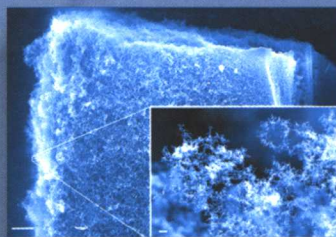
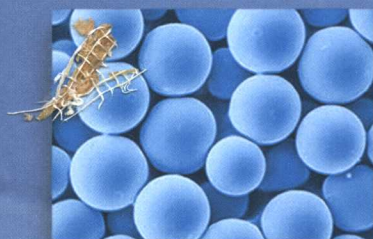
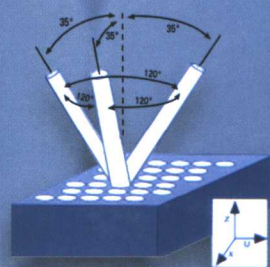


新型 微波吸收材料

康 青 编著



科学出版社
www.sciencep.com

新型微波吸收材料

康 青 编著

科 学 出 版 社

北 京

内 容 简 介

本书内容包括微波吸收机理和新型微波吸收材料的制备、性能及测试技术。全书共分5章。第1章概述微波吸收机理；第2章介绍微波吸收材料电磁参数测试方法；第3章是新型微波吸收材料的核心内容；第4章是微波吸收材料的应用；第5章简单介绍微波吸收材料的发展趋势。

本书适合从事隐身材料与电磁防护研究的学者和相关领域的教师、研究生阅读，也可作为科研规划部门、企业技术部门的参考书。

图书在版编目(CIP)数据

新型微波吸收材料/康青编著. —北京: 科学出版社, 2006

ISBN 7-03-015902-0

I. 新… II. 康… III. 微波吸收材料 IV. TM25

中国版本图书馆 CIP 数据核字 (2005) 第 077407 号

责任编辑: 郑德平 田士勇 宛楠/责任校对: 刘小梅

责任印制: 安春生/封面设计: 王浩

科 学 出 版 社 出 版

北京东黄城根北街16号

邮政编码: 100717

<http://www.sciencep.com>

中国科学院印刷厂印刷

科学出版社发行 各地新华书店经销

*

2006年4月第 一 版 开本: B5(720×1000)

2006年4月第一次印刷 印张: 19 1/2

印数: 1—2 500 字数: 374 000

定价: 48.00 元

(如有印装质量问题, 我社负责调换〈科印〉)

前 言

微波吸收材料作为现代飞行器、武器装备的基础材料,是现代隐身技术的重要支撑,从第二次世界大战后就一直是各国军方研制的热点。采用了吸波材料的军事装备在海湾战争、科索沃战争、伊拉克战争等局部战争中大放异彩。随着信息化时代的到来,各国对微波吸收材料的需求有增无减,对微波吸收材料性能的要求也越来越高。出于军事与技术保密需要,这类材料的研究一直处于非公开状态。近几年来,在国家自然科学基金及国防预研基金等支持下,国内高校和研究机构,对微波吸收材料的吸波机理、制备方法、性能测试、优化设计等方面展开了大量深入研究,这些进展构成了现代微波吸收材料的整体概貌。本书的目的之一就是要对十年来微波吸收材料进行总结。

本书内容包括微波吸收机理和新型微波吸收材料的制备、性能及测试技术。全书共分5章。第1章概述微波吸收机理;第2章介绍微波吸收材料电磁参数测试方法;第3章是新型微波吸收材料的核心内容;第4章是微波吸收材料的应用;第5章简单介绍微波吸收材料的发展趋势。

书中尽可能多地收录了公开出版物中的新型微波吸收材料的实验研究数据,为方便查阅,材料性能数据皆给出了参考文献。这有助于读者寻找材料复合及制备工艺研究中的空白,并为模型建立及数值模拟优化提供基础数据,为微波吸收材料的军用或民用产品的攻关开发提供依据。本书的读者为隐身材料与电磁防护的科研人员、相关领域的高校教师及研究生,也可作为科研规划部门、企业技术部门的参考书。

由于本人专业水平和学术水平所限,加上时间仓促,书中难免有错误与不当之处,敬请读者批评指正。

本书得到总后勤部基建营房部科研基金与后勤工程学院创新人才基金资助。军械工程学院刘尚合院士、同济大学姚熹院士和张良莹教授在百忙中审阅了全稿,任建平、康玥对本书进行了文字排版录入工作,在此表示衷心感谢。

作 者

2005年5月

目 录

前言

第 1 章 微波吸收机理概述	1
1.1 微波与物质相互作用	1
1.2 微波在物质表面反射与透射	2
1.3 微波吸收材料表面匹配	12
参考文献	14
第 2 章 微波吸收材料电磁参数测量	16
2.1 微波吸收材料的 ϵ 和 μ 测量	16
2.2 微波吸收材料的反射率测量	22
参考文献	32
第 3 章 新型微波吸收材料	34
3.1 铁氧体系	34
3.2 高分子系	66
3.3 碳化硅系	87
3.4 导电纤维	99
3.5 手性材料	115
3.6 超微颗粒	124
3.7 空心微珠	133
3.8 团簇型材料	139
3.9 稀土吸波材料	146
3.10 视黄基席夫碱	151
3.11 纳米材料	156
3.12 铁砂尾矿	178
3.13 铁磁微晶玻璃	191
3.14 光子晶体	199
参考文献	202
第 4 章 微波吸收材料应用	208
4.1 微波吸收涂层与结构	208
4.2 电波暗室材料	231
4.3 耐高温吸波材料	243
4.4 红外雷达兼容材料	256

4.5 建筑吸波材料·····	262
4.6 吸波材料国防应用·····	269
参考文献 ·····	289
第 5 章 微波吸收材料发展趋势 ·····	291
5.1 微波吸收材料优化设计·····	291
5.2 高性能微波吸收剂探索·····	298
5.3 微波吸收材料的发展展望·····	303
参考文献 ·····	304

第 1 章 微波吸收机理概述

1.1 微波与物质相互作用

微波通常是指频率为 $0.3 \sim 300\text{GHz}$ (波长 $1\text{m} \sim 1\text{mm}$) 的电磁波。

微波作为一种电磁波,其与物质的相互作用和一般电磁波有共同之处,也可以发生反射、吸收、偏振及旋光等^[1,2]。微波能被物质吸收,从作用机理上讲主要分为两类:一类是吸收微波能引起分子内部能级变化,主要是转动能级变化的情况,这一类可用量子力学来描述;另一类是微波加热,这种热效应可用经典理论从微观粒子运动来解释。

1.1.1 微波吸收谱

分子的转动能级是量子化的,吸收与两能级间能量差相等的微波能后,分子会由低能级跃迁到高能级。因为电磁波的能量决定于其频率的大小,所以分子只能在一些分立的频率处吸收电磁波。分子转动能级跃迁所吸收电磁波的波长在 $50\mu\text{m} \sim 10\text{cm}$ 之间,即处于远红外和微波区,吸收信号大小随微波频率(或波长、波数)变化的谱图即为微波吸收谱^[3]。

1.1.2 微波热效应

微波加热意味着将微波的电磁能转变为热能。转变的过程与物质中分子等微观粒子的运动有关。在电磁场的作用下,物质中微观粒子可产生 4 种类型的介电极化,即电子极化(原子核周围电子的重新排布)、原子极化(分子内原子的重新排布)、取向极化(分子永久偶极的重新取向)和空间电荷极化(自由电荷的重新排布)。在这 4 种极化中,与微波频率相比,前两种极化要快得多,所以不会产生微波加热,而后两种极化与之相当,可产生微波加热,即可通过微观粒子的这种极化过程,将微波能转变为热能^[4]。

根据对微波的吸收程度,可将物质材料分成导体、绝缘体和介质。导体主要为金属,如银、铜、铝等,微波不能进入导体,只能在其表面反射;绝缘体是指可透过微波而对微波吸收很少的材料,如玻璃、陶瓷、聚四氯乙烯等;介质可吸收微波,具有电损耗与磁损耗的吸波机理。

超微颗粒^[5]:在长波长近似下,半径为 a 的金属球遇到电磁波时会感应出电偶极子。在超微颗粒的基础上,还发展了空心微珠吸波材料。空心微珠吸波材料吸波原理:微珠表面镀覆纳米级的金属(如第一过渡金属元素),空心微珠在作为纳

米金属载体的同时,具有光波敏感性。添加一定的树脂制成涂层,涂敷在军事设备(设施)上,对波长较大的电磁波,完全环绕或完全吸收电磁波,造成了一个无穷远点,使雷达看不到被测物体,从而使军事目标隐形。

纳米材料:金属、金属氧化物在细化为纳米粒子时,比表面积增大,处于颗粒表面的原子数变多,悬挂键增多,界面极化和多重散射成为重要的吸波机制。当金属或金属氧化物粒子的尺寸下降至纳米范围内某一值时,金属粒子费米面附近电子能级由准连续变为离散能级。纳米半导体微粒存在不连续的最高被占据的分子轨道和最低未被占据的分子轨道能级,从而使能隙变宽。量子尺寸效应使纳米粒子的电子能级发生分裂,分裂的能级间隔有些正处于微波的能量范围内,从而导致新的吸波通道。

1.1.3 微波等离子体吸收

等离子体理论指出^[6],当电磁波的频率小于或等于等离子体的电子朗缪尔频率(f_p)时,电磁波将被全反射。大气中产生的等离子体通常没有锐边界,电子密度在边界小,内部较大,电磁波可透过边界进入等离子体。但当电磁波进入到临界电子密度($f = f_p$)的位置,将被截止反射。 $f > f_p$ 的电磁波虽不会被强反射,但它在等离子体传播时将被逐渐吸收。吸收的主要原因是自由电子将它从电磁波得到的能量通过与中性原子、分子的碰撞转换为热能。产生等离子体的方法多样,实用的方法如在金属平板涂放射性同位素 ^{210}Po 、 ^{242}Cm 产生 α 射线来形成等离子。

1.2 微波在物质表面反射与透射

1.2.1 斜入射含金属衬底多层介质微波反射

微波吸波材料的吸波性能通常由电磁波的反射因数来表示,对于具有多层结构(包括阻抗匹配层、吸收层、黏结层等)的微波吸收材料,其反射因数由各层的厚度、磁导率和介电常数等参数决定。

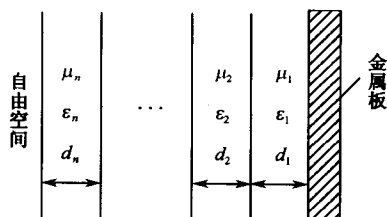


图 1-1 多层微波吸收材料结构示意图^[7]

多层微波吸收材料结构如图 1-1 所示,各层的厚度、磁导率(相对值)和介电常数(相对值)分别为 d_i , μ_i 和 ϵ_i ($i = 1, 2, \dots, n$),以均匀平面波为入射波,定义入射波的射线与各层分界面的法线所构成的平面为入射面,则沿任意方向极化的电场 E 可分解成分别与入射面平行或垂直的两个分量,因此下面的讨论将针对单个分量进行。

1. 电场垂直于入射面

讨论第 i 层和第 $i-1$ 层分界面上的电磁波入射问题。如图 1-2, xy 坐标平面与分界面重合, z 轴与分界面垂直, 电场垂直于入射面, 第 i 层中入射波与反射波的合成电场可由 $E_i = E_{iy}e_y$ 表示。令 E_i^+ 和 E_i^- 分别为入射波电场和反射波电场振幅, 略去时间因子 $\exp(i\omega t)$, 则 E_{iy} 可表示为

$$E_{iy} = E_i^+ a + E_i^- b \quad (1-1)$$

式中: $a = \exp[-ik_i(x\sin\theta_i + z\cos\theta_i)]$;

$$k_i = \omega(\mu_0\mu_i\epsilon_0\epsilon_i)^{1/2};$$

$$b = \exp[-ik_i(x\sin\theta'_i - z\cos\theta'_i)]。$$

由麦克斯韦方程可知

$$\nabla \times E_i = -i\omega\mu_0\mu_i H_i$$

将式(1-1)代入上式并简化可得合成磁场 H_i 的两个分量为

$$H_{ix} = (1/\eta_i)(-\cos\theta_i E_i^+ a + \cos\theta'_i E_i^- b) \quad (1-2)$$

$$H_{iz} = (1/\eta_i)(\sin\theta_i E_i^+ a + \sin\theta'_i E_i^- b) \quad (1-3)$$

式中: $\eta_i = [\mu_0\mu_i/(\epsilon_0\epsilon_i)]^{1/2}$ 为第 i 层的特征阻抗。

同理可得第 $i-1$ 层中合成电场和合成磁场的分量分别为

$$E_{(i-1)y} = E_{i-1}^+ c + E_{i-1}^- d \quad (1-4)$$

$$H_{(i-1)x} = (1/\eta_{i-1})(-\cos\theta_{i-1} E_{i-1}^+ c + \cos\theta'_{i-1} E_{i-1}^- d) \quad (1-5)$$

$$H_{(i-1)z} = (1/\eta_{i-1})(\sin\theta_{i-1} E_{i-1}^+ c + \sin\theta'_{i-1} E_{i-1}^- d) \quad (1-6)$$

式中: $c = \exp\{-ik_{i-1}[x\sin\theta_{i-1} + (z - d_{i-1})\cos\theta_{i-1}]\}$;

$$d = \exp\{-ik_{i-1}[x\sin\theta'_{i-1} - (z - d_{i-1})\cos\theta'_{i-1}]\}。$$

由边界条件可知界面上电场和磁场的切向分量均应连续, 因此入射波和反射波沿 x 方向的相速度在分界面上应相等, 即 $\omega/(k_i\sin\theta_i) = \omega/(k_i\sin\theta'_i)$, 由此可得 $\theta_i = \theta'_i$, 至此可将式(1-1)~式(1-6)中的 θ' 更改为 θ 。

在原点处利用边界条件有 $E_{iy} = E_{(i-1)y}$, $H_{ix} = H_{(i-1)x}$ 及 $\mu_i H_{ix} = \mu_{i-1} H_{(i-1)x}$ 成立, 由此及式(1-1)~式(1-6)可有

$$E_i^+ + E_i^- = E_{i-1}^+ e + E_{i-1}^- f \quad (1-7)$$

$$(\cos\theta_i/\eta_i)(-E_i^+ + E_i^-) = (\cos\theta_{i-1}/\eta_{i-1})(-E_{i-1}^+ e + E_{i-1}^- f) \quad (1-8)$$

$$(\mu_i\sin\theta_i/\eta_i)(E_i^+ + E_i^-) = (\mu_{i-1}\sin\theta_{i-1}/\eta_{i-1})(E_{i-1}^+ e + E_{i-1}^- f) \quad (1-9)$$

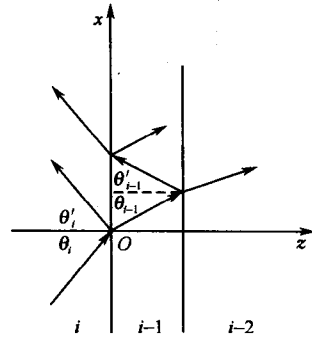


图 1-2 斜入射电磁波在 RAM 中的传播

式中: $e = \exp(ik_{i-1}d_{i-1}\cos\theta_{i-1})$;

$f = \exp(-ik_{i-1}d_{i-1}\cos\theta_{i-1})$ 。

由式(1-7)和式(1-9)可得

$$(\mu_i \epsilon_i)^{1/2} \sin\theta_i = (\mu_{i-1} \epsilon_{i-1})^{1/2} \sin\theta_{i-1} \quad (1-10)$$

电磁波在第 i 层与第 $i-1$ 层分界面处的反射因数定义为 $\Gamma_i = E_i^- / E_i^+$, 则由式(1-7)和式(1-8)可求得反射因数

$$\Gamma_i = (A + B\Gamma_{i-1}h) / (B + A\Gamma_{i-1}h) \quad (1-11)$$

式中: $A = \eta_{i-1}\cos\theta_i - \eta_i\cos\theta_{i-1}$;

$B = \eta_{i-1}\cos\theta_i + \eta_i\cos\theta_{i-1}$;

$h = \exp(-i2k_{i-1}d_{i-1}\cos\theta_{i-1})$ 。

由第 1 层与金属板分界面的边界条件可知 $z=0$ 处有 $E_{iy}=0$, 即

$$E_1^+ \exp(-ik_1 x \sin\theta_1) + E_1^- \exp(-ik_1 x \sin\theta_1) = 0$$

由此可计算 $\Gamma_1 = -1$, 因此可确定 n 层 RAM 对斜入射电磁波的反射因数

$$\Gamma = (C + D\Gamma_n p) / (D + C\Gamma_n p) \quad (1-12)$$

式中: $C = \mu_n^{1/2} \cos\theta - \epsilon_n^{1/2} \cos\theta_n$;

$D = \mu_n^{1/2} \cos\theta + \epsilon_n^{1/2} \cos\theta_n$;

$p = \exp(-i2k_n d_n \cos\theta_n)$ 。

若以分贝 (dB) 表示, 则反射因数

$$R = 20 \lg |\Gamma| \quad (1-13)$$

给定入射角 θ 计算反射因数 Γ 时, 首先利用式(1-10)由外层至内层依次计算各层的入射角, 然后再利用式(1-11)由内层至外层依次计算各分界面处的反射因数, 得到 Γ_n 后再代入式(1-12)。

2. 电场平行于入射面

此时磁场只有 y 分量, 电场位于 xz 坐标平面内, 与上述推导过程相同, 可得 $\Gamma_1 = -1$ 。

$$\begin{aligned} \Gamma_i &= (L + M\Gamma_{i-1}h) / (M + L\Gamma_{i-1}h) \\ \Gamma &= (F + G\Gamma_n p) / (G + F\Gamma_n p) \end{aligned} \quad (1-14)$$

式中: $L = \eta_{i-1}\cos\theta_{i-1} - \eta_i\cos\theta_i$;

$M = \eta_{i-1}\cos\theta_{i-1} + \eta_i\cos\theta_i$;

$F = \mu_n^{1/2} \cos\theta_n - \epsilon_n^{1/2} \cos\theta$;

$G = \mu_n^{1/2} \cos\theta_n + \epsilon_n^{1/2} \cos\theta$ 。

3. 与其他公式的关系

当 $n=1$ 时, 即吸波材料为单层时, 利用式(1-10), 式(1-12)可简化为

$$\Gamma = (J + Kq)/(K + Jq)$$

当 $kd \geq 1$ 时, 上式又可简化为(以分贝表示)

$$R = 20\lg |J/K|$$

式中: $J = \mu_1 \cos \theta - (\mu_1 \epsilon_1 - \sin^2 \theta)^{1/2}$;

$$K = \mu_1 \cos \theta + (\mu_1 \epsilon_1 - \sin^2 \theta)^{1/2}$$

$$q = \exp\{-i2k_1 d_1 [1 - \sin^2 \theta / (\mu_1 \epsilon_1)]^{1/2}\}.$$

上式即为电磁波斜入射时单层微波吸收材料的反射因数公式。

当电磁波垂直入射时, 引入传输线理论中的关系式

$$\Gamma_i = (Z_{i-1} - \eta_i)/(Z_{i-1} + \eta_i)$$

式中: Z_{i-1} 为第 i 层与第 $i-1$ 层分界面的输入阻抗。

将上式及 $\theta = 0$ 代入式(1-11)和式(1-12)并简化可得

$$Z_i = \eta_i [Z_{i-1} + \eta_i \tanh(ik_i d_i)] / [\eta_i + Z_{i-1} \tanh(ik_i d_i)]$$

$$R = 20\lg |(Z_n - \eta_n)/(Z_n + \eta_n)|$$

此式即为利用传输线理论导出的单层吸波材料对垂直入射电磁波的反射因数公式。

电场平行于入射面时可作类似讨论。

1.2.2 斜入射多层介质微波反射与透射

1. 多层介质的反射因数

图 1-3 为多层吸波材料结构示意图, 材料前后均为自由空间, 各层的厚度、相对磁导率和相对介电常数分别为 d_i 、 μ_i 和 ϵ_i ($i=1, 2, \dots, n$)。当电磁波由自由空间入射到材料前表面(第 n 层的左表面)后将分成 3 部分: 一部分被反射回自由空间, 一部分被材料吸收, 还有一部分则透过材料继续传播。以均匀平面波为入射波, 定义入射波的射线与各层分界面的法线所构成的平面为入射面, 则沿任意方向极化的电场 $\bar{E}$ 可分解成分别与入射面垂直或平行的两个分量, 因此

下面的讨论将针对单个分量进行。电场垂直于入射面时称为垂直极化, 电场平行于入射面时称为平行极化。

1) 垂直极化

首先讨论第 i 层和第 $i-1$ 层分界面上的电磁波入射问题。如图 1-2, xy 坐标平面与分界面重合, z 轴与分界面垂直。由于电场垂直于入射面, 第 i 层中入射波

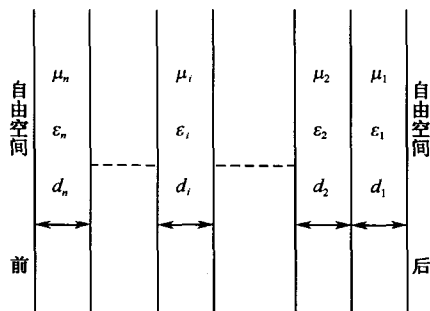


图 1-3 多层微波吸收材料的结构示意图^[8]

与反射波的合成电场可由 $\bar{E}_i = E_{iy} \bar{e}_y$ 表示。令 E_i^+ 和 E_i^- 分别为入射波电场和反射波电场的振幅,略去时间因子 $e^{i\omega t}$, 则 E_{iy} 可表示为

$$E_{iy} = E_i^+ e^{ik_i(x \sin \theta_i + z \cos \theta_i)} + E_i^- e^{-ik_i(x \sin \theta_i' - z \cos \theta_i')} \quad (1-15)$$

式中: $k_i = \omega \sqrt{\mu_0 \mu_i \epsilon_0 \epsilon_i}$ 。

由边界条件可知界面上电场切向分量应连续, 因此入射波和反射波沿 x 方向的相速度在分界面上应相等, 即 $\frac{\omega}{k_i \sin \theta_i} = \frac{\omega}{k_i \sin \theta_i'}$, 因此可得 $\theta_i = \theta_i'$ 。这样式(1-15)可改写为

$$E_{iy} = E_i^+ e^{-ik_i(x \sin \theta_i + z \cos \theta_i)} + E_i^- e^{-ik_i(x \sin \theta_i - z \cos \theta_i)} \quad (1-16)$$

由麦克斯韦方程可知

$$\nabla \times \bar{E}_i = -i\omega\mu_0\mu_i\bar{H}_i$$

将式(1-16)代入上式并简化可得合成磁场 $\bar{H}_i$ 的两个分量为

$$H_{ix} = \frac{\cos \theta_i}{\eta_i} [-E_i^+ e^{-ik_i(x \sin \theta_i + z \cos \theta_i)} + E_i^- e^{-ik_i(x \sin \theta_i - z \cos \theta_i)}] \quad (1-17)$$

$$H_{iz} = \frac{\sin \theta_i}{\eta_i} [-E_i^+ e^{-ik_i(x \sin \theta_i + z \cos \theta_i)} + E_i^- e^{-ik_i(x \sin \theta_i - z \cos \theta_i)}] \quad (1-18)$$

式中: $\eta_i = \sqrt{\mu_0 \mu_i / \epsilon_0 \epsilon_i}$ 为第 i 层的特征阻抗。

同理可得第 $i-1$ 层中合成电场和合成磁场的分量分别为

$$\begin{aligned} E_{(i-1)y} = & E_{i-1}^+ e^{-ik_{i-1}[x \sin \theta_{i-1} + (z-d_{i-1}) \cos \theta_{i-1}]} \\ & + E_{i-1}^- e^{-ik_{i-1}[x \sin \theta_{i-1} - (z-d_{i-1}) \cos \theta_{i-1}]} \end{aligned} \quad (1-19)$$

$$\begin{aligned} H_{(i-1)x} = & \frac{\cos \theta_{i-1}}{\eta_{i-1}} \{ -E_{i-1}^+ e^{-ik_{i-1}[x \sin \theta_{i-1} + (z-d_{i-1}) \cos \theta_{i-1}]} \\ & + E_{i-1}^- e^{-ik_{i-1}[x \sin \theta_{i-1} - (z-d_{i-1}) \cos \theta_{i-1}]} \} \end{aligned} \quad (1-20)$$

$$\begin{aligned} H_{(i-1)z} = & \frac{\sin \theta_{i-1}}{\eta_{i-1}} \{ -E_{i-1}^+ e^{-ik_{i-1}[x \sin \theta_{i-1} + (z-d_{i-1}) \cos \theta_{i-1}]} \\ & + E_{i-1}^- e^{-ik_{i-1}[x \sin \theta_{i-1} - (z-d_{i-1}) \cos \theta_{i-1}]} \} \end{aligned} \quad (1-21)$$

在原点处利用边界条件有 $E_{iy} = E_{(i-1)y}$ 、 $E_{ix} = E_{(i-1)x}$ 及 $\mu_i H_{iz} = \mu_{i-1} H_{(i-1)z}$ 成立, 由此及式(1-16)~式(1-21)可有

$$E_i^+ + E_i^- = E_{i-1}^+ e^{ik_{i-1}d_{i-1} \cos \theta_{i-1}} + E_{i-1}^- e^{-ik_{i-1}d_{i-1} \cos \theta_{i-1}} \quad (1-22)$$

$$\frac{\cos \theta_i}{\eta_i} [-E_i^+ + E_i^-] = \frac{\cos \theta_{i-1}}{\eta_{i-1}} [-E_{i-1}^+ e^{-ik_{i-1}d_{i-1} \cos \theta_{i-1}} + E_{i-1}^- e^{-ik_{i-1}d_{i-1} \cos \theta_{i-1}}] \quad (1-23)$$

$$\frac{\mu_i \sin \theta_i}{\eta_i} [E_i^+ + E_i^-] = \frac{\mu_{i-1} \sin \theta_{i-1}}{\eta_{i-1}} [E_{i-1}^+ e^{-ik_{i-1}d_{i-1} \cos \theta_{i-1}} + E_{i-1}^- e^{-ik_{i-1}d_{i-1} \cos \theta_{i-1}}] \quad (1-24)$$

由式(1-22)和式(1-23)可得入射角 θ_i 和 θ_{i-1} 之间的关系式为

$$\sqrt{\mu_i \epsilon_i \sin \theta_i} = \sqrt{\mu_{i-1} \epsilon_{i-1} \sin \theta_{i-1}} \quad (1-25)$$

电磁波在第 i 层和第 $i-1$ 层分界面处的反射因数定义为 $\Gamma_i = E_i^- / E_i^+$, 则由式(1-22)和式(1-23)可求得反射因数 Γ_i 为

$$\Gamma_i = \frac{(\eta_{i-1} \cos \theta_i - \eta_i \cos \theta_{i-1}) + (\eta_{i-1} \cos \theta_i + \eta_i \cos \theta_{i-1}) \Gamma_{i-1} e^{-i2k_{i-1} d_{i-1} \cos \theta_{i-1}}}{(\eta_{i-1} \cos \theta_i + \eta_i \cos \theta_{i-1}) + (\eta_{i-1} \cos \theta_i - \eta_i \cos \theta_{i-1}) \Gamma_{i-1} e^{-i2k_{i-1} d_{i-1} \cos \theta_{i-1}}} \quad (1-26)$$

由式(1-26)可确定各分界面上的反射因数。下面确定式(1-26)的初始值 Γ_1 。显然当电磁波由第 1 层进入自由空间后只有透射波, 其电场和磁场的分量分别为

$$E_{0y} = E_0^+ e^{-k_0(x \sin \theta_0 + z \cos \theta_0)} \quad (1-27)$$

$$H_{0x} = -\frac{\cos \theta_0}{\eta_0} E_0^+ e^{-k_0(x \sin \theta_0 + z \cos \theta_0)} \quad (1-28)$$

$$H_{0z} = -\frac{\sin \theta_0}{\eta_0} E_0^+ e^{-k_0(x \sin \theta_0 + z \cos \theta_0)} \quad (1-29)$$

将式(1-27)~式(1-29)及第 1 层中的合成电场和磁场分量代入边界条件便可确定 Γ_1 为

$$\Gamma_1 = \frac{\eta_0 \cos \theta_1 - \eta_1 \cos \theta_0}{\eta_0 \cos \theta_1 + \eta_1 \cos \theta_0} \quad (1-30)$$

式中: $\eta_0 = \sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$ 为自由空间的特征阻抗。

至此我们可确定 n 层材料对斜入射电磁波的反射因数为

$$\Gamma = \frac{(\eta_n \cos \theta - \eta_0 \cos \theta_n) + (\eta_n \cos \theta + \eta_0 \cos \theta_n) \Gamma_n e^{-i2k_n d_n \cos \theta_n}}{(\eta_n \cos \theta + \eta_0 \cos \theta_n) + (\eta_n \cos \theta - \eta_0 \cos \theta_n) \Gamma_n e^{-i2k_n d_n \cos \theta_n}} \quad (1-31)$$

式中: θ 为电磁波入射角。

若以分贝(dB)表示, 则反射因数为

$$R = 20 \lg |\Gamma| \quad (1-32)$$

编程计算反射因数 Γ 时, 首先利用式(1-25)由第 n 层至第 1 层依次计算各层的入射角, 然后再利用式(1-26)由第 1 层至第 n 层依次计算各分界面处的反射因数, 最后得到 Γ_n 后再代入式(1-31)。

2) 平行极化

平行极化时电场平行于 xz 坐标平面, 磁场只有 y 分量。与上述推导过程相同, 可得 Γ_1 、 Γ_i 及 Γ 分别为

$$\Gamma_1 = \frac{\eta_0 \cos \theta_0 - \eta_1 \cos \theta_1}{\eta_0 \cos \theta_0 + \eta_1 \cos \theta_1} \quad (1-33)$$

$$\Gamma_i = \frac{(\eta_{i-1}\cos\theta_{i-1} - \eta_i\cos\theta_i) + (\eta_{i-1}\cos\theta_{i-1} + \eta_i\cos\theta_i)\Gamma_{i-1}e^{-i2k_{i-1}d_{i-1}\cos\theta_{i-1}}}{(\eta_{i-1}\cos\theta_{i-1} + \eta_i\cos\theta_i) + (\eta_{i-1}\cos\theta_{i-1} - \eta_i\cos\theta_i)\Gamma_{i-1}e^{-i2k_{i-1}d_{i-1}\cos\theta_{i-1}}} \quad (1-34)$$

$$\Gamma = \frac{(\eta_n\cos\theta_n - \eta_0\cos\theta) + (\eta_n\cos\theta_n + \eta_0\cos\theta)\Gamma_n e^{-i2k_n d_n \cos\theta_n}}{(\eta_n\cos\theta_n + \eta_0\cos\theta) + (\eta_n\cos\theta_n - \eta_0\cos\theta)\Gamma_{i-1}e^{-i2k_n d_n \cos\theta_n}} \quad (1-35)$$

2. 多层介质的透射系数

1) 垂直极化

记 E_{n+1}^+ 为材料前侧自由空间中入射波电场的振幅, T_{n+1} 为电磁波由自由空间透射到第 n 层的透射因数, T_i 为电磁波由第 i 层透射到第 $i-1$ 层的透射因数, 则由电磁场理论可知结构型 RAM 对电磁波的透射因数 T 为

$$T = \frac{E_0^+}{E_{n+1}^+} = \frac{E_0^+}{E_1^+} \frac{E_1^+}{E_2^+} \cdots \frac{E_n^+}{E_{n+1}^+} = T_1 T_2 \cdots T_{n+1} \quad (1-36)$$

若以分贝 (dB) 表示, 则透射因数为

$$T = 20\lg|T| \quad (1-37)$$

将式(1-27)~式(1-29)及第 1 层中的合成电场和磁场分量代入边界条件可确定式(1-36)中的 T , 为

$$T_1 = \frac{E_0^+}{E_1^+} = 1 + \Gamma_1 \quad (1-38)$$

式(1-36)中的 T_i 可由式(1-22)和式(1-23)求得

$$T_i = \frac{E_{i-1}^+}{E_i^+} = \frac{(\eta_i\cos\theta_{i-1} + \eta_{i-1}\cos\theta_i) + (\eta_i\cos\theta_{i-1} - \eta_{i-1}\cos\theta_i)\Gamma_i}{2\eta_i\cos\theta_{i-1}e^{ik_{i-1}d_{i-1}\cos\theta_{i-1}}} \quad (1-39)$$

由式(1-39)又可确定式(1-36)中的 T_{n+1} 为

$$T_{n+1} = \frac{E_n^+}{E_{n+1}^+} = \frac{(\eta_0\cos\theta_n + \eta_n\cos\theta) + (\eta_0\cos\theta_n - \eta_n\cos\theta)\Gamma}{2\eta_0\cos\theta_n e^{ik_n d_n \cos\theta_n}} \quad (1-40)$$

式(1-38)~式(1-40)中的各反射因数均对应于垂直极化时的反射因数。

2) 平行极化

与上述推导过程相同, 可得平行极化时式(1-36)中的 T_1 、 T_i 及 T_{n+1} 依次为

$$T_1 = \frac{2\eta_0\cos\theta_1}{\eta_0\cos\theta_0 + \eta_1\cos\theta_1} \quad (1-41)$$

$$T_i = \frac{(\eta_i\cos\theta_i + \eta_{i-1}\cos\theta_{i-1}) + (\eta_i\cos\theta_i - \eta_{i-1}\cos\theta_{i-1})\Gamma_i}{2\eta_i\cos\theta_{i-1}e^{ik_{i-1}d_{i-1}\cos\theta_{i-1}}} \quad (1-42)$$

$$T_{n+1} = \frac{(\eta_0\cos\theta + \eta_n\cos\theta_n) + (\eta_0\cos\theta - \eta_n\cos\theta_n)\Gamma}{2\eta_0\cos\theta_n e^{ik_n d_n \cos\theta_n}} \quad (1-43)$$

式(1-41)~式(1-43)中的各反射因数均对应于平行极化时的反射因数。

3. 与其他公式的关系

当电磁波垂直入射时,引入传输线理论中的关系式

$$\Gamma_i = \frac{Z_{i-1} - \eta_i}{Z_{i-1} + \eta_i} \quad (1-44)$$

式中: Z_{i-1} 为第 i 层与第 $i-1$ 层分界面的输入阻抗,显然有 $Z_0 = \eta_0$ 。

将式(1-44)及 $\theta = 0$ 代入式(1-26)和式(1-31)并化简可得(推导过程从略)

$$Z_i = \eta_i \frac{Z_{i-1} + \eta_i \tanh(ik_i d_i)}{\eta_i + Z_{i-1} \tanh(ik_i d_i)}$$

$$R = 20 \lg \left| \frac{Z_n - \eta_0}{Z_n + \eta_0} \right|$$

上式即为利用传输线理论导出的多层结构型 RAM 对垂直入射电磁波的反射因数公式。平行极化时可作类似讨论。

1.2.3 传输线理论

微波吸波材料简称为吸波材料,它能吸收衰减入射的雷达波,并将其电磁能转换成热能而耗散掉,它的工作原理与材料的电磁特性有关。

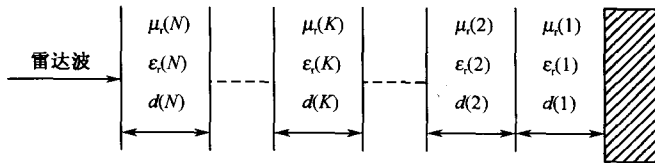


图 1-4 雷达吸波材料结构示意图^[9]

图 1-4 为吸波材料结构示意图,图中 $\mu_r(K)$ 、 $\epsilon_r(K)$ 、 $d(K)$ ($K=1,2,\dots,N$) 分别为各层的相对磁导率、相对介电常数和厚度。由传输线理论,图 1-4 的吸波材料可等效为图 1-5 的电路。图中 $Z_{in}(K)$ ($K=1,2,\dots,N$) 分别为各层的输入阻抗; $Z_{in}(0)$ 为第一层吸波材料和底板之间界面上的输入阻抗,由于底板为金属板,因而有 $Z_{in}(0)=0$ 。各层的输入阻抗可由下式计算

$$Z_{in}(K) = Z_c(K) \frac{Z_{in}(K-1) + Z_c(K) \tanh[\gamma(K)d(K)]}{Z_c(K) + Z_{in}(K-1) \tanh[\gamma(K)d(K)]} \quad (1-45)$$

式中: $Z_c(K)$ 为各层的特性阻抗, $\gamma(K)$ 为各层的传输常数,且

$$Z_c(K) = \sqrt{\frac{\mu_0 \mu_r(K)}{\epsilon_0 \epsilon_r(K)}} \quad (1-46)$$

$$\gamma(K) = c\omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0 \epsilon_r(K) \mu_r(K)} \quad (1-47)$$

由式(1-45)可知材料与空气分界面的输入阻抗为

$$Z_{in}(N) = Z_c(N) \frac{Z_{in}(N-1) + Z_c(N) \tanh[\gamma(N)d(N)]}{Z_c(N) + Z_{in}(N-1) \tanh[\gamma(N)d(N)]} \quad (1-48)$$

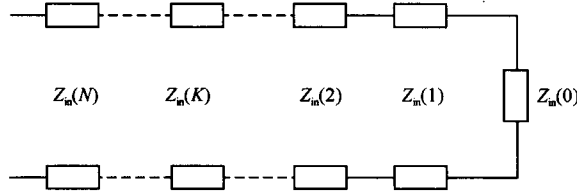


图 1-5 吸波材料结构的等效电路

当雷达透过阻抗为 $Z_0 = (\mu_0/\epsilon_0)^{1/2}$ 的自由空间入射到输入阻抗为 $Z_{in}(N)$ 的界面上时,一部分被反射,另一部分进入吸波体。吸波体电压反射因数由下式决定

$$\Gamma = \frac{Z_{in}(N) - Z_0}{Z_{in}(N) + Z_0} \quad (1-49)$$

功率反射因数为

$$R = 20 \lg |\Gamma| = 20 \lg \left| \frac{Z_{in}(N) - Z_0}{Z_{in}(N) + Z_0} \right| \quad (1-50)$$

由式(1-49)和式(1-50)可知,在理想情况下,当材料的输入阻抗与自由空间阻抗匹配时,吸波体对雷达波无反射。

1.2.4 微波在非手性和手性介质界面的反射

1. 多层旋波媒质的透射

假设电磁波为时谐场,旋波媒质本构关系为

$$\begin{aligned} \vec{D} &= \epsilon \vec{E} + i\xi \vec{B} \\ \vec{B} &= \mu \vec{H} - i\mu\xi \vec{E} \end{aligned}$$

式中: ξ 为旋波参量;

ϵ 、 μ 分别为旋波媒质的介电率、磁导率,通常均为复数。

电子科技大学的刘述章等^[10]从单层、双层、三层旋波媒质的透射分量表达式中找出规律,将 n 层旋波媒质的透射场量演绎出来

$$\begin{aligned} E_{ix} &= E_i 2^n \eta_0 \eta_{c1} \eta_{c2} \cdots \eta_{cn} \times \exp[-ik_0(d_1 + d_2 + \cdots + d_n)] \\ &\times [\exp(ik_{1+}d_1) \exp(ik_{2+}d_2) \cdots \exp(ik_{n+}d_n) + \exp(ik_{1-}d_1) \exp(ik_{2-}d_2) \cdots \\ &\times \exp(ik_{n-}d_n)] / \{(\eta_0 + \eta_{c1})(\eta_{c1} + \eta_{c2}) \cdots (\eta_{cn-1} + \eta_{cn})(\eta_{cn} + \eta_0) \\ &\times [1 + \sum_{i=1}^n (r_{i-1} r_i p_i) + \sum_{i=1}^n (r_{i-1} r_{i+1} p_i p_{i+1}) + \sum_{\substack{i,k=1, i < k \\ i \neq k-1}}^n (r_{i-1} r_i r_{k-1} r_k p_i p_k)] \} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \sum_{i=1}^n (r_{i-2} r_i p_{i-1} p_i p_{i+1}) + \sum_{\substack{i,j,k=1, i < j < k \\ i \neq j-1, k \neq j+1}}^n (r_{i-1} r_i r_{j-1} r_j r_{k-1} r_k p_i p_j p_k) \\
& + \sum_{\substack{i,k=1, i < k \\ i \neq k-1}}^n (r_{i-2} r_i r_{k-1} r_k p_{i-1} p_i p_k) + \sum_{\substack{i,k=1, i < k \\ i \neq k-1}}^n (r_{i-1} r_i r_{k-2} r_k p_i p_{k-1} p_k) \\
& + \sum_{i,j,k,l=1}^n (\cdots) + \cdots + r_0 r_n p_1 p_2 \cdots p_{n-1} p_n \} \quad (1-51)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
E_{iy} = & iE_i 2^n \eta_0 \eta_{c1} \eta_{c2} \cdots \eta_{cn} \times \exp[-ik_0(d_1 + d_2 + \cdots + d_n)] \\
& \times [\exp(ik_{1+}d_1) \exp(ik_{2+}d_2) \cdots \exp(ik_{n+}d_n) - \exp(ik_{1-}d_1) \exp(ik_{2-}d_2) \cdots \\
& \times \exp(ik_{n-}d_n)] / (\eta_0 + \eta_{c1})(\eta_{c1} + \eta_{c2}) \cdots (\eta_{cn-1} + \eta_{cn})(\eta_n + \eta_0) \\
& \times [1 + \sum_{i=1}^n (r_{i-1} r_i p_i) + \sum_{i=1}^n (r_{i-1} r_{i+1} p_i p_{i+1}) + \sum_{\substack{i,k=1, i < k \\ i \neq k-1}}^n (r_{i-1} r_i r_{k-1} r_k p_i p_k) \\
& + \sum_{i=1}^n (r_{i-2} r_i p_{i-1} p_i p_{i+1}) + \sum_{\substack{i,j,k=1, i < j < k \\ i \neq j-1, k \neq j+1}}^n (r_{i-1} r_i r_{j-1} r_j r_{k-1} r_k p_i p_j p_k) \\
& + \sum_{\substack{i,k=1, i < k \\ i \neq k-1}}^n (r_{i-2} r_i r_{k-1} r_k p_{i-1} p_i p_k) + \sum_{\substack{i,k=1, i < k \\ i \neq k-1}}^n (r_{i-1} r_i r_{k-2} r_k p_i p_{k-1} p_k) \\
& + \sum_{i,j,k,l=1}^n (\cdots) + \cdots + r_0 r_n p_1 p_2 \cdots p_{n-1} p_n \} \quad (1-52)
\end{aligned}$$

式中: $r_0 = (\eta_0 - \eta_{c1}) / (\eta_0 + \eta_{c1})$, $r_i = (\eta_{ci} - \eta_{ci+1}) / (\eta_{ci} + \eta_{ci+1})$;
 $(i=1, 2, \cdots, n-2, n-1)$;
 $r_n = (\eta_{cn} - \eta_0) / (\eta_{cn} + \eta_0)$, $p_i = \exp[i(k_{i+} + k_{i-})d_i]$;
 $(i=1, 2, \cdots, n-1, n)$ 。

2. 多层旋波媒质的反射

图 1-6 为 n 层平面分层旋波媒质, 最右接负载 Z_1 , 若为自由空间, $Z_1 = Z_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$, 若为金属板, $Z_1 = 0$ 。图中 $\epsilon_i, \mu_i, \xi_i, d_i$ 分别代表第 i 层旋波媒质的介电率、磁导率、旋波参量及厚度, $i=1, 2, 3, \cdots, n-1, n$ 。

假设电磁波沿 z 方向传播, 按 $\exp(-ikz)$ 变化, 从 $n-1$ 层与 n 层交界面向右看去输入阻抗为

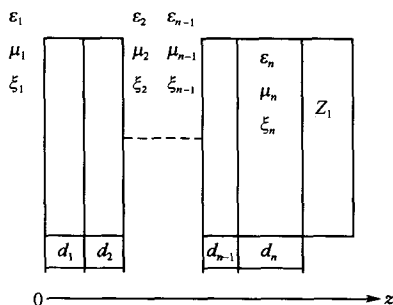


图 1-6 n 层旋波媒质