

激光与光电子学进展

基于半导体光放大器的激光信号产生的研究

刘晓渊, 高万荣*, 牟善祥

南京理工大学电子工程与光电技术学院, 江苏 南京 210094

摘要 提出了一种利用半导体光放大器来产生激光信号的系系统, 此系统主要利用了一台可以产生两束不同频率且频率可调的太赫兹激光器。此激光器产生的差频光信号通过一个光电二极管从光信号转换成稳定的电信号。电信号作为低噪声的射频源进入电光调制器可以产生低抖动且高重复率的超短脉冲信号。然后, 对此系统各部分结构进行理论建模与仿真实验。最后, 根据高斯脉冲理论得出了稳态情况下脉冲函数各参数的值, 模拟出了不同调制频率下的单脉冲和连续脉冲。通过改变各参数的值来分析脉冲的变化。仿真结果表明, 在 10~30 GHz 的情况下, 可以得到高重复率的连续超短光脉冲。

关键词 激光光学; 主动锁模; 半导体光放大器; 太赫兹

中图分类号 TN365

文献标志码 A

doi: 10.3788/LOP202259.0714002

Research on Generation of Laser Signal Using Semiconductor Optical Amplifier

Liu Xiaoyuan, Gao Wanrong*, Mu Shanxiang

School of Electronic and Optical Engineering, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing, Jiangsu 210094, China

Abstract A system is reported in which a semiconductor optical amplifier is used to generate laser signal. The system mainly uses a terahertz laser which can generate two different frequencies and whose frequencies can be adjusted. The optical signal generated by the laser is converted into a stable electrical signal by a photodiode. As a low-noise radio frequency source, electrical signal can generate ultra-short pulse signal with low jitter and high repetition rate. Then, theoretical analysis and simulation experiment are carried out for each part of the system. According to Gaussian pulse theory, the parameters of pulse function in steady state are obtained. Finally, the single pulse and continuous pulse with different modulation frequency are simulated. The change of pulse is analyzed by changing the value of each parameter. The simulation results show that high repetition rate continuous ultrashort optical pulses can be obtained in the range of 10-30 GHz.

Key words laser optics; active mode-locking; semiconductor optical amplifier; terahertz

1 引言

通信和信号处理系统的发展需要低抖动和高重复率的光脉冲源。因为主动锁模可以产生短光脉冲

序列, 所以基于主动锁模的光脉冲源可以充当这种光源^[1]。如果使用超低噪声射频源来驱动激光器, 则激光器的抖动将非常低。因此, 为了获得更好的光谱纯度, 需要提出实现超低噪声射频源的方案。

收稿日期: 2021-05-25; 修回日期: 2021-05-27; 录用日期: 2021-06-19

基金项目: 中央高校基本科研业务费专项资金(30920010003)、国家自然科学基金(61275198, 60978069)

通信作者: *wgao@njjust.edu.cn

各种结构的耦合光电振荡器(COEO)被用来产生光谱纯射频(RF)信号^[2]。例如,在2007年,Salik等^[3]提出一种在10 kHz频偏下产生150 dBc/Hz相位噪声的9.4 GHz信号的COEO。在2006年,Delfyett等^[4-5]提出的一种基于带高精度内腔标准具的锁模激光器的COEO。它产生了一个高稳定性的间隔为10 GHz、宽为13 nm的光学频率梳。这是通过在振荡器的光学环路中选择一个光学超模来实现的。在2012年,Cai等^[6]实现了一种基于饱和吸收锁模的10.7 GHz的COEO,其射频相位噪声在10 kHz频偏下小于-120 dBc/Hz。同年,Loh等^[7]研制了一种无射频放大器的10 GHz的COEO,其相位噪声10 kHz偏置时为-140 dBc/Hz。在2009年,Matsko等^[8]提出了一种新的基于光电振荡器的模型——光电耦合振荡器。基于此结构着重分析了系统的脉冲持续时间、啁啾等参数,得出了系统稳态情况下的参数和脉冲函数解析式,然后将理论与实验数据比较证明了系统的可行性。在2013年,Matsko等^[9]基于此系统又研究了系统的相位噪声,在10 kHz频率偏移下产生的相位噪声接近-160 dBc/Hz。

为了获得更好的性能,本文基于传统的COEO系统提出了一种新的系统结构。该结构利用一台能产生两束太赫兹光源的激光器^[10]作为突破口,优点是可减少激光器的个数,以提高系统在实际应用场合中的稳定性。首先,利用激光器作为射频端的来源,可以提供稳定的射频信号,并减少射频端的噪声。其次,可调激光器可以改变输入到射频端信号的频率,改变系统的调制频率,实现系统可以输出可调的激光脉冲。介绍了系统结构以及使用到的基本原理,并在本系统的基础上建模,得出本系统的结构参数。利用推导出的参数进行仿真,分析不同调制频率下的脉宽,得到单脉冲和连续脉冲形状。

2 基本原理

2.1 系统结构

系统结构如图1所示,整个系统是由一个光环路和一个与太赫兹激光器有关的射频部分组成。半导体光放大器(SOA)的作用^[11-12]是在外加电压的情况下,利用自发辐射产生光信号,所产生的光信号在光环路中传播一圈之后再进入SOA中进行放大。滤波器的作用是对产生的光信号进行带通滤波,去除SOA和光纤系统中不必要的噪声。电光调制器的作用是利用其电光晶体的光学性质对进入

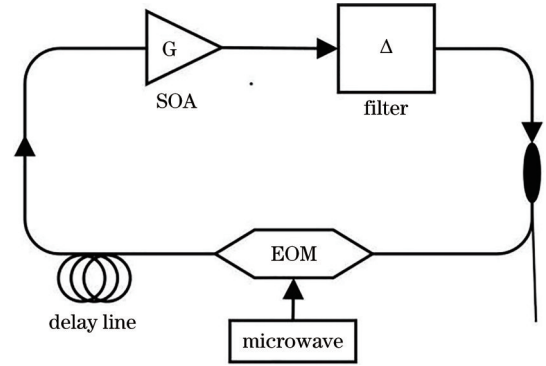


图1 基于激光器作为微波源的SOA主动锁模装置图
Fig. 1 SOA active mode-locking device diagram based on laser as microwave source

电光调制器的光信号进行振幅调制,以产生优势模,进而实现锁模。首先在光环路中,SOA在外接电压的情况下通过自发辐射产生光子,利用的是放大自发辐射(ASE)噪声^[13]。SOA产生的光子通过一个带通滤波器之后再经过一个电光调制器。经过调制的光重新进入SOA中放大。其次在太赫兹激光器光路中,使用的太赫兹激光器能产生两束不同频率激光。激光器输出的两束激光通过一个光电二极管,使得光信号转换成电信号。由于光电二极管带宽的问题,光电二极管输出电信号的频率是两个太赫兹激光频率之差。光电二极管输出的电信号会输入到电光调制器交流端,从而对光环路中的信号进行主动锁模。因为激光器输出的两束激光的频率可调,光电二极管输出的电信号频率可调,从而射频端输入信号频率可调,最后实现整个系统的调制频率可调。

2.2 理论分析

由于大多数锁模激光器产生的脉冲不存在精确的解析解,因此在对系统进行数值模拟时需要做一些近似假设。如果腔中元件的色散和非线性长度大于腔长,且环路中损耗较小,则脉冲的时间形状和脉冲宽度在单次环路中几乎没有变化,一般情况下,色散与非线性不能忽略。在分析中,为了得到近似解,假设色散和非线性均匀分布在系统中。另外,假设光增益和非线性都比光脉冲的持续时间长。因此,根据系统脉冲时间较长,锁定带宽较宽,可以用高斯光束来近似表示光环路脉冲,

$$A(T, t) = \left(\frac{E}{\sqrt{\pi} \tau} \right)^{1/2} \left[\exp - \left(\frac{t - \xi}{\sqrt{2} \tau} \right)^2 \right]^{1+iq} \exp [i\Omega(t - \xi)], \quad (1)$$

式中: $A(T, t)$ 表示缓慢变化的电场包络; $T = z/V_g$, 其中 V_g 表示群速度; $E = P_{ave} T_m$ 表示脉冲能量, 其中 T_m 表示脉冲序列周期, P_{ave} 表示脉冲周期内的平均功率; τ 为脉冲持续时间; ξ 表示时移; Ω 表示频移;

q 表示啁啾。

根据环路脉冲公式^[14-15], 可以得出本系统的光脉冲方程,

$$T_R \frac{\partial A}{\partial T} + \frac{i}{2} \left(\beta_{2\Sigma} + \frac{i}{\Omega_f^2} \right) \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{1}{6} \beta_{3\Sigma} \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} = i\gamma_\Sigma |A|^2 A + \frac{1}{2} (g_\Sigma - \alpha_\Sigma) A - \Delta_{AM} A \cos[\omega_m(t - t_m)], \quad (2)$$

式中: $T_R = L_R/V_g$ 表示在光环长度为 L_R 内运行一周的时间; $\beta_{2\Sigma}$ 为二阶色散; 如果要实现主动锁模, T_R/T_m 必须是一个整数; γ_Σ 表示三阶非线性系数; g_Σ 和 α_Σ 分别表示整个光环路的增益与损耗; $\beta_{3\Sigma}$ 表示三阶色散。本文引入了一个基本的振幅调制项 $\Delta_{AM} A \cos[\omega_m(t - t_m)]$, ω_m 表示调制信号频率, $\omega_m t_m$ 表示调制信号与光脉冲信号初始相位差。

整个增益是由 SOA 的峰值增益 $g_{0\Sigma}$ 和饱和功率 P_{sat} 决定的。其中 g_Σ 表示为

$$g_\Sigma = g_{0\Sigma} \left(1 + \frac{P_{ave}}{P_{sat}} \right)^{-1} = g_{0\Sigma} \left(1 + \frac{E}{E_{sat}} \right)^{-1}, \quad (3)$$

式中: E_{sat} 为饱和脉冲能量。

由于 SOA 的增益曲线与洛伦兹谱形近似, 具有抛物线滤波作用。定义 SOA 增益曲线的半峰全宽 (FWHM) 为 Δ_ω , 定义滤波器的半峰全宽为 Δ 。根据非线性薛定谔 (NLS) 方程, 可以推导出 Δ_ω 的表达式。在 NLS 方程中, SOA 增益谱宽 $\Omega_\omega^{-2} = g_\Sigma T_2^2$, T_2 表示远离增益峰值光脉冲的光谱分量的减少。而 $\Delta_\omega = 2/T_2$, SOA 增益谱宽 $\Omega_\omega^{-2} = (\Delta_\omega/2g_\Sigma^{1/2})^{-2}$ 。SOA 和滤波器都能实现滤波的效果, 系统有效的谱宽增益可以定义为

$$\Omega_f^{-2} = (\Delta_\omega/2g_\Sigma^{1/2})^{-2} + \Delta^{-2}. \quad (4)$$

对于射频端而言, 假设太赫兹激光器产生的两束激光频率分别为 ν_1, ν_2 , 单位均为 THz。两束激光混频之后形成的光是多频率的, 包含了 $\nu_1 - \nu_2, \nu_1 + \nu_2, 2(\nu_1 - \nu_2), 2(\nu_1 + \nu_2)$ 。由于光电二极管带宽的原因, 可以调整两束激光的频率, 使得最终光电二极管输出信号的频率是 $\nu_1 - \nu_2$ 。 $\nu_1 - \nu_2$ 的频率范围可以从 kHz 到 GHz, 其也是射频端输入信号的频率。调制频率 $\omega_m = 2\pi/T_m$, $t_m = \delta\phi_{m\omega}/\omega_m$, $\phi_{m\omega}$ 是表示射频端的相移。而调制深度 $\Delta_{AM} = \pi V/V_\pi$, V 是射频端的电压, V_π 则是光电调制器的半波电压。射频端的电压 V 是由光电二极管输出的电信号电压决定的。而电信号是由输入到光电二极管的太赫兹光信号强度以及光电二极管本身的光电转换效率决定的。

初期 SOA 产生的光子数量很少, 整个光环路不稳定, 各个参数随时间变化, 这里面涉及半导体的辐射过程。为了简单起见, 只研究在稳态情况下的系统。选择忽略了三阶色散, 在这种情况下, 可以令 $\xi = t_m, \Omega = 0$, 基于此只需要推导 E, τ, q 三个参数表达式。本文不再赘述。在推导的公式的基础上可以得到下面三个稳态参数方程,

$$g_\Sigma - \alpha_\Sigma - \frac{1+q^2}{2\tau^2\Omega_f^2} - 2\Delta_{AM} \exp\left[-\frac{(\omega_m\tau)^2}{4}\right] = 0, \quad (5)$$

$$\left[\frac{\beta_{2\Sigma}}{\tau^2} - \frac{q}{\tau^2\Omega_f^2}\right](1+q^2) + \frac{E\gamma_\Sigma}{\sqrt{2\pi}\tau} + q\Delta_{AM}\omega_m^2\tau^2 \exp\left[-\frac{(\omega_m\tau)^2}{4}\right] = 0, \quad (6)$$

$$q\frac{\beta_{2\Sigma}}{\tau} + \frac{1-q^2}{2\tau\Omega_f^2} + \frac{1}{2}\Delta_{AM}\omega_m^2\tau^3 \exp\left[-\frac{(\omega_m\tau)^2}{4}\right] = 0. \quad (7)$$

由上面三个方程可知 ω_m, τ, q 三者彼此相关。结合 (6) 式和 (7) 式可以推导出如下的方程,

$$\Delta_{AM}\omega_m^2\Omega_f^2 \exp\left[-\frac{(\omega_m\tau)^2}{4}\right] \tau^4 = 2\left(1 + \frac{1}{\beta_{2\Sigma}^2\Omega_f^4}\right) \times \left[\sqrt{1 + \beta_{2\Sigma}^2\Omega_f^4\left(1 + \frac{E\gamma_\Sigma\tau}{\sqrt{2\pi}\beta_{2\Sigma}}\right)} - 1\right] - \frac{E\gamma_\Sigma\tau}{\sqrt{2\pi}\beta_{2\Sigma}}, \quad (8)$$

$$q = \frac{1}{\beta_{2\Sigma}\Omega_f^2} \left[\sqrt{1 + \beta_{2\Sigma}^2\Omega_f^4 \left(1 + \frac{E\gamma_\Sigma\tau}{\sqrt{2\pi}\beta_{2\Sigma}} \right)} - 1 \right]. \quad (9)$$

将(8)式左边做傅里叶级数展开,只选取 τ, τ^2 项。在 τ 取ps量级时,经过matlab仿真, $\omega_m\tau$ 不能近似取为0,所以方程不能做近似替代。

脉冲能量只由光放大器的饱和状态决定,所以(5)式忽略,参数 E 可以表示为,

$$E = E_{\text{sat}} \left(\frac{g_{0\Sigma}}{\alpha_\Sigma} - 1 \right). \quad (10)$$

3 参数估计与仿真实验

根据实验室设备的参数,得到如下结果:首先对于SOA而言,饱和输出功率为15 dBm,峰值增益为28 dB。当系统工作在稳定区域,平均输出功率等于饱和功率,为15 dBm,总的增益则是14 dB。而SOA对应的ASE噪声在3 dB处对应的波长差为85 nm,对应的频率差是3.53 THz。考虑到带通滤波器可通过的带宽范围是8 THz,可以得出 $\Omega_f =$

4×10^{14} Hz。另外,系统的二阶项系数 $\beta_{2\Sigma} = 1.4 \times 10^{-24} \text{ s}^{-2}$,非线性项系数 $\gamma_\Sigma = 1.5$ 。根据上面推导的公式仿真可以得到脉冲持续时间 τ 与调制频率,啁啾 q 与调制频率之间的关系,如图2和图3所示。由图2可知,1~10 GHz的变化幅度远大于10~100 GHz的变化幅度。由图3可以更直观看出10~100 GHz之间的变化关系。可以看出10~30 GHz之间, τ 与调制频率近似成正比, q 也与调制频率近似成正比。 τ 从8.7 ps变化到4.6 ps, q 也从3.6变换到2.7。在得到 τ 和 q 值的情况下,可以模拟出稳态情况下的高斯脉冲形状,如图4所示。图4(a)表示的是调制频率为10 GHz、20 GHz、30 GHz情况下单脉冲的形状。可以看出频率越大, τ 越小,振幅越大,脉宽越小。图4(b)表示的是调制频率为10 GHz、20 GHz、30 GHz情况下连续脉冲形状。可以看出频率越大,脉冲重复时间越短,脉冲序列越密集。根据仿真数据可以计算出在调制频率分别是10 GHz、20 GHz、30 GHz时,脉冲宽度分别是14 ps、9.5 ps、7.5 ps。

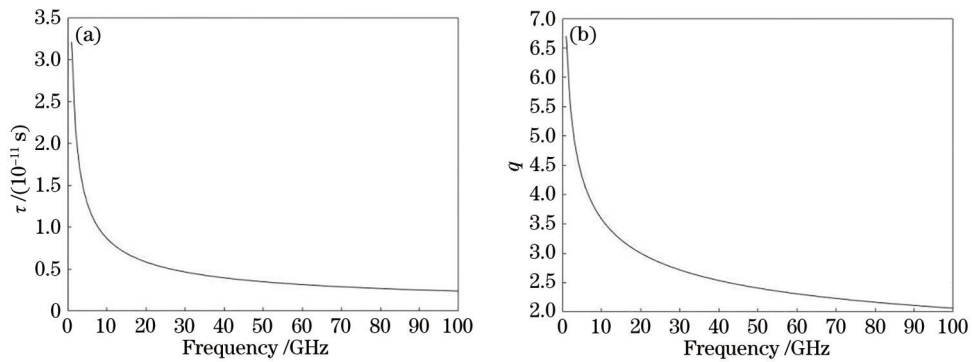


图2 频率在1~100 GHz之间变换时参数对比图。(a) τ ; (b) q

Fig. 2 Parameter comparison diagrams of frequency conversion between 1-100 GHz. (a) τ ; (b) q

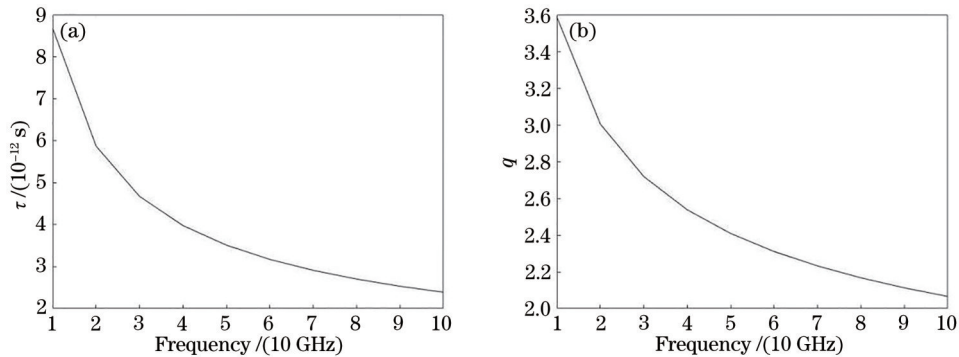


图3 频率在10~100 GHz之间变换时参数对比图。(a) τ ; (b) q

Fig. 3 Parameter comparison diagrams of frequency conversion between 10-100 GHz. (a) τ ; (b) q

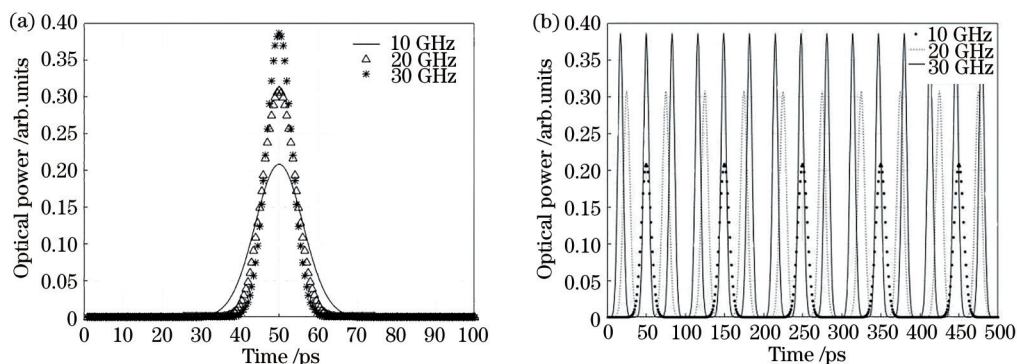


图 4 稳态情况下模拟的高斯脉冲形状。(a)不同频率下,单脉冲的形状;(b)不同频率下,连续脉冲的形状

Fig. 4 Gaussian pulse shape simulated in steady state. (a) Shape of single pulse at different frequencies;
(b) shape of continuous pulse at different frequencies

4 结 论

本文提出了一种基于 SOA 产生激光脉冲的系统结构的构建方法。该方案在传统的光电振荡器的基础上加入了一个能够产生差频激光信号的太赫兹激光器。利用该激光器可以产生超低噪声的射频源。经过公式推导和仿真实验,最终证明了该系统能够产生高重复率且调制频率可调的超短光脉冲信号。该方案为基于 SOA 的激光信号的产生提供了一种有效的新思路。

参 考 文 献

- [1] Darrow J T, Jain R K. Active mode locking of broad band continuous-wave lasers[J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1991, 27(4): 1048-1060.
- [2] Quinlan F, Ozharar S, Gee S, et al. Harmonically mode-locked semiconductor-based lasers as high repetition rate ultralow noise pulse train and optical frequency comb sources[J]. *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, 2009, 11(10): 103001.
- [3] Salik E, Yu N, Maleki L. An ultralow phase noise coupled optoelectronic oscillator[J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2007, 19(6): 444-446.
- [4] Delfyett P J, Gee S, Choi M T, et al. Optical frequency combs from semiconductor lasers and applications in ultrawideband signal processing and communications[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2006, 24(7): 2701-2719.
- [5] Quinlan F, Williams C, Ozharar S, et al. Self-stabilization of the optical frequencies and the pulse repetition rate in a coupled optoelectronic oscillator [J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2008, 26(15): 2571-2577.
- [6] Cai S H, Pan S L, Zhu D, et al. Stabilize the coupled optoelectronic oscillator by an unpumped erbium-doped fiber[C]//Asia Communications and Photonics Conference, November 7-10, 2012, Guangzhou, China. Washington, D.C.: OSA, 2012: ATh2C.5.
- [7] Loh W, Yegnanarayanan S, Plant J J, et al. RF-amplifier-free coupled optoelectronic oscillator (COEO) [C]//2012 Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), May 6-11, 2012, San Jose, CA, USA. New York: IEEE Press, 2012: 1-2.
- [8] Matsko A B, Eliyahu D, Koonath P, et al. Theory of coupled optoelectronic microwave oscillator I: expectation values[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2009, 26(5): 1023-1031.
- [9] Matsko A B, Eliyahu D, Maleki L. Theory of coupled optoelectronic microwave oscillator II: phase noise[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2013, 30(12): 3316-3323.
- [10] Wan W J, Li H, Cao J C. Research progress on terahertz quantum cascade lasers[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2020, 47(7): 0701009.
万文坚, 黎华, 曹俊诚. 太赫兹量子级联激光器研究进展[J]. *中国激光*, 2020, 47(7): 0701009.
- [11] Ning Y Q, Chen Y Y, Zhang J, et al. Brief review of development and techniques for high power semiconductor lasers[J]. *Acta Optica Sinica*, 2021, 41(1): 0114001.
宁永强, 陈泳屹, 张俊, 等. 大功率半导体激光器发展及相关技术概述[J]. *光学学报*, 2021, 41(1): 0114001.
- [12] Chen L H, Yang G W, Liu Y X. Development of semiconductor lasers[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2020, 47(5): 0500001.
陈良惠, 杨国文, 刘育衍. 半导体激光器研究进展

- [J]. 中国激光, 2020, 47(5): 0500001.
- [13] Cheng X, Wen Y J, Dong Y, et al. Optimization of spectrum-sliced ASE source for injection-locking a Fabry-Pérot laser diode[J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2006, 18(18): 1961-1963.
- [14] Usechak N G, Agrawal G P. Rate-equation approach for frequency-modulation mode locking using the moment method[J]. Journal of the Optical Society of America B, 2005, 22(12): 2570-2580.
- [15] Usechak N G, Agrawal G P. Semi-analytic technique for analyzing mode-locked lasers[J]. Optics Express, 2005, 13(6): 2075-2081.