

文章编号: 0258-7025(2009)Supplement 1-0061-05

拉曼散射和偏振效应对光纤参量放大器增益的影响

李齐良 朱殷芳 金晶

(杭州电子科技大学通信工程学院通信与信息系统研究所, 浙江 杭州 310018)

摘要 研究了光纤的受激拉曼散射、偏振效应,对双抽运光纤参量放大器的增益的影响。由一组耦合方程模型推导出了增益表达式,得到的仿真结果表明:受激拉曼散射使光参量放大器的增益谱表现出不对称性,同时其峰值增益比不考虑受激拉曼散射效应时大;当两抽运光波长的差值增大时,信号峰值增益随之减小,平坦性变差;如果拉曼响应延迟时间越小,增益峰值就越大;当双折射因子越大,峰值增益越小。当考虑到偏振效应时,信号的增益和功率与信号偏振角度有关。当信号偏振方向与抽运光偏振方向一致时,信号增益最大,当信号偏振方向与抽运光偏振方向正交时,信号增益最小。

关键词 光纤光学; 光纤参量放大器; 耦合方程; 受激拉曼散射; 偏振效应; 四波混频

中图分类号 TN913.7; TN253 文献标识码 A doi: 10.3788/CJL200936s1.0061

The Impact of Stimulated Raman Scattering and Polarization Effect on the Gain of Fiber Optical Parametric Amplifier

Li Qiliang Zhu Yinfang Jin Jing

(Institute of Communication and Information, College of Communication, Hangzhou Dianzi University, Hangzhou, Zhejiang 310018, China)

Abstract We study the impact of stimulated Raman scattering (SRS) and polarization effect on the gain of fiber optical parametric amplifier. We find that the gain spectrum is asymmetrical because of the Raman scattering, contemporaneously, the gain peak value in SRS case is larger than that in no SRS case. When the difference of two pumps is increased, the gain peak value decreases and the gain flatness is worse. When the Raman response delay time decreases is, the gain peak value increases. The greater birefringence coefficient is, the smaller gain peak value is. Moreover, the polarization effect is considered, the signal gain and the signal power are dependent on the signal polarized angle, namely, the signal gain and the signal power reach maximum if the signal and the pumps are horizontally polarized, but they reach minimum if the signal and the pumps are orthogonally polarized.

Key words fiber optics; fiber-optical parametric amplifiers; coupling equations; stimulated Raman scattering; polarization effect; four-wave mixing

1 引 言

光纤参量放大器(Fiber optical parametric amplifier, FOPA)是基于非线性四波混频效应(Four-wave mixing, FWM)的光子器件,在参量过程中,当相位匹配条件得到满足时,在抽运光的作用下,小信号光将被放大,同时产生闲频光。FOPA因其高增益、大带宽、低噪音的优越特性,一直以来都是国内外的研究热点。除此之外,FOPA在光网络中的光波长转换、色散管理、全光采样以及全光信号处理等方面也有很大的应用潜力^[1,2]。

近年来人们对简单情形下单抽运光参量放大器的研究发现:传输光纤的非保偏性会引起偏振敏感性。当信号光与抽运光的偏振一致时,增益最大,而当信号光与抽运光的偏振正交时,增益最小^[3]。最近人们为了实现单抽运情形,放大器增益的偏振无关性,采用了一种偏振分集技术,这种方法利用在Sagnac环相向传输的信号与抽运波来抑制偏振效应,它的缺点是交叉相位调制而引起串话,以及闲频波频谱的展宽^[4,5]。对于均匀高非线性光纤,正交双抽运光纤参量放大器,其增益具有偏振无关性,人

基金项目: 浙江省科技计划项目(C31010)资助课题。

作者简介: 李齐良(1965—),男,博士,教授,主要从事光纤通信、非线性光纤光学等方面的研究。

E-mail: liqiliang2@yahoo.com.cn

们对它做了大量的研究^[6~8]。由于受外力、扭曲等因素的影响,一般高非线性光纤具有非均匀的特性,因此必须考虑高非线性光纤的双折射特性。

光纤中拉曼散射和参量放大受到人们的广泛研究。这些研究业已指出,两种单独的效应对全光放大是具有诱人的前景。近年来人们开始关注拉曼散射和参量过程的结合,并且开始了一些实验研究^[9~11]。

随着超大容量光纤通信技术的发展,超短脉冲在光纤中传输时,将会引起受激拉曼散射,这样光参量放大器在放大超短脉冲信号时,拉曼效应对参量

过程的影响就比较明显^[12,14]。本文从抽运光场、信号光场和闲频光场的耦合方程出发,研究受激拉曼散射(SRS)和偏振效应对双抽运光参量放大器的增益的影响。

2 理论模型

假设信号光偏振方向沿着 x 轴,闲频光沿着 y 轴,由 Maxwell 方程组,得到光纤中抽运光场、信号光场和闲频光场的耦合方程为^[15]

$$\frac{dA_1}{dz} = i\beta_1 A_1 + i\gamma(|A_1|^2 + \epsilon|A_h|^2)A_1 - \frac{\alpha}{2}A_1, \quad (1)$$

$$\frac{dA_h}{dz} = i\beta_h A_h + i\gamma(\epsilon|A_1|^2 + |A_h|^2)A_h - \frac{\alpha}{2}A_h, \quad (2)$$

$$\frac{dA_{1x}}{dz} = i\beta_1 A_{1x} + i\gamma(\eta_{11}|A_1|^2 + \epsilon f_{1h}|A_h|^2)A_{1x} + i\epsilon\gamma f_{2h}A_1 A_h A_{2y}^* e^{-i\Delta\beta z} - \frac{\alpha}{2}A_{1x}, \quad (3)$$

$$\frac{dA_{2y}^*}{dz} = -i\beta_2 A_{2y}^* - i\gamma(\epsilon f_{11}|A_1|^2 + \eta_{1h}|A_h|^2)A_{2y}^* - i\epsilon\gamma f_{21}A_1^* A_h^* A_{1x} e^{i\Delta\beta z} - \frac{\alpha}{2}A_{2y}^*, \quad (4)$$

这里, z 为光传输的距离, A_1, A_h 为两抽运光光场的幅度, A_{1x}, A_{2y} 分别为信号光和闲频光场的幅度。相对于零色散频率 ω_0, ω_1 和 ω_2 分别表示信号光和闲频光的角频率, ω_1 和 ω_h 分别表示两抽运光的角频率。 γ 为非线性系数, α 为光纤中的损耗, ϵ 为双折射参数, $\beta_j = \sum_m \frac{1}{m!} \beta_m (\omega_j - \omega_0)^m$ 为频率是 ω_j 的信号的传播常数。波矢失配 $\Delta\beta = \beta_1 + \beta_2 - \beta_1 - \beta_h$ 。定义 $\eta_{js} = f_R \tilde{H}(\omega_j - \omega_s)$, $f_{js} = 2 - f_R + \eta_{js}$, 其中 $\tilde{H}(\Omega)$ 的傅里叶变换是拉曼响应函数 $h_R(t)$ 。

上述方程中,假定抽运光的功率没有被耗尽,抽运光功率为 P_1, P_h , 那么(1)式和(2)式的解为

$$A_1 = \sqrt{P_1} \exp\left[-\frac{\alpha}{2}z + i\beta_1 z + i\gamma(P_1 + \epsilon P_h)L_{\text{eff}}\right], \quad (5)$$

$$A_h = \sqrt{P_h} \exp\left[-\frac{\alpha}{2}z + i\beta_h z + i\gamma(\epsilon P_1 + P_h)L_{\text{eff}}\right], \quad (6)$$

式中 $L_{\text{eff}} = (1 - e^{-\alpha})/\alpha$ 。将(5)式和(6)式代入(3)式和(4)式,得到

$$\frac{dA_{1x}}{dz} = i\beta_1 A_{1x} + i\gamma(\eta_{11}P_1 + \epsilon f_{1h}P_h)e^{-\alpha z} A_{1x} + i\epsilon\gamma f_{2h}e^{-\alpha z} \sqrt{P_1 P_h} A_{2y}^* e^{-i\theta} - \frac{\alpha}{2}A_{1x}, \quad (7)$$

$$\frac{dA_{2y}^*}{dz} = -i\beta_2 A_{2y}^* - i\gamma(\epsilon f_{11}P_1 + \eta_{1h}P_h)e^{-\alpha z} A_{2y}^* - i\epsilon\gamma f_{21}e^{-\alpha z} \sqrt{P_1 P_h} A_{1x} e^{i\theta} - \frac{\alpha}{2}A_{2y}^*, \quad (8)$$

式中 $\theta = [\Delta\beta - \beta_1 - \beta_h]z - \gamma(\epsilon + 1)(P_1 + P_h)L_{\text{eff}}$ 。为解(7)式和(8)式,令

$$A_{1x} = B_{1x} \exp\left[i\beta_1 z + i\gamma(\eta_{11}P_1 + \epsilon f_{1h}P_h)L_{\text{eff}} - \frac{\alpha}{2}z\right], \quad (9)$$

$$A_{2y}^* = B_{2y}^* \exp\left[-i\beta_2 z - i\gamma(\epsilon f_{11}P_1 + \eta_{1h}P_h)L_{\text{eff}} - \frac{\alpha}{2}z\right], \quad (10)$$

代入(7)式、(8)式,得

$$\frac{dB_{1x}}{dz} = i\epsilon\gamma \sqrt{P_1 P_h} f_{2h} \exp\{-\alpha z - i2\Delta\beta z + i\gamma L_{\text{eff}}(P_1 + P_h) - i\gamma L_{\text{eff}}\{\epsilon(f_{11} - 1) + \eta_{11}\}P_1 + [\epsilon(f_{1h} - 1) + \eta_{1h}]P_h\} B_{2y}^*, \quad (11)$$

$$\frac{dB_{2y}^*}{dz} = -i\epsilon\gamma \sqrt{P_1 P_h} f_{21} \exp\{-\alpha z + i2\Delta\beta z - i\gamma L_{\text{eff}}(P_1 + P_h) + i\gamma L_{\text{eff}}\{\epsilon(f_{11} - 1) + \eta_{11}\}P_1 + [\epsilon(f_{1h} - 1) + \eta_{1h}]P_h\} B_{1x}, \quad (12)$$

将波数失谐量定义为

$$K = 2\Delta\beta - \gamma(P_1 + P_h)e^{-\alpha z} + \gamma e^{-\alpha z} \{ [\epsilon(f_{11} - 1) + \eta_{11}]P_1 + [\epsilon(f_{1h} - 1) + \eta_{1h}]P_h \},$$

其中波矢失配定义为

$$\Delta\beta = \beta_1 + \beta_2 - \beta_l - \beta_h = -s_d(2\pi c) \frac{(\lambda + \lambda_d)}{\lambda_0^2} + \beta^{(2)}(2\pi c)^2 \frac{(\lambda^2 - \lambda_d^2)}{(2\lambda_0^4)} + \beta^{(4)} \frac{(2\pi c)^4 (\lambda^4 - \lambda_d^4)^{[16]}}{(24\lambda_0^8)},$$

这里 $\lambda = \lambda_s - \lambda_a = \lambda_a - \lambda_l$, $\lambda_a = (\lambda_l + \lambda_h)/2$ 和 $\lambda_d = (\lambda_h - \lambda_l)/2$ 分别为两抽运光的平均波长和半差波长^[16]。

λ_l 和 λ_h 分别为两抽运光的波长。 $s_d = [\beta_y^{(1)}(\lambda_a) - \beta_x^{(1)}(\lambda_a)]/2$, 为双折射因子。将(11)式、(12)式化为

$$\frac{d^2 B_{1x}}{dz^2} + (\alpha + iK) \frac{dB_{1x}}{dz} - \epsilon^2 \gamma^2 P_1 P_h f_{21} f_{2h} e^{-2\alpha z} B_{1x} = 0, \quad (13)$$

$$\frac{d^2 B_{2y}^*}{dz^2} + (\alpha - iK) \frac{dB_{2y}^*}{dz} - \epsilon^2 \gamma^2 P_1 P_h f_{21} f_{2h} e^{-2\alpha z} B_{2y}^* = 0, \quad (14)$$

为解(13)式和(14)式,引入 $B_{1x} = F_{1x} \exp\left[-1/2(\alpha z + i \int_0^z K dz)\right], \quad (15)$

$$B_{2y}^* = F_{2y}^* \exp\left[-1/2(\alpha z - i \int_0^z K dz)\right], \quad (16)$$

代入(13)式、(14)式,得 $d^2 F_{1x}/dz^2 - g^2 F_{1x} = 0, \quad (17)$

$$d^2 F_{2y}^*/dz^2 - g'^2 F_{2y}^* = 0, \quad (18)$$

式中 $g = \sqrt{\frac{(\alpha + iK)^2}{4} + \epsilon^2 \gamma^2 P_1 P_h f_{21} f_{2h} e^{-2\alpha z}}$, $g' = \sqrt{\frac{(\alpha - iK)^2}{4} + \epsilon^2 \gamma^2 P_1 P_h f_{21} f_{2h} e^{-2\alpha z}}$ 。则(17)式、(18)式的解为:

$$F_{1x} = C_1 \exp\left(\int_0^z g dz\right) + C_2 \exp\left(-\int_0^z g dz\right), \quad (19)$$

$$F_{2y}^* = D_1 \exp\left(\int_0^z g' dz\right) + D_2 \exp\left(-\int_0^z g' dz\right), \quad (20)$$

式中 C_1, C_2, D_1, D_2 为常数,利用边界条件可以得到

$$C_1 = \frac{1}{4g(0)} [\alpha + iK(0) + 2g(0)] A_{1x}(0) + \frac{i\epsilon\gamma(f_{2h} P_1 P_h)^{1/2}}{2g(0)} A_{2y}^*(0),$$

$$C_2 = -\frac{1}{4g(0)} [\alpha + iK(0) - 2g(0)] A_{1x}(0) - \frac{i\epsilon\gamma(f_{2h} P_1 P_h)^{1/2}}{2g(0)} A_{2y}^*(0),$$

$$D_1 = \frac{1}{4g'(0)} [\alpha - iK(0) + 2g'(0)] A_{2y}^*(0) - \frac{i\epsilon\gamma(f_{21} P_1 P_h)^{1/2}}{2g'(0)} A_{1x}(0),$$

$$D_2 = -\frac{1}{4g'(0)} [\alpha - iK(0) - 2g'(0)] A_{2y}^*(0) + \frac{i\epsilon\gamma(f_{21} P_1 P_h)^{1/2}}{2g'(0)} A_{1x}(0),$$

代入(19)式、(20)式,可得到

$$F_{1x} = \frac{[\alpha + iK(0)]}{2g(0)} \sinh\left(\int_0^z g dz\right) A_{1x}(0) + \cosh\left(\int_0^z g dz\right) A_{1x}(0) + \frac{i\epsilon\gamma(f_{2h} P_1 P_h)^{1/2}}{g(0)} \sinh\left(\int_0^z g dz\right) A_{2y}^*(0), \quad (21)$$

$$F_{2y}^* = \frac{[\alpha - iK(0)]}{2g'(0)} \sinh\left(\int_0^z g' dz\right) A_{2y}^*(0) + \cosh\left(\int_0^z g' dz\right) A_{2y}^*(0) - \frac{i\epsilon\gamma(f_{21} P_1 P_h)^{1/2}}{g'(0)} \sinh\left(\int_0^z g' dz\right) A_{1x}(0). \quad (22)$$

最后得到输出端信号对入射信号的归一化功率为

$$S_{1x} = \left| \frac{[\alpha + iK(0)]}{2g(0)} \sinh\left(\int_0^z g dz\right) + \cosh\left(\int_0^z g dz\right) \right|^2 \cdot \exp\{-2\alpha z + \gamma f_{Rz}(P_h - P_l) \operatorname{Im}[\tilde{H}(\omega_l - \omega_l)]\}; \quad (23)$$

由于对称性,也可以由信号的偏振方向沿 x 轴时的情况推导出信号的偏振方向沿 y 轴时的情况。输出端信号对入射信号的归一化功率为

$$S_{1y} = \left| \frac{[\alpha - iK(0)]}{2g'(0)} \sinh\left(\int_0^z g' dz\right) + \cosh\left(\int_0^z g' dz\right) \right|^2 \cdot \exp[-2\alpha z + \gamma f_{Rz}(P_l - P_h) \operatorname{Im}[\tilde{H}(\omega_l - \omega_h)]]; \quad (24)$$

如果信号光与抽运光的夹角为 φ , 那么信号的功率为

$$P(\omega, z) = P_s(0)S_{1x}\cos^2\varphi + P_s(0)S_{1y}\sin^2\varphi, \quad (25)$$

这里 $P_s(0)$ 为入射端信号的功率, $P(\omega, z)$ 为放大器某点信号的功率。信号的增益为

$$G_s = 10\lg \frac{P(\omega, z)}{P_s(0)}. \quad (26)$$

3 受激拉曼散射对信号增益的影响

假设信号光沿 x 轴方向偏振, 输出端信号的归一化功率可由(23)式表示。令二阶色散系数 $\beta_x^{(2)} \approx \beta_y^{(2)} \approx 1 \times 10^{-4}$ ps²/m, 四阶色散系数 $\beta_x^{(4)} \approx \beta_y^{(4)} \approx 1 \times 10^{-7}$ ps⁴/m, 非线性系数 $\gamma = 10 \times 10^{-3}$ /m · W, 光纤的损耗系数为 $\alpha = 0.2$ dB/km (0.046×10^{-3} /m), 光纤的长度 $L = 300$ m, 双折射参数 $\epsilon = 2/3$, 抽运光的功率为 $P_1 = P_2 = 1$ W, 零色散波长为 $\lambda_0 = 1550$ nm。拉曼响应延迟时间 $\tau = 76 \times 10^{-3}$ ps, 表征双折射特性的双折射因子 $s_d = 0.1$ ps/km, 两抽运光波长分别为 $\lambda_h = 1575$ nm, $\lambda_l = 1531.6$ nm。

图1中实线表示的是考虑SRS时FOPA的输出信号的增益, 虚线表示不考虑SRS时FOPA的输出信号的增益。可以看出, SRS使光参量放大器的增益谱表现出不对称性, 这是因为SRS使参量过程中的相位达到匹配, 引起这一区域内的增益增大, 产生了不对称性。同时其峰值增益比不考虑SRS时大, 但其平坦性比不考虑SRS时差。

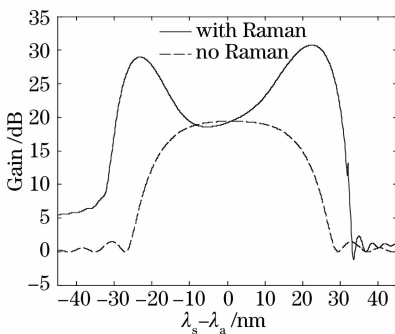


图1 考虑SRS和不考虑SRS的信号增益谱

Fig.1 Gain of the signal at FOPA output with SRS and without SRS

图2表示的是其他参量值不变, 两抽运光波长 λ_l 和 λ_h 分别取 $\lambda_l = 1535$ nm, $\lambda_h = 1570.6$ nm, $\lambda_l = 1532.3$ nm, $\lambda_h = 1578$ nm 和 $\lambda_l = 1526.4$ nm, $\lambda_h = 1582.3$ nm 时, 考虑SRS的FOPA的输出信号的增益谱。可见, 当两抽运光波长的差值增大时, 信号的峰值增益随之减小, 平坦性变差。

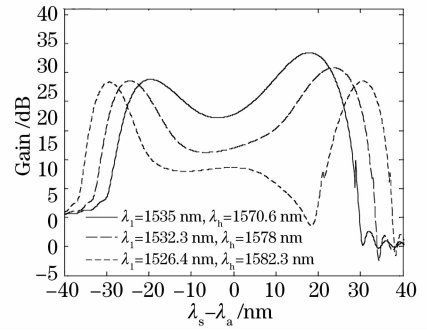


图2 取不同抽运光波长时的信号增益谱

Fig.2 Gain of the signal at FOPA output with different pumps wavelengths

图3表示的是其他参量值不变, 拉曼响应延迟时间 τ 分别取 76×10^{-3} ps, 126×10^{-3} ps 和 176×10^{-3} ps 时, 考虑SRS的FOPA的信号增益谱。可见, 如果拉曼响应延迟时间越小, 输出信号的增益峰值就越大, 平坦性越好。

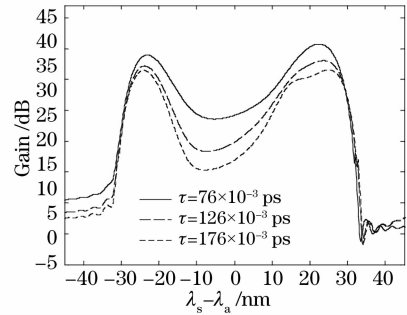


图3 拉曼响应延迟时间取不同值时的信号增益谱

Fig.3 Gain of the signal at FOPA output with different Raman response delay time

图4表示的是两抽运光波长分别为 $\lambda_h = 1575$ nm, $\lambda_l = 1531.6$ nm, 其他参量值不变, 双折射因子 s_d 分别取 -0.1×10^{-3} ps/m, -0.05×10^{-3} ps/m, 0.05×10^{-3} ps/m 和 0.1×10^{-3} ps/m 时, 考虑SRS的FOPA的输出信号增益谱。可以看出, 当双折射因子越大,

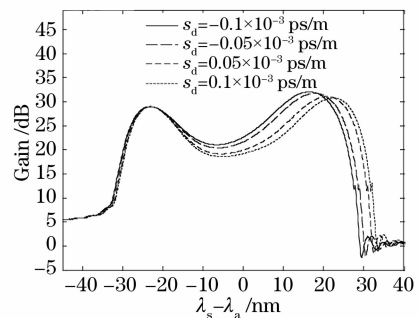


图4 双折射因子取不同值时的信号增益谱

Fig.4 Gain of the signal at FOPA output with different birefringence coefficient

峰值增益越小,带宽越宽。

4 偏振效应对信号增益的影响

假定信号光与抽运光的夹角为 φ , 信号的增益可以用(26)式表示。令二阶色散系数 $\beta_x^{(2)} \approx \beta_y^{(2)} \approx 1 \times 10^{-4}$ ps²/m, 四阶色散系数 $\beta_x^{(4)} \approx \beta_y^{(4)} \approx 1 \times 10^{-7}$ ps⁴/m, 非线性系数 $\gamma = 10 \times 10^{-3}$ /m · W, 光纤的损耗系数为 $\alpha = 0.2$ dB/km (0.046×10^{-3} /m), 光纤的长度 $L = 300$ m, 双折射参数 $\epsilon = 2/3$, 抽运光的功率为 $P_1 = P_2 = 1$ W, 零色散波长为 $\lambda_0 = 1550$ nm。拉曼响应延迟时间 $\tau = 76 \times 10^{-3}$ ps, 表征双折射特性的双折射因子 $s_d = 0.1$ ps/km, 两抽运光波长分别为 $\lambda_b = 1584$ nm, $\lambda_l = 1519.2$ nm。

图5表示考虑拉曼效应时, FOPA的信号增益与信号偏振角 φ 的关系, λ_s 分别取 1540 nm 和 1575 nm 时, 在 $\varphi = 0^\circ$ 和 180° 处, 信号增益最大, 在 $\varphi = 90^\circ$ 处, 信号增益最小。说明当信号偏振方向与抽运光偏振方向一致时, 信号增益最大, 当信号偏振方向与抽运光偏振方向正交时, 信号增益最小。

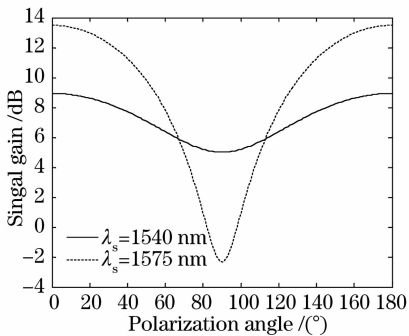


图5 信号增益与信号偏振角的关系

Fig. 5 The relation of the signal gain and the signal polarization angle

5 结 论

超大容量光纤通信技术的发展, 超短脉冲在光纤中传输时, 将会引起受激拉曼散射, 这样光参量放大器在放大超短脉冲信号时, 拉曼效应对参量过程的影响就比较明显。基于此, 本文研究了受激拉曼散射和偏振效应对双抽运光的光纤参量放大器增益的影响。论文首先从抽运光、信号光和闲频光4个耦合方出发, 推导了双抽运 FOPA 的增益解析表达式, 进而对其仿真, 并分析其增益特性。

研究表明, 光参量放大器的增益与受激拉曼散射、两抽运光波长的差值、拉曼响应延迟时间、信号偏振方向有关。受激拉曼散射使光参量放大器的增

益谱表现出不对称性, 同时其峰值增益比不考虑受激拉曼散射效应时大; 当两抽运光波长的差值增大时, 信号峰值增益随之减小, 平坦性变差; 如果拉曼响应延迟时间越小, 增益峰值就越大。当双折射因子越大, 峰值增益越小。

研究还表明, 当考虑到偏振效应时, 信号的增益和功率与信号偏振角度有关。增益谱和功率谱都呈双曲线分布, 当信号偏振方向与抽运光偏振方向一致时, 信号增益率最大, 当信号偏振方向与抽运光偏振方向正交时, 信号增益最小。

与文献[13~15]比较, 本文同时研究了非均匀光纤中的双折射效应, 和拉曼散射对光参量放大器增益的影响, 对超高速光纤通信系统中光参量放大器的研究设计具有现实意义。

参 考 文 献

- Hansryd J, Andrekson P A, Westlund M *et al.*. Fiber-based optical parametric amplifiers and their applications[J]. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, 2002, **8**(3): 506~518
- Li Qiliang, Li Yuanmin, Qian Sheng *et al.*. Gain of cascaded two-pump fiber-optical parametric amplifier with high order dispersion[J]. *Chinese J. Lasers*, 2006, **33**(6): 760~764
- 李齐良, 李院民, 钱 胜等. 具有高阶色散双抽运级联光纤参量放大器的增益[J]. *中国激光*, 2006, **33**(6): 760~764
- Kyo Inoue. Polarization effect on four-wave mixing efficiency in a single-mode fiber [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1992, **28**(4): 883~894
- Wong K K Y, Marhic M E, Uesaka K *et al.*. Polarization-independent fiber optical parametric amplifier[C]. *Optoelectronic and Communications Conf.*, 2001. 609~610
- Ho M C, Marhic M E, Wong K K Y *et al.*. Narrow linewidth idler generation in fiber four-wave-mixing and parametric amplification by dithering two pumps in opposition of phase[J]. *J. Lightwave Technol.*, 2002, **20**(3): 469~476
- C. J. Mckinstrie, S. Radic. Two-pump fiber parametric amplifier[J]. *Opt. Fiber Technol.*, 2003, **9**(1): 7~23
- S. Radic, C. J. Mckinstrie. Parametric amplifiers driven by two pump wave with dissimilar frequencies[J]. *Opt. Lett.*, 2002, **27**(13): 1138~1140
- 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]. *Opt. Express*, 2007, **15**(13): 8104~8114
- Golovchenko E, Mamyshev P V, Pilipetskii A N *et al.*. Mutual influence of the parametric effects and stimulated Raman scattering in optical fibers[J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1990, **26**(10): 1815~1820
- Vanholsbeek F, Emplit P, Coen S. Complete experimental characterization of the influence of parametric four-wave mixing on stimulated Raman gain[J]. *Opt. Lett.*, 2003, **28**(20): 1960~1962
- Marazzi L, Parolari P, Seghizzi S *et al.*. Raman-generated pump impact on optical parametric amplification[J]. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 2004, **16**(1): 78~80
- Lin Q, Yaman F, Agrawal Govid P *et al.*. Raman-induced polarization-dependent gain in parametric amplifiers pumped with orthogonally polarized lasers [J]. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 2006, **18**(2): 397~399
- Hsieh A S Y, Murdoch S G, Coen S *et al.*. Influence of Raman susceptibility on parametric amplification in optical fibers[J]. *Opt. Lett.*, 2007, **32**(5): 521~523
- G. P. Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics*, Optics and Photonics Series[M]. Academic, San Diego, Calif., 2001
- Mckinstrie C J, Radic S, Xie C *et al.*. Phase conjugation driven by orthogonal pump waves in birefringent fibers[J]. *Opt. Soc. Am. B*, 2003, **20**(7): 1437~1446