

基于微波透射法的金属薄膜方块电阻测量理论及其应用

王露 叶鸣 赵小龙 贺永宁

Theory and verification of a microwave transmission method of measuring sheet resistance of metallic thin film

Wang Lu Ye Ming Zhao Xiao-Long He Yong-Ning

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 66, 208801 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.208801

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.208801>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I20>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

等离子体辅助平板波导的传输特性及应用研究

Transmission characteristics and potential applications of plasmon-assisted parallel-plated waveguide

物理学报.2015, 64(7): 078402 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.078402>

光子晶体高功率微波模式转换器设计

Design of a metallic photonic crystal high power microwave mode converter

物理学报.2014, 63(1): 018401 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.018401>

矩形槽同轴布拉格结构的模式匹配分析方法及实验验证

Mode-matching analytic method of a coaxial Bragg structure corrugated with rectangular ripples and its experimental verification

物理学报.2013, 62(20): 208402 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.208402>

X波段过模弯曲圆波导 TM_{01} - HE_{11} 模式变换器研究

Investigation of an X-band over-moded bent circular waveguide TM_{01} - HE_{11} mode converter

物理学报.2013, 62(7): 078401 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.078401>

认知无线网络中提高传输层端到端吞吐率的跨层参数配置

Crosslayer parameter configuration for TCP throughput improvement in cognitive radio networks

物理学报.2013, 62(3): 038804 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.038804>

基于微波透射法的金属薄膜方块电阻 测量理论及其应用*

王露 叶鸣[†] 赵小龙 贺永宁

(西安交通大学微电子学院, 西安 710049)

(2017年4月19日收到; 2017年6月19日收到修改稿)

依据矩形波导基模的场分布表达式和电磁边界条件, 解析推导了插入金属薄膜后的矩形波导透射系数, 建立了考虑介质衬底影响的金属纳米薄膜微波透射系数仿真计算方法及其方块电阻的微波测量方法. 运用全波电磁仿真方法对金属纳米薄膜方块电阻的微波测量装置进行了仿真验证, 结果表明透射系数幅度与方块电阻的对数之间呈线性关系. 采用磁控溅射工艺分别在高阻硅和玻璃两种介质衬底表面制备了不同方块电阻值的银薄膜, 并测量其微波透射系数. 实测结果表明, 提出的方法适用于方块电阻阻值为0.05—0.5 Ω/square 的金属薄膜. 研究结果对于微纳制造领域的导电薄膜方块电阻表征具有参考价值.

关键词: 矩形波导, 金属纳米薄膜, 透射系数, 方块电阻

PACS: 88.80.hp, 84.40.Az, 84.37.+q, 73.61.-r

DOI: 10.7498/aps.66.208801

1 引言

随着纳米科技的快速发展, 各种导电薄膜材料已经成为国内外研究热点并在相关领域获得了广泛应用, 譬如集成电路、透明电极、电磁屏蔽层、微波电路、太阳能电池和微机电系统^[1-5]. 在诸多应用领域中, 方块电阻是表征导电薄膜特性的关键参数之一^[6-8]. 因此, 方块电阻测试成为导电薄膜材料研发中必不可少的表征手段之一.

导电薄膜材料的方块电阻定义为 $R_s = \rho/h$, 其中 ρ 为薄膜材料电阻率, h 为薄膜厚度. 方块电阻的传统测量方法是四探针法, 至今仍广泛使用. 尽管近年来陆续提出了若干改进型四探针法^[9], 但是基本工作原理仍然相同, 即通过施加两组电压激励并测量对应的两组电流值来获取薄膜材料的方块电阻. 电压的施加与电流的测量均依靠与薄膜材料直接接触的探针来实现. 因此, 测量方块电阻的四探

针法本质上是一种有损测量法.

随着电磁无损探测技术的发展, 近年来人们提出了多种薄膜材料方块电阻的无损探测方法^[10], 包括涡流法^[11]、传输线法^[12]、谐振法^[13]以及微波探针法等^[14]. 涡流法的基本原理如下: 在激励场作用下, 待测薄膜中感应出与薄膜自身特性相关的涡流场, 通过外部线圈检测产生的涡流场, 以此实现对薄膜特性的检测. 这类方法的不足之处在于检测结果在一定程度上受线圈与待测薄膜间距的影响, 从而增加了测量的不确定度^[15]. 传输线法基于待测薄膜对传输线散射参数的影响来实现薄膜特性的检测. 文献^[12]通过测量介质波导传输特性(工作频率为130 GHz), 实现了对镍铬合金薄膜方块电阻的测量. 谐振腔法测量方块电阻的基本原理是以待测薄膜为腔体壁的一部分, 通过测量腔体 Q 值的变化实现薄膜方块电阻的检测. 例如, 文献^[16]利用介质加载的圆柱谐振腔实现了石墨烯材料的方块电阻测量. 微波探针法与涡流法具有类似原

* 国家自然科学基金(批准号: 61501364)资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: yeming057@mail.xjtu.edu.cn

理——将探针靠近待测薄膜并测量由此引起的探针谐振器的频率偏移及品质因子变化,从而获取待测薄膜的方块电阻^[17].

在上述几种适用于微波/毫米波频段的方块电阻测量方法中,传输线法^[18]具有更易实现宽频测量、测试装置相对简单等优点.然而,文献^[12]中报道的介质波导法难以在较低的微波频段(比如厘米波段)实现.虽然文献^[19, 20]推导了矩形金属波导中导电薄膜的透射系数,并经过化简后得到了方块电阻与透射系数依赖关系的解析表达式,但是忽略了介质衬底的影响,并且要求待测金属薄膜与波导横截面尺寸相匹配,使得该方法应用场合有限,特别是难以应用于无损检测或在线检测领域.

为了评估介质衬底对微波透射系数的潜在影响,本文从电磁边界条件出发,通过求解媒质分界面场量的联立方程组,得到了透射系数的显式表达式,并通过全波电磁仿真进行了验证;同时,仿真分析了待测薄膜插入波导法兰之间形成的三明治式测试结构,并通过测量玻璃、硅两种介质衬底表面银薄膜的透射系数,对理论及仿真结果进行了实验验证,证实了基于波导的金属薄膜方块电阻测量方法的可行性.

2 金属薄膜透射系数理论分析

在封闭的矩形波导内,金属薄膜填充尺寸恰为波导横截面,且薄膜带有起支撑作用的介质衬底,其电磁模型如图1所示.当微波从左侧波导入射并从右侧波导出射时,将依次在空气-金属、金属-介质、介质-空气三个界面上发生反射和透射现象;与

此同时,还会在金属、介质内部产生一定的损耗.这些因素的综合作用效果决定了微波透射系数.

求解图1所示模型的微波透射系数的主要思路如下:依据矩形波导边界条件和麦克斯韦方程,可以得到矩形波导内的电磁场分布;通过引入媒质分界面处切向场分量的连续性条件,可以得到一组场量的线性方程组,最终得到图1模型中各区域内场量间的相互关系;通过关联两端空气区域的场量关系,可获得金属及其介质衬底的微波透射系数.材料参数通过复传播常数引入方程组,从而建立材料参数与透射系数间的依赖规律.为方便起见,推导过程中忽略了波导壁和空气介质的损耗,并假设波导工作模式为基模(TE₁₀)模式.

矩形波导中,基模(TE₁₀)的电场、磁场分布满足如下关系(矩形波导的横截面为xy平面,电磁波沿z轴方向传播)^[21]:

$$\begin{cases} H_z = A_{10} \cos \frac{\pi x}{a} \exp(-\gamma z), \\ E_y = \frac{-j\omega\mu a}{\pi} A_{10} \sin \frac{\pi x}{a} \exp(-\gamma z), \\ H_y = \frac{\gamma a}{\pi} A_{10} \sin \frac{\pi x}{a} \exp(-\gamma z), \\ E_x = E_z = H_x = 0, \end{cases} \quad (1)$$

式中下标x, y, z表示电磁场的方向, A₁₀表示基模的幅度系数, a为波导宽度, μ为磁导率, γ为复传播常数, ω为角频率.依据电磁场理论,在媒质分界面处切向电场E_y、磁场H_x满足连续性条件.于是,对于空气-金属、金属-介质及介质-空气界面分别有

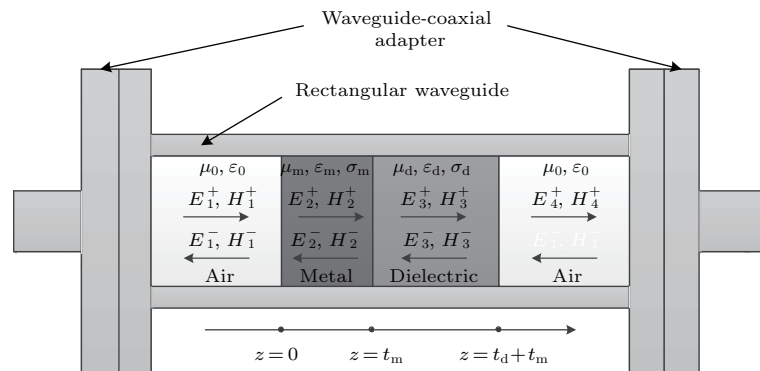


图1 矩形波导 TE₁₀ 模式入射带介质衬底金属薄膜示意图

Fig. 1. Schematic of rectangular waveguide TE₁₀ mode transmitting through a metal film with dielectric substrate.

$$\begin{cases} E_1^+ + E_1^- = E_2^+ + E_2^-, \\ H_1^+ - H_1^- = H_2^+ - H_2^-, \end{cases} \quad (2)$$

$$\begin{cases} E_2^+ \exp(-\gamma_2 t_m) + E_2^- \exp(\gamma_2 t_m) \\ = E_3^+ \exp(-\gamma_3 t_m) + E_3^- \exp(\gamma_3 t_m), \\ H_2^+ \exp(-\gamma_2 t_m) - H_2^- \exp(\gamma_2 t_m) \\ = H_3^+ \exp(-\gamma_3 t_m) - H_3^- \exp(\gamma_3 t_m), \end{cases} \quad (3)$$

$$\begin{cases} E_3^+ \exp[-\gamma_3(t_m + t_d)] + E_3^- \exp[\gamma_3(t_m + t_d)] \\ = E_4^+ \exp[-\gamma_1(t_m + t_d)], \\ H_3^+ \exp[-\gamma_3(t_m + t_d)] - H_3^- \exp[\gamma_3(t_m + t_d)] \\ = H_4^+ \exp[-\gamma_1(t_m + t_d)], \end{cases} \quad (4)$$

式中 E 表示电场, H 表示磁场, 下标 1, 2, 3, 4 分别表示左侧空气、金属、介质和右侧空气区域, 上标 +, - 分别表示传输方向和反射方向, t_m, t_d 分别为金属和介质衬底区的厚度, $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ 分别为空气、金属薄膜、介质衬底区域的复传播常数. 在边界条件(2)–(4)式中, 由于磁场、电场与传播方向满足右手定则, 所以反射磁场与入射磁场具有相反的方向, 因此在上述磁场边界方程中, 符号由正号变为负号.

联立(2)–(4)式, 求解方程组可以得到功率透射系数幅度为

$$T = \left| \frac{E_4^+}{E_1^+} \right|^2 = \left| \frac{4G_T}{(A_T + B_T)E_T + (C_T + D_T)F_T} \right|^2, \quad (5)$$

式中

$$\begin{aligned} A_T &= \exp[-(\gamma_1 + \gamma_2 + 2\gamma_3)t_m - \gamma_1 t_d] \\ &\quad \times \left(1 + \frac{\mu_3 \gamma_1}{\gamma_3 \mu_1}\right) \left(1 + \frac{\mu_2 \gamma_3}{\gamma_2 \mu_3}\right), \\ B_T &= \exp[-(\gamma_3 + \gamma_1 + \gamma_2)t_m - (\gamma_3 + \gamma_1)t_d] \\ &\quad \times \left(1 - \frac{\mu_3 \gamma_1}{\gamma_3 \mu_1}\right) \left(1 - \frac{\mu_2 \gamma_3}{\gamma_2 \mu_3}\right), \\ C_T &= \exp[-(\gamma_1 + 3\gamma_2 + 2\gamma_3)t_m - \gamma_1 t_d] \\ &\quad \times \left(1 + \frac{\mu_3 \gamma_1}{\gamma_3 \mu_1}\right) \left(1 - \frac{\mu_2 \gamma_3}{\gamma_2 \mu_3}\right), \\ D_T &= \exp[-(\gamma_1 + 3\gamma_2 + \gamma_3)t_m - (\gamma_3 + \gamma_1)t_d] \\ &\quad \times \left(1 - \frac{\mu_3 \gamma_1}{\gamma_3 \mu_1}\right) \left(1 + \frac{\mu_2 \gamma_3}{\gamma_2 \mu_3}\right), \\ E_T &= 1 + \frac{\mu_1 \gamma_2}{\gamma_1 \mu_2}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} F_T &= 1 - \frac{\mu_1 \gamma_2}{\gamma_1 \mu_2}, \\ G_T &= \exp(-2\gamma_2 t_m - \gamma_3 t_m). \end{aligned} \quad (6)$$

下面考虑各区域的复传播常数, 进而考察材料参数对透射系数的影响. 对于 TE_{10} 模式, 矩形波导的复传播常数为

$$\gamma = j\sqrt{k^2 - k_c^2} = j\sqrt{\omega^2 \mu \epsilon - \pi^2/a^2}, \quad (7)$$

式中 $k_c = \sqrt{\pi^2/a^2}$ 为截止波数. 媒质的复介电常数为

$$\begin{aligned} \epsilon &= \epsilon_0 \epsilon_r (1 - j \tan \delta) \\ &= \epsilon_0 \epsilon_r \left(1 - j \frac{\omega \epsilon'' + \sigma}{\omega \epsilon'}\right) = \epsilon' - j \epsilon'', \end{aligned} \quad (8)$$

式中 ϵ_0, ϵ_r 分别为真空介电常数和相对介电常数, σ 为电导率, 定义损耗角正切为 $\tan \delta = (\omega \epsilon'' + \sigma)/(\omega \epsilon')$, 实介电常数为 $\epsilon' = \epsilon_0 \epsilon_r$. 在一般情况下, 损耗可以通过复数 $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r (1 - j \tan \delta) = \epsilon' - j \epsilon''$ 取代实数 ϵ 得到. 对于空气区域, 可忽略复介电常数的虚部并将其相对介电常数近似为 1, 则空气区域传播常数为

$$\gamma_1 = \sqrt{(\pi/a)^2 - \omega^2 \mu_0 \epsilon_0}. \quad (9)$$

类似地, 通过近似简化后, 可以得到金属区域和介质区域的传播常数分别为

$$\gamma_2 = \sqrt{\pi^2/a^2 - \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r + j \omega \mu_0 \sigma}, \quad (10)$$

$$\gamma_3 = \sqrt{\pi^2/a^2 - \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r (1 - j \tan \delta)}. \quad (11)$$

至此, 结合(5)式、(9)–(11)式即可计算图1所示模型的透射系数. 为评估介质衬底对透射系数幅度的影响, 依据表1中列出的四种常见介质衬底参数计算金属薄膜的方块电阻对透射系数的影响规律, 结果如图2所示. 计算时, 矩形波导为标准的WR75波导(宽边长度为19.05 mm), 计算频点为13.65 GHz, 介质衬底厚度分别为0.5和1.1 mm, 金属薄膜电导率从1 MS/m线性增至60 MS/m, 薄膜厚度从10 nm线性增至1000 nm. 由图2可见: 对于不同厚度及电导率的金属薄膜, 其方块电阻与透射系数幅度之间存在良好的一一对应关系; 当金属薄膜的方块电阻 R_s 从0.02 Ω/square 增至1 Ω/square 时, 透射系数幅度从-85 dB递增至-45 dB; 透射系数幅度随介质衬底的相对介电常数增加而增加, 当衬底厚度较小时, 衬底对透射系数的影响较小(图2(a)中插图). 因此, 理论计算表

表1 介质衬底材料参数
Table 1. Material parameters of dielectric substrate.

| 材料 | ϵ_r | $\tan \delta$ |
|---------------|--------------|---------------|
| 玻璃 | 4.82 | 0.0054 |
| 硅 | 11.90 | 0.0040 |
| 熔融石英 | 3.78 | 0.0001 |
| 氧化铝(纯度 99.5%) | 9.90 | 0.0003 |

明可以通过测量金属薄膜透射系数幅度来间接获取其方块电阻, 这与文献[19,20]中不考虑介质衬底

时的结论是一致的. 与此同时, 图2结果还表明介质衬底对透射系数幅度有一定的影响(尤其是在衬底较厚时, 如图2(b)所示), 因此利用透射系数测量进行金属薄膜方块电阻表征时需要考虑衬底的影响.

实际上, 如果考虑到常见金属材料的传播常数 γ_2 远大于介质和空气的传播常数 γ_1, γ_3 , 则可将(5)式的透射系数简化为

$$T = \left| \frac{\gamma_1}{\gamma_2} \frac{8/[1 - \exp(-2\gamma_2 t_m)]}{\{(1 + \gamma_1/\gamma_3) \exp[\gamma_2 t_m + (\gamma_3 - \gamma_1) t_d] + (1 - \gamma_1/\gamma_3) \exp[\gamma_2 t_m - (\gamma_3 + \gamma_1) t_d]\}} \right|^2. \quad (12)$$

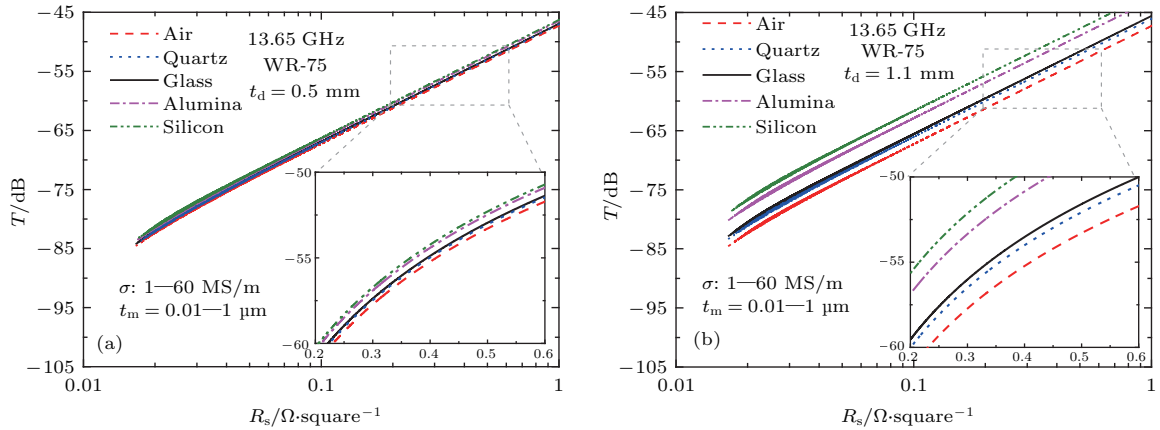


图2 (网刊彩色) 使用不同介质衬底材料时金属薄膜方块电阻对透射系数幅度影响的理论计算结果 (a) 衬底厚度为 0.5 mm; (b) 衬底厚度为 1.1 mm

Fig. 2. (color online) Theoretical calculation results of dependence of the transmission coefficient on the sheet resistance when different dielectric substrates are used: (a) Thickness of substrate is 0.5 mm; (b) thickness of substrate is 1.1 mm.

如果忽略衬底的影响, 透射系数幅度可进一步简化为

$$T = \left| \frac{\gamma_1}{\gamma_2} \frac{4}{\exp(\gamma_2 t_m) - \exp(-\gamma_2 t_m)} \right|^2. \quad (13)$$

假设(13)式中 $\gamma_2 t_m \ll 1$, 则对指数项进行泰勒展开后得到

$$T = \left| \frac{2\gamma_1}{\omega\mu} \frac{1}{\sigma t_m} \right|^2 = \left| \frac{2\gamma_1}{\omega\mu} R_s \right|^2. \quad (14)$$

由此可见, 透射系数幅度与金属薄膜的方块电阻呈正比例关系.

按照与图2类似的计算过程, 利用简化后的(12)–(14)式分别计算透射系数幅度和方块电阻之间的关系, 并与(5)式计算结果进行对比, 结果如图3所示. 由图3可见, (5)式与(12)式的计算结果符合良好, 证明了近似简化的合理性; 同时, (13)式与(14)式的计算结果也符合良好, 表明在所取参数

条件下, 相应的简化近似也是合理的; 还可以看到, 引入介质衬底之后, 透射系数幅度略有增加, 再次证实衬底的影响不可忽略.

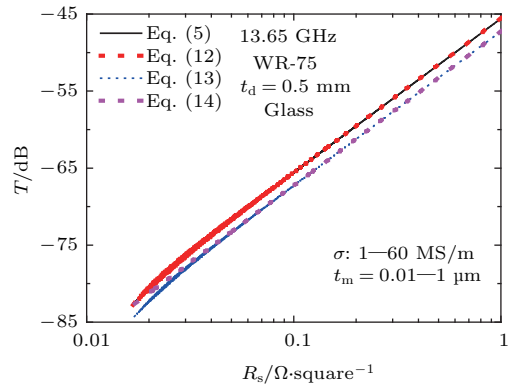


图3 (网刊彩色) 不同公式计算的透射系数幅度与方块电阻的关系

Fig. 3. (color online) Theoretical calculation results of dependence of the transmission coefficient on the sheet resistance for various formulas.

3 金属薄膜透射系数的全波电磁仿真

在前述理论推导中,为简化起见,模型中的金属薄膜及介质衬底的尺寸与矩形波导截面尺寸完全一致.为降低对样品尺寸的限制、提高测试方法的灵活性,提出图4所示测试结构.将待测样品嵌入波导法兰之间形成“法兰-待测样品-法兰”三明治式测试结构.采用该结构后,只要待测样品的尺寸大于矩形波导横截面尺寸即可(并不要求尺寸完全匹配),显著降低了对待测样品形状、尺寸的要求.然而,由于此时金属薄膜和介质衬底直接与波导外部相连,具有开放式的边界,所以其透射系数在一定程度上有别于图1中的理想模型.为评估开放边界引起的电磁辐射对金属薄膜透射系数的影响,采用全波电磁仿真方法对图4所示测试模型进行仿真分析,结果如图5所示.作为对比,图5中还给出了图1所示理想模型的解析计算结果(采用(5)式)以及全波仿真结果.仿真中,介质衬底是厚度为0.5 mm的玻璃.解析计算过程与图2类似,但扩展了薄膜的电导率、膜厚取值范围;全波仿真中,

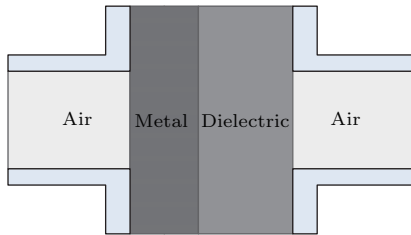


图4 仿真电磁模型示意图

Fig. 4. Schematic of electromagnetic model in simulation.

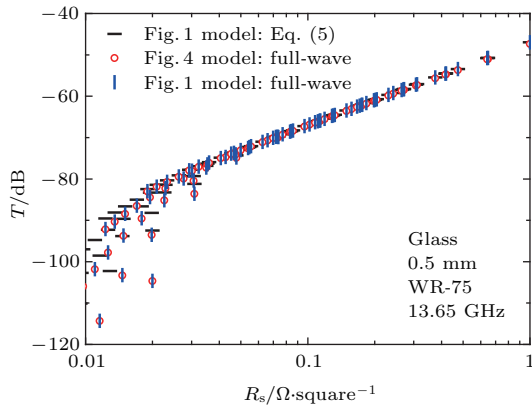


图5 封闭式边界和开放式边界的仿真结果与理论计算对比

Fig. 5. Comparison of results between the simulation and theoretical calculation for close boundary and open boundary.

薄膜厚度按对数线性扫描,范围为100—5000 nm,总样本数为10;电导率按线性扫描,范围为10—60 MS/m,总样本数为10.结果表明,在所取参数条件下,三明治式结构的透射系数与图1所示的理想结构几乎一致(当介质衬底厚度增加时,两种结构的透射系数差异也将增加);在0.05—1 Ω/square 的范围内,三明治结构的透射系数幅度仍与方块电阻保持良好的——对应关系,表明该结构可以用于金属薄膜方块电阻的测量;当方块电阻小于0.05 Ω/square 时,透射系数幅度与方块电阻间的一一对应关系不再成立,意味着通过透射系数测量方块电阻的方法不再适用.需要注意的是,在图2与图3的计算结果中,由于所选取的金属薄膜参数取值范围的缘故,透射系数幅度与方块电阻之间呈现良好的一一对应关系.

实际上,前述理论推导及全波仿真方法也适用于其他结构的微波传输线.为此,我们对氧化铝填充的矩形波导、同轴线、圆波导三种传输线结构进行了仿真分析.为使各传输线与标准的WR-75矩形波导工作于相近的频段,选取氧化铝填充的矩形波导宽度为6.1 mm,高度为3.05 mm;同轴线的内导体直径为7 mm,外导体直径为16 mm;圆波导的直径为17.475 mm.仿真中,衬底为0.5 mm厚的玻璃,选取若干金属薄膜厚度及电导率的组合,且均采用与图4相似的三明治结构.需要注意的是,对同轴传输线进行仿真时,同轴内导体在待测样品处被隔断,从而保证不同传输线之间可以使用相同规格的待测样品.如图6所示,当方块电阻大于0.05 Ω/square 时,透射系数与方块电阻的对数间满

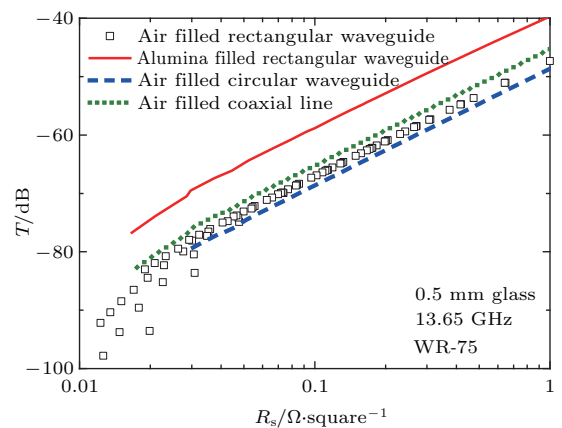


图6 同轴线、圆波导和填充氧化铝的矩形波导的仿真结果对比

Fig. 6. Simulation results from coaxial line, circular waveguide and alumina filled rectangular waveguide.

足良好的线性关系, 这意味着可以利用这三种传输线对方块电阻大于 $0.05 \Omega/\text{square}$ 的薄膜样品进行测试. 空气填充的同轴线、圆波导、矩形波导具有相近的透射系数, 且与介质填充的矩形波导相比均小 10 dB. 如果考虑矢量网络分析仪的测量不确定度随透射系数减小而增加, 那么介质填充的矩形波导比另外三种空气填充的传输线具有优势. 此外, 在相同的工作频段内, 介质填充的矩形波导的横截面面积仅为空气填充 WR-75 矩形波导的约 1/10 (如果使用相对介电常数更高的填充材料, 则横截面尺寸可进一步减小), 这意味着介质填充波导具有更高的空间分辨率.

最后, 在图 4 所示三明治结构基础上, 通过在待测金属薄膜与波导法兰之间引入空气间隙的方法, 仿真分析了使用波导对金属薄膜方块电阻进行

非接触测量的可行性. 仿真中, 金属薄膜的厚度从 500 nm 增至 2000 nm (电导率选取 0.5 MS/m), 空气间隙分别取 0, 0.1, 0.2, 0.3 mm, 待测样品面积为 $38 \text{ mm} \times 38 \text{ mm}$, 介质衬底为 1.1 mm 厚的玻璃, 矩形波导仍然为标准的 WR-75 波导. 图 7 所示为 6—18 GHz 范围内的仿真结果 (图中也给出了仿真结构的示意图). 在矩形波导的工作频段内, 当空气间隙尺寸不大于 0.1 mm 时, 金属薄膜方块电阻的减小使透射系数幅度单调减小; 而当空气间隙尺寸超过 0.1 mm 时, 由于电磁泄漏的缘故, 透射系数幅度随方块电阻的变化不再具有单调规律. 由此可见, 所提出的方块电阻波导测量法具有实现非接触测量的潜力. 值得指出的是, 在非接触测量的情形下, 样品尺寸对测量结果有一定影响.

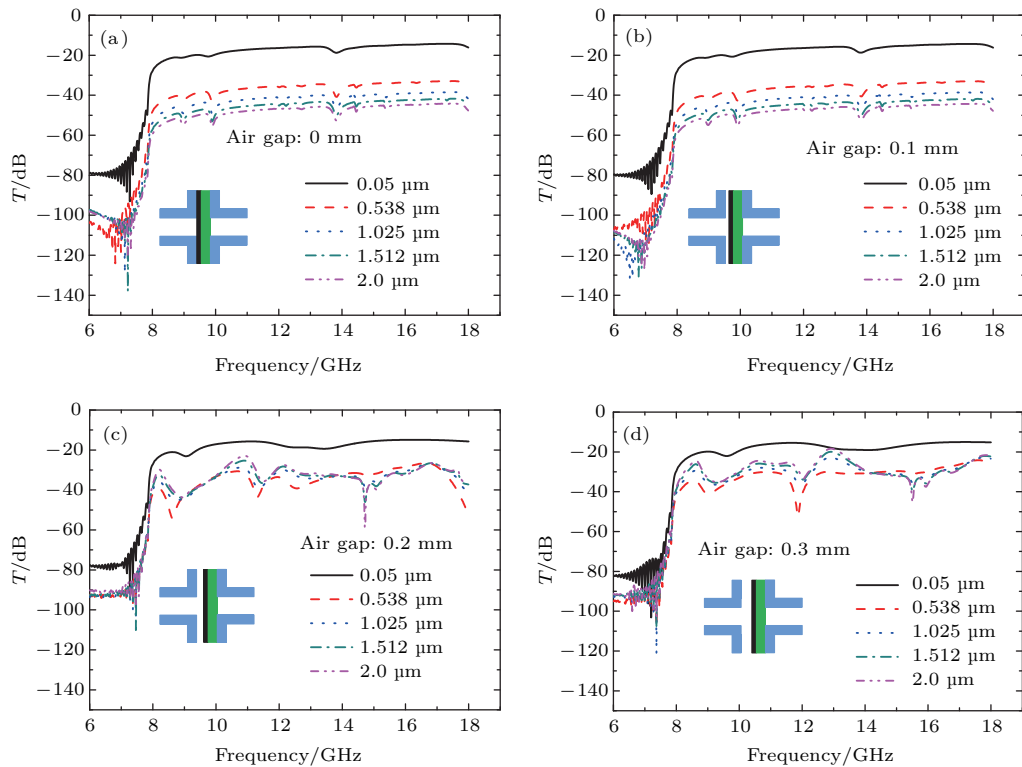


图 7 (网刊彩色) 波导法兰与金属薄膜之间的间隙 d 对透射系数的影响 (a) $d = 0 \text{ mm}$; (b) $d = 0.1 \text{ mm}$; (c) $d = 0.2 \text{ mm}$; (d) $d = 0.3 \text{ mm}$

Fig. 7. (color online) The influence of air gap d between waveguide flange and metallic thin film on the transmission coefficient: (a) $d = 0 \text{ mm}$; (b) $d = 0.1 \text{ mm}$; (c) $d = 0.2 \text{ mm}$; (d) $d = 0.3 \text{ mm}$.

4 实验验证与讨论

为了验证金属薄膜方块电阻的微波透射系数测量法, 采用磁控溅射工艺制备具有不同方块电

阻值的银薄膜样品. 所用介质衬底包括电子基玻璃 (厚度为 1.1 mm) 和 N 型高阻硅 (厚度为 0.4 mm, 电阻率大于 $3000 \Omega \cdot \text{cm}$). 磁控溅射工艺主要参数如下: 本底真空度约为 $3 \times 10^{-4} \text{ Pa}$, 基片转速约为 6 r/min, 氩气流量为 15 mL/min (标准状态), 溅射

气压约为1.0 Pa, 溅射功率为100 W, 预溅射时间为5 min. 所沉积银薄膜的厚度通过溅射时间加以控制. 作为对比, 采用标准的四探针法 (RTS-8, 广州四探针科技) 对待测样品的方块电阻进行测量, 在每个待测样品上均匀选取多个不同测试点, 并计算其均值和标准方差作为测量值及误差.

波导法测试中, 采用标准的WR-75矩形波导, 测试装置如图8所示. 透射系数的测量使用Agilent E5071 C网络分析仪完成, 测试频点选为13.65 GHz. 透射系数主要测试过程如下: 首先, 完成网络分析仪同轴端口校准后接入波同转换器, 在没有插入待测样品的条件下测量波导透射系数; 其次, 将待测样品插入波导法兰间并保持待测样品和波导法兰紧密接触, 再次测量透射系数; 最后, 以两次测量所得透射系数之差作为待测样品透射系数. 这一测量过程规避了波导自身损耗所带来的误差, 当不具备波导端口校准条件时, 该方法可有效提高测量精度. 对每个待测样品测量多次, 计算均值及标准方差作为测量值及误差.

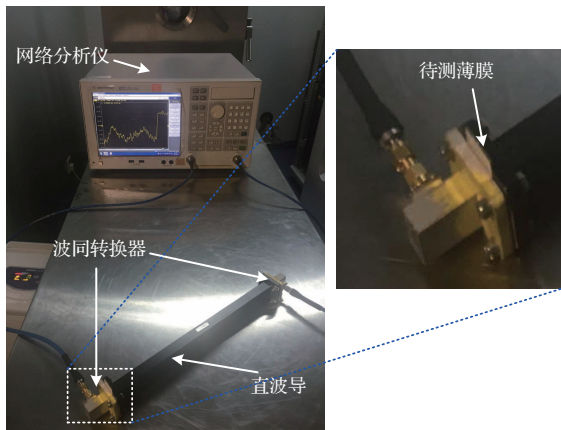


图8 微波传输法测量金属薄膜装置

Fig. 8. Experimental setup to measure sheet resistance by microwave transmission.

实验结果如图9所示, 图中圆点表示四探针法测得的方块电阻以及网络分析仪测得的透射系数幅度, 黑色实线表示全波仿真得到的方块电阻-透射系数关系. 制备的银薄膜样品的方块电阻阻值范围为0.02—1 Ω/square , 相应的透射系数幅度范围为-80—40 dB. 结果表明, 仿真得到的方块电阻与透射系数幅度之间的依赖关系与实测结果总体符合良好. 需要指出的是, 由于受实验条件限制, 金属纳米薄膜厚度不均匀、网络分析仪测量误差等因素导致实测结果与仿真结果仍存在一定误差.

为了能够更直观地由透射系数测量结果得到金属薄膜的方块电阻, 对图9(a)中的全波仿真数据进行拟合, 结果如下:

$$T = -814.5R_{S,m\Omega}^{-0.01133} + 707, \quad (15)$$

式中 $R_{S,m\Omega}$ 表示单位为 $\text{m}\Omega/\text{square}$ 的方块电阻阻值. 对于本文所用的玻璃衬底, 金属薄膜的方块电阻可由所测透射系数幅度计算得到, 计算公式为

$$R_{S,m\Omega} = \left(\frac{707 - T}{814.5} \right)^{\frac{-1}{0.01133}}. \quad (16)$$

类似地, 对图9(b)中的硅衬底仿真数据进行拟合可得

$$T = -176.3R_{S,m\Omega}^{-0.0734} + 58.33. \quad (17)$$

对于本文所用硅衬底, 金属薄膜的方块电阻可由所测透射系数幅度计算得到, 计算公式为

$$R_{S,m\Omega} = \left(\frac{58.33 - T}{176.3} \right)^{\frac{-1}{0.0734}}. \quad (18)$$

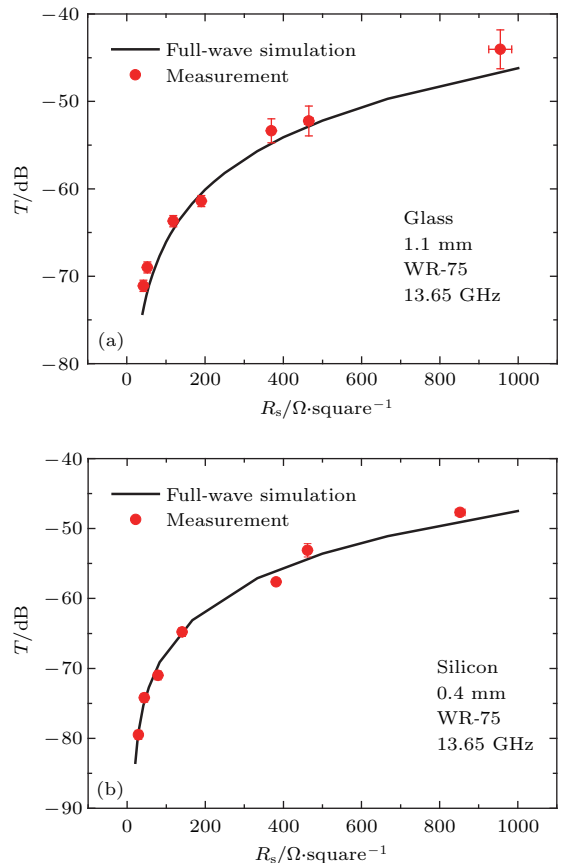


图9 衬底表面金属薄膜仿真与实测结果对比 (a) 玻璃衬底; (b) 硅衬底

Fig. 9. Comparison of metal film simulation and measurement for various dielectric substrates: (a) Glass substrate; (b) silicon substrate.

利用(16)式和(18)式及制备样品的透射系数幅度测量结果计算各样品的方块电阻值,并与四探针法所测值进行对比,结果如图10所示.通过测量金属薄膜透射系数所得的方块电阻与采用标准四探针法所得的方块电阻总体上符合良好,证实了采用透射系数法表征方块电阻的可行性.

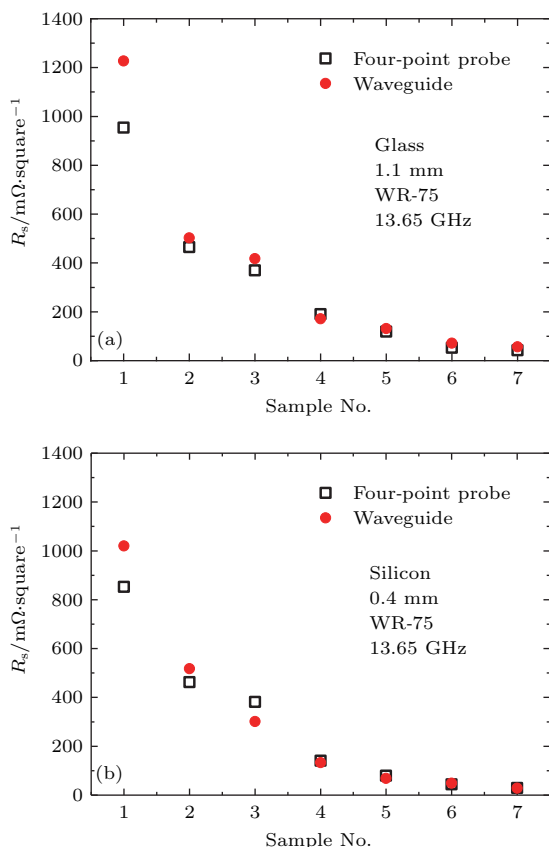


图10 利用透射系数得到的方块电阻与四探针法得到的方块电阻的对比 (a) 玻璃衬底; (b) 硅衬底

Fig. 10. Comparison of sheet resistance obtained by transmission coefficient and four-point probe: (a) Glass substrate; (b) silicon substrate.

5 结 论

本文研究了利用微波透射法测量金属薄膜方块电阻的可行性.从麦克斯韦方程和连续性边界条件出发,解析推导了金属薄膜方块电阻与透射系数之间的依赖关系,并与全波仿真结果进行了对比.利用磁控溅射工艺在硅、玻璃介质衬底上溅射沉积了不同厚度的银薄膜,并进行微波透射系数的测量.研究表明,当方块电阻阻值范围为

0.05—0.5 Ω/square时,利用微波透射系数的测量评估金属薄膜的方块电阻是可行的.

参考文献

- [1] Qu Z, Meng Y, Zhao Q 2015 *Front. Mech. Eng.* **10** 1
- [2] Hudaya C, Park J H, Lee J K 2012 *Nanoscale. Res. Lett.* **7** 17
- [3] Liu Y, Tan J 2013 *Prog. Elektromagn. Res.* **140** 353
- [4] Wang S, Divan R, Rosenmann D, Ocola L E, Sun J, Wang P 2013 *IEEE. Microw. Wirel. Co.* **23** 84
- [5] Pan Y L, Tai C C 2012 *IEEE. Trans. Magn.* **48** 347
- [6] Evseev S B, Nanver L K, Milosavljevic S 2012 *IEEE. Trans. Microw. Theory* **60** 3542
- [7] Krupka J, Usydus L, Koltuniak H 2012 *19th International Conference on Microwave Radar and Wireless Communications* Warsaw, Poland, May 21–23, 2012 p149
- [8] Das R, Goswami S, Borgohain R, Baruah S 2015 *International Conference on Energy, Power and Environment: Towards Sustainable Growth* Meghalaya, India, June 12–15, 2015 p1
- [9] Enderling S, Brown C L, Smith S, Dicks M H 2006 *IEEE. Trans. Semiconduct. M* **19** 2
- [10] Reznik A N, Demidov E V 2013 *J. Appl. Phys.* **113** 2026
- [11] Fan M B, Cao B H, Yang X F 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 7570 (in Chinese) [范孟豹, 曹丙花, 杨雪锋 2010 物理学报 **59** 7570]
- [12] Lee M H J, Collier R J 2005 *IEEE. Trans. Instrum. Meas.* **54** 2412
- [13] Jan K 2011 *Meas. Sci. Technol.* **22** 085703
- [14] Galin M A, Demidov E V, Reznik A N 2014 *J. Surf. Invest.* **8** 477
- [15] Li W, Wang H, Feng Z 2016 *Rev. Sci. Instrum.* **87** 045005
- [16] Shaforost O, Wang K, Goniszewski S, Adabi M, Guo Z 2015 *J. App. Phys.* **117** 024501
- [17] Wang Z, Kelly M A, Shen Z X, Shao L, Chu W K 2005 *Appl. Phys. Lett.* **86** 153118
- [18] Krupka J, Mazierska J E, Jacob M V, Hartnett J G, Tobar M E 2003 *Microw. Opt. Technol. Lett.* **2004** 311
- [19] Ramey R L, Lewis T S 1968 *J. App. Phys.* **39** 1747
- [20] Ramey R L, Kitchen Jr. W J, Lloyd J M, Landes H S 1968 *J. App. Phys.* **39** 3883
- [21] Pozar D M (Zhang Z Y, Zhou L Z, Wu D M, Transl) 2006 *Microwave Engineering* (3rd Ed.) (Beijing: Publishing House of Electronics Industry) pp92–96 (in Chinese) [波扎 (张肇仪, 周乐柱, 吴德明 译) 2006 微波工程 (三版) (北京: 电子工业出版社) 第 92—96 页]

Theory and verification of a microwave transmission method of measuring sheet resistance of metallic thin film*

Wang Lu Ye Ming[†] Zhao Xiao-Long He Yong-Ning

(School of Microelectronics, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

(Received 19 April 2017; revised manuscript received 19 June 2017)

Abstract

Metallic thin films deposited on non-conductive substrates are widely used in areas like microwave absorbers, photovoltaic, packaging, electromagnetic shielding, and integrated circuits. From scientific and engineering point of view, measuring sheet resistance of metallic thin films is important. In this study, we develop a theory of evaluating sheet resistance by using transmission coefficient of a rectangular waveguide (RG) and verify it with sputtered silver films of various thickness values. According to the field distribution of RG working under the fundamental mode and corresponding electromagnetic boundary conditions, we first analytically derive the transmission coefficient of an RG with the metallic thin film exactly occupying its cross section. Comparing existing theory, we take the effect of the non-conductive substrate supporting the metallic thin film into consideration. According to this derivation, we establish a method to calculate the sheet resistance of metallic thin films from the amplitude of RG transmission coefficient. To verify our derivation, we also conduct full-wave simulations of a standard WR-75 RG used for characterizing the metallic thin film at 13.65 GHz. Both the analytical derivations and full-wave simulations show that the amplitude of the transmission coefficient depends on the logarithm of the sheet resistance in a linear manner. It is also demonstrated that the substrate effect may not be ignored. To facilitate measurement, we propose a sandwiched structure by placing the metallic thin film between two waveguide flanges. This modification removes the stringent requirements for sample preparation. Simulations of this sandwiched structure indicate that it is possible to realize non-contact measurement if the air gap between metallic thin film and waveguide flange is below 0.1 mm. Through full-wave simulations, we also show the feasibility of metallic thin film evaluation by using such transmission lines as dielectric filled RG, circular waveguide, and coaxial line. Finally, we prepare various silver films with sheet resistances ranging from 20 m Ω /square to 1 Ω /square (measured by the four-point probe technique) on the top of high resistance silicon and glass substrates, respectively. We measure the amplitudes of transmission coefficient of these metal films in RG by using vector network analyzer. The obtained experimental results are well consistent with the derivation and simulation results, thereby verifying the proposed method. It is recommended that the proposed method is suitable for conductive films with sheet resistances ranging from 0.05 Ω /square to 0.5 Ω /square. The results of this study are of potential value for characterizing the conductive thin films in micro/nano fabrication and relevant areas.

Keywords: rectangular waveguide, metallic nano-films, transmission coefficient, sheet resistance

PACS: 88.80.hp, 84.40.Az, 84.37.+q, 73.61.-r

DOI: 10.7498/aps.66.208801

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61501364).

[†] Corresponding author. E-mail: yeming057@mail.xjtu.edu.cn