

文章编号: 1000-7032(2011)05-0487-06

色散位移光纤中拉曼散射与参量放大增益谱

贾维国¹, 杨盛际², 尹健全¹, 王旭颖¹, 张俊萍¹, 樊国梁¹

(1. 内蒙古大学 物理科学与技术学院, 内蒙古 呼和浩特 010021;

2. 北京京东方光电科技有限公司, 北京 100080)

摘要: 由斯托克斯波和反斯托克斯波所满足的耦合微分方程, 考虑泵浦波是线偏振光, 其偏振方向沿 x 轴, 推导出了同偏振方向受激拉曼散射和参量放大同时作用下, 斯托克斯波和反斯托克斯波的增益谱。引入平行拉曼散射增益系数的洛伦兹模型, 研究了色散位移光纤中斯托克斯波和反斯托克斯波的增益谱随相关参数的变化关系。结果表明, 斯托克斯波与反斯托克斯波的增益谱呈现出不对称, 其增益谱与三色散系数 β_3 无关。同时讨论了反斯托克斯波与斯托克斯波 $|E_s/E_{ss}|$ 的比值随频移的增加而快速衰减的变化特性。

关键词: 色散位移光纤; 受激拉曼散射; 参量放大; 增益谱; 频移

中图分类号: TN253

PACS: 42.81.Dp

PACC: 4281F

文献标识码: A

DOI: 10.3788/fjxb20113205.0487

1 引言

激光脉冲在双折射光纤中传输, 当脉冲强度达到一定阈值时, 会产生参量放大 (OPA) 和受激拉曼散射 (SRS)。当输入强泵浦波的偏振方向沿着 x 方向或 y 方向 (快轴或慢轴方向)^[1] 时, 平行于泵浦波的偏振方向和垂直方向上都可产生参量放大与受激拉曼散射, 产生斯托克斯波和反斯托克斯波。斯托克斯波和反斯托克斯波除了在各自相互平行方向上会产生耦合作用外, 还会与其相互正交偏振方向上产生相互耦合作用。在双折射光纤中, 频率转换主要由参量放大和拉曼散射之间相互作用的竞争所决定^[2,4]。色散位移光纤不但可以使二阶色散趋于零, 而且, 能够将零色散点移动到 1 550 nm 波长附近, 这样可以同时获得最低损耗和最小色散^[5], 从而实现大于 10 Gbit/s 的大容量、长距离、低损耗、宽频带的传输。在双折射色散位移光纤中, 参量放大和拉曼散射共同作用的研究是当前非线性光纤光学领域普遍感兴趣的课题之一^[6-10]。

研究参量放大和拉曼散射共同作用时, 增益谱随相关参数的变化对光纤开关和频率转换具有

现实意义。本文从激光脉冲在双折射色散位移光纤中稳定传输时, 泵浦波、斯托克斯波、反斯托克斯波所遵循的耦合波方程出发, 考虑输入沿 x 轴方向偏振的线偏振强泵浦光, 通过求解耦合模方程, 讨论在参量放大和拉曼散射共同作用下, 在 x 轴方向产生的斯托克斯波和反斯托克斯波的增益谱的变化关系。

2 理论基础

2.1 耦合模方程

对任意偏振的光波电场可以写为^[5]:

$$E_j(r, z, t) = \frac{1}{2} \{ E_j(r, z, t) \cdot \exp[i\beta_j(\omega_0)z - i\omega_0 t] + c. c. \}, \quad (1)$$

其中 ω_0 为波的频率, β_j 为线性模传播常量。考虑参量放大和受激拉曼散射, 以 ω_s 、 ω_a 、 ω_p 分别表示斯托克斯波、反斯托克斯波和泵浦波的频率, 根据能量守恒和动量守恒易知: $2\omega_p = \omega_s + \omega_a$ 。则式(1)可以写为:

$$E(r, z, t) = \frac{1}{2} \{ g_s(r) E_{ss} \exp[i\beta_s(\omega_s)z - i\omega_s t] + g_a(r) E_{sa} \exp[i\beta_a(\omega_a)z - i\omega_a t] +$$

收稿日期: 2010-10-13; 修订日期: 2011-03-24

基金项目: 国家自然科学基金(60468001); 内蒙古自治区自然科学基金(2010MS0102)资助项目

作者简介: 贾维国(1960-), 男, 内蒙古呼和浩特人, 教授, 主要从事非线性光学研究。

E-mail: jwg1960@163.com

$$g_p(r)E_{ps}\exp[i\beta_s(\omega_p)z - i\omega_p t] + c. c. \} + \\ \frac{1}{2}\mathbf{y}\{g_s(r)E_{ss}\exp[i\beta_s(\omega_s)z - i\omega_s t] + \\ g_a(r)E_{as}\exp[i\beta_s(\omega_a)z - i\omega_a t] + g_p(r)E_{ps} \cdot \\ \exp[i\beta_s(\omega_p)z - i\omega_p t] + c. c. \}, \quad (2)$$

其中 $r = (x, y)$ 是横截面的径向坐标, $g_j(r)$ ($j = s, a, p$) 分别是斯托克斯波、反斯托克斯波和泵浦波的横模截面积, \mathbf{x}, \mathbf{y} 表示 x 和 y 方向的单位矢量。在小信号条件下 (即输入泵浦波未衰减), 沿 x 轴方向偏振的斯托克斯波光场振幅所满足的耦合波方程是^[3]:

$$-i\frac{dE_{ss}}{dz} = \frac{2\pi\omega_s^2}{c^2k_s}\left(\frac{2}{A_{s1}}\left\{[\chi_{1111}^{NR} + \chi_{1111}^R(\Omega)]|E_{ps}|^2 + \right.\right. \\ \left.[\chi_{1122}^{NR} + \chi_{1122}^R(\Omega)]|E_{ps}|^2\right\}E_{ss} + \frac{1}{A_{s2}}\left\{[\chi_{1221}^{NR} + \chi_{1221}^R(\Omega)] \cdot \right. \\ \left. E_{ps}^2 E_{as}^* \exp(i\Delta k_2 z) + [\chi_{1221}^{NR} + \chi_{1221}^R(\Omega)] \cdot \right. \\ \left. E_{ps}^2 E_{as}^* \exp(i\Delta k_3 z) + [2\chi_{212}^{NR} + 2\chi_{212}^R(\Omega)] \cdot \right. \\ \left. E_{ps} E_{ps} E_{as}^* \exp(i\Delta k_4 z)\right\} + \frac{2}{A_{s1}}\left\{[\chi_{1221}^{NR} + \chi_{1221}^R(\Omega)] \cdot \right. \\ \left. E_{ps} E_{ps} \exp(i\Delta k_5 z) + [\chi_{1212}^{NR} + \chi_{1212}^R(\Omega)] \cdot \right. \\ \left. E_{ps} E_{ps}^* \cdot \exp(i\Delta k_6 z)\right\}E_{ss}\Big), \quad (3)$$

式中 $A_{s1} = \langle g_s^2 \rangle \langle g_p^2 \rangle / \langle g_p^2 g_s^2 \rangle$, $A_{s2} = \langle g_s^2 \rangle \langle g_p^2 \rangle / \langle g_s^2 g_p g_a \rangle$, 称为有效截面积; χ_{ijkl}^{NR} 表示三阶非线性极化率 χ_{ijkl}^R 为拉曼极化率; Δk_{2-6} 称为失配常数。

在忽略斯托克斯波与反斯托克斯波之间相互正交偏振耦合情况下 (即只考虑同泵浦波偏振方向平行的斯托克斯波与反斯托克斯波之间耦合), 且泵浦波沿 x 轴方向偏振, 式 (3) 中 $E_{ps} = 0$, $E_{ps}^* = 0$ 。并且考虑到拉曼极化率 $\chi_{1111}^{NR}(\Omega)$ 的虚部对应于拉曼增益, 平行拉曼增益系数为 $g_0^{\parallel}(\Omega) = 4i\pi\omega_s\chi_{1111}^{NR}(\Omega)/c^2k_sA_{s1}$ 的实部, $P = |E_{ps}|^2$ 为泵浦功率, $\gamma = 2\pi\omega_s^2\chi_{1111}^{NR}/c^2k_sA_{s1} \approx 2\pi\omega_s^2\chi_{1111}^{NR}/c^2k_sA_{s1} \approx 2\pi\omega_p^2\chi_{1111}^{NR}/c^2k_pA_{p1}$ 为非线性系数, 将式 (3) 化简得:

$$\frac{dE_{ss}}{dz} = i\left(\gamma P - \frac{ig_0^{\parallel}(\Omega)P}{2}\right)[E_{ss} + E_{as}^* \exp(i\Delta k_2 z)], \quad (4)$$

对式 (4), a 与 s 互换, 可以得到反斯托克斯波光场振幅 E_{as}^* 变化表达式:

$$\frac{dE_{as}^*}{dz} = -i\left(\gamma P - \frac{ig_0^{\parallel}(\Omega)P}{2}\right)[E_{ss}^* + E_{as}^* \exp(-i\Delta k_2 z)], \quad (5)$$

为求解 (4), (5) 两式所构成的耦合方程, 引入以

下参量:

$$U = E_{ss}, V = E_{as}^*, \kappa = \gamma P - \frac{ig_0^{\parallel}(\Omega)P}{2},$$

则 (4), (5) 两式化简为:

$$\frac{dU}{dz} = i\kappa(U + Ve^{i\Delta k_2 z}), \quad \frac{dV}{dz} = i\kappa(V + Ue^{-i\Delta k_2 z}), \quad (6)$$

求解此耦合模方程, 得到:

$$U = E_{ss} = \varepsilon_{s1} \exp\left[\frac{\Delta k_2}{2} - i\left(\frac{\Delta k_2^2}{4} - \kappa\Delta k_2\right)^{\frac{1}{2}}\right] + \\ \varepsilon_{s2} \exp\left[\frac{\Delta k_2}{2} + i\left(\frac{\Delta k_2^2}{4} - \kappa\Delta k_2\right)^{\frac{1}{2}}\right],$$

$$V = E_{as}^* = \varepsilon_{a1} \exp\left[\frac{\Delta k_2}{2} - i\left(\frac{\Delta k_2^2}{4} - \kappa\Delta k_2\right)^{\frac{1}{2}} - \Delta k_2\right] + \\ \varepsilon_{a2} \exp\left[\frac{\Delta k_2}{2} + i\left(\frac{\Delta k_2^2}{4} - \kappa\Delta k_2\right)^{\frac{1}{2}} - \Delta k_2\right], \quad (7)$$

其中, $\varepsilon_{s1}, \varepsilon_{s2}, \varepsilon_{a1}, \varepsilon_{a2}$ 分别为满足边界条件的常数。

2.2 色散位移光纤

在单模双折射色散位移光纤中: 二阶色散 $\beta_2 = 0$, 需要考虑更高阶色散, 则:

$$\beta(\omega \pm \Omega) = \beta(\omega_p) \pm \Omega/v_g + \frac{1}{6}\beta_3\Omega^3 + \frac{1}{24}\beta_4\Omega^4, \quad (8)$$

二阶失配系数 Δk_2 的表达式为: $k_2 = 2\beta_s(\omega_p) - \beta_s(\omega_a) - \beta_s(\omega_s)$ 。 Ω 为泵浦波与斯托克斯波或反斯托克斯波的频率差, 对于斯托克斯波 $\Omega = (\omega_0 - \omega_s) > 0$, 而反斯托克斯波 $\Omega = (\omega_0 - \omega_a) < 0$, 则 Δk_2 的表达式可以写成:

$$\Delta k_2 = 2\beta_s(\omega_p) - \left[\beta_s(\omega_p) - \Omega/v_g - \frac{1}{6}\beta_3\Omega^3 + \frac{1}{24}\beta_4\Omega^4\right] - \left[\beta_s(\omega_p) + \Omega/v_g + \frac{1}{6}\beta_3\Omega^3 + \frac{1}{24}\beta_4\Omega^4\right] = \\ -\frac{1}{12}\beta_4\Omega^4. \quad (9)$$

2.3 定义增益系数

由式 (7), 定义:

$$\Delta K = \frac{\Delta k_2}{2} \pm i\left[\frac{\Delta k_2^2}{4} - \kappa\Delta k_2\right]^{\frac{1}{2}} = \\ \frac{\Delta k_2}{2} \pm i\left[\frac{\Delta k_2^2}{4} - \gamma P\Delta k_2 + \frac{ig_0^{\parallel}(\Omega)^2}{2}\right]^{\frac{1}{2}}, \quad (10)$$

斯托克斯波的增益系数为 ΔK 的虚部, 求解得:

$$G_{ss} = \frac{\sqrt{2}}{2} \cdot$$

$$\left(\gamma P\Delta k_2 - \frac{\Delta k_2^2}{4} + \sqrt{\left(\gamma P\Delta k_2 - \frac{\Delta k_2^2}{4}\right)^2 + \frac{g_0^{\parallel}(\Omega)^2 P^2 \Delta k_2^2}{4}}\right)^{\frac{1}{2}}. \quad (11)$$

根据实验研究,在平行于泵浦方向时拉曼增益呈洛伦兹函数规律变化,在垂直泵浦方向呈现为常数。对平行拉曼增益 $g_0^{\parallel}(\Omega)$ ⁷⁻⁸ 采用洛伦兹模型进行模拟,模拟出的 $g_0^{\parallel}(\Omega)$ 的归一化洛伦兹模型表达式为:

$$g_0^{\parallel}(\Omega) = \frac{1}{1.6} \left\{ \frac{10\Omega\tau -}{[(\Omega - 5)^2 + (0.1\omega_i)^2]^2} + \frac{50\tau}{0.04(\Omega - 5)^2\tau^2 + 0.55} \right\}, \quad (12)$$

式中: Ω 为泵浦波与斯托克斯波的频率差,取 $\frac{1}{\tau} = 32 \text{ fs}$, $\frac{1}{\omega_i} = 12.2 \text{ fs}$ 。图1给出了洛伦兹模型的归一化增益图像,将模拟出的 $g_0^{\parallel}(\omega)$ 和 $\Delta k_2 = -\frac{1}{12}\beta_4\Omega^4$

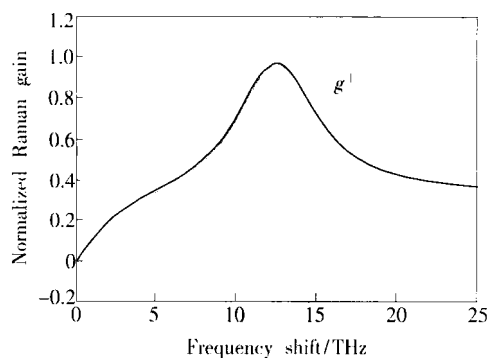


图1 拉曼增益呈洛伦兹模型的数值模拟

Fig. 1 Data simulated Lorentz model of the gain curve

代入式(11) G_{st} 中,最终得到关于参量放大和拉曼散射共同作用时的斯托克斯波增益 G_{st} 表达式:

$$G_{st} = \left\{ \frac{\frac{1}{3}\gamma P |\beta_4| \text{sgn}(\beta_4) \Omega^4 - \left[\frac{1}{12} |\beta_4| \text{sgn}(\beta_4) \Omega^4 \right]^2}{8} + \sqrt{\frac{\left[\frac{1}{3}\gamma P |\beta_4| \text{sgn}(\beta_4) \Omega^4 - \left(\frac{1}{12} |\beta_4| \text{sgn}(\beta_4) \Omega^4 \right)^2 \right]^2 + 4g_0^{\parallel 2}(\Omega) P^2 \left(\frac{1}{12} |\beta_4| \text{sgn}(\beta_4) \Omega^4 \right)^2}{8}} \right\}^{\frac{1}{2}}, \quad (13)$$

由 U, V 的结果,易知 $G_{st} = G_{in}$,下面根据不同变量观察对增益谱的影响。

3 计算结果分析与讨论

3.1 反常色散区中斯托克斯波和反斯托克斯波的增益频谱

在反常色散区,则方程(13)变为:

$$G_{st} = \frac{\sqrt{2}}{4} \left\{ -\frac{1}{3}\gamma P |\beta_4| \Omega^4 - \left[\frac{1}{12} |\beta_4| \Omega^4 \right]^2 + \sqrt{\left[-\frac{1}{3}\gamma P |\beta_4| \Omega^4 - \left(\frac{1}{12} |\beta_4| \Omega^4 \right)^2 \right]^2 + 4g_0^{\parallel 2}(\Omega) P^2 \left(\frac{1}{12} |\beta_4| \Omega^4 \right)^2} \right\}^{\frac{1}{2}}, \quad (14)$$

对于增益的表达式(14),选取 $|\beta_3| = 0.1 \text{ ps}^4/\text{km}$ 和 $|\beta_4| = 0.001 \text{ ps}^4/\text{km}$,观察 P 对增益的影响情况。图2为 $|\beta_4| = 0.1 \text{ ps}^4/\text{km}$, $\gamma = 46.6 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ 时,不同输入功率 $P[P = (1.0, 0.7, 0.5) \times 10^{11} \text{ W}/\text{cm}^2]$ 下的增益谱。发现当 β_4 较大时,在 $+\Omega$ (斯托克斯波) 和 $-\Omega$ (反斯托克斯波) 两个区域内,增益谱的变化情况不对称,可以明显看出对于同一输入功率 P ,斯托克斯波较反斯托克斯波 S 的频谱区域宽度较宽,峰值较强。随着输入功率的增大,斯托克斯波的频率区域加宽,峰值较反斯托克斯波增强明显,而反斯托克斯波的频谱宽度保持不变;并且,输入功率 P 值的大小决定峰值的强弱。

图3为 $|\beta_4| = 0.01 \text{ ps}^4/\text{km}$ 时,增益谱随输入功率 P (P 的取值同图2 相同) 的变化。可以看

出:斯托克斯波和反斯托克斯波的增益谱特征发生了很明显的变化,在相同输入功率下,斯托克斯波较反斯托克斯波的频谱宽度较宽、峰值较强;斯托克斯波频谱峰值随频移 Ω 的增加的趋势与 $|\beta_4| = 0.1 \text{ ps}^4/\text{km}$ 时不同,衰减的速度也没有图2中那么快;在反斯托克斯波的频谱的 $-\Omega$ 区域出现了两个区域,增益谱有两个峰值,远离中心频率的第二个增益的峰值比第一个出现的峰值更强,宽度更宽,且随输入功率的增大,峰值增强明显。

图4为输入功率一定时(输入功率 $P = 1.0 \times 10^{11} \text{ W}/\text{cm}^2$),增益谱随 $|\beta_4|$ 的变化情况。可以看到,当 $|\beta_4| = 0.1 \text{ ps}^4/\text{km}$ 时,斯托克斯波较反斯托克斯波的增益谱峰值相对较弱;当 $|\beta_4| = 0.01 \text{ ps}^4/\text{km}$ 时,斯托克斯波的增益谱峰值增强,

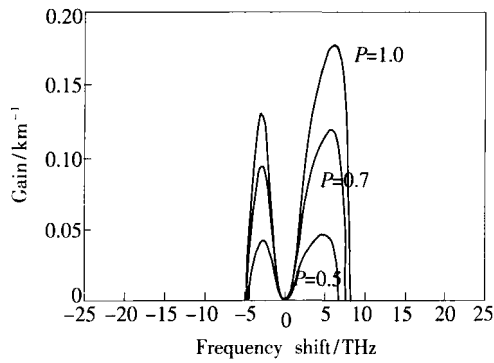


图 2 $\beta_4 = -0.1 \text{ ps}^4/\text{km}$, P 取不同值时, 增益系数 G 随频移 $\Omega/2\pi$ 的变化关系。

Fig. 2 Gain coefficient G changes with the frequency shift $\Omega/2\pi$ when $\beta_4 = -0.1 \text{ ps}^4/\text{km}$, for different values of P .

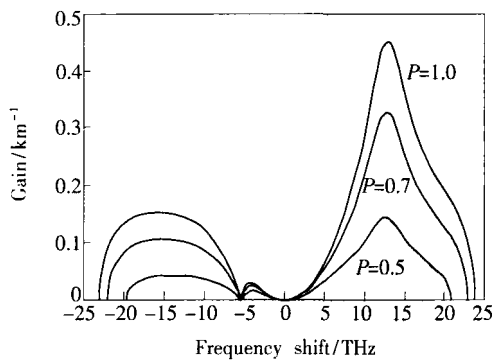


图 3 $\beta_4 = -0.001 \text{ ps}^4/\text{km}$, P 取不同值时, 增益系数 G 随频移 $\Omega/2\pi$ 的变化关系。

Fig. 3 Gain coefficient G changes with the frequency shift $\Omega/2\pi$ when $\beta_4 = -0.001 \text{ ps}^4/\text{km}$, for different values of P .

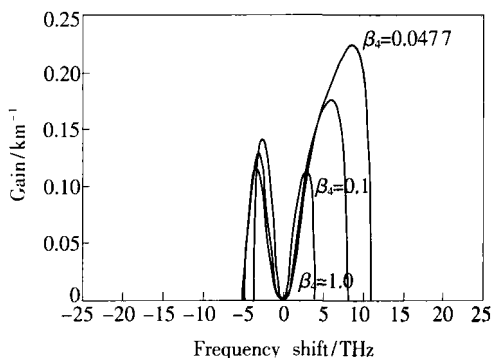


图 4 当 $P = 1.0 \times 10^{11} \text{ W}/\text{cm}^2$, β_4 取不同值时, 增益系数 G 随频移 $\Omega/2\pi$ 的变化关系。

Fig. 4 Gain coefficient G changes with the frequency shift $\Omega/2\pi$ when $P = 1.0 \times 10^{11} \text{ W}/\text{cm}^2$, for different values of β_4 .

斯托克斯波的增益谱峰值明显较反斯托克斯波的增益谱峰值强; 当 $|\beta_4|$ 继续减小时, 斯托克斯波

的增益谱峰值不断增强, 反斯托克斯波的增益谱峰值缓慢增加。总之, 当输入功率一定时, 在 $|\beta_4|$ 较大时, 斯托克斯波的增益谱峰值较反斯托克斯波的增益谱峰值弱, 随着 $|\beta_4|$ 的逐渐减小, 斯托克斯波的增益谱峰值不断增强, 宽度加宽; 而反斯托克斯波的增益谱峰值缓慢增加, 宽度相对变窄。对于输入功率 $P = 1.0 \times 10^{11} \text{ W}/\text{cm}^2$, 当 $|\beta_4| \geq 0.0477 \text{ ps}^4/\text{km}$ 时, 出现 2 个峰值, 当 $|\beta_4| < 0.0477 \text{ ps}^4/\text{km}$ 时, 出现 3 个峰值, 如图 5 所示, 图 5 为输入功率 $P = 1.0 \times 10^{11} \text{ W}/\text{cm}^2$, 当 $|\beta_4| = 0.045, 0.010, 0.005 \text{ ps}^4/\text{km}$ 时, 增益谱的变化, 当 $|\beta_4| = 0.045 \text{ ps}^4/\text{km}$ 接近临界数值时, 在反斯托克斯波频谱区域 $-5 \sim -10 \text{ THz}$ 内, 出现了一个弱峰值, 即 $|\beta_4| = 0.045 \text{ ps}^4/\text{km}$ 接近了临界数值所引起的。随着 $|\beta_4|$ 的继续减小, 其斯托克斯波的增益谱峰值不断增强, 频谱宽度加宽; 反斯托克斯波的增益谱峰也在增大, 频谱宽度加宽。

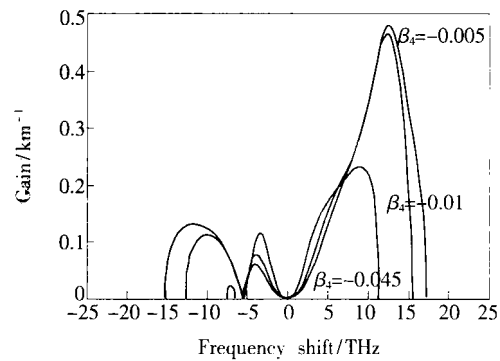


图 5 当 $P = 1.0 \times 10^{11} \text{ W}/\text{cm}^2$, β_4 取不同值时, 增益系数 G 随频移 $\Omega/2\pi$ 的变化关系。

Fig. 5 Gain coefficient G changes with the frequency shift $\Omega/2\pi$ when $P = 1.0 \times 10^{11} \text{ W}/\text{cm}^2$, for different values of β_4 .

3.2 斯托克斯波与反斯托克斯波之间能量耦合

当 $\Delta k_2 = -\frac{1}{12}\beta_4\Omega^4 \gg \kappa$ 时, 对式 (10) 进行泰

勒展开可得 $\Delta K_s = \frac{\Delta k_2}{2} - i\left(\frac{\Delta k_2}{2} - \kappa\right)$,

其中 $\kappa = \gamma P - \frac{ig_0^{\parallel}(\Omega)P}{2}$.

E_{st} 的表达形式可以写成 $E_{st} = \xi_s \exp i\Delta Kz$ 的形式, 求得:

$E_{st} = \xi_s \exp\left(\frac{\Delta k_2}{2} - \gamma P\right)z$ 。同理可求 $E_{as} =$

$\xi_a \exp\left(-\frac{\Delta k_2}{2} + \gamma P\right)z$, 得出:

$$|E_{\text{st}}/E_{\text{sx}}| = C \exp[-(\Delta k_2 - 2\gamma P)z] = C \exp\left\{-\left[\left(-\frac{1}{12}\beta_4\Omega^4\right) - 2\gamma P\right]z\right\}, \quad (15)$$

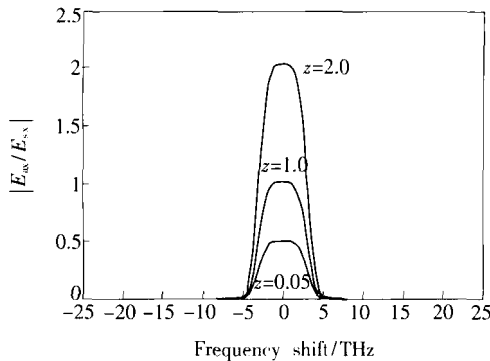


图6 当传输距离 z 取不同值时, $|E_{\text{st}}/E_{\text{sx}}|$ 随频移 $\Omega/2\pi$ 的变化

Fig. 6 For different values of distance z , $|E_{\text{st}}/E_{\text{sx}}|$ changes with the frequency shift $\Omega/2\pi$.

其中 $C = \xi_a/\xi_s$ 为能量常数,对于输入功率一定,给定非线性系数 γ 和色散系数 β_4 , C 为确定的常数,这里取 $C = 1$ 。图6给出 $|E_{\text{st}}/E_{\text{sx}}|$ 二者比值随频移 $\Omega/2\pi$ 和传输距离 z 的变化关系。

可以观察到传输距离 z 不仅影响 $|E_{\text{st}}/E_{\text{sx}}|$ 数值衰减的程度,而且还影响 $|E_{\text{st}}/E_{\text{sx}}|$ 峰值的大小;当传输距离一定时,发现 $|E_{\text{st}}/E_{\text{sx}}|$ 在较小区域内随频移的增加而迅速衰减到0。所以在 z 值一定时,通过改变频移 Ω 的大小,来改变反斯托克斯波与斯托克斯波的相对振幅,实现对斯托克斯波和反斯托克斯波进行选择性的输出,达到输出频率转换的目的。

3.3 正常色散区中斯托克斯波和反斯托克斯波的增益频谱

对于在正常色散区,将 $\text{sgn}(\beta_4) = 1$ 代入式(13)得:

$$G_{\text{sx}} = \frac{\sqrt{2}}{4} \left\{ \frac{1}{3} \gamma P |\beta_4| \Omega^4 - \left(\frac{1}{12} |\beta_4| \Omega^4 \right)^2 + \sqrt{\left[\frac{1}{3} \gamma P |\beta_4| \Omega^4 - \left(\frac{1}{12} |\beta_4| \Omega^4 \right)^2 \right]^2 + 4g_0^2(\Omega) P^2 \left(\frac{1}{12} |\beta_4| \Omega^4 \right)^2} \right\}^{\frac{1}{2}}, \quad (16)$$

可以用类似的方法进行讨论,在这里不再叙述。

4 结 论

单模双折射色散位移光纤中,当输入的强泵浦光为沿 x 轴方向偏振的线偏振光、不考虑斯托克斯波与反斯托克斯波之间正交偏振耦合时,引入模拟平行归一化拉曼增益 $g_0^{\parallel}(\Omega)$ 的洛伦兹模型,在参量放大和拉曼散射共同作用下,同偏振方向的斯托克斯波与反斯托克斯波的增益谱呈现出不对称现象,其增益谱与三色散系数 β_3 无关。

在反常色散区,当 $|\beta_4|$ 一定时,斯托克斯波

较反斯托克斯波的频谱区域宽度较宽、峰值较强,随着输入功率的增大,斯托克斯波的频率区域加宽,峰值较反斯托克斯波增强明显。当输入功率一定时,随着 $|\beta_4|$ 的减小,斯托克斯波的增益谱峰值和频谱宽度的增加速度明显较反斯托克斯波的增益谱大;并且,当 $|\beta_4|$ 较小时,反斯托克斯波增益谱出现双峰结构。根据反斯托克斯波和斯托克斯波的振幅之比 ($|E_{\text{st}}/E_{\text{sx}}|$) 的性质,在传输距离一定时,通过改变频移 Ω 的大小,来改变反斯托克斯波与斯托克斯波的相对振幅,实现对斯托克斯波和反斯托克斯波进行选择性的输出,达到输出频率转换的目的。

参 考 文 献:

- [1] Schenato L, Santagiustina M, Someda C G. Fundamental and random birefringence limitations to delay in slow light fiber parametric amplification [J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2008, **26**(2-24):3721-3726.
- [2] Trillo S, Wabnitz S. Parametric and Raman amplification in birefringent fibers [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1992, **9**(7): 1061-1082.
- [3] Chee J K, Liu J M. Polarization-dependent parametric and Raman processes in a birefringent optical fiber [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1990, **26**(3):541-542.
- [4] Morgan P N, Liu J M. Parametric four-photo mixing followed by stimulated Raman scattering with optical pulses in bire-

- fringent optical fibers [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1991, **27**(4):1011-1021.
- [5] Agrawal G P. *Nonlinear Fiber Optics: Application of Fiber Optics* [M]. Jia Dongfang, et al. Transl. 3rd ed. Beijing: Publishing House of Electronics Industry, 2002;27-30,130-133,245-249 (in Chinese).
- [6] Hsieh A S Y, Wong G K L, Murdoch S G, et al. Combined effect of Raman and parametric gain on single-pump parametric amplifiers [J]. *Optics Express*, 2007, **15**(3):8104-8114.
- [7] Lin Q, Agrawal G P. Raman response function for silica fibers [J]. *Optics Letters*, 2006, **31**(21):3086-3088.
- [8] Reid D T, Sibbett W, Dudley J M, et al. Commercial semiconductor devices for two photon absorption autocorrelation of ultrashort light pulses [J]. *Applied Optics*, 1998, **37**(34):8142-8144.
- [9] Zhao Yu, Zhao Deshuang, Liu Yongzhi. Analysis of fluorescens characteristic in high-energy pulsed fiber laser [J]. *Chin. J. Lumin.* (发光学报), 2008, **29**(5):891-896 (in Chinese).
- [10] Zhong Xianqiong, Xiang Anping, Luo Li, et al. Frequency chirps and spectra of chirped Gaussian optical pulses in case of negative quintic nonlinearity [J]. *Chin. J. Lumin.* (发光学报), 2007, **28**(1):13-17 (in Chinese).

Gain Spectra of Raman Scattering and Parametric Amplification in Birefringence Dispersion Shifted Fiber

JIA Wei-guo¹, YANG Sheng-ji², YIN Jian-quan¹, WANG Xu-ying¹,
ZHANG Jun-ping¹, FANG Guo-liang¹

(1. Institute of Physics Science and Technology Inner Mongolia University, Huhehaote 010021, China;

2. Beijing BOE Optoelectronics Technology Co. Ltd., Beijing 100080, China)

Abstract: Taking account of the coupling differential equations under the effect of Stokes and anti-Stokes for the pump wave linearly polarized and aligned with the x -axis direction, the gain coefficient for the Stokes and anti-Stokes have been derived from simultaneously act of stimulated Raman scattering and parametric amplification in the same x polarization. The Lorenz model of parallel gain coefficient is introduced in this equation. The correlation between the gain spectrum and correlative parameter studied in dispersion-shifted fiber. The conclusion shows that gain spectrum is dissymmetrical with the Stokes and anti-Stokes wave and has no relation with third-order dispersion. At the same time, the ratio of Stokes and anti-Stokes $|E_{sx}/E_{sx}|$ increases with frequency shift, then it rapidly reduced.

Key words: dispersion shifted fiber; stimulated Raman scattering; parametric amplification; gain coefficient; frequency shift

CLC number: TN253 **PACS:** 42.81.Dp **PACC:** 4281F **Document code:** A

DOI: 10.3788/fgxb20113205.0487