

论文摘要

近年来,随着科学技术的飞速发展,各种新型材料大量涌现。对于微波、毫米波电磁材料来说,电磁波在材料中的传播特性完全由材料的电磁参数决定。所以,在设计、制造和应用各种电磁材料时,必须了解和掌握材料的电磁特性和电磁参数。又因为雷达对于有用目标的检测是在强大的海杂波背景下进行的,搞清楚海杂波模拟材料的介电特性,不但有助于设计和实现雷达滤波器,而且有助于提高抑制杂波的能力以及保证雷达应有的探测性能,从而解决了在海杂波背景下的目标检测的困难。

本文首先对国内外现有的介电参数测量技术做了综述。按照频率的升高,分别介绍了 X 波段、Q 波段和 W 波段的测量方法。目前,材料介电参量测量的常用方法有波导法、NRW T/R 法、谐振腔法、自由空间法、准光腔法以及国外一些先进的方法等。从分析中可以看出,先进的测量原理对介电参量的测量带来了极大方便。

第二,根据测试要求,文章对海杂波模拟材料做了初步理论分析,在三个频段采取了不同的测试方法和测试系统,分别进行测量、计算和验证。在测量过程中,文章对矩形波导处理方法进行了改进,对测试结果进行了误差分析,克服了多项人工误差。

第三,根据在 X 波段、Q 波段的测试要求,本文基于矩形波导测试系统提出了新的测试方法——输入阻抗法,并且基于数值计算提出了新的数据处理方法。文章在这部分最后分析了样品测试的误差源,对测试进行误差分析,提出了上下夹层样品的处理方法等 6 点值得注意的方面,消除了多项误差和繁琐的测量、计算过程,并且拓展了终端短路法的应用范围。

第四,文章利用了圆柱谐振腔法的两种测试对测试结果进行了检验,并且对两种测试方法做了分析。

第五,在 W 波段选择了自由空间波法对样品进行了介电常数的测量,分析了两种不同的方法对系统的要求,并为系统搭建提供了资料。

关键词: 海杂波, 介电参量, 输入阻抗法, 数值计算, 自由空间波法

ABSTRACT

With the fast development of technology, all kinds of materials come into existence. As for the materials used in microwave and millimeter wave, the propagation characteristics of electromagnetic wave are mainly determined by them. Besides, radar functioning over the sea often detects targets under the influence of sea clutter. Hence, It is essential to study the dielectric properties of sea clutter simulation materials.

In the paper, firstly both domestic and overseas dielectric property measuring techniques are discussed, from in X band to W band with the rise of EM wave frequency, including waveguide reflection/transmission methods, NRW T/R, resonant cavity method, free space measurement, open resonator measurement, and other overseas advanced measurements.

Secondly, based on the measurement requirements and analysis of this kind of material, this paper proposes different methods in three various bands to conduct the measurement. Meanwhile, the data processing of the original rectangular waveguide method is improved during the measurement.

Thirdly, the paper proposes novel approach based on the rectangular waveguide system — input impedance method, and provides new data processing method based on numeric computation. At last of this chapter, analysis on error of this method is provided, and 6 aspects to be noticed are offered. We can find that this new method eliminates many errors and simplifies the measurement and date processing. Meanwhile it extends the frequency range of rectangular waveguide application.

Fourthly, this paper confirms the accuracy of the input impedance method by using the two methods based on the cylindrical resonant cavity, and the analysis of these two methods is provided.

Last, the measurement conducted in W band is discussed, which offers information of the measurement system for this frequency band.

KEY WORD: sea clutter, input impedance method, numerical computation

学位论文独创性声明

本人所提交的学位论文是我在导师的指导下进行的研究工作及取得的研究成果。据我所知，除文中已经注明引用的内容外，本论文不包含其他个人已经发表或撰写过的研究成果。对本文的研究做出重要贡献的个人和集体，均已在文中作了明确说明并表示谢意。

作者签名：张安祺 日期：2008.6.5

学位论文授权使用声明

本人完全了解华东师范大学有关保留、使用学位论文的规定，学校有权保留学位论文并向国家主管部门或其指定机构送交论文的电子版和纸质版。有权将学位论文用于非赢利目的的少量复制并允许论文进入学校图书馆被查阅。有权将学位论文的内容编入有关数据库进行检索。有权将学位论文的标题和摘要汇编出版。保密的学位论文在解密后适用本规定。

学位论文作者签名：张安祺

日期：2008.6.5

导师签名：尹积乾

日期：2008-6-5

第一章 绪论

1.1 引言

作为和国防单位合作项目的一部分，研究海杂波模拟材料的介电特性对我国的国防建设有着重要的意义。因为雷达对于有用目标的检测是在强大的海杂波背景下进行的，对于微波、毫米波电磁材料来说，电磁波在材料中的传播特性完全由材料的电磁参数决定，搞清楚海杂波模拟材料的介电特性，不但有助于设计和实现雷达滤波器，而且有助于提高抑制杂波的能力以及保证雷达应有的探测性能，从而解决了在海杂波背景下的目标检测的困难。

在此，本文要做的就是在规定频带内精确测量不同参杂浓度海杂波模拟材料的电介质参量即相对介电常数 ϵ' 和损耗角正切 $\tan \delta$ 。

1.2 国内外介电参量测量的发展综述

目前,材料介电参量测量的常用方法有波导法、NRW T/R法、谐振腔法、自由空间法、准光腔法以及国外一些先进的方法等。

波导法常用于X波段和Q波段,其是将介质材料放入传输系统中,通过测量介质材料对传输系统参量的改变量来确定材料的电介质参量。具体的方法可分为传输法和反射法。传输法是测量介质试样段的传播系数来确定介质参量的,由相位系数和衰减系数可以分别确定介质的介电常数和损耗角。反射法是将介质试样段接在传输系统的末端,并在它的输出端接短路器或开路器来产生全反射波,而根据介质试样段引起的驻波最小点偏移和驻波系数来确定介质的复介电常数^[1]。

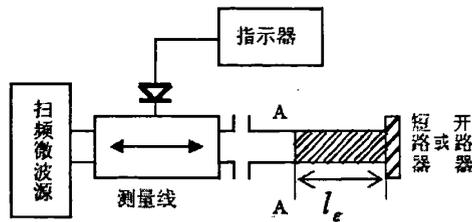


图 1-1 波导反射法测试系统示意图

本文在这个基础之上提出了新的测量方法,在传输系统的末端接短路器,通过测量输入阻抗来确定样品的介电参数。第二、第三章给出了详细的测量原理及误差分析。

在国外,由Nicolson、Ross与Weir等人于二十世纪七十年代也提出^[2,3]了传输/反射法,在该方法中,把介质材料被置于同轴线或矩形波导中,通过自动矢量网络分析仪(VNA)测量样品区的散射参数,然后通过散射方程反演出材料复介电常数。这种方法称为NRW T/R法。

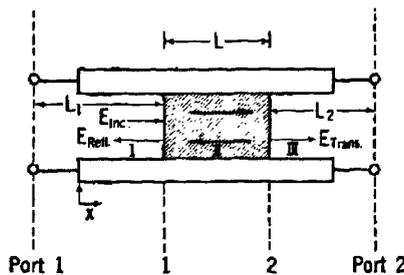


图 1-2 NRW T/R法原理示意图

其优点是:求解过程不必迭代,且对同轴系统与波导系统均适用。1990年,James Baker-Jarvis、Eric J. Vanzura等人对NRW T/R法做了改进,提出了新的数据

处理算法,并根据一个实例进行了误差、不确定性分析^[4]。然后在国内,也出现了许多对该方法的研究,例如对传输/反射法测量复介电常数的三个方程研究^[5]等。

谐振腔法同样也适用于X波段和Q波段,其是将介质试样放入空腔谐振器中,根据谐振时参数的变化和品质因数的变化来测量介质的复介电常数和损耗角正切。具体方法可分为高Q腔法、微扰法等。在TE_{01n}谐振腔微扰法中,我们常采用固定谐振频率改变腔长法^[6]和固定腔长改变谐振频率法^[7]。前者为固定谐振腔的谐振频率,测量放入样品后腔长的变化,后者则是固定谐振腔腔长,测量放入介质后谐振频率的变化。后者相比前者可实现宽带测量,因为其采用一腔多模技术,用不同的模式来完成宽频带工作。



图 1-3 电子科技大学谐振腔测试系统

自由空间波法是利用天线将电磁波辐射到自由空间,当遇到测试样品时,电磁波会发生反射和透射现象,利用天线接收这些反射和透射信号,计算介质材料的电磁参数,也即这种方法是把自由空间等效成传输线的一部分,从而组成测量系统。

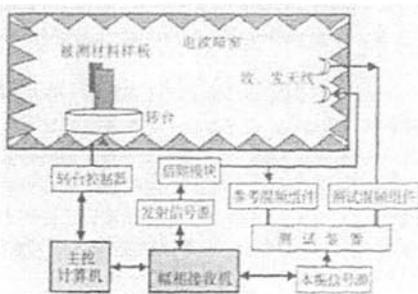


图 1-4 自由空间法测试系统示意图

根据电磁理论,放在水平极化电磁场中的介质板,当介质板法线与水平面的

夹角为布儒斯特角时, 反射场处于极小值, 透射场处于极大值^[8]。由此我们可以通过测量 Brewster 角来推出样品的介电参数。在国外, Ghodgaonkar DK、Varadan VV、Varadan VK 于 1990 年发表文章也提出了通过测量散射参数即可反演出材料复介电常数^[9], 随后国内也在近几年发表了利用该方法在自由空间测量的文章, 达到了国外的测量技术^[10]。

自由空间波法样品制作要求严格, 要求一块平坦的、双面平行的、相对面积足够大的样品, 以保证电磁波能够以 TEM 波的形式附着到试样上并尽量减小电磁波绕射的影响。当使用聚焦透镜来改进反射和接受喇叭天线后, 也可以减低样品的边缘绕射效应。如果实验设备允许该方法可以应用的频段为 Q 波段和 W 波段以及更高的频段^[11]。

准光腔法/开放谐振腔法主要用于 Q 波段、W 波段的准毫米波、毫米波测量。下图为准光学腔截面图。

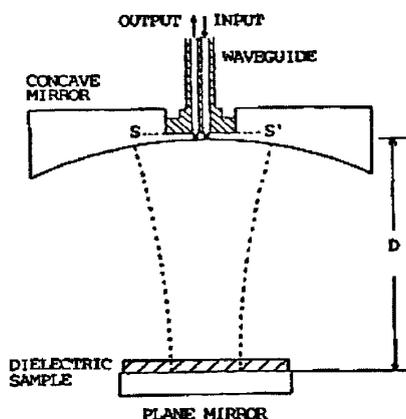


图1-5 开放谐振腔截面图

开放谐振腔完整的电磁理论基础由 A. L. Cullen 和 P. K. Yu 于 1979 年提出^[12], 文章中他们分别推导出了开放谐振腔中行波和驻波的电场、磁场形式。但在此之前 A. L. Cullen 和 P. K. Yu 就在论文中提出了准光学谐振腔测量介电常数的方法^[13]。在谐振模式为 TEM_{plq} 中, 有方程为:

$$\frac{f}{f_0} = (q+1) + \frac{(2p+l+1)}{\pi} \arccos\left(1 - \frac{D}{R_0}\right) \quad (1-1)$$

其中: R_0 为谐振腔的曲率半径, D 为镜面隔离度。图 1-6 为他们在实验中所测到的放入介质样品后谐振频率的改变。B. Komiyama, M. Kiyokawa, 和 T. Matsui 于 1991 年发表文章表明, 使用 TEM_{00q} 进行了介电参量的测量^[14], 并且对较早的一些相关方面的测量作了总结, 他们给出了如下的测量框图。

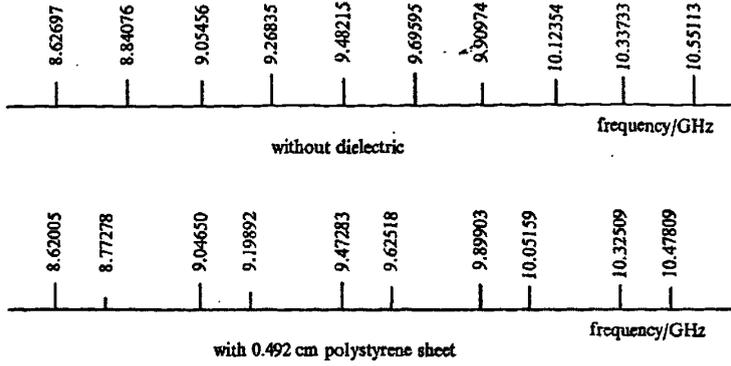


图 1-6 准光腔法测试结果

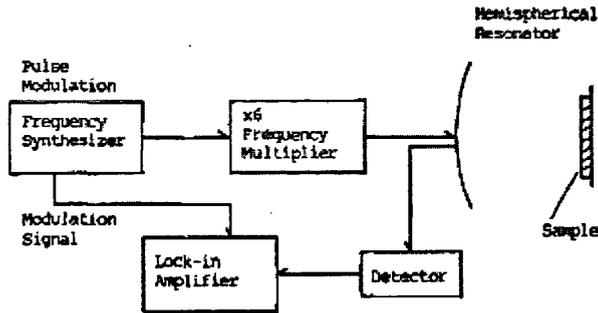


图 1-7 测量系统框图

国内在近几年也有论文表明该方法的可行性^[15, 16]。

另外，在毫米波段，国外很早就提出了基于傅立叶变换技术的测量方法。例如，离散傅立叶变换分光镜^[17]，见图 1-8。文献上记载，该方法可以比准光学腔法更准确的测量样品的介电常数，而且适应范围很广^[18, 19]，在频段上，可以实现从 90G 到 450G 的连续测量。

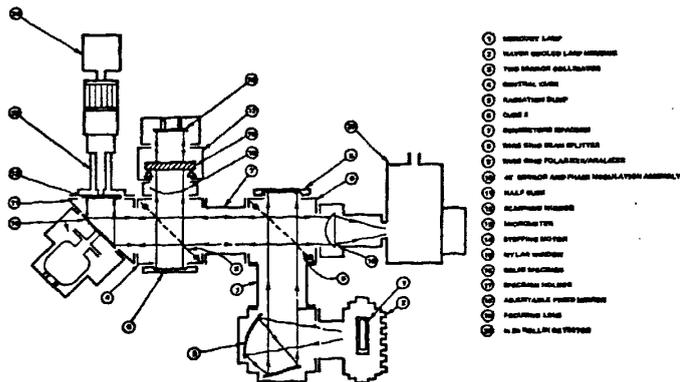


图 1-8 离散傅立叶变换分光镜

于2005年, L. Subramanian, M.N. Afsar, K.A. Korolev 研发一种准光学测光计^[20]。该方法对原先的傅立叶变换技术做了根本性的变革, 其是通过所谓的磁场光学实现的。测量的时候要分别测放入样品和不放入样时的数据, 然后通过对比计算得出样品的介电参量。下图为基于该方法实现的毫米波准光学测光系统(QOM)。该系统在样品处加入磁场, 以返波振荡器(BWO)作为源, 在扫频模式下进行测量, 不用更改样品的尺寸, 而且频率范围可以从Q波段覆盖到W波段, 故测量起来非常方便。

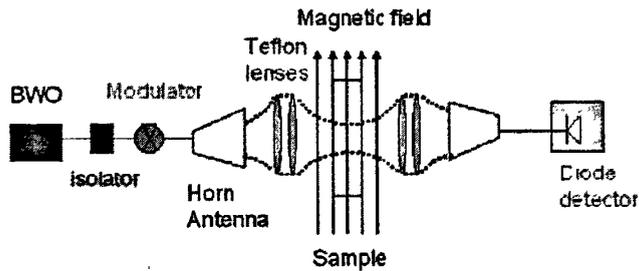


图 1-9 毫米波准光学测光系统(QOM)框图

每一种测量方法一般都是最先由国外提出测量原理, 然后国外发表对于该测量方法应用的发表, 最后再国内出现类似文章的发表。由此可见, 我们的独创性和科研能力有待加强。

1.3 本文的研究内容以及创新之处

本文首先对国内外现有的介电常数测量技术做了综述。

根据测试要求,对样品做了初步理论分析和计算,在三个频段选择了不同的测试方法和测试系统,分别进行测量、计算和验证。

对矩形波导处理方法进行了改进,对测试结果进行了误差分析,克服了多项人工误差。

在 X 波段、Q 波段根据测试要求,分析测试原理,基于矩形波导测试系统提出了新的测试方法和数据处理方法,分析了样品测试的误差源,对测试进行误差分析,消除了多项误差和繁琐的测量、计算过程,并且拓展了终端短路法的应用范围。最后利用了圆柱谐振腔法对测试结果进行了检验。

分析了并提出了上下夹层样品的处理方法。

在 W 波段选择了自由空间波法对样品进行了介电常数的测量,分析了两种不同的方法对系统的要求,并为系统搭建提供了资料。

1.4 测量样品的分析

从下图中可以看出,我们得到的样品在制作时参杂浓度不一,因此,每个样品的测量数据一致重复性不好,但是由于样品的制作原料相同,故可以测得样品介电参量的取值区间。而且样品中出现了夹层情况,所以有必要寻求夹层样品介电参量的理论推算方法。

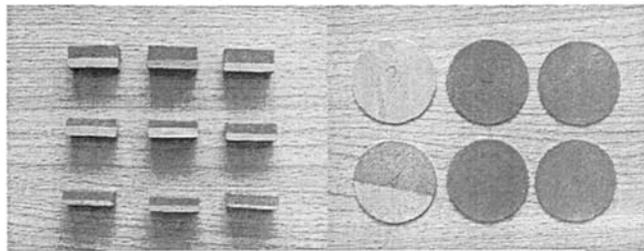


图 1-10 我们得到的部分样品

在此我们要对样品的测量频率是 10GHz、40GHz 及 100GHz 左右三个频段,覆盖了三个不同的波段。在 X 波段、Q 波段,测量方法很多,但每个方法都有自己的局限性。根据实验条件,我们先采用了圆柱谐振腔法进行试探测量,结果发现部分样品谐振曲线偏动很大,部分样品谐振曲线不变,这说明了有些样品的介电常数很大、有些样品的介电常数很小。因此我们采用改进后的矩形波导法和圆柱谐振腔法综合对样品进行测试。

在 W 波段,由于波长小,电尺寸小,基于我们现在的实验条件,对样品尺寸而言我们不得不采取开放测量,由此,我们利用自由空间法在暗室中对样品进行 W 波段的测量。

第二章 X 波段、Q 波段矩形波导测量

2.1 测试原理与处理方法的改进

2.1.1 原本的测试原理

终端短路法是较为普遍的电介质测量方法,是波导法测介电常数的一种。波导法是将填充介质试样的波导段作为传输系统的一部分来测量它的复相对介电常数 ϵ_r 和损耗角正切 $\tan \delta$ ^[1]。

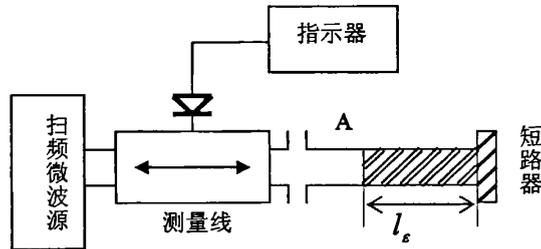


图 2-1 终端短路法测 ϵ_r 的原理图

由介质波导传输线理论,不难证明,当波导的末端填充介质试样并接短路片时,可在介质试样输入端面 AA(如图所示)得到阻抗关系式^[21]:

$$\frac{th\gamma l_\epsilon}{\gamma l_\epsilon} = \frac{1}{j\beta_0 l_\epsilon} \left(\frac{1 - j\rho tg\beta_0 \bar{d}}{\rho - jtg\beta_0 \bar{d}} \right) \quad (2-1)$$

在这个式子中 γ 为介质试样的波导段中的传播常数,即 $\gamma = \beta + j\alpha$, l_ϵ 为介质试样的长度, β_0 为未填充介质的空气波导中的相位常数,即 $\beta_0 = 2\pi/\lambda_g$, ρ 为介质试样段的输入驻波比, \bar{d} 为驻波节点到介质试样输入端面的距离。

按下式计算 \bar{d} ^[21], 并选取 n 值,使 \bar{d} 小于半波长。

$$\bar{d} = D_\epsilon - D - l_\epsilon + \frac{n\lambda_g}{2} \quad (2-2)$$

在超越方程(2-1)确定 γ 时,由于该方程不能给出单值的解,因此需要用不同长度的两个介质试样进行两次测量,而由两次测量数据计算出的相同结果(或很接近的结果)确定被测介质的特性参数。如果已经知道被测介质特性参量的大约数值,则可以从一次测量数据计算出的不同结果中确定正确的解答。

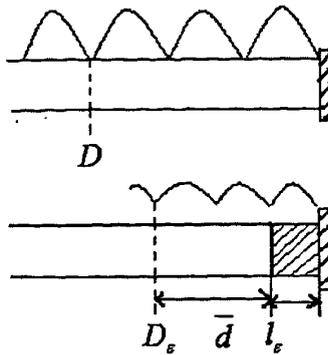


图 2-2 驻波最小点参考示意图

解式(2-1)就可以求出介质试样波导中的传播系数 γ ，而复数相对介电常数便可按下式计算^[21]：

$$\varepsilon_r = \varepsilon' - j\varepsilon'' = \left(\frac{1}{\beta_0^2}\right)[\beta_c^2 + \beta^2 - \alpha^2 - j2\beta\alpha] \quad (2-3)$$

其中， $\beta_c = 2\pi/\lambda_{\text{临界}}$ 是对应于波导的临界长度的波长数。

在传输 H_{10} 波的矩形波导测量系统中， $\lambda_{\text{临界}} = 2a$ ^[22]，故 $\beta_c = 2\pi/\lambda_{\text{临界}} = \pi/a$ ，代入上式可得：

$$\varepsilon_r = \varepsilon' - j\varepsilon'' = \left(\frac{\lambda_0}{2\pi}\right)^2 \left[\left(\frac{\pi}{a}\right)^2 + \beta^2 - \alpha^2 - j2\beta\alpha \right] \quad (2-4)$$

$$\varepsilon' = \left(\frac{\lambda_0}{2\pi}\right)^2 \left[\left(\frac{\pi}{a}\right)^2 + \beta^2 - \alpha^2 \right] \quad (2-5)$$

$$\tan \delta = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} = \frac{2\alpha\beta}{\left(\frac{\pi}{a}\right)^2 + \beta^2 - \alpha^2} \quad (2-6)$$

式中 λ_0 为自由空间波长， a 为矩形波导的宽边尺寸。

2.1.2 原本的处理方法

根据以上的测试原理，周清一编写的《微波测量技术》一书上给出了如下处理方法^[1]：

将式(2-1)左边的项改写成模数 C 和幅角 ξ 的形式，并用 $\beta_0 = 2\pi/\lambda_g$ 代入(2-1)式，则可得：

$$Ce^{j\xi} = -j \frac{\lambda_g}{2\pi l_\epsilon} \left(\frac{1 - j\rho \operatorname{tg} \frac{2\pi \bar{d}}{\lambda_g}}{\rho - j \operatorname{tg} \frac{2\pi \bar{d}}{\lambda_g}} \right) \quad (2-7)$$

其中:

$$C = \frac{\lambda_g}{2\pi l_\epsilon} \sqrt{\frac{1 + \rho^2 \operatorname{tg}^2 \frac{2\pi \bar{d}}{\lambda_g}}{\rho^2 + \operatorname{tg}^2 \frac{2\pi \bar{d}}{\lambda_g}}} \quad (2-8)$$

$$\xi = \operatorname{arctg} \frac{\rho(1 + \operatorname{tg}^2 \frac{2\pi \bar{d}}{\lambda_g})}{(\rho^2 - 1) \operatorname{tg} \frac{2\pi \bar{d}}{\lambda_g}} \quad (2-9)$$

将式(2-1)左边项中的 γl_ϵ 用模数 T 和幅角 τ 表示, 可得:

$$\gamma l_\epsilon = T e^{j\tau} \quad (2-10)$$

则式(2-1)可写成:

$$\frac{th T e^{j\tau}}{T e^{j\tau}} = C e^{j\xi} \quad (2-11)$$

通过求得的模数 C 和幅角 ξ 可以查表得到 T 和 τ 的值, 然后通过式(2-10)可以得到:

$$\gamma = \alpha + j\beta = \frac{T}{l_\epsilon} (\cos \tau + j \sin \tau) \quad (2-12)$$

再把得到的 α 和 β 的值带入式(2-5)和式(2-6), 就可以得到 ϵ_r 。

事实上, 通过读函数曲线图并不能很精确地求的方程(2-1)的解, 除非将此曲线图分成小区加以放大, 并输出更多的曲线, 以便读取足够精密的数据, 所以我们有必要寻求新的处理方法, 并利用软件进行辅助计算。

2.1.3 对处理方法的改进

我们在计算过程中遇到的超越方程为:

$$\frac{th\gamma l_\epsilon}{\gamma l_\epsilon} = \frac{1}{j\beta_0 l_\epsilon} \left(\frac{1 - j\rho tg\beta_0 \bar{d}}{\rho - jtg\beta_0 \bar{d}} \right) \quad (2-1)$$

$\gamma = \alpha + j\beta$ 为介质试样波导段中的传播系数, α 为衰减系数, β 为相位系数, 在 $\alpha \ll \beta$ 的条件下, 式(2-1)的右边部分是一个可以计算的常数, 可以把它分为实数和虚数两部分^[1]

令:

$$\frac{1}{j\beta_0 l_\epsilon} \left(\frac{1 - j\rho tg\beta_0 \bar{d}}{\rho - jtg\beta_0 \bar{d}} \right) = A + jB \quad (2-13)$$

上式的右边可以换算成:

$$-\frac{\lambda_g}{2\pi l_\epsilon} \left[\frac{(\rho^2 - 1) tg \frac{2\pi \bar{d}}{\lambda_g} + j\rho \left(1 + tg^2 \frac{2\pi \bar{d}}{\lambda_g} \right)}{\rho^2 + tg^2 \frac{2\pi \bar{d}}{\lambda_g}} \right] \quad (2-14)$$

所以可得:

$$A = -\frac{\lambda_g}{2\pi l_\epsilon} \left[\frac{(\rho^2 - 1) tg \frac{2\pi \bar{d}}{\lambda_g}}{\rho^2 + tg^2 \frac{2\pi \bar{d}}{\lambda_g}} \right] \quad (2-15)$$

$$B = -\frac{\lambda_g}{2\pi l_\epsilon} \left[\frac{\rho \left(1 + tg^2 \frac{2\pi \bar{d}}{\lambda_g} \right)}{\rho^2 + tg^2 \frac{2\pi \bar{d}}{\lambda_g}} \right] \quad (2-16)$$

根据测量所得数据 λ_g 、 l_ϵ 、 ρ 和 \bar{d} , 可以计算出 A 和 B 的值。

再看式(2-1)的左边, $\frac{th\gamma l_\epsilon}{\gamma l_\epsilon}$ 可以写成 $\frac{th(a + jb)}{a + jb}$

式中:

$$a + jb = (\alpha + j\beta) l_\epsilon \quad (2-17)$$

于是有:

$$A + jB = \frac{th(a + jb)}{a + jb} \quad (2-18)$$

展开得:

$$A = \frac{a \cdot th a \cdot (1 + tg^2 b) + b \cdot tgb \cdot (1 - th^2 a)}{(a^2 + b^2)(1 + th^2 a \cdot tg^2 b)} \quad (2-19)$$

$$B = \frac{a \cdot tgb \cdot (1 - th^2 a) - b \cdot tha \cdot (1 + tg^2 b)}{(a^2 + b^2)(1 + th^2 a \cdot tg^2 b)} \quad (2-20)$$

在此先假设衰减系数 α 远小于相位系数 β ，所以可以先把 α 看作为 0 即 $a = 0$ 。
则式(2-19)可以写为：

$$A = \frac{tgb'}{b'} \quad (2-20)$$

其中： b' 为假设 $a = 0$ 时近似的 b 值；

当通过式(2-15)求得 A 后，解(2-20)式可以计算出近似的 b 值 b' 。

再设 α 很小，即 a 很小，则式(2-20)可得：

$$B \approx \frac{a' [tgb' - b' (1 + tg^2 b')]}{b'^2} \quad (2-21)$$

由此可以得到常数 a 的近似值 a' 的公式：

$$a' \approx \frac{Bb'^2}{tgb' - b' (1 + tg^2 b')} \quad (2-22)$$

所以当通过式(2-20)求得 b' 、式(2-21)求得 B 后，解式(2-22)可以计算出近似的 a 值 a' 。然后通过(2-17)求出近似的 α 和 β 值，再把得到的 α 和 β 的值带入式(2-5)和式(2-6)，就可以得到 ϵ_r 。

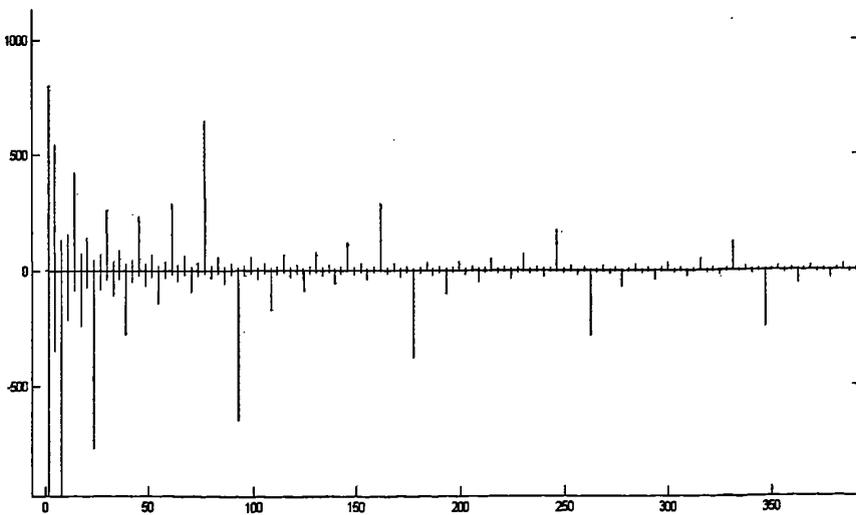


图 2-4 $\frac{\tan x}{x}$ 图像

在此, 我们借助 Matlab 采用数值方法中的二分法解超越方程(2-20)。在传输线传输模式下, 相位系数 β 为正数, 故其所对应的 b' 也为正数。式(2-20)的图像在一、四区间, 图像如上。

由图像可知, $\frac{\tan x}{x}$ 函数以为 π 周期循环, 故在每个周期内都有解。程序循环部分的流程图如下:

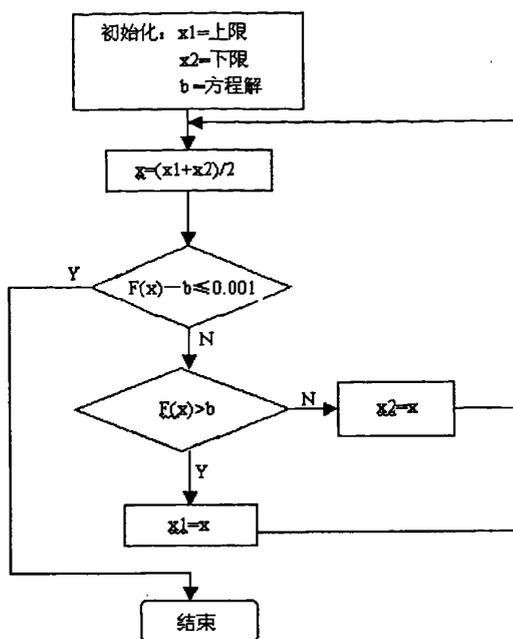


图 2-3 超越方程流程图

该程序可以直接算出方程(2-20)在每个区间内的值, 并且算出最后的介电常数和损耗角正切, 操作起来极其方便, 不用像原本的处理方法那样记录中间结果。值得注意的是, 在第一个求解区间是 $0 \sim \pi/2$, 跨度为 $\pi/2$, 而不是周期 π 。

2.1.4 对以上测量原理及处理方法的分析

改进后的处理方法虽然避免了由于读图而引入的误差, 但是在处理过程中, 为了得到我们熟悉并且可以处理的方程, 不得不做一些近似计算, 从而引入误差, 再下章的分析中可以看到, 在测量大介电常数样品时, 这种误差是不能忽略的。

另外一部分误差来自实际操作时波节点位置读数的误差, 因为波节点的位置直接影响 \bar{d} 的计算, 而 \bar{d} 对最后计算的影响较大。

在实验的操作性方面,该测量方法的实施极其不便,在每次人工读数时都会引入误差。首先,在波导中不放入介质试样。将波导终端短路,用等指示度法测量波导波长 λ_g 。

$$D_{\min 1} = \frac{1}{2}(D_1 + D_2) \quad (2-23)$$

$$D_{\min 2} = \frac{1}{2}(D_3 + D_4) \quad (2-24)$$

$$\lambda_g = 2|D_{\min 1} - D_{\min 2}| \quad (2-25)$$

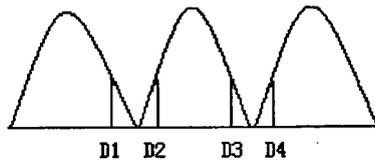


图 2-4 等指示度法示意图

然后用交叉读数法确定波导中没有介质试样时某一驻波节点的刻度值 D 。再放入被测介质试样,按交叉读数法确定波导段中装有介质试样时的驻波最小点的刻度值 D_ϵ ,并利用二倍最小法测量驻波系数 ρ ^[23]

$$\rho = \sqrt{1 + \frac{1}{\sin^2\left(\frac{\pi d}{\lambda_g}\right)}} \quad (2-26)$$

根据测量出的数据 λ_g 、 D 、 D_ϵ 和 ρ ,按下面步骤计算复数相对介电常数。按下式计算 \bar{d} ^[21]

$$\bar{d} = D_\epsilon - D - l_\epsilon + \frac{n\lambda_g}{2} \quad (2-27)$$

选取 n 值,使 \bar{d} 小于半波长。

由于式(2-1)是基于该原理导出的,如果不寻找新的测量原理,由这些繁琐的步骤所引入的人工误差读数不可避免。

2.2 新的测试原理的提出

2.2.1 测量原理

为了建立起方便有效的测试方法,充分利用先进的矢量网络分析仪,有必要寻找新的测试原理。在此,笔者在 3cm 或者 8mm 矩形波导中利用输入阻抗法建立起了新的测试原理。

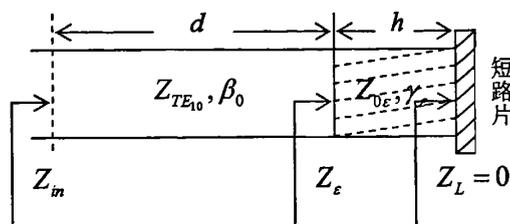


图 2-5 输入阻抗法示意图

根据传输线理论可知:

$$Z_m(d) = Z_0 \frac{Z_L + Z_0 \tanh \gamma d}{Z_0 + Z_L \tanh \gamma d} \quad (2-28)$$

若传输线无耗:

$$Z_m(d) = Z_0 \frac{Z_L + jZ_0 \tan \beta d}{Z_0 + jZ_L \tan \beta d} \quad (2-29)$$

其中:

$$\beta_0 = \frac{2\pi}{\lambda_g} \quad (2-30)$$

$$\lambda_g = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{2a}\right)^2}} \quad (2-31)$$

λ_0 为自由空间的波长

由于终端接短路片,故 $Z_L = 0$

又

$$Z_{0\epsilon} = \frac{j\omega\mu}{\gamma_\epsilon} \quad (2-32)$$

所以由短路片向前看等效到样品输入面的输入阻抗有:

$$Z_\epsilon = Z_{0\epsilon} \operatorname{th} \gamma_\epsilon h = \frac{j\omega\mu}{\gamma_\epsilon} \operatorname{th} \gamma_\epsilon h \quad (2-33)$$

又：

$$Z_{TE10} = \frac{120\pi}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}} \quad (2-34)$$

所以由前向后看等效到样品输入面的输入阻抗有：

$$Z_{in}(d) = Z_{TE10} \frac{Z_\epsilon + jZ_{TE10} \tan \beta_0 d}{Z_{TE10} + jZ_\epsilon \tan \beta_0 d} \quad (2-35)$$

由上式可解得：

$$Z_\epsilon = \frac{jZ_{TE10}^2 \tan \beta_0 d - Z_{in} Z_{TE10}}{jZ_{in} \tan \beta_0 d - Z_{TE10}} \quad (2-36)$$

联立式(2-31)和式(2-34)有：

$$\frac{jZ_{TE10}^2 \tan \beta_0 d - Z_{in} Z_{TE10}}{jZ_{in} \tan \beta_0 d - Z_{TE10}} = \frac{j\omega\mu}{\gamma_\epsilon} \operatorname{th} \gamma_\epsilon h \quad (2-37)$$

上式的左边可以通过测量数据求出，所以可得：

$$\frac{\operatorname{th} \gamma_\epsilon h}{\gamma_\epsilon h} = \frac{jZ_{TE10}^2 \tan \beta_0 d - Z_{in} Z_{TE10}}{(j\omega\mu) \cdot (jZ_{in} \tan \beta_0 d - Z_{TE10}) h} = R + jX \quad (2-38)$$

$$\frac{\operatorname{th} \gamma_\epsilon h}{\gamma_\epsilon h} = R + jX \quad (2-39)$$

其中： $\gamma_\epsilon = \alpha_\epsilon + j\beta_\epsilon$

在式(2-37)中，等式的左边可以通过计算或者测量求得，故式(2-39)中 R 和 X 皆可求得，所以式(2-39)成为了基于该测量原理要解决的超越方程，解出式(2-39)后即可得 γ_ϵ 。

介电常数与传播系数之间的关系可由介质波导的条件方程求得^[24]：

$$\epsilon_r k_0^2 + \gamma^2 = k_c^2 \quad (2-40)$$

式中 $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ 为自由空间波数

$k_c = \frac{2\pi}{\lambda_{\text{临界}}}$ 为波动方程的特性值，即对应于临界波长的波数。

在传输 TE₁₀ 模的矩形波导中 $k_c = \frac{\pi}{a}$

代入上式得:

$$\varepsilon_r \left(\frac{2\pi}{\lambda_0} \right)^2 + (\alpha_\varepsilon + j\beta_\varepsilon)^2 = \left(\frac{\pi}{a} \right)^2 \quad (2-41)$$

$$\varepsilon_r = \varepsilon_r' - j\varepsilon_r'' = \left(\frac{\lambda_0}{2\pi} \right)^2 \left[\left(\frac{\pi}{a} \right)^2 + \beta_\varepsilon^2 - \alpha_\varepsilon^2 - j2\beta_\varepsilon\alpha_\varepsilon \right] \quad (2-42)$$

最后有:

$$\varepsilon' = \left(\frac{\lambda_0}{2\pi} \right)^2 \left[\left(\frac{\pi}{a} \right)^2 + \beta_\varepsilon^2 - \alpha_\varepsilon^2 \right] \quad (2-43)$$

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} = \frac{2\beta_\varepsilon\alpha_\varepsilon}{\left(\frac{\pi}{a} \right)^2 + \beta_\varepsilon^2 - \alpha_\varepsilon^2} \quad (2-44)$$

以上两式和式(2-5)、式(2-6)一致, 通过式(2-43)、式(2-44)或者式(2-5)、式(2-6)就可以求出被测样品的介电常数和损耗角正切。

2.2.2 超越方程的处理方法

由式(2-39)可得:

$$\frac{\operatorname{th}(A_\varepsilon + jB_\varepsilon)}{A_\varepsilon + jB_\varepsilon} = R + jX \quad (2-45)$$

其中:

$$A_\varepsilon + jB_\varepsilon = (\alpha_\varepsilon + j\beta_\varepsilon)h \quad (2-46)$$

展开上式可得:

$$R = \frac{A_\varepsilon \cdot \operatorname{th}A_\varepsilon \cdot (1 + \operatorname{tg}^2 B_\varepsilon) + B_\varepsilon \cdot \operatorname{tg}B_\varepsilon \cdot (1 - \operatorname{th}^2 A_\varepsilon)}{(A_\varepsilon^2 + B_\varepsilon^2)(1 + \operatorname{th}^2 A_\varepsilon \cdot \operatorname{tg}^2 B_\varepsilon)} \quad (2-47)$$

$$X = \frac{A_\varepsilon \cdot \operatorname{tg}B_\varepsilon \cdot (1 - \operatorname{th}^2 A_\varepsilon) - B_\varepsilon \cdot \operatorname{th}A_\varepsilon \cdot (1 + \operatorname{tg}^2 B_\varepsilon)}{(A_\varepsilon^2 + B_\varepsilon^2)(1 + \operatorname{th}^2 A_\varepsilon \cdot \operatorname{tg}^2 B_\varepsilon)} \quad (2-48)$$

先假设样品的损耗很小, 可以忽略不计, 即 $\alpha_\varepsilon = 0$, 所以有 $A_\varepsilon = \alpha_\varepsilon h = 0$, 于是由式(2-47)可得:

$$R = \frac{\tan B_\varepsilon}{B_\varepsilon} \quad (2-49)$$

解出该超越方程后可得介质样品中的传播常数 B_ε

再由式(2-46)可得:

$$\beta_{\epsilon} = \frac{B_{\epsilon}}{h} \quad (2-50)$$

再设 A_{ϵ} 很小, 则由式(2-48)可得:

$$X = \frac{A_{\epsilon} [tgB_{\epsilon} - B_{\epsilon} (1 + \tan^2 B_{\epsilon})]}{B_{\epsilon}^2} \quad (2-51)$$

所以可得:

$$A_{\epsilon} = \frac{XB_{\epsilon}^2}{tgB_{\epsilon} - B_{\epsilon} (1 + \tan^2 B_{\epsilon})} \quad (2-52)$$

$$\alpha_{\epsilon} = \frac{A_{\epsilon}}{h} \quad (2-53)$$

在我们求出了 α_{ϵ} 、 β_{ϵ} 后, 利用式(2-43)、式(2-44) 便可以求出被测样品的介电常数和损耗角正切。

在此我们利用 Matlab 编程实现数据的计算, 具体程序见附录一。

2.2.3 该测量原理及处理方法的分析

通过输入阻抗法来测量介电常数和损耗角正切, 避免了由于读图而引入的误差, 消除了自实际操作时波节点位置读数的误差, 同时在实验的操作性方面, 克服了操作不便的弊端, 只要接好实验装置, 读取矢量网络分析仪上的数值即可。

但是在处理过程中, 该处理方法想法和 2.1.4 节大致相同, 为了能得到我们熟悉的、可处理的方程, 不得不先假设介质样品的损耗很小, 从而对计算结果引入误差。在下一章的处理结果对比中可以发现, 该误差对于介电常数小的样品来说并不明显, 但是对于大介电常数的样品来说是不可忽略的。也就是说, 如果不的处理方法上改进, 则该方法只能准确测定介电常数很小、损耗很低介质样品的介电常数。

2.3 新的处理方法的提出

2.3.1 数值计算简介

数值计算方法是一门应用范围很广的课程,它是以前各类数学问题的数值解法作为研究对象,并结合现代计算机科学与技术为解决科学与工程中遇到的各类数学问题提供算法。近几十年来由于其在各技术科学领域的应用推广与深化,新的计算性学科分支纷纷兴起,如计算力学、计算物理、计算化学、计算经济学等等,不论其背景与含义如何,要用计算机进行科学计算都必须建立相应的数学模型,并研究其适合于计算机编程的计算方法。

数值计算的内容主要大致可分为数值逼近、数值代数和微分方程数值解三个部分^[25]。对于一些具体的问题,现在已经有了比较成熟的数值方法来解决。例如非线性方程求根问题,常用的数值方法有二分法、迭代法、牛顿法;对于线性方程组求解有高斯消元法、三角分解法、迭代法等;对于矩阵的特征值与特征向量的计算,数值计算方法有幂法、雅可比方法等。同时对于曲线拟合、函数逼近的问题,有最小二乘法、用正交函数做最小二乘拟合等。

数值计算是基于某种计算机语言来实现的,例如 C、Matlab 等。随着计算机的飞速发展,程序的处理时间大大减少,数值方法在解决一些问题上体现出了无可比拟的优势。掌握数值计算的基本方法,对于专业领域的科研人员来说是很有必要的。

2.3.2 处理方法

由图 2-5 可得,从短路片后向前看,等效到介质样品输入面的输入阻抗为:

$$Z_{\epsilon} = Z_{0\epsilon} \frac{Z_L + Z_{0\epsilon} \operatorname{th} \gamma_{\epsilon} h}{Z_{0\epsilon} + Z_L \operatorname{th} \gamma_{\epsilon} h} \quad (2-54)$$

$$Z_{\epsilon} = \frac{j\omega\mu}{\gamma_{\epsilon}} \frac{Z_L + \frac{j\omega\mu}{\gamma_{\epsilon}} \operatorname{th} \gamma_{\epsilon} h}{\frac{j\omega\mu}{\gamma_{\epsilon}} + Z_L \operatorname{th} \gamma_{\epsilon} h} \quad (2-55)$$

其中: $Z_L = Z_{LR} + jZ_{LX}$, $\gamma_{\epsilon} = \alpha_{\epsilon} + j\beta_{\epsilon}$

又由波导口输入端向后看等效到介质样品输入面的输入阻抗为:

$$Z_{in}(d) = Z_{TE_{10}} \frac{Z_{\epsilon} + jZ_{TE_{10}} \tan \beta_0 d}{Z_{TE_{10}} + jZ_{\epsilon} \tan \beta_0 d} \quad (2-56)$$

由上式可解得:

$$Z_{\epsilon} = \frac{jZ_{TE_{10}}^2 \tan \beta_0 d - Z_{in} Z_{TE_{10}}}{jZ_{in} \tan \beta_0 d - Z_{TE_{10}}} \quad (2-57)$$

现在令:

$$\frac{j\omega\mu}{\gamma_{\epsilon}} \cdot \frac{Z_L + \frac{j\omega\mu}{\gamma_{\epsilon}} \text{th}\gamma_{\epsilon} h}{\gamma_{\epsilon} \frac{j\omega\mu}{\gamma_{\epsilon}} + Z_L \text{th}\gamma_{\epsilon} h} = D \quad (2-59)$$

$$\frac{jZ_{TE_{10}}^2 \tan \beta_0 d - Z_{in} Z_{TE_{10}}}{jZ_{in} \tan \beta_0 d - Z_{TE_{10}}} = R' + jX' \quad (2-60)$$

所以有:

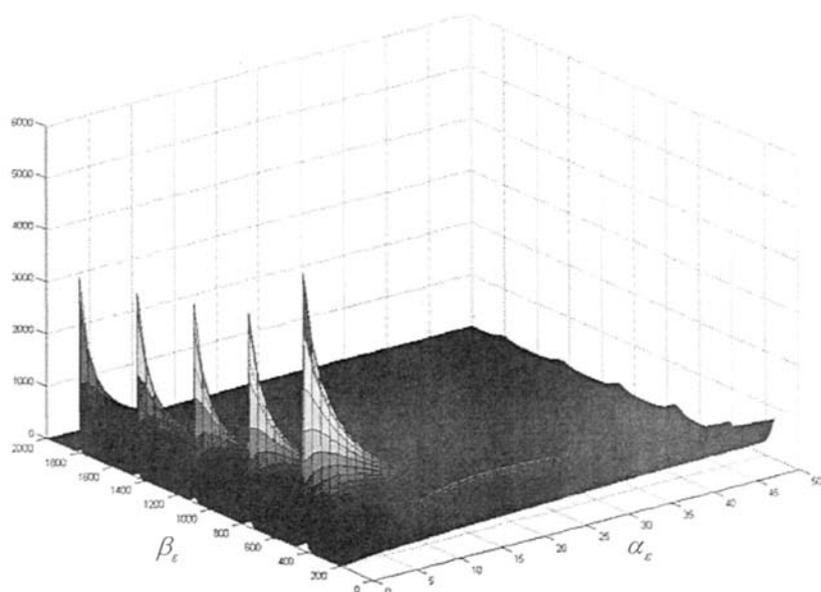
$$R' + jX' = D \quad (2-61)$$

在式(2-61)中, 左边可以通过计算和测量值求得, 右边有一个未知数 γ_{ϵ} , 但因为 $\gamma_{\epsilon} = \alpha_{\epsilon} + j\beta_{\epsilon}$, 所以实际上式(2-61)中存在着两个未知数 α_{ϵ} 和 β_{ϵ} 。一个方程要解两个未知数, 必然方程的解有无穷多个, 然而这正符合了求解介电常数的多值解问题。为了精确求解(2-61)式, 笔者在这里采用了最简单的数值方法。即 α_{ϵ} 的分别从 0 依次取到 200, β_{ϵ} 的值分别从 β_0 依次取到 5000。对于 β_{ϵ} 的上限取 β_0 , 这是因为^[1]

$$\gamma_{\epsilon} = j \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\epsilon_r - \left(\frac{\lambda_0}{2a}\right)^2} \quad (2-62)$$

当 ϵ_r 变大时, γ_{ϵ} 也随之变大, 故对于我们测量的材料而言必然有 $\beta_{\epsilon} > \beta_0$ 。关于取值区间的选取问题将在下节专门讲述。然后再利用软件代入不同的 α_{ϵ} , β_{ϵ} , 计算出 $\text{real}(D)$, $\text{imag}(D)$, 使其分别等于 R' , X' , 符合条件的解即为我们所求的 α_{ϵ} 和 β_{ϵ} 。下图为 $f(\alpha_{\epsilon}, \beta_{\epsilon})$ 的图像。

由图像可见, 当函数值为一个带有幅度和相位信息的复数时, 对纵轴来说是一条与水平面平行的直线, 该直线与函数图像相交与离线的几个点, 这几个点对应的 α_{ϵ} 和 β_{ϵ} 值, 即为我们所求的解。具体的 Matlab 程序请见附录一。

图 2-6 $f(\alpha_\epsilon, \beta_\epsilon)$ 函数图像

第三章 对以上测量系统的分析

3.1 实验步骤



图 3-3 输入阻抗法介电参量测试系统

3.1.1 数据测量

- 1) 按照上图准备好测试仪器，具体的有矢量网络分析仪、同轴波导转接头、短路片、匹配负载、1/4 波导波长矩形波导、测量用矩形波导、固定螺丝以及需测试的介质样品。
- 2) 同轴波导转接头依次接短路片、1/4 波导波长矩形波导加短路片、匹配负载，分别记下三次测量的反射系数 $\Gamma_{in,sc}$ 、 $\Gamma_{in,oc}$ 和 $\Gamma_{in,match}$ 。
- 3) 空波导加短路片，记录反射系数 Γ_0 。
- 4) 矩形波导接短路片，并把介电样品放在矩形波导末端，记录反射系数 Γ_L 。

3.1.2 数据处理

- 1) 根据上面步骤 2 中测得的 $\Gamma_{in,sc}$ 、 $\Gamma_{in,oc}$ 和 $\Gamma_{in,match}$ 调用 Matlab 程序，求出同轴波导转接头的 S 参数。
- 2) 根据上面步骤 3 中测得的 Γ_0 ，调用 Matlab 程序，求出测量系统的终端阻抗 Z_{L0} 。

- 3) 调用 Matlab 程序, 把上面步骤 4 中测得的反射系数 Γ_L 依次转化为矩形波导输入面的输入阻抗 Z_{in} 。
- 4) 根据输入阻抗, 求出样品的介电参量。

3.2 测量中一些要注意的问题

3.2.1 同轴波导转接头的处理

值得注意的是, 在图 2-5 所示的输入阻抗法示意图可以看到, 没有计入同轴波导转接头, 但是在图 3-1 中, 我们的矢量网络分析仪的输入输出接口是同轴线, 即我们测得的数据是同轴线参考面的数据, 然而我们的样品是放入矩形波导中测量, 图 2-5 所示的输入参考面是矩形波导的输入端。因此, 我们有必要把测得的数据转换到矩形波导的输入参考面上, 以此来消除由转接头引入的误差。

在此, 我们把转接头看成一个二端口网络, 当在二端口网络[S]的输出端口接负载 Γ_L , 由其输入口看入的反射系数一般为^[22]

$$\Gamma_{in} = S_{11} + \frac{S_{21}S_{12}\Gamma_L}{1 - S_{22}\Gamma_L} \quad (3-1)$$

据此关系, 该二端口网络的散射参数可以用三点法测定, 即用短路片、开路负载、匹配负载接该网络的输出端, 然后分别测定反射系数。可得公式:

$$\Gamma_{in,sc} = S_{11} - \frac{S_{21}S_{12}}{1 + S_{22}} \quad (3-2)$$

$$\Gamma_{in,oc} = S_{11} + \frac{S_{21}S_{12}}{1 - S_{22}} \quad (3-3)$$

$$\Gamma_{in,match} = S_{11} \quad (3-4)$$

然后由以上三式可解得:

$$S_{11} = \Gamma_{in,match} \quad (3-5)$$

$$S_{22} = \frac{\Gamma_{in,oc} + \Gamma_{in,sc} - 2\Gamma_{match}}{\Gamma_{in,oc} - \Gamma_{in,sc}} \quad (3-6)$$

$$S_{21}S_{12} = \Gamma_{match} - \Gamma_{in,sc} + \frac{\Gamma_{in,oc} + \Gamma_{in,sc} - 2\Gamma_{match}}{\Gamma_{in,oc} - \Gamma_{in,sc}} \cdot (\Gamma_{match} - \Gamma_{in,sc}) \quad (3-7)$$

再由式(3-1)可得:

$$\Gamma_L = \frac{\Gamma_{in} - S_{11}}{S_{21}S_{12} - S_{11}S_{22} + S_{22}\Gamma_{in}} \quad (3-8)$$

其中 S_{11} 、 S_{22} 、 $S_{21}S_{12}$ 由式(3-5)、(3-6)、(3-7)求得。

利用上式求出反射系数后, 等效的波导口输入阻抗为:

$$Z_{in} = \frac{1 + \Gamma_d}{1 - \Gamma_d} \cdot \left(\frac{Z_{TE10}}{50} \right) \quad (3-9)$$

值得注意的是, 通过网络分析仪测定的输入阻抗是按照特性阻抗为 50Ω 的同轴系统所计算的。在这里, 要转换成矩形波导内的 TE10 模特性阻抗下的输入阻抗, 故在上式右边乘以了阻抗转换因子: $(Z_{TE10}/50)$ 。

在此, 我们采用 Matlab 程序进行以上运算, 具体请见附录一。

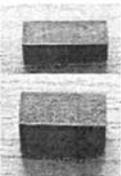
3.2.2 对于测量样品长度的考虑

在 2.1 节中提到的原本测量方法中, 由于是通过人为调节测量线读数的方法测量, 电长度对于样品的测量尤其重要。因为对于终端接短路片的测量系统来说, 在 $\beta_c d = (2n+1)\pi/2$ 下测量得到的反射系数的模和相角有着最佳的准确度^[6]。而且通过实验证明, 在改变测量点位置时, $\beta_c d = (2\pi+1)\pi/2$ 处测量数据变化缓慢, 然而在 $\beta_c d = n\pi$ 处, 改变测量点位置将使测量数据发生剧烈的变化。虽然在 2.2 节中我们采用先进的矢量网络分析仪, 但是实验中可以发现, 在 $\beta_c d = n\pi$ 处测量的数据极其不稳定, 数值浮动很大。

对于一个给定长度的样品, 我们可以通过改变微波信号源的方法来获得准确的数据。因为 $f \uparrow \Rightarrow \lambda_g \downarrow \Rightarrow \beta_c \uparrow \Rightarrow \beta_c d \uparrow$, 同理, 测量频率变小, 样品的电长度也变小。

再者, 样品的厚度对最后的计算结果取值的影响也很大。下面取某一组样品的处理数据为例说明。

表 3-1 输入阻抗法介电参量测试系统

样品厚度: 1.165 mm							
ϵ_r :	3.0031	30.104	84.239	165.44	273.7		
$\tan \delta$:	0.022816	0.002068	0.0007349	0.0003736	0.00022569		
样品厚度: 2.624 mm							
ϵ_r :	3.0799	11.227	24.804	43.811	68.247	98.11	
$\tan \delta$:	0.027887	0.030527	0.030961	0.030984	0.030852	0.03063	

表中的两组数据取自于两个仅厚度不同的样品, 样品的图片已在粘贴在表中。由上表可见, 对于厚度为 1.165mm 的样品, 最后求得的多组介电常数和损

耗角正切之间的间隔相比厚度为 2.624mm 的样品要大很多。又因为样品的介电常数不大, 所以我们大致可以判定样品的介电常数值大约在 10 以下。根据表中第一组数据我们就可以排除第二组数据中 11.227 的可能性。由此可得, 样品厚度越小对最后在多值结果中选择正确解答的帮助越大。

最后, 对于 2.2 节中要处理的超越方程式(2-39), 也可以采用另一种处理方法, 即两倍厚度法^[8], 这是本文前面没有提及的方法, 即当利用其厚度成两数的两片样品时, 可以完全严格地求解超越方程式(2-39), 而消除了由于周期函数所引起的多值性。

当样品厚度分别为 h_1 、 h_2 时, 式(2-39)可以分别写成:

$$\frac{ih\gamma_\epsilon h_1}{\gamma_\epsilon h_1} = R_1 + jX_1 \quad (3-10)$$

$$\frac{ih\gamma_\epsilon h_2}{\gamma_\epsilon h_2} = R_2 + jX_2 \quad (3-11)$$

利用倍角公式, 可以得到:

$$\gamma_\epsilon h_1 = \sqrt{\frac{(R_2 - R_1) + j(X_2 - X_1)}{(R_1 + jX_1)^2 \cdot (R_2 + jX_2)}} \quad (3-12)$$

利用上式, 我们就可以通过两次测量以及计算的数据直接解出复传播因子 γ_ϵ , 从而得到 ϵ_r 和 $\tan \delta$ 。

然而值得一提的是, 在实际应用中得到样品的厚度很难做到两倍厚度。因为在微波、毫米波段波长极小, 即使很小的厚度差所对应的电长度也是相当可观的。而且, 在实践中用螺旋测微计测量样品的厚度时发现, 单个样品在不同地方厚度也是不同的, 对于样品的厚度往往需要多次测量后取平均值决定。因此, 该方法的实际意义是, 我们在加工样品时, 尽量地处理好两批样品厚度, 使其成为两倍厚度差, 然后再利用该方法定量地测定样品的介电参量。

3.2.3 α_ϵ 和 β_ϵ 取值区间以及对结果的影响

在 2.3 节所提到的处理方法中, 需要我们对样品的衰减因子 α_ϵ 和传播因子 β_ϵ 做一个预先的范围设定。通过实验证明, 衰减因子 α_ϵ 的范围一般在 0 到 200 之间, 传播因子 β_ϵ 的范围一般在 β_0 到 10000 之间。然而, 在 Matlab 程序要直接设定如此大的区间, 并且每个取值之间的间隔要很小的话, 程序会占用大量的内存和 CPU 资源, 对于一般的计算机而言, 运行起来相当缓慢。

在实验中我们发现 α_ϵ 和 β_ϵ 分布也是有规律可循的。对于一个样品而言, 其

多值解中每一个解都对应着一个 α_ε 和 β_ε 。当介电常数依次变大时, α_ε 的值依次变小, β_ε 的值也依次变小。下表为某一样品数据处理时记录的 α_ε 和 β_ε 值。

表 3-2 介电常数、衰减系数和传播常数对比

ε_r	2.83	3.62	5.02	8.6
α_ε	102.17	64.107	34.504	13.365
β_ε	1900.3	1503	1098.7	675.4

由此,对于性能较一般的计算机而言,我们在实践中可以先把 α_ε 的范围定在0到200,然后把 β_ε 的范围放在 β_0 到 β_0+1000 ,先观察是否有解,然后在依次增长 β_ε 范围的起始频率。

3.2.4 接短路片终端阻抗的考虑

在实践中发现,我们用波导接短路片所形成终端阻抗 Z_L 并不为零,其往往呈现一个实部很小、虚部很大的阻抗。然而在先前的处理中,我们都假设 Z_L 为零,然后才能得到超越方程式(2-39)。如果考虑 Z_L ,则得到的方程非常复杂,难以处理。因此,在 Z_L 不为零的情况下,利用传统的处理方法是无法扣除这一误差的。

在节2.3中,我们采用了新的处理方法完全可以把终端阻抗代入计算,使计算结果得到进一步精确。在实际操作中,我们把空波导接短路片,然后测量反射系数。通过反射系数可以推算到矩形波导输入面的输入阻抗,然后再推算出测量系统的终端阻抗。

3.2.5 上下夹层样品的处理

在我们得到的样品中出现了上下夹层样品,见下图。因此有必要从理论上寻求推算上下夹层样品介电参量的方法。

在异质材料中存在由非导电材料所包围的导电性隔离区,虽然该材料作为一个整体其直流电导率仍然为零。但是,在高频率电场作用下,其中的导电区依然能产生电流。在高频场的一个周期中,离子或其它载流子的移动长度一般要比导电区的尺寸小。因此,该电流仅限制在被隔离的导电区内,而不产生宏观的电流效应,也不产生极化,其损耗只呈现出正常电导率所具有的 $1/f$ 特性。但在低频

段，载流子已有足够的时间在导电区边界上积聚，从而引起极化，这就是 Maxwell-Wagner 效应^[26]。

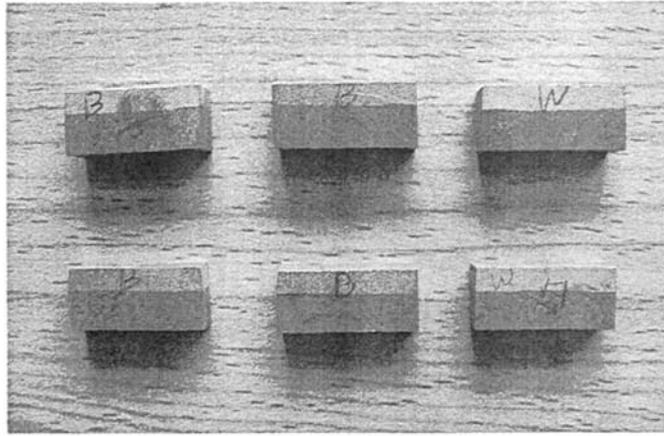


图 3-1 上下夹层介电样品

根据这个原理，我们可以使用填充双层介质电容器模型来说明上下夹层介质的 Maxwell-Wagner 效应。

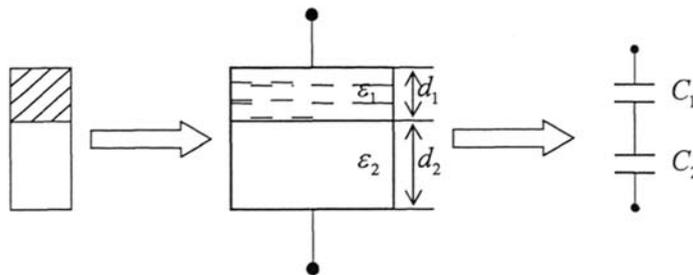


图 3-2 Maxwell-Wagner 效应等效图

由上图可知，该系列样品可以等效为两个平板电容器串联。根据串联电容公式：

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} \quad (3-13)$$

因为

$$C = \frac{\epsilon_r \epsilon_0 A}{d} \quad (3-14)$$

代入式(3-13)可得：

$$\frac{d}{\varepsilon_r \varepsilon_0 A} = \frac{d_1}{\varepsilon_{r1} \varepsilon_0 A} + \frac{d_2}{\varepsilon_{r2} \varepsilon_0 A} \quad (3-15)$$

由上式可得：

$$\varepsilon_r = \frac{\varepsilon_{r1} \cdot \varepsilon_{r2}}{\frac{\varepsilon_{r2} d_1}{d} + \frac{\varepsilon_{r1} d_2}{d}} \quad (3-16)$$

所以在知道 ε_{r1} 、 ε_{r2} 、 d_1 、 d_2 、 d 的情况下，可以直接推算出该样品所等效的介电常数 ε_r 。

3.2.6 连续测量

因为新的测试原理是基于传输线理论得出的，即只要符合矩形波导主模的传输条件，该原理都适用。所以只要测量频率符合波导的传输范围，即可逐次改变测量频点，实现在某一波段内的连续测量。

3.3 处理结果对比

下表为某一组样品最终处理的数据对比:

表 3-3 两种处理方法最终数据对比

新测试原理的测试、本文所采用的数据处理方法							
样品一	ϵ_r	11.51	45.13	100.21	179.53	280.94	405.58
	$\tan \delta$	0.0854	0.0253	0.0149	0.003265	0.00275	0.001375
样品二	ϵ_r	12.34	46.32	104.53	186.08	290.59	419.91
	$\tan \delta$	0.0634	0.0285	0.00656	0.00473	0.00356	0.00251
样品三	ϵ_r	10.35	40.12	89.48	158.16	239.24	346.44
	$\tan \delta$	0.0736	0.0431	0.00846	0.00542	0.00348	0.0017
新测试原理的测试、原本的处理方法							
样品一	ϵ_r	12.422	48.595	108.88	193.28	301.8	434.42
	$\tan \delta$	0.10388	0.10588	0.10578	0.10517	0.10429	0.10318
样品二	ϵ_r	13.005	50.818	113.52	200.74	312.1	447.3
	$\tan \delta$	0.086631	0.082049	0.073513	0.064039	0.054957	0.046877
样品三	ϵ_r	11.203	43.307	95.807	167.94	259.21	369.35
	$\tan \delta$	0.085302	0.071707	0.055686	0.042524	0.032722	0.025598

由表中可以看出,在注意了 3.2 节提出的 5 个问题并采用新的处理方法之后,得出的结果比原本处理方法得出的结果略小。

对于介电常数较小的样品,原本的处理方法可以勉强适用,但当测量的样品介电常数较大时,从表中可以看出,由原本处理方法得出的数据误差很大,介电常数的差距达到了 10 以上,这些误差是在超越方程的处理上以及 3.2 节提到的 5 个问题的处理上所引入的。所以,新的处理方法拓宽了终端反射法的适用范围,而且更加准确,采用新的处理方法是很有必要的。

第四章 X 波段、Q 波段圆柱谐振腔分析

在此我们采用的圆柱腔为 TE_{01n} 谐振圆柱腔,下面就常用的两种方法依次介绍并分析。

4.1 固定谐振腔腔长改变谐振频率法

这种方法为固定谐振腔谐振时的腔长,放入样品后改变激励频率,使谐振腔在新的频率下谐振。通过谐振频率的变化来测得样品的介电参量。

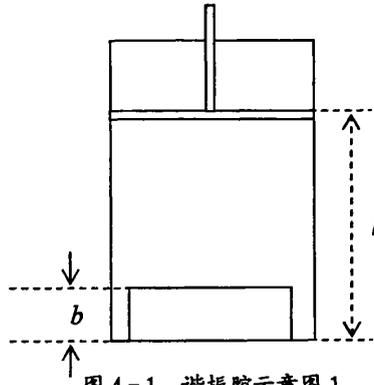


图 4-1 谐振腔示意图 1

参照国家标准 GB/T5597-1999,当圆柱谐振腔加载介质谐振后,由其谐振时的边界条件可得:

$$\frac{\operatorname{tg} \beta_{\varepsilon} b}{\beta_{\varepsilon} b} + \frac{\operatorname{tg} \beta_0 (l-b)}{\beta_0 b} = 0 \quad (4-1)$$

式中: $\beta_{\varepsilon}^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \mu_r \varepsilon_r' - k^2$, $\beta_0^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - k^2$, $k = \frac{\mu_{01}'}{r}$, $\omega = 2\pi f_c$, l 为腔体长度, r 为

腔体半径, b 为被测介质的厚度, $\mu_{01}' = 3.832$ 为第一类零阶贝塞尔函数导数的第一个根。

所以有:

$$\frac{\operatorname{tg} \beta_{\varepsilon} b}{\beta_{\varepsilon} b} = -\frac{\operatorname{tg} \beta_0 (l-b)}{\beta_0 b} \quad (4-2)$$

令

$$cl = -\frac{\operatorname{tg} \beta_0(l-b)}{\beta_0 b} \quad (4-3)$$

可得方程:

$$\frac{\operatorname{tg} \beta_\varepsilon b}{\beta_\varepsilon b} = cl \quad (4-4)$$

由该方程可解得 β_ε 。

所以有

$$\varepsilon'_r = \frac{(\beta_\varepsilon^2 + k^2)c^2}{\omega^2} \quad (4-5)$$

由加载后的圆柱谐振腔有载品质因素 Q_d 的定义可推出^[27]:

$$\tan \delta = \frac{A}{Q_d} - \frac{D}{Q_0} \quad (4-6)$$

式中:

$$A = \frac{2x\varepsilon'_r + (B - \varepsilon'_r)\sin 2x + (2\beta_\varepsilon l - 2x)P}{\varepsilon'_r(2x - \sin 2x)}$$

$$B = \left(\frac{\beta_\varepsilon}{\beta_0}\right)^2, \quad D = \frac{F+G}{E}, \quad E = \varepsilon'_r \left[q^2 + \frac{2r(1-q^2)}{l} \right]$$

$$F = q^2 \frac{2x + (B-1)\sin 2x + (2\beta_\varepsilon l - 2x)P}{2x - \sin 2x}$$

$$G = 2\beta_\varepsilon l \frac{(\varepsilon'_r - q^2) + (1-q^2)P}{2x - \sin 2x}, \quad P = \sin^2 x + B \cos^2 x$$

$$x = \beta_\varepsilon b, \quad q = \frac{\mu_{01}c}{2\pi r f_\varepsilon}, \quad Q_0, Q_d \text{ 为空腔和加载的腔体品质因素}$$

值得注意的是, 式 4-1 中的 μ_{01} 在 Q 波段谐振腔测量时应为 μ_{03} , 即为第一类零阶贝塞尔函数导数的第三个根。

因为已经有许多文献阐述了此方法, 我们在此对测量步骤不再累述。我们给出了针对该方法编写的 Matlab 程序, 具体请见附录一。

4.2 固定谐振频率改变谐振腔长法

这种方法为固定谐振腔谐振时的谐振频率，放入样品后改变谐振腔腔长，使谐振腔在新的腔长下谐振。通过谐振腔长的变化来测得样品的介电参量。

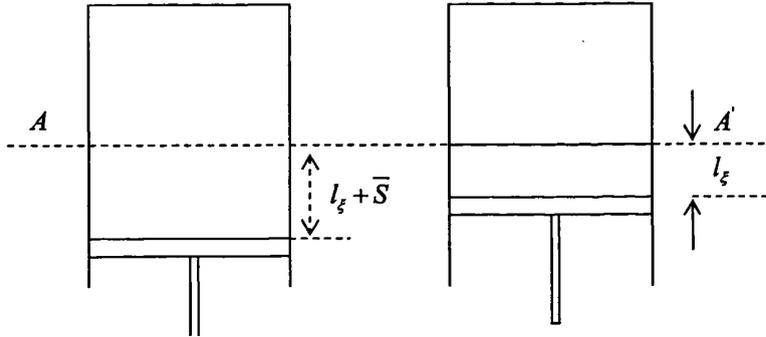


图 4-2 谐振腔示意图 2

从平面 AA' 到活塞表面的阻抗相同，所以有^[1]

$$Z_{\xi} \frac{Z_L + Z_{\xi} \operatorname{th} \gamma_{\xi} l_{\xi}}{Z_{\xi} + Z_L \operatorname{th} \gamma_{\xi} l_{\xi}} = Z_0 \frac{Z_L + Z_0 \operatorname{th} \gamma_0 (l_{\xi} + \bar{S})}{Z_0 + Z_L \operatorname{th} \gamma_0 (l_{\xi} + \bar{S})} \quad (4-7)$$

谐振腔边缘处是电压波节点，所以 $Z_L = 0$

由上式可得：

$$Z_{\xi} \operatorname{th} \gamma_{\xi} l_{\xi} = Z_0 \operatorname{th} \gamma_0 (l_{\xi} + \bar{S}) \quad (4-8)$$

式中：

l_{ξ} 是介质厚度

Z_{ξ} 和 γ_{ξ} 是介质的特性阻抗和传播常数

Z_0 和 γ_0 是空气段的特性阻抗和传播常数

$\bar{S} = l_1 - l_2$ 是短路活塞的改变量

在 TE 波的情况下，传输系统的特性阻抗为：

$$Z_0 = \frac{\omega \mu}{\gamma_0} \quad (\text{空气段}), \quad Z_{\xi} = \frac{\omega \mu}{\gamma_{\xi}} \quad (\text{介质段}), \quad \text{且有 } \gamma_0 = j\beta_0$$

代入上式得：

$$\frac{th\gamma l_{\xi}}{\gamma l_{\xi}} = \frac{tg\beta_0(l_{\xi} + \bar{S})}{\beta_0 l_{\xi}} \quad (4-9)$$

这里先假设 $\tan \delta$ 为 0, 即忽略损耗 $\gamma_{\xi} = j\beta_{\xi}$, 求出近似的 ε'_{ξ} , 所以可以简化超越方程为:

$$\frac{tg\beta_{\xi} l_{\xi}}{\beta_{\xi} l_{\xi}} = \frac{tg\beta_0(l_{\xi} + \bar{S})}{\beta_0 l_{\xi}} \quad (4-10)$$

式中: $\beta_0 = \frac{2\pi}{\lambda_g}$, $\lambda_g = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{1.64R}\right)^2}}$,

令 $\beta_{\xi} l_{\xi}$ 为 x , $\frac{tg\beta_0(l_{\xi} + \bar{S})}{\beta_0 l_{\xi}}$ 为 C

则有:

$$\frac{tgx}{x} = C \quad (4-11)$$

求解该超越方程即可得到 β_{ξ} 。

又因为:

$$\varepsilon' = \left(\frac{\lambda_0}{2\pi}\right)^2 \left[\left(\frac{2\pi}{1.64R}\right)^2 + \beta^2 \right] \quad (4-12)$$

把式求出的代入上式即可求出 ε'

下面求损耗角正切:

$$\tan \delta = \left(1 + \frac{1}{\varepsilon' p} \cdot \frac{L}{L_{\xi}}\right) \left(\frac{1}{Q} - \frac{1}{Q_m}\right) \quad (4-13)$$

式中:

$$p = \left[\frac{\sin k(l_{\xi} + S)}{\sin a l_{\xi}} \right]^2$$

$$L = 2(l_1 - l_{\xi} - S) + \frac{\sin 2k(l_{\xi} + S)}{k}$$

$$L_{\xi} = 2l_{\xi} - \frac{\sin 2a l_{\xi}}{a}$$

$$l_1 = \frac{n\lambda_g}{2} = \frac{n\pi}{k}$$

$$\frac{Q_m}{Q_m} = \left[\frac{k_c^2 (pL_\varepsilon + L) + 2R(pa^2 + k^2)}{\left(k_c^2 + \frac{2R}{l_1} k^2\right) \left(pL_\varepsilon + \frac{1}{\varepsilon} L\right)} \right]$$

$$k_c^2 = \frac{\mu_{01}}{R}$$

值得注意的是， μ_{01} 在 Q 波段谐振腔测量时应为 μ_{03} ，即为第一类零阶贝塞尔函数导数的第三个根。而且在放入介质样品后，由于试样介质介电常数较高，引起试样介质段的波导相位常数将增加，使原频率上产生谐振的腔体长度将缩短。如果放入样品后出现了谐振腔长不变或者变长，则说明此介质样品的介电参量超出了该方法的适用范围。

因为已经有许多文献阐述了此方法，我们在此对测量步骤不再累述。我们给出了针对该方法编写的 Matlab 程序。

4.3 对以上两个测量方法的分析

通过我们的实验证明, 以上两个方法数据处理结果之间的一致性较好, 但是都普遍偏大。原因在于 4.1 节的 4-1 式和 4.2 节的 4-10 式都是忽略了介质损耗从而得到的近似方程。当介质样品损耗很大或者介电常数很大时, 这种近似将会引入很大的误差。在此, 我们可以同样仿造 2.3 节的处理方法来消除这一误差。

第二, 这两种方法适用的范围都比较窄。因为我们在测量中发现, 放入不同介质后出现谐振腔谐振频率不变、谐振腔长不变、谐振腔长变长以及无法确定谐振模式等现象。故当测量的介质样品介电常数很大或者很小时以及损耗很大时, 以上两种方法皆不适用。也因此, 我们在测量中以矩形波导输入阻抗法为主。

另外, 在确定谐振模式尤其要注意, 我们选择的谐振模式为 TE_{01n} 模, 在其他模式下进行测量也会得到类似的实验现象, 我们唯有通过谐振腔长来确定谐振腔的谐振模式, 故应根据如下方法来计算腔长。

在 X 波段, 当工作模式为 TE_{01n} 时, 圆柱谐振腔的谐振频率和品质因数分别满足以下方程^[28]:

$$f_0^2 = \left(\frac{c}{2L}\right)^2 n^2 + \left(\frac{c\chi_{01}}{\pi D}\right)^2 \quad (4-14)$$

所以有:

$$L = \frac{n}{2\sqrt{\frac{f_0^2}{c^2} - \frac{\chi_{01}^2}{\pi^2 D^2}}} \quad (4-15)$$

其中 D 为圆柱谐振腔的直径, c 为光速, f_0 为空腔谐振频率, χ_{01} 为第一类零阶贝塞尔函数导数的第一个根。在 Q 波段, 把 χ_{01} 改成 χ_{03} 后, 式(4-15)仍适用。

针对我们所采用的谐振腔, 根据我们测量得到的数据计算了 X 波段的不用谐振模式下的谐振腔长:

表 4-1 谐振腔长计算结果

$f_0 = 9.50\text{GHz}, \chi_{01} = 3.832$		
	$D = 49.52\text{mm}$	$D = 50\text{mm}$
TE011	25.1242	24.7644
TE012	50.2484	49.5287
TE013	75.3726	74.2931
TE014	100.4968	

表中D为谐振腔半径，如果应用波段是Q波段，则表中的 χ_{01} 应改为 χ_{03} ，然后重新计算。

由式(4-15)我们还可以得出一个非常重要的结果。对于一个已知尺寸的圆柱谐振腔，式(4-15)中的变量只剩下 f_0 和 L ，这就为连续频点测量提供了基础。即我们只需改变谐振频率，同时计算出TE_{01n}模的谐振腔长，这样就可以在新的频点下进行测量，实现同一样品的连续测量。

第五章 W 波段介电常数测量

在 W 波段, 频率为 100GHz 左右, 电尺寸很小, 难以在波导或者同轴系统中进行测量, 我们不得不采取开放测量。在此, 我们利用自由空间法在暗室中对样品进行 W 波段的测量。由于这方面的工作尚在进行当中, 本文着重介绍测量原理以及对测量系统的要求。

5.1 利用布儒斯特角计算介电常数

5.1.1 测量原理

放在水平极化电磁场中的介质板, 当介质板法线与水平面的夹角为布儒斯特角 θ_B 时, 反射场处于极小值, 透射场处于极大值^[26]。当入射波在空气中, 介质板为非磁性低损耗材料时, 则介电常数的实部 ϵ_r' 与 θ_B 有如下关系:

$$\tan^2 \theta_B = \epsilon_r' \quad (5-1)$$

对于低损耗介质, 样品的损耗角正切可按式计算:

$$\tan \delta = \frac{\lambda_0 \ln T}{\pi d \sqrt{\epsilon_r'} + 1} \quad (5-2)$$

所以我们只需在稳频的水平极化信号的作用下, 转动样品, 改变电磁波的入射角, 找到透射信号极大值的入射角, 即找出布儒斯特角 θ_B , 然后根据(5-1)式和(5-2)式计算出介电常数。

值得注意的是, 当水平极化的激励场以 θ 角入射时, 有:

$$S_{11} \approx \Gamma \exp(-j2\beta_e d / \cos \phi) [\exp(j2\beta_e d \cos \phi) - 1] \quad (5-3)$$

式中 ϕ 是折射角。 S_{11} 趋于零的极小值发生在 $\Gamma = 0$ 或 $2\beta_e d \cos \phi = 2n\pi$ 处。因此, 我们至少可以测到两个透射信号最大的角度。当 $\Gamma = 0$ 发生时的入射角是我们寻找的布儒斯特角 θ_B , 而 $2\beta_e d \cos \phi = 2n\pi$ 发生时的入射角 θ_n 并非我们所求。

当满足 $\Gamma = 0$ 时可以得到:

$$\Gamma = \frac{\epsilon_r' \cos \theta - (\epsilon_r' - \sin^2 \theta)^{1/2}}{\epsilon_r' \cos \theta + (\epsilon_r' - \sin^2 \theta)^{1/2}} = 0 \quad (5-4)$$

解上式可得:

$$\theta_B = \cos^{-1} \left[\frac{1}{\sqrt{\epsilon_r' + 1}} \right] \quad (5-5)$$

当满足 $2\beta_e d \cos \phi = 2n\pi$ 时可以得到,

$$\theta_n = \sin^{-1} \sqrt{\epsilon_r' \left[1 - \left(\frac{n\lambda_0}{2d\sqrt{\epsilon_r'}} \right)^2 \right]} \quad (5-6)$$

所以当测到这两个角度时, 我们可以通过(5-5)式和(5-6)式选出 θ_B 。

测试系统如下:

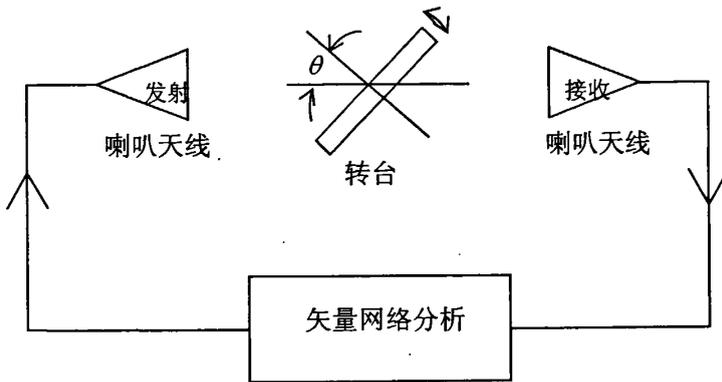


图 5-1 3mm 测试系统俯视图

5.1.2 一些测试技术

1. TRL 校准技术

TRL (thru, reflect, line) 校准法是目前矢量网络分析仪中较普遍使用的一种双端口校准法, 能够修正网络仪的全部12项误差^[29]。与传统的SOLT校准法不同, 用TRL方法进行校准时不必已知所有校准标准件的特性指标, 网络分析仪通过“T”、“L”标准的两次传输反射测量和“R”标准在各个端口的反射测量可以得到14组参数, 利用这14组参数除了可以解出系统误差外还能得到另外两组常数即“R”标准的反射系数和“L”标准的长度。因此, TRL校准法只要求传输线标准的特性阻抗和系统特性阻抗一致, 这样就很大程度上减少了校准精度对校准标准件的依赖, 提高了校准精度^[30]。

2. 喇叭透镜天线

由喇叭及装在喇叭口径上的透镜组成, 故称为喇叭透镜天线。这种天线具有

相当宽的工作频带，而且比抛物面天线具有更高的防护度，它在波道数较多的微波干线通信中用得很广泛。

在光学中，利用透镜能使放在透镜焦点上的点光源辐射出的球面波，经过透镜折射后变为平面波。透镜天线就是利用这一原理制作而成的。它由透镜和放在透镜焦点上的辐射器组成。透镜天线有介质减速透镜天线和金属加速透镜天线两种^[31]。透镜是用低损耗高频介质制成，中间厚，四周薄。从辐射源发出的球面波经过介质透镜时受到减速。所以球面波在透镜中间部分受到减速的路径长，在四周部分受到减速的路径短。因此，球面波经过透镜后就变成平面波，也就是说，辐射变成定向的。透镜由许多块长度不同的金属板平行放置而成。金属板垂直于地面，愈靠近中间的金属板越短。电波在平行金属板中传播时受到加速。从辐射源发出的球面波经过金属透镜时，愈靠近透镜边缘，受到加速的路径愈长，而在中间则受到加速的路径就短。因此，经过金属透镜后的球面波就变成平面波。通过测试，喇叭透镜天线与普通的喇叭天下相比，旁瓣和后瓣小，因而方向图较好，而且其制造透镜的精度不高，因而制造比较方便。

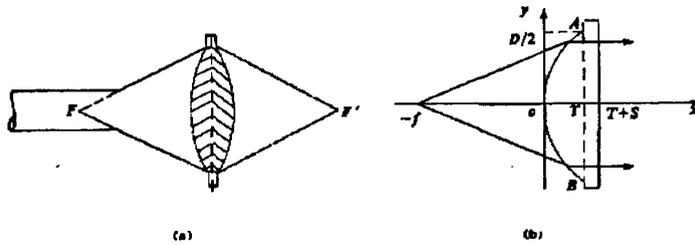


图 5-2 聚焦透镜喇叭天线示意图

国内外多篇文献记载^[32, 33]，因天线具有聚焦能力，当测试样品的截面尺寸大于聚焦面上天线3dB波束宽度的3倍时，样品边缘的绕射效应可以忽略不计。

5.1.3 对于实验设备的要求

1. 对于水平极化电磁场的要求，使用角锥喇叭天线即可实现。
2. ϵ_r' 的测量准确度完全取决于入射角的测量精度。文献上指出^[26]，如果要求 ϵ_r' 的误差为 5%，则对于 $\epsilon_r' = 10$ 的材料，要求测量角的准确度约为 0.5° ；而对于 $\epsilon_r' = 100$ 时，则要求 $\Delta\theta$ 约为 0.15° 的准确度。所以有必要制作高精度的可控转台。
3. 两喇叭天线应固定在水平支架上。有条件的话，应完成矢量网络分析仪的 TRL 校正，其中接受天线可以沿支架移动，并且要求安装在可移动天线上的位置调

- 节装置可进行精密调距，因为TRL校正中需要移动中心频率的1/4波长。
4. 为了减小绕射效应，应该增加样品的口径尺寸；有条件的话，应使用聚焦喇叭天线。请见下图

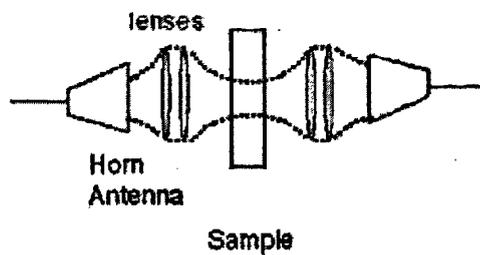


图 5-3 电磁场分布示意图

5.2 通过测量散射参数计算介电常数

5.2.1 测量原理^[34]

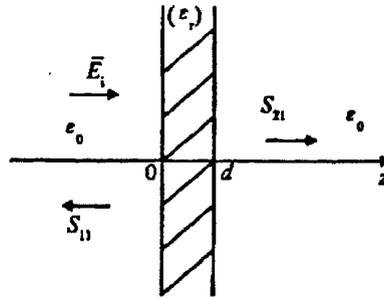


图 5-4 电磁波通过电介质平板的示意图

在自由空间中，对于垂直入射到平板介质的线极化电磁波，我们有：

$$S_{11} = \frac{\Gamma(1-T^2)}{1-\Gamma^2T^2} \quad (5-7)$$

$$S_{21} = \frac{T(1-\Gamma^2)}{1-\Gamma^2T^2} \quad (5-8)$$

其中， $\Gamma = \frac{z_\epsilon - 1}{z_\epsilon + 1}$ ， $T = e^{-\gamma_\epsilon d}$

z_ϵ 为介质材料的相对特性阻抗， γ_ϵ 为波在待测材料中的传播常数，它们与复介电常数之间满足：

$$z_\epsilon = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_r}}, \quad \gamma_\epsilon = j\beta_0\sqrt{\epsilon_r} \quad (5-9)$$

由以上几式可以解得：

$$z_\epsilon = \pm \sqrt{\frac{(S_{11}+1)^2 - S_{21}^2}{(S_{11}-1)^2 - S_{21}^2}} \quad (5-10)$$

$$\gamma_\epsilon = -\frac{1}{d} \ln \left(\pm \frac{S_{21}(z_\epsilon+1)}{S_{11}(z_\epsilon-1) - (z_\epsilon+1)} \right) + j \frac{2n\pi}{d} \quad (n=0,1,2,3,\dots) \quad (5-11)$$

当样品厚度小于一个工作波长 λ 时， $n=0$ ；当样品厚度在一个和两个工作波长之间时， $n=1$ ，以此类推。由 z_ϵ 和 γ_ϵ 的物理意义，上式中 \pm 号选取应满足 $\text{Re}(z_\epsilon) > 0$ 和 $\text{Im}(\gamma_\epsilon) > 0$ 的条件。由上式可以解得复介电常数的表达式：

$$\varepsilon_{r1} = \frac{1}{z_{\varepsilon}^2} \quad (5-12)$$

$$\varepsilon_{r2} = \frac{\gamma_{\varepsilon}^2}{\beta_0^2} \quad (5-13)$$

所以通过测得的 S_{11} 和 S_{21} 即可求出样品的介电常数。

对于最后去除测量数据的模糊性问题, 在多篇文献中都予以详细的讨论过, 在此本文不作赘述。请参见本文参考目录[10]、[11]、[32]、[33]。

测试系统:

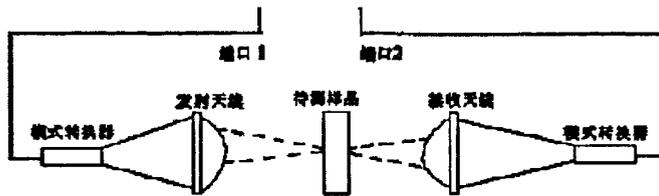


图 5-5 自由空间测试系统

5.2.2 对测试系统的要求

1. 该方法基于测到的 S 参数, 所以我们必须克服绕射效应, 我们应采用聚焦透镜喇叭天线(由喇叭及装在喇叭口径上的透镜组成), 两天线间的间距为天线焦距的两倍, 被测样品垂直放在两天线的共焦面处^[36]。
2. 必须完成矢量网络分析仪的 TRL 校正, 以克服多次反射产生的误差。两喇叭天线应固定在水平支架上, 其中接受天线可以沿支架移动(TRL 校正中需要移动中心频率的 1/4 波长)。要求安装在可移动天线上的位置调节装置可进行精密调距。
3. 样品的截面尺寸应大于聚焦面上天线 3dB 波束宽度的 3 倍, 且样品能垂直固定在两天线的共焦面处。

5.3 3mm 测量系统简介

3mm 测量系统主要由(1)射频部分、(2)测量自动化控制部分和(3)转台及其控制部分组成,系统框图 5-6 所示。

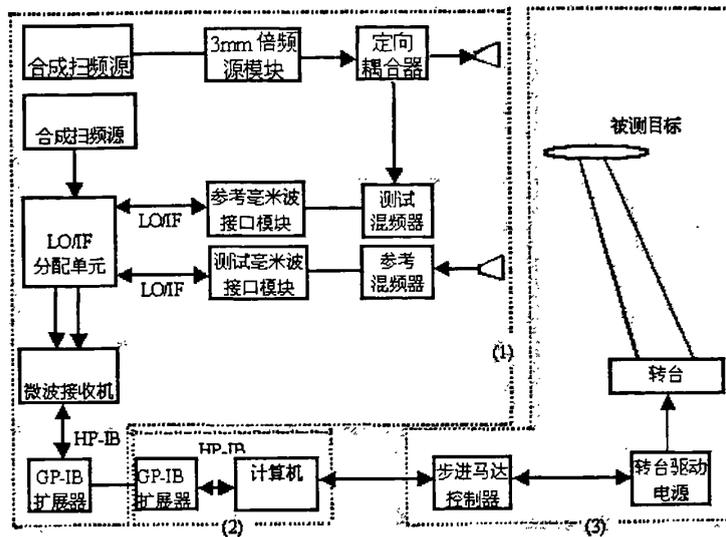


图 5-6 3mm 测量系统组成框图

射频部分是整个系统的核心,主要包括微波接收机、本振/中频分配单元、两台合成扫频源、3mm 源模块、测试和参考混频器以及毫米波接口。射频部分采用外混频的锁相工作方式,由一台合成信号源和倍频源模块产生毫米波发射信号,同时从发射信号中耦合出一路作为锁相参考信号,利用参考信号对测试信号进行跟踪锁相。另一台合成源为测试和参考混频器提供本振信号,利用两个 18 次谐波混频器把测试和锁相参考信号下变频到 20MHz 中频信号。本振源和测试、参考毫米波接口都要与本振/中频分配单元相连,通过该单元向混频器提供足够的本振功率,并将中频信号传递给微波接收机,由微波接收机进行幅相测试。

微波接收机是射频部分的核心设备,它对混频器输出的中频信号进行幅相测量,它灵敏度高、可多通道测量、数据采集速度快,内有天线和 RCS 校准功能。微波接收机的频率范围是 45MHz-26.5GHz,并可扩展至 110GHz。其系统的简易框图如图 5-7 所示。

本振/中频分配单元作为接收前端，分别与本振信号源、测试混频器和参考混频器相连。它带有本振信号放大器，能提供混频器足够的功率，最大输出功率能使保证混频器与微波接收机之间的最大距离超过 7 米，并将中频信号 ($20\text{MHz} \pm 5\text{KHz}$) 传送给接收机。

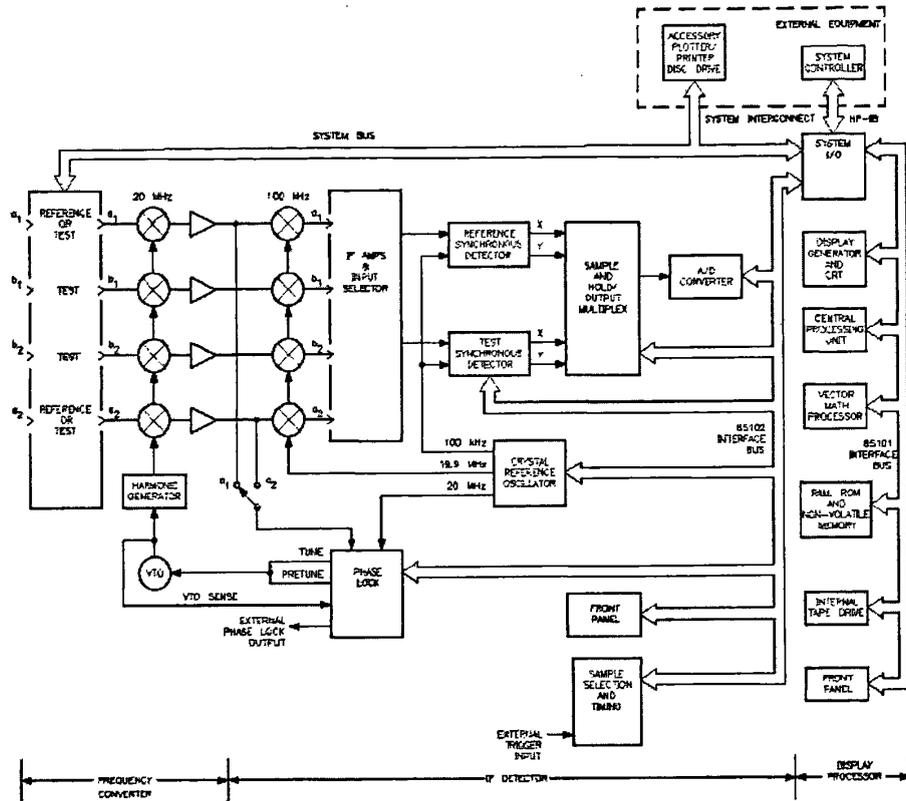


图 5-7 微波接收机系统框图

本振/中频分配单元公分波段工作原理图如图 5-8 所示，在毫米波段原理相同。本振/中频分配单元给两路信号（测试信号、参考信号）分别提供了一个放大器，通道间的隔离度达到 100dB。该单元内部还有中频放大器，作为接收前端放大器，以减小系统噪声。

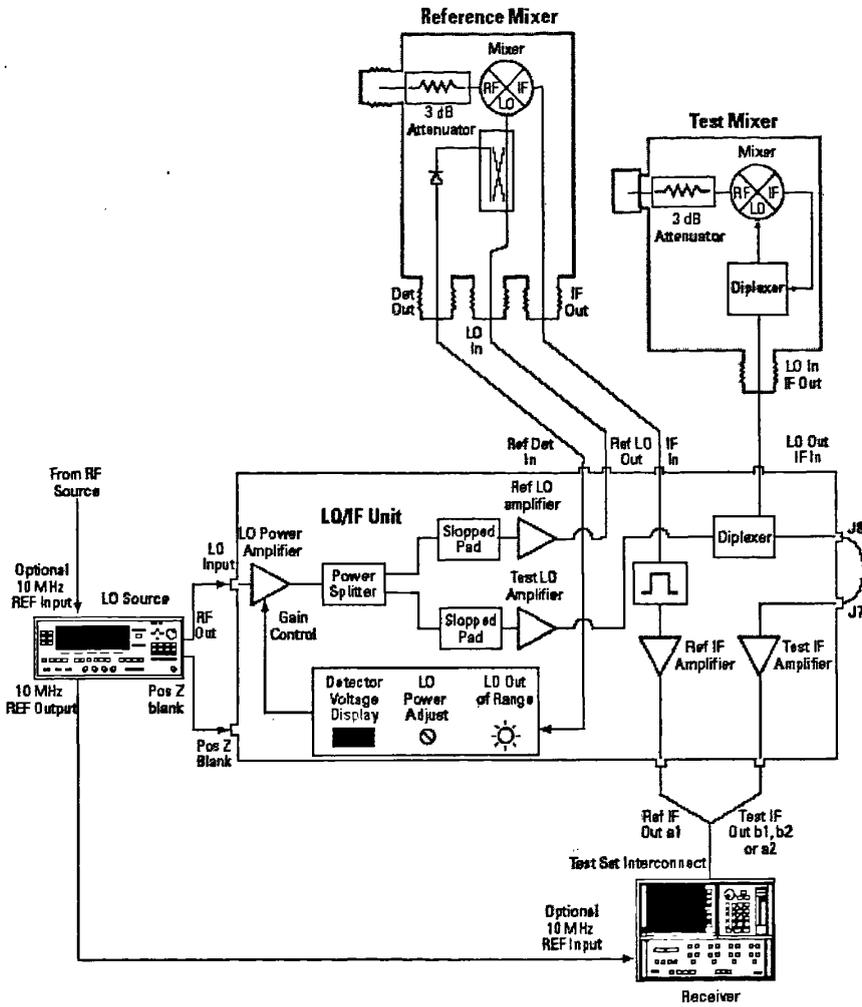


图 5-8 本振/中频分配单元公分波段工作原理

总结与展望

6.1 工作总结

对于测量工作来说,一般包括两个阶段,即测量反馈过来的信号和对测量到的信号进行数据处理。传统的矩形波导终端短路法在原理上由于经过多次近似导致最后的测量结果出现偏差,而且由于在数据处理时采用了传统的读图法,引入了不可避免的人为读数误差,很难适应如今高精度的要求,因此很有必要对这两个阶段同时进行改进。本文于是提出了新的测量方法——矩形波导输入阻抗法,改变了原本的测量原理,并且采用了新的数据处理方法,消除了公式上的近似误差,避免了人工读图,再通过对该测量方法进行的误差分析,使得该方法可以满足如今高精度测量的要求。同时,文章提出了传统的圆柱谐振腔法的利弊,并且通过圆柱谐振腔法对测量结果进行了验证。通过测量结果可以发现矩形波导输入阻抗法拓宽了测量范围,而且得到的结果更准确。

在 W 波段,由于设备局限,对于一般高校来说可以采用的方法不多。文章分析了两种可行的测量方法,并对实验系统的搭建提出了切实可行的意见。这为普通高校实现 W 波段测量提供了非常有用的资料。

6.2 后续工作

数值算法在电磁计算领域被广泛的使用着。对于一个具体问题,一般要经过物理模型的建立、网络划分和建立算法等。以有限单元法为例^[95],有限元在解答此类问题时具有很强的通用性,只需一次编程,就可以解决很多问题,并且在结果收敛的情况下,可以得到精确度极高的结果,同时减少了计算时间。市场上有很多基于有限元的软件,如 FEMLAB, ANSYS 等等都提供了编程的接口,使用户获得二次开发的可能。尤其是 FEMLAB 可以与 MATLAB 交互,在 MATLAB 中直接编程就可以使用 FEMLAB 中的剖分结果,以及前后处理模块,结合 MATLAB 强大的数学计算功能,可以大大的降低了编程的难度。然而本文在数据处理时仅通过最基本的凑数法实现,虽然研究了取值上的规律,减少了计算时间,但是为了得到较高的精度,仍需要较长的计算时间,并且在网格划分方面,文章没有予以涉及。因此,在算法上面还有很多的工作要做。

在 W 波段的测量由于时间和设备的限制,文章没有给出详细的测量误差分析,仅根据现有的设备给出了可行的测量方法。然而,误差分析是测量中不可缺

少的一个部分。以我们采用的两个方法中的通过测量散射参数计算介电常数为例，我们仅知道两天线之间距离、聚焦透镜喇叭透镜会对最后的测量结果产生影响^[36]，但是未讨论到底会产出怎么样的影响，如何使影响最小化。因此很有必要对 W 波段的测量工作进一步深入下去。

附录

1. 矩形波导测量数据处理

原处理方法程序:

```
Zintemp1 = input('\n请输入测量端输入阻抗的实部:');
Zintemp2 = input('请输入测量端输入阻抗的虚部:');
Zin = Zintemp1 + j*Zintemp2;
temp1 = (j*ZTE10^2*tan(B0*d)-Zin*ZTE10)/(j*w*mu)/(j*Zin*tan(B0*d)-ZTE10)/h;
R = real(temp1);
X = imag(temp1);
c1 = R;
a2(1:50)=1;
for i=0:8;
    x1 = i*pi/pi/2;
    x2 = i*pi/pi*3/2;
    while a2(i+2)>=0.00000001
        tempx = (x2+x1)/2;
        a1(i+2) = tan(tempx)/tempx;
        if a1(i+2)>c1
            x2 = tempx;
            a2(i+2) = a1(i+2)-c1;
        else
            x1 = tempx;
            a2(i+2) = c1-a1(i+2);
        end
    end
    x11(i+2)=tempx;
end
Be = x11/h;
Ae = (X*x11.^2)/(tan(x11)-x11.*(1+tan(x11).^2));
alphe = Ae/h;
epsr = (lamd0/2/pi)^2*((pi/a)^2+Be.^2-alphe.^2);
tandelta = 2*Be.*alphe./((pi/a)^2+Be.^2-alphe.^2);
```

新处理方法程序:

```
Zintemp1 = input('\n请输入测量端输入阻抗的实部:');
Zintemp2 = input('请输入测量端输入阻抗的虚部:');
Zin = Zintemp1 + j*Zintemp2;
Zforward = (j*ZTE10^2*tan(B0*d)-Zin*ZTE10)/(j*Zin*tan(B0*d)-ZTE10);
Zin0temp1 = input('\n请输入测得的空载输入阻抗实部:');
Zin0temp2 = input('请输入测得的空载输入阻抗虚部:');
```

```

Zin0 = Zin0temp1 + j*Zin0temp2;
ZL = (j*ZTE10^2*tan(B0*I)-Zin0*ZTE10)/(j*Zin0*tan(B0*I)-ZTE10);
v = 0;
I = 0;
for u = 0:10;
    for t = 0:49;
        [alphetemp, Betemp] = meshgrid(u*0:1:(u+1)*0 ,B0+t*20:1:B0+(t+1)*20);
        gammaetemp = alphetemp + j*Betemp;
        Dtemp =
((j*w*mu)./gammaetemp).*((ZL+((j*w*mu)./gammaetemp).*tanh(gammaetemp*h))./(j*w*mu)./
gammaetemp+ZL.*tanh(gammaetemp*h));
        mesh(Dtemp);
        Y = find(abs(Zforward-Dtemp)<1);
        ltemp = length(Y);
        for i = I+1:I+ltemp;
            v = v+1;
            Be(v) = Betemp(Y(i-I));
            alphe(v) = alphetemp(Y(i-I));
            D(v) = Dtemp(Y(i-I));
            epsr(v) = (lamd0/2/pi)^2*((pi/a)^2+Be(v)^2-alphe(v)^2);
            tandelta(v) = 2*Be(v)*alphe(v)/((pi/a)^2+Be(v)^2-alphe(v)^2);
        end
        I = I + ltemp;
    end
end
end
end

```

转接头处理程序:

```

geilgsc = input(' \n请输入转接头接短路片反射系数的dB值:');
geiphisc = input(' 请输入测量端反射系数的相角:');
geilinsc = 10^(geilgsc/20);
geiRsc = geilinsc*cos(geiphisc*pi/180);
geiXsc = geilinsc*sin(geiphisc*pi/180);
geisc = geiRsc + j*geiXsc;
geilgoc = input(' \n请输入转接头接开路时反射系数的dB值:');
geiphoc = input(' 请输入测量端反射系数的相角:');
geilinoc = 10^(geilgoc/20);
geiRoc = geilinoc*cos(geiphoc*pi/180);
geiXoc = geilinoc*sin(geiphoc*pi/180);
geioc = geiRoc + j*geiXoc;
geilg0 = input(' \n请输入转接头接匹配负载时反射系数的dB值:');
geiphi0 = input(' 请输入测量端反射系数的相角:');
geilin0 = 10^(geilg0/20);
geiR0 = geilin0*cos(geiphi0*pi/180);
geiX0 = geilin0*sin(geiphi0*pi/180);

```

```

gei0 = geiR0 + j*geiX0;
S11 = gei0;
S22 = (geioc + geisc - 2*gei0)/(geioc - geisc);
S21S12 = gei0-geisc+((geioc+geisc-2*gei0)/(geioc-geisc))*(gei0-geisc);
geilg1 = input(' \n请输入测量端反射系数的dB值:');
geiphil = input(' 请输入测量端反射系数的相角:');
geilin1 = 10^(geilg1/20);
%geiR1 = geilin1*cos(geiphil*pi/180);
geiX1 = geilin1*sin(geiphil*pi/180);
geil = geiR1 + j*geiX1;
geiL = (geil-S11)/(S21S12-S11*S22+S22*geil);
geilinL = sqrt(real(geiL)^2+imag(geiL)^2)
Zin = (ZTE10+geiL*ZTE10)/(1-geiL)

```

2. 圆柱谐振腔测量数据处理

固定谐振腔腔长改变谐振频率法

```

c1 = -tan(B01*(1-h1))/B01/h1;
a2(1:8)=1;
for i=0:6;
    x1 = i*pi+pi/2;
    x2 = i*pi+pi*3/2;
    while a2(i+2)>=0.00000001
        tempx = (x2+x1)/2;
        a1(i+2) = tan(tempx)/tempx;
        if a1(i+2)>c1
            x2 = tempx;
            a2(i+2) = a1(i+2)-c1;
        else
            x1 = tempx;
            a2(i+2) = c1-a1(i+2);
        end
    end
    x11(i+2)=tempx;
end
Be11 = x11/h1;
epsr1 = (Be11.*Be11+k*k)*c*c/w1/w1
B = (Be11./B01).*(Be11./B01);
P = sin(x11).*sin(x11)+B.*cos(x11).*cos(x11);
q = 3.832.*c./2./pi./R./fel;
G = 2.*Be11.*R.*((epsr1-q.*q+(1-q.*q).*P)/(2.*x11-sin(2.*x11)));
F =
q.*q.*((2.*x11+(B-1).*sin(2.*x11)+(2.*Be11.*1-2.*x11).*P)/(2.*x11-sin(2.*x11)));
);

```

```
E = epsr1.*(q.*q+2.*R.*(1-q.*q)./l);
D = (F+G)./E;
A =
(2.*x11.*epsr1+(B-epsr1).*sin(2.*x11)+(2.*Be11.*1-2.*x11).*P)./epsr1./(2.*x11-s
in(2.*x11));
f0u = input('请输入空腔时的上3dB频率(GHz):');
f0u = f0u*1e09;
f0l = input('请输入空腔时的下3dB频率(GHz):');
f0l = f0l*1e09;
Q0 = f0/(f0u-f0l);
felu = input('请输入请输入放入样品后的的上3dB频率(GHz):');
felu = felu*1e09;
fell = input('请输入请输入放入样品后的的下3dB频率(GHz):');
fell = fell*1e09;
Qd = fel/(felu-fell);
tandelta = A./Qd-D./Q0
```

参考文献

- [1]周清一, 微波测量技术, 北京, 国防工业出版社, 1961
- [2]A.M.Nicolson, G.Ross. Measurement of Intrinsic Properties of Materials by Time Domain Techniques [J].IEEE Trans. Instrum. Meas., 1970, M-19(4): 377~382
- [3]W.B.Weir. Automatic Measurement of Complex Dielectric Constant and Permeability at Microwave Frequencies [J]. Proc. IEEE, 1974, 62:33~36
- [4]James Baker-Jarvis, Eric J. Vanzura, William A. Kissick. Improved Technique for Determining Complex Permittivity with the Transmission/Reflection Method, *IEEE TRANSACTIONS ON MICROWAVE THEORY AND TECHNIQUES*, VOL.38, NO.8, August 1990
- [5]田步宁、刘其中等, 传输/反射法测量复介电常数的三个方程研究, 宇航学报, 第23卷第5期, 2002
- [6]GB/T5597-1999, 固体电介质微波复介电常数测试方法
- [7]刘长江, 宽频带低损耗介质微波复介电常数测试技术的研究, 电子科技大学硕士学位论文, 2005年5月
- [8]倪尔瑚, 材料科学中的介电谱技术, 北京, 科学出版社, 1999
- [9]Ghodgaonkar DK, Varadan VV, Varadan VK. Free-space measurement of complex permittivity and complex permeability of magnetic materials at microwave frequencies. *IEEE Trans IM*, 39(2): 387~394, 1990
- [10]王学田, 微波、毫米波电磁材料特性及参数宽频带测试方法, 装备环境工程, 第3卷第3期, 2006
- [11]曹江, 介质材料电磁参数测量综述, 宇航计测技术, 第13卷第3期, 1994
- [12]A. L. Cullen; P. K. Yu *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, Vol.366, No. 1725. (Jun. 12, 1979), pp. 155-171.
- [13]A. L. Cullen; P. K. Yu *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, Vol. 325, No. 1563. (Dec. 7, 1971), pp. 493-509.
- [14]B. Komiya, M. Kiyokawa, T. Matsui, Open Resonator for Precision Dielectric Measurements in the 100 GHz Band, *IEEE TRANSACTIONS ON MICROWAVE THEORY AND TECHNIQUES*, VOL. 39, NO. 10, OCTOBER 1991
- [15]张秉一, 8mm 复介电常数测试的理论与实践, 北京邮电大学学报, 第18卷第4期, 1995年12月

- [16]郭高凤、李恩、张其劭、杨晓波、杨涛, 3mm准光腔Q值测量的一种新方法, 仪器仪表学报, 第22卷第6期, 2001年12月
- [17]Mohammed Nurul Afsar, Dielectric Measurements of Millimeter-wave Materials, *IEEE Transactions on Microwave Theory and techniques*, Vol. MTT-32, NO. 12, 1984
- [18]Mohammed Nurul Afsar, Kenneth J. Button, Precise Millimeter-Wave Measurements of Complex Refractive Index, Complex Dielectric Permittivity and Loss Tangent of GaAs, Si, SiO₂, Al₂O₃, BeO, Macor, and Glass. *IEEE TRANSACTIONS ON MICROWAVE THEORY AND TECHNIQUES*, VOL. MTT-31, NO. 2, FEBRUARY 1983
- [19]Mohammed N. Afsar, Yong Wang, Anusha Moonshiram, MEASUREMENT OF TRANSMITTANCE AND PERMITTIVITY OF DIELECTRIC MATERIALS USING DISPERSIVE FOURIER TRANSFORM SPECTROSCOPY, *Department of Electrical and Computer Engineering, Tufts University*, 2003
- [20]L. Subramanian, M.N. Afsar, K.A. Korolev, Millimeter Wave Material Characterization of Strontium Ferrites Using Magneto-optical Approach, *High Frequency Materials Measurement and Information Center, Department of Electrical and Computer Engineering, Tufts University*, 2005
- [21]中译本: 中信工业局编译所, “毫米波无线电测量”, 国防工业出版社, 1960, 第五章
- [22]廖承恩, 微波技术基础, 西安, 西安电子科技大学出版社, 1994
- [23]微波工程基础实验, 华东师范大学信息学院电子科学技术系, 2003, 实验一
- [24]李景德、沈韩、陈敏, 电介质理论, 北京, 科学出版社, 2003
- [25]金一庆、陈越, 数值计算, 北京, 机械工业出版社, 2000
- [26]李英, 微波、毫米波传感器与非电量检测, 北京, 电子工业出版社, 1991
- [27]朱大红, 毫米波宽频带低损耗介质复介电常数测试技术的研究, 电子科技大学硕士学位论文, 2005年5月
- [28]李巍、韦高等, X波段低损耗材料复介电常数自动测量系统, 宇航材料工艺, 2006年第6期
- [29]陈婷、杨春涛、陈云梅、张国华, TRL校准方法原理与应用, 计量技术, 2007年, 第7期
- [30]Williams J. Accuracy enhancement fundamentals for vector network analyzer. *Microwave J*, 1989, 32(1):99-114
- [31]林昌禄, 近代天线设计, 北京, 人民邮电出版社, 1990

- [32] 兰康、赵愉深、林为干, 介质材料的宽带测试技术的研究, 电子科技大学学报, 第24卷, 第2期, 1995年4月
- [33] Varadan V V, Hollinger R D, Ghodgaonkar DK, et al. Free-space broadband measurements of high-temperature, complex dielectric properties at microwave frequencies[J]. *IEEE.Trans. Instrumentation and Measurement*, 1991, 40(5): 842-846.
- [34] Varadan V V, Vardan V K, Measurement of the electromagnetic properties of chiral composite materials in the 8-40 GHz range. *Radio Science*, 1994,29(1): 9-22
- [35] 陈放, 高介电常数物质微波特性的测量, 华东师范大学, 2005年5月
- [36] 卢子炎、唐宗熙、张彪, 用自由空间法测量材料复介电常数的研究, 航空材料学报, 2006年4月

攻读硕士学位期间发表的论文

- 1 张安祺、贺冬、尹秋艳, S 波段基于微带抽头发夹型双工器设计, 现代电子技术, 第 19 期, 2007 年 10 月
- 2 曹玉婷、张安祺、尹秋艳, 基于Matlab的介电常数测量, 舰船电子工程, 2008 年4月
- 3 尹秋艳、王云霞、张安祺, 半刚性电缆组件接头反射特性的快速检验方法, 全国微波毫米波会议论文集, 2007 年

致 谢

回首天真的最初，抚思昔日之韶华，实在包含了太多人的关心与帮助，谨以此致谢。在此，我首先要由衷地感谢我的导师尹秋艳老师。在科研方面尹老师以她深刻的理论知识、丰富的实践经验以及多角度的思维方法使我受益匪浅。在每次论文遇到困难时，尹老师都能指导我走出困境，本论文是在尹老师的悉心指导下才得以顺利完成的。生活上，尹老师长辈般的关怀和平易近人、不拘小节的处事风格深深地影响着我，这将使我终身受益。我的每一点进步、每一份成果，无不包含着她的敦敦教诲和殷殷期望。

感谢微波组各位老师的帮助和指导，三年时光，置身其间，潜移默化，正是老师们的治学原则，在学术上和生活中都使我受益匪浅，更让我领悟了“学高为师、身正为范”的真谛。感谢我们的辅导员韩定定对我三年来的学习与生活所给予的无私帮助。在这里，我对他们表示衷心的感谢！

与闲同游，携圣前行。三年时光，众多师兄师姐无私地赠予我他们最宝贵的学习经验。蒋新胜、王晓红、贺冬、曹玉婷、李甫成、刘永刚、张小兵、赵崇昆、范琪、赵兰、艾娟、陈彦斌、王小玲等同学总是耐心解答我的问题，在生活学习上真诚地鼓励我。和你们一起学习、交流和讨论的这三年时间将是我一生的财富。每当想起点滴，暖意沁漫全身。

感谢我的女友李杉，一直坚定的鼓励和支持我。尤其在论文阶段，陪我一起走过，谢谢你带给我的一切。

古人云：“羊跪乳，鸦反哺。”最平凡但是最伟大的永远是亲情。读书十数载，今天又要迎来新的学术成果检验，付出最多，操劳最重的永远是在我身后默默耕耘的父母。滴水之恩当报以涌泉，而父母的循循善诱、谆谆教导，即使奉献出我所有也无以为报。父母对我生活上无微不至的关怀和学业上巨大的支持、为我的成长所付出的心血是无法用语言表达的，我只能倾尽全力地在将来的日子去回报这一份深情。

时光如水，日月如梭，学术之旅即将标上一个暂停符号，或许很快将要开始更加任重道远的学术生涯。有太多的事历历在目，宛如昨日，记忆犹新。有太多的人音容笑貌，跃然纸上，挥之不去。如余音绕梁三日不绝，又如小酌醇酒，久之弥笃，真是欲罢不能，难舍难分。惟有掩卷长叹：“天下无不散之宴席。”