

文章编号: 1002-1582(2026)04-0428-06

基于方波调制与周期波形分析的 热反射金属薄膜测厚方法

冯昶武^{1,2}, 张炳江¹, 余为³, 江普庆^{1*}

(1. 华中科技大学 能源与动力工程学院, 湖北 武汉 430074)

(2. 吉林大学 汽车工程学院, 吉林 长春 130022)

(3. 瑞士苏黎世仪器中国分公司, 上海 200030)

摘 要: 针对常规热反射技术 (TDTR/FDTR) 在测量光学不透明金属薄膜厚度时对高热反射系数材料 (如铝、金) 存在依赖、难以拓展至银、铜等低热反射系数材料的瓶颈, 提出一种基于方波调制加热与周期性波形分析仪 (PWA) 幅值探测的非接触测量方法。通过谐波能量充分利用与深度相位平均, 显著提升了低热反射系数材料的信噪比。针对熔融石英衬底上~200nm银膜/铜膜, 采用双频测量实现参数解耦, 测量厚度与SEM标定值偏差<5%。方法突破了常规热反射对金属种类的限制, 填补了椭圆偏光干涉方法在不透明金属膜厚度测量上的盲区, 为超薄金属膜在线监测提供了有效手段。

关 键 词: 光热效应; 薄金属膜; 无损测量; 厚度反演

中图分类号: TN206

文献标识码: A

Square-wave modulation thermorefectance for metal film thickness measurement

FENG Changwu^{1,2}, ZHANG Bingjiang¹, YU Wei³, JIANG Puqing^{1*}

(1. School of Energy and Power Engineering, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China)

(2. College of Automotive Engineering, Jilin University, Changchun 130022, China)

(3. Zurich Instrument, Shanghai 200030, China)

Abstract: Conventional thermorefectance techniques (TDTR/FDTR) exhibit a selective dependence on high-thermorefectance metals (such as aluminum and gold) when measuring the thickness of optically opaque metal films, making it difficult to extend to low-thermorefectance materials like silver and copper. To address this bottleneck, a non-contact measurement method is presented employing square-wave modulated heating and periodic waveform analyzer (PWA) amplitude detection. By exploiting the rich harmonic content of square waves and deep phase averaging, the signal-to-noise ratio is significantly enhanced for low-thermorefectance materials. A dual-frequency measurement strategy enables effective parameter decoupling. Validation on ~200 nm silver and copper films deposited on fused silica substrates yields measured thickness with deviations within 5% from SEM reference values. This approach breaks through the material-selective restriction of conventional thermorefectance methods, bridging the capability gap for optically opaque metal films where ellipsometry is ineffective, and provides an effective technique for nondestructive online thickness monitoring.

Keywords: photothermal effect; thin metal films; nondestructive measurement; film thickness derivation

收稿日期: 2026-03-12; 收到修改稿日期: 2026-05-13

基金项目: 国家自然科学基金面上项目 (52376058)

作者简介: 冯昶武 (2005—), 男, 本科生, 从事热科学方面研究。

江普庆 (1985—), 男, 研究员, 工学博士, 从事微纳尺度热测量等方面研究。

* 通讯作者: jpq2021@hust.edu.cn

0 引言

在柔性显示、电磁屏蔽、先进封装及功能性涂层等前沿制造领域,于聚合物基底上制备数十至数百纳米的超薄金属导电膜已成为关键技术环节^[1-2]。金属膜的厚度及其均匀性直接决定器件的导电性能、机械可靠性及服役寿命^[3-4]。因此,发展一种快速、无损、在线的金属膜厚度测量技术,对于工艺精密控制具有迫切需求。

现有金属薄膜厚度的测量手段因物理原理差异而呈现明确的适用边界和局限性。光学干涉类方法(如椭偏仪、光谱反射法)基于光的穿透与干涉效应,仅适用于透明或半透明薄膜(通常 $<30\sim 50\text{nm}$),对于强吸收薄膜,随着膜厚的增加,光学穿透深度有限,厚度反演的灵敏度会显降低^[5]。破坏性方法(SEM、TEM)能够通过界面直接观测得到薄膜的厚度,通常具有较高的精度,然而这类方法依赖复杂制样(切割、镶嵌、离子束减薄等),更适用于离线抽检^[6]。原子力显微镜(AFM)和台阶仪可以通过台阶高度直接测量得到膜厚,是一种常用的膜厚标定方法,但这类方法依赖于台阶的制备,测量结果也直接受台阶质量影响。电学方法(四探针法)为接触式,受薄膜连续性影响大,不适用于高速在线场景^[7]。X射线荧光法(XRF)作为一种非破坏性方法,可用于金属镀层和薄膜厚度的分析,但其对亚百纳米超薄膜信号弱且设备昂贵^[8]。因此,针对光学不透明的金属薄膜(典型范围 $50\text{nm}\sim 10\mu\text{m}$),现有方法在非接触、无损、快速测量、无需复杂制样和参数可靠性之间仍难以同时兼顾。

基于光热效应的热反射(Thermoreflectance, TR)测量技术为金属薄膜厚度测量提供了非接触解决方案。时域热反射法(TDTR)由Cahill等^[9]于2004年建立,通过飞秒激光脉冲加热与延迟探测实现瞬态热响应测量,已被广泛用于薄膜热导率及界面热阻表征。Schmidt等^[10]于2010年将频域热反射法(FDTR)拓展至金属薄膜表征,在熔融石英衬底上同时测定了金膜和铝膜的厚度与热导率,厚度结果经AFM截面验证。此后,双频TDTR策略^[11]、宽带FDTR系统^[12]等改进方法进一步提升了测量精度与参数解耦能力。然而,上述工作均依赖铝、金等高热反射系数金属作为换能层或待测膜;对于银、铜等低热反射系数材料,信号强度不足导致测量信噪比极差,现有热反射技术因而尚未实现可靠测量。这一局限严重制约了热反射法在柔性电子与先进封装关键材料(铜、

银导电膜)厚度监测中的应用。

针对上述瓶颈,本文提出一种基于方波调制加热和周期性波形分析仪(PWA)幅值探测的热反射技术,通过谐波能量的充分利用与深度相位平均,有效提升低热反射系数金属的测量信噪比。该方法无需物理接触,适用于光学不透明但热学可穿透的金属膜厚度区间,与椭偏仪(透明/半透明区)形成互补,填补现有技术的测量盲区。

1 测量原理与方法

1.1 热反射信号检测的瓶颈

热反射法通过探测金属表面反射率的温度变化实现测温。探测光反射光强的调制量由下式决定

$$\Delta R = RC_{TR}\Delta T \quad (1)$$

式中, R 为反射率; $C_{TR} = \frac{\partial R}{R\partial T}$ 为热反射系数; ΔT 为泵浦光加热产生的温升。常规FDTR/TDTR采用正弦调制与锁相放大器提取基频分量,输出信号正比于 ΔT_{rms} 。

在常见金属薄膜材料中(Al、Au、Ag、Cu、Ti、Ni等),银和铜在 785nm 波段的热反射系数处于最低水平(仅约 $1 \times 10^{-5} \text{K}^{-1}$),较铝(约 $2 \times 10^{-4} \text{K}^{-1}$)低一个数量级^[13]。这种差异源于光子能量与材料带间跃迁能级的匹配程度:铝在 1.55eV (800nm)处存在显著的并行带跃迁,热反射响应强烈;而铜($\sim 2.1\text{eV}$)和银($\sim 3.9\text{eV}$)的带间跃迁阈值远高于此,在 800nm 红外区其光学特性受控于Drude自由电子模型,热反射信号极弱,难以作为高效热传感器。当 C_{TR} 极小时,反射光调制信号极易淹没于激光强度波动、探测器噪声及环境扰动中,常规锁相检测难以获得稳定输出。

因此,若能实现对银、铜的可靠测量,则该方法对高热反射系数材料(如Al、Au)必然适用,从而突破常规热反射技术对金属种类的选择性限制。

1.2 方波调制与PWA波形测量原理

本文采用方波调制加热结合周期性波形分析仪(PWA)周期波形捕获的策略,通过时域高分辨观测突破低 C_{TR} 材料的检测瓶颈。与常规FDTR/TDTR的正弦调制-基频锁相检测不同,本方法的核心优势体现在两个层面:谐波能量的充分利用与深度相位平均的噪声抑制。

(1) 方波调制的谐波能量利用

方波调制包含基频 f_0 及丰富的奇次谐波分量。对于热扩散系统,表面温升呈周期性锯齿波形。

与正弦调制相比,方波具有两个显著特征:一是峰-峰值温升 ΔT_{pp} 较同功率正弦调制的有效值 ΔT_{rms} 高约57% (即 $\pi/2$ 倍),直接提升了信号幅度;二是方波边沿处温度变化率最大,对应高频谐波成分,在时域波形中表现为陡峭的跃变沿,便于在相位图中精确识别信号区间。

对于薄膜厚度测量,高频谐波的关键价值在于其热穿透深度更浅、对薄膜层更敏感。常规FDTR仅提取基频分量,相当于丢弃了这些高频厚度敏感信息。PWA捕获的完整锯齿波形保留了基频与高次谐波的相位相干叠加,使信号能量利用更充分,薄膜厚度的反演约束更强。

(2) PWA 周期波形捕获与噪声抑制

采用苏黎世仪器 UHFLI 锁相放大器 (配备 UHF-BOX 选件) 的 PWA 功能实现周期波形的高信噪比重建。PWA 以 1.8GSa/s 采样率对探测信号数字化,通过相位锁定将单个调制周期 (0~360°) 均匀划分为 1024 个相位 bins (分辨率约 0.35°),并对跨周期的同相位点进行移动平均。设置充足的平均周期数 ($N=10^4\sim10^6$),随机噪声按 $1/\sqrt{N}$ 衰减,等效噪声带宽压缩至 $\Delta f=f_0/N$,有效抑制激光强度波动与环境扰动,重建出清晰的锯齿状周期温度响应。

PWA 时域观测的另一关键优势是动态基线扣除:通过读取波形平台区 (温度最低相位) 的电压作为动态基线,实时消除激光强度慢漂与系统直流偏移。这一功能等效于传统 Boxcar 平均器的基线抑制,对于低热反射系数材料尤为重要——当 C_{TR} 极小时,反射光调制信号极易淹没于强度漂移中,动态基线扣除可将漂移噪声从信号中分离。

(3) 信噪比优势分析

综合上述两个层面,本方法的 PWA 时域观测相比常规锁相检测具有双重信噪比优势:其一,谐波信息的完整保留使信号能量利用更充分,等效于在多个频率通道同时采集厚度敏感信息;其二,深度相位平均与动态基线扣除协同抑制了随机噪声与系统漂移。根据苏黎世仪器的技术文档^[14,15],对于低占空比脉冲信号,完整的 Boxcar 平均较锁相放大器可实现 40dB (100 倍) 的信噪比提升。本工作利用 PWA 的深度相位平均与时域基线扣除策略,相较常规锁相检测可获得约 10~15dB (3~5 倍) 的信噪比改善,足以满足低 C_{TR} 金属 (Cu、Ag) 的热反射测量需求。

1.3 测量系统与实验流程

基于上述原理,本文搭建的实验系统如图 1 所示,主要包括:

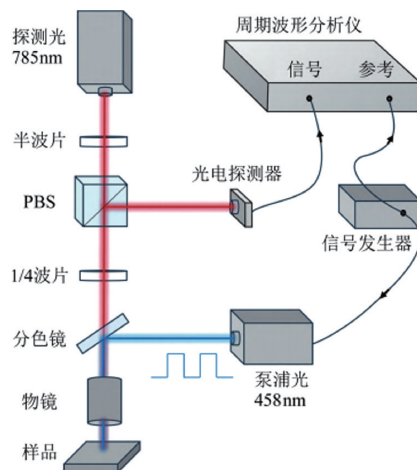


图 1 基于方波调制与 PWA 幅值测量的热反射法实验系统示意图

(1) 光热激励模块: 458nm 半导体激光器 (功率 0~200mW 可调) 作为泵浦光源,经信号发生器调制为方波输出,调制频率 f_0 的范围为 1kHz~10MHz,光斑直径约 20 μ m。

(2) 同步探测模块: 785nm 连续激光 (功率 5mW) 作为探测光,同轴入射。反射光经光电探测器转换为电压信号,输入 UHFLI 的信号输入端口 (配备 UHF-BOX 选件以启用 PWA 功能)。

(3) PWA 信号处理: 在 LabOne 软件中启用 PWA 功能,设置平均周期数 $N=10^4\sim10^6$,等效噪声带宽 $\Delta f=f_0/N$ 。通过对跨周期同相位点的相干累加,消除随机噪声与激光强度波动,获得光滑的锯齿状温升曲线。

膜厚反演基于多层薄膜结构的热传导模型。数值求解热扩散方程,获得一个加热周期内的温度变化曲线。归一化处理后对测量信号进行最佳拟合,从而提取膜厚。

1.4 膜厚反演的适用条件与参数策略

本方法的适应性首先取决于光与热分别在金属膜中的穿透能力。定义光学趋肤深度 $\delta_{opt}=\lambda/(4\pi\kappa)$ (κ 为消光系数) 和热穿透深度 $d_p=\sqrt{k/(\pi f C)}$,有效测量需满足

$$\delta_{opt} \ll h_f \leq d_p \quad (2)$$

该不等式界定了“光学不透明但热学可穿透”的物理区间:当 $h_f > \delta_{opt}$ (银、铜在可见-近红外波段 ~20~50nm) 时,探测光无法穿透金属膜,椭偏仪等依赖光学干涉的方法失效;而当 $h_f < d_p$ 时,热波可有效穿透至衬底,使得热反射信号携带膜厚信息。对于银、铜等金属在典型调制频率 (1kHz~10MHz) 下,这一范围通常对应 50nm~10 μ m,恰好覆盖柔性电子与先进封装中常见的功能性金属膜厚。

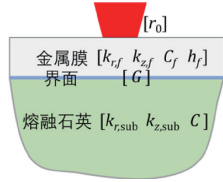


图2 样品结构示意图

关于多层传热模型、奇异值分解参数解耦及双频测量策略的详细理论框架, 请参阅文献^[16,17]。本节重点阐述本文测量方案的两个关键前提与参数获取策略。

前提一: 金属膜体积比热容 C_f 已知。对于典型金属薄膜 (如 Cu、Ag), 其比热容主要决定于材料本征的电子与晶格热容, 对数十至数百纳米厚度及常见掺杂浓度的变化不敏感, 因此可直接采用文献数据库中的体材料值 (如 NIST 标准参考数据或 TPRC 等相关热物性手册^[18])。

前提二: 衬底纵向热逸散率 $\sqrt{k_{(z,sub)}C_{sub}}$ 已知。熔融石英等标准衬底的热物性可通过独立测量标定或直接引用经过验证的文献数据。这一参数获取策略避免了复杂的原位表征, 使方法具备工程应用的便利性。

在上述前提下, 对于低导热衬底上的高导热薄膜 (如熔融石英衬底上的银膜或铜膜), 测量信号对界面热导 G 不敏感, 通过信号拟合可确定无量纲参数 $\sqrt{k_{(z,sub)}C_{sub}}/(h_f C_f)$, 进而反演膜厚 h_f 。若需同时确定热导率 k_f 和厚度 h_f , 则需采用双频测量策略: 低频信号主要响应面内热扩散 (敏感于 k_f), 高频信号对纵向热穿透敏感 (敏感于 $h_f C_f$), 从而实现参数解耦。下文以熔融石英衬底上的 $\sim 200\text{nm}$ 银膜为例, 验证该测量方案的可行性。

2 实验验证: 银膜与铜膜的测量

2.1 样品制备与表征

基于上述理论框架, 本文以银膜/铜膜 ($\sim 200\text{nm}$) - 熔融石英体系验证双频测量策略的有效性。该体系满足式 (2) 的适用条件 ($\delta_{\text{opt}} \ll h_f \leq d_p$), 且信号对金属膜/石英界面热导 G 不敏感, 未知参数简化为各向同性热导率 k_f 与膜厚 h_f 。

样品采用电子束蒸镀制备。熔融石英衬底的热导率 ($1.38\text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$) 和比热容 ($1.66\text{MJ}/(\text{m}^3\cdot\text{K})$) 作为已知参数输入^[19,20]; 银膜和铜膜的体积比热容取文献值 $C_{(f,Ag)} = 2.47\text{MJ}/(\text{m}^3\cdot\text{K})$, $C_{(f,Cu)} = 3.45\text{MJ}/(\text{m}^3\cdot\text{K})$ ^[18]。实验光斑尺寸 r_0 用空间域热反射法 (SDTR) 独立标定 (不确定度 $\sim 2\%$)^[21]。

为确定膜厚参考值 (ground truth), 对样品进行 SEM 截面观察 (图 3)。测得银膜厚度为 $h_{(f,Ag)} =$

$206 \pm 6\text{nm}$, 铜膜厚度为 $h_{(f,Cu)} = 171 \pm 6\text{nm}$ 。该值将作为验证热反射测厚结果的独立参照。

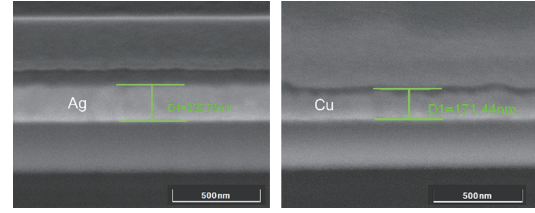


图3 SEM形貌

进一步采用范德堡法测得室温 ($T \approx 295\text{K}$) 下银膜电阻率 $\rho = 2.56\mu\Omega\cdot\text{cm}$ 。依据魏德曼-弗朗兹定律 $k = L_0 T / \rho$ (取 Ag 的洛伦兹数 $L_0 = 2.31 \times 10^{-8} \text{W}\cdot\Omega\cdot\text{K}^{-2}$)^[22], 换算得热导率 $k_{f,Ag} = 266\text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$ 。类似地, 根据 Cu 膜的电阻率 ($\rho = 2.65\mu\Omega\cdot\text{cm}$) 和洛伦兹数 ($L_0 = 2.23 \times 10^{-8} \text{W}\cdot\Omega\cdot\text{K}^{-2}$)^[22], 可以得到铜膜的热导率 $k_{f,Cu} = 248\text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$ 。鉴于银和铜的高电导率, 声子热导贡献可忽略^[23], 该值可作为电子热导的基准, 用于验证热反射法测量金属膜热导率的准确性。

2.2 结果与讨论

采用本文提出的方波调制结合 PWA 幅值测量方法对前述银膜进行厚度表征。选用光斑半径 $r_0 = 6.7\mu\text{m}$ 分别在 $f_1 = 50\text{kHz}$ (低频) 与 $f_2 = 2\text{MHz}$ (高频) 下进行测量, 结果如图 4 所示。

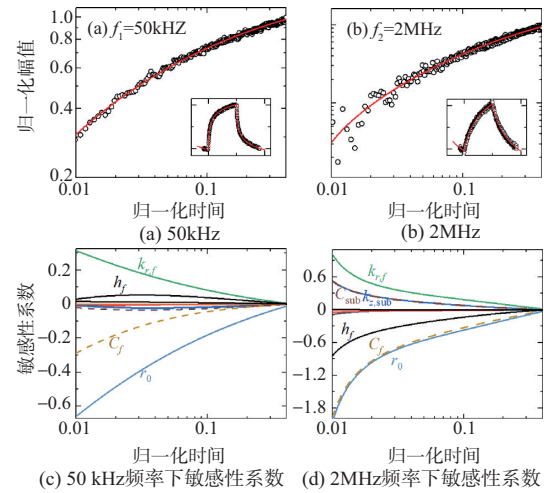


图4 银膜的方波调制信号拟合与参数敏感性分析图

图 4 (a)、(b) 展示了升温阶段 (加热半周期) 实验信号 (圆点) 与理论模型拟合曲线 (实线) 的对比, 插图给出了完整周期的拟合情况; 图 4 (c)、(d) 为对应频段下归一化幅值 A_{norm} 对各参数 ξ_i 的敏感型系数, 定义为

$$S_{\xi_i} = \frac{\partial \ln A_{\text{norm}}}{\partial \ln \xi_i} \quad (3)$$

图 4 中横坐标为归一化时间 $t_{\text{norm}} = \phi/360^\circ$, 其

中 ϕ 为 PWA 捕获的相位角 ($0\sim 360^\circ$), 对应单个调制周期。

如图 4 (c) 所示, 在 $f_1 = 50\text{kHz}$ 低频调制下, 信号主要对面内热扩散特征时间 $\Pi_1 = \frac{k_{(r,f)}}{C_f r_0^2}$ 敏感。因此, 利用该组信号拟合得到银膜热导率 $k_{(r,Ag)} = 256\text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$, 与范德堡法换算值 ($266\text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$) 偏差约 4%。

随后, 固定已确定的热导率, 分析高频测量信号。如图 4 (d) 所示, 在 $f_2 = 2\text{MHz}$ 下, 信号除了对 Π_1 敏感外, 还对 $\Pi_2 = \frac{\sqrt{k_{(z,sub)}C_{sub}}}{h_f C_f}$ 呈现显著敏感性。将衬底热逸散率 $\sqrt{k_{(z,sub)}C_{sub}}$ (熔融石英, 2.1 节) 与银膜体积比热容 C_f (2.1 节) 作为输入, 由该组信号提取得到单位面积热容 $h_f C_f$, 进而确定膜厚 $h_{Ag} = 196\text{nm}$, 该结果与 SEM 截面观测值 ($206 \pm 6\text{nm}$) 相比, 相对偏差约 4.9%。

同样地, 选用光斑半径 $r_0 = 6.7\mu\text{m}$ 分别在 $f_1 = 50\text{kHz}$ (低频) 与 $f_2 = 5\text{MHz}$ (高频) 下对铜膜进行测量, 结果如图 5 所示。

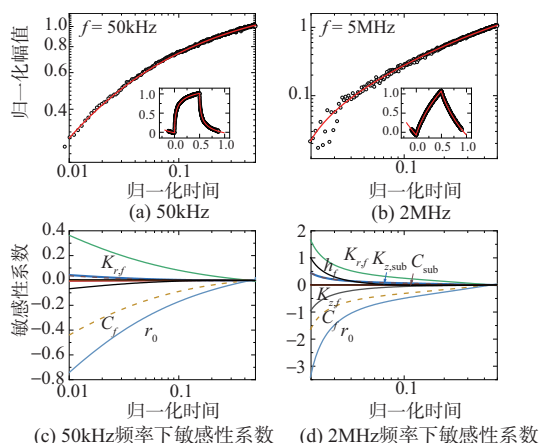


图 5 铜膜的方波调制信号拟合与参数敏感性分析

采用同样的分析方法, 通过低频信号得到铜膜的热导率为 $k_{(r,Cu)} = 260\text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$, 与范德堡得到的结果 ($248\text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$), 偏差约为 5%; 通过高频信号得到铜膜的厚度为 $h_{Cu} = 180\text{nm}$, 与 SEM 标定结果 ($171 \pm 6\text{nm}$) 偏差约为 5.3%。

铜与银在 785nm 波段具有相近的低热反射系数 (见 1.1 节), 但二者热物性参数 (热导率、比热容) 及膜厚均不同。铜膜测量结果与 SEM 标定值偏差约 5.3%, 与银膜结果 (4.9%) 处于同一精度水平, 验证了该方法对不同低热反射系数金属材料的普适性。

2.3 参数不确定性分析

膜厚反演精度直接依赖于输入参数的准确性。

本文方法中, 衬底纵向热逸散率 $\sqrt{k_{(z,sub)}C_{sub}}$ 与金属膜体积比热容 C_f 的相对不确定度将同比例传递至膜厚结果。本课题组采用空间域热反射法 (SDTR)^[21] 和方脉冲热源法 (SPS)^[24] 独立测得熔融石英热导率为 $1.38 \pm 0.05\text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$ (室温, 295K), 该结果与 Touloukian 文献值 $1.38\text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$ ^[19] 高度一致, 验证了文献数据的可靠性; 由此引入的膜厚不确定度约 $\pm 3.6\%$ 。银、铜的体积比热容引自 Touloukian TPRC 系列^[18], 不同文献报道值波动 $< 2\%$, 对应膜厚不确定度 $< \pm 2\%$ 。综合参数输入与拟合误差, 本文 $\sim 5\%$ 的总厚度偏差处于合理范围内。在实际工程应用中, 建议将衬底热物性标定作为系统校准的标准步骤, 以消除批次差异。

3 结 论

本文针对常规热反射技术 (TDTR/FDTR) 对金属薄膜厚度测量的材料选择性限制, 提出并验证了一种基于方波调制加热与 PWA 周期波形捕获的热反射测量方法。通过方波调制充分利用谐波能量, 结合 PWA 的深度相位平均与动态基线扣除, 显著提升了低热反射系数材料的信噪比, 实现了对银、铜等常规方法难以测量的金属薄膜的可靠表征。

方法的核心在于采用双频测量策略实现参数解耦: 低频测量主要响应面内热扩散过程, 可独立提取金属膜热导率; 高频测量对纵向热穿透敏感, 在热导率已知的条件下通过单位面积热容 $h_f C_f$ 反演膜厚。对电子束蒸镀银膜与铜膜 ($\sim 200\text{nm}$) 的验证实验表明, 该方法测得厚度为与 SEM 截面观测值的相对偏差约为 5%, 热导率测量值与范德堡法换算值偏差约 5%, 两组独立验证的精度一致性确认了方法的可靠性。银和铜在常见金属薄膜中具有最低的热反射系数, 本文以二者为验证对象完成了极限条件下的方法检验。实验结果表明, 即使在最严苛的信号条件下, 该方法仍可实现约 5% 精度的厚度测量, 由此确立了其对各类金属薄膜的普适性, 彻底突破了常规热反射技术对金属种类的选择性限制。

该方法兼具非接触、无损、高灵敏度特点, 适用于柔性电子、先进封装等场景中铜、银等关键金属导电膜的在线厚度监测。后续工作可进一步拓展至高导热衬底体系, 并优化光路设计以适应工业现场的快速扫描需求。

参考文献:

- [1] Yun J. Ultrathin metal films for transparent electrodes of flexible optoelectronic devices[J]. Advanced Functional Materials,

- 2017, 27(18): 1606641.
- [2] Kang G, Kwon G, Jeon J, et al. Electromagnetic interference shielding using metal and MXene thin films[J]. *Nature*, 2025, 647(8089): 356—363.
 - [3] Chen Z, Yang S, Huang J, et al. Flexible, transparent and conductive metal mesh films with ultra-high FoM for stretchable heating and electromagnetic interference shielding[J]. *Nano-Micro Letters*, 2024, 16(1): 92.
 - [4] Ma D, Ji M, Yi H, et al. Pushing the thinness limit of silver films for flexible optoelectronic devices via ion-beam thinning-back process[J]. *Nature Communications*, 2024, 15(1): 2248.
 - [5] Wen S, Xue X, Wang S, et al. Metasurface array for single-shot spectroscopic ellipsometry[J]. *Light: Science & Applications*, 2024, 13(1): 88.
 - [6] 任飞旭, 曲国峰, 张鑫, 等. 基于扫描电镜和能谱仪的薄膜表面形貌和厚度同时测量研究[J]. *分析科学学报*, 2023, (3): 355—360.
Ren Feixu, Qu Guofeng, Zhang Xin, et al. Simultaneous measurement of thin film surface morphology and thickness based on scanning electron microscope and energy dispersive spectrometer[J]. *Journal of Analytical Science*, 2023(3): 355—360.
 - [7] Beltrán-Pitarch B, Guralnik B, Borup K A, et al. Temperature coefficient of resistance and thermal boundary conductance determination of ruthenium thin films by micro four-point probe[J]. *Measurement Science and Technology*, 2024, 35(6): 066012.
 - [8] Sitko R. Quantitative X-ray fluorescence analysis of samples of less than 'infinite thickness': Difficulties and possibilities[J]. *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*, 2009, 64(11-12): 1161—1172.
 - [9] Cahill D G. Analysis of heat flow in layered structures for time-domain thermoreflectance[J]. *Review of Scientific Instruments*, 2004, 75(12): 5119—5122.
 - [10] Schmidt A J, Cheaito R, Chiesa M. Characterization of thin metal films via frequency-domain thermoreflectance[J]. *Journal of Applied Physics*, 2010, 107(2): 024908.
 - [11] Jiang P, Huang B, Koh Y K. Accurate measurements of cross-plane thermal conductivity of thin films by dual-frequency time-domain thermoreflectance (TDTR)[J]. *Review of Scientific Instruments*, 2016, 87(7): 075101.
 - [12] Regner K T, Majumdar S, Malen J A. Instrumentation of broadband frequency domain thermoreflectance for measuring thermal conductivity accumulation functions[J]. *Review of Scientific Instruments*, 2013, 84(6): 064901.
 - [13] Wilson R B, Apgar B A, Martin L W, et al. Thermoreflectance of metal transducers for optical pump-probe studies of thermal properties[J]. *Optics Express*, 2012, 20(27): 28829.
 - [14] A quantitative SNR comparison: Lock-in amplifier vs. Boxcar averager | zurich instruments[EB/OL]. [2026-05-12]. <https://www.zhinst.cn/china/en/blogs/quantitative-snr-comparison-lock-in-amplifier-vs-boxcar-averager/>.
 - [15] Zurich Instruments. Principles of boxcar averaging (White Paper)[R]. Zurich Instruments, 2021.
 - [16] 陈韬, 江普庆. 揭示热反射实验中热物性参数的本征关系[J]. *物理学报*, 2024, 73(23): 230202.
Chen Tao, Jiang Puqing. Unraveling intrinsic relationship of thermal properties in thermoreflectance experiments[J]. *Acta Physica Sinica*, 2024, 73(23): 230202.
 - [17] Chen T, Jiang P. Decoupling thermal properties in multilayered systems for advanced thermoreflectance experiments[J]. *Physical Review Applied*, 2025, 23(4): 044004.
 - [18] Touloukian Y, Buyco E. Thermophysical properties of matter-the tprc data series. volume 4. specific heat-metallic elements and alloys[M]. DTIC Document, New York, Washington; 1971.
 - [19] Touloukian Y, Powell R, Ho C, et al. Thermophysical properties of matter-the TPRC data series. volume 2. thermal conductivity nonmetallic solids[M]. IFI/Plenum, New York, Washington, 1970.
 - [20] Touloukian Y, Buyco E. Thermophysical properties of matter-the tprc data series. volume 5. specific heat-nonmetallic solids [M]. New York, Washington: DTIC Document, 1971.
 - [21] Jiang P, Wang D, Xiang Z, et al. A new spatial-domain thermoreflectance method to measure a broad range of anisotropic in-plane thermal conductivity[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2022, 191: 122849.
 - [22] Ashcroft N, Mermin N. Solid state physics[M]. Saunders College, 1976.
 - [23] Jain A, McGaughey A J. Thermal transport by phonons and electrons in aluminum, silver, and gold from first principles[J]. *Physical Review B*, 2016, 93(8): 081206.
 - [24] Chen T, Song S, Shen Y, et al. Simultaneous measurement of thermal conductivity and heat capacity across diverse materials using the square-pulsed source (SPS) technique[J]. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 2024, 158: 107849.