

波导式吸收腔的有效光程率研究

周佳琦 石艺尉

(复旦大学信息科学与工程学院, 上海 200433)

摘要 波导式光学吸收腔在气体和液体浓度测量等领域有广泛的应用前景。吸收腔的有效光程与系统的灵敏度有直接的关系。提出了波导式吸收腔有效光程率的数学模型。从理论上分析了波导的内壁镀膜折射率和厚度、波导内径和弯曲以及输入光场能量分布等因素对波导式吸收腔有效光程率的影响。对提高系统灵敏度和测试系统的误差补偿提供了重要参考。计算结果与已经发表的实验数据有很好的 consistency。

关键词 光学器件; 光波导; 有效光程率; 数学建模; 吸收光谱传感

中图分类号 TN252 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201131.0223001

A Study on Effective Path Length Ratio for Waveguide Absorption Cell

Zhou Jiaqi Shi Yiwei

(School of Information Science and Engineering, Fudan University, Shanghai 200433, China)

Abstract Optical waveguide has a promising application as absorption cell in concentration measurement of gases and liquids. The sensitivity of the measuring system is directly proportional to the effective path length (EPL) of the absorption cell. A mathematical model is proposed for the EPL of various kinds of waveguides. Theoretical analysis is made for the dependence of EPL on the waveguide parameters such as inner-coated film thickness and film refractive index, bore-diameter and bending radius, and intensity distribution of incident light. Several important results are obtained from the simulations, which provide optimizing parameters for the sensing system and algorithms for error compensation. Calculation results have shown good agreement with published measured data.

Key words optical devices; optical waveguides; effective path length rate; mathematical modeling; absorption spectrum sensing

OCIS codes 230.7370; 080.2720; 280.4788

1 引言

随着工业化社会的快速发展,环境污染问题的出现使得人们密切关注社会的可持续发展,并且越来越重视环境监测和保护问题。不论是人们日常的工作环境,还是工业过程监控、医药以至国家安全等都需要进行大量的化学气体、液体检测。因为光谱吸收法具有灵敏度高、气体针对性强、响应速度快和无损检测等特点,所以近年来国内外对这种方法都进行了深入的研究^[1~3]。光谱吸收法测量物质浓度的理论根据是比尔-朗伯(Beer-Lambert)定律^[4],即物质对光的吸收与物质浓度和物质与光的作用距离

成正比。

光学吸收腔是光谱吸收法测量的传感部件,吸收腔的特性直接影响光谱吸收法测量系统的灵敏度和响应时间等,所以对于吸收腔的研究具有重要意义。光学吸收腔的种类主要有怀特腔与波导腔等。怀特(White)气体吸收腔需要光学准直,难以在现场使用。并且腔体大,气体对流所需时间长,所以响应速度较慢^[5]。波导式吸收腔则具有内径细、光程长、易于弯曲等优点,得到了广泛的研究和应用。目前主要波导式吸收腔有液体波导毛细管吸收腔(LWCC)和空芯光纤(HF)等。前者主要应用于液

收稿日期: 2010-04-07; **收到修改稿日期**: 2010-06-30

基金项目: 国家自然科学基金(60971014)资助课题。

作者简介: 周佳琦(1987—),男,硕士研究生,主要从事空芯光纤气体吸收腔方面的研究。

E-mail: 09210720106@fudan.edu.cn

导师简介: 石艺尉(1963—),男,教授,主要从事中远红外光波导及其应用等方面研究。E-mail: ywshi@fudan.edu.cn

体浓度的测量,而后者因其在红外波段的低损耗特性^[6,7]在气体浓度测量的方面具有良好的应用前景^[8,9]。

在较早的光学吸收腔研究过程中,许多研究小组报道了实际测量吸收度与物理光程之间存在的非线性关系,这与比尔-朗伯定律相矛盾。在相当低的被测气体浓度下,实际测量吸收度与将物理光程代入比尔-朗伯定律计算后的理论吸收度存在很大的差异(极端情况下会达到几倍的差异);而在较高的被测气体浓度的情况下,这种差异就会明显减小。所以,实际测量吸收度与物理光程之间就存在非线性关系。这种实际测量与理论数值的差异产生的原因是,不管采用哪种吸收腔,光在吸收腔中与气体的直接作用距离(有效光程)并非简单地等于吸收腔的实际物理长度。光谱吸收法的原理是通过固定物理光程,利用吸收度与气体浓度之间的正比线性关系,通过吸收度间接地测量气体的浓度。实际测量过程中,由于实测吸收度与物理光程之间的非线性关系,从而影响测量结果的准确性。所以区别物理光程与有效光程,并且给出它们两者间的关系,将对提高系统灵敏度及测量系统的误差补偿等有着重要的指导意义^[10,11]。

Mathias Beiz^[1]对于 LWCC 的有效光程问题做了研究,并且对得到的数据做了一定的分析。本文在此基础上建立了波导式吸收腔有效光程的数学模型,从理论上得出了影响波导式吸收腔有效光程率(EPLR)的各个因素。为提高系统灵敏度和测试系统的误差补偿提供重要参考。

2 EPLR 数学模型

吸收腔的物理光程(PPL)一般定义为吸收腔即波导的物理长度。而有效光程(EPL)一般定义为满足比尔-朗伯定律线性度的计算用光程。有效光程率(EPLR)即有效光程与物理光程之比。

LWCC^[12]是主要用于测试液体的波导式吸收腔,目前实际应用的 LWCC 结构分为 3 层:内芯是空气,包裹它的是一层石英玻璃,而石英玻璃外部还有一层折射率约为 1.30 的特氟隆材料。石英玻璃的折射率约为 1.65,所以,光线的全反射主要发生在石英玻璃与特氟隆材料之间的界面。

空芯光纤由于在中远红外的低损耗特性,在气体传感测量领域具有广泛的应用前景。介质-金属空芯光纤^[13,14]的制作工艺是先在玻璃基管内面镀

一层金属膜,再在金属膜上面镀一层介质膜。形成的空气-介质膜-金属膜的 3 层结构,可以大大提高在设计波长的反射率,从而降低空芯光纤的传输损耗。在中远红外波段主要使用的金属膜是银膜,而介质膜可以是碘化银等红外材料或聚合物材料。

不论是对于 LWCC,还是空芯光纤都可以抽象为空气-内壁-外壁的简单模型。光通过空气折射入内壁中,同时在外壁面上发生反射。而待测定的物质只存在于纤芯中,所以内壁与外壁之间的光程不能计入比尔-朗伯定律的作用距离。同时考虑光的入射角与能量分布因素,建立了以下的数学模型(如图 1,2 所示)。

图 1 为单界面反射时气体传感器的基本模型。设入纤的光线与中轴线夹角为 R ,当光程为 b 时,气体对于光的总吸收为 A ,则当光程为 $\frac{b}{\cos R}$ 时,气体对于光的总吸收就相应地变为 $\frac{A}{\cos R}$ ^[15]。设进入光纤中的光与中轴线的最大夹角为 R_{\max} ,则总的有效吸收可以表示为

$$A' = \frac{A}{R_{\max}} \int_0^{R_{\max}} \frac{1}{\cos R} dR, \quad (1)$$

(1)式适用于入射光束强度不随入射角变化,即光束的截面是均匀分布的情况。

绝大部分空芯光纤为了降低传输损耗均有多层膜结构,图 2 为双界面反射时气体吸收腔的基本模型。同样设入纤的光线与中轴线夹角为 R 。所有光线都可以分为 AB, BC 和 CD 三段。光纤在气体中走过的路径为 BC 段,而 AB 段和 CD 段都是薄膜壁内的无效光程。所以,存在有效系数

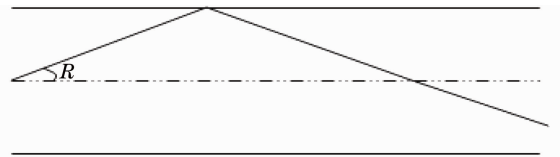


图 1 单界面反射时的基本模型

Fig. 1 Ray model for waveguide without inner coating

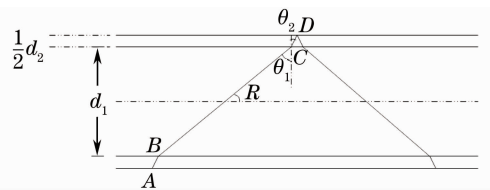


图 2 双界面反射时的基本模型

Fig. 2 Ray model for waveguide with dielectric and metallic coatings

$$K = \frac{l_{BC}}{l_{AB} + l_{BC} + l_{CD}} = \frac{\frac{d_1}{\cos \theta_1}}{\frac{d_1}{\cos \theta_1} + \frac{d_2}{\cos \theta_2}}, \quad (2)$$

式中 l_{AB}, l_{BC}, l_{CD} 分别为 AB, BC, CD 段长度, d_1 为吸收腔内直径, d_2 为 2 倍的膜厚(为了计算与表示方便); θ_1 为光线在吸收腔与内膜交界面上发生折射时的入射角, θ_2 为光线在吸收腔与内膜交界面上发生折射时的折射角。设吸收腔内径处介质的折射率为 n_1 , 内膜介质的折射率为 n_2 。

而根据折射率定理与三角关系式, 有

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2, \quad (3)$$

$$\sin R = \cos \theta_1, \quad (4)$$

综上化解有效系数 K , 得

$$K = \frac{\frac{d_1}{\sin R}}{\frac{d_1}{\sin R} + \frac{d_2}{\sqrt{1 - \frac{n_1^2}{n_2^2} + \frac{n_1^2}{n_2^2} \times \sin^2 R}}}, \quad (5)$$

所以将系数 K 代入到原有模型中可以得到

$$A' = \frac{A}{R_{\max}} \int_0^{R_{\max}} \frac{1}{\cos R} \times \frac{\frac{d_1}{\sin R}}{\frac{d_1}{\sin R} + \frac{d_2}{\sqrt{1 - \frac{n_1^2}{n_2^2} + \frac{n_1^2}{n_2^2} \times \sin^2 R}}} dR, \quad (6)$$

令

$$N = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{n_1^2}{n_2^2} \times \cos^2 R}} \times \frac{d_2}{d_1}, \quad (7)$$

则

$$A' = \frac{A}{R_{\max}} \int_0^{R_{\max}} \frac{1}{\cos R} \times \frac{1}{1 + N \sin R} dR. \quad (8)$$

一般光源的光强分布特性并非是均匀分布的, 而是服从高斯分布。所以, 为了契合实际情况, 在原有模型基础上加入高斯分布参量。

根据公式:

$$R_{\max} = \frac{3}{2} \frac{1}{\sqrt{\ln 2}} W_{1/2} \quad (R_{\max} \text{ 与 } W_{1/2} \text{ 的关系}), \quad (9)$$

式中 $W_{1/2}$ 为半峰全宽, 而高斯分布为

$$\frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma^2}\right), \quad (10)$$

当 $x = W_{1/2}$ 时, 根据 $W_{1/2}$ 的定义, 能量分布数值应该在 $1/2$ 处, 即

$$\exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma^2}\right) = \frac{1}{2}, \quad (11)$$

将 R_{\max} 与 $W_{1/2}$ 的关系式代入到上式中后, 得到

$$\frac{1}{2\sigma^2} = \frac{9}{4} \frac{1}{R_{\max}^2}, \quad (12)$$

即

$$\frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} = \frac{3}{2} \frac{1}{\sqrt{\pi} R_{\max}}, \quad (13)$$

最终得到了加入高斯分布后的模型为

$$\frac{A'}{A} = \frac{3}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{R_{\max}} \int_0^{R_{\max}} \exp\left(-R^2 \times \frac{9}{4} \times \frac{1}{R_{\max}^2}\right) \times \frac{1}{\cos R} \times \frac{1}{1 + N \sin R} dR, \quad (14)$$

式中

$$N = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{n_1^2}{n_2^2} \times \cos^2 R}} \times \frac{d_2}{d_1}. \quad (15)$$

3 结果分析

根据(14)式, 可以知道模型中的 EPLR 与最大入射角 R_{\max} , 膜厚孔径比及内壁折射率 n_2 等 3 个因素有关。下面分别对它们与 EPLR 关系进行了计算。

1) 内壁折射率 n_2 与 EPLR 关系

n_1 为纤芯内部被测物质的折射率, 被测物质的折射率可以认为是常数(气体为 1, 液体约为 1.4), 只讨论 n_2 的影响。图 3 为对于膜厚孔径比为 0.25, 0.31 和 0.40 的 LWCC 的内壁折射率 n_2 与 EPLR 关系。3 条曲线的最大入射角 R_{\max} 都为 0.22 rad。内壁折射率在 1.7~2.5 之间变化。可以看出, 随着内壁折射率的增大, EPLR 也随之对数型增大。而且膜厚孔径比越小, 这种影响也越小。所以, 当膜厚孔径比比较大的情况下, 高内壁折射率将明显提高

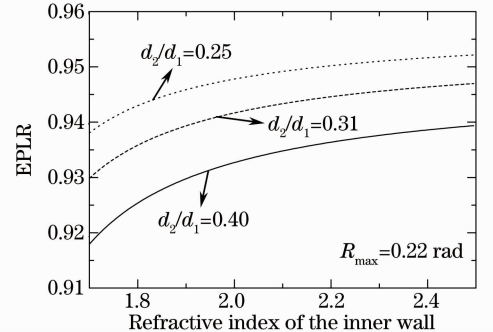


图 3 内壁折射率 n_2 与 EPLR 关系仿真图

Fig. 3 EPLR as a function of refractive index of the inner wall

系统的有效光程率。

表 1 不同膜厚孔径比时 LWCC 有效光程率的理论值与实际测试值

Table 1 Calculated and measured EPLR for LWCC with various thickness aperture ratios

Thickness aperture ratio (d_2/d_1) / μm	Experimental value	Theoretical value
200/500	0.913 ± 0.003	0.916
200/650	0.940 ± 0.01	0.930
200/800	0.954 ± 0.009	0.938

将该仿真图中 $n_2 = 1.7$ 的理论值与文献[1]中的实测值进行比较。实验中采用 1 cm 长度的标准玻璃管作为基础管,用于与其他被测管进行对比,后者测得的吸收度经过厘米归一化后与基础管测得吸收度的比值即为 EPLR。分别对 100/500, 100/650, 100/800 μm 的 3 组膜厚孔径比的被测管进行实验。采用酚红溶液作为被测液体,所以内部折射率 n_1 取为 1.5。分别在 302, 395, 512 和 678 nm 4 个吸收峰处进行测量并进行 EPLR 计算,求均值后即最终所得的 EPLR 值。所有实验中最大入射角 R_{max} 都为 0.22 rad。理论值与实际测试值对比如表 1 所示。可见 3 种内径的实验值与理论值均基本吻合,模型具有合理性。

2)膜厚孔径比与 EPLR 关系

图 4 为膜厚孔径比 d_2/d_1 与 EPLR 关系的仿真结果。该仿真中空芯光纤的 n_2 取为 2.25(AgI 薄膜的折射率), n_1 取为 1(气体折射率)。LWCC 中也取实际值,即 $n_1 = 1.5, n_2 = 1.7$ 。可以看出,不论是空芯光纤还是 LWCC,它们的 EPLR 都随着膜厚孔径比的增大而明显减小,而且对于 LWCC 这种减小的效果更加明显,可见空芯光纤在抗膜厚孔径比对于 EPLR 的影响上具有相对更好的特性。空芯光纤的膜厚孔径比本来就很小($10^{-2} \sim 10^{-3}$ 数量级),

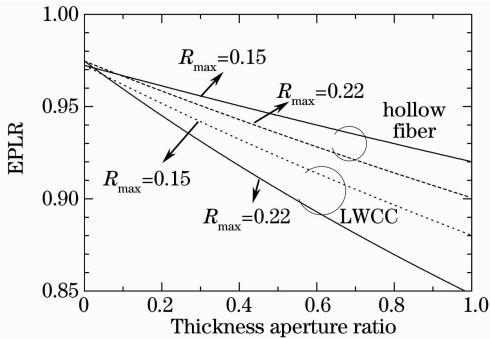


图 4 膜厚孔径比 d_2/d_1 与 EPLR 关系仿真图
Fig. 4 EPLR as a function of thickness aperture ratio (d_2/d_1)

即使以后使用的是多层模光纤,空芯光纤系统也能保持较高的 EPLR 特性。同时可以得出结论相对较小的最大入射角 R_{max} 值,可以使这种膜厚孔径比的影响变小。

3) 最大入射角 R_{max} 与 EPLR 关系

图 5 为 EPLR 与最大入射角 R_{max} 的关系。仿真中空芯光纤的 n_2 取为 2.25(AgI 薄膜的折射率), n_1 取为 1(气体折射率)。LWCC 中也取实际值,即 $n_1 = 1.5, n_2 = 1.7$ 。空芯光纤的膜厚孔径比几乎可以忽略,其 EPLR 随着 R_{max} 的增大而单调增大;而对于 LWCC,其 EPLR 随着 R_{max} 的增大有一个先减小后增大的过程。这是因为随着 R_{max} 的增大,光线在吸收腔内径中走的距离会增大,会导致 EPLR 增大;同时随着 R_{max} 的增大,光线在膜内走过的无效距离也会增大,导致 EPLR 变小。EPLR 存在一个最小值。而且当膜厚孔径比 d_2/d_1 变大, EPLR 出现最小值的位置也会变大。因为 EPLR 越大系统的灵敏度越高,所以对于不同膜厚孔径比的系统, R_{max} 应该避免选取到 EPLR 最小值的位置。对于 LWCC 应该取较小的 R_{max} (一般约取 0.2 rad);对于空芯光纤,在损耗特性允许时,可以取较大的 R_{max} 获得大的 EPLR。

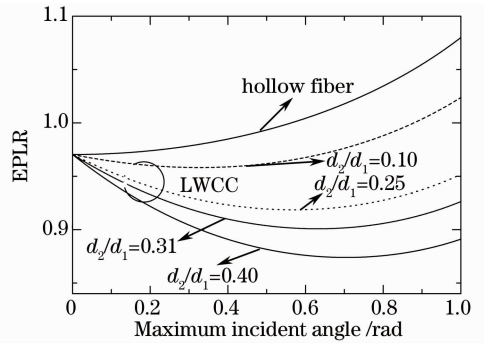


图 5 最大入射角 R_{max} 与 EPLR 关系仿真图
Fig. 5 EPLR as a function of maximum incident angle

4 弯曲波导的 EPLR

光学波导式吸收腔,特别是空芯光纤具有柔韧的特性。明确波导弯曲情况下吸收腔 EPLR 的变化对测试系统的小型化有重要指导意义。以下分析以吸收腔各点的曲率相同为前提。

图 6 为弯曲情况下光在吸收腔中传输的两种类型。图 6(a)中,因为光的入射角度很小,所以光只在吸收腔的外侧内壁反射传输;图 6(b)中,当光的入射角增大到一定程度时,光线在吸收腔的内外侧壁来回反射传输。其中,吸收腔各点的弯曲半径为

D , 吸收腔内径为 d , R 为入射角, α 是角度参量。区分这两种情况的入射角界限如下:

$$\theta = \arccos \frac{D-d}{D}, \quad (16)$$

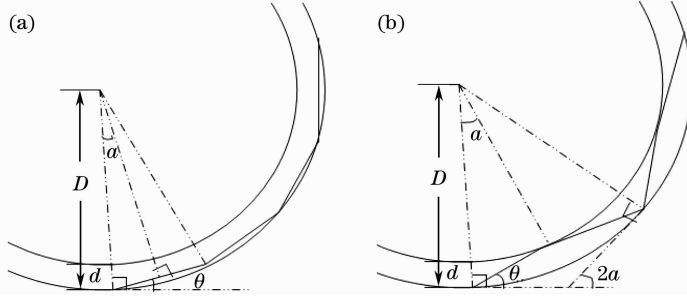


图 6 均匀弯曲波导中的光线传输

Fig. 6 Light transmission in waveguide with uniform bending waveguide

即当 $\theta \leq \arccos \frac{D-d}{D}$, 光以第一种方式传输; 当 $\theta > \arccos \frac{D-d}{D}$, 光以第二种方式传输。不论是哪种情况下, 原先的 EPLR 公式都应做一定的修正 (忽略壁厚影响, 只考虑弯曲模型)。

第一种传输情况下:

$$\frac{A'}{A} = \frac{3}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{R_{\max}} \int_0^{R_{\max}} \exp\left(-R^2 \times \frac{9}{4} \times \frac{1}{R_{\max}^2}\right) \times \frac{\sin R}{R} dR, \quad (17)$$

第二种传输情况下:

$$\frac{A'}{A} = \frac{3}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{R_{\max}} \int_0^{R_{\max}} \exp\left(-R^2 \times \frac{9}{4} \times \frac{1}{R_{\max}^2}\right) \times \frac{\sqrt{\frac{d^2}{D^2} + 4 \times \left(1 - \frac{d}{D}\right) \times \sin^2 \frac{\alpha}{2}}}{\alpha} dR, \quad (18)$$

其中

$$\alpha = R - \arccos\left(\frac{D}{D-d} \times \cos R\right). \quad (19)$$

下面对修正后的模型进行仿真分析, 对比无弯曲与不同弯曲情况下对 EPLR 的影响。

在弯曲情况下, 由于 $\frac{\sin R}{R}$ 函数的特性和角度临界值通常较小的原因, 第一种传输方式的影响可以忽略 (约在 0.1% 数量级); 图 7 为第二种传输方式下的 EPLR 仿真图, 图 7(a) 中上方的曲线代表没有弯曲时 EPLR 随着最大入射角变化的情况; 中间的曲线代表吸收腔内径与弯曲半径比为 0.01 时的情况; 下方的曲线代表吸收腔内径与弯曲半径比为 0.1 时的情况。可见当弯曲半径不是很小时 (大于 0.1 m), 吸收腔的弯曲对于 EPLR 的影响很小 (约在 1% 数量级); 可是当急促的弯曲情况下 (弯曲半径小于 5 cm), EPLR 会大幅减小 (约在 10% 数量级)。图 7(b) 为 EPLR 随着弯曲曲率变化的结果, 该图的横坐标为吸收腔内径 d 与弯曲半径 D 的比值; 图中实线和虚线分别代表最大入射角为 0.2 rad 和 0.5 rad 时的情况, 可以发现, EPLR 光的最大入射角基本无关。同时可见随着弯曲曲率的变大, 吸收腔的 EPLR 也会相应减小; 直到当弯曲半径与内径相同时 (极限情况, 实际中无法弯曲到这种程度) EPLR 趋向于零。所以, 在吸收腔弯曲的应用环境下, 系统的灵敏度会有所降低。但是, 可以通过减小

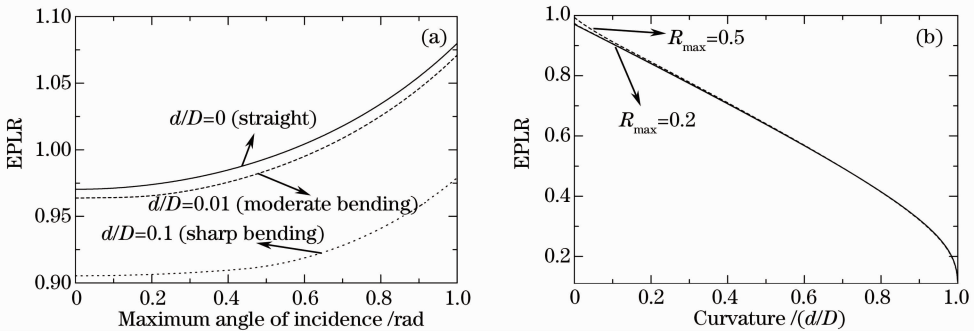


图 7 波导弯曲对于 EPLR 的影响

Fig. 7 Influence of waveguide bending on the EPLR

吸收腔内径来有效地抑制弯曲曲率对于 EPLR 的影响。

5 结 论

利用数学建模的方法对光学波导式吸收腔系统的有效光程率(EPLR)进行了初步的理论分析。计算了吸收腔系统的 EPLR 与内壁折射率、膜厚孔径比以及最大入射角等参数的关系。双界面反射模型适用于大多数波导式吸收腔,较高的内壁折射率和较低的膜厚孔径比都可以得到较高的 EPLR。最大入射角 R_{\max} 的选择则要视特定情况而定,这是因为随着 R_{\max} 的增大,光线在吸收腔内径中与待测气体的作用距离增大,同时光线在膜内走过的距离(无吸收距离)也会增大,EPLR 随 R_{\max} 的变化存在极值。本文还初步分析了弯曲对 EPLR 的影响,验证了空芯光纤作为波导式吸收腔具有高 EPLR 值的特性。

参 考 文 献

- 1 M. Beiza, P. Dress, A. Sukhtskiy *et al.*. Linearity and effective optical path length of liquid waveguide capillary cells[C]. *SPIE*, 1999, **3856**: 271~281
- 2 Li Zhengying, Wang Honghai, Chen Songlin *et al.*. Phase-synchronization using double optical-path technology in fiber optic gas sensors[J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, **29**(3): 728~732
李政颖, 王洪海, 程松林等. 光纤气体传感的双光路相位保持方法[J]. *光学学报*, 2009, **29**(3): 728~732
- 3 Ding Hui, Liang Jianqi, Xiong Zhihui *et al.*. Double FBG system for acetylene sensing based on differential absorption spectroscopy [J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, **29**(2): 548~551
丁 晖, 梁建奇, 熊志辉等. 基于差分光谱吸收技术的双光纤光栅乙炔测量系统[J]. *光学学报*, 2009, **29**(2): 548~551
- 4 T. G. Levitskaia, M. O' Hara, S. I. Sinkov *et al.*. Direct spectrophotometric analysis of Cr(VI) using a liquid waveguide capillary cell[J]. *Appl. Spectrosc.*, 2008, **62**(1): 107~115
- 5 Shi Yiwei, Zhou Zhiyun, Tang Xiaoli *et al.*. Design and fabrication of infrared hollow fibers for spectroscopic gas sensing [J]. *Infrared Millim Waves*, 2009, **28**(2): 111~114
- 6 石艺尉, 周志云, 汤晓黎等. 吸收式气敏传感空芯光纤的设计和制备[J]. *红外与毫米波学报*, 2009, **28**(2): 111~114
- 7 Y. Matsuura, M. Saito, M. Miyagi. Loss characteristics of circular hollow waveguides for incoherent infrared light[J]. *J. Opt. Soc. Am.*, 1989, **6**(3): 423~427
- 8 Zhao Jianhua, Zhao Chongwen, Wei Zhoujun *et al.*. Study on monitoring multi-component toxic gases based on near-infrared spectroscopic method [J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(2): 567~573
- 9 赵建华, 赵崇文, 魏周君等. 基于近红外光谱技术的多组分毒性气体检测研究[J]. *光学学报*, 2010, **30**(2): 567~573
- 10 Jia Dagong, Liu Kun, Jing Wencai *et al.*. Method of gas detection based on intra-cavity erbium-doped fiber laser [J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(9): 2384~2387
贾大功, 刘 棍, 井文才等. 基于环腔光纤激光器的气体检测方法[J]. *中国激光*, 2009, **36**(9): 2384~2387
- 11 D. Richter, P. Weibring. Ultra-high precision mid-IR spectrometer I: Design and analysis of an optical fiber pumped difference-frequency generation source[J]. *Appl. Phys. B*, 2006, **82**(3): 479~486
- 12 C. Young, Y. Luzinova, B. Mizakoff *et al.*. External cavity widely tunable quantum cascade laser based hollow waveguide gas sensors for multianalyte detection[J]. *Sensor Actuat. B-Chem*, 2009, **140**(1): 24~28
- 13 B. K. Keller, M. D. DeGrandpre, C. P. Palmer. Wave guiding properties of fiber-optic capillaries for chemical sensing applications[J]. *Sensor. Actuat.*, 2007, **125**(2): 360~371
- 14 Sui Kerong, Tang Xiaoli, Shi Yiwei *et al.*. Infrared Ag/AgI hollow waveguides with high performance [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2008, **37**(11): 2186~2190
隋可融, 汤晓黎, 石艺尉等. 高性能 Ag/AgI 红外空芯光纤的研究[J]. *光子学报*, 2008, **37**(11): 2186~2190
- 15 Tang Xiaoli, Shi Yiwei. Characterization of terahertz hollow fiber with an absorptive inner-coating dielectric layer[J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, **29**(10): 2681~2685
汤晓黎, 石艺尉. 吸收介质膜/金属空芯光纤的太赫兹波传输特性[J]. *光学学报*, 2009, **29**(10): 2681~2685
- 16 Li Changhou. UV-VIS Spectrophotometer [M]. Beijing: Chemical Industry Press, 2005. 9~15
李昌厚. 紫外可见分光光度计[M]. 北京: 化学工业出版社, 2005. 9~15