

文章编号: 0253-2239(2003)12-1464-6

# 米氏理论的近似及在粒度测量中的应用\*

徐 峰 蔡小舒\*\* 沈嘉祺

(上海理工大学颗粒与两相流测量技术研究所, 上海 200093)

**摘要:** 将夫琅禾费衍射理论与几何散射(包括折射和反射)相结合, 给出平行光入射下圆形颗粒在前向大角度范围内的散射光强分布近似算法。由于考虑了衍射、折射和反射相互间的干涉效应和颗粒对光的吸收性, 对于正常或非正常衍射状态下无因次参量  $\alpha \geq 40$  的耗散颗粒, 在前向  $0^\circ \sim 60^\circ$  散射之内, 该方法对散射光强计算结果与米氏理论结果是吻合的。由于计算速度比米氏理论快, 有效角度范围比夫琅禾费衍射理论宽, 因而适合于大颗粒的前向光强计算。将这一计算方法应用到大角度采光时的激光粒度测量实验中, 收到了良好的效果。

**关键词:** 物理光学; 散射测粒; 非正常衍射; 大角度几何近似

中图分类号: O436.2 文献标识码: A

## 1 引 言

激光粒度测量中, 夫琅禾费(Fraunhofer)衍射理论因计算简洁, 反演方便而得到广泛的应用, 但它仅限于前向小角范围内光强的描述且不考虑颗粒折射率的影响。近年来为改善测量性能, 激光粒度仪广泛采用大角度采光技术, 这就超出了该理论的计算范围; 当颗粒为非耗散且相对折射率实部  $n \rightarrow 1$  时, 透过颗粒的绝大部分折射光及反射光将与衍射光互相干涉, 出现非正常衍射, 此时光强分布也不能用衍射理论描述; 而米氏(Mie)理论虽然精确, 但计算繁琐, 特别是随着颗粒粒径增加, 散射振幅函数  $s_{1,2}(\theta, a, m)$  的计算时间呈几何级数增加, 不利于反演计算和在线监测, 因而有必要采用有效的近似算法。

在以往的研究中, 已有文献对非正常衍射情况下非耗散颗粒或正常衍射情况下耗散颗粒的散射物理量计算公式提出修正<sup>[1~3]</sup>, 也有文献对衍射理论在大角采光时产生的误差做了定性分析<sup>[4]</sup>, 但任意衍射状态下不同吸收性质颗粒在大角度范围内光强分布的近似算法尚未完善。

## 2 理论背景

### 2.1 夫琅禾费衍射理论及其局限性

夫琅禾费衍射理论源自基尔霍夫衍射理论, 而

菲涅耳-基尔霍夫公式在描述光能分布时作了两个假定<sup>[5]</sup>:

1) 衍射屏背面, 复振幅  $U$  和  $\partial U / \partial n$  近似为零;

2) 通光孔内的各点上  $U$  及  $\partial U / \partial n$  与没有衍射屏时相差无几。

从而有

$$I(\theta) = \frac{\pi^2 d^4 I_0}{16 f^2 \lambda^2} \left[ \frac{2J_1(X)}{X} \right]^2, \quad (1)$$

式中  $\theta$  为散射角,  $X = \alpha \sin \theta$ ,  $J_1$  为一阶贝塞尔函数,  $\alpha = \pi d / \lambda$  是表征颗粒的尺寸无因次参量,  $\lambda$  为波长,  $d$  为颗粒直径,  $I_0$  为入射平行光强度,  $f$  是透镜焦距。

在满足第一个假定的基础上, 只要波长  $\lambda$  远小于通光孔径, 孔的边缘效应就可以忽略而认为第二个假定成立。但第一项假定只有在入射光完全被吸收时的“黑屏”衍射条件下成立。根据巴比涅原理, 与夫琅禾费衍射装置中“黑屏”相应, 待测颗粒也应该不透光。这就对颗粒的吸收系数, 即折射率的虚部提出了较高的要求。

另外, (1) 式在推导时将光场视为标量场, 假设了电矢量都在同一方向上, 其数值为标量  $U$ , 于是有  $I = |U|^2$ , 但这种情况仅在衍射角较小时成立; 当衍射角增大时, 关于标量场  $U$  的讨论失去意义<sup>[6]</sup>。这一特点决定了衍射理论无法描述大角度范围内的光强分布。

### 2.2 米氏理论对光能分布的描述

米氏理论是对均质的球形颗粒在单色平行光照射下的电磁场方程的精确解。按照米氏理论, 当一束强度为  $I_0$  的自然光或平面偏振光入射到各向同性的球形颗粒时, 散射光强分别为<sup>[7]</sup>

\* 国家自然科学基金(50176033)资助课题。

\*\* 通讯联系人。E-mail: caixs@public.sta.net.cn

收稿日期: 2002-11-13; 收到修改稿日期: 2002-12-23

$$I(\theta, \alpha, m) = \frac{\lambda^2 I_0}{8\pi r^2} \int_{\theta_1}^{\theta_2} [ |s_1(\theta, \alpha, m)|^2 + |s_2(\theta, \alpha, m)|^2 ], \quad (2)$$

$$I(\theta, \alpha, m) = \frac{\lambda^2 I_0}{4\pi r^2} \int_{\theta_1}^{\theta_2} ( |s_1|^2 \sin^2 \phi + |s_2|^2 \cos^2 \phi ), \quad (3)$$

其中  $\alpha, \theta$  如前所述,  $m = n - i\eta$ , 为颗粒相对于周围介质的折射率( $\eta$ 即吸收系数);  $\lambda$  为入射光在介质中的波长,  $r$  为颗粒到观察面的距离,  $\phi$  为入射光的电矢量相对于散射面的夹角, 而  $s_1, s_2$  分别为垂直于和平行于散射面的振幅函数分量, 是由贝塞尔函数和勒让德(Legendre)函数组成的无穷级数, 计算繁琐<sup>[8]</sup>。

### 2.3 近似算法分析及全几何近似(Whole geometric approximation method, WGAM)方法的提出

从几何光学角度看, 散射是衍射、折射和反射三部分光能的简单叠加, 即

$$I(\alpha, n, \theta) = I_d(\alpha, \theta) + I_{rr}(n, \theta) + I_{rl}(n, \theta), \quad (4)$$

其中  $I, I_d$  分别表示散射和衍射光强,  $I_{rr}, I_{rl}$  为折射和反射(统称几何散射)光强,  $\theta$  为散射角。严格而言, 尚需考虑衍射、折射和反射光之间的干涉<sup>[9]</sup>。

van de Hulst<sup>[10]</sup>给出了不考虑干涉效应时, 球形颗粒在两个不同偏振方向的平面光入射下经过某一次折射或反射后出射光强度分布表达式:

$$\begin{cases} I_1(p, \tau) = \frac{d^2}{r^2} I_0 \epsilon_1^2 D \exp(-p\gamma d \sin \tau'), \\ I_2(p, \tau) = \frac{d^2}{r^2} I_0 \epsilon_2^2 D \exp(-p\gamma d \sin \tau'), \end{cases} \quad (5)$$

式中  $I_0$  为入射光强度,  $d$  为颗粒直径,  $r$  为颗粒到观察面的距离,  $p$  表示第  $p$  条出射光线(如图 1 所示),  $\tau$  与  $\tau'$  分别为入射角和折射角的余角, 吸收因子  $\gamma = 4\pi\eta/\lambda, \epsilon_1$  和  $D$  分别由下式描述:

$$\begin{cases} \epsilon_1 = r_1, & p = 0 \\ \epsilon_1 = (1 - r_1^2)(-r_1)^{p-1}, & p = 1, 2, 3, \dots \end{cases} \quad (6)$$

$$\begin{cases} D = \frac{\sin \tau \cos \tau}{\sin \theta |d\theta'/d\tau|}, \\ \frac{d\theta'}{d\tau} = 2 - 2p \frac{\tan \tau}{\tan \tau'}, \end{cases} \quad (7)$$

将(6)式中  $r_1$  改为  $r_2$ , 可以得到  $\epsilon_2$  的表达式。 $r_1$  和  $r_2$  为非涅耳反射系数:

$$r_1 = \frac{\sin \tau - n \sin \tau'}{\sin \tau + n \sin \tau'}, \quad r_2 = \frac{n \sin \tau - \sin \tau'}{n \sin \tau + \sin \tau'}, \quad (8)$$

最后得到自然光入射下的散射光强分布:

$$I(\theta) = \sum_{p=1}^{\infty} \frac{1}{2} [I_1(p, \tau) + I_2(p, \tau)], \quad (9)$$

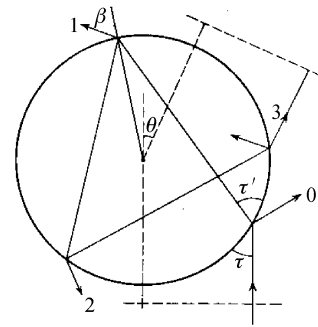


Fig. 1 Path of a light ray through a particle according to geometric approximation

按(1)式、(2)式、(9)式分别对  $50 \mu\text{m}$  和  $20 \mu\text{m}$  颗粒直径, 相对折射率为 1.235 的颗粒计算前向  $60^\circ$  范围内的三种光强分布, 结果如图 2、图 3 所示。

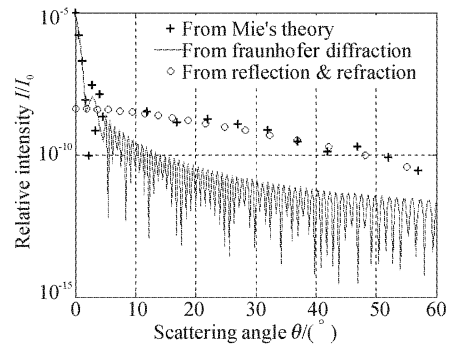


Fig. 2 Intensity distribution of  $50 \mu\text{m}$  particle

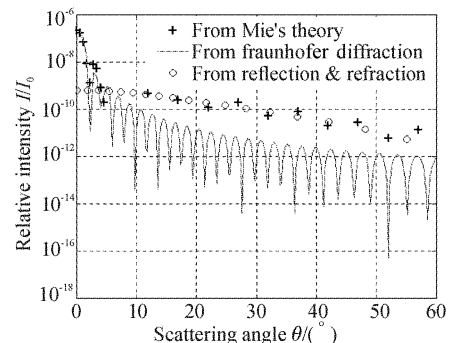


Fig. 3 Intensity distribution of  $20 \mu\text{m}$  particle

对于  $50 \mu\text{m}$  和  $20 \mu\text{m}$  的大颗粒而言, 在前向小角范围内, 衍射理论与米氏理论吻合很好; 在大角区域, 折射与反射光强曲线与之充分吻合。将衍射光强分布与几何散射光强相加, 可以得到与米氏理论

基本吻合的结果。这种近似手段对于处理一般衍射效果明显,而对于非正常衍射( $|n-1| \rightarrow 0$ ),无法得到合理的近似。

Kuster 等<sup>[11]</sup>处理非正常衍射的前向光强分布

$$K(n, \theta) = 4 \left( \frac{n}{n^2 - 1} \right)^4 \frac{[n \cos(\theta/2) - 1]^3 [n - \cos(\theta/2)]^3}{\cos(\theta/2) [n^2 + 1 - 2n \cos(\theta/2)]^2} \times \left[ 1 + \frac{1}{\cos^4(\theta/2)} \right], \quad (10)$$

$$I(\theta) = \frac{d^2 I_0}{8f^2} \left\{ \frac{\pi^2 d^2}{2\lambda^2} \left[ \frac{2J(X)}{X} \right]^2 + K(n, \theta) \right\}, \quad (11)$$

Glantschnig 等<sup>[12]</sup>在研究光入射水滴后的散射效应时,考虑了三部分光能之间的干涉效应,给出了一个复杂的近似公式,该方法较成功地解决了非正常衍射的近似,但也仅适用于折射率虚部  $\eta=0$  的透明颗粒。

数值计算表明,对于非耗散颗粒,95%以上的几何散射光能由反射和第一次折射产生,而对于耗散颗粒,比例更高,因此可以将任意吸收性质颗粒内部经过 2 次以上反射后的出射光能忽略;与此同时,结合前面一些方法的特点,引入吸收因子  $\gamma=4\pi\eta/\lambda$

时,引入了调谐因子  $K(n, \theta)$ 。数值实验表明,该方法对无吸收颗粒前向  $60^\circ$  内的光强分布近似效果明显,但对于吸收性颗粒无效。

表征光在耗散介质中传播时发生的衰减,推导后得到自然光入射下任意吸收性质颗粒在任意衍射状态下大角度范围内的光强分布计算方法:

$$I = \frac{\lambda^2 I_0}{8\pi^2 f^2} (i_1 + i_2), \quad (12)$$

式中  $I_0, \lambda$  和  $f$  如前所述。 $i_1$  和  $i_2$  为散射强度函数,是分别平行和垂直于散射面的振幅函数  $s_1$  和  $s_2$  模的平方( $s_1$  和  $s_2$  是衍射、折射和反射振幅函数之和)。经过一系列运算, $i_1$  和  $i_2$  可作如下表述:

$$i_1(\alpha, n, \theta) = \alpha^2 \left[ \alpha^2 q^2 + \alpha q (p_1 \psi_0 + \frac{1}{2} \sigma_1 \psi_1 e^{-\gamma l \sin \theta / 2}) + \frac{1}{4} \rho_1^2 + \sigma_1^2 e^{-\gamma l \sin \theta'} - \rho_1 \sigma_1 \psi_2 e^{-\gamma l \sin \theta' / 2} \right], \quad (13a)$$

$$i_2(\alpha, n, \theta) = \alpha^2 \left[ \alpha^2 q^2 + \alpha q (p_2 \psi_0 + \frac{1}{2} \sigma_2 \psi_1 e^{-\gamma l \sin \theta / 2}) + \frac{1}{4} \rho_2^2 + \sigma_2^2 e^{-\gamma l \sin \theta'} - \rho_2 \sigma_2 \psi_2 e^{-\gamma l \sin \theta' / 2} \right], \quad (13b)$$

$$\sigma_1 = \left[ \left( 1 - \frac{1 + n^2 - 2n \cos(\theta/2)}{1 - n^2} \right)^2 \right] \times \sqrt{\frac{n^2 \sin(\theta/2) [n \cos(\theta/2) - 1] [n - \cos(\theta/2)]}{2 \sin \theta [1 + n^2 - 2n \cos(\theta/2)]^2}},$$

$$\sigma_2 = \left\{ 1 - \left[ \frac{(1 + n^2) \cos(\theta/2) - 2n}{(n^2 - 1) \cos(\theta/2)} \right]^2 \right\} \times \sqrt{\frac{n^2 \sin(\theta/2) [n \cos(\theta/2) - 1] [n - \cos(\theta/2)]}{2 \sin \theta [1 + n^2 - 2n \cos(\theta/2)]^2}},$$

$$\rho_1 = \frac{\sin(\theta/2) - \sqrt{n^2 - \cos^2(\theta/2)}}{\sin(\theta/2) + \sqrt{n^2 - \cos^2(\theta/2)}},$$

$$\rho_2 = \frac{n^2 \sin(\theta/2) - \sqrt{n^2 - \cos^2(\theta/2)}}{n^2 \sin(\theta/2) + \sqrt{n^2 - \cos^2(\theta/2)}}.$$

$$\psi_0 = \cos\left(\frac{\pi}{2} + 2\alpha \sin \frac{\theta}{2}\right), \quad \psi_1 = \cos \frac{3\pi}{2} - 2\alpha \sqrt{1 + n^2 - 2n \cos \frac{\theta}{2}},$$

$$\psi_2 = \cos \left[ 2\alpha \left( \sin \frac{\theta}{2} + \sqrt{1 + n^2 - 2n \cos \frac{\theta}{2}} \right) \right], \quad q = J_1(\alpha \sin \theta) / \alpha \sin \theta.$$

(13) 式中,第 1、3、4 项与括号外  $\alpha^2$  相乘后分别表示衍射、反射和折射光强,第 2、5 项与括号外  $\alpha^2$  相乘后为衍射与折射、反射及折射、反射之间的干涉项。

另外,  $\tau'$  由关系式  $\begin{cases} \theta = 2|\beta + \tau' - \pi/2| \\ \sin \beta = n \sin(\pi/2 - \tau') \end{cases}$  插值

求解,  $\beta$  为一次折射光线的出射角(参见图 1)。

数值计算表明,对于正常或非正常衍射下不同

吸收性质的颗粒,只要无因次参量  $\alpha \geq 40, \theta < 60^\circ$ , 全几何近似法方法都可以得到与米氏理论一致的光强分布曲线,且粒径越大,吻合越好,同时计算时间大大缩短。图 4~图 7 给出了应用全几何近似法对粒径为  $100 \mu\text{m}$  折射率分别为 1.8 和  $1.05 - i0.001$ 、粒径  $20 \mu\text{m}$  折射率分别为 1.235 和  $0.98 - i0.1$  的颗粒计算前向  $[0^\circ \sim 25^\circ]$  范围内光强分布的实例。

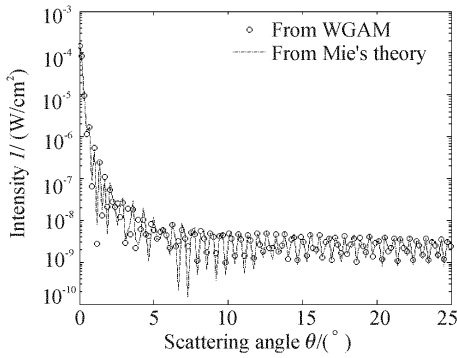


Fig. 4 Diameter=100 μm, m=1.8

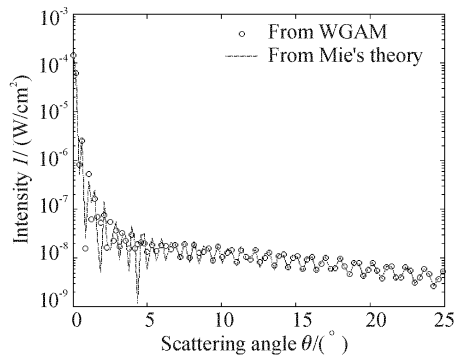


Fig. 5 Diameter=100 μm, m=1.05-i0.001

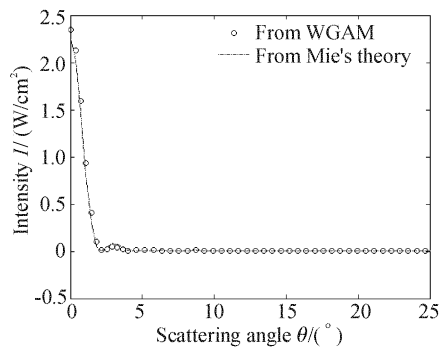


Fig. 6 Diameter=20 μm, m=1.235

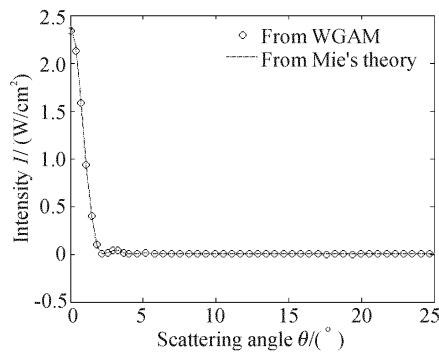


Fig. 7 Diameter=20 μm, m=0.98-i0.1

### 3 衍射理论、全几何近似法方法和米氏理论在实际粒度测量中的比较

#### 3.1 衍射散射测粒技术<sup>[7]</sup>

在衍射散射技术中,散射光能通常由数十个不同大小的同心圆环组成的光电探测元件(光靶)测得。光靶直径及环数与颗粒测量范围有关,环面积由内向外递增。

通过合理的反演方法<sup>[13~15]</sup>求解以下病态方程组,可以得到粒径分布:

$$\mathbf{E} = \mathbf{TV}, \quad (14)$$

式中  $\mathbf{T}$  是根据米氏散射理论或夫琅禾费衍射理论事先算得的  $m \times n$  系数矩阵( $m$  为环数, $n$  为粒径分档数),其中每一个元素  $t_{i,j}$  的意义为:直径为  $D_i$  的颗粒落在第  $j$  环上的散射光能,通常由(3)式或(5)式积分获得。 $\mathbf{E} = (e_1, e_2, \dots, e_m)^T$  为光能分布列向量;而  $\mathbf{V} = (V_1, V_2, \dots, V_n)^T$  称为颗粒尺寸分布列向量。

#### 3.2 衍射理论在测量中的局限

图 8 是对特征尺寸  $\bar{D}_1 = 10.37 \mu\text{m}$  和  $\bar{D}_2 = 21.52 \mu\text{m}$ ,分布参量  $k = 12$  的罗森-罗姆勒(Rosin-Rammler,缩写为 R-R)分布<sup>[7]</sup>颗粒系(重量平均直径为  $10.14 \mu\text{m}$  和  $21.05 \mu\text{m}$ )分别用衍射理论、几何散射和米氏理论计算系数矩阵后正运算得到的理论

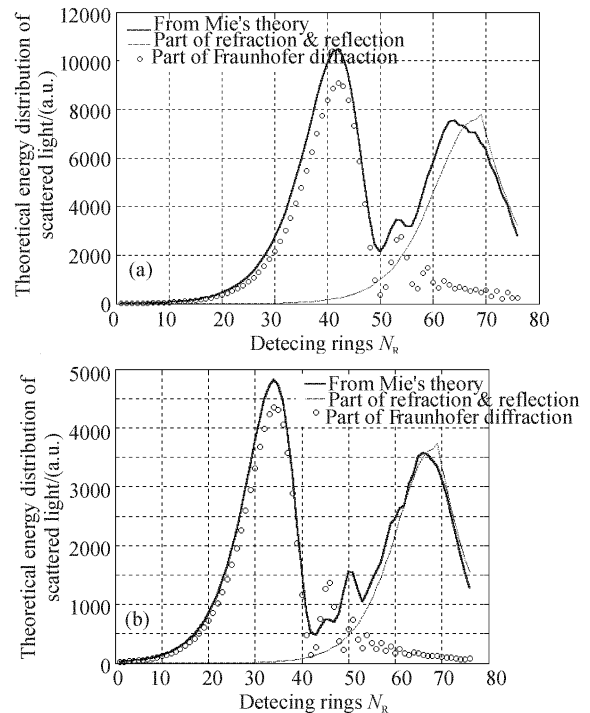


Fig. 8 Theoretical energy distribution comparison of scattered light for two particle systems. (a)  $\bar{D}_1 = 10.37 \mu\text{m}$ ,  $K=12$ ; (b)  $\bar{D}_2 = 21.52 \mu\text{m}$ ,  $K=12$

光能分布。图 8 中横坐标对应环数  $N_R$ , 纵坐标对应光靶各环接收到的光能。总体上看, 米氏理论计算结果出现两个峰值, 而衍射理论只得出“单峰”的结果。事实上随着光靶尺寸的增大, 在大角度范围内出现的第二“峰”是折射和反射效应的体现。实际测

量标签重量均值粒径为  $10.14 \mu\text{m}$  和  $21.05 \mu\text{m}$  (对应无因次参量  $\alpha$  为 49 和 101.7) 的标准颗粒 GBW120004 和 GBW120006 的结果 (图 9 中粗实线) 也验证了这一点。因此如果大角度采光时仍沿用衍射理论, 将不可避免地带来误差。

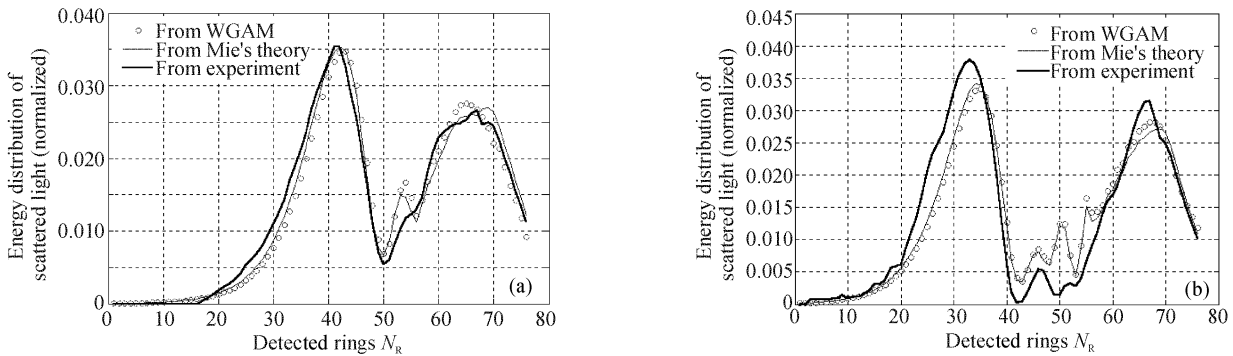


Fig. 9 Energy distribution comparison of scattered light according to Mie's theory, WGAM and experiment results from GBW120004 & GBW120006. (a) GBW120004; (b) GBW120006

### 3.3 全几何近似法方法的实验验证

采用全几何近似法方法计算系数矩阵, 将计算结果归一化后与米氏理论及实测光能分布做比较, 结果如图 9 所示, 三条曲线基本吻合, 米氏理论和全几何近似法都体现了“双峰”效应。基于两种不同系数矩阵, 再用非独立模式算法<sup>[16]</sup>进行反演, 我们得到了一致的体积频度分布结果 (图 10)。需要指出, 在实际测量中计算系数矩阵时, 通过混合模式计算系数矩阵, 即用米氏理论计算无因次参量  $\alpha < 40$  的颗粒, 用全几何近似法方法计算  $\alpha \geq 40$  的颗粒往往收到良好的效果。

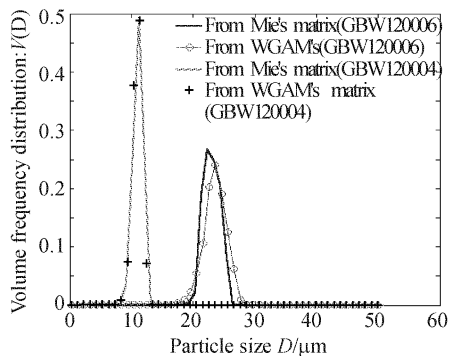


Fig. 10 Inverse results from WGAM and Mie's matrix

**结论** 在大角度范围内测量颗粒尺寸时, 必须考虑折射和反射效应的影响。全几何近似法是米氏理论在大角度范围内的有效近似, 可以处理平行光入射时任意衍射状态下不同吸收性质颗粒的散射, 且大大简化了光强分布的计算, 用于实际测量后可得到

与米氏理论一致的结果。

法国 Rouen 大学 Ren Kuanfang 博士对本文工作提出了许多有益的意见, 谨在此表示感谢。

### 参 考 文 献

- Blair E T N, Fournier G R. Simple approximation to extinction efficiency valid over all size parameters. *App. Opt.*, 1990, **29**(31):4666~4670
- Fournier G R, Blair E T N. Approximation to extinction efficiency for randomly oriented spheroids. *App. Opt.*, 1991, **30**(15):2042~2048
- Cohen A, Acquista C, Cooney J A. Extinction of light by large reflecting spheres. *App. Opt.*, 1980, **19**(14):2264~2265
- Zhang Fugen, Rong Yuelong, Cheng Lu. The error of the diffraction theory in large particle size measurement by laser scattering method. *Powder Technology* (粉体技术), 1996, **2**(1):7~14 (in Chinese)
- Cheng Lu. *Optics: Principles & Development* (光学原理及发展). Beijing: Science Press, 1990. 113~118 (in Chinese)
- Li Jiangfan. Fraunhofer diffraction is used to measure the dimensions of small objects. *Applied Laser* (应用激光), 1995, **15**(6):274~276 (in Chinese)
- Wang Naining. *Optical Measurement Technology of Particle Size and Its Application* (颗粒粒径的光学测量技术及应用). Beijing: Atomic Energy Press, 2000. 189~191, 168~179 (in Chinese)
- Gu Guanliang, Wang Naining. The method of numerical calculation of different physical quantities about scattering by small particles. *J. Shanghai Institute of Mechanical Engineering* (上海机械学院学报), 1984, **4**:21~32 (in Chinese)
- Gebhart J. Optical direct-reading techniques - Light

- intensity systems. In: *Aerosol Measurement, Principles, Techniques and applications*. (eds. Willeke K, Baron P A) Van Nostrand Reinhold, New York, 1993. 313~339
- 10 van de Hulst H C. *Light Scattering by Small Particles*. New York: Dover Publications Inc., 1981. 200~206
- 11 Kuster K A, Wijers J G, Theones D. Particle sizing by laser diffraction spectrometry in the anomalous regime. *App. Opt.*, 1991, **30**(33):4839~4847
- 12 Glantschnig W J, Chen Sow-Hsin. Light scattering from water droplets in the geometrical optics approximation. *App. Opt.*, 1980, **20**(14):2499~2509
- 13 Tikhonov A N, Arsenin V Y. *Solutions of Ill-Posed Problems*. New York: John Wiley & Sons, 1977. 45~87
- 14 Cai Xiaoshu, Wang Naining. Measurement of particle size distribution with light extinction method. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 1991, **11**(11):1049~1054 (in Chinese)
- 15 Twomey S. *Introduction to the mathematics of inversion in remote sensing and indirect measurement*. New York: Dover publications Inc., 1977. 115~149
- 16 Coleman T F, Li Y, Interior A. Trust region approach for nonlinear minimization subject to bounds. *Siam Journal on Optimization*, 1996, **6**:418~445
- 13 Tikhonov A N, Arsenin V Y. *Solutions of Ill-Posed*

## Geometric Approximation of Light Scattering in Arbitrary Diffraction Regime for Absorbing Particles: Application in Laser Particle Sizing

Xu Feng Cai Xiaoshu Shen Jiaqi

(*Institute of Particle and Two Phase Flow Measurement Technology, University of Shanghai for Science and Technology, Shanghai 200093*)

(Received 13 November 2002; revised 23 December 2002)

**Abstract:** The whole-geometric-approximation-method (WGAM) is presented to compute the forward light intensity. Since Fraunhofer diffraction and geometric scattering are combined, such a method is applicable under anomalous or normal diffraction regime. Due to the consideration of interference between the diffraction, refraction and the reflection rays, the calculable angle range is extended to  $0^\circ \sim 60^\circ$ . Because of its high calculation efficiency and wide validity range, WGAM is especially effective for light pattern calculation of the large particles with size parameter  $\alpha$  larger than 40. Numerical calculations show that the results of WGAM are consistent with Mie theory. The experiments also find that WGAM can be applied in laser particle sizing based on large-angle forward scattering method.

**Key words:** physical optics; particle sizing by light scattering; anomalous diffraction; large angle geometric approximation

## 《光学学报》增页、更改出版日期及征订启事

今年以来,《光学学报》来稿量猛增,为了尽快缩短发表周期,经上级批准,本刊决定从2004年24卷第1期起,将由原来的每期128页增至144页,出版日期从每月的17日提前至每月的10日。定价改为每期25元,全年为300元。国内邮发代号为4-293。

未能在邮局订阅者,可向本刊编辑部直接订阅。

《第8届国际光电子和光通信学术会议论文集》(Proceedings of the 8<sup>th</sup> Optoelectronics and Communication Conference, OECC '2003)(Shanghai, October 12~16, 2003)(全英文)还有少量存书,有意者可向《光学学报》编辑部联系购买。

电话(传真):021-69918011 E-mail: gxxb@mail.shcnc.ac.cn

《光学学报》编辑部

2003年10月20日