

视场展宽迈克耳孙光谱滤光器增透膜容差评估

成中涛¹ 刘 东¹ 罗 敬¹ 杨甬英¹ 周雨迪¹ 张与鹏¹ 段绿林¹ 苏 林² 杨李茗³
沈亦兵¹ 汪凯巍¹ 白 剑¹

¹浙江大学光电科学与工程学院现代光学仪器国家重点实验室, 浙江 杭州 310027

²中国科学院遥感与数字地球研究所, 北京 100094

³中国工程物理研究院精密光学工程研究中心, 四川 成都 610041

摘要 分析了视场展宽迈克耳孙干涉仪(FWMI)用作高光谱分辨率激光雷达(HSRL)光谱滤光器时一个未引起广泛重视却又非常重要的问题:FWMI增透(AR)膜反射率容差评估。由于FWMI不同材料分界面的AR膜无法做到100%透射,一旦光线经过该表面,将引起部分光被反射,且这部分光线将成为游离光线在干涉仪主体中不断被多次反射。分析了AR膜反射率导致的多次反射对FWMI滤光性能的影响机理,并采用光谱分离比(SDR)作为性能量化指标,提出了一种迭代算法来定量评估FWMI光谱分离特性与AR膜反射率的关系。分析结果表明,AR膜反射尽管对大气分子散射信号的透射率影响不大,但会较大的降低FWMI对气溶胶散射信号的抑制能力,最终总体上导致SDR的降低。本方法对FWMI AR膜反射率容差评估具有较大的参考价值,是保证FWMI良好设计性能的重要方面之一。

关键词 大气光学; 激光雷达; 高光谱分辨率; 迈克耳孙干涉仪; 增透膜; 容差分析

中图分类号 TN958.98

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201542.0813002

Tolerance Evaluation for Anti-Reflection Coatings in Field-Widened Michelson Spectroscopic Filter

Cheng Zhongtao¹ Liu Dong¹ Luo Jing¹ Yang Yongying¹ Zhou Yudi¹ Zhang Yupeng¹
Duan Lulin¹ Su Lin² Yang Liming³ Shen Yibing¹ Wang Kaiwei¹ Bai Jian¹

¹State Key Laboratory of Modern Optical Instrumentation, College of Optical Science and Engineering, Zhejiang University, Hangzhou, Zhejiang 310027, China

²Institute of Remote Sensing and Digital Earth, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100094, China

³Fine Optical Engineering Research Center, China Academy of Engineering Physics, Chengdu, Sichuan 610041, China

Abstract A significant yet not widely realized topic is analyzed when the field-widened Michelson interferometer (FWMI) is used as a spectroscopic filter in high spectral resolution lidar (HSRL), that is, tolerance evaluation for anti-reflection (AR) coating reflectivity of the FWMI. Since AR coatings on the interface of different materials in the FWMI cannot be with 100% transmittance, a part of the radiation would be reflected back once the light passes through these surfaces, and these reflected lights would be further reflected many times in the interferometer as stray lights. The influence mechanism on the FWMI performance due to the multi-reflection caused by AR coating reflectivity is analyzed, and an iterative algorithm is proposed to estimate the relationship between the performance of the FWMI and the reflectivity of the AR coating quantitatively, using the spectral discrimination ratio (SDR) as the performance metric. Results show that the reflection induced by AR coating will degrade the suppression ability

收稿日期: 2015-03-23; 收到修改稿日期: 2015-04-18

基金项目: 国家自然科学基金(41305014,11275172,61475141)、中央高校基本科研业务费专项资金(2013QNA5006)、现代光学仪器国家重点实验室创新基金(MOI2015QN01)、教育部博士点基金(20130101120133)、浙江省教育厅科研项目(Y201329660)、航空科学基金(20140376001)、浙江省“仪器科学与技术”重中之重学科开放基金(JL130113)

作者简介: 成中涛(1990—),男,博士研究生,主要从事激光雷达大气遥感方面的研究。E-mail:cheng_zhongtao@163.com

导师简介: 刘 东(1982—),男,博士,副教授,主要从事光学传感与信息处理技术方面的研究。

E-mail:liudongopt@zju.edu.cn(通信联系人)

of the FWMI to the aerosol scattering while it imposes no effect on the molecular transmittance. The overall consequence is to make the SDR of the FWMI decrease. This method can provide considerable reference for the tolerance evaluation of AR coating reflectivity in FWMI, and is one of the important aspects that can guarantee good design performance of the FWMI.

Key words atmospheric optics; lidar; high spectral resolution; Michelson interferometer; anti-reflection coating; tolerance evaluation

OCIS codes 010.1290; 010.3640; 120.3180; 010.1110; 010.3640

1 引 言

高光谱分辨率激光雷达(HSRL)技术,是一种借助具有高光谱分辨率能力的光谱滤光器来分离大气散射光谱中气溶胶散射成分和大气分子散射成分的大气远程遥感方式^[1]。HSRL通过这种光谱分离方式,能够获得大气散射谱更精细的信息,对诸多大气参数,如后向散射系数、消光系数、退偏比、雷达比等的反演结果较传统米氏散射激光雷达更加精确^[2-3]。这些参数的获取将有利于为大气研究提供更详细的数据资料^[4-5]。目前广泛使用于HSRL系统的光谱滤光器为碘分子吸收滤光器和法布里-珀罗(FP)干涉滤光器^[6-10]。碘分子吸收滤光器具有很稳定的滤光特性和很高的气溶胶光谱过滤能力,但是它只能工作在532 nm波段;FP光谱滤光器能够工作在任何激光波长,但是其可接收视场较小,不利于系统光学效率的提高。视场展宽迈克耳孙干涉仪(FWMI)被认为是一种新的,极具潜力克服这些传统滤光器缺点的干涉滤光器,在HSRL大气遥感领域具有较大的发展前景^[11-12]。事实上,FWMI是在普通迈克耳孙干涉仪的结构基础上,通过选取折射率匹配的玻璃材料来构成干涉仪的两干涉臂,并按照一定的方式确定干涉臂的长度,最终使干涉仪的光程差(OPD)随入射光角度的变化非常缓慢(视场展宽设计)且具有一定的温度稳定性(热补偿设计)^[13-15]。因为FWMI的这些特性,将它用作HSRL光谱滤光器能够极大的提高进入系统的光通量,保证较高的信噪比。

尽管FWMI具有如上所述的优点,但因其结构相较于传统光谱滤光器更加复杂,对光学元件选型与加工、工作环境稳定性、系统控制方式等提出了更加苛刻的要求。例如,构成FWMI的光学元件表面的面型质量、FWMI频率锁定控制系统等各方面的好坏直接决定了所设计出的FWMI性能的优劣^[11]。以上这些考虑在传统滤光器,尤其是与FWMI工作原理类似的FP干涉滤光器的设计中也是需要认真考察的问题,现已有较成熟的分析方案,故不在此赘述。本文要解决的是在FWMI设计中会遇到的一个未引起广泛重视却又非常重要的问题:FWMI增透膜(AR Coating)反射率对其光谱分离特性的影响。

由于FWMI是由多种不同折射率玻璃材料组合而成的一个光学元件整体,为了提高干涉仪的光学效率,需要在不同折射率媒介的接口处镀增透膜。一个明显的事实是,因为实际所镀增透膜无法达到100%透射率,一旦光线经过镀膜表面,将引起部分光被反射,且这部分光线将成为游离光线在干涉仪主体中不断被多次反射。虽然这种现象在几乎所有光学系统中都会遇到,但由于FWMI的特殊玻璃组合结构以及在HSRL中所起的频谱滤波作用,可以预见,多次反射信号将在一定程度上破坏FWMI的光谱透射函数从而改变其光谱分离性能。本文分析了增透膜反射率对FWMI滤光性能的影响机理,提出了一种迭代算法来定量评估其光谱分离特性与增透膜反射率的关系。通过该算法,可以得到任何增透膜反射率情况下FWMI的光谱分离指标,从而对FWMI光学元件的镀膜容差设计具有重要的参考作用。分析结果表明,增透膜缺陷是影响FWMI光谱分离性能的一个非常重要而不可忽视的方面。它会极大降低FWMI对大气气溶胶散射信号的抑制能力,从而总体上导致光谱分离指标的降低。因此,在设计FWMI时需要对增透膜的镀膜容差予以重视。

2 FWMI在HSRL系统中的光谱分离指标

2.1 FWMI的光学结构

为了有助于对主题的分析,图1示出了FWMI一般结构示意图。一块立方分光棱镜连接干涉仪的两臂构成了两路干涉光的通道。在组成干涉仪的两臂中,一臂仅仅由玻璃材料构成,另一臂则由玻璃和空气臂混合构成。两臂中玻璃的选材以及长度按视场展宽要求和热补偿要求达到匹配,从而实现较大的可接收视场和良好的热稳定性能。在纯玻璃臂的玻璃末端镀上一层全反膜形成传统干涉仪的反射平面镜;在混合臂

中,将压电陶瓷微位移器(PZT)与一块高反镜固定实现对滤波频率的谐调校准。为了增加光在不同材料接触面上的透射率,在介质分界面上需要镀增透膜,如图1中蓝色表面 AR_A, AR_B, \dots, AR_E 所示。本文所讨论的正是对这些增透膜的反射率容差评估问题。如之前所指出的,增透膜反射率的存在主要会引起部分光能量在干涉仪主体中不断来回反射并到达输出端,从而造成FWMI光谱过滤特性的下降。可见,要评估FWMI增透膜反射率容差,必须要定量推导该反射率和FWMI光谱过滤特性指标的关系。

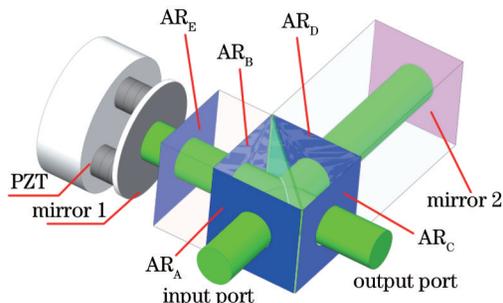


图1 FWMI一般结构示意图

Fig.1 Structure layout of a general FWMI

2.2 FWMI光谱分离指标评估

为了对FWMI光谱过滤特性做量化评估,需要先定义评价光谱分离特性的指标。为此,首先回顾一下光谱滤波器在HSRL中的作用表征形式。中心频率为 ν_0 的激光发射到大气中,其回波信号中将包含因气溶胶散射而展宽的米氏散射信号和因大气分子散射而展宽的瑞利散射信号。米氏散射信号和瑞利散射信号均可以采用高斯函数近似,它们归一化频谱函数可以表示为^[11]

$$S_i(\nu - \nu_0) = \frac{1}{\gamma_i \sqrt{\pi}} \exp\left[-\frac{(\nu - \nu_0)^2}{\gamma_i^2}\right], \quad (1)$$

式中 γ_i 表示谱幅度降到最大值的 $1/e$ 时的半峰全宽,下标 $i = a, m$ 分别表示气溶胶信号($i = a$)和分子信号($i = m$),通常 $\gamma_m \gg \gamma_a$ 。图2直观的表现出FWMI对气溶胶信号和分子信号的谱分离作用。图2(a)中黑色粗点线示意性的表示了大气总散射谱,可以看到整个谱形状是窄带宽的气溶胶信号叠加在宽带宽的分子信号上形成一个尖峰;红色点线表示了理想FWMI的光谱透射余弦曲线,而绿色实线则表示大气散射谱通过FWMI后的总输出谱。图2(b)用蓝色实线示意了气溶胶信号通过FWMI后保留的谱线形状,而用洋红实线示意出了分子信号通过FWMI后的谱线形状。通过该示意图,可以清楚的看到:在通过FWMI后,大气总散射谱中分子信号很大程度的被透射了,而气溶胶信号则被极大的抑制。这就是FWMI光谱分离的表现。

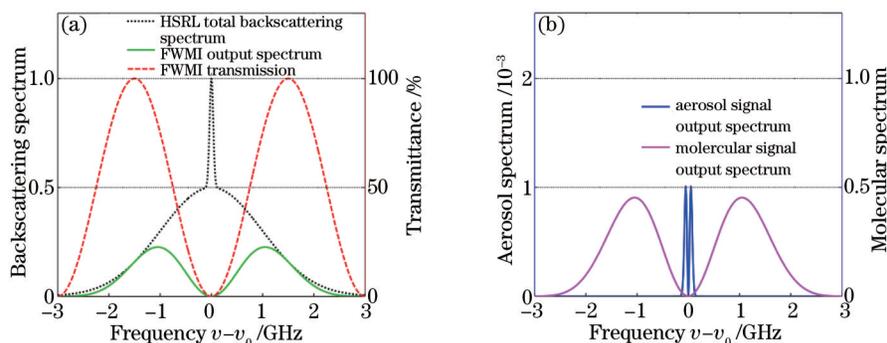


图2 大气散射谱和FWMI光谱透射特性示意图。(a) HSRL散射谱、FWMI频谱透射曲线以及FWMI总输出光谱;

(b) FWMI总输出谱中的气溶胶信号和分子信号光谱成分

Fig.2 Schematics of atmospheric backscattering spectrum and spectral transmission characteristic of FWMI. (a) Atmospheric backscattering spectrum and spectral transmission function of the FWMI as well as total output spectrum through the FWMI;

(b) aerosol and molecular components in the total output spectrum of the FWMI

同FP光谱滤波器的工作过程类似,FWMI在工作时需要使用安装在反射镜1(mirror 1)上的PZT将其频谱透射曲线谷点谐调到气溶胶信号谱中心,这样气溶胶信号就会被极大的过滤,而分子信号则部分透射。这

时,与光轴夹角为 θ 的平行光通过 FWMI 后,若记在输出端发生干涉的两束光光强分别为 I_1 和 I_2 ,则不同频率 ν 的光在输出端透射强度可以表示为^[11]

$$I_{\text{Coh}}(\nu - \nu_0, \theta) = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2} \cos\left[\frac{2\pi(\nu - \nu_0)}{F_{\text{SR}}(\theta)}\right], \quad (2)$$

式中 $F_{\text{SR}}(\theta) = c/l_{\text{OPD}}(\theta)$ 可以认为是 FWMI 的自由光谱范围, c 表示光速, $l_{\text{OPD}}(\theta)$ 表示以 θ 角入射的两相干光的光程差。在(2)式中,采用符号 I_{Coh} 来表示该透射函数是由于光的干涉而引起的,在后面将会看到,考虑了增透膜缺陷导致的多次反射之后,新的项将会加入到透射函数中。由于 FWMI 实现了视场展宽设计,在一定入射角范围内其光程差随入射角的变化几乎不变,故当散射信号视场角不大的时候,可以认为这些光线的光程差均相同,于是(2)式中的 $F_{\text{SR}}(\theta)$ 可以统一用变量 F_{SR} 替代而忽略对角度的依赖性。这样可以极大简化计算,方便对主题的讨论。

FWMI 对气溶胶信号和分子信号的透射率可以定义为

$$T_{i-\text{Coh}} = \int_{-\infty}^{\infty} S_i(\nu - \nu_0) I_{\text{Coh}}(\nu - \nu_0, \theta) d\nu \bigg/ \int_{-\infty}^{\infty} S_i(\nu - \nu_0) d\nu, \quad (3)$$

同样,这里下标 $i = a, m$ 分别表示气溶胶信号 ($i = a$) 和分子信号 ($i = m$)。将(1)、(2)式代入(3)式可得

$$T_{i-\text{Coh}} = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2} \exp\left[-\frac{\pi^2 \gamma_i^2}{F_{\text{SR}}^2}\right]. \quad (4)$$

在 HSRL 中,光谱滤光器光谱分离指标可以采用分子信号透射率与气溶胶信号透射率的比值($\text{SDR}, R_{\text{SD}}$)来定量表征^[16],即

$$R_{\text{SD}} = T_m / T_a, \quad (5)$$

式中 T_m 和 T_a 分别表示 FWMI 对分子信号和气溶胶信号的透射率。理想情况下,它们就是(4)式中定义的 $T_{i-\text{Coh}}$ 。但正如后面将要看到的,当考虑了增透膜反射率时,还需要附加上其他项。 R_{SD} 越大,表示 FWMI 光谱分离程度越好,从而越有利于高精度的大气参数反演。最理想的情况是气溶胶信号被完全过滤掉,分子信号被完全透射,这时 R_{SD} 将为无穷大。但由于 FWMI 透射率曲线为余弦形式,这种理想情况是不可能实现的,通常 R_{SD} 存在一个理论最优值,任何实际缺陷都会导致 FWMI 实际 R_{SD} 低于该最优值。在下面的讨论中,将重点研究 FWMI 增透膜反射率对其 R_{SD} 的影响。

3 增透膜反射率容差评估方法

3.1 算法思路

增透膜反射率会引起光线在 FWMI 主体中多次反射,例如单位强度的光部分通过镀膜面 AR_A 后,该光束通过立方分光棱镜分解为两束传播方向正交的光,每束光一旦遇到其他增透膜面都会在表面继续生成反射光束。然后,生成的反射光束会作为新的输入光源在其他增透膜处产生反射光束。为了表述方便,称在增透膜面生成的反射光束为子输入光束。子输入光束在干涉仪主体中来回反射,并逐步到达输出端,称这部分光束为子输出光束。对应的,称不经过增透膜反射直接到达输出端的光束为主输出光束。由于增透膜的反射率通常极小,子输出光束的光强远远小于主输出光束的光强,这样巨大的光强差异往往不足以形成干涉效应,子输出光束在 FWMI 干涉图上表现为背景光,造成干涉图对比度降低。值得注意的是,文献[17]在讨论置于迈克耳孙干涉仪输入端口前面和置于迈克耳孙干涉仪输出端口后面的部分反射镜导致的多次反射对其测量大气风速的影响时,采用了严格的相干叠加方式。其给出的多次反射导致的总输出光强可以分为 3 部分:主干涉输出、多次反射光的背景输出以及多次反射光的干涉输出。但是可以发现,当导致多次反射的部分反射镜的反射率极小时,多次反射光的干涉部分几乎可以忽略。这和本文的分析思路是吻合的。尤其是,本文考察的对象是增透膜导致的多次反射,而增透膜的反射率是很小的(一般小于 0.5%),忽略多次反射光的干涉项所引入的误差是可以不计的。因此,FWMI 实际的透射率可以表示为

$$T_i = T_{i-\text{Coh}} + T_{\text{bkg}}, \quad (6)$$

式中 $T_{i-\text{Coh}}$ 表示两主输出光束发生干涉后贡献的透射率, T_{bkg} 为因增透膜多次反射输出的背景光贡献的透射

率。可见,多次反射造成的结果是在 FWMI 的余弦滤波特性曲线的基础上叠加了直流分量。 $T_{i-\text{Coh}}$ 由(4)式可以容易的得到,难点则是对于 T_{bkg} 的评估。

图 3 为用于多次反射分析的示意图,参照图 3,首先定义几个物理量, r_i, t_i 分别为增透膜面的反射率和透射率,其中, $i = a, b, c, d, e$ 分别表示镀膜面 $\text{AR}_A \sim \text{AR}_E$ 。 r_{m1}, r_{m2} 分别为反射镜 1(Mirror 1)和反射镜 2(Mirror 2)的反射率, d_0, d_{11}, d_{12}, d_2 分别为立方分光棱镜,混合臂中的玻璃,混合臂中的空气以及纯玻璃臂中玻璃的长度, $\rho_0, \rho_{11}, \rho_{12}, \rho_2$ 为它们对应的吸收系数, $\alpha_0 = \exp(-d_0\rho_0)$, $\alpha_{11} = \exp(-d_{11}\rho_{11})$, $\alpha_{12} = \exp(-d_{12}\rho_{12})$, $\alpha_2 = \exp(-d_2\rho_2)$ 分别表示光通过它们时的衰减因子。

于是,两束主输出光强可以按照它们的光束路径直接得到

$$\begin{cases} I_1 = t_a t_b^2 t_c t_e r_{m1} \alpha_0^2 \alpha_{11}^2 \alpha_{12}^2 / 4 \\ I_2 = t_a t_d^2 t_c r_{m2} \alpha_0^2 \alpha_2^2 / 4 \end{cases} \quad (7)$$

将 I_1, I_2 代入(4)式即可得到 $T_{i-\text{Coh}}$ 。在随着主输出光束到达输出端的时候,在各个镀膜面上就开始产生由镀膜面反射引起的子输入光束,而且这些子输入光束会因多次反射产生更多的子输入光束。最后它们一部分在行程中被玻璃吸收,另一部分成为子输出光束到达输出端。要计算 T_{bkg} 就需要计算所有这些多次反射的子输出光束的光强之和。本小节将介绍一种迭代的方式来求解 T_{bkg} 。

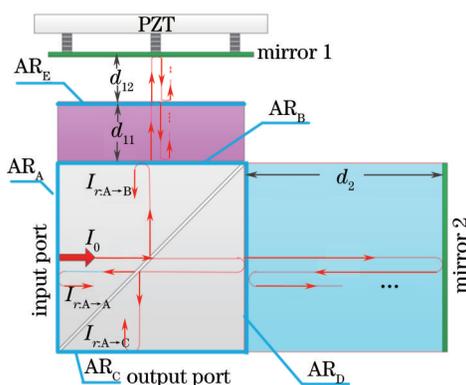


图 3 用于多次反射分析的示意图

Fig.3 Schematic illustration for multi-reflection analysis

3.2 迭代分析过程

由图 3 可以发现,在 FWMI 输出端的光只有两个直接来源:一是由上表面方向(混合臂方向)过来的光直接透过分光镜由 AR_C 透出,定义该方向为 $S_{U \rightarrow 0}$;二是由右表面方向(纯玻璃臂方向)过来的光再经过分光镜反射后由 AR_C 透出,定义该方向为 $S_{R \rightarrow 0}$ 。以此认识为基础,现在来考虑假设最初光分别来自 $\text{AR}_A, \text{AR}_B, \text{AR}_C$ 以及 AR_D 时,由这两个方向到达输出端的光强(来自 AR_E 的子输入光最终会通过 AR_B ,可以合并到对 AR_B 的讨论中去)。

假设某次反射时由 AR_A 产生的子光束光强为 I_0 (如图 3 所示),按照上述考虑方式,可以认为该光强并不能按 $S_{U \rightarrow 0}$ 或者 $S_{R \rightarrow 0}$ 中的任何一个方向直接到达输出端。这是因为,从 AR_A 发出的子输入光束经过分光镜之后,必定会被 AR_B 和 AR_D 拦截并在这两个面上反射产生新的子输入光强。由于接下来同样也会去分析从这两个面发出的子光束在输出端的贡献,所以,只认为直接到达输出端的路径(即途中不被任何其他镀膜面拦截)才是有效路径。按照这种考虑, AR_C 发出的子输入光束也不可能直接到达输出端。而 AR_B 发出的强度为 I_0 的子输入光束则可以直接由 $S_{U \rightarrow 0}$ 到达输出端并输出光强为 $I_{tB \rightarrow U \rightarrow 0}$;同样 AR_D 发出的子光束则可以由 $S_{R \rightarrow 0}$ 到达输出端并输出光强 $I_{tD \rightarrow R \rightarrow 0}$ 。不难得到

$$I_{tB \rightarrow U \rightarrow 0} = I_{tD \rightarrow R \rightarrow 0} = \frac{I_0 t_c \alpha_0}{2}, \quad (8)$$

式中下标表明了了在输出端透射光的行程路径。

接下来考虑由每一镀膜面产生的子输入光束在其他各镀膜面产生新的子输入光束的问题。这是从一次

迭代过渡到下一次迭代的关键。以 AR_A 为例来说明。仍然假设由 AR_A 产生的子输入光束光强为 I_0 , 该光强被分光棱镜反射和透射之后最先会被 AR_B 和 AR_D 所拦截。故来自 AR_A 的子输入光束会在 AR_B 和 AR_D 上产生新的子输入光束 $I_{rA \rightarrow B}$ 和 $I_{rA \rightarrow D}$, 而认为其在 AR_C 与 AR_A 上产生子输入光强为 0。 $I_{rA \rightarrow B}$ 和 $I_{rA \rightarrow D}$ 可以表示为

$$I_{rA \rightarrow D} = \frac{I_0 \alpha_0}{2} \left[\frac{r_d + r_{m2} \alpha_2^2 (t_d - r_d)}{1 - r_{m2} \alpha_2^2 r_d} \right], \quad (9)$$

$$I_{rA \rightarrow B} = \frac{I_0 \alpha_0}{2} \left[\frac{r_b + r_{eq} \alpha_{11}^2 (t_b - r_b)}{1 - r_{eq} \alpha_{11}^2 r_b} \right]. \quad (10)$$

(9)式和(10)式各符号的含义以及其推导如下,它们是光在干涉臂中相邻增透膜构成的平行平板之间来回反射叠加的结果。

设到达 AR_D 的光强为 I_0 , 则 AR_D 第一次反射的光强为 $I_1 = I_0 r_d$ 。透过的光再经反射镜 2 返回, 并再次透过 AR_D 的光强 $I_2 = I_0 t_d r_{m2} \alpha_2^2 t_d$ 。这时, 同样会有新的反射光返回到反射镜 2 并由之反射且再次透过 AR_D 。可以看到 AR_D 和反射镜 2 构成了一个使光来回反射的平行平板, 每次反射都会有部分光透过 AR_D 。记第 i 次透过 AR_D 的光强为 I_i , 不难发现它们满足如下的递推关系:

$$I_{i+1} = I_i (r_{m2} \alpha_2^2 r_d), \quad i \geq 2. \quad (11)$$

故强度为 I_0 的光通过 AR_D 产生的子输入光强 I_D 为

$$I_D = \sum_{i=1}^{\infty} I_i = I_1 + I_2 \cdot \frac{1}{1 - r_{m2} \alpha_2^2 r_d} = I_0 \left[\frac{r_d + r_{m2} \alpha_2^2 (t_d - r_d)}{1 - r_{m2} \alpha_2^2 r_d} \right]. \quad (12)$$

(9)式给出的是从 AR_A 发出的光强为 I_0 的光经分光镜透射到达 AR_D 时在 AR_D 上产生的子输入光强。只需要将(12)式中的 I_0 换成 $I_0 \alpha_0 / 2$ 即可得到(9)式。此外由(12)式可见, 由 AR_D 和反射镜 2 构成平行平板对光的反射效果和一个反射率为 $\frac{r_d + r_{m2} \alpha_2^2 (t_d - r_d)}{1 - r_{m2} \alpha_2^2 r_d}$ 的平面镜的反射效果一样。

同理, 当光强为 I_0 的光入射到 AR_B 时产生的子输入光强 I_B 也可以类似分析。透过 AR_B 的光会进入由 AR_B 和 AR_E 构成的平行平板以及由 AR_E 和反射镜 1 构成的平行平板。如果按上述递推方式一次次计算将会十分复杂, 这里可以直接采用(12)式的结论来简化计算。首先可以将 AR_E 和反射镜 1 构成的平行平板等效成一个反射面, 其等效反射率为

$$r_{eq} = \frac{r_e + r_{m1} \alpha_{12}^2 (t_e - r_e)}{1 - r_{m1} \alpha_{12}^2 r_e}. \quad (13)$$

这时的情况就变成了分析 AR_B 和等效反射面构成的平行平板的多次反射问题。(12)式中 r_d 换成 r_b , r_{m2} 换成 r_{eq} , α_2 换成 α_{11} , 则可以得到

$$I_B = I_0 \left[\frac{r_b + r_{eq} \alpha_{11}^2 (t_b - r_b)}{1 - r_{eq} \alpha_{11}^2 r_b} \right]. \quad (14)$$

最后, 只需要将(14)中的 I_0 换成 $I_0 \alpha_0 / 2$ 即(10)式。

对于由 AR_C 产生的光强为 I_0 的子输入光束, 也会在 AR_B 和 AR_D 上产生新的子光束 $I_{rC \rightarrow B}$ 和 $I_{rC \rightarrow D}$; 由 AR_B 和 AR_D 产生的光强为 I_0 的子输入光束, 则会在 AR_A 和 AR_C 上分别产生新的子光束 $I_{rB \rightarrow A}$, $I_{rB \rightarrow C}$ 和 $I_{rD \rightarrow A}$, $I_{rD \rightarrow C}$ 。关于它们具体的强度表达式如表 1 所示。通过表格列出的形式有助于很直观的显示光束在 FWMI 中多次反射以及到达输出端的情况: 某次迭代获得的子输出光强将是表 1 中第 2, 3 行所有数据的和; 在下次迭代时, 每一个面上新的子输入光强将是上次迭代过程中其他面在该面上产生的新子输入光强的总和, 即 AR_A 上产生的新子输入光束光强是第 4 行所有数据之和, AR_C 上新的子光束光强是第 5 行所有数据之和, 依此类推。这样迭代过程就可以不断进行下去。最后将每次迭代的子输出光强加起来即为 T_{bkg} 。

表 1 多次反射分析表

Table 1 Multi-reflection analysis table

Surface for sub-input light source (intensity I_0)		AR_A	AR_C	AR_B	AR_D
Sub-output intensity to the output port	$S_{U \rightarrow o}$	0	0	$\frac{I_0 t_c \alpha_0}{2}$	0
contributed by each of the four AR coatings in one iterative step	$S_{R \rightarrow o}$	0	0	0	$\frac{I_0 t_c \alpha_0}{2}$
New sub-input intensity on each of the four AR coatings induced in one iterative step	AR_A	0	0	$\frac{I_0 \alpha_0 r_a}{2}$	$\frac{I_0 \alpha_0 r_a}{2}$
	AR_C	0	0	$\frac{I_0 \alpha_0 r_c}{2}$	$\frac{I_0 \alpha_0 r_c}{2}$
	AR_B	$\frac{I_0 \alpha_0}{2} \left[\frac{r_b + r_{eq} \alpha_{11}^2 (t_b - r_b)}{1 - r_{eq} \alpha_{11}^2 r_b} \right]$	$\frac{I_0 \alpha_0}{2} \left[\frac{r_b + r_{eq} \alpha_{11}^2 (t_b - r_b)}{1 - r_{eq} \alpha_{11}^2 r_b} \right]$	0	0
	AR_D	$\frac{I_0 \alpha_0}{2} \left[\frac{r_d + r_{m2} \alpha_2^2 (t_d - r_d)}{1 - r_{m2} \alpha_2^2 r_d} \right]$	$\frac{I_0 \alpha_0}{2} \left[\frac{r_d + r_{m2} \alpha_2^2 (t_d - r_d)}{1 - r_{m2} \alpha_2^2 r_d} \right]$	0	0

3.3 算法描述

下面将上述迭代分析过程采用数学语言详细叙述。

要计算 FWMI 的透射率,最方便的方式是假设入射光强为单位 1。首先按(7)式计算主输出光强,并代入(4)式计算由主输出光束干涉引起的透射率 T_{i-Coh} 。然后按上述迭代方式计算 T_{bkg} 。迭代的起始条件是主输出光强在到达输出端时,第一次在 $AR_A \sim AR_D$ 4 个镀膜面产生的子输入光束,可以容易的表示为

$$\begin{cases} I_{1,A} = t_a r_a t_d^2 r_{m2} \alpha_0^2 \alpha_2^2 / 4 + t_a t_b^2 t_c^2 r_a r_{m1} \alpha_0^2 \alpha_{11}^2 \alpha_{12}^2 / 4 \\ I_{1,B} = \frac{t_a \alpha_0}{2} \left[\frac{r_b + r_{eq} \alpha_{11}^2 (t_b - r_b)}{1 - r_{eq} \alpha_{11}^2 r_b} \right] - t_a t_b^2 t_c^2 r_{m1} \alpha_0^2 \alpha_{11}^2 \alpha_{12}^2 / 2 \\ I_{1,C} = t_a r_c t_d^2 r_{m2} \alpha_0^2 \alpha_2^2 / 4 + t_a t_b^2 t_c^2 r_c r_{m1} \alpha_0^2 \alpha_{11}^2 \alpha_{12}^2 / 4 \\ I_{1,D} = \frac{t_a \alpha_0}{2} \left[\frac{r_d + r_{m2} \alpha_2^2 (t_d - r_d)}{1 - r_{m2} \alpha_2^2 r_d} \right] - t_a t_d^2 r_{m2} \alpha_0^2 \alpha_2^2 / 2 \end{cases} \quad (15)$$

(15)式虽然看起来形式比较复杂,但是其物理意义是比较清楚的。例如 $I_{1,A}$ 来源于主输出光束到达输出端途中经分光镜反射和透射到 AR_A 的总光强之和, $I_{1,C}$ 与 $I_{1,A}$ 类似;而 $I_{1,B}$ 则是利用(14)式算出的第 1 次在 AR_B 上引起的总反射光束减去已经算作了主输入光强的部分, $I_{1,D}$ 也与 $I_{1,B}$ 类似。以(15)式为起始条件,结合表 1 可以得到第 n 次迭代时在输出端产生的背景输出 $B_{KG,n}$ 以及用于第 $n+1$ 次迭代的在上述四个镀膜面上的子输入光强 $I_{n+1,A}$, $I_{n+1,B}$, $I_{n+1,C}$, $I_{n+1,D}$ 的递推关系式,其中, $n=1,2,3,\dots$ 。

$$\begin{cases} B_{KG,n} = (I_{n,B} + I_{n,D}) \frac{t_c \alpha_0}{2} \\ I_{n+1,A} = (I_{n,B} + I_{n,D}) \frac{r_a \alpha_0}{2} \\ I_{n+1,B} = (I_{n,A} + I_{n,C}) \frac{\alpha_0}{2} \left[\frac{r_b + r_{eq} \alpha_{11}^2 (t_b - r_b)}{1 - r_{eq} \alpha_{11}^2 r_b} \right] \\ I_{n+1,C} = (I_{n,B} + I_{n,D}) \frac{r_c \alpha_0}{2} \\ I_{n+1,D} = (I_{n,A} + I_{n,C}) \frac{\alpha_0}{2} \left[\frac{r_d + r_{m2} \alpha_2^2 (t_d - r_d)}{1 - r_{m2} \alpha_2^2 r_d} \right] \end{cases} \quad (16)$$

将每一次迭代过程产生的子输出光强累加起来即为最终的背景光输出 T_{bkg} :

$$T_{\text{bkg}} = \sum_{n=1}^{\infty} B_{\text{KG},n} \cdot \quad (17)$$

通常迭代次数大于一定值时, T_{bkg} 的变化几乎可以忽略。故可以取有限次迭代来计算输出背景光强。最后由(6)式得到考虑了多次反射影响后的 T_m 和 T_a 。这样就可以评估 FWMI 在不同增透膜反射率下的 R_{SD} 了。在整个算法中融入了增透膜反射率, 反射镜反射率, 玻璃吸收等实际因素, 对于 FWMI 光学元件设计具有实用的指导意义。

4 结果与讨论

利用第3节给出的迭代算法, 容易得到在不同镀膜面反射率情况下 FWMI 的光谱分离性能的变化。作为例子, 表2给出了一种按文献[13]中的设计方法为工作在 532nm 波段的 HSRL 所设计的 FWMI 的具体结构参数, 其理论最优的 SDR 大约为 320。图4给出按本文介绍的方法所评估得到的该 FWMI 增透膜反射率和其谱分离性能的关系, 其中, 图4(a)是 FWMI 对气溶胶信号和分子信号的透射率, 图4(b)表示谱分离比 SDR。需要说明的是, 该分析假设所有增透膜的反射率均相同, 当然也可以分别给不同镀膜面设置不同的反射率。由图4可以看到, 虽然增透膜的反射率一般很小, 但是它对 FWMI 光谱分离性能的影响却是不可忽略的。由图4(a)可见, 分子信号的透射率几乎不随增透膜反射率的变化而变化, 这表明分子散射信号的透射率对增透膜反射并不敏感。而气溶胶信号的透射率却随着增透膜反射率的上升而增大。可见, 增透膜反射的结果是导致了 FWMI 对气溶胶信号抑制能力的减弱。作为衡量谱分离性能最直观的指标, 图4(b)表明当增透膜反射率为 0.25% 时, SDR 便从理论最优设计值 320 下降到了 70, 这对 HSRL 的反演精度是不利的。为了保证 FWMI 的 SDR 能保持在 150 以上, 必须控制增透膜的反射率小于 0.08%。在实际制造 FWMI 时, 可以先通过本文提出的方法对增透膜反射率和 FWMI 谱分离比的关系进行评估, 然后结合最低可以接受的谱分离比(通常建议在 100 以上), 确定增透膜反射率的容限。此外, 本方法给出了 FWMI 光谱分离比和增透膜反射率的定量关系计算方式, 能很容易的集成到对 FWMI 性能的综合评估模型中去。

表2 具体的 FWMI 结构参数

Table 2 Concrete structure specifications of the FWMI

Arm	Dimension	Attenuation coefficient
Cube beam splitter	$d_0 = 50 \text{ mm}$	$\rho_0 = 10^{-6} \text{ mm}^{-1}$
Glass arm I	$d_{11} = 97.4760 \text{ mm}$	$\rho_{11} = 10^{-6} \text{ mm}^{-1}$
Air gap	$d_{12} = 13.0953 \text{ mm}$	$\rho_{12} = 0$
Glass arm II	$d_2 = 96.3430 \text{ mm}$	$\rho_2 = 10^{-6} \text{ mm}^{-1}$

增透膜引起的多次反射之所以对 FWMI 滤光性能具有这样大的恶化作用, 主要是由于多次反射光在干涉仪主体中形成杂散光降低了干涉图的对对比度, 削弱了干涉仪对光谱的频率选择性。这些多次反射光中, 气溶胶信号和大气分子信号几乎等量的透过了 FWMI。本方法的分析思路是与 FWMI 在 HSRL 系统中所发挥的滤光功能是分不开的。事实上, 增透膜导致的多次反射问题在迈克耳孙干涉仪的其他应用领域, 如傅里叶变换光谱仪也有不同表现形式的影响, 所采用的分析方法也不尽相同^[18]。

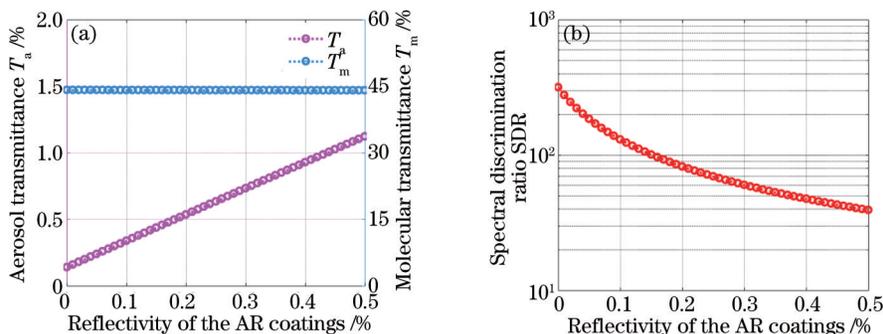


图4 FWMI 增透膜反射率和气溶胶/分子信号透射率以及谱分离比的关系。(a) 气溶胶/分子信号透射率; (b) 谱分离比
Fig.4 Relationship of the aerosol/molecule signal transmittance and the SDR with respect to the reflectivity of anti-reflection coatings.

(a) Aerosol/molecular signal transmittance; (b) spectral discrimination ratio

5 结 论

采用谱分离比 SDR 作为衡量 FWMI 在 HSRL 中光谱滤光性能指标,提出了一种 FWMI 光谱滤光器增透膜反射率容差估计方法。由于增透膜会引起光线在干涉仪中多次反射,这些反射光会形成背景光强到达输出端,从而破坏 FWMI 的光谱分离特性。采用给出的迭代算法可以得到这些背景光强的评估,并最终计算得到考虑了增透膜反射时的 FWMI 谱分离比 SDR。具体研究结果表明,尽管 FWMI 分子信号的透射率对增透膜缺陷并不敏感,但是气溶胶信号的透射率却因增透膜反射率的增大而上升较快。这说明,增透膜缺陷主要降低了 FWMI 对气溶胶信号的抑制能力。为了保证 FWMI 良好的光谱分离性能,对增透膜的容差评估必须予以足够的重视。该方法给出了 FWMI 光谱分离比和增透膜反射率的定量关系计算方式,有助于确定增透膜反射率容限,是保证高质量 FWMI 设计的重要方面之一;同时该方法也能很容易的集成到对 FWMI 性能的综合评估模型中去。

参 考 文 献

- 1 C Y She, R J Alvarez, L M Caldwell, *et al.*. High-spectral-resolution Rayleigh-Mie lidar measurement of aerosol and atmospheric profiles[J]. *Opt Lett*, 1992, 17(7): 541-9543.
- 2 Zhang Zhaoyang, Su Lin, Chen Liangfu. Retrieval and analysis of aerosol lidar ratio at several typical regions in China[J]. *Chinese J Lasers*, 2013, 40(5): 0513002.
张朝阳, 苏 林, 陈良富. 中国典型地区气溶胶激光雷达比反演与分析[J]. *中国激光*, 2013, 40(5): 0513002.
- 3 F G Fernald. Analysis of atmospheric lidar observations: Some comments[J]. *Applied Optics*, 1984, 23(5): 652-653.
- 4 Wang Zhifei, Liu Dong, Cheng Zhongtao, *et al.*. Pattern recognition model for haze identification with atmospheric backscatter lidars [J]. *Chinese J Lasers*, 2014, 41(11): 1113001.
王治飞, 刘 东, 成中涛, 等. 基于模式识别的激光雷达遥感灰霾组分识别模型[J]. *中国激光*, 2014, 41(11): 1113001.
- 5 S P Burton, R A Ferrare, C A Hostetler, *et al.*. Aerosol classification using airborne high spectral resolution lidar measurements—methodology and examples[J]. *Atmospheric Measurement Techniques*, 2012, 5(1): 73-98.
- 6 Liu Jintao, Chen Weibiao, Song Xiaoquan. Theory of iodine filter based on high spectral resolution lidar[J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, 30(6): 1548-1553.
刘金涛, 陈卫标, 宋小全. 基于碘分子滤波器的高光谱分辨率激光雷达原理[J]. *光学学报*, 2010, 30(6): 1548-1553.
- 7 J W Hair, C A Hostetler, A L Cook, *et al.*. Airborne high spectral resolution lidar for profiling aerosol optical properties[J]. *Applied Optics*, 2008, 47(36): 6734-6752.
- 8 M Esselborn, M Wirth, A Fix, *et al.*. Airborne high spectral resolution lidar for measuring aerosol extinction and backscatter coefficients[J]. *Applied Optics*, 2008, 47(3): 346-358.
- 9 D S Hoffman, K S Repasky, J A Reagan, *et al.*. Development of a high spectral resolution lidar based on confocal Fabry-Perot spectral filters[J]. *Applied Optics*, 2012, 51(25): 6233-6244.
- 10 S T Shipley, D H Tracy, E W Eloranta, *et al.*. High spectral resolution lidar to measure optical scattering properties of atmospheric aerosols. I: Theory and instrumentation[J]. *Applied Optics*, 1983, 22(23): 3716-3724.
- 11 Z Cheng, D Liu, Y Yang, *et al.*. Interferometric filters for spectral discrimination in high-spectral-resolution lidar: Performance comparisons between Fabry-Perot interferometer and field-widened Michelson interferometer[J]. *Applied Optics*, 2013, 52(32): 7838-7850.
- 12 D Liu, C Hostetler, I Miller, *et al.*. System analysis of a tilted field-widened Michelson interferometer for high spectral resolution lidar[J]. *Optics Express*, 2012, 20(2): 1406-1420.
- 13 Huang Hanlu, Liu Dong, Yang Yongying, *et al.*. Design of the high spectral resolution lidar filter based on a field-widened Michelson interferometer[J]. *Chinese J Lasers*, 2014, 41(9): 0913003.
黄寒璐, 刘 东, 杨雨英, 等. 基于视场展宽迈克尔孙干涉仪的高光谱分辨率激光雷达滤光器设计研究[J]. *中国激光*, 2014, 41(9): 0913003.
- 14 Wang Li, Zhao Baochang, Zhang Chunmin. Realization of field widening of Michelson interferometer for wind measurement [J]. *Optics and Precision Engineering*, 2008, 16(3): 426-432.
汪 丽, 赵葆常, 张淳民. 迈克耳孙风场探测干涉仪视场展宽的实现[J]. *光学精密工程*, 2008, 16(3): 426-432.
- 15 H Y Gao, Y H Tang, D X Hua, *et al.*. Study on the wide-angle Michelson interferometer with large air gap[J]. *Applied Optics*, 2011,

- 50(29): 5655-5661.
- 16 Cheng Zhongtao, Liu Dong, Luo Jing, *et al.*. Influences analysis of the spectral filter transmission on the performance of high-spectral-resolution lidar[J]. *Aata Optica Sinica*, 2014, 34(8): 0801003.
成中涛, 刘 东, 罗 敬, 等. 光谱滤光器透射率参数对高光谱分辨率激光雷达的影响分析[J]. *光学学报*, 2014, 34(8): 0801003.
- 17 W E Ward, Z Pasturczyk, W A Gault, *et al.*. Multiple reflections in a wide-angle Michelson interferometer[J]. *Applied Optics*, 1985, 24(11): 1589-1598.
- 18 Feng Cong. Stray-Light Analysis of Fourier Transform Infrared Spectrometer Based on Multistep Mirrors[D]. Changchun: Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics, 2012.
冯 聪. 基于多级微反射镜的傅里叶变换红外光谱仪杂散光分析[D]. 长春: 长春光学精密机械与物理研究所, 2012.

栏目编辑: 史 敏