

151-155

含片状粒子涂层的热辐射*

徐文兰 沈学础

(中国科学院上海技术物理研究所红外物理国家重点实验室, 上海, 200083;
微结构高科技中心, 南京, 210093)

A **摘要** 用几何光学绕射理论研究了片状粒子的散射, 由非均匀系统的热辐射传输方程求出了含片状粒子涂层的表观比辐射率, 讨论了片状粒子的线度、体积比、涂层厚度等因素对涂层系统辐射性能的影响, 比较了含片状粒子涂层和含球状粒子涂层的辐射性能。

关键词 非均匀涂层, 热辐射。

① 绕射 片状粒子

TK124

引言

在文献[1]和[2]中, 我们曾系统地研究了含球状粒子的非均匀涂层的红外辐射性能, 研究了涂层系统的辐射性能与涂层厚度、球状粒子粒径、体积比等几何参数以及与涂层内各组元光学常数的关系。研究表明, 当涂层内球状粒子的散射比较大、吸收比较小时, 整个系统的红外辐射就比较小。这是因为散射作用会使热辐射流弥散和改变方向, 而根据基尔霍夫定律, 吸收小的材料, 其发射也比较小。一个很自然的想法就是如何将各向异性的柱状或片状粒子代替球状粒子作为填料, 在不增加粒子吸收的前提下, 可望增强散射, 获得比辐射率更低的涂层。与主要作为节能材料应用的高比辐射率涂层相比, 低比辐射率涂层的研究是一个更为困难、然而在隔热和热隐身等领域内又相当重要的问题。已有实验表明, 含柱状或片状粒子的涂层确实有比较小的比辐射率^[3]。本文的目的是从理论角度研究含片状粒子涂层的辐射性能。作者目前尚未见到这方面的研究报道。由于片状粒子在二维线度上大于热辐射波长, 而在一维线度上则远小于热辐射波长, 因此, 我们可以采用几何光学的绕射理论来处理热辐射在片状粒子边缘的散射。在求出了片状粒子的吸收、散射截面后, 通过我们以往建立的非均匀涂层辐射传输方程, 便可得到含片状粒子涂层的比辐射率。我们还将讨论比辐射率与涂层结构的关系, 并与含球状粒子的涂层进行比较。

⑭

1 片状粒子表面吸收和散射截面

由于本文涉及到形状相对比较复杂的片状粒子, 有必要从最基本的散射截面概念导出本文需要的公式。设一束功率为 P 的辐射入射到含许多悬浮颗粒的非均匀媒质上, 因媒质内颗粒的散射作用, 使部分辐射偏离了原来的传播方向, 从而使沿原方向传播的辐射衰减了 ΔP , 有

$$-\Delta P/P = \gamma \Delta x, \quad (1)$$

式中 Δx 为传播距离, γ 是散射系数, 量纲为 $[L^{-1}]$, 散射截面定义为

* 国家自然科学基金资助项目
本文 1995 年 3 月 24 日收到, 修改稿 1995 年 5 月 12 日收到

$$\sigma = \gamma/n, \quad (2)$$

n 为单位体积内的散射颗粒数目, 显见 σ 是有面积的量纲. 从式(1)和(2)可见, 在各种情形下弄清 P 和 ΔP 是求得 σ 的关键. 对于一个面元 ds , 入射到表面元上的功率为

$$dP = I_0 \cos\theta ds, \quad (3)$$

I_0 为入射辐射的辐射强度, 即单位球面度内的辐射功率, θ 为入射辐射与面元法线间的夹角, 因为对球面而言有 $ds = a^2 \sin\theta d\theta d\phi$, 这里 a 为球半径, ϕ 为入射辐射方位角. 所以半个球面上接收到的入射功率为

$$P = \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi/2} I_0 a^2 \sin\theta \cos\theta d\theta d\phi. \quad (4)$$

文献[1]中关于球形粒子散射截面的推导就是基于公式(4)的.

当辐射入射到片状粒子表面时, 由式(3)很容易得到一个片状粒子表面接收到的功率. 考虑到在涂料中片状粒子的排列是无规的, 有必要进行方向平均(球形粒子是各向同性的, 无此问题). 因而有

$$P = \frac{l_1 l_2}{2\pi} \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi/2} I_0 \cos\theta \sin\theta d\theta d\phi. \quad (5)$$

式中 l_1 和 l_2 为薄片的两维线度. 反射光和入射光夹角为 2θ , 以此为宗量便可获得相对于入射光横向和后向的散射截面 σ_w 和 σ_{hw} , 即

$$\left. \begin{aligned} \sigma_w &= l_1 l_2 \int_{\theta=0}^{\pi/2} R_0 \frac{\sin^3 2\theta}{2} d\theta, \\ \sigma_{hw} &= l_1 l_2 \int_{\theta=0}^{\pi/4} R_0 \frac{\sin 2\theta}{2} \cos^2 2\theta d\theta. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

片状粒子表面吸收截面则为

$$\sigma_w = l_1 l_2 \int_{\theta=0}^{\pi/2} (1 - R_0) \frac{\sin 2\theta}{2} d\theta. \quad (7)$$

式中 R_0 为粒子表面反射系数. 文献[1]给出了计算 R_0 的方法. 注意到薄片和粘结剂一般为吸收介质, 在求 R_0 时, 必须用复数的 Snell 定律来得到入射角和出射角的关系, 涉及到粒子和粘结剂的光学常数, 详见文献[1]的推导.

2 片状粒子边缘的散射

上节处理了片状粒子两维表面的散射, 现在考虑边缘问题. 一般片状粒子的厚度仅为 $1\mu\text{m}$ 左右, 因此相对于波长 $10\mu\text{m}$ 左右的红外热辐射, 可用几何光学的绕射理论进行处理. 当入射辐射以 θ 角入射到边缘时, 绕射光线则分布在一个顶角为 2θ 的圆锥面内, 见图 1. 对于一段线元 dl , 与式(3)相对的入射功率为

$$dP = I_0 \sin\theta dl, \quad (8)$$

这里 θ 为入射光与边缘的夹角. 对于长为 l 的边缘, 横向和后向散射截面 σ'_{hw} 和 σ'_{hw} 分别为

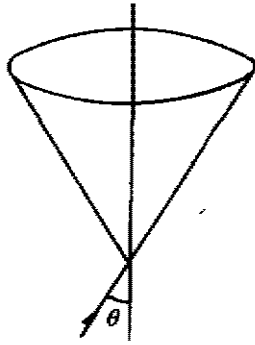


图1 片状粒子边缘散射
Fig. 1 The scattering of the edges
of sheet-shaped particles

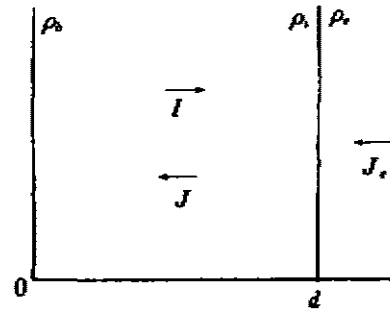


图2 非均匀涂层辐射流
Fig. 2 The radiation flux in the
inhomogeneous coating layer

$$\sigma'_{nw} = \frac{l}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{D}{r} \sin\theta \sin^2\psi d\alpha, \quad (9a)$$

$$\sigma'_{nw} = \frac{l}{2\pi} \int_0^{2\pi} \sin\theta \cos^2\psi (1-p) d\alpha. \quad (9b)$$

式(9)中 α 为绕射光线的方位角, ψ 为绕射光线和入射光线之间的夹角(稍后我们将给出它的表达式), r 为场点到边缘线元的距离. 如 $\cos\psi \geq \pi/2$, 表明是后向散射, 取 $p=0$; 如 $\cos\psi < \pi/2$, 表明是前向散射, 取 $p=1$, 在式(9b)中纳入 $(1-p)$ 这个因子就是为了保证积分在约束条件 $\cos\psi \geq \pi/2$ 下进行. D 为几何光学绕射系数^[4], 有

$$\left. \begin{aligned} D &= (D_m + D_r)/2, \\ D_{m,r} &= [\sec(\alpha - \phi)/2 \pm \csc(\alpha + \phi)]^2 \lambda / 6\pi^2 \sin^2\theta, \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

ϕ 为入射光线的方位角, λ 为波长. 同样应考虑无规排列问题, 需要对式(9)进行入射光线方位 (θ, ϕ) 的平均. 因此横向散射截面和后向散射截面为

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{nw} &= \frac{2(l_1 + l_2)}{4\pi^2} \int_{\alpha=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi/2} \int_{\phi=0}^{\pi/2} \frac{D}{r} \sin^2\theta \sin^2\psi d\alpha d\theta d\phi, \\ \sigma_{bnw} &= \frac{2(l_1 + l_2)}{4\pi^2} \int_{\alpha=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi/2} \int_{\phi=0}^{\pi/2} \frac{D}{r} \sin^2\theta \cos^2\psi (1-p) d\alpha d\theta d\phi. \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

由于入射光线和绕射光线对边缘的夹角均为 θ , 通过简单数学推导可得出两者之间夹角 ψ 满足

$$\cos\psi = \cos(\alpha - \phi) \sin^2\theta + \cos^2\theta. \quad (12)$$

将式(10)和(12)代入式(11), 便可求得由薄片边缘引起的横向和后向散射截面.

3 热传输方程和涂层比辐射率

图2给出了非均匀涂层中辐射流示意图. I 为前向流, J 为后向流, J_0 为涂层外来流. I , J 满足方程

$$\left. \begin{aligned} dI/dx &= -(A+S)I + SJ + C, \\ dJ/dx &= (A+S)J - SI - C, \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

C 为涂层单位体积辐射功率, A 和 S 分别为吸收系数和散射系数, 由文献[1]可以得到这种涂层系统表观比辐射率为

$$\varepsilon = A_1 \varepsilon_0 + A_2, \quad (14)$$

式中 ε_0 为衬底的比辐射率, A_1 和 A_2 与涂层的吸收系数 A 、散射系数 S 、涂层厚度 d 以及界面反射率 ρ_0 、 ρ_1 、 ρ_2 (如图所示) 有关, 它们的定义见文献[1], A 和 S 分别为

$$A = \sqrt{3} n \sigma_{ar} + 4(1-f)k_1/\lambda, \quad (15)$$

$$S = \sqrt{3} n [\sigma_{sc} + \sigma_{sw} + 0.5(\sigma_n + \sigma_{lw})]. \quad (16)$$

式(15)中计及了粘结剂的吸收, 式(16)对薄片的表面和边缘散射进行了加和, 这里 n 为单位体积粒子数, f 为粒子体积比, 对于厚度为 $1\mu\text{m}$ 的片状粒子, 有

$$f = n l_1 l_2, \quad (17)$$

l_1, l_2 均以 μm 为单位, 这样我们便可以通过涂层厚度 d 、片状粒子线度 l_1 和 l_2 、体积比 f 、衬底比辐射率 ε_0 及片状粒子和粘结剂的光学常数 (n_1, k_1) 、 (n_2, k_2) 、波长 λ 得到整个涂层系统的比辐射率 ε 了。

4 计算和讨论

表1以金属铝的片状粒子为例, 给出了不同片状粒子尺寸、体积比和涂层厚度的计算结果, $\lambda = 10\mu\text{m}$ 时, Al 的光学常数为 (25.3, 89.8), 粘结剂的光学常数为 (1.8, 0.001), 衬底 ε_0 取为 0.9, 表1的最后一行列出了粒径为 $20\mu\text{m}$ 的球形粒子计算结果。

表1 计算结果
Table 1 Calculated results

l_1	l_2	f	$d(\mu\text{m})$	$A(\mu\text{m}^{-1})$	$S(\mu\text{m}^{-1})$	ε
20	20	0.2	50	4.93×10^{-3}	0.116	0.158
20	40	0.2	50	4.93×10^{-3}	0.108	0.161
20	20	0.3	50	7.19×10^{-3}	0.174	0.153
20	20	0.2	100	4.93×10^{-3}	0.101	0.160
球径	20	0.2	50	2.70×10^{-3}	1.27×10^{-2}	0.242

从表1, 我们可以得出以下几点结论: (1) 当涂层中铝粒子的含量增多时 (f 大), ε 下降, 这是很自然的, 因为铝是一种低比辐射率的材料. (2) 在体积比不变的情形下, 增大铝粒子的二维线度, ε 上升, 这是因为在涂层中铝粒子的总边缘长度减小, 而边缘散射对于降低涂层的 ε 起了很重要的作用. (3) 当涂层厚度超过 $50\mu\text{m}$ 时, 涂层的比辐射率对于衬底比辐射率的变化不敏感. (4) 低比辐射率的涂层对于高比辐射率的衬底起了阻挡作用, 一般而言, 涂层越厚, 整个系统的比辐射率就越低, 但当涂层粘结剂的吸收不很小时, 涂层厚度到一定程度 ($d \geq d_0$), 由涂层引起的辐射就会超过衬底透过涂层的辐射, 整个涂层系统的比辐射率

反而会增大,这与文献[1]中对球状粒子的讨论是一致的,由于片状粒子的吸收比较小, d_0 的值比起球状粒子涂层要小.

至于粘结剂光学常数、涂层衬底的比辐射率等因素对涂层系统总的比辐射率的影响,在文献[1]和[2]中都作过详细的讨论,此处不再赘述.

特别值得注意的是:计算表明,对于同样的体积比,片状粒子的涂层确实表现出比球状粒子涂层更低的比辐射率.这与我们在本文开始时的简述十分一致.

由于边缘散射随距离 r 衰减,为了计算的方便,我们把式(11)积分中的 r 固定为涂层厚度的 $1/2$.我们的计算仅是模型计算,计算结果在定性上是正确的,理论框架及计算的结论无疑都是符合实际的.

5 结论

本文首次尝试用几何光学的绕射理论方法处理片状粒子的边缘散射问题,从而求出了含片状粒子涂层的比辐射率.研究表明这一理论方法的应用是成功的,还表明片状粒子涂层具有比球状粒子涂层更低的比辐射率.关于涂层参数对涂层辐射性能影响的研究将有助于材料的研制工作,进一步的研究尚在进行之中.

参考文献

- 1 Xu Wenlan, Shen S C. *Applied Optics*, 1992, 31, 4488
- 2 徐文兰,等. *红外研究*, 1990, 9, 384
- 3 李永明. *高技术新材料领域学术讨论会*, 北京, 1992, 3
- 4 James G L. *Geometrical theory of diffraction for electromagnetic waves, Revised edition*, London: Peter Peregrinus, 1980, 115

THE THERMAL RADIATION OF THE COATING LAYER WITH SHEET-SHAPED PARTICLES*

Xu Wenlan Shen Xuechu

(National Laboratory for Infrared Physics, Shanghai Institute of Technical Physics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200083, China; Center of Advanced Studies for Science and Technology of Microstructures, Nanjing, Jiangsu 210093, China)

Abstract The scattering of the sheet-shaped particles was studied by using the diffraction theory of geometrical optics. The apparent emissivity of the coating layer with sheet-shaped particles was obtained by the use of the transfer equations of the thermal radiation for the inhomogeneous coating layer. The influence of the sheet size, the volume fraction occupied by the particles and the layer thickness, etc. on the radiation properties of the coating was discussed. The radiation properties of coatings with sheet-shaped and spherical particles were compared.

Key words inhomogeneous coating layer, thermal radiation.

* The project supported by the National Natural Science Foundation of China