

不同近远场外推方案对 MRTD 散射模型 穆勒矩阵计算精度的影响分析

胡帅¹, 高太长^{1,2}, 刘磊¹, 李浩¹, 陈鸣¹, 洪昌伟³

¹国防科技大学气象海洋学院, 江苏 南京 211101;

²解放军陆军工程大学电磁环境效应与光电工程国家级重点实验室, 江苏 南京 210007;

³解放军 95019 部队, 湖北 老河口 441800

摘要 非球形气溶胶穆勒散射矩阵的不确定性是影响偏振遥感精度的重要因素。在自主研制的时域多分辨率 (MRTD) 气溶胶散射模型中, 穆勒散射矩阵的计算需要以远场电场值为基础, 因此近远场外推过程成为制约其模拟精度的重要环节。为确定适用于 MRTD 散射模型的最佳近远场外推方案, 在球形和非球形粒子情形下, 系统地对比分析了基于惠更斯原理的表面积分方案以及基于电介质亥姆霍兹方程的体积积分方案所对应的穆勒散射矩阵的模拟精度。结果表明, 虽然两种近远场外推方案均可有效准确地实现近远场外推, 但从穆勒矩阵的计算误差分布上看, 基于体积积分原理的近远场外推方案性能更优。

关键词 散射; 非球形气溶胶; 近远场外推; 穆勒散射矩阵; 散射模型

中图分类号 P426.3+1

文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201838.0629002

Influence Analysis of Near-to-Far Field Transformation Schemes on Mueller Matrix Calculation Accuracy of MRTD Scattering Model

Hu Shuai¹, Gao Taichang^{1,2}, Liu Lei¹, Li Hao¹, Chen Ming¹, Hong Changwei³

¹ College of Meteorology and Oceanography, National University of Defense Technology, Nanjing, Jiangsu 211101, China;

² National Key Laboratory on Electromagnetic Environment Effects and Electro-Optical Engineering, Army Engineering University of PLA, Nanjing, Jiangsu 210007, China;

³ No. 95019 Troop of PLA, Laohekou, Hubei 441800, China

Abstract The uncertainty of the Mueller scattering matrix of nonspherical aerosol is a significant factor influencing the accuracy of polarization sensing. In the self-developed multi-resolution time-domain (MRTD) aerosol scattering model, the Mueller scattering matrix should be calculated from the electric field in far region. Therefore, the near-to-far field transformation process becomes an important step influencing its simulation accuracy. In order to determine the best near-to-far field transformation scheme for MRTD scattering model, the simulation accuracy of the Mueller scattering matrix corresponding to the surface integration scheme based on Huygens principle and the volume integration scheme based on Helmholtz equations for dielectric medium is compared and analyzed systematically in the case of spherical and nonspherical particles. The results show that, although both of the near-to-far field transformation schemes can achieve near-to-far field transformation effectively and accurately, the near-to-far field transformation scheme based on volume integration principle has better performance based on the calculation error distribution of the Mueller matrix.

Key words scattering; nonspherical aerosol; near-to-far field transformation; Mueller scattering matrix; scattering model

OCIS codes 290.1310; 010.1290; 140.3500; 140.3510; 140.3550; 140.3570

收稿日期: 2017-09-12; **收到修改稿日期:** 2018-01-09

基金项目: 国家自然科学基金(41575025, 41575024)

作者简介: 胡帅(1990—), 男, 博士研究生, 主要从事军事大气探测理论与技术方面的研究。

E-mail: hushuai2012@hotmail.com

导师简介: 高太长(1958—), 男, 教授, 博士生导师, 主要从事军事大气探测理论与技术方面的研究。

E-mail: 2009gaotc@gmail.com(通信联系人)

1 引 言

随着 EOSP 和 POLDER/PARASOL 等遥感器的发射升空,基于光偏振信息的气溶胶反演技术得到广泛关注^[1-2]。由于偏振辐亮度仅对气溶胶敏感,而对地面反射不敏感,因此可以有效剥离地表反射的影响从而反演气溶胶光学厚度^[3-4],所以相比标量遥感法(仅基于多角度光强信息的反演方法,如 AVHRR 和 MODIS 等所采用的反演模型^[5]),偏振遥感法表现出独特的优势。在偏振遥感过程中,气溶胶散射特性的准确性是影响遥感反演精度的重要因素。目前多数情形下,正演模型中的气溶胶粒子是作为球形粒子处理的,但实际气溶胶形状是极不规则的,而非球形粒子的穆勒散射矩阵与等效球形粒子存在较大偏差(尤其在大散射角处),这必将导致漫射光强度及偏振度模拟值失真^[6-8]。因此,为提高大气偏振遥感的精度,需要对非球形气溶胶粒子散射特性(特别是穆勒矩阵)进行准确模拟^[9-10]。

由于偏振遥感的通道通常处于可见光和近红外波段,而在这些波段,气溶胶粒子尺寸和入射光波长相当,因而传统的几何光学近似、瑞利散射近似和瑞利-甘斯-史蒂文森近似(RGA)无法用于气溶胶粒子穆勒散射矩阵的计算^[11-12]。为实现该波段非球形气溶胶穆勒散射矩阵的模拟,研究者也建立了许多散射计算模型,如 T 矩阵法、分离变量法、矩量法和离散偶极子近似法(DDA)等^[12],其中 T 矩阵法经过发展已经成为非球形气溶胶散射特性模拟的有力工具^[13-15]。尽管 T 矩阵法和分离变量法可以在较低的计算复杂度条件下实现粒子散射特性的高精度计算,但由于受麦克斯韦方程和亥姆霍兹方程求解边界条件的限制,目前这些方法主要用于规则形状粒子的散射模拟,如椭球、圆柱等,同时随着粒子尺度的参数、复折射率及形状畸变的增加,其数值计算过程也将出现不收敛的现象^[16-17]。矩量法和 DDA 的计算原理均可归根于对亥姆霍兹方程格林函数解的求解,与 T 矩阵法和分离变量法(SVM)模型相比,这两个模型的最大优势在于其可以计算任意形状、非均质气溶胶的散射特性^[18-19];但值得注意的是,随着复折射率和粒子尺度的增大,在其数值计算过程中,求解的矩阵方程维数也将变大,这将导致计算过程的效率降低和不稳定^[12, 18]。随着计算电磁学的发展,时域有限差分法(FDTD)也被用于非球形气溶胶散射特性计算;由于 FDTD 能克服 DDA 和矩量法的奇异核问题,更适用于大折射率非球形粒子散

射特性模拟;但受数值散射特性的限制,FDTD 所需的空域离散精度需要大于 $\lambda/10$ (λ 为波长)^[11];因此在计算大粒子散射特性时,计算时间和内存消耗会非常大。为了克服该问题,Liu 等^[20]将时域伪谱法(PSTD)引入至气溶胶散射特性的计算中,该方法可显著降低程序的内存消耗与运行时间。类似的,国防科技大学气象海洋学院将性能同样优异的时域多分辨率(MRTD)模型也用于非球形气溶胶散射特性模拟,并自主建立了一套新的散射计算模型^[21-24]。

无论是 PSTD 还是 MRTD 散射模型,穆勒散射矩阵的计算需要以远场电场的计算结果为支撑,因此近远场外推过程也就成为影响穆勒散射矩阵的计算精度的重要因素^[25]。常见的近远场外推模型主要包括基于惠更斯原理的表面积分方案和基于绝缘体亥姆霍兹方程的体积积分方案,两者均广泛用于非球形粒子散射特性计算(如 DDA^[26]和 FDTD^[27]等),但究竟哪种方案更适用于 MRTD 散射计算模型并可获得更高的计算精度,人们对于该问题并未进行系统研究。基于此,本文定量分析讨论了两种不同近远场外推方案对穆勒散射矩阵模拟精度的影响,并据此确定了适用于 MRTD 气溶胶散射模型的最佳近远场外推方案。

2 MRTD 散射模型简介

MRTD 散射模型是一套强有力的非球形气溶胶散射仿真工具。该模型主要包括三个模块:电磁场近场计算模块、近远场外推模块及气溶胶散射特性计算模块。如图 1 所示,电磁场近场计算模块主要采用 MRTD 技术实现计算域内(包含散射体的一个有限空间,该空间采用网格进行离散)电磁场的模拟,在该模块中,入射波引入采用的是总场/散射场技术^[21],吸收边界采用的是卷积形式完全匹配层(CPML)吸收层(详细参见文献^[22]),通过该模块可以得到计算域每个网格点的电磁场信息。近远场外推计算过程的功能是基于计算域内网格点上的电磁场推算远场散射场信息,在该模型中,分别采用了表面积分方案(基于散射场区外推边界的电磁场信息)和体积积分方法(基于散射体内部的电磁场信息)。气溶胶散射特性计算模块主要实现粒子积分散射特性的计算,计算的参数包括消光截面、吸收截面和散射截面等。对于每一个取向固定的粒子,为获得粒子的散射振幅矩阵和穆勒散射矩阵,需要分别在垂直偏振光和水平偏振光两种情形下分别进行远场电场的计算(详细计算方法参见文献^[21])。

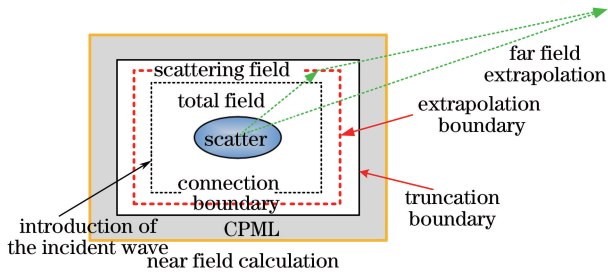


图 1 MRTD 模型近场与远场计算示意图
Fig. 1 Schematic of near field and far field calculation of MRTD model

与 FDTD 所采用的中心差分技术不同,在 MRTD 散射模型的电磁场近场计算模块中,麦克斯韦方程组是采用小波尺度函数展开与 Galerkin 法则相结合的方式进行时空离散的。以电场 x 轴方向分量 E_x 为例,基于 Daubechies 尺度函数 $\phi_i(x)$ 与矩形脉冲函数 $h_n(t)$ 可将其展开为^[28]:

$$E_x(\mathbf{r}, t) = \sum_{i,j,k,n=-\infty}^{+\infty} E_{i+1/2,j,k}^{\phi_x,n} \phi_{i+1/2}(x) \phi_j(y) \phi_k(z) h_n(t), \quad (1)$$

在该情形下, E_x 分量的步进迭代方程可写为:

$$E_{i+1/2,j,k}^{\phi_x,n+1} = \frac{2\epsilon - \sigma\Delta t}{2\epsilon + \sigma\Delta t} E_{i+1/2,j,k}^{\phi_x,n} + \frac{2\Delta t}{2\epsilon + \sigma\Delta t} \sum_{l=-L_s}^{L_s-1} a(l) \times (H_{i+0.5,j+k+l+0.5,k}^{\phi_z,n+1/2} / \Delta y - H_{i+0.5,j,k+l+0.5}^{\phi_y,n+1/2} / \Delta z), \quad (2)$$

式中 \mathbf{r} 是场分量的位置坐标矢量; ϵ 是介电系数; σ 是电导率, $(i+1/2, j, k)$ 为场分量的网格离散坐标, $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ 为空间离散步长, Δt 为时间间隔; $a(l)$ 为连接系数, l 的变化范围为 $-L_s \sim L_s - 1$, $L_s = 2N - 1$ 为基函数的有效支撑尺寸, N 为小波函数消失矩。

由于 MRTD 模型中麦克斯韦方程的特殊离散方式,该模型相比于 FDTD 具有较好的数值色散特性和差分后各向同性特性,可在相对较粗的网格条件下,实现粒子散射特性的精确模拟,从而可提高模型计算精度。

3 两种不同近远场外推方案介绍

在时域法散射计算模型中,常用的近远场外推方案包括两种:基于表面积分的近远场外推方案和基于体积积分的近远场外推方案,其中基于表面积分的近远场外推方案是经典模型,可用于导体与电介质散射体^[29];基于体积积分的近远场外推方案主要针对气溶胶等电介质材质,最早由 Hage 等^[26]提出,最初用于 DDA 的远场电场计算^[26, 30]。

3.1 基于表面积分的近远场外推方案

如图 1 所示,基于表面积分的近远场外推方案

的原理是基于散射场区外推边界的电磁场数据计算无穷远处的电场与磁场,其物理基础是 Heygens 原理。如图 2 所示,该方法的基本思想是在散射场区做一个封闭曲面 S ,利用等效原理获取该表面上的电磁流,然后计算表面等效电磁流的辐射场即可获得远场电磁场信息,其中,电磁流的计算可根据电磁场切向分量在边界的连续性条件确定,其形式如下^[29]:

$$\mathbf{J} = \mathbf{e}_n \times \mathbf{H}, \quad (3)$$

$$\mathbf{J}_m = -\mathbf{e}_n \times \mathbf{E}, \quad (4)$$

式中 \mathbf{J} 和 \mathbf{J}_m 分别表示等效面电流和等效面磁流, \mathbf{e}_n 为曲面的单位法向量, \mathbf{H} 为磁场强度, \mathbf{E} 为电场强度。

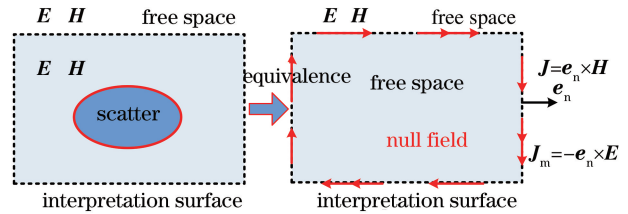


图 2 电磁场等效原理示意图

Fig. 2 Schematic of the equivalence principle of electromagnetic field

对于时谐场,在已知均匀介质表面电磁流的条件下,对应的辐射场(即远场的电磁场)便可采用(5)和(6)式计算得到:

$$\mathbf{E} = -\nabla \times \mathbf{F} + \frac{1}{j\omega\epsilon} \nabla \times \nabla \times \mathbf{A} = -\nabla \times \mathbf{F} - j\omega\mu\mathbf{A} + \frac{1}{j\omega\epsilon} \nabla(\nabla \cdot \mathbf{A}), \quad (5)$$

$$\mathbf{H} = -\nabla \times \mathbf{A} + \frac{1}{j\omega\mu} \nabla \times \nabla \times \mathbf{F} = -\nabla \times \mathbf{A} - j\omega\epsilon\mathbf{F} + \frac{1}{j\omega\mu} \nabla(\nabla \cdot \mathbf{F}), \quad (6)$$

式中 j 是单位虚数; ω 是电磁波角频率; μ 是磁导系数; ϵ 是介电系数; \mathbf{A} 和 \mathbf{F} 为矢量势函数,其定义如下:

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \iint_S \mathbf{J}(\mathbf{r}') \cdot G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') d^2 \mathbf{r}' = \iint_S (\mathbf{e}_n \times \mathbf{H}) \cdot G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') d^2 \mathbf{r}', \quad (7)$$

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}) = \iint_S \mathbf{J}_m(\mathbf{r}') \cdot G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') d^2 \mathbf{r}' = \iint_S (\mathbf{E} \times \mathbf{e}_n) \cdot G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') d^2 \mathbf{r}', \quad (8)$$

式中 $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ 为自由空间格林函数, \mathbf{r} 和 \mathbf{r}' 分别为观测点和源点的位置矢量。在三维自由空间条件下, $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ 形式如下:

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{\exp(-jk|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)}{4\pi|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}. \quad (9)$$

式中 k 表示波数。在远场,若取近似 $|\mathbf{r} - \mathbf{r}'| = r - r' \cdot \mathbf{e}_r$, 采用 $j\mathbf{k}$ 代替 ∇ , \mathbf{e}_r 表示径向方向矢量, \mathbf{k} 表示波矢量, 可得到频域下远场电磁场的计算方程如下:

$$\mathbf{E} = j\mathbf{k} \times \mathbf{F} - j\omega\mu\mathbf{A} - \frac{1}{j\omega\epsilon}\mathbf{k}(\mathbf{k} \cdot \mathbf{A}), \quad (10)$$

$$\mathbf{H} = j\mathbf{k} \times \mathbf{A} - j\omega\epsilon\mathbf{F} - \frac{1}{j\omega\mu}\mathbf{k}(\mathbf{k} \cdot \mathbf{F}), \quad (11)$$

基于以上两个公式,便可在近场电磁场计算基础上实现远场电磁场的外推。

3.2 基于体积分的近远场外推方案

基于体积分的近远场外推方案的原理是基于散射体内部电场外推无穷远处的电场与磁场信息,其物理基础是电介质的亥姆霍兹方程。由于气溶胶和冰晶一般为非导磁电介质,因此在介质内,存在电极化矢量 $\mathbf{P}(\mathbf{r})$, 而磁极化矢量 $\mathbf{M}(\mathbf{r}) = 0$, 因此取电磁波随时间的变化因子为 $\exp(j\omega t)$, 则在频域中,非导磁电介质中的亥姆霍兹方程^[26]为:

$$(\Delta + \omega^2\epsilon_0\mu_0)\mathbf{E} = -(\omega^2\epsilon_0\mu_0\mathbf{I} + \nabla\nabla) \cdot \mathbf{P}(\mathbf{r}), \quad (12)$$

式中 ϵ_0 和 μ_0 分别表示真空的介电常数和磁导系数; \mathbf{I} 表示单位矩阵, Δ 为拉普拉斯算子, $\mathbf{P}(\mathbf{r}) = \chi\mathbf{E}(\mathbf{r}) = [\epsilon(\mathbf{r})/\epsilon_0 - 1]\mathbf{E}(\mathbf{r})$, χ 表示极化率,采用格林函数法可求解得到散射体受入射场激发而产生的散射电场:

$$\mathbf{E}_{\text{sca}}(\mathbf{r}) = \iiint_V G(\mathbf{r}, \mathbf{r}')(\omega^2\epsilon_0\mu_0\mathbf{I} + \nabla\nabla) \cdot \mathbf{P}(\mathbf{r}')d^3r', \quad (13)$$

式中格林函数的具体形式如(9)式所示,其中 $k = \omega\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$ 。将格林函数的具体形式代入(13)式,取近似 $|\mathbf{r} - \mathbf{r}'| = r - r' \cdot \mathbf{e}_r$ (假设在无穷远进行观测),并将(13)式写成频域形式,可得散射场的计算方法如下^[21]:

$$\mathbf{E}_{\text{sca}}(\mathbf{r}) = \frac{k^2 \exp(-jkr)}{4\pi r} \iiint_V \left[\frac{\epsilon(\mathbf{r}')}{\epsilon_0} - 1 \right] \{ \mathbf{E}(\mathbf{r}') - \mathbf{e}_r \cdot [\mathbf{e}_r \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}')] \} \exp(jk\mathbf{e}_r \cdot \mathbf{r}') d^3r'. \quad (14)$$

4 近远场外推方案对穆勒矩阵模拟精度的影响分析

为确定适用于 MRTD 散射模型的最佳近远场外推,在球形粒子和非球形粒子情形下,分别定量评估表面积分和体积分近远场方案对应的穆勒散射

矩阵计算精度,其中球形粒子情形包括小粒子和大粒子两种情形。

4.1 小球形粒子情形的近远场外推精度评估

首先在小球形粒子情形下对不同近远场外推方案的精度进行评估。取入射光波长为 $\lambda = 0.5 \mu\text{m}$, 粒子半径为 $r = 0.5 \mu\text{m}$, 复折射率为 $m = 1.52 - 0.0008i$, 空间离散网格尺寸为 $\lambda/40$, 在 MRTD 模型近场电磁场分量的基础上,分别采用体积分和表面积分进行近远场外推和穆勒散射矩阵计算,并分别将其与洛伦兹-米氏散射理论的模拟结果进行对比,结果如图 3 所示, F_{11} 、 F_{12} 、 F_{34} 、 F_{44} 是穆勒矩阵中的 4 个元素,下标表示行列索引号,其中 F_{11} 的精度采用相对误差表征, F_{12}/F_{11} 、 F_{34}/F_{11} 、 F_{44}/F_{11} 的误差采用绝对误差形式给出。

由图 3 可知,两种近远场外推方案获得的穆勒散射矩阵均与洛伦兹-米氏散射理论计算值拟合较好,说明两种近远场外推方案均可以取得较好的计算精度。从具体误差分布上看,在前向与后向散射方向,表面积分方案的 F_{11} 的精度高于体积分方案,但在侧向散射方向($90^\circ \sim 150^\circ$)结果正好相反;对于 F_{12}/F_{11} 、 F_{34}/F_{11} 和 F_{44}/F_{11} ,在全散射角区间内,体积分方案的计算精度总体高于表面积分方案,其中在前向散射方向,体积分方案与表面积分方案计算的 F_{12}/F_{11} 最大误差分别为 0.0201 和 0.0534,后向散射方向两方案的模拟误差均偏大,分别达到 0.15203 和 0.2257。因此综合来看,对于小粒子情形,体积分方案的模拟结果略优于表面积分方案。

4.2 大球形粒子情形的近远场外推精度评估

假设大粒子情形的入射光波长、粒子复折射率与小粒子情形下相同,设置粒子半径为 $r = 3 \mu\text{m}$, 计算域空间分辨率为 $\lambda/16$,分别采用体积分方案和表面积分方案进行近远场外推,并计算对应的穆勒散射矩阵及模拟误差,结果如图 4 所示。

由图 4 可知,对于散射相函数 F_{11} ,在前向散射方向($0^\circ < \theta < 90^\circ$),表面积分方案的模拟精度略高于体积分方案,但在大散射角($90^\circ < \theta < 180^\circ$)处,该结果正好相反,这与小粒子情形的结论是类似的。对于 F_{12}/F_{11} 、 F_{34}/F_{11} 和 F_{44}/F_{11} ,在小散射角处,两种近远场外推方案的模拟精度是相当的,但在后向散射方向,体积分方案的精度高于表面积分方案,且随着散射角的增大,体积分方案的优势更为显著,其中在 $[150^\circ, 180^\circ]$ 的散射角区间内,表面积分方案得到的 F_{44}/F_{11} 的模拟误差达到 0.374,而体积分方案的模拟误差仅为 0.203。分析其原因为:

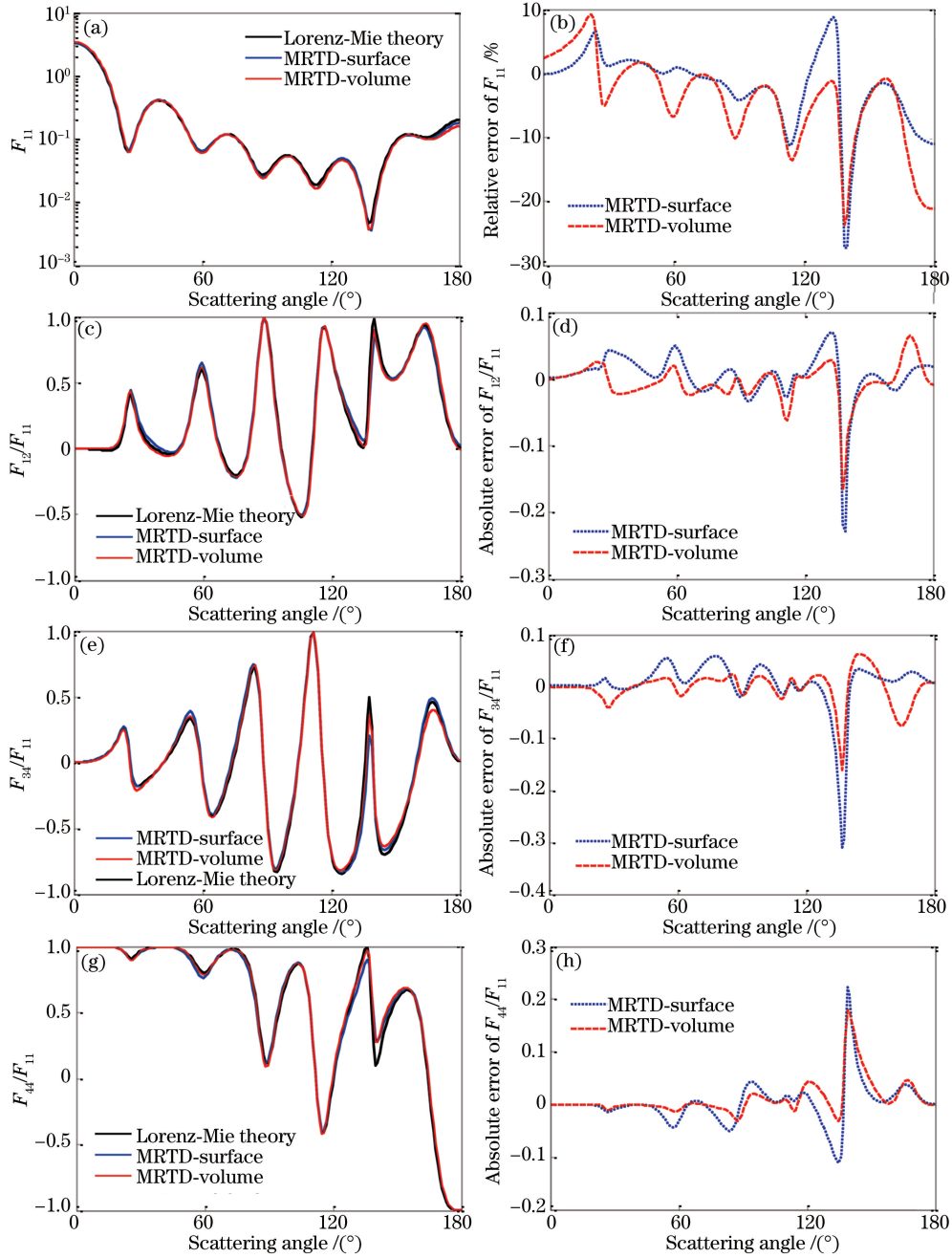


图 3 小球形粒子情形下不同近远场外推方案得到的穆勒散射矩阵模拟结果精度对比

Fig. 3 Comparison of the Mueller scattering matrix simulation results obtained by different near-to-far field transformation schemes under the condition of small spherical particles

体积分方案是基于散射体内所有网格点上电磁场分量进行远场外推的,因此相比于表面积分方案,体积分方案采用的积分格点数量更多,所以由于麦克斯韦方程差分迭代导致的近场分量计算误差在积分平均过程中得以更大程度上地削弱。

综合小粒子与大粒子情形的讨论可知,对于球形粒子,除了在前向散射方向上表面积分方案计算的散射相函数 F_{11} 的精度略高于体积分方案外,对于其他矩阵元素,体积分方案的模拟结果均高

于表面积分方案。这说明在球形粒子情形下,体积分的近远场外推方案略优于表面积分方案。

4.3 非球形粒子情形的近远场外推精度评估

进一步在非球形粒子情形下评估不同近远场外推方案对应的穆勒散射矩阵模拟精度。在该模拟过程中,取粒子为椭球形,其长半轴为 $a = 2 \mu\text{m}$,短半轴为 $b = 1 \mu\text{m}$,设置计算域空间分辨率为 $\lambda/24$,取入射光波长及粒子复折射率与球形粒子情形相同,分别采用不同近远场计算方案计算粒子的穆勒矩

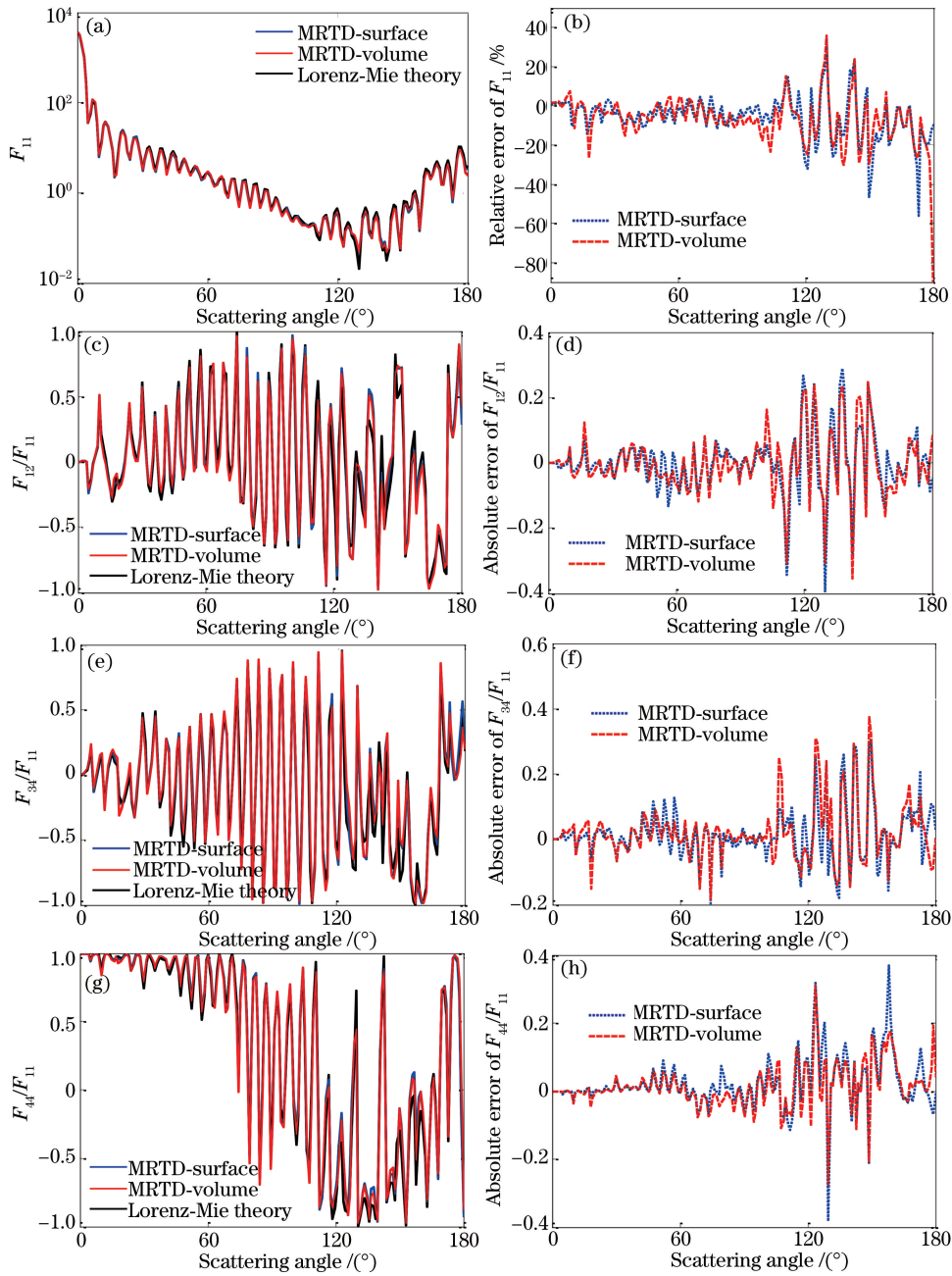


图 4 大球形粒子情形下不同近远场外推方案得到的穆勒散射矩阵模拟结果精度对比

Fig. 4 Comparison of the Mueller scattering matrix simulation results obtained by different near-to-far field transformation schemes under the condition of large spherical particles

阵,并将其与 T 矩阵法的模拟值进行比较,结果如图 5 所示。

由图 5 可知,两种方案获得的穆勒矩阵曲线基本与 T 矩阵法的模拟结果相重合,说明在非球形粒子情形下,两种方法均可有效实施近远场外推。从穆勒矩阵的误差分布上看,在前向散射方向($0^\circ < \theta < 60^\circ$),两者的误差变化曲线基本一致,其中对于散射相函数 F_{11} ,两者的模拟误差均小于 10%,对于 F_{12}/F_{11} 、 F_{34}/F_{11} 和 F_{44}/F_{11} ,其最大误差均小于 0.2,

说明两者性能在 $[0^\circ, 60^\circ]$ 区间内基本一致。在侧向散射方向($60^\circ < \theta < 120^\circ$),表面积分方案的模拟误差明显大于体积积分方案,其中对于相函数 F_{11} ,体积积分方案的最大模拟误差仅为 15.72%,而表面积分方案的最大模拟误差则达到了 21.7%。在后向散射方向($120^\circ < \theta < 180^\circ$),对于 F_{11} 、 F_{12}/F_{11} 和 F_{34}/F_{11} ,两种方案的误差变化曲线趋于一致,但对于 F_{44}/F_{11} ,体积积分方案的模拟精度明显高于表面积分方案。从上述讨论来看,对于非球形粒子,体

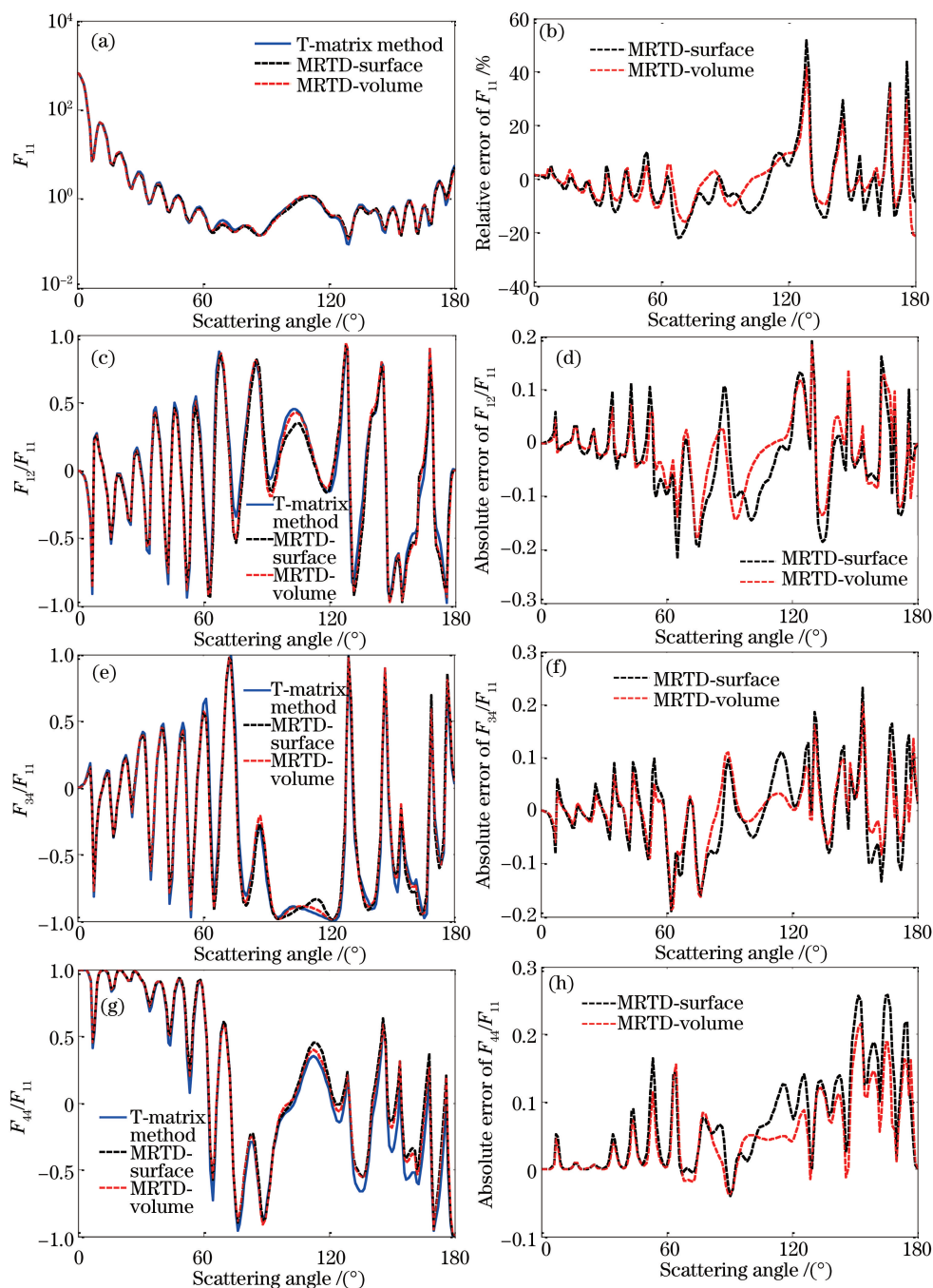


图 5 非球形粒子情形下不同近远场外推方案得到的穆勒散射矩阵模拟结果精度对比

Fig. 5 Comparison of the Mueller scattering matrix simulation results obtained by different near-to-far field transformation schemes under the condition of aspherical particles

积分方案的进远场外推精度略高于表面积分方案,更适用于 MRTD 散射模型的近远场外推计算。

从以上结果中可以发现,在不同散射角处, MRTD 不同近远场计算方案与洛伦兹-米氏理论和 T 矩阵模型均存在一定差异,特别是在大散射角处。造成该差异的原因包括两个方面:一方面,在 MRTD 模型中,粒子形状均是采用立方体网格进行近似,因此模拟的粒子形状与真实粒子存在差异;另

一方面,在数值求解麦克斯韦方程组、表面积分和体积积分过程中存在数值计算误差。

5 结 论

MRTD 散射计算模型是由国防科技大学气象海洋学院开发的一套针对非球形气溶胶的散射计算模型,可实现任意形状及非均质粒子散射特性的模拟。在该模型中,粒子穆勒散射矩阵的模拟需要以

远场电场值为基础,因此近远场外推成为影响穆勒矩阵计算精度的关键环节。基于此,为确定最适用于 MRTD 散射计算模型的近远场外推方案,本研究对基于惠更斯原理的表面积分方案及基于电介质亥姆霍兹方程的体积积分方案的计算精度进行了对比分析,结果表明,两种近远场外推方案均可有效、准确地实现远场散射场计算,但综合比较而言,体积积分方案对应的气溶胶穆勒散射矩阵模拟误差相对较小,更适用于 MRTD 散射模型。

致谢 感谢陆军工程大学野战工程学院电磁环境效应与光电工程国家级重点实验室陈彬教授及刘亚文博士在电磁场理论方面提供的指导。

参 考 文 献

- [1] Guo H, Gu X F, Xie D H, *et al.* A review of atmospheric research by using polarization remote sensing [J]. *Spectroscopy and Spectral Analysis*, 2014, 34(7): 1873-1880.
郭红, 顾行发, 谢东海, 等. 大气气溶胶偏振遥感研究进展 [J]. *光谱学与光谱分析*, 2014, 34(7): 1873-1880.
- [2] Cheng T, Gu X, Xie D, *et al.* Aerosol optical depth and fine-mode fraction retrieval over East Asia using multi-angular total and polarized remote sensing[J]. *Atmospheric Measurement Techniques*, 2012, 5(3): 501-516.
- [3] Deuzé J L, Goloub P, Herman M, *et al.* Estimate of the aerosol properties over the ocean with POLDER [J]. *Journal of Geophysical Research Atmospheres*, 2000, 105(D12): 15329-15346.
- [4] Deuzé J L, Bréon F M, Devaux C, *et al.* Remote sensing of aerosols over land surfaces from POLDER-ADEOS-1 polarized measurements [J]. *Journal of Geophysical Research Atmospheres*, 2001, 106(D5): 4913-4926.
- [5] Remer L A, Kaufman Y J, Tanré D, *et al.* The MODIS aerosol algorithm, products, and validation [J]. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 2005, 62(4): 947-973.
- [6] Cheng T H, Gu X F, Yu T, *et al.* The reflection and polarization properties of non-spherical aerosol particles[J]. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 2010, 111(6): 895-906.
- [7] Dubovik O, Sinyuk A, Lapyonok T, *et al.* Application of spheroid models to account for aerosol particle nonsphericity in remote sensing of desert dust [J]. *Journal of Geophysical Research Atmospheres*, 2006, 111(D11): D11208.
- [8] Hu S, Gao T C, Liu L, *et al.* Simulation of radiation transfer properties of polarized light in non-spherical aerosol using Monte Carlo method[J]. *Acta Physica Sinica*, 2015, 64(9): 094201.
胡帅, 高太长, 刘磊, 等. 偏振光在非球形气溶胶中传输特性的 Monte Carlo 仿真 [J]. *物理学报*, 2015, 64(9): 094201.
- [9] Hu S, Gao T C, Li H, *et al.* Analysis on the impact of non-spherical aerosol on polarized radiative transfer in near-infrared band and its equivalent-sphere errors [J]. *Journal of Infrared and Millimeter Waves*, 2017, 36(2): 235-245.
胡帅, 高太长, 李浩, 等. 非球形气溶胶对近红外偏振辐射传输的影响及等效球形误差分析 [J]. *红外与毫米波学报*, 2017, 36(2): 235-245.
- [10] Han Y, Wang T J, Rao R Z, *et al.* Progress in the study of physical-optics characteristics of atmospheric aerosol[J]. *Acta Physica Sinica*, 2008, 57(11): 7396-7407.
韩永, 王体健, 饶瑞中, 等. 大气气溶胶物理光学特性研究进展 [J]. *物理学报*, 2008, 57(11): 7396-7407.
- [11] Sun W, Videen G, Fu Q, *et al.* Scattered-field FDTD and PSTD algorithms with CPML absorbing boundary conditions for light scattering by aerosols [J]. *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, 2013, 131(21): 166-174.
- [12] Mishchenko M I, Hovenier J W, Travis L D. Light scattering by nonspherical particles, theory, measurements, and application[M]. New York: Academic Press, 2000.
- [13] Mishchenko M I, Travis L D. Capabilities and limitations of a current Fortran implementation of the T-matrix method for randomly oriented, rotationally symmetric scatterers[J]. *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, 1998, 60(3): 309-324.
- [14] Quirantes A. A T-matrix method and computer code for randomly oriented, axially symmetric coated scatterers[J]. *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, 2005, 92(5): 373-381.
- [15] Bi L, Yang P, Kattawar G W, *et al.* A numerical combination of extended boundary condition method and invariant imbedding method applied to light scattering by large spheroids and cylinders[J]. *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, 2013, 123(4): 17-22.
- [16] Mishchenko M I. Calculation of the amplitude matrix for a nonspherical particle in a fixed orientation[J]. *Applied Optics*, 2000, 39(6): 1026-1031.
- [17] Rao R Z. Modern atmospheric optics [M]. Beijing:

- Science Press, 2012.
- 饶瑞中. 现代大气光学 [M]. 北京: 科学出版社, 2012.
- [18] Draine B T. Discrete-dipole approximation and its application to interstellar graphite grains[J]. *Astrophysical Journal*, 1988, 333(2): 848-872.
- [19] Goodman J J, Draine B T, Flatau P J. Application of fast-Fourier-transform techniques to the discrete-dipole approximation[J]. *Optics Letters*, 1991, 16(15): 1198-1200.
- [20] Liu C, Panetta R L, Yang P. The effects of surface roughness on the scattering properties of hexagonal columns with sizes from the Rayleigh to the geometric optics regimes[J]. *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, 2013, 129(11): 169-185.
- [21] Hu S, Gao T C, Li H, *et al.* Simulating scattering properties of nonspherical aerosol particles using multi-resolution time-domain method[J]. *Acta Physica Sinica*, 2017, 66(4): 044207.
胡帅, 高太长, 李浩, 等. 基于时域多分辨算法的非球形气溶胶散射特性仿真模拟[J]. *物理学报*, 2016, 66(4): 044207.
- [22] Hu S, Gao T, Li H, *et al.* Application of convolution perfectly matched layer in MRTD scattering model for non-spherical aerosol particles and its performance analysis[J]. *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, 2017, 200: 1-11.
- [23] Hu S, Gao T, Li H, *et al.* Simultaneously simulating the scattering properties of nonspherical aerosol particles with different sizes by the MRTD scattering model[J]. *Optics Express*, 2017, 25(15): 17872-17891.
- [24] Hu S, Gao T C, Li H, *et al.* Design and validation of the parallelized scattering model for nonspherical aerosol based on MRTD method [J]. *Acta Optica Sinica*, 2017, 37(6): 0601001.
胡帅, 高太长, 李浩, 等. 基于 MRTD 的非球形气溶胶散射并行计算模型设计及其验证[J]. *光学学报*, 2017, 37(6): 0601001.
- [25] Yang P, Liou K N. Finite-difference time domain method for light scattering by small ice crystals in three-dimensional space [J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 1996, 13(10): 2073-2085.
- [26] Hage J I, Greenberg J M, Wang R T. Scattering from arbitrarily shaped particles: theory and experiment[J]. *Applied Optics*, 1991, 30(9): 1141-1152.
- [27] Liou K N. An introduction to atmospheric radiation [M]. San Diego: Academic Press, 2003.
- [28] Cheong Y W, Lee Y M, Ra K H, *et al.* Wavelet-Galerkin scheme of time dependent inhomogeneous electromagnetic problems [J]. *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, 1999, 9(8): 297-299.
- [29] Ge D B, Yan Y B. Time domain finite difference method of electromagnetic wave [M]. Xi'an: Xidian University Press, 2011.
葛德彪, 闫玉波. 电磁波时域有限差分方法 [M]. 西安: 西安电子科技大学出版社, 2011.
- [30] Yang P, Liou K N, Bi L, *et al.* On the radiative properties of ice clouds: light scattering, remote sensing, and radiation parameterization[J]. *Advances in Atmospheric Sciences*, 2015, 32(1): 32-63.