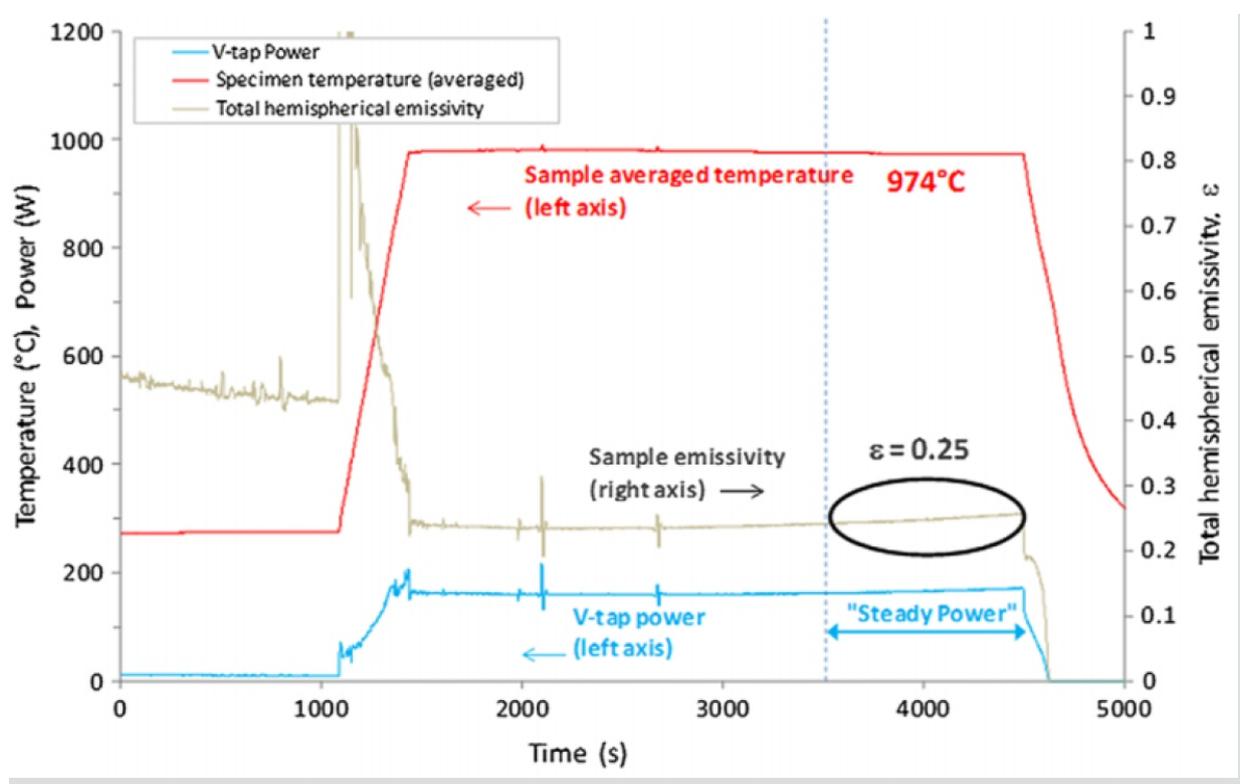


# 量热法半球向全发射率测试技术综述

## Overview of Calorimetric Measurement Techniques for Hemispherical Total Emissivity



# 目录

<b>1. 热辐射性质的内容及其定义</b> .....	<b>1</b>
<b>1.1. 发射率</b> .....	<b>1</b>
1.1.1. 光谱定向发射率.....	1
1.1.2. 光谱法向发射率.....	1
1.1.3. 全波长法向发射率.....	1
1.1.4. 全波长半球向发射率.....	2
<b>1.2. 吸收率</b> .....	<b>2</b>
1.2.1. 光谱定向吸收率.....	2
1.2.2. 全波长定向吸收率.....	2
1.2.3. 光谱半球向吸收率.....	3
1.2.4. 全波长半球向吸收率.....	3
<b>1.3. 反射率</b> .....	<b>3</b>
1.3.1. 光谱定向—半球向反射率.....	4
1.3.2. 全波长定向—半球向反射率.....	4
1.3.3. 光谱半球向—定向反射率.....	4
1.3.4. 全波长半球向—定向反射率.....	5
<b>1.4. 透过率</b> .....	<b>5</b>
1.4.1. 光谱定向透过率.....	6
1.4.2. 全波长定向透过率.....	6
<b>2. 发射率测量方法概述</b> .....	<b>7</b>
<b>3. 稳态量热法半球向全发射率的测量</b> .....	<b>8</b>
3.1. 保护电热法.....	10
3.2. 间接电热法.....	14
3.3. 直接通电加热法.....	18
3.4. 辐射加热法.....	23
3.5. 薄膜热流计法.....	26
<b>4. 瞬态量热法半球向发射率的测量</b> .....	<b>27</b>
4.1. 辐射加热法.....	27
4.2. 直接通电热脉冲法.....	32
<b>5. 总结</b> .....	<b>34</b>
<b>6. 参考文献</b> .....	<b>35</b>

摘要：热量是一种过程量，是热能传递的度量，量热技术就是研究热测量方法的一门技术科学。由于量热技术可以对物质吸收和放出热量进行精确定量测量，这使得量热技术在材料热物理性能测试中应用十分广泛，也是材料热辐射性能测试中的一种常用方法。半球向全发射率作为一种热交换分析计算和材料热辐射性能评价中最常用的性能参数，是材料热辐射性能中的必测参数。在真空条件下采用量热法测试半球向全发射率，由于其测试直接和简单，因此量热法作为一种绝对测量方法而被认为具有最高的测量精度。本文详细介绍了量热法半球向全发射率测试技术的两类主流方法：稳态法和瞬态法，介绍了国内外在这两类方法中比较有代表性的研究工作，最后总结了这两类方法它们各自的特点及适用范围，为建立相应测试设备和研究测试方法提供参考。

## 1. 热辐射性质的内容及其定义

热量传递一般有热传导、热对流和热辐射三种形式。和热传导及对流传热不同，辐射传热不需传热介质，因此在真空环境和大温差条件下，辐射传热会是最主要的传热方式。

物体与物体之间或物体与周围环境之间的辐射传热量主要由下述因素决定：物体（和环境）的温度；物体本身的热辐射性质以及物体的几何形状和它们在空间的相对位置。物体的热辐射性质包括发射率、吸收率、反射率和透过率。这些热辐射性质不仅和波长有关，也和方向有关。现针对工程上最重要的一些热辐射性能参数的定义作一说明。

### 1.1. 发射率

指表面所发射的辐射能与同温度的黑体所发射的辐射能之比。

#### 1.1.1. 光谱定向发射率

光谱定向发射率  $\varepsilon_{\lambda,\theta}(\lambda, \theta, \phi, T)$ ，指表面在波长  $\lambda$  和方向  $\theta$  及  $\phi$  的发射辐射强度  $I_{\lambda,e}(\lambda, \theta, \phi, T)$  与同温度  $T$  的黑体在同波长所发射的辐射强度  $I_{\lambda,b}(\lambda, T)$  之比（注意  $I_{\lambda,b}(\lambda, T)$  与方向无关），即：

$$\varepsilon_{\lambda,\theta}(\lambda, \theta, \phi, T) = \frac{I_{\lambda,e}(\lambda, \theta, \phi, T)}{I_{\lambda,b}(\lambda, T)} \quad (1.1)$$

上式中的角标  $\lambda$  和  $\theta$  说明所讨论的是某个特定波长和特定方向的发射率，角标  $e$  表示本身发射，角标  $b$  表示黑体辐射， $I$  为辐射强度。

#### 1.1.2. 光谱法向发射率

光谱法向发射率  $\varepsilon_{\lambda,n}(\lambda, T)$ ，指天顶角  $\theta$  为零时的光谱发射率，其表示式为：

$$\varepsilon_{\lambda,n}(\lambda, T) = \frac{I_{\lambda,n,e}(\lambda, T)}{I_{\lambda,b}(\lambda, T)} \quad (1.2)$$

上式中角标  $n$  表示所论方向为表面的法线方向。由于对大多数表面来说可假定  $\varepsilon_{\lambda,n}$  不随方位角  $\phi$  变化，故上式括号中省去了  $\phi$  的符号。

$\varepsilon_{\lambda,n}$  是工程实践中常用的一个热辐射性质，当利用光学高温计测定物体的表面温度时，只有知道了  $\varepsilon_{\lambda,n}$ ，才能确定表面的真实温度。

#### 1.1.3. 全波长法向发射率

全波长法向发射率  $\varepsilon_n(T)$ ，指  $\theta$  为 0 时对所有波长取平均的发射率，其表达式为：

$$\varepsilon_n(T) = \frac{I_{n,e}(T)}{I_b(T)} \quad (1.3)$$

显然,  $\varepsilon_{\lambda,n}(\lambda, T)$  与  $\varepsilon_n(T)$  之间存在着如下关系:

$$\varepsilon_n(T) = \frac{\int_0^{\infty} \varepsilon_{\lambda,n}(\lambda, T) I_{\lambda,b}(\lambda, T) d\lambda}{I_b(T)} \quad (1.4)$$

由于测定  $\varepsilon_n(T)$  比较方便, 故许多手册中都载有许多工程材料的  $\varepsilon_n(T)$  的数据。若(1.3)式的分子为  $I_{\theta,e}(T)$ , 该式就是全波长定向发射率  $\varepsilon_{\theta}(T)$  的定义式。

#### 1.1.4. 全波长半球向发射率

全波长半球向发射率  $\varepsilon_h(T)$ , 指对所有方向和波长取平均的发射率, 它是表面在半球向的发射功率  $E(T)$  与同温度的黑体在半球向的发射功率  $E_b(T)$  之比。

$$\varepsilon_h(T) = \frac{E(T)}{E_b(T)} \quad (1.5)$$

知道了  $\varepsilon_{\lambda,\theta}(\lambda, \theta, \phi, T)$ , 也可按下式确定  $\varepsilon_h(T)$ :

$$\varepsilon_h(T) = \frac{\int_0^{\infty} \int_0^{\pi} \int_0^{\pi/2} \varepsilon_{\lambda,\theta}(\lambda, \theta, \phi, T) I_{\lambda,b}(\lambda, T) \cos \theta \sin \theta d\theta d\phi d\lambda}{\sigma T^4} \quad (1.6)$$

上式中,  $\sigma$  为斯蒂芬—玻尔兹曼常数。

$\varepsilon_h(T)$  是工程辐射传热计算中最重要的一个热辐射性质, 通常简称为半球向全发射率。

## 1.2. 吸收率

指表面所吸收的投射辐射的份额。

### 1.2.1. 光谱定向吸收率

光谱定向吸收率  $\alpha_{\lambda,\theta}(\lambda, \theta, \phi)$  指被表面所吸收的投射方向为  $\theta$  和  $\phi$  的光谱强度的份额, 其定义式为:

$$\alpha_{\lambda,\theta}(\lambda, \theta, \phi) = \frac{I_{\lambda,abs}(\lambda, \theta, \phi)}{I_{\lambda,i}(\lambda, \theta, \phi)} \quad (1.7)$$

式中角标  $i$  表示投射辐射,  $abs$  表示被吸收的部分。

### 1.2.2. 全波长定向吸收率

全波长定向吸收率  $\alpha_{\theta}(\theta, \phi)$  指表面所吸收的在特定方向为  $\theta$  和  $\phi$  的全波长投射辐射能的份额, 可表示为:

$$\begin{aligned} \alpha_{\theta}(\theta, \phi) &= \frac{\int_0^{\infty} \alpha_{\lambda,\theta}(\lambda, \theta, \phi) I_{\lambda,b}(\lambda, \theta, \phi) \cos \theta \Delta \omega d\lambda}{\int_0^{\infty} I_{\lambda,b}(\lambda, \theta, \phi) \cos \theta \Delta \omega d\lambda} \\ &= \frac{\int_0^{\infty} \alpha_{\lambda,\theta}(\lambda, \theta, \phi) I_{\lambda,b}(\lambda, \theta, \phi) d\lambda}{\int_0^{\infty} I_{\lambda,b}(\lambda, \theta, \phi) d\lambda} \end{aligned} \quad (1.8)$$

上式中的  $\Delta \omega$  为包含投射辐射束的立体角。(1.8)式也可写成:

$$\alpha_{\theta}(\theta, \phi) = \frac{1}{I_b(\theta, \phi)} \int_0^{\infty} \alpha_{\lambda,\theta}(\lambda, \theta, \phi) I_{\lambda,b}(\lambda, \theta, \phi) d\lambda \quad (1.9)$$

比较(1.7)和(1.9)式可知,  $\alpha_{\theta}(\theta, \phi)$  和  $\alpha_{\lambda,\theta}(\lambda, \theta, \phi)$  在本质上是不同的, 它的值与投射辐射的光谱分布有关, 因此, 它不是物体表面的一个属性。但若投射辐射的光谱是确定了的, 就可认为  $\alpha_{\theta}(\theta, \phi)$  是一个属性。例如, 表面对太阳辐射

的全波长定向吸收率  $\alpha_\theta(\theta, \phi)$  就可认为是表面的属性。

由于吸收率对表面温度的依赖关系通常很弱，故上述表示式中忽略了这种关系。

### 1.2.3. 光谱半球向吸收率

光谱半球向吸收率  $\alpha_\lambda(\lambda)$  指表面所吸收的来自整个半球向的光谱投射辐射的份额，其表达式为（注意式中的  $\sin \theta d\theta d\phi$  为元立体角  $d\omega$ ）：

$$\alpha_\lambda(\lambda) = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \alpha_{\lambda,e}(\lambda, \theta, \phi) I_{\lambda,i}(\lambda, \theta, \phi) \cos \theta \sin \theta d\theta d\phi}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} I_{\lambda,i}(\lambda, \theta, \phi) \cos \theta \sin \theta d\theta d\phi} \quad (1.10)$$

显然， $\alpha_\lambda(\lambda)$  和投射辐射的波长和方向分布，以及所论表面的性质有关。若投射辐射是漫辐射，也即投射辐射强度  $I_{\lambda,i}$  不随方向变化，则有：

$$\alpha_\lambda(\lambda) = 2 \int_0^{\pi/2} \alpha_{\lambda,\theta}(\lambda, \theta) \cos \theta \sin \theta d\theta \quad (1.11)$$

所以，对于投射辐射是漫辐射的情况，只要知道了表面的  $\alpha_{\lambda,\theta}(\lambda, \theta)$ ，就可由上式确定  $\alpha_\lambda(\lambda)$ 。

### 1.2.4. 全波长半球向吸收率

全波长半球向吸收率  $\alpha$  指表面所吸收的来自整个半球向的全波长投射辐射的份额。设表面的光谱辐射密度为  $G_\lambda$ ，则  $\alpha$  的表示式为：

$$\alpha = \frac{\int_0^\infty \alpha_\lambda(\lambda) G_\lambda(\lambda) d\lambda}{\int_0^\infty G_\lambda(\lambda) d\lambda} \quad (1.12)$$

## 1.3. 反射率

指表面所反射的投射辐射的份额。

如果投射在表面上的是立体角很小的一束辐射，则反射辐射可以是镜反射、漫反射和介于这两种极端情况之间的反射。一般来说，对于给定的表面，在一个特定方向的反射辐射强度的值是投射辐射的波长和空间分布的函数。为标志表面在特定方向的反射性质，通常引入亮度系数或双角反射率  $r_\lambda(\lambda, \theta_r, \phi_r, \theta_i, \phi_i)$  的概念，其物理含义是：所论表面在某给定的照射条件  $(\theta_i, \phi_i)$  下，在特定方向  $(\theta_r, \phi_r)$  的反射辐射强度  $I_{\lambda,r}$  与一个理想的漫反射表面（百分之百的反射能力，且遵循兰贝特余弦定律）在相同照射条件下的反射辐射强度  $I_{\lambda,r}^0$  之比值。显然

$$I_{\lambda,r}^0 = \frac{\rho^0 I_{\lambda,i}(\theta_i, \phi_i) \cos \theta_i \Delta \omega_i}{\pi} \quad (1.13)$$

上式分子中的  $I_{\lambda,i}(\theta_i, \phi_i) \cos \theta_i \Delta \omega_i$  为投射在表面上的辐射能， $\rho^0$  为理想漫反射表面的反射率。由于  $\rho^0$  为 1，故

$$I_{\lambda,r}^0 = \frac{I_{\lambda,i}(\theta_i, \phi_i) \cos \theta_i \Delta \omega_i}{\pi}$$

根据  $r_\lambda(\lambda, \theta_r, \phi_r, \theta_i, \phi_i)$  的定义，有

$$r_\lambda(\lambda, \theta_r, \phi_r; \theta_i, \phi_i) = \frac{I_{\lambda,r}(\lambda, \theta_r, \phi_r; \theta_i, \phi_i)}{I_{\lambda,r}^0}$$

或

$$r_{\lambda}(\lambda, \theta_r, \phi_r; \theta_i, \phi_i) = \frac{\pi I_{\lambda,r}(\lambda, \theta_r, \phi_r; \theta_i, \phi_i)}{I_{\lambda,i}(\theta_i, \phi_i) \cos \theta_i \Delta \omega_i} \quad (1.14)$$

在热辐射性质的测试理论中, 亮度系数  $r_{\lambda}(\lambda, \theta_r, \phi_r; \theta_i, \phi_i)$  具有很重要的意义, 以下将用到整个参数。

### 1.3.1. 光谱定向—半球向反射率

光谱定向—半球向反射率  $\rho_{\lambda,\theta_i,h}$  指光谱投射辐射具特定的方向  $\theta_i$ 、 $\phi_i$ , 反射辐射是半球向的。其定义式为

$$\rho_{\lambda,\theta_i,h}(\lambda, \theta_i, \phi_i) = \frac{q_{\lambda,r}}{I_{\lambda,i}(\theta_i, \phi_i) \cos \theta_i \Delta \omega_i} \quad (1.15)$$

式中  $q_{\lambda,r}$  为表面在定向照射下的半球向反射辐射能, 可利用亮度系数  $r_{\lambda}(\lambda, \theta_r, \phi_r; \theta_i, \phi_i)$  来确定。  $q_{\lambda,r}$  可表示为:

$$q_{\lambda,r} = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} I_{\lambda,i}(\lambda, \theta_r, \phi_r; \theta_i, \phi_i) \cos \theta_r \sin \theta_r d\theta_r d\phi_r \quad (1.16)$$

由(1.14)式, 知

$$I_{\lambda,r}(\lambda, \theta_r, \phi_r; \theta_i, \phi_i) = r_{\lambda}(\lambda, \theta_r, \phi_r; \theta_i, \phi_i) I_{\lambda,i}(\theta_i, \phi_i) \cos \theta_i \Delta \omega_i / \pi \quad (1.17)$$

将上式带入  $q_{\lambda,r}$  式, 得

$$q_{\lambda,r} = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} r_{\lambda}(\lambda, \theta_r, \phi_r; \theta_i, \phi_i) \cdot I_{\lambda,i}(\theta_i, \phi_i) \cos \theta_i \Delta \omega_i \cos \theta_r \sin \theta_r d\theta_r d\phi_r \quad (1.18)$$

将(1.18)代入(1.15)式内, 并注意到积分是对反射辐射进行的,  $I_{\lambda,i}(\theta_i, \phi_i) \cos \theta_i \Delta \omega_i$  可以消去, 有

$$\rho_{\lambda,\theta_i,h}(\lambda, \theta_i, \phi_i) = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} r_{\lambda}(\lambda, \theta_r, \phi_r; \theta_i, \phi_i) \cos \theta_r \sin \theta_r d\theta_r d\phi_r \quad (1.19)$$

上式右端并不包含投射辐射强度  $I_{\lambda,i}$ , 故知  $\rho_{\lambda,\theta_i,h}$  为表面的一个属性。

### 1.3.2. 全波长定向—半球向反射率

全波长定向—半球向反射率  $\rho_{\theta_i,h}$  指全波长投射辐射具有特定方向  $\theta_i$  和  $\phi_r$ , 反射辐射是半球向的。其定义式为:

$$\rho_{\theta_i,h} = \frac{q_r}{I_i(\theta_i, \phi_i) \cos \theta_i \Delta \omega_i} \quad (1.20)$$

式中的分子  $q_r$  可对(1.18)式在全波长范围内进行积分求得

$$q_r = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} r_{\lambda}(\lambda, \theta_r, \phi_r; \theta_i, \phi_i) I_{\lambda,i}(\theta_i, \phi_i) \cos \theta_i \Delta \omega_i \cos \theta_r \sin \theta_r d\theta_r d\phi_r d\lambda$$

代入(1.20)式, 有

$$\rho_{\theta_i,h} = \frac{1}{\pi I_i(\theta_i, \phi_i) \cos \theta_i \Delta \omega_i} \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} r_{\lambda}(\lambda, \theta_r, \phi_r; \theta_i, \phi_i) I_{\lambda,i}(\theta_i, \phi_i) \times \cos \theta_i \Delta \omega_i \cos \theta_r \sin \theta_r d\theta_r d\phi_r d\lambda \quad (1.21)$$

显然,  $\rho_{\theta_i,h}$  不是表面的属性, 因它和投射辐射的光谱分布有关。

### 1.3.3. 光谱半球向—定向反射率

光谱半球向—定向反射率  $\rho_{\lambda,h,\theta_r}$  被定义为在特定方向  $\theta_i$  和  $\phi_r$  的光谱反射辐射强度  $I_{\lambda,r}(\theta_r, \phi_r)$  与  $(q_{\lambda,i} / \pi)$  之比,  $q_{\lambda,i}$  为来自整个半球向的光谱投射辐射,  $(q_{\lambda,i} / \pi)$  可看作是在空间被平均了的投射辐射强度。

若已知投射辐射强度  $I_{\lambda, \theta_i}(\theta_i, \phi_i)$  的空间分布, 则  $q_{\lambda, i}$  可表示为:

$$\rho_{\lambda, i} = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} I_{\lambda, \theta_i}(\theta_i, \phi_i) \cos \theta_i \sin \theta_i d\theta_i d\phi_i \quad (1.22)$$

按定义,  $\rho_{\lambda, h, \theta_r}$  的表示式为:

$$\rho_{\lambda, h, \theta_r}(\lambda, \theta_r) = \frac{I_{\lambda, r}(\theta_r, \phi_r)}{q_{\lambda, i} / \pi} \quad (1.23)$$

上式中的  $I_{\lambda, r}(\theta_r, \phi_r)$  可利用(1.14)的亮度系数来表示。由于  $I_{\lambda, r}(\theta_r, \phi_r)$  是在来自半球向的光谱辐射的照射下在某一个特定方向  $\theta_r$  和  $\phi_r$  的光谱反射辐射强度, 故需要对投射辐射束  $I_{\lambda, i}(\theta_i, \phi_i) \cos \theta_i \sin \theta_i d\theta_i d\phi_i$  在整个半球空间进行积分, 即

$$I_{\lambda, r}(\lambda, \theta_r, \phi_r) = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} r_{\lambda}(\lambda, \theta_r, \phi_r; \theta_i, \phi_i) I_{\lambda, i}(\theta_i, \phi_i) \cos \theta_i \sin \theta_i d\theta_i d\phi_i$$

以上式和(1.22)带入(1.23)式, 有

$$\rho_{\lambda, h, \theta_r}(\lambda, \theta_r) = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} r_{\lambda}(\lambda, \theta_r, \phi_r; \theta_i, \phi_i) I_{\lambda, i}(\theta_i, \phi_i) \cos \theta_i \sin \theta_i d\theta_i d\phi_i}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} I_{\lambda, i}(\theta_i, \phi_i) \cos \theta_i \sin \theta_i d\theta_i d\phi_i} \quad (1.24)$$

由于  $\rho_{\lambda, h, \theta_r}$  和投射辐射强度的空间分布有关, 所以它不是表面属性。

在来自半球向的投射辐射是漫辐射的特热情况下,  $I_{\lambda, i}$  不随方向变化。可置于积分号之外, 这样(1.24)式变为:

$$\rho_{\lambda, h, \theta_r}(\lambda, \theta_r) = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} r_{\lambda}(\lambda, \theta_r, \phi_r; \theta_i, \phi_i) \cos \theta_i \sin \theta_i d\theta_i d\phi_i \quad (1.25)$$

比较(1.25)与(1.19)式, 知

$$\rho_{\lambda, \theta, h}(\lambda, \theta_i, \phi_i) = \rho_{\lambda, h, \theta_r}(\lambda, \theta_r) \quad (1.26)$$

上式表明, 光谱定向照射下的半球向反射率和光谱半球向漫射照射下的定向反射率是相等的, 满足(1.26)式成立的条件是  $\theta_i$  和  $\theta_r$  相同。

在热辐射性质测定中, 上述关系十分重要, 这是因为在半球向漫照时, 由(1.25)知

$$\rho_{\lambda, h, \theta_r}(\lambda, \theta_r) = r_{\lambda}(\lambda, \theta_r, \phi_r, h_i) \quad (1.27)$$

### 1.3.4. 全波长半球向一定向反射率

全波长半球向一定向反射率  $\rho_{h, \theta_r}$  和  $\rho_{\lambda, h, \theta_r}$  的定义相同, 但是指全波长辐射, 其表示式为

$$\rho_{h, \theta_r}(\theta_r) = \frac{I_r(\theta_r, \phi_r)}{q_i / \pi} \quad (1.28)$$

在表面上的投射辐射是来自半球向的漫辐射情况下, 可以证明, 有

$$\rho_{h, \theta_r} = \rho_{\theta, h} \quad (1.29)$$

满足上式的条件式:  $\theta_r = \theta_i$ 。

## 1.4. 透过率

指透过半透明材料的投射辐射的份额。和其它热辐射性质一样, 透过率和投射辐射的波长和方向有关。在实用上较重要的是光谱定向透过率和全波长定向透过率。

### 1.4.1. 光谱定向透过率

光谱定向透过率  $\tau_{\lambda,\theta}(\lambda, \theta_i, \phi_i)$  为透过半透明材料、投射方向为  $\theta_i$  和  $\phi_i$ 、包含在立体角  $\Delta\omega_i$  内的光谱辐射的份额, 其表示式为

$$\tau_{\lambda,\theta}(\lambda, \theta_i, \phi_i) = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} I_{\lambda,tr}(\lambda, \theta_i, \phi_i; \theta_{tr}, \phi_{tr}) \cos \theta_{tr} \sin \theta_{tr} d\theta_{tr} d\phi_{tr}}{I_{\lambda,i}(\lambda, \theta_i, \phi_i) \cos \theta_i \Delta\omega_i} \quad (1.30)$$

式中角标  $tr$  表示透过的辐射。上式分子是透过半透明材料在整个半球空间的辐射。

### 1.4.2. 全波长定向透过率

全波长定向透过率  $r_\theta(\theta_i, \phi_i)$  和  $\tau_{\lambda,\theta}(\lambda, \theta_i, \phi_i)$  的定义相同, 但是指全波长辐射, 其表示式为

$$\tau_\theta(\theta_i, \phi_i) = \frac{\int_0^\infty \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} I_{\lambda,tr}(\lambda, \theta_i, \phi_i; \theta_{tr}, \phi_{tr}) \cos \theta_{tr} \sin \theta_{tr} d\theta_{tr} d\phi_{tr}}{\int_0^\infty I_{\lambda,i}(\lambda, \theta_i, \phi_i) \cos \theta_i \Delta\omega_i d\lambda} \quad (1.31)$$

若已知  $\tau_{\lambda,\theta}$ , 则上式可表示为

$$\tau_\theta(\theta_i, \phi_i) = \frac{\int_0^\infty \tau_{\lambda,\theta}(\lambda, \theta_i, \phi_i) I_{\lambda,i}(\lambda, \theta_i, \phi_i) \cos \theta_i \Delta\omega_i d\lambda}{\int_0^\infty I_{\lambda,i}(\lambda, \theta_i, \phi_i) \cos \theta_i \Delta\omega_i d\lambda} \quad (1.32)$$

若所论半透明材料是镜透明体(无漫投射辐射), 则  $r_{\lambda,\theta}(\theta_i, \phi_i)$  和  $\tau_\theta(\theta_i, \phi_i)$  可分别写成

$$\tau_{\lambda,\theta}(\theta_i, \phi_i) = \frac{I_{\lambda,tr}(\lambda, \theta_i, \phi_i)}{I_{\lambda,i}(\lambda, \theta_i, \phi_i)}; \quad \tau_\theta(\theta_i, \phi_i) = \frac{I_{tr}(\theta_i, \phi_i)}{I_i(\theta_i, \phi_i)} \quad (1.33)$$

或

$$\tau_\theta(\theta_i, \phi_i) = \frac{\int_0^\infty \tau_{\lambda,\theta}(\theta_i, \phi_i) I_{\lambda,i}(\lambda, \theta_i, \phi_i) d\lambda}{\int_0^\infty I_{\lambda,i}(\lambda, \theta_i, \phi_i) d\lambda} \quad (1.34)$$

需说明的是, 由于对大多数表面来说热辐射性质只是方位角  $\phi$  的弱函数, 故在书写  $\epsilon, \alpha, \rho$  及  $\tau$  省去了下标  $\phi$ 。

根据能量守恒定律, 投射在物体上的辐射应是物体所吸收的辐射, 反射的辐射和透过物体的辐射之和, 因而, 对光谱辐射和全波长辐射分别有下述关系:

$$\alpha_{\lambda,\theta} + \rho_{\lambda,\theta,h} + \tau_{\lambda,\theta} = 1 \quad (1.35)$$

$$\alpha_\theta + \rho_{\theta,h} + \tau_\theta = 1 \quad (1.36)$$

对于非透明体, 有

$$\alpha_{\lambda,\theta} + \rho_{\lambda,\theta,h} = 1 \quad (1.37)$$

$$\alpha_\theta + \rho_{\theta,h} = 1 \quad (1.38)$$

根据基尔霍夫定律, (1.35)和(1.36)式可分别写成

$$\epsilon_{\lambda,\theta} + \rho_{\lambda,\theta,h} + \tau_{\lambda,\theta} = 1 \quad (1.39)$$

$$\epsilon_\theta + \rho_{\theta,h} + \tau_\theta = 1 \quad (1.40)$$

对于非透明体, 有

$$\epsilon_{\lambda,\theta} + \rho_{\lambda,\theta,h} = 1 \quad (1.41)$$

$$\varepsilon_{\theta} + \rho_{\theta,h} = 1 \quad (1.42)$$

必须着重指出的是, 为使(1.40)和(1.42)式成立, 应满足下述条件:

- (1) 投射辐射的光谱分布应和所论物体同温度的黑体的辐射光谱分布相同;
- (2) 投射辐射的方向  $\theta_i$  与包含投射辐射束的立体角  $\omega_i$ , 必须分别和物体的发射辐射束的方向  $\theta_e$  与收集、探测发射辐射束的立体角  $\omega_e$  相同。

对于光谱热辐射性质, 测定反射率和透过率时, 投射辐射的光谱和带宽必须和测定发射率时所收集的发射辐射的光谱和带宽相同。由于在很狭的波长范围内几乎所有热源的光谱分布实质上等同于任意温度的黑体辐射的光谱分布, 因此, 测定光谱热辐射性质时, 使用基尔霍夫定律的限制条件可以放松。

利用(1.35)—(1.42)式, 就可以通过测定某一个或两个热辐射性质来确定另一个热辐射性质。例如, 对于非透明体, 常通过测定其光谱定向投射——半球向反射率  $\rho_{\lambda,\theta,h}$  (或测定光谱半球向——定向反射率  $\rho_{\lambda,h,\theta}$ ) 后利用(1.37)式确定光谱定向吸收率  $\alpha_{\lambda,\theta}$ , 并根据基尔霍夫定律利用(1.41)式确定光谱定向发射率  $\varepsilon_{\lambda,\theta}$ 。

## 2. 发射率测量方法概述

发射率的测量方法很多, 有各种各样的方法和测试装置, 所以, 现在分类方法也不统一。有的从工作原理分成量热法、反射率法和辐射计法, 有的分为热学法 and 光学法两类, 还有的从工作用途上分类, 像分为标准测试设备、测试设备和检测设备。虽然有多种分类方法, 但其中的项目和内容大部分都是一致的。

下面列举几位学者的分类方法。葛新石等人的分类法[1], 是将太阳吸收率和发射率统一分为两大类, 即量热法和光学法, 其特点是比较概括、简明, 一目了然, 见表 2-1。

表 2-1 发射率和吸收率的测量方法分类 I

测量方法		测定量	备注	
(热学法)	稳态法	电加热	$\varepsilon$	对于低 $\varepsilon$ , 误差大
		辐射加热	$\varepsilon, \alpha, \alpha/\varepsilon$	对于低 $\alpha$ , 误差大
	瞬态法	电加热	$\varepsilon$	测量时间短
		辐射加热	$\varepsilon, \alpha, \alpha/\varepsilon$	测量时间短
光学法	反射率测定法	光谱 (单色)	测定 $\rho_{\lambda}(0.3 \sim 2.5\mu)$ 计算 $\alpha_{\lambda}$	对于高 $\rho_{\lambda}$ 误差大
			测定 $\rho_{\lambda}(0.3 \sim 2.5\mu)$ 计算 $\varepsilon$	
		积分 (全波长)	测定 $\rho_{\lambda}(0.3 \sim 2.5\mu), \alpha_{\lambda} = 1 - \rho_{\lambda}$	对于高 $\rho_{\lambda}$ 误差大
			测定 $\rho(2 \sim 35\mu), \varepsilon = 1 - \rho$	对于高 $\rho_{\lambda}$ 误差大
	发射辐射测定	光谱 (单色)	$\varepsilon$	对于低 $\varepsilon$ , 误差小
		积分 (全波长)	$\varepsilon$	对于低 $\varepsilon$ , 误差小

仅就发射率的测量方法分类的有 Millard[2]和奚同庚等人[3], 是将测量方法分为三大类, 即量热法、反射率法和辐射计法 (见表 2-2)。

综上所述, 发射率的测量方法还是分成三大类为好:

- (1) 量热法: 如果按热流状态又可分为稳态量热法和瞬态量热法两种。
- (2) 反射率法: 因为反射计类型很多, 其中有热腔反射计、积分球反射计、积分反射计 (包括半球镜、抛物面镜、椭圆面镜等) 和镜面反射计等。利用反射计测量样品的光谱反射率  $\rho_{\lambda}$ , 再根据基尔霍夫定律 ( $\alpha_{\lambda} = \varepsilon_{\lambda}$ ) 和能量守恒

定律 ( $\varepsilon_\lambda = 1 - \rho_\lambda$ )，就可以求出单色光谱发射率，进而可推算出法向发射率  $\varepsilon_n$  和半球向全发射率  $\varepsilon_H$ 。

(3) 辐射计法：该法的典型例子就是法向发射率测量装置，它的工作基本原理就是探测待测样品的辐射能量与处于相同温度下黑体所辐射的能量之比，就是该样品的发射率。

表 2-2 发射率和吸收率的测量方法分类 II

测试方法	波长范围 (微米)	角度 (度)	误差	
			低 $\varepsilon$	高 $\varepsilon$
1. 量热法				
1.1 稳态法	全波长	半球向	0.002	0.015
1.2 瞬态法	全波长	半球向	/	$\pm 0.05$
2. 反射率法				
2.1 热腔反射计	2~26	7~75	0.01	0.03
2.2 抛物面反射计	2~75	17	0.005	0.05
2.3 椭圆反射计	2~80	5~79	0.01	0.02
2.4 镜反射计	2.5~50	10	0.01	/
3. 便携式测试法				
3.1 辐射计	0.5~22	0~70	0.015	0.05
3.2 快速测试装置	全波长	0~30	/	/

对于半球向全发射率测量，目前国内外普遍采用量热法，而量热法可以分为稳态法和瞬态法两类，以下将主要针对这两类方法介绍国内外的一些典型研究工作。

### 3. 稳态量热法半球向全发射率的测量

稳态量热法的基本原理是：在一处于较低温度的恒温量热计内，通过加载已知的能量对放置在量热计内的样品进行加热。如果量热计是真空环境，则受热样品仅通过表面热辐射与量热计形成换热。当样品和量热计的温度达到稳定，换热过程则达到稳定状态，通过已知加载能量和温度值，就可以获得样品的半球形全发射率。

如图 3-1 所示，当样品放置在作为恒温量热计的真空室内，样品表面和真空室内壁之间只有辐射热交换。设样品和构成吸热源的真空室冷壁的表面积、温度、发射率、吸收率分别为  $F_1$ 、 $T_1$ 、 $\varepsilon_1$ 、 $\alpha_1$  和  $F_2$ 、 $T_2$ 、 $\varepsilon_2$ 、 $\alpha_2$ 。从图 3-1 可知，样品发出的热辐射全部投射到真空室冷壁表面上，而冷壁所发出的热辐射只有一部分投射到样品上，其余全部则从样品旁边穿过。令  $\phi_{2-1}$  为冷壁面 2 对样品 1 的角系数，表示冷壁面的有效辐射实际投射到样品表面上的份额。当  $T_2 > T_1$  时，辐射换热的必然结果是样品表面  $F_1$  的辐射热投射到冷壁表面  $F_2$  的净热流量  $Q_{1-2}$  为：

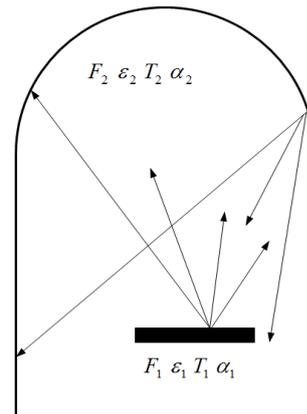


图 3-1 封闭空间中物体之间的辐射

$$Q_{1-2} = e_{f1}F_1 - e_{f2}F_2\phi_{2-1} \tag{3.1}$$

式中， $e_{f1}F_1$  为样品的有效辐射能流； $e_{f1}$  是样品的有效辐射力，它等于样品本身辐射  $e_1$  与冷壁辐射投射到样品上的反射辐射  $(1 - \alpha_1)e_i$  的总和，即

$$e_{f1} = e_1 + (1 + \alpha_1)e_i \tag{3.2}$$

式中,  $e_i$  为真空冷壁投射到样品表面上的辐射能量。

样品表面的净辐射热流密度  $q_1$ , 也就是样品表面的能量收支差额, 它等于样品本身辐射  $e_1$  与样品吸收的投射辐射部分的差额, 即

$$q_1 = e_1 - \alpha_1 e_i \quad (3.3)$$

将(3.3)式代入(3.2)式, 得:

$$e_{f1} = \frac{e_1}{\alpha_1} - \left( \frac{1}{\alpha_1} - 1 \right) q_1 \quad (3.4)$$

根据斯蒂芬-波尔兹曼定律,  $e_1 = \varepsilon_1 \sigma T_1^4$  将它代入(3.4)式, 得到

$$\varepsilon_{f1} = \frac{\varepsilon_1}{\alpha_1} \sigma T_1^4 - \left( \frac{1}{\alpha_1} - 1 \right) q_1 \quad (3.5)$$

因为  $Q_{1-2} = q_1 F_1$ , 即热流量等于热流密度乘以面积, 所以上式变成

$$F_1 e_{f1} = F_1 \frac{\varepsilon_1}{\alpha_1} \sigma T_1^4 - \left( \frac{1}{\alpha_1} - 1 \right) Q_{1-2} \quad (3.6)$$

同理

$$F_2 e_{f2} = F_2 \frac{\varepsilon_2}{\alpha_2} \sigma T_2^4 - \left( \frac{1}{\alpha_2} - 1 \right) Q_{2-1} \quad (3.7)$$

对于量热计冷壁表面积  $F_2$ , 它得到的净热流量, 即

$$Q_{2-1} = q_2 F_2 = -Q_{1-2} \quad (3.8)$$

将(3.6)式和(3.7)式代入(3.1)式, 并且加以整理, 得到

$$Q_{1-2} = \frac{F_1 \frac{\varepsilon_1}{\alpha_1} \sigma T_1^4 - \phi_{2-1} F_2 \frac{\varepsilon_2}{\alpha_2} \sigma T_2^4}{\frac{1}{\alpha_1} + \phi_{2-1} \left( \frac{1}{\alpha_2} - 1 \right)} \quad (3.9)$$

式中, 角系数  $\phi_{2-1}$  是一个几何参量, 与温度  $T_1$  和  $T_2$  的高低无关。当  $T_1 = T_2$  时, 样品表面  $F_1$  与量热计表面  $F_2$  即处在“平衡辐射”的情况下,  $\alpha_1 = \varepsilon_1$ ,  $\alpha_2 = \varepsilon_2$ ,  $\phi_{2-1} = 0$ , 从(3.9)式中可得到  $\phi_{2-1} = F_1 / F_2$ , 则(3.9)式可改写成:

$$Q_{1-2} = \frac{F_1 \sigma \left( \frac{\varepsilon_1}{\alpha_1} T_1^4 - \frac{\varepsilon_2}{\alpha_2} T_2^4 \right)}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{F_1}{F_2} \left( \frac{1}{\alpha_2} - 1 \right)} \quad (3.10)$$

根据基尔霍夫定律, 对灰体而言,  $\alpha_1 = \varepsilon_1$ ,  $\alpha_2 = \varepsilon_2$ , (3.10)式可简化为

$$Q_{1-2} = \frac{F_1 \sigma (T_1^4 - T_2^4)}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{F_1}{F_2} \left( \frac{1}{\alpha_2} - 1 \right)} \quad (3.11)$$

当样品和冷壁两个辐射表面都是黑体时,  $\alpha_1 = \alpha_2 = \varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 1$ , 没有反射辐射, 则(3.10)式又可简化为

$$Q_{1-2} = F_1 \sigma (T_1^4 - T_2^4) \quad (3.12)$$

若样品表面  $F_1$  是灰体, 量热计冷壁表面  $F_2$  是黑体, 则(3.10)式就演变成

$$Q_{1-2} = F_1 \varepsilon_1 \sigma (T_1^4 - T_2^4) \quad (3.13)$$

样品向冷壁表面净辐射热流  $Q_{1-2}$ ，假定用外加电功率 ( $Q_{1-2} = KIV$ ) 来补偿，于是(3.13)式就可以推导出半球向全发射率的表示式：

$$\varepsilon_1 = \frac{Q_{1-2}}{F_1 \sigma (T_1^4 - T_2^4)} \quad \varepsilon_1 = \frac{KIV}{F_1 \sigma (T_1^4 - T_2^4)} \quad (3.14)$$

式中  $K$  是电热当量 ( $K = 0.86 \text{ kcal} / \text{W} \cdot \text{h}$ )； $V$  是外加电压 (V)； $I$  是外加电流 (A)。

公式(3.14)是稳态量热法半球向全发射率测量的最终计算公式，也是相应测量装置的操作依据。由上述公式推导可以看出，公式(3.14)需要满足以下几个假设条件：

(1) 装置中热辐射的发射、吸收和反射都是漫射形式。

(2) 与周围环境相比，被测样品的面积很小。其物理意义表示由样品表面  $F_1$  发射到表面  $F_2$  后返回到  $F_1$  的热辐射可忽略不计。另外  $F_2$  表面是黑体， $\varepsilon_2 = 1$ 。

(3) 要使得基尔霍夫定律成立，即样品的  $\alpha_1 = \varepsilon_1$ ，这就要求  $T_2 = T_1$  或样品是灰体，即  $\varepsilon_1$  不随波长发生变化。

通过改变外加输入功率的大小，由(3.14)式就可以得到不同平衡温度下的样品半球向全发射率。

在上述稳态量热法测试模型中，认为样品的全面积与量热计发生辐射换热，但在实际测量中并不能完全保证样品的全面积，有些时候往往是样品的一个面。因此在稳态量热法中，有四种可对样品进行加热和辐射换热面的不同方法：其一是采用主加热器加热样品，并用补偿加热器进行保护以减少侧向热损，使主加热器产生的热量全部供给被测样品；其二是将加热的电阻丝放置在被测样品中间；其三是将样品直接通电加热；其四是采用辐射光源照射的方法对样品进行加热；其五是采用薄膜热流传感器测量稳态热辐射条件下流经样品表面的法向热流密度。下面对上述的测试系统和国内外相应得研究工作做简单的介绍和说明。

### 3.1. 保护电热法

该方法的测试设备及结构示意图见 [图 3-2](#)，该测试装置包括真空系统、真空室、主加热器、补偿加热器和测试系统等部分组成。

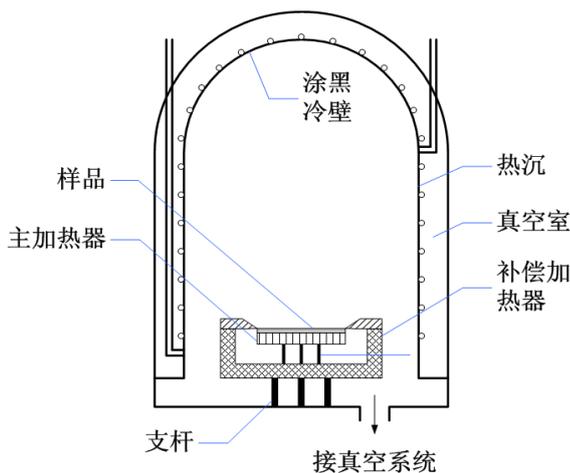


图 3-2 稳态量热法测量装置结构示意图

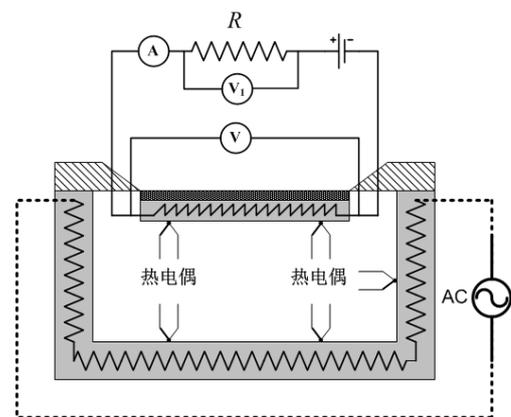


图 3-3 测试系统示意图

此装置是半球向全发射率  $\varepsilon_H$  测量的通用装置，一般也称该装置为半球向全发射率测量的标准设备。不过该装置的设备比较复杂，但它的测量精度也比较高，其结构和功能完全类似于材料热导率测量中的稳态保护热板法。

下面将该装置的各个系统和部分作一简单的介绍。

(1) 真空系统

为了使被测样品处于热平衡状态时只有辐射热交换，最好的办法是将样品置于真空室内，这个真空室的真空系统应该是无油的真空系统，以免被测样品受到油的污染。现在一般还是采用有油的真空系统，它包括抽低真空的机械泵和抽高真空的扩散泵，以满足真空室内的真空度必须达到  $6.66 \times 10^{-3} Pa$  的目的。考虑到剩余气体分子运动有传导热损，一般真空度不能低于  $1.33 \times 10^{-3} Pa$ 。

## (2) 真空室

真空室有内外同心的二个钟罩，外罩起真空密封作用，内钟罩即热沉，它的外壁焊有通冷却液的蛇形管，以保持内壁恒温。内壁经喷砂处理后，并涂上无光黑漆，要求其  $\varepsilon_H \geq 0.90$  以上。且在设计热沉时，热沉的面积要足够大，保证  $F_2 \gg F_1$ 。

## (3) 主加热器和补偿加热器

一般是把直径很细的镍铬丝绕在薄云母片上，并把它置于外表面镀金处理的铜盒内，其上放一块导热性能良好的紫铜均热板，用三根导热性能较差的聚四氟乙烯棒支撑在补偿加热器内，如图 3-2 所示，即构成主加热器。

补偿加热器是用铜制成的，呈圆杯状，并且是两个圆杯套在一起的，在中间绕有镍铬电阻丝，杯的内外要经镀金抛光处理。补偿加热器内壁与主加热器的温差由一对热电偶监视，补偿加热器的底、壁以及主加热器的底上各装有一对热电偶。

样品尺寸为  $40 \times 40 mm^2$  的平板，用真空考克脂或导热脂贴在主加热器的均热板上，样品的被测表面被热沉包围，其余部分被补偿加热器包围。调节补偿加热器输入功率，使补偿加热器内表面温度与主加热器温度相同，保证除被测表面外，其余表面与周围没有辐射热交换。

## (4) 测试系统

该方法的测试系统及线路如图 3-3 所示，主要测量样品和热沉的表面温度以及给样品加热的电功率，即通过主加热器的电流与电压。

天光义等[4]对这种测量方法的各项系统误差和偶然误差进行了详细分析，其结果列于表 3-1 中，误差分析表明：

表 3-1 稳态量热法半球向全发射率测量误差

试验温度 $T_1(K)$	$\delta\varepsilon\%$ 冷壁温度 $T_2(K)$	$\varepsilon$			
		0.2	0.4	0.6	0.8
330	70	+5.88 -1.01	+3.32 -0.91	+2.47 -0.88	+2.08 -0.86
330	293	+7.81 -3.10	+5.18 -2.85	+4.28 -2.76	+3.87 -2.75

采用该方法测试需注意以下几点因素：

测试的样品发射率结果一般比真正发射率要高，尤其对低发射率样品更是如此，必要时要进行修正。当然，当发射率很低时（如抛光的金、银表面， $\varepsilon < 0.10$ ），将无法再使用这种补偿加热稳态量热方法。

对发射率较低的样品，测量时必须采用液氮冷壁；对于高精度的测量必须采用液氮冷壁，但对于发射率比较高的样品，或者只作一般测量，水冷壁也可以满足要求。在一定的壁温条件下，提高样品温度也能减小测量误差；

引起误差的主要因素，一是样品表面的一对热偶丝导热损失影响相当大，二是样品表面温度的测量不准确，影响也不小，所以，减小这二项误差是保证测量精度的重要因素。

Brunotte 等人[5]采用类似图 3-2 和图 3-3 的结构研制了相应的半球向全发射率测试系统，测试温度范围为  $100 \sim$

400°C, 主要是用于测量 0.015 ~ 0.15 之间的低发射率材料, 最大测量误差为 6%。与 PTB 抛光不锈钢参考材料进行对比测试, 测量结果偏差在 2% 以内。并且还测量了太阳光选择吸收材料、 $TiN_xO_y - Cu$  吸收材料、多层陶瓷吸收材料和  $Al_2O_3 - Ni - Al$  吸收材料。

DiFilippo 等人 [6] 采用这种补偿电加热稳态量热法研制了一套真空量热法热辐射性能测试系统, 此系统采用了一种特殊的结构, 即被测样品放置在低温真空黑体腔的侧壁上, 由此来实现即可测量半球向全发射率也可以测量光谱发射率的功能。此测试系统的最高测试温度为 900 K, 样品面积尺寸为  $51 \times 51 mm$ , 低温真空黑体腔内部尺寸为  $\phi 150 \times 400 mm$ , 测试系统的整体结构如图 3-4 所示。

在 DiFilippo 等人研制的测试系统中, 关键部件之一是带加热功能的样品支架。此部件由加热屏和样品安装台两部分组成, 加热屏是一个  $\phi 44.5 \times 82.6 mm$  铜质圆柱, 上面镶嵌有 1mm 粗的铁镍铬加热丝, 由一个  $8A \times 36V$  的直流电源供电, 并通过两根 K 型热电偶监控加热屏前后两端的温度变化。这种结构的设计使得此部件还可以同时作为反射测量系统和光谱仪的附件, 实现多功能测量。在实际测试过程中, 真空腔要达到  $< 10^{-4} torr$  的真空度并使温度稳定在液氮温度, 通过调节加热电流使热屏和样品台被加热且恒定到设定温度, 并记录下加热电流、样品温度和空腔内壁温度, 图 3-5 为测量装置热传递示意图。

DiFilippo 等人通过研制的测试系统对八种不同发射率材料进行了测试, 在每一项测试中样品与样品支架温度都不同, 越是发射率大的样品越是具有较大的温差。另外还对相同的材料分别进行了半球向全反射率测量和光谱发射率测量, 并对测量结果进行了分析对比。

根据稳态量热法原理, Hager [7] 和 Jaouen [8] 等提出了在常规护热板法热导率测试设备上进行板状样品半球向全发射率测量的方法, 测试模型如图 3-6 所示。在实际测试过程中, 被测样品与冷板的一个端面保持一个缝隙, 并假设被测样品和冷板表面为漫散射灰体, 即它们的热辐射特性不随波长发生变化。

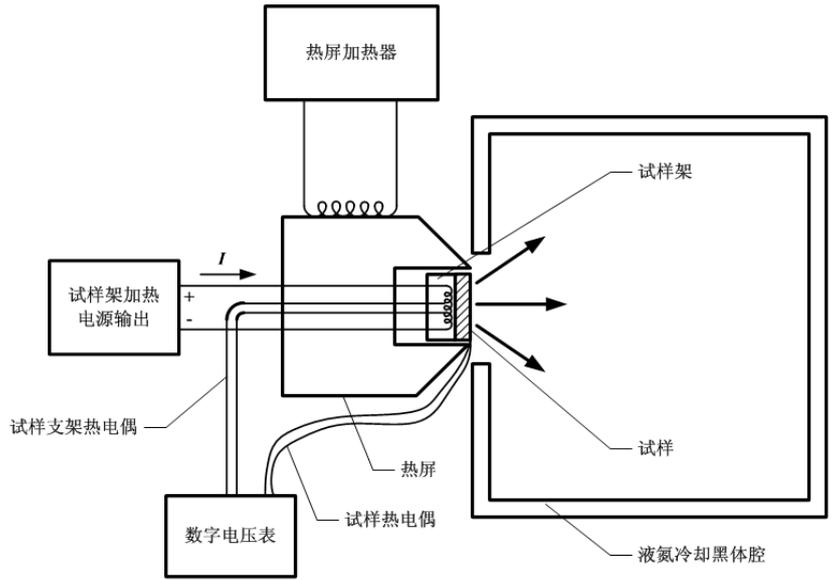


图 3-4 DiFilippo 等人测量装置结构示意图

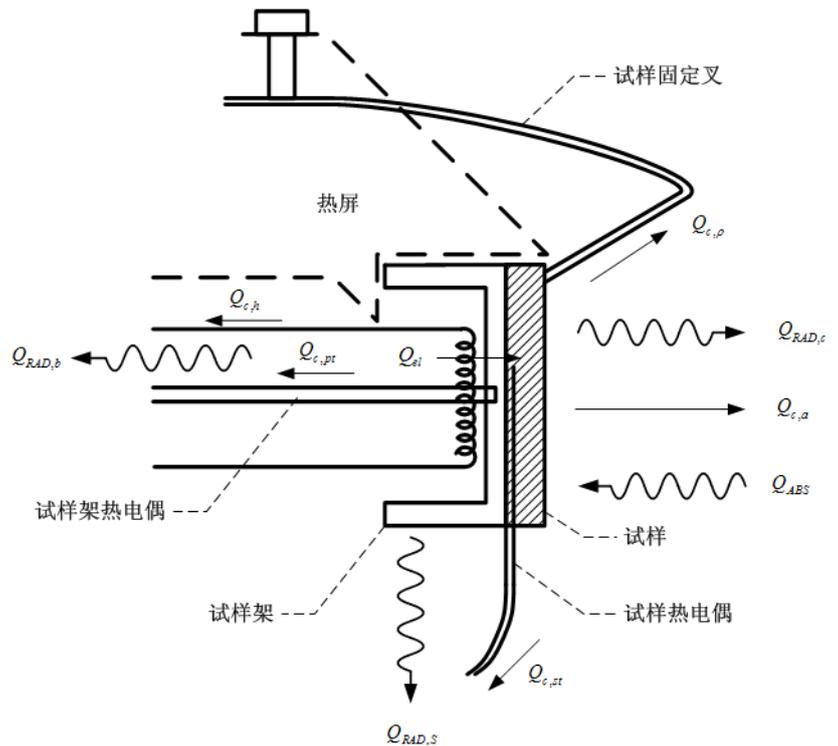


图 3-5 DiFilippo 等人测量装置热传递示意图

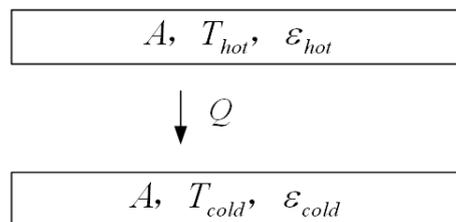


图 3-6 两平板热辐射模型

这是一个典型无限大平板之间的辐射传热问题，由此可以得出[9]：

$$Q = \frac{A\sigma(T_{hot}^4 - T_{cold}^4)}{\frac{1}{\epsilon_{hot}} + \frac{1}{\epsilon_{cold}} - 1} \quad (3.15)$$

式中： $Q$ 为样品和冷板表面之间的净辐射热交换能量； $T_{hot}$ 和 $T_{cold}$ 分别为样品和冷板表面的温度； $\epsilon_{hot}$ 和 $\epsilon_{cold}$ 分别为样品和冷板表面的半球向全发射率； $A$ 为样品的面积； $\sigma$ 为波尔兹曼常数 $5.67 \times 10^{-8} Wm^{-2} K^{-4}$ 。

由公式(3.15)可以得到被测样品的半球向全发射率 $\epsilon_{hot}$ 为：

$$\epsilon_{hot} = \left[ \frac{A\sigma(T_{hot}^4 - T_{cold}^4)}{Q} - \frac{1}{\epsilon_{cold}} + 1 \right]^{-1} \quad (3.16)$$

由此，只要测量量热面积 $A$ 的净辐射交换能量和表面温度，并已知冷板材料表面的半球向全发射率 $\epsilon_{cold}$ ，就可以计算出被测样品的半球向全发射率 $\epsilon_{hot}$ 。

这种方法常用来评价具有高发射率的平板加热器表面辐射特性，并在 ISO 8302:1991 标准测试方法中有相关描述[10]。在 ISO 8302:1991 中采用了变缝隙厚度的方法来消除缝隙内空气导热所带来的影响。但对于测量较低发射率的材料，由于辐射热流与空气导热流相比很小，所以必须在真空环境下才能采用这种方法测量低发射率材料。另外这种方法的一个显著特点是测量面积较大，对非均质材料测量更具有代表性，这样比小样品的光谱光学测量方法更具有优势。针对这种在防护热板法热导率测试仪器上进行的半球形全反射率测量，上海依阳进行了有限元仿真分析[11]，并得出了以下结果：

(1) 为减少侧面外部辐射的影响，试样与冷板之间的间隙要小于 5mm。

(2) 这种测试方法，对发射率小的材料进行测试更有优势，测量精度更高。

(3) 为保证测量精度，还需尽可能降低冷板温度和提高加热板温度，以增大试样和冷板之间的温差，由此来降低温度传感器测量误差对发射率测量的影响。对于低导热被测试样表面的发射率测量，尤其要设法增大温差。

根据此方法，英国国家物理实验室 (NPL) 就在标准的护热板法热导率测试系统的基础上增加了真空系统，研制了真空护热板法测试系统 (Vacuum Guarded Hot-Plate)，用此设备进行材料热导率和半球向全发射率的测量，测试温度范围为 $-20 \sim 60^{\circ}C$ 。该系统的测试结构如图 3-7 所示[12]。

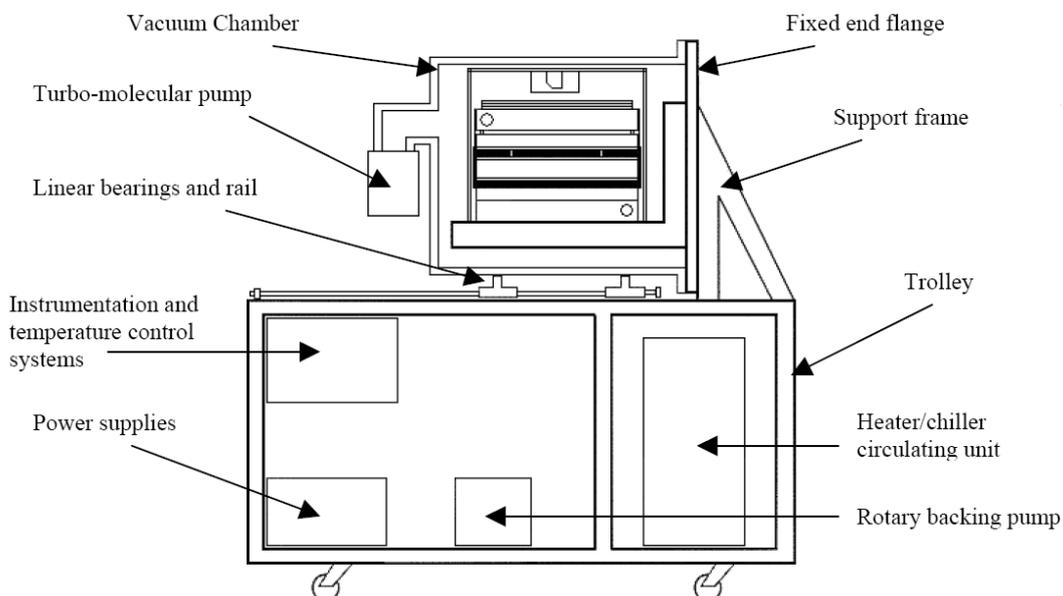


图 3-7 英国国家物理实验室 VGHP 半球向全发射率测量装置结构示意图

在 VGHP 中，冷板和热板表面都涂有相同的黑色涂料，在  $20^{\circ}\text{C}$  时黑色涂料的半球向全发射率为 0.9。为了抑制间隙内的空气导热和对流，整个测量装置放置在一个真空室内。对于  $3\text{ mm}$  厚的间隙，在  $10^{-2}\text{ Pa}$  的真空环境下，气体的热传导可以忽略不计。一旦达到此真空度水平并达到热平衡状态，同时保证侧面边缘热损失最小化，就可以认为样品和冷板缝隙之间的辐射传热量等于输入给中心加热器的电加热功率。

在 VGHP 中，样品是矩形结构，采用了四个 Tufnol 间距器放置在样品的四个角上以保证样品表面和冷板冷面的间隙厚度。间隙器为  $3\text{ mm}$  长的管子，外径为  $5\text{ mm}$ ，壁厚为  $2\text{ mm}$ 。通过保证较小的间隙，并在护热板边缘覆上一层反射铝膜，使得中央加热器到护热板的净辐射传热降低到忽略不计的程度。

这种基于保护热板法的发射率测量技术还被用于测试评价微纳器件上的近场热辐射性能。按照普朗克黑体辐射理论可以精确估计不同温度物体之间通过辐射形式进行热传递的辐射热流大小，但前提是这两个物体之间间距这个特征尺寸要远大于辐射的平均波长，而且辐射热量的大小受温差、表面发射率影响有个黑体极限。当物体之间的距离小于辐射波长时，普朗克理论将不再成立，这种距离称之为近场“near-field”距离，在近场距离范围内，辐射传热往往会超过普朗克黑体辐射极限的很多倍。

Bernardi 等人 [13] 基于保护热板法的量热技术，搭建了近场热辐射性能测量装置，如图 3-8 所示。

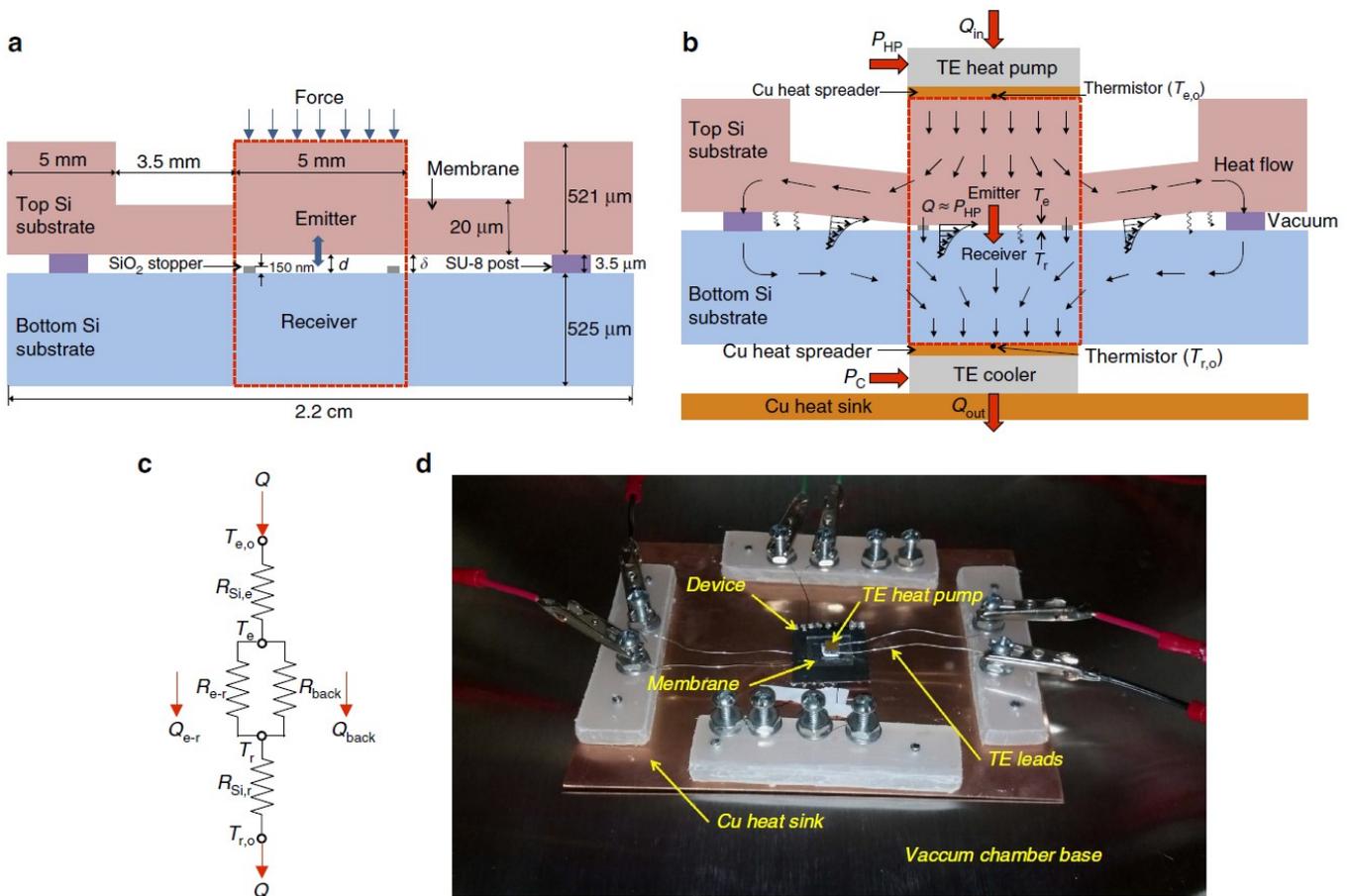


图 3-8 近场辐射传热装置。(a) 装置处于打开位置；(b) 装置在关闭位置通过的热量流动；(c) 装置的热等效电路；(d) 真空室中近场辐射传热测量装置照片。

Bernardi 等人测量了两片  $5\text{ mm}\times 5\text{ mm}$  硅平面表面在大温差（约  $120\text{ K}$ ）下的辐射传热，两表面间距的调节范围为  $3500\sim 150\text{ nm}$ ，在  $150\text{ nm}$  厚的间隙时，辐射传热超过了黑体极限得到了 8.4 倍的显著增强。

### 3.2. 间接电热法

该方法是把加热电阻丝镶嵌在被测样品中间，有人称这样的样品是“夹心饼干”，如图 3-9 所示 [14]，把测温的偶丝悬挂在有冷壁的真空罩内即可，它的真空系统、真空室与补偿电加热稳态法相同，所以，该方法的结构比较简单，放

置样品方便，操作也比较简便，但这种方法的样品制作比较复杂和困难。

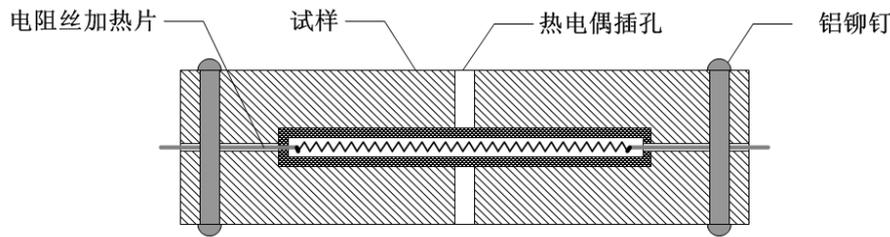


图 3-9 样品剖面图

如果所制作的样品边缘和上下表面都一样，也就是说它们的发射率相同，发射率的计算就比较简单，如果涂层只能涂在上下表面时，而边缘就没有涂层，必是样品涂层的底材，发射率为  $\varepsilon_{H2}$ ，面积  $A_2$ ，温度是整个样品温度的平均值  $T$ ，涂层上下表面的发射率为  $\varepsilon_{H1}$ ，面积  $A_1$ ，那么待测样品涂层的发射率为

$$\varepsilon_{H1} = \frac{0.86IU}{2\sigma A_1 (T_1^4 - T_2^4)} - \frac{1}{\alpha} \left( \frac{A_2}{A_1} \right) \varepsilon_{H2} \quad (3.17)$$

式中， $T_2$  为热沉内壁的表面温度。为了提高测量精度，在某些情况下， $A_2 / A_1$  和  $\varepsilon_{H2} / \varepsilon_{H1}$  都不是很小的时候，(3.17) 式中的第二项不应该轻易略去，否则所测得的  $\varepsilon_{H1}$  数值一定偏高。

Hameury 等人[15]采用这种间接电加热稳态量热法研制了相应的测量装置，如图 3-10 所示。其测试温度范围为 20~200℃。此装置的显著特点是希望采用护热技术使得不希望产生的热损降低到最小。

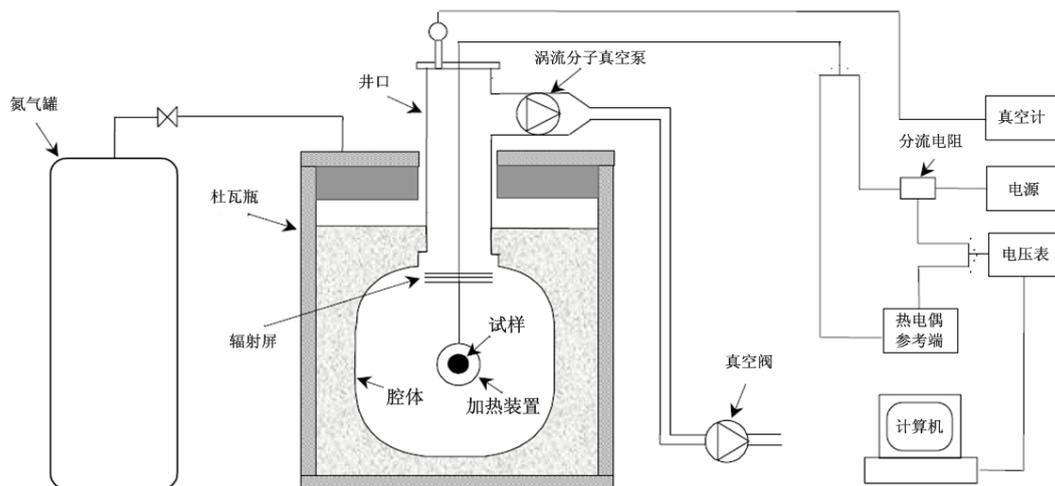


图 3-10 Hameury 间接电加热稳态量热法测量装置结构示意图

在 Hameury 等人的装置中，采用经典的热导率测量方法——护热法的原理，制作了一个极其复杂的加热和护热装置来对样品进行加热，相当于把一个完备的典型护热板法热导率测量装置放置在真空黑体腔内进行半球向全发射率测量，只是尺寸较小。在 Hameury 等人的研究中，对理论上存在的各种热损在此装置上都进行了考虑并通过硬件设法进行修正，加热和护热装置结构如图 3-11 所示。

在 Hameury 等人的样品加热和护热装置中，样品加热采用了聚酰亚胺加热膜，由于此种薄膜加热的最高温度为 210℃，所以样品能达到的最高温度也受到了限制。加热膜用两个铜盘夹住，每个铜盘的尺寸为  $\phi 62.2 \times 5 \text{mm}$ 。圆环加热也采用做成环状的聚酰亚胺加热膜并用两个环状铜盘夹持，铜环的内径为 64.2mm，外径为 120.7mm。铜护热环的温度通过八对热电堆进行控制来跟踪中心铜盘温度，热电堆跨接在铜环和铜盘之间，上下两组铜环和铜盘各跨接四对热电堆，热电堆线埋设在沟槽内并用高导热环氧树脂胶填满。铜盘的温度控制使用埋设在铜盘上的镍铬/铝热电偶进行测量和控制。被测样品的加工尺寸如图 3-12 所示。在样品的径向开两个成 90°孔以放置测温热电偶。如果被测材料很薄，可以将被测材料粘贴在两块金属盘上做成如图 3-12 所示的尺寸当作被测样品。如果被测材料为涂层材料，可以直

接涂在两块金属盘上。在安装样品时还需要两片与被测样品相同材质的样品环，以保证与被测样品有相同的温度和温度梯度。但为了实际操作方便，也可以用三组金属材料（不锈钢、铝合金和铜）作为样品环。由此此装置的引线很多，引线导热势必会带来严重的热损，为了消除引线热损，在此样品装置的侧面增加了一个护热块，在护热块与护环之间也需要采用热电堆来控制护热块温度始终与护环温度一致。

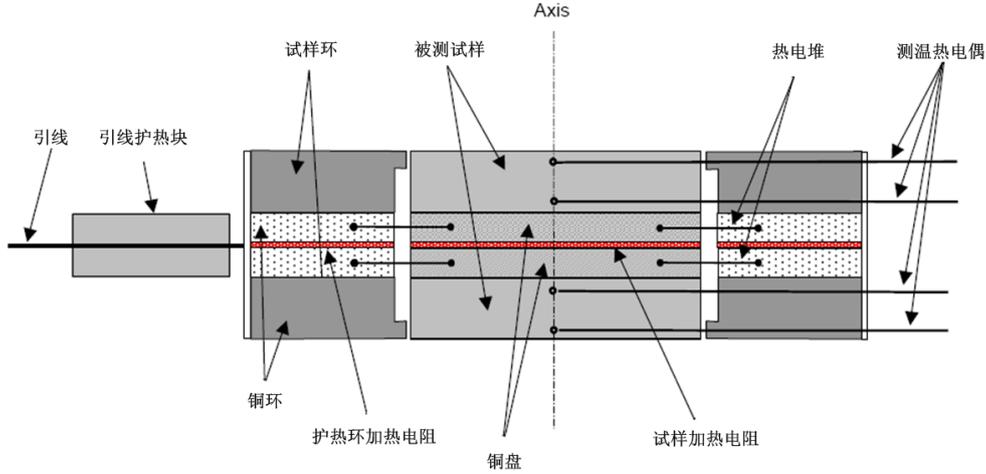


图 3-11 Hameury 装置中样品加热和护热结构示意图

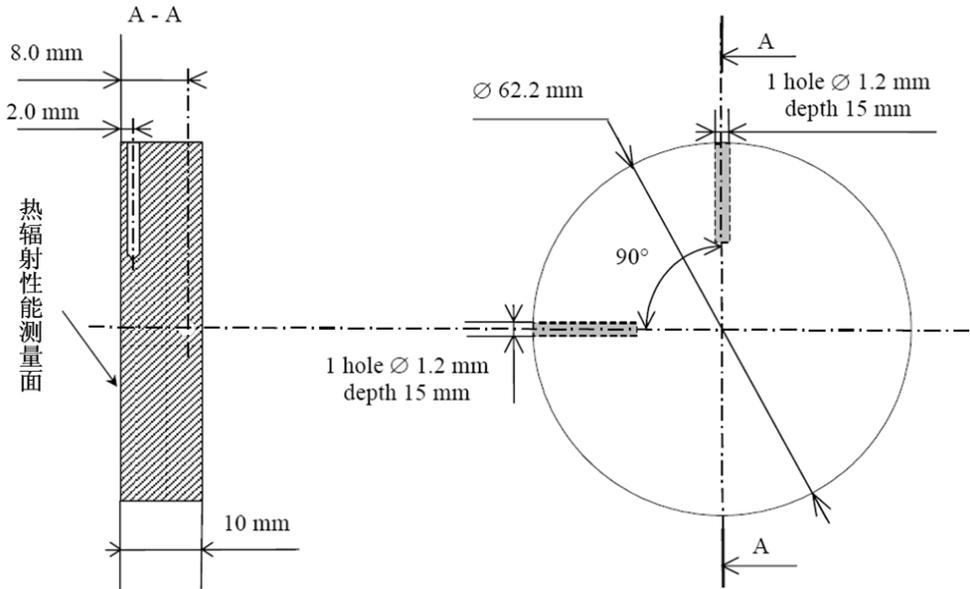


图 3-12 Hameury 装置中样品结构示意图

在 Hameury 等人的测试模型中，考虑了三类表面，包括两个样品的圆形辐射面、护热环表面（环形平面和柱状面）和腔体表面。当达到热平衡时，两样品表面的热平衡方程为：

$$\varepsilon_s = \frac{\frac{(P_{elec.} - P_{leaks})}{S_s} \left( \varepsilon_c + \varepsilon_r \frac{S_r}{S_c} (1 - \varepsilon_c) \right)}{\delta T_s^4 \left( \varepsilon_c + \varepsilon_r \frac{S_r}{S_c} (1 - \varepsilon_c) \right) - \varepsilon_c \delta T_c^4 - (1 - \varepsilon_c) \left( \varepsilon_r \frac{S_r}{S_c} \delta T_r^4 + \frac{(P_{elec.} - P_{leaks})}{S_s} \right)} \quad (3.18)$$

式中： $\varepsilon_s$  为被测样品的半球向全发射率； $P_{elec.}$  为提供给样品加热电阻的电功率； $P_{leaks}$  为各种形式热损失的集合，当热量散失时  $P_{leaks}$  为正，当吸收热量时  $P_{leaks}$  为负； $S_s$  为样品两圆平面的面积之和； $\varepsilon_c$  为腔体内壁的半球向全发射率； $\varepsilon_r$  为环表面的半球向全发射率； $S_r$  为样品环朝向腔体内壁方向的表面积之和； $S_c$  为腔体内壁表面积； $T_s$  为两样品的平均温度； $T_c$  为腔体内壁的平均温度； $T_r$  为两护热环的平均温度。

在半球向全发射率测量过程中，真空腔内的压力一般要低于  $10^{-3} Pa$ ，样品距离腔体内壁的最长距离大约为 300mm。

如果腔内压力处于 $10^{-2} Pa$ 以下, 腔内气体的分子平均自由程将大于  $0.64 m$ , 也就是说分子平均自由程将大于腔体的最大内径。由此可见腔体内部的等效热导率与腔体内部的压力是成比例的。

对一个圆形表面样品来说, 热流损失可以表达为:

$$\Phi_{air} = K \cdot S_{samples} \cdot \alpha \cdot P (T_{sample} - T_{walls}) \quad (3.19)$$

式中:  $K$  为气体的特征值 (对于氮气  $K = 1.2$ );  $S_{samples}$  表示样品的表面积;  $\alpha$  表示调节系数 (对于在  $77 K$  温度下的空气,  $\alpha = 1$ );  $P$  表示气压;  $T_{sample}$  表示样品表面温度;  $T_{walls}$  表示腔体内表面温度。

Varenne 等人[16]对空间用绝热材料以及具有较高发射率涂层的热性能测试评价进行了研究, 设计了另外一种间接电加热测试模型对半球向全发射率测试方法, 研制了相应的测试系统。在空间环境下, 绝热材料的热特征主要体现在两个性能参数上, 一个是涂层的半球向全发射率, 另一个是绝热材料的热导率, 如果知道其中一个参数, 另一个参数就可以计算获得。

Varenne 等人研制的测试系统中, 真空腔的体积约为  $0.5 m^3$ , 真空腔墙壁用液氮冷却保持在  $80 K$ , 墙体底部有一个  $\phi 80 mm$  的孔以便于安装被测样品, 由于此孔的尺寸很小不影响真空腔作为一个均匀黑体使用, 整个测试系统结构如图 3-13 所示。测试系统中样品装置是由圆柱形绝热材料样品 ( $\phi 50 \times 10 mm$ ) 和涂层材料 ( $\phi 52.5 mm$ ) 堆积构成。并且采用两个分离的单元以便于进行相应测量和参数估计计算, 其中一个单元是已知光学参数的涂层材料, 以此来比较几种绝热材料的热传导性能; 另一个单元为已知热导率的绝热材料, 以此来估算出不同涂层材料的半球向全发射率参数。整体样品安装结构如图 3-14 所示。加持装置经过特殊的设计以避免前后表面发生任何形式的热接触, 否则在前后表面会产生不希望出现的热交换。绝热材料样品被两块衬底材料胶合在中间, 这些衬底材料还起到使样品表面温度场均匀化的作用, 并减少由于测温热电偶的引入所引起热流场的变化。这些衬底材料同时也用于承载被测涂层样品。在样品背面安放有一个电阻加热器, 反射屏安置在绝热材料四周以用于降低辐射热损, 否则会扰动绝热材料上的一维温度场。样品与周围环境的热交换如图 3-15 所示。

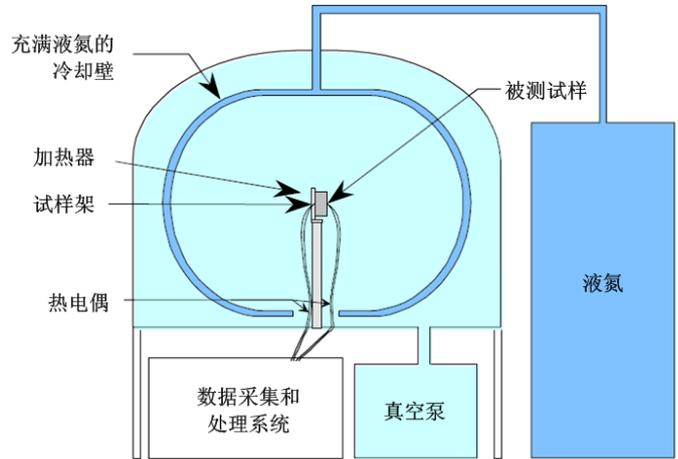


图 3-13 Varenne 测试系统结构示意图

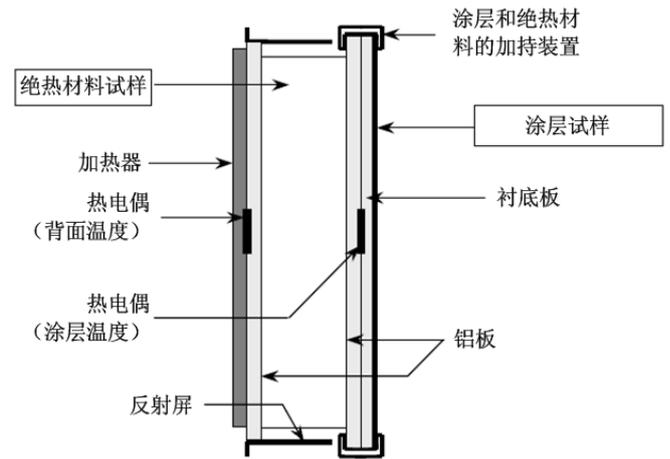


图 3-14 Varenne 测试系统样品安装结构示意图

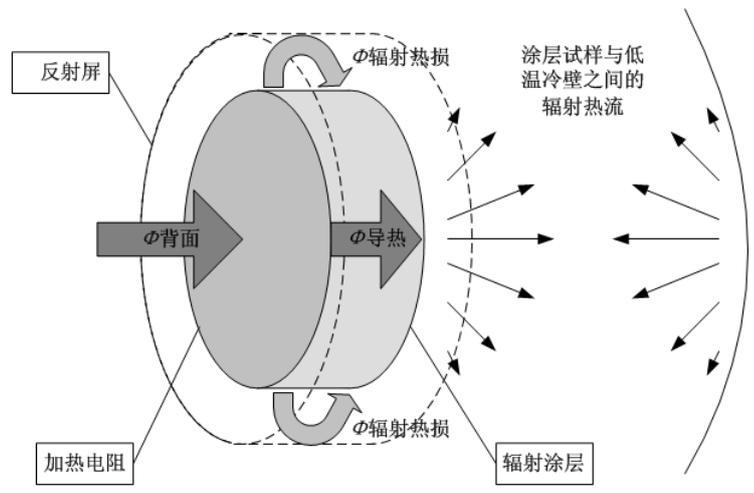


图 3-15 Varenne 测试系统中热交换示意图

采用 Varenne 等人的测试方法进行测试时, 样品背面温度为恒定, 可以选择在 243 ~ 300 K 设定。那么通过前表面涂层发射出去的热量将取决于涂层的温度和发射率, 并取决于测试样品安装的几何形貌。由此, 涂层前表面的净辐射热流为:

$$\Phi_{front} = \sigma \varepsilon_{coating} A_{coating} (T_{front}^4 - T_{wall}^4) \quad (3.20)$$

由于绝热材料样品的四周存在辐射热损会影响样品上的一维热流模型, 因此特别设计了反射屏以起到护热板的作用。另外 Varenne 等人还对反射屏进行了数值模拟以实现高效热屏, 如反射屏内壁具有高反射率而且发射屏的内径可以根据相应的热导率进行调节, 尽管不能完全消除辐射热损, 但由此可以大幅度的降低。

如果假如样品内部是一维热流, 在温度平衡的稳态情形下, 根据傅立叶热传导方程可以得到:

$$\Phi_{front} = \sigma \varepsilon_{coating} A_{coating} (T_{front}^4 - T_{wall}^4) = \frac{k S_{insul} (T_{rear} - T_{front})}{e} \quad (3.21)$$

式中的  $T_{front}$ 、 $T_{rear}$ 、 $T_{wall}$ 、 $T_{coating}$ 、 $S_{insul}$  和  $e$  可以在试验前和试验中测量获得。如果  $\varepsilon_{coating}$  已知, 那么就可以估算出  $k$  值; 同样, 如果  $k$  值已知, 也同样可以估算出  $\varepsilon_{coating}$  值。在这两种估算过程中, Varenne 等人采用了反问题技术, 并对至少 100 次的测量结果进行了处理以减少测量误差对计算结果的影响。

Varenne 等人提出的这种测试方法是一种稳态测试方法, 测量精度很高, 但冷却时间总是长于加热时间, 一般需要几乎一天的时间才能达到第一个试验点需要的条件, 然后经过 8 小时后才能进行后续温度点的测量。

### 3.3. 直接通电加热法

上述方法测试温度都比较低, 所测得的都是常温半球向全发射率。如果要测量高温发射率, 可采用对样品直接通电加热的稳态量热法<sup>[17]</sup>。

样品放置在内壁涂有黑漆的水冷真空罩内, 并且直接通电加热至某一温度, 如果样品足够长, 则在其均温区内, 样品的纵向热传导可以忽略, 因在真空中, 对流是很微小的, 这是样品与恒温真空罩内壁的热交换完全可以认为是辐射方式进行, 样品表面辐射热量  $Q$  为:

$$Q = 0.86IU = \varepsilon_n C_0 A \left[ \left( \frac{T_1}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_2}{100} \right)^4 \right], \quad \varepsilon_n = \left[ \frac{1}{\varepsilon_H} + \frac{A}{A_1} \left( \frac{1}{\varepsilon_1} - 1 \right) \right]^{-1} \quad (3.22)$$

式中,  $Q$  为样品在测定电压的两引线间的表面辐射能力, ( $kcal/h$ );  $I$  为通过样品的电流, ( $A$ );  $U$  为样品均温区中某一段电压, ( $V$ );  $A$  为样品在电压测量点区间的辐射面积, ( $m^2$ );  $T_1$  为样品均温区的表面温度, ( $K$ );  $T_2$  为水冷真空罩内壁温度, ( $K$ );  $A_1$  水冷真空罩内壁表面积, ( $m^2$ );  $\varepsilon_1$  为涂在真空罩内壁黑漆的发射率;  $c_0$  为绝对黑体辐射常数, ( $4.9kcal/m^2 \cdot h \cdot K$ );  $\varepsilon_H$  为待测样品在温度  $T_1$  时的半球向全发射率;  $\varepsilon_n$  为等效发射率。

因为真空罩内壁涂的黑漆,  $\varepsilon_1$  接近于 1, 又因为  $A_1 \gg A_2$ , 所以  $\varepsilon_H \approx \varepsilon_n$ 。则(3.22)式可表示为:

$$\varepsilon_H = \frac{0.86IU}{C_0 A \left[ \left( \frac{T_1}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_2}{100} \right)^4 \right]} \quad (3.23)$$

样品的辐射面积  $A$  比较容易测量, 水冷真空罩内壁温度  $T_2$  也比较容易测量, 实验中主要应准确测定样品的温度  $T_1$ 、样品上的电压  $U$  和电流  $I$  三个量, 下面分别作一简要说明。

(1) 测温: 如果样品是管状薄壁的, 可以用光学高温计通过样品壁上小孔测得真是温度, 也可以把热电偶伸于管内测温。如果样品是宽 10 mm、长 230 mm 的薄片, 那么用光学高温计测得是亮度温度, 需要进行修正。修正的方法是用通用板材卷成直径 10 mm 的圆管, 中间壁上钻一个直径 1 mm 的孔, 通过小孔测量内壁温度, 经过热导修正壁厚影响算出表面真实温度。另外, 还可以用双通道比色温度计测量温度。比色温度计测定灰体温度是真实温度, 而一般工

程上所用的材料都是接近灰体, 因此用比色温度计可直接测出真实温度。

(2) 测电压: 测量样品的电压通常在 0.2 ~ 1.0V 之间变化, 要精确测定这样小的交流电压, 用一般的交流电压表难以做到, 可将样品的交流电压变为直流热电讯号进行测量。也可以采用大功率直流电源, 并采取恒流恒压措施保证加热电流的稳定。

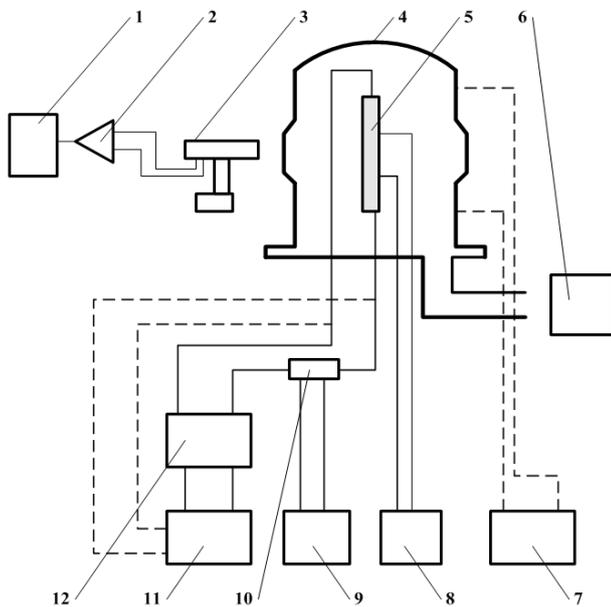


图 3-16 整机方框图。1.测控仪表; 2.放大器; 3.比色温度计; 4.真空钟罩; 5.样品; 6.真空系统; 7.电压测量系统; 9.电流测量系统; 10.分流器; 11.调压稳压系统; 12.加热电源

(3) 测电流: 通过样品的电流约为 200 ~ 300A, 对于较大的样品, 电流可能更大, 通常用交流互感器和精密电流表测量电流值, 为了实现大电流的自动记录, 可在电流回路中串联一组分流器, 再用上述测电压的方法通过热交换器和电子电位差计测定分流器上的电压讯号, 同样这种讯号事前用串联在电流回路中的交流互感器和精密电流表校准, 制成工作曲线, 即可实现交流大电流的自动记录。

直流通电加热稳态量热法半球向全发射率测量装置, 简称高温辐射仪, 它是由真空炉、测量柜和液压系统等部分组成, 整套装置的结构系统如图 3-16 所示。

(1) 真空炉: 它主要由真空钟罩、底盘、中心电极、侧电极和真空机组等部分;

(2) 测量柜: 内配加热样品的电源和控制系统, 数据采集系统等等;

(3) 液压系统: 它是单向的开式液压系统, 可用以提升和下降真空钟罩, 工作行程时压力油进入油缸底部, 顶起活塞, 回程依靠钟罩和活塞自动把油压回油箱。

直接通电加热稳态量热法的主要特点是可以实现高温下半球向全发射率测量, 因而应用十分广泛, 并有相应的标准测试方法, 如 ASTM C835-06 (Standard Test Method for Total Hemispherical Emittance of Surfaces up to 1400°C) [18]。在此标准中规定了样品尺寸和各种实验参数。目前国内也制定了此方法的国家军用标准待颁布。

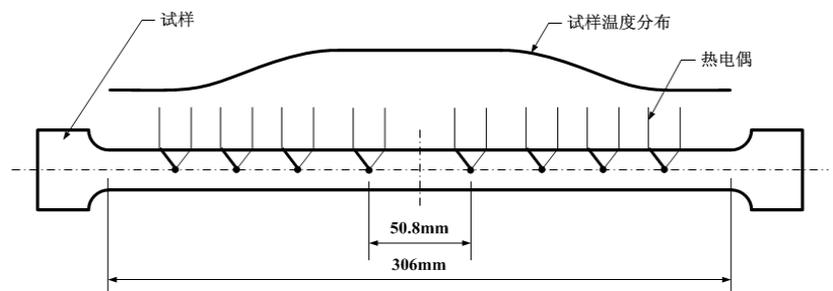


图 3-17 Wilkes 测量装置样品结构和温度分布示意图

美国橡树岭国家实验室 Wilkes 等人 [19] 参考 ASTM C835 对用于超级真空绝热材料构件的带材不锈钢半球向全发射率进行了测量, 同时还测量材料的电阻率和热导率。

在 Wilkes 等人研制的测量装置中, 由于要同时测量电阻率、半球向全发射率和热导率, 因此在长 305 mm 的样品上焊接了八对热电偶, 如图 3-17 所示。中间的两对热电偶处于样品的均温区, 相距 50.8 mm, 其它六对热电偶分别布置在样品两端的温度非均匀区间内。在电阻率测量过程中, 中间位置的两对热电偶作为电压测量端; 在半球向全发射率测量过程中, 通过对所有热电偶测温数据的拟合获得样品上的温度分布, 可以计算出发射率数据。热导率的测量根据下式计算获得。

$$\frac{I^2 \rho}{A} - P \varepsilon \sigma (T^4 - T_0^4) + \lambda A \frac{d^2 T}{dx^2} = 0 \quad (3.24)$$

式中:  $\lambda$  为样品热导率;  $\varepsilon$  为半球向全发射率;  $\rho$  为样品的电阻率;  $I$  为加热电流;  $A$  为样品的截面积;  $P$  为样

品的表面积； $T$ 为样品在 $x$ 处的温度； $T_0$ 为真空腔体内壁的表面温度； $\sigma$ 为斯蒂芬-波尔兹曼常数。

表 3-2 Wilkes 等人测试的样品牌号和厚度

样品编号	AISI 牌号	平均厚度 (mm)
1	304	0.305
2	304	0.203
3	201L	0.089
4	201	0.076
5	321	0.076
6	321	0.051

Wilkes 等人对各种典型 304、201 和 321 不锈钢样品进行了测试，样品编号和厚度如表 3-2 所示，半球向全反射率测量结果如图 3-18 和图 3-19 所示。

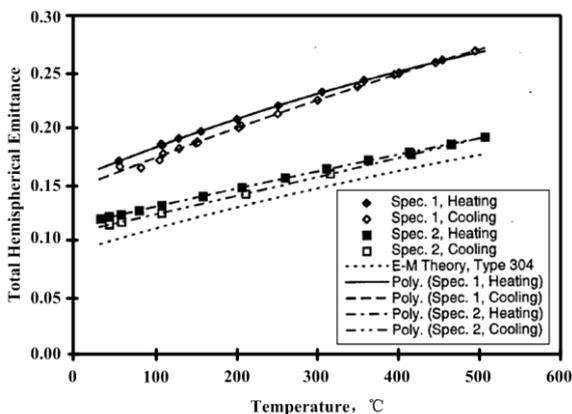


图 3-18 典型 304 不锈钢带发射率测量结果

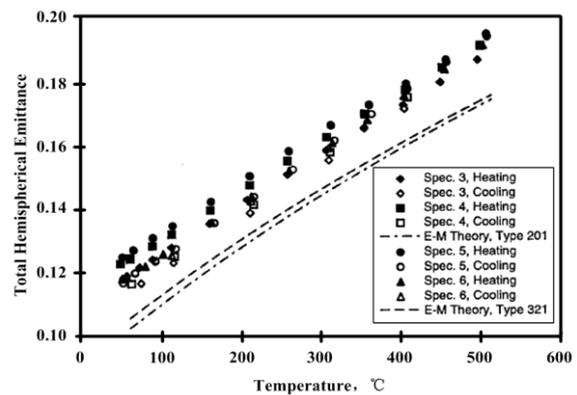


图 3-19 其它不锈钢带发射率测量结果

对测量结果可以看出，对于 2~6 号样品的测试，不同厚度之间的测试结果相差不超过 5%，但 1 号样品却相差 38% 以上。这些偏差并不是由于表面粗糙度引起，因为 1 号样品明显的不如 2~6 号样品更光亮，并且围观检查也显示了 1 号样品抛光的不光滑性。1 号样品测试结果的偏差偏大主要是由于样品厚度太厚引起的，在 ASTM C835 中规定的样品尺寸不应超过 0.25 mm。当样品加热到 500°C 后将会给样品的发射率降低一个比常温发射率低 3~8% 的常数，并且在加热后表面没发生明显的变化。

为了给空间冷却液散失事故中的计算机模拟计算提供准确的发射率数据，Thomason [20] 采用 Wilkes 等人 [19] 研制的测量装置，对用于 SP-100 空间核反应堆芯的可裂变涂层 (Nb-1% Zr) 半球向全发射率进行了测试研究。

由于实际模拟计算的需要，Thomason 将被测样品从 ASTM C835 规定的带状样品改成了薄壁筒状样品，样品长度近 300 mm，外径为 7.6035 mm。但薄壁圆筒样品会存在圆筒内壁之间的辐射问题，因此 Thomason 假设了样品的几何尺寸要保证可以认为内壁之间的辐射可以忽略不计。此项研究的意义在于如何测量圆筒状样品的发射率。

尽管在实际应用中关心的是高达 2000 K 范围以内的参数性能，但由于所研制的设备限制，最高测试温度只能达到 1300 K，这主要是受到电源额定电流 (180 A) 和样品电阻值的限制。另外一个限制测试温度提高的因素是真空度，按照 ASTM C835 对真空度要求，在测试过程 Nb-1% Zr 会发生氧化现象，随着氧化过程涂层的发射率会逐渐增加。同时在测试过程中还发现，热电偶温度测量的偏差会对测量结果带来很大的影响，所以一定要对热电偶进行正确的安装、校准和测量数据修正处理。

为了提高测试温度，一方面要设法增大被测样品的电阻 (如在样品上增加刻槽和降低样品的截面积，刻槽可以定位在靠近电极的两端起到平坦样品均温区的作用)，另一方面就是设法提高加热电流 (如采用更大功率直流电源、采用水冷电极和水冷导线等)；同时还应设法提高真空度降低被测材料的氧化。

Greene<sup>[21]</sup>等人采用类似的直接通电方法对 Inconel 718 在氧化前后的半球向发射率进行了测试, 以为了给非接触辐射温度测量提供较为准确的发射率修正数据。在测量过程中, 整个测试系统如图 3-20 所示。

其中, 真空室用不锈钢材料制成, 内壁喷涂高吸收涂层。真空腔两个轴向端和侧向都焊接了法兰, 下端通过密封垫圈和平板实现密封; 真空腔径向方向焊接了与真空系统连接的真空嘴、热电偶及电压探针等输出信号线输出端子, 热电偶是通过点焊技术焊接到样品表面, 它的低温参考端通过弹簧与冰点连接; 上端密封板中心处安装一个可做加热电极使用的样品夹持器。Inconel 718 样品的尺寸为长 152.4 mm、宽 3.175 mm 和厚 0.127 mm 薄带状样品, 样品上端通过夹持器被固定在真空室内, 样品下端与软电极相连。真空系统由一个级联的扩散泵和机械泵组成, 可将真空室内的真空度抽到 $10^{-6}$ 托左右。Greene 等人用这套装置对 200~1000°C 温度范围内氧化和未氧化的 Inconel 718 样品的半球向全发射率做了测量, 不确定度优于 3%。当测量温度超过 1000 时热电偶输出值波动很大, 这成为该装置需要解决的主要问题。

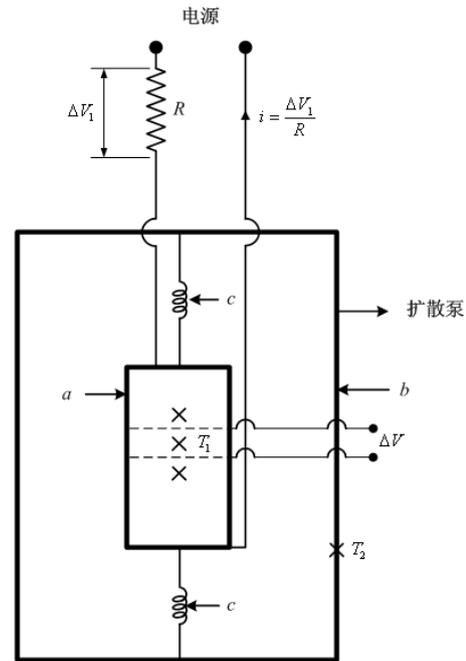


图 3-20 测试系统结构示意图: (a) 为 Inconel 718 样品; (b) 为真空腔体; (c) 为热电偶和弹簧

在测试过程中, 样品放置在表面温度为  $T_2$  的真空腔内, 沿样品长度方向用 60 Hz 的交流电  $i$  加热样品, 当样品温度稳定在  $T_1$  后, 测量有效样品长度  $l$  两端的电压降  $\Delta V$ , 根据已知有效样品的厚度  $w$  计算出样品表面积  $2lw$ , 可以得到样品在  $T_1$  温度下的半球向全发射率:

$$\varepsilon = \frac{i\Delta V}{2lw\sigma(T_1^4 - T_2^4)} \quad (3.25)$$

在 Greene 等人的研究过程中做了一个重要的实验, 以证明这种直接通电加热稳态量热法的测试温度最高只能达到 1000°C。这个实验就是用相同的两支热电偶进行比较, 一根焊接在小金属片上, 一根作为标准参考热电偶进行测温, 把这两支热电偶放入大气环境下的加热炉内分别进行温度测量。测量结果显示随着炉温的增加, 这两支热电偶的测量值差别越来越大, 如图 3-21 所示, 这证明了随着温度的升高焊接热电偶的测量误差增大。

Greene 等人对 Inconel 718 的测试结果显示, 氧化前后发射率变化很大。

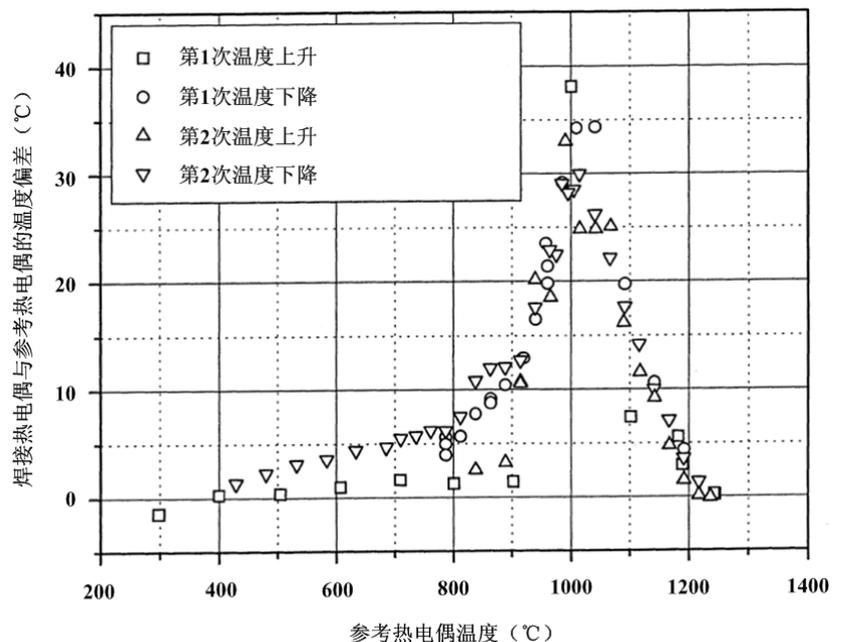


图 3-21 样品热电偶和参考热电偶之间的偏差

在 200 ~ 1000°C 的范围内, 未氧化条件下的发射率从 0.24 变化到 0.33, 氧化处理后发射率从 0.85 变化到 0.90, 另外发射率的变化与氧化处理时间没有规律性的关系。Greene 等人在测试中还发现一个特殊的现象就是经过最长时间氧化处理后 (60 分钟), 升温过程中的发射率测量值要大于降温过程中的发射率重复测量值, 这可能是由于温度引起样品表面尺寸变化而给氧化涂层带来散裂造成。在真空中所产生的这种效应, 但在氧化气氛中将自动消除。

从以上测试方法中可以观察到, 这些方法的测试温度都不高, 这是因为在测量过程中温度需要恒定, 在测试过程中较长时间的高温恒定势必会对真空腔体提出更高的低温恒温制冷要求, 否则会损坏真空腔, 因此稳态方法也限制了更高温度下的测量。另外, 由于以上方法都是用热电偶测量样品表面温度, 而热电偶一般是焊接在被测样品上, 这样造成的测温热电偶需要特别的校准手段, 否则会带来很大的测温误差, 特别是在高温段, 往往在温度超过 1000°C 后, 由于不明原因测温数据呈现不规则的读数。

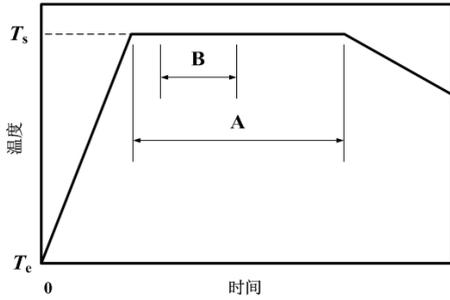


图 3-22 快速脉冲法电流变化示意图

快速热脉冲技术的基本原理是导电类被测样品因一反馈控制的快速脉冲电流通过产生自热, 样品温度从室温  $T_c$  开始上升并被准确的控制在设定温度点  $T_s$  处, 在经历一段恒温时间  $A$  后, 切断电流, 样品温度开始自然冷却, 如图 3-22 所示。因为样品在热平衡状态时, 输入进样品的电能等于样品辐射散失的热能, 半球向全发射率测试就是基于样品温度平衡在  $T_s$  时进行的。

近些年来, 快速热脉冲技术在热物理性能参数的测量中应用得到了深入研究。采用此技术可以实现 1500K 以上的半球向全发射率测量, Matsumoto 等人就在这方面开展了深入的研究并建立了相应的测试系统[22], 如图 3-23 和图 3-24 所示。

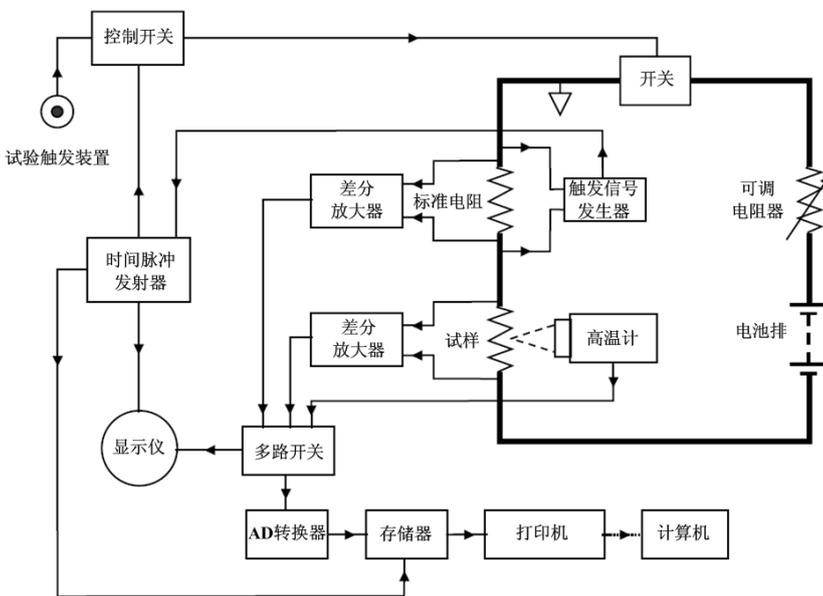


图 3-23 Matsumoto 测试系统结构框图

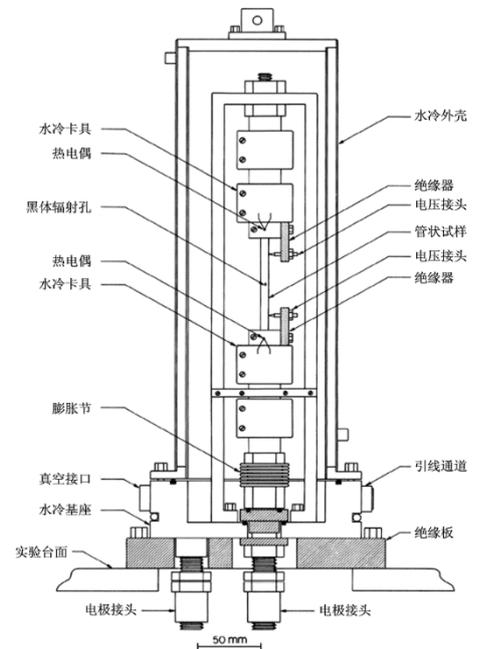


图 3-24 Matsumoto 测试系统示意图

样品温度高于 1500K 时, 有效样品 (实际样品的中间段) 在短暂热平衡状态下的热损失主要是由热辐射引起, 这是由于样品沿轴向向样品两个端面的传导热损与辐射热损相比很小。根据斯蒂芬-波尔斯曼定律, 由有效样品上能量平衡方程可以推导出半球向全发射率关系式为:

$$\epsilon_{h,t} = \frac{EI}{A_s \sigma (T_s^4 - T_c^4)} \quad (3.26)$$

式中： $E$  为有效样品段的电压降； $I$  为流经样品的电流； $T_s$  为样品均温区的温度值； $A_s$  为有效样品段的表面积， $\sigma$  为斯蒂芬-波尔兹曼常数。

在 Matsumoto 等人研制的测试系统中，选用的样品尺寸为  $\phi 1.6 \times 75 \text{ mm}$  圆杆，并在样品中间位置相距  $25 \text{ mm}$  处开两个细槽以作为电压探针。测试过程中，样品从室温加热到设定温度大概需要  $200 \text{ ms}$ ，然后恒温  $500 \text{ ms}$ 。恒温过程中将测量有效样品段的电压降、加热电流和样品温度，然后依据样品在常温下的尺寸代入公式(3.26)计算出在此恒定温度下的半球向全发射率。

典型的测试结果如图 3-25 所示。测试结果中发射率的波动很大程度是由于反馈控制引起的电流波动。在测量段前端的数据波动可能是由于室温温度不稳定引起的。在测量段尾部，发射率数据逐渐变大可能是由于逐渐加入了轴向导热热损引起。对于单次测量，发射率测量结果可以通过对整个测量段取平均获得，标准偏差为  $1.9\%$ 。图 3-25 中的实线表示取平均的区域和取平均后的结果。

Matsumoto 等人还研究了升温速度对测量结果的影响，图 3-26 中显示了在  $2200 \text{ K}$  温度下不同平均升温速度的发射率测量结果。平均升温速度定义为  $(T_s - T_c) / t_s$ ，其中  $T_s$  和  $T_c$  分别为恒定温度和环境温度， $t_s$  为样品从  $T_c$  恒定到  $T_s$  时所用的时间。

从图 3-26 中的测试结果可以看出，当加热速度较低时（小于  $10 \text{ K/ms}$ ），发射率会随着加热速度变化而明显变化。而当加热速度较快时（大于  $10 \text{ K/ms}$ ），发射率趋近于不变。较低加热速度下测量结果发生较大的偏差可能是由于样品两端轴向传导热损带来的影响。因此对于后续的测试，加热速度必须要大于  $10 \text{ K/ms}$ 。

快速脉冲技术在近十几年来得到快速的发展，其主要原因可以进行多个热物理性能参数的测试，如热导率、电阻率、比热容、光谱发射率、半球向全发射率等。由于测量时间短升温速度快，也常用于导电类材料熔融态下热物理性能的测试。

### 3.4. 辐射加热法

辐射加热方式就是通过各种非接触方式把被测样品加热到设定温度。辐射加热方式主要有光加热、电子束加热和加热炉加热等形式。

Gaumer 等人 [23] 采用光辐射加热的方式研制一套稳态量热法测量装置。该辐射加热方法的测量装置和瞬态量热法大致一致，只是真空室开有两个进光窗口，其材料选用蓝宝石或石英玻璃。待测样品同样用测量温度的热偶丝挂在真空室内，从辐射源来的光辐射，经过窗口从两面照射样品，见图 3-27。样品吸收辐射能量温度开式逐渐升高，温度变化可用记录仪记录下来。当样品处在某一温度  $T$  时，瞬时热平衡方程为：

$$I\alpha A_1 + I_1\alpha_1 A_2 = \sigma\epsilon AT^4 + mc_p dT/dt \quad (3.27)$$

式中， $I$  为入射辐射强度； $\alpha$  为样品对入射辐射的吸收率； $A_1$  为样品被辐射的表面积； $I_1$  为热沉给样品的辐射强

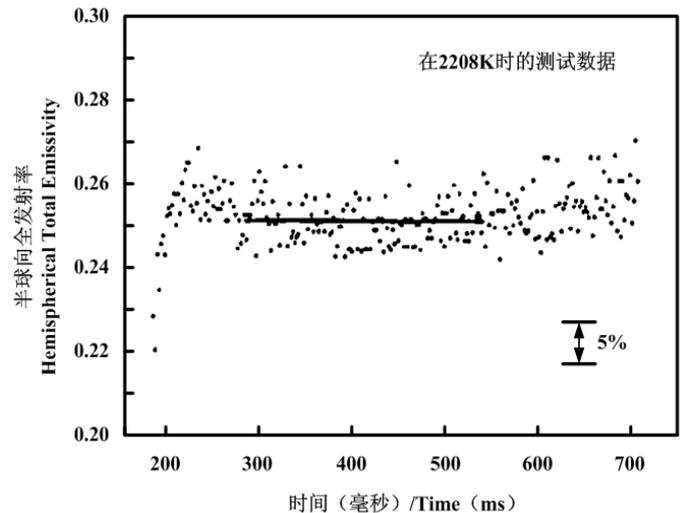


图 3-25 Matsumoto 测试系统典型测试结果

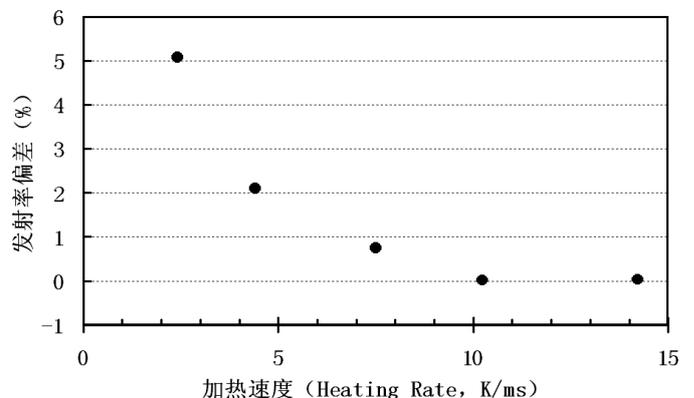


图 3-26 不同升温速度下的测量结果偏差

度;  $\alpha_1$  为样品对热沉辐射的吸收率;  $A_2$  为样品对着热沉的面积;  $A$  样品的辐射面积, 即总面积  $A = A_2$ ;  $T$  为样品的表面温度;  $m$  为样品的质量;  $c_p$  为样品的比热;  $t$  为时间。

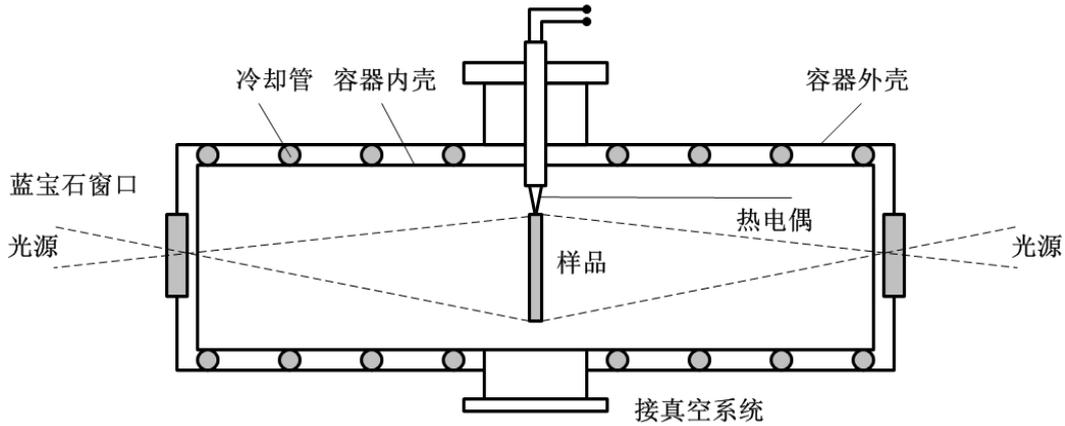


图 3-27 测量  $\alpha_s / \varepsilon$  比值装置示意图

因为  $I_1 \alpha_1 A_2 = \sigma A \varepsilon T_w^4$ , 其中  $I_1 = \sigma T_w^4$ ,  $T_w$  为热沉的内表面温度, 所以方程(3.27)变为

$$I \alpha A_1 = \sigma \varepsilon A (T^4 - T_w^4) + m c_p dT/dt \quad (3.28)$$

又因为  $T_w$  远小于  $T$ , 当样品处在热平衡时,  $dT/dt = 0$ 。在样品又是很薄时,  $A_1 \approx A_2$ , 这样方程(3.28)可写成:

$$I \alpha A_1 = \sigma \varepsilon A_2 T^4 \quad (3.29)$$

$$\alpha / \varepsilon = \sigma T^4 / I \quad (3.30)$$

入射辐射强度  $I$ , 可以用一个通用放在样品位置的量热计来测量, 量热计的表面可处理为涂黑或熏黑, 使  $\alpha / \varepsilon = 1$ ,  $I = \sigma T_c^4$ ,  $T_c$  是量热计的表面温度, 则方程(3.30)又变成:

$$\alpha / \varepsilon = (T / T_c)^4 \quad (3.31)$$

因此, 只要测出样品热平衡温度和量热计的温度, 就能计算除样品  $\alpha / \varepsilon$  的比值。

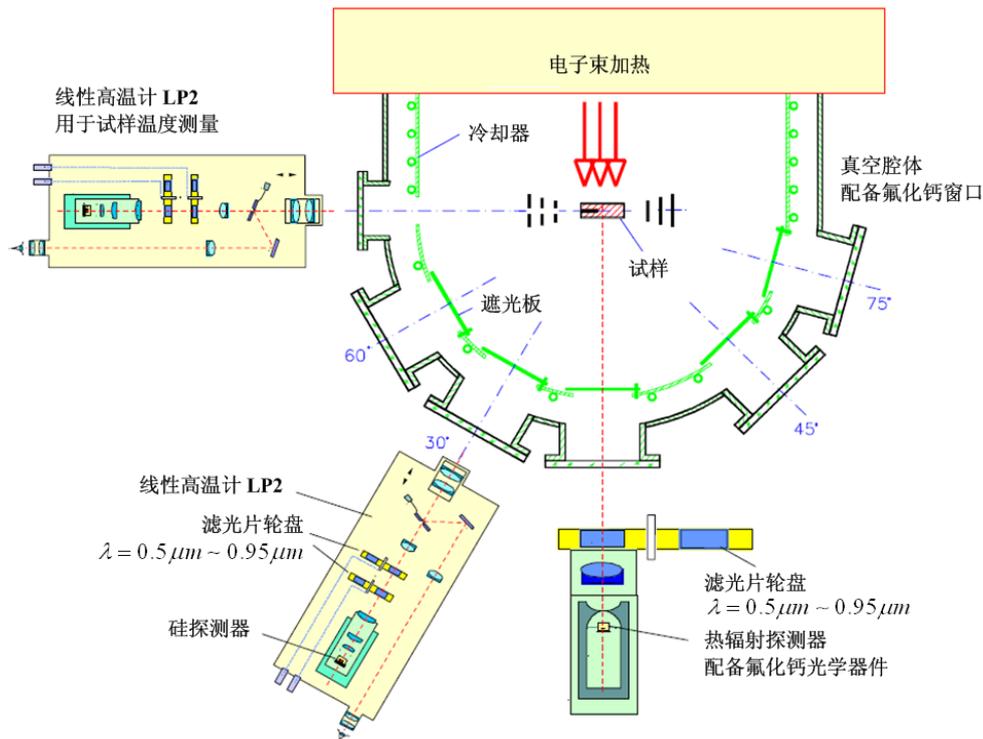


图 3-28 电子束加热热辐射性能测试系统结构示意图

德国斯图加特大学的 Neuer 等人[24]采用电子束加热方式, 研制了一套可以测量材料光谱发射率和半球向全发射率的测试系统, 以重点研究高温隔热抗氧化涂层的热辐射特性。被测样品尺寸为 $\phi 15 \times 3 \sim 6 \text{ mm}$ , 采用电子束加热被测样品, 样品的径向有一个直径 $1 \sim 2 \text{ mm}$ 、深 $7 \text{ mm}$ 的测温孔, 采用光电微探测器测量半球向全发射率, 采用滤光片测量 $1.3 \sim 8.3 \mu\text{m}$ 光谱发射率。对于 $0.5 \sim 0.95 \mu\text{m}$ 波长范围, 线性高温计 LP2 同时也作为测温仪使用, 整个测试系统的结构如图 3-28 所示。文中提到测量精度主要受测温精度和从测温孔测温推到出样品表面温度的计算精度影响。在 $2 \mu\text{m}$ 以上波段, 光谱发射率和半球向全发射率的测量不确定度分别为 3%和 6%; 在短波段的测量不确定度为 5~10%。

Neuer 等人采用电子束加热测试系统对三种 X 射线阳极涂层材料样品在 $1600^\circ\text{C}$ 高真空 ( $1 \times 10^{-5} \text{ mbar}$ ) 下进行 1 小时或 10 小时两种退火老化过程后的发射率进行了测量, 测量结果如图 3-29 所示。从测量结果可以看出, OT13 材料的半球向全发射率最大, 但经过 10 小时老化后, OT13 的发射率反而下降到三种材料中最低值。为了考察涂层材料的稳定性, 对涂层样品在 $800^\circ\text{C} \sim 1300^\circ\text{C}$ 之间进行了 10 个周期的循环加热, 并分别在每次循环的 $1300^\circ\text{C}$ 处进行了发射率测量, 测量结果如图 3-30 所示。

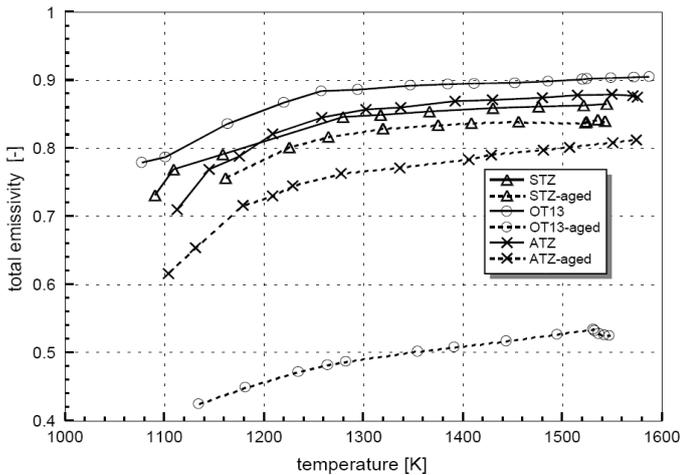


图 3-29 涂层材料退火前后发射率测量结果

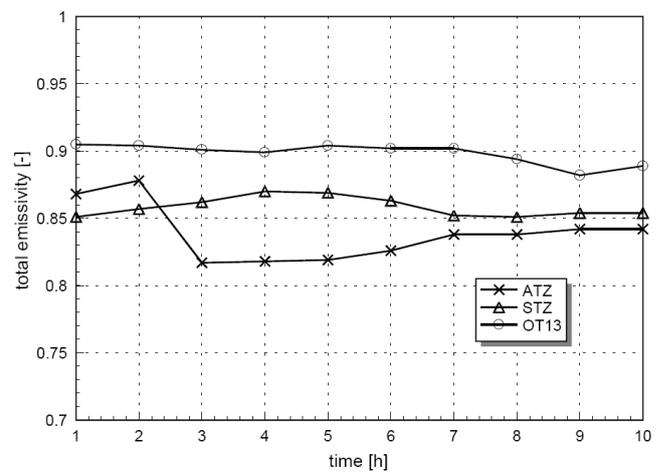


图 3-30 热循环过程中涂层发射率测量结果

C/SiC 复合材料是目前空间飞行器的一种重要热防护材料, 因此 Neuer 等人还对用于 C/C-SiC 复合材料上的两类涂层进行了测试分析, 一类是 SiC 涂层, 另一个是聚硅氮烷涂层, 测试结果如图 3-31 和图 3-32 所示。从测量结果可以看出, SiC 涂层已经达到发射率的最大值, 有涂层的样品反而降低了全发射率, 由此通过添加 Si 来提高全发射率, 这对于 Si-C-N 材料尤为明显。从而可以看出, (Si-B-C-N)+Si 和 (SiB-C-N)+SiC 两者之间的发射率区别不明显。

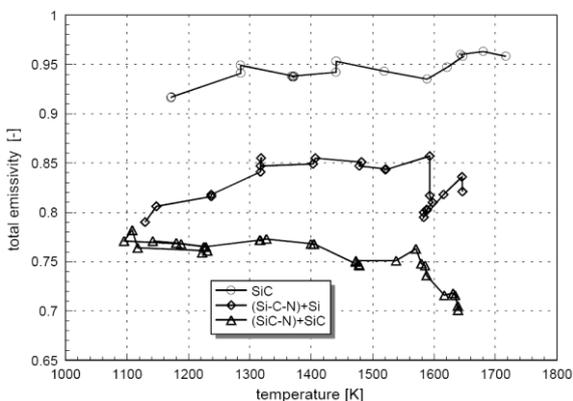


图 3-31 SiC 和两种涂层发射率测量结果

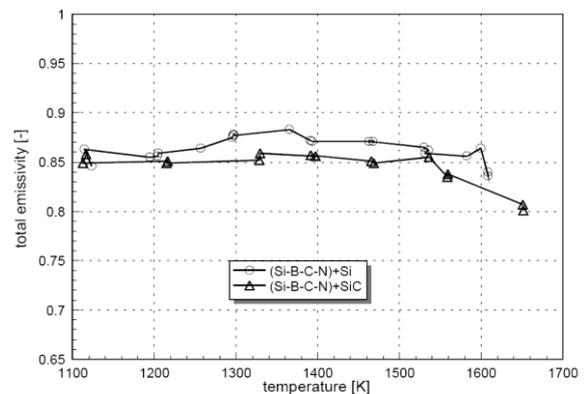


图 3-32 两种聚硅氮烷涂层发射率测量结果

可重复使用空间飞行器的热防护材料一般要面对高达  $1.8 \text{ MW} / \text{m}^2$  的热流密度, 在再入过程中最高温度可达 $2000 \sim 2100^\circ\text{C}$ 之间, 在隔热材料表面增加涂层可以起到抗氧化和提高发射率的双重作用。Neuer 等人测试了增加 SiC 涂层前后以及模拟再入烧蚀试验前后 C/C-SiC 样品的热辐射特性, 测量结果如图 3-33 所示。

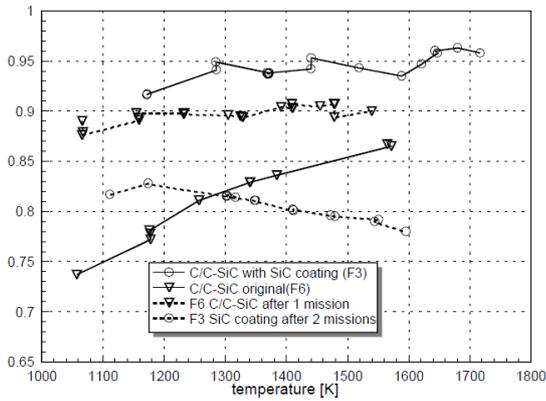


图 3-33 施加涂层和再入试验前后的测量结果

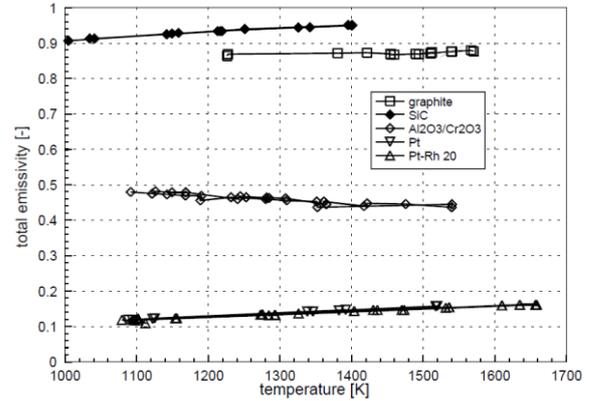


图 3-34 几种典型材料的全发射率测量结果

由于高温热辐射性能测试的困难性，为保证测量精度，需要尽可能在各个实验室之间进行比对测试，因此比对测试样品需要有良好的再现性和稳定性，因此 Neuer 等人选择了一些典型材料以作为各实验室之间循环比对测试之用。在高发射率区间，选择了  $SiC$  材料（块状或涂层形式）和石墨材料（各向同性和特殊表面处理形式）。在低发射率区间选择了铂铑合金材料，这是因为在高温下铂铑合金不存在氧化性，而且铑在合金中的含量在 0~40% 范围变化时对发射率数据影响不大。涂有  $Cr_2O_3$  涂层的  $Al_2O_3$  材料可以作为氧化物陶瓷的代表用于表征光谱发射率随波长的变化情况以及中间区间的半球向全发射率。Neuer 等人对这些材料的测试结果如图 3-34 所示。

### 3.5. 薄膜热流计法

薄膜热流计法也属于稳态量热计法之一，在测试过程中整个测量装置也许放置在较低温度的真空腔内，内壁涂有黑漆的真空腔体作为一个等温量热计。

薄膜热流计法的基本原理完全基于公式(3.14)，但公式中达到稳态时的热量则由薄膜热流计进行测量，而无需测量加热电压和电流。薄膜热流计法的测量结构如图 3-35 所示。

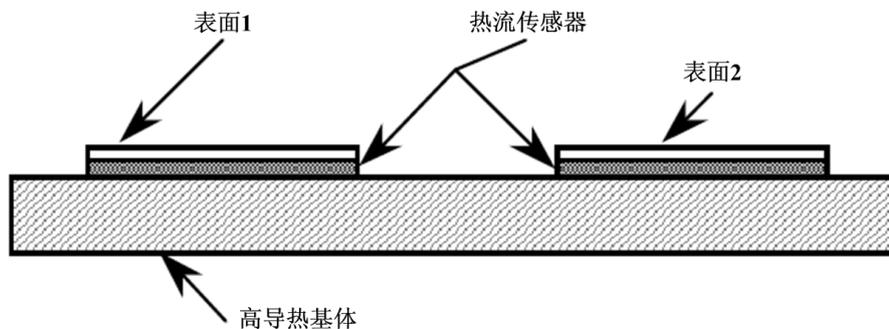


图 3-35 发射面与热流量传感器配置示意图

在热流计测试方法中，薄膜热流传感器安装在含有被测发射率表面的薄样品和高导热基体之间，基体内含有加热装置，整个测试系统放置在真空腔里。

因为薄膜热流计的最高工作温度不超过  $200^{\circ}C$ ，所以这种方法比较适合  $200^{\circ}C$  以下直至低温的半球向全发射率测量，由此真空腔一般会浸在液氮 ( $-195^{\circ}C$ ) 里。

在测试过程中，高导热基体内加热装置通电，使得整个基体温度恒定在某个测试温度上，被测样品通过表面流经热流传感器与量热计进行热交换。在整个装置达到热平衡后，基体、热流传感器和样品温度达到恒定，热流计的读书也达到恒定，由公式(3.14)，材料表面半球向全发射率可以改写为：

$$\varepsilon_h = \frac{q}{\sigma(T_s^4 - T_{\infty}^4)} \quad (3.32)$$

式中  $q$  是热流密度 ( $W/m^2$ )，直接由热流传感器测得；表面温度  $T_s$ ，近似认为是基体的温度。理论上，由于任何附加的热方式简单地改变了表面温度，都概括在计算公式中，因此直接测量通过热流传感器的热流会带有附加的热偏差，但与发射率的测量没有关系。

这种直接测量热流密度的方法也使得测量涂层的吸收率（从太阳光或其它形式的辐照）成为可能，此时热流传感器将会给出一个负的热流密度读数。

这种稳态薄膜热流计法主要有以下特点：

(1) 热流计法与卡计法和光学方法相比，该方法相对而言比较简单，且直接测量流过试样的热流，不需要详细了解试样的温度过程。另外，随着热流传感器在太空中得到应用，使用空间适用的硬件不是很难。

(2) 它与其他发射率测试方法不同，不需要消除基体附加的热损失或者试样的温度过程，它测量的发射率只与当前的温度和热流传感器测量的热流相关。热流计法测量必须在真空环境下进行，流过基体背面和侧面或者支撑试样框架的热损不会影响最终测量结果，这样就可以在同一基体上对几个样品表面同时进行测量。

(3) 热流计技术采用直接测量热流，优于其他稳态方法，不用计算附加的热损，在一定温度范围内比其他稳态法测量更快速。在其他稳态法中，只能对单个样品的温度进行测试，而热流计法则能测量不同温度下不同样品表面的不同发射率，可生成发射率对温度的变化曲线关系，而且不用太多数据就可以计算出发射率。

(4) 在薄膜热流计法中，甚至不需要稳态的测试条件，所以该方法可以测量活性表面发射率的突变。例如光学可控表面（如电致变色、百叶窗变发射率组件），采用其他稳态法需要在每一发射率状态下进行单独测量，为确保在稳态状态下测量，测试时间较长，且其他稳态法不适合较大尺寸组件的发射率测量。

(5) 薄膜热流计技术更进一步的优势是可以简化太空测试中的相互配合，在空间环境中可以很容易的进行热控涂层的环境效应研究。热流计法测量装置既可以测量一个表面的热辐射，也可以测量表面的热吸收。尽管其他稳态量热计法已经在空间研究中得到了应用，但量热计法需要庞大的测试设备，而这些在热流计法中都可以避免。

(6) 另外一个突出特点是热流计法可以与其他热性能参数（如热导率、比热容）测试方法相结合，可实现在相同温度条件下的多参数测量。

## 4. 瞬态量热法半球向发射率的测量

瞬态量热法的基本原理是：与稳态量热法类似，用真空腔体作为恒温量热计，并对放置在真空腔体内的样品进行加热。停止加热后，样品会与恒温量热计产生辐射换热而冷却，若测定冷却速率，并已知样品的比热及质量，则可由样品热容的减少速率确定样品表面的辐射热损速率，并由此得到半球向全发射率。

### 4.1. 辐射加热法

瞬态量热法半球向全发射率的测量原理是将待测样品用测温热电偶丝悬挂在真空度为  $1.333 \times 10^{-4} Pa$  的真空室内，当样品被真空室外的辐射光源照射时，样品温度逐渐上升，当去掉辐射光源时，样品温度就会逐渐下降，样品温度的升高和下降变化可以用记录仪记录下来。在真空室中的样品，如果达到热平衡时，它吸收的能量必然等于它辐射的能量加上它自身储存的能量，可用(3.27)式完全类似的方程来表示

$$I_1 \alpha_1 A_1 + I_2 \alpha_2 A_2 = \sigma \varepsilon_H A T^4 + mc_p dT / dt \quad (4.1)$$

式中， $I_1 \alpha_1 A_1$  为样品吸收外辐照光源的能量； $I_2 \alpha_2 A_2$  为样品吸收真空室壁辐射的能量； $dT / dt$  为样品的升温和降温速率。当样品所处的环境温度为  $T_w$  时，就会有  $I_2 \alpha_2 A_2 = \sigma \varepsilon_H A T_w^4$ ，则方程(4.1)可变为

$$I_1 \alpha_1 A_1 = \sigma \varepsilon_H A (T^4 - T_w^4) + mc_p dT / dt \quad (4.2)$$

当去掉外部辐射光源，样品温度开始式下降，其冷却过程中的瞬时热平衡方程为

$$0 = \sigma \varepsilon_H A (T^4 - T_w^4) + mc_p dT / dt$$

所以

$$\varepsilon_H = -\frac{mc_p}{\sigma A} \frac{dT}{dt} / (T^4 - T_w^4) \quad (4.3)$$

又因为  $T_w^4$  远小于  $T^4$ ，所以环境（尤其在环境温度为液氮温度时）的辐射可以忽略不计，则方程(4.3)又可表示为

$$\varepsilon_H = -\frac{mc_p}{\sigma A} \frac{dT}{dt} / T^4 \quad (4.4)$$

由上式可以看出， $mc_p / \sigma A$  是已知的常数和可以直接测量的量，只要测出样品的表面温度以及样品在温度  $T$  时的瞬时降温速率  $dT / dt$ ，就可以计算出样品的半球向全发射率  $\varepsilon_H$ 。

在利用原理方程(4.4)时，必须要满足下面两个假定条件：

- (1) 待测样品比热  $c_p$  在所测量半球向全发射率  $\varepsilon_H$  温度范围内，不随温度变化而变化；
- (2) 半球向全发射率  $\varepsilon_H$  在所测量的温度范围内，也不随温度的变化而变化，因为所测量的半球向全发射率都是在常温，即测量温度范围一般在  $30 \sim 100^\circ\text{C}$ ，可以不作温度变化的修正。

那鸿悦等人[25]根据上述原理研制了瞬态量热法半球向全发射率的测量装置，该装置是由样品支架、热沉、真空钟罩、辐射光源、真空系统、数据采集和控制系统等部分组成，该装置的各个部分必须满足理论方程(4.4)所需要的边界条件，诸如热沉温度要足够低，真空度要达到一定的限度等。下面将各部分的结构和满足边界条件的情况作一简单介绍和说明。

(1) 待测样品除预先知道比热  $c_p$  外，样品还应当是导热性能良好的金属材料，而且厚度也应该尽量薄一些，以消除样品各处温度分布不均匀的现象。

(2) 样品的形状要保证样品的各个面不能相互“看见”，以消除样品对自身热辐射的吸收。且样品总面积要远远小于环境面积，即  $A \ll A_2$ 。样品表面镶嵌铜康铜热电偶，用来测量记录样品的降温速率，镶嵌孔不仅要小而且要尽量浅，以保证样品的原始表面状态。

(3) 样品支架放置在热沉中，使样品的辐照面对真空钟罩的窗口，样品用直径  $0.1 \text{ mm}$  的热电偶丝悬挂起来，并且用聚四氟乙烯螺钉固定在支架上，如图 4-1 所示。选取热电偶丝时应当注意的是，一要线径要小；二是导热性能差一些，防止样品热量被热电偶丝带走。

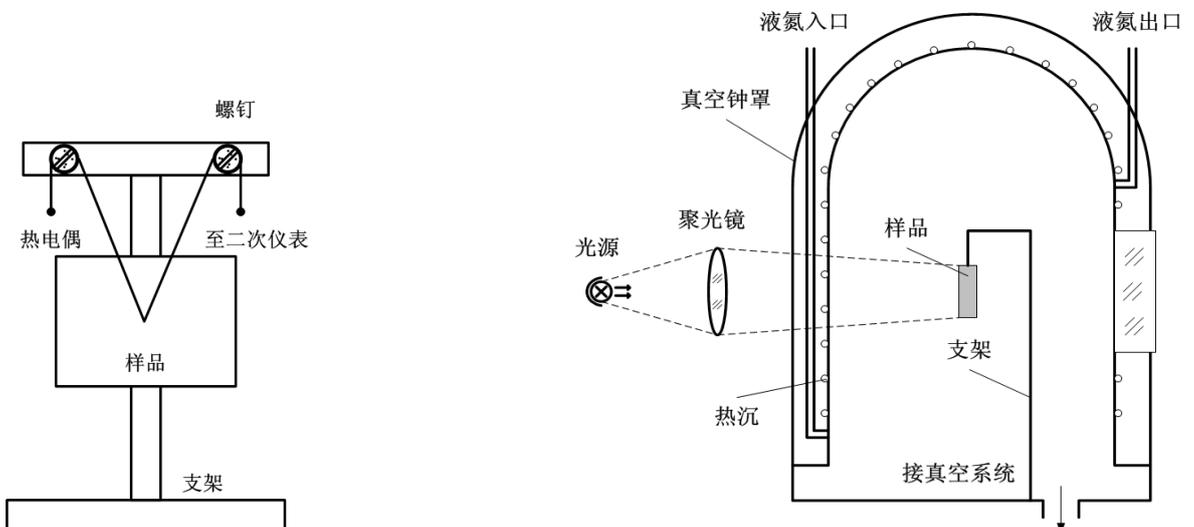


图 4-1 样品支架示意图

图 4-2 装置的主要结构示意图

(4) 热沉的结构与稳态法中的一样, 热沉直径为 330mm, 高为 400mm, 就能满足  $A_1 \gg A$ ; 当热沉的蛇形管通冷水或液氮时,  $T^4 \gg T_w^4$  的要求也能满足, 热沉的内表面喷涂无光黑漆,  $\varepsilon_H > 0.90$ 。

(5) 辐射光源, 采用 220V、2000W 白炽反光灯泡。。在真空钟罩的窗口与反光灯泡之间放置一个大的通光孔径聚光镜, 并保证被聚光的光束照射到待测样品上。该装置还包括真空的机械泵和扩散泵以及为了随时能够记录升温 and 降温曲线用的记录仪, 如图 4-2 所示。

通过对此装置的研究和测试误差分析表明:

- (1) 被测得的样品发射率, 一般都要偏高一些;
- (2) 为了提高测量的精度和减小测量误差, 测量装置所使用的热电偶丝要细, 导热性能要差, 而且真空室的真空度要高;
- (3) 降低热沉的壁温 (最好采用液氮降温), 提高被测样品的表面温度, 也是提高测量精度和减小误差的一个措施;
- (4) 误差来源最大的是热电偶丝导走和辐射的热损失, 使用更细的热电偶并使它表面的发射率降低, 才能是测量误差大为降低;

试验结果表明, 升温曲线重复性较差, 这是由于外加辐射光源强度和真空度的变化而引起的, 而降温曲线的重复性就好, 因此在用理论公式(4.4)进行测量和数据计算处理时, 一定要取降温曲线, 而不是升温曲线。

美国刘易斯研究中心根据此方法也建立了相应的测量装置 LCVE (Lewis Research Centet low temperature calorimetric vacuum emissometer) [26], 该测量装置的主要测试结构如图 4-3 所示。LCVE 的测量温度范围为 200 ~ 700 K, 采用了一根 1 KW 的石英灯管做辐射加热源, 提供给样品的加热功率大约为 16 ~ 20 W。此项研究的主要特点在于采用了有限元分析技术对测量装置和测试模型进行了计算分析, 量化和优化了各种影响因素和试验参数。

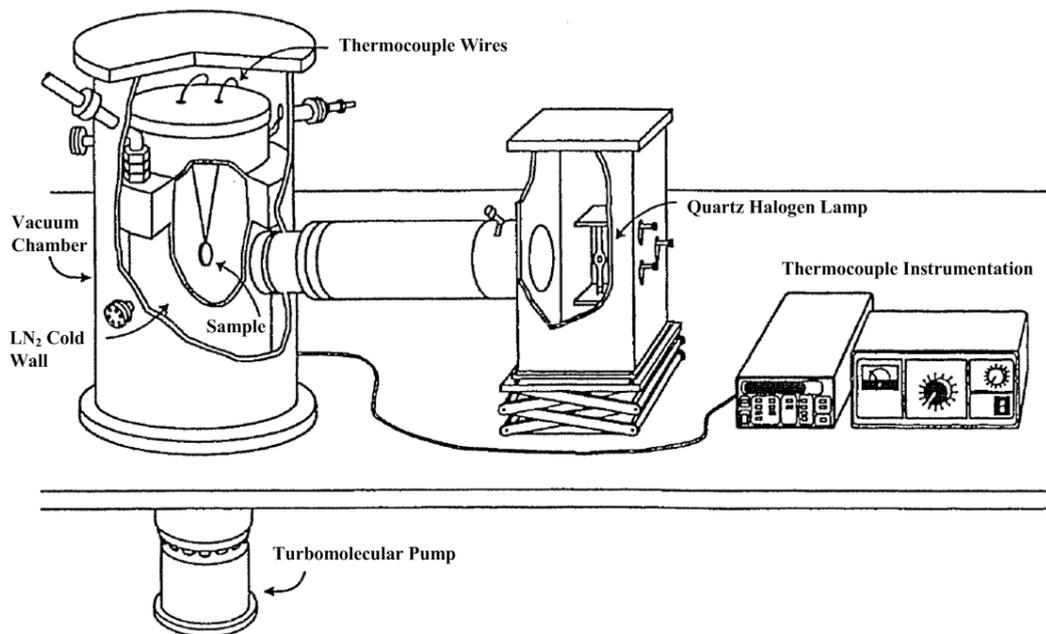


图 4-3 LCVE 结构示意图

美国兰利研究中心 (Langley Research Center) 的 Wude [27] 等也采用瞬态量热法建立了相应的测试系统, 其主要特点是采用非接触感应加热方式加热样品, 主要用于准确测量高抛光度铝、铜和不锈钢等材料的半球向全发射率。在此系统中, 被测样品是  $\phi 12.7 \times 12.7$  的直圆柱体。

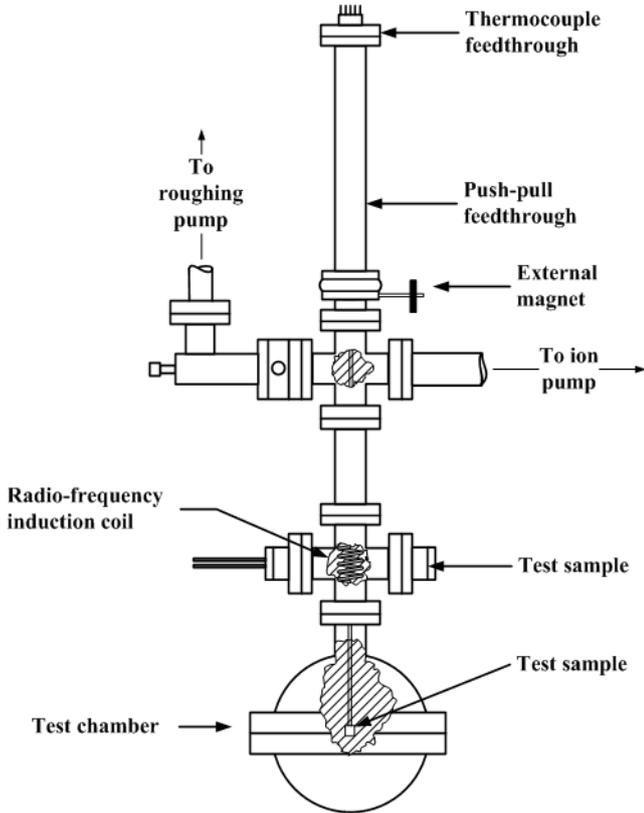


图 4-4 Wude 测试系统结构示意图

被测样品放置在一个球型不锈钢腔体内，腔体直径  $203.2\text{ mm}$ 。这样腔体内壁面积与样品的表面积之比会大于 170。腔体内壁所涂的黑色涂料具有在波长  $1\sim 26\ \mu\text{m}$  范围内大于 0.9 的吸收系数，由此使腔体内壁成为一个高吸收率表面，同时也限制内壁材料的真空质量损失。在测试过程中，球型腔体将整体浸泡在一个广口液氮杜瓦瓶中，以保证腔体内壁温度自始至终保持在  $77.6\text{ K}$ 。

样品的加热采用了  $500\text{ W}$  的射频感应加热装置，感应线圈放置在真空法兰接口处，如所图 4-4 所示。样品被测温热电偶悬吊着，通过真空磁耦合推拉式装置把样品放置在感应线圈处，当样品被加热到设定温度后，再将样品推到球型腔的中间位置，使样品开始自然冷却并进行测量。

Sasaki 等人 [28] 采用了可升降的加热炉辐射加热被测样品，由此来测量各种不同厚度透明和半透明熔融石英和钠钙硅酸盐玻璃的半球向全发射率，测试系统结构如图 4-5 所示。测量装置的测量温度范围为  $360\sim 760\text{ K}$ ，真空度优于  $1\times 10^{-3}\text{ Pa}$ ，真空腔体内的环境温度为  $283\text{ K}$ 。

在 Sasaki 等人的测量装置中采用了两个水冷浴放置在真空腔内，片状玻璃样品通过两对直径  $50\ \mu\text{m}$  的铁-康铜热电偶丝悬挂在真空腔内，其中一对热电偶连接到样品顶端中部，另一对热电偶连接到样品侧面中间位置。样品加热炉炉芯为铜质材料，内部尺寸为  $\phi 35\times 170\text{ mm}$ ，而在顶端进口处口径收缩变小以尽量避免加热炉热辐射传递到加热炉之外。在试验开始后先用加热炉把样品加热到初始设定温度，然后切断加热电源并将加热炉移动到底部水冷浴下面，并用一个可移动的辐射屏蔽盖住加热炉炉口。

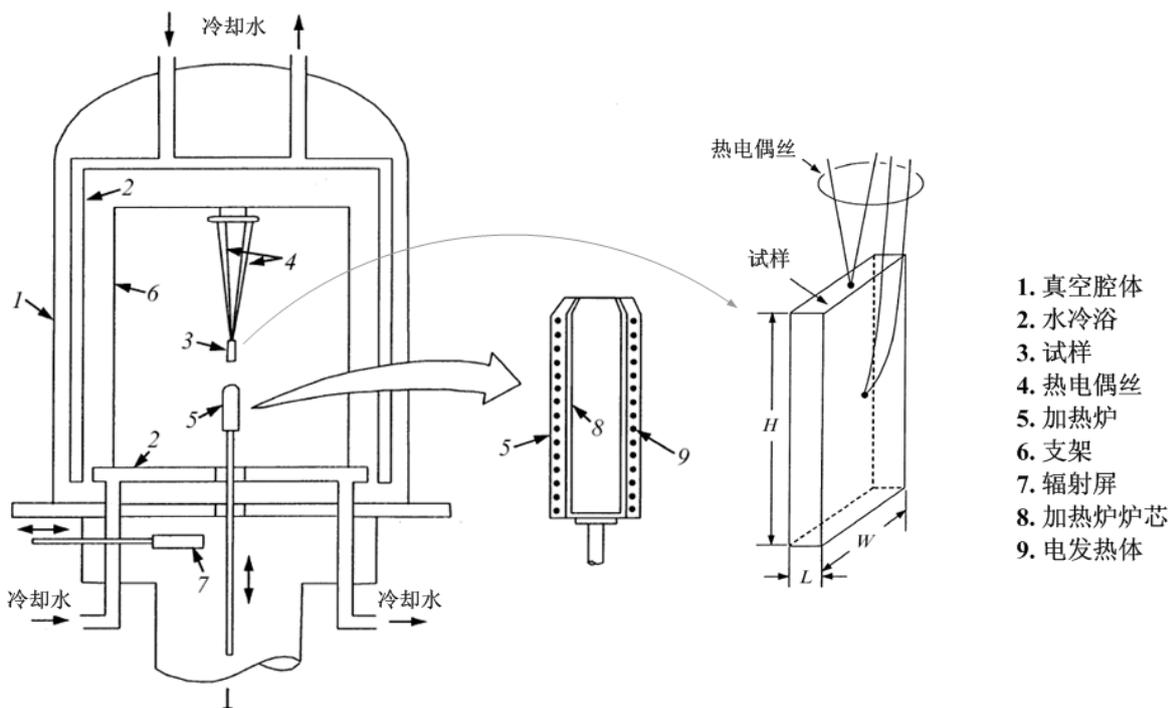


图 4-5 Sasaki 等人测量装置结构示意图

Sasaki 等人[28]研究工作的特点之一是测量了片状玻璃半球向全发射率随厚度的变化情况,并与其它研究结果所得数据进行了比较,测量结果如图 4-6 所示。

另外,由于被测样品有一定的厚度,在降温过程中样品内部势必存在一定的温度梯度,对于非金属样品这种现象更加明显,而测试模型假设被测样品内外温度相同且同步变化,因此在数据处理过程中需要进行修正。

Sasaki 等人研究了这种温度梯度对测量结果的影响,并针对不同尺寸的被测材料对测量结果进行了修正,如对于 5 mm 后的钠钙硅酸盐玻璃样品,在测试温度为 750 K,  $t$  为 4 s 时,估算出由于样品温度梯度所带来的最大测量误差为 1.7%。另外 Sasaki 等人还对被测样品表面发射率不均匀性带来的测量误差也进行了研究。

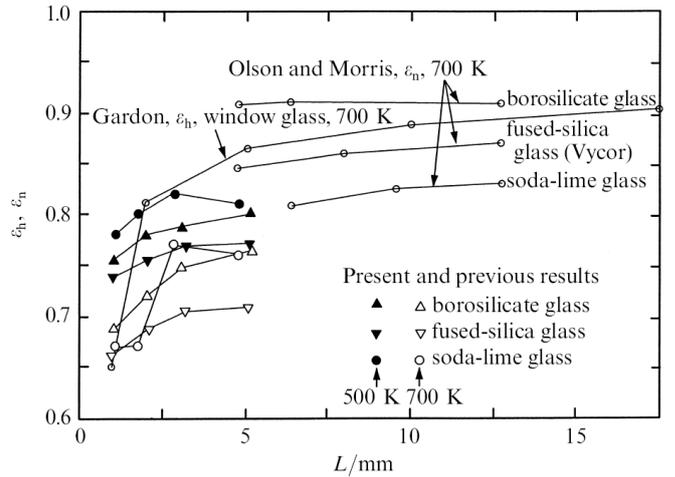


图 4-6 不同厚度发射率比对测试结果

何冠虎[29]等人基于激光脉冲法测量热扩散率,提出了一种用激光脉冲辐射加热样品,然后通过测量样品降温曲线获得被测样品半球向全发射率和比热容的新方法。其试验过程为设有一直径为  $d$ , 厚度为  $L$  的薄板状样品,在真空中加热至稳定的温度  $T_0$ , 用一束脉冲激光照射样品,使它快速升温到  $T$ , 由于  $T > T_0$ , 样品在激光脉冲照射后必然向四周散热。在忽略热导热损失和对流热损失的前提下,样品仅以辐射方式向外传热,同时样品的温度降低,这时降温过程的热平衡微分方程与(4.3)相同,可以写成:

$$\sigma \varepsilon_H A (T^4 - T_0^4) = -mc_p (dT/dt) \quad (4.5)$$

式中:  $A$  为样品表面积;  $\varepsilon_H$  为样品的半球向全发射率;  $\sigma$  为斯蒂芬-波尔兹曼常数;  $T$  为样品温度;  $T_0$  为样品初始温度;  $m$  为样品质量;  $c_p$  为样品比热容;  $t$  为时间。

将(4.5)式移向后积分得:

$$\frac{\sigma \varepsilon_H A}{mc_p} (t_2 - t_1) = \int_{T_1}^{T_2} \frac{dT}{T_0^4 - T^4} + C \quad (4.6)$$

因为:

$$\begin{aligned} \frac{1}{T_0^4 - T^4} &= \frac{1}{(T_0^2 - T^2)(T_0^2 + T^2)} = \frac{1}{2T_0^2} \left( \frac{1}{T_0^2 - T^2} + \frac{1}{T_0^2 + T^2} \right) \\ &= \frac{1}{2T_0^2} \left[ \frac{1}{2T_0} \left( \frac{1}{T_0 - T} + \frac{1}{T_0 + T} \right) + \frac{1}{T_0} \cdot \frac{1/T_0}{1 + (T/T_0)^2} \right] \\ &= \frac{1}{4T_0^3} \left[ \int \frac{dT}{T_0 - T} + \int \frac{dT}{T_0 + T} + 2 \int \frac{d(T/T_0)}{1 + (T/T_0)^2} \right] \\ &= \frac{1}{4T_0^3} \left( \ln \frac{T_0 + T}{T_0 - T} + 2 \operatorname{arctg} \frac{T}{T_0} \right) \end{aligned} \quad (4.7)$$

将(4.7)式代入(4.6)式得:

$$\frac{\sigma \varepsilon_H A}{mc_p} (t_2 - t_1) = \frac{1}{4T_0^3} \left( \ln \frac{T_1 - T_0}{T_2 - T} - \ln \frac{T_1 + T_0}{T_2 + T} + 2 \left( \operatorname{arctg} \frac{T_2}{T_0} - \operatorname{arctg} \frac{T_1}{T_0} \right) \right) \quad (4.8)$$

整理后得:

$$c_p = \frac{F(t_2 - t_1)\varepsilon_H \cdot T_0^3}{\ln \frac{T_1 - T_0}{T_2 - T_0} - \ln \frac{T_1 + T_0}{T_2 + T_0} + 2 \left( \arctg \frac{T_2}{T_0} - \arctg \frac{T_1}{T_0} \right)} \quad (4.9)$$

$$\varepsilon_H = \frac{c_p \left( \ln \frac{T_1 - T_0}{T_2 - T_0} - \ln \frac{T_1 + T_0}{T_2 + T_0} + 2 \left( \arctg \frac{T_2}{T_0} - \arctg \frac{T_1}{T_0} \right) \right)}{F(t_2 - t_1) \cdot T_0^3} \quad (4.10)$$

式中： $F = 4A\sigma/m$ ，对确定的样品来说， $F$ 为常量， $T_1$ 、 $T_2$ 、 $T_0$ 、 $t_1$ 、 $t_2$ 为测量值。由此可见，如果知道 $c_p$ 值就可以求出 $\varepsilon_H$ ；同理如果知道 $\varepsilon_H$ 值也可以求出 $c_p$ 。

何冠虎等人提出的测试方法在试验过程中应满足以下几方面的要求并采取了相应的措施：

(1) 传导和对流热损减至最小：因此高温炉的真空度需要优于 $10^{-4}$  torr，样品用三根直径为0.1mm的镍铬丝悬吊在样品架内，样品架为薄壁不锈钢管并与炉管成点接触，样品背面电焊一副直径为0.2mm的镍铬-镍铝热电偶。

(2) 炉温要稳定：加热炉用镍铬丝缠绕在陶瓷管上，经固化处理，采用控温仪进行控温，控温精度为 $\pm 0.5^\circ\text{C}$ 。

(3) 因为 $\varepsilon_H$ 除与样品表面状态有关外，还与炉管及样品架的发射率以及样品架在炉管中的位置有关，所以样品架经过长期氧化处理以保证发射率不变；新炉管做好后在空气中预烧以稳定其表面状态。

(4) 另外从(4.10)式可知，要测准 $\varepsilon_H$ 和 $c_p$ ，还要保证温度测量和时间测量的精度。

虽然何冠虎等人提出的测试方法在理论上是可行的，但因为样品表面与周围环境存在多种热辐射交换，样品温度与环境温度相差不大，采用激光脉冲加热方式最大让样品升高 $10^\circ\text{C}$ 左右，所以这种方法在实际测试中测量误差较大，所测的 $\varepsilon_H$ 也并不是样品表面自身的半球向发射率，而是一种等效发射率。尽管这种方法不太可行，但却提出了一种激光脉冲加热样品的新思路值得借鉴。

## 4.2. 直接通电热脉冲法

快速热脉冲技术在瞬态半球向发射率测试中的应用开展的比较早，1969年美国国家标准局的 Cezeriliyan 等人就开始进行这方面的研究工作[30]-[32]，其工作的重点在于进行高温比热容的测量，同时也可以进行半球向发射率测试，这种方法目前通称为直接通电热脉冲量热法。

热脉冲量热法也是把样品本身作为负载电阻，在瞬时通以脉冲大电流，并在短时间内迅速测试样品的温度变化和同入样品的电能，样品从室温加热到设定温度甚至可以接近其溶化温度，并测出各需要的量，总共不到1秒钟，其温度变化过程如图4-7所示。脉冲量热法中采用了毫秒级灵敏度的光电高温计来测试样品温度，并采用高速数据采集装置，时间分辨率为0.4毫秒。脉冲量热法不仅可测量样品比热容数据，而且还可测量半球向发射率、电阻率和光谱发射率，是一种能同时测量多种热物性参数的快速方法。

热脉冲量热法的测试原理是在一个圆管形样品上，取适当长度的中间一部分为有效样品，通入有效样品的脉冲电能，一部分以辐射形式散失出去，一部分用来增加样品本身的温度，热平衡方程如下：

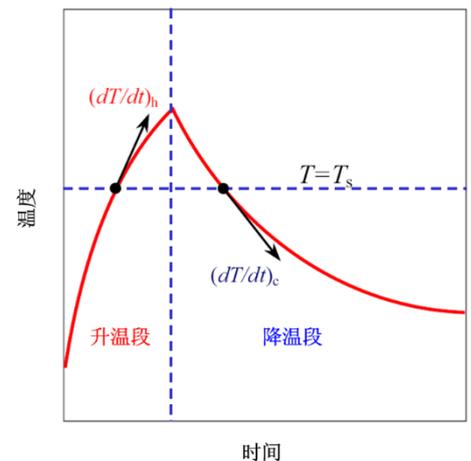


图 4-7 样品温度变化曲线示意图

$$EI = m \cdot C_p \cdot (dT_s/dt)_h + \varepsilon_{ht} \sigma A_s (T_s^4 - T_e^4) \quad (4.11)$$

$$C_p = \frac{EI - \varepsilon_{ht} \sigma A_s (T_s^4 - T_e^4)}{m \cdot (dT_s/dt)_h} \quad (4.12)$$

式中:  $C_p$  为比热容;  $E$  为有效样品上的电压降;  $I$  为通过样品的电流;  $\varepsilon_{ht}$  为半球向全发射率;  $\sigma$  为斯蒂芬-波尔曼常数;  $A_s$  为有效样品的表面积;  $T_s$  为样品温度;  $T_e$  为环境温度;  $m$  为有效样品质量;  $(dT_s/dt)_h$  为加热速率。

当脉冲电能消失, 样品将开始自然降温冷却, 样品温度下降所散失的热量完全是由于热辐射散失引起, 因此冷却期的热平衡方程如下:

$$m \cdot C_p \cdot (dT_s/dt)_c = \varepsilon_{ht} \sigma A_s (T_s^4 - T_e^4) \quad (4.13)$$

将(4.12)式代入(4.13)式, 可得

$$m \cdot \frac{EI - \varepsilon_{ht} \sigma A_s (T_s^4 - T_e^4)}{m \cdot (dT_s/dt)_h} \cdot \left( \frac{dT_s}{dt} \right)_c = \varepsilon_{ht} \sigma A_s (T_s^4 - T_e^4) \quad (4.14)$$

设  $M = (dT_s/dt)_h / (dT_s/dt)_c$ , 其中  $(dT_s/dt)_c$  为冷却速率, 得:

$$\begin{aligned} EI - \varepsilon_{ht} \sigma A_s (T_s^4 - T_e^4) &= M \cdot \varepsilon_{ht} \sigma A_s (T_s^4 - T_e^4) \\ E \cdot I &= \varepsilon_{ht} \sigma A_s (T_s^4 - T_e^4) (1 + M) \\ \varepsilon_{ht} &= \frac{E \cdot I}{\sigma A_s (T_s^4 - T_e^4) (1 + M)} \end{aligned} \quad (4.15)$$

这样, 通过方程(4.15)可计算某温度时的半球向全反射率, 再将  $\varepsilon_{ht}$  代入方程(4.12), 即可计算该温度的比热容  $C_p$ 。

在 Cezeriliyan 等人研制的测量装置中, 样品是一细长的薄壁管, 大约长 100 mm, 在样品的中央开一小孔作为测温用黑体腔。在样品中段 50 mm 长度成为有效样品, 在这一段的两端安置电压探针, 用来测量有效样品段的电压, 整个样品及其附件都置于真空腔内, 因此在有效样品区, 试验过程中可忽略对流热损失和向两端的传导热损失, 因为有效样品区在试验过程中温度, 可认为没有温度梯度。这就符合(4.15)所要求的边界条件。这套测试系统的关键设备是高精度告诉光电高温计。

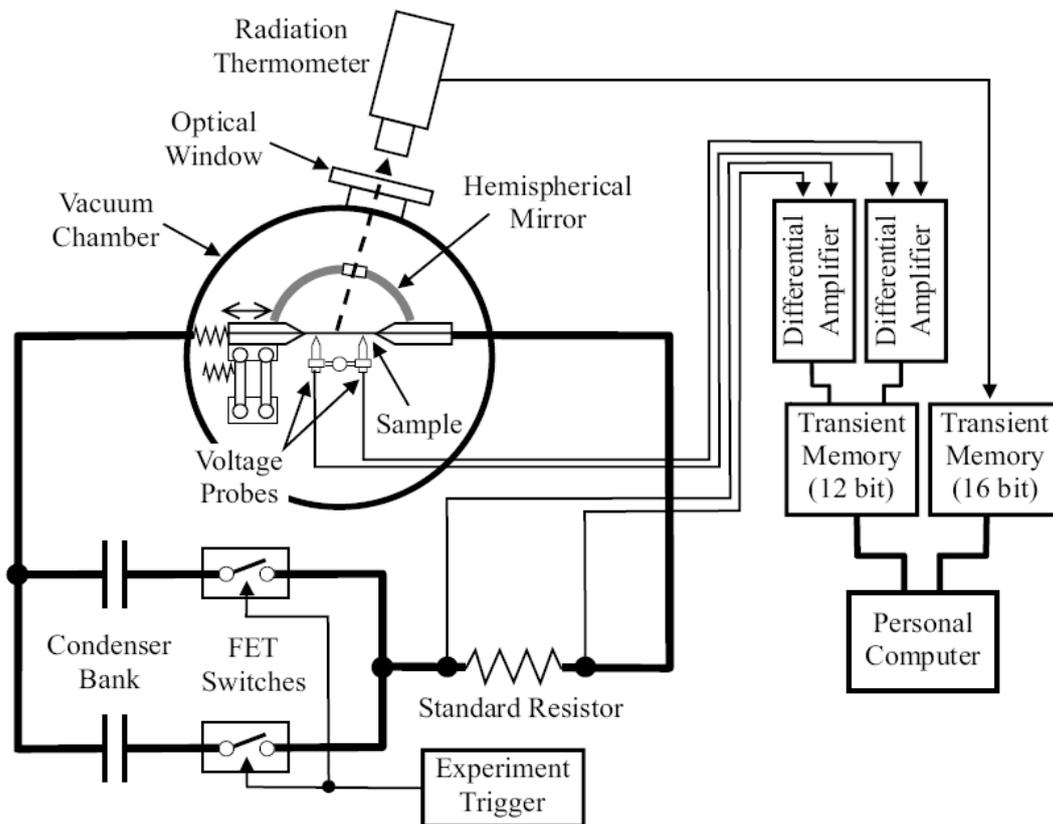


图 4-8 Matsumoto 等人的脉冲量热法测试系统结构示意图

日本国家计量研究实验室的 Matsumoto 等人也采用脉冲量热法研制了这种半球向全发射率测试系统[33][34]，以测量高温下的多个热物理性能参数，其测量装置的结构如图 4-8 所示。

在 Matsumoto 等人的脉冲量热法测试系统中，样品为带状，厚度为 0.1~1mm，宽度为 5~10mm，长度为 40~100mm，有效样品段长度为 30~40mm。整个测量装置放置在以真空腔内，真空度由于 1mPa。在此设备上对 NIST 标准材料各向同性石墨 (POCO AXM-5Q1)、高密度石墨 (IG-110) 和 C/C 复合材料在不同表面状态下的性能参数进行了测试，测试过程中的电压、电流和温度变换，以及半球向全发射率测试结果如图 4-9 所示。

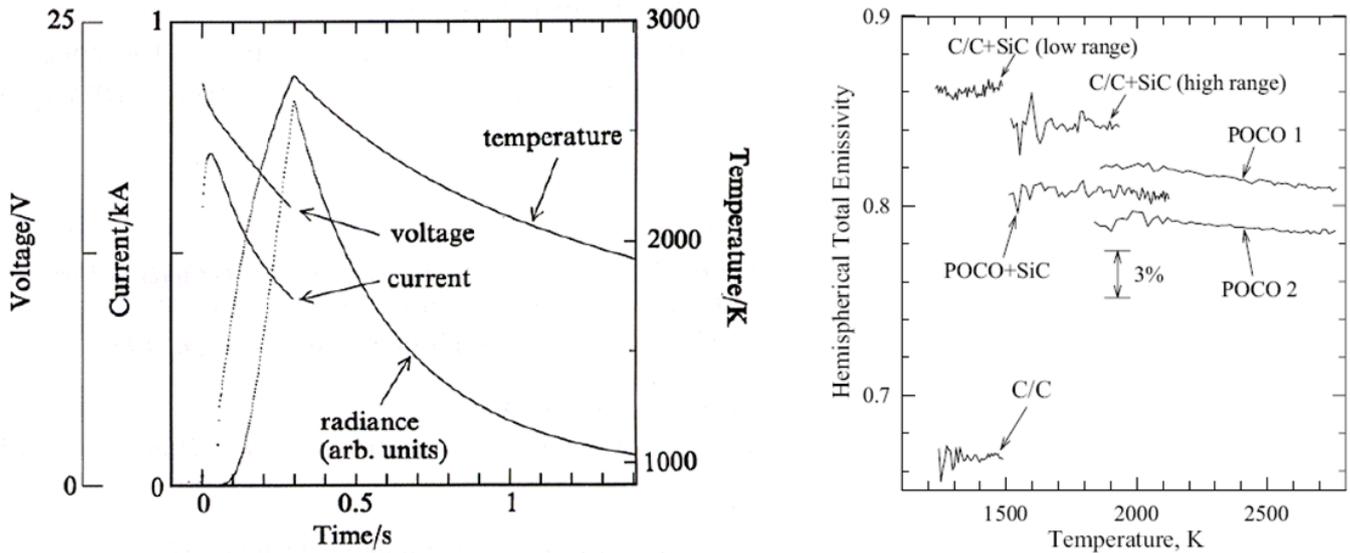


图 4-9 Matsumoto 等人脉冲量热法试验数据

## 5. 总结

综上所述，本文详细介绍了量热法半球向全发射率测试技术的两类主流方法：稳态法和瞬态法，介绍了国内外在这两类方法中比较有代表性的研究工作。现对这两类方法它们各自的特点及适用范围总结如下，为相应测试设备建立和测试方法研究提供参考。

(1) 在稳态法测试中，将辐射热损失以及半球向全发射率与将样品保持在恒定高温所需的加热功率输入直接相关，从而无需瞬态法中还要已知样品热容，并消除了热容测量所带来的误差，这使得测量装置和过程更加的简单。这使得稳态量热法做为半球向全发射率唯一的绝对测量方法，具有最高的测量精度，并且非常适合进行较高温度的测量。

(2) 对稳态量热法来说，如金、银、铜、钼和铝合金等表面光亮的金属材料，它们的半球向全发射率都比较低 ( $\epsilon_H < 0.1$ )，用稳态量热法和其它测量方法测量发射率有一定的局限性，并且测量误差比较大，最好办法是采用瞬态量热法。由于低发射率材料对外热辐射量小，很小的影响因素就会对测量带来巨大的误差，因此在瞬态量热法中一般都采用非接触加热方式对样品进行加热，由此来消除发热体未知热容和发热体引线导热热损带来的影响。快速热脉冲技术也可以用于瞬态量热法半球向全发射率的快速测量。

(3) 对于低温和深低温下的半球向全发射率测量，建议采用薄膜热流计法，在较简单的测试设备和操作过程中，可进行多个样品的同时测量，而且还可以测量吸收率等其他热物性参数。

(4) 从以上国内外对半球向全发射率测试的研究可以看出，如果仅仅采用一种方法很难较全面的满足不同温度范围和不同发射率范围的测试评价要求。针对目前对耐高温涂层材料性能表征与评价的要求，可以看出上述的稳态量热法比较适用于对各种材料在室温~1500°C温度范围内的半球向全发射率进行测试。

(5) 尽管量热法中包含了不同稳态和瞬态测试方法，测试系统也不尽相同，但通过分析测试原理和仪器设备构造，不难发现在半球向全发射率测试过程中，不同量热法中对应的测试设备都必须包括的基本配置，这些配置有高真空系统、恒温真空腔、大功率直流电源、测温装置、数据采集和控制系统，而明显的区别在于加热方式、样品安置方

式和测控方式。因此只要通过合理的设计，完全可以设计出可采用稳态和瞬态两种测量方法的测试系统，由此来满足高、低发射率的准确测量需求。

## 6. 参考文献

- [1] 葛新石, 龚堡, 俞善庆. 太阳能利用中的光谱选择性涂层[M]. 科学出版社, 1980
- [2] Millard John P., Streed Elmer R. A Comparison of Infrared Emittance Measurements and Measurement Techniques[J]. Applied Optics, 1969, Vol.8(Issue 7):1485.
- [3] 奚同庚. 无机材料热物性学[M]. 上海科学技术出版社, 1961
- [4] 田光义, 华诚生, 那鸿悦. 半球向发射率的测定[J]. 太阳能学报, 1982, Vol.3(No.2).
- [5] Brunotte A., Lazarov M., Sizmann R. Calorimetric measurements of the total hemispherical emittance of selective surfaces at high temperatures[J]. Proc. SPIE , 1992, Vol.1727:149-160.
- [6] DIFILIPPO F, MIRTICH M J, BANKS B A, et al. Total hemispherical emittance measured at high temperatures by the calorimetric method[R]: NASA Tech. Memo. 102322.1989.
- [7] Hager N. E. Methods for Measuring Total Hemispheric Emissivity of Plane Surfaces with Conventional Thermal Conductivity Apparatus[C]: Proceedings of the 7th Conference on Thermal Conductivity, Gaithersburg, MD, USA, 13-16 Nov 1967, pp241-246.
- [8] JAOUEN J, KLARSFELD S. Heat Transfer Through a Still Air Layer[M]//POWELL F J, MATTHEWS S L. Thermal Insulation: Materials and Systems, ASTM STP 922. Philadelphia: American Society for Testing and Materials, 1987:283-294.
- [9] INCROPERA F P, DEWITT D P. Fundamentals of Heat and Mass Transfer[M]. 3rd edition. John Wiley & Sons, 1991, p.815.
- [10] ISO 8302-1991 Thermal insulation – Determination of steady-state thermal resistance and related properties – Guarded hot plate apparatus[S].
- [11] 上海依阳, 2015 年 防护热板法导热系数测定仪测量半球向全发射率测试模型有限元模拟分析, <http://www.eyoungindustry.com/2013/1024/48.html>
- [12] Stacey Clark. NPL Vacuum Guarded Hot-Plate for Measuring Thermal Conductivity and Total Hemispherical Emittance of Insulation Materials[M]//Desjarlais A. O., Zarr R. R. Insulation Materials: Testing and Applications: 4th Volume, ASTM STP 1426. West Conshohocken, PA, 2002: American Society for Testing and Materials, 2002.
- [13] Bernardi M P, Milovich D, Francoeur M. Radiative heat transfer exceeding the blackbody limit between macroscale planar surfaces separated by a nanosize vacuum gap[J]. Nature communications, 2016, 7: 12900.
- [14] Dunkle R. V. Spectral Reflectance Measurement,[M]//Claus Francis J. Surface Effects on Spacecraft Materials. John Wiley & Sons, 1960:117.
- [15] Hameury J., Hay B., Filtz J-R. Measurement of Total Hemispherical Emissivity Using a Calorimetric Technique[J]. International Journal of Thermophysics, , Vol.28(Issue 5):1607-1620.
- [16] VARENNE-PELLEGRINI M, PUIGSEGUR L, PAVIE J, et al. Comparison of thermal conductivities of highly insulating materials and estimation of thermoradiative properties of coatings in spatial conditions: The 17th European Conference on Thermophysical Properties, Bratislava, Slovak Republic, 2005[C].5 - 8 September 2005.
- [17] 中国科学院金属所. 高温半球向全发射率的测定[C]: 第一届空间热物理会议文集 1974, 中国宇航学会.
- [18] ASTM C835-06 Standard Test Method for Total Hemispherical Emittance of Surfaces up to 1400°C[S]. 2006.
- [19] WILKES K E, STRIZAK J P, WEAVER F J. Thermophysical Properties of Stainless Steel Foils: Thermal Conductivity 24, Proceedings of the 24th International Thermal Conductivity Conference, Pittsburgh, Pennsylvania, 1997[C].October 26-29, 1997.
- [20] THOMASON J E. Total Hemispherical Emittance of Niobium-L% Zirconium Fuel Cladding for the SP-100 Space Reactor[R]: AD-A270 456; AFIT/GNE/ENP/92D-1.1992. p.70.
- [21] Greene G. A., Finfrock C. C., Jr T. F. Irvine. Total Hemispherical Emissivity of Oxidized Inconel 718 in the Temperature Range 300-1000°C [J]. Experimental Thermal and Fluid Science, 2000, 22:145-153.
- [22] Matsumoto T., Cezairliyan A. A Combined Transient and Brief Steady-State Technique for Measuring

- Hemispherical Total Emissivity of Electrical Conductors at High Temperatures: Application to Tantalum[J]. International Journal of Thermophysics, 1997, Vol.18(No.6):1539-1556.
- [23] GAUMER R E, STEVAE J U. Calorimetric Determination of Infrared Emissance and the  $\alpha/\epsilon$  Ratio[R]: NASA.1963. p.127.
- [24] NEUER G, JAROMA-WEILAND G. Spectral and Total Emissivity of High Temperature Materials[J]. International Journal of Thermophysics, 1998, Vol.19(No.3):917-929.
- [25] 那鸿悦, 赵国兰, 侯伟昌, 等. 动态法半球向全发射率的测定[J]. 计量研究, 1982(No.4).
- [26] Jaworske D. A. Thermal modeling of a calorimetric technique for measuring the emittance of surfaces and coatings[J]. Thin Solid Films, 1993, 236:146-152.
- [27] WUDE W R, PROGAR D J. The Design and Uncertainty Analysis of an Improved Total Hemispherical Emissance Transient Calorimeter[R].1969.
- [28] SASAKI S, KOU H, MASUDA H, et al. Total hemispherical emissivity of glass sheets with different thicknesses measured by a transient calorimetric technique[J]. High Temperatures - High Pressures, 2003, Vol.35/36:303-312.
- [29] 何冠虎, 叶庆和, 邸忠起, 等. 用激光脉冲加热-降温法测量比热(500—1200K)[J]. 工程热物理学报, 1981, Vol.2(No.3):283-289.
- [30] CEZAIIRLIYAN A. High-Speed Methods of Measuring Specific Heat of Electrical Conductors at High Temperatures[J]. High Temp-High Pressures, 1969, Vol.1(No.5):517-529.
- [31] CEZAIIRLIYAN A, MORSE M, BERMAN H, et al. Pulse Heating Method for the Measurement of Melting Point of Electrical Conductors[J]. J. Res. NBS, 1970, 74A(No.1):65.
- [32] CEZAIIRLIYAN A. A dynamic technique for measurements of thermophysical properties at high temperatures[J]. International Journal of Thermophysics, 1984, Vol.5(No.2):174-193.
- [33] MATSUMOTO T, ONO A. Method and apparatus for measurements of specific heat capacity and emissivity of ribbon-shaped samples by use of pulse-current heating[J]. High Temp.- High Press., 1993, Vol. 25(No.5):525-530.
- [34] MATSUMOTO T, ONO A. Specific heat capacity and emissivity measurements of ribbon-shaped graphite using pulse current heating[J]. International Journal of Thermophysics, 1995, Vol. 16(No.1):267-275.