

文章编号: 0258-7025(2010)03-0708-05

# 基于光纤的太赫兹产生技术

周 平 范滇元

(中国科学院上海光学精密机械研究所高功率激光物理国家实验室, 上海 201800)

**摘要** 提出了一种新型的基于普通单模光纤的太赫兹辐射源。采用频率差在太赫兹范围的双波长激光器进行抽运, 利用光纤的四波混频效应, 得到结构紧凑、同时频率可调的连续波太赫兹辐射源。采用耦合波理论, 详细分析了普通单模石英光纤中的四波混频过程, 得到了太赫兹波输出功率的解析表达式。结果表明, 抽运功率为 1 kW 时, 可获得的太赫兹辐射峰值功率达到 60 mW。该方案提供了一种新型的高功率、紧凑型、连续输出的太赫兹辐射源。

**关键词** 非线性光学; 太赫兹辐射源; 四波混频; 单模光纤; 双波长激光器

中图分类号 O437 文献标识码 A doi: 10.3788/CJL20103703.0708

## Terahertz Generation Based on Optical Fibers

Zhou Ping Fan Dianyuan

(The National Laboratory for High Power Laser Physics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China)

**Abstract** This paper proposes theoretically a novel terahertz source based on the conventional single-mode optical fibers. Utilizing four-wave-mixing effect in optical fibers and the dual-wavelength laser as the pump source, a compact, wide-tunable continuous wave (CW) terahertz source is constructed. The four-wave mixing process has been discussed in detail through the coupled-wave theory, and the analytical expression of terahertz output power is obtained. It is shown that when the pump power is 1 kW, the terahertz peak power is about 60 mW. This scheme provides a possibility to realize a high-power and compact CW terahertz source.

**Key words** nonlinear optics; terahertz radiation source; four-wave mixing; single-mode optical fibers; dual-wavelength laser

## 1 引 言

太赫兹辐射通常是指频率在 0.1~10 THz 的电磁波, 波长介于微波与红外辐射之间。太赫兹所处的特殊地位使其具有许多独特的性质, 因而在通信、国防、生物、医学、无损检测、超快计算等方面都具有广泛的应用前景。近十几年来, 随着超快激光技术的迅速发展, 包括太赫兹辐射源、探测器和应用技术在内的太赫兹技术得到了蓬勃发展, 尤其对于辐射源的研究, 世界各国都相当重视, 已经提出了数十种产生方案。光电导天线是目前使用最广泛的脉冲太赫兹波发射器和探测器之一。它利用电场驱动由超快激光脉冲激发的光生自由载流子来发射和探

测太赫兹脉冲<sup>[1,2]</sup>。如果在光电导天线的电极之间辐照的不是一个具有飞秒脉宽的激光脉冲, 而是两束频差在太赫兹范围的连续激光, 这时光电导天线就起到一个混频器的作用, 将辐射一个与两束激光拍频同频率的连续太赫兹波<sup>[3]</sup>。

近年来, 利用非线性效应的太赫兹辐射产生技术也得到了快速发展。这些效应包括光整流、差频、参量振荡、四波混频等, 采用的非线性介质则包括各种半导体材料 GaAs, CdTe, InP, ZnTe, GaP, GaSe, ZnGeP<sub>2</sub> (ZGP), 有机晶体三氟化二乙氨基硫 (DAST), 电介质 LiNbO<sub>3</sub>, LiIO<sub>3</sub>, LiTaO<sub>3</sub>, 周期性极化铌酸锂 (PPLN) 以及空气等<sup>[4~8]</sup>。非线性光学方

收稿日期: 2009-03-16; 收到修改稿日期: 2009-06-11

基金项目: 国家 863 计划(2007AA804504)资助项目。

作者简介: 周平(1979—), 女, 博士研究生, 讲师, 主要从事非线性光学方面的研究。E-mail: zhoup0615@163.com

导师简介: 范滇元(1939—), 男, 中国工程院院士, 研究员, 博士生导师, 主要从事高功率激光装置的研制与应用方面的研究。E-mail: fandy@smmail.cn

法可以产生连续或脉冲的太赫兹输出。其他的太赫兹产生技术还包括返向波管,它是一种从微波技术发展而来的真空电子管<sup>[9]</sup>,以及基于负电阻振荡效应的耿氏二极管振荡器<sup>[10]</sup>,这两种器件本身辐射频率都在0.1 THz以下。如果要获得更高频率的电磁辐射,需要结合倍频器件。由CO<sub>2</sub>激光器抽运的气体太赫兹激光器的原理是用CO<sub>2</sub>激光器将气体分子由处于振动能级基态的一个转动能级激发到处于高振动态的一个转动能级上,它只能输出单一频率的谱线<sup>[11]</sup>。同步辐射和自由电子激光器<sup>[12]</sup>是利用电子的高速运动,可以获得很高功率的太赫兹辐射和非常宽的调谐范围。但是以上这些辐射源大多体积庞大,造价昂贵,而且世界上只有少数几个机构能够制造和销售。另外一大类非常有发展前景的辐射源是半导体太赫兹激光器。以p型锗为激光介质,利用锗的价带中轻、重空穴之间的量子跃迁实现激光输出,就构成了p型锗激光器。量子级联激光器(Quantum cascade laser)<sup>[13~16]</sup>利用异质结半导体导带中的次能级间的跃迁,是一种只有电子参与的单极型激光器。量子级联激光器具有高的电-光转换效率,还可通过设计不同的异质结结构实现频率调谐。但是为了减轻热弛豫对粒子数反转的影响,这两种半导体激光器都要工作在低温环境中。

本文提出了一种基于光纤四波混频效应的新型太赫兹辐射源。在光纤中,抽运光的强约束提高了其功率密度,因而相应地提高了太赫兹波产生功率。光纤材料在太赫兹波段的吸收系数(约为5 cm<sup>-1</sup>)远远低于其他非线性晶体(如LiNbO<sub>3</sub>约为30 cm<sup>-1</sup>)。基于光纤的系统结构紧凑,造价低廉,而且在室温工作,这使它相比于其他的辐射系统具有很大的优势。目前已经有一些研究致力于太赫兹波在光子晶体光纤中的产生和传播<sup>[17~19]</sup>,但基于普通光纤的产生方案却研究得很少<sup>[20]</sup>。本文在提出太赫兹辐射方案之后,采用耦合波理论对单模光纤四波混频过程进行了详细的理论推导,得到了辐射功率的解析表达式及转换效率。

## 2 基于单模光纤的太赫兹辐射系统

传统上,光纤中的四波混频研究主要集中在光纤通信方面。在密集波分复用系统中的四波混频效应将造成系统性能下降,因而需要抑制;另一方面,利用四波混频可以实现全光波长变换、参量放大、解复用和色散补偿等<sup>[21~25]</sup>。正是利用四波混频的波长变换特性,本文发展了一种新型的太赫兹产生方案,如图1所示。

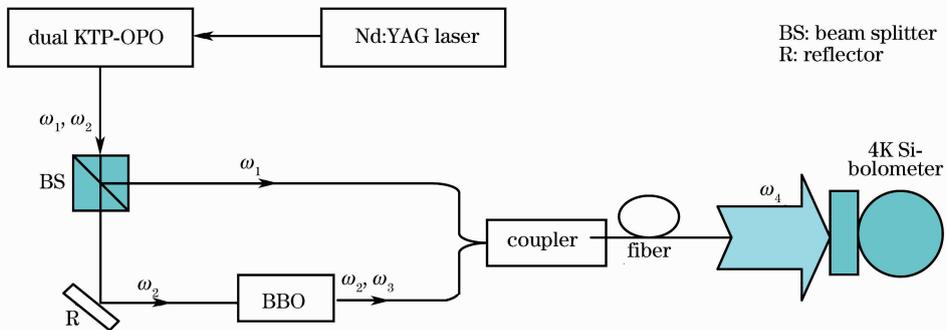


图1 基于单模光纤的太赫兹产生方案

Fig. 1 Terahertz generation scheme based on single-mode optical fibers

从Nd:YAG激光器输出的光束经过双参量振荡器(KTP-OPO),获得频率差在太赫兹范围的两束激光 $\omega_1, \omega_2$ ,即 $\omega_1 - \omega_2 = \omega_{\text{THz}}$ 。双波长激光器的输出经过分束镜,其中一路再经过一个偏硼酸钡(BBO)晶体获得频率为 $\omega_3$ 的倍频光,然后三个光波耦合进入单模光纤,在光纤中发生四波混频效应,得到太赫兹输出。由于光纤材料对太赫兹波的吸收,采用的光纤长度不能太长(在毫米量级)。K. Suizu等<sup>[20]</sup>也提出了基于四波混频效应的太赫兹辐射方案,与他们不同的是,本文采用双KTP-OPO获得频

率差在太赫兹范围的两束激光,这样就避免了采用两个独立激光器抽运时需要解决的相位锁定问题,而且由于通过四波混频产生的太赫兹波的频率正好等于双KTP-OPO的两路输出频率之差,这样通过改变双KTP-OPO的其中一个输出波长,就可以方便地调节太赫兹的输出频率,从而实现输出的宽带可调。

四波混频过程要求满足能量和动量守恒。图2(a)为太赫兹产生过程的能量守恒关系,图2(b)为动量守恒关系。设各波的波矢分别为 $k_1, k_2, k_3, k_4$ ,

则能量守恒和动量守恒关系可分别表示为

$$\omega_4 = \omega_1 + (\omega_1 - \omega_4) - (2\omega_1 - 2\omega_4), \quad (1)$$

$$\Delta \mathbf{k} = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_3 - \mathbf{k}_4. \quad (2)$$

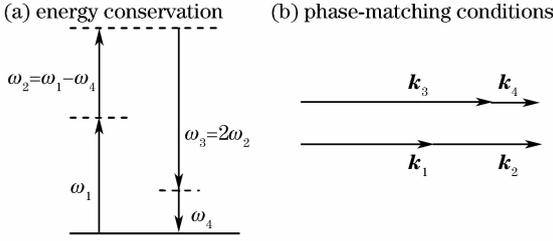


图 2 四波混频过程示意图

Fig. 2 Sketch map of four-wave mixing process

### 3 理论分析

采用纳秒量级的长脉冲抽运,在普通单模光纤中四波混频可对光场作平面波近似,假设  $z$  方向为光波传播方向,  $x$  方向为光波偏振方向,这种情况下,可以将矢量方程写成标量形式。将光波电场写成傅里叶积分形式

$$E_{jF}(t, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{E}_j(\omega, z) \exp(-i\omega t) d\omega, \quad (3)$$

$$j = 1, 2, 3, 4$$

$$P_{NL}(t, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{P}_{NL}(\omega, z) \exp(-i\omega t) d\omega, \quad (4)$$

式中  $j = 1, 2, 3$  表示抽运光场,  $j = 4$  表示太赫兹电场。根据非线性波动方程

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} E_j(t, z) - \frac{n_j^2}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} E_j(t, z) - \frac{\alpha_j n_j}{c} \frac{\partial}{\partial t} E_j(t, z) = \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} P_{NLj}(t, z) \quad (5)$$

及平面波假设

$$\tilde{E}_{jF} = E_j(\omega, z) \exp(ik_j z), \quad j = 1, 2, 3, 4 \quad (6)$$

利用慢变振幅近似,得到

$$\frac{d}{dz} E_j(\omega_j, z) + \frac{\alpha_j}{2} E_j(\omega_j, z) = \frac{i\omega_j}{2\epsilon_0 n_j c} P_{NLj}(\omega_j, z) \exp(-ik_j z), \quad (7)$$

式中  $n_j, \alpha_j$  ( $j = 1, 2, 3, 4$ ) 分别为光纤纤芯折射率和吸收系数,  $c, \mu_0, \epsilon_0$  分别为真空中光速、磁导率和介电常数。  $P_{NLj}$  为第  $j$  个光波的非线性极化强度,它包括自相位调制和交叉相位调制项、受激布里渊散射

(SBS)和受激拉曼散射(SRS)项以及四波混频项。由于SBS和SRS的阈值功率高于四波混频项,所以在本问题中予以忽略。将非线性极化强度的表达式代入(7)式,忽略三阶极化率的色散,可得到一组四波耦合方程

$$\frac{dE_1}{dz} = i\gamma_1 (|E_1|^2 + 2|E_2|^2 + 2|E_3|^2) E_1, \quad (8)$$

$$\frac{dE_2}{dz} = i\gamma_2 (2|E_1|^2 + |E_2|^2 + 2|E_3|^2) E_2, \quad (9)$$

$$\frac{dE_3}{dz} = i\gamma_3 (2|E_1|^2 + 2|E_2|^2 + |E_3|^2) E_3, \quad (10)$$

$$\frac{dE_4}{dz} + \frac{\alpha_4}{2} E_4 = 2i\gamma_4 (|E_1|^2 + |E_2|^2 + |E_3|^2) E_4 + 2i\gamma_4 E_1 E_2 E_3^* \exp(i\Delta k z), \quad (11)$$

式中  $\gamma_j$  为非线性系数

$$\gamma_j = n_{2j} \omega_j / (c A_{\text{eff}j}), \quad (12)$$

$n_{2j}, A_{\text{eff}j}$  分别为光纤对应于有效模式场的非线性折射率系数和光纤的有效纤芯面积。与传统的光纤四波混频不同的是,此处参与作用的四个光波频率相差很大,因而不能认为四个非线性系数都相等,但抽运光中  $\omega_1, \omega_2$  频率非常接近,  $\omega_3$  是  $\omega_2$  的二倍频,可以近似认为  $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma, \gamma_3 = 2\gamma$ 。在(8)~(10)式中,因为抽运光很强,而四波混频的转换效率很低,所以忽略了抽运光的四波混频项以及与太赫兹场的交叉相位调制项。另外单模光纤在通信波段的吸收损耗很低,如烽火公司生产的800 nm单模光纤的吸收系数仅为  $3 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-1}$ ,相比于光纤在太赫兹波段的损耗(约为  $5 \text{ cm}^{-1}$ )可以忽略。(11)式中忽略了太赫兹场的自相位调制项,  $\Delta \mathbf{k} = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_3 - \mathbf{k}_4$  称为波矢失配量。

由于各抽运光的自相位调制和交叉相位调制过程只产生能量的转移和交换,而不减少总的功率,利用关系式  $P_j = |E_j^2(0)|$ ,很容易求得(8)~(10)式的解为

$$E_1(z) = \sqrt{P_1} \exp[i\gamma(P_1 + 2P_2 + 2P_3)z], \quad (13)$$

$$E_2(z) = \sqrt{P_2} \exp[i\gamma(2P_1 + P_2 + 2P_3)z], \quad (14)$$

$$E_3(z) = \sqrt{P_3} \exp[2i\gamma(2P_1 + 2P_2 + P_3)z], \quad (15)$$

式中  $P_j$  ( $j = 1, 2, 3$ ) 为各抽运光的入纤功率。将(13)~(15)式代入(11)式,有

$$\frac{dE_4}{dz} + \frac{\alpha_4}{2} E_4 = 2i\gamma_4 (P_1 + P_2 + P_3) E_4 + 2i\gamma_4 \sqrt{P_1 P_2 P_3} \exp[i\gamma(2P_3 - P_2 - P_1)z] \exp(i\Delta k z), \quad (16)$$

令

$$E_4(z) = B_4(z) \exp(-\alpha_4 z/2), \quad k_{\text{NL}} = \gamma(2P_3 - P_2 - P_1), \quad (17)$$

(16)式变为

$$\frac{dB_4}{dz} = 2i\gamma_4(P_1 + P_2 + P_3)B_4 + 2i\gamma_4 \sqrt{P_1 P_2 P_3} \exp[i(k_{NL} + \Delta k)z]. \quad (18)$$

假设光纤入射端太赫兹电场强度等于零,解上述方程可得到四波混频过程产生的太赫兹电场的解析表达式

$$E_4(z) = 2i\gamma_4 \sqrt{P_1 P_2 P_3} \exp(-\alpha_4 z/2) \frac{\exp[i(k_{NL} + \Delta k)z] - \exp[2i\gamma_4(P_1 + P_2 + P_3)z]}{i[k_{NL} + \Delta k - 2\gamma_4(P_1 + P_2 + P_3)]}, \quad (19)$$

太赫兹辐射的功率为

$$P_4(z) = 4\gamma_4^2 P_1 P_2 P_3 \exp(-\alpha_4 z) \frac{4\sin^2\left[\frac{k_{NL} + \Delta k - 2\gamma_4(P_1 + P_2 + P_3)}{2}z\right]}{[k_{NL} + \Delta k - 2\gamma_4(P_1 + P_2 + P_3)]^2}. \quad (20)$$

假设抽运功率  $P_1 = P_2 = P_3 = 1$  kW, 光纤长度  $L = 30$  mm, 吸收系数  $\alpha_4 = 5$  cm<sup>-1</sup>, 太赫兹频率  $\omega_4 = 1$  THz, 光纤有效模式面积  $A_{\text{eff}} \approx 80$  μm<sup>2</sup>, 非线性折射率系数  $n_{2j} = 2.3 \times 10^{-19}$  m<sup>2</sup>/V<sup>2</sup>[26], 根据(20)式可估算太赫兹峰值功率  $P_{\text{THz}} = 60$  mW, 能量转换效率约为  $10^{-5}$ , 如果采用高非线性光纤, 转换效率还可进一步提高。

从(20)式还可看出, 四波混频光波场不仅与光纤损耗和波矢失配量有关, 而且还多了两个相位项, 前一项  $k_{NL}$  是由各抽运光的自相位调制和交叉相位调制引起的, 后一项  $-2\gamma_4(P_1 + P_2 + P_3)$  是由抽运光对太赫兹场的交叉相位调制引起的, 总的相位失配量等于波矢失配量与两个非线性相位失配量之和, 因此利用自相位调制和交叉相位调制是实现四波混频相位匹配的一种有效方法。由于  $\gamma_4 \ll \gamma$ , 后一项的影响较小, 但在抽运光功率  $P_1 = P_2 = P_3$  时, 可知前一个非线性相位项  $k_{NL} = 0$ , 此时后一项对于实现相位匹配起重要作用。

## 4 结 论

从理论上提出了利用光纤中的四波混频产生太赫兹辐射的方案, 进而从非线性耦合波方程出发, 对四波混频过程进行了理论分析。结果表明, 光纤中的四波混频是产生太赫兹辐射的一种新型的有效途径, 为实现高功率、可调、室温操作和紧凑型的太赫兹辐射源提供了可能。

## 参 考 文 献

- 1 K. Reimann. Table-top sources of ultrashort THz pulse [J]. *Rep. Prog. Phys.*, 2007, **70**(10):1597~1632
- 2 D. Dragoman, M. Dragoman. Terahertz fields and applications [J]. *Prog. Quantum Electron.*, 2004, **28**(1):1~66
- 3 S. Matsuura, H. Ito. Generation of CW Terahertz Radiation with Photomixing [M]. K. Sakai (Ed); Terahertz

- Optoelectronics, Topics Appl. Phys., 2005, **97**:157~204
- 4 A. G. Stepanov, J. Kuhl, I. Z. Kozma *et al.*. Scaling up the energy of THz pulses created by optical rectification [J]. *Opt. Express*, 2005, **13**(15):5762~5768
- 5 W. Shi, M. Leigh, J. Zong *et al.*. Single-frequency terahertz source pumped by Q-switched fiber lasers based on difference-frequency generation in GaSe crystal [J]. *Opt. Lett.*, 2007, **32**(8):949~951
- 6 X. Xie, J. Z. Xu, J. M. Dai *et al.*. Enhancement of terahertz wave generation from laser induced plasma [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2007, **90**(14):141104
- 7 J. Zheng, C. X. Yu, Z. J. Zheng *et al.*. Cherenkov radiation generated by a beam of electrons revisited [J]. *Phys. Plasmas*, 2005, **12**(9):093105
- 8 J. van Tilborg, C. B. Schroeder. Terahertz radiation as a bunch diagnostic for laser-wakefield-accelerated electron bunches [J]. *Phys. Plasmas*, 2006, **13**(5):056704
- 9 Kwang-Je Kim, Vinit Kumar, Electron beam requirements for a three-dimensional Smith-Purcell backward-wave oscillator for intense terahertz radiation [J]. *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, 2007, **10**(8):080702
- 10 E. R. Brown, J. R. Söderström, C. D. Parker *et al.*. Oscillations up to 712 GHz in InAs/AlSb resonant-tunneling diodes [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1991, **58**(20):2291~2293
- 11 Z. H. He, J. Q. Yao, H. F. Shi *et al.*. The numerical calculation and analyze of the pulse-laser pumped D2O Gas Terahertz laser [C]. Joint 32nd International Conference on Infrared and Millimeter Waves/15th International Conference on Terahertz Electronics, ENGLAND, **1**, 2007. 463~464
- 12 V. P. Bolotin, V. S. Cherkassky, E. N. Chesnokov *et al.*. Novosibirsk terahertz free electron laser: status and survey of experimental results [C]. Joint 30th International Conference on Infrared and Millimeter Waves/13th International Conference on Terahertz Electronics, Williamsburg, VA, **1**, 2005. 495~496
- 13 R. Kohler, A. Tredicucci, F. Beltram *et al.*. Terahertz semiconductor-heterostructure laser [J]. *Nature*, 2002, **417**(6885):156~159
- 14 H. Li, J. C. Cao, J. T. Lu *et al.*. Monte Carlo simulation of extraction barrier width effects on terahertz quantum cascade lasers [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2008, **92**(22):221105
- 15 H. Li, J. C. Cao, Y. J. Han *et al.*. A study of terahertz quantum cascade lasers: experiment versus simulation [J]. *J. Appl. Phys.*, 2008, **104**(4):043101
- 16 H. Li, J. C. Cao, Z. Y. Tan *et al.*. Comparison of resonant-phonon-assisted terahertz quantum-cascade lasers with one-well injector and three-well module [J]. *J. Appl. Phys.*, 2008, **104**(10):103101

- 17 H. Han, H. Park, M. Cho *et al.*. Terahertz pulse propagation in a plastic photonic crystal fiber [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2002, **80**(15):2634~2636
- 18 Ja-Yu Lu, Chin-Ping Yu, Hung-Chung Chang *et al.*. Terahertz air-core microstructure fiber [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2008, **92**(6):064105
- 19 Guy Millot, Alexandre Sauter, John M. Dudley *et al.*. Polarization mode dispersion and vectorial modulation instability in air-silica microstructure fiber [J]. *Opt. Lett.*, 2002, **27**(9):695~697
- 20 K. Suizu, K. Kawase. Terahertz-wave generation in a conventional optical fiber [J]. *Opt. Lett.*, 2007, **32**(20):2990~2992
- 21 Xie Yingke, Xia Guangqiong, Wu Jiagui *et al.*. Influences of residual F-P cavity mode on non-degenerated four-wave mixing in distributed-feedback laser [J]. *Acta Optica Sinica*, 2007, **27**(2):318~322  
谢瑛珂,夏光琼,吴加贵等. 分布反馈激光器中剩余法布里-珀罗腔模对非简并四波混频特性的影响[J]. *光学学报*, 2007, **27**(2):318~322
- 22 Wang Hua, Yao Minyu, Zhang Hongming *et al.*. Multi-wavelength fiber ring laser with semiconductor optical amplifier [J]. *Chinese J. Lasers*, 2007, **34**(11):1502~1506  
王 华,姚敏玉,张洪明等. 采用半导体光放大器的多波长光纤环形激光器[J]. *中国激光*, 2007, **34**(11):1502~1506
- 23 Yidong Huang, Xiaoyu Mao, Chao Zhang *et al.*. Photonic crystal waveguides and their applications (Invited Paper) [J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2008, **6**(10):704~708
- 24 Dong Jianji, Zhang Xinliang, Huang Dexiu. Experimental study of wavelength conversion at various modulation formats based on four-wave mixing in a semiconductor optical amplifier [J]. *Acta Optica Sinica*, 2008, **28**(7):1327~1332  
董建绩,张新亮,黄德修. 基于半导体光放大器四波混频效应的多种调制格式的波长转换实验[J]. *光学学报*, 2008, **28**(7):1327~1332
- 25 Wang Zinan, Xu Yongzhao, Zhang Xia *et al.*. Wavelength conversion based on cross-phase modulation in microstructure fibers [J]. *Chinese J. Lasers*, 2008, **35**(3):414~417  
王子南,徐永钊,张 霞等. 基于微结构光纤中交叉相位调制效应的波长变换[J]. *中国激光*, 2008, **35**(3):414~417
- 26 J. Toulouse. Optical nonlinearities in fibers: review, recent examples, and systems applications [J]. *J. Lightwave Technol.*, 2005, **23**(11):3625~3641