

多种物质的远红外吸收研究

陈治平¹, 王健², 王歧英¹, 何佑明¹, 许自富¹, 齐建文¹, 侯本涛¹

(1. 炮兵学院 一系, 安徽 合肥 230037; 2. 天津津航技术物理研究所, 天津 300192)

摘要:根据散射理论, 描述了多种物质对红外入射的吸收问题。首先通过计算单个粒子的有关参数, 推导出了一定条件下气悬体粒子随参量变化时的透射关系, 进而计算出一定入射波长条件下某些远红外材料的最低透射率, 从绘制的透射率曲线看出, 每个连续的透射率曲线都有一个最小值。显然, 选择对应的粒子直径可以为烟幕加工提供理论上优化的依据。最后给出了实验结果。

关键词:气悬体; 红外; 散射; 透射

中图分类号: TN21 **文献标识码:** A **文章编号:** 1007-2276(2004)03-0224-03

Research on far IR shielding effect of multi-material

CHEN Zhi-ping¹, WANG Jian², WANG Qi-ying¹, HE You-ming¹, XU Zi-fu¹, QI Jian-wen¹, HOU Ben-tao¹

(1. The 1st Department, Hefei Artillery Academy, Hefei 230037, China;

2. Tianjin Jinhang Institute of Technical Physics, Tianjin 300192, China)

Abstract: The problem of IR absorption and the way how to optimize far IR smokescreen are described. Based on particles dispersion theory, the dispersion of one material particle is calculated. Then the relationship between transmissivity and diameter of some materials is analyzed. For each material, the minimum transmissivity value is obtained. Finally, the IR absorption spectrum of the smokescreen is given and the result is satisfactory.

Key words: Smokescreen; IR; Dispersion; Transmission

0 引言

烟幕是对抗红外成像与激光探测和制导的有效方法。烟幕的作用是阻断光信号在目标与对方探测器之间的传递。它对于红外成像与激光探测和制导都有干扰效果, 因为光电探测与制导系统都需要接收来自目标的信号, 不管这一信号是由目标本身发出的

还是由其他辐射源发射到目标上被散射的^[1,2]。

烟幕是由大量细小的悬浮颗粒组成的, 这些颗粒可以是液态的, 也可以是固态的; 可以是有机物, 也可以是无机物; 可以由物理方法产生, 也可以由化学方法产生。这些颗粒通常对光信号有较强的吸收或散射作用^[3]。文中从理论的角度, 讨论了多种物质对红外入射的吸收问题。

收稿日期: 2003-10-05; 修订日期: 2003-11-10

作者简介: 陈治平(1967-), 男, 安徽太和县人, 副教授, 博士, 主要从事雷达和红外工程、炮兵作战指挥等方面的工作, 发表论文 70 余篇, 出版专著和教材 6 部。

1 粒子散射传递方程的求解

对烟状物粒子,在气体本身没有发射的情况下^[1,2,4],令入射波在方位角 φ 上无变化,其辐射传递方程为:

$$\cos\theta \frac{dL_\lambda(s)}{dz} = -(\sigma_{\lambda a} + \sigma_{\lambda s})NL_\lambda(s) + \frac{\sigma_{\lambda s}N}{4\pi} \int_0^\pi L(\theta')\Phi(\theta')\sin\theta' d\theta' \int_0^{2\pi} d\varphi' \quad (1)$$

式中 $L_\lambda(s)$ 为光谱辐射亮度; $\sigma_{\lambda s}, \sigma_{\lambda a}$ 分别为入射波长为 λ 时每个粒子的散射截面积; $\Phi(\theta, \varphi)$ 为球形粒子的相函数; N 为粒子密度。

为了求得沿烟幕入射的衰减,考虑与人射方向平行的方向上的散射关系,此时 z 与 s 在一个方向。省略下标 λ 后,得到沿 $+z$ 方向的辐射方程:

$$\frac{dL^+(s)}{dz} = -(\sigma_a + \sigma_s)NL^+(s) + \frac{\sigma_s N}{2} \int_0^\pi L(\theta')\Phi(\theta')\sin\theta' d\theta' \quad (2)$$

同样,得到沿 $-z$ 方向的辐射方程:

$$\frac{dL^-(s)}{dz} = -(\sigma_a + \sigma_s)NL^-(s) + \frac{\sigma_s N}{2} \int_0^\pi L(\theta')\Phi(\theta')\sin\theta' d\theta' \quad (3)$$

式中 $\int_0^\pi L(\theta')\Phi(\theta')\sin\theta' d\theta' = L_s^+(z) \int_0^{\pi/2} \Phi(\theta')\sin\theta' d\theta' +$

$$L_s^-(z) \int_{\pi/2}^\pi \Phi(\theta')\sin\theta' d\theta', \text{ 其中 } L_s^+(z) = \frac{\int_0^{\pi/2} L(\theta')\Phi(\theta')\sin\theta' d\theta'}{\int_0^{\pi/2} \Phi(\theta')\sin\theta' d\theta'},$$

$$L_s^-(z) = \frac{\int_{\pi/2}^\pi L(\theta')\Phi(\theta')\sin\theta' d\theta'}{\int_{\pi/2}^\pi \Phi(\theta')\sin\theta' d\theta'}$$

设 $L_s^+(z) = L^+(z), L_s^-(z) = L^-(z)$, 沿 $+z$ 方向的辐射方程为:

$$\frac{dL^+(z)}{dz} = -(\sigma_a + \sigma_s)NL^+(z) + \sigma_s N(\alpha L^+(z) + \beta L^-(z)) \quad (4)$$

同样,沿 $-z$ 方向的辐射方程为:

$$\frac{dL^-(z)}{dz} = -(\sigma_a + \sigma_s)NL^-(z) + \sigma_s N(\alpha L^-(z) + \beta L^+(z)) \quad (5)$$

式中 $\alpha = \frac{1}{2} \int_0^{\pi/2} \Phi(\theta)\sin\theta d\theta; \beta = \frac{1}{2} \int_{\pi/2}^\pi \Phi(\theta)\sin\theta d\theta$

合并后作变量代换 $S(z) = L^+(z) + L^-(z), D(z) = L^+(z) - L^-(z)$, 公式(4)、(5)变为:

$$\frac{dS(z)}{dz} = -N\sigma_a \left[1 + \frac{1-\alpha+\beta}{\sigma_a} \sigma_s \right] D(z) \quad (6)$$

$$\frac{dD(z)}{dz} = -N\sigma_a \left[1 + \frac{1-\alpha-\beta}{\sigma_a} \sigma_s \right] S(z) \quad (7)$$

化简上述方程,令 $P = D + \frac{S}{\sqrt{\xi}}, M = D - \frac{S}{\sqrt{\xi}}, \xi =$

$$\frac{\sigma_a + (1-\alpha+\beta)\sigma_s}{\sigma_a + (1-\alpha-\beta)\sigma_s}, W(z) = N\sqrt{[\sigma_a + (1-\alpha)\sigma_s]^2 - (\beta\sigma_s)^2} z$$

$= N\eta z$, 则有 $\frac{dP}{dW} = -P, \frac{dM}{dW} = M$ 。

解以上公式得: $P = Ae^{-W}, M = Be^W$, 其中 A, B 为常量,可根据边界条件确定。令透过厚度为 l , 根据边界条件:

$$L^+(0) = L(0), L^-(l) = 0$$

$$\text{又 } D = \frac{P+M}{2} = \frac{Ae^{-W} + Be^W}{2}, S = \frac{P-M}{2}\sqrt{\xi} = \frac{Ae^{-W} - Be^W}{2}\sqrt{\xi}$$

且 $L^+ = \frac{S+D}{2}, L^- = \frac{S-D}{2}$ 。

由边界条件得:

$$L^+(0) = \frac{S(0)+D(0)}{2} = \frac{A(1+\sqrt{\xi})+B(1-\sqrt{\xi})}{2} = L(0)$$

$$L^-(l) = \frac{S(l)-D(l)}{2} = \frac{Ae^{-W(l)}(\sqrt{\xi}-1) - Be^{-W(l)}(\sqrt{\xi}+1)}{2} = 0 \quad (8)$$

式中 $W(l) = W(z=l) = N\sqrt{[\sigma_a + (1-\alpha)\sigma_s]^2 - (\beta\sigma_s)^2} l$ 。

由公式(8)及以上公式得:

$$A = \frac{2L(0)(\sqrt{\xi}-1)}{(\sqrt{\xi}+1)^2 - e^{-2W(l)}(1-\sqrt{\xi})^2}$$

$$B = \frac{2L(0)e^{-2W(l)}(\sqrt{\xi}-1)}{(\sqrt{\xi}+1)^2 - e^{-2W(l)}(1-\sqrt{\xi})^2} \quad (9)$$

于是:

$$L^-(l) = \frac{S(l) + D(l)}{2} = \frac{1}{2} [Ae^{-W(l)}(1 + \sqrt{\xi}) + Be^{W(l)}(1 - \sqrt{\xi})]$$

将 A, B 带入, 有:

$$L^-(l) = \frac{4L(0)\sqrt{\xi}}{e^{W(l)}(\sqrt{\xi} + 1)^2 - e^{-W(l)}(1 - \sqrt{\xi})^2} = \frac{2L(0)\sqrt{\xi}}{(\xi + 1)sh[W(l)] + 2\sqrt{\xi}ch[W(l)]} = \frac{L(0)\eta}{[\sigma_a + (1 - \alpha)\sigma_s]sh[N\eta l] + \eta ch[N\eta l]} = \frac{L(0)\eta}{[\sigma_a + (1 - \alpha)\sigma_s]sh[N\eta l] + \eta ch[N\eta l]} \quad (10)$$

2 气悬体粒子对任意入射电磁波的透射率表达式

由公式(10)可推导出辐射亮度在透过厚度 l 后的透射率^[2,3]:

$$T = \frac{L^-(l)}{L(0)} = \frac{\eta}{[\sigma_a + (1 - \alpha)\sigma_s]sh[N\eta l] + \eta ch[N\eta l]} \quad (11)$$

式中 N 为单位体积内的粒子浓度; l 为透过厚度。上式中各字符的表达式如下:

$$\alpha = \frac{1}{2} \int_0^{\pi/2} \Phi(\theta) \sin\theta d\theta, \beta = \frac{1}{2} \int_{\pi/2}^{\pi} \Phi(\theta) \sin\theta d\theta$$

$$\Phi(\theta) = \frac{\left| \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} [B_n \prod_n(\cos\theta) + A_n T_n(\cos\theta)] \right|^2}{\sum_{n=1}^{\infty} (2n+1)(|A_n|^2 + |B_n|^2)} + \frac{\left| \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} [A_n \prod_n(\cos\theta) + B_n T_n(\cos\theta)] \right|^2}{\sum_{n=1}^{\infty} (2n+1)(|A_n|^2 + |B_n|^2)}$$

式中

$$\prod_n = \frac{2n-1}{n-1} \prod_{\pi-1} \cos\theta - \frac{n}{n-1} \prod_{\pi-2}$$

$$\prod_n(\cos\theta) = P_n^1(\cos\theta)/\sin\theta = dP_n^1(\cos\theta)/d\cos\theta$$

$$T_n = dP_n^1(\cos\theta)/d\theta, T_n = nT_n \cos\theta - (n+1) \prod_{\pi-1}$$

式中 P 为连带勒让德函数;

$$\eta = \sqrt{[\sigma_a + (1 - \alpha)\sigma_s]^2 - (\beta\sigma_s)^2};$$

$$\sigma_s = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1)(|A_n|^2 + |B_n|^2);$$

$$\sigma_a = \sigma_e - \sigma_s = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1)(\text{Re}(A_n + B_n) - |A_n|^2 + |B_n|^2);$$

$$A_n = \frac{\psi'_n(z)\psi_n(x) - m\psi_n(z)\psi'_n(x)}{\psi'_n(z)Z_n(x) - m\psi_n(z)Z'_n(x)};$$

$$B_n = \frac{m\psi'_n(z)\psi_n(x) - \psi_n(z)\psi'_n(x)}{m\psi'_n(z)Z_n(x) - \psi_n(z)Z'_n(x)};$$

$$\Psi_n(\rho) = \rho J_n(\rho) = \sqrt{\frac{\pi\rho}{2}} J_{n+1/2}(\rho);$$

$$Z_n(\rho) = \rho h_n^{(2)}(\rho) = \sqrt{\frac{\pi\rho}{2}} H_{n+1/2}(\rho).$$

3 结论

根据公式(11)可以计算出一定条件下远红外气悬体颗粒随参量变化时的透射关系, 一定入射条件下、对于一定波长、一定直径的粒子, 红外遮蔽材料均存在最低透射率, 这为气旋体的整体优化加工提供了理论上的依据。

图 1 为用傅里叶变换红外光谱仪测量的按一定比例混合的多种吸收物的红外吸收谱, 在 8~14 μm 的红外吸收率非常好, 测量结果令人满意。

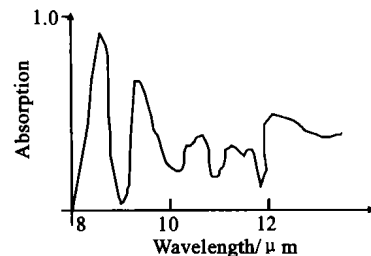


图 1 烟状物的远红外吸收谱

Fig. 1 The absorption spectrum of far IR materials

参考文献:

- [1] 吴键, 乐时晓. 随机介质中光传播理论[M]. 成都: 成都电讯工程学院出版社, 1988.
- [2] Bohren. Absorption and Scattering of Light by Small Particles [M]. New York, John Wiley & Son, 1983.
- [3] 高南. 特种涂料[M]. 上海: 上海科技出版社, 1984.
- [4] Van De Hulst. Light Scattering by Small Particles[M]. New York, John Wiley & Sons Inc, 1957.
- [5] 杨洋. 1.06 μm 激光的大气传输特性[J]. 红外与激光工程, 1999, 28(1): 15-19.