

文章编号: 1000-6893(2001) 03-0227-04

一种用于电子薄膜导热系数和发射率测量的实验方案

余 雷¹, 余建祖¹, 高泽溪²

(1. 北京航空航天大学 飞行器设计与应用力学系, 北京 100083)

(2. 北京航空航天大学 电子工程系, 北京 100083)

METHOD OF DETERMINATION OF THERMAL CONDUCTIVITY AND EMISSIVITY OF ELECTRONIC THIN FILMS

YU Lei¹, YU Jian-zu¹, GAO Ze-xi²

(1. Dept. of Flight Vehicle Design and Applied Mechanics,

Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100083, China)

(2. Dept. of Electronic Engineering, Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100083, China)

摘 要: 薄膜传热性能对微电子设备的传热能力及其性能和可靠性有重大影响, 测量薄膜的热物性参数并进一步研究其影响因素, 可为微电子电路的设计和发展提供科学依据。评述了薄膜导热系数测量和研究的现状, 在此基础上提出了一种新的能同时测量衬底薄膜导热系数和发射率的实验方案, 并通过建立衬底薄膜试样传热的数学模型和分析推导, 论证了该实验方案的可行性。本实验方案可推广应用于确定淀积在衬底薄膜上各种极小厚度薄膜的导热系数和发射率。

关键词: 薄膜; 热物性参数; 导热系数; 发射率; 测量技术

中图分类号: O484.5 文献标识码: A

Abstract: The heat-transferring performance of thin films governs the heat transfer characteristics, performance and reliability of the microelectronic devices in which they are used. Measurements of thermal properties of these thin films and further studies on their influence factors can provide the scientific basis for the design and development of microelectronic circuits. This paper reviews the state-of-the-art of measurements and studies on thermal conductivity of thin films. Based on the fact that a new experimental method is presented which allows to measure the thermal conductivity and the emissivity of substrate foils simultaneously. Through founding the heat transfer mathematical models for the test samples of substrate foils and making analytical derivation, the feasibility of this method is demonstrated. The same properties can also be determined for extreme thin films deposited on the substrate foils. Furthermore, the influence of substrate foils on the whole heat transport effects can preferably be separated and the certainty of measurement can also be increased.

Key words: thin film; thermal property; thermal conductivity; emissivity; measuring method

随着计算机的超小型、高集成化, 集成电路中的散热问题成为计算机微型化的关键, 因此亟需开展对微细尺度传热传质的理论研究^[1]。电子薄膜传热性能的研究是微细尺度传热领域的一个重要方面。在电子和光电子技术中, 薄膜是极为关键的。薄膜技术被广泛用来实现电子元件的高质量与小型化^[2,3]。

鉴于薄膜在集成电路特别是微电子电路中的广泛应用, 薄膜的传热性能支配着微电子设备的

传热能力, 并影响电子设备的性能和可靠性。国外研究资料表明, 薄膜的导热系数 λ 大多与块状体的 λ 显著不同, 其原因是由于薄膜与块状体材料的微细结构不同, 声子(晶体点阵振动能的量子)转移机理不同。现实问题的需要, 促使测量和预测薄膜传热性能的新实验技术和分析模型的发展, 并推动微细尺度传热领域迅速成长。

在过去几年中, 美国等技术发达国家的研究人员采用不同的实验技术, 确定了一些薄膜材料的导热系数^[4-10]。例如 Okuda 和 Ohkubo^[4] 利用光刻工艺在 SiO₂ 薄膜上形成一条非常细窄的金属线条, 通过在极短时间内(微秒级)给金属线

收稿日期: 2000-03-23; 修订日期: 2000-06-02

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(59976004)

文章网址: <http://www.cnki.net.cn/hkxb/2001/03/0227/>

Copyright © 2001 by China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. <http://www.cnki.net>

条通电并观察金属线条的温升速率,从而导出计算 SiO₂ 薄膜导热系数 λ 的公式;在这种方法中金属线条的温升是通过测量其电阻值的变化得到的,实验研究中未计金属线条的热容量。除此之外,研究人员还通过其它实验方法获得了稀土过渡金属^[7]以及金刚石^[8,9]薄膜的导热系数。他们的研究表明,薄膜的导热系数与薄膜的厚度、薄膜的温度以及薄膜淀积的温度和方法等密切相关^[11]。

虽然薄膜传热性能的研究在国外已取得了一定进展,但主要集中在薄膜导热性能方面,这对研究薄膜的传热问题是不够的,还有非常广泛和深层的问题值得研究。例如:在薄膜传热性能研究中需要考虑的一个重要方面是薄膜的辐射散热,因为薄膜一般都有很大的面积/体积比,辐射的影响是不容忽视的,求取薄膜的发射率 ϵ 是研究薄膜传热性能的一个重要组成部分。

由于薄膜传热性能研究属于微细尺度传热领域,其实验测量技术和理论分析的方法有别于宏观传热领域。例如,在文献[4]的实验研究中,略去了淀积在薄膜表面作为温度传感元件的金属线条的热容量,这在宏观传热领域是无可非议的,但在薄膜传热性能研究中会导致较大误差。因为这种情况下通过薄膜的热流很小,而由温度传感元件引起的热损失流可能与通过薄膜的热流是同一数量级。在薄膜传热性能参数测量中,另一个困难是衬底的影响。因为薄膜是淀积在衬底上的,且薄膜的厚度一般都比衬底的厚度小得多,要从总的传热效果中分离出衬底的影响是十分困难的,要想获得精确结果必须满足

$$\lambda d \gg \lambda_c d_s; \rho c d \gg \rho_c c_s d_s$$

式中: ρ 表示薄膜密度; d 为薄膜厚度; 下标 s 表示衬底。而这个条件对大多数电介质薄膜来说是很难满足的。因此实验和测量所应用的技术以及薄膜淀积的方法、薄膜的质量及结构缺陷等都可能影响研究结果。例如对渗磷二氧化硅的导热系数随温度的变化趋势,文献[6]同文献[10]就得出相反的结果。因此亟需进一步研究提高实验测量精度和完善实验技术的措施。

本文提出了一种新的实验方案,可同时测量自持电介质衬底薄膜的导热系数 λ_s 和发射率 ϵ_s 。在此基础上,采用相同的方法,可获得淀积在衬底薄膜上各种极小厚度薄膜的 λ 和 ϵ ,并可分离出衬底薄膜对传热效果的影响。

1 衬底薄膜导热系数 λ_s 和发射率 ϵ_s 的实验测量方案及理论分析

为分离出衬底薄膜对总传热效果的影响,要首先求得独立衬底薄膜的传热性能参数。为此在衬底薄膜上淀积一薄而细窄的导电金属线条(长 $b \gg l$, 宽 $g \ll l$, 厚 d_b) 作为微型电阻式热探测器(如图 1 所示)。衬底薄膜 x 方向两端分别搁置在两较大铜块上,且要求有良好热接触;金属线条两端同样也分别与另两铜块接触。由于金属线条加热量很小,传到各铜块的热量就更小,并且铜块是热的良导体,所以铜块起到散热基座的作用,其温度可认为保持恒温。为消除对流换热及热反射的影响,该装置将放入一个具有‘黑环境’且压力 $P = 10^{-3}$ Pa 的真空箱中,散热基座及‘黑环境’将保持同样的温度 T_0 。为避免金属线条的帕尔帖(Peltier)效应和温度分布的不均匀性,将给金属线条通以精确控制的交流电流 I 。

基本假设:① 因该装置放置于‘黑环境’中,故可假设金属线条和衬底薄膜组合件的辐射散热全部被周围环境吸收;② 因该装置放置于真空箱(压力 $P = 10^{-3}$ Pa)中,故可忽略组合件与其周围环境的对流换热作用;③ 因 $b \gg l$, 且衬底薄膜非常薄,故可假设衬底薄膜内部只在 x 方向(参见图 1)存在温度梯度;④ 研究资料表明,薄膜热物性参数虽然与温度有关,但在较小的温差范围内变化不大,因此分析过程中可将其视为常量。

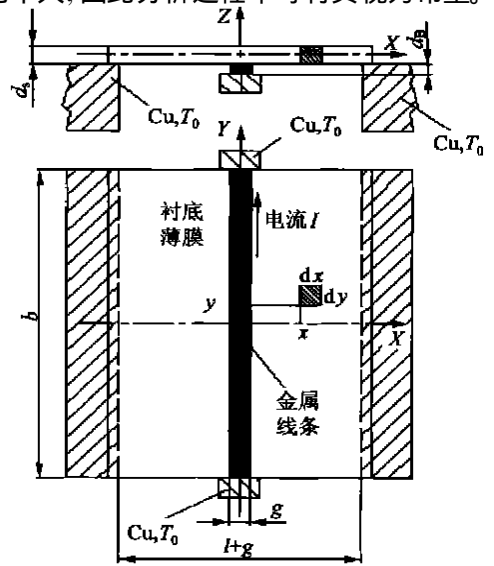


图 1 测量衬底薄膜导热系数和发射率的实验原理图
Fig. 1 schematic drawing of the experimental set-up for the measurement of thermal conducting and emissivity of the substrate film

在衬底薄膜 (x, y) 处取微元体 $dx dy ds$, 则衬底薄膜 x 处壁导入的热量为

$$Q_x = - \lambda_s \frac{\partial T}{\partial x} dy ds$$

衬底薄膜 $x + dx$ 处壁导出的热量为

$$Q_{x+dx} = - \lambda_s \left[\frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} dx \right] dy ds$$

衬底薄膜上、下两表面向周围环境散出的热量为

$$Q_r = 2\epsilon_s \sigma (T^4 - T_0^4) dy dx$$

当达到热平衡时, 根据能量守恒原理

$$\text{导入的热量} - \text{导出的热量} = 0$$

可得 $Q_x - Q_{x+dx} - Q_r = 0$

$$\text{即 } - \lambda_s \frac{\partial T}{\partial x} dy ds + \lambda_s \left[\frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} dx \right] dy ds -$$

$$2\epsilon_s \sigma (T^4 - T_0^4) dy dx = 0$$

化简得

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \frac{2\epsilon_s \sigma (T^4 - T_0^4)}{\lambda_s ds} = 0 \quad (1)$$

上式乃一非线性二阶偏微分方程, 须将其线性化,

令 $\Delta T = T - T_0$

由于 $\Delta T / T_0 \ll 1$, 所以

$$T^4 - T_0^4 =$$

$$[(T_0 + \Delta T)^2 + T_0^2][(T_0 + \Delta T) + T_0] \Delta T$$

$$4T_0^3 \Delta T \quad (2)$$

将式(2)代入方程(1)可得

$$\frac{\partial^2 \Delta T}{\partial x^2} - \frac{8\epsilon_s \sigma T_0^3}{\lambda_s ds} \Delta T = 0 \quad (3)$$

令 $\mu^2 = \frac{8\epsilon_s \sigma T_0^3}{\lambda_s ds}$, 则

$$\frac{\partial^2 \Delta T}{\partial x^2} - \mu^2 \Delta T = 0 \quad (4)$$

方程(4)的边界条件

$$\left. \begin{aligned} \Delta T \Big|_{x=\pm \frac{g+l}{2}} &= 0 \\ - \lambda_s ds \frac{\partial \Delta T}{\partial x} \Big|_{x=\pm \frac{g}{2}} &= \frac{P}{2} = \\ \frac{1}{2} \left[\frac{I^2 R_0}{b} (1 + \beta \Delta T_B) - \right. \\ & 4(\epsilon_B + \epsilon_s) \sigma T_0^3 \Delta T_B g + \\ & \left. (\lambda_B ds + \lambda_s ds) g \frac{\partial^2 \Delta T_B}{\partial y^2} \right] \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

式中: R_0 为金属线条在温度为 T_0 时的电阻; β 为金属线条电阻的温度变化系数。

结合边界条件式(5), 方程(4)的解为

$$\Delta T = \frac{e^{-\left(\frac{l}{2}-x\right)\mu}}{e^{\frac{g+l}{2}\mu} + e^{-\frac{g+l}{2}\mu}} \Phi + \frac{e^{\left(\frac{l}{2}-x\right)\mu}}{e^{\frac{g+l}{2}\mu} + e^{-\frac{g+l}{2}\mu}} \Phi =$$

$$\left[\frac{e^{\left(\frac{l}{2}-x\right)\mu}}{e^{-\frac{g+l}{2}\mu} + e^{-\frac{g-l}{2}\mu}} - \frac{e^{-\left(\frac{l}{2}-x\right)\mu}}{e^{\frac{g+l}{2}\mu} + e^{\frac{g-l}{2}\mu}} \right] \Phi \quad (6)$$

其中: $\Phi = \frac{P}{2\lambda ds \mu}$ 将 $x = \pm \frac{g}{2}$ 代入上式, 则可得金属线条的温升为

$$\Delta T_B = \frac{e^{\mu \frac{l}{2}} - e^{-\mu \frac{l}{2}}}{e^{\mu \frac{l}{2}} + e^{-\mu \frac{l}{2}}} \Phi = \Phi \operatorname{anh}(\mu l / 2) \quad (7)$$

将

$$\Phi = \frac{P}{2\lambda ds \mu} = \frac{1}{2\lambda ds \mu} \left[\frac{I^2 R_0}{b} (1 + \beta \Delta T_B) -$$

$$4(\epsilon_B + \epsilon_s) \sigma T_0^3 \Delta T_B g + (\lambda_B ds + \lambda_s ds) g \frac{\partial^2 \Delta T_B}{\partial y^2} \right]$$

代入式(7)并化简得

$$\frac{\partial^2 \Delta T_B}{\partial y^2} - v^{*2} \Delta T_B = - \frac{I^2 R_0}{(\lambda_B ds + \lambda_s ds) gb} \quad (8)$$

其中:

$$v^{*2} =$$

$$\frac{2\lambda ds b \mu \operatorname{coth}(\mu l / 2) + 4(\epsilon_s + \epsilon_B) \sigma T_0^3 gb - I^2 R_0 \beta}{gb(\lambda_B ds + \lambda_s ds)}$$

方程(8)的边界条件

$$\left. \begin{aligned} \Delta T_B \Big|_{y=\pm \frac{b}{2}} &= 0 \\ \frac{\partial \Delta T_B}{\partial y} \Big|_{y=0} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

结合边界条件式(9), 方程(8)的解为

$$\Delta T_B = \frac{I^2 R_0}{(\lambda_B ds + \lambda_s ds) gb v^{*2}} \left[1 - \frac{e^{v^* y} + e^{-v^* y}}{e^{v^* \frac{b}{2}} + e^{-v^* \frac{b}{2}}} \right] \quad (10)$$

则金属线条的平均温升为

$$\Delta T_{Bm} = \frac{2}{b} \int_0^{\frac{b}{2}} \Delta T_B dy = \frac{I^2 R_0}{2\lambda ds b \mu \operatorname{coth}(\mu l / 2) + 4(\epsilon_s + \epsilon_B) \sigma T_0^3 gb - I^2 R_0 \beta} \times$$

$$\left[1 - \frac{2}{v^* b} \tanh(v^* b / 2) \right] \quad (11)$$

将式(5)中 $I^2 R_0 (1 + \beta \Delta T_B)$ 用有效加热功率 $N = U^2 / R_T$ (U 为金属线条上的有效电压, R_T 为达到稳态(温度为 T) 时金属线条的电阻值) 代替, 则

$$\Delta T_{Bm} = \frac{N}{2\lambda ds \mu \operatorname{coth}(\mu l / 2) + 4(\epsilon_s + \epsilon_B) \sigma T_0^3 gb} \times$$

$$\left[1 - \frac{2}{v^* b} \tanh(v^* b / 2) \right] \quad (12)$$

其中:

$$v^2 = \frac{2\lambda ds \mu \operatorname{coth}(\mu l / 2) + 4(\epsilon_s + \epsilon_B) \sigma T_0^3 gb}{gb(\lambda_B ds + \lambda_s ds)}$$

式(12)中金属线条的平均温升 $\Delta T_{Bm} = \frac{\Delta R}{R_0 \beta}$ 可通

过金属线条的电阻值变化来间接确定;金属线条的导热系数 λ_B 可根据适用于具有良好导热性能金属薄膜的 Wiedemann-Franz 定律 $\lambda_B \rho_c = L_0 T$ 来确定^[12], 其中: ρ_c 为金属线条的电阻率, $L_0 = 2.45 \times 10^{-2} V^2 K^{-2}$ 为洛伦兹数;金属线条的发射率 ϵ_B 可根据 Woltersdorff 关系式 $\epsilon_B = 2R_{\#} \frac{d_B}{\rho_c} \sqrt{\left[1 + R_{\#} \frac{d_B}{\rho_c}\right]^2}$ 确定, 其中: $R_{\#} = \mu_0 c_0 / 2$; μ_0 为真空磁导率; c_0 为真空光速。这样式(12)中只含有2个未知变量 λ 和 ϵ , 但是只有1个方程, 所以要求测量2组不同长度(厚度相同)的薄膜样件, 通过建立方程组和迭代方法即可同时求得 λ 和 ϵ 。

实验中金属线条的所有阻值测量均可采用惠斯通电桥(Wheatstone bridge), 为提高测量的精度, 电桥对角的零平衡需用毫微伏特计来检测。

2 淀积在衬底上的薄膜的导热系数 λ 和发射率 ϵ 的实验测量方案

将需要测量的薄膜淀积在衬底薄膜无金属线条的一侧, 其导热系数 λ 和发射率 ϵ 的测量同样可以采用上述实验方法, 所提到的基本假设同样成立, 理论分析过程也相似, 只需将以上各式作如下变换即可: λd_s 用 $\lambda d_s + \lambda d$ 代替; ϵ 用 ϵ_{eff} 代替 (ϵ_{eff} 为薄膜和衬底组合件的有效发射率)

由于衬底薄膜的导热系数 λ_s 和 ϵ_s 发射率均已由前面的实验方案得到, 故可求得淀积在其上的薄膜的相应参数 λ 和 ϵ 。

3 结束语

提出了一种能同时测量薄膜导热系数和发射率的实验方案, 该方案具有如下特点: (1) 能测量自持衬底薄膜的导热系数和反射率; (2) 能测量淀积在衬底薄膜上各种薄膜的导热系数和反射率; (3) 由于能分离衬底薄膜对传热效果的影响和考虑了微型热探测器热容量等因素, 本实验方案可获得淀积薄膜导热系数和反射率测量的较高精度。

通过建立薄膜试样传热的数学模型和推导分析, 论证了实验方案的可行性。

参 考 文 献

[1] 张亚男, 张梅. 对交叉领域研究的探讨[J]. 中国科学基金,

1997, 11(5): 149 ~ 152.

- [2] [美]杜经宁, J C 费尔德曼著. 电子薄膜科学[M]. 黄信凡, 杜家芳, 陈坤基译. 北京: 科学出版社, 1997.
- [3] 孔庆升. 薄膜电子学[M]. 北京: 电子工业出版社, 1994.
- [4] Okuda M, Ohkubo S. A novel method for measuring the thermal conducting of submicrometre thick dielectric films [J]. Thin Solid Films, 1992, 213 (5): 176 ~ 181.
- [5] Cahill D G, Pohl R O. Thermal conductivity of amorphous solids above the plateau [J]. Physical Review B: Solid State, 1987, 35 (8): 4067 ~ 4073.
- [6] Lee S M, Cahill D G, Allen T H. Thermal conductivity of sputtered oxide films [J]. Physical Review B: Solid State, 1995, 52 (1): 253 ~ 257.
- [7] Anderson R J. The Thermal conductivity of rare-earth-transition-metal films as determined by the Wiedemann-Franz Law [J]. Journal of Applied Physics, 1990, 67 (11): 6914 ~ 6916.
- [8] Graebner J E, Mucha J A, Seibles L, et al. The thermal conductivity of chemical vapor deposited diamond films on silicon [J]. Journal of Applied Physics, 1992, 71 (7): 3143 ~ 3146.
- [9] Goodson K E. Thermal conduction in non-homogeneous CVD diamond layers in electronic microstructures [J]. Journal of Heat Transfer, 1996, 118 (5): 279 ~ 286.
- [10] Schafft H A, Suehle J S, Mirel P G A. Thermal conductivity measurements of thin film-silicon dioxide [A]. Proceedings of the IEEE 1989 International Conference on Microelectronic Test Structures [C], 1989. 121 ~ 125.
- [11] Mirmira S R, Fletcher L S. Review of the thermal conductivity of thin films [J]. Journal of Thermophysics and Heat Transfer, 1998, 12 (2): 121 ~ 131.
- [12] Pichard C R, Quarbya L, Tossier A J. General expressions for the Wiedemann-Franz law in metallic layers [J]. Journal of Materials Science Letters, 1984(3): 725 ~ 727.

作者简介:



余雷 男, 1975年生, 四川省达县人。现为北京航空航天大学博士生。研究方向: 飞行器环境控制、微细尺度传热传质理论。



余建祖 男, 1943年生, 武汉人。教授、博士生导师。长期从事飞行器环境控制技术, 高密度、高集成化电子设备的传热、传质分析, 电子设备热控制技术等方面的研究工作。曾主持或作为主要完成人共完成型号项目、国防预研项目、各种基金项目近20项, 获国家科技进步三等奖2项, 部级科技进步一等奖2项, 获国务院政府特殊津贴。