

# 雷达波吸收剂的包覆改性设计<sup>\*</sup>

张拴勤<sup>1)†</sup> 石云龙<sup>2)†</sup> 黄长庚<sup>1)</sup> 连长春<sup>1)</sup>

1) 总装工程兵技术装备研究所)

2) 山西大同大学固体物理研究所, 大同 037009)

(2004 年 8 月 26 日收到, 2006 年 9 月 18 日收到修改稿)

从电磁场理论出发,建立了包覆改性吸收剂等效电磁参数模型,初步得到了磁性吸收剂经介电改性后外包覆层和内层材料相对体积分数对损耗性能和特性阻抗的影响规律;以此为基础,进行了包覆改性吸收剂的结构设计;采用溶胶-凝胶法制备了包覆改性吸收剂,实验测试了样品的电磁参数,同理论预测结果进行了比较,表明理论预测的电磁参数频谱特性同实际测试结果比较接近.

关键词: 包覆改性吸收剂, 等效电磁参数

PACC: 0130Q, 0365S, 2852F

## 1. 引 言

雷达波吸收材料是一种能够吸收电磁波、降低目标雷达特征信号的功能性材料,是实现武器装备雷达隐身的主要途径之一,也是对军事设施进行隐身化改造的重要技术措施.吸收剂是雷达波吸收材料的关键,决定着吸波能力的强弱和大小.

国内外吸收剂的研究主要分磁损耗和电损耗两类.磁损耗吸收剂以铁氧体、羰基铁粉为主,吸波性能优良,只是密度偏大,一定程度上影响了其使用;电损耗吸收剂具有密度小的特点,理论优化设计的结果显示<sup>[1-3]</sup>,只要其满足一定的电磁频谱特性,即可实现宽带轻质雷达波吸收材料,但从目前材料研究水平和发展情况来看,在短期内介电损耗类吸收剂的性能还达不到.鉴于此,国内外吸收剂研究重点转向包覆改性吸收剂研究.据悉<sup>[4]</sup>,美国 SDS (Spectral Dynamics Systems) 公司利用多重包覆技术制备了金属包覆陶瓷空心微球,它既能吸收雷达波能量,又可实现热红外高反射.

对于等效电磁参数的理论研究,前人进行了大量工作,比较典型的有 Maxwell Garnett 理论、Bruggeman 理论,以及改进的 Bruggeman 理论等<sup>[5,6]</sup>.这些等效电磁参数都是准静态的,即电磁参数与频率无关,且没有考虑颗粒(填充体)之间的相互作用,

因此只适用于稀薄介质情况.而对于实际雷达波吸收材料,为降低涂层厚度和增强吸收性能,通常都需要高的填充比,且实际材料的电磁参数都是随频率而变化的.

本文从电磁波传播的基础理论出发,考虑了电磁参数的频率依赖关系,推导出包覆改性吸收剂等效电磁参数的近似严格解,以理论为指导进行核壳结构吸收剂设计,采用溶胶-凝胶方法制备出吸收剂,并测试了其电磁参数,和理论预测结果进行了对比.

## 2. 包覆改性吸收剂等效电磁参数理论建模和结构设计

### 2.1. 理论建模

电磁波在材料中的传播特性可用麦克斯韦方程来描述:

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{D} &= 4\pi\rho, \\ \nabla \times \mathbf{H} - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} &= \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}, \\ \nabla \times \mathbf{E} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= 0, \\ \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0. \end{aligned} \quad (1)$$

取

<sup>\*</sup> 国防预研基金(批准号:G02LKD04Y2003-02)资助的课题.

<sup>†</sup> E-mail: fcwzsq@163.com

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) &= \mathbf{E}_0(\mathbf{r}, \omega) e^{-i\omega t}, \\ \mathbf{D}(\mathbf{r}, t) &= \mathbf{D}_0(\mathbf{r}, \omega) e^{-i\omega t}, \\ \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) &= \mathbf{H}_0(\mathbf{r}, \omega) e^{-i\omega t}, \\ \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) &= \mathbf{B}_0(\mathbf{r}, \omega) e^{-i\omega t}, \\ \rho &= 0, \mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}. \end{aligned}$$

假设所研究的介电材料各向同性 则

$$\begin{aligned} \mathbf{D}(\mathbf{r}, \omega) &= \tilde{\epsilon}(\mathbf{r}, \omega) \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega), \\ \mathbf{B}(\mathbf{r}, \omega) &= \mu(\mathbf{r}, \omega) \mathbf{H}(\mathbf{r}, \omega), \end{aligned}$$

$\epsilon, \mu$  为介电函数和磁导率.

定义有效介电函数

$$\epsilon(\mathbf{r}, \omega) = \tilde{\epsilon}(\mathbf{r}, \omega) - \frac{4\pi}{i\omega} \sigma(\omega),$$

定义  $\kappa = \frac{\omega}{c}$ , 可以得到

$$\begin{aligned} \nabla^2 \mathbf{E} - \kappa^2 \epsilon \mu \mathbf{E} &= 0, \\ \nabla^2 \mathbf{H} - \kappa^2 \epsilon \mu \mathbf{H} &= 0. \end{aligned}$$

求解关于  $\mathbf{E}, \mathbf{H}$  的矢量亥姆霍兹方程 得到

近场条件下的两套线性独立解  $J_{lm}^{(e)}$  和  $J_{lm}^{(m)}$  即

$$\begin{aligned} J_{lm}^{(m)}(\mathbf{r}) &= -\frac{ij_1(\kappa r)}{\sqrt{\kappa(l+1)}} \left[ \frac{\partial}{\partial \theta} Y_{lm}(\theta, \varphi) \varphi \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \varphi} Y_{lm}(\theta, \varphi) \theta \right], \\ J_{lm}^{(e)}(\mathbf{r}) &= -\frac{i}{\kappa} \nabla \times J_{lm}^{(m)}(\mathbf{r}). \end{aligned}$$

远场条件下的两套线性独立解  $N_{lm}^{(e)}$  和  $N_{lm}^{(m)}$  即

$$\begin{aligned} N_{lm}^{(m)}(\mathbf{r}) &= -\frac{in_1(\kappa r)}{\sqrt{\kappa(l+1)}} \left[ \frac{\partial}{\partial \theta} Y_{lm}(\theta, \varphi) \varphi \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \varphi} Y_{lm}(\theta, \varphi) \theta \right], \\ N_{lm}^{(e)}(\mathbf{r}) &= -\frac{i}{\kappa} \nabla \times N_{lm}^{(m)}(\mathbf{r}), \\ n &= \sqrt{\epsilon \mu}. \end{aligned}$$

于是 矢量亥姆霍兹方程的一般解可写为

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{r}) &= a_{lm}^{(m)} J_{lm}^{(m)}(\mathbf{r}) + a_{lm}^{(e)} J_{lm}^{(e)}(\mathbf{r}), \\ \mathbf{H}(\mathbf{r}) &= \frac{c}{\mu i \omega} \nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{n}{\mu} \left( -\frac{i}{\kappa} \right) \nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}) \\ &= \frac{n}{\mu} [ a_{lm}^{(m)} J_{lm}^{(m)}(\mathbf{r}) - a_{lm}^{(e)} J_{lm}^{(e)}(\mathbf{r}) ], \end{aligned}$$

其中  $n = \sqrt{\epsilon \mu}, \kappa = \frac{\omega}{c}$ .

### 2.1.1. 单层介质球边界条件的建立

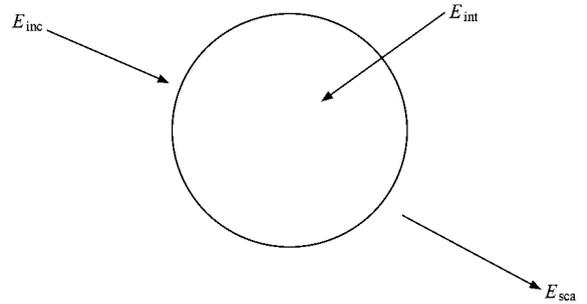


图 1 单层介质球的电磁波散射示意图

在介质球内,

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{int}(\mathbf{r}) &= b_{lm}^{(m)} J_{lm}^{(m)}(\kappa r) + b_{lm}^{(e)} J_{lm}^{(e)}(\kappa r), \\ \mathbf{H}_{int}(\mathbf{r}) &= \frac{n}{\mu} [ b_{lm}^{(e)} J_{lm}^{(e)}(\kappa r) - b_{lm}^{(m)} J_{lm}^{(m)}(\kappa r) ]. \end{aligned}$$

在球外 散射波可写为

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{sca}(\mathbf{r}) &= s_{lm}^{(m)} N_{lm}^{(m)}(\kappa r) + s_{lm}^{(e)} N_{lm}^{(e)}(\kappa r), \\ \mathbf{H}_{sca}(\mathbf{r}) &= s_{lm}^{(m)} N_{lm}^{(e)}(\kappa r) - s_{lm}^{(e)} N_{lm}^{(m)}(\kappa r). \end{aligned}$$

电磁场的切向连续条件要求

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{int}(R) &= \mathbf{E}_{sca}(R) + \mathbf{E}_{inc}(R), \\ \mathbf{H}_{int}(R) &= \mathbf{H}_{sca}(R) + \mathbf{H}_{inc}(R), \end{aligned}$$

其中  $\mathbf{E}_{inc}(R), \mathbf{H}_{inc}(R)$  是入射波,  $R$  是球的半径. 即

$$\begin{aligned} &b_{lm}^{(m)} J_{lm}^{(m)}(\kappa R) + b_{lm}^{(e)} J_{lm}^{(e)}(\kappa R) \\ &= s_{lm}^{(m)} N_{lm}^{(m)}(\kappa R) + s_{lm}^{(e)} N_{lm}^{(e)}(\kappa R) + \mathbf{E}_{inc}(R), \\ &\frac{n}{\mu} [ b_{lm}^{(m)} J_{lm}^{(e)}(\kappa R) - b_{lm}^{(e)} J_{lm}^{(m)}(\kappa R) ] \\ &= s_{lm}^{(m)} N_{lm}^{(e)}(\kappa R) - s_{lm}^{(e)} N_{lm}^{(m)}(\kappa R) + \mathbf{H}_{inc}(R). \end{aligned}$$

考虑  $e$  和  $m$  两种入射模式, 分别是

$$\begin{aligned} E_{inc}^{(e)}(R_b) &= J_{lm}^{(e)}(\kappa R_b), \\ H_{inc}^{(m)}(R_b) &= -J_{lm}^{(m)}(\kappa R_b), & e \text{ 模式}; \\ E_{inc}^{(m)}(R_b) &= J_{lm}^{(m)}(\kappa R_b), \\ H_{inc}^{(e)}(R_b) &= J_{lm}^{(e)}(\kappa R_b), & m \text{ 模式}. \end{aligned}$$

求解该方程可得到两种模式下的散射矩阵元的系数:

$$\begin{aligned} c_{lm}^{(e)} = s_{lm}^{(e)} &= (-1) \frac{\frac{n}{\mu} \psi'_l(\kappa R) \psi_l(n\kappa R) - \psi_l(\kappa R) \psi'_l(n\kappa R)}{\frac{n}{\mu} \varphi'_l(\kappa R) \psi_l(n\kappa R) - \varphi_l(\kappa R) \psi'_l(n\kappa R)}, \\ c_{lm}^{(m)} = s_{lm}^{(m)} &= (-1) \frac{\psi'_l(\kappa R) \psi_l(n\kappa R) - \frac{n}{\mu} \psi_l(\kappa R) \psi'_l(n\kappa R)}{\varphi'_l(\kappa R) \psi_l(n\kappa R) - \frac{n}{\mu} \varphi_l(\kappa R) \psi'_l(n\kappa R)}, \end{aligned}$$

$$\psi_1(x) = xj_1(x), \varphi_1(x) = xn_1(x).$$

考虑到小球半径远远小于入射波长,只需保留  $l = 1$ ,且可作小量展开至五阶项,

$$\psi_1 = \frac{1}{3}x^2 - \frac{1}{30}x^4, \psi_1'(x) = \frac{2}{3}x - \frac{2}{15}x^3,$$

$$\varphi_1(x) = -\frac{1}{x} - \frac{1}{2}x, \varphi_1'(x) = \frac{1}{x^2} - \frac{1}{2},$$

可以得到低能近似下单层球散射系数表达式

$$c_{lm}^{(e)} = \frac{\chi(1-\epsilon)}{\chi(2+\epsilon)}(\kappa R)^3 + \frac{6\epsilon - \epsilon^2 - \mu\epsilon^2 - 4}{\chi(2+\epsilon)^2}(\kappa R)^5,$$

$$c_{lm}^{(m)} = \frac{\chi(1-\mu)}{\chi(2+\mu)}(\kappa R)^3 + \frac{6\mu - \mu^2 - \epsilon\mu^2 - 4}{\chi(2+\mu)^2}(\kappa R)^5.$$

### 2.1.2. 双层介质球的边界条件的建立

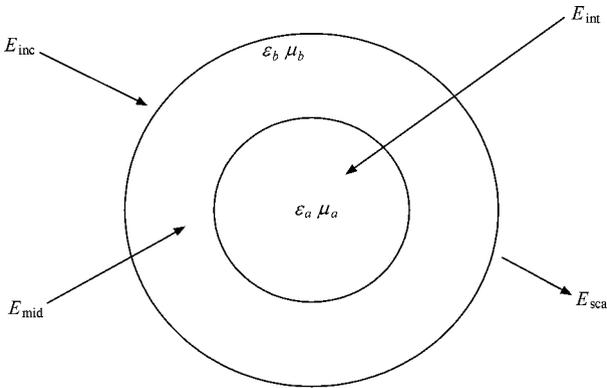


图2 双层介质球的电磁波散射示意图

首先写出不同区域的通解

$$r \leq R_a,$$

$$E_{int}(r) = b_{lm}^{(m)} J_{lm}^{(m)}(n_a \kappa r) + b_{lm}^{(e)} J_{lm}^{(e)}(n_a \kappa r),$$

$$H_{int}(r) = \frac{n_a}{\mu_a} [b_{lm}^{(m)} J_{lm}^{(e)}(n_a \kappa r) - b_{lm}^{(e)} J_{lm}^{(m)}(n_a \kappa r)].$$

$$r > R_b,$$

$$E_{sca}(r) = s_{lm}^{(m)} N_{lm}^{(m)}(\kappa r) + s_{lm}^{(e)} N_{lm}^{(e)}(\kappa r),$$

$$H_{sca}(r) = s_{lm}^{(m)} N_{lm}^{(e)}(\kappa r) - s_{lm}^{(e)} N_{lm}^{(m)}(\kappa r).$$

$$R_a < r \leq R_b,$$

$$E_{mid}(r) = d_{lm}^{(m)} J_{lm}^{(m)}(n_b \kappa r) + d_{lm}^{(e)} J_{lm}^{(e)}(n_b \kappa r) + e_{lm}^{(m)} N_{lm}^{(m)}(n_b \kappa r) + e_{lm}^{(e)} N_{lm}^{(e)}(n_b \kappa r),$$

$$H_{mid}(r) = \frac{n_b}{\mu_b} [d_{lm}^{(m)} J_{lm}^{(e)}(n_b \kappa r) - d_{lm}^{(e)} J_{lm}^{(m)}(n_b \kappa r) + e_{lm}^{(m)} N_{lm}^{(e)}(n_b \kappa r) - e_{lm}^{(e)} N_{lm}^{(m)}(n_b \kappa r)].$$

在  $r = R_a, r = R_b$  处应用电磁场切向连续条件

$$r = R_a,$$

$$E_{int}(n_a \kappa R_a) = E_{mid}(n_a \kappa R_a);$$

$$r = R_b,$$

$$E_{mid}(n_b \kappa R_b) = E_{inc}(n_a \kappa R_b) + E_{sca}(n_b \kappa R_b).$$

可以求解得到两种入射模式下双层介质球散射系数的表达式为

$$c_1^e = \frac{A_e C_e - A_e D_e}{C_e^2}(\kappa R_b)^5,$$

$$c_1^m = \frac{A_m C_m - A_m D_m}{C_m^2}(\kappa R_b)^5,$$

其中

$$A_e = \frac{2n_a}{27n_b} [(\epsilon_b - \epsilon_a)(2\epsilon_b + 1)\left(\frac{R_a}{R_b}\right)^3 + (\epsilon_a + 2\epsilon_b)(1 - \epsilon_b)],$$

$$B_e = \frac{n_a}{135n_b} \left\{ n_b^2 [(2\epsilon_a - \epsilon_b)(2\epsilon_b + 1)\left(\frac{R_a}{R_b}\right)^5 - (2\epsilon_b - \epsilon_a)(\epsilon_b - 1)\left(\frac{R_a}{R_b}\right)^2 - (\epsilon_a + 2\epsilon_b)(2 - \epsilon_b) + (1 - 2\epsilon_b)(\epsilon_a - \epsilon_b)\left(\frac{R_a}{R_b}\right)^3] \right. \\ \left. - (1 - 2\epsilon_b)(\epsilon_a + 2\epsilon_b) + (1 + 4\epsilon_b)(\epsilon_a - \epsilon_b)\left(\frac{R_a}{R_b}\right)^3 + n_a^2 [(\epsilon_a - 2\epsilon_b)(2\epsilon_b + 1)\left(\frac{R_a}{R_b}\right)^5 + (\epsilon_b - 1)(\epsilon_a + 4\epsilon_b)\left(\frac{R_a}{R_b}\right)^2] \right\},$$

$$C_e = \frac{n_a}{9n_b} [(\epsilon_a + 2\epsilon_b)(\epsilon_b + 2) + \chi(\epsilon_a - \epsilon_b)(\epsilon_b - 1)\left(\frac{R_a}{R_b}\right)^3],$$

$$D_e = \frac{n_a}{90n_b} \left\{ n_b^2 [(2\epsilon_b - \epsilon_a)(\epsilon_b + 2)\left(\frac{R_a}{R_b}\right)^2 - (\epsilon_b + 4)(\epsilon_a + 2\epsilon_b) + 10(1 + \epsilon_b)(\epsilon_a - \epsilon_b)\left(\frac{R_a}{R_b}\right)^3 + \chi(\epsilon_b - 1)(\epsilon_b - 2\epsilon_a)\left(\frac{R_a}{R_b}\right)^5] \right. \\ \left. + n_a^2 [\chi(\epsilon_b - 1)(2\epsilon_b - \epsilon_a)\left(\frac{R_a}{R_b}\right)^5 - (\epsilon_a + 4\epsilon_b)(\epsilon_b + 2)\left(\frac{R_a}{R_b}\right)^2] \right\}$$

$$\begin{aligned}
& + \left[ 5(2 - \epsilon_b) \chi \epsilon_a + 2\epsilon_b \right) \\
& - 10(1 + \epsilon_b) \chi \epsilon_a - \epsilon_b \left( \frac{R_a}{R_b} \right)^3 \left. \right\} , \\
A_m = & \frac{2n_a^2 n_b}{27\mu_a \mu_b^2} \left[ (\mu_b - \mu_a) \chi 2\mu_b + 1 \left( \frac{R_a}{R_b} \right)^3 \right. \\
& \left. + (\mu_a + 2\mu_b) \chi (1 - \mu_b) \right] , \\
B_m = & \frac{n_a^2 n_b}{135\mu_a \mu_b^2} \left\{ n_b^2 \left[ (2\mu_a - \mu_b) \chi 2\mu_b + 1 \left( \frac{R_a}{R_b} \right)^5 \right. \right. \\
& - 5(2\mu_b - \mu_a) \chi \mu_b - 1 \left( \frac{R_a}{R_b} \right)^2 \\
& - (\mu_a + 2\mu_b) \chi (2 - \mu_b) \\
& \left. + 5(1 - 2\mu_b) \chi (\mu_a - \mu_b) \left( \frac{R_a}{R_b} \right)^3 \right] \\
& - (1 - 2\mu_b) \chi (\mu_a + 2\mu_b) \\
& \left. + (1 + 4\mu_b) \chi (\mu_a - \mu_b) \left( \frac{R_a}{R_b} \right)^3 \right. \\
& \left. + n_a^2 \left[ (\mu_a - 2\mu_b) \chi 2\mu_b + 1 \left( \frac{R_a}{R_b} \right)^5 \right. \right. \\
& \left. \left. + (\mu_b - 1) \chi (\mu_a + 4\mu_b) \left( \frac{R_a}{R_b} \right)^2 \right] \right\} , \\
C_m = & \frac{n_a^2 n_b}{9\mu_a \mu_b^2} \left[ (\mu_a + 2\mu_b) \chi (\mu_b + 2) \right. \\
& \left. + 2(\mu_a - \mu_b) \chi (\mu_b - 1) \left( \frac{R_a}{R_b} \right)^3 \right] , \\
D_m = & \frac{n_a^2 n_b}{90\mu_a \mu_b^2} \left\{ n_b^2 \left[ 5(2\mu_b - \mu_a) \chi (\mu_b + 2) \left( \frac{R_a}{R_b} \right)^2 \right. \right. \\
& - (\mu_b + 4) \chi (\mu_a + 2\mu_b) \\
& \left. + 10(1 + \mu_b) \chi (\mu_a - \mu_b) \left( \frac{R_a}{R_b} \right)^3 \right. \\
& \left. + 2(\mu_b - 1) \chi (\mu_b - 2\mu_a) \left( \frac{R_a}{R_b} \right)^5 \right] \\
& + n_a^2 \left[ 2(\mu_b - 1) \chi 2\mu_b - \mu_a \left( \frac{R_a}{R_b} \right)^5 \right. \\
& \left. - (\mu_a + 4\mu_b) \chi (\mu_b + 2) \left( \frac{R_a}{R_b} \right)^2 \right] \\
& + 5(2 - \mu_b) \chi (\mu_a + 2\mu_b) \\
& \left. - 10(1 + \mu_b) \chi (\mu_a - \mu_b) \left( \frac{R_a}{R_b} \right)^3 \right\} .
\end{aligned}$$

令单层和双层介质球散射系数相等,将实部和虚部分离,且令

$$\epsilon = \epsilon' + i\epsilon'' , \mu = \mu' + i\mu'' .$$

由上述的非线性方程,即可得到双层介质球等

效电磁参数的数值解.

## 2.2. 计算结果

对建立的模型编制了相应的软件,首先对磁性吸收剂外包覆介电匹配层类的改性吸收剂进行了理论计算.计算时所用内层和外层的电磁参数数据如表1和表2所示.

表1 内层电磁参数数据

频率/GHz	$\epsilon'$	$\epsilon''$	$\mu'$	$\mu''$
2	23.98	2.85	6.10	1.35
3	21.29	1.41	4.87	2.18
4	21.13	1.70	4.33	2.33
5	20.84	1.19	3.95	2.62
6	20.99	1.22	3.42	2.75
7	20.77	1.40	3.00	2.78
8	20.50	1.37	2.65	2.75
9	20.34	1.33	2.34	2.69
10	20.16	1.10	2.05	2.64
11	20.08	0.88	1.79	2.56
12	20.16	0.93	1.59	2.43
13	20.21	1.16	1.45	2.30
14	19.94	1.20	1.32	2.23
15	19.50	0.98	1.18	2.19
16	19.44	0.76	1.03	2.11
17	19.71	0.69	0.90	1.97
18	19.65	0.70	0.81	1.85

表2 外层电磁参数数据

频率/GHz	$\epsilon'$	$\epsilon''$	$\mu'$	$\mu''$
2	9.32	0.58	2.52	0.47
3	8.35	0.50	2.25	0.52
4	8.31	0.49	2.12	0.60
5	8.45	0.55	2.00	0.66
6	8.42	0.67	1.88	0.68
7	8.47	0.86	1.77	0.66
8	8.43	1.15	1.71	0.62
9	8.34	1.55	1.68	0.58
10	7.65	2.01	1.79	0.54
11	6.74	1.49	1.88	0.79
12	6.69	0.57	1.62	1.03
13	7.46	0.18	1.31	0.91
14	7.93	0.63	1.27	0.74
15	7.77	0.84	1.27	0.72
16	7.85	0.91	1.21	0.69
17	8.02	1.26	1.18	0.59
18	7.91	1.61	1.19	0.54

### 2.2.1. 内外半径比对损耗特性的影响

图 3 给出了在频率  $f = 12 \text{ GHz}$  时, 包覆改性吸收剂的损耗特性随内外层体积比(图中的  $q$  为内外半径的比)的变化关系.

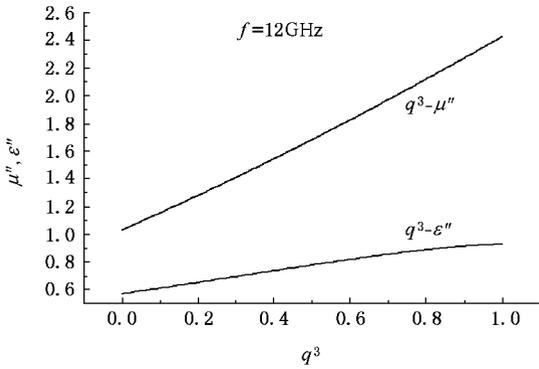


图 3 12 GHz 时包覆改性吸收剂内外体积比对损耗特性的影响

可以看出,  $\epsilon''$  和  $\mu''$  随  $q^3$  的变化近似线性, 由于吸波材料的内层作为主要的吸收层, 内层的  $\epsilon''$  和  $\mu''$  都要比外层大, 故等效  $\epsilon''$  和  $\mu''$  随  $q^3$  的增加而增加. 而其中的近线性关系和文献报道的实验结果相同<sup>[7]</sup>.

图 4 给出了内外半径比  $q = 1, q = 0.98$  和  $q = 0.8$  三种情况下损耗特性随频率的变化关系.

可以看出,  $q = 1$  和  $q = 0.98$  的损耗特性随频率的变化基本相同, 这主要是因为  $q = 0.98$  时, 外包覆层相对比较薄, 基本不影响内层损耗特性的变化趋势, 只是磁损耗和电损耗程度有所降低. 但随着外包覆层厚度的增加, 如  $q = 0.8$  时, 双层包覆材料的损耗性能变化趋势发生变化, 磁损耗进一步下降, 电损耗在 8—11 GHz 范围内出现一个较大的吸收峰值, 在 3—5 GHz 和 13—15 GHz 范围内仍保留一个较小的吸收峰值.

### 2.2.2. 双层材料阻抗与内外层体积比的关系

对于雷达波吸收材料, 特性阻抗和其磁导率和介电常数的比值有关, 通常尽可能使其特性阻抗接近 1. 希望等效介电常数与磁导率的实部越接近越好, 这样总阻抗将接近 1, 有利于电磁波的透射.

$$\eta \propto \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}$$

从图 5 中可以看出,  $\frac{\mu'}{\epsilon'}$  随内层体积分数的增加而减小, 即内层体积分数的增加不利于匹配性, 从有利于匹配性能考虑, 外包覆层较厚有利.

总之, 通过以上的理论计算可以看出, 磁性吸收

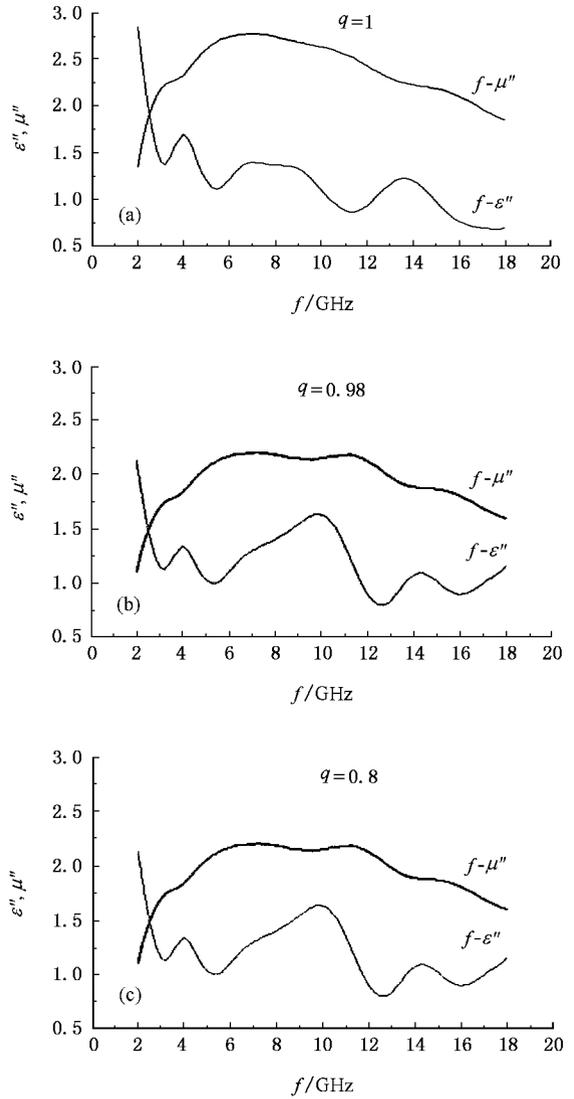


图 4 内外半径比分别为 1, 0.98 和 0.8 时损耗特性随频率的关系

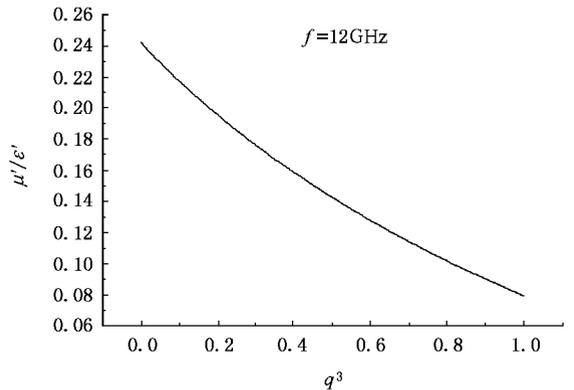


图 5 包覆改性吸收剂阻抗随内外体积比的关系

剂经过介电包覆层改性后, 其损耗性能会随包覆层厚度而有所变化; 其匹配性能由于外包覆层而得到

改善.

### 3. 包覆改性吸收剂的制备和电磁参数测试

#### 3.1. 制备

对于包覆型粉体材料的制备,文献也有报道<sup>[8,9]</sup>.本文采用 Sol-gel 法制备 Fe 粉外面包覆  $\text{SiO}_2$ . 将 Fe 粉分散在正硅酸乙酯 (TEOS) 和乙醇的混合液中,经充分搅拌使混合液达到均匀状态,混合液中的 TEOS 在 Fe 粉表面将发生水解反应和缩聚反应,在常温常压条件下,经过 3—4 天老化,溶液中将形成以 Fe 粉为核的外面包覆的溶胶,然后进行高温烧结、粉碎,就得到 Fe 粉外面包覆  $\text{SiO}_2$  的双层复合微球.

扫描电镜 (SEM) 在 Hitachi X650 型电子显微镜上观察,样品未进行分散处理.

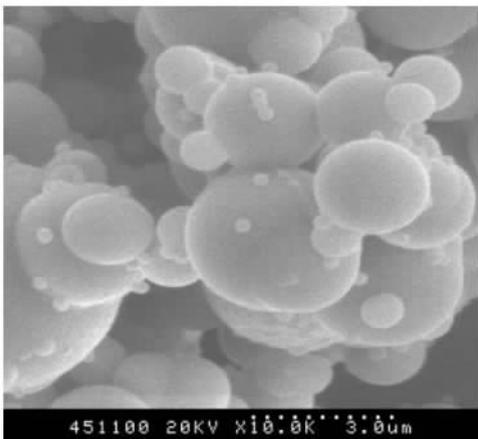


图 6 Fe 核- $\text{SiO}_2$  壳复合微球 (10000 倍)

图 6 是金属核-非金属壳复合磁介电粒子的 SEM 电镜照片,可以看出粒子间出现了部分粘连,可能是  $\text{SiO}_2$  在水解成凝胶后进一步烧结形成的.在实验中我们也观察到,未包覆的 Fe 粉在潮湿的空气中很快出现氧化腐蚀,而包覆后的 Fe 粉粒子在同样条件下没有出现氧化腐蚀,说明包覆的  $\text{SiO}_2$  隔绝了空气,有利于这一类金属雷达波吸收剂的稳定储存和应用.

将制备的样品和环氧树脂以一定的质量百分

比充分混合均匀,在未完全干燥以前压入同轴 (外径尺寸为  $7_{-0.02}^{+0.03}$  mm,内径为  $3.04_{-0.04}^{+0.01}$  mm) 线模具中,然后用较高目数的细砂纸打磨表面,使样品表面的光洁度达到要求.用 HP8510D 矢量网络分析仪测试电磁参数频谱特性.测试的波段为 S, C, X, Ku 波段 (2—18 GHz).

图 7 是测试得到的样品的电磁参数的频谱曲线,和图 4 理论预测的比较,可以看出,磁导率的变化趋势和图 4 有些接近,只是在数值上有所下降;介电常数的频谱特性相对变化较大,8—11 GHz 和 13—15 GHz 范围内的两个介电损耗峰仍然存在,但 13—15 GHz 范围内的介电损耗峰值明显超过了 8—11 GHz 范围内的介电损耗峰值,而 3—5 GHz 范围内的介电损耗峰消失.实验中我们没有具体估算 Fe 和  $\text{SiO}_2$  的体积比,因为不仅与两者的密度有关,还与实验条件导致的包覆的致密程度等有关.

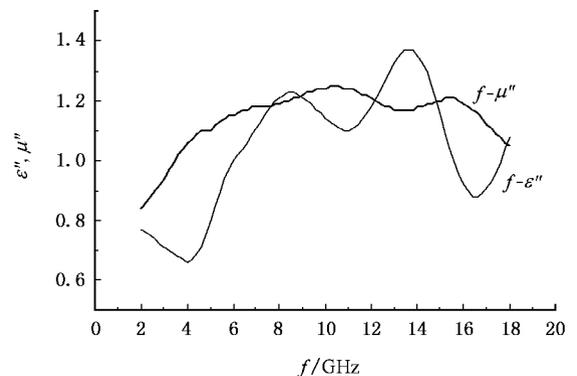


图 7 样品电磁参数的频谱曲线

## 4. 结 论

磁性吸收剂经过包覆改性后不仅可以改善其匹配性,降低重量,是现有材料基础上高性能雷达波吸收剂突破的有效途径之一.本文从理论研究出发,建立了包覆改性吸收剂的等效电磁参数模型,初步得到了内外体积比对包覆改性吸收剂损耗特性及匹配特性影响规律.在此基础上,制备出 Fe 粉外包覆  $\text{SiO}_2$  吸收剂,实验测试了样品的电磁参数频谱曲线,同理论预测结果进行了比较,表明理论预测的电磁参数频谱特性同实际测试结果比较接近.

- [ 1 ] Zhang J , Zhu Z H , Zhang M 1994 *Journal of Chengdu Science and Technology University* **2** 52 ( in Chinese ) [ 张 杰、朱正和、张 明 1994 成都科技大学学报 **2** 52 ]
- [ 2 ] Siddharth J , Jain R C 2002 *J. Appl. Phys.* **92** 3890
- [ 3 ] Eric Michielssen , Jean Michel Sajer , Ranjithan S 1993 *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* **41** 1024
- [ 4 ] Bruce D. Nordwall 1999 *Aviation Week and Space Technology* **6** 69
- [ 5 ] Jay G. Liu , David L. Wilcox. Sr 1995 *J. Appl. Phys.* **77** 6456
- [ 6 ] Sihvola A H , Lindell I V 1989 *J. Electromagnetic Waves . Appl.* **3** 37
- [ 7 ] Ramprasad R , Zurcher P , Petras M , Miller M 2004 *J. Appl. Phys.* **96** 519
- [ 8 ] Frederick A. Wright , Chattanooga. Tenn 1986 *Patent No.* 4621024
- [ 9 ] Gong X B , Li X B 2000 *Hunan Color Metals* **16** 28 ( in Chinese ) [ 龚雪冰、李溪滨 2000 湖南有色金属 **16** 28 ]

## Designing the microstructure of the coated radar absorbent\*

Zhang Shuan-Qin<sup>1,2)</sup> Shi Yun-Long<sup>2)</sup> Huang Chang-Geng<sup>1)</sup> Lian Chang-Chun<sup>1)</sup>

<sup>1</sup> *First Engineers Scientific Research Institute of the General Armaments Department ,China* )

<sup>2</sup> *Solid State Physics Institute of Shanxi Datong University , Datong 037009 , China* )

( Received 26 August 2004 ; revised manuscript received 18 September 2006 )

### Abstract

The model for the effective electromagnetic coefficients is established. The influence of the volume ratio of the outer layer and the inner on the absorption and the characteristic impedance is discussed. The microstructure of the coated absorbent is designed. Sol-gel method is used to prepare the coated radar absorbent. It is shown by the theoretical and experimental results that the absorbing ability of the coated magnetic absorbent has be improved greatly , and the absorbing band below - 8 dB is about 9 GHz.

**Keywords** : coated absorbent , effective electromagnetic coefficient

**PACC** : 0130Q , 0365S , 2852F

\* Project supported by the National Defense Pre-Research Foundation of China ( Grant No. G02LK04Y2003-02 ).