: 光纤; 布里渊散射; 矢量有限元; 增益; 相位调制; 附加双折射

中图分类号: TN929.11

文献标识码: A

文章编号: 1004-4213(2016)01-0106004-6

Influence of Acoustic Wave on Stokes Wave of Guide Acoustic Wave Brillouin Scattering in Fibers

LI Qiang-qiang, HOU Shang-lin, LIU Yan-jun, LEI Jing-li, LI Xiao-xiao,
WANG Dao-bin, WU Gang

(School of Science, Lanzhou University of Technology, Lanzhou 730050, China)

Abstract: The effects of $R_{0,m}$ and $TR_{2,m}$ acoustic modes of guided acoustic wave Brillouin scattering on gain, phase modulation and additional birefringence in single mode fiber were investigated by the all-vector finite element method. The results show that the gain of guided acoustic wave Brillouin scattering reaches maximum at their frequencies matching those of $R_{0,8}$ and $TR_{2,10}$ modes in $R_{0,m}$ and $TR_{2,m}$ ($0^\circ/90^\circ$) mode, and the gain increases with the increasing of pump power. The Stokes wave phases modulated obviously by $R_{0,1}$, $TR_{2,5}$, $TR_{2,7}$ and $TR_{2,10}$ modes, where $TR_{2,m}$ mode plays a vital role in the phase modulation which linearly increases with the increasing of pump power. $TR_{2,1}$, $TR_{2,5}$, $TR_{2,7}$, $TR_{2,10}$ modes obviously induce additional birefringence which linearly increase with pump power increasing.

Key words: Brillouin scattering; Vectorial finite element; Gain; Phase modulation; Additional birefringence

OCIS Codes: 060.3510; 290.5900; 190.4420; 060.5060

0 引言

强泵浦光引起的电致伸缩力能在光纤中激起弹性声波场,声波场将散射泵浦光,这个过程称为受激布里渊散射^[1],是光波和声波相互作用产生的一种非线性效应。根据散射光传输方向不同,受激布里渊散射分为前向布里渊散射和后向布里渊散射,前向布里渊散射又称为声波导布里渊散射(Guided Acoustic Wave Brillouin Scattering, GAWBS)^[2],参与 GAWBS 的两种

种声波模式分别是径向模式 $R_{0,m}$ 和扭转径向模式 $TR_{2,m}$ 。

$R_{0,m}$ 模式的声波振动在光纤径向各个方向相同,导致折射率扰动相同,对散射光产生均匀的相位调制,对入射光的偏振性不敏感,将产生极化性 GAWBS。而 $TR_{2,m}$ 模式的声波振动在光纤横截面的两个垂直轴上分布明显不同,因此在两个轴向上引起的折射率扰动不同,这不仅造成了入射光相位调制,还产生了附加双折射。根据入射光偏振方向与 $TR_{2,m}$ 模振动方向不同,

基金项目: 国家自然科学基金(Nos. 61167005, 61367007)、甘肃省自然科学基金(Nos. 1112RJZA018, 1112RJZA017)和留学人员科技活动项目择优资助项目

第一作者: 李强强(1989-),男,硕士研究生,主要研究方向为光纤传感。Email: qiangqiangli1220@163.com

导师(通讯作者): 侯尚林(1970-),男,教授,博士,主要研究方向为光纤通信器件和传感。Email: houshanglin@163.com

收稿日期: 2015-07-20; **录用日期:** 2015-09-29

<http://www.photon.ac.cn>

TR_{2,m}模又分为 0°/90°和 -45°/45°振动形式,为双重简并. 0°/90°振动形式和 R_{0,m}模式一样对入射光偏振不敏感,产生极化性 GAWBS,而 -45°/45°振动形式对入射光的偏振性较敏感,将产生去极化 GAWBS.

目前对于 GAWBS 的研究主要集中在光纤结构对声波模式的影响及其在传感和光器件等方面的应用. B. stiller 等^[3]研究发现不同的光子晶体光纤 (Photonic Crystal Fiber, PCF) 结构可以选择出不同的声波模式,用于频率选择器. Jean charles 等^[4]实验研究表明 PCF 空气孔可以将声模限制在纤芯,增强 GAWBS,可用于布里渊光纤放大器和声波产生器. Takashi Matsui 等^[5]研究表明 GAWBS 频移与温度系数存在依赖性,可用于温度传感器. 本课题组也研究了结构、温度、应力、材料掺杂等对去极化型 GAWBS 的布里渊频移的影响^[6-8]. 参与 GAWBS 的 R_{0,m}和 TR_{2,m}声波模式对入射光波产生的相位调制、附加双折射以及对斯托克斯 (Stokes) 波增益的影响近年来引起人们的关注^[9-10]. R_{0,m}和 TR_{2,m}声波模式导致 Stokes 波的相位调制可应用于慢光^[11]、全光组波^[12]、光开关^[13]等光器件. TR_{2,m}声波模式引起 Stokes 波附加双折射可用于可调偏振器、可调衰减器^[14]、可调线性光开关^[15]等光器件. 声波模式对于 Stokes 波的 GAWBS 增益的影响规律在布里渊光纤放大器方面也有潜在的应用. 然而有关声波模

式以及泵浦功率对 Stokes 波相位调制、附加双折射和 GAWBS 增益影响的研究鲜有报道.

本文通过数值求解电致伸缩力作用下单模光纤声波微小位移方程,模拟了声波导布里渊散射 R_{0,m}和 TR_{2,m}声波模式在不同泵浦功率下对 Stokes 波 GAWBS 增益、相位调制以及 TR_{2,m}声波模式引起的附加双折射的影响.

1 理论分析

1.1 GAWBS 理论模型

在声波导布里渊散射中,入射的泵浦波能量会转变为声波和斯托克斯波能量. 随着泵浦光传播距离的增加,泵浦功率逐渐减小,其激起的声波强度减弱,声波对斯托克斯波的影响也会减小. 但光纤长度较小时,泵浦光功率比斯托克斯光功率大几个数量级,可以忽略泵浦功率的慢变对声波导布里渊散射的影响. 对于布里渊光器件,其尺寸较小,泵浦功率慢变对器件的影响也可忽略.

采用 SMF28 单模光纤作为研究对象,其中纤芯直径为 8.4 μm,折射率为 1.4492,包层直径为 125 μm,折射率为 1.444. 表 1 给出 SMF28 光纤的一些物理参量^[16].

表 1 SMF28 光纤物理参量

Table 1 The physical parameters of SMF28 fiber

	Elastic coefficient/GPa	Elasto-optical coefficient	Mass density/(kg · m ⁻³)
Fiber core	C ₁₁ = 76, C ₁₂ = 16, C ₄₄ = 29.9	P ₁₁ = 0.12, P ₁₂ = 0.27, P ₄₄ = -0.073	2 254
Fiber cladding	C ₁₁ = 78, C ₁₂ = 16, C ₄₄ = 31	P ₁₁ = 0.12, P ₁₂ = 0.27, P ₄₄ = -0.073	2 203

对于 GAWBS,其声学模分布在光纤的横截面上,因此只考虑 xy 平面内的情形. 电致伸缩力作用下声质点的位移方程^[16-17]为

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} - (C_{ijkl} u_{k,l})_{,j} = -T_{ij}^{es} \quad (1)$$

电致伸缩力为

$$T_{ij}^{es} = -\epsilon_0 \chi_{kl ij} \mathbf{E}_k \mathbf{E}_l^* e^{i(qz - \omega t)} \quad (2)$$

式中 $\chi_{kl ij} = \epsilon_{km} \epsilon_{ln} p_{mij}$, ρ 为介质密度, ϵ_0 和 $\epsilon_{km(ln)}$ 分别为真空介电常量和介质的介电张量, q 为声模波矢量, ω 为声模频率, $\mathbf{E}_k \mathbf{E}_l^*$ 为电场并矢, $\chi_{kl ij}$ 为四阶极化张量, p_{mij} 为四阶弹光张量.

光纤材料为二氧化硅材料,属于各项同性介质,考虑材料的粘滞阻力,其刚度矩阵 C_{ijkl} 为复数,表示为

$$[C_{ijkl}] = \begin{bmatrix} c'_{11} & c'_{12} & c'_{12} & 0 & 0 & 0 \\ c'_{12} & c'_{11} & c'_{12} & 0 & 0 & 0 \\ c'_{12} & c'_{12} & c'_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c'_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c'_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c'_{44} \end{bmatrix} \quad (3)$$

式中 $c'_{ij} = c_{ij} + m_{ij}$, c_{ij} 为实部, m_{ij} 为虚部,且 $m_{ij} = -i \cdot \omega \cdot \eta_{ij}$, $\eta_{ij} = \frac{c_{ij}}{Q \cdot \omega}$ 为材料粘滞系数, Q 为材料品质因数,对于二氧化硅材料 Q 值取 1000^[18].

在 GAWBS 中,由于横向声波模式垂直于光纤的轴向,则声波波矢量 q 约为零,利用这个关系求解式 (1) 可得出每种横向声模的位移场分布 $u(x, y)$ 以及相应的应变场分布 $s_x(x, y)$ 和 $s_y(x, y)$.

1.2 GAWBS 增益

GAWBS 增益是用于描述 Stokes 光被放大程度的物理参量,指在 GAWBS 频移(也是 R_{0,m}和 TR_{2,m}声模频率)处的 Stokes 波增益. 其中 Stokes 波的 GAWBS 增益 $g_{0(m)}$ 在第 m 阶声模中心处频率为^[9]

$$g_{0(m)} \propto \frac{Q_0(m) Q_1(m)}{\omega} \quad (4)$$

式中 $Q_0(m)$ 和 $Q_1(m)$ 为声光耦合因子,表示为

$$Q_0(m) = \int_0^{2\pi} \int_0^a E(x, y)^2 \rho_{0m}(x, y) r dr d\varphi \quad (5)$$

$$Q_1(m) = \int_0^{2\pi} \int_0^a \nabla_{\perp}^2 E(x, y)^2 \rho_{0m}(x, y) r dr d\varphi \quad (6)$$

式中 $E(x, y)$ 和 $\rho_{0m}(x, y)$ 分别是光纤基模 (HE_{11}) 电场分布和 m 阶声模的密度振幅分布。

在这里可以用声场的位移分布 $u(x, y)$ 代替式(5)和式(6)中的密度振幅分布 $\rho_{0m}(x, y)$ 得出 GAWBS 相对增益^[19]。

1.3 声波模式引起 Stokes 波的相位调制

GAWBS 中不同声学模式对入射 Stokes 波作用的效果不同, $R_{0,m}$ 模在径向形成的折射率扰动相同, 对入射 Stokes 波在光纤 x 和 y 轴上的相位调制也相同。而 $TR_{2,m}$ 模在径向有两个明显的轴, 两个轴上产生的折射率扰动不同, 在 x 和 y 轴上对 Stokes 有不同的相位调制。

由弹光效应可知, 声模在 x (或 y) 方向折射率 n 扰动大小为^[20]

$$\Delta n_{x(y)}(x, y) = \frac{n^3}{2} [p_{11(12)} s_x(x, y) + p_{12(11)} s_y(x, y)] \quad (7)$$

x (或 y) 方向的 Stokes 波平均相位调制量为

$$\overline{\Delta \epsilon_{x(y)}} = \frac{\omega_0 l}{c} \iint \Delta n_{x(y)}(x, y) E_0(x, y) dx dy \quad (8)$$

式中 P_{11}, P_{12} 为弹光系数, ω_0, l, c 分别为光波角频率、光纤长度、真空光速, $E_0(x, y)$ 为归一化光场分布。

1.4 扭转径向声波引起 Stokes 波的附加双折射

GAWBS 中 $TR_{2,m}$ 模在径向有两个明显的轴, 因而造成附加双折射。考虑 $TR_{2,m}$ 模对光纤造成的附加双折

射, 光纤折射率可写为

$$\mathbf{n}' = \begin{bmatrix} n + \Delta n_x(x, y) & 0 & 0 \\ 0 & n + \Delta n_y(x, y) & 0 \\ 0 & 0 & n \end{bmatrix} \quad (9)$$

光纤中光波的矢量波动方程为

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) - k_0^2 \mathbf{n}' \mathbf{E} = 0 \quad (10)$$

由于光纤在纵向具有平移不变性, 电场 E 可表述为

$$E(x, y, z) = E(x, y) \exp(-i\beta z) \quad (11)$$

式中 β 是传播常量。将式(9)、(11)代入式(10), 利用全矢量有限元法计算可得到光纤中光场模式的有效折射率 $n_{\text{eff}} = \beta/k_0$ 。本文只讨论 $TR_{2,m}$ 模对光纤基模 (HE_{11}) 造成的模式双折射。通常用 B_m 描述模式双折射程度, 定义为^[21]

$$B_m = |n_x - n_y| \quad (12)$$

式中 n_x, n_y 分别为 x, y 轴光纤基模的有效折射率。

2 数值模拟结果及讨论

2.1 泵浦功率对 GAWBS 增益的影响

利用全矢量有限元法计算式(1)可得 $R_{0,m}$ 和 $TR_{2,m}$ 模的位移场分布和相应的声模频率, 见表 2, 与文献[2]中的实验值非常接近。其中 $R_{0,8}$ 和 $TR_{2,5}$ 模式的位移场分布如图 1, 两种模式分别出现在 232.1 MHz 和 108.6 MHz 处。从图 1 可以看出 $R_{0,8}$ 模式振动分布

表 2 $R_{0,m}$ 和 $R_{2,m}$ 声波模式频率

Table 2 The frequency of $R_{0,m}$ and $TR_{2,m}$ modes

m -order mode	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$R_{0,m}$ frequency/MHz	30.1	49.0	80.4	111.0	141.3	171.6	201.3	232.1	262.5	293.1
$TR_{2,m}$ frequency/MHz	22.3	39.3	70.4	81.5	108.6	125.9	140.2	169.5	175.6	200.8

为均匀的同心圆, 且从纤芯到包层有 8 个节点; $TR_{2,5}$ 模声模振动有两个很明显的双折射轴, 振动对折射率的影响并不是均匀的。

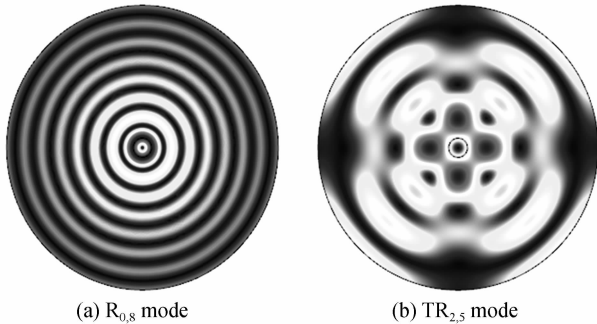


图 1 SMF28 光纤中 $R_{0,8}$ 、 $TR_{2,5}$ 声波模式位移场分布

Fig. 1 The acoustic model displacement field distribution of the $R_{0,8}$ and $TR_{2,5}$ modes in the SMF28 fiber

对于单模光纤 SMF28, 假设泵浦功率为 1W, 将由式(1)计算得出的 $R_{0,m}$ 和 $TR_{2,m}$ (m 取 1~10) 的位移场分布代入式(4)~(6)中, 可得出 Stokes 波的相对 GAWBS 增益, 如图 2(a)、(c), 改变入射泵浦功率大

小, 得出泵浦功率对 Stokes 波 GAWBS 相对增益的影响如图 2(b)、(d)。由图 2(a)可以看出 $R_{0,1}$ 至 $R_{0,10}$ 的十个模式中, 当布里渊频移与 $R_{0,8}$ 模频率相同时, Stokes 波的 GAWBS 增益最大, $R_{0,8}$ 模频率为 232.1 MHz, 即 Stokes 波与泵浦波的频移为 232.1 MHz 时, Stokes 波能获得最大的增益。从图 2(c)中可以看出 $TR_{2,1}$ 、 $TR_{2,5}$ 、 $TR_{2,7}$ 和 $TR_{2,10}$ 四个声模模式 ($0^\circ/90^\circ$) 对应的 Stokes 波增益比较大, 文献[20]实验结果表明 $TR_{2,1}$ 、 $TR_{2,5}$ 和 $TR_{2,7}$ 模声光耦合较强(其中 m 为 1~7), 将产生较大的光波增益, 与实验结论相符。因此入射 Stokes 波与泵浦波频移分别为 22.3 MHz、108.6 MHz、140.2 MHz、200.8 MHz(即 $TR_{2,1}$ 、 $TR_{2,5}$ 、 $TR_{2,7}$ 、 $TR_{2,10}$ 频率)时, Stokes 波能获得较大的增益。

从图 2(b)可以看出入射泵浦功率从 0.1W 增至 1W 的过程中, $R_{0,8}$ 和 $R_{0,3}$ 模对应的 Stokes 波 GAWBS 增益明显增大, $R_{0,8}$ 模对应 Stokes 波增益增幅较大。由图 2(d)可知, 入射泵浦功率从 0.1W 增至 1W 的过程中, $TR_{2,5}$ 、 $TR_{2,7}$ 、 $TR_{2,10}$ 模对应的 Stokes 波 GAWBS 增

益随泵浦功率的增加而增大, $TR_{2,1}$ 模对应 Stokes 波的增益随泵浦功率的增大有起伏. 总体上看 $TR_{2,1}$ 、 $TR_{2,5}$ 、 $TR_{2,7}$ 、 $TR_{2,10}$ 对应 Stokes 波的增益随泵浦功率的增大而增大. 从物理意义来看, 无论是 $R_{0,3}$ 、 $R_{0,8}$ 模还

是 $TR_{2,1}$ 、 $TR_{2,5}$ 、 $TR_{2,7}$ 、 $TR_{2,10}$ 模, 当入射的泵浦功率增加时, 电场引起的电致伸缩力增大, 激起的弹性声波振幅增大, 声光耦合作用增强, 从而导致 Stokes 波的 GAWBS 增益增大.

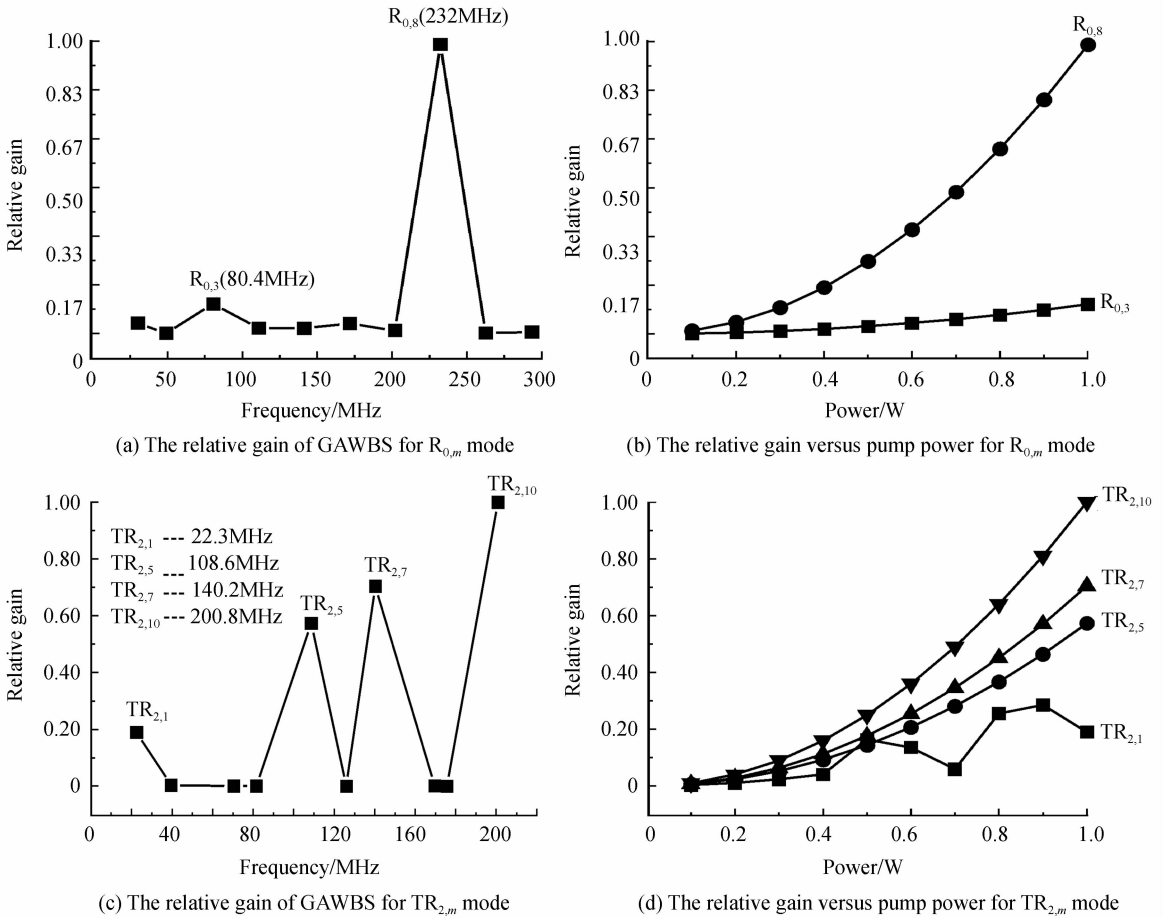


图 2 GAWBS 增益及其随泵浦功率的变化关系

Fig. 2 The relative gain of GAWBS and the change depend on pump power

2.2 声波模式调制 Stokes 波的相位及泵浦功率对其影响

将由式(1)求出的 $R_{0,m}$ 和 $TR_{2,m}$ 声模应变场分布 $s_x(x, y)$ 和 $s_y(x, y)$ 代入式(7)和(8)中, 得出 $R_{0,m}$ 和 $TR_{2,m}$ 声模引起的 Stokes 波相位调制如图 3(a)、(c). 改变入射泵浦功率, 得出不同泵浦功率对 Stokes 波相位调制的影响如图 3(b)、(d). 其中图 3(a)、(c)中泵浦功率为 1 W.

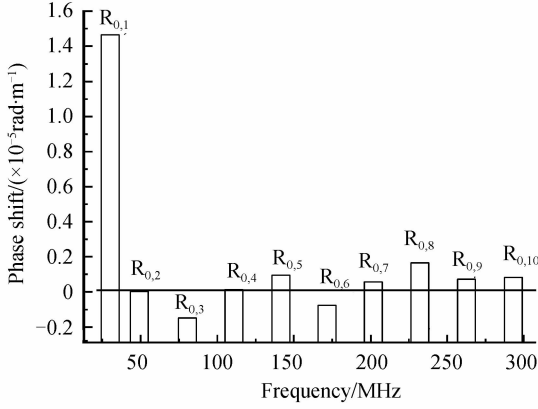
由图 3(a)可以看出从 $R_{0,1}$ 到 $R_{0,10}$ 模, 不同的声模对 Stokes 波相位调制不同, 且相位调制有正有负, 其中 $R_{0,1}$ 模对 Stokes 波的相位调制最大, 达到 1.44×10^{-5} rad/m. 由图 3(c)可以看出 $TR_{2,m}$ 模不同于 $R_{0,m}$ 模, 在 x 和 y 轴对 Stokes 波的相位调制并不相同, 主要由于 $TR_{2,m}$ 声模两个轴造成的折射率扰动不相同. $TR_{2,1}$ 、 $TR_{2,5}$ 、 $TR_{2,7}$ 、 $TR_{2,10}$ 模式的对 Stokes 波的相位调制较大, 在 x 和 y 轴上引起 Stokes 波附加调制大小相同, 正负相反, 绝对值分别达到 8.2×10^{-5} rad/m、

12.1×10^{-5} rad/m、 13.7×10^{-5} rad/m、 14.2×10^{-5} rad/m, 相比 $R_{0,1}$ 模大一个数量级, 因而在 $R_{0,m}$ 和 $TR_{2,m}$ 声波模式造成 Stokes 波相位调制的过程中, $TR_{2,m}$ 模起到主要作用. 同时可以看出 $TR_{2,4}$ 和 $TR_{2,9}$ 模在 x 和 y 轴上对 Stokes 波的相位调制同正同负, 且绝对值大小接近, 所以 $TR_{2,4}$ 和 $TR_{2,9}$ 对入射 Stokes 波的相位调制类似于 $R_{0,m}$ 模式, 并无双折射产生, 即不是所有的 $TR_{2,m}$ 声波模式都能造成附加双折射. 特定结构的光子晶体光纤可以增强某些声波, 或者抑制其他声波^[3,22], 因此明确不同声波模式对斯托克斯光调制影响规律, 对设计基于声波导布里渊光器件有现实意义.

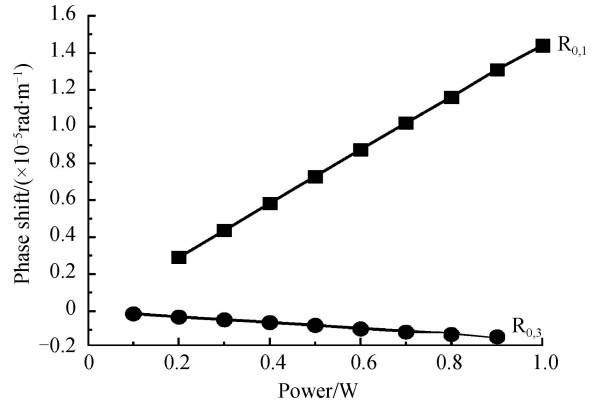
由图 3(b)和(d)可以得出, 在泵浦功率从 0.1 W 增加至 1 W 的过程中, $R_{0,1}$ 、 $R_{0,3}$ 、 $TR_{2,5}$ 和 $TR_{2,7}$ 声波模式引起 Stokes 波的相位调制量随入射功率线性变化. 其中 $R_{0,1}$ 模引起的相位调制量从 0.14×10^{-5} rad/m 线性增加至 1.44×10^{-5} rad/m, $R_{0,3}$ 模引起的相位调制量从 -0.015×10^{-5} rad/m 线性增至 -0.15×10^{-5} rad/m.

TR_{2,5}和TR_{2,7}模式的x和y轴相位调制大小相同,相位调制量分别从 1.2×10^{-5} rad/m、 1.3×10^{-5} rad/m线性增至 12.1×10^{-5} rad/m、 13.7×10^{-5} rad/m,即R_{0,m}和TR_{2,m}声波模式对Stokes波的相位调制与泵浦功率呈线性关系.从物理意义来看,无论R_{0,m}和TR_{2,m}

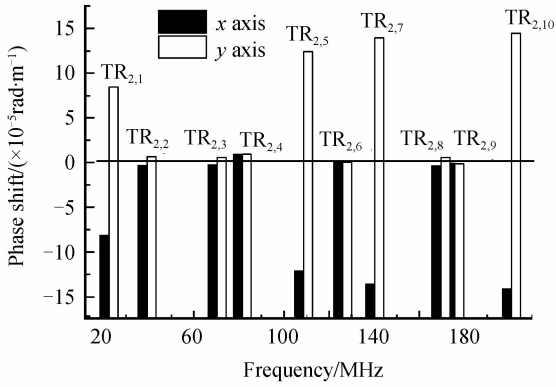
模,由式(1)、(2)可以得到入射泵浦功率与激起声波位移振幅呈线性关系,同时声波位移与其造成应变为线性关系,弹光效应中声波应变与折射率扰动为线性关系.因而当入射泵浦功率线性增大时,R_{0,m}和TR_{2,m}模引起Stokes波的相位调制量线性增大.



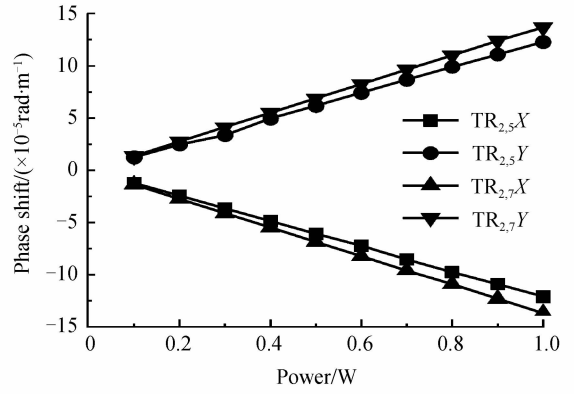
(a) The phase shift of Stokes wave induced by R_{0,m} mode



(b) The phase shift of Stokes wave versus pump power for R_{0,m} mode



(c) The phase shift of Stokes wave induced by TR_{2,m} mode



(d) The phase shift of Stokes wave versus pump power for TR_{2,m} mode

图3 R_{0,m}和TR_{2,m}模引起Stokes波相位调制及其随泵浦功率变化关系

Fig. 3 The phase shift of Stokes wave and the change depend on pump power for R_{0,m} and TR_{2,m} mode

2.3 扭转径向声波模式引起Stokes波的附加双折射

联立式(1)、(7)、(9)~(12),得到TR_{2,m}声波模式引起Stokes波附加双折射如图4,其中入射泵浦功率为10W.可以看出,对于SMF28单模光纤,在没有GAWBS影响时,其光场基模(HE₁₁)两个偏振态的有效折射率n_{eff}均为1.446308,如图虚线所示.当入射泵浦功率为10W时,TR_{2,1}、TR_{2,5}、TR_{2,7}和TR_{2,10}声波模式产生较为明显的模式双折射,其慢轴基模有效折射率分别变为1.446309、1.446309、1.446309和1.44631,快轴基模有效折射率变为1.46308、1.446308、1.446307和1.446307.总体上看,慢轴有效折射率变化比快轴大,其原因与计算准确度的选取有关.其它TR_{2,m}模在泵浦功率为10W时并没有双折射.

以TR_{2,5}、TR_{2,7}和TR_{2,10}声波模式为例,改变入射泵浦功率,得出不同泵浦功率和模式双折射的关系如图5.泵浦功率从10W增至50W的过程中,TR_{2,5}、TR_{2,7}、TR_{2,10}造成模式双折射B_m分别从 0.1×10^{-5} 增

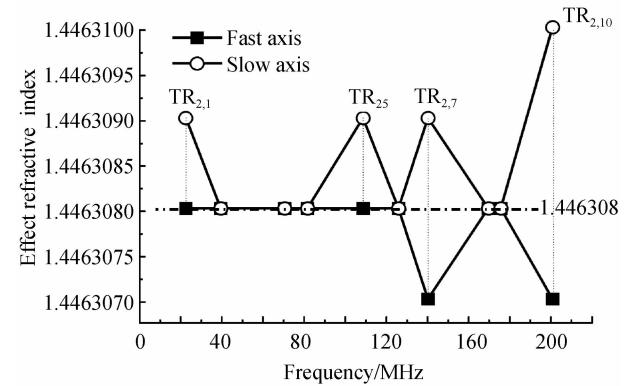


图4 TR_{2,m}声波模式引起Stokes波的附加双折射

Fig. 4 The additional birefringence of Stokes wave induced by TR_{2,m} mode

至 0.8×10^{-5} 、 0.2×10^{-5} 增至 1×10^{-5} 、 0.3×10^{-5} 增至 1.4×10^{-5} .且TR_{2,5}模、TR_{2,7}模和TR_{2,10}模对光场基模造成的附加双折射随入射泵浦功率的增大呈线性增大,其中TR_{2,10}模造成模式双折射随泵浦功率增幅最大.

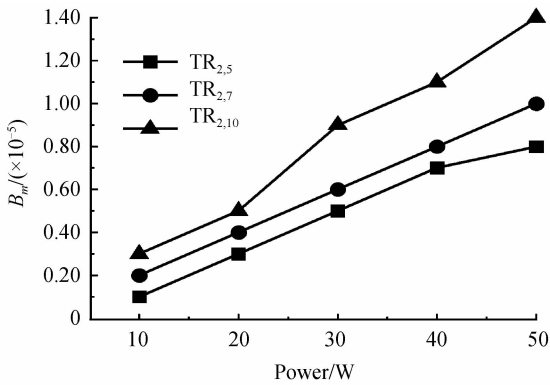


图5 不同泵浦功率对附加模式双折射的影响
Fig. 5 The additional birefringence of Stokes wave versus pump power

3 结论

利用全矢量有限元法模拟了单模光纤中声波布布里渊散射 $R_{0,m}$ 和 $TR_{2,m}$ 声波模式对 Stokes 波增益、相位调制和双折射的影响。研究表明对于 $R_{0,m}$ 和 $TR_{2,m}$ ($0^\circ/90^\circ$) 声波模式,当布里渊频移与 $R_{0,8}$ 和 $TR_{2,10}$ 声波频率相同时,Stokes 波的增益最大,且增益随泵浦功率的增大而增大;对于 $R_{0,m}$ 和 $TR_{2,m}$ 声波模式引起 Stokes 波的相位调制, $R_{0,1}$ 、 $TR_{2,1}$ 、 $TR_{2,5}$ 、 $TR_{2,7}$ 和 $TR_{2,10}$ 模式引起 Stokes 波的相位调制较大,相位调制随泵浦功率的增大呈线性增大,且 $TR_{2,m}$ 模对 Stokes 波相位调制的影响远大于 $R_{0,m}$ 模;对于 $TR_{2,m}$ 声波模式引起 Stokes 波的附加双折射, $TR_{2,1}$ 、 $TR_{2,5}$ 、 $TR_{2,7}$ 和 $TR_{2,10}$ 声波模式能产生较为明显的附加双折射,且大小随泵浦功率的增加呈线性增大。结论为研究布里渊光器件提供了理论依据。

参考文献

[1] DAMZEN M J, VLAD V I, BABIN V, *et al.* Stimulated Brillouin scattering: fundamentals and applications [M]. London: Institute of Physics Publishing, 2003, 6.

[2] SHELBY R M, LEVENSON M D, BAYER P W. Guided acoustic-wave Brillouin scattering [J]. *Physical Review B*, 1985, **31**(8): 5244.

[3] STILLER B, DELQUÉ M, BEUGNOT J C, *et al.* Frequency-selective excitation of guided acoustic modes in a photonic crystal fiber [J]. *Optics Express*, 2011, **19**(8): 7689-7694.

[4] BEUGNOT J C, SYLVESTRE T, MAILLOTTE H, *et al.* Experimental observation of large guided acoustic wave Brillouin scattering in photonic crystal fibres [C]. Optical Communications, 2006. ECOC 2006. European Conference on. IEEE, 2006; 1-2.

[5] MATSUI T, NAKAJIMA K, SAKAMOTO T, *et al.* Structural dependence of guided acoustic-wave Brillouin scattering spectra in hole-assisted fiber and its temperature dependence [J]. *Applied Optics*, 2007, **46**(28): 6912-6917.

[6] HOU Shang-lin, XUE Le-mei, LI Suo-ping, *et al.* Study on characteristics of acoustic modes via stimulated Brillouin scattering in photonic crystal fiber [J]. *Chinese Journal of Physics*, 2012, **61**(13): 134205.

侯尚林, 薛乐梅, 黎锁平, 等. 光子晶体光纤中布里渊散射声波模式特性的分析 [J]. *物理学报*, 2012, **61**(13): 134205.

[7] HOU Shang-lin, XUE Le-mei, WANG Ju-wei, *et al.* Temperature and stress response of depolarized guided acoustic Brillouin scattering in photonic crystal fibers [J]. *Chinese Journal of Luminescence*, 2013, **34**(4): 500-505.

侯尚林, 薛乐梅, 王菊巍, 等. 光子晶体光纤中去极化声波布布里渊散射温度及应变响应 [J]. *发光学报*, 2013, **34**(4): 500-505.

[8] ZHANG Wen-yu, HOU Shang-lin, LIU Yan-jun, *et al.* Effects of doping and structure on Brillouin frequency shift and scattering efficiency of depolarized guided acoustic wave in fibers [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2015, **44**(5): 0506005.

张雯豫, 侯尚林, 刘延君, 等. 掺杂和结构对光纤中去极化型声波布布里渊散射频移与散射效率的影响 [J]. *光子学报*, 2015, **44**(5): 0506005.

[9] WANG Jing. Researches of the forward Brillouin scattering and the sagnac loop filter [D]. Beijing: Beijing Jiaotong University, 2010.

王静. 前向 Brillouin 散射和光纤 sagnac 环滤波性的研究 [D]. 北京: 北京交通大学, 2010.

[10] MCELHENNY J E. Acoustic waves in small-core photonic crystal fibers: An investigation through Brillouin scattering [M]. 2009.

[11] LU Zhi-wei, DONG Yong-kang, LI Qiang. Slow light in multi-line Brillouin gain spectrum [J]. *Optics Express*, 2007, **15**(4): 1871-1877.

[12] HUI Zhan-qiang. Demonstration of 6×40 Gbit/s all-optical wavelength multicasting exploiting self-phase modulation in photonic crystal fiber [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2015, **44**(1): 222-227.

惠战强. 基于光子晶体光纤中自相位调制效应的 6×40 Gbit/s 全光波长组播实验研究 [J]. *红外与激光工程*, 2015, **44**(1): 222-227.

[13] PETROPOULOS P, MONRO T M, BELARDI W, *et al.* 2R-regenerative all-optical switch based on a highly nonlinear holey fiber [J]. *Optics Letters*, 2001, **26**(16): 1233-1235.

[14] CHEN Tao, LIANG Zhong-cheng, XU Rong-qing. A variable optical attenuator based on liquid optical wedge [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2013, **42**(12): 1478-1481.

陈陶, 梁忠诚, 徐荣青. 可变透镜边沿模拟顶角可调棱镜的可变光衰减器 [J]. *光子学报*, 2013, **42**(12): 1478-1481.

[15] LEE K J, PARK H C, KIM B Y. Highly efficient all-fiber tunable polarization filter using torsional acoustic wave [J]. *Optics Express*, 2007, **15**(19): 12362-12367.

[16] BEUGNOT J C, LAUDE V. Electrostriction and guidance of acoustic phonons in optical fibers [J]. *Physical Review B*, 2012, **86**(22): 224304.

[17] LAUDE V, BEUGNOT J C. Generation of phonons from electrostriction in small-core optical waveguides [J]. *AIP Advances*, 2013, **3**(4): 042109.

[18] RAKICH P T, REINKE C, CAMACHO R, *et al.* Giant enhancement of stimulated Brillouin scattering in the subwavelength limit [J]. *Physical Review X*, 2012, **2**(1): 011008.

[19] 李淳飞. 非线性光学 [M]. 哈尔滨工业大学出版社, 2005.

[20] POUSTIE A J. Bandwidth and mode intensities of guided acoustic-wave Brillouin scattering in optical fibers [J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 1993, **10**(4): 691-696.

[21] AGRAWAL G P. Nonlinear fiber optics [M]. Academic Press, 2007.

[22] MATSUI T, NAKAJIMA K, SAKAMOTO T, *et al.* Controllability of guided acoustic-wave Brillouin scattering spectra in hole-assisted fibers [C]. Optical Fiber Communication Conference. Optical Society of America, 2007: OThA.