

开端同轴线的电磁场研究及其在无损检测中的应用*

刘宏 宋文焱 赵昌龄

(中国科学院电子学研究所,北京 100080) (中国科学院遥感应用研究所,北京 100101)

摘要 通过测量开端同轴线的反射,以确定物质的介电常数,是一种简捷的无损检测方法。本文从严格的场匹配方法出发,研究同轴线开端处的电磁场。利用矩量法进行数值计算,求出反射系数与介电常数的数值对应关系。所得结果与有关文献的比较分析证实了理论推导的可靠性。最后,本文为实际测量提供了一种数值反演方法。

关键词 电磁场,开端同轴线;并矢格林函数;矩量法

1. 引言

应用波导管或谐振腔测量物质的介电常数,是微波的应用之一。传统的测量方法需要将待测物质制成特定形状样品,以便使之适合于波导管或谐振腔的测试架。“制作样品”这一要求,限制了其在测量等诸多领域的应用。70年代末,Decreton, Tanabe 等人^[1]提出了一种新的无损检测方法,即通过测量开端波导电磁波的传输模式在待测物质面上的反射系数,确定物质的介电常数。从而绕过制作样品这一复杂过程,达到快捷、无损的检测目的。这一思想由于有着广阔的应用前景,同时又由于其分析处理涉及到开端波导边界场匹配和较为复杂的数值计算,很快引起了广泛的关注。

首先人们研究了开端矩形波导^[1,2]和圆波导^[3,4]在介质面上的反射情况。应用开端波导进行测量,要求单模传输。对矩形波导或圆波导,为满足单模传输要求,其电磁波频率只能限制在一个很窄的范围内(频率介于其主模和次高阶模的截止频率之间)。对需要在宽频带内进行测量的场合,矩形波导和圆波导就显得不适合了。对于同轴线情况,由于其主模(TEM模)的截止频率为零,电磁波的工作频率相应可得到很大拓宽,因而可应用于宽频带测量。

同轴线开端处电磁场问题的研究,经历了一个发展过程^[5-7]。文献[5]应用变分法研究了同轴线在开端处的辐射。由于未考虑开端处高次模的作用,其结果误差较大。文献[6]则简单地将同轴线的开端等效为一导纳的作用,不具有普遍意义。文献[7]应用等效面磁流概念,实现边界场的匹配,在其数值计算中,采用了点匹配法。由于匹配点和高阶模式数的选择将直接影响计算结果的精确度,而且对不同高阶模式数的选择,其相应的

1991.09.09收到,1991.12.23定稿。

* 国家自然科学基金资助项目。

刘宏 男,1964年出生,助理研究员,现从事电磁场理论与应用的研究。

宋文焱 男,1938年出生,研究员,现从事电磁场并矢格林函数及其反演的研究。

赵昌龄 男,1940年出生,副研究员,现从事微波遥感应用基础、微波测量技术、气象卫星图象接收和处理等方面的研究。

匹配点均应改变,因而其计算程序的效率低、精度亦较差。

本文在边界场的严格匹配的基础上,运用矩量法进行数值计算。矩量法的运用,使得我们在数值计算中,可以采取逐次取高次模式进行数值计算,直至计算结果的精度满足要求,从而克服了点匹配法的不足。

2. 物理模型

如图 1 所示,一内外半径分别为 a 和 b 的同轴线与待测物质相交于 $z = 0$ 的横截面上,同轴线的外导体与待测物质相交处为一延伸至无穷远的理想金属面。同轴线内填充相对介电常数为 ϵ_c 的无损介质。线性均匀的待测物质充满整个右半空间,其相对复介电常数为

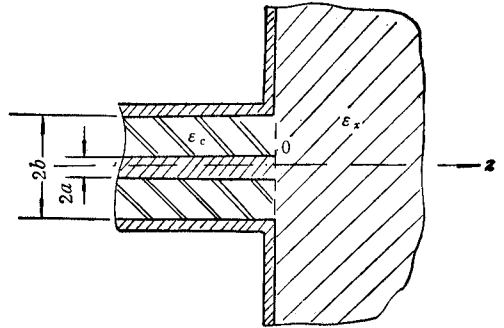


图 1 同轴线与待测物质界面几何外形的剖面图

$$\epsilon_x = \epsilon'_x - i\epsilon''_x$$

3. 理论推导

(1) 电磁场的边值问题 应用磁并矢格林函数表达的电磁场边值问题的解为

$$H = -i\omega\epsilon_c\epsilon_0 \iint \bar{G}(r, r') \cdot [n_l \times E(r')] ds' \tag{1}$$

(2) 同轴线问题的边界场匹配 如图 1 所示,在同轴线问题中,以交界面 $z = 0$ 分为左右两空间。考虑到同轴线空间的传输模式是 TEM 模,同轴线空间和待测物质空间的磁场分别为

$$H_{l_i} = 2H_i - i\omega\epsilon_c\epsilon_0 \iint \bar{G}_l(r, r') \cdot [n_l \times E(r')] ds' \tag{2}$$

$$H_{r_i} = -i\omega\epsilon_x\epsilon_0 \iint \bar{G}_r(r, r') \cdot [n_r \times E(r')] ds' \tag{3}$$

其中, H_i 为同轴线空间 TEM 模,亦即入射电磁波。 \bar{G}_l 是同轴线空间的磁并矢格林函数, \bar{G}_r 是待测物质空间的磁并矢格林函数。(2), (3)式中,有关各量的具体表达如下

$$H_i = (\omega\epsilon_c\epsilon_0/K)I_0 f_0 \varphi$$

$$\bar{G}_l = \left[(-i/K)I_0^2 f_0(r)f_0(r') + \sum_{n=1}^{\infty} I_n^2 f_n(r)f_n(r')/\sqrt{P_n^2 - K^2} \right] \varphi\varphi'$$

$$n_l \times E|_{z=0} = I_0 f_0 \varphi + \sum_{n=0}^{\infty} R_n I_n f_n \varphi$$

$$I_0 = [2\pi \ln(b/a)]^{-1/2}, f_0(y) = 1/y$$

$$I_n^2 = \{ [1/(4\pi)] [(a/b)^2 (-J_1(ax_n/b)Y_0(x_n) + Y_1(ax_n/b)J_0(x_n))^2 - (-J_1(a/b)Y_0(a/b) + Y_1(a/b)J_0(a/b))^2] \}^{-1/2}$$

$$f_n(y) = J_1(ay/b)Y_0(a/b) - Y_1(ay/b)J_0(a/b)$$

$$\bar{G}_r = \left[\bar{I} + \frac{1}{K_x^2} \nabla \nabla \cdot \right] \frac{\exp(-iK_x z)}{2\pi R}$$

$$\mathbf{n}_r \times \mathbf{E}|_{z=0} = -I_0 f_0 \boldsymbol{\varphi} - \sum_{n=0}^{\infty} R_n I_n f_n \boldsymbol{\varphi}$$

$$x_n \text{ 满足: } J_0(ax_n/b)Y_0(x_n) - Y_0(ax_n/b)J_0(x_n) = 0$$

由边界磁场的匹配条件,有

$$\begin{aligned} & \omega \varepsilon_r \varepsilon_0 \left[I_0 f_0 / K - \sum_{n=0}^{\infty} i R_n I_n f_n / \sqrt{p_n^2 - K^2} \right] \boldsymbol{\varphi} \\ & = i \omega \varepsilon_r \varepsilon_0 \iint_{s'} \bar{\mathbf{G}}_r \cdot \left[I_0 f_n(r') + \sum_{n=0}^{\infty} R_n I_n f_n(r') \right] \boldsymbol{\varphi}' ds' \end{aligned} \quad (4)$$

4. 应用矩量法进行数值计算

将(4)式两端乘以 $I_m f_m(r') \boldsymbol{\varphi}'$, 在同轴线和待测物质的交界面上进行积分, 经过一系列数学处理得

$$\begin{aligned} & \varepsilon_c \delta_{m0} / (i a K \varepsilon_r) - \varepsilon_c R_m / (\varepsilon_r \sqrt{x_n^2 - (aK)^2}) \\ & = \sum_{n=0}^{\infty} I_m I_n (R_n + \delta_{m0}) (B_{mn} - i A_{mn}) \end{aligned} \quad (5)$$

(5)式中有关各量的表达式如下:

$$\begin{aligned} A_{mn} &= 2 \int_1^{\frac{b}{a}} \int_0^{\frac{b}{a}} \int_0^{\pi} f_m(y) f_n(y') \exp(-K'_z R) \\ & \quad \times (a \sin(aK'_z R) / R) y y' \cos \Psi d\Psi d y' d y \\ B_{mn} &= 2 \int_1^{\frac{b}{a}} f_m(y) [T_1 + f_n(y) T_2] d y \end{aligned}$$

$$T_1 = \int_1^{\frac{b}{a}} \int_0^{\pi} [f_n(y') \exp(-i k'_z R) \cos \Psi \cos(K'_z R) - f_n(Y)] a y' / R d\Psi d y'$$

$$T_2 = 2(b/a)E(yb/a) - 2yE(1/y) + 2y(1 - 1/y^2)K(1/y)$$

在(5)式中, 对任一 ε_r , 分别取 $m = 0, 1, \dots, n$, 计算出各有关系数, 得到一组合 $n + 1$ 个变量 (R_0, R_1, \dots, R_n) 的 $n + 1$ 个方程的线性方程组. 解此方程组, 即可求得对任一 ε_r 的反射系数 R_0 .

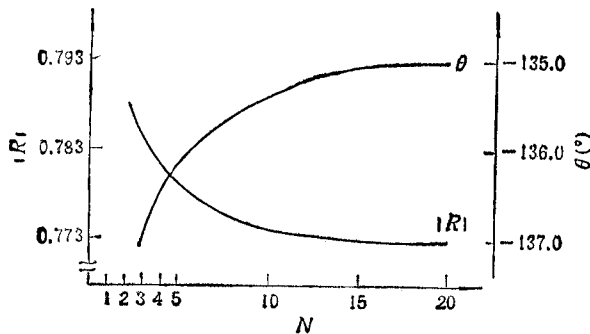


图 2 $\varepsilon_r = 48.0 - j10.0$ 反射系数的收敛情况, 横座标为数值计算中所取的高阶模式数

5. 数值计算的结果分析

(1) 计算结果的收敛性 在图 2 中, 我们画出了对应于同轴线参数为 $a = 1.05\text{mm}$,

$$b = 3.675\text{mm}, \varepsilon_r = 2.3,$$

电磁波的频率 $f = 3\text{GHz}$, 待测物质的介电常数 $\varepsilon_r = 48.0 - j10.0$, 随着数值计算中所取高阶模式的增加, 反射系数的收敛曲线. 由图中可以看到, 当数值计算中所取高阶模式数 $N = 15$ 时, 其反射系数的

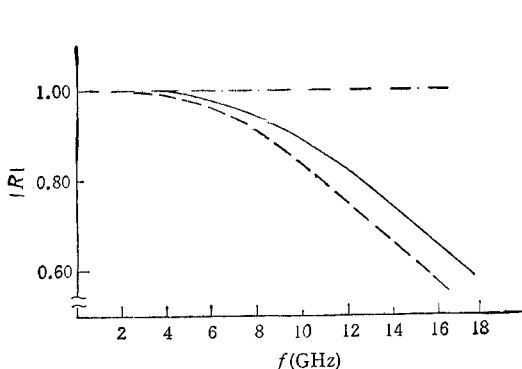


图3 反射系数的幅度

— 本文结果, --- 文献[5]的结果,
— · — 文献[6]的结果.

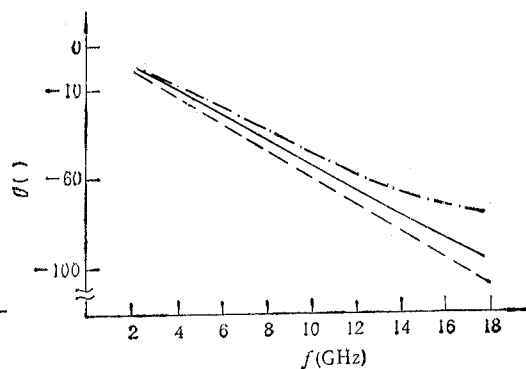


图4 反射系数的相位

— 本文结果, --- 文献[5]的结果,
— · — 文献[6]的结果.

模与幅角均趋于收敛值。在实际计算时,我们则从 $N = 3$ 开始逐次取更高次模,直至反射系数的模与幅角相对误差均小于 0.2% 为止。

(2) 计算结果的可靠性 为验证结果的可靠性,我们将本文结果与文献[5,6]的结果进行了比较。由于文献[6]只限于考虑同轴线参数为 $a = 1.4364\text{mm}$, $b = 4.725\text{mm}$, $\epsilon_c = 2.05$ 的情况,文献[5]只限于考虑均匀情况,我们考虑 $\epsilon_x = \epsilon_c = 2.05$ 的情况。在图3和图4中我们分别画出了反射系数的振幅和相位随频率变化的曲线。从图中可以看出:文献[5]由于未考虑高次模的影响,而始终存在着误差。当电磁波频率增大时,由于高次模的影响变大,其误差也就更大。文献[6]对同轴线的开端面进行等效处理。在待测物质不存在漏电导时,据其理论,TEM模的反射系数的大小应为1,与实际情况相距甚远。该误差是由于忽略了波导开端处的电磁辐射而引起的,同样随着电磁波频率的增高,电磁波辐射变大,其误差亦随之增大。

(3) 同轴线参数和电磁波频率对反射系数的影响 不同规格的同轴线和不同频率的电磁波对测量结果有着不同的影响。计算表明:对不同介电常数的待测物质,其反射系数的幅度和相位角的变化率均随同轴线内外径的增加和电磁波频率的增高而增大。由此在实际测量中,应尽量选择大尺寸的同轴探头并工作在高频波段。但由于 TE_{11} 模的截止波长正比于同轴探头的尺寸,为保证单模工作,大尺寸的同轴探头势必限制电磁波的工作频率的频带宽度。因而要同时考虑这两个因素。

(4) 反射系数与介电常数的映射关系 以上我们通过理论分析和数值计算,得出了介电常数与反射系数的对应关系,即实现了由介电常数空间到反射系数空间的映射。但在实际测量过程中,情况正好与此相反,需要实现由反射系数空间到介电常数空间的映射。由于反射系数与介电常数关系的复杂性,试图从(5)式去推测反射系数与介电常数的函数关系几乎是不可能的。我们提出如下的反演方法。计算介电常数在某个范围内一些特殊点的反射系数,代入(6)式

$$(1 - R_0)/(1 + R_0) = i\omega A + i\omega B\epsilon + iC\omega^3\epsilon^2 + D\omega^4\epsilon^{2.5} \quad (6)$$

确定出其中的四个任意常数 (A, B, C, D) ,从而可得出介电常数在此范围内与反射系数的对应关系,实现由反射系数空间到介电常数空间的映射。采用此方法需要相当大的计

算量, 这些计算可以在测量前事先在高档型机或小型机上完成而不影响处理的实时性。

6. 结论

本文从严格的电磁场理论出发, 研究了开端同轴线在介质面上的反射。利用矩量法进行数值计算, 得出了介质介电常数与反射系数的数值对应关系。计算结果与有关文献比较、分析表明: 本文在理论分析的严谨性和计算结果的可靠性等方面比以往文献均有所提高。同时讨论了同轴线参数和电磁波频率对测量结果的影响, 提出了由反射系数空间到介电常数空间的映射方法。从而为同轴线的无损检测, 提供了一种精确有效的分析处理手段。

参 考 文 献

- [1] M. C. Decretion et al., *IEEE Trans. on IM*, **IM-23**(1974)4, 434—438.
- [2] K. S. Nikita et al., *IEEE Trans. on MTT*, **MTT-37**(1989)11, 1794—1800.
- [3] M. Gex-Fabry et al., *Arch. Elek. Uberisagung.*, **33**(1979)5, 473—478.
- [4] F. E. Gardiol et al., The Reflection of an Open Ended Circular Waveguide—Application to Nondestructive Measurement of Materials, in “Review of Infrared and Millimeter Waves”, ed. K. J. Button, Vol. 1, New York: Plenum, (1983), pp. 325—364.
- [5] N. Marcuvitz, *Waveguide Handbook*, New York: McGraw-Hill, (1951), pp. 280—372.
- [6] E. Tanabe et al., *IEEE Trans. on IM*, **IM-25**(1976)3, 222—226.
- [7] J. R. Mosig et al., *IEEE Trans. on IM*, **IM-30**(1981)1, 46—51.
- [8] 宋文淼, 电子科学学刊, **11**(1989)2, 164—175.
- [9] 刘 宏, 开端波导的电磁场研究及其在无损检测中的应用, 中国科学院电子学研究所硕士学位论文, 北京, 1991年6月。

THE EM RESEARCH OF AN OPEN-ENDED COAXIAL LINE AND ITS APPLICATION TO NONDESTRUCTIVE MEASUREMENT OF MATERIALS

Liu Hong Song Wenmiao

(*Institute of Electronics, Academia Sinica, Beijing 100080*)

Zhao Changling

(*Institute of Remote Sensing, Academia Sinica, Beijing 100101*)

Abstract The measurement of reflection from an open-ended coaxial line is a simple and nondestructive technique of determining the dielectric property of materials. The electromagnetic field in the vicinity of the aperture is studied by means of rigorous field matching method. The reflection coefficient is computed by moment method as a function of the dielectric constant. The validity of the theoretical results is tested by comparing the numerical evaluation with previous paper. Furthermore, a method for data inversion is provided.

Key words Electromagnetic field; Open-ended coaxial line; Dyadic Greens function; Moment method