

doi:10.3788/gzxb20154408.0814001

谐振腔对光波的动态响应

冯丽丽^{1,2}, 阮驰¹, 王允韬¹

(1 中国科学院西安光学精密机械研究所, 瞬态光学与光子技术国家重点实验室, 西安 710119)

(2 中国科学院大学, 北京 100039)

摘 要: 本文将谐振腔视作线性时不变系统, 借鉴线性系统信号处理的方法, 考察了谐振腔对光波的动态响应, 得到相应的数学解析描述, 该方法可以适用于任意形式的注入光波。从这个角度分析, 传统的脉冲腔衰荡光谱技术实际上是考察谐振腔的冲激响应, 而连续腔衰荡则是考察谐振腔的阶跃响应。此外, 针对注入光波长缓慢变化的特殊情况, 考察了谐振腔对频率线性啁啾光波的响应, 并获得了解析形式的数学描述。在此情况下, 谐振腔输出的光功率信号的频谱包含了腔内光谱的信息, 利用本文的数学描述, 可以很容易地从信号频谱反推出待测光谱。据此, 提出了一种谐振腔增强光谱测量的新方法, 称为频域腔衰荡光谱。本文的研究成果可以应用于各种类型的谐振腔增强光谱, 也可以应用于基于谐振腔的各类光学技术, 比如 P-D-H 激光稳频技术。

关键词: 吸收光谱; 谐振腔增强光谱; 腔衰荡光谱; 激光光谱; 激光稳频

中图分类号: O433; TN248

文献标识码: A

文章编号: 1004-4213(2015)08-0814001-6

Dynamic Response of the Optical Resonant Cavity to Light-wave

FENG Li-li^{1,2}, RUAN Chi¹, WANG Yun-tao¹

(1 State Key Laboratory of Transient Optics and Photonics, Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Xi'an 710119, China)

(2 University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039, China)

Abstract: The dynamic response of optical resonant cavity has been theoretically studied, by taking resonant cavity as a linear and time invariant system and through the approach of Signal Processing. The mathematical description obtained could fit any form of light waves. From the perspective of Signal Processing, the traditional pulse and continues wave cavity ring-down spectroscopy could be considered as observation of impulse response and step response respectively. Furthermore, the cavity response to the light-wave linearly frequency chirped has been studied, in the condition of slow chirp. The Fourier analysis of light power passed through cavity has been made and an analytic description has been given, which reveals the fact that the signal spectrum of light power is related to the absorption spectrum of material inside cavity. Based on this theoretic analysis, a new approach of cavity enhanced absorption spectroscopy has been put forward, called Frequency Domain Cavity Ring-Down Spectroscopy. The result would facilitates the research of cavity enhanced spectroscopy techniques, as well others using resonant cavity, such as P-D-H laser frequency stabilization.

Key words: Absorption spectrum; Resonant cavity enhanced spectroscopy; Cavity ring-down spectroscopy; Laser spectroscopy; Laser frequency stabilization

OCIS Codes: 140.4780; 300.1030; 300.0300; 300.6360

基金项目: 国家自然科学基金项目 (Nos. 61275134, 61178023) 和中国科学院西部之光人才培养计划项目资助

第一作者: 冯丽丽 (1988-), 女, 硕士, 主要研究方向为光纤传感技术、腔衰荡光谱技术等. Email: fenglili@opt. ac. cn

导 师: 阮驰 (1975-), 男, 副研究员, 博士, 主要研究方向为智能交通领域, 光纤传感技术等. Email: ruanchi@opt. ac. cn

通讯作者: 王允韬 (1977-), 男, 助理研究员, 博士, 主要研究方向为光纤传感技术、谐振腔增强光谱技术等. Email: ytwang@opt. ac. cn

收稿日期: 2015-03-23; **录用日期:** 2015-04-29

<http://www.photon.ac.cn>

0 引言

谐振腔增强光谱技术是各类高灵敏度光谱探测技术中的重要一类^[1]. 这一类方法的共同特征是:将待测物质置于谐振腔内,利用谐振腔对光波的多次反射来增加光与物质作用的距离,从而增加光谱信号的幅度. 自1980年代以来,谐振腔增强光谱技术获得了广泛的关注和深入的研究,并且被应用在光谱探测、工业过程控制、分子原子测定、化学反应动力学研究以及环境监测等^[2]诸多方面.

腔衰荡光谱技术(Cavity Ring-Down Spectroscopy, CRDS)是1984年Anderson^[3]在腔衰减相移技术^[4]的基础上提出的. CRDS是谐振腔增强光谱技术中最重要的一类,依照工作原理,可以被分为脉冲光源腔衰荡技术(Pulsed-CRDS, P-CRDS)和连续光源腔衰荡技术(Continuous-Wave CRDS, CW-CRDS)^[5-7]. P-CRDS将一个短脉冲导入谐振腔,输出一系列幅度按指数规律递减的脉冲,即 $I = I_0 \exp(-t/\tau)$,其中 τ 是谐振腔衰荡常量. 常量由谐振腔的反射率和腔内损耗决定,且有关式 $\tau = L/[c(D - \ln R)]$,其中 R 是谐振腔端面反射率, D 是腔内单程损耗, c 是光速. 根据实测得到的常量,可以很容易地反推出腔内损耗 D ,也就得到了腔内待测光谱的量值. P-CRDS获得了远高于常规做法的测量分辨力^[8],但脉冲穿过两个高反射率镜面之后,只剩余很小一部分能够到达光电探测装置,增加了光电探测的困难. 而且,从极短的脉冲中提取出衰减常量,需要极高速的电子学装置.

CW-CRDS技术将连续波光源导入谐振腔,利用一个高速光开关迅速切断光源,并观察光功率的衰减过程. CW-CRDS技术的数学表达形式与P-CRDS类似,而且由于光功率更大,可以获得更高的测量准确度和灵敏度^[9]. 但也正因为使用窄线宽的相干光源,所以存在着光源纵模和谐振腔纵模相互匹配的问题,需要用到声光调制器开关、激光稳频技术或者激光注入锁定技术^[10-12],而这些装置和技术都是昂贵而复杂的.

在P-CRDS和CW-CRDS技术的基础上,腔衰荡技术发展出很多变种. Aleksandra Foltynowicz等研究者采用相位调制的光源,令调制频率等于谐振腔的自由光谱范围,光波的主频和各个边频恰好都能穿过谐振腔的各个纵模^[13]. 这种方法提高了透射率,而且可以与频率调制光谱技术相结合,但是光源与谐振腔之间纵模失配的问题依然存在. 采用类似的思路,目前的一个热点是光频梳腔衰荡^[14-16],采用锁模激光器作为光源,锁模产生的光频梳的每一个频率成分都可以穿过谐振腔的一个纵模,测得单根谱线灵敏度可达 $7 \times 10^{-13} \text{ cm}^{-1}$. 也有些研究者将傅里叶变换光谱和CRDS相结合,以求提高光谱测量的波长分辨力^[17].

Julien Mandon等人将光频梳、谐振腔和傅里叶变换光谱三者结合在一起,在宽广的波长范围内实现了物质吸收光谱和色散光谱的同步测量^[18].

除了上述各种类型的CRDS技术,其它类型的谐振腔增强光谱探测技术也得到了发展^[19]. Anthony O'Keefe在1998年提出积分腔输出光谱(Integrated Cavity Output Spectroscopy, ICOS)技术,该方法测量腔衰荡过程中光功率的时间积分,由此反演腔内光谱吸收^[20-21]. 这种方法在操作上比CRDS技术简便,但是其性能也略低.

大多数基于谐振腔增强的光谱探测技术都需要考察谐振腔对光波的动态响应,但是各种方法都只从某个特定的角度考察谐振腔的动态特性. 截至目前,针对这个问题,缺乏一个普适性的描述方式. 本文将借鉴信号处理的方法,研究谐振腔对光波的动态响应.

1 谐振腔对光波的动态响应

1.1 谐振腔的线性系统分析

借用线性系统分析的概念,谐振腔可以被视作一个“线性时不变系统”. 对于这一类系统,其输出为冲激响应与输入函数的卷积. 因此,考察谐振腔的冲激响应是研究其对光波的动态响应的基本手段.

对于一个光脉冲,如果足够窄,就可以认为是一个冲激函数 $\delta(t)$. 若将该无穷窄的光脉冲 $\delta(t)$ 注入到谐振腔,经过多次来回反射,会形成一系列幅值衰减的脉冲序列,即为谐振腔的冲激响应 $h_{\text{impulse}}(t)$,如图1.

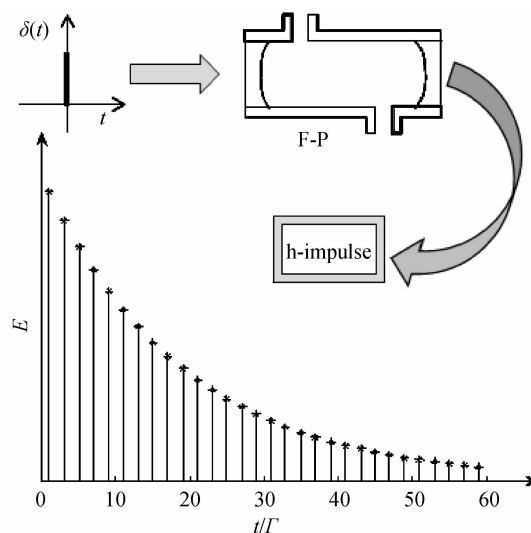


图1 F-P腔的冲激响应

Fig. 1 The impulse response of F-P cavity

$$h_{\text{impulse}}(t) = T \exp(-D) \sum_{m=0}^{\infty} A^m \delta[t - (2m+1)\Gamma] \quad (1)$$

式中 $\Gamma = \frac{L}{c/n}$ 是光波通过谐振腔一次所需时间, L 为实际腔长, n 为折射率; $A = R \exp(-2D)$ 是谐振腔的等效反射率, R 是谐振腔的功率反射率, D 是谐振腔的单程

损耗,或者叫光学深度, T 是谐振腔的功率透过率,有关系式 $T=1-R$.

假设注入的光波表达为 $E_{in}(t) = e_{in}(t) \exp(j2\pi\nu t)$, 其中 $e_{in}(t)$ 是复振幅, ν 是光频率, 则谐振腔输出的光波是输入光波 $E_{in}(t)$ 与冲激响应 $h_{impulse}(t)$ 的卷积, 即

$$E_{out}(t) = [e_{in}(t) \exp(j2\pi\nu t)] * h_{impulse}(t) = T \cdot \exp(-D) \sum_{m=0}^{\infty} A^m e_{in}[t - (2m+1)\Gamma] \cdot \exp[j2\pi\nu(t - (2m+1)\Gamma)] \quad (2)$$

输出的功率为

$$I_o(t) = E_{out}(t) E_{out}^*(t) = T^2 \exp(-2D) \sum_{m,l=0}^{\infty} A^{m+l} \cdot e_{in}[t - (2m+1)\Gamma] e_{in}^*[t - (2l+1)\Gamma] \cdot \exp[j4\pi\nu(m-l)\Gamma] \quad (3)$$

对于非单色光波, 则只需要将光源光谱函数代入, 并在光频率域积分就可以得到输出功率, 即

$$I_o(t) = T^2 \exp(-2D) \int \sum_{m,l=0}^{\infty} A_v^{m+l} \cdot e_{in}[t - (2m+1)\Gamma, \nu] e_{in}^*[t - (2l+1)\Gamma, \nu] \cdot \exp[j4\pi\nu(m-l)\Gamma] d\nu \quad (4)$$

式中 A_v 是光频率为 ν 时谐振腔的等效反射率, $e_{in}(t, \nu)$ 是光源在某个波长的振幅随时间的函数. 利用式(4), 可以数值计算出谐振腔对任意形式的注入光波的动力学响应.

利用式(1)~(4)所描述的方法来讨论一下传统的脉冲腔衰荡和连续光腔衰荡技术.

1.2 脉冲腔衰荡的线性系统分析

脉冲腔衰荡技术使用脉冲光源, 光源可以表达为 $E_{in}(t) = f(t) \exp(j2\pi\nu t)$, 其中 $f(t)$ 是一个脉冲函数. 不论何种形式的脉冲, 必须满足以下条件

$$\begin{cases} f(t) \neq 0 & -\delta t/2 < t < \delta t/2 \\ f(t) = 0 & t < -\delta t/2, t > \delta t/2 \end{cases} \quad (5)$$

式中 δt 是脉冲非零部分的宽度. 利用式(2), 可知

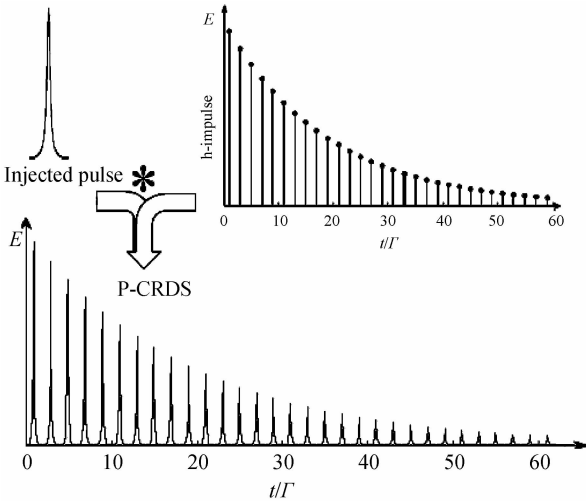


图2 脉冲腔衰荡的形成示意图

Fig. 2 The formation of P-CRDS

$$E_{out}(t) = T \cdot \exp(-D) \sum_{m=0}^{\infty} A^m f[t - (2m+1)\Gamma] \cdot \exp[j2\pi\nu(t - (2m+1)\Gamma)] \quad (6)$$

式(6)中任意取一项 $A^m f[t - (2m+1)\Gamma] \cdot \exp[j2\pi\nu(t - (2m+1)\Gamma)]$, 其非零区间为 $[(2m+1)\Gamma - \delta t/2, (2m+1)\Gamma + \delta t/2]$, 只要满足 $\delta t < \Gamma$, 即脉冲宽度小于光波在谐振腔中的单程时间, 各项的非零部分就不会互相重叠, 光振动项 $\exp[j2\pi\nu(t - (2m+1)\Gamma)]$ 就可以被忽略. 因此, 可得脉冲腔衰荡的输出功率为

$$I_o(t) = T^2 \exp(-2D) \sum_{m=0}^{\infty} A^{2m} f^2[t - (2m+1)\Gamma] \quad (7)$$

图2为推导过程示意图. 根据图2及式(5)、(6)的描述可知, P-CRDS的本质就是考察谐振腔的冲激响应.

1.3 连续腔衰荡的线性系统分析

所谓连续光腔衰荡, 可以用两种方式实现. 一种是将光波注入谐振腔, 在达到稳态之后, 利用一个高速的光开关迅速切断光源, 并观察此时光波输出的衰减; 另一种是在瞬间增大注入光功率, 并观察谐振腔输出的增大过程.

假设光源是单色的, 可以表达为 $E_{in}(t) = e_{in}(t) \cdot \exp(j2\pi\nu t)$. 对于增大光源功率类型的 CW-CRDS, 有 $e_{in}(t) = e_0 \cdot s(t)$, 其中 $s(t)$ 是一个阶跃函数, 即

$$s(t) = \begin{cases} 0 & t < 0 \\ 1 & t > 0 \end{cases} \quad (8)$$

对于切断光源类型的 CW-CRDS, 情况则正好相反, $s(t)$ 是一个反阶跃函数. 将 $E_{in}(t)$ 的表达式代入到式(2)中, 可得

$$E_{out}(t) = T e_0 \exp(-D) \exp[j2\pi\nu(t - \Gamma)] \cdot \sum_{m=0}^{\infty} A^m s[t - (2m+1)\Gamma] \exp(-j2\pi\nu 2m\Gamma) \quad (9)$$

式中 $\exp(-j2\pi\nu 2m\Gamma)$ 是波动项, 包含干涉因子. 当谐振腔的往返光程等于波长的整数倍时, 即满足驻波条件时, 有关系 $\exp(-j2\pi\nu 2m\Gamma) = 1$. 所以, 输出的光功率为

$$I_o(t) = T^2 e_0^2 \exp(-2D) \sum_{m=0}^{\infty} A^{2m} s[t - (2m+1)\Gamma] \quad (10)$$

从式(10)可以看出, 谐振腔对阶跃输入的响应就是将阶跃函数依次平移并缩减幅度后再叠加起来, 如图3所示.

图3中所用仿真参量为 $R=0.8, D=0$, 纵坐标是 $I_o(t)/e_0^2$, 横坐标为周期 Γ 的倍数. 图3(a)是谐振腔对正阶跃函数的响应, 图3(b)是对应的反阶跃函数的响应情况, 即分别为光功率突增型和切断型的 CW-CRDS. 从图3可以看出, CW-CRDS实际上是一条幅度递减的台阶折线, 并非一般认为的曲线. 对于谐振腔长度较大的情况, 这种现象将会变得显著. 台阶折线中有很多功率不连续点, 产生很多的高频成分. 在后续的探测电路设计、AD转换、数据处理等过程中, 需要充分考虑这个因素.

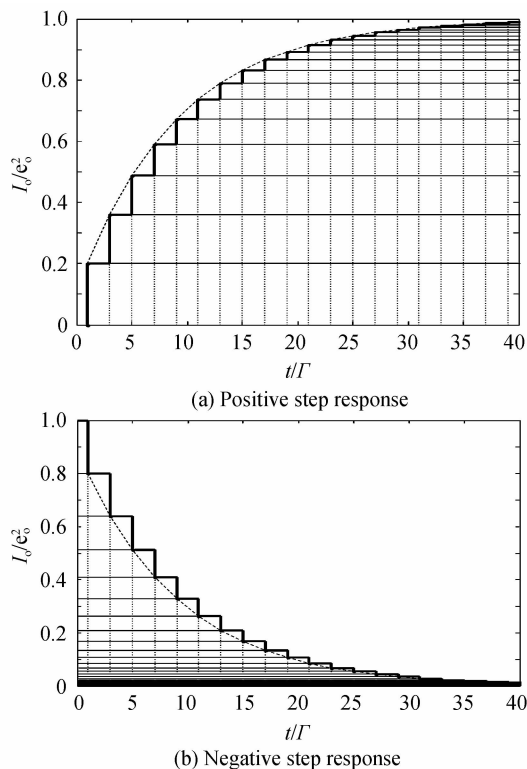


图 3 连续腔衰荡的阶跃响应示意图
Fig. 3 The step response of CW-CRDS

应该指出,连续光 CRDS 实际上是考察谐振腔的阶跃响应. 从线性系统分析的角度来说,系统对任意输入响应也可以表达为阶跃响应和输入函数的杜阿梅尔积分. 因此,原则上来说,也可以用这种方法来分析谐振腔对任意光波的动态响应. 但是,这种方法与本文所述的方法是完全等价的,应用起来又不太方便,此处不再展开论述.

此外,本文所描述的处理方法不仅适用于各种谐振腔增强光谱的研究,同时也可以应用于其它基于谐振腔的光学技术,比如 P-D-H 激光稳频技术. 传统的对 P-D-H 的分析都是建立在谐振腔的稳态分析的基础上,但是自动控制系统对响应时间非常敏感,稳态分析实际上不能够精确描绘这种系统的工作过程. 为了提高性能,还是应该使用精确的动态分析来解决问题.

2 谐振腔对频率线性啁啾光波的响应

线性系统的描述方法提供了一种考察谐振腔动态响应的普适方法,原则上,这种方法可以处理任意形式的注入光波. 但是在某些情况下,用它来描述并非总是最方便的. 如果注入光变化的速度很慢,可以将谐振腔视做固定的梳状滤波器,在这种情况下,可以直接采用 F-P 的透过率谱公式来进行分析. 以频率线性啁啾的光波为例,来分析一下这个问题.

根据物理学的知识,谐振腔的功率透射率为

$$I_o = \frac{T^2 \exp(-2D)}{1 - 2R \cos(2\varphi) \exp(-2D) + R^2 \exp(-4D)} \quad (11)$$

式中 $\varphi = kL = \frac{2\pi\nu}{c}L$ 是光波在谐振腔中的单程相移, ν 是光频率, D 为腔内单程损耗, L 是等效腔长(光程),与腔内介质的折射率有关. 式(11)表明,谐振腔的稳态透射谱是光频率 ν 的周期函数. 当腔内损耗 D 很小,腔镜的反射率 R 很高,也就是谐振腔的精细度很高时,谐振腔的透射谱呈现尖锐的类似于梳齿的形状,如图 4 中 YOZ 面所示.

假设注入光的频率随时间线性变化,即

$$\nu = \nu_0 + \dot{\nu}t \quad (12)$$

式中 ν_0 是初始时刻的光频率, $\dot{\nu} = d\nu/dt$ 是频率随时间的变化率. 光频率 ν 随时间的变化如图 4 中 XOY 面上的斜直线所示. 如果频率变化的速率 $\dot{\nu}$ 很小,可以将谐振腔当作一个固定的梳状滤波器处理,则输出的光功率也是一个梳状的函数,如图 4 中 XOZ 面所示.

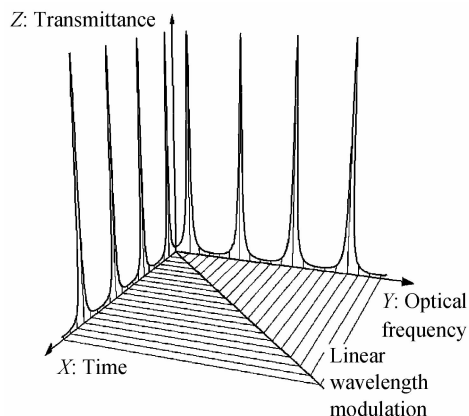


图 4 光源波长线性扫描时谐振腔的输出
Fig. 4 The output of cavity under light wavelength linear scanning

将式(12)代入式(11),并合理的选择时间起点,可得

$$I_o(t) = T^2 \exp(-2D) \cdot \left[1 - 2R \left(\frac{4\pi L}{C} \dot{\nu} t \right) \cdot \exp(-2D) + R^2 \exp(-4D) \right]^{-1} \quad (13)$$

式中 L 为腔长. 从式(13)可以看出,光功率是一个时间上的周期函数. 研究一下光功率输出函数的信号频谱特征. 对式(13)做傅里叶分析,得

$$I_o(t) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} C_n \exp\left(jn \frac{4\pi L}{C} \dot{\nu} t\right) \quad (14)$$

式中 n 为傅里叶级数展开的阶数.

$$C_n = \frac{1}{\tau} \int_{-\tau/2}^{\tau/2} I_o(t) \exp\left(-jn \frac{4\pi}{C} \dot{\nu} Lt\right) dt \quad (15)$$

令 $z = \exp\left(j \frac{4\pi}{C} \dot{\nu} Lt\right)$, 将定积分化为闭合路径

$$|z| = 1 \text{ 上的复变函数积分, 并利用留数法计算得 } C_n = C_{-n} = T^2 R^n \frac{\exp[-2(n+1)D]}{1 - R^2 \exp(-4D)} \quad (16)$$

由于式(13)的透射率函数为偶函数,傅里叶级数只存在余弦项.利用关系

$$C_n = \frac{1}{2}(a_n - jb_n), C_{-n} = \frac{1}{2}(a_n + jb_n),$$

式中 a_n 是余弦傅里叶系数, b_n 是正弦傅里叶系数,有 $b_n=0$,得到

$$a_n = KR^n \exp(-2nD) \quad (17)$$

式中 $K = \frac{2T^0 \exp(-2D)}{1-R^2 \exp(-4D)}$, n 是傅里叶阶数,如图 5.

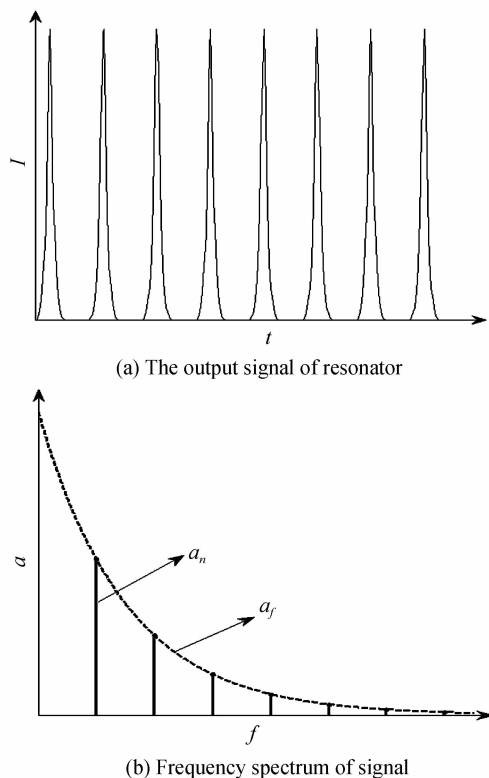


图 5 慢速线性扫描下的谐振腔输出信号和频谱图

Fig. 5 The output signal of resonator and frequency spectrum of signal

图 5(a)表示透过谐振腔的光功率信号,图 5(b)表示光功率的信号频谱.图 5(b)中的竖线代表各阶傅里叶系数 a_n .当光谱扫描范围小时,频谱会被展开,故光谱扫描范围要尽量大.从式(17)和图 5(b)中可以看出, a_n 是按照指数规律衰减的.如果将各阶傅里叶系数 a_n 的顶点连接起来,可以得到一条包络线(图 b 中虚线).这条虚线的方程为

$$a(f) = K \exp\left(-\frac{f}{\tau_f}\right) \quad (18)$$

式中 $\tau_f = \frac{L}{c(2D-\ln R)} 2 \dot{\nu}$,称为频谱的衰减常量.

将 τ_f 与传统 CRDS 的时间衰荡常量 $\tau = \frac{L}{c(2D-\ln R)}$ 相比,只多了一项光频率变化率 $\dot{\nu}$ 的常数,它实质上就是传统 CRDS 的衰荡常量 τ .类似于传统 CRDS 技术,可以通过测量 τ_f 来反推腔内物质的光

学深度 $D(\nu)$,并根据关系 $D(\nu) = N\sigma(\nu)L$ 来计算待测物质的光谱,其中 N 是待测物质粒子的数密度, $\sigma(\nu)$ 是吸收截面,也就是待测的光谱量值.

上述方法可以算作 CRDS 技术的一个扩展,由于衰减常量 τ_f 在信号的频率域上,将其称为频域腔衰荡.当谐振腔的精密度比较小,传统 CRDS 技术的腔衰荡时间 τ 也比较小的时候,想要精确地测出光功率迅速衰荡的过程是不容易的.在这种情况下,本文提出的频域腔衰荡技术具有优势,因为低精密度谐振腔的输出功率比较大,随时间的变化比较缓慢,适于连续采样长时间记录的工作方式.除此之外,该方法不需要高速电路,不需要稳频装置等.

值得一提的是,如果采用半导体激光器作为光源,并使用直接电流调制的方式实现波长调谐,需要注意到光功率也会随之而变.解决这个问题,可以从光源分出一路作为参考,然后通过求取信号与参考光的比值,就可以消除光功率变化的影响.该技术通过波长电流关系来确定当前波长,因此,影响光谱分辨能力的首要因素是电流控制的准确度以及波长电流关系的稳定性;另外,对信号作傅里叶变换总需要一定长度的数据,这相当于将光谱平均化.考虑到这个因素,目前频域腔衰荡光谱还不适于测量具有特别精细结构的物质光谱.当然,这个问题是可以采用先进的算法来解决,如小波变换法等.

利用式(18)计算了频率线性啁啾的光波穿过不同精细度的谐振腔后的信号的频谱变化,如图 6.

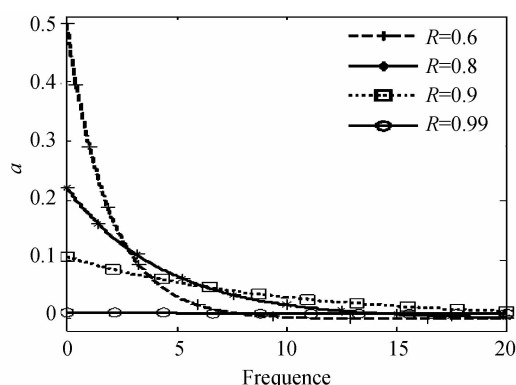


图 6 不同精细度的谐振腔输出的频谱特性

Fig. 6 The signal spectrum with different R

图 6 的横坐标的单位是基频的倍数,即坐标值为频率与基频的比值.从图 6 可知,腔的精密度越高,透射谱越尖锐,频谱下降就越缓慢,频域衰减常量就越大.

以上分析是基于单色光波,也就是假定光源线宽远小于谐振腔通带的情况.在实际的应用中,并非总能满足这个条件.因此,需要考察光源线宽影响.假设光源的线型函数为高斯函数的情况下,可以推导出此时的傅里叶系数 a_n^* 为

$$a_n^* = K \exp \left[n(\ln R - 2D) - \frac{4\pi^2 L^2 \delta\nu^2}{C^2} n^2 \right] \quad (19)$$

分析该公式可以得到,光源的线宽 $\delta\nu$ 越大, a_n^* 就愈小,频谱随傅里叶阶数 n 下降的速度就越快。

3 结论

本文将谐振腔视作线性时不变系统,将超短脉冲视做冲激函数,考察了谐振腔的冲激响应。利用线性系统分析的方法,将谐振腔对任意形式的注入光波的响应表达为冲激响应与注入函数的卷积的形式。这种方法可以方便地计算谐振腔对各种类型的注入光波的动态响应。

同时,本文指出,从线性系统分析的角度考察,传统的脉冲腔衰荡光谱技术实际上是考察谐振腔的冲激响应,而连续腔衰荡则是考察谐振腔的阶跃响应。本文对谐振腔动态特性的分析可以应用于各种类型的谐振腔增强光谱,也可以应用于基于谐振腔的各类光学技术,比如 P-D-H 激光稳频技术。

另一方面,针对注入光波长缓慢变化的特殊情况,研究了谐振腔对频率线性啁啾的光波的响应,得到了解析形式的数学描述。在此情况下,谐振腔输出的光功率是时间上的周期函数,对此周期函数进行傅里叶分析,发现其频谱按照指数规律衰减,频谱的衰减常量 τ_f 正比于 CRDS 技术中的衰荡常量。据此,本文提出了一种新型的谐振腔增强光谱测量方法,称为频域腔衰荡。该方法在谐振腔精细度较低时具有优势。除此之外,还简单分析了一下光源线宽对输出的影响,得到了解析表达式,并指出光源的线宽越大,频谱随傅里叶阶数 n 下降的速度就越快。

参考文献

- [1] PALDUS B A, KACHANOV A A. An historical overview of cavity-enhanced methods[J]. *Canadian Journal of Physics*, 2005, **83**(10): 975-999.
- [2] CHEN Jin-ying, LIU Jian-guo, HE Jian-feng, *et al.* Study of high temperature water vapor concentration measurement method based on absorption spectroscopy[J]. *Spectroscopy and Spectral Analysis*, 2014, **34**(12): 3174-3177.
陈玖英,刘建国,何俊峰,等. 基于吸收光谱原理的高温水汽浓度测量方法研究[J]. *光谱学与光谱分析*, 2014, **34**(12): 3174-3177.
- [3] ANDERSON D Z, J C Frisch, Masser C S. Mirror reflectometer based on optical cavity decay time[J]. *Applied Optics*, 1984, **23**(8): 1238-1245.
- [4] HERBELIN J M, MCKAY J A, KWOK M A, *et al.* Sensitive measurement of photon lifetime and true reflectances in an optical cavity by a phase-shift method[J]. *Applied Optics*, 1980, **19**(1): 144-147.
- [5] KASTLER A. Transmission of light pulse through a Fabry-Perot interferometer[J]. *Nouvelle Revue d'Optique*, 1974, **5**(3): 133-139.
- [6] O'KEEFE A, DEACON D A G. Cavity ring-down optical spectrometer for absorption measurements using pulsed laser sources[J]. *Review of Scientific Instruments*, 1988, **59**(12): 2544-2551.
- [7] ROMANINI D, KAEHANOV A A, SADEGHI N, *et al.* CW cavity ring down spectroscopy[J]. *Chemical Physics Letters*, 1997, **264**(3-4): 316-322.
- [8] GONG Yuan, LI Bin-Cheng, GAO Li-Feng *et al.* Optical feedback and pulsed cavity ring-down techniques for high-reflectivity measurement: a comparison study [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2010, **39**(3): 397-402.
- [9] DONG Yan-ting, WU Zhi-wei, ZHOU Wei-dong. N₂O Measurement using off-axis cavity enhanced absorption spectroscopy [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2014, **43**(4): 0430003.
董燕婷,吴志伟,周卫东. N₂O 的离轴腔增强吸收光谱检测技术[J]. *光子学报*, 2014, **43**(4): 0430003.
- [10] LI Zhi-xin, MA Wei-guang. Continuous-wave cavity ringdown spectroscopy based on the control of cavity reflection[J]. *Optics Express*, 2013, **21**(15): 17961-17971.
- [11] PALDUS B A. Cavity-locked ring-down spectroscopy[J]. *Journal of Applied Physics*, 1998, **83**(8): 3991-3997.
- [12] MAISONS G, CARBAJO P G, CARRAS M, *et al.* Optical-feedback cavity-enhanced absorption spectroscopy with a quantum cascade laser[J]. *Optics Letters*, 2010, **35**(21): 3607-3609.
- [13] FOLTYNOWICZ A, MA W, SCBMIDT F M, *et al.* Wavelength-modulated noise-immune cavity-enhanced optical heterodyne molecular spectroscopy signal line shapes in the doppler limit[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2009, **26**(7): 1384-1394.
- [14] THORPE M J, YE J. Cavity-enhanced direct frequency comb spectroscopy [J]. *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 2008, **91**(3-4): 397-414.
- [15] GRILLI R, MEJEAN G, ALRAHMAN C A, *et al.* Cavity-enhanced multiplexed comb spectroscopy down to the photon shot noise [J]. *Physical Review A*, 2012, **85**: 051804.
- [16] YANG Hong-lei, WEI Hao-yun, LI Yan, *et al.* Technique progress of high-precision gas absorption spectroscopy with femtosecond optical frequency comb[J]. *Spectroscopy and Spectral Analysis*, 2014, **34**(2): 335-339.
杨宏雷,尉昊贇,李岩,等. 飞秒光学频率梳高精度气体吸收光谱技术进展[J]. *光谱学与光谱分析*, 2014, **34**(2): 335-339.
- [17] ORPHAL J, RUTH A A. High-resolution Fourier-transform cavity-enhanced absorption spectroscopy in the near-infrared using an incoherent broad-band light source [J]. *Optics Express*, 2008, **16**(23): 19232-19243.
- [18] MANDON J, GUY G and NATHALIE P. Fourier transform spectroscopy with a laser frequency comb [J]. *Nature Photonics*, 2009, **3**(2): 99-102.
- [19] LIU Kun, LIU Tie-gen, JIANG Jun-feng, *et al.* Investigation of intra-cavity gas sensing technology based on wavelength modulation [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2011, **38**(1): 0105008.
刘琨,刘铁根,江俊峰,等. 基于波长调制技术的内腔式气体传感研究[J]. *中国激光*, 2011, **38**(1): 0105008.
- [20] O'KEEFE A. Integrated cavity output analysis of ultra-weak absorption[J]. *Chemical Physics Letters*, 1998, **293**(5-6): 331-336.
- [21] O'KEEFE A, SCHERER J J, PAUL J B. CW integrated cavity output spectroscopy[J]. *Chemical Physics Letters*, 1999, **307**(5-6): 343-349.