

# 空间波与长试样法测量介电常数的结果与对照<sup>\*</sup>

陈志雨 李安莱 周冬青

(中国科学院电子研究所 北京 100080)

**摘 要** 用空间波法测量无限大半空间模拟介质板的复介电常数, 包括金属板定标法与双极化法, 测量中同时接收前向散射的振幅和相位, 实验在 X 波段进行。该文的金属板定标法本质上是自由空间中的长试样法, 并对它的原理和测试结果与波导长试样法作了比较与对照。

**关键词** 空间波, 长试样, 介电常数, 相位法, 镜向反射, X 波段

## 1 前 言

介质的介电常数是微波遥感理论中极为重要的一个物理量。电磁波由目标的散射决定于目标的几何形状与物理特性, 而物理特性正是通过介电常数反映到数学物理方程中。对介质介电常数的测量是微波遥感中的一个很基础的工作。遥感中常碰到的介质, 如湿度较大的土壤、湖水、海水等, 都是损耗较大的介质。对损耗较大的介质介电常数的测量通常有 3 种方法: 即波导长试样法, 开端同轴线法及空间波方法。波导长试样法是一种取样的方法, 往往不能适合野外测量的实际, 但可以在实验室内作辅助的工作。开端同轴线法及空间波法都是不取样方法, 适于实地的测量。其中开端同轴线法由于其设备的轻便和操作的简单, 已获得相当大的发展, 但这种方法的缺点是照顾的范围比较小, 它往往只反映探头周围几厘米的介质特性, 从反映较大范围总体效果的角度看, 它不及空间波法。空间波法测量半空间介质介电常数目前尚不普及, 从国际上用空间波法测量材料介电常数的资料看, 绝大部分集中在毫米波段, 而且以透射法占多数<sup>[1-3]</sup>。由于真正能进行实地测量的空间波法是反射法或散射法, 而厘米波段又是当今微波遥感技术中使用的重要波段, 故加强对厘米波段空间波反射法测量介质的介电常数方法的研究至今仍是一项很有意义的工作, 它除了可发展出实用的测量方法及设备外, 还能研究粗糙表面的电磁波的散射, 研究几何参数与物理参数分离等工作打下实验的基础。

在 X 波段用空间波反射法测量半空间介质的介电常数未见有国外文献的报导。80 年代以来, 国内主要有两家科研单位做过这项工作<sup>[4][5]</sup>, 限于条件他们都只测量反射信号的幅度来进行反演, 比起同时测量幅度和相位的方法, 所需改变的参量自然要增加一倍。另外, 由于反演公式的复杂性, 它们有些方法只适于介电常数虚部较小的目标。为了进一步简化测量和扩宽目标范围, 我们采用了同时测量幅度和相位的方法。作为第一步, 采用了在一种极化状态下的金属板定标法, 测量结果与波导长试样法对同种样品的测试结果相比较。为向实用性方向发展, 后来又试验了双极化法。通过与波导长试样法测试原理和方法的对比, 可发现我们的金属板定标法本质上就是自由空间中的长试样法。该文在重点介绍空间波法的实验系统、实验方法的同时, 还将给出这几种方法对同一样品的测试结果。

## 2 实验系统

为模拟无限大半空间介质, 在实验室内加工了一块大介质板样品, 其几何尺度和材料选择的原则为: (1) 面积达到可模拟无限大平面。(2) 材料及厚度使波在一个往返距离完全衰减完, 从而模拟无限厚。(3) 均匀, 表面光滑, 不变形, 稳定性好。

为达到样品要求 (1), 计算了实验系统的 Fresnel 带面积。

图 1 中, Fresnel 周线 (椭圆) 的方程为

<sup>\*</sup> 国家重大自然科学基金资助项目: 49493401

1) 张俊荣。微波遥感典型地物介电常数实地测量。量化遥感技术。国家高技术信息获取与处理技术专家组, 1995。

收稿日期: 1996 年 9 月 18 日; 收到修改稿日期 1996 年 9 月 29 日

$$\sqrt{(x-L)^2+y^2+h^2} + \sqrt{(x+L)^2+y^2+h^2} - 2\sqrt{L^2+h^2} = n \cdot \frac{\lambda}{2} \quad (1)$$

$$(n = 0, 1, 2, \dots)$$

其半长轴  $a = \frac{c}{2} \sqrt{\frac{c^2 - 4(h^2 + L^2)}{c^2 - 4L^2}}$ , 半短轴  $b = \frac{\sqrt{c^2 - 4L^2}}{c} a$

$$\left[ c = n \frac{\lambda}{2} + 2 \sqrt{h^2 + L^2} \right]$$

本系统  $\sqrt{h^2 + L^2} = 1.6\text{m}$ , 在  $\theta_0 = 30^\circ$  时得 Fresnel 周线结果如下:

n	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
a (cm)	17.8	25.2	30.9	35.7	39.9	43.7	47.2	50.4	53.5	56.4	59.2
b (cm)	15.5	21.9	26.9	31.1	34.8	38.2	41.3	44.2	46.9	48.5	52.0

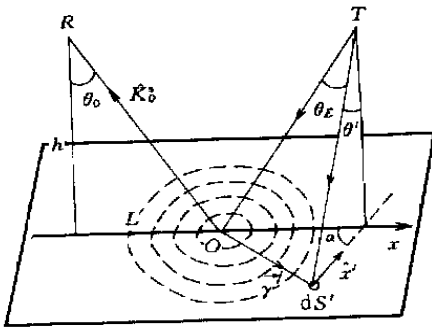


图 1 系统的几何示意图

Fig.1 Geometry of the system

为分析散射场与样品面积的关系, 用 Kirchhoff 积分进行了计算, 散射电场为<sup>[5]</sup>:

$$\vec{E}^s(P) = \frac{j\omega\mu e^{jk_0 R_0}}{4\pi R_0} \int [(\hat{n} \times \vec{H}^T) - \vec{K}_0^s \cdot (\hat{n} \times \vec{H}^T) \vec{K}_0^s - \frac{1}{\eta} (\hat{n} \times \vec{E}^T) \times \vec{K}_0^s] e^{-jk_0 \vec{K}_0^s \cdot \vec{r}'} dS' \quad (2)$$

其中,  $\vec{H}^T$ 、 $\vec{E}^T$  为散射面元处的总场,  $\hat{n} = \hat{z}$ , 对镜向反射,  $\vec{K}_0^s = -\sin\theta_0 \hat{x} + \cos\theta_0 \hat{z}$  采用“局部镜面反射近似”,  $\vec{H}^T$ ,  $\vec{E}^T$  用局部平面上的 Fresnel 公式代入, 以垂直极化波为例, 经过仔细计算, 上述积分化为:

$$\vec{E}^s(P) = \frac{j\omega\mu}{4\pi R_0} \int \sqrt{\frac{\eta_0 P_0 G_t}{2\pi}} \frac{1}{r_t \eta_0} \cdot F(\theta_E) e^{jk_0(r_t+r_r)} IdS' \quad (3)$$

其中  $r_t$ ,  $r_r$  分别为  $dS$  到发射, 接收点的距离,  $P_t$ ,  $G_t$  分别为发射功率及喇叭增益,  $F(\theta_E)$

为方向图函数。

$$I = \sin\alpha [-(1-R'_\perp)\cos\theta' + (1-R'_\perp)\cos\theta' \sin^2\theta_0 + (1+R'_\perp)\cos\theta_0] \hat{x} \cos\alpha [1-R'_\perp)\cos\theta' - (1+R'_\perp)\cos\theta_0] \hat{y} \sin\alpha [1-(1-R'_\perp)\cos\theta' \sin\theta_0 \cos\theta_0 - (1+R'_\perp)\sin\theta_0] \hat{z}$$

$R'_\perp$  为局部 Fresnel 反射系数,

$$\theta' = \arctan \frac{\sqrt{x^2 + y^2 + L^2 - 2Lx}}{h}$$

$$\alpha = \arcsin \frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2 + L^2 - 2Lx}}$$

在假定  $\epsilon'_r = 12.0$ ,  $\epsilon''_r = 2.0$ ,  $\theta_0 = 30^\circ$  的条件下对不同面积 (不同 Fresnel 带个数) 采用椭圆坐标进行了计算, 计算时为简便起见, 取方向图为圆形, 计算结果 (图 2)。

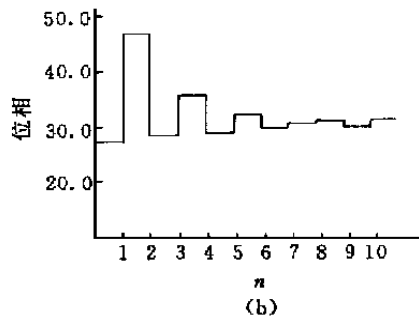
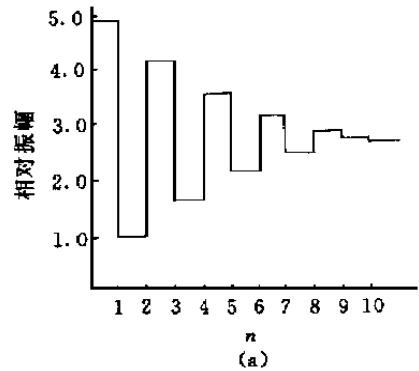


图 2 Kirchhoff 公式对前 10 个 Fresnel 带的计算结果

Fig.2 Results for the first ten Fresnel zones using Kirchhoff formula

由图 2 可看出当  $n > 10$  时, 反射场的振幅及位相均趋于定值 (涨落  $< 3\%$ )。故大于 10 个 Fresnel 带的面积即可近似认为无限大。该系统最后的样品面积取作  $1.35\text{m} \times 1.05\text{m}$ , 略大于  $\theta_0 = 30^\circ$  时的 10 个 Fresnel 带面积。

为模拟“无限厚”介质, 必须使电磁波在介质一个来回的路程上全部衰减完。这也就是波导长试样法的“长试样”的条件。利用平面波在介质中的

衰减系数算得相对介电常数的实、虚部  $\epsilon_r' = 12.0$ ,  $\epsilon_r'' = 1.0$ , 和  $2.0$  时, 使  $f = 10\text{GHz}$  的信号衰减  $40\text{dB}$  的样品厚度分别为  $7.62\text{cm}$  和  $3.82\text{cm}$ 。基于以上计算, 实验样品厚度取为  $10\text{cm}$ , 正好等于一个波导段的长度。

样品材料的选择: 为达到上述第 (2), (3) 两条要求, 决定采用石蜡, 石墨, 石膏混和物作材料。这是考虑到石蜡与石膏本身的介电常数都比较大, 石蜡便于成形, 石膏使样品保持大一点硬度, 加入石墨是考虑它有一定的导电性, 从而能得到要求的衰减率。经波导法对各种配方的样品测试, 最后采取石蜡: 石墨: 石膏之比为  $2.38: 1: 1.8$  重量比的方案, 其成型, 硬度, 衰减率均能达到要求。

测试系统框图 (图 3)。其中信号源为 HP8671B, 接收机用 Atlanda 1780 微波相幅接收机, 其幅度精度为  $0.1\text{dB}$ , 位相精度为  $0.1^\circ$ , 钢架支撑喇叭的钢臂长度为  $1.6\text{m}$ , 对水平面倾角每  $5$  度可调, 角锥喇叭方向有两个转动自由度, 其波束  $3\text{dB}$  半宽实测值为  $9^\circ$  (E 面和 H 面)。

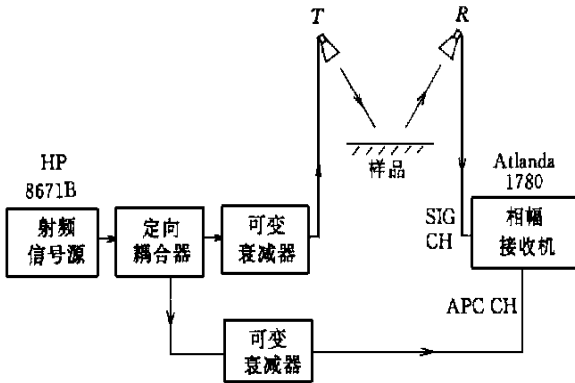


图 3 测试系统框图

Fig.3 Sketch of the measurement system

### 3 实验方法及结果

上述 Kirchhoff 积分中, 若取所有的  $\theta' \approx \theta_0$  则  $I \approx -2R_{\perp} \cos \theta_0$ , 并可提到积分号外。对平行极化波也有类似规律, 为简明起见公式不再罗列。这说明系统几何结构不变, 仅样品物理特性变化时, 反射场之比可近似为 Fresnel 反射系数之比。计算结果表明, 在  $\theta_0 = 15^\circ$  用 Kirchhoff 公式对 10 个 Fresnel 带计算所得的对石蜡样品的反射场与对金属的反射

场之比, 与和 Fresnel 反射系数计算所得的此两种样品的反射场之比相比较, 幅度比与位相差的差别均在  $1\%$  以下, 因而用 Fresnel 反射系数之比代替反射场之比是可行的, 这就是应用比较法 (金属板定标法) 的基础。

在系统几何位置不变的条件下, 设对两种不同材料的样品测得的场强振幅比为  $\left| \frac{E_1}{E_2} \right|$ , 位相之差为  $\varphi_2 - \varphi_1$ , 则两样品的反射系数  $R_1$  和  $R_2$  近似有:

$$R_1 \approx R_2 \left| \frac{E_1}{E_2} \right| e^{j(\varphi_2 - \varphi_1)} \quad (4)$$

实测中, 取第 1 样品为待测样品, 第 2 样品为金属板。由于金属板的反射系数  $e^{j\pi}$  已知, 由上式求出样品的反射系数后, 即可反推介电常数。例如对平行极化, 则有:

$$\epsilon_r = \frac{(1 + R_{\parallel})^2}{2(1 - R_{\parallel})^2 \cos^2 \theta_0} \left[ 1 + \sqrt{1 - 4 \frac{(1 + R_{\parallel})^2}{(1 - R_{\parallel})^2 \cos^2 \theta_0 \sin^2 \theta_0}} \right] \quad (5)$$

比较法的优点是需测量的仅为相对量 (幅度之比, 位相之差), 可免去雷达方程中诸如距离, 功率, 增益, 相位中心, 方向图等量的测量, 容易测量且反演简单。但此方法需保证两样品的反射面高度严格相同, 或有精确的高度或相位修正量。

在  $15^\circ$  入射角下分别用垂直极化和平行极化作过多次测量, 其中各有 2 次对高度面修正量采取实测的方法, 数据如下:

极化方式	次数	测量结果		反演结果	
		$ R $	$\Delta\varphi (R)$	$\epsilon_r'$	$\epsilon_r''$
垂直极化	1	0.578	$2.0^\circ$	12.96	1.57
	2	0.576	$2.9^\circ$	12.54	2.21
	平均			12.75	1.89
平行极化	1	0.531	$4.8^\circ$	10.89	2.73
	2	0.526	$4.3^\circ$	10.62	2.36
	平均			10.71	2.54

双极化法则是用一个倾斜喇叭同时发出等幅的平行极化波和垂直极化波, 分别接收这两种不同极化波镜向反射的幅度和位相。设测得它们接收场的复数比为  $A$ , 则可反推得介电常数为:

$$\epsilon_r = \frac{\sin^4 \theta_0 (1 - A)^2}{\cos^2 \theta_0 (1 + A)^2} + \sin^2 \theta_0 \quad (6)$$

双极化法的原理和实验技巧将于另文细述<sup>1)</sup>

1) 陈志雨, 周冬青, 双极化位相法测量半空间介质介电常数 (待发表)

下表列出它与金属板定标法及波导长试样法对上述样品的测试结果比较：

测试方法	方式	样品	测试结果	
			$\epsilon_r'$	$\epsilon_r''$
空间波法	金属板定标法 (平行极化)	135cm×105cm×10cm	10.71	2.54
	双极化法	长方块	10.03	2.45
波导法	长试样法	实验室 D 石蜡配	12.2	2.2
		厂蜡厂石蜡配	8.2	2.1

由表看出平行极化金属板定标法与双极化法的结果吻合得较好。波导长试样法的结果与它们有 20% 以内的差别，分析原因为石蜡板有一定的不均匀性，取样的部分可能与总体效应有些差别。

#### 4 金属板定标法与长试样法的原理对照

长试样法是波导中测量损耗较大介质介电常数的一种传统方法，所谓“长”试样，即长到使试样终端的反射波抵达输入端之前便全部被衰减。其测试公式为<sup>[6]</sup>：

$$\epsilon_r = \left[ \frac{\lambda_0}{\lambda_c} \right]^2 + \left[ 1 - \left[ \frac{\lambda_0}{\lambda_c} \right]^2 \right] \left[ \frac{\rho - j \tan \frac{2\pi D}{\lambda_g}}{1 - j \rho \tan \frac{2\pi D}{\lambda_g}} \right]^2 \quad (7)$$

其中  $\lambda_0$ ,  $\lambda_g$ ,  $\lambda_c$  分别为自由空间波长、波导波长和临界波长， $\rho$  为驻波系数， $D$  为第一个驻波最小点到试样输入端面的距离，它由与金属短路板比较测出。

注意式中，量  $\rho$  和  $D$  与端面反射系数  $\Gamma$  的幅度  $|\Gamma|$ 、相角  $\varphi(\Gamma)$  有下列关系

$$\rho = \frac{1 + |\Gamma|}{1 - |\Gamma|}, \frac{2\pi D}{\lambda_g} = \varphi(\Gamma)/2 \quad (8)$$

不难发现以上金属板定标法本质上就是自由空间中的长试样法。第 1，这两种方法的样品的厚度都使波在一个来回距离全部衰减完。第 2，测试方法都是比较样品与金属板的反射来求得样品的反射系数，只不过空间法中测量的是行波，用相幅接收机通过测量场的振幅和位相来直接测定，而波导法测量的是驻波，间接地通过测定驻波比和驻波最小点位置来得到反射系数。

可推出波导中长试样的反射系数为：

$$\Gamma = \frac{\sqrt{1 - \left[ \frac{\lambda_0}{\lambda_c} \right]^2} - \sqrt{\epsilon_r - \left[ \frac{\lambda_0}{\lambda_c} \right]^2}}{\sqrt{1 - \left[ \frac{\lambda_0}{\lambda_c} \right]^2} + \sqrt{\epsilon_r - \left[ \frac{\lambda_0}{\lambda_c} \right]^2}} \quad (9)$$

令  $\lambda_c \rightarrow \infty$ ，则

$$\Gamma \rightarrow \frac{1 - \sqrt{\epsilon_r}}{1 + \sqrt{\epsilon_r}} \quad (10)$$

它正是自由空间垂直入射的 Fresnel 反射系数。

波导中长试样的反射系数与自由空间垂直入射时比较，其模值略大而幅角略小，但对斜入射时则依赖于入射角。

#### 5 讨论

由于有限的传播距离和有限的波束宽度，本空间波法有一定的方法误差，它来源于以 Fresnel 反射系数之比近似代替真实反射场之比。经用 Kirchhoff 公式结合样品面积计算，在  $15^\circ$  入射角时此误差是非常小的，其幅度和位相误差均小于 1%，而对较大的入射角，此误差将增加，故在金属板定标法采用了  $15^\circ$  入射角。但对双极化法来说，由于  $R_{||}/R_{\perp}$  的相角在小入射角时应有值太小，从减小测量误差的角度，采用了  $60^\circ$  的入射角。

本系统样品面积以外物体的反射干扰及喇叭直接耦合的幅度均低于信号 40dB，位相影响小于  $0.2^\circ$ ，这些都不是此实验主要的误差来源。

高度面误差是金属板定标法主要的误差来源。实验用厚度为 2.4mm，面积与样品面积相同的铝板定标。由于铺上铝板后反射面高度增加，引起波程差从而位相的改变。用两种方法进行过位相的修正：(1) 计算法：相位修正量由波程差  $2d \cos \theta_0$  算出 (2) 实测法：将铝板置于另一块同面积的铝板上测出。

以入射角  $15^\circ$  情况为例，计算法的相位修正量为  $55.6^\circ$ 。实测法：垂直极化时为  $54.6^\circ - 55.2^\circ$ ，平行极化时为  $53.6^\circ - 54.0^\circ$ 。现在认为实测法更可靠些。由于从实测看平行极化波的相位修正量的误差范围相对比垂直极化波小，而其相位差应有值又比垂直极化波大，故其相角测量的准确度应好一些。从反演结果来看，也是平行极化波的结果比垂直极化波更接近于其它方法的结果，于是我们有理由认为金属板定标法中用平行极化比用垂直极化好。

对平行极化而言, 其位相测量的误差估计有  $0.6^\circ$  左右 (主要由金属板的平坦度及仪器稳定度引起), 在实验的实际数据下, 位相  $0.6^\circ$  的测量误差将引起的结果误差  $\epsilon_r'$  为 1% 以内,  $\epsilon_r''$  为 12% 左右, 位相测量误差主要对  $\epsilon_r''$  的结果产生影响。一般地说, 用位相法测量介电常数的难度是较高的, 它不但需要有精确的可测位相的仪器, 而且实验中诸多因素都很容易引起位相的变化。所幸的是, 由 (5) 式结合实际测量数据的分析表明, 介电常数的实部对测试场位相的变化并不敏感, 测试场位相的变化主要影响介电常数的虚部而且仅产生同量级的相对误差, 因而本实验的反演结果是相当稳定的。这也证明在空间波法中采用位相测量是可行的, 它测试和反演方法简单, 稳定性和可靠性比较好, 几乎没有结果跑飞的现象, 对样品的介电常数的范围也没有什么限制。金属板定标法缺点是每次测试都摆一次金属板, 若作为野外测量仍显不便, 从实地测量的角度, 则采用双极化法更好。

## 参 考 文 献

[1] Shimabukuro *et al.* · A Quasi-Optical Method for Measuring

the Complex Permittivity of Materials, *IEEE - MTT*, 1984, 32 (7) .

[2] Tapley · Optical Methods for the Measurement of Complex Dielectric and Magnetic Constants at Centimeter and Millimeter Wavelengths · *IRE - MTT*, 1954, (3) .

[3] Bretenoux *et al.* · Turnstile Reflecto-polarimeter Using the Principal Incidence Method; Determination of Permittivities Up to  $1200^\circ\text{C}$  and Industrial Applications · *IEEE - MTT* 1983, 31 (5) .

[4] 黄 杨, 扬习荣, 耿淮滨 · 土壤含水量及其微波反射特性关系的研究 · 环境遥感, 1986, 1 (2) .

[5] Ruck, Barrick Stuart, Krichbaum, Radar Cross Section Handbook · 1970.

[6] 周清一 · 微波测量技术 · 国防工业出版社, 1964.

## 作 者 简 介

陈志雨, 男, 1945 年 5 月生, 研究员。1968 年毕业于北京大学物理系物理专业, 1981 年毕业于中国科学院研究生院无线电物理专业。现从事电磁场理论与电波传播方面的研究, 曾在国内外学术刊物和会议上发表过文章 20 余篇。

## Results and Contrasts of Space Wave and Long Sample Methods Measuring the Dielectric Constants

Chen Zhiyu Li Anlai Zhou Dongqing

(Institute of Electronics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080)

**Abstract** The dielectric constant of a board simulating the medium in half space is measured in the laboratory using the space wave method including the metal-scaling method and the dual polarization method. The experiment is performed in X frequency range, the amplitudes and the phases of the received fields are measured simultaneously. The dielectric board consists of paraffin, plaster and graphite. First, the scattered fields by different Fresnel zones in the board are calculated by Kirchhoff formula. It is concluded that the area larger than 10 Fresnel zones can be approximately regarded as infinitely large. The thick of the board is determined by the attenuation coefficient of the electromagnetic waves. After repeatedly measuring the dielectric constants in the waveguide for different prescriptions, the weight ratio in the board is chosen as paraffin: plaster: graphite = 2.38: 1: 1.8, in which case the attenuation is desired. The thickness and the area of the board are chosen as 10cm and  $135\text{cm} \times 105\text{cm}$ . The experiment frequency is 9.965GHz, the 3dB half width of the wave beam is  $9^\circ$ . The microwave receiver (Atlanda 1780) receives the phases and amplitudes of the reflected fields in the specular direction. In the metal-scaling method, transmitting and receiving are performed in a same polarization, the reflection coefficient of the medium is obtained by comparing the phases and amplitudes of the fields reflected by the medium board and a metal board, then the permittivity is deduced from the reflection coefficient. The incident angle is adopted as  $15^\circ$  in the metal-scaling method, the measurements indicate that the results using par-

allel polarization is better than that using vertical polarization. In the dual polarization method, however, the incident angle is taken to be  $60^\circ$ , a wave with both vertical and parallel polarizations is transmitted by an inclined horn, the amplitude and the phase of the reflected field in the specular direction is received for each polarization respectively. A simple formula to deduce the dielectric constant from the amplitude ratio and phase difference of these two polarizations is given in the paper. The measurements indicate that the result of dual polarization method agree well with that of the metal-scaling method using parallel polarization. The measured result of the long sample method in the waveguide has a little difference (less than 20%) with their results, which originates from the inevitable difference between the sample part and the whole board. From the contrast with the long sample method in the waveguide, it is found that our metal-scaling method is intrinsically a long sample method in the free space. The paper also gives the corresponding formulas for the waveguide to the free space. The paper analyses the errors of the phase measurement in the metal-scaling method which mainly come from the flatness of the metal board and the stability of the instruments. In the experiment the real part of the permittivity is not sensitive to the phase error, the imaginary part only have a relative error of the same order with the phase error, thus the results of the experiment are rather stable, which verifies the feasibility of the phase method. Both the metal-scaling and the dual polarization methods have the advantages that the measurements and the inverse formulas are simple and the results are stable. But for the purpose of on-site measurements, the dual polarization method is better.

**Key words** Space waves, Long samples, Dielectric constant, Phase method, Specular reflection, X frequency range