

颗粒物 Mie 散射对差分吸收光谱技术的影响

邵理堂¹ 王式民² 汤光华² 许传龙²

(¹ 淮海工学院理学院, 江苏 连云港 222005
² 东南大学能源与环境学院, 江苏 南京 210096)

摘要 差分吸收光谱法(DOAS)应用于固定污染源烟气排放在线监测时,由于烟气中烟尘颗粒物含量较高,烟尘颗粒物 Mie 散射引起的消光对准确反演气体浓度应有一定影响。通过对 1~10 μm 烟尘颗粒物 Mie 散射对 DOAS 影响的数值模拟和实验研究得出,烟尘颗粒物的散射光强与颗粒粒径分布、颗粒数密度有关,随着颗粒粒径和颗粒数密度增加,气体的差分吸收度随之而增加,差分吸收度曲线的频率特性发生变化,传统 DOAS 算法中的应用多项式滤波已无法消除颗粒物 Mie 散射对气体差分吸收度的影响,气体浓度的反演结果远远偏离真实值。

关键词 散射;差分吸收光谱术;Mie 散射;粒径分布;浓度反演

中图分类号 O433.5⁺1

文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS20092903.0594

Influence of Particle Mie Scattering on Differential Optical Absorption Spectroscopy

Shao Litang¹ Wang Shimin² Tang Guanghua² Xu Chuanlong²

(¹ College of Science, Huaihai Institute of Technology, Lianyungang, Jiangsu 222005, China)
(² School of Energy and Environment, Southeast University, Nanjing, Jiangsu 210096, China)

Abstract The inversion accuracy of gas concentration is influenced by the extinction derived from the Mie scattering of dust particles when the differential optical absorption spectroscopy (DOAS) is applied to on-line monitoring exhaustion of fixed pollution source. Simulation and experimental results for particles with diameter of 1 ~ 10 μm , show the intensity of particle scattering is determined by particle-size distribution and number concentration. With the increase of particle size and number concentration, the differential optical density of gases rises. Accordingly, the frequency characteristics of the differential optical density curves have also been changed. The influence of dust Mie scattering on differential optical density cannot be eliminated by polynomial filter in traditional DOAS algorithm and the inversion results of gas concentration are greatly deviated from true value.

Key words scattering; differential optical absorption spectroscopy (DOAS); Mie scattering; particle diameter distribution; concentration inversion

1 引 言

20 世纪 80 年代初发展起来的差分吸收光谱(DOAS)技术由于其原理和结构简单、响应速度快、精度高、可实现在线监测等优点而广泛应用于大气环境监测^[1]。由于 DOAS 技术利用了被测气体的差分吸收特性,在大气环境监测中它能够很好地避免和消除一些干扰气体和气溶胶颗粒带来的影响。近年来,DOAS 技术在固定污染源监测上逐步得到

了应用^[2~7],但是,固定污染源的烟气排放监测不同于对大气环境的监测,由于烟气中烟尘颗粒物浓度较高,烟尘颗粒物 Mie 散射引起的消光应会对污染气体浓度反演精度产生一定影响,因此,有必要研究烟尘颗粒物的 Mie 散射对 DOAS 方法的影响,以期提出消除颗粒物 Mie 散射影响,提高在线测量污染气体浓度精度的方法。

收稿日期: 2008-05-08; 收到修改稿日期: 2008-08-03

作者简介: 邵理堂(1965-),男,副教授,博士,主要从事光学与光谱学监测方法方面的研究。

E-mail: shaolit@sohu.com

2 DOAS 方法的基本原理

DOAS 方法的理论基础是 Lambert-Beer 定律, 其表达式为

$$I(\lambda) = I_0(\lambda) \exp[-L \cdot \sum_i \sigma_i(\lambda) c_i] \quad (1)$$

式中 $I_0(\lambda)$ 为光源发射的原始光强, $I(\lambda)$ 为探测器的接收光强, c_i 为第 i 种气体的浓度, L 为光程, $\sigma_i(\lambda)$ 为第 i 种气体在波长 λ 处的吸收截面。

待测气体往往是多种气体的混合物, 实际测量中还会受到水蒸汽的吸收、光学系统的透过率、CCD 响应、颗粒物的 Mie 散射和吸收以及气体本身引起的 Rayleigh 散射等的影响。为此利用 Lambert-Beer 定律的加和性将(1)式修改为

$$I(\lambda, T, P) = I_0(\lambda) \exp\{-L \cdot [\sum_i \sigma_i(\lambda, T, P) c_i + \epsilon_R(\lambda) + \epsilon_M(\lambda)]\} + B, \quad (2)$$

式中 $\sigma_i(\lambda, T, P)$ 为依赖于温度和压强的第 i 种吸收气体在波长 λ 处的吸收截面, $\epsilon_R(\lambda)$ 和 $\epsilon_M(\lambda)$ 分别为气体分子及颗粒的 Rayleigh 和 Mie 散射, B 为各种噪声之和。DOAS 方法的特点在于根据被测气体对 UV-VIS 范围的光具有窄带吸收的特性, 将吸收截面分成了两部分^[8,9]: 随波长快速变化的窄带吸收截面 σ'_i 和随波长缓慢变化的宽带吸收截面 σ_{ib} , 即

$$\sigma_i = \sigma'_i + \sigma_{ib}, \quad (3)$$

将(3)式代入(2)式,

$$I(\lambda, T, P) = I_0(\lambda) \exp\{-L \cdot [\sum_i \sigma_{ib}(\lambda, T, P) c_i + \epsilon_R(\lambda) + \epsilon_M(\lambda)]\} \cdot \exp[-L \cdot \sum_i \sigma'_i(\lambda, T, P) c_i] + B. \quad (4)$$

令:

$$I'_0(\lambda, T, P) = I_0(\lambda) \exp\{-L \cdot [\sum_i \sigma_{ib}(\lambda, T, P) c_i + \epsilon_R(\lambda) + \epsilon_M(\lambda)]\}, \quad (5)$$

(5)式为随波长缓慢变化部分, 包含了气体分子的宽带吸收以及分子的 Rayleigh 散射和烟尘颗粒的 Mie 散射。代入(4)式并对等式两边取对数, 即可得到差分吸收光学密度:

$$D' = \ln\left[\frac{I'_0(\lambda, T, P)}{I(\lambda, T, P)}\right] = L \sum_i \sigma'_i(\lambda, T, P) c_i + B', \quad (6)$$

即为存在气体和粉尘颗粒干扰时的气体浓度计算模型。在上面的处理中, 由颗粒引起的 Mie 散射和由分子引起的 Rayleigh 散射等价地处理为气体的吸收, 并将其归入到随波长的缓慢变化部分。实际处

理中, 采用多项式高通滤波而将随波长缓慢变化部分滤除。

3 颗粒光散射概述

光散射是指光线通过不均匀的介质而偏离其原来的传播方向, 散开到所有方向的现象。烟气中的光散射主要是因为烟气中含有的不均匀无规则分布的烟尘颗粒物质的折射率与烟气的折射率不同, 使得烟气的光学均匀性遭到破坏而产生的。

烟气中的光散射主要包括两个部分, 其一是由气体分子和小粒径的烟尘微粒引起的 Rayleigh 散射。当微粒直径远小于入射光波长时, 主要表现为 Rayleigh 散射, 其散射系数为

$$\epsilon_R(\lambda) = \sigma_R(\lambda) \cdot c_{air}, \quad (7)$$

式中 $\sigma_R(\lambda)$ 为 Rayleigh 散射简化的“吸收”截面, c_{air} 表示标准状态下空气分子的浓度。Rayleigh 散射系数反比于 λ^4 , 因此, 短波长的 Rayleigh 散射效应比长波长严重的多^[10]。

其二是烟气中粒径远大于入射光波长的烟尘颗粒引起的光散射即 Mie 散射。Mie 散射不考虑散射电磁波长发生改变的情形, 即仅限于弹性散射。Mie 在 Maxwell 电磁理论的基础上对平行单色电磁波被位于均匀介质中任意粒径的各向同性小球的散射情形进行了求解, 得到了严格的解析表达式。由于其散射系数中包含 Ricatti-Bessel 函数, 因此求解过程相当烦琐。本文采用 Matzler^[11] 的研究报告所提供的算法程序进行计算。

4 数值模拟

4.1 模拟准备

为模拟颗粒物光散射对 DOAS 方法的影响, 作以下假设:

1) 颗粒物散射为不相关散射, 即单颗粒的散射不受其他颗粒的影响。

2) 颗粒物散射为单散射, 即每一个散射颗粒都暴露于原始入射光线中, 仅对原始的入射光进行散射。实验指出, 当光学厚度 $T < 0.1$ 时, 单散射占绝对优势; 当光学厚度 $T > 0.3$ 时, 复散射起主导作用^[10]。

3) 假设颗粒为无耗散介质, 即不考虑颗粒的吸收。计算表明, 颗粒折射率对浓度反演结果影响很小。文中颗粒折射率取 1.57。

4) 数值计算表明, 分子的 Rayleigh 散射和粒径

小于 $1 \mu\text{m}$ 的颗粒 Mie 散射对利用 DOAS 方法反演被测气体浓度的影响较小,因此下文主要讨论直径大于 $1 \mu\text{m}$ 的烟尘颗粒物 Mie 散射对差分吸收光谱法的影响。数值计算时假定颗粒直径在 $1 \sim 10 \mu\text{m}$ 之间。粒径分布采用 Johnson 提出的 S_B 函数,该分布的数学表达式为^[13]

$$f(d) = \frac{\sigma}{\sqrt{2\pi}} [t(t-1)]^{-1} \times \exp\left\{-0.5\left[\mu + \sigma \ln\left(\frac{t}{t-1}\right)\right]^2\right\}, \quad (8)$$

式中 $t = \frac{d-d_{\min}}{d_{\max}-d_{\min}}$, d_{\max} 和 d_{\min} 分别是颗粒的最大和最小直径,分布参数 σ 和 μ 分别决定分布曲线的峰值和峰值所在位置,并假定粒径为单峰分布。

5) 模拟光程取 $L = 0.5 \text{ m}$ 。

6) 以单组分 SO_2 气体为例,模拟 Mie 散射对 SO_2 气体浓度反演结果的影响。计算中,光谱中的

慢变部分采用 7 阶多项式拟合,采用最常用的最小二乘算法反演 SO_2 气体浓度。

4.2 单一粒径模拟

假设颗粒物为单一粒径。图 1 给出了颗粒数密度为 $6.3 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ 时几种不同粒径的散射光强,可见随着颗粒粒径增加,散射光强度增加,散射光强曲线的波峰和波谷数急剧增加,即随着颗粒粒径增加,Mie 散射光强随波长变化频率增加,整体上表现为随波长的快速小幅振荡。图 2 给出了原始光强 I_0 ,仅考虑 SO_2 气体吸收和 Rayleigh 散射后的光强 I 以及同时考虑 SO_2 气体吸收和颗粒物散射的光强 I_1 与颗粒数密度之间的关系曲线,可见随着颗粒数密度的增加,Mie 散射光强增加,当颗粒数密度达到 $2.5 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$ 时,Mie 散射光强已大于气体吸收光强。

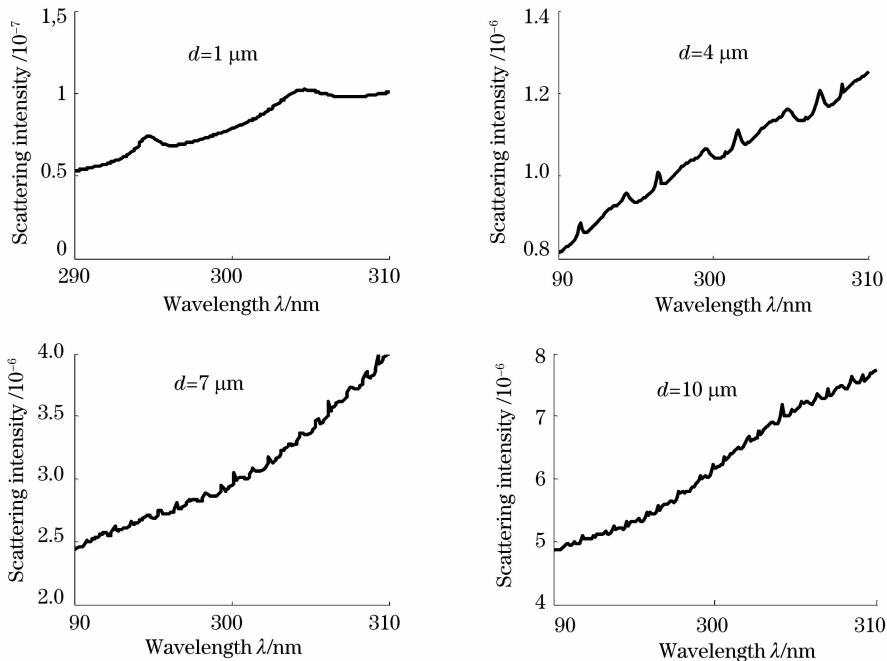


图 1 不同粒径下的 Mie 散射光强(颗粒数密度: $6.3 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$)

Fig. 1 Mie scattering light intensity for different particle diameters(number concentration: $6.3 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$)

图 3(a)给出了 857 mg/m^3 SO_2 气体、颗粒粒径 $10 \mu\text{m}$ 、颗粒数密度不同时气体差分吸收度与不考虑 Mie 散射时的差分吸收度的对比曲线。在颗粒直径不变时,气体的差分吸收度随着颗粒数密度的增加而增加,其曲线形状也发生了变化,其中波峰处的变化幅度较波谷处大。以变化幅度最大的 300.2 nm 波峰为例,在图示的四种颗粒数密度下,其差分吸收度较不考虑 Mie 散射时的差分吸收度分别增

加了 2.3% , 12.3% , 28.1% , 1380.6% , 而与其相邻的 299.5 nm 波谷处其增幅分别为 2.1% , 11.8% , 26.6% , 562.2% 。相应地 SO_2 气体浓度反演相对误差分别为 2.21% , 11.95% , 27.25% 和 879.8% 。图 3(b)为颗粒数密度 $2.5 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$ 、不同颗粒直径下的气体差分吸收度曲线。结果表明,在颗粒数密度一定时, SO_2 气体差分吸收度随着粒径的变化规律与图 3(a)基本相同。因此,当颗粒数密度较大

或颗粒直径较大时,颗粒 Mie 散射对 SO₂ 气体的差分吸收度有很大影响。这说明在大粒径和高烟尘环境下,采用传统的多项式高通滤波并不能滤除颗粒

物 Mie 散射的影响,由此导致 DOAS 方法测量气体浓度失效。

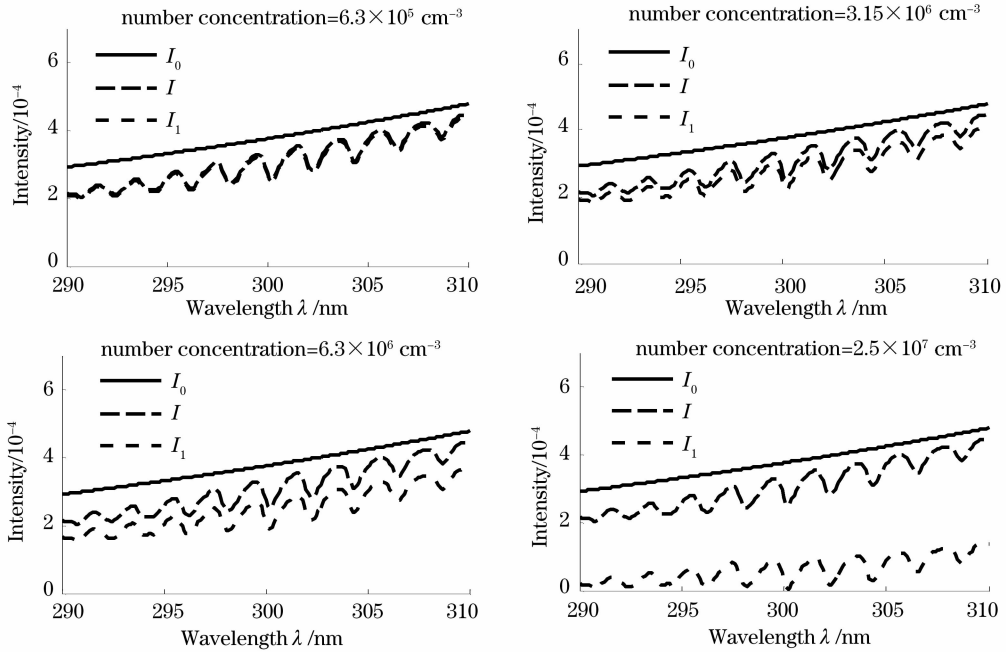


图 2 I₀, I, I₁ 与颗粒数密度的关系 (SO₂: 857 mg/m³, d = 10 μm)

Fig. 2 Relation between particle number concentration and I₀, I, I₁ (SO₂: 857 mg/m³, d = 10 μm)

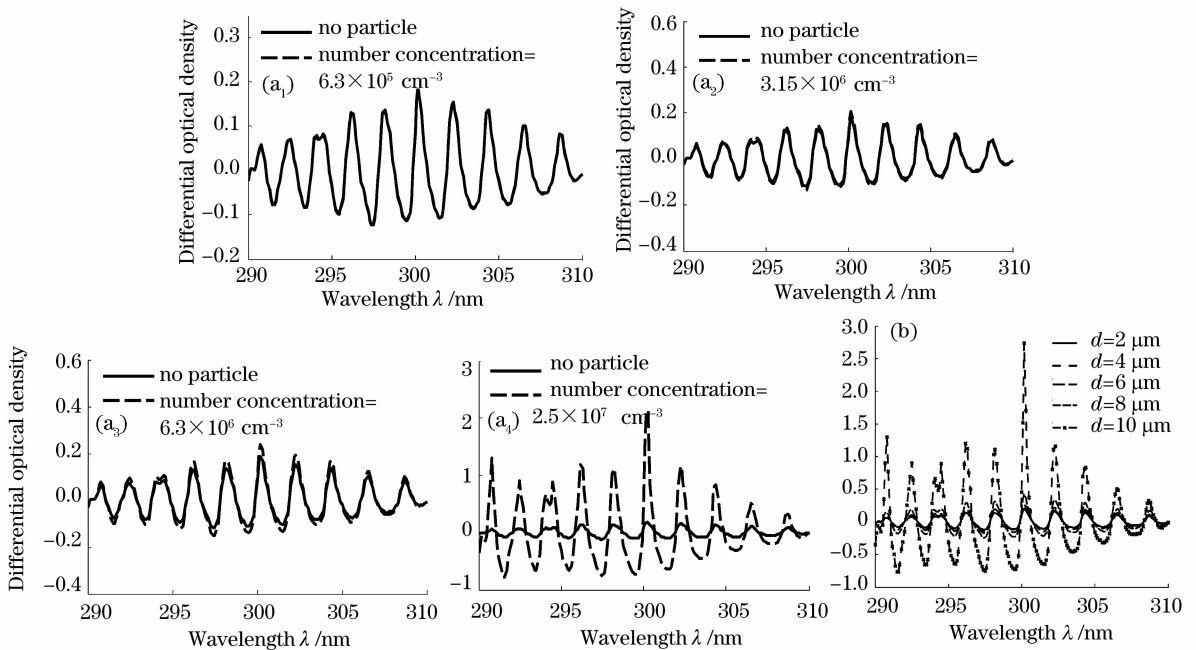


图 3 不同情况下的差分吸收度 (SO₂: 857 mg/m³)

Fig. 3 Differential optical density in different condition (SO₂: 857 mg/m³)

图 4 (a)、(b) 分别为颗粒数密度 $6.3 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ 、不同 SO₂ 气体浓度下颗粒粒径与相对误差的关系曲线。可以看出,当污染气体浓度低于 5.7 mg/m^3 时,粒径小于 $5 \mu\text{m}$ 的颗粒,其 Mie 散射

对浓度反演结果影响不大。但是当粒径超过 $6 \mu\text{m}$ 后,浓度反演误差急剧增加,如浓度 5.7 mg/m^3 时,粒径由 $6 \mu\text{m}$ 变为 $7 \mu\text{m}$,误差由 1.966% 增加为 11.141% 。此外,当 SO₂ 气体浓度较低时,随着颗粒

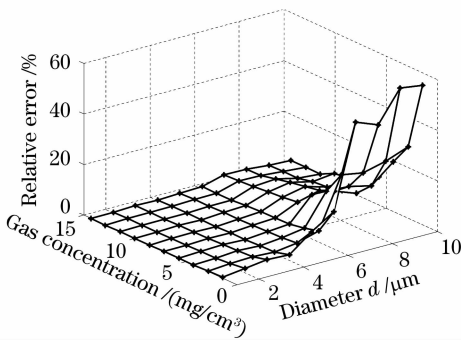


图 4 颗粒粒径、气体浓度、相对误差之间的关系

Fig. 4 Relation among particle diameter, gas concentration and relative error

直径的增加,浓度反演误差并非单调增加,如当 SO_2 浓度为 14.3 mg/m^3 时,浓度反演的最大误差出现在粒径 $7 \mu\text{m}$ 处。而对于高浓度的 SO_2 气体,浓度反演误差随着颗粒直径单调增加,并且在颗粒粒径大于 $5 \mu\text{m}$ 后,浓度反演误差随粒径的增加稍快一些。

SO_2 气体浓度一定,颗粒直径、颗粒数密度及 SO_2 气体浓度反演误差之间的关系如图 5 所示。结果表明,在颗粒数密度较低时,浓度反演误差随颗粒直径基本上呈线性增长,但是当颗粒数密度较高时,这种线性关系已不复存在,而是随着颗粒直径的增加急剧增加。当粒径一定时,浓度反演误差和颗粒数密度的关系与上述变化规律基本相同。

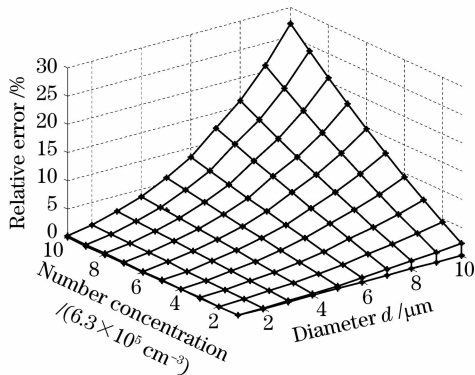
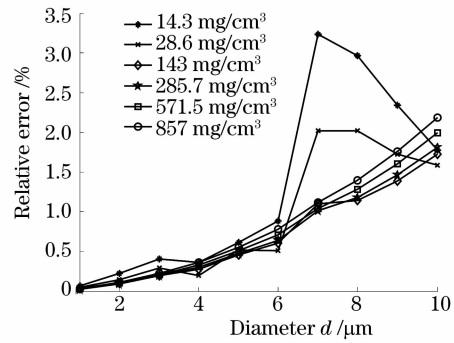


图 5 气体浓度一定,粒径、颗粒数密度、相对误差的关系(SO_2 : 857 mg/m^3)

Fig. 5 Relation among diameter, number density and relative error in constant gas concentration(SO_2 : 857 mg/m^3)

4.3 粒径服从 Johnson- S_B 分布

图 6 示出了颗粒数密度为 $6.3 \times 10^6 / \text{cm}^3$ 时, SO_2 气体浓度与浓度反演误差之间的关系。可以看出,同一粒径分布下,在气体浓度较高或较低时都具有较大的浓度反演误差; μ 越小,颗粒粒径分布曲线的峰值对应的颗粒直径越大,相应的浓度反演误差



越大; μ 不变, σ 越大,分布曲线的峰值越高, SO_2 气体浓度低于 30 mg/m^3 时,浓度越小,浓度反演误差越大,而对高于此浓度的 SO_2 气体, σ 大小对浓度反演结果影响不大。

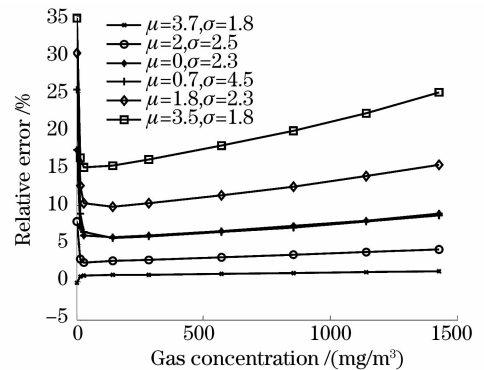


图 6 不同粒径分布、不同浓度下的反演误差

Fig. 6 Inversion error in different particle distributions and concentrations

图 7 给出了某一确定的粒径分布下,颗粒数密度、 SO_2 气体浓度以及浓度反演误差之间的关系。 SO_2 气体浓度一定时,颗粒数密度越大,浓度反演误差越大;在高浓度处,浓度反演误差基本与颗粒数密度呈线性关系;颗粒数密度一定时,在低浓度和高浓度处,浓度反演误差均较高。其原因是在低浓度下, SO_2 气体吸收的光强和颗粒的散射光强在数值上相差较小,当颗粒数密度较大时, Mie 散射光强甚至大于被气体吸收的光强,颗粒 Mie 散射对差分吸收度影响较大,从而导致较大的浓度反演误差;而对高浓度气体,经 SO_2 气体吸收及颗粒光散射后,最终的透射光强很小,由于光学厚度增加,而偏离 Lambert-Beer 定律的线性吸收范围,同样将导致较大的浓度反演误差。模拟中还发现,随着颗粒数密度的增加,同一颗粒数密度、不同气体浓度下的浓度反演最小误差将由低浓度向高浓度转移,如颗粒数密度为 $6.3 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ 时,最小反演误差对应的 SO_2

气体浓度约为 28.6 mg/m^3 , 但当颗粒数密度为 $1.26 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$ 时, 最小反演误差对应的 SO_2 气体浓度约为 143 mg/m^3 。

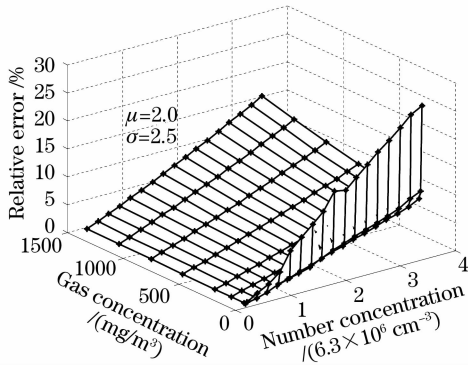


图 7 颗粒数密度、气体浓度和相对误差的关系
Fig. 7 Relation among number concentration, gas concentration and relative error for a given particle diameter

实验中, 粉尘颗粒取自某电厂静电除尘器后的飞灰, 由气溶胶发生器送入粉尘单元。气溶胶发生器为一采用铜粉作为床料的小型流化床, 控制粉尘颗粒和铜粉的质量比可以控制粉尘单元内颗粒物的浓度, 氮气流量为 $500 \sim 800 \text{ l/h}$, 粉尘颗粒最终通过吸尘器收集。粉尘分级颗粒数浓度由电子低压冲击仪(ELPI)测量给出, 如图 8, 横坐标为对数坐标。光源为脉冲短弧氙灯, 可提供 $200 \sim 1100 \text{ nm}$ 波段的连续光谱, 光谱仪为双通道光纤光谱仪, 主通道光

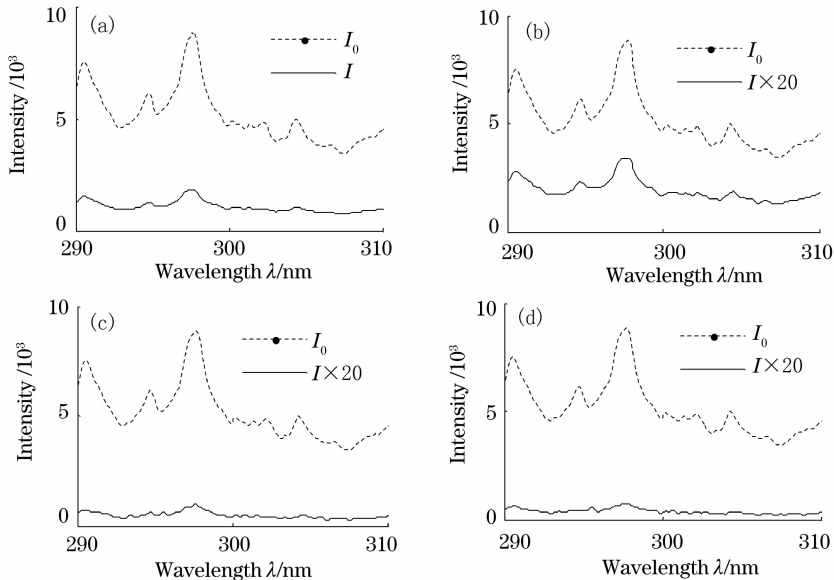


图 9 不同颗粒物浓度下入射光强和透射光强曲线 ($\text{SO}_2: 252.6 \text{ mg/m}^3$)

Fig. 9 Incident intensity and transmission intensity for different number concentrations ($\text{SO}_2: 252.6 \text{ mg/m}^3$)

5 实验研究

为验证颗粒物 Mie 散射对 DOAS 方法的影响, 利用搭建的实验台对含有不同颗粒物浓度的气体进行了实验研究, 被测气体为 SO_2 。气体浓度反演仍采用最常用的最小二乘算法。

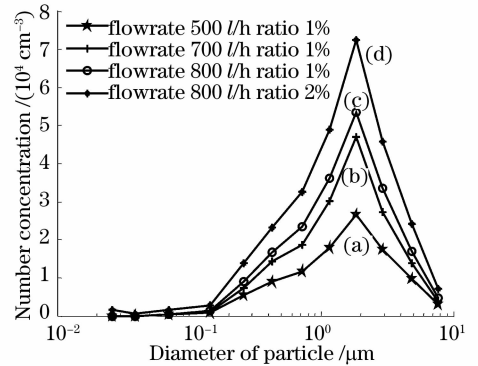


图 8 不同配比和不同氮气流量下的分级颗粒数浓度
Fig. 8 Particle number concentration of classification in different mixing rate and different flux of nitrogen

谱范围 $200 \sim 700 \text{ nm}$, 狭缝宽度为 $10 \mu\text{m}$, 分辨率为 0.4 nm 。气体浓度由 ROSEMOUNT 的 NGA2000 烟气分析仪给出。

图 9 为对应于图 8 的四种颗粒数密度在气体浓度一定时的入射光强和透射光强曲线。其中, 图 (b)~(d) 中的透射光强被放大了 20 倍。可以看出, 在同一气体浓度下, 随着颗粒数密度的增加, 透射光强快速减小。实验中观察, (c), (d) 两种情况下, 窗口几乎被粉尘颗粒物覆盖, 光谱仪所接受到的光强极小。

图 10 为对应于图 9 所示四种情况下的 SO_2 气体、颗粒物散射以及两者叠加后的差分吸收度曲线。随着颗粒数密度的增加,颗粒物 Mie 散射引起的消光随之增加,对总差分吸收度的影响也随之增大。在(c),(d)情况下,气体的吸收对差分吸收度影响非常小,总差分吸收度大小主要取决于颗粒物 Mie 散射引起的消光。同时,差分吸收度曲线形状也发生畸变, SO_2 气体在吸收强度上所表现出来的准周期性的吸收特点已不复存在。和前面的模拟结果相比较,对图 10 中的(b)~(d)三种情况,由于颗粒物浓

度较高,模拟中假设的单散射及不相关散射条件将不再满足,此时,光线在粉尘中进行着复杂的复散射和相关散射,因此,气体的差分吸收度曲线与模拟结果差异较大。利用传统 DOAS 算法对图 10 四种情况的气体浓度反演误差分别为 9.6%,338.1%,494.6%,1145%。因此,在高尘环境下,传统 DOAS 算法中的多项式高通滤波已无法消除烟尘颗粒物 Mie 散射的影响,这和数值模拟的结论是基本一致的。

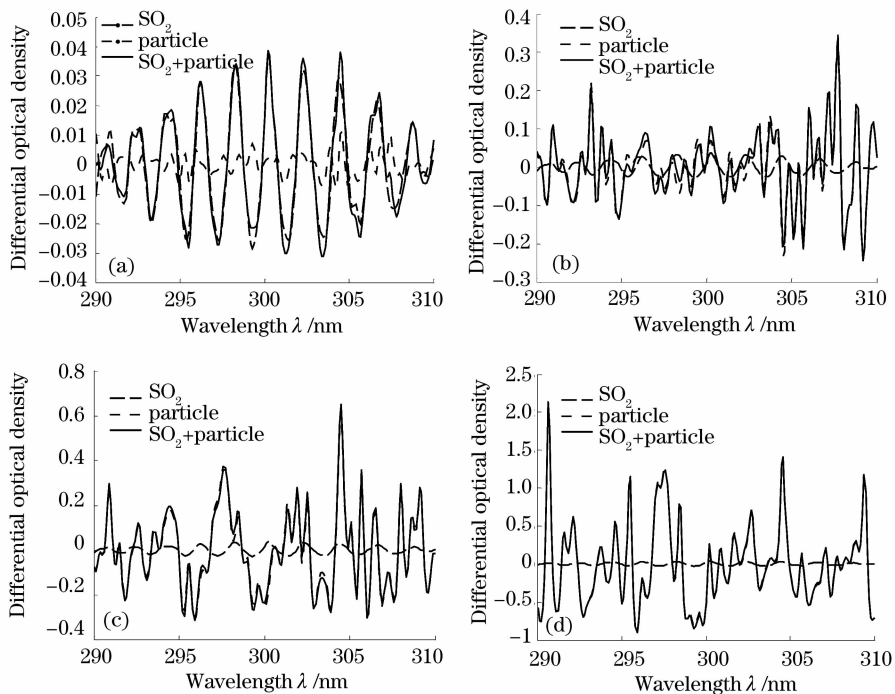


图 10 不同颗粒物浓度下的差分吸收度曲线(SO_2 :252.6 mg/m^3)

Fig. 10 Differential optical density for different number concentrations(SO_2 :252.6 mg/m^3)

6 结 论

从数值模拟和实验研究了烟尘颗粒物 Mie 散射对差分吸收光谱法的影响。结果表明,将 DOAS 技术应用于固定污染源烟气排放在线监测时,当烟尘颗粒物密度较高或其粒径较大时,高通滤波后所获得的气体差分吸收度受烟尘颗粒物 Mie 散射的影响较大。除数值上增大外,还表现在差分吸收度曲线的形状发生畸变。在强度域上所表现出来的准周期性的吸收特点已不再存在,取而代之的是无规律的波动。因此传统 DOAS 算法中的多项式高通滤波已无法消除烟尘颗粒物 Mie 散射对 DOAS 技术的影响,气体浓度反演结果远远偏离真实值。

参 考 文 献

- 1 U. Plat, D. Perner, H. W. Patz *et al.*. Simultaneous measurement of atmospheric CH_2O , O_3 and NO_2 by differential optical absorption[J]. *J. Geophysical Research*, 1979, **84**(10): 6329~6335
- 2 Mellqvist Johan, Rosen Arne. DOAS for fule gas monitoring—I. Temperature effects in the U. V./visible absorption spectra of NO , NO_2 , SO_2 and NH_3 [J]. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.*, 1996, **56**(2):187~208
- 3 Mellqvist Johan, Rosen Arne. DOAS for flue gas monitoring—II. Deviations from the Beer Lambert law for the U. V./visible absorption spectra of NO , NO_2 , SO_2 and NH_3 [J]. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 1996, **56**(2): 209~224
- 4 Mellqvist Johan, Axelsson Hakan, Rosen Arne. DOAS for flue gas monitoring—III. In-situ monitoring of sulfur dioxide, nitrogen monoxide and ammonia [J]. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 1996, **56**(2): 225~240
- 5 Li Ang, Xie Pinhua, Liu Wenqing *et al.*. Monitoring of total emission volume from pollution sources based on passive

- differential optical absorption spectroscopy [J]. *Acta Optica Sinica*, 2007, **27**(9):1537~1542
- 李 昂, 谢品华, 刘文清 等. 被动差分光学吸收光谱法监测污染源排放总量研究[J]. *光学学报*, 2007, **27**(9):1537~1542
- 6 Shao Litang, Tang Guanghua, Xu Chuanlong *et al.*. Experimental study of measurement of pollution gas concentration with differential optical absorption spectrometry method[J]. *Boiler Technology*, 2008, **39**(2):13~17
- 邵理堂, 汤光华, 许传龙 等. 差分吸收光谱法(DOAS)测量污染气体浓度的实验研究[J]. *锅炉技术*, 2008, **39**(2):13~17
- 7 Tang Guanghua, Xu Chuanlong, Kong Ming *et al.*. Inversion algorithm study on concentration measurement of flue gas from coal-fired boiler based on differential optical absorption spectroscopy[J]. *Proc. CSEE*, 2007, **27**(11): 6~10
- 汤光华, 许传龙, 孔 明 等. 基于差分吸收光谱法的燃煤锅炉烟气浓度反演算法[J]. *中国电机工程学报*, 2007, **27**(11):6~10
- 8 Platt U. Air Mornitoring by Spectroscopic Techniques [M]. Switzerland: John Wiley and Sons, 1994. 27~39
- 9 John M. C. Plane and Nicola Smith. Spectroscopy in Environmental Science [M]. Switzerland: John Wiley and Sons, 1995. 223~228
- 10 Wang Naining. Optical Measuring Technology of Particle Size [M]. Beijing: Atomic Energy Press, 2000. 131~133
- 王乃宁. 颗粒粒径的光学测量技术及应用[M]. 北京: 原子能出版社, 2000. 131~133
- 11 Christian Matzler. MATLAB Functions for Mie scattering and Absorption[R]. Research Report, Schweiz, No. 2002~08, 2002
- 12 Dun Bo. Principle, Technology and Application of Atom Absorption Spectrum Analysis [M]. Beijing: Tsinghua University Press, 2004. 30~38
- 邓 勃. 原子吸收光谱分析的原理、技术和应用[M]. 北京: 清华大学出版社, 2004. 30~38
- 13 A. B. Yu, N. Standish. A study of particle size distribution[J]. *Powder Technol.*, 1990, **62**(2): 101~118