

# 材料发射率测量技术

褚载祥 陈守仁 孙毓星

(哈尔滨工业大学精密仪器系)

**摘要**——本文介绍和评价了测量材料发射率的有关技术。按测试原理分成量热法、反射率法及辐射能量法予以阐述。重点分析了辐射能量法。

## 一、引 言

随着辐射传热学理论、红外技术、辐射测温、太阳能研究、材料科学及黑体空腔理论等的进展,近四、五十年以来材料发射率的测量方法有了很大的进展。运用这些方法,已实际地对各种物质的热辐射特性作了大量的测试和研究。不少国家都建立了材料热辐射特性(包括发射率、反射率、吸收率及透过率)数据库。

材料的热辐射特性在不同波长及不同方向上是不相同的,因此一般按波长范围可分为光谱(或单色)及全波长发射率,按发射方向可分为方向、法向及半球发射率<sup>[1]</sup>。根据不同的测试原理,通常将发射率测量方法分为量热法、反射率法及辐射能量法。本文在简要评价以上三种方法的同时,将侧重介绍辐射计法。

由于影响发射率测试精度的因素复杂,因此到目前为止。国际上公认的发射率测量精度一般在2.2~5.4%,视不同材料和不同测试范围而异。

我们将另文阐述有关半球反射镜在测量中的应用。

## 二、量 热 法

量热法按热流状态可分为稳态法及瞬态法。其基本原理是:被测样品与其周围相关物体共同组成一个热交换系统,根据传热理论导出系统有关材料发射率的传热方程,再测出样品有关点的温度值<sup>[2~4]</sup>,就能确定系统的热交换状态,从而求出样品发射率。热交换系统也可分为稳态系统和瞬态系统两大类。

Worthing 于1941年就提出了测量全波长半球发射率的最为简便的稳态量热法——灯丝加热法。Richmond (1960)<sup>[5]</sup>、Howl (1962)及Oezairliyan (1970)<sup>[6]</sup>等也采用了类似方法。以Howl方案为例(参看图1),将样品加工成薄壁圆管夹在电极两端通电加热,框室壁通以冷却水并绝缘密封,内壁系涂黑表面,使其吸收率近似于1.0。在样品中部对称位置上紧固着两个导电环M、N作为测量电压的接点。框室内抽真空使框室内壁与样品之间只有辐射热交换。试件中部温度由温差电偶测量,框室内壁保持恒温 $T_0$ 。在热平衡条件下,可以解出样品外壁沿管长的温度分布为抛物线形状。因M、N间消耗的电功率全部用以补充辐

射损失及沿管长的热传导损失,可得样品全波长半球发射率

$$\varepsilon_h = \frac{VI - \partial q / \partial t}{A \cdot \sigma (T^4 - T_0^4)} \quad (1)$$

式中  $V$  为样品两端电压差,  $I$  为通过样品的电流强度,  $A$  为中间等温部分的表面积,  $T$  为样品温度,  $T_0$  为环境温度,  $\sigma$  为斯忒藩-波耳兹曼常数,  $\partial q / \partial t$  是单位时间 MN 之间部分的导热损失。因此,只要测出中间温度  $T_{\max}$  及 M(N) 点温度  $T_{\min}$  后,即可由式(1)求得  $\varepsilon_h$ 。

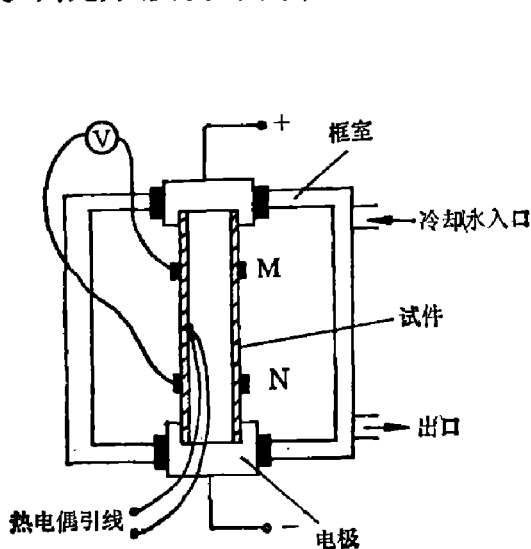


图1 Howl 半球全波长发射率测试方案

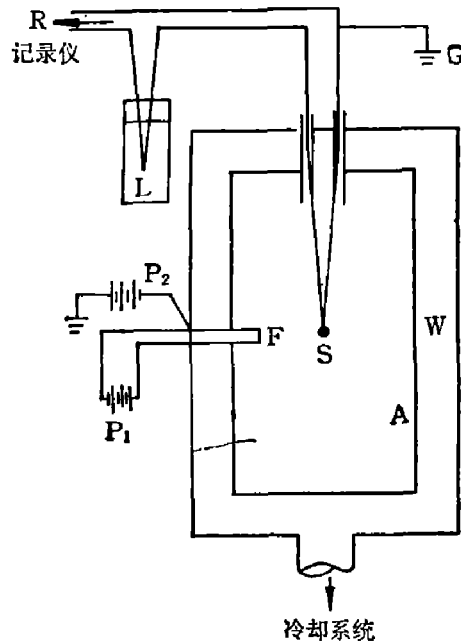


图2 Ramanathan 测量方案

显然,该方法的总精度取决于样品及壁温测量的精度,也取决于各种热传导损失及在推导式(1)时所作的假设,详细的误差分析可见文献[7]。在装置很精密、且经过仔细调试后,该方法的总测量精度可达2%。该方法的测试温度范围极宽,如测270K及低于270K的样品的发射率,可分别使用液氮<sup>[8]</sup>和液氮致冷<sup>[9]</sup>。但该方法只能测试全波长半球发射率,不能测量光谱或定向发射率,此外,该方法的样品制备比较麻烦,测试周期较长。但由于它具有测量装置简单、测试温度范围较宽、准确度高等优点而得到广泛使用<sup>[10~15]</sup>。

瞬态量热法自七十年代以来获得广泛的应用。Ramanathan 等人用此法测定了各种温度范围的铜、铝、银、钨及不锈钢的全波长半球发射率<sup>[16~21]</sup>,其典型方法如图2所示。

球形样品S由电子枪加热,其质量为  $m$ , 表面积为  $A$ , W 为不锈钢真空框室, F 为钨灯丝,  $P_1$  及  $P_2$  分别为灯丝加热及电子束电源, L 为温差电偶冷端补偿( $0^\circ\text{C}$ )。

根据能量守恒,可导出公式:

$$-mC_p \frac{dT}{dt} = \varepsilon_h \cdot \sigma A (T^4 - T_0^4) + Q_t + Q_g \quad (2)$$

式中  $C_p$  为样品的定压比热,  $dT/dt$  为样品的冷却率,  $Q_t$  为样品由于温差电偶的热传导功率损失,  $Q_g$  为样品与室内残余气体之间的热交换损失。

在测试中,假设样品温度分布是球对称的,其中心温度与表面温度之差可以忽略( $\Delta T = m \cdot C_p \cdot \partial T / \partial t / 4\pi k r$ ,  $k$  为热导率,  $r$  为样品球半径),而且样品各点的冷却率相等。由于样品与室壁相比表积极小,所以可以忽略样品辐射到框壁面、再被反射回样品表面的那部分辐射能。在真空度较高的情况下,例如在  $133.322 \times 10^{-6} \text{ Pa}$  时,  $Q_g$  仅为样品辐射能的0.5%以下;而在400K时,  $Q_g$  与辐射能之比也仅为0.6%。于是,可用精密温差电偶及毫伏记录

仪测得样品温度及冷却曲线,从而求出样品全波长半球发射率。

使用脉冲加热技术的瞬态量热法自七十年代以来得到迅速发展。由于微机技术提供的快速数据采集装置及亚毫秒级(甚至亚微秒级)高速高温计的研制成功,使这种测量技术已付诸实现。Cezairliyan 等人首先建立了具有先进电子技术的脉冲加热瞬态量热装置<sup>[22~25]</sup>。自 1975 年以来, Righini 等人一直致力于该技术的开发并取得了较大的进展<sup>[26~28]</sup>。

如图 3 所示,管状样品被亚秒级的脉冲大电流(1000~2000A)通电加热,在此短时间内样品传向电极的导热损失很小,其中间部分可均匀地达到高温。样品被置于框室内,以便在真空下或在某种保护气氛或其它气氛下进行测试。样品和标准电阻的电压降同两台快速高温计的输出信号一起馈送到高速数据采集系统,而低速数据采集系统则在试验前后测量高温计的参考信号及暗电流信号。样品上的横向小孔构成黑体,并用两台快速高温计瞄准黑体及样品表面以测定样品的真实温度和辐射温度。对应的被测信号均馈送至由多路转换器、采样及保持放大器和模数转换器所组成的高速数据采集系统。整个实验由微机控制进行。

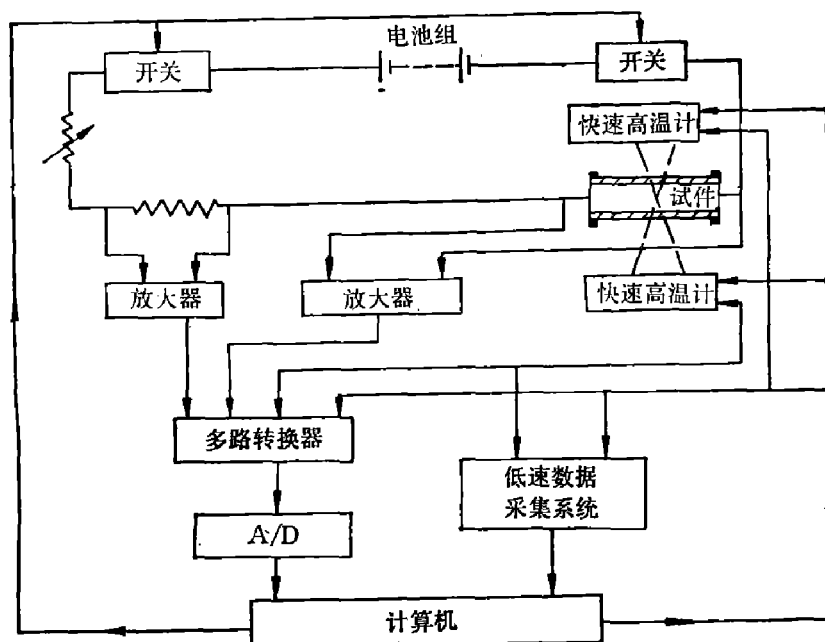


图 3 Righini 的瞬态测量方案

脉冲加热技术最主要的优点是可进行多种热物参数的同时测量,在一个较宽的温度范围内,比热  $C_p$ 、电阻率  $\rho$ 、全波长半球发射率  $\epsilon_h$  及法向光谱发射率  $\epsilon_n$  等均可在加热或冷却过程中测量。

根据能量守恒定律,在加热阶段可得:

$$VI = m \cdot C_p \cdot \left( \frac{dT}{dt} \right)_h + \epsilon_h \cdot \sigma \cdot A (T^4 - T_0^4), \quad (3)$$

式中  $(dT/dt)_h$  表示加热阶段的温度变化率。而在电流脉冲结束后的冷却阶段又可得:

$$0 = m \cdot C_p \cdot \left( \frac{dT}{dt} \right)_c + \epsilon_h \cdot \sigma \cdot A (T^4 - T_0^4), \quad (4)$$

式中  $(dT/dt)_c$  为冷却阶段样品的温度变化率。联立求解式(3)、(4),可得:

$$\epsilon_h = \frac{VI}{\sigma \cdot A (T^4 - T_0^4) (1 + R)}, \quad (5)$$

式中  $R = -(dT/dt)_n / (dT/dt)_o$ 。这样,在测出样品温度  $T$ 、加热功率  $VI$  及温度变化率之比  $R$  后,就可算出  $\epsilon_n$ ,并可用两台高温计测得样品的法向光谱发射率  $\epsilon_n$ 。各项参数的测量精度典型值可见表 1。

表 1 脉冲技术测量精度典型值

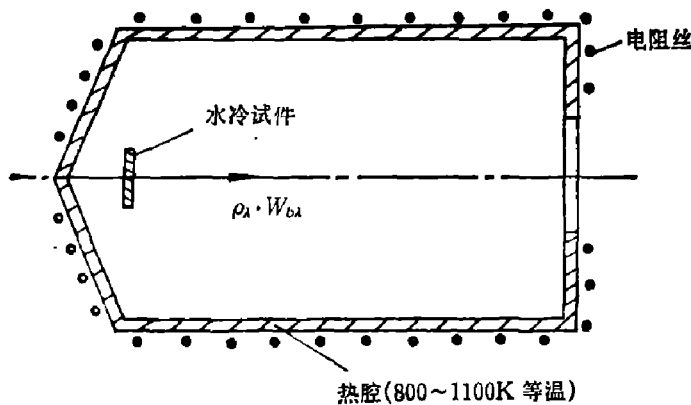
参 数	$T(2000K)$	$V$	$I$	$\epsilon_h$	$\epsilon_n$	$\rho$	$C_p$
精 度	3K	0.1%	0.1%	5%	5%	0.6%	2—4%

### 三、反 射 率 法

根据能量守恒定律及基尔霍夫定律,只要将已知强度的辐射能投射到被测的不透明样品表面上、并用反射计测出表面反射能量,即可求得样品的反射率并进而计算出发射率。通常采用的反射计有热腔反射计、积分球反射计、积分镜(抛物面、椭球面等)反射计、镜面反射计及测角反射计等。

#### 1. 热腔反射计<sup>[30~32]</sup>

图 4 为热腔反射计的原理示意图。浅锥-圆筒黑体空腔由高发射率材料构成,腔温一般



保持为 800~1100 K 等温。水冷样品可以制成是热腔壁面的一部分,也可以单独置入空腔内以避免由于水冷而造成腔壁的温度梯度。采用单光束分光计交替测试样品及腔壁的辐射能,或采用双光束分光计同时测试两种辐射能。两种辐射能之比即为样品表面的反射率  $\rho_{\lambda}$ ,从而得到样品的表面光谱发射率为  $\epsilon_{\lambda} = 1 - \rho_{\lambda}$ 。必须注意,此时测得的是样品的半球-方向光谱发射率。这种方法的测

图 4 Dunkle 等人的热腔反射计方案

量范围一般为  $1 \sim 15 \mu\text{m}$ ,有时可扩展到  $35 \mu\text{m}$ 。如果让样品绕支撑杆转动,则可测量不同方向的材料发射率。

本方法误差源有:由于热腔具有温度梯度及孔口,因此样品受到的投射能偏离黑体辐射;样品本身的辐射影响;辐射测量误差及样品对漫射体的偏离等。这种方法的精度在很大程度上取决于样品温度必须大大低于热腔壁的温度,所以这种方法不适用于高温测量。但由于此法能测出样品的光谱及方向发射率,样品制备简便,设备比较简单,测试周期也较短,故仍得到一定的应用。

#### 2. 积分球反射计<sup>[33~35]</sup>

积分球反射计适用于室温下测定波长范围为  $0.25 \sim 2.5 \mu\text{m}$  的反射率,其主要部分是一个具有高反射率的漫射内表面积分球。以正向工作方式为例,积分球工作原理是:被测样品置于球心处,入射光从积分球开口处投射到样品表面并反射到积分球内表面上,经过球面第一次反射即均布在球表面上,探测器经另一孔口接收某球表面上的辐射能。然后以某一已知反射率的标准样品取代被测样品,重复前述过程。两次测量辐射反射能之比即为反射

率系数,被测样品的反射率即为此系数乘以标准样品的反射率。此外,尚可采取所谓反向工作方法,即入射光束先照射于球面上,其漫射辐射光束再投射于样品或标准样品上,而探测器经孔口接收样品的反射辐射能。这种以标准样品代替被测样品并进行辐射能比较的方法称为替代法。绝大多数双光束积分球反射计均采用比较法,即被测样品及标准样品通过各自的孔口由探测器交替地接收它们的辐射能,并由后续电路分离成两个独立的信号,经放大后再进行比较。

如果使样品或积分球绕轴旋转,则同样可测定方向反射率。改变积分球内壁涂层就可改变其工作波长范围,Willey(1976)采用粗糙表面涂金层(反射率可高达0.95)作积分球内壁,使工作波长延至 $2\sim 20\ \mu\text{m}$ 。

这种方法的误差源较多,包括黑体辐射模型误差、辐射能测量误差、光学系统误差、标准样品反射率误差、被测样品对漫射灰体的偏离及杂散辐射的影响等等。

## 四、能 量 法

该方法的基本原理是直接测量样品的辐射功率,根据普朗克或斯忒藩-玻耳兹曼定律和发射率定义计算出样品表面发射率值。由于目前辐射的绝对测量尚难达到较高精度,故一般均采用能量比较法,即在同一温度下用同一探测器分别测量绝对黑体及样品的辐射功率,两者之比就是材料的发射率值。参考黑体是这种测量方法的关键,它较大程度地影响着测量精度。根据不同类型参考黑体的结构,测量方案可分为独立黑体方案、整体黑体方案和转换黑体方案。

### 1. 独立黑体方案

该方案采用标准黑体炉作为参考辐射源,样品与黑体是各自独立的(如图5所示),辐射能探测器分别对它们进行测量<sup>[36]</sup>。使用无光谱选择性的温差电堆或热释电等器件,可测定全波长发射率;如使用光子探测器并配以单色滤光片,则可测定样品的光谱发射率。

许进堂<sup>[37]</sup>等人采用单台独立黑体方案设计了一套中温法向全波长发射率测量装置,精度达3.7%。Wörner也采用此方案测定了各种粗糙金属表面的法向及方向光谱和全波长发射率<sup>[38~40]</sup>。该方法的优点是结构比较简单、成本较低,但缺点是必须分别测量参考黑体及样品的热辐射光谱能量,测量条件较难保持一致,此外,如果要在特定波段测量材料发射率,则必须逐点测量、计算,操作比较复杂。

为了提高测量精度,并在被测波段进行发射率的连续测量记录,以简化操作过程,刘宝明等人<sup>[41]</sup>及Richmond、Harrison<sup>[42,43]</sup>等人使用了双独立黑体炉、双光束测量方案。用两台黑体炉分别作为比较黑体炉及参考黑体炉,用旋转样品炉稳定样品表面的温度并使其保持均温,采用双光束分光光度计作为检测仪器。使两台黑体炉及样品炉等温后,先使两台黑体炉的辐射光束同时进入光度计并在测量波段中记录一条100%的扫描线、遮住比较黑体炉光路,使参考黑体炉辐射光束进入光度计,进行第二次扫描,记录出0%扫描线。最后

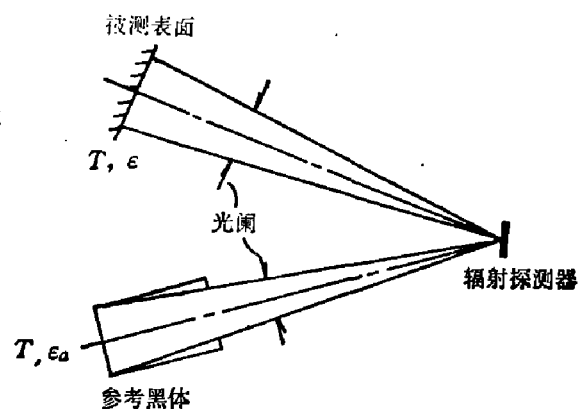


图5 独立黑体方案

使参考黑体炉和样品炉光束同时进入光度计,再次扫描,记录出第三条扫描曲线,于是有:

$$\varepsilon_\lambda = \frac{S_\lambda - Z_\lambda}{H_\lambda - Z_\lambda}, \quad (6)$$

式中  $H_\lambda$  为波长  $\lambda$  处的 100% 线高度,  $Z_\lambda$  为波长  $\lambda$  处的 0% 线高度,  $S_\lambda$  为波长  $\lambda$  处的样品扫描线高度。这种方案的测量精度可达 3%。

总之,独立黑体方案的优点在于能够精细地制作标准辐射源,并可精确地计算其辐射特性。其主要困难在于等温条件的保证,特别是对不良导热材料。根据理论分析及数学模型的计算结果,温度差异将带来较大的测量误差,有关这一问题我们将另文阐明。

## 2. 整体黑体方案

一种整体黑体方案是将较厚的样品及管状样品钻一个小孔作为参考黑体,分别测出孔底和样品暴露表面的辐射功率,算出材料发射率。此法特别适用于测量高温下材料的发射率及样品需要在真空或其它气氛中加热并由框室窗口进行辐射测量的情况。

早在 1954 年,Devos<sup>[44]</sup> 就采用该法测量了材料的光谱发射率,以后 Sparrow 等人<sup>[45]</sup>、Ruffino<sup>[46]</sup> 和 Dewitt 等人<sup>[47,48]</sup> 及近期的 Wörner<sup>[49]</sup> 都用此法进行了各种发射率的测量并达到了较高的精度。Sparrow 等人指出,该方法的精度基本上取决于构造数学模型是否与空腔的实际热交换条件很好地符合。在高温及深腔条件下,要特别重视对等温条件的偏离。他们采取的方法是将空腔内壁的热辐射同固体壁的热传导联系在一起,求解出空腔周围样品表面和内部的温度分布,从而准确地确定小孔底面的有效发射率。作者证明:小孔底面有效发射率(即辐射能流  $B$ )是以组合量  $\sigma T_w^3 r_0/k$  为参数的( $k$  为材料的导热率,  $T_w$  为壁面温度,  $r_0$  为腔体开口半径)。图 6 表示组合量值在 0~0.15 时(0 对应为等温空腔),腔底有效发射率  $\varepsilon_{B_0}$  和材料发射率  $\varepsilon$  的关系曲线。实测条件应使测量读数正比于辐射亮度  $L_{B_0}$  和  $L_{W_0}$ (下角标 B、W 分别表示孔底和外壁),则有:

$$\varepsilon_{B_0} = \frac{L_{B_0}}{L_{W_0}} \cdot \varepsilon = p \cdot \varepsilon, \quad (7)$$

在图 6 上表现为一条直线。对于确定的材料及壁面温度  $T_w$ , 组合量  $\sigma T_w^3 \cdot r_0/k$  是可以计算

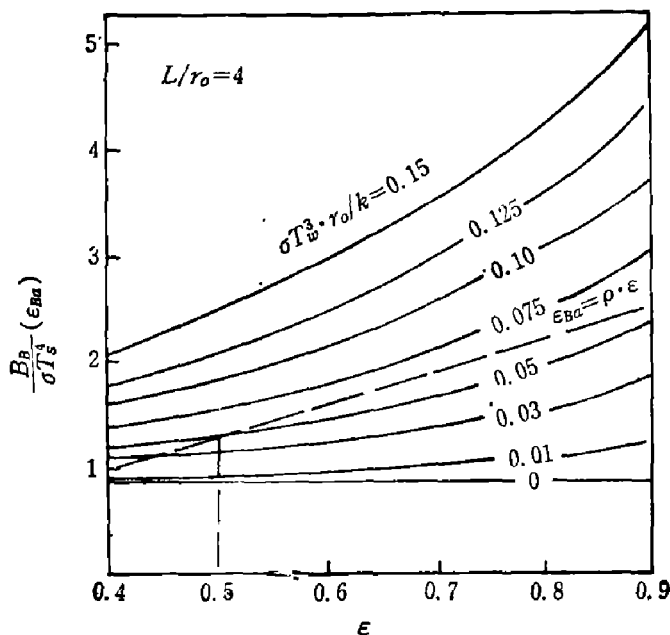


图 6 腔底有效辐射能流与材料发射率关系曲线

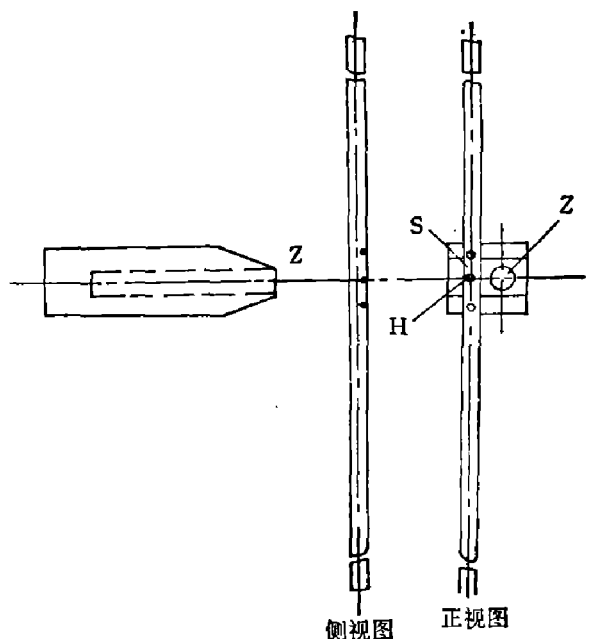


图 7 黑体小孔、样品靶及零点黑体的几何关系

的,于是式(7)代表的直线与其对应的组合量曲线的交点就是样品的发射率。该方法在较高温度及深孔条件下具有很高的精度,并适用于低导热率材料的测量。

另一种常用的整体黑体方案适用于能直接通电加热的金属材料。将被测金属制成薄壁细长圆筒,置于真空室内通电加热。圆筒中段的横向小孔充当参考黑体。测量时使样品、靶面和小孔尽量接近以保证两者的等温条件。图7表示样品靶S、黑体小孔H和辐射零点黑体Z的几何关系。Larrabee等人曾用此法分别对钨及其它难熔高温金属作了测定<sup>[50,51]</sup>。近年来Dewitt和Taylor等又将这种方法扩展到非导体材料及半透明材料的测量,其光谱范围扩展到 $15\mu\text{m}$ <sup>[52,53]</sup>,测量结果与文献比较,典型材料(如Rene'41)的法向光谱发射率非常符合,仅在长波段差异较大,约为0.05发射率单位。把光谱发射率积分即得全波长发射率,与量热法测得的结果之差在0.015发射率单位以内。

这种方案的明显优点是结构简单。加热方便并易于保证参考黑体与样品间的等温条件,故特别适用于高温金属测量。由于这种方案的黑体模型构造比较特殊,故参考黑体的有效发射率计算就成为影响量测精度的主要因素。

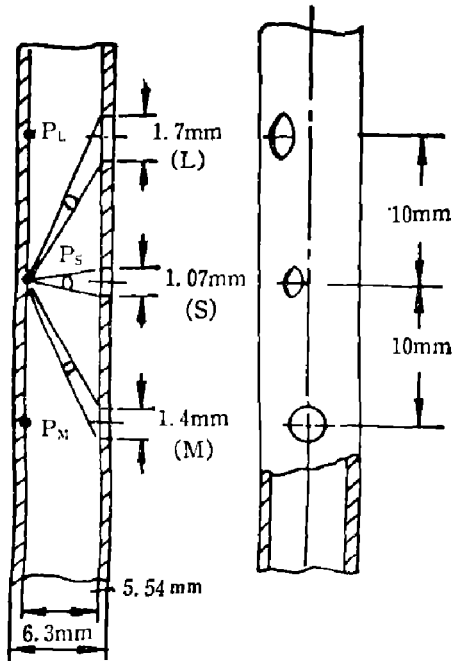


图8 横向小孔角系数

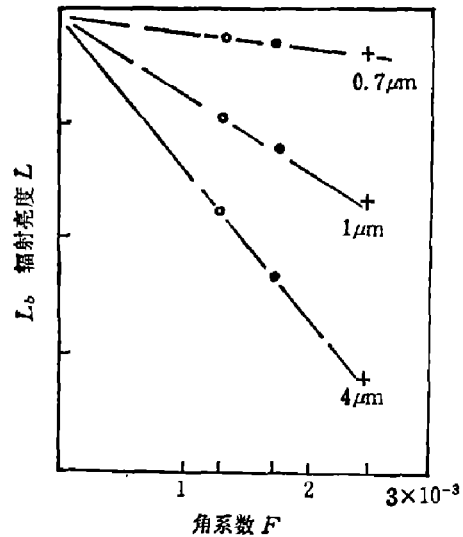


图9 横向小孔辐射亮度与角系数的关系及其外推

1982年,小野晃、Trusty和Dewitt发表了对横向小孔黑体质量的试验和理论研究成果。参看图8,在细长的钽管中部开三个不同孔径的横向小孔,各孔相对于其正后方壁面上的一点 $P_{(S,L,M)}$ 的角系数也不相同,这些角系数的大小正表示小孔对绝对黑体的偏差,当角系数值趋于零时,就意味着小孔孔径也趋于零,即小孔已等效为绝对黑体了。分别测量三个孔的辐射亮度 $L_{\alpha(S,M,L)}$ ,并在图上标示成角系数的函数(参见图9)。过此三点作一条回归直线并外推到角系数等于零处,得到该温度下黑体的辐射亮度 $L_b$ ,由此,小孔的有效发射率 $\epsilon_{\text{eff}} = L_{\alpha S} / L_b$ 。作者指出,在材料表面发射率为0.15~0.5时,这种方法的测量精度为发射率单位的1%<sup>[54]</sup>。

### 3. 转换黑体方案

在样品上附加一个具有一定几何形状的镜反射器或漫反射器,共同构成一个空腔,由于反射器的反射辐射贡献,使作为腔底的样品局部呈现黑体辐射状态(其有效发射率不一定为

1.0)。一旦去掉反射器的影响,样品又恢复为自由辐射状态。由于状态转换足够快,等温条件就可以得到保证。只要测出状态转换前后瞬间的样品靶的辐射功率,就可以计算出材料的发射率。转换黑体方案一般并不需要独立地精确测量温度,而只需要保持等温条件,对样品的物理性质无特殊要求,样品制备比较容易,这些特点使它具有广泛的适用性和灵活性,从而派生出多种各具特色的测量方法。

井内彻提出两种发射率测量方案<sup>[54,55]</sup>,其典型的一种称为MA(Modulation Aided)法。在被测表面上方放置两端开口的圆筒空腔,腔内壁为镀金镜反射面。圆筒上方有一对扇形带开孔盘,其下表面也是镀金表面。扇形盘由电机带动旋转。当反射镜面转到圆筒上方时,整个镜反射器使样品发出的辐射几乎全部反射回发射表面,在此情况下,样品通过扇形盘开孔的有效辐射接近黑体辐射。当扇形盘的转动位置使圆筒上端完全开通时,样品呈自由辐射状态。测得两种状态下的辐射功率,就能够获得包含温度和发射率的两个相关的信息,解联立方程可同时求得温度和发射率。这种同时测量温度和发射率的方法实质上已经摒弃了参考黑体的概念。只要能进行两种不同状态的测量就能列出包含发射率及真实温度的联立方程。

张存芳等采用两台不同工作波长的辐射计同时测量同一样品的辐射温度<sup>[56]</sup>。其测量步骤为:将WFT-202辐射计( $\lambda=0.35\sim 2.9\mu\text{m}$ )和硅光电池热流计( $\lambda=0.4\sim 1.2\mu\text{m}$ )在黑体炉上分度,得到输出电压和辐射温度的关系。然后,对准被测样品测得两台辐射计的输出电压 $V_{202}$ 和 $V_{\text{硅}}$ ,再采用累试法求解,直到所选定的 $\varepsilon$ 值满足 $t_{202}=t_{\text{硅}}$ 为止。作者给出实测 $\varepsilon$ 的误差,在 $1700^{\circ}\text{C}$ 时为7.1%,在 $2000^{\circ}\text{C}$ 时为4.3%。

上面涉及的测试方法及装置,都只适用于尺寸较小的样品。在航天、太阳能利用等许多领域中,经常需要对部件表面发射率进行直接测量,为此,许多科技人员研究成多种非破坏性的发射率检测方法和装置<sup>[57~59]</sup>,这些装置都具有检测速度快、便携等特点,但基本原理仍属于前述三大类。

## 参 考 文 献

- [1] DeWitt D. P. et al., *Fundamental of Heat Transfer*, John Wiley & Sons, 1981.
- [2] Howl D. A. et al., *Brit. J. Appl. Phys.*, **13** (1962), 219.
- [3] Witte H. H., *J. Opt. Soc. Amer.*, **63** (1973), 332.
- [4] 高温半球向全发射率的测定,冶金工业部研究所, 1974.
- [5] Richmond J. C. et al., *Am. Ceram. Soc. Bull.*, **39** (1960), 668.
- [6] Cezairliyan A. et al., *J. Res. Nat. Bur. Stand.* **A75** (1971), 283.
- [7] Richmond J. C., *NASA Spec. Publ.* **31** (1963), 55~85, 365~379.
- [8] Nyland T. W., *NASA Spec. Publ.* **31** (1963), 393.
- [9] Butler C. P. et al., *NASA Spec. Publ.* **31** (1963), 39.
- [10] 葛新石等,  $1600^{\circ}\text{C}$ 以下涂层金属材料半球向全热发射率测定装置,全国第三届高温测试年会论文, 1985.
- [11] 程曙霞,半球向全热发射率测定方法的研究,中国太阳能学会第一届年会论文, 1979.
- [12] Milland J. P. et al., *Appl. Opt.*, **8** (1969), 1485.
- [13] Touloukian Y. S. et al., *Thermophysical Properties of Matter*, **7, 8, 9** 1972.
- [14] Gaumer R. E. et al., *Progress in International Research on Thermodynamic and Transport Properties*, 575, 1962.
- [15] 李明华等,稳态卡计法半球向辐射率测定装置,中国科学院上海硅酸盐所, 1979.
- [16] Ramanathan K. G. et al., *J. Opt. Soc. Amer.*, **67** (1977), 32.
- [17] Roger C. R. et al., *J. Opt. Soc. Amer.*, **69** (1979), 1384.
- [18] Ramanathan K. G. et al., *Appl. Opt.*, **16** (1977), 2810.
- [19] Verret D. P. et al., *J. Opt. Soc. Amer.*, **68** (1978), 1167.
- [20] Estalote E. A. et al., *J. Opt. Soc. Amer.*, **67** (1977), 39.



- [21] Smalley R. et al., *J. Opt. Soc. Amer.*, **68** (1978), 1516.
- [22] Cezairliyan A., *J. Res. Nat. Bur. Stand.*, **C75** (1971), 7~18.
- [23] Cezairliyan A., *J. Res. Nat. Bur. Stand.*, **A75** (1971), 565~571.
- [24] Cezairliyan A., *Progress in Astronautics and aeronautics*, Vol. 35: *Thermophysics and Spacecraft Thermal Control*. Academic Press: New York, 205, 1974.
- [25] Cezairliyan A. et al., *Inter. J. Thermophysics*, **1** (1980), 195.
- [26] Coslovi L. et al., *J. Phys. E: Sci. Instrum.*, **12** (1079), 216.
- [27] Righini F. et al., *High Temperature-High Pressure*, **4** (1972), 597.
- [28] Righini F. et al., *Proceeding of 7th Symposium on Thermophysical Properties*, 2, (1982), 51.
- [29] Righini F. et al., *Temperature: Its Measurement and Control in Science and Industry*. 5 (1982), 433
- [30] Dunkle R. V. et al., *Progress in International Research on Thermodynamics and Transport Properties*. 106 (1962).
- [31] Hembach R. S. et al., *NASA Spec Publ.* **31**, (1963), 153.
- [32] Streed E. R. et al., *NASA Spec. Publ.* **31** (1963), 237.
- [33] Kneissl G. J. et al., *Nat. Bur. Stand. Tech. Note*, 439, (1968).
- [34] Eckerle K. E. et al., *Appl. Opt.*, **15** (1976), 703.
- [35] Grum F. et al., *Appl. Opt.*, **7** (1968), 2289.
- [36] Петровский В. С. и др., *Измерительная Техника*, (1970), 12: 37.
- [37] 许进堂等, 红外技术, (1980), 1: 14.
- [38] Wörner B. et al., *High Temperature-High Pressure*, **11** (1979), 383.
- [39] Neuer G. et al., *Proceeding of 7th Symposium on Thermophysical Properties*, 1977.
- [40] Neuer G. et al., *Emissance Measurement at IKE. Report.*, **IKE 5-207** (1978).
- [41] 刘宝明等, 红外加热材料法向光谱发射率测定装置, 上海市计量技术研究所, 1984。
- [42] Richmond J. C. et al., *NASA Spec. Publ.* **31** (1963), 403.
- [43] Harrison W. N. et al., *WADC-TR-59-510, Part IV* (1963).
- [44] Devos J. S., *Physica*, **20** (1954), 690.
- [45] Sparrow E. M. et al., *Appl. Opt.*, **12** (1973), 2466.
- [46] Ruffino G., *High Temperature-High Pressure*, **8** (1976), 419.
- [47] DeWitt D. P. et al., *Proceeding of the 7th Symposium on Thermophysical Properties*, **256**, 1977.
- [48] Dewitt D. P. et al., *High Temperature Spectral Emissivity of Conducting and Nonconducting Materials*, Purdue University.
- [49] Wörner B. et al., *High Temperature-High Pressure*, **15** (1983), 455.
- [50] Larrabee R. D., *J. Opt. Soc. Amer.*, **49** (1959), 619.
- [51] Larrabee R. D., **AD 156602** (1957).
- [52] Ono A. et al., *Proceeding of the 6th Symposium on Temperature*, 1982.
- [53] Myers et al., *Proceeding of the AIAA 18th Thermophysics Conference*, 1983.
- [54] Iuchi T. et al., *Proceeding of the 6th Symposium on Temperature*, 1982.
- [55] 井内彻, 铁と钢, **65** (1979), 79.
- [56] 张存芳等, 宇航技术, (1980).
- [57] Gaumer B. E. et al., **NASA SP-31** (1963).
- [58] Nelson K. E. et al., *J. Spacecraft and Rockets*, **3** (1966), 758.
- [59] 奚同庚等, 太阳能学报, (1980), 2.

(本文 1985 年 12 月 27 日收到)