

多因素影响下法布里-珀罗干涉仪透射频谱特性

沈法华, 夏益祺, 於爱爱, 刘成林

(盐城师范学院 物理系, 江苏 盐城 224002)

摘要: 法布里-珀罗(F-P)干涉仪是具有重要科研和实用价值的光学仪器,能广泛应用于光学鉴频、锁频以及光谱超精细结构的测量研究。然而,在实际应用中干涉仪的频谱特性将受到诸多因素的影响。从入射光束发散角、入射光频谱、干涉仪平板吸收损耗、平板表面缺陷和不平行度等因素对F-P干涉仪频谱特性的影响做了深入的研究。在考虑了上述诸多实际因素情况下,理论上导出了F-P干涉仪的透射频谱函数的一般表达式;定量给出了由发散角引起的透射频谱整体平移量;提出了等效发射激光谱宽的概念,将入射光束发散角、入射光频谱、干涉仪平板表面缺陷和不平行度等对透射频谱的展宽效应合并处理,给出了定量的等效关系式。这些结果可为法布里-珀罗干涉仪的设计与应用提供借鉴。

关键词: 法布里-珀罗干涉仪; 光束发散角; 入射光频谱; 表面缺陷; 不平行度

中图分类号: O451 **文献标志码:** A **文章编号:** 1007-2276(2015)06-1800-06

Transmission spectral characteristics of F-P interferometer under multi-factors

Shen Fahua, Xia Yiqi, Yu Aiai, Liu Chenglin

(Department of Physics, Yancheng Teachers University, Yancheng 224002, China)

Abstract: Fabry-Perot interferometer (FPI) is an optical instrument with important scientific and practical value, which can be widely used in optical frequency discrimination, optical frequency locking and spectral measurements of the hyperfine structure. However, in practical applications, the spectral characteristics of the interferometer are affected by many factors. In this article, the impact of several factors on Fabry-Perot interferometer spectral properties, such as the beam divergence angle, the spectrum of the incident light, the absorption loss, surface defects and non-parallelism of the interferometer two plates were studied in depth. Considering the above practical factors, a general expression for the transmission spectrum function of F-P interferometer was derived theoretically. The overall shift of the transmission spectrum caused by the divergence angle was given quantitatively. The concept of equivalent spectral width of the emitting laser was proposed, the broadening effects on the transmittance spectrum of the incident beam divergence angle, the spectrum of the incident light, surface defects and non-parallelism

收稿日期:2014-10-05; 修订日期:2014-11-12

基金项目:江苏省自然科学基金青年基金(BK2012246);江苏省高校自然科学研究基金(12KJB170014,13KJB510037);江苏省大学生创新创业训练计划(201310324049X)

作者简介:沈法华(1981-),男,副教授,博士,主要从事多普勒激光雷达方面的研究。Email:sfh81914@163.com

of the interferometer two plates were all considered, and their quantitative equivalent formula was given. These results would provide a reference for the design and application of Fabry-Perot interferometer.

Key words: Fabry-Perot interferometer; beam divergence angle; incident light spectrum; surface defect; non-parallelism

0 引言

法布里-珀罗干涉仪(F-P干涉仪)由法国著名物理学家夏尔-法布里和阿尔弗雷德-珀罗于1897年发明。由于其所产生的干涉条纹的锐度很高,因此具有重要科研和实用价值,得到了广泛的应用。作为鉴频器,在多普勒激光雷达系统中,它可用于测量多普勒频移量^[1-3]。在原子光谱研究中,它能有效测量光谱超精细结构^[4]。作为滤波器,在弱光信号测量系统中,它可用于抑制背景噪声,提高探测信噪比。其干涉理论也是研究窄带干涉滤光片的基础。在光纤通信系统中,它可作为波分复用器的基本组成单元。在激光器系统中,它可用作激光谐振腔。作为锁频器,在窄线宽激光器、差分吸收激光雷达、多普勒激光雷达等对频率稳定性要求高的光学系统中,它可用来提高发射激光频率的稳定性^[5-6]。除此之外,根据F-P干涉仪频谱与腔长、腔中介质折射率等参量的关系,它还可用来测量微小长度、微小位移以及液体浓度等物理量^[7-8]。如今,在诸多大学和研究机构的光学与近代物理实验室以及有关光谱学与天体物理学研究实验室中,F-P干涉仪已成为不可或缺的重要光学仪器。

正是由于F-P干涉仪的应用越来越广泛,对其频谱特性的深入研究就显得十分必要。然而,目前一般教科书中对于F-P干涉仪频谱特性所得到的结论仅适用于理想的情况,即受到单色平行光入射、干涉仪平板无吸收,无表面缺陷等等条件限制。然而,实际应用中,往往光源是具有一定谱宽、一定发散角的,干涉仪平板也是存在一定的吸收损耗、表面不平整和不严格平行等缺陷,这样会造成F-P干涉仪的实际频谱特性与理想结果相差很大。因此,为了更好地应用F-P干涉仪,有必要对在受到各种因素影响

下的干涉仪实际频谱特性进行研究,这也正是该论文的主要工作。

1 理想情况下的 Fabry-Perot 干涉仪的透射谱函数

频率为 ν 的单色平行光入射到理想F-P干涉仪的透射频谱函数为:

$$h(\nu) = \frac{\tau^2}{1 - 2R\cos(2\pi\nu\cos\theta/\nu_{\text{FSR}}) + R^2} \quad (1)$$

式中: τ 和 R 分别为对应频率干涉仪平板的透射率和反射率; θ 为光束在平板内的入射角; $\nu_{\text{FSR}} = c/2nd$ 为干涉仪自由谱间距, c 为真空中光速, d 为两干涉平板间隔即腔长, n 为板间的折射率。对公式(1)利用级数公式展开得到透射频谱函数的级数表达式为:

$$h(\nu) = \frac{\tau^2}{1 - R^2} \left[1 + 2 \sum_{m=1}^{\infty} R^m \cos(2\pi m \nu \cos\theta / \nu_{\text{FSR}}) \right] \quad (2)$$

在理想情况下,不存在能量损失,根据能量守恒定律有 $R + \tau = 1$,则上式可表示为:

$$h(\nu) = \left(\frac{1 - R}{1 + R} \right) \left[1 + 2 \sum_{m=1}^{\infty} R^m \cos(2\pi m \nu \cos\theta / \nu_{\text{FSR}}) \right] \quad (3)$$

2 实际中影响 Fabry-Perot 干涉仪频谱函数的因素

2.1 干涉仪平板吸收损耗

当干涉仪两板内表面镀金属膜时,将存在金属膜对光的强烈吸收。假设金属膜的吸收率为 A ,根据能量守恒定律有 $R + \tau + A = 1$,则公式(2)表示的透过率函数为:

$$h(\nu) = T_p \left(\frac{1 - R}{1 + R} \right) \left[1 + 2 \sum_{m=1}^{\infty} R^m \cos(2\pi m \nu \cos\theta / \nu_{\text{FSR}}) \right] \quad (4)$$

式中: $T_p = [1 - A/(1 - R)]^2$ 为干涉仪的峰值透过率。

2.2 入射光束发散角

入射到干涉仪的光束一般采用光纤耦合得到,

不是理想的平行光,存在一定的发散角;此外,在许多实际情况下,光束在入射到干涉仪之前,一般会先经过搅模器使光强均匀化。假定入射到干涉仪的光强为均匀分布,则频率为 ν 、全发散角为 $2\theta_0$ 的光束入射到 F-P 干涉仪的透射频谱函数为:

$$H(\nu) = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\theta_0} h(\nu) \sin\theta d\theta / \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\theta_0} \sin\theta d\theta \quad (5)$$

将公式(4)带入公式(5)积分得到:

$$H(\nu) = T_p \left(\frac{1-R}{1+R} \right) \left\{ 1 + 2 \sum_{m=1}^{\infty} R^m \cos \left[\frac{2\pi m \nu}{\nu_{\text{FSR}}} \frac{1+\cos\theta_0}{2} \right] \right. \\ \left. \text{sinc} \left[\frac{2m\nu}{\nu_{\text{FSR}}} \frac{1-\cos\theta_0}{2} \right] \right\} \quad (6)$$

2.3 入射光频谱

文中公式(6)是单色光入射的结果,而实际中不存在严格的单色光。如果入射光束不是严格的单色光,则其通过 F-P 干涉仪的频谱函数也会发生变化。而一般激光束可近似为高斯分布,由此假定入射光谱为高斯分布:

$$f(\nu, \nu') = (1/\pi\Delta\nu_l^2)^{1/2} \exp[-(\nu'-\nu)^2/\Delta\nu_l^2] \quad (7)$$

式中: ν 为入射光中心频率; $\Delta\nu_l = \Delta\nu_{1/2}/(4\ln 2)^{1/2}$, $\Delta\nu_{1/2}$ 为入射光谱谱宽(FWHM)。则中心频率为 ν 的高斯光谱通过 F-P 干涉仪的频谱函数为:

$$T(\nu) = H(\nu) \otimes f(\nu, 0) \quad (8)$$

式中:符号“ \otimes ”表示卷积。经过深入分析,当 $\Delta\nu_l$ 在几十 GHz 的范围内,公式(6)sinc 函数中的 ν 可作为常量处理。则将公式(6)和(7)代入公式(8)得:

$$T(\nu) = T_p \left(\frac{1-R}{1+R} \right) \left\{ 1 + 2 \sum_{m=1}^{\infty} R^m \cos \left(\frac{2\pi m \nu}{\nu_{\text{FSR}}} \frac{1+\cos\theta_0}{2} \right) \right. \\ \left. \exp \left[- \left(\frac{\pi m \Delta\nu_l}{\nu_{\text{FSR}}} \frac{1+\cos\theta_0}{2} \right)^2 \right] \right. \\ \left. \text{sinc} \left[\frac{2m\nu}{\nu_{\text{FSR}}} \frac{1-\cos\theta_0}{2} \right] \right\} \quad (9)$$

2.4 干涉仪平板表面缺陷

实际干涉仪平板表面不可能做到严格平整,而是存在一定的表面缺陷,一般用平整度来评价干涉仪平板与理想的平面的接近程度。假定实际干涉仪的表面缺陷造成的腔长误差归一化分布函数服从高斯概率分布^[1]:

$$P(\Delta d) = \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta d_D} e^{-\frac{\Delta d^2}{\Delta d_D^2}} \quad (10)$$

式中: Δd_D 为干涉仪平板缺陷因子; Δd 为干涉仪腔长

d 的变化量。 Δd_D 的大小表示干涉仪平板的平整程度,该值越大表明表面越不平整。由此得到缺陷平均后的频谱函数为^[1]:

$$\bar{T}(\nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} T(\Delta d) \cdot P(\Delta d) d(\Delta d) / \int_{-\infty}^{+\infty} P(\Delta d) d(\Delta d) \quad (11)$$

因为 d 的微小变化主要影响公式(9)中的 \cos 项,而对 \exp 项和 sinc 项的影响可以忽略,因此可将 \exp 项和 sinc 项中的 ν_{FSR} 看作常量。由此,将公式(9)和公式(10)代入公式(11)积分得:

$$\bar{T}(\nu) = T_p \left(\frac{1-R}{1+R} \right) \left\{ 1 + 2 \sum_{m=1}^{\infty} R^m \cos \left(\frac{2\pi m \nu}{\nu_{\text{FSR}}} \frac{1+\cos\theta_0}{2} \right) \right. \\ \left. \exp \left[- \left(\frac{\pi m}{\nu_{\text{FSR}}} \frac{1+\cos\theta_0}{2} \right)^2 [(\Delta\nu_l)^2 + (\nu\Delta d_D/d)^2] \right] \right. \\ \left. \text{sinc} \left[\frac{2m\nu}{\nu_{\text{FSR}}} \frac{1-\cos\theta_0}{2} \right] \right\} \quad (12)$$

2.5 干涉仪平板不平行度

实际干涉仪两平板表面很难做到严格平行,而是存在微小的夹角,一般用不平行度来评价干涉仪两平板的平行误差。假定干涉仪平板为圆形,半径为 ρ ,两平板夹角为 α ,则实际干涉仪不平行造成的腔长误差归一化分布函数为^[9]:

$$g(\Delta d) = \frac{2}{\pi\alpha\rho} \sqrt{1-(\Delta d/\alpha\rho)^2} \quad (13)$$

则考虑不平行度后的频谱函数为:

$$\mathcal{L}(\nu) = \int_{-\alpha\rho}^{+\alpha\rho} \bar{T}(\nu, \Delta d) \cdot g(\Delta d) d(\Delta d) / \int_{-\alpha\rho}^{+\alpha\rho} g(\Delta d) d(\Delta d) \quad (14)$$

将公式(12)、(13)代入公式(14),考虑到 α 很小,若满足 $\alpha\rho \ll \lambda$,可得到:

$$\mathcal{L}(\nu) = T_p \left(\frac{1-R}{1+R} \right) \left\{ 1 + 2 \sum_{m=1}^{\infty} R^m \cos \left(\frac{2\pi m \nu}{\nu_{\text{FSR}}} \frac{1+\cos\theta_0}{2} \right) \cdot \right. \\ \left. \text{sinc} \left[\frac{2m\nu}{\nu_{\text{FSR}}} \frac{1-\cos\theta_0}{2} \right] \exp \left\{ - \left(\frac{\pi m}{\nu_{\text{FSR}}} \frac{1+\cos\theta_0}{2} \right)^2 \right. \right. \\ \left. \left. \{ (\Delta\nu_l)^2 + (\nu/d)^2 [(\Delta d_D)^2 + (\alpha\rho)^2/2] \} \right\} \right\} \quad (15)$$

上式即为考虑了干涉仪平板吸收损耗、入射光束发散角、入射光频谱、干涉仪平板表面缺陷以及干涉仪平板不平行度后的 F-P 干涉仪透射频谱函数表达式。

3 分析讨论

3.1 影响因素综合分析

从公式(15)可以发现,当两平板夹角 α 很小时,

干涉仪平板的不平行和表面缺陷对干涉仪的透射频谱的影响等效。若令 $\Delta d_p = \alpha\rho/2^{1/2}$ 为两干涉平板不平行度的等效干涉平板缺陷因子,则干涉平板的总缺陷因子 $\Delta d_T = [(\Delta d_b)^2 + (\Delta d_p)^2]^{1/2}$ 。

从公式(15)还可以发现,干涉仪平板的不平行及表面缺陷与发射激光谱宽对干涉仪的透射频谱的影响同样可以等效处理。从公式(10)和上面分析可看出干涉平板的总缺陷因子 Δd_T 即为干涉仪平板间隔 d 的方均根偏差的 $2^{1/2}$ 倍,由 $\delta d/d = \delta v/v$ 得到 $\Delta d_T/d = \Delta v_d/v$,即:

$$\Delta v_d = v\Delta d_T/d \tag{16}$$

式中: Δv_d 即为由于平板间隔 d 的不确定度造成的干涉仪中心频率的不确定度。而干涉仪中心频率的不确定度又可等效于发射激光频率的不确定度,因此 Δv_d 可以等效为发射激光谱宽。

进一步对公式(15)中的 sinc 项进行分析。首先,根据 Rogers 判据^[10],透过率相对误差小于 ΔT 要求 $m \approx \log(\Delta T)/2\log(R)$,若取相对误差 0.1%、 $R=0.9$,得 $m \approx 33$;其次,由于 θ_0 很小,一般小于 1 mrad,故 $1-\cos\theta_0 < 5 \times 10^{-7}$;再者一般 $v/v_{FSR} = 2d/\lambda \sim 10^5$,故 sinc(x) 中的 x 很小,可用泰勒级数展开得 $\text{sinc}(x) \approx 1 - (\pi x)^2/6 \approx \exp[-(\pi x)^2/6]$,即

$$\text{sinc}\left[\frac{2mv}{v_{FSR}} \frac{1-\cos\theta_0}{2}\right] \approx \exp\left[-\left(\frac{\pi m}{v_{FSR}} \frac{1-\cos\theta_0}{\sqrt{6}} v\right)^2\right] = \exp\left[-\left(\frac{\pi m}{v_{FSR}} \frac{\theta_0^2}{2\sqrt{6}} v\right)^2\right]$$

同时,由于 θ_0 很小,公式(15)exp 项中的系数 $(1+\cos\theta_0)/2$ 对函数值的影响完全可以忽略不计。所以公式(15)可改写为:

$$\bar{T}(v) = T_p \left(\frac{1-R}{1+R}\right) \left\{1 + 2 \sum_{m=1}^{\infty} R^m \cos\left(\frac{2\pi m v}{v_{FSR}} \frac{1+\cos\theta_0}{2}\right) \cdot \exp\left[-\left(\frac{\pi m}{v_{FSR}}\right)^2 \cdot [(\Delta v_i)^2 + (v/d)^2 [(\Delta d_b)^2 + (\alpha\rho)^2/2] + (v\theta_0^2/2\sqrt{6})^2]\right]\right\} \tag{17}$$

由此可见,发散角对 F-P 干涉仪透射频谱的影响可分为两个方面,一方面是使频谱发生平移,体现在公式(17)中的 cos 项。容易得到平移量 v_s 为:

$$v_s = \frac{1-\cos\theta_0}{1+\cos\theta_0} v \approx v\theta_0^2/4 \tag{18}$$

另一方面是使频谱展宽,体现在公式(17)中的

exp 项。定义发散角引起的等效发射激光谱宽为:

$$\Delta v_\theta = v\theta_0^2/2\sqrt{6} \tag{19}$$

则发射激光总谱宽为

$$\Delta v = \sqrt{(\Delta v_i)^2 + (\Delta v_d)^2 + (\Delta v_\theta)^2} = \sqrt{(\Delta v_i)^2 + (v/d)^2 [(\Delta d_b)^2 + (\alpha\rho)^2/2] + (v\theta_0^2/2\sqrt{6})^2} \tag{20}$$

因此,可以看出干涉仪平板的不平行及表面缺陷对干涉仪的透射频谱的影响,以及发散角对透射频谱的展宽影响都可以等效为发射激光谱对干涉仪的透射频谱的影响。由此公式(15)可表示为:

$$\ell(v) = T_p \left(\frac{1-R}{1+R}\right) \left\{1 + 2 \sum_{m=1}^{\infty} R^m \cos\left(\frac{2\pi m v}{v_{FSR}} \frac{1+\cos\theta_0}{2}\right) \cdot \exp\left[-\left(\frac{\pi m \Delta v}{v_{FSR}}\right)^2\right]\right\} \tag{21}$$

假定干涉仪平板的反射率 $R=0.9@852\text{ nm}$,腔长 $d=42.86\text{ mm}$,圆形平板半径 $\rho=12.5\text{ mm}$ 。采用中心波长为 852 nm 的可调谐激光进行频率扫描,根据公式(15),不考虑其他因素,干涉仪平板吸收损耗对干涉仪透射谱的影响如图 1 所示。从图中可以看出,干涉仪平板吸收损耗使透射频谱整体下降,尤其是频谱峰值随着吸收率 A 的增大而迅速下降,但谱宽没变。不考虑其他因素,入射光束发散角对干涉仪透射谱的影响如图 2 所示。可以看出,入射光束发散角不仅使透射频谱峰值下降、谱线增宽,而且频谱中心频率向高频偏移。发散角越大,这种趋势就越明显。不

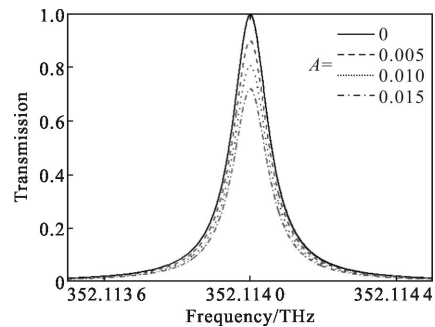


图 1 不同吸收损耗时,F-P 干涉仪的透射谱线

Fig.1 Transmission spectral lines of F-P interferometer with different absorption loss

考虑其他因素,入射光谱、干涉仪平板表面缺陷和不平行度各自对干涉仪透射谱的影响分别如图 3、图 4 和图 5 所示。可以看出,入射光谱、干涉仪平板表面缺陷和不平行度各自对干涉仪透射谱影响的效果是

一致的,都是使其透射频谱谱线增宽、峰值下降。图6给出了在各种因素综合影响下,F-P干涉仪透射频谱。可以看出,跟理想情况下的透射频谱相比,实际的透射频谱不仅峰值降低、谱线增宽,而且中心频率向高频偏移。

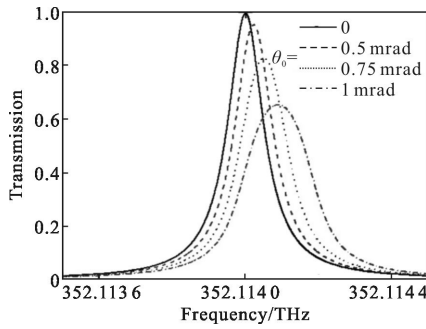


图 2 不同入射光束发散角时,F-P干涉仪的透射谱线
Fig.2 Transmission spectral lines of F-P interferometer with different incident beam divergence angles

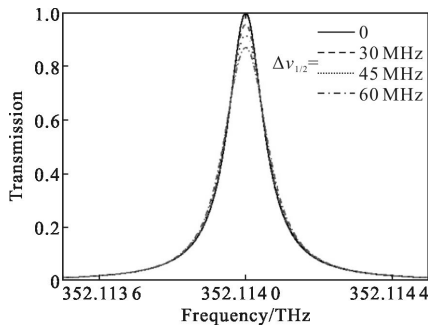


图 3 不同入射光谱谱宽时,F-P干涉仪的透射谱线
Fig.3 Transmission spectral lines of F-P interferometer with different incident spectral width

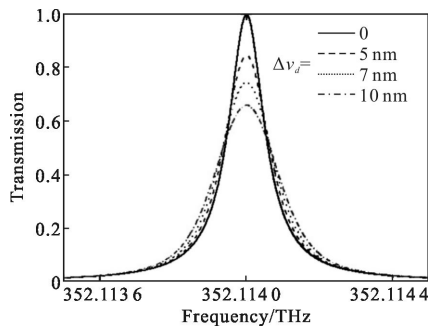


图 4 不同平板表面缺陷时,F-P干涉仪的透射谱线
Fig.4 Transmission spectral lines of F-P interferometer with different flat surface defects

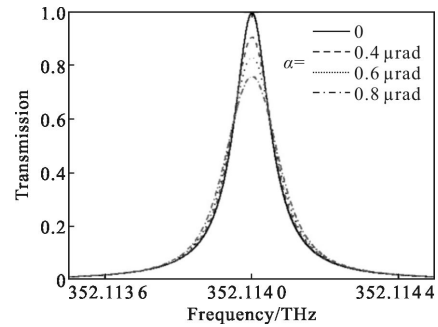


图 5 不同平板夹角时,F-P干涉仪的透射谱线
Fig.5 Transmission spectral lines of F-P interferometer with different angles between the two plates

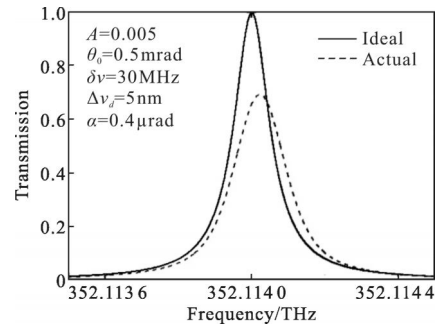


图 6 理想的和实际的 F-P干涉仪透射谱线
Fig.6 Ideal and actual transmission spectral lines of F-P interferometer

3.2 理论分析结果修正

实际上,若 F-P干涉仪两个干涉平板存在夹角时,严格上应作为 Fizeau干涉仪进行讨论。在干涉平板后表面建立坐标轴 y ,其方向与两干涉平板交线垂直,原点在两平板间隔为 d 处。则在干涉仪贴近平板后表面的透射函数为:

$$h(\nu, y) = (1-R-A)^2 \left| \sum_{n=0}^N R^n e^{j2\pi \frac{\nu}{c} P_n \cdot 2(d+y \tan \alpha)} \right|^2 \quad (22)$$

式中: $P_n = [\sin \theta - \sin(\theta - 2n\alpha)] / 2 \tan \alpha$, N 由 Rogers 判据决定。

与前文分析方法相似,考虑了干涉仪平板吸收损耗、入射光束发散角、入射光频谱、干涉仪平板表面缺陷后的 Fizeau干涉仪透射频谱函数表达式为:

$$\mathcal{L}(\nu) = (1-R-A)^2 \sum_{n=0}^N \sum_{m=0}^N R^{n+m} \cos \left[\frac{2\pi \nu P_{nm}}{v_{FSR}} \frac{1 + \cos \theta_0}{2} \right] \cdot \exp \left\{ - \left[\frac{\pi P_{nm}}{v_{FSR}} \frac{1 + \cos \theta_0}{2} \right]^2 [(\Delta \nu_i)^2 + (\nu \Delta d_D / d)^2] \right\}$$

$$\text{sinc} \left[\frac{2\nu P_{nm}}{\nu_{FSR}} \frac{1-\cos\theta_0}{2} \right] \cdot \frac{4}{\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos[2\pi(1+\cos\theta_0)P_{nm} \cdot \frac{\alpha\rho}{\lambda} \sin\beta] \cos^2\beta d\beta \quad (23)$$

式中: $P_{nm} = [\sin(2n\alpha) - \sin(2m\alpha)] / 2\tan\alpha$ 。

不考虑其他因素,利用(23)式可得到在不平行度影响下的干涉仪透射谱,其与图5结果的差值如图7所示。从图中可以看出,两者相差很小。这说明在夹角 α 很小的情况下,采用公式(15)描述F-P干涉仪的透射频谱特性已经足够精确。

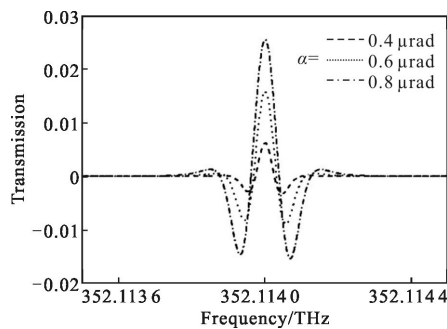


图7 两种表达式描述的F-P干涉仪透过率差值

Fig.7 Transmittance difference of F-P interferometer with two kinds of expression

4 结论

文中从理论上导出了在考虑光束发散角、入射光频谱、干涉仪平板吸收损耗、表面缺陷和不平行度等因素的情况下,F-P干涉仪的透射频谱函数表达式,该表达式准确描述了实际干涉仪的频谱特性。详细分析了各种因素对F-P干涉仪的透射频谱的影响,并给出了定量的关系式。这些研究结果为F-P干涉仪的实际应用提供了更好的理论支撑。

参考文献:

- [1] McGill M J, Skinner W R, Irgang T D. Analysis techniques for the recovery of winds and backscatter coefficients from a multiple-channel incoherent Doppler lidar [J]. *Appl Opt*, 1997, 36(6): 1253-1267.
- [2] Tang Lei, Wu Haibin, Sun Dongsong, et al. Analysis of system accuracy for Rayleigh backscattering Doppler wind lidar [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2014, 43(11): 3570-3576. (in Chinese)

唐磊,吴海滨,孙东松,等. 瑞利散射多普勒测风激光雷达系统误差分析[J]. *红外与激光工程*, 2014, 43(11): 3570-3576.

- [3] Shen Fahua, Sun Dongsong, Liu Chenglin, et al. A single solid F-P etalon-based dual-frequency Doppler lidar [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2013, 42(11): 2944-2950. (in Chinese)
沈法华,孙东松,刘成林,等. 基于单固体F-P标准具的双频率多普勒激光雷达研究 [J]. *红外与激光工程*, 2013, 42(11): 2944-2950.
- [4] Wang Tingxing. The experiment for measurements and observations of sodium hyperfine structure spectroscopy with a Fabry-Perot interferometer [J]. *Physics Experimentation*, 1998, 18(4): 48, 40. (in Chinese)
王廷兴. 用法布里-珀罗干涉仪观察和测量钠光谱超精细结构的实验[J]. *物理实验*, 1998, 18(4): 48, 40.
- [5] An Panlong, Zheng Yongqiu, Li Xiaofeng, et al. Accuracy test of output wavelength of narrow linewidth laser by using F-P cavity to squeeze its linewidth [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2014, 43(10): 3257-3261. (in Chinese)
安盼龙,郑永秋,李小枫,等. F-P腔锁频压窄窄线宽激光器输出波长精度测试 [J]. *红外与激光工程*, 2014, 43(10): 3257-3261.
- [6] Li Haicheng, Feng Lishuang, Wang Junjie. Influence of Fabry-Perot cavity on frequency discrimination curve in Pound-Drever-Hall method [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2014, 43(11): 3699-3703.
- [7] Qiu Yue, Chen Zhemin, Zhao Zhigang, et al. Method study of measuring tiny frequency-shift using etalon[J]. *Opt Tech*, 2010, 36(4): 572-577. (in Chinese)
裘越,陈哲敏,赵智刚,等. 用标准具测量微小频移的方法研究[J]. *光学技术*, 2010, 36(4): 572-577.
- [8] Yang Xiufang, Wang Xiaoming, Gao Zongha, et al. Research on liquid concentration real time detecting system based on Fabry-Perot interferometer [J]. *Acta Opt Sin*, 2005, 25(10): 1343-1346. (in Chinese)
杨秀芳,王小明,高宗海,等. 基于法布里-珀罗干涉仪的液体浓度实时检测系统的研究 [J]. *光学学报*, 2005, 25(10): 1343-1346.
- [9] Sloggett G J. Fringe broadening in Fabry-Perot interferometers [J]. *Appl Opt*, 1984, 23(14): 2427-2432.
- [10] Kajava T T, Lauranto H M, Salomaa R R E. Fizeau interferometer in spectral measurements[J]. *J Opt Soc Am B*, 1993, 10: 1980-1988.