

基于模拟退火的火灾烟颗粒粒径反演

李耀东¹ 张启兴² 邓小玖¹ 张永明^{2*}

(¹ 合肥工业大学电子科学与应用物理学院, 安徽 合肥 230009
² 中国科学技术大学火灾科学国家重点实验室, 安徽 合肥 230027)

摘要 火灾烟颗粒粒径分布的反演是一个典型的病态问题, 容易因为陷入局部最小值而丢失全局最优解。在详细分析了随机噪声对烟颗粒群光散射 Mueller 矩阵元随角度分布的影响之后, 采用全局搜索能力很强的模拟退火算法, 实现了对球形模型下单分散系和对数正态分布系的粒径反演, 在有相对强度为信号最大值 3% 的随机噪声干扰下, 反演结果的误差都小于 0.3%。然后使用该反演程序对烟颗粒分形凝团的散射光数据进行反演, 得出了不同分形维数的火灾烟颗粒分形凝团在球形模型下的光学等效半径, 并且火灾烟颗粒分形凝团的回转半径与光学等效半径之间具有近似线性关系。

关键词 散射; 粒径反演; 模拟退火; 火灾烟颗粒; Mueller 矩阵

中图分类号 O436; TN247 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL201138.0108005

Inversion of Size Distribution of Fire Smoke Particles Based on Simulated Annealing

Li Yaodong¹ Zhang Qixing² Deng Xiaojiu¹ Zhang Yongming²

(¹ College of Electronic Science and Applied Physics, Hefei University of Technology, Hefei, Anhui 230009, China)
² State Key Laboratory of Fire Science, University of Science and Technology of China, Hefei, Anhui 230027, China)

Abstract Inversion of the size distribution of fire smoke particles is an ill-conditioning problem, and it tends to lose global optimal solutions on account of being trapped into local minimum. Under spherical model, the inversion of monodisperse systems and lognormal distribution systems have been performed by simulated annealing algorithm which has a powerful ability in global searching. Before that, the interference of random noise on the angular distribution of Mueller matrixes in the light scattering of fire smoke particles has been analyzed in detail. Errors of inversional results are less than 0.3% when signal mixed with 3% stochastic noise. Then, the optical equivalent radius of smoke particle clusters with different fractal dimensions could be calculated when the program is used to fit the scattering light of the clusters. Furthermore, it has an approximatively linear relationship with radius of gyration of the clusters.

Key words scattering; inversion of size distribution; simulated annealing; fire smoke particle; Mueller matrix

OCIS codes 10.1100; 290.4020; 290.5850

1 引 言

粒径是火灾烟颗粒的重要物理参数^[1]。在各种粒径测量方法中, 基于光学 Mie 散射理论的角散射法得到越来越广泛的应用, 多种新型激光粒度测量仪都采用了此方法^[2,3]。在颗粒对入射光散射过程

中, 散射光的角分布随颗粒粒径分布变化而改变, 因此通过检测散射光信号分布并进行反演, 可获取其中包含的颗粒粒径分布信息, 这就是角散射法测量粒径分布的原理。

粒径反演分为独立模式和非独立模式^[4]。独立

收稿日期: 2010-05-31; 收到修改稿日期: 2010-07-16

基金项目: 国家自然科学基金(50776084)和火灾科学国家重点实验室开放课题(HZ2009-KF08)资助课题。

作者简介: 李耀东(1985—), 男, 硕士研究生, 主要从事颗粒光散射方面的研究。E-mail: liyaodong11@gmail.com

导师简介: 邓小玖(1960—), 男, 教授, 主要从事应用光学基础理论方面的研究。E-mail: dengxjxls@sina.com

* 通信联系人。E-mail: zhangym@ustc.edu.cn

模式不对颗粒系粒径分布函数做假定,直接求解离散线性方程组获得粒径分布。非独立模式事先假定颗粒系符合某一粒径分布,将问题转化为含多个参数的非线性误差函数的最小值问题。

本文先对光散射 Mueller 矩阵元在随机噪声下的干扰进行分析,在此基础上采用模拟退火算法实现非独立模式下火灾烟颗粒粒径分布的反演,验证了算法的有效性和实用性。并初步分析了烟颗粒凝团在 Mie 散射模型下的光学等效粒径,得出了凝团回转半径与光学等效半径之间的关系。

2 反演原理

2.1 微小颗粒光散射的 Mueller 矩阵

微小颗粒光散射理论的研究对象是大量微小颗粒组成的颗粒系,烟颗粒的粒径绝大部分处于 60~900 nm 之间,本文的讨论也限定在此粒径范围内^[1]。颗粒不断运动变化,近似有随机取向的特征^[5]。为完整描述散射过程中的光强分布和偏振特征,采用 Stokes 向量来描述光场的状态。入射光场和散射光场的 Stokes 矢量变换关系为^[6]

$$\begin{pmatrix} I_s(\theta) \\ Q_s(\theta) \\ U_s(\theta) \\ V_s(\theta) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} F_{11}(\theta) & F_{12}(\theta) & 0 & 0 \\ F_{12}(\theta) & F_{22}(\theta) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & F_{33}(\theta) & F_{34}(\theta) \\ 0 & 0 & -F_{34}(\theta) & F_{44}(\theta) \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} I_i(\theta) \\ Q_i(\theta) \\ U_i(\theta) \\ V_i(\theta) \end{pmatrix}, \quad (1)$$

式中 I 表示光强, Q, U 和 V 表示光波的偏振状态,它们是散射角 θ 的函数。变换矩阵 $\{F_{ij}(\theta) (i, j = 1, 2, 3, 4)\}$ 是光散射的 Mueller 矩阵元。火灾烟颗粒的光散射研究中,大多将火灾烟颗粒简化为球形模型,即 Mie 散射模型^[6,7],则 Mueller 矩阵元可进一步化简为^[6] $F_{11}(\theta) = F_{22}(\theta)$, $F_{33}(\theta) = F_{44}(\theta)$ 。

在应用中, Mueller 矩阵要进行归一化: 矩阵元 $F_{11}(\theta)$ 对应于 $\theta = 0$ 的值归一化, $F_{11}(\theta)/F_{11}(0)$; 其他矩阵元对应于 $F_{11}(\theta)$ 归一化, $F_{ij}(\theta)/F_{11}(\theta)$ 。归一化的 Mueller 矩阵与光强绝对值无关,能更好地反映散射光的特征。

2.2 反演算法

大量实验发现,火灾烟颗粒的颗粒数目随粒径的变化近似满足对数正态分布^[8]

$$\frac{dN}{dD} = \frac{N}{\sqrt{2\pi}D \ln \sigma} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\ln D - \ln \bar{D}}{\ln \sigma} \right)^2 \right], \quad (2)$$

式中 σ 是分布参数, \bar{D} 是尺寸参数(颗粒群的数目中位径)。这是一个典型的双参数分布,因此可以采用非独立模式来对烟颗粒粒径分布进行反演。

粒径反演是典型的病态问题。在试用 Levenberg-Marquardt 算法过程中发现拟合结果严重依赖于初值,难以得出正确结果。因此采用了全局搜索能力强的模拟退火算法,保证对任意初值都能渐进收敛到设定值上。算法的执行流程为^[9]:

1) 随机产生一个初始最优值,以该值为当前最优值 $X(0) = X_0$,并计算其目标函数值 $f(X_0)$; 设置充分大的初始温度 $T = T_0$,初始降温次数 $N = 0$ 。

2) 设置循环计数器初值 $k = 1$,并设置最大循环次数 L_{OOP_max} ;

3) 从 X_0 随机变动到 X_1 ,计算目标函数值 $f(X_1)$,并计算目标函数值的增量 Δf ;

4) 若 $\Delta f < 0$,接受 X_1 为当前最优解;若 $\Delta f > 0$,且 $p = \exp(-\Delta f/T_0)$ 大于 0~1 之间的一个随机数,接受 X_1 为当前最优解;否则当前最优解仍然为 X_0 。循环计数器 k 加 1;

5) 若 $k < L_{OOP_max}$, $k = k + 1$,转向 3); 如果 $k > L_{OOP_max}$,但不满足停止规则,根据温度下降函数降温 $T = T_N$,降温次数 $N = N + 1$,转向 2)。若 $k > L_{OOP_max}$,且满足停止规则,输出当前最优解,计算结束。

令误差函数 $\delta = \sum_{\theta=\theta_0}^{\theta_N} [F_{ij}(\theta) - F'_{ij}(\theta)]^2 / N$ 为目标函数,其中 $\theta_0 = 0^\circ$, $\theta_N = 180^\circ$,间隔为 1° , $F_{ij}(\theta)$ 为归一化的 Mueller 矩阵元, $F'_{ij}(\theta)$ 为矩阵元 F_{ij} 在 θ 角上的归一化实验数据。初始温度 $T_0 = 1000$,降温策略为 $T_N = 0.8 \times T_{N-1}$ 。最大循环次数为 10000 次。当误差函数满足停止规则反演结束,输出 \bar{D} 和 σ 的拟合值。

3 球形模型的仿真实验与结果讨论

3.1 噪声干扰的误差分析

在已发表的文献中^[2,4,10],大多测量颗粒散射光的非偏振光强角分布,即 Mueller 矩阵中 $F_{11}(\theta)/F_{11}(0)$,以此数据进行反演。随颗粒直径增大,归一化光强分布向前向集中^[1,2,11]。从图 1 看出,单分散球形颗粒系对 532 nm 波长入射光的散射, $F_{11}(\theta)/F_{11}(0)$ 的分布逐渐集中在前向 50° 角范围内;如图 2 所示,粒径范围从 60~900 nm,分布参数 0.57,尺寸参数 225,折射率 $1.57 + 0.42i$ 的对数正态分布球形

颗粒系对532 nm波长入射光散射, $F_{11}(\theta)/F_{11}(0)$ 的分布在大于 60° 以后的值就很小。

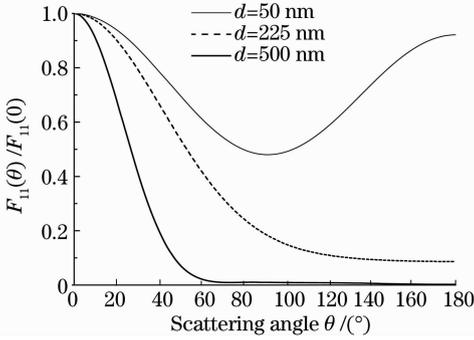


图1 单分散系 $F_{11}(\theta)/F_{11}(0)$ 随粒径的变化
Fig. 1 $F_{11}(\theta)/F_{11}(0)$ varies with the size of a monodisperse system

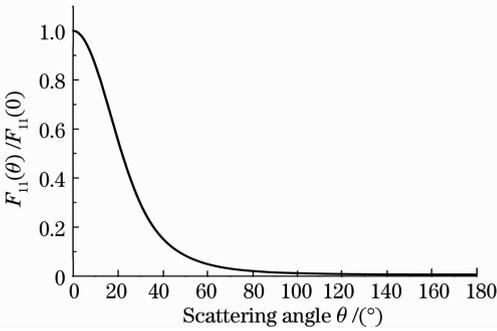


图2 对数正态颗粒系的 $F_{11}(\theta)/F_{11}(0)$
Fig. 2 $F_{11}(\theta)/F_{11}(0)$ of a lognormal distribution system

光信号采集和转换过程中,总会引入随机噪声。假定对 $F_{11}(\theta)/F_{11}(0)$ 的测量存在最大强度值为 $I = 3\% \times F_{11}(0)$ 随机噪声(实际光电检测系统通常都远小于此值)。噪声与归一化散射光信号 $F_{11}(\theta)/F_{11}(0)$ 的强度比值如图 3,4 所示,其中图 3 是粒径 225 nm 单分散球形颗粒系,图 4 是粒径范围 $60 \sim 900$ nm,粒径参数为 225 nm,分布参数为 0.57 的对数正态分布的颗粒系,入射光波长均为 532 nm。从

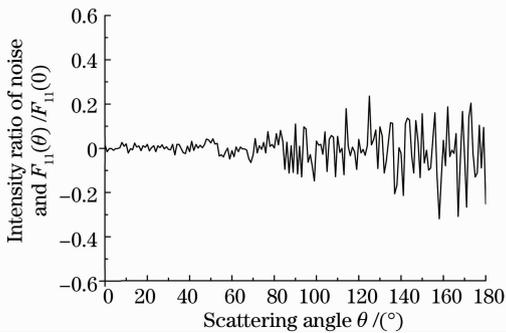


图3 噪声与单分散系 $F_{11}(\theta)/F_{11}(0)$ 的强度比
Fig. 3 Intensity ratio of noise and $F_{11}(\theta)/F_{11}(0)$ of a monodisperse system

图 3 可见,随机噪声在大于 60° 角时,对 $F_{11}(\theta)/F_{11}(0)$ 的值有很大的影响,图 4 中,在大于 60° 角方向上,噪声则完全淹没了散射光信号。

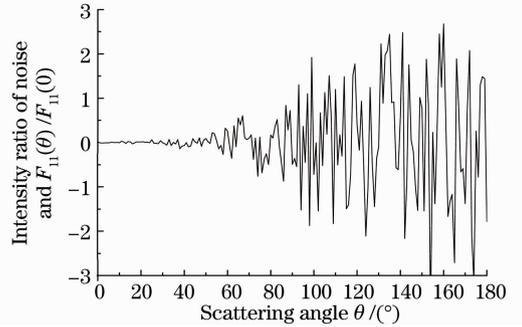


图4 噪声与正态对数分布颗粒系 $F_{11}(\theta)/F_{11}(0)$ 的强度比
Fig. 4 Intensity ratio of noise and $F_{11}(\theta)/F_{11}(0)$ of a lognormal distribution system

在文献[5]和文献[12]中,实现了对火灾烟颗粒群偏振散射光分布即矩阵元 $F_{12}(\theta)/F_{11}(0)$, $F_{33}(\theta)/F_{11}(0)$ 和 $F_{34}(\theta)/F_{11}(0)$ 的测量。在此同样假定随机噪声 I_{ij} 为 $|F_{ij}(\theta)/F_{11}(0)|$ 最大值的 3%: $I_{ij} = 3\% \times |F_{ij}(\theta)/F_{11}(0)|_{\max}$ 。如图 5,6 和 7 所示,噪声对上述 3 个矩阵元的影响仅限于很少几个

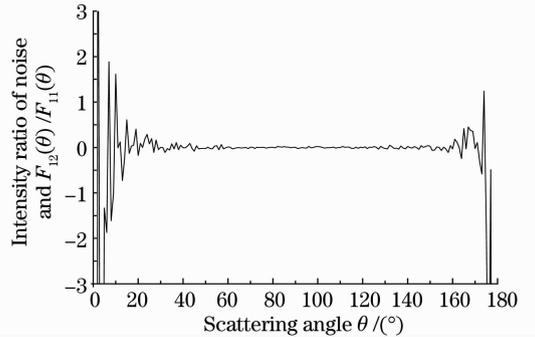


图5 噪声与单分散系 $F_{12}(\theta)/F_{11}(\theta)$ 的强度比
Fig. 5 Intensity ratio of noise and $F_{12}(\theta)/F_{11}(\theta)$ of a monodisperse system

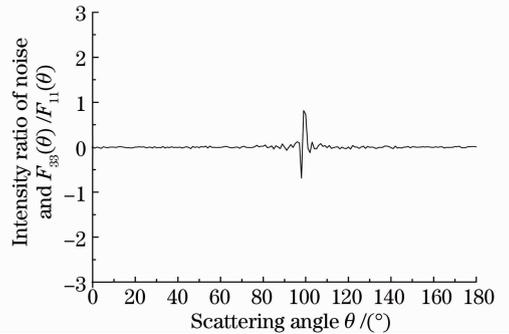


图6 噪声与单分散系 $F_{33}(\theta)/F_{11}(\theta)$ 的强度比
Fig. 6 Intensity ratio of noise and $F_{33}(\theta)/F_{11}(\theta)$ of a monodisperse system

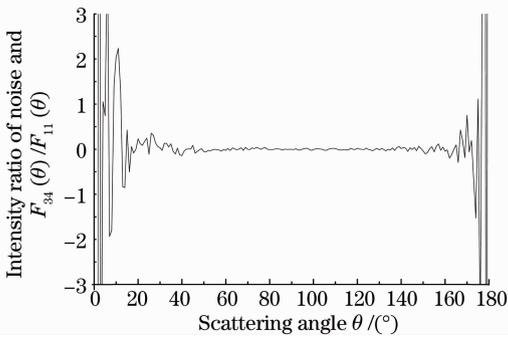


图 7 噪声与单分散系 $F_{34}(\theta)/F_{11}(\theta)$ 的强度比
Fig. 7 Intensity ratio of noise and $F_{34}(\theta)/F_{11}(\theta)$ of a monodisperse system

角度上:噪声对 $F_{12}(\theta)/F_{11}(\theta)$ 的干扰只在 0° 和 180° 角附近;对 $F_{33}(\theta)/F_{11}(\theta)$ 的干扰只在 90° 角附近;对 $F_{34}(\theta)/F_{11}(\theta)$ 干扰只在 0° 和 180° 角附近;同样,噪声对对数正态分布颗粒系 Mueller 矩阵元的干扰有十分相似的情况。

因此噪声对 $F_{12}(\theta)/F_{11}(\theta)$, $F_{33}(\theta)/F_{11}(\theta)$ 和 $F_{34}(\theta)/F_{11}(\theta)$ 的干扰比 $F_{11}(\theta)/F_{11}(\theta)$ 小得多,同时使用 4 个矩阵元的数据反演粒径分布能得到比单

独采用 $F_{11}(\theta)/F_{11}(\theta)$ 测量数据更稳定更精确的结果,这在仿真模拟结果中得到了验证。

3.2 单分散球形颗粒系的反演结果

为了模拟 4 种国家标准试验火烟雾(木材热解火、棉绳阴燃火、聚氨酯塑料火和正庚烷火),仿真模拟的设定值为这 4 种标准火烟颗粒的典型值^[13]。表 1 为折射率 $1.57+0.42i$,粒径 225 nm 的单分散颗粒系,模拟正庚烷标准火烟颗粒,入射光波长为 532 nm。从表 1 的第 1,2,3 行看出,只使用 $F_{11}(\theta)/F_{11}(\theta)$ 时(表中简称为 F_{11}),在无噪声干扰下可精确拟合到设定值上,在有 3% 噪声干扰时反演值停留在初值附近,无法拟合到设定值。从第 4,5 行可看出同时使用 4 个归一化矩阵元(表中简称为 $F_{11}, F_{12}, F_{33}, F_{34}$)的数据进行反演,在无噪声和有 3% 噪声两种情况下,反演值与设定值的误差都小于 0.1%。在模拟另外 3 种标准火烟颗粒,如折射率 $1.57+0.011i$,粒径 350 nm 的棉绳阴燃烟颗粒时,也都得出了类似结果。这就验证了反演程序应用于单分散颗粒系的有效性,并说明了同时使用 4 个归一化 Mueller 矩阵元数据进行反演的抗干扰能力更强,更具有工程实用价值。

表 1 单分散球形颗粒系的粒径反演

Table 1 Inversion of size distribution of a monodisperse spherical particle system

No.	Data	Setting value	Initial value	Intensity of stochastic noise /%	Inversional value	Error /%
1	F_{11}	225	60~1000	0	225.0014	<0.001
2	F_{11}	225	400	3	401.0263	78.23
3	F_{11}	225	300	3	300.0974	33.38
4	$F_{11} F_{12} F_{33} F_{34}$	225	60~1000	0	225.0001	<0.001
5	$F_{11} F_{12} F_{33} F_{34}$	225	60~1000	3	225.1043	<0.1

3.3 对数正态分布球形颗粒系的反演结果

粒径服从对数正态分布的烟颗粒系的反演,仍以正庚烷标准火为例,它的典型值为分布参数 $\sigma=0.57$,尺寸参数 $\bar{D}=225$ nm,折射率 $1.57+0.42i$,入射光波长 532 nm。如表 2 第 1,2,3 行所示,无噪声情况下只采用 $F_{11}(\theta)/F_{11}(\theta)$ 进行反演,得到的反演值与设定值误差均小于 0.1%,在有 3% 噪声干扰

下不能拟合到设定值附近。从第 4,5 行显示,同时采用 Mueller 矩阵 4 个矩阵元反演,无论有无噪声,反演值与设定值的误差都在 0.3% 以内。对于另外 3 种标准火烟颗粒系,也有类似的结果。这就验证了反演程序应用于对数正态分布球形颗粒系的有效性和实用性。

表 2 对数正态分布球形颗粒系的粒径反演

Table 2 Inversion of size distribution of a lognormal spherical particle system

No.	Data	Setting value		Initial value		Intensity of stochastic noise /%	Inversional value	
		σ	\bar{D}	σ	\bar{D}		σ	\bar{D}
1	F_{11}	0.57	225	0.4~1.5	100~900	0	0.5701	225.1065
2	F_{11}	0.57	225	0.9	300	3	0.6330	301.1450
3	F_{11}	0.57	225	0.9	300	3	1.5756	301.1437
4	$F_{11} F_{12} F_{33} F_{34}$	0.57	225	0.4~1.5	100~900	0	0.5700	225.0307
5	$F_{11} F_{12} F_{33} F_{34}$	0.57	225	0.4~1.5	100~900	3	0.5693	225.6630

在实际使用反演程序中,如果难以从 $0^\circ \sim 180^\circ$ 进行测量或为减少测量时间起见,从其他角度范围例如 $5^\circ \sim 150^\circ$,每隔 5° 采集一个数据,也能获得很高精度的反演结果。

4 烟颗粒凝团的光学等效粒径

4.1 烟颗粒的分形凝团结构

对烟颗粒微观形貌的研究及扫描电镜图像均表明,多数烟颗粒的形状具有近似分形的结构^[14,15],可看作由大小相同的球形基本颗粒组成的分形凝团,其几何参数满足统计规律^[16]

$$n = k_f \left(\frac{R_g}{a} \right)^{D_f}, \quad (3)$$

式中 n 为凝团基本颗粒的个数, k_f 为前置因子, R_g 为凝团回转半径, a 为基本颗粒半径, D_f 为分形维数。在 n, a, k_f 不变的情况下,回转半径 R_g 为分形维数 D_f 的函数。

分形凝团模型更接近真实情况,而大量研究显示球形模型在很多方面也得出与实际相符的结果,那么这两个模型之间有什么联系?基于不同颗粒模型得到的粒径之间有多大差别?这里从光散射特征的角度对不同分形维数下分形凝团回转半径与光学等效半径的关系进行了初步研究。

4.2 烟颗粒凝团回转半径与光学等效半径

用 DDA 程序计算出分形凝团进行取向平均后的光散射分布数据^[17],用反演程序进行拟合,得出在球形模型下的光学等效半径,计算结果如表 3 所示。计算中令入射光波长为 532 nm,基本颗粒个数 $n=100$,前置因子 $k_f=1$,基本颗粒半径 $a=30$ nm,折射率 $1.57+0.42i$ 。

如表 3 所示,当分形维数从 1.5 增大到 3.0 时,分形凝团回转半径逐渐减小,光学等效半径也逐渐减小,并且两者粒径大小和变化趋势相似。两种半径之间误差变化总的趋势是随分形维数变化先减小,在分形维数 2.1 时达到最小,然后再变大。最大误差是分形维数 1.5 时为 27.7%,最小误差是分形维数 2.1 时为 0.6%。

如图 8 所示,以光学等效半径为回转半径的函数,得到图中以圆圈表示的散点图。对其进行线性拟合,得到的拟合直线为 $y=0.6x+193$,图中以直线标出。由图可见光学等效半径与凝团回转半径呈一定的线性关系,尤其是在分形维数大于 1.6 以后部分,有很好的线性度。

表 3 回转半径和光学等效半径随分形维数的变化
Table 3 Radius of gyration and optical equivalent radius varies with fractal dimension

Fractal dimension	Radius of gyration R_g /nm	Optical equivalent radius R_0 /nm	Error /%
1.5	638.982	462.301	27.7
1.6	527.655	386.279	26.8
1.7	445.659	385.698	13.5
1.8	383.535	347.389	9.5
1.9	335.334	297.585	11.2
2.0	297.158	293.323	1.3
2.1	266.378	268.101	0.6
2.2	241.175	247.656	2.7
2.3	220.254	232.323	5.3
2.4	202.677	219.826	8.4
2.5	187.778	206.630	10
2.6	174.986	195.962	12
2.7	163.946	186.058	13.4
2.8	154.319	178.929	16
2.9	145.910	171.666	17.7
3.0	138.415	165.068	19.3

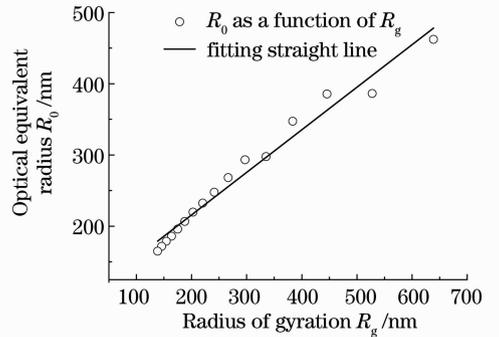


图 8 R_0 作为 R_g 的函数及其拟合直线

Fig. 8 R_0 as a function of R_g and its fitting straight line

5 结论

在详细分析噪声对 Mueller 矩阵中不同矩阵元的干扰的基础上,提出同时使用 4 个矩阵元数据进行颗粒粒径分布进行反演,采用模拟退火算法编写了反演程序,通过对不同火灾烟颗粒单分散颗粒系、对数正态分布颗粒系在无噪声及有噪声干扰条件下的大量模拟计算,充分验证了反演方法和反演程序的有效性、实用性。在反演程序的实际使用中,如果实验数据测量精度较高,选取 2 个或者 3 个 Mueller 矩阵元进行反演,也同样能得出准确的结果,这样可以减少计算时间,提高效率。在实现了反演程序功能的基础上,对烟颗粒分形凝团光散射在

球形模型下的光学等效粒径进行了初步的研究,说明了在其他条件不变情况下分形维数与凝团回转半径和等效半径之间的关系,得出凝团回转半径与等效半径之间的近似线性关系。

致谢 特别感谢 B. T. Draine 教授提供的 DDSCAT 程序。

参 考 文 献

- 1 Ma Suihua. Fire Smoke Size Distribution Measurement and Evolution Simulation [D]. Hefei: University of Science and Technology of China, 2006. 6~8
马绥华. 火灾烟雾颗粒粒径分布的测量与计算模拟[D]. 合肥: 中国科技大学, 2006. 6~8
- 2 Sun Xin. Numerical and Experimental Research of Small Particle Size Distribution Based on Mie Scattering Theory [D]. Tianjin: Tianjin University, 2004. 1~2
孙 昕. 基于 Mie 散射理论测量微小球粒径的数值既实验研究 [D]. 天津: 天津大学, 2004. 1~2
- 3 Jiang Huifen, Li Daoyong, Han Xiang'e. Characteristics of plane waves' rainbow scattered by infinite inhomogeneous cylinder [J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, **29**(11): 3222~3226
姜会芬, 李道勇, 韩香娥. 无限长非均匀圆柱对平面波散射的彩虹特性研究 [J]. *光学学报*, 2009, **29**(11): 3222~3226
- 4 Xu Feng, Cai Xiaoshu, Su Mingxu *et al.*. Study of independent model algorithm for determination of particle size distributon [J]. *Chinese J. Lasers*, 2004, **31**(2): 223~228
徐 峰, 蔡小舒, 苏明旭 等. 独立模式算法求解颗粒粒径分布的研究 [J]. *中国激光*, 2004, **31**(2): 223~228
- 5 Xie Qiuyan, Zhang Heping, Zhang Yongming *et al.*. Experimental study on Stokes scattering matrixes of smoke particles [J]. *J. Infrared Millim. Waves*, 2007, **26**(4): 279~283
谢启源, 张和平, 张永明 等. 火灾烟颗粒 Stokes 散射矩阵的实验研究 [J]. *红外与毫米波学报*, 2007, **26**(4): 279~283
- 6 Craig F. Bohren, Donald R. Huffman. Absorption and Scattering of Light by Small Particles [M]. New York: John Wiley & Sons Press, 1983. 63~93
- 7 Bu Lingbing, Shan Kunling, Huang Xingyou. Studies on probe of cloud droplet [J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(1): 216~218
卜令兵, 单坤玲, 黄兴友. 云粒子探测器研究 [J]. *中国激光*, 2009, **36**(1): 216~218
- 8 Shu Xueming. Study of Fire Smoke Particle Diameter Measurements and Light Scattering Characteristic [D]. Hefei: University of Science and Technology of China, 2004. 23~26
疏学明. 火灾烟雾颗粒粒径测量与散射特性研究 [D]. 合肥: 中国科技大学, 2004. 23~26
- 9 S. Kirkpatrick, C. D. Gelatt Jr., M. P. Vecchi. Optimization by simulated annealing [J]. *Science*, 1983, **220**(4598): 671~680
- 10 Huang Huijie, Zhao Yongkai, Ren Bingqiang *et al.*. Aerosol particle measurement by laser diode light scattering [J]. *Chinese J. Lasers*, 2002, **A29**(12): 1117~1121
黄惠杰, 赵永凯, 任冰强 等. 尘埃粒子的半导体激光散射测量 [J]. *中国激光*, 2002, **A29**(12): 1117~1121
- 11 Dong Zhe, Yang Xichen. Research of scattering intensity with spherical particles in laser cladding [J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, **29**(5): 1296~1300
董 哲, 杨洗陈. 激光熔覆中球形粒子对激光散射强度的研究 [J]. *光学学报*, 2009, **29**(5): 1296~1300
- 12 Xing Chong, Huang Jiashou, Luo Shuo. Measurment of turbid media's bachscattering Mueller matrix [J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(10): 2587~2592
幸 翀, 黄家寿, 罗 硕. 混浊介质后向散射 Mueller 矩阵的一种测量方法 [J]. *中国激光*, 2009, **36**(10): 2587~2592
- 13 Qiao Lifeng. Study on Polarized Light Scattering Characteristics of Fire Smoke Particles [D]. Hefei: University of Science and Technology of China, 2008. 29~32
乔利锋. 火灾烟颗粒偏振光散射特征的研究 [D]. 合肥: 中国科技大学, 2008. 29~32
- 14 A. V. Filippov, M. Zurita, D. E. Rosner. Fractal-like aggregates: relation between morphology and physical properties [J]. *J. Colloid Interf. Sci.*, 2000, **229**(1): 261~273
- 15 Lei Chengxin, Liu Hanfa, Zhang Huaifu. Research on laser scattering proterty by randomly oriented soot clustered agglomerates [J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(3): 876~880
类成新, 刘汉法, 张化福. 随机取向烟尘簇团粒子激光散射特性研究 [J]. *光学学报*, 2010, **30**(3): 876~880
- 16 Ü. Ö. Küylü, G. M. Faeth. Fractal and projected structure properties of soot aggregates [J]. *Combustion and Flame*, 1995, **100**(4): 621~633
- 17 B. T. Draine, P. J. Flatau. Discrete-dipole approximation for scattering calculations [J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1994, **11**(4): 1491~1499