

一种新的半导体激光器线宽展宽因数测量算法

叶会英, 王艳花, 禹延光

(郑州大学信息工程学院, 河南 郑州 450052)

摘要:在外腔波动情况下,根据光反馈自混合干涉系统不同反馈机制下的干涉信号特征,设计了一个周期内信号特征点在靠近振动中心位置的下条纹中相对应的映射点位置测量线宽展宽因数的算法。通过仿真和实验验证:与以往算法相比,本文设计的算法不受光反馈水平机制的限制。线宽展宽因数的精确测量对于半导体激光器性能的研究与应用具有重要意义。

关键词:光反馈自混合干涉;线宽展宽因数;映射点位置测量;反馈机制

中图分类号:TN248.4

文献标识码:A

New measurement method for linewidth enhancement factor based on self-mixing interferometry

YE Hui-ying, WANG Yan-hua, YU Yan-guang

(School of Information Engineering, Zhengzhou University, Zhengzhou 450052, China)

Abstract:In the situation of the external cavity fluctuation, the algorithm of measuring Linewidth Enhancement Factor (LEF) is designed. It is based on the down-fringe mapping point position near the center of vibration signal. Compared with previous algorithm, the algorithm presented in this paper is free of the limitation of the optical feedback mechanism level, which is proven by both simulation and experiments. The accurate measurement of LEF is of great significance to semiconductor lasers performance research and application.

Key words:optical feedback self-mixing interferometry (OFSMI); line-width enhancement factor (LEF); mapping position measurement; feedback mechanism

1 引言

线宽展宽因数 α 是描述半导体激光器性能的一个重要参数,半导体激光器许多特性如线宽、啁啾、注入锁定范围及动态特性等^[1-2]都与 α 有关。因此 α 的精确测量对于半导体激光器特性研究以及半导体激光器的应用系统特性研究都具有重要意义。已有的测量方法:线宽法^[3]、FM/AM法^[4]、Hakki-Paoli法^[5-6]、注入锁定法^[7-8]以及光反馈自混合干涉(OFSMI)测量法^[9]。光反馈自混合干涉测量法因系统简单、测量精度高而优于其他方法。

目前,基于光反馈自混合干涉测量 α 的研究已有一些成果。在弱光反馈条件下(光反馈水平小于1),文献[9]根据数据拟合原理得出被测线宽展宽因数,该方法测量精度高且抗干扰能力较强,但该方法

需测量参数多且只适用于弱光反馈情况。文献[10]基于OFSMI信号滞回特点,利用信号特征点来测量线宽展宽因数,该方法适用于光反馈水平因子小于3的情况;文献[11]提出了适用于强光反馈水平的对称折叠算法。本文基于OFSMI信号特点,提出一种测量参数少、适用范围更广的映射点测量方法。

2 基础理论

光反馈自混合干涉系统的理论模型可由Lang and Kobayashi(L-K)方程描述如下^[12]:

基金项目:国家自然科学基金项目(No. 60871031)资助。

作者简介:叶会英(1961-),女,教授,主要研究方向为激光测量,新型传感理论与技术。E-mail:ieyhwan@163.com

收稿日期:2010-10-19

$$\phi_F = \phi_0 - C \cdot \sin[\phi_F + \arctan(\alpha)] \quad (1)$$

$$g(\phi_0) = \cos(\phi_F) \quad (2)$$

$$P(\phi_0) = P_0 [1 + m \times g(\phi_0)] \quad (3)$$

其中,式(1)给出了 ϕ_0 和 ϕ_F 的关系; ϕ_0 为无外部光反馈时外腔的光相位; $\phi_0 = 2\pi\nu_0\tau$, ν_0 为无外部光反馈时的光频; ϕ_F 为有外部光反馈时外腔的光相位; $\phi_F = 2\pi\nu_F\tau$, ν_F 为存在外部光反馈时的光频; τ 为激光在外腔中的飞行时间,由外腔长度 L 和光速 c 决定, $\tau = 2L/c$ 。

式(3)中, $P(\phi_0)$ 和 P_0 分别为有外腔和无外腔时激光器的辐射功率; m 为调制系数; $g(\phi_0)$ 为干涉函数,显然 $g(\phi_0) = \frac{P(\phi_0) - P_0}{mP_0}$,本文中 $g(\phi_0)$ 表示光反馈自混合干涉信号。

上述方程式中有两个重要参数:光反馈水平因子 C 和激光器线宽展宽因子 α 。 C 的大小决定了光反馈自混合干涉系统的运行模式:当 $0 < C < 1$ 时为弱光反馈机制; $1 < C < 4.6$ 为中度光反馈机制; $C > 4.6$ 为强光反馈运行机制。

3 算法原理

与传统光干涉信号类似,光反馈自混合干涉信号中每一个干涉条纹对应外腔位移半个波长。光反馈自混合干涉系统工作中度光反馈机制时,由于滞后特性,OFSMI信号的形状明显不同于传统光干涉信号^[10]。图1是中度光反馈水平下外腔做简谐运动时OFSMI信号示例。当 ϕ_0 增加时, ϕ_F 及 $g(\phi_0)$ 沿 $A_1 - B - B_1$ 路径变化;当 ϕ_0 减小, ϕ_F 及 $g(\phi_0)$ 沿 $B_1 - A - A_1$ 路径变化, $A_1 - B - B_1 - A$ 组成滞回区, $\phi_{0,AB}$ 为滞回区宽度。为便于描述,把 ϕ_0 增加时对应的 $g(\phi_0)$ 波形称为“上条纹”, ϕ_0 减少时对应的 $g(\phi_0)$ 波形称为“下条纹”。如图1所示,OFSMI信号波形上有一些能反映信号特征点,称之为“特征点”:过零点(如 $\phi_0 = \phi_{0,C}$ 及 $\phi_0 = \phi_{0,D}$ 对应点);跳变点(如 $\phi_0 = \phi_{0,A}$ 和 $\phi_0 = \phi_{0,B}$ 对应点);文献^[10]通过测量上条纹中 $\phi_{0,CB} = \phi_{0,B} - \phi_{0,C}$ 和下条纹中 $\phi_{0,AD} = \phi_{0,D} - \phi_{0,A}$ 的值计算出激光器线宽展宽因数。当光反馈水平增加时,滞回区变宽,干涉条纹(波形)向右倾斜加剧,跳变点 $\phi_{0,B}$ 右移;当光反馈水平增加到使 $\phi_{0,B}$ 出现在 $\phi_{0,D}$ 右边时,上条纹中的过零点将消失,所以当 $C > 3$ 时文献^[10]中测量方法失效。

为使测量算法适用范围更宽,本文设计了一种新的测量算法。首先由如下关系式确定 C 值:

$$\phi_{0,AB} = \phi_{0,B} - \phi_{0,A} = 2 \left\{ \sqrt{C^2 - 1} + \arccos\left(\frac{-1}{C}\right) - \pi \right\} \quad (4)$$

式中, $\phi_{0,AB}$ 即图1中所示滞回区宽度。显然,OFSMI信号反转点 $\phi_{0,R}$ 对应 ϕ_0 的最大值,且 $\phi_{0,AB} = \phi_{0,AR} - \phi_{0,BR}$,因而确定出 $\phi_{0,AR}$ 和 $\phi_{0,BR}$ 可得出 C 值。

通过大量观察研究发现当 $\alpha > 0.5$ 时,在 ϕ_0 过最大值 $\phi_{0,R}$ 后下条纹部分始终存在过零点,图1中用 $\phi_{0,D}$ 标示;由 $\phi_{0,D}$ 可得到 $\phi_{0,AD}$,由式(5)得出 α :

$$\phi_{0,AD} = \sqrt{C^2 - 1} - \frac{C}{\sqrt{1 + \alpha^2}} + \arccos\left(-\frac{1}{C}\right) + \arctan(\alpha) - \frac{\pi}{2} \quad (5)$$

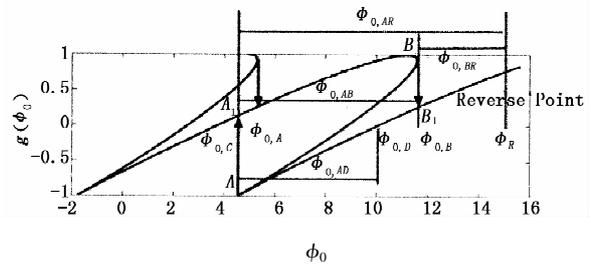


图1 OFSMI信号的滞回现象及测量原理图

Fig. 1 hysteresis phenomenon of OFSMI signal and the measurement principle, where $C = 2$ and $\alpha = 5$

4 测量算法设计

由式(4)、式(5)可知,需根据外腔的相位变化 $\phi_{0,AB}$ 和 $\phi_{0,AD}$ 求得 α 的值。而实际测量的OFSMI信号以时间为变量,而非和 ϕ_0 的关系,故需要研究相位差对应的时间差。由于一个OFSMI条纹对应的时间间隔为 T ,且对应 ϕ_0 的相位差为 2π ,故外腔做线性运动时,对应的相位间隔:

$$\Delta\phi_0 = \frac{2\pi\Delta t}{T} \quad (6)$$

实际测量中,外腔做正弦波周期运动得到OFSMI信号,即 $L(t) = L_0 + \Delta L \sin(2\pi ft)$,其中 f 和 ΔL 分别是简谐振动的频率和振幅; L_0 是振动物体位于平衡位置时的外腔长度,此时有:

$$\phi_0(t) = A_0 + A_1 \sin(2\pi ft) \quad (7)$$

其中, $A_0 = \frac{4\pi L_0}{\lambda_0}$, $A_1 = \frac{4\pi \Delta L}{\lambda_0}$ 。可知在振动平衡位置附近区域 $\phi_0(t)$ 与 t 才有近似线性关系,为精确得到 C 和 α 需在振动平衡位置附近测量 $\phi_{0,AB}$ 和 $\phi_{0,AD}$ 。

基于式(1)~式(3)及式(7)可得出相位 $\phi_0(t)$ 及OFSMI信号 $g(t)$ 如图2所示,图中参数选取如下: $A_0 = 3.9 \times 10^6$ (rad), $A_1 = 20.2$ (rad), $C = 4$, $\alpha = 3$ 。 t_R 是 ϕ_0 位于反转点 $\phi_{0,R}$ 对应的时刻,即外部物

体改变运动方向对应时刻。图 2(b) 中对应 $\phi_{0,A}, \phi_{0,B}$ 和 $\phi_{0,D}$ 的时刻分别标示为 t_A, t_B 和 t_D 。 t_A 是反转 t_R 后

下条纹中第一个跳变点, t_D 是反转 t_R 后下条纹中第一个过零点。 t_B 是 t_R 前上条纹中最后一个跳变点。

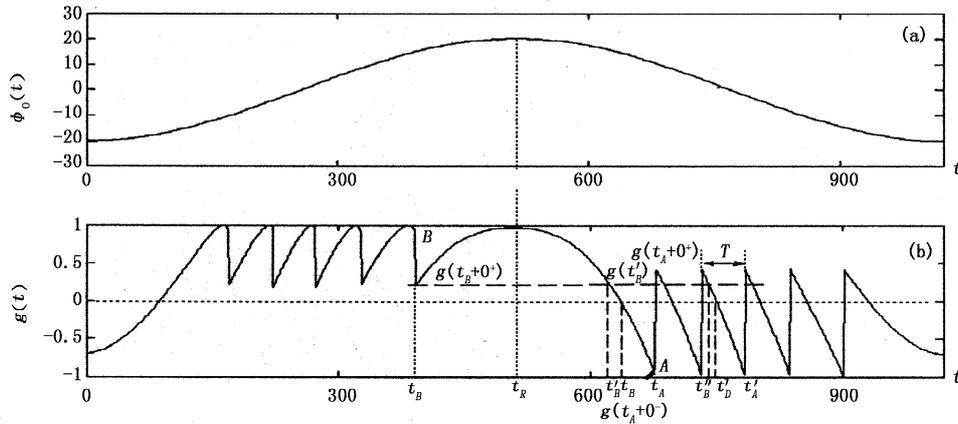


图 2 t_A, t_B, t_D 和 t'_A, t'_B, t'_D 的影射关系

Fig. 2 mapping relationship between t_A, t_B, t_D and t'_A, t'_B, t'_D ; T is the period of the middle fringe; t_R is the reverse point when the external cavity changes its moving direction

为应用式 (6) 得到相位差 $\phi_{0,AB}$ 和 $\phi_{0,AD}$, 在保持对应相位差相等的条件下, 需找出这些特征点在振动中心附近的对应时刻点, 对应点映射方法如下:

首先, 将特征点 t_B 映射在 t'_B 点, t'_B 点是 t_R 后满足关系式 $g(t'_B) = g(t_B + 0^+)$ 的第一个时刻点, $t_B + 0^+$ 是上条纹最后一个跳变点跳变后对应时刻。因在 $t_B + 0^+$ 到 t'_B 之间 $\phi_0(t)$ 是连续变化的, 故该映射满足 $\phi_0(t_B + 0^+) = \phi_0(t'_B)$ 。

由于时刻点 t'_B, t_A 和 t_D 都位于下条纹区域, 若用时间间隔 $(t_A - t'_B)$ 和 $(t_A - t_D)$ 去获得相位差 $\phi_{0,AB}$ 和 $\phi_{0,AD}$, 将由 $\phi_0(t)$ 的非线性引入较大误差。 OFSMI 干涉信号对应 t_A 时刻条纹信号强度从 $g(t_A + 0^+)$ 到 $g(t_A + 0^-)$ 变化, 下条纹的峰峰值 $A_D = g(t_A + 0^+) - g(t_A + 0^-)$, $t_A + 0^-$ 和 $t_A + 0^+$ 分别表示跳变前、后时刻。由于 OFSMI 信号幅度变化 A_D 对应 ϕ_0 变化 2π , 故相位差 $\phi_{0,AB}$ 和 $\phi_{0,AD}$ 可由 OFSMI

信号幅度估算如下:

$$\phi_{0,AB} = 2\pi \left[\frac{g(t'_B) - g(t_A + 0^-)}{A_D} \right] = 2M\pi + \Delta\phi_{0,AB} \tag{8}$$

$$\phi_{0,AD} = 2\pi \left[\frac{g(t_D) - g(t_A + 0^-)}{A_D} \right] = 2N\pi + \Delta\phi_{0,AD} \tag{9}$$

式中, $M = \text{int} \left[\frac{g(t'_B) - g(t_A + 0^-)}{A_D} \right]$, $\Delta\phi_{0,AB} = 2\pi \cdot \text{rem} \left[\frac{g(t'_B) - g(t_A + 0^-)}{A_D} \right]$, $N = \text{int} \left[\frac{g(t_D) - g(t_A + 0^-)}{A_D} \right]$, $\Delta\phi_{0,AD} = 2\pi \cdot \text{rem} \left[\frac{g(t_D) - g(t_A + 0^-)}{A_D} \right]$ 这里 $\text{int}[\]$ 表示取整运算, $\text{rem}[\]$ 表示取余运算。显然若 $g(t'_B) < g(t_A + 0^+)$, 则 $M = 0$; 若 $g(t'_B) > g(t_A + 0^+)$, 则 $M > 0$ 。类似地, 当 $g(t_D) < g(t_A + 0^+)$ 时, $N = 0$; 当 $g(t_D) > g(t_A + 0^+)$ 时, 则有 $N > 0$ 。

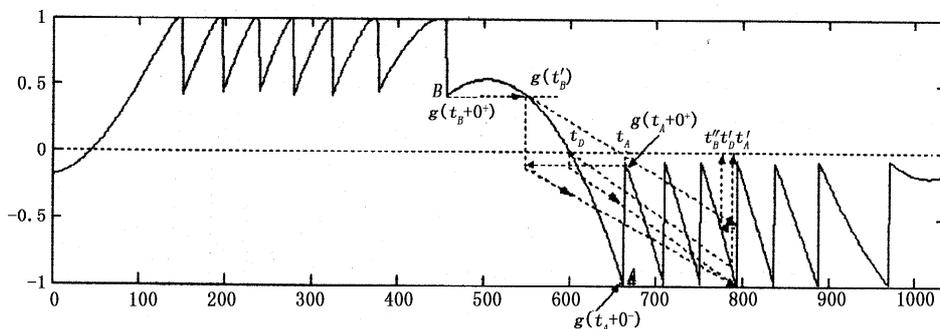


图 3 $M > 0, N > 0$ 时影射图

Fig. 3 the mapping demonstration for $M > 0$ and $N > 0$

由 t_A, t'_B 和 t_D 在靠近振动中心的一个干涉条纹区域的映射点 t'_A, t''_B 和 t'_D 估计出相位差 $\Delta\phi_{0,AB}$ 和 $\phi_{0,AD}$ 。 t_A 到 t'_A 的映射, 可由 $g(t'_A + 0^-) = g(t_A + 0^-)$ 得到。 t'_B 和 t_D 的映射点分情况而定, 首先考虑图 2 所示是 $M=0, N=0$ 情况, 此时 $\Delta\phi_{0,AB}$ 和 $\Delta\phi_{0,AD}$ 分别 OFSMI 信号的 $g(t'_B) - g(t_A + 0^-)$ 和 $g(t_D) - g(t_A + 0^-)$ 对应, 在振动中心附近 $g(t'_B) = g(t'_B)$ 和 $g(t'_D) = g(t_D)$ 的点即映射点。 如图 3 所示是 $M > 0, N > 0$ 情况, $\Delta\phi_{0,AB}$ 和 $\Delta\phi_{0,AD}$ 分别对应 OFSMI 信号的 $g(t'_B) - MA_D - g(t_A + 0^-)$ 和 $g(t_D) - MA_D - g(t_A + 0^-)$, 与 $g(t'_A + 0^-)$ 相等的点有 $g(t'_B) = g(t'_B) - MA_D$ 和 $g(t'_D) = g(t_D) - NA_D$ 。 综合以上两种情况, 映射点 t''_B 和 t'_D 满足以下关系式:

$$g(t''_B) = g(t'_B) - MA_D, g(t'_D) = g(t_D) - NA_D \quad (10)$$

$\Delta\phi_{0,AB}$ 和 $\Delta\phi_{0,AD}$ 则可由下式确定:

$$\Delta\phi_{0,AB} = 2\pi \frac{t'_A - t''_B}{T}, \Delta\phi_{0,AD} = 2\pi \frac{t'_A - t'_D}{T} \quad (11)$$

$\phi_{0,AB}$ 和 $\phi_{0,AD}$ 也可由下式得到:

$$\phi_{0,AB} = 2\pi \left(M + \frac{t'_A - t''_B}{T} \right) \quad (12)$$

$$\phi_{0,AD} = 2\pi \left(N + \frac{t'_A - t'_D}{T} \right) \quad (13)$$

测量算法可归纳为以下步骤:

- 第 1 步: 截取一个振动周期的 OFSMI 信号, 确定 t_B, t_A, t_D 和 t_R 的位置, 并得到相应的信号值 $g(t_B + 0^+), g(t_A + 0^-), g(t_D)$ 和 $g(t_A + 0^+)$, 计算 A_D, M 和 N 值;

- 第 2 步: 利用关系式 $g(t'_B) = g(t_B + 0^+)$ 找出 t'_B 点, 这里 $t_R < t'_B < t_A$;

- 第 3 步: 分别利用关系式 $g(t'_A + 0^-) = g(t_A + 0^-), g(t''_B) = g(t'_B) - MA_D$ 和 $g(t'_D) = g(t_D) - NA_D$ 在尽可能靠近振动中心位置的下条纹中找出 t_A, t'_B 和 t_D 的映射点 t'_A, t''_B 和 t'_D 的位置;

- 第 4 步: 计算周期 $T, (t'_A - t''_B)$ 和 $(t'_A - t'_D)$, 然后再分别利用式 (12) 和式 (13) 计算 $\phi_{0,AB}$ 和 $\phi_{0,AD}$;

- 第 5 步: 最后, 由 $\phi_{0,AB}$ 利用式 (4) 得到参数 C , 由参数 C 和 $\phi_{0,AD}$ 利用式 (5) 得到参数 α 。

5 实验验证

为验证以上测试算法的性能, 本文采用如图 4 所示的实验系统。 实验中所用主要元器件及设备包括: 激光二极管 (LD)、聚焦透镜、扬声器 (外部振动

物体)、激光二极管电流驱动电路、温度控制电路及信号处理电路 (电流电压变换、放大滤波、数据采集等)。 实验所用激光二极管型号为 HL7851G, 其波长 $\lambda_0 = 785 \text{ nm}$, 直流偏置 80 mA , 工作在单模模式。 扬声器的驱动信号为正弦信号, 频率为 195 Hz 。 LD 的温度由温控器控制在 $(25 \pm 0.1) \text{ }^\circ\text{C}$ 。 C 值的调节通过改变扬声器与激光器的距离及在扬声器表面粘贴不同反射水平的纸来实现。

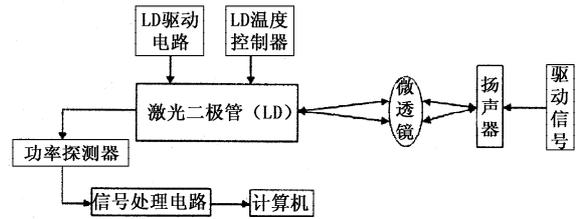


图 4 实验设备框图

Fig. 4 scheme of the OFSMI setup

图 5 给出了本文方法与文献 [10] 中方法在 $1.5 < C < 2.4$ 的测量结果的对比, 可见两种方法的测量结果一致性很好。 当 $4.3 > C > 3$ 时, 由于缺少过零点文献 [10] 方法失效, 但本文设计的算法仍可以应用。 由图 5 还可以看出, 当 C 值增大时, α 也增加, 其机理还需进一步研究。

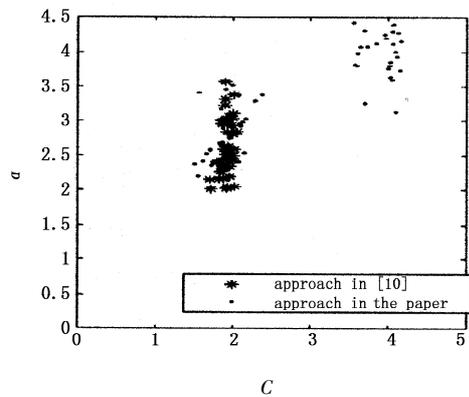


图 5 本文方法测量结果与文献 [10] 方法测量结果

Fig. 5 the measured α results using the approach in [10] and the proposed approach in this paper respectively

6 结论

本文基于不同反馈机制下干涉信号特点设计了一种新的半导体激光器线宽展宽因数的测量方法。 与现有方法相比, 新方法不受光反馈水平高低的限制, 适用范围更广。 文中用 HL7851G 半导体激光器组建的光反馈自混合干涉系统对所设计的测量方法进行了实验验证, 实验结果证实了: 当 $C < 3$ 时, 本文方法与文献 [10] 中方法测量结果是一致的; 当 $C > 3$ 时, 文献 [10] 中方法失效, 而本文利用映射点位置方法仍能有效测量。

参考文献:

- [1] R Lang, K Kobayashi. External optical feedback effects on semiconductor injection laser properties [J]. IEEE J. Quantum Electron, 1980, 16(3): 347 - 355.
- [2] G Giuliani, M Norgia, S Donati, et al. Laser diode self-mixing technique for sensing applications [J]. Journal of Optics A: Pure and Applied Optics, 2002, 4(6): 283 - 294.
- [3] D Kuksenkov, S Feld, C Wilmsen, et al. Linewidth and α -factor in AlGaAs/GaAs vertical cavity surface emitting lasers [J]. Appl. Phys. Lett., 1995, 66(3): 277 - 279.
- [4] Y Arakawa, A Yariv. Fermi energy dependence of linewidth enhancement factor of GaAlAs buried heterostructure lasers [J]. Appl. Phys. Lett., 1985, 47(9): 905 - 907.
- [5] H Li. RF-modulation measurement of linewidth enhancement factor and nonlinear gain of vertical-cavity surface-emitting lasers [J]. IEEE Photon. Technol. Lett., 1996, 8(12): 1594 - 1596.
- [6] H Halbritter, F Riemenschneider, J Jacquet, et al. Chirp and linewidth enhancement factor of tunable, optically-pumped long wavelength VCSEL [J]. Electron. Lett., 2004, 40(4): 242 - 244.
- [7] G Liu, X Jin, S L Chuang. Measurement of linewidth enhancement factor of semiconductor lasers using an injection-locking technique [J]. IEEE Photon. Technol. Lett., 2001, 13(5): 430 - 432.
- [8] W H Seo, J F Donegan. Linewidth enhancement factor of lattice-matched InGaAs/GaAs quantum wells [J]. Appl. Phys. Lett., 2003, 82(4): 505 - 507.
- [9] Xi J T, Yu Y G, Chicharo J F, et al. Estimating the parameter of semiconductor lasers based on weak optical feedback self-mixing interferometry [J]. IEEE J Q E, 2005, 41(8): 1058 - 1064.
- [10] Y Yu, G Giuliani, S Donati. Measurement of the linewidth enhancement factor of semiconductor lasers based on the optical feedback self-mixing effect [J]. IEEE Photon. Technol. Lett., 2004, 16(4): 990 - 992.
- [11] Yu Y G, Xi J T, Chicharo J F, et al. A New approach for measuring the line-width enhancement factor [C]. Sydney: University of Wollongong, 2008: 471 - 474.
- [12] N Servagent, F Gouaux, T Bosch. Measurements of displacement using the self-mixing interference in a laser diode [J]. Journal of Optics, 1998, 29(3): 168 - 173.