

文章编号: 0253-2239(2006)04-0600-5

光纤拉曼放大器中增益的偏振相关特性研究*

张敏明 刘德明 王 英 黄德修

(华中科技大学光电子工程系, 武汉 430074)

摘要: 提出了一种改进的、可用于计算偏振相关拉曼增益的光纤拉曼放大器的非线性耦合波方程。建立了单模双折射光纤拉曼增益的数学模型, 分析了线偏振抽运光以与光纤快轴成 45° 激励的单模双折射光纤拉曼放大器模型与实际具有随机双折射的光纤拉曼放大器的拉曼增益偏振相关特性的等价性。基于上述模型, 提出了一个可定量表征单模光纤偏振模色散统计特性的拉曼增益偏振相关因子, 用以替代常规的光纤拉曼放大器非线性耦合波方程中的偏振相关因子。计算结果与已报道文献的实验数据非常吻合。同时对抽运增益在同向和反向抽运方式下截然不同的增益偏振相关特性给出了合理的解释。

关键词: 非线性光学; 光纤拉曼放大器; 偏振相关增益; 非线性耦合波方程; 双折射

中图分类号: TN25 文献标识码: A

Study on the Polarization Dependent Gain of Fiber Raman Amplifiers

Zhang Minming Liu Deming Wang Ying Huang Dexiu

(Department of Optoelectronic Engineering, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074)

Abstract: A set of improved nonlinear coupled-wave equations describing the properties of fiber Raman amplifiers is developed, which can be applied to calculate the polarization dependent Raman gain. The mathematical model of the Raman gain in single-mode birefringence optical fiber is presented by coupling mode theory. The equivalence between the single-mode birefringence fiber Raman amplifiers excited at 45° with the fast axis by a linearly polarized pump and the practical fiber Raman amplifiers with randomly varying birefringence is discussed. A polarization dependent factor expressing the statistical properties of the polarization mode dispersion in single mode optical fibers quantitatively is developed to substitute the one employed in the normal fiber Raman amplifier coupled nonlinear equations. The results of numerical simulations are accordant with the reported experimental data. The differences of the polarization dependent gains between the copropagating and counterpropagating pump are discussed.

Key words: nonlinear optics; fiber Raman amplifier; polarization dependent gain; nonlinear coupled-wave equations; birefringence

1 引 言

通常采用的拉曼增益系数是指在抽运光和斯托克斯(Stokes)光互为平行偏振情况下的增益系数。M. C. Tobin 等^[1]通过实验发现在拉曼谐振腔中, 垂直偏振条件下的增益系数比平行偏振将近小一个数量级。但即便是最好的所谓“单模”通信光纤也存在双折射, 其取向和强度是随机变化的, 从而把光场从当前的偏振本征态转化成另一个本征态。在一段

长光纤中, 拉曼增益将呈现出某种平均, 在数值上近似等于最大偏振增益的一半。

有趣的是, 在同样的实验条件下, 同向(copropagating)抽运和相向(counterpropagating)抽运会得到截然不同的增益偏振相关特性。Anders Berntson 等^[2]采用单波长抽运在 15 km 色散补偿光纤(CDF)上观察到了这种差异: 同向抽运时偏振相关增益(PDG)依然显著, 最大可达 3 dB 的

* 国家 863 计划(2002AA31228Z)资助课题。

作者简介: 张敏明(1977~), 男, 江西人, 华中科技大学光电子工程系博士研究生, 主要从事非线性光纤光学、光纤放大器与激光器方面的研究。E-mail: mmz@hust.edu.cn

收稿日期: 2004-12-27; 收到修改稿日期: 2005-11-07

差异,而反向抽运时的偏振相关增益差异很小,近乎可以认为是偏振无关的。Daniel Mahgerefteh 等^[3]以峰值功率 10W 的短脉冲进行抽运,在偏振模色散(PMD)相差很大的两种光纤上进一步显现了拉曼增益的偏振相关增益特性,同向抽运下的增益差值可达 16 dB。最近 S. Popov 等^[4]在基于色散补偿光纤的集总式光纤拉曼放大器(FRA)上还观察到了相向抽运方式下仍会产生一定程度的偏振相关增益。

对于光纤拉曼放大器的偏振相关增益现象,一般的解释是^[3~6],由于光纤随机双折射引起的偏振模色散会在一定程度上解除抽运光和斯托克斯光的偏振相关性,光纤越长、偏振模色散越大,解相关作用越强,增益的偏振相关也就越弱。而同向抽运的这种解相关作用远小于相向抽运,因而在相对较长的光纤上产生了大得多的偏振相关增益差异。R. H. Stolen 在文献^[7]中作了基本的物理图景和理论分析,最新的研究结果将偏振相关增益定量研

究集中在偏振模色散理论上^[8,9],应该说这是分析偏振相关增益最根本的方法,但是还存在一些问题:首先算法复杂度比较高,其次与光纤拉曼放大器仿真常用的非线性耦合波方程的联系在相关文献中没有得到清晰的体现。

2 耦合波理论

首先考察一根单模双折射光纤,设快轴方向单位矢量为 \mathbf{x} ,慢轴方向单位矢量为 \mathbf{y} 。假设线偏振的抽运光以与光纤快轴成 45° 夹角入射,则抽运光矢量以一定的拍长 L_B 沿传输方向作各态历经。由于增益系数取决于抽运光矢量与斯托克斯光矢量的投影交叉部分,上述各态历经对增益的影响可等价于普通光纤的随机双折射两矢量夹角的各态历经。

单模双折射光纤中前向散射的抽运和斯托克斯场分布^[7,10]:

$$\mathbf{E}_p = [\mathbf{x}A_x \exp(ik_{px}z) + \mathbf{y}A_y \exp(ik_{py}z)] \cdot \psi \left(\frac{8\pi}{nc} \right)^{1/2} \cdot \exp(-i\omega_p t), \quad (1)$$

$$\mathbf{E}_s = \exp\left(\frac{\gamma z}{2}\right) [\mathbf{x}B_x \exp(ik_{sx}z) + \mathbf{y}B_y \exp(ik_{sy}z)] \cdot \psi \left(\frac{8\pi}{nc} \right)^{1/2} \cdot \exp(-i\omega_s t), \quad (2)$$

其中 A_x, A_y 和 B_x, B_y 分别为抽运和斯托克斯光沿双折射光纤两个主轴方向的复振幅; k_{px}, k_{py}, k_{sx} 和 k_{sy} 为对应的传播常量; γ 为增益系数; n 为折射率; c 为真空中的光速; ω_s, ω_p 为斯托克斯光和抽运角频率; t 为时间; z 为传输方向距离;假设标量模场 ψ 对抽运和斯托克斯光和两个偏振态均相等,则:

$$\int \psi^2 r \cdot dr d\theta = 1, \quad (3)$$

小信号增益条件下,可忽略抽运消耗,则可以推导出下述耦合波方程:

$$\gamma B_x = \beta |A_x|^2 B_x + \beta A_x A_y^* B_y K, \quad (4)$$

$$\gamma B_y = \beta |A_y|^2 B_y + \beta A_y A_x^* B_x K, \quad (5)$$

其中耦合常数 β 为

$$\beta = \frac{32\pi^2 G \omega_s^2}{nk c^3} \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} \psi^4 r dr d\theta, \quad (6)$$

因子 K 是光纤长度 L , 光纤双折射 δn 和抽运-斯托克斯频移的函数:

$$K = \int_0^L \frac{\exp(i\Delta k z)}{L} dz = \exp\left(i \frac{\Delta k L}{2}\right) \frac{\sin(\Delta k L/2)}{\Delta k L/2}, \quad (7)$$

其中:

$$\Delta k = (k_{px} - k_{py}) - (k_{sx} - k_{sy}) = 2\pi \delta n \delta \nu, \quad (8)$$

回到我们的模型激励条件,线偏振抽运光以 45° 角入射,设抽运光强为 P ,则有

$$A_x = A_y^*, \quad (9)$$

$$|A_x|^2 = |A_y|^2 = P/2, \quad (10)$$

将(7)式~(10)式代入(4)式,(5)式,可以解得

$$\gamma = \frac{1 \pm K}{2} \beta P, \quad (11)$$

这里引入参量 l_p , 即光纤偏振长度:

$$l_p = \frac{c}{\delta n \cdot \delta \nu}, \quad (12)$$

它表征了光纤中抽运光和斯托克斯光偏振失配(走离)的程度。

显然,当 $L \ll l_p$ 时,由(7)式、(8)式可知 $K \approx 1$, 这样解(11)式得 $\gamma = \beta P$ 或 $\gamma = 0$, 此时的偏振相关增益非常显著;当 $L \gg l_p$ 时,有 $K \approx 0$, 这样解得 $\gamma = \beta P/2$, 这意味着(4)式、(5)式已完全解耦合,即在双折射光纤的两个主轴上具有同样的增益系数。这与通常的光纤拉曼放大器仿真计算时增益系数取值是一致的。

有了上述模型,可以将(11)式表示的增益系数代替通常数值仿真模型中的增益系数,得到光纤拉曼放大器中偏振相关增益的数值描述。

3 放大器模型与数值分析

目前已被广泛使用的光纤拉曼放大器仿真模型是建立在下述非线性耦合方程上的^[10,11]：

$$\pm \frac{dP_k}{dz} = -\alpha_k P_k + \sum_{j=1}^{k-1} \frac{g_{\nu_j}(\nu_j - \nu_k)}{K_{\text{eff}} A_{\text{eff}}} P_j P_k - \sum_{j=k+1}^{m+n} \frac{\nu_k}{\nu_j} \frac{g_{\nu_k}(\nu_k - \nu_j)}{K_{\text{eff}} A_{\text{eff}}} P_j P_k, \quad (13)$$

其中 $g_{\nu_i}(\Delta\nu) = g_R(\Delta\nu) \cdot \nu_i/\nu_0$, ($i = j, k$), 而 $g_R(\Delta\nu)$ 即为频率 ν_0 的抽运光得到的(偏振)拉曼增益谱。 A_{eff} 为光纤有效截面积, K_{eff} 为偏振系数。如前所述, 在光纤长度很长的情况下, 一般取 $K_{\text{eff}} = 2$ 。

由(11)式可以推出

$$K_{\text{eff}} = [(1 \pm K)/2]^{-1}, \quad (14)$$

一般地, 拉曼中心频移 $\delta\nu_0$ 取 13.2 THz, 代入 δn , 可求得相应的偏振长度为

$$l_{p0} = \frac{c}{\delta n \cdot \delta\nu_0}, \quad (15)$$

(14) 式中因子 K 的表达式为

$$K = \exp\left(i\pi \frac{L}{l_p}\right) \frac{\sin[\pi(L/l_p)]}{\pi(L/l_p)}, \quad (16)$$

其中 l_p 为抽运光和探测光的频率间隔 $\Delta\nu = (\nu_j - \nu_i)$ 对应的偏振长度：

$$l_p = l_{p0} \cdot \delta\nu_0 / (\nu_j - \nu_i). \quad (17)$$

采用四阶龙格-库塔(Runge-Kutta)方法^[12]求解(13)式, 其中 $g_R(\Delta\nu)$ 采用八段近似, 具体算法^[13]不再赘述。值得注意的是在迭代计算时, 步长不宜太长, 否则相当于对偏振沿传输方向取平均。仿真结果如图 1~图 8 所示, 其中纵坐标均为拉曼增益。

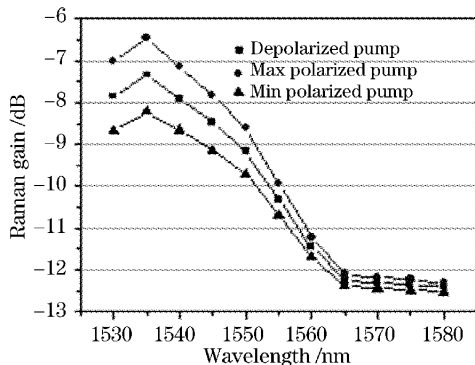


图 1 同向单抽运($\lambda_p = 1438$ nm)偏振模色散为 0.22 ps 的色散补偿光纤的仿真拉曼增益谱

Fig.1 The simulated Raman gain spectra with single copropagating pump ($\lambda_p = 1438$ nm) in dispersion compensation fiber (DCF) with polarization mode dispersion (PMD) of 0.22 ps

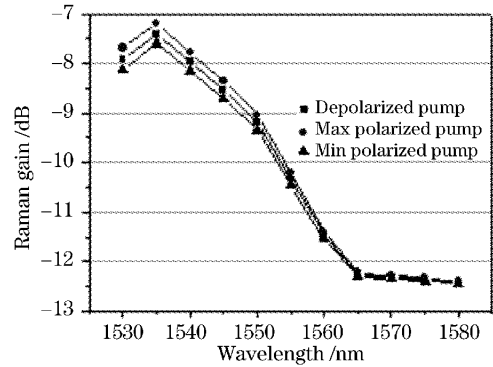


图 2 相向单抽运($\lambda_p = 1438$ nm)偏振模色散为 0.22 ps 的色散补偿光纤的仿真拉曼增益谱

Fig.2 The simulated Raman gain spectra with single counterpropagating pump ($\lambda_p = 1438$ nm) in DCF with PMD of 0.22 ps

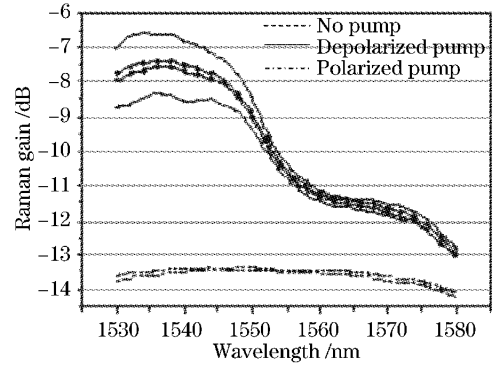


图 3 同向单抽运($\lambda_p = 1438$ nm)偏振模色散为 0.22 ps 的色散补偿光纤的实测拉曼增益谱

Fig.3 The measured Raman gain spectra with single copropagating pump ($\lambda_p = 1438$ nm) in DCF with PMD of 0.22 ps

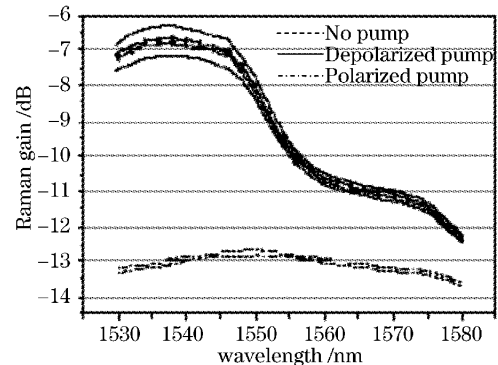


图 4 相向单抽运($\lambda_p = 1438$ nm)偏振模色散为 0.22 ps 的色散补偿光纤的实测拉曼增益谱

Fig.4 The measured Raman gain spectra with single counterpropagating pump ($\lambda_p = 1438$ nm) in DCF with PMD of 0.22 ps

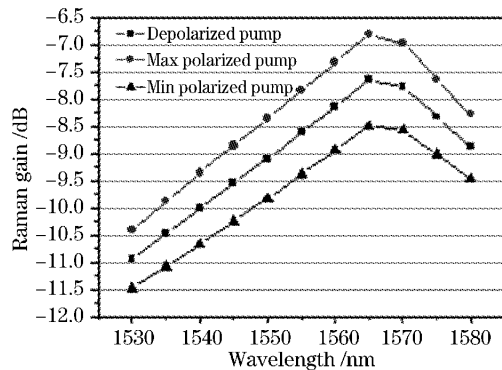


图 5 同向单抽运($\lambda_p = 1466$ nm)偏振模色散为 0.22 ps 的色散补偿光纤的仿真拉曼增益谱

Fig. 5 The simulated Raman gain spectra with single copropagating pump ($\lambda_p = 1466$ nm) in DCF with PMD of 0.22 ps

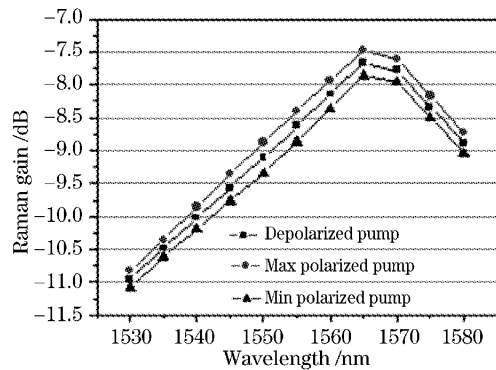


图 6 相向单抽运($\lambda_p = 1466$ nm)偏振模色散为 0.22 ps 的色散补偿光纤的仿真拉曼增益谱

Fig. 6 The simulated Raman gain spectra with single counterpropagating pump ($\lambda_p = 1466$ nm) in DCF with PMD of 0.22 ps

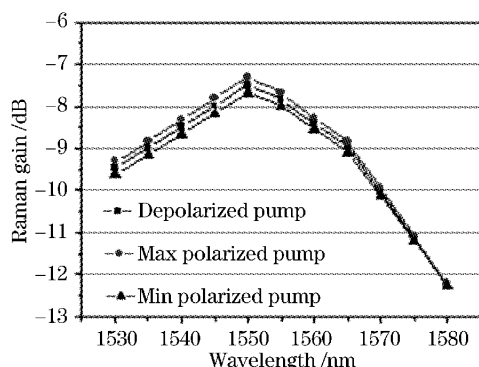


图 7 同向单抽运($\lambda_p = 1452$ nm)偏振模色散为 0.22 ps 的色散补偿光纤的仿真拉曼增益谱

Fig. 7 The simulated Raman gain spectra with single copropagating pump ($\lambda_p = 1452$ nm) in DCF with PMD of 0.22 ps

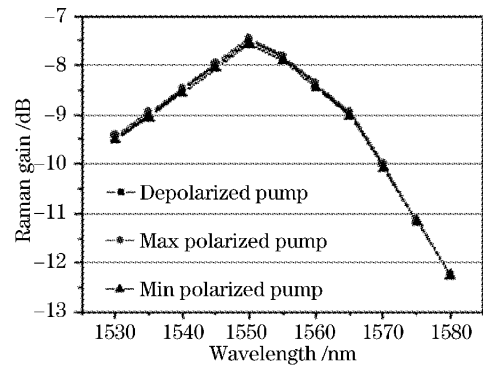


图 8 相向单抽运($\lambda_p = 1452$ nm)偏振模色散为 0.22 ps 的色散补偿光纤的仿真拉曼增益谱

Fig. 8 The simulated Raman gain spectra with single counterpropagating pump ($\lambda_p = 1452$ nm) in DCF with PMD of 0.22 ps

仿真方案采用了与文献[4]同样的抽运设置:光纤长度 10 km,解偏抽运即偏振合波抽运,是指用两只功率为 55 mW 的同一波长偏振正交合波作为抽运源,等效于 $K_{\text{eff}} = 2$ 的情况,这也是目前商用光纤拉曼放大器普遍采用的抽运方式;偏振抽运是指单波长抽运激光器为线偏振输出,单管出纤功率 110 mW。为方便起见,假设无抽运时信号增益均为 -13.5 dB,即光纤损耗对所有波长为常量。

从以上各图的比较可以看出,仿真结果与文献[4]给出的实验数据吻合得很好,尤其体现在偏振抽运方式下偏振增益的差值及其变化趋势上,这说明本模型和数学方法应用到实际情况下由具有随机双折射的普通增益光纤构成的光纤拉曼放大器中是可行的。

4 讨 论

4.1 光纤偏振长度

这里只讨论由(15)式定义的 l_{p0} 。是根据文献[4]提供的平均偏振模色散数据估算得到的。

$$\langle \Delta \tau \rangle = L \cdot \delta n / c, \quad (18)$$

其中 $L = 10$ km,为被测光纤长度。

将(18)式代入(15)式可得

$$l_p = L / (\langle \Delta \tau \rangle \cdot \delta \nu). \quad (19)$$

如果取中心拉曼频移 $\delta \nu_0 = 13.2$ THz,则 0.22 ps 和 0.72 ps 的偏振模色散对应的的光纤偏振长度分别为 3.44 km 和 1.05 km。相对 10 km 的光纤长度,前者引起的偏振相关增益差显然要比后者大很多,但在计算中也发现后者仍存在约 0.3 dB 偏振

增益差异。

值得讨论的是相向抽运情况, $k_{sx} \rightarrow -k_{sx}$, $k_{sy} \rightarrow -k_{sy}$, 于是(8)式就变成了 $\Delta k = (k_{px} - k_{py}) + (k_{sx} - k_{xy}) = 2\pi\delta n(\bar{\nu}_p + \bar{\nu}_s) = 2\pi\delta n(2\bar{\nu}_p - \delta\nu_0)$, 以 $\bar{\lambda}_p = 1438 \text{ nm}$ 计算, 若 $\langle \Delta\tau \rangle$ 取 0.22 ps , l_{p0} 约等于 110 m , 即约 1% 光纤总长, 此时仍可以从计算结果观察到较小偏振相关增益的, 这与文献[4]的实验结果是一致的。

同向抽运条件下 $l_{p0} \propto \delta n^{-1}$, 因此 δn 对 l_{p0} 的影响很大, 文献[3]就采用了 Corning 的偏振模式色散极小的一种光纤, 这样同向抽运的偏振相关增益会急剧增强就不难理解了。

4.2 短波长区的增益随偏振的波动

观察图 1 和图 4, 会发现增益随斯托克斯光偏振态的波动在 13.2 THz 之前的值一直比较大, 而且递减速率很小, 而长波长方向的差值随着斯托克斯波长的增加迅速减小并接近于 0。这种仿真结果在文献[4]中得到准确地体现, 但文献[2, 3]的偏振相关增益差在短波方向也迅速降为零了。

从(17)式可以发现, 斯托克斯波长越小(大于抽运波长), $(\nu_j - \nu_i)$ 越趋于零, 这种趋势会与增益系数随波长减小的递减相互抵消, 因此可以判断上述在两种矛盾的情况中后者是不合理的。

5 结 论

本文提出了一种全新的计算光纤拉曼放大器偏振相关增益的数理模型, 基本原理是用线偏振的抽运光与双折射光纤主轴成 45° 激励的双折射光纤拉曼放大器去近似实际应用中双折射随机变化的光纤拉曼放大器。利用单模双折射光纤耦合波方程推导出的增益系数表达式, 代替基于非线性耦合方程的光纤拉曼放大器数学模型中的用偏振相关系数 K_{eff} 补偿的增益系数。在此基础上定量分析了同向和相

向抽运方式下拉曼增益的偏振相关性, 计算结果与已报道文献的实验数据吻合得很好, 从而印证了本模型的合理性。

参 考 文 献

- 1 M. C. Tobin, T. Baak. Raman spectra of some low-expansion glasses[J]. *J. Opt. Soc. Am.*, 1968, **58**(11): 1459~1461
- 2 Anders Berntson, Sergei Popov, Evgeny Vanin *et al.*. Polarisation dependence and gain tilt of Raman amplifiers for WDM systems[J]. *J. Opt. Soc. Am.*, 2000, **M12**: 1~3
- 3 Daniel Mahgerefteh, Hsiao-Yun Hu, D. L. Butler. Effect of randomly varying birefringence on the Raman gain in optical fibers[C]. *Proc. CLEO*, 1997, **CTHW5**: 447
- 4 S. Popov, E. Vanin, G. Jacobsen. Influence of polarization mode dispersion value in dispersion-compensating fibers on the polarization dependence of Raman gain[J]. *Opt. Lett.*, 2002, **27**(10): 848~850
- 5 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
- 6 G. J. Foschini, C. D. Poole. Statistical theory of polarization dispersion in single mode fiber [J]. *J. Lightwave Technol.*, 1991, **9**(11): 1439~1457
- 7 R. H. Stolen. Polarization effects in fiber Raman and Brillouin lasers[J]. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1979, **QE-15**(10): 1157~1160
- 8 H. H. Kee, C. R. S. Fludger, V. Handerek. Statistical properties of polarization dependent gain in fiber Raman amplifiers[C]. *OFC2002*, 2002, **70**: 180~181
- 9 Qiang Lin, G. P. Agrawal. Vector theory of stimulated Raman scattering and its application to fiber-based Raman amplifiers[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2003, **20**(8): 1616~1631
- 10 Victor E. Perlin, Herbert G. Winful. Optimal design of flat-gain wide-band fiber Raman amplifiers[J]. *J. Lightwave Technol.*, 2002, **20**(2): 250~254
- 11 Yasuhiro Aoki. Properties of fiber Raman amplifiers and their applicability to digital optical communication systems [J]. *J. Lightwave Technol.*, 1988, **6**(7): 1225~1239
- 12 Nie Tiejun. *Numerical Calculation Method* [M]. Beijing: Press of University of Tsinghua, 1990 (in Chinese)
- 13 Jianhua Chang, Mingde Zhang, Xiaohan Sun. An improved calculation method for fiber Raman amplifier equations with multi-wavelength pumping[J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2004, **2**(8): 441~444