

外光注入半导体激光器实现时钟分频^{*}

王云才[†] 赵跃鹏 张明江 安 义 王纪龙

(太原理工大学物理系,太原 030024)

(2006 年 12 月 31 日收到,2007 年 7 月 4 日收到修改稿)

从理论和实验上研究了利用光注入半导体激光器对高重复速率光脉冲产生的周期振荡和时钟分频现象.结果表明,光注入半导体激光器引起的二倍周期振荡是使注入脉冲重复频率分频的直接原因.通过耦合速率方程,数值模拟了半导体激光器在外光注入时输出光的时间序列和功率谱,并且分析了激光腔内各种周期振荡的特征.研究表明,当注入光使半导体激光器出现稳定的二倍周期振荡,且注入光的重复频率为此振荡频率的二倍时,时钟分频即可产生.实验中,采用重复频率为 6.32 GHz 的光脉冲注入 Fabry-Perot 激光器,实现了 3.16 GHz 时钟分频信号的输出.所得实验结果与理论分析相符.

关键词:周期振荡,时钟分频,光谱侧带,光注入

PACC:4255P,4230Q,4265T

1. 引 言

全光时分复用系统中,支路时钟提取是必要且关键的技术.如何有效地进行时钟提取引起了人们的广泛关注.目前提出的方案主要有以下几种:第一种是利用半导体光放大器构成的非对称解复用器^[1,2],把由耦合器输出的光经过放大和延迟后反馈回环形镜,作为开关脉冲来控制光放大器的开关窗口.它利用了半导体光放大器快速增益饱和以及慢的恢复时间,从 20 GHz 信号中提取到 10 GHz 的时钟分频信号.但此方案会受到半导体光放大器恢复时间以及光偏振敏感的影响.第二种是利用半导体光放大器的自相位调制效应,实现了从 2.88 GHz 的输入信号中提取分频时钟信号^[3,4].该方案对光的偏振敏感很小,克服了上述方案的缺陷,但能够提取时钟信号的频率有限,对更高速率信号的时钟分频困难很大.第三种是利用注入锁模光纤环激光器进行时钟提取^[5,6].其原理是利用谐波锁模或有理数谐波锁模,通过调节腔长满足锁模条件来实现时钟分频.该方案能够实现重复频率的二分频和四分频,但由于体积较大,对激光器器件的制造要求较高,目前很难投入实际使用.另外,利用多区分布反馈半导体激光

器自脉动的时钟提取^[7,8],由于其实现机理尚不明确,仍处在探索阶段.近年来,利用光注入半导体激光器的非线性效应,直接产生分谐波信号进行支路时钟提取已有报道^[9,10],实验中实现了从 19.6 GHz 输入脉冲信号中提取 9.8 GHz 的分谐波信号^[10].此方案由于结构简单,对频率的敏感性较小,显示了较大的应用潜力.但这些研究仅仅限于实验方面,对分谐波的产生机理未作进一步的研究,制约了它的发展和运用.为了实现不同重复频率信号的时钟分频进行有效的控制,探明外光注入半导体激光器实现时钟分频的产生机理是亟需解决的问题.

本文利用耦合速率方程,理论上研究了光注入半导体激光器的各种周期振荡.通过分析半导体激光器输出光的时间序列和功率谱,阐述了随注入光的增强,激光腔内各种周期振荡的非线性过程.研究表明,当注入光使半导体激光器出现稳定的二倍周期振荡,且注入光的重复频率为此振荡频率的二倍时,由于外部光对激光器的调制与内部周期振荡达到响应,时钟分频即可产生.进一步,我们通过实验验证了上述理论.采用重复频率为 6.32 GHz 的脉冲信号注入半导体激光器,成功提取出 3.16 GHz 的时钟信号.所得实验结果与理论分析相符合.

^{*} 国家自然科学基金(批准号:60577019)资助的课题.

[†] E-mail: wangyc@tyut.edu.cn

2. 理论分析

外光注入半导体激光器能够发生多种非线性效应^[11-15], 诸如一周期振荡、二倍周期振荡以及四倍周期振荡等. 可通过时间序列和功率谱对这些周期振荡现象的特性进行研究^[14]. 无外光注入的半导体激光器在高于阈值的直流偏置下, 其输出光谱满足如下表达式^[16]:

$$G_E(\omega) = \frac{D(\alpha^2 + 1)}{\omega^2 + \left[\frac{D(\alpha^2 + 1)}{2} \right]^2} \left(1 - \frac{D(\alpha^2 + 1)}{4\gamma_d} \right) + \frac{D(\alpha^2 + 1)4}{(\omega - \omega_0)^2 + \gamma_{\text{eff}}^2} \left[1 - \frac{4\alpha}{\alpha^2 + 1} \left(\frac{\gamma_m}{\omega_0} \right) - \left(\frac{2\alpha^2 - 2}{\alpha^2 + 1} \right) \left(\frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} \right) \right] + \frac{D(\alpha^2 + 1)4}{(\omega + \omega_0)^2 + \gamma_{\text{eff}}^2} \left[1 - \frac{4\alpha}{\alpha^2 + 1} \left(\frac{\gamma_m}{\omega_0} \right) + \left(\frac{2\alpha^2 - 2}{\alpha^2 + 1} \right) \left(\frac{\omega + \omega_0}{\omega_0} \right) \right],$$

其中 D 为相位变化率, α 为线宽增强因子, ω 为角频率, ω_0 为增益饱和时的角频率. γ_d , γ_{eff} 和 γ_m 分别为弛豫振荡的衰减速率、弛豫振荡的有效衰减速率和自发辐射衰减速率. 所选 Fabry-Pero(FP) 半导体激光器的参量取值如下: $D(\alpha^2 + 1) = 136\pi$ MHz, $\gamma_d = \gamma_m = 160\pi$ MHz, $\gamma_{\text{eff}} = 540$ MHz, $\omega_0 = 0.96\pi$ GHz, $\alpha = 2$. 将这些值代入上述公式得到 FP 激光器自由运转时的光谱如图 1 所示. 由于弛豫振荡的影响, 在光谱中观察到不对称的两个侧带, 两侧带与主振荡模的间隔为弛豫振荡频率. 文献[16, 17]的研究表

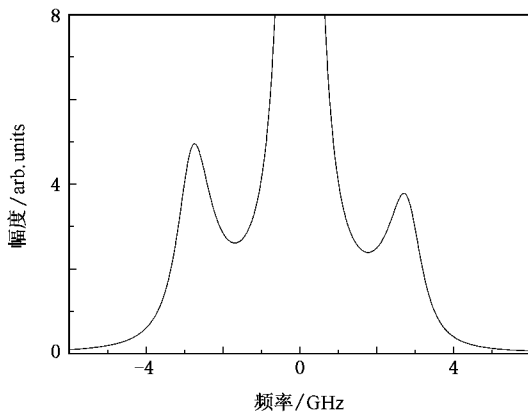


图1 FP 半导体激光器自由振荡时的光谱

明, 振幅起伏和相位起伏间的相互作用, 导致两侧带存在不对称性, 频率低处的侧带偏高.

文献[18]的研究表明, 正是由于光谱侧带存在, 光注入半导体激光器才会产生一系列不同的周期振荡. 当外光注入半导体激光器时, 由于侧带与主模以及注入模式间的相互作用, 激光腔内呈现出不同的非线性效应. 现采用带有注入项的耦合速率方程^[19]通过数值模拟来分析半导体激光器在外光注入时的各种周期振荡. 所用方程如下:

$$\frac{da}{dt} = \frac{1}{2} \left(\frac{\gamma_c \gamma_n}{\gamma_s \tilde{J}} \tilde{n} - \gamma_p (2a + a^2) \right) (1 + a) + \xi_i \gamma_c \cos(\Omega t + \phi), \quad (1)$$

$$\frac{d\phi}{dt} = -\frac{\alpha}{2} \left(\frac{\gamma_c \gamma_n}{\gamma_s \tilde{J}} \tilde{n} - \gamma_p (2a + a^2) \right) - \frac{\xi_i \gamma_c \sin(\Omega t + \phi)}{1 + a}, \quad (2)$$

$$\frac{d\tilde{n}}{dt} = -\gamma_s \tilde{n} - \gamma_n (1 + a)^2 \tilde{n} - \gamma_s \tilde{J} (2a + a^2) + (\gamma_s \gamma_p / \gamma_c) \tilde{J} (2a + a^2) (1 + a)^2. \quad (3)$$

这里

$$a = (|A| - |A_0|) / |A_0|,$$

其中 $|A|$ 为激光器振荡场的振幅, $|A_0|$ 为激光器自由运转时的振幅; ϕ 为激光器振荡场 A 与注入场 A_i 之间的相位差;

$$\tilde{n} = (N - N_0) / N_0,$$

其中 N 为载流子密度, N_0 为激光器自由运转时载流子密度; 注入强度参数满足

$$\xi = \eta |A_i| / (\gamma_c |A_0|),$$

其中 $|A_i|$ 为注入光的振幅, 并且注入光功率正比于 ξ^2 ; γ_c , γ_n , γ_p 和 γ_s 分别为光子衰减速率、受激辐射速率、增益饱和速率和由于自发辐射引起的载流子衰减速率; Ω 为失谐频率;

$$\tilde{J} = (J(ed) - \gamma_s N_0) / (\gamma_s N_0),$$

其中 e 和 d 分别为电荷电量和激光器有源区厚度. 速率方程中的参数均通过拟合实验测定的一些物理量来决定^[20]. 所需测量的物理量为阈值电流、输出光功率、响应频率以及衰减因子. 数值模拟所用 FP-LD 激光器的各个参数取值如下: $\gamma_c = 2.7 \times 10^{11} \text{ s}^{-1}$, $\gamma_s = 1.7 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$, $\gamma_n = 2.2 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$ 和 $\gamma_p = 1.1 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$.

当外光注入半导体激光器时, 随注入光功率的增大, 半导体激光器呈现出不同的非线性效应. 我们

取注入光与激光器自由振荡时频率失谐为 5.60 GHz 进行数值模拟. 图 2 为注入强度增加到 $\xi = 0.04$ 时激光器输出的光谱. 与自由运转时相比, 弛豫振荡引起的两侧带分别向远离中心模的方向有较小的移动, 频率高的侧带明显地被抑制. 由于此时存在四波混频效应, 弛豫振荡侧带右侧失谐为 -5.5 GHz 处, 出现了一较高的谱线. 随着注入强度的进一步增大, 四波混频谱消失, 两侧带继续向远离中心谱方向移动, 激光器出现一系列周期振荡.

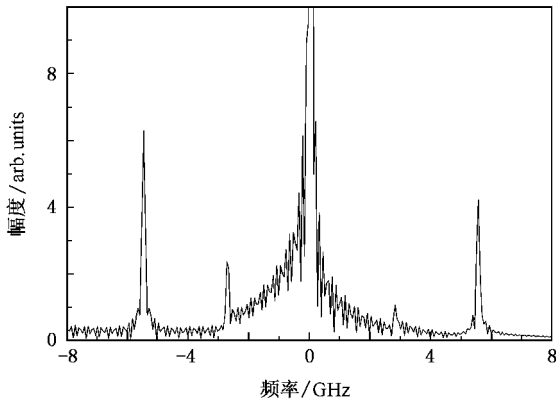


图 2 $\xi = 0.04$ 时激光器的输出光谱

图 3 为不同注入强度导致激光器腔内各种周期振荡的时间序列及功率谱, 其中时间序列图取光注入 1 ns 后稳定振荡时的情形. 当 $\xi = 0.056$ 时, 图 3 (a) 表示激光器输出光子的密度相同, 且光子密度等间隔周期性地变化. 图 3 (b) 表示激光腔内出现频率为 5.33 GHz 的稳定的一周期振荡. 随着注入光强的增大, 当 $\xi = 0.07$ 时, 图 3 (c) (d) 表示频率为 3.14 GHz 的二倍周期振荡. 其中图 3 (c) 表示两个幅度不同的光子密度交替出现, 幅度较大的光子密度大约是幅度较小的光子密度的 2.5 倍. 相同幅度的光子密度出现的时间间隔相同, 激光腔内呈现稳定的周期振荡. 图 3 (d) 为此时激光腔内振荡的功率谱, 对应的基波频率为 3.14 GHz. 随注入强度的进一步增大, $\xi = 0.1$ 时, 激光腔内出现四倍周期振荡. 从图 3 (e) 可以看到, 光子密度出现四倍周期状态. 图 3 (f) 的功率谱中, 基频为 1.9 GHz. 虽然对应幅度较低, 但当消除噪声基底的影响时, 其信号的幅值相对较高, 激光腔内以此频率进行周期振荡. 当注入强度增大到 $\xi = 0.12$ 时, 图 3 (g) (h) 表示二倍周期振荡再次出现, 但振荡周期与 $\xi = 0.07$ 时出现的二倍周期完全不同. 交替出现的幅度较大的光子密度约为幅度较小光子密度的 1.8 倍, 两者各自出现的周期

相同, 激光腔内的振荡频率增大到 4.00 GHz. 当 $\xi = 0.14$ 时, 如图 3 (i) (j) 所示, 激光腔内出现一周期振荡, 振荡周期变为 8.66 GHz, 与注入强度较弱时出现的一周期振荡相比, 振荡频率提高较大.

外光注入半导体激光器发生的一系列周期振荡, 是由侧带与主模以及注入光之间的相互作用而产生. 由于它们之间的光频相差不大, 满足相位差恒定时, 发生以相邻光的差频为振荡频率的拍频效应. 这些周期振荡是光注入半导体激光器引起非线性效应的结果, 当注入光功率不同时, 激光腔内表现出频率不同的周期振荡. 由于激光腔内的二倍周期振荡与时钟分频有必然的联系, 以下重点研究二倍周期振荡的产生过程. 图 4 (a) 表示 $\xi = 0.066$ 时激光腔内出现的二倍周期状态. 由于处于二倍周期刚产生阶段, 两振幅不同的光子密度相差不大. 图 4 (b) 的功率谱中, 频率为 3.10 GHz 处出现一小峰, 表明激光腔内该基频的成分已经出现. 但由于幅度较小, 与 6.20 GHz 谱线处功率比为 -19.4 dB, 激光腔内二倍周期振荡相当微弱. 随着注入强度的增大, 当注入光参量为 $\xi = 0.068$ 时, 图 4 (c) 表示两光子密度振幅之差随注入光强度而增大, 二倍周期现象比较明显. 图 4 (d) 的功率谱中, 分谐波 3.12 GHz 处谱线幅度明显增大, 与 6.24 GHz 处谱线的功率之比为 -14.2 dB. 由于此时两不同振幅的光子密度之差不够大, 仍然不能达到稳定的二倍周期振荡. 从图 4 (d) 可见, 此时噪声基底较高, 激光腔内还没有形成稳定的以 3.12 GHz 为频率的周期振荡. 随注入强度继续增大, 从图 4 (e) 中可以看到, 当 $\xi = 0.07$ 时两不同振幅的光子密度相差较大. 图 4 (f) 的功率谱中, 分谐波 3.14 GHz 处频谱功率增大, 与 6.28 GHz 处频谱功率之比为 -11 dB. 从图 4 (f) 可以看到, 3.14 GHz 处信号功率明显增高, 激光腔内表现为以该频率进行周期振荡.

由以上所述可知, 光注入半导体激光器产生二倍周期现象, 并不相应地引起稳定的二倍周期振荡. 只有交替出现的两不同振幅的光子密度相差较大时, 激光腔内才能达到稳定的二倍周期振荡, 并且振荡频率等于大振幅光子密度出现的频率. 模拟结果表明, 注入强度参数 ξ 在 0.069 与 0.0715 之间时, 激光腔内均能发生稳定的二倍周期振荡, 只是注入参数不同时振荡频率略有不同.

当稳定的二倍周期振荡出现时, 由于在一定注入光功率下, 振荡场中较大的光子密度振幅比较小

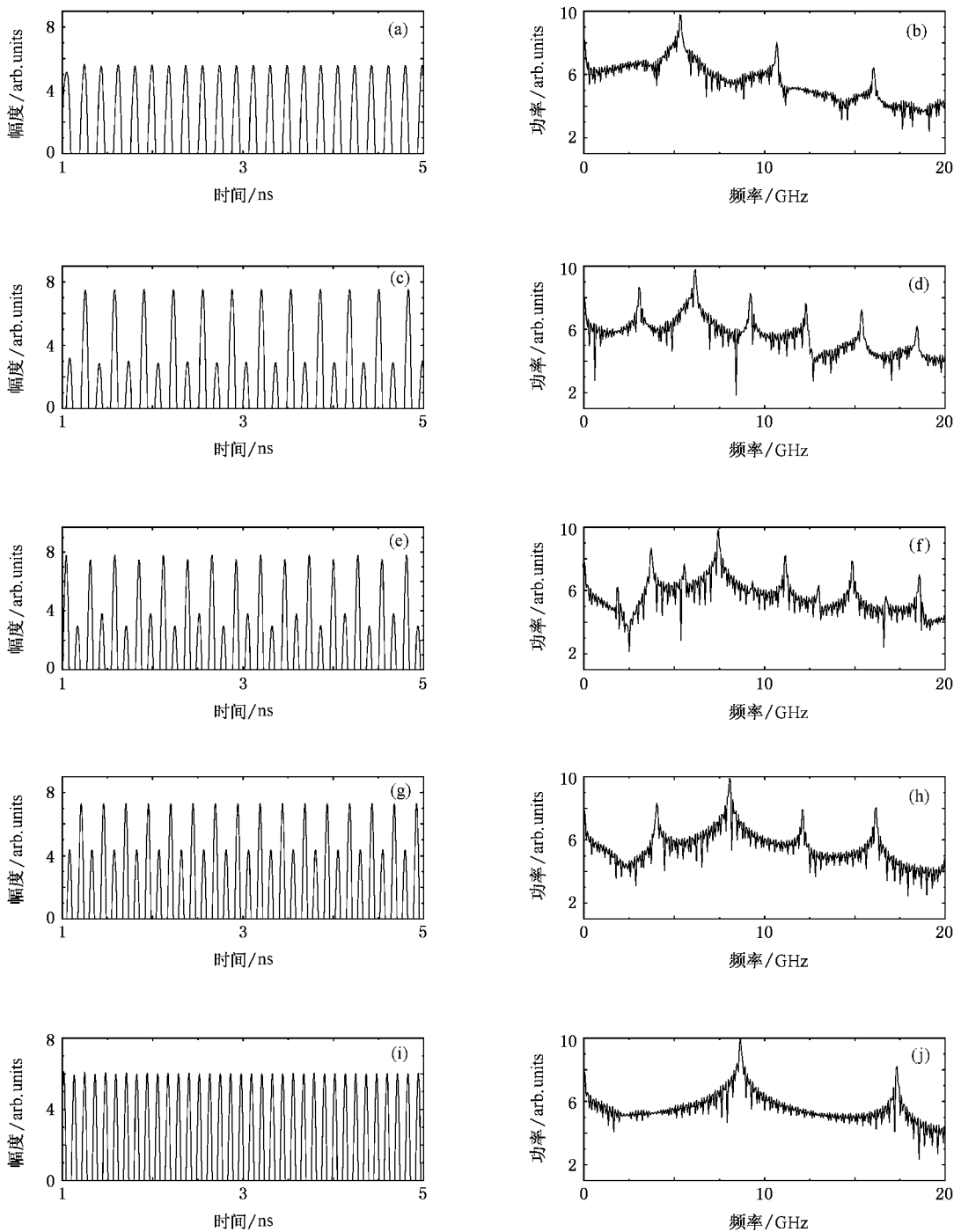


图3 注入光强不同时半导体激光器内的各种周期振荡 (a)(c)(e)(g)和(i)为时间序列 (b)(d)(f)(h)和(j)为功率谱.注入光强参数如下 (a)(b) $\xi = 0.056$ (c)(d) $\xi = 0.07$ (e)(f) $\xi = 0.1$ (g)(h) $\xi = 0.12$ (i)(j) $\xi = 0.14$

光子密度振幅大得多,激光腔内总体表现为以较大密度的光子作周期振荡.如果把一个脉冲光注入半导体激光器,使注入光平均强度满足 $\xi = 0.07$,激光腔内出现二倍周期振荡.此时由于注入光对激光器进行周期调制,当调制频率与不同振幅的光子密度交替出现的频率相等时,外部调制与内部振荡实现

响应,激光腔内注入光的强度随腔内的振荡场而发生周期性变化.于是,注入光与较大振幅的光子密度的周期振荡达到匹配,输出与此振荡周期相同的光脉冲.因此,激光腔内发生稳定的二倍周期振荡,且振荡频率为较大光子密度出现的频率,是使注入光发生时钟分频的直接原因.

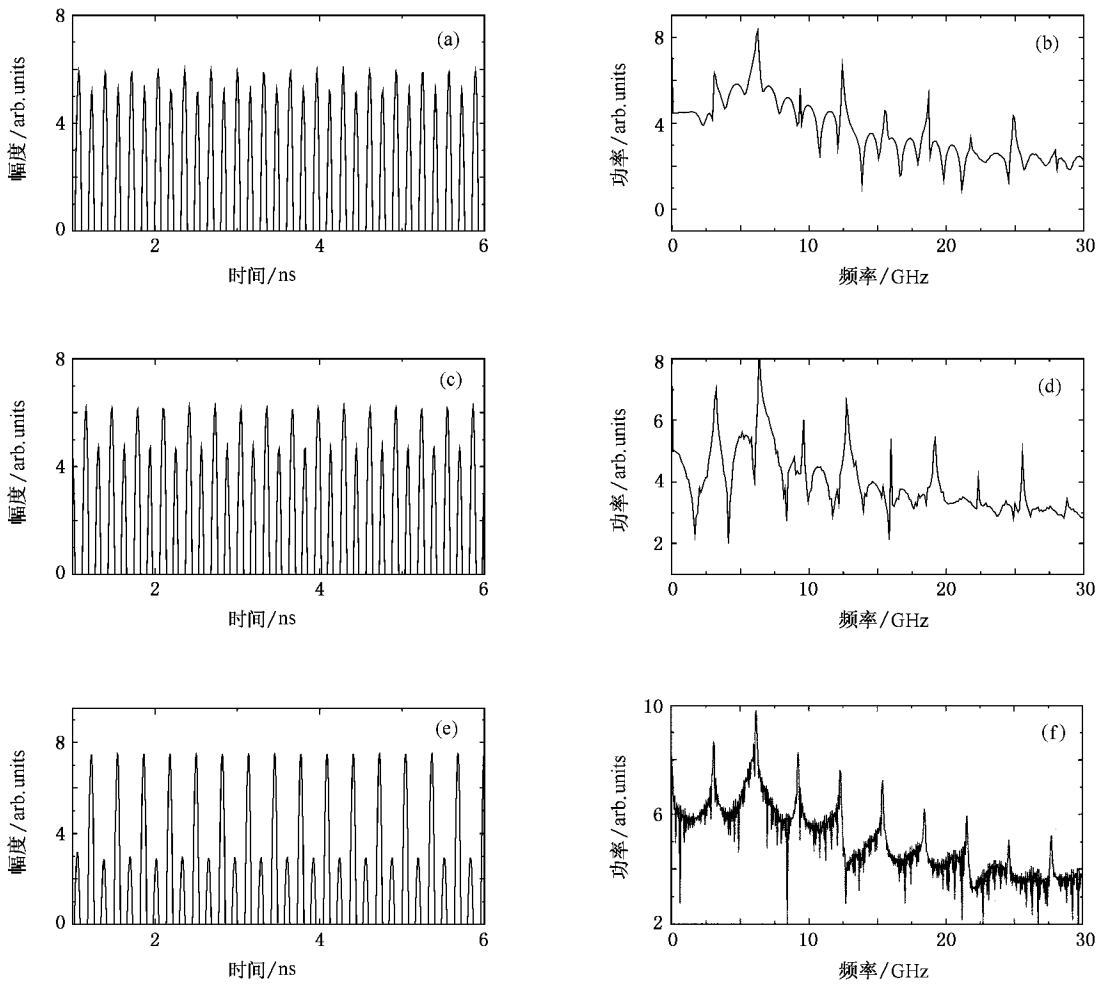


图4 二倍周期振荡的产生过程 (a)(c)和(e)为时间序列 (b)(d)和(f)为功率谱.注入光强参数如下 (a)(b) $\xi = 0.066$ (c)(d) $\xi = 0.068$ (e)(f) $\xi = 0.07$

3. 实验研究

根据以上发生时钟分频的原理,现用一个重复频率可调的光脉冲,注入半导体激光器来进行实验

验证.实验方案如图5所示,其中FP-LD中心波长为1550 nm,阈值电流为13.2 mA.实验采用Agilent公司生产的E8257D型信号发生器产生的射频正弦信号直接调制一个分布反馈半导体激光器(DFB-LD),使其产生所需重复频率的光脉冲.由DFB-LD输出的

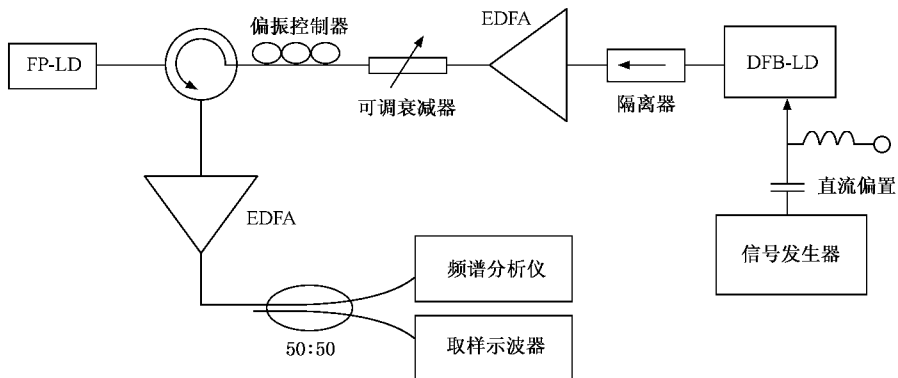


图5 外光注入FP-LD实现时钟分频的实验装置示意图

光脉冲,经掺铒光纤放大器(EDFA)放大后,通过环形器注入 FP-LD.可调谐衰减器用来调整注入光功率的大小,偏振控制器(PC)用来控制注入激光模式的耦合效率.FP-LD 的输出光经另一 EDFA 放大后,分别由 86100B 型取样示波器和 E4407B 型频谱分析仪进行测量.

当 FP-LD 的偏置电流为 16.9 mA 且无光注入时,其自由运转的弛豫振荡频率为 2.7 GHz,激光器呈现多纵模输出.当注入光的波长与 FP-LD 中某一波长相差大约为 5.5 GHz 时,输入光脉冲对激光器

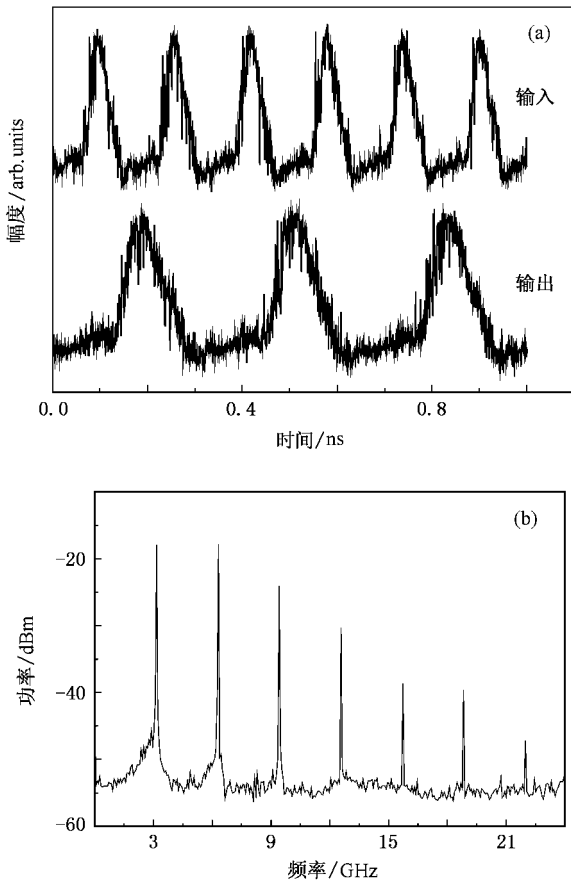


图 6 注入光脉冲和输出光脉冲的波形和频谱 (a)为 6.32 GHz 注入光脉冲以及 3.16 GHz 输出光脉冲的波形 (b)为输出脉冲的频谱

进行周期性的调制.通过调节信号发生器,使注入 FP-LD 光脉冲的重复频率在 6.28 GHz 附近变化.在每一调制频率下,适当改变注入光功率的大小并且调整注入光的耦合效率.实验发现,当调制频率为 6.32 GHz,注入脉冲的平均光功率为 -5.59 dBm 时,FP-LD 输出的光脉冲重复频率变为注入光脉冲的一半,时钟分频得以实现.图 6(a)显示了 6.32 GHz 的输入脉冲与 3.16 GHz 输出脉冲的波形,图 6(b)为输出脉冲的功率谱.

当时钟分频产生后,适当改变注入光脉冲的重复频率,并且调节注入光的强度.实验发现,当调制频率由 6.312 GHz 增加到 6.327 GHz,在这 15 MHz 范围内输出的脉冲非常稳定,与理论分析相一致.在我们的实验中,当注入半导体激光器的光发生时钟分频时,调制半导体激光器的频率在 6.32 GHz 附近,而不是理论分析中的 6.28 GHz.这是由于在理论模拟中受激辐射速率 γ_n 和增益饱和速率 γ_p 都取了近阈值处的固定值,而实际上它们随注入光强的增大会有微小的变化,因此与激光器的实际振荡频率有一定的偏差.综上所述,实验结果与理论分析相符.

4. 结 论

本文利用半导体激光器耦合速率方程,数值模拟并研究了外光注入激光器的各种周期振荡,对二倍周期振荡进行了详细讨论.研究表明,光注入半导体激光器引起激光腔内稳定的二倍周期振荡是注入光发生时钟分频的原因.当注入光使半导体激光器出现稳定的二倍周期振荡,且注入光的重复频率为此振荡频率的二倍时,时钟分频即可产生.实验中用重复频率为 6.32 GHz 的脉冲注入 FP 激光器,实现了输出 3.16 GHz 的时钟信号,较好地验证了这一理论.采用注入强度更大、重复频率更高的脉冲在其四倍周期振荡与更高频率的二倍周期振荡处也能够实现四分频和分频现象.

[1] Kelly A E, Manning R J, Poustie A J, Blow K J 1998 *Electron. Lett.* **34** 1337
 [2] Manning R J, Kelly A E, Blow K J, Poustie A J, Nisset D 1998 *Opt. Commun.* **157** 45
 [3] Lee H K, Kim H G 1999 *IEEE Photon. Techn. Lett.* **11** 469
 [4] Lee H K, Kim H G, Choi J Y, Lee H K 1999 *Electron. Lett.* **35** 989

[5] Wang T, Lou C Y, Huo L, Wang Z X, Gao Y Z 2003 *Opt. Laser Techn.* **35** 463
 [6] Vlachos K G 2003 *Opt. Commun.* **222** 249
 [7] Feiste U, As D, Ehrhardt A 1994 *IEEE Photon. Techn. Lett.* **6** 106
 [8] Sartorius B, Bornholdt C, Brox O, Ehrke H J, Hoffmann D, Ludwig R, Mührle M 1998 *Electron. Lett.* **34** 1664

- [9] Yang Y M ,Liu H F ,Matsui Y 2000 *Electron . Lett .* **36** 1852
- [10] Chow K K ,Shu C ,Yang Y M ,Liu H F 2003 *IEE Proc-Optoelectron .* **150** 239
- [11] Ye M Y ,Wang X D 2004 *Chin . Phys .* **13** 454
- [12] Yan S L 2006 *Acta Phys . Sin .* **55** 5109 (in Chinese) [颜森林 2006 *物理学报* **55** 5109]
- [13] Wang Y C 2003 *Acta Phys . Sin .* **52** 2190 (in Chinese) [王云才 2003 *物理学报* **52** 2190]
- [14] Jia X H ,Wu Z M ,Lin X D ,Bai X ,Xia G Q 2005 *Acta Phys . Sin .* **54** 3680 (in Chinese) [贾新鸿、吴正茂、林晓东、柏 熙、夏光琼 2005 *物理学报* **54** 3680]
- [15] Liu C ,Ge J H ,Chen J 2006 *Acta Phys . Sin .* **55** 5211 (in Chinese) [刘 崇、葛剑虹、陈 军 2006 *物理学报* **55** 5211]
- [16] Exter M P ,Hamel W A ,Woerdman J P ,Zeijlmans B R P 1992 *IEEE J . Quantum Electron .* **28** 1470
- [17] Vahala K ,Harder C ,Yariv A 1983 *Appl . Phys . Lett .* **42** 211
- [18] Simpson T B ,Liu J M ,Gavrielides A ,Kovanis V ,Alsing P M 1994 *Appl . Phys . Lett .* **64** 3539
- [19] Simpson T B ,Liu J M ,Huang K F ,Tai K 1997 *J . Opt . B* **9** 765
- [20] Cartledge J C ,Srinivasan R C 1997 *IEEE J . Lightwave Techn .* **15** 852

Clock division with optical injection semiconductor laser^{*}

Wang Yun-Cai[†] Zhao Yue-Peng Zhang Ming-Jiang An Yi Wang Ji-Long

(Department of Physics ,Taiyuan University of Technology ,Taiyuan 030024 ,China)

(Received 31 December 2006 ; revised manuscript received 4 July 2007)

Abstract

The periodic oscillations and clock division in semiconductor laser with external optical injection have been studied theoretically and experimentally. The results indicate that double period oscillation due to semiconductor laser with external optical injection can lead to clock division of the injected optical pulses. We have simulated the time series and power spectrum of output light from semiconductor laser by the coupled rate-equation method , and studied a series of periodic oscillations in laser cavity. When the slave laser was driven into the dynamical period-two state with propriety injection optical power , and modulation frequency of injected optical pulses is twice the oscillation frequency , the clock division of injected optical pulses occurs. Moreover , in experiment ,we have demonstrated that the output pulses appear at a repetition rate of 3.16 GHz when optical pulses with 6.32 GHz repetition rate are injected into the Fabry-Perot laser diode. The experimental result is well consistent with theoretical analysis.

Keywords : period oscillation , clock division , spectrum sideband , optical injection

PACC : 4255P , 4230Q , 4265T

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60577019).

[†] E-mail : wangyc@tyut . edu . cn