

目 录

第一章 传热的基本理论	1
第一节 热传递	1
第二节 导热的基本定律	1
第三节 导热系数	4
第四节 导热基本定律的应用及热阻概念	5
第五节 对流传热	12
第六节 热辐射的基本概念	14
第七节 绝热材料传热过程分析	20
第二章 绝热设计(GB/T 8175—2008、GB/T 4272—2008)	25
第一节 绝热设计的基本原则	25
第二节 绝热结构	26
第三节 绝热层材料和主要辅助材料的性能要求及选择原则	34
第三章 绝热计算及应用实例	37
第一节 保温厚度计算	37
第二节 保冷厚度计算	45
第三节 厚度简化计算	48
第四节 材料用量计算	51
第五节 应用计算实例	63
第四章 绝热工程施工概要	76
第一节 基本原则	76
第二节 绝热结构	78
第三节 施工技术	79
第四节 防潮层	80
第五节 保护层	83
第六节 施工图例	86
第五章 绝热测试评价及测定方法(GB/T 8174—2008、 GB/T 17357—2008)	100
第一节 概述	100

第二节	表面温度测试与仪表	102
第三节	表面散热损失的测试与热流计	116
第四节	其他有关的测试仪器	124
第五节	表面散热损失的确定	125
第六节	测试要求及注意事项	129
第七节	测试组织和准备工作	130
第八节	数据处理	131
第九节	测试误差	133
第十节	绝热效果评价	133
第六章	综合应用分析	136
第一节	绝热工程基本概要	136
第二节	绝热材料应用区别	137
第三节	设计用的主要参数	137
第四节	绝热支吊架的应用	139
第五节	保温材料吸声机理	141
第六节	材料性能相互关系	141
第七节	绝热材料应用分析	148
第八节	矿物棉的化学成分	151
第九节	设计参数的比较	154
第十节	绝热应用相关技术	157
附录 A:	计算辅助图表	165
附录 B:	相关标准	184
	GB/T 4272—2008《设备及管道绝热技术通则》	185
	GB/T 8174—2008《设备及管道绝热效果的测试与评价》	193
	GB/T 8175—2008《设备及管道绝热设计导则》	205
	GB/T 17357—2008《设备及管道绝热层表面热损失现场测定 热流计法和 表面温度法》	225

第一章 传热的基本理论

第一节 热传递

绝热技术的理论基础是传热学。本章将有重点地介绍传热学的基本原理及其在绝热工程中的应用。

凡有温差存在的地方,就有热量转移的现象发生,这种热量的转移是由温度高的地区转移到温度低的地区。由于在自然界和生产过程中,温差是普遍存在的,因此热量的转移也就成为自然界和生产过程中普遍存在的现象,我们把它叫做“热量传递”或简称“传热”。

热量的传递可以三种不同类型的方式进行。一类是固体内部的热量传递;另一类是固体表面与流体间的热量传递;第三类是物体表面与不直接接触的周围物体间的热量传递。长期以来的生产实践,使人们从现象到本质,逐步掌握了热量传递现象的科学知识,发现这三类方式有着不同的规律。通常将第一类热量传递方式叫做“热传导”或简称“导热”;第二类方式叫做“对流换热”或简称“放热”;第三类方式叫做“辐射换热”。

第二节 导热的基本定律

“导热”是指物体各部分(或不同物质)直接接触而发生能量的传播现象。物质各部分具有不同温度(或有不同温度的几种物质直接接触时),就会发生热量从温度较高的地区向温度较低地区转移,使各处温度在没有外界热源和冷源的干扰情况下逐步趋向均匀化。

这种不依赖各部分物质的相对位移,而能传播热量的现象,是物质的本性,叫做“导热”。如果追根溯源,它是由物质内部(或物质的接触处)的分子、原子或自由电子等微粒的不规则运动(如扩散碰撞或弹性波和晶格振动)所引起的,高温微粒具有较大的动能,而低温微粒具有较小的动能,两者碰撞的结果引起能量的转移,即温度较高的微粒把能量传给温度较低的微粒,因而使热量从高温区传向了低温区。

在液体和气体中当各处温度不一致时,通常在发生导热的同时,由于各部分之间密度的差异而出现对流,因此不易观察到单纯的导热现象。在固体中热量的传递则完全取决于导热。

为了说明导热的基本规律,这里先假设一个很大的单层炉墙的导热,如图 1-1。内表面温度 t_1 总高于外表面温度 t_2 , 而且 t_1 和 t_2 都是不随时间变化的稳定温度。实验表明:通过炉墙向外传出的热流量 $Q[W]$ 必定与温度差 $(t_1 - t_2)[^\circ C]$ (或 $[K]$), 和炉墙面积成正比,而与炉墙厚度成反比。实验还表明在同样大小的温度差 $(t_1 - t_2)[^\circ C]$ 、面积 $F[m^2]$ 和厚度 $\delta[m]$ 的情况下,炉墙传出的热流量 Q 还和炉墙材料有关。对于这种平面炉墙,可以写成下列等式:

$$Q[W] = \lambda \frac{t_1 - t_2}{\delta} \cdot F \quad (1-1)$$

式中引入的比例系数 λ 叫做“导热系数”，它表示炉墙材料的导热能力，单位是 $W/(m \cdot K)$ ¹⁾

【例 1-1】 有一保温炉墙厚 200 mm，内外表面各维持 850 °C 和 50 °C，试求通过表面积为 10 m² 保温炉墙的热流量，以及壁厚内 a、b、c、……（各点相距 40 mm）各平面的温度。已知保温炉墙导热系数为 0.1 W/(m · K)。

解 (1) 热流量可根据式(1-1)求得：

$$Q = \lambda \frac{t_1 - t_2}{\delta} \cdot F = 0.1 \times \frac{850 - 50}{0.2} \times 10 = 4\,000 [W]$$

(2) 在已知 Q 的情况下求各点温度，可把式(1-1)改写为：

$$t_x = t_1 - \frac{Q}{\lambda F} \cdot x \quad (1-2)$$

分别以 $x=0.04, 0.08, 0.12, 0.16, 0.20$ m 代入式(1-2)即可求出各点温度，即

$$t_a = t_1 - \frac{Q}{\lambda F} \cdot x = 850 - \frac{4\,000}{0.1 \times 10} \times 0.04 = 690 [^{\circ}C]$$

同理可以求出 $t_b=530$ °C, $t_c=370$ °C, ……。

如果把上述各点的温度按比例画在 $t-x$ 坐标上(纵坐标表示温度，横坐标表示尺寸)则在壁内的温度分布成一条直线(见图 1-2)。

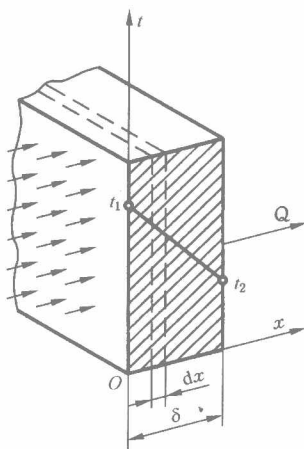


图 1-1 单层大平壁稳定导热

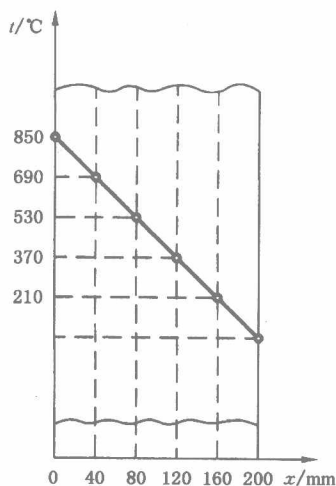


图 1-2 平壁内温度分布图

从上例的分析有助于了解以下几个基本概念：

(1) 上例中，平壁内各 x 点处的温度是不同的，而且不随时间而变化，这样的导热过程叫做“稳定导热过程”。如果壁内各点温度随时间而变化，则叫做“不稳定导热过程”，例如各种工业炉的启动及停炉过程即属于后者。

(2) 上例中，平壁内的温度只在 x 方向有变化，而其余两个方向(y, z 方向)均无变化，所以叫做“一维空间导热”，它具有最简单的形式，即 $t=f(x)$ 。如果温度沿 y 和 z 方

1) 导热系数的工程单位是 $kcal/(m \cdot h \cdot ^{\circ}C)$, $1 W/(m \cdot K) = 1.163 kcal/(m \cdot h \cdot ^{\circ}C)$ 。

向发生变化,或沿 x, y, z 方向均发生变化,它的数学形式分别为 $t=f(y, z)$ 和 $t=f(x, y, z)$, 此时称为二维或三维导热。

(3) 上例中,平壁的两侧表面温度都各自是一个“等温面”,即炉墙内外壁面任何点的温度都分别是 t_1 和 t_2 。而且距内表面 x 距离处的平面(如 a, b, c, \dots 诸平面),也各自都是等温面,平面上的温度都各自相同,具体数值如图 1-2 所示。

因为空间内同一点不可能同时具有两个不同的温度,所以温度不等的等温面绝不会彼此相交。在上例中各等温面都是互相平行的。

在每一个等温面上,既然不存在温度差,导热也就不可能沿着等温面进行,而是永远沿着等温面“法线”方向(即垂直等温面的方向)朝温度低的一边进行。显然,上例中导热只能沿着与壁面垂直的 x 方向进行。

(4) 上例中,温度沿炉壁 x 方向的变化呈直线规律,每隔 20 mm,温度变化 80°C ,即温度变化率 $\Delta t/\Delta x=80/0.02=4\ 000[^\circ\text{C}/\text{m}]$,也就是说每米距离内温度变化为 $4\ 000^\circ\text{C}$,而且在整个炉墙的内部这种温度变化率到处一样,为一常数关系,即:

$$\frac{t_1 - t_a}{x_1} = \frac{t_1 - t_b}{x_2} = \frac{t_1 - t_c}{x_3} = \dots = 4\ 000^\circ\text{C}/\text{m}$$

这种温度变化,在图 1-1 中成为一倾斜的直线,它的斜率就是温度的变化率。

必须指出,上述例子只是导热问题中的一个特例。如果在整个墙壁的范围内,温度变化率 $\Delta t/\Delta x$ 不是一个常量,也就是说墙内温度分布线不是直线而是一种曲线,则温度分布线的斜率各处都是不相同的。由 $\Delta t/\Delta x$ 所代表的温度变化率是指在 Δx 距离内的温度变化,所以此时用 $\Delta t/\Delta x$ 来代表温度变化率就有它的局限性。要克服这个局限性,可以取 $\Delta t/\Delta x$ 的极限,即

$$\lim_{\Delta x \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta t}{\Delta x} \right) = \frac{dt}{dx}$$

就表示墙内任一点处沿 x 方向的温度增加率(即单位长度内温度的增加量)。我们把 $\lim_{\Delta x \rightarrow 0} (\Delta t/\Delta x)$ (即 dt/dx)称做“温度梯度”,则

$$\text{温度梯度}[^\circ\text{C}/\text{m}] = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta t}{\Delta x} \right) = \frac{dt}{dx}$$

所以在单向导热问题中,温度梯度是沿 x 方向的温度增加率。温度梯度越大,表示该点在 x 方向的温度增加得越快,此时导热计算公式(1-1)也可以变成更有普遍意义的形式:

$$Q[\text{W}] = -\lambda \cdot \frac{dt}{dx} \cdot F \quad (1-3)$$

式中出现了负号,这是因为我们明确规定了 dt/dx 代表沿 x 方向的温度增加值,而传热是沿着温度降低的方向进行的,负号表示了温度梯度与传热的方向是相反的。

如果用 q 代表 $1\ \text{m}^2$ 的面积每小时所传递的热量(能量),则有

$$q[\text{W}/\text{m}^2] = \frac{Q}{F}$$

q 的大小代表单位面积上热传递的强弱,习惯上我们常把 q 叫做“热流密度”。

这样,根据式(1-3)可得

$$q[\text{W}/\text{m}^2] = -\lambda \cdot \frac{dt}{dx} \quad (1-4)$$

式(1-3)或式(1-4)比式(1-1)更真实地表达出导热的客观规律,即导热必须要有温度差才能发生。这里的“单位距离”是指一个小到不可分割的单位距离,也就是说要取决于温度分布不均匀的程度——温度梯度的大小。式(1-4)和式(1-3)所表示的物理意义是:在发生导热过程的物体内部,每个局部地区的热流密度 $q[\text{W}/\text{m}^2]$ 与该地区的温度梯度和物质的导热系数各成正比;导热的方向永远与该局部地区的等温面相垂直,并且朝着温度降低的一边进行。一般把式(1-1)所表示的内容叫做“导热基本定律”或称“傅立叶定律”。因此,一旦确定了物质的导热系数和求出温度梯度,就可以利用式(1-4)来计算热流密度。

第三节 导热系数

导热系数 λ 是物质的一种特性参数。从式(1-4)可以看出:

$$\lambda[\text{W}/(\text{m} \cdot \text{K})] = -\frac{q}{\left(\frac{dt}{dx}\right)} \quad (1-5)$$

因此导热系数 λ 的数值,就是在温度梯度为 $1 \text{ K}/\text{m}$,通过 1 m^2 的面积,在 1 h 内所允许传导过去的热量,亦即在单位温度的情况下所允许通过的热流密度,单位是 $\text{W}/(\text{m} \cdot \text{K})$ 。它表征了物质的导热能力,导热系数大的物质,则其导热能力愈强。

表 1-1 列出一些典型材料在温度为 280 K 时导热系数的数值。

表 1-1

材料名称	银	铜	软钢	不锈钢	木材	石棉	水	空气
导热系数/ [$\text{W}/(\text{m} \cdot \text{K})$]	415.0	380.0	45.0	19.0	0.17	0.17	0.60	0.026

从上面这个简单的数据表,可以对各种材料导热系数的大小有一个初步印象:固体材料的导热系数一般大于液体材料,更大于气体物质;固体材料中金属大于非金属;金属材料中纯金属又大于合金材料。但这也不是绝对的,例如:非金属材料金刚石和氧化铍,它们的导热系数比某些纯金属还大好几倍。

由于物质的状态有所不同,因此金属与非金属的导热机理也有所不同。气体的导热,是由于分子不规则运动时能量的转移所引起的。因为气体分子间的距离最大,所以导热系数 λ 最小。影响气体导热系数的主要因素是气体的分子量,因为气体分子量越小,分子运动的速度就越快,也就容易导热,所以在气体中氢气的导热系数最大。对于同一种气体,温度升高时,分子运动速度加快,导热能力也就往往增大。

液体和固体的分子距离较小,分子的运动主要是弹性振动,所以导热系数值常比气体高。

晶体由于增加了晶格振动的传递形式,导热系数就比非晶体高。

金属由于更主要依靠分子间自由电子的碰撞作用,导热系数比非晶体高。当纯金属中加入任何杂质或合金元素,将破坏晶格而使金属的导热系数迅速减小。例如紫铜中加

入锡等物质变成黄铜,导热系数降低到 $85 \text{ W}/(\text{m} \cdot \text{K})$ 左右。

各种材料所以呈现不同的导热能力,是由于材料所处的状态与材料内部结构不同而造成的。如果能对物质结构和其内部运动规律进行研究,通过这种研究能直接算出导热系数的大小较为理想,但实际上只有少数材料可以通过计算途径得到导热系数。如低温气体,由于其热量的传递是由分子的碰撞来实现的,这个过程比较简单,应用气体动力论的分析方法计算得到的导热系数与实验数据相符合。对于液体和固体材料,只在一些特定条件下,可计算导热系数,绝大部分材料目前还不能计算。针对这种情况,实际应用的各种材料,它们的导热系数主要通过实验的方法获得。

导热系数是表征物质导热能力的一个重要热物性指标,所以说它也是合理选用材料(特别是绝热材料)的重要依据。

第四节 导热基本定律的应用及热阻概念

如图 1-1 所示的平壁,将式(1-3)积分便得到:

$$q[\text{W}/\text{m}^2] = \frac{\lambda}{\delta}(t_1 - t_2) \quad (1-6)$$

由此可见,每小时通过每平方米平壁表面热流与导热系数 λ 及两表面的温度差成正比,而与平壁的厚度成反比。应当指出,热流密度的大小不是取决于温度的绝对值而是取决于温度之间的差值 Δt ,它亦可称作“温压”。

改变式(1-6)的写法得到:

$$q[\text{W}/\text{m}^2] = \frac{\Delta t}{\frac{\delta}{\lambda}} \quad (1-7)$$

如果将式(1-7)与欧姆定律相比较,热流密度 q 相当于电流,“温压” Δt 相当于电压, δ/λ 相当于电阻,我们把它称作热阻。改写式(1-7),得

$$\gamma_r[(\text{m}^2 \cdot \text{K})/\text{W}] = \frac{\delta}{\lambda} = \frac{\Delta t}{q} \quad (1-8)$$

因而,热流量正比于温压反比于热阻。热阻就像电阻作用一样,是导热的阻力。温压一定时,热阻愈大,热流密度就愈小;或者热流密度一定时,热阻愈大,则温压愈大。热阻的概念在分析和判断传热过程时极为常用。

对表面积为 $F[\text{m}^2]$ 的平壁,式(1-7)就改写成:

$$Q[\text{W}] = \frac{\lambda}{\delta} \Delta t \cdot F \quad (1-9)$$

一、导热基本定律应用于多层平壁计算

锅炉墙体一般由耐火砖层、保温砖层和普通砖层叠合成一个多层平壁,我们可以应用导热的基本定律来研究通过炉墙的传热量。为了便利起见,假设炉墙的层与层之间接触很完善,没有引入附加的接触热阻,因此可以认为通过分界面不发生温度下降。当各层的材料导热系数是常数时,温度分布如图 1-3 所示。

图中 t_1 及 t_4 分别为炉墙的内外壁面温度, $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ 及 $\delta_1, \delta_2, \delta_3$ 分别为耐火砖、保温砖和普通砖的导热系数和各自的墙体厚度。我们的任务就是要确定 $q = f(t_1, t_4, \lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \delta_1, \delta_2, \delta_3)$ 的具体关系。应用式(1-8)中热阻的概念,来求解它们的关系。各层间的热阻分别是:

$$\frac{t_1 - t_2}{q} = \frac{\delta_1}{\lambda_1}; \frac{t_2 - t_3}{q} = \frac{\delta_2}{\lambda_2}; \frac{t_3 - t_4}{q} = \frac{\delta_3}{\lambda_3}$$

各层热阻相加得到:

$$\frac{t_1 - t_4}{q} = \frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \frac{\delta_3}{\lambda_3}$$

显然式左侧 $(t_1 - t_4)/q$ 就是通过多层平壁的总热阻。可见和串联电路中的总电阻一样,多层平壁的总热阻等于各层壁的分热阻的总和。从上式可以得到热流量 q 的计算公式:

$$q[\text{W}/\text{m}^2] = \frac{t_1 - t_4}{\frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \frac{\delta_3}{\lambda_3}} \quad (1-10)$$

依此类推, n 层多层壁的计算公式是:

$$q[\text{W}/\text{m}^2] = \frac{t_1 - t_{n+1}}{\sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i}} \quad (1-11)$$

〔例 1-2〕 试比较在下列情况下,热处理用加热炉、炉墙的热损失。(1)炉墙厚为 360 mm,完全用耐火砖 [$\lambda = 0.9 \text{ W}/(\text{m} \cdot \text{K})$] 砌成。(2)炉墙由 240 mm 耐火砖和 120 mm 保温砖 [$\lambda = 0.1 \text{ W}/(\text{m} \cdot \text{K})$] 砌成。经过实测,炉墙内、外壁面温度第一种情况分别为 1270°C 和 170°C ;第二种情况分别为 1290°C 和 110°C 。试求上述两种方案的热损失,并求出保温砖与耐火砖之间的温度。

解 先求出这两种情况的总热阻:

$$R_1 = \frac{\delta}{\lambda} = \frac{0.36}{0.9} = 0.4[(\text{m}^2 \cdot \text{K})/\text{W}]$$

$$R_2 = \frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} = \frac{0.24}{0.9} + \frac{0.12}{0.1} = 1.47[(\text{m}^2 \cdot \text{K})/\text{W}]$$

热损失:

$$q_1 = \frac{t_1 - t_2}{R_1} = \frac{1270 - 170}{0.4} = 2750[\text{W}/\text{m}^2]$$

$$q_2 = \frac{t_1 - t_4}{R_2} = \frac{1290 - 110}{1.47} = 803[\text{W}/\text{m}^2]$$

可见采用方案(2)的热损失还不到方案(1)的三分之一。但在采用保温砖时必须注意,方案(2)中炉墙中间的温度 t_2 ,它对保温砖的工作条件是有很影响的。

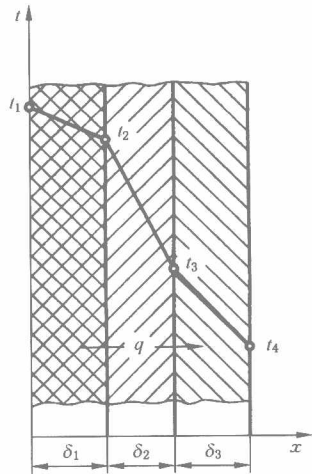


图 1-3 多层平壁的稳定导热

根据式(1-6)求出层间温度:

$$t_2 = t_1 - q_1 \frac{\delta_1}{\lambda_1} = 1290 - 803 \times \frac{0.24}{0.9} = 1076 [^{\circ}\text{C}]$$

显然方案(2)中保温砖热面温度要达到 1076°C , 一般情况下必须选择耐热的保温砖, 若所选择的保温砖耐热度小于 1100°C , 就会把绝热材料烧坏, 失去应有的强度, 这是不许可的。因此在选择绝热材料时, 应全面、仔细地考虑, 必须研究炉壁内部的温度分布。

二、导热基本定律应用于管道绝热计算

通过圆筒壁的稳定导热, 也是工程应用中最简单的典型问题。如管道保温、保冷, 圆筒壁的热工设备都属于此类问题。

(一) 单层圆筒壁

设圆筒壁的内外半径分别为 r_1 和 r_2 , 圆筒壁的内外表面分别维持均匀不变的温度 t_1 和 t_2 , 如果圆筒壁的长度 L 较大(一般当 L 超过 10 倍外半径 r_2 时), 沿轴向的导热就可忽略不计, 温度只沿半径方向发生变化。参看图 1-4, 各个等温面都是彼此同心的圆柱面。这样按照圆柱体坐标来表示, 温度场仅随 r 的变化而变化, 因此是单向度的。设材料的导热系数等于常量, 我们的任务就是确定 $Q = f(t_1, t_2, r_1, r_2, \lambda)$ 的具体关系。此问题的分析步骤如下:

(1) 分割出微元圆筒壁, 想象在壁内划一个半径为 r 、厚度为 dr 的微元圆筒壁如图 1-4 所示。

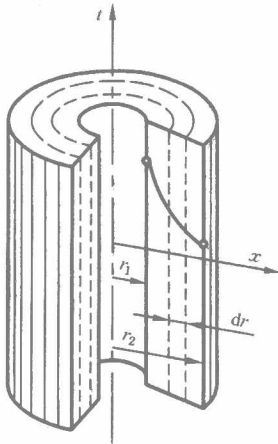


图 1-4 单层圆筒壁的稳定导热

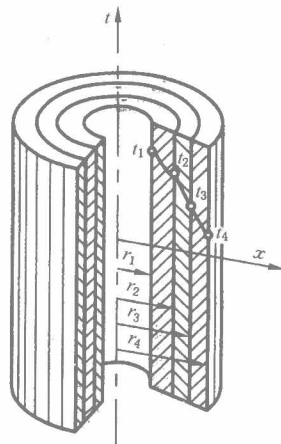


图 1-5 多层圆筒壁的稳定导热

(2) 列出在稳定传热情况下微元圆筒壁的热量平衡式, 注意通过这个微元圆筒壁的热量 Q 沿半径方向是不变的, 由于圆柱面的表面积随半径 r 的增大而加大, 所以热流密度 q 是随半径 r 的增大而减少的, 但对于这个圆筒壁来说, 热流量 Q 等于定量, 根据导热基本定律可以得到:

$$Q[\text{W}] = -\lambda \cdot F \frac{dt}{dr} = -2\pi r l \cdot \lambda \frac{dt}{dr}$$

分离变量得到：

$$dt = -\frac{Q}{2\pi\lambda l} \cdot \frac{dr}{r}$$

(3) 求解热平衡方程式。在本条件下,可将上式直接积分得：

$$t = -\frac{Q}{2\pi\lambda l} \ln r + C$$

上式表示圆筒壁内的温度分布是对数曲线。式中积分常数由边界条件确定。将 $r=r_1$ 时 $t=t_1$ 和 $r=r_2$ 时 $t=t_2$ 这两个边界条件代入上式得：

$$t_1 = -\frac{Q}{2\pi\lambda l} \ln r_1 + C$$

$$t_2 = -\frac{Q}{2\pi\lambda l} \ln r_2 + C$$

两式相减可求得：

$$\begin{aligned} t_1 - t_2 &= \frac{Q}{2\pi\lambda l} (\ln r_2 - \ln r_1) \\ &= \frac{Q}{2\pi\lambda l} \cdot \ln \frac{r_2}{r_1} = \frac{Q}{2\pi\lambda l} \ln \frac{d_2}{d_1} \end{aligned}$$

由此可求得热流量 Q 的计算公式：

$$Q[\text{W}] = \frac{2\pi\lambda l}{\ln \frac{d_2}{d_1}} (t_1 - t_2) \quad (1-12)$$

从式(1-12)可以看出,每小时通过圆筒壁的热流量 Q 与导热系数 λ 、管长 l 和温差 $t_1 - t_2$ 成正比,而和外、内径比值的自然对数成反比。

在推导式(1-12)时,对于 t_1 、 t_2 的相对大小并未作任何规定与限制。当 $t_1 < t_2$ 时,公式仍可适用,此时为冷管道。

每小时通过圆筒壁的热流量,也可用每小时通过每米长圆筒壁的热流量来说明(称长度热流密度),此时：

$$\frac{Q}{l}[\text{W/m}] = q_1 = \frac{2\pi\lambda \cdot \Delta t}{\ln \frac{d_2}{d_1}} \quad (1-13)$$

改变式(1-13),可引进圆筒壁每单位长度热阻的概念。

$$R_1[(\text{m} \cdot \text{K})/\text{W}] = \frac{\Delta t}{q_1} = \frac{1}{2\pi\lambda} \cdot \ln \frac{d_2}{d_1} \quad (1-14)$$

圆筒壁的计算公式中包含着对数项,使用上感到不方便。在管道绝热工程实际问题中往往是 $d_2/d_1 < 2$,为了简化计算,将计算 Q 的公式简化如下：

$$Q[\text{W}] = \frac{\lambda\pi d_m l}{\delta_m} (t_1 - t_2) \quad (1-15)$$

式中： d_m ——圆筒壁的平均直径,即 $(d_1 + d_2)/2$, m；

δ_m ——圆筒壁的厚度,即 $(d_2 - d_1)/2$, m。

按照式(1-15)计算误差不超过 4%。

(二) 多层圆筒壁

由几层不同材料组成的多层圆筒壁在工程上也有广泛应用。有关这种问题的计算与单层圆筒壁相似。如图 1-5 所示三层圆筒壁,假定层与层之间紧密地接触,已知各层的外径和各层材料的导热系数,并且还知道内表面和外表面的温度 t_1 和 t_2 ,表示各个量的符号如图 1-5 所示,现要求解通过多层圆筒壁的热流量和壁内层与层分界面上的温度 t_2 和 t_3 。

与分析多层平壁一样,运用串联电阻叠加原则,可以得到通过多层圆筒壁的热量计算式:

$$Q[\text{W}] = \frac{2\pi l(t_1 - t_4)}{\frac{1}{\lambda_1} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\lambda_2} \ln \frac{d_3}{d_2} + \frac{1}{\lambda_3} \ln \frac{d_4}{d_3}} \quad (1-16)$$

$$q_1[\text{W/m}] = \frac{2\pi(t_1 - t_4)}{\frac{1}{\lambda_1} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\lambda_2} \ln \frac{d_3}{d_2} + \frac{1}{\lambda_3} \ln \frac{d_4}{d_3}} \quad (1-17)$$

同理类推:

$$q_n[\text{W/m}] = \frac{t_1 - t_{n+1}}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{2\pi\lambda_i} \ln \frac{d_{i+1}}{d_i}} \quad (1-18)$$

如果从式(1-17)已求出 q_1 ,则层与层之间分界面上的温度 t_2 和 t_3 可按下式求得:

$$t_2 = t_1 - \frac{q_1}{2\pi\lambda_1} \ln \frac{d_3}{d_2}$$

$$t_3 = t_4 + \frac{q_1}{2\pi\lambda_3} \ln \frac{d_4}{d_3}$$

【例 1-3】 有一直径为 50 cm 的输油管,输送 80 °C 的热油,管道用导热系数为 0.08 W/(m·K) 的水泥膨胀珍珠岩保温,它的厚度为 5 cm。在保温层外包有厚度为 0.3 cm 的保护层,其导热系数为 0.2 W/(m·K),实测时得到表面温度为 30 °C。求每米长管道的热损失。

解 热油在管道内输送,因管道是金属壁,可以近似认为热油温度就是保温层内壁温度

$$\text{所以} \quad \frac{1}{\lambda_1} \ln \frac{d_2}{d_1} = \frac{1}{0.08} \ln \frac{60}{50} = 2.279[(\text{m} \cdot \text{K})/\text{W}]$$

$$\frac{1}{\lambda_2} \ln \frac{d_3}{d_2} = \frac{1}{0.2} \ln \frac{66}{60} = 0.477[(\text{m} \cdot \text{K})/\text{W}]$$

根据式(1-17):

$$q_1 = \frac{2\pi(80 - 30)}{2.279 + 0.477} = 114[\text{W/m}]$$

因此根据计算,可以得到该种保温管道每米长的热损失为 114 W。

三、圆球壁的传热

温度只沿半径方向变化的圆球壁传热也是一维问题,见图 1-6。

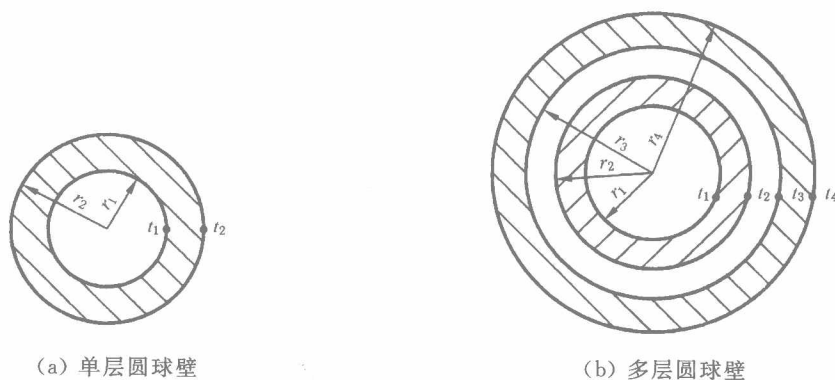


图 1-6 圆球壁的热传导

圆球壁的传热公式：

$$Q = \frac{4\pi\lambda(t_1 - t_2)}{\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}} \quad (1-19)$$

式中： r_1 、 r_2 ——分别为圆球壁的内、外半径；

t_1 、 t_2 ——分别为圆球壁的内、外表面温度。

从式(1-19)可推出圆球壁的热阻：

$$R = \frac{1}{4\pi\lambda} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \quad (1-20)$$

多层圆球壁的总热阻是由各层热阻串联而成，不难推出多层圆球壁的传热公式：

$$Q = \frac{4\pi(t_1 - t_{n+1})}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{\lambda_i} \left(\frac{1}{r_i} - \frac{1}{r_{i+1}} \right)} \quad (1-21)$$

四、多维传热的形状因子

前面介绍的几种一维传热公式虽在工程技术上有广泛的应用，但许多较复杂的工程传热问题不能这样简单处理，必须按二维或三维传热计算温度分布或传热量。解决问题的方法常用解析法、数值法和模拟法三大类。这里不详细介绍这些方法。多维传热计算比较复杂，但有些情况下引入导热形状因子后可用一维传热公式进行计算，使问题大为简化：

$$Q = \lambda S(t_1 - t_2) \quad (1-22)$$

式中： S ——导热形状因子，它具有长度的量纲。

计算时应当注意，公式(1-22)只适用于具有两个等温界面的系统，公式中的导热系数是两等温界面之间物质的导热系数，计算时假定导热系数不随温度改变。

五、接触热阻

工程上常遇到两种不同材料的机械连接。在这种情况下的传热，往往不可避免地出现“接触热阻”。这是因为两表面之间(见图 1-7)只是部分地点接触，而不是完全平整的

面接触,并且充满在空隙里的是导热系数远比固体小的气体,可以认为:

$$Q = \frac{t_{iA} - t_{iB}}{\frac{\delta_g}{2\lambda_A} + \frac{\delta_g}{2\lambda_B}} (F - F_g) + \frac{t_{iA} - t_{iB}}{\delta_g} \lambda_g F_g$$

- 式中: δ_g ——空隙厚度, m;
- F ——接触表面面积, m^2 ;
- F_g ——接触面上空隙面积, m^2 ;
- $(F - F_g)$ ——固体与固体确实接触的面积, m^2 ;
- λ_g ——充满在空隙里的介质的导热系数, $W/(m \cdot K)$ 。

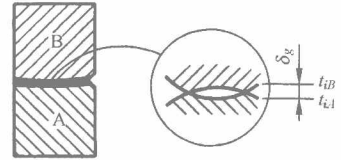


图 1-7 “接触热阻”的分析模型

式中等号右边第一项代表固体与固体直接接触的导热热流量;第二项代表空隙夹层里介质的导热热流量。利用 $q = Q/F = \Delta t/\gamma_i$, 则单位接触热阻 γ_i 为

$$\gamma_i [(m^2 \cdot K)/W] = \frac{\delta_g}{\frac{F - F_g}{F} \cdot \frac{2\lambda_A\lambda_B}{\lambda_A + \lambda_B} + \frac{F_g}{F}\lambda_g}$$

在完全点接触的情况下,接触热阻最大,此时:

$$F_g = F, \gamma_i [(m^2 \cdot K)/W] = \delta_g/\lambda_g$$

这种简单的物理模型,由于很难确定 F_g 和 δ_g , 还无法用来进行实际计算。但可据此得出如下结论:

- (1) 接触热阻与两表面材料的硬度有关,一硬一软,会使点接触变形,加大接触面,同时挤走空隙中的气体,从而使接触热阻减小。因此,不同的材料搭配,接触热阻也不同;
- (2) 在材料相同的情况下增加接触面上的挤压压力也可以收到如上相同的效果;
- (3) 对于金属,由于 λ_A 和 λ_B 大,接触热阻成为控制传热速率的主要因素。如果在接触面上涂上导热系数比空气高得多的油类,填充空隙、以代替空气,会使接触热阻明显下降。例如当安装风冷可控硅散热器时,在散热器与可控硅元件的接触面上涂上一薄层硅油就能明显降低接触热阻。在工程设计中,当缺乏具体数据时,可参考表 1-2 来估计接触热阻。

表 1-2 几种接触表面的接触热阻

接触表面情况	表面粗糙度/ μm	温度/ $^{\circ}C$	压力/Pa	$\gamma_i \times 10^4 /$ [($m^2 \cdot K$)/W]
416 不锈钢,磨光、空气	2.54	90~200	3~25	2.64
416 不锈钢,磨光、中间 夹 0.025 mm 厚的黄铜片	2.54	30~200	7	3.52
铝,磨光、空气	2.54	150	12~25	0.88
	0.25	150	12~25	0.18
铝,磨光、中间 夹 0.025 mm 厚的黄铜片	2.54	150	12~200	1.23
铝,磨光、空气真空	1.27	20	12~200	0.07
	0.25	20	7~70	0.88

第五节 对流传热

热量传递的另一种方式是利用流体的流动来达到的。例如暖气片、保温管道、炉墙外壁等。它们附近的空气,接受了壁面所放出来的热量而温度升高,密度减小,产生浮力而上升。远处及周围密度较大的冷空气就流过来填补,吸热后又上升。随着这种循环流动,热量就从暖气片等地方传给了空气。这种由于流体各部分发生相对位移而引起热量转移的现象叫做对流。它是区别于“导热”的另一种基本传热方式。

仔细分析“对流”现象的热量传递过程,就可以看出,这时总是存在着流体与固体壁面之间的相对运动进行热量交换。由于与壁面之间的摩擦,和空气内部空气间的内摩擦作用,使紧靠壁面处总有一薄层空气是顺着壁面做平行流动。这一薄层,称作层流底层。紧贴壁面处空气的流速小到等于零。如图 1-8 所示。图中紧贴壁面有一厚度随流动情况而变化的薄层 δ_1 ,在这层里空气只沿壁面方向流动,不存在分速度。因此,沿壁面法线方向的热量只能依靠该层空气的导热来传递。而在这薄层以外的其余部分,则依靠空气形成旋涡和湍动而形成对流。这种过程的实现,是因为导热和对流同时发生作用而引起的热量交换,叫做对流换热(或称“放热”、“给热”)。

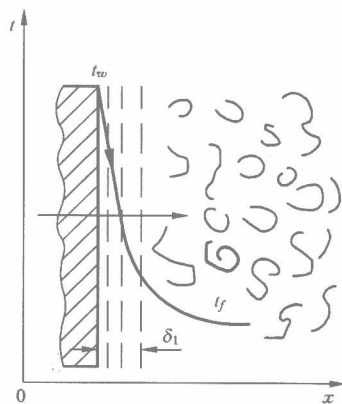


图 1-8 流体受热时沿壁面法线方向流体的温度分布及流动状况

对流换热过程中,热量传递究竟与哪些因素有关呢?显然,这个对流换热的热流量 $Q[W]$,必然与壁的表面积 $F[m^2]$ 成正比,而且与空气和壁面之间的温差 $t_w - t_f$ 成正比。因此可表示成:

$$Q[W] = \alpha F(t_w - t_f) \quad (1-23)$$

或

$$q[W/m^2] = \frac{Q}{F} = \alpha(t_w - t_f) \quad (1-24)$$

式中引入的比例系数 α 叫做对流放热系数(或给热系数),单位是 $W/(m^2 \cdot K)$ 。它的物理意义是:壁面与空气之间的温度每差 1 K 时,每平方米壁面带走的热流量 $[W]$;如果空气温度高于壁面温度,式中的温差变为“负”的,这意味着热量将从空气传给壁面。保温管道就是这种实例。

改变等式(1-24)得到:

$$q[W/m^2] = \frac{t_w - t_f}{\frac{1}{\alpha}} \quad (1-25)$$

根据导热热阻的定义,可将 $\frac{1}{\alpha} [(m^2 \cdot K)/W]$, 定义为“对流热阻”。

可见 α 越大 q 也越大,说明流体与固体壁面之间的对流换热越强。或者说, α 越大,对流热阻越小。这两种说法是一致的。

式(1-24)在形式上似乎很简单,只需将 α 值确定以后就很容易地求出对流换热量 Q (或 q) 了。但是此式并没有揭示影响放热和放热系数 α 的各种因素之间的内在关系。下面分析影响放热的主要因素。

由于对流换热的热量转移,不仅依靠流体的导热,而且还要依靠流体的对流。所以除了受导热规律控制外,还要受对流规律的支配。因此,对流换热是一种复杂的现象,它决定于一系列的复杂因素。

发生流动的原因可分为“受迫运动”和“自由运动”。

凡是由于流体内部冷热各部分密度不同而引起的运动叫做“自由运动”。例如暖气片、炉墙壁等周围空气的运动。这种情况下所进行的对流换热属自然对流换热。

凡是由于流体受外力影响(例如风机、搅拌等)而发生流体运动,叫做受迫运动。在受迫运动下的对流换热为“强制对流”。

一般情况下,流体受迫运动时,其流速总是要比自由运动时大,所以对于同一种流体,受迫运动时的放热强度总是要比自由运动时大。

流体运动时由于本身的粘性而发生在壁面处的摩擦和流体内部的摩擦作用,壁面附近处于层流状态。当流速达到一定时,流体形成旋涡促成扰动混合,使流体形成湍动状态(见图 1-8),这种不规则状态互相交织、互相干扰叫做湍流。在层流底层内热量转移是沿着壁面法线方向进行导热。湍流时流体的传热强度总要比层流时大得多。对于给定的流体来说,流速越高,层流底层越薄,放热强度也越大。

流体的物性与传热有密切关系,从传热的角度来看无论是层流还是湍流,其放热强度取决于层流底层的厚度所形成的导热热阻。因此,当其他条件相同时,导热系数 λ 越大,层流底层的热阻越小,则放热系数 α 也越大。

一切真实流体都具有粘性,在运动速度不相同的流体层之间,总会引起内摩擦力。这种性质是流体本身的性质所决定的,而且与温度有关,粘性越大,流体经过固体表面的摩擦作用也越大,因而粘性大的流体形成的层流底层也越厚。也就是说,在其他条件相同时,流体的粘性越大,放热系数 α 也就越小。

流体的热容量 ρC_p [kJ/(m³ · K)] [其中比热容 C_p 的单位为 kJ/(kg · K),密度 ρ 的单位为 kg/m³] 当流体沿壁面流动而被加热时,沿途温度不断上升,这就会带走一部分热量。热容量 ρC_p 代表每一立方米的流体当温度升高 1 K 时所吸收的热量,所以热容量越大,带走的热量也就越多,则 α 也就越大。

除上述三方面因素外,放热固体表面的形状乃至放置的位置、方向都会影响放热过程。综上所述,影响对流换热的因素很多,互相之间关系也受种种因素影响。根据具体条件来确定 α 的大小是一个复杂问题,在计算中常采用相似理论的经验公式来计算。这些经验公式可以从有关手册和资料中找到。

对于炉墙及保温管道往往采用更简单的经验公式来进行计算。例如对于室内布置的热工管道及设备,在没有外界风力或其他因素的影响下,它们的 α 值可用式(1-26)、式(1-27)求得:

$$\text{平壁} \quad \alpha[\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})] = 9.8 + 0.7(t_1 - t_2) \quad (1-26)$$

$$\text{管道} \quad \alpha[\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})] = 9.4 + 0.052(t_1 - t_2) \quad (1-27)$$

式中: t_1 ——外壁面温度, K;

t_2 ——室内空气温度, K。

对于露天布置的热工设备和管道

$$\alpha[\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})] = 11.63 + 7.0\sqrt{V} \quad (1-28)$$

式中: V ——室外风速, m/s。

利用这些经验公式计算 α , 可以满足工程估算的要求。

〔例 1-4〕 直径为 50 cm 的暖气管裸露时, 测得壁面温度为 150 °C, 风速为 10 m/s。为了节能, 在管壁外加 5 cm 的保温层后, 测得温度为 40 °C, 空气温度为 0 °C。问两者每米长热损失多少, 相差多少倍?

解 根据式(1-28)求 α :

$$\begin{aligned} \alpha &= 11.63 + 7.0\sqrt{V} \\ &= 11.63 + 7.0\sqrt{10} = 33.77[\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} Q_{\text{裸}} &= \alpha F \Delta t \\ &= 33.77 \times 0.5 \times \pi \times 1 \times (150 - 0) = 7956[\text{W}] \end{aligned}$$

$$Q_{\text{保温}} = 33.77 \times 0.5 \times \pi \times 1 \times (40 - 0) = 2546[\text{W}]$$

保温前后每米长管子的热损失各为 7 956 W 和 2 546 W, 相差 2 倍多。

第六节 热辐射的基本概念

在生产和日常生活中, 我们可以遇到很多热辐射现象, 最典型的热辐射是太阳不断地向地球表面辐射能量。其实一切物体只要其温度高于绝对零度, 那么, 物体内部原子中的电子就不断地使一部分热能转变为辐射能并通过电磁波而发射出去。这种传播过程叫热辐射。高温物体由于电子振动与激发比低温物体激烈, 因此高温物体的热辐射比低温时强得多。

由物体发出去的辐射能, 落在其他物体上时, 一部分被吸收而重新转化为热能, 因此每一物体不仅不断地发射辐射能量, 而且还在不断地吸收辐射能。

两个温度不相同的物体彼此辐射时, 低温物体在同一时期内吸收的辐射能大于其发射的辐射能, 因而得到净热, 而对高温物体来说则情况相反, 放出净热, 这种能量交换过程叫做辐射换热。

显然, 热辐射换热过程不需要两种物质直接接触, 而且在能量转换的同时还发生能量型式之间的转换——从热能转换成辐射能, 辐射能又能转换成热能。这些都是辐射换热区别于导热和对流换热的特点。

任何物体不断辐射出去的能量, 落在其他物体上时, 一部分被该物体所吸收, 一部分被反射, 另一部分将透射过该物体, 如图 1-9 所示。物体吸收、反射和透过的辐射能与总

的辐射能 Q_0 之比,叫做该物体的吸收率 A 、反射率 R 和透射率 D :

$$A = \frac{Q_A}{Q_0}; \quad R = \frac{Q_R}{Q_0}; \quad D = \frac{Q_D}{Q_0} \quad (1-29)$$

根据能量守恒定理,不难理解

$$A + R + D = 1$$

式中, A 、 R 和 D 的数值都在 0 到 1 之间。

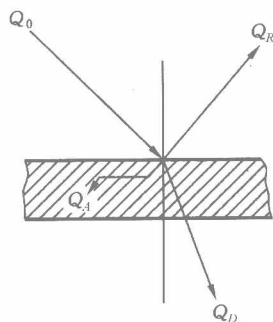


图 1-9 投射到物体上的辐射能量分配

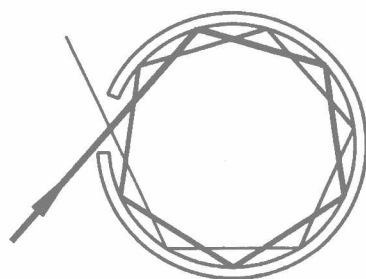


图 1-10 绝对黑体模型图

如果 $A=1$, 则 $R=0$ 和 $D=0$, 这就是该物体吸收了投射到其表面上的全部的辐射能。这种物体称为“绝对黑体”(简称“黑体”)。在自然界中绝对黑体是不存在的, 为了增加吸收率, 可以在物体表面涂上一层不光滑的煤烟。不过即使是这样的煤烟, 其吸收率也只有 90%~96%, 还不是黑体。自然界中并不存在黑体, 但可以根据黑体原理来模拟。图 1-10 所示空腔壁上的小孔, 如果空腔直径和小孔直径之比足够大, 则此小孔就是人工黑体。因为射进小孔的热射线, 在空腔内壁经过多次吸收和反射后, 可认为被全部吸收。白天从远处看房屋的窗户有黑洞洞的感觉, 就是由于可见光进入窗孔后几乎全部被吸收而很少有光线反射出来的缘故。

对于双原子气体, 例如氧、氮、空气等气体, 能量几乎全部都穿透过去, 不吸收辐射能, 也不反射辐射能, 即 $D \approx 1$, 称作绝对透明体。对于液体和固体, 只要稍具厚度, 它们总是不透明的, 即 $D \approx 0$ 或 $A + R \approx 1$, 对于多数液体来说, 善于吸收的就不善于反射。

一、辐射基本定律

物体向外发射电磁波, 各类电磁波的波长可从几万分之一微米到数公里, 它的分布如图 1-11 所示。波长 $\lambda = 0.38 \sim 0.76 \mu\text{m}$ 范围的电磁波属可见光线, 波长 $\lambda < 0.38 \mu\text{m}$ 的电磁波是紫外线、伦琴射线等, $\lambda = 0.76 \sim 1\,000 \mu\text{m}$ 之间的电磁波称为红外线, $\lambda > 1\,000 \mu\text{m}$ 的电磁波是无线电波。通常把波长 $0.1 \sim 100 \mu\text{m}$ 的电磁波称为热射线, 其中包括可见光线、部分紫外线和红外线, 它投射到物体上能产生热效应。当然, 波长与各种效应是不能截然划分的。工程上辐射体的温度如在 $2\,000 \text{K}$ 以下, 热辐射主要是红外辐射, 可见光的能量所占比例很少, 通常可略去不计。