

# 紫外波段多分散系气溶胶散射相函数 随机抽样方法研究\*

白 璐<sup>1)†</sup> 汤双庆<sup>1)</sup> 吴振森<sup>1)</sup> 谢品华<sup>2)</sup> 汪世美<sup>2)</sup>

1) (西安电子科技大学理学院, 西安 710071)

2) (中国科学院安徽光学精密机械研究所环境光学与技术重点实验室, 合肥 230031)

(2009 年 6 月 18 日收到; 2009 年 8 月 6 日收到修改稿)

基于电磁散射与辐射传输中的基本理论, 对紫外波段霾尺度范围内满足特定分布的多种气溶胶粒子的散射相函数进行了研究. 提出了一种直接随机抽样拟合散射相函数的方法. 比较了 H-G 相函数、改进的 H-G 相函数及随机抽样拟合的相函数与多分散系 Mie 相函数的偏离程度. 数值计算了不同相函数拟合方法对应气溶胶的传输特性. 计算结果表明, 相函数的准确模拟计算对于蒙特卡罗方法等辐射传输问题的解决具有十分重要的意义.

**关键词:** 紫外, 气溶胶, 相函数, 蒙特卡罗

**PACC:** 4225F, 4110H, 9265

## 1. 引 言

随着空间紫外探测、非视距紫外光通信、紫外侦察与告警等应用领域不断增长的需求, 以及紫外光学器件的不断发展, 紫外光在大气中的散射与传输问题日益成为理论研究的热点<sup>[1,2]</sup>. 对地球而言, 太阳是最强烈的紫外辐射源. 无论是对 200—300 nm 波段的“日盲区”, 还是对 300—400 nm 波段大气的“紫外窗口”, 由于大气中气溶胶粒子的散射作用随波长而变化, 因此在紫外波段气溶胶粒子的散射表现出许多特有的性质. 研究大气辐射传输特性的主要方法如离散纵坐标方法、蒙特卡罗方法等都离不开对粒子散射相函数的模拟计算<sup>[3,4]</sup>. 目前常用的相函数计算方法有: Legendre 多项式展开法, 该方法可方便的应用于离散纵坐标方法辐射传输问题的求解中, 但其展开系数的求解较为困难. 另外一种应用最广泛的方法即 Henyey-Greenstein 相函数 (H-G 相函数) 近似方法. 由于 H-G 相函数表达形式简单、数值计算方便, 且便于求解出关于散射角随机抽样的逆函数, 可方便地应用于蒙特卡罗方法关于散射方向抽样的问题, 因此成为描述散射相函数中最普遍适用的方法. 但该近似方法仍存在诸多局

限. 此外还有为描述不同的物理模型及物理问题所提出的多种改进的 H-G 相函数近似方法等<sup>[5]</sup>. 但這些方法是否适用于紫外波段气溶胶粒子相函数的拟合问题还有待验证. 本文的主要工作是结合紫外波段典型气溶胶粒子的尺寸分布及谱特性, 比较了气溶胶粒子多分散系 Mie 散射相函数与 H-G 相函数、改进的 H-G 相函数及本文所提出的直接随机抽样方法拟合出的相函数之间的偏离程度. 分析了采用不同的相函数拟合方法对多分散系气溶胶传输特性的影响. 为进一步采用蒙特卡罗方法数值模拟更为复杂形状及特性气溶胶粒子的辐射传输特性奠定了基础.

## 2. 气溶胶的种类及尺寸分布函数

紫外光在大气中的传输受到气溶胶粒子及大气粒子的散射和吸收. 影响其传输特性的主要因素与组成气溶胶的粒子形状、大小、结构、浓度及分布有关. 气溶胶是指悬浮在大气中的小粒子构成的多分散系<sup>[6]</sup>. 其尺度范围为  $10^{-3}$ — $10 \mu\text{m}$ , 尺度范围为  $0.01$ — $1 \mu\text{m}$  的气溶胶称为霾. 尺度为  $10^{-3}$ — $10^{-2} \mu\text{m}$  的气溶胶称为爱根核. 气溶胶的形成原因多样, 种类形状及尺寸分布复杂<sup>[7,8]</sup>. 常用的描述气溶胶

\* 国家自然科学基金 (批准号: 60771038, 60971065) 资助的课题.

† E-mail: blu@xidian.edu.cn

粒径分布函数  $f(r)$  的修正 Gamma 谱分布为<sup>[9]</sup>

$$f(r) = \frac{dN(r)}{dr} = \frac{\alpha^{\alpha+1}}{r_0^{\alpha+1} \Gamma(\alpha+1)} r^\alpha \exp\left(-\alpha \frac{r}{r_0}\right), \quad (1)$$

其中  $N$  是单位体积中的粒子数,  $r$  为粒子半径,  $\alpha, r_0$  是依气溶胶种类不同而定的常数. 以及对数正态谱

$$f(r) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma r} \exp\left[-\frac{(\ln r - \ln r_m)^2}{2\sigma^2}\right], \quad (2)$$

其中  $r_m, \sigma$  分别是众数半径及标准方差. 表 1 列举了常见气溶胶粒子尺寸分布的典型数据<sup>[9]</sup>.

表 1 气溶胶粒子的尺寸分布

气溶胶类型	尺寸分布
平流层气溶胶	修正 Gamma ( $\alpha=2, r_0=0.1 \mu\text{m}$ )
水溶性气溶胶	对数正态 ( $\sigma=1.09527, r_m=0.05 \mu\text{m}$ )
烟尘气溶胶	对数正态 ( $\sigma=0.69317, r_m=0.0118 \mu\text{m}$ )
海洋气溶胶	对数正态 ( $\sigma=0.92028, r_m=0.3 \mu\text{m}$ )

### 3. Mie 相函数及 H-G 相函数

根据 Mie 理论, 对单个球形气溶胶粒子散射相函数为<sup>[10]</sup>

$$p = |\mathbf{X}|/k^2 C_{\text{sca}} = |(S_2 \cos\varphi + S_3 \sin\varphi) \hat{e}_{\parallel} + (S_4 \cos\varphi + S_1 \sin\varphi) \hat{e}_{\perp}|/k^2 C_{\text{sca}}, \quad (3)$$

其中  $C_{\text{sca}} = \int_{4\pi} |\mathbf{X}|/k^2 d\Omega$  是散射截面,  $\mathbf{X}$  是矢量散射振幅,  $k$  是波数,  $\hat{e}_{\parallel}, \hat{e}_{\perp}$  分别为平行及垂直于散射面的单位矢,  $S_j (j=1-4)$  是振幅散射矩阵元, 它是联系垂直及平行于参考平面的入射及散射场电矢量分量的关系矩阵, 一般情况下是散射角  $\theta$  及方位角  $\phi$  的函数, 即

$$\begin{pmatrix} E_{\parallel}^s \\ E_{\perp}^s \end{pmatrix} = \frac{e^{ik(r-z)}}{-ikr} \begin{pmatrix} S_2(\theta, \varphi) & S_3(\theta, \varphi) \\ S_4(\theta, \varphi) & S_1(\theta, \varphi) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{\parallel}^i \\ E_{\perp}^i \end{pmatrix}. \quad (4)$$

借助于振幅散射矩阵球形粒子的散射相函数可表示为

$$p = \left[ \frac{1}{2} (|S_1|^2 + |S_2|^2) \right] / (k^2 C_{\text{sca}} / 4\pi) = \frac{|S_1|^2 + |S_2|^2}{\sum_{n=1}^{\infty} [(2n+1)(|a_n|^2 + |b_n|^2)]}, \quad (5)$$

式中

$$S_1 = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(2n+1)}{n(n+1)} (a_n \pi_n + b_n \tau_n), \quad (6)$$

$$S_2 = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(2n+1)}{n(n+1)} (a_n \tau_n + b_n \pi_n),$$

其中  $\pi_n = P_n^1/\sin\theta, \tau_n = dP_n^1/d\theta$  为角度依赖函数, 可通过递推关系求解. 展开系数  $a_n, b_n$  为

$$a_n = \frac{\mu m^2 j_n(mx) [x j_n(x)]' - \mu j_n(x) [m x j_n(mx)]'}{\mu m^2 j_n(mx) [x h_n^{(1)}(x)]' - \mu h_n^{(1)}(x) [m x j_n(mx)]'},$$

$$b_n = \frac{\mu j_n(mx) [x j_n(x)]' - \mu j_n(x) [m x j_n(mx)]'}{\mu j_n(mx) [x h_n^{(1)}(x)]' - \mu h_n^{(1)}(x) [m x j_n(mx)]'}, \quad (7)$$

其中  $x$  和  $m$  分别是粒子的尺寸参数和复折射率.  $\mu$  和  $\mu_1$  分别为周围介质及球的磁导率. 对于满足一定分布  $f(r)$  的多分散粒子系, 散射的相函数  $P$  为<sup>[11]</sup>

$$P(\lambda, m, \theta) = \frac{\int_{r_{\min}}^{r_{\max}} p(\lambda, r, m, \theta) C_{\text{sca}}(\lambda, r, m) f(r) dr}{\int_{r_{\min}}^{r_{\max}} C_{\text{sca}}(\lambda, r, m) f(r) dr}, \quad (8)$$

其中  $p(\lambda, r, m, \theta)$  是给定粒子的尺寸参数及复折射率下单个粒子的散射相函数.

为辐射输运理论计算的方便, 常用 H-G 相函数近似的代替 Mie 相函数, 即

$$P_{\text{HG}}(\theta, g) = (1 - g^2) / (1 + g^2 - 2g \cos\theta)^{3/2}, \quad (9)$$

其中  $\theta$  是散射角,  $g$  是不对称因子. 为在小粒子尺寸范围内获得更好的拟合效果, 文献[5]利用 Rayleigh 相函数与 H-G 相函数结合构成 H-G\* 相函数

$$P_{\text{HG}^*}(\theta, g) = \frac{3}{2} \times \frac{1 - g^2}{2 + g^2} \frac{1 + \cos^2\theta}{(1 + g^2 - 2g \cos\theta)^{3/2}}. \quad (10)$$

图 1 数值计算了紫外波段表 1 中所列多种气溶胶类型的多分散系 Mie 散射相函数与 H-G 相函数, 及 H-G\* 相函数的角分布对比情况. 波长取为 266 nm, 多分散系 Mie 相函数计算中选取霾粒子的典型尺寸  $r_{\min} = 0.01 \mu\text{m}, r_{\max} = 1 \mu\text{m}$ , 尺寸分布中的典型参数选取如表 1 中所示. 图 1(a) — (d) 分别对应表 1 中的平流层气溶胶、水溶性气溶胶、烟尘气溶胶及海洋性气溶胶. 图 1(a) — (d) 中的粒子复折射率  $n_a = (1.656, 0.595), n_b = (1.53, 0.008), n_c = (1.74, 0.47)$ , 和  $n_d = (1.395, 5.83 \times 10^{-7})$  取自文献[12]. 图 1 中的 H-G 及 H-G\* 相函数中的不对称因子, 均按照对应种类气溶胶的粒径分布函数取加权平均值, 其计算数值分别为  $g_a = 0.709, g_b = 0.377, g_c =$

0.067 及  $g_d = 0.711$ . 由于气溶胶的种类不同, 各种类型气溶胶所满足的粒径分布函数及众数半径的大小均存在差异, 直接导致其不对称因子按粒径分布函数加权平均的结果  $g_a \sim g_d$  显示出很大的不同. 不对称因子越小, 如图 1(c) 中烟尘气溶胶, 其散射各向同性的特性更加明显, H-G 相函数趋近于直线. 同时不同的气溶胶的粒子大小、分布及折射率, 由于对散射场展开系数(7)式的影响, 必将综合影响到多分散系气溶胶前向散射峰值的大小. 在相同的粒径分布范围内海洋性气溶胶的众数半径更大, 表现在其小角度前向的散射峰值也更强.

由图 1 可见, 1) 改进的 H-G\* 相函数总体而言, 对紫外霾气溶胶粒子的多分散系 Mie 相函数的拟合

效果要优于 H-G 相函数, 尤其是在小散射角度的前向上. 2) H-G 相函数及 H-G\* 相函数对紫外波段不同种类的气溶胶多分散系 Mie 相函数的拟合效果差别也十分明显. 水溶性气溶胶、海洋性气溶胶的 H-G 相函数与多分散系 Mie 相函数的差异更为突出. 3) 海洋气溶胶的后向峰值采用 H-G 相函数及改进的 H-G\* 相函数仍难于给出较好的拟合结果. 由于散射相函数的计算对蒙特卡罗方法等辐射运输问题的求解具有十分重要的作用. 因此虽然 H-G 相函数具有抽样函数简单, 数值计算方便等优点, 并被广泛应用于多种物理模型的传输问题的求解中, 但其拟合紫外波段多种气溶胶的散射相函数仍存在一定的问

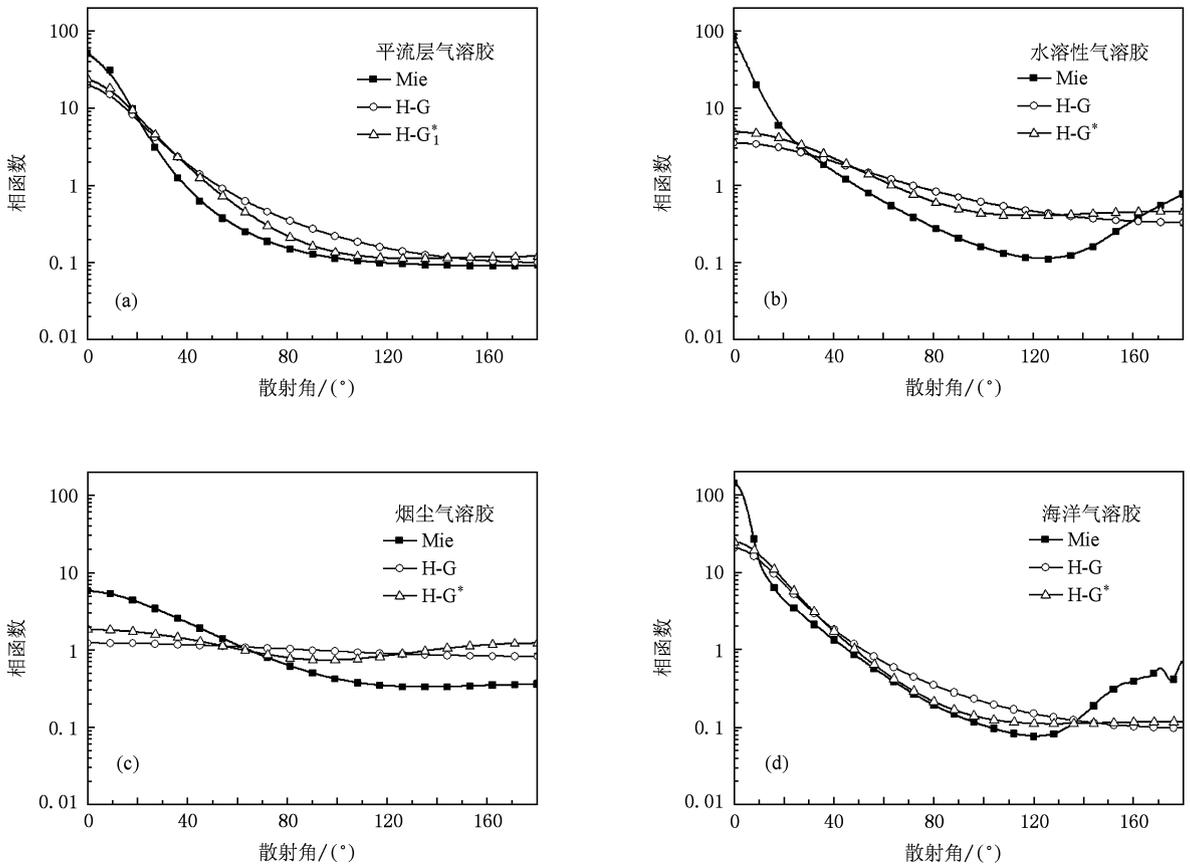


图 1 紫外波段多种气溶胶多分散系 Mie 散射相函数与 H-G 相函数, H-G\* 相函数的角分布对比 (a) 平流层气溶胶; (b) 水溶性气溶胶; (c) 烟尘气溶胶; (d) 海洋气溶胶

#### 4. Mie 相函数的随机概率抽样

本文采用直接抽样多分散系 Mie 相函数的方法. 我们的目的就是通过对抽样随机均匀分布的随机

变量  $\xi \in [0, 1]$ , 对应得到满足多分散系 Mie 相函数分布规律  $P(\theta)$  的随机变量——散射角  $\theta$  的抽样 (其中随机变量  $\theta$  的取值范围为  $[0, 180]$  度). 对连续函数如 H-G 相函数, 可以利用概率基本定律, 建立如下关系<sup>[13]</sup>:

$$P\{0 < \theta \leq \theta_x\} = P\{0 < \xi \leq \xi_1\}, \quad (11)$$

其中  $P\{0 < \xi \leq \xi_1\}$  和  $P\{0 < \theta \leq \theta_x\}$  分别表示随机变量  $\xi$  抽取从 0 到  $\xi_1$  时的概率及随机变量  $\theta$  抽样从 0 到  $\theta_x$  之间的概率. 对 H-G 相函数, (11) 式的左边可做积分展开, 又由于随机变量  $\xi$  是均匀分布的, 故

$$\int_{\cos\theta_x}^1 \frac{1 - g^2}{(1 + g^2 - 2g\cos\theta)^{3/2}} d(\cos\theta) = \xi_1, \quad (12)$$

因此每对应一个均匀随机分布的变量  $\xi_1$ , 积分求解 (12) 式即可得到对角度的随机抽样——任意变量  $\theta_x$ . 由 (12) 式可解出

$$\cos\theta_x = \frac{1}{2g} \left[ 1 + g^2 - \left( \frac{1 - g^2}{1 + g - 2g\xi_1} \right)^2 \right]. \quad (13)$$

但对多分散系 Mie 相函数, 虽然其散射角的分布规律可通过 (8) 式计算得到, 但由于其不具有 (12), (13) 式那样的可解析积分求逆的性质. 因此将其取离散再归一化. 将多分散系 Mie 相函数  $P(\theta)$  在散射角间隔范围内取  $n$  个分割点, 可以得到第  $i$  个分割点处的  $P_i(\theta)$ , 并使其满足归一化条件  $\sum_{i=1}^n P_i(\theta) = 1$ . 为了得到  $\xi$  与  $\theta$  两个随机变量之间的对应

关系, 仍借助于概率基本定律, 即要求对于某次抽样得到的一个处于  $[0, 1]$  区间均匀分布的随机数  $\xi_1$ , 在  $[0, \xi_1]$  区间概率分布曲线下的面积等于归一化多分散系 Mie 相函数  $[0, \theta_x]$  区间概率分布曲线下的面积. 相当于需寻找  $x$  使得<sup>[14]</sup>

$$\sum_{i=1}^{x-1} p_i(\theta) < \xi_1 \leq \sum_{i=1}^x p_i(\theta). \quad (14)$$

显然两种极限情况对应  $x$  的取值范围. 当  $\xi_1$  被抽样到最小的边界取值  $\xi_1 = 0$  时, (14) 式左边为零, 意味着  $x = 1$ , 即抽样出的是  $i$  从 1 到  $n$  个间隔中的第一个分割点对应的散射角度, 即  $\theta = 0^\circ$ . 同理抽样到最大边界极限情况, 可以抽样出  $\theta = 180^\circ$ . 大量抽样产生  $[0, 1]$  区间均匀分布的随机数, 本文中取抽样次数为 50000 次, 则根据每次抽样得到的不同随机数  $\xi_1$ , 可以对应随机抽样到角度  $\theta_x$ , 将这些多次采样产生在各个角度抽样得到的散射角出现频率归一化, 即得到对应于多分散系 Mie 相函数分布规律的散射相函数抽样.

图 2 对比了采用本文中的抽样方法与采用多分

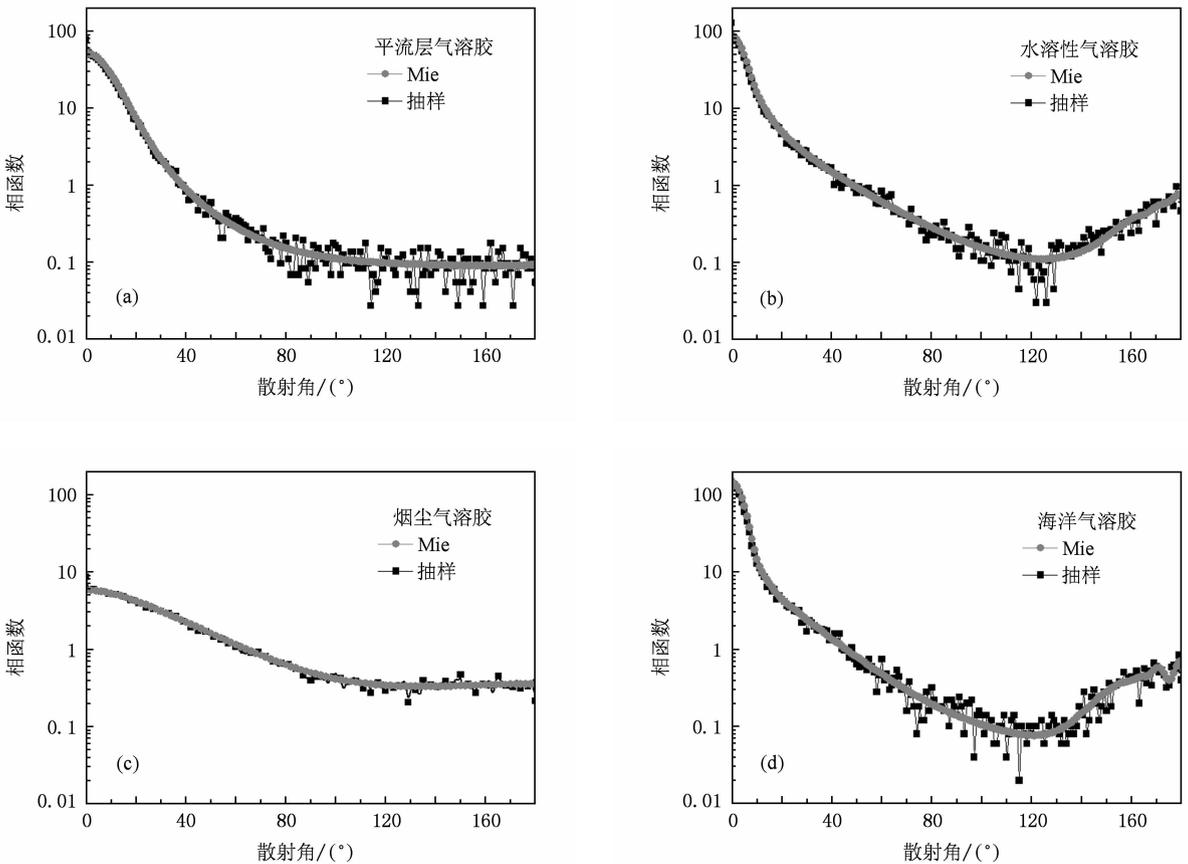


图 2 紫外波段多种气溶胶多分散系 Mie 散射相函数与抽样方法得到的散射相函数角分布对比 (a) 平流层气溶胶; (b) 水溶性气溶胶; (c) 烟尘气溶胶; (d) 海洋气溶胶

散系 Mie 散射相函数方法得到的散射相函数的对比情况. 由图 2 可见, 采用随机抽样的方法比传统的 H-G 相函数及 H-G\* 相函数近似方法具有更好的吻合效果.

表 2 进一步比较了不同相函数拟合方法与多分散系 Mie 相函数的方均根差值. 其中方均根差表示为  $\sqrt{\frac{1}{N} \sum_{\theta=0,180} [p_x(\theta) - p_i(\theta)]^2} / \sqrt{181}$ .  $p_x(\theta)$  是散射角为  $\theta$  处不同计算方法得到的相函数,  $x=1,2,3$  分别对应 H-G 相函数, H-G\* 相函数及抽样方法得到的相函数.  $p_i(\theta)$  是散射角为  $\theta$  处多分散系的 Mie 相函数. 从表 2 可以看出, H-G\* 相函数比 H-G 相函数对紫外波段多分散系气溶胶相函数的拟合效果更好, 方均根差值更小. 抽样方法得到的方均根最小, 表 2 中若抽样方法所选取的抽样次数增大, 还可以使方均根离差进一步减小, 但耗时也将同时增加.

表 2 多分散系气溶胶粒子不同相函数拟合方法的方均根比较

气溶胶类型	H-G 相函数	H-G* 相函数	抽样方法
平流层气溶胶	6.3385	5.4302	1.9754
水溶性气溶胶	13.3395	13.0108	3.3493
烟尘气溶胶	1.5812	1.3816	0.2319
海洋气溶胶	18.0002	17.2761	5.5791

图 3 中采用蒙特卡罗方法<sup>[15]</sup>, 分别计算了紫外波段多种典型多分散系气溶胶的透过率随光学厚度的变化情况. 其中各种气溶胶的粒径分布规律、粒径分布范围及粒子的折射率取与图 1、图 2 中相同的情况. 图 3 中的“H-G”及“抽样”, 分别表示透过率计算中相函数的计算方法采用的是 H-G 相函数拟合方法及本文所提出的随机抽样拟合方法.

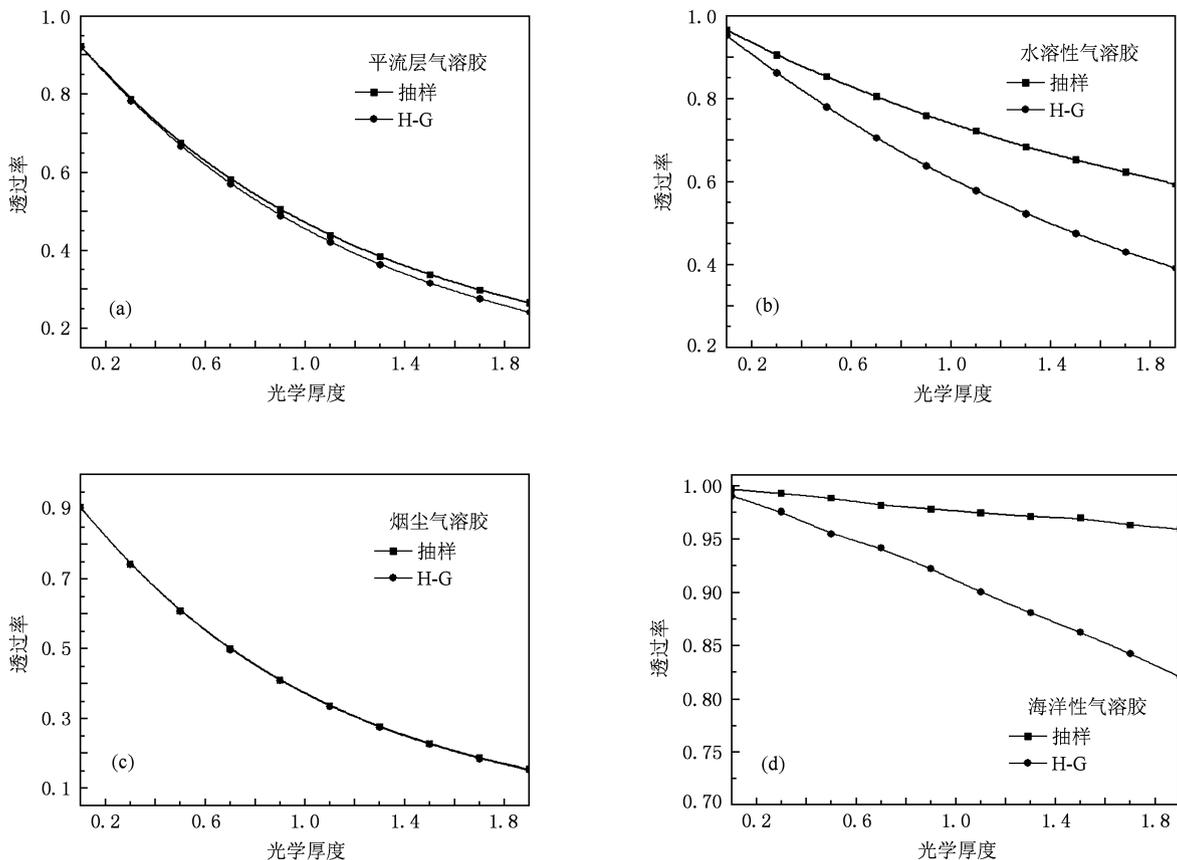


图 3 随机抽样相函数拟合方法与 H-G 相函数方法得到的多种气溶胶的透过率随光学厚度的变化情况 (a) 平流层气溶胶; (b) 水溶性气溶胶; (c) 烟尘气溶胶; (d) 海洋性气溶胶

从图 3 中可以看出, 相函数的准确模拟计算对多分散系紫外气溶胶的传输特性的影响显著. 与表

2 中的数据做对比, 不难发现, 当两种相函数拟合方法之间的方均根差值相差越小, 采用 H-G 相函数拟

合方法进行的传输特性的计算效果将更好. 反之, 则需谨慎用之.

图 4 进一步比较了图 3 中紫外波段多种典型多分散系气溶胶采用两种不同的相函数拟合方法对传输特性的影响随光学厚度的变化情况. 无量纲比值  $(t_x(\tau) - t_{HG}(\tau)) / t_{HG}(\tau)$ , 表示相对误差. 其中  $t_x(\tau)$ ,  $t_{HG}(\tau)$  分别表示光学厚度为  $\tau$  处, 采用文中的随机抽样方法及 H-G 相函数拟合方法计算得到的透过率. 由图 4 可以看出, 随着光学厚度的增加, 多重散射效应的增强, 对各种多分散系的气溶胶, 采用更精确的相函数拟合方法与 H-G 相函数拟合方法之间的差异都将进一步增大.

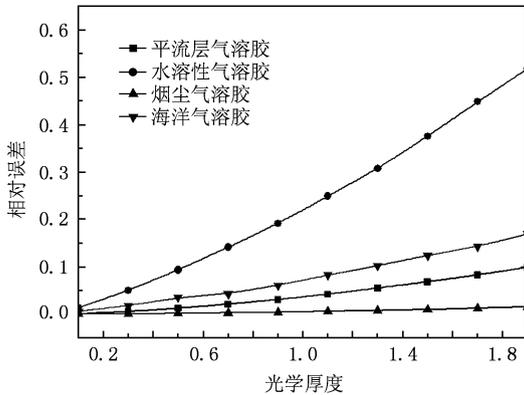


图 4 多分散系典型气溶胶采用抽样方法与 H-G 相函数方法计算透过率的相对误差随光学厚度的变化

## 5. 结 论

本文基于电磁散射的基本理论, 研究了紫外波段多种具有一定分布多分散系气溶胶的散射相函数. 通过与 H-G 相函数及 H-G\* 相函数的比较发现, 虽然改进的 H-G\* 相函数在拟合紫外气溶胶的散射相函数方面有所改善, 但仍存在较大缺陷. 文中提出一种随机抽样拟合多分散系相函数的方法. 该方法得到的散射方向抽样结果明显优于传统的经验公式近似方法. 并简要分析了采用不同的相函数求解方法对传输特性的影响. 数值计算的结果表明, 相函数的准确模拟对辐射传输特性的计算确有较明显的影响. 当偏离多分散系 Mie 相函数的方均根差异较小时, H-G 相函数适用程度较好. 反之, 则应该考虑准确的拟合相函数. 另外, 该方法对于复杂形状与分布气溶胶粒子的辐射输运特性研究也具有普遍的意义. 无论是通过数值计算方法或实验方法, 若特定气溶胶粒子散射相函数的角分布规律已知, 采用离散随机抽样方法, 即可抽样得到相应的散射出射方向角. 由于散射相函数代表着粒子在不同散射角度上散射光强的能力, 是蒙特卡罗等输运问题求解方法中抽样散射方向的重要基础, 其准确模拟直接影响到辐射传输特性的相关计算. 因此该问题的研究将对大气紫外探测、传输特性等相关问题的研究提供重要的技术支撑.

[1] Zhang X H, Zhao B S, Miao Z H, Zhu X P, Liu Y A, Zou W 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 4238 (in Chinese) [张兴华, 赵宝升, 缪震华, 朱香平, 刘永安, 邹 玮 2008 物理学报 **57** 4238]

[2] Xie Z L, Zhang R, Xiu X Q, Han P, Liu B, Chen L, Yu H Q, Jiang R L, Shi Y, Zheng Y D 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 6717 (in Chinese) [谢自力, 张 荣, 修向前, 韩 平, 刘 斌, 陈 琳, 俞慧强, 江若琰, 施 毅, 郑有焯 2007 物理学报 **56** 6717]

[3] Huang C J, Liu Y F, Wu Z S, Sun Y Q, Long S M 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 2397 (in Chinese) [黄朝军, 刘亚锋, 吴振森, 孙彦清, 龙姝明 2009 物理学报 **58** 2397]

[4] Xu L Q, Li H, Xiao Z Y 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 6030 (in Chinese) [徐兰青, 李 晖, 肖郑颖 2008 物理学报 **57** 6030]

[5] Cornette W M, Shanks J G 1992 *Appl. Opt.* **31** 3152

[6] Han Y, Wang T J, Rao R Z, Wang Y J 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 7396 (in Chinese) [韩 永, 王体健, 饶瑞中, 王英俭 2008 物理学报 **57** 7396]

[7] Si F Q, Liu J G, Xie P H, Zhang Y J, Dou K, Liu W Q 2006

*Acta Phys. Sin.* **55** 3165 (in Chinese) [司福祺, 刘建国, 谢品华, 张玉钧, 窦 科, 刘文清 2006 物理学报 **55** 3165]

[8] Sun X M, Ha H X 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 5565 (in Chinese) [孙贤明, 哈恒旭 2008 物理学报 **57** 5565]

[9] Kokhanovsky A A 2001 *Light Scattering Media Optics: Problems and Solutions* (Chichester: Praxis-Springer) p8

[10] Bohren C F, Huffman D R 1983 *Absorption and scattering of light by small particles* (New York: John Wiley) p100

[11] McCartney E J 1988 *Optics of the Atmosphere* (Beijing: Science Press) p276 (in Chinese) [麦克特尼 1988 大气光学 (北京: 科学出版社) 第 276 页]

[12] Levoni C, Cervino M, Guzzi R, Torricella F 1997 *Appl. Opt.* **36** 8031

[13] Wong S S M 1997 *Computational methods in physics and engineering* (Singapore: Word Scientific) p308

[14] Toubance D 1996 *Appl. Opt.* **35** 3270

[15] Wu Z S, Wang Y P 1988 *Acta Phys. Sin.* **37** 698 (in Chinese) [吴振森, 王一平 1988 物理学报 **37** 698]

# Study of random sample scattering phase functions of polydisperse atmospheric aerosol in ultraviolet band<sup>\*</sup>

Bai Lu<sup>1)†</sup> Tang Shuang-Qing<sup>1)</sup> Wu Zhen-Sen<sup>1)</sup> Xie Pin-Hua<sup>2)</sup> Wang Shi-Mei<sup>2)</sup>

1) (*School of Science, Xidian University, Xi'an 710071, China*)

2) (*Key Laboratory of Environmental Optics & Technology, Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031, China*)

(Received 18 June 2009; revised manuscript received 6 August 2009)

## Abstract

Based on the basic theory of electromagnetic scattering and radiation transmission, the scattering phase functions of various kinds of atmospheric aerosol with special distributions in typical UV band are presented. A direct sample method has been used to simulate the discrete polydisperse Mie phase functions of haze aerosol. Comparisons are made between the Henyey-Greenstein phase function, the modified Henyey-Greenstein phase function, the direct sample phase function presented in this paper and the polydisperse Mie phase function. The influence of different scattering phase function simulation methods on radiative transfer properties has been studied by using the Monte Carlo method. Numerical results showed that the rigorous simulation of scattering phase function is of importance in radiative transfer problems.

**Keywords:** ultraviolet, aerosol, phase function, Monte Carlo

**PACC:** 4225F, 4110H, 9265

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60771038, 60971065).

<sup>†</sup> E-mail: blu@xidian.edu.cn