

双泵浦光子晶体光纤参量放大研究*

张瑞宝^{1,2} 刘红军¹ 杨延龙¹ 赵 卫¹ 王屹山¹ 陈国夫¹ 李永放² 董淑福³

(1 中国科学院西安光学精密机械研究所瞬态光学与光子技术国家重点实验室,西安 710068)

(2 陕西师范大学物理学与信息技术学院,西安 710061)

(3 空军工程大学电讯工程学院,西安 710077)

摘 要 利用光子晶体光纤在不同零色散波长附近具有不同色散的特性,研究了在零色散波长为 780 nm 和 1550 nm 附近的双泵浦光子晶体光纤参量放大过程. 在 780 nm 附近,讨论了零色散波长变化对双泵浦光子晶体光纤参量放大的影响. 数值模拟结果表明:当零色散波长发生微小的变化时,信号增益谱带宽会发生很大的变化. 当两泵浦光之间的波长差值减小时,零色散波长的变化对参量放大的影响在很大程度上可以得到抑制,但是增益带宽会有一定的减小. 依据这一原理,在 1550 nm 附近设计光子晶体光纤中的色散平坦光纤参量放大,在 5 m 长的光子晶体光纤中,当峰值功率为 10 W 时,得到了增益为 65 dB,带宽达到 420 nm 且极为平坦的增益谱.

关键词 光子晶体光纤;光参量放大;色散平坦;零色散波长

中图分类号 TN256 **文献标识码** A

0 引言

随着密集波分复用(DWDM)光通信网络技术的迅速发展,在实际应用中对光放大器提出了越来越高的要求. 传统的掺铒光纤放大器(EDFA)无论从增益带宽、增益水平或饱和输出功率^[1]等方面都已经不能适应未来光传送网中技术的发展. 而基于光纤非线性效应的全光放大技术以其高增益、宽带宽、具有相敏特性^[2]和多路信号同时放大的能力以及低噪音指数等显著优点在光通信领域引起了人们的关注. 光纤参量放大(FOPA)是利用光纤中的非线性特性产生四波混频(FWM)的过程,其相位匹配条件可以在光纤的零色散波长(λ_0)附近得到满足. 文献[3]报道了强非线性光纤(HNLF)中的单泵浦 FOPA 实验中获得了 65 dB 的峰值增益,带宽超过了 400 nm. 但是,单泵浦的 FOPA 增益平坦性差,不利于 FOPA 在光通信中的应用.

近来光子晶体光纤(PCF)以其独特的性能给 FOPA 带来了新的途径. 文献[4]首次报道了在 PCF 中的单泵浦 FOPA 实验,当峰值功率为 6 W,零色散波长 λ_0 在 750 nm 附近时,在长度为 6 m 的 PCF 中获得 13 dB 的增益. 光子晶体光纤由于具有奇异的色散特性^[5,6],通常具有两个或多个零色散波长^[7,8],不同的零色散波长附近具有不同的色散,而相位失配常量与色散有关,因此在不同零色散波

长附近光参量放大的增益、带宽、增益谱平坦性就有很大的不同. 本文主要研究了零色散波长在 780 nm 和 1550 nm 附近的双泵浦光纤参量放大过程,详细讨论了参量放大特性,设计出了带宽非常宽而且增益极为平坦的双泵浦光子晶体光纤参量放大(PCFOPA),它在 1550 nm 附近的增益带宽超过了 400 nm,平均增益可以达到 65 dB.

1 基本理论

要完全描述双泵浦的 FOPA 非常复杂,但是根据四波混频原理,通常泵浦光与信号、闲频光之间自动满足相位匹配,即 $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 + \omega_4$,其中 ω_j ($j=1 \sim 4$)分别代表两泵浦光、信号光和闲频光的频率,在这个条件下,根据非线性薛定谔方程(NLSE)可以写出振幅沿光纤(z)变化的微分方程组^[9,10]

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} = -\frac{\alpha}{2} A_1 + i\gamma(|A_1|^2 + C|A_2|^2 + 2|A_3|^2 + C|A_4|^2)A_1 + iC\gamma A_2 A_3 A_4^* e^{-i\Delta\phi} \quad (1)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} = -\frac{\alpha}{2} A_2 + i\gamma(C|A_1|^2 + 2|A_2|^2 + C|A_3|^2 + |A_4|^2)A_2 + iC\gamma A_1 A_3^* A_4 e^{-i\Delta\phi} \quad (2)$$

$$\frac{\partial A_3}{\partial z} = -\frac{\alpha}{2} A_3 + i\gamma(2|A_1|^2 + C|A_2|^2 + |A_3|^2 + C|A_4|^2)A_3 + iC\gamma A_1 A_2^* A_4 e^{i\Delta\phi} \quad (3)$$

$$\frac{\partial A_4}{\partial z} = -\frac{\alpha}{2} A_4 + i\gamma(C|A_1|^2 + |A_2|^2 + C|A_3|^2 + 2|A_4|^2)A_4 + iC\gamma A_1^* A_3 A_4 e^{i\Delta\phi} \quad (4)$$

式中, C 为一常量,当光源采用两平行偏振泵浦光时 $C=2$,采用两正交偏振泵浦光时 $C=2/3$. 本文选择 $C=2$,即两泵浦光偏振平行,而 γ 为光纤非线性系

*国家自然科学基金(批准号 60408002)和陕西省自然科学基金 2004F02 资助课题

Tel: 029-88887601 Email: liuhongjun@opt.ac.cn

收稿日期: 2005-04-29

数. 令 $P_{1,2,3,4}(z) = |A_{1,2,3,4}(z)|^2$ 为功率, $\phi_{1,2,3,4}(z)$ 为相位, 则 $A_j = \sqrt{P_j} \exp(i\phi_j)$, $j \in \{1, 2, 3, 4\}$, 将上述条件带入式(1)~(4), 可以写出功率随光纤(z)变化的方程组为

$$\frac{dP_1}{dz} = -\alpha P_1 - 4\gamma \sqrt{P_1 P_2 P_3 P_4} \sin \theta \quad (5)$$

$$\frac{dP_2}{dz} = -\alpha P_2 - 4\gamma \sqrt{P_1 P_2 P_3 P_4} \sin \theta \quad (6)$$

$$\frac{dP_3}{dz} = -\alpha P_3 + 4\gamma \sqrt{P_1 P_2 P_3 P_4} \sin \theta \quad (7)$$

$$\frac{dP_4}{dz} = -\alpha P_4 + 4\gamma \sqrt{P_1 P_2 P_3 P_4} \sin \theta \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\phi}{dz} = & \Delta\beta + \gamma(P_1 + P_2 - P_3 - P_4) + \\ & 4\gamma(-\sqrt{P_2 P_3 P_4/P_1} - \sqrt{P_1 P_3 P_4/P_2} + \\ & \sqrt{P_1 P_2 P_4/P_3} + \sqrt{P_1 P_2 P_3/P_4}) \cos \theta \quad (9) \end{aligned}$$

式中 $\theta(z) = \Delta\beta z + \phi_1(z) + \phi_2(z) - \phi_3(z) - \phi_4(z)$ 为四波之间的相位差值, α 为光纤损耗, $\Delta\beta$ 是在低功率条件下的波矢量失配常量, 可以写为

$$\Delta\beta = \beta(\omega_3) + \beta(\omega_4) - \beta(\omega_1) - \beta(\omega_2) \approx \beta_{2c}[(\omega_3 - \omega_c)^2 - \omega_d^2] + \beta_{4c}[(\omega_3 - \omega_c)^4 - \omega_d^4/12] \quad (10)$$

而 $\omega_c = (\omega_1 + \omega_2)/2$ 是两泵浦光的中心频率(对应的中心波长为 $\lambda_c = 2\pi c/\omega_c$), $\omega_d = (\omega_1 - \omega_2)/2$ 是两泵浦光频率的半差值, β_{2c} 和 β_{4c} 给出了在中心频率附近的二阶和四阶色散, 它们与光纤零色散波长(λ_0)附近的三阶和四阶色散之间的关系为 $\beta_{2c} \approx \beta_3(\omega_c - \omega_0) + \beta_4(\omega_c - \omega_0)^2/2$, $\beta_{4c} \approx \beta_4$, $\omega_0 = 2\pi c/\lambda_0$, c 为光速.

当相位失配常量 $\kappa = \Delta\beta + \gamma(P_1 + P_2)$ 等于零时, 相位完全匹配, 此时增益将达到最大值. 如果定义 FOPA 增益带宽为两个最大峰值之间的宽度(为简单起见, 本文只考虑到二阶色散), 由于两泵浦光中心波长 λ_c 与信号波长 λ_s 相等时对应较小的准参量增益, 所以增益带宽取决于 λ_c 与 λ_0 之间的差值, 由相位匹配条件, 即 $\kappa = \Delta\beta + \gamma(P_1 + P_2) = 0$, 得到

$$\lambda_c - \lambda_s = \sqrt{\frac{\gamma(P_1 + P_2)}{(2\pi\lambda_0^2)(dD/d\lambda)(\lambda_c - \lambda_0)}} \quad (11)$$

可以看出, 增益带宽与零色散波长(λ_0)和两泵浦光中心波长(λ_c)之间的差值有关, 如果沿着光传播方向的零色散波长是定值, 那么在一个相对较宽的波长范围内, 比较容易使相位失配常量 κ 保持在接近于零的值, 因此可以得到一个较宽的增益谱; 但是, 如果零色散波长在沿着光纤的方向上是变化的, 那么 β_{2c} 将随着零色散波长的变化而变化, 此时要保持相位失配常量 $\kappa = 0$ 将比较困难. 从下面的数值模拟将发现, 由于 FOPA 的相位敏感特性, 当零色散波长发生很小的变化时, 增益带宽会发生很大的变化.

因此, 要使 PCFOPA 能得到实际应用, 关键是如何在零色散波长随机波动的情况下使它对增益带宽的影响减小. 研究表明: 如果改变两泵浦光之间的波长差值时, 增益带宽也将发生变化, 说明允许零色散波长在一定的范围内变化的同时调整两泵浦光之间的波长差值, FOPA 的增益将会有很大的改善. 由文献[7, 8]可知, 对于具有两个或多个零色散波长的光子晶体光纤, 在不同的零色散波长附近它们的色散特性有很大的不同. 在 780 nm 附近, 零色散波长变化比较大, 可能的零色散波长从 743 nm~780 nm, 因此讨论零色散波长的变化对参量放大的影响将变得很重要; 而在 1550 nm 附近, 零色散波长的变化比较小, 色散斜率也比较小, 并且 1550 nm 波段的 FOPA 在多路信道、密集波分复用(简称 DWDM)技术中的应用非常有前景, 因此在此波段将主要讨论 FOPA 的增益曲线的展宽和平坦设计.

2 数值模拟

2.1 在 780 nm 附近的 FOPA

在 780 nm 附近, 根据文献[11]PCF 的色散参量可以选取为: $\beta_2 = -12.759 \text{ ps}^2/\text{km}$, $\beta_3 = 8.1186 \times 10^{-2} \text{ ps}^3/\text{km}$, $\beta_4 = -1.3215 \times 10^{-4} \text{ ps}^4/\text{km}$, 非线性系数 $\gamma = 80 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$, 光纤损耗设为 35 dB/km, 两泵浦光波的波长分别为 770 nm 和 792 nm, 两泵浦光之间的波长差值为 22 nm, 泵浦光峰值功率设为 10 W, 光纤的长度为 5 m, 对 1 μW 的信号进行放大, 得到零色散波长取不同值时增益随波长变化的曲线如图 1. 由图 1 可知, 当两泵浦光波长之间的差值保持 22 nm 时, 随着零色散波长(λ_0)与两泵浦光中心波长(λ_c)之间差值的减小, 信号光的增益谱线逐渐变宽, 并且趋于平坦. 当零色散波长与两泵浦光中心波长之间的差值为零时增益谱极为平坦, 平均增益 61 dB, 并且带宽达到了 75 nm. 而当零色散波长(λ_0)与两泵浦光中心波长(λ_c)之间的差值仅为

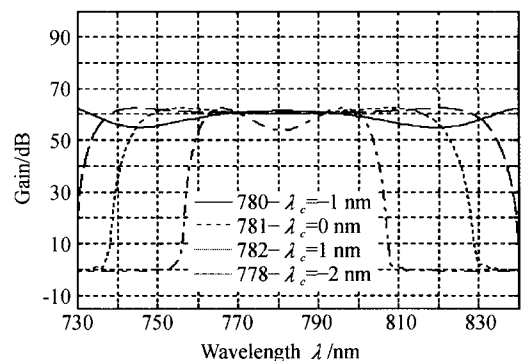


图 1 在同一光纤中, 零色散波长取不同值时增益
Fig. 1 In the same fiber, the gain spectrum with different zero dispersion wavelength

1 nm 时,带宽减小到 50 nm,而且增益不再平坦.因此可以看出,零色散波长的波动对光纤参量放大的影响很大.

然而,图 1 中的划线(—)是理想状况下的数值模拟,实际中光纤零色散波长不可能保持为定值,即使在一定范围内光纤色散保持近似常量,零色散波长也会发生微小的变化.这种微小的变化势必会影响到参量放大过程,因此如何减小这种变化,将决定着 FOPA 的最终实用化.图 2 表示两泵浦光之间的波长差取不同值时增益谱随信号波长变化的情况.

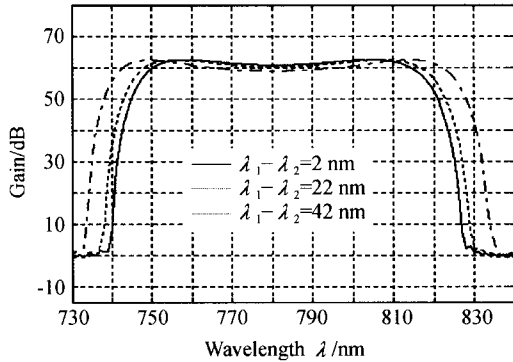


图 2 在同一光纤中,两泵浦光波长之间的波长差值(不同值时的增益 $\lambda_0=780$ nm)
Fig. 2 In the same fiber, the gain spectrum with different wave length separation between the two pumps ($\lambda_0=780$ nm)

由图 2 可知,当两泵浦光之间的波长差值较小时,增益的平坦性较好.然而,虽然通过减小两泵浦光之间的波长差值改进了增益曲线的平坦性,同时也减小了增益的带宽.从实际应用来看,零色散波长与泵浦光中心波长之间的差值不可能保持非常小的数值,通常零色散波长的变化选定在 5 nm 以内,而两泵浦光之间的波长差值选定在 50 nm 以内即可.根据上面的分析,在 780 nm 附近,假设 $\lambda_1 - \lambda_2 = 22$ nm,两泵浦光中心波长与零色散波长之间的差

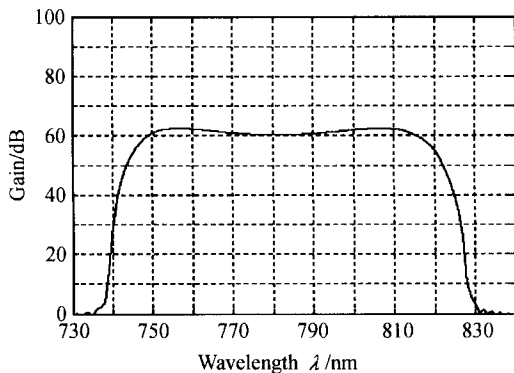


图 3 在 780 nm 附近, $\lambda_c - \lambda_0 = 22$ nm, 两泵浦光中心波长与零色散波长之间的差值为 1 nm 时增益
Fig. 3 Near 780 nm, the gain spectrum with $\lambda_c - \lambda_0 = 22$ nm, and the wavelength separation between the central wavelength of the two pumps and the zero dispersion wavelength is 1 nm

值为 1 nm 时,数值模拟得到增益谱如图 3. 由图 3 可以看到,增益谱从 750 nm 到 810 nm,带宽达到 65 nm,增益平均峰值为 61 dB,并且增益谱非常平坦.

2.2 在 1550 nm 附近的 FOPA

根据文献[12]可知,在 1550 nm 附近,光子晶体光纤的色散斜率($dD/d\lambda$)非常小,大约在 $0.03 \sim 0.004$ ps/nm² km,选取光纤零色散波长为 1558 nm,非线性系数 $\gamma=80$ W⁻¹ km⁻¹,损耗为 35 dB/km,光纤长度为 5 m,泵浦光功率为 10 W. 在选取泵浦光时,根据 2.1 中对 780 nm 附近 FOPA 的数值模拟可以看到,当两泵浦光之间的波长差值在 50 nm 以内时即可,因此选择两泵浦光的波长分别为 1540 nm、1580 nm. 当 $\lambda_c - \lambda_0 < 100$ nm 时,可以忽略数量级小于 10^{-4} ps⁴/km 的四阶色散 β_4 ,而只存在二阶色散对增益的影响,这样 $\Delta\beta$ 可以写成

$$\Delta\beta = \frac{2\pi c}{\lambda_0^2} \frac{dD}{d\lambda} (\lambda_c - \lambda_0)(\lambda_c - \lambda_s)^2 \quad (12)$$

当色散斜率比较小时可以得到较宽的带宽,非线性系数 γ 取较大值时可以获得较大的增益,但是当 PCF 的色散斜率比较小时,非线性系数 γ 却不能取较大值,只能选择其一.例如选择色散斜率的值为 0.004 ps/nm² km,非线性系数 $\gamma=20$ W⁻¹ km⁻¹ 时,得到 1μ W 信号放大的增益谱如图 4. 从图 4 中可以看出,增益从 1300 nm 到 1840 nm,带宽达到 540 nm,增益平均峰值 11 dB,并且增益非常平坦.需要说明的是,如果 λ_c 非常接近 λ_0 时,需要考虑四阶色散或更高阶的色散,此时增益带宽会减小,模拟结果给出了 PCF 中 OPA 的趋势.

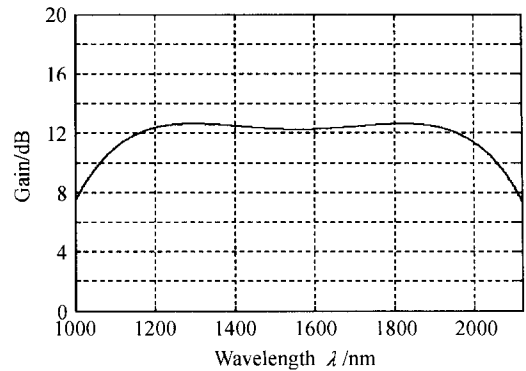


图 4 当 $\gamma=20$ W⁻¹ km⁻¹, $dD/d\lambda=0.004$ ps/nm² km 时, 1550 nm 附近光纤参量放大增益
Fig. 4 Near 1550 nm, the gain spectrum of fiber parametric amplification with $\gamma=20$ W⁻¹ km⁻¹, $dD/d\lambda=0.004$ ps/nm² km

当选择非线性系数 $\gamma=80$ W⁻¹ km⁻¹,而色散斜率值为 0.03 ps/nm² km 时,同样利用 5 m 长的光子晶体光纤对 1μ W 的信号进行放大,得到的增益曲线如图 5. 由图 5 可知,增益从 1350 nm 到

1770 nm, 带宽达到 420 nm, 而增益平均峰值可以达到 65 dB, 并且增益谱线非常平坦. 尽管文献[2]利用单泵浦光纤参量放大器得到了增益带宽超过 400 nm, 增益平均峰值 65 dB 的增益谱, 但它采用了 30m 长的高非线性光纤(HNLF), 泵浦光功率为 20 W, 而且增益曲线波动非常大, 增益平坦性差, 不利于实际应用, 而本文只利用了 5 m 长的光子晶体光纤和 10 W 的泵浦功率就达到了相同增益峰值和增益带宽, 并且增益谱非常平坦.

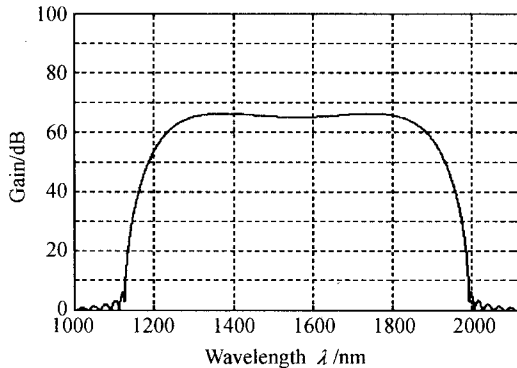


图 5 当 $\gamma=80 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$, $dD/d\lambda=0.03 \text{ ps/nm}^2 \text{ km}$ 时, 1550 nm 附近光纤参量放大增益

Fig. 5 Near 1550 nm, the gain spectrum of fiber parametric amplification with $\gamma=80 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$, $dD/d\lambda=0.03 \text{ ps/nm}^2 \text{ km}$

3 结论

本文主要利用光子晶体光纤在不同的零色散波长附近具有不同的色散特性, 分别讨论在零色散波长分别为 780 nm 和 1550 nm 附近的双泵浦光纤参量放大过程. 通过分析讨论 780 nm 波长附近的双泵浦光纤参量放大发现, 零色散波长的变化对光纤参量放大的影响很大, 而两泵浦光之间波长的差值对参量放大也有一定的影响, 当适当的调整零色散波长(λ_0)与泵浦光中心波长(λ_c)之间的差值和两泵浦光之间波长的差值时, 可以得到较宽的增益带宽; 依据这一原理, 在 1550 nm 附近模拟双泵浦光子晶体光纤参量放大过程, 结果表明在 5 m 长的光子晶体光纤中, 当泵浦光功率为 10 W 时, 可得到增益 65 dB, 带宽 420 nm 的极为平坦的增益谱.

参考文献

1 Cao H, Sun J Q, Chen G J, *et al.* Study on unique saturation properties in fiber optical parametric amplifiers. *Acta Photonica Sinica*, 2005, **34**(12): 226~229

2 Kenneth K, Wong Y, Michel E M, *et al.* Polarization-independent two-pump fiber optical parametric amplifier. *IEEE Photonic Technology*, 2002, **14**(7): 911~913

3 Michel E M, Kenneth K W, Leonid G K. Wide-band tuning of the gain spectra of one-pump fiber optical parametric amplifier. *IEEE Journal of Selected Topic in Quantum Electronics*, 2004, **10**(5): 1133~1140

4 Sharping J E, Fiorentino M, Coker A, *et al.* Four-wave mixing in microstructure fiber. *Optics Letters*, 2001, **26**(14): 1048~1050

5 杨广强, 张霞, 林建飞, 等. 高折射光子晶体光纤偏振模式色散测量. *光子学报*, 2005, **34**(8): 1133~1136
Yang G Q, Zhang X, Lin J F, *et al.* *Acta Photonica Sinica*, 2005, **34**(8): 1133~1136

6 贾俊明, 陈明阳, 向阳, 等. 光子晶体光纤的纤芯等效半径分析. *光子学报*, 2005, **34**(1): 102~105
Jia J M, Chen M Y, Xiang Y, *et al.* *Acta Photonica Sinica*, 2005, **34**(1): 102~105

7 Thomas V A, Karen M H, Carsten K N, *et al.* Continuous-wave wavelength conversion in a photonic crystal fiber with two zero-dispersion wavelengths. *Optics Express*, 2004, **12**(17): 4113~4122

8 Andres P, Ferrende A, Silveair E, *et al.* Dispersion and polarization properties in photonic crystal fibers, Proc. 4th IEEE International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON 2002), Warsaw, Poland, 2002, **2**(4): 98~103

9 Hansryd J, Andrekson P A, Westlund M, *et al.* Fiber-based optical parametric amplifiers and their applications. *IEEE Journal of Selected Topic in Quantum Electronics*, 2002, **8**(3): 506~516

10 Kinstrie C J M, Radic S. Phase-sensitive amplification in a fiber. *Optics Express*, 2004, **12**(20): 4973~4979

11 Dudley J M, Stephane C. Fundamental limits to few-cycle pulse generation from compression of supercontinuum spectra generated in photonic crystal fiber. *Optical Society of America*, 2004, **12**(11): 2423~2428

12 倪屹, 王青, 张磊, 等. 光子晶体光纤参量放大的理论模拟. *中国激光*, 2004, **31**(3): 310~312
Ni Y, Wang Q, Zhang L, *et al.* *Chinese Journal of Lasers*, 2004, **31**(3): 310~312

Research of Two-pump Optical Parametric Amplification Using Photonic Crystal Fiber

Zhang Ruibao^{1,2}, Liu Hongjun¹, Yang Yanlong¹, Zhao Wei¹, Wang Yishan¹,
Chen Guofu¹, Li Yongfang², Dong Shufu³

¹ State Key Laboratory of Transient Optics and Photonics Technology, Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics,
Chinese Academy of Sciences, Xi'an 710068

² College of Physics and Information Technology, Shaanxi Normal University, Xi'an 710061

³ Telecommunication Engineering Institute, Air Force Engineering University, Xi'an 710077

Received date: 2005-04-29

Abstract Using the different dispersion characteristic of the photonic crystal fiber around different zero dispersion wavelength, the photonic crystal fiber optical parametric amplification was researched with two-pump lasers around 780 nm and 1550 nm. Near 780 nm, the impacts of zero dispersion wavelength fluctuations on two-pump photonic crystal fiber optical parametric amplification were investigated, and numerical simulations show that the signal gain bandwidth will vary greatly as the zero dispersion wavelength has a very little change. When the wavelength separation between the two pumps decreased, the impacts of zero dispersion wavelength fluctuations on two-pump photonic crystal fiber optical parametric amplification were restrained to a large extent, but the amplifier bandwidth will have some reduction. Based on this principle, the dispersion flattening optical parametric amplification was designed around 1550 nm. With pump power of 10 W, the gain of fiber optical parametric amplification can reach 65 dB in only 5 m photonic crystal fiber, meanwhile the bandwidth reaches 420 nm, and the gain spectrum is very flattened.

Keywords Photonic crystal fiber; Optical parametric amplification; Flattened dispersion; Zero dispersion wavelength



Zhang Ruibao was born in 1981 and received the Bachelor's Degree from School of Physics and Information Technology, Shaanxi Normal University. Now he is a graduate student for the Master's Degree in Shaanxi Normal University, and the major interests focus on the fiber optical parametric amplification and nonlinear optics.