

基于PDH的法布里-珀罗腔稳定性研究

郭 勇 邱 琪 王云祥 王智勇 苏 君 史双瑾 余振芳

电子科技大学光电信息学院, 四川 成都 610054

摘要 针对法布里-珀罗(FP)腔对更高稳定性的需求,提出了利用 Pound-Drever-Hall (PDH)技术稳定FP腔的方案。根据理论计算模型,详细分析了FP腔谐振光学系统的静态响应与动态响应特性。运用静态分析得到的误差信号可实现FP腔的锁定,动态响应分析得到的频率响应有助于设计控制环路将FP腔稳定在选择的工作点处。数值仿真结果表明,当光学增益为 $0.785\text{ W}/(^{\circ})$,且误差信号为毫瓦量级时,FP腔的长度稳定精度可达 $4\text{ }\mu\text{m}$ 。通过对比FP腔锁定前后反射光的光斑尺寸与形状,验证了该方案的有效性和可行性。

关键词 激光器;稳定性;静态响应;动态响应; Pound-Drever-Hall; 法布里-珀罗腔

中图分类号 O435;O436

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201643.0402003

Research on Stability of Fabry-Perot Cavity Based on PDH

Guo Yong Qiu Qi Wang Yunxiang Wang Zhiyong Su Jun

Shi Shuangjin Yu Zhenfang

*School of Optoelectronic Information, University of Electronic Science and Technology of China,
Chengdu, Sichuan 610054, China*

Abstract A scheme for stabilizing the Fabry-Perot (FP) cavity based on the Pound-Drever-Hall (PDH) technique is proposed for the need of more stable FP cavity. According to the theoretical calculation model, the static and dynamic response characteristics of the FP cavity resonant optical system are analyzed in details. The error signal obtained by the static analysis can be used to lock the FP cavity, and the frequency response obtained by the dynamic response analysis helps to design a control loop to maintain the FP cavity at the chosen operating point. The numerical simulation results show that when the optical gain is $0.785\text{ W}/(^{\circ})$ and the error signal stays at the milliwatt level, the length stability precision of the FP cavity achieves $4\text{ }\mu\text{m}$. The validity and feasibility of the scheme are verified by comparing the beam spot size and shape of the reflected light before and after the FP cavity locking.

Key words lasers; stability; static response; dynamic response; Pound-Drever-Hall; Fabry-Perot cavity

OCIS codes 140.3460; 120.3180; 120.2230; 120.5050

1 引 言

最初,PDH(Pound-Drever-Hall)技术的提出是为了将激光频率锁定到法布里-珀罗(FP)腔以稳定激光器频率^[1-2],尽管获得绝对稳定的FP腔具有一定难度,但是,到目前为止激光器稳频依然是PDH技术的主要应用领域^[3-7]。PDH技术也可应用于其他场合,例如将FP腔锁定到频率稳定的激光器上,以极高的精度测量腔长的微小变化,应用于引力波天文学^[8]。此外,在基于PDH技术的激光稳频应用中,光学谐振腔腔长的变化将导致待稳定激光器输出频率的变化。影响腔长变化的因素有温度、机械振动和声波等。例如,在频率标准系统或激光冷却实验系统中,控制FP腔的温度或腔长可有效改善激光器的频率稳定性^[9-10],这些都表明对腔长的变化进行稳定性控制具有重要的现实意义。

收稿日期: 2015-12-11; 收到修改稿日期: 2015-12-14

基金项目: 国家自然科学基金(61271030,61308041)

作者简介: 郭 勇(1981—),男,博士研究生,主要从事微波光子学和光纤传感等方面的研究。E-mail: robinfit01@163.com

导师简介: 邱 琪(1965—),男,博士,教授,博士生导师,主要从事光通信、微波光子学、激光技术及应用等方面的研究。

E-mail: qqiu@uestc.edu.cn(通信联系人)

传统的PDH稳频技术中假定FP参考腔是高度稳定的,FP腔测量激光器的频率波动,并将光探测器(PD)处得到的误差信号反馈回激光器的稳频装置[如压电换能器(PZT)或温度控制器]来抑制激光器的频率波动。传统PDH稳频技术的优点在于,将激光器锁定在零工作点处,可以将频率测量从激光的强度中分离出来,而且可以测量并抑制远快于腔能够响应的激光器频率波动。本文假定激光器频率稳定,考虑在FP腔端镜上安装PZT装置,利用PDH技术产生误差信号,该信号经比例放大处理后反馈到PZT上构成伺服控制环路,利用自动控制原理,稳定预期腔长。本文对此构想进行了理论建模,并对原理进行了分析,对数值计算结果的详细分析和讨论证明了方案的正确性和可行性。

2 理论计算模型与原理

图1所示为将FP腔锁定到激光器的典型概念模型。激光器发射的光透过普克尔斯盒,经本振微波信号相位调制后的光信号通过光隔离器[由偏振分光棱镜(PBS)和1/4波片构成]透射后进入FP腔,腔的反射信号再次经光隔离器反射后被PD接收,PD输出的微波信号与本振混频,混频信号经伺服放大后反馈到腔端镜的PZT上进行腔长控制。选择使用FP腔输入镜端输出的光场而不使用腔端镜透射的光场,原因在于前者可以改善灵敏度并显著提高信噪比^[1],而后者无法区分透射光功率的变化是由激光器的频率波动引起还是由激光器本身的强度波动引起。

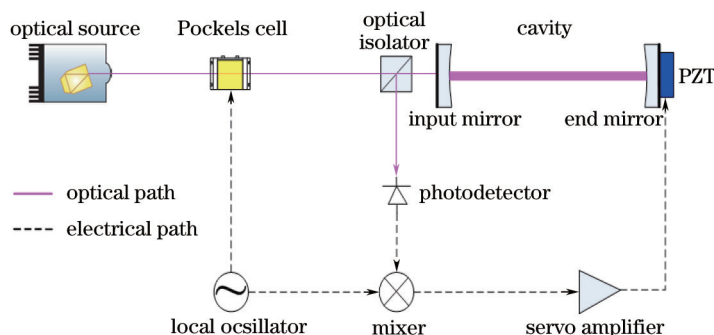


图1 FP腔锁定到激光器的典型示意图

Fig.1 Typical layout of locking a FP cavity to a laser

图1中假定激光器输出光束的电场为

$$E_{inc} = E_0 \exp(i\omega t), \quad (1)$$

式中 E_0 代表光场的慢变振幅包络, ω 是光波角频率, t 是时间, 角频率为 ω_m 的余弦信号经普克尔斯盒调制光信号, 假定调制指数 $\beta \ll 1$, 则经过相位调制后的光场可表示为

$$E_{pm} = E_0 \{ J_0(\beta) \exp(i\omega t) + iJ_1(\beta) \exp[i(\omega + \omega_m)t] + iJ_1(\beta) \exp[i(\omega - \omega_m)t] \} + c.c., \quad (2)$$

式中 $J_0(\beta)$ 和 $J_1(\beta)$ 分别表示零阶和一阶贝塞尔函数, $c.c.$ 表示复共轭项。由(2)式可知, 有三个不同的光信号分量(光载波与两个边带)入射到FP腔中。

为了简化, 仅考虑线性FP腔的情况, 假定FP腔的入射光束是单色光 E_{inc} , FP腔输入镜处输出的光场表示为 E_{ref} , 则腔的幅度反射系数可表示为

$$H(\omega) = \frac{E_{ref}}{E_{inc}} = \frac{r_1 - r_2(r_1^2 + t_1^2) \exp(-i\omega 2L/c)}{1 - r_1 r_2 \exp(-i\omega 2L/c)}, \quad (3)$$

式中 r_1 和 r_2 分别表示腔输入镜和端镜的幅度反射系数, t_1 表示腔输入镜的幅度透射系数, L 表示腔长, c 表示真空中的光速。

载波与边带的幅度及相位在腔反射系数作用下发生变化, 为了将FP腔反射的光场从入射光场中分离出来, 可使用1/4波片或法拉第旋光器, 入射光场两次通过1/4波片, 其偏振方向旋转90°, 反射光场经PBS引导到光探测器上, 得到的光电流由载波与两个边带产生的三个直流项和分量间的拍频项构成。在实践中, 更关注与频率 ω_m 有关的项。在对误差信号进行解调的过程中, 需注意严格匹配混频器输入端两个信号的相位, 如果相位不匹配, 将会产生非正常的误差信号, 为了描述简洁, 相移器在图1中未绘出。采用调制解调方

法的优点在于,可将低频信号移到高频,由于许多噪声贡献是频率相关的,在高频处噪声得以降低。可见,使用调制解调的方法可增强系统的信噪比。

当PZT上的抖动信号作用于端镜,将对端镜上的反射光产生类似相位调制的作用,因此,反射光将有额外的边带产生,当调制指数足够小,假定仅产生6个新的边带,与误差信号的静态响应分析类似,将主要分析由光探测器转化的与频率 ω_m 有关的电流。分析频率响应,一方面有助于针对PZT上的输入信号进一步优化FP腔干涉仪的参数,另一方面有助于设计合理的控制环路将FP腔锁定在选定的工作点。

在环路锁定的仿真计算中,假定从PD读取的误差信号值为 n_{err} ,环路的增益为 n_{gain} ,定义一个变量 n_{lock} , n_{lock} 值反馈到腔端镜的PZT上对端镜的位置进行控制,不断进行迭代计算: $n_{lock}=n_{lock}+n_{gain}n_{err}$,当 n_{err} 的绝对值小于预定精度时,认定实现环路锁定。

3 理论计算结果分析与讨论

在利用PDH技术进行理论计算的过程中,需要综合考虑光束的光斑尺寸、腔的模式匹配和准直等具体情况。为获得这些参数,可从旁轴波动方程出发,求解高斯光束的模式方程,再利用ABCD定律求解高斯光束在光学谐振腔系统传输过程中的具体参数 $q^{[12-13]}$ 。计算得到的光腰尺寸是PD尺寸选择的重要依据,光腰的具体位置有助于分析光束模式与腔的谐振是否匹配。随后的理论计算中,假定激光器的波长为1064 nm,功率为1 W,束腰半径为368 μm ,激光器到普克尔斯盒和普克尔斯盒到光隔离器间的距离都是0.5 m,其他长度不再赘述。FP腔为无损平凹腔,腔长 $L=0.8$ m,腔输入平镜的幅度反射系数 $r_1^2=0.9$,腔右端凹镜的幅度反射系数 $r_2^2 \approx 1$,曲率半径为1 m。

3.1 静态响应

在分析误差信号前,首先分析模式匹配,还要考虑调制频率、调制指数和最优解调相位如何选择等问题。一个谐振腔发出的高斯光束模进入另一个光学系统时,需要考虑模式匹配,模式匹配判断的准则是:入射模的参量在进入系统时应与系统对应模的参量完全一致。由于平凹腔的曲率半径大于腔长,可知该平凹腔是稳定腔。将初始平面选在输入镜上,利用高斯光束自再现变换方法计算得到谐振腔模式的 q 参数为 $q=0.4i$,表明谐振腔模式的光腰就在输入镜上。因此,使入射光的光腰位置与腔输入镜位置重合即可完成模式匹配。

在光束进入谐振腔之前,以调制频率 f_{mod} 进行相位调制,最优的调制频率值应为

$$f_{mod} = N s_{FSR} + f_{sep}, \quad (4)$$

式中 N 是整数; s_{FSR} 是腔的自由光谱范围; f_{sep} 是模式间隔频率,即横向电磁场(TEM)模不同模式数谐振频率间的差值, f_{sep} 可表示为

$$f_{sep} = f_{n+1,b} - f_{n,b} = \Psi_n c / (2\pi 2L), \quad (5)$$

式中 $f_{n,b}$ 是TEM $_{n,b}$ 模的谐振频率, $2L$ 是在腔中的往返长度, Ψ_n 是往返的Gouy相移。忽略光隔离器和镜厚度的影响,经计算, $\Psi_n \approx 2.21$ rad,所以 $f_{sep} \approx 65.98$ MHz。在(4)式中,取 $N=1$,得调制频率 f_{mod} 近似为253 MHz。

因为整个FP腔光学系统是频率相关的,对于给定的FP腔,腔镜的反射率是固定值,调谐可由光频率和镜位置(亚波长)决定。对于给定的激光频率,镜位置的变化决定了腔长的变化,即镜位置的调谐决定了FP腔的行为。如前所述,腔中有多个频率分量,它们的频率差仅通过这些调谐影响腔的行为。将失谐 ϕ_0 定义为载波频率处的调谐,则调谐可表示为

$$\phi = \phi_0 + \omega t = \phi_0 + \omega l / c, \quad (6)$$

式中 $\omega = \omega_0 - \omega_c$ 是相比载频 ω_c 的频率偏移。由于仅处理相比载波差别微小的光频率($\omega/\omega_c \ll 1$),所以 l 表征的空间距离仅影响宏观,则小尺度(波长量级)变化可以忽略(若腔长是波长量级则不可忽略),而空间的微小部分(亚波长)仅通过失谐 ϕ_0 影响调谐。因此,后续理论计算中,将空间的宏观部分称作腔长 L ,这是给定FP腔的固定参数。

当载波与边带经FP腔反射后,其幅度与相位受反射系数影响,(2)式将变为

$$E_{\text{ref}} = \frac{E_0}{2} \{ J_0(\beta)H(\omega)\exp(i\omega t) + iJ_1(\beta)H(\omega + \omega_m)\exp[i(\omega + \omega_m)t] + iJ_1(\beta)H(\omega - \omega_m)\exp[i(\omega - \omega_m)t] \} + c.c. = \frac{E_0}{2} \{ b_0 \exp(i\omega t) + b_+ \exp[i(\omega + \omega_m)t] + b_- \exp[i(\omega - \omega_m)t] \} + c.c. \quad (7)$$

在 PD 端得到的光电流可近似表示为 5 个分量的和, 即

$$i_{\text{PD}} \propto H_0 + 2H_{1p} \cos(\omega_m t) - 2H_{1g} \sin(\omega_m t) + 2H_{2p} \cos(2\omega_m t) - 2H_{2g} \sin(2\omega_m t), \quad (8)$$

式中直流分量为

$$H_0 = |b_-|^2 + |b_0|^2 + |b_+|^2, \quad (9)$$

ω_m 处的同相分量为

$$H_{1p} = \text{Re}(b_-^* b_0 + b_0^* b_+), \quad (10)$$

ω_m 处的正交分量为

$$H_{1g} = \text{Im}(b_-^* b_0 + b_0^* b_+), \quad (11)$$

$2\omega_m$ 处的同相分量为

$$H_{2p} = \text{Re}(b_-^* b_+), \quad (12)$$

$2\omega_m$ 处的正交分量为

$$H_{2g} = \text{Im}(b_-^* b_+), \quad (13)$$

* 代表复共轭。

(8) 式中利用 $\cos(\omega_m t)$ 和 $-\sin(\omega_m t)$ 进行解调, 可得到与调制频率 ω_m 有关的重要分量 H_{1p} 和 H_{1g} , 利用任意解调相位进行解调得到的信号可由这两个信号的线性组合表示, 即

$$i_{\text{PD}}^{(\omega_m)} \propto H_{1p} \cos \chi + H_{1g} \sin \chi = \text{Re}[(b_-^* b_0 + b_0^* b_+) \exp(-i\chi)], \quad (14)$$

式中 χ 是混频器的本地振荡器输入端调制频率 ω_m 中引入的相移, χ 取零得到同相分量 H_{1p} , 而 χ 取 $\pi/2$ 得到正交分量 H_{1g} 。

本文的静态响应分析有别于传统的 PDH 激光器稳频技术的静态响应分析, 假定激光器的频率是稳定的, 并且干涉仪的状态是固定的, 即任何时间尺度上的变化都远远慢于 FP 腔中的所有光传播时间和存储时间。在计算(14)式的过程中可知, 误差信号幅度正比于 $2J_0(\beta)J_1(\beta)$, 当取最优调制指数 $\beta_{\text{opt}} = 1.082$ 时, $2J_0(\beta)J_1(\beta)$ 取得最大值, 进而误差信号的斜率最大, 有助于降低谐振腔中的闭环强度噪声。选择某个相位进行解调时, 当输出误差信号取最大值, 即认为此解调相位为最优解调相位, 经计算, χ 取值为 0 时, 即选择同相分量 H_{1p} 作为误差信号最优。以镜位置的调谐作为自变量, 由(14)式计算得到的误差信号同相分量 H_{1p} 和正交分量 H_{1g} 的计算结果如图 2 所示, 图中清晰展示了从 -90° 到 90° 调谐相位范围内载波与边带的零交叉点, 调谐值为零附近的线性区域可选为谐振器腔长变化的锁定范围。

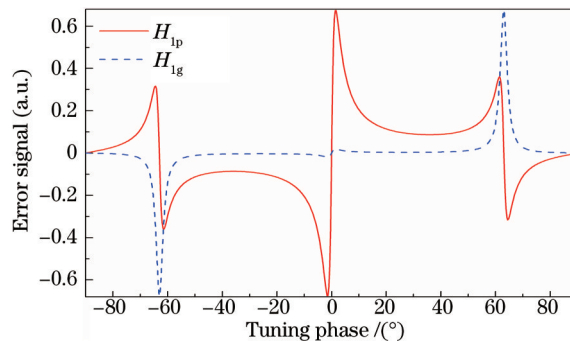


图 2 随端镜调谐变化的误差信号曲线

Fig.2 Error signal curves varying with the end mirror tuning

3.2 动态响应

为了设计锁定腔长变化的伺服控制环路, 首先需要知道光学谐振系统的传递函数, 传递函数可以通过

动态响应分析实现。在静态响应分析中,假定调谐参数为固定值,且光电流由干涉仪状态进行计算。对众多变化的调谐参数值进行了多次计算,并且认为每个值都是固定的。对于频率响应的动态分析,调谐由PZT上给定频率的信号以极小量的抖动产生,PD的输出电流信号中将包含此抖动信号的频率分量,这些信号分量的幅度和相位除以无限小的激励量即得到光学谐振系统的频率响应,这与电路分析中常以波特图的形式表征传递函数类似。

相对于载波频率 ω_c 偏移分别为 $-\omega_m$, 0 和 ω_m 的三个光频分量由相位调制产生,它们进入FP腔,在端镜处的幅频特性分别表示为 c_- , c_0 和 c_+ ,计算方法参见3.1节。当PZT以正弦频率 ω_{sig} 抖动端镜,镜上的反射光将出现额外的边带,假定调制指数 β 足够小,用 d 表示这些新边带的幅度,即在 $\omega_c - \omega_m - \omega_{sig}$ 处, $d_{--} = i\beta c_-/2$; 在 $\omega_c - \omega_m + \omega_{sig}$ 处, $d_{-+} = i\beta c_-/2$; 在 $\omega_c - \omega_{sig}$ 处, $d_{0-} = i\beta c_0/2$; 在 $\omega_c + \omega_{sig}$ 处, $d_{0+} = i\beta c_0/2$; 在 $\omega_c + \omega_m - \omega_{sig}$ 处, $d_{+-} = i\beta c_+/2$; 在 $\omega_c + \omega_m + \omega_{sig}$ 处, $d_{++} = i\beta c_+/2$ 。这些边带的幅度正比于 c_- , c_0 和 c_+ ,在数值计算中可以假定它们是从端镜额外注入的量^[14]。

PD可探测到上述9个频率分量经FP腔作用后的和,其中每两个分量间的干涉产生对应两个频率分量差的振荡频率,各干涉项可表示如下:

基带处的直流分量为

$$i_{\omega_{sig}} = 2 \operatorname{Re}\left[F_0 \exp(i\omega_{sig}t)\right], \quad (15)$$

在 $\omega_m - \omega_{sig}$ 处的分量为

$$i_{\omega_m - \omega_{sig}} = 2 \operatorname{Re}\left\{F_{1-} \exp[i(\omega_m - \omega_{sig})t]\right\}, \quad (16)$$

在 $\omega_m + \omega_{sig}$ 处的分量为

$$i_{\omega_m + \omega_{sig}} = 2 \operatorname{Re}\left\{F_{1+} \exp[i(\omega_m + \omega_{sig})t]\right\}, \quad (17)$$

在 $2\omega_m - \omega_{sig}$ 处的分量为

$$i_{2\omega_m - \omega_{sig}} = 2 \operatorname{Re}\left\{F_{2-} \exp[i(2\omega_m - \omega_{sig})t]\right\}, \quad (18)$$

在 $2\omega_m + \omega_{sig}$ 处的分量为

$$i_{2\omega_m + \omega_{sig}} = 2 \operatorname{Re}\left\{F_{2+} \exp[i(2\omega_m + \omega_{sig})t]\right\}, \quad (19)$$

中间值 F_0 , F_{1-} , F_{1+} , F_{2-} 和 F_{2+} 可分别表示为

$$F_0 = (\widehat{d_{--}})^* \widehat{c_-} + (\widehat{c_-})^* \widehat{d_{-+}} + (\widehat{d_{0-}})^* \widehat{c_0} + (\widehat{c_0})^* \widehat{d_{0+}} + (\widehat{d_{+-}})^* \widehat{c_+} + (\widehat{c_+})^* \widehat{d_{++}}, \quad (20)$$

$$F_{1-} = (\widehat{c_-})^* \widehat{d_{0-}} + (\widehat{d_{-+}})^* \widehat{c_0} + (\widehat{c_0})^* \widehat{d_{+-}} + (\widehat{d_{0+}})^* \widehat{c_+}, \quad (21)$$

$$F_{1+} = (\widehat{d_{--}})^* \widehat{c_0} + (\widehat{c_-})^* \widehat{d_{0+}} + (\widehat{d_{0-}})^* \widehat{c_+} + (\widehat{c_0})^* \widehat{d_{++}}, \quad (22)$$

$$F_{2-} = (\widehat{d_{-+}})^* \widehat{c_+} + (\widehat{c_-})^* \widehat{d_{+-}}, \quad (23)$$

$$F_{2+} = (\widehat{d_{+-}})^* \widehat{c_0} + (\widehat{c_-})^* \widehat{d_{0+}}, \quad (24)$$

式中 $\widehat{c_-}$, $\widehat{c_0}$, $\widehat{c_+}$, $\widehat{d_{--}}$, \dots , $\widehat{d_{++}}$ 分别是 c_- , c_0 , c_+ , d_{--} , \dots , d_{++} 经FP腔内部由输入镜泄漏出的幅度分量。由(20)~(24)式的计算可知,所有的项都正比于调制指数 β ,在实际计算程序中,将 β 设置为1。关注调制频率 ω_m 处的干涉项,当相应电流在调制频率处解调,PZT的信号 ω_{sig} 在基带处恢复为

$$G_{1p} = \operatorname{Re}\left[(F_{1+} + F_{1-}^*) \exp(i\omega_{sig}t)\right], \quad (25)$$

$$G_{1g} = \operatorname{Re}\left[-i(F_{1+} - F_{1-}^*) \exp(i\omega_{sig}t)\right]. \quad (26)$$

因此,可认为 $(F_{1+} + F_{1-}^*)$ 和 $-i(F_{1+} - F_{1-}^*)$ 是在PZT的信号频率 ω_{sig} 处恢复的复幅度。(25)式和(26)式是频率 ω_{sig} 的函数,可认为是信号的频率响应。当信号频率 ω_{sig} 足够小,输出信号 G_{1p} 和 G_{1g} 将成为纯实数,并且它们的值应等于相同混频器在工作点调谐相位处的静态响应取值,即

$$\lim_{\omega_{sig} \rightarrow 0} G_x = \left(\partial H_x / \partial \varphi\right) \Big|_{\varphi = \varphi_{operating}}, \quad (27)$$

式中 φ 是工作点处的调谐相位,利用(27)式可对仿真计算的一致性进行验证。与静态响应的分析类似,由任

意解调相位 γ 得到的信号可由这两个信号的线性组合表示,即

$$G_i(\gamma) = G_{ip} \cos \gamma + G_{ig} \sin \gamma, \quad (28)$$

式中 γ 是混频器的本地振荡器输入端调制频率 ω_m 中引入的相移, γ 取零得到 G_{ip} 分量, γ 取 $\pi/2$ 得到 G_{ig} 分量,数值计算中 $\gamma = 45.5^\circ$ 。频率响应常以传递函数表示,而传递函数可由输出的复幅度与单位输入相归一化得到,因此,将调制指数置1并归一化信号复幅度即可得到传递函数。图3所示为FP腔光学系统的频率响应 G_i 的计算结果,从图中可知,频率响应类似于具有1.57 MHz拐角频率的单极点低通滤波器,拐角频率值由FP腔的半峰全宽决定。

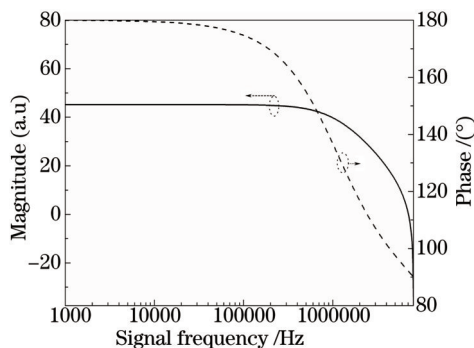


图3 FP腔误差信号的频率响应 G_i

Fig.3 Frequency response G_i of error signal in the FP cavity

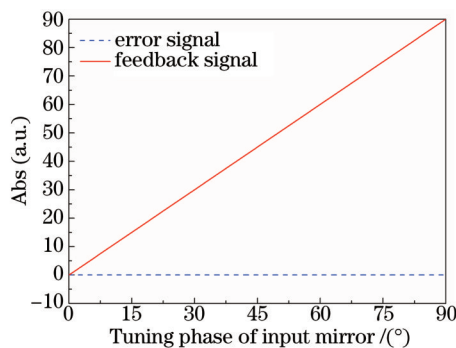


图4 锁定环路的仿真

Fig.4 Simulation of the locking loop

3.3 环路锁定

出现光束形状失真时必须重新保持腔谐振,导致光束形状失真的因素有镜不准直、模式失配和镜表面不完美引起的复数表面失真等。为了使FP腔维持谐振,需要将腔锁定在选定的工作点,这是进行环路锁定分析的着眼点。

用静态分析得到的误差信号锁定FP腔可以确保实现锁定,FP腔传递函数中直流信号的极大值表示腔系统的光学增益。在仿真中,计算得到的光学增益为 $0.785 \text{ W}/(^\circ)$,环路增益设置为光学增益的负倒数。当误差信号值达到毫瓦量级时,利用光学增益,计算得到端镜运动的精度可达 $4 \text{ }\mu\text{m}$ 。当环路增益取值为 -1.27 时,环路锁定仿真计算的结果如图4所示,Abs表示被计算复数场幅度的绝对值,当改变输入镜的调谐相位时,反馈校正信号随镜的调谐线性增加,并且误差信号维持在 1 mW 以下。为了更直观理解腔锁定带来的影响,假定腔完美准直,图5所示为腔锁定前后反射光的光斑尺寸与形状对比图,可见模式匹配使反射光光斑的环结构变得不明显。计算中考虑了镜的厚度并使用了高阶模式($n+b=8$),因为输入光与腔本征模间的模式失配将决定光束的光斑尺寸。如果在实验中采用了PDH误差信号,在锁定仿真中,也应使用相同的误差信号,以确保模型中使用的腔与实验一样总能调谐到相同的工作点处。为了确保成功锁定,需要知道光学谐振系统的如下信息:工作点,工作点处误差信号的增益,误差信号的线性范围,干涉仪距离这个工作点的接近程度(即锁定),而且,仿真应从腔谐振开始,例如选择调谐输入镜,应从调谐为零时开始迭代计算。对增益进行微

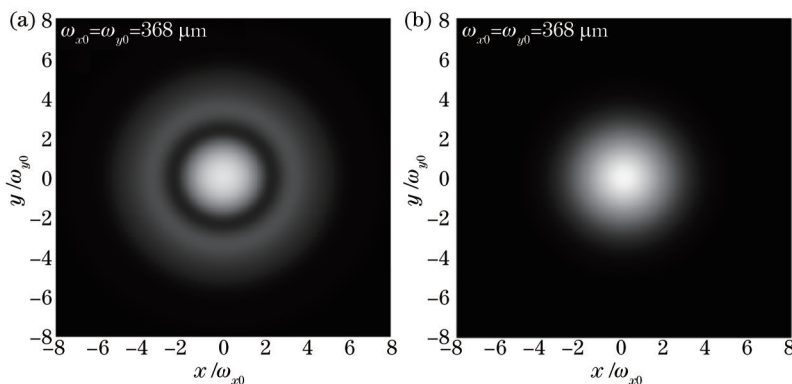


图5 腔锁定前后的光斑尺寸与形状示意图。(a) 腔锁定前;(b) 腔锁定后

Fig.5 Beam spot size and shape schematic. (a) Before cavity locking; (b) after cavity locking

调将有助于缩短计算时间。如果出现环路不闭合,误差信号不正确,未选择在正确的工作点上或者附近就开始计算,增益值设定错误,迭代步长设定值过大(即在误差信号的线性范围之外进行操作)等,都将导致锁定失败。

4 结 论

采用PDH技术将频率稳定的激光耦合到FP腔,将得到的误差信号反馈到FP腔端镜的PZT上,以此抑制FP腔腔长的波动。该方案的突出优势在于:一方面,将FP腔锁定在零工作点处,可以有效地将腔长的测量从腔引入的强度变化中分离出来;另一方面,系统不受FP腔响应时间的限制,可以检测并抑制谐振腔能够响应的快速腔长波动。理论研究表明,当误差信号值达到毫瓦量级时,腔长变化的精度可控制在4 μm以内。利用该方案实现的反馈控制FP谐振腔可在基于PDH技术的激光器频率稳定、引力波探测、扫描FP腔光谱分析仪和微波信号的光子学产生等应用场合发挥重要作用。

参 考 文 献

- 1 Drever R W P, Hall J L, Kowalski F V, *et al.*. Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator[J]. Applied Physics B, 1983, 31(2): 97-105.
- 2 Black E D. An introduction to Pound-Drever-Hall laser frequency stabilization[J]. American Journal of Physics, 2001, 69(1): 79-87.
- 3 Zheng Yaohui, Li Fengqin, Zhang Kuanshou, *et al.*. Progress of all-solid-state single-frequency lasers[J]. Chinese J Lasers, 2009, 36(7): 1635-1642.
郑耀辉, 李凤琴, 张宽收, 等. 全固态单频激光器研究进展[J]. 中国激光, 2009, 36(7): 1635-1642.
- 4 Lu Huadong, Su Jing, Li Fengqin, *et al.*. Compact, stable, tunable Ti:sapphire laser[J]. Chinese J Lasers, 2010, 37(5): 1166-1171.
卢华东, 苏 静, 李凤琴, 等. 紧凑稳定的可调谐钛宝石激光器[J]. 中国激光, 2010, 37(5): 1166-1171.
- 5 Yuan Dandan, Hu Shuling, Liu Honghai, *et al.*. Research of laser frequency stabilization[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2011, 48(8): 081401.
苑丹丹, 胡姝玲, 刘宏海, 等. 激光器稳频技术研究[J]. 激光与光电子学进展, 2011, 48(8): 081401.
- 6 Bian Zhenglan, Huang Chongde, Gao Min, *et al.*. Research on control technique for Pound-Drever-Hall laser frequency stabilizing system [J]. Chinese J Lasers, 2012, 39(3): 0302001.
卞正兰, 黄崇德, 高 敏, 等. PDH激光稳频控制技术研究[J]. 中国激光, 2012, 39(3): 0302001.
- 7 Wang Ran, Gao Chunqing. Progress of 1.6 μm region single-frequency lasers[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2013, 50(8): 080006.
王 然, 高春清. 1.6 μm波段单频激光器技术研究进展[J]. 激光与光电子学进展, 2013, 50(8): 080006.
- 8 Abramovici A, Althouse W E, Drever R W, *et al.*. LIGO: The laser interferometer gravitational-wave observatory[J]. Science, 1992, 256(5055): 325-333.
- 9 Zhao F G, Pan Q, Peng K C. Improving frequency stability of laser by means of temperature-controlled Fabry-Perot cavity[J]. Chinese Optics Letters, 2004, 2(6): 334-336.
- 10 Zheng Gongjue, Dai Dapeng, Fang Yinfei, *et al.*. Locking of optical transfer cavity based on PDH technique[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2014, 51(12): 121401.
郑公爵, 戴大鹏, 方银飞, 等. 基于PDH技术的光学传递腔的锁定[J]. 激光与光电子学进展, 2014, 51(12): 121401.
- 11 Yu V T. Optimization and comparison of the characteristics of optical interference discriminators[J]. Soviet Journal of Quantum Electronics, 1978, 8(5): 628-631.
- 12 Kogelnik H. Imaging of optical modes-resonators with internal lenses[J]. Bell System Technical Journal, 1965, 44(3): 455-494.
- 13 Kogelnik H, Li T. Laser beams and resonators[J]. Applied Optics, 1966, 5(10): 1550-1567.
- 14 Mizuno J, Yamaguchi I. Method for analyzing multiple-mirror coupled optical systems[J]. Journal of the Optical Society of America A, 1999, 16(7): 1730-1739.

栏目编辑: 张浩佳