

文章编号: 0258-7025(2008)07-0982-05

环形腔光纤激光器边带偏振不稳定性

陆丹 葛廷武 徐坤 伍剑 林金桐

(北京邮电大学光通信与光波技术教育部重点实验室, 北京 100086)

摘要 为研究双折射光纤的高功率环形腔光纤激光系统输出稳定性, 提出了一种可能存在的矢量调制不稳定现象——边带偏振不稳定性(SPI)。结合偏振不稳定性与边带不稳定性的研究方法, 建立了偏振光在线性双折射掺杂光纤的环形腔中传输时满足的非线性薛定谔方程, 并求得了高双折射光纤中信号光偏振方向与主轴重合时扰动边带的解析解。研究表明, 在正常色散情况下, 沿主轴偏振的信号光在环形激光器中传输时, 各阶扰动边带所获得的峰值增益随着信号光功率的变化而呈锯齿状分布, 并随功率的增加而趋于一稳定值。

关键词 激光器; 环形腔; 边带偏振不稳定性; 非线性

中图分类号 TN 248.1 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL20083507.0982

Sideband Polarization Instability in Fiber Ring Lasers

Lu Dan Ge Tingwu Xu Kun Wu Jian Lin Jintong

(Key Laboratory of Optical Communication & Lightwave Technologies, Ministry of Education, Beijing University of Posts and Telecommunications, Beijing 100086, China)

Abstract To investigate the output stability of a high power fiber ring laser system containing a birefringent fiber, a kind of vector modulation instability — sideband polarization instability (SPI) was proposed. Nonlinear Schrödinger equations describing the polarized light propagating in a unidirectional fiber ring laser were deduced based on the methods of polarization instability and sideband instability. General coupling equations governing the evolution of sidebands caused by SPI in strongly birefringent fiber ring lasers were derived. Analytical solution was obtained for the case when the signal light was polarized along one principle axis of the fiber. The results show that in normal dispersion region, the sideband gain induced by perturbations to signal light propagating along the principle axis evolves in a saw-tooth manner, and approaches a fixed value with the increase of signal power.

Key words lasers; ring laser; sideband polarization instability; nonlinear

1 引言

双包层结构光纤^[1]的出现使光纤激光器的单纤连续输出功率达到千瓦量级^[2], 而国产光纤激光器的输出功率也已接近这个水平^[3~7]。但是随着输出功率的提高, 光纤内的非线性效应更加显著。在诸多非线性因素中, 阈值较低的受激布里渊散射须特别注意。另一方面, 由于高功率光纤激光系统通常采用的法布里-珀罗(F-P)腔结构使光纤内光场呈驻波分布, 增益介质容易出现空间烧孔, 影响激光输出

的频率特性。如果采用单向环形腔结构, 不但可以有效避免背向受激布里渊散射, 还有助于抑制腔内的空间烧孔。在对光束质量要求较高的场合——如相干合成等方面, 环形腔光纤激光器有其独特优势。但环形腔结构严格满足周期性条件, 高功率情况下容易出现边带不稳定性, 加之高功率光纤激光系统中广泛采用的双包层结构会在掺杂光纤中引入较强的双折射。一种新的矢量调制不稳定现象——边带偏振不稳定性将会产生, 这是一种在周期结构辅助

收稿日期: 2007-08-25; 收到修改稿日期: 2007-10-07

基金项目: 国家自然科学基金(60577033)、新世纪人才项目(NCET-06-0093, NCET-04-0116)和高等学校学科创新引智计划(B07005)资助课题。

作者简介: 陆丹(1978—), 男, 河北人, 博士研究生, 主要从事光纤激光器及非线性光纤光学方面的研究。

E-mail: ludann@sina.com

导师简介: 林金桐(1946—), 男, 江苏人, 教授, 博士生导师, 主要从事光纤通信及光纤激光器方面的研究。

E-mail: ljt@bupt.edu.cn

下而产生的四波混频过程,它使信号光能量向边带转移,从而破坏信号光的稳定性,这对相干合成等应用来说是一个不利因素。

传统上对调制不稳定性的研究主要集中于光纤通信系统,这种系统中的光功率较小,除了阈值功率的要求外,还需要有足够的累积长度才能观察到显著的调制不稳定性现象。而光纤激光器则不同,虽然相对光纤传输系统,激光器的腔长要短得多,但是其内部光强可以达到通信系统的 $10^4 \sim 10^5$ 倍,在很短的距离内非线性效应就可以累积到足以影响激光器输出性能的程度。此时,边带偏振不稳定性可能成为影响连续输出稳定性的一个重要因素。

本文将环形腔激光器中光场周期性复现的特征等效为虚拟光栅,得到了偏振光在含有线性双折射增益介质的环形激光器中传输时所满足的边带调制不稳定性方程,并求得正常色散时,信号光偏振方向同增益光纤主轴重合时扰动边带的解析解,并对扰动的增益特性进行了讨论。

2 理论模型

图 1 所示为在几个放大周期内环形腔中信号光光强的演化示意图,其中 l 为掺杂光纤长度。每隔 l , 光强就恢复到初始状态一次。可见,环形腔光纤激光器内信号光的演化特征与周期性放大补偿的光纤通信系统类似,信号光在传输过程中不断经历着周期性变化。只不过在边界处(诸如光纤通信系统中的补偿端或环形腔激光器的输出端)光纤通信系统得到的是周期性补偿放大,而环形激光系统则是周期性输出衰减。此时,信号光相当于受到了一个虚拟光栅的作用,而边带不稳定性也正是在这样的结构下产生的^[8]。在光纤通信系统中,可以通过破坏补偿装置间隔的周期性来避免边带不稳定性,而环形腔光纤激光系统则不同,它的周期性条件是严格满足的,因此边带不稳定性成为一个难以避免的问题。

同时,为了提高输出功率,环形激光器通常采用

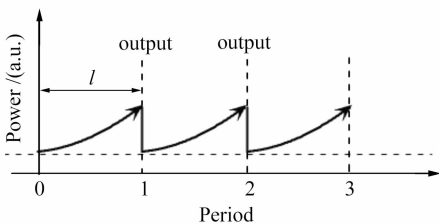


图 1 环形腔激光器中光场的周期性演化示意图

Fig. 1 Schematic of periodical reproduction of optical field inside a ring cavity laser

双包层大模场掺杂光纤。为了提高抽运光的吸收率,光纤的外包层又往往被设计成非圆形结构,这会导致光纤内部应力分布的不均匀性,从而可能会在光纤芯层引入显著的双折射效应。而环形腔光纤激光器中所使用的光纤长度一般仅为 10 m 左右,这样光纤双折射主轴能够保持相对固定。因此在处理光纤激光器的边带不稳定时需要引入双折射因素。本文的讨论以线性双折射为基础,椭圆双折射也可以做类似处理。

采用与文献[9, 10]相似的处理方式,可以求得偏振光在双折射增益光纤中传输的耦合方程为

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_j}{\partial z} + \beta_{1j}^{\text{eff}} \frac{\partial A_j}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{2j}^{\text{eff}} \frac{\partial^2 A_j}{\partial t^2} = \\ \frac{1}{2} \left(g_j^p \frac{1+i\delta}{1+\delta^2} - \alpha_j \right) A_j + \\ i\gamma \left(|A_j|^2 + \frac{2}{3} |A_k|^2 \right) A_j + \\ \frac{i\gamma}{3} A_j^* A_k^2 \exp(-2i\Delta\beta_{jk}z), \end{aligned} \quad (1)$$

式中

$$\begin{aligned} \beta_{1j}^{\text{eff}} &= \beta_{1j} + \frac{g_j^p T_2}{2} \frac{1-\delta^2+2i\delta}{(1+\delta^2)^2}, \\ \beta_{2j}^{\text{eff}} &= \beta_{2j} + g_j^p T_2^2 \frac{\delta(\delta^2-3)+i(1-3\delta^2)}{(1+\delta^2)^3}, \end{aligned} \quad (2)$$

g_j^p 为信号光取 j 向偏振时的峰值增益, T_2 为掺杂稀土离子的偶极子弛豫时间,一般在 50~100 fs 量级, δ 为失谐参量, $\{j=x, k=y\}$ 或 $\{j=y, k=x\}$, A_x 和 A_y 分别为 x, y 偏振方向上的缓变振幅, γ 为非线性系数, α_j 为 j 向偏振光除输出外的分布损耗系数,其中包括光纤内部损耗和耦合损耗, $\Delta\beta_{jk} = \beta_{0j} - \beta_{0k} = 2\pi/L_B$, β_{0j}, β_{0k} 分别为 j 和 k 方向上的传播常数, L_B 为拍长。

本文要处理的是高双折射光纤,此时(1)式中的 $\exp(-2i\Delta\beta_{jk}z)$ 为快变项,可以略去,并设 $\delta=0$,即假设信号光载频与原子跃迁中心频率重合。为简化(1)式,引入移动坐标系 $T = t - \bar{\beta}_1 z$, 其中 $\bar{\beta}_1 = (\beta_{1x}^{\text{eff}}|_{\delta=0} + \beta_{1y}^{\text{eff}}|_{\delta=0})/2$, 并在 $[0, l)$ 区间引入变换参数 u_j , 满足 $A_j = u_j \exp[(g_j^p - \alpha_j)z/2]$ 后,可以得到

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\Theta}{2} \frac{\partial u_x}{\partial T} + \frac{i}{2} \beta'_{2x} \frac{\partial^2 u_x}{\partial T^2} = \\ i\gamma \left(|u_x|^2 f(z) + \frac{2}{3} |u_y|^2 g(z) \right) u_x, \\ \frac{\partial u_y}{\partial z} - \frac{\Theta}{2} \frac{\partial u_y}{\partial T} + \frac{i}{2} \beta'_{2y} \frac{\partial^2 u_y}{\partial T^2} = \\ i\gamma \left(|u_y|^2 g(z) + \frac{2}{3} |u_x|^2 f(z) \right) u_y, \end{aligned} \quad (3)$$

式中 $\Theta = \beta_{1x}^{ff} |_{\delta=0} - \beta_{1y}^{ff} |_{\delta=0}$, 为两偏振态之间的走离参量; $f(z) = \exp[(g_x^p - \alpha_x)z]$, $g(z) = \exp[(g_y^p - \alpha_y)z]$ 都是以 l 为周期的函数, 每经过一个放大周期, 都恢复到初始状态, 表征了信号光光强的周期性复现特征。在输出端的场强突变相当于一个周期性扰动, 对 $f(z), g(z)$ 做傅里叶展开后得到

$$f(z) = \sum_{p=-\infty}^{\infty} c_p \exp(ik_p z), \quad k_p = 2p\pi/l,$$

$$g(z) = \sum_{q=-\infty}^{\infty} d_q \exp(ik_q z), \quad k_q = 2q\pi/l, \quad (4)$$

式中 $c_p = 1/l \int_0^l \exp[(g_x^p - \alpha_x - ik_p)z] dz, d_q =$

$1/l \int_0^l \exp[(g_y^p - \alpha_y - ik_q)z] dz, c_0, d_0$ 分别为两个偏振方向上的归一化平均功率。为了考察(3)式的稳定性, 在 u_x, u_y 中引入微扰后可以得到扰动所满足的耦合方程组

$$\frac{\partial}{\partial z} \begin{pmatrix} a_{1+}^{\xi} \\ a_{1-}^{\xi} \\ b_{1+}^{\xi} \\ b_{1-}^{\xi} \end{pmatrix} = \mathbf{M} \begin{pmatrix} a_{1+}^{\xi} \\ a_{1-}^{\xi} \\ b_{1+}^{\xi} \\ b_{1-}^{\xi} \end{pmatrix}, \quad (5)$$

式中 $a_{1+}^{\xi}, a_{1-}^{\xi}, b_{1+}^{\xi}, b_{1-}^{\xi}$ 均为微扰对应的扰动边带分量, \mathbf{M} 为各扰动边带分量所应满足的耦合系数矩阵,

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} i \left(K_{1+}^a + \gamma P_{0x} c_0 - \frac{k_{\xi}}{2} \right) & i \gamma P_{0x} c_{\xi} & \frac{2i\gamma}{3} \sqrt{P_{0x} P_{0y}} d_0 & \frac{2i\gamma}{3} \sqrt{P_{0x} P_{0y}} d_{\xi} \\ -i \gamma P_{0x} c_{-\xi} & i \left(K_{1-}^{a*} - \gamma P_{0x} c_0 + \frac{k_{\xi}}{2} \right) & -\frac{2i\gamma}{3} \sqrt{P_{0x} P_{0y}} d_{-\xi} & -\frac{2i\gamma}{3} \sqrt{P_{0x} P_{0y}} d_0 \\ \frac{2i\gamma}{3} \sqrt{P_{0x} P_{0y}} c_0 & \frac{2i\gamma}{3} \sqrt{P_{0x} P_{0y}} c_{\xi} & -i \left(K_{1+}^b - \gamma P_{0y} d_0 + \frac{k_{\xi}}{2} \right) & i \gamma P_{0y} d_{\xi} \\ -\frac{2i\gamma}{3} \sqrt{P_{0x} P_{0y}} c_{-\xi} & -\frac{2i\gamma}{3} \sqrt{P_{0x} P_{0y}} c_0 & -i \gamma P_{0y} d_{-\xi} & -i \left(K_{1-}^{b*} + \gamma P_{0y} d_0 - \frac{k_{\xi}}{2} \right) \end{bmatrix},$$

$K_{1+}^a = \frac{1}{2} \Omega \Theta + \beta'_{2x} \Omega^2, K_{1+}^b = \frac{1}{2} \Omega \Theta - \beta'_{2y} \Omega^2, \Omega$ 为扰动边带对应的频移。(5)式是描述环形腔光纤激光器内扰动光场演化的基本方程。当光栅的某些傅里叶分量满足相位匹配条件时, 偏振光边带可以通过四波混频作用从信号光中获得能量, 从而得到放大, 即出现边带偏振不稳定性现象。(5)式相当复杂, 除了一些特殊条件外, 很难得到解析解, 一般需要采取数值方法分析。

3 信号光沿主轴偏振时的解析解

作为一种特殊情况, 本文处理信号光在光纤内沿某一个主轴偏振时的演化。设信号光沿 x 方向偏振, 此时 $P_{0y} = 0$, 虽然在这种情况下 y 方向场强为 0, 但这个方向上的噪声或自发辐射仍然会参与到两个方向上偏振态的耦合中, 需要考察两个方向上光场的稳定性, 是否会出现边带增益。这种条件下(5)式存在解析解, 可以求得其特征值为

$$\lambda_1 = \frac{i}{2} \Omega \Theta - \frac{1}{2} \left(\sqrt{4\gamma^2 P_{0x}^2 |c_{\xi}|^2 - [\Omega^2 - (\Omega_{\xi}^p)^2]^2 \beta_{2x}^2} + g_x^p \Omega^2 T_2^2 \right),$$

$$\lambda_2 = \frac{i}{2} \Omega \Theta + \frac{1}{2} \left(\sqrt{4\gamma^2 P_{0x}^2 |c_{\xi}|^2 - [\Omega^2 - (\Omega_{\xi}^p)^2]^2 \beta_{2x}^2} - g_x^p \Omega^2 T_2^2 \right),$$

$$\lambda_3 = -\frac{1}{2} g_y^p \Omega^2 T_2^2 - \frac{i}{2} (\Omega \Theta + \Omega^2 \beta_{2y} - k_{\xi}),$$

$$\lambda_4 = -\frac{1}{2} g_y^p \Omega^2 T_2^2 - \frac{i}{2} (\Omega \Theta - \Omega^2 \beta_{2y} + k_{\xi}), \quad (6)$$

式中

$$\Omega_{\xi}^p = \pm \left(\frac{k_{\xi} - 2\gamma P_{0x} c_0}{\beta_{2x}} \right)^{1/2} = \pm \left(\frac{2\xi\pi}{\beta_{2x} l} - \frac{2\gamma P_{0x} c_0}{\beta_{2x}} \right)^{1/2}, \quad (7)$$

ξ 为光栅分量的阶数。由(6)式可见, 在各边带分量中, 只有含有 λ_2 的项才有可能获得增益, 而其他本征值所对应的都是衰减, 同时还出现了与偏振和走

离参量相关的相移, 这是两个方向偏振光相互作用的结果。进一步对边带表达式进行分析可知, 微扰中只有 a_{1+}^{ξ} 和 a_{1-}^{ξ} 两个分量有获得增益的可能, 其他两

个分量都是衰减的, 衰减程度与这个方向上的增益因子有关, 增益越大, 衰减越快, 这是增益色散的结果^[9]。

当 $\text{Re } \lambda_2$ 取最大值, 即谐振条件得到满足时, 可以求得第 ξ 阶边带能获得的最大增益为

$$G_{\xi}^p = 2\gamma P_{0x} |c_{\xi}| \sqrt{1 + \left(\frac{g_x^p T_2^2}{\beta_{2x}^p}\right)^2} - g_x^p (\Omega_{\xi}^p T_2)^2, \quad (8)$$

(8) 式中的第一项是由等效光栅辅助所提供的增益项, 而第二项则可以看作由增益色散所导致的损耗项。如果 $g_x^p = 0$, 那么系统相当于由未掺杂光纤所构成的环形腔, 此时 $G_{\xi}^p = \gamma P_{0x} |c_{\xi}|$, 与文献[8]一致, 随着信号光功率的增加, 边带增益的峰值也随之增加; 而当 $g_x^p \neq 0$ 时, G_{ξ}^p 出现了与 g_x^p 与 P_{0x} 相关的衰减项, 使掺杂光纤的边带增益行为有别于非掺杂光纤。

对(8)式的进一步研究表明, 边带峰值增益 G_{ξ}^p 的主要特性与二阶色散系数 β_{2x} 以及光栅分量的阶数 ξ 相关。通常的大功率光纤激光器(如掺铒和掺钕光纤激光器)是工作在正常色散区的, 此时 $\beta_{2x} > 0$, G_{ξ}^p 为 ξ 的单调递减函数, ξ 越小, Ω_{ξ}^p 越靠近中心频率, 边带增益越高。只有 ξ 同时满足 Ω_{ξ}^p 为实数且 $G_{\xi}^p > 0$ 才能提供正的边带增益。为了研究边带不稳定现象能否发生, 只需要研究可能存在的最低阶 ξ' 所对应的峰值边带增益 $G_{\xi'}^p$ 是否大于零。

图2给出了当 $\beta_{2x} = 0.02 \text{ ps}^2/\text{m}$ (对应于 $1 \mu\text{m}$

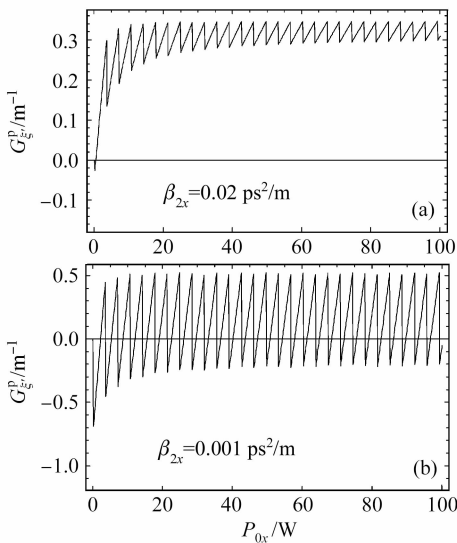


图2 最低阶边带所对应的峰值增益 G_{ξ}^p 随功率 P_{0x} 的变化

Fig. 2 Peak sideband gain of the lowest order versus the signal power P_{0x}

左右的输出)与 $\beta_{2x} = 0.001 \text{ ps}^2/\text{m}$ (对应于 $1.3 \mu\text{m}$ 左右的输出)时, 最低阶边带峰值增益 G_{ξ}^p 随信号光功率 P_{0x} 的变化曲线, 其中, 各参数取为: $\gamma = 0.01 \text{ W}^{-1}/\text{m}$, $T_2 = 50 \text{ fs}$, $g_x^p = 2 \text{ dB}/\text{m}$, $\alpha = 0.5 \text{ dB}/\text{m}$, $l = 10 \text{ m}$ 。由图2可见, 与一般的调制不稳定性不同, 峰值边带增益并不随信号光功率线性增加而增加, 而是呈锯齿状在某一稳定值附近跳变。这种跳变的原因在于, 当功率变化超过一定范围时, 与 P_{0x} 相匹配的光栅傅里叶分量 k_{ξ} 已经不能满足相位匹配条件, 而由下一阶分量 $k_{\xi+1}$ 来保证相位匹配条件。由于 k_{ξ} 是跳变的, 同时 $|c_{\xi}|$ 也是跳变的, 导致了边带增益峰值的突变, 而稳定值则是(8)式右边增益和损耗项相互制约的结果。

另一方面, 边带增益特性还与 β_{2x} 有关。由图2可见, 当 β_{2x} 偏离零色散点较远时, 除了在小功率情况下增益为负值外, 其余功率范围内边带增益均为正。随着信号光功率的增加, 边带峰值增益将在一个较为稳定的正值附近作微小波动, 边带调制不稳定性较易发生。这意味着, β_{2x} 较大时, 只要扰动都能保持偏振态, 在某一阈值功率之上总会出现边带增益。如果这种增益大于系统内各种损耗机制以及输出损耗所导致的衰减, 那么边带增益就可以在系统中累积, 使边带光强逐步增加, 最终破坏信号光的连续输出。而当 β_{2x} 在零色散点附近时, 由图2(b)可见, 边带峰值增益随着信号光功率的变化在零增益点两侧作大幅度波动, 时而为正, 时而为负, 每隔约 2 W 边带增益就会发生一次突变。边带是否能够获得增益要视具体功率水平而定, 且对功率变化较为敏感。

造成这两种不同现象的原因可以从(7), (8)式中 β_{2x} 与 Ω_{ξ}^p 的关系中找到解释。当 β_{2x} 较大时, Ω_{ξ}^p 较小, (8)式中的损耗项对边带增益不会产生显著影响; 而当 β_{2x} 较小时, Ω_{ξ}^p 则为一个较大的值, 边带增益将因为增益色散项 $-g_x^p (\Omega_{\xi}^p T_2)^2$ 的调制而出现大幅度波动。

图3给出了当 $g_x^p = 2.5 \text{ dB}/\text{m}$, $\beta_{2x} = 0.02 \text{ ps}^2/\text{m}$, $l = 10 \text{ m}$ 时, 不同信号光功率下的最低阶边带增益谱。可见, 最低阶边带的分布情况也受信号光功率影响, 且比较敏感。在一些功率条件下, 在零频处的边带增益也可能达到比较高的水平。如果增益峰值位于零频附近, 那么低频或连续光起伏会迅速增大; 如果峰值恰好位于零频处, 那么不稳定性将是静态的, 光束输出的连续性并不会被破坏, 但是这种情况产生的条件比较苛刻, 在实际中不太容

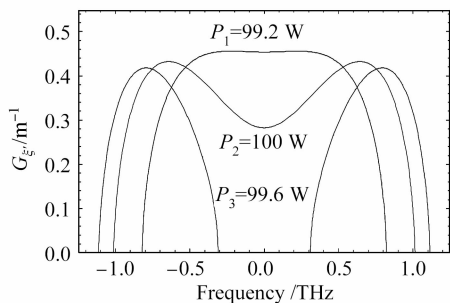


图 3 不同信号光功率下的最低阶边带增益谱

Fig. 3 Sideband gain of the lowest order versus different signal powers

易发生。

4 结 论

根据环形腔激光器中光场周期性复现的特点,提出了一种可能存在的矢量调制不稳定现象——边带偏振不稳定性。求得了扰动边带所满足的耦合方程组,并在偏振光电场方向与双折射增益光纤的某一主轴重合时求得了耦合方程解析解。对正常色散情况下边带的演化行为进行了初步分析。研究表明,在正常色散情况下,沿主轴偏振的信号光在环形激光器中传输时,各阶扰动边带所获得的峰值增益随着信号光功率的变化呈锯齿状分布,并随功率的增加趋于一稳定值。对于某一特定阶次的扰动边带,其增益谱可能覆盖到零频处。

参 考 文 献

- 1 L. Zenteno. High-power double-clad fiber lasers [J]. *J. Lightwave Technol.*, 1993, **11**(9):1435~1446
- 2 Y. Jeong, J. K. Sahu, D. N. Payne *et al.*. Ytterbium-doped large-core fiber laser with 1.36 kW continuous-wave output power [J]. *Opt. Express*, 2004, **12**(25):6088~6092
- 3 Bing He, Qihong Lou, Jun Zhou *et al.*. 113-W in-phase mode output from two ytterbium-doped large-core double-cladding fiber lasers [J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2007, **5**(7):412~414
- 4 Li Chen, Yan Ping, Chen Gang *et al.*. CW output over 700 W from fiber laser containing China-made double cladding ytterbium doped fiber [J]. *Chinese J. Lasers*, 2006, **33**(6):738
- 5 李 晨, 闫 平, 陈 刚 等. 采用国产掺镱双包层光纤的光纤激光器连续输出功率突破 700 W [J]. *中国激光*, 2006, **33**(6):738
- 6 Zhou Jun, Lou Qihong, Zhu Jianqiang *et al.*. A continuous-wave 714 W fiber laser with China-made large-mode-area double-clad fiber [J]. *Acta Optica Sinica*, 2006, **26**(7):1119~1120
- 7 周 军, 楼 祺 洪, 朱 健 强 等. 采用国产大模场面积双包层光纤的 714 W 连续光纤激光器 [J]. *光学学报*, 2006, **26**(7):1119~1120
- 8 Zhao Peng, Zhou Shouheng, Zhu Chen *et al.*. 1.2 kW output from high power fiber laser [J]. *Chinese J. Lasers*, 2006, **33**(10):1359
- 9 赵 鹏, 周 寿 恒, 朱 辰 等. 大功率光纤激光器输出功率超过 1.2 kW [J]. *中国激光*, 2006, **33**(10):1359
- 10 Dong Xue, Qihong Lou, Jun Zhou *et al.*. A 110-W fiber laser with homemade double-clad fiber [J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2005, **3**(6):345~347
- 11 F. Matera, A. Mecozzi, M. Romagnoli *et al.*. Sideband instability induced by periodic power variation in long-distance fiber links [J]. *Opt. Lett.*, 1993, **18**(18):1499~1501
- 12 G. P. Agrawal. Modulation instability in erbium-doped fiber amplifiers [J]. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 1992, **4**(6):562~564
- 13 G. P. Agrawal. Nonlinear Fiber Optics [M]. Third edn.. Academic Press, 2001