

烟尘中电磁波传输特性的 Monte Carlo 模拟^{*}

黄朝军^{1)†} 刘亚锋¹⁾ 吴振森²⁾ 孙彦清¹⁾ 龙姝明¹⁾

1) 陕西理工学院物理系, 汉中 723001)

2) 西安电子科技大学理学院, 西安 710071)

(2008 年 5 月 8 日收到, 2008 年 10 月 20 日收到修改稿)

根据等效颗粒模型和分形理论, 运用 Mie 理论和离散偶极子近似方法分别计算了烟尘簇团粒子在波长为 $0.6328 \mu\text{m}$ 的电磁波入射情况下的单次散射特性. 根据辐射输运理论, 利用 Monte Carlo 方法对电磁波在烟尘中的传输特性进行数值计算, 给出烟尘中反射率和透射率随入射角和烟尘厚度变化的数值结果, 并分析了入射角、烟尘粒子的密度和厚度对反射率和透射率的影响. 这为研究电磁波在密集分布介质中的传输特性提供了一种方法.

关键词: 烟尘粒子, 离散偶极子近似, 传输特性, Monte Carlo 模拟

PACC: 4110H, 7890, 7820D

1. 引 言

烟尘是燃料燃烧和工业生产过程中排放出来的固体颗粒物, 其主要成分是碳黑、灰份、氧化物和各种浮游物质. 烟尘中固体颗粒的粒度非常小, 其典型半径在 10—100 nm 之间, 烟尘中的这些微粒和大气中的水蒸气相遇会自发凝结成具有复杂空间结构和分形特征的簇团粒子^[1]. 随着国民经济的发展和社会工业化水平步伐的不断加快, 越来越多的烟尘被排入大气, 环境污染日益严重, 不仅削弱阳光强度和降低了能见度, 而且直接威胁到人类健康. 为了对烟尘排放浓度进行比较准确的检测, 散射法越来越多的被应用到烟尘浓度的检测和粒径的测量中^[2], 研究电磁波在烟尘等复杂介质中的传输特性也是近年来的热点, 研究结果在生物组织微创诊断^[3]及目标探测、跟踪、定位、识别^[4,5]等民用和军事方面有广泛的实用价值. 随着军事技术的突飞猛进, 远程精确打击在战略战术中处于主导地位, 而防御远程精确打击最有效的手段之一就是敌方可能摧毁的目标区域释放大量烟幕, 而烟幕技术的提高也迫切需要研究电磁波在烟尘中的传输特性. 目前对于多分散密集分布介质中电磁波传输特性已进行了大量研究^[3,4,6,7], 其共同特点是采用等效颗粒模型, 将介

中的粒子等效为球形粒子, 利用 Mie 理论计算其单次散射特性, 实际上生物组织中的细胞、烟尘、气溶胶等随机介质中的粒子并不是球形的, 而是由大量基本粒子凝聚成具有分形结构的簇团粒子^[8,9]. 将其等效为球形粒子, 在数值计算时可以大为简化, 但计算结果与实际结果存在一定误差.

在密集分布的烟尘簇团粒子层中, 粒子的散射不能再看成相互独立的, 而必须考虑粒子间的多次散射. 如果严格求解电磁波在烟尘中传输需要复杂的数学推导, 求解问题的难度大为增加. 辐射输运理论基于能量守恒定律, 直接通过介质中粒子对能量的输运过程来讨论波的散射特性, 不需要数学上严谨的复杂解析理论. 辐射输运理论的基本方程为输运方程, 标量输运方程中考虑的是功率的叠加而不是场的叠加, 矢量输运方程描述的是随机散射介质中四个 Stokes 参数多次散射、吸收和传输的微分积分方程.

本文以烟尘碳粒子为例, 根据等效颗粒模型和分形理论, 运用 Mie 理论和离散偶极子近似(DDA)方法^[10]分别计算了烟尘簇团粒子在入射电磁波波长为 $0.6328 \mu\text{m}$ 情况下的单次散射特性. 根据辐射输运理论, 利用 Monte Carlo 方法对烟尘簇团粒子层中电磁波传输特性做了数值计算, 给出烟尘的反射率和透射率随电磁波入射角和烟尘厚度变化的数值

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 60771038)和陕西省自然科学基金研究计划(批准号: 2006A15)资助的课题.

[†] E-mail: chaojun1125@yahoo.com.cn

结果,分析了入射角、烟尘粒子的密度和厚度对反射率和透射率的影响,并将所得结果和等效颗粒模型结果相比较,分析二者的差异及原因.

2. 烟尘中电磁波的输运过程

2.1. 烟尘簇团粒子模型

烟尘中的簇团粒子是燃料燃烧和工业生产过程中排放出来的固体颗粒物经碰撞、凝聚等自然过程而形成的具有分形特征的群聚粒子体系^[1,11],在研究烟尘粒子散射特性时,群聚粒子体系可以采用簇团模型和等效球模型.簇团模型是基于簇团聚集理论^[12]利用计算机模拟烟尘簇团粒子.模拟过程可简单描述如下:让所有原始微粒(半径为 $0.05 \mu\text{m}$ 的球形粒子)同时进入一个区域并作随机运动,一旦粒子与粒子相遇就形成粒子集团,这些粒子集团进一步与其他粒子或粒子集团相遇形成更大的粒子集团,直到所有的原始微粒都凝聚在一起.等效球模型是用一个等体积的球形粒子来替代群聚粒子体系,等效球的半径 r_e 可由 $r_e = (6M/\pi)^{1/3} r_p$ 计算^[13], r_p 为烟尘原始微粒的半径, M 是烟尘簇团粒子中原始微粒的个数.

图 1(a) 是计算机模拟的烟尘簇团粒子,图 1(b) 是电子显微镜观察到已经凝聚而成的碳黑凝聚体,图中清晰地显示了原始微粒及其凝聚形态.从图 1 可以看出,采用簇团模型能很好模拟实际的烟尘粒子,同时也表明在数值计算时将烟尘群聚粒子体系等效成球形粒子必将增大与实际结果之间的误差.

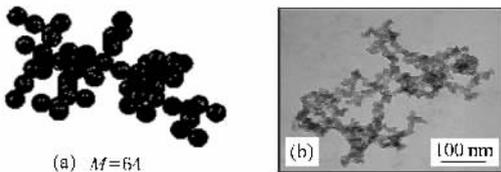


图 1 烟尘簇团 (a) 计算机模拟结果, $M=64$ (b) 电子显微镜观察结果

2.2. 烟尘中电磁波传输的输运方程

考虑强度为 $I(\mathbf{r}, \hat{s})$ 的电磁波入射到一个具有单位截面积长度为 d_s 的圆柱体元上,通过圆柱体元 d_s 后电磁波的辐射强度减少为

$$\begin{aligned} dI(\mathbf{r}, \hat{s}) &= -\rho d_s (\sigma_a + \sigma_s) I(\mathbf{r}, \hat{s}) \\ &= -\rho d_s \sigma_t I(\mathbf{r}, \hat{s}), \end{aligned} \quad (1)$$

式中 \mathbf{r} 表示该体元所在点的位置矢量, \hat{s} 为电磁波透过体元的能量辐射方向的单位矢量.体元内含烟尘粒子数为 ρd_s , 其中 ρ 为单位体积内烟尘粒子的数密度, σ_a 和 σ_s 分别为单个粒子的吸收截面和散射截面. (1) 式中 $\sigma_t = \sigma_a + \sigma_s$ 为单个粒子消光截面.考虑其他 \hat{s}' 方向入射到体元上的强度及体元内部粒子的发射而增加的强度,可得烟尘中电磁波的辐射传输微分方程^[14]

$$\begin{aligned} \frac{dI(\mathbf{r}, \hat{s})}{ds} &= -\rho \sigma_t I(\mathbf{r}, \hat{s}) + \frac{\rho \sigma_s}{4\pi} \\ &\times \int_{4\pi} d\Omega' p(\hat{s}, \hat{s}') I(\mathbf{r}, \hat{s}') \\ &+ \epsilon(\mathbf{r}, \hat{s}), \end{aligned} \quad (2)$$

式中 $p(\hat{s}, \hat{s}')$ 为散射相函数, $\epsilon(\mathbf{r}, \hat{s})$ 为其他方向 \hat{s}' 上单位体积单位立体角内辐射的功率.对于任意形状的烟尘,当电磁波在其中传输时,由 (2) 式可得其通解:

$$\begin{aligned} I(\mathbf{r}, \hat{s}) &= C \exp(-\tau) + \exp(-\tau) \\ &\times \int Q(s_1) \exp(\tau_1) ds_1, \end{aligned} \quad (3)$$

式中 C 为积分常数, τ 为光学厚度, τ 和 $Q(s_1)$ 由以下公式确定:

$$\begin{aligned} \tau &= \int \rho \sigma_t ds, \\ \tau_1 &= \int_0^{s_1} \rho \sigma_t ds, \end{aligned}$$

$$Q(s_1) = \frac{\rho \sigma_s}{4\pi} \int p(\hat{s}, \hat{s}') I(\mathbf{r}, \hat{s}) d\Omega' + \epsilon(\mathbf{r}, \hat{s}). \quad (4)$$

引入约化入射强度 $I_n(\mathbf{r}, \hat{s})$ 和漫射强度 $I_d(\mathbf{r}, \hat{s})$ 结合边界条件:在入射点 $\mathbf{r} = \mathbf{r}_0$ 时 $I_d = 0$, 从 $\mathbf{r} = \mathbf{r}_0$ 开始量度距离 s , 则有

$$I(\mathbf{r}, \hat{s}) = I_n(\mathbf{r}, \hat{s}) + I_d(\mathbf{r}, \hat{s}),$$

$$I_n(\mathbf{r}, \hat{s}) = I(\mathbf{r}_0, \hat{s}) \exp(-\tau),$$

$$I_d(\mathbf{r}, \hat{s}) = \int_0^s \exp[-(\tau - \tau_1)]$$

$$\begin{aligned} &\times \left[\frac{\rho \sigma_s}{4\pi} \int_{4\pi} p(\hat{s}, \hat{s}') I(\mathbf{r}, \hat{s}) d\Omega' \right. \\ &\left. + \epsilon(\mathbf{r}_1, \hat{s}') \right] ds_1. \end{aligned} \quad (5)$$

考虑到体积中所有烟尘粒子对强度的贡献,可对 (5) 式求整个立体角内的平均值来表述,即

$$U(\mathbf{r}) = U_n(\mathbf{r}) + \int_0^s \frac{\exp[-(\tau - \tau_1)]}{4\pi |\mathbf{r} - \mathbf{r}_1|^2}$$

$$\times \left[\frac{\rho\sigma_1}{4\pi} \int_{4\pi} P(\hat{s}, \hat{s}') K(r_1, \hat{s}') d\Omega' + \epsilon(r_1, \hat{s}) \right] dV_1, \quad (6)$$

式中第一项 $U_{in}(r)$ 是来自各个方向的约化强度的平均值,第二项是 $K(r_1, \hat{s}')$ 和位于 r_1 的点源对 r 处场的贡献。

利用辐射输运理论研究密集随机分布粒子中波的传播问题的难点在于输运方程(2)(6)中包含三维坐标 (x, y, z) 和两个球坐标方位角 (θ, ϕ) 的五维边界条件.对于像烟尘、云等可以近似为平面平行介质模型的问题时,输运方程就大为简化,波在这类介质中的传输时仅需要考虑三个变量——距离 s 和两个球坐标方位角 (θ, ϕ) 。

2.3. 平面平行烟尘中电磁波传输的 Monte Carlo 模拟

Monte Carlo 方法最初是由 Metropolis 和 Ulam^[15] 为了模拟物理过程而采用的一种随机的模拟,现已广泛应用于多个领域^[16-20].在辐射传输问题中,其基本思想是把辐射能看成由独立的光束组成,将输运方程转变成一个概率模型.把复杂的辐射传输问题分解成反射、吸收和散射等几个独立过程,每一光束在系统内部的传递过程,由一系列随机数确定.跟踪一定量的光束后,记录光子被反射、透射、散射和吸收的历史,就可得到较为稳定的统计结果。

当强度归一化的非极化平面波沿 z 方向垂直入射到厚度为 d 的平面平行烟尘中,选择入射面为 $x-z$ 平面,且忽略边界反射,当烟尘内部无源时,考虑烟尘中粒子的多重散射,即离散随机分布粒子与波的多次相互作用.当散射元数 N 相当大时,散射粒子与波的相互作用可近似为链式散射.当烟尘中粒子的介电性质、尺寸参数等体现粒子本身物理性质的量不相同,可以将烟尘分割成多层,在每一层中近似认为这些量基本相同.如图 2 所示,将波处理成光子束(或波的能量被一种假想粒子携带),它在烟尘中被粒子散射、吸收或从烟尘逃逸出.每个光子遭受多重散射时,若每一次散射只与前一次散射有关,可把光子历史的状态序列用马尔科夫过程描述,对应于光子输运的历史状态,输运方程可改写为一般数学形式

$$K(s) = I_{in}(s) + \int K(s') K(s' \rightarrow s) ds',$$

或表示为

$$K(s) = \sum_{m=0}^{\infty} I_m(s), \quad (7)$$

或表示为

$$I_0(s) = I_{in}(s),$$

$$I_1(s) = \int I_0(s_0) K(s_0 \rightarrow s) ds_0,$$

$$I_m(s) = \int I_{m-1}(s_{m-1}) K(s_{m-1} \rightarrow s) ds_{m-1} \\ = \int \dots \int I_0(s_0) K(s_0 \rightarrow s_1) \dots \\ \times K(s_{m-1} \rightarrow s) ds_{m-1} \dots ds_1 ds_0, \quad (8)$$

式中 K 是具有核函数为 $K(s' \rightarrow s)$ 的积分算子.这样就可以将(7)式改写成概率模型

$$P(s) = \sum_{m=0}^{\infty} P_m(s), \quad (9)$$

式中 $P_m(s)$ 表示光子通过 m 次空间输运和碰撞后到达相空间点 s 的概率,对应(7)式中的 $I_m(s)$ 。

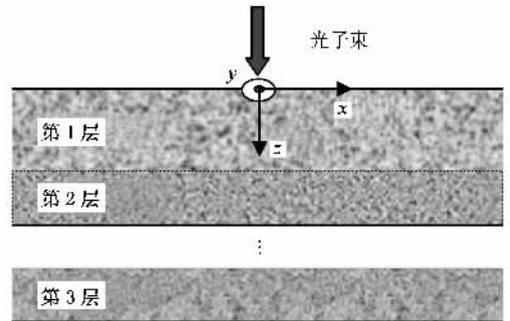


图 2 光子包垂直入射到多层散射介质示意图

烟尘中光子束的传输如图 3 所示,光子束沿 z 轴从坐标原点入射, s_1, s_2, s_3, \dots 表示每一次的步长, θ 和 ϕ 表示当前光子运动方向相对于碰撞前光子运动方向的散射角和方位角, $x-z$ 平面是研究粒子散射光强角分布的散射平面.光子运动步长由平均自由程的累计概率分布决定,即

$$s = -\ln(1 - \xi) C_i, \quad (10)$$

式中 ξ 表示 $(0, 1)$ 上均匀分布的随机数,相互作用系数 C_i 为吸收系数 C_a 和散射系数 C_s 之和.(10)式给出了光子与烟尘粒子相互作用的平均自由程,需要注意的是在多层散射介质中,在相互作用发生之前,光子束可以自由渡越多层介质,此时有

$$P\{s \geq s_{sum}\} = 1 - \exp\left(-\sum_i C_{ii} s_i\right), \quad (11)$$

式中 i 为介质的层数, C_{ii} 为第 i 层的相互作用系数.光子束在烟尘中传输时,相邻作用的两个粒子之间的坐标关系由下式描述:

$$\begin{aligned} x' &= x + \mu_x s, \\ y' &= y + \mu_y s, \\ z' &= z + \mu_z s, \end{aligned} \tag{12}$$

式中 (x', y', z') 为光子束与粒子相互作用后的新坐标 (x, y, z) 为光子束与粒子相互作用前坐标 (μ_x, μ_y, μ_z) 为光子束与粒子相互作用散射角的方向余弦. 光子束散射后新的运动方向由 Henyey 和 Greenstein 提出的 HG 散射相函数^[21, 22]来确定, 其运动方向的方向余弦为

$$\begin{aligned} u &= u_1 \sin \varphi' + v_1 \cos \theta' \\ &\quad + w_1 \cos \varphi' \sin \theta', \\ v &= -u_1 \cos \varphi' + v_1 \sin \varphi' \cos \theta' \\ &\quad + w_1 \sin \varphi' \sin \theta', \\ w &= -v_1 \sin \theta' + w_1 \cos \theta', \end{aligned} \tag{13}$$

式中 (u, v, w) 为全局坐标系下的散射方向的方向余弦 (θ', φ') 为该次散射的入射角 (u_1, v_1, w_1) 为局部坐标系下散射方向的方向余弦,

$$\begin{aligned} u_1 &= \sin \theta \cos \varphi, \\ v_1 &= \sin \theta \sin \varphi, \\ w_1 &= \cos \theta. \end{aligned} \tag{14}$$

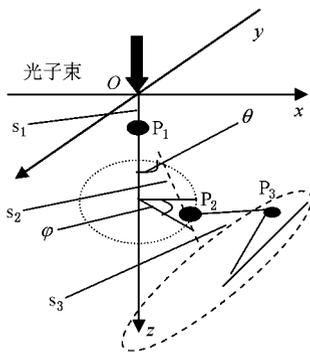


图 3 光子传输模拟

光子束在烟尘中传输时, 由于与烟尘粒子的相互作用, 光子束每传播一个自由程都有一小部分能量被吸收, 相应的权重将不断衰减. 衰减的权重 ΔW 可以由下式计算:

$$\Delta W = W_i C_a / C_t = \alpha W_i, \tag{15}$$

式中 α 为单个粒子的反照率. 光子运动一个自由程之后剩余的权重为

$$W_{i+1} = W_i \exp[-C_a s_i]. \tag{16}$$

若 W_{i+1} 大于某一个最小值(本文计算中最小值取 10^{-8}), 则剩余的光子束将被散射到一个新的方向继续重复上述过程; 若权重 W_{i+1} 小于最小值, 则在不

特别关心剩余光子传播的情况下, 可以为光子束的传输结束. 当所有的光子被跟踪完毕后, 就可由下列公式分别计算光子的平均反射率 R 和平均透射率 T :

$$\begin{aligned} R &= \frac{1}{N} \sum P_r, \\ T &= \frac{1}{N} \sum P_t, \end{aligned} \tag{17}$$

式中 P_r 和 P_t 分别为光子反射率和透射率的无偏估计.

3. 数值结果及分析

考虑图 2 所示的烟尘模型, 每一层中包含大量的簇团粒子, 每层的厚度在微米量级. 对于这样的薄层, 可近似认为该层中烟尘粒子均匀分布. 由 DDA 方法和 Mie 理论分别计算这些簇团粒子及对应的等效球的散射截面、吸收截面、不对称因子等单次散射特征量, 算出每一层中总的平均散射系数 $C_s = \rho \sigma_s$, 消光系数 $C_t = \rho \sigma_t$, 反映烟尘中粒子散射和吸收比例的单次散射反照率 $\alpha = C_s / C_t$. 利用 Monte Carlo 方法计算烟尘粒子的反射率和透射率.

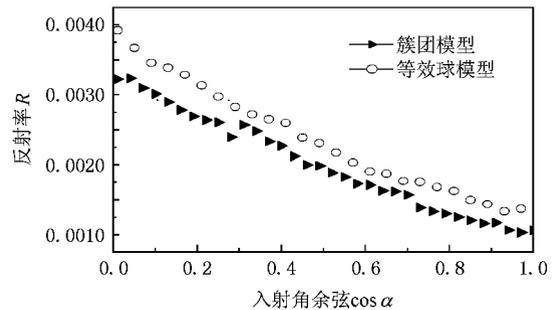


图 4 粒子数密度为 $10 \mu\text{m}^{-3}$ 时反射率随入射角余弦的变化

图 4 和图 5 是由 Monte Carlo 方法计算得到的单层烟尘的反射率和透射率随光子入射角余弦的变化曲线. 计算所用参数如下: 入射波波长为 $0.6328 \mu\text{m}$, 相应的烟尘粒子的折射率为 $m = 1.71 + 0.53i$ ^[23], 粒子层的厚度为 $10 \mu\text{m}$, 粒子数密度为 $10 \mu\text{m}^{-3}$, 假设层中只有同一类簇团粒子(所含的原始烟尘粒子为 64 个, 半径为 $0.05 \mu\text{m}$), 相对应的等效球半径 $r_e = 0.24814 \mu\text{m}$. 由 DDA 方法计算的不对称因子、散射截面和消光截面的平均值分别为 $g = 0.7131$, $\sigma_s = 0.1138 \mu\text{m}^2$, $\sigma_t = 0.3555 \mu\text{m}^2$; 由 Mie 理论计算等效球的不对称因子、散射截面和消光截面的值分别为 g

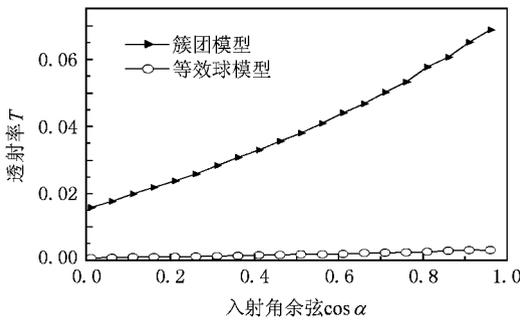


图 5 粒子数密度为 $10 \mu\text{m}^{-3}$ 时透射率随入射角余弦的变化

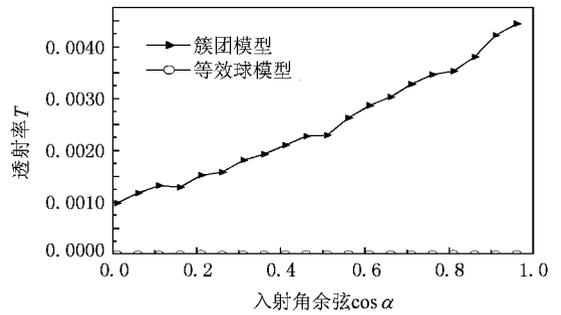


图 7 粒子数密度为 $20 \mu\text{m}^{-3}$ 时透射率随入射角余弦的变化

$= 0.7316$, $\sigma_s = 0.2557 \mu\text{m}^2$, $\sigma_t = 0.5518 \mu\text{m}^2$. 由图 4 和图 5 可以看出, 在相同的粒子数密度、厚度一定的烟尘粒子层中, 由于对粒子层中烟尘粒子的处理方法不同, 所得到的反射率和透射率也不相同. 对于反射率, 两种处理方法所得到的结果差别不是太大, 而对于透射率, 这种差别则比较明显, 采用等效球处理时, 波被透射的概率相当小. 主要原因是两种处理方法中对应的不对称因子、散射截面和消光截面都不同. 采用等效球处理时消光截面和吸收截面都大于相对应的簇团粒子的消光截面和吸收截面. 同时考虑到烟尘粒子对能量有强的吸收性, 故其反射率和透射率比采用簇团粒子处理时要小.

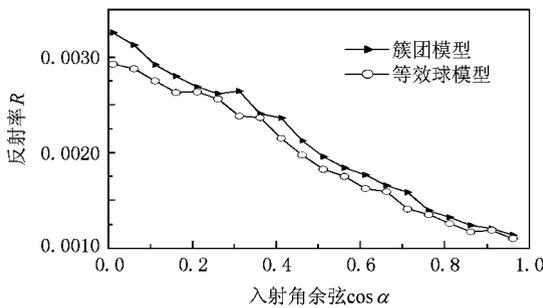


图 6 粒子数密度为 $20 \mu\text{m}^{-3}$ 时反射率随入射角余弦的变化

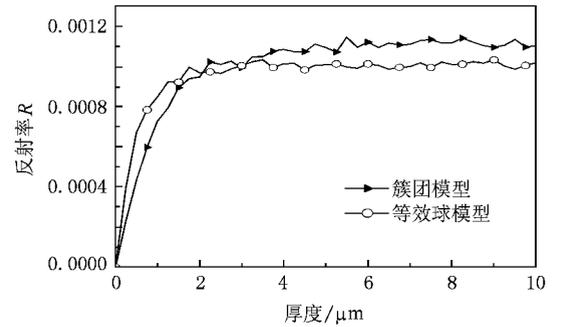


图 8 反射率随烟尘厚度的变化

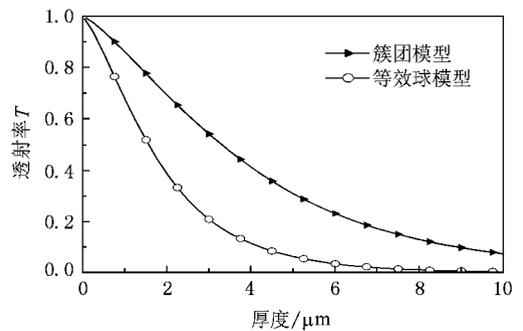


图 9 透射率随烟尘厚度的变化

图 6 和图 7 采用的处理方法和计算所涉及的参数与图 4 和图 5 相同, 只是粒子的数密度增大到 $20 \mu\text{m}^{-3}$. 对比图 4 和图 5 可看出, 随着粒子数密度的增加, 反射率的变化并不明显. 这是由于粒子数密度增大后, 虽然光子能量被吸收的概率增大, 但光子被反射的概率同样增大. 而对于透射率则完全不同, 由于粒子数密度的增大, 光子被反射和吸收的概率都会增大, 故其透射率将大大减小, 而且对于采用等效球的方法, 透射率几乎为零. 图 4—7 还反映出, 在烟尘粒子层厚度一定的情况下, 随着入射角的减小,

入射波透过烟尘粒子层的概率增大, 导致整个烟尘粒子层的反射率以及衰减率也随着入射角的减小相应地减小.

当粒子数密度 $\rho = 10 \mu\text{m}^{-3}$, 簇团粒子和等效球构成的烟尘粒子层在入射波入射角一定 (0° 入射) 的情况下, 图 8 和图 9 给出了整个粒子层的反射率和透射率随烟尘厚度的变化曲线, 计算过程中对组成粒子层的簇团粒子和等效球的不对称因子、散射截面和消光截面的值依然采用图 4 和图 5 中所用的值. 由图 8 和图 9 可以看出, 两种方法处理结果的差别比较明显, 反射率和透射率随粒子层厚度取值的不同而不同. 簇团粒子模型的数值结果比等效球模

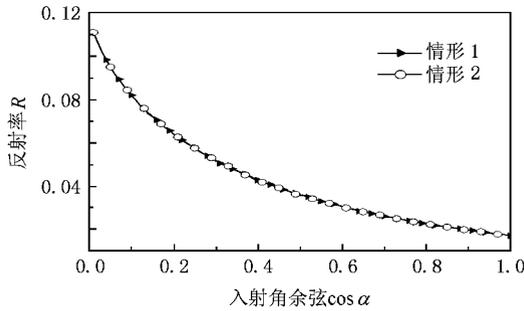


图 10 烟尘簇团粒子层反射率变化曲线

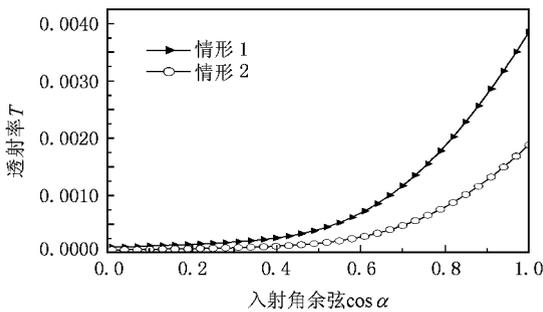


图 11 烟尘簇团粒子层透射率变化曲线

表 1 利用介质层模型计算粒子层 R 和 T 时相关参数的取值

层数	粒子数密度/ μm^{-3}			消光系数			散射系数		
	1	2	3	1	2	3	1	2	3
情形 1	4	8	16	0.1715	0.3429	0.6858	0.0376	0.0752	0.1504
情形 2	8	10	16	0.3429	0.4280	0.6858	0.0752	0.0940	0.1504

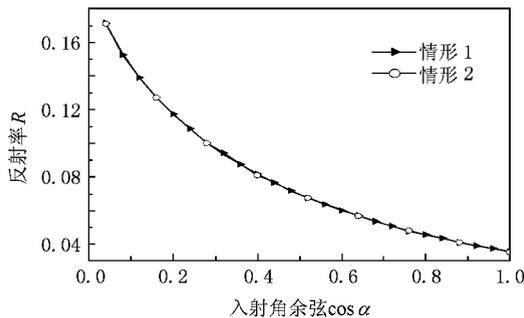


图 12 烟尘等效球粒子层反射率变化曲线

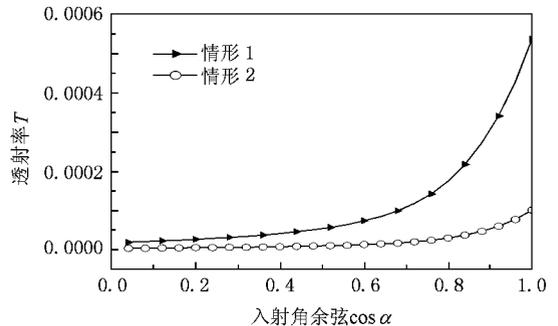


图 13 烟尘等效球粒子层透射率变化曲线

图 12 和图 13 给出的是与图 10 和图 11 中簇团粒子对应的等效球构成的粒子层的反射率和透射率随入射角余弦的变化曲线. 在反射率 R 和透射率 T 的计算中, 取入射波波长为 $0.6328 \mu\text{m}$, 不对称因子为 0.37456 , 每层厚度为 $3 \mu\text{m}$, 散射截面和消光截面

型的数值结果大, 其主要原因是由于两种处理方法中粒子的不对称因子、散射截面和消光截面的值不同. 而且随着粒子层厚度的增加, 波与烟尘粒子之间的相互作用明显增加. 随着厚度的增加, 入射波被烟尘粒子散射的概率就会增大, 反射率也将增大. 考虑到烟尘粒子对能量的吸收, 对于不同类型粒子构成的粒子层, 反射率随厚度的增加达到某一个值之后将趋于一定值而不再增加, 透射率则随粒子层厚度的增加而减小, 当厚度达到一定程度时透射率接近零, 即波将不会透射出粒子层, 其能量完全被烟尘粒子吸收和反射.

图 10 和图 11 给出的是在匹配边界条件下, 由簇团粒子 (8 个原始烟尘粒子组成) 构成的介质层模型, 共分三层. 在反射率 R 和透射率 T 的计算中, 取入射波长为 $0.6328 \mu\text{m}$, 不对称因子为 0.4046 , 每层厚度为 $3 \mu\text{m}$, 其他计算所需参数如表 1 所列. 从图 10 和图 11 可以看出, 这种情况下粒子对能量的吸收相当大, 在很小的粒子数密度下其反射率和透射率的值相当小, 反射率在粒子数密度相差不大的情况下几乎没有多大差别, 但是透射率却直接取决于粒子的数密度, 同时也直接取决于入射波的入射角度.

的值分别为 $0.0371 \mu\text{m}^2$ 和 $0.1028 \mu\text{m}^2$, 计算所需的其他参数如表 2 所列. 由图 10—13 可看出, 这两种类型的粒子构成的烟尘粒子层, 在相同入射波入射下, 其反射率和透射率随入射角余弦的变化比较明显. 采用簇团粒子来模拟烟尘粒子层中的粒子时, 其

反射率比采用等效球模拟粒子层中的烟尘粒子的反射率变化范围小,但是透射率则刚好相反.图 10—13 还表明:反射率基本不随粒子层中数密度的变化

而改变,而透射率则与粒子层中的数密度密切相关,根本原因在于不同类型的粒子所对应的不对称因子、散射截面和消光截面的值不同.

表 2 利用等效球模型计算粒子层 R 和 T 时相关参数的取值

层数	粒子数密度/ μm^{-3}			消光系数			散射系数		
	1	2	3	1	2	3	1	2	3
情形 1	4	8	16	0.411	0.822	1.644	0.1484	0.2967	0.5934
情形 2	8	10	16	0.822	1.0275	1.644	0.2967	0.3709	0.5934

4. 结 论

本文利用 Mie 理论和 DDA 方法计算了烟尘等效颗粒模型和簇团粒子的单次散射特性.基于辐射输运理论由 Monte Carlo 方法计算了电磁波在烟尘中传输的反射率和透射率.结果表明:不论是对于单层烟尘粒子还是多层烟尘粒子,其反射率和透射率依赖于粒子对能量的吸收程度、烟尘中粒子的数密度、

入射波的入射角度以及粒子层的厚度.对比等效颗粒模型结果,结合烟尘粒子的实际形成过程将烟尘粒子视为是由多个原始微粒组成的簇团粒子是可行的,且更接近于实际.对于较厚的平面平行介质模型,将其分割为多个薄层来处理可以减小近似误差,提高计算精度.当然,进一步的研究还需考虑簇团粒子中包含原始烟尘微粒的个数及烟尘中簇团粒子的数密度.

- [1] Huang C J , Liu Y F , Wu Z S 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 4068 (in Chinese) [黄朝军、刘亚锋、吴振森 2007 物理学报 **56** 4068]
- [2] Li L F , Zhang L , Dong L , Ma W G , Yin W B , Jia S T 2006 *Acta Photon. Sin.* **35** 915 (in Chinese) [李霖峰、张雷、董磊、马维光、尹王保、贾锁堂 2006 光子学报 **35** 915]
- [3] Wang Q H , Zhang Y Y , Lai J C , Li Z H , He A Z 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 1203 (in Chinese) [王清华、张颖颖、来建成、李振华、贺安之 2007 物理学报 **56** 1203]
- [4] Sun X M , Han Y P 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 682 (in Chinese) [孙贤明、韩一平 2006 物理学报 **55** 682]
- [5] Wang Z H , He Y H , Zuo H Y , Zheng Y C , Yang J G 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 3188 (in Chinese) [王治华、贺应红、左浩毅、郑玉臣、杨经国 2006 物理学报 **55** 3188]
- [6] Wang L , Xu Z H , Feng H J 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 2694 (in Chinese) [王凌、徐之海、冯华君 2005 物理学报 **54** 2694]
- [7] Zuo H Y , Yang J G 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 6132 (in Chinese) [左浩毅、杨经国 2006 物理学报 **55** 6133]
- [8] Qiao L F , Zhang Y M , Xie Q Y , Fang J , Wang J J 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 6736 (in Chinese) [乔利锋、张永明、谢启源、方俊、王进军 2007 物理学报 **56** 6736]
- [9] Wang L , Li J , Yang Y J 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 160 (in Chinese) [王理、黎坚、杨亚江 2004 物理学报 **53** 160]

- [10] Draine B T 1988 *Astrophys J.* **333** 848
- [11] Eymet V , Brasil A M , Hafi M E , Farias T L 2002 *J. Quant. Spectrosc. Rad. Trans.* **74** 697
- [12] Jullien R , Botet R 1987 *Aggregation and Fractal Aggregates* (Singapore : World Scientific)
- [13] Ku J C , Shim K H 1992 *J. Quant. Spectrosc. Rad. Trans.* **47** 201
- [14] Tsang L , Kong J A , Shin R T 1985 *Theory of Microwave Remote Sensing* (New York : Wiley)
- [15] Metropolis N , Ulam S 1949 *J. Am. Stat. Assoc.* **44** 335
- [16] Shao Q Y , Pan Z Y , Huo Y K 1994 *Chin. Phys.* **3** 623
- [17] Song Y C , Xing D 2002 *Acta Laser Biol. Sin.* **11** 10
- [18] Liu Y , Song C L , Weng W J , Du P Y , Han G R 2005 *J. Zhejiang Univ. Sci. A* **6** 155
- [19] Kong L G , Liu X Y , Du G , Wang Y , Kang J F , Han R Q 2006 *Chin. Phys.* **15** 654
- [20] Huang Z G , Chen Z G , Jiang L Q , Ye Q Y , Wu Q Y 2006 *Chin. Phys.* **15** 1602
- [21] Cotnet W M , Shanks J G 1992 *Appl. Opt.* **31** 3152
- [22] Dominique T 1996 *Appl. Opt.* **35** 3270
- [23] Wu J S , Krishnan S S , Faeth G M 1997 *ASME J. Heat Trans.* **119** 230

Monte Carlo simulation of transfer-characteristics of electromagnetic wave propagating in soot^{*}

Huang Chao-Jun^{1)†} Liu Ya-Feng¹⁾ Wu Zhen-Sen²⁾ Sun Yan-Qing¹⁾ Long Shu-Ming¹⁾

¹ *Department of Physics, Shaanxi University of Technology, Hanzhong 723001, China*

² *School of Science, Xidian University, Xi'an 710071, China*

(Received 8 May 2008 ; revised manuscript received 20 October 2008)

Abstract

Based on equivalent particulate model and fractal theory, using the Mie theory and discrete-dipole approximation, the scattering by aggregated soot particles of the $0.6328 \mu\text{m}$ incident wave is computed. Then based on radiation transportation theory and numerically calculating the transfer-characteristics of electromagnetic wave propagating in soot by using Monte Carlo method, the author gets the relationships of the reflectivity and transmissivity of soot with the changing incident angles, soot thickness and density, and analyses these factors affecting the reflectivity and transmissivity. This provides an efficient approach to the research of transfer-characteristics of electromagnetic wave in poly-disperse highly dense media.

Keywords : soot particles, discrete dipole approximation, transfer-characteristics, Monte Carlo simulation

PACC : 4110H, 7890, 7820D

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60771038) and the Natural Science Basic Research Plan in Shaanxi Province of China (Grant No. 2006A15).

[†] E-mail : chaojun1125@yahoo.com.cn