

腔内相位调制全光纤脉冲激光器 II: 理论

王小林 许晓军 周 朴 陈子伦 李 霄 刘泽金

(国防科技大学光电科学与工程学院, 湖南 长沙 410073)

摘要 针对低频腔内直接相位调制时全光纤激光器的脉冲现象, 提出了合理的理论解释。基于光纤激光器自脉冲和固体激光器空间耦合的理论, 对脉冲光产生的机理进行了分析, 解释脉冲光产生的物理机制。假定光纤激光器中存在两个正交的偏振态, 且两个偏振态以固体激光器空间耦合的模型耦合; 在相位调制作用下, 两个耦合的偏振态之间相位差变化, 导致两个偏振态的耦合特性发生变化, 从而产生脉冲光输出。建立相应的数学模型, 进行定性的理论分析。数值模拟表明, 理论分析与实验结果符合得很好。

关键词 激光器; 腔内相位调制; 自脉冲; 偏振态耦合

中图分类号 TN248.1⁺3 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS200828s1.0041

All-Fiber Pulse Laser Based on Intra Cavity Phase Modulation II: Theory

Wang Xiaolin Xu Xiaojun Zhou Pu Chen Zilun Li Xiao Liu Zejin

(College of Optoelectric Science and Engineering, National University of Defense Technology, Changsha, Hunan 410073, China)

Abstract A reasonable theory is proposed to explain the mechanism of the pulse phenomena in the intra cavity phase modulated all-fiber laser. Based on the self-pulsing theory in fiber laser and the spatial-coupling model in solid state laser, the physical mechanism of pulsed laser generation is investigated and explained. It is hypothesized that there are two perpendicular polarization models in the fiber laser, which are coupled with the spatial-coupling model as the solid state laser theory described. As the phase modulation induces timely change of phase difference between the two coupled perpendicular polarization models, the coupling of the two modes also changes and the pulsed laser is generated. Based on these two hypotheses, a mathematic model was established and qualitative investigation has been done. Simulative analysis shows that the theory agrees well with the experiments.

Key words laser; intra cavity phase modulation; self-pulsing; polarization coupling

1 引言

光纤脉冲激光器具有独特的优点和广泛的应用前景, 使得其研究十分活跃^[1~3]。课题组报道了腔内低频相位调制时全光纤激光器的脉冲现象, 并根据此现象, 提出了基于直接相位调制的脉冲光产生新方法: 在光纤激光腔中置入相位调制器, 并利用几十千赫兹到几百千赫兹周期信号进行相位调制, 能够得到重复频率为几十千赫兹到几百千赫兹左右的均匀、稳定的脉冲光输出。

由于相位调制本身对于激光器系统的能量没有任何吸收和贡献^[4], 这种直接相位调制的脉冲光现象难以用调 Q、锁模等现有的脉冲激光器理论进行合理

的解释。结合光纤激光器自脉冲和多台固体激光器空间耦合的理论, 本文提出了新的理论解释。并利用固体激光器空间耦合模型^[5]进行了数值模拟。

2 基本理论分析

实验发现的这种腔内直接相位调制的脉冲光现象难以用调 Q、锁模、抽运电流调制、倒腔等理论进行有效地解释。首先, 调 Q 技术是对腔内损耗进行周期性调制, 以得到同频率脉冲光输出, 由于腔内没有损耗机制, 而相位调制本身对于激光器系统的能量没有任何吸收和贡献^[4], 且实验中稳定脉冲光的重复频率在大多数情况下与调制频率无明显关系,

作者简介: 王小林(1985—), 男, 博士研究生, 主要从事光纤激光器方面研究。E-mail: chinawxllin@163.com

导师简介: 许晓军(1973—), 男, 副教授, 主要从事高能固体激光器、大气光学与自适应光学等方面的研究。

E-mail: xuxj@21cn.com (通信联系人)。

因此不能用调 Q 理论解释。其次,锁模激光器要求相位调制频率与纵模间隔相等,而实验中的调制频率为几十千赫兹量级,远小于锁模频率,不可能达到锁模状态;再次,实验中抽运光功率稳定,不存在抽运电流调制;最后,由于激光腔中不存在倾腔机制,难以用倒腔理论解释。

在固体激光器领域,相位调制(FM)激光器^[4,6~8]具有与实验结果类似的光谱,但是 FM 激光器理论指出“FM 激光器是工作在锁模失调情况下激光器”。实验中以低频(几十千赫兹量级)进行相位调制时,由于远小于谐振腔纵模频率(兆赫兹量级),根据 FM 理论,输出光是稳定的连续光,不可能出现脉冲状态。

在光纤激光器领域,除调相锁模激光器外,目前我们仅见两篇与本文实验类似的相位调制脉冲激光器报道^[9,10],但还没有对脉冲光的产生机理做出明确的理论解释,由于它们都利用了外腔耦合,将脉冲光产生的原因归因于激光腔与外腔反馈激光耦合引起的。本文调相脉冲激光器中并无外腔耦合,因此

也不能从文献[9,10]中得到解释。

综上分析,有必要考虑新的理论,解释实验现象。

3 模型建立与数值分析

通过对光纤激光器自脉冲和固体激光器空间耦合理论的研究,结合实验,建立相应理论模型,进行定性的理论分析。

3.1 理论模型

光纤激光器自脉冲理论认为:自脉冲是由于激光器中两个正交偏振态耦合产生的^[11~13];激光器空间耦合的理论认为,在一定的条件下两台空间耦合的激光器能够产生同步的周期脉冲甚至混沌现象^[5]。针对实验现象,结合光纤激光器自脉冲和固体激光器空间耦合的理论,提出了以下的理论模型。

首先作如下假设:1)根据光纤激光器自脉冲理论^[11~13],合理地假设光纤激光器中存在两个正交的偏振态,且两个偏振态之间以一定的耦合系数耦合;2)假设这种耦合可以利用两台激光器空间耦合的模型^[5]进行描述:

$$\begin{cases} \frac{dE_1}{dt} = \frac{1}{\tau_c}[(G_1 - \alpha_1)E_1 - \kappa E_2] + i\omega_1 E_1 + \sqrt{\epsilon_1} \xi_1(t), & (1a) \\ \frac{dG_1}{dt} = \frac{1}{\tau_f}(p_1 - G_1 - G_1 |E_1|^2), & (1b) \\ \frac{dE_2}{dt} = \frac{1}{\tau_c}[(G_2 - \alpha_2)E_2 - \kappa E_1] + i\omega_2 E_2 + \sqrt{\epsilon_2} \xi_2(t), & (1c) \\ \frac{dG_2}{dt} = \frac{1}{\tau_f}(p_2 - G_2 - G_2 |E_2|^2), & (1d) \end{cases}$$

式中 $E_1 = A_1 \exp[i(\omega_1 t + \varphi_{01})]$, $E_2 = A_2 \exp[i(\omega_1 t + \varphi_{01} + \Delta\varphi)]$, 下标 1,2 表示两台激光器,本文中两个不同的偏振态, ω 为激光角频率, A 为激光场的振幅, φ 为相位差, G 为激光器增益, τ_f 为激光工作物质上能级寿命,对于掺铒光纤激光器为 $1 \sim 10$ ms; τ_c 为光子在激光谐振腔中往返一次的渡越时间,实验中 $\tau_c = 5 \times 10^{-8}$ s; p 为抽运系数; α 为腔体损耗系数; κ 为空间相邻两个激光场的耦合系数,本文为两个偏振态的耦合系数。不考虑噪声项 $\sqrt{\epsilon_i} \xi_i(t)$,整理(1)式得:

$$\begin{cases} \frac{dA_1}{dt} = \tau_c^{-1}[(G_1 - \alpha_1)A_1 - \kappa A_2 \cos(\Delta\varphi)], & (2a) \\ \frac{dG_1}{dt} = \tau_f^{-1}(p_1 - G_1 - G_1 |A_1|^2), & (2b) \\ \frac{dA_2}{dt} = \tau_c^{-1}[(G_2 - \alpha_2)A_2 - \kappa A_1 \cos(\Delta\varphi)], & (2c) \\ \frac{dG_2}{dt} = \tau_f^{-1}(p_2 - G_2 - G_2 |A_2|^2), & (2d) \\ \frac{d\Delta\varphi}{dt} = \kappa \tau_c^{-1}(A_1/A_2 + A_2/A_1) \sin \Delta\varphi + \Delta\omega, & (2e) \end{cases}$$

式中 $\Delta\omega$ 为激光器输出激光角频率失谐量,在考虑两个偏振态耦合时, $\Delta\omega = 0$ 。

考虑到 LiNbO₃ 相位调制器实际上是调制非常光(e 光)的折射率,而寻常光(o 光)折射率不变,从而导

致两个正交偏振态(e光,o光)产生了时变的相位差 $\varphi_{\text{Add}}(t) = 2\varphi_{\text{M}}(t) = 2 \times \frac{V_{\text{m}}(t)}{V_{\lambda/2}} \pi$, 其中 φ_{M} 为相位调制幅度, $V_{\text{m}}(t)$ 为调制信号, $V_{\lambda/2}$ 为半波电压, 二倍表示激光在谐振腔中两次经历调制器后输出。(2)式变为:

$$\begin{cases} \frac{dA_1}{dt} = \tau_c^{-1} \{ (G_1 - \alpha_1) A_1 - \kappa A_2 \cos[2\varphi_{\text{M}}(t)] \}, & (3a) \\ \frac{dG_1}{dt} = \tau_f^{-1} (p_1 - G_1 - G_1 |A_1|^2), & (3b) \\ \frac{dA_2}{dt} = \tau_c^{-1} \{ (G_2 - \alpha_2) A_2 - \kappa A_1 \cos[2\varphi_{\text{M}}(t)] \}, & (3c) \\ \frac{dG_2}{dt} = \tau_f^{-1} (p_2 - G_2 - G_2 |A_2|^2), & (3d) \\ \frac{d[2\varphi_{\text{M}}(t)]}{dt} = \kappa \tau_c^{-1} (A_1/A_2 + A_2/A_1) \sin[2\varphi_{\text{M}}(t)], & (3e) \end{cases}$$

根据分析,认为脉冲激光的产生是两耦合的正交偏振态的相位差周期性变化的结果,其数学模型可用(3)式描述。

3.2 数值分析

结合(3)式,各个参量取值如下: $\tau_c = 5 \times 10^{-8}$ s, $\alpha_1 = \alpha_2 = 0.96$, $\tau_f = 10^{-3}$ s, $\kappa = 0.1$ 。

3.2.1 不同调制参量下的稳定脉冲

实验表明,在一定条件下能够得到稳定的脉冲光输出,且在不同抽运功率下存在稳定脉冲输出的调制频带。数值模拟得到了与实验类似的结果,在一定的抽运参量下,存在一些能够得到稳定脉冲输出的调制频率带。稳定频带是由“驰豫频率” ν_{R} 决定^[14]。在以 ν_{R} 的倍数或分数为中心的频带内的频率进行相位调制时,能够得到较为稳定的脉冲光输出。典型的两个频率带是一倍和二倍“驰豫频率”处的频率带。如图 1 所示,在抽运系数为 $p = 11.98$

(“驰豫振荡”频率为 $\nu_{\text{R}} = 50$ kHz), $\varphi_{\text{M}} = 3\pi/4$, 分别利用调制频率的分别为 50 kHz、100 kHz 的正弦波调制时,得到了输出频率 f 分别为 99.95 kHz、99.97 kHz 的稳定脉冲输出。即在低频带调制时,输出脉冲重复频率为调制信号频率的二倍;在高频带调制时,输出脉冲重复频率与调制频率相等。利用方波、三角波仿真时,得到了与上述相同的结果。数值模拟结果与实验结果符合得很好。

3.2.2 低频调制时“驰豫振荡”及其规律

数值仿真发现,利用不同波形在低频(几千赫兹)调制时都能得到“驰豫振荡”现象,且存在与实验结果相同的规律。

1) 调制频率越低,“驰豫振荡”越明显。如图 2 所示,抽运参量 $p = 4.79$, $\nu_{\text{R}} = 30$ kHz, 方波相位调制幅度 φ_{M} 为 $\pi/8$, 调制频率分别为 1 kHz、2 kHz。与实验结果(图 3)对比可知,理论与实验吻合。

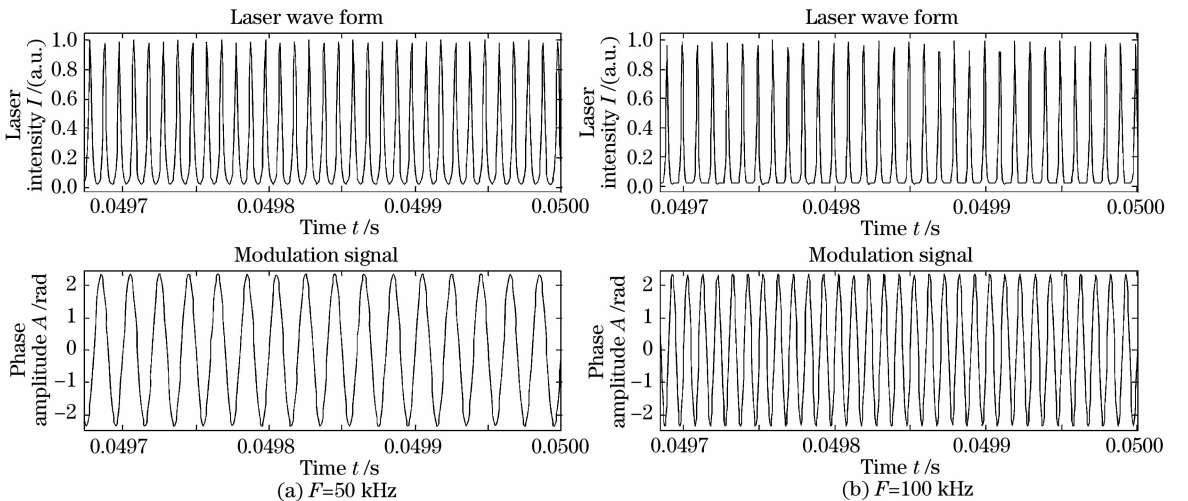


图 1 不同调制频率下的稳定脉冲

Fig. 1 Stable pulse at different modulation frequency

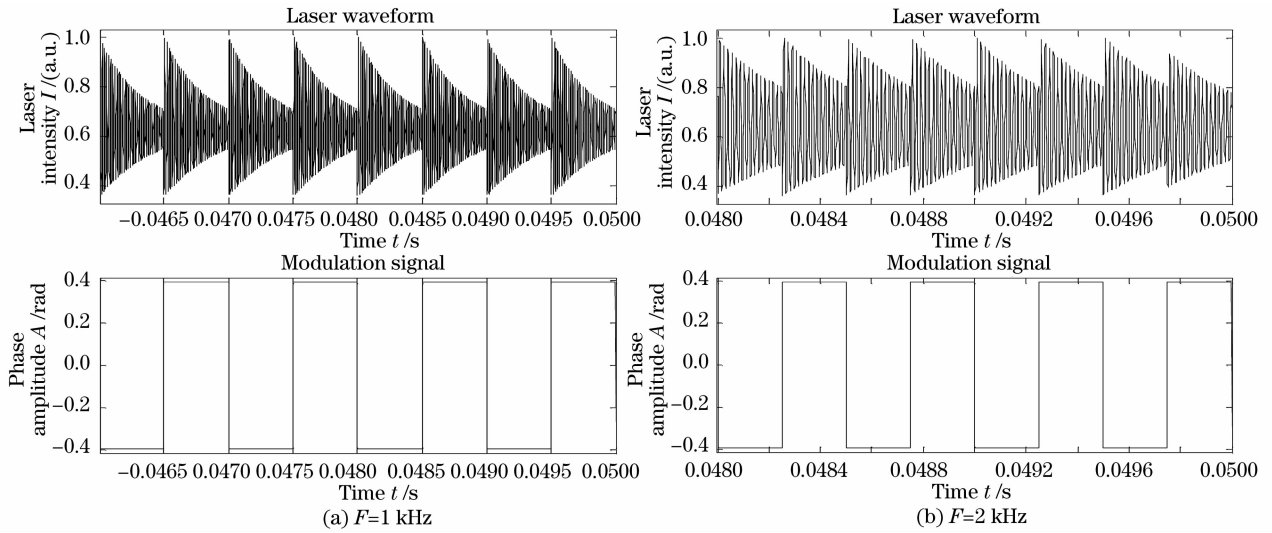


图 2 数值模拟得到的不同调制频率下的“弛豫振荡”

Fig. 2 Simulative results of “Relaxation oscillation” when different modulation frequency signal were used

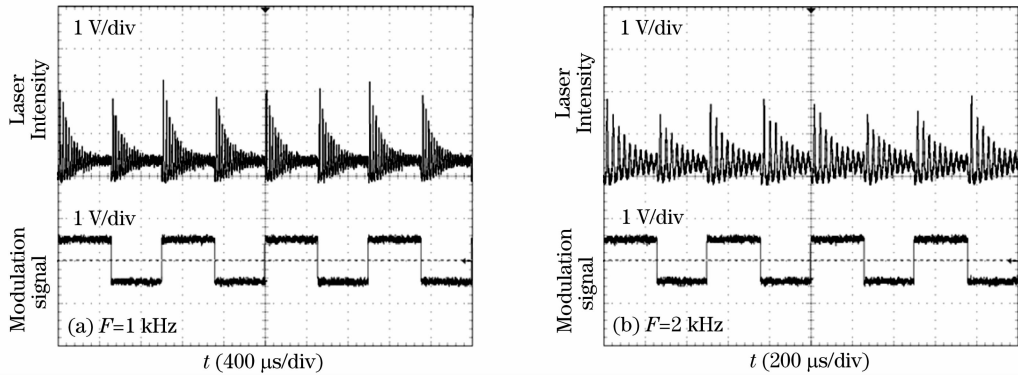


图 3 实验中方波调制时不同调制频率下的“弛豫振荡”

Fig. 3 “Relaxation oscillation” at different modulation frequency when square wave modulated in experiments

2) 抽运光功率越大,“弛豫振荡”越明显。如图 4 所示,在一定的调制参量(相位调制幅度为 $\pi/8$, 调

制频率为 1 kHz)下,抽运系数越大,“弛豫振荡”越明显,与实验结果(图 5)吻合。

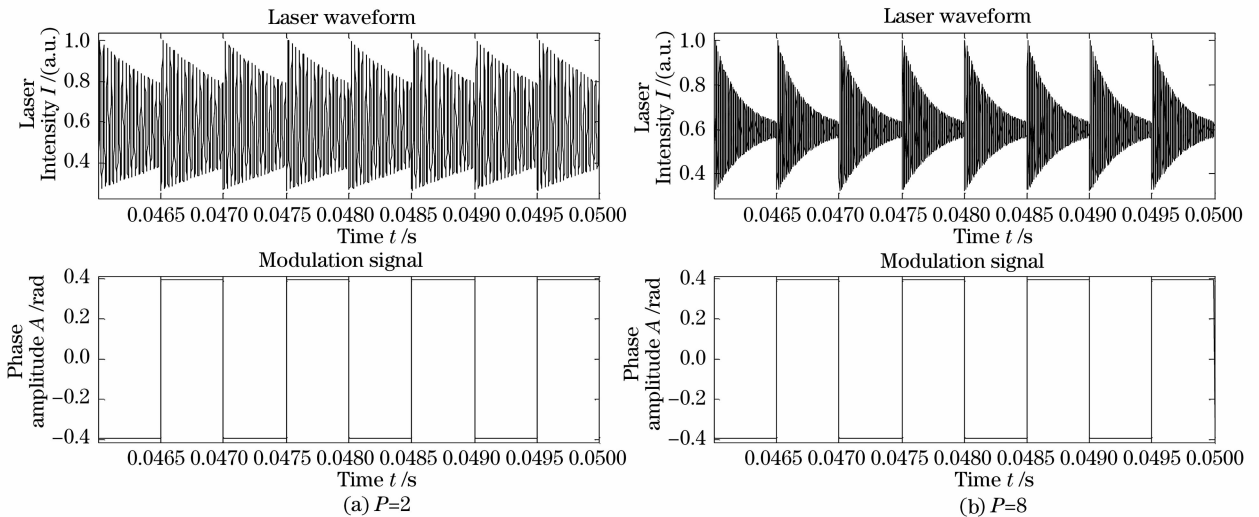


图 4 数值模拟得到的不同抽运系数下的“弛豫振荡”

Fig. 4 Simulation results of “Relaxation oscillation” in different pump power

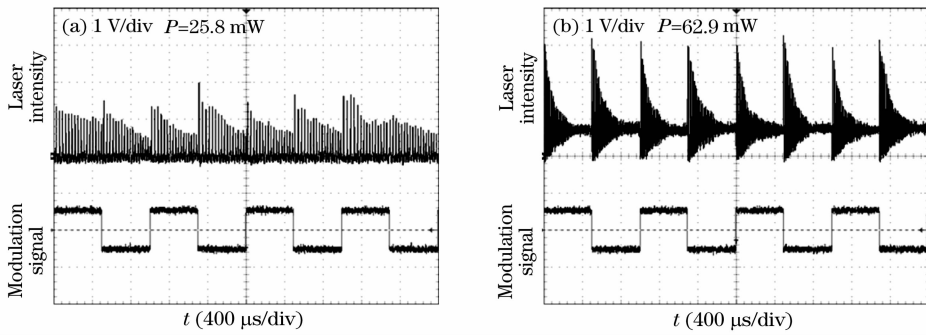


图 5 实验中方波调制时不同抽运下的“弛豫振荡”

Fig. 5 “Relaxation oscillation” in different pump power with square wave modulation in experiments

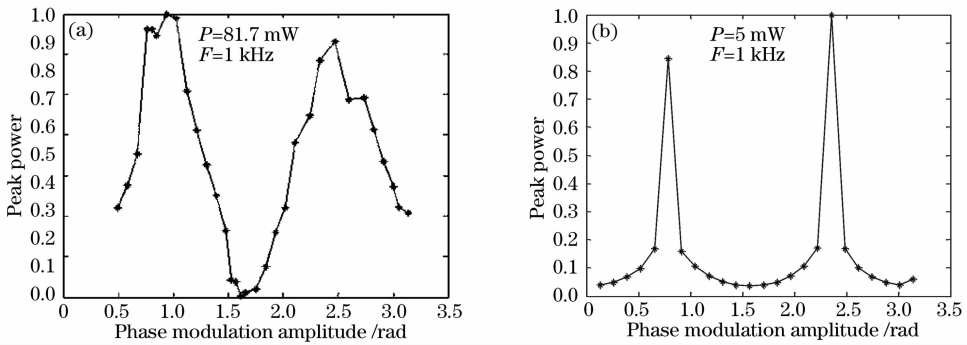


图 6 “弛豫振荡”归一化峰值光功率与调制幅度的关系。(a) 实验结果, (b) 数值模拟结果

Fig. 6 Normalized peak power versus phase modulation amplitude of the “Relaxation oscillation”. (a) Experimental result, (b) simulation result

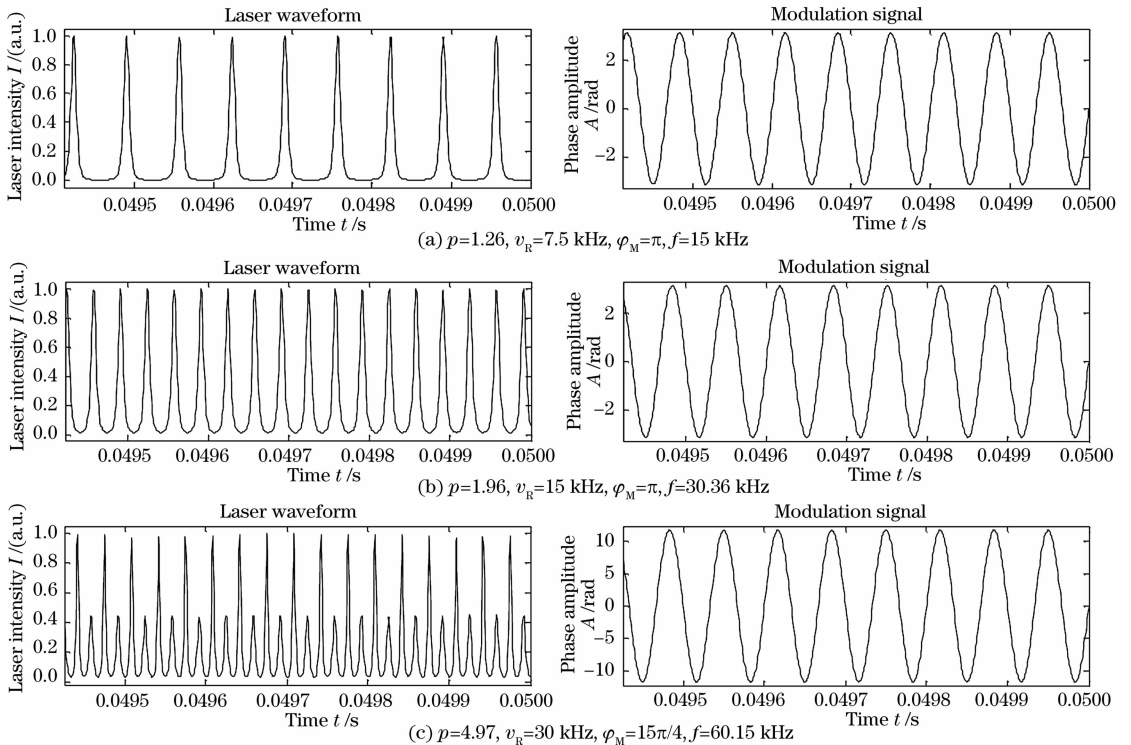


图 7 不同抽运光功率下的稳定脉冲

Fig. 7 Stable pulses at different pump power

3)“弛豫振荡”与调制幅度的关系。实验结果如图 6(a)所示,表明正弦波调制时,“弛豫振荡”的幅值随调制信号幅度周期性变化。仿真得到了与实验类似的结果,如图 6(b)所示,“弛豫振荡”的峰值功率和随调制幅度周期性变化,其周期为 $\pi/2$,在 $\pi/4 + n\pi/2$ 时脉冲幅度有最大值,在 $n\pi/2$ 时脉冲幅度有最小值,与实验结果符合得很好。

3.2.3 抽运功率与脉冲重复频率的关系

实验中,在调制参量不变的情况下,增加抽运功率,输出脉冲重复频率增加,其中稳定脉冲重复频率均为调制频率的分数或倍数。仿真了抽运功率与脉冲重复频率的关系,得到了与实验类似的结果。如图 7 所示,在调制频率为 15 kHz 时,当抽运分别为 7.5 kHz, 15 kHz, 30 kHz 时,得到重复频率为 15 kHz、30 kHz、60 kHz 的脉冲光输出,与实验结果吻合。

数值模拟同时仿真了调制信号直流偏置对结果的影响,发现有无直流偏置时的结果相同。此外,在实验中的稳定频带外,仿真也得到了实验中观察到的诸如混沌等实验现象。根据(3)式得到的仿真结果综合分析可知,仿真结果与实验结果吻合较好。在考虑到实验中可能存在的干扰等未知因素的作用,本文的理论模型能够很好地解释相位调制脉冲激光器产生的机理和实验中的现象。

4 结 论

针对腔内低频直接相位调制时全光纤激光器难以用调 Q、锁模等的脉冲光理论解释的现象,结合光纤激光器自脉冲和固体激光器空间耦合的理论,提出了新的理论解释。建立了数学模型,并进行了定性的理论分析。数值模拟结果与实验现象对比分析表明,理论模型能够很好地解释相位调制脉冲激光器产生的机理和实验现象。但是,目前的理论尚不能解释激光器的光谱变化原因,以后将深入理论和

实验研究,完善理论模型。

参 考 文 献

- 1 Yang Lingzhen, Chen Guofu, Wang Yishan *et al.*. Experimental study of ultrashort pulse Yb³⁺-doped fiber laser[J]. *Chin. J. Lasers*, 2005, **32**(2): 153~155
杨玲珍,陈国夫,王屹山等.超短脉冲掺 Yb³⁺ 光纤激光器实验研究[J]. *中国激光*, 2005, **32**(2): 153~155
- 2 Gan Yu, Xiang Wanghua, Zhou Xiaofang *et al.*. Passive Q-switching and modelocking Yb³⁺-doped fiber laser[J]. *Chin. J. Lasers*, 2006, **33**(8): 1021~1024
甘雨,向望华,周晓芳等.被动调 Q 锁模掺镱光纤激光器[J]. *中国激光*, 2006, **33**(8): 1021~1024
- 3 Wang Jing, Zhang Hongming, Zhang Jun *et al.*. Passively mode-locked fiber laser with a semiconductor saturable absorber mirror[J]. *Chin. J. Lasers*, 2007, **34**(2): 163~165
王旌,张洪明,张 璠等.基于饱和吸收镜的被动锁模光纤激光器[J]. *中国激光*, 2007, **34**(2): 163~165
- 4 S. E. Harris, O. P. McDuff. Theory of FM laser oscillation[J]. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1965, **QE-1**(6): 245~262
- 5 Larry Fabiny, Pere Colet, Rajarshi Roy. Coherence and phase dynamics of spatially coupled solid-state lasers[J]. *Phys. Rev. A*, 1993, **47**(5): 4287~4296
- 6 S. E. Harris, O. P. McDuff. FM Laser oscillation——Theory[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1964, **5**(5): 205~206
- 7 Stefano Longhi, Paolo Laporta. Time-domain analysis of frequency modulation laser oscillation[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1998, **73**(6): 720~731
- 8 S. Longhi, P. Laporta. Floquet theory of intracavity laser frequency modulation[J]. *Phys. Rev. A*, 1999, **60**(5): 4016~4028
- 9 L. A. Zenteno, H. Po. Frequency-modulated cavity-dumped Nd-doped fiber laser[J]. *Opt. Lett.*, 1991, **16**(5): 315~317
- 10 Dan Ostling, Pranay G. Sinha, Helge E. Engan. Spectral stability and smoothness of a phase-modulated fiber laser[J]. *Opt. Lett.*, 1995, **20**(2): 219~221
- 11 S. Bielawski, D. Derozier, P. Glorieux. Anti-phase dynamics and polarization effects in the Nd-doped fiber laser[J]. *Phys. Rev. A*, 1992, **46**(5): 2811~2822
- 12 E. Lacot, F. Stoeckel, M. Chenevier. Dynamics of an erbium doped fiber laser[J]. *Phys. Rev. A*, 1994, **49**(5): 3997~4008
- 13 Francois Sanchez, Guy Stephan. General analysis of instabilities in erbium-doped fiber lasers[J]. *Phys. Rev. E*, 1996, **53**(3): 2110~2122
- 14 Rajarshi Roy, K. Scott Thornburg, Jr. Experiment synchronization of chaotic lasers[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1994, **72**(13): 2009~2012