高等学校通用教材

传 热 学

曹玉璋 编

北京航空航天大学出版社

内容简介

本书主要围绕换热的三种方式介绍热传导、对流换热、高速气流换热、凝结与沸腾换热、辐射换热及复杂换热和换热器，并配有例题、思考题和习题。

本书可以作为动力专业和非动力专业的传热学教材。由于内容编排的灵活性，可以适用于34～50学时的教学安排，也可作为动力机械等相关专业的教学参考书，可供有关科技人员参考。

图书在版编目(CIP)数据

传热学/曹玉璋编. —北京：北京航空航天大学出版社，2001.7

ISBN 7－81077－045－4

Ⅰ.传… Ⅱ.曹… Ⅲ.传热学 Ⅳ.TK124

中国版本图书馆CIP数据核字(2001)第05848号

传 热 学

曹玉璋 编

责任编辑 陶金福

责任校对 戚 爽

北京航空航天大学出版社出版发行

北京市学院路37号(100083) 发行部电话:(010)82317024

http://www.buaapress.com.cn

E-mail:pressell@publica.bj.cninfo.net

北京宏文印刷厂印装 各地书店经销

开本:850×1168 1/32 印张:8 字数:215千字

2001年7月第1版 2001年7月第1次印刷 印数:3000册

ISBN 7－81077－045－4/TK·001 定价:12.00元

前　言

本书的原型是一本《传热学》讲义，在此基础上再根据多位教师多年来在不同专业使用中所提出的意见和建议反复进行修改和补充，最后定稿。在编写过程中，参照了国家教委审定的《传热学课程教学基本要求》并考虑了航空院校动力专业与非动力专业的需要。本书除适当加强基本概念、基本定律和基本方法方面的内容外，还适当扩大了部分基础理论知识，如对流换热边界层微分方程的解析解和边界层积分方程近似解示例、相似理论、相变换热与两相流基础、高速气流换热等。为了便于不同专业和不同学时的教学选择，这些内容以独立的章节形式编写，并以 * 号标于每节之前，去掉这些章节不会影响全书内容的系统性。由于全书内容编排上的灵活性，本书可用于 34～50 学时的传热学教学。

本书在内容取舍和结构安排上，既注意到深入浅出，讲清基本概念和基本方法，又注意联系实际，使学生深入理解基本规律的普遍适用性。每章不仅配有例题，而且还选编了较多的思考题和习题，力求通过本课程的学习使学生较深入地掌握传热学的基本理论和基本方法，获得应用传热学知识分析、解决工程实际问题的初步能力。

本书吸取了北京航空航天大学历届本科生传热学教材的部分内容和教学经验，并参考了王补宣、杨世铭、张正荣以及雷诺兹、霍尔曼和威尔蒂等有关传热学方面的

论著，还参考了朱谷君、冀守礼、康滢、陆大有合编的传热学讲义。交稿后，林贵平、韩振兴、朱谷君、邱绪光、康滢和徐国强先后对本书进行了审阅，并提出了很多有益的建议和补充。谨向他们表示深切的谢意。

由于水平所限，书中不妥之处，恳请读者指正。

编　者

2000.1

第1章　传热学概述

1.1　概　述

在工程热力学中，讨论了热能与机械能相互转换的规律。它是了解热机和制冷机原理，对热力过程进行分析和计算的理论基础；而传热学讨论的是热能的传递规律。热力学第二定律指出，热能总是自发地从高温区传向低温区。显然，热量传递过程是不可逆过程，它与工程热力学的研究方法有很大的不同。

传热学的应用范围不仅仅限于热能动力领域，在冶金、化工、电子、建筑以及航空航天和生物工程中都有广泛的应用。例如，在电子技术中的电子元件和电子设备的冷却、在建筑工程中的采暖通风、在化工工程中的温度控制等等；随着喷气技术的迅速发展，飞行器的气动加热问题、航空发动机高温部件的冷却问题以及高温零件的热应力计算问题都需要传热学的知识。

1.2　热流和热阻

传热学是研究物体的温度分布与热量传递规律的科学。

讨论热量的传递离不开温标。温度的数值表示法或温度的标尺称为温标。常见的温标，一种是热力学温标，也称绝对温标，用符号 T 表示，单位为 K；另一种是摄氏温标，用符号 t 表示，单位为℃。两种温标具有相同的分度间隔，并且

$$t = T - 273.15\ \text{K}$$

用热力学温标和摄氏温标表示两点的温差，数值是相同的（即 ΔT

$=\Delta t$)。本书基本采用热力学温标 T,但在具体计算中,为了方便有时也采用摄氏温标 t。

为了描述热量传递的强度,定义一个物理量——热流量或简称热流,用符号 Φ 表示。单位时间通过某一表面积所传递的热量称为热流量,单位是 W(瓦)或 kW(千瓦)。而单位面积、单位时间所传递的热量,称之为热流密度,也称之为面积热流量,或单位热流,用符号 q 表示,单位是 W/m^2 或 kW/m^2。

在传热学中,通常将热流量 Φ 表示成热动势 ΔU_t 除以热阻 R_t 的形式,即

$$\Phi = \frac{\Delta U_t}{R_t} \tag{1-1}$$

式(1-1)与电工中的欧姆定律 $I=\Delta U/R$ 相类似。因此,有时可以利用处理电阻网络的方法来处理某些传热问题。

1.3 三种基本的换热方式

在工程技术和日常生活中会遇到各式各样的热量传递现象,可以把这些复杂的实际换热现象归纳为三种基本的热量传递方式:热传导、热对流和热辐射。

1. 热传导

热传导也称为导热。两个温度不同的物体或同一物体内部温度不同的各部分,依靠物质内部微观粒子(分子、原子或电子)的运动和碰撞来传递能量的方式称为“导热”。在导热方式中,物体内部各部分之间没有宏观的相对运动,并且参与导热的物体一定是彼此相接触的,所以,这种热量传递属于接触换热。根据实验结果,通过两侧面温度分别均匀的平板某一面积 A 的热流量 Φ 与平板两侧面的温度差 ΔT 及面积 A 成正比,与板厚 δ 成反比,即

$$\Phi = \lambda A \frac{\Delta T}{\delta} \tag{1-2}$$

或

$$\Phi = \frac{\Delta T}{\frac{\delta}{\lambda A}} \tag{1-3}$$

式中：T 为热力学温度，单位为 K。

所以，在平板导热中的热动势为温差 ΔT；而平板的导热热阻 $R_{\lambda}=\delta/(\lambda A)$，$\lambda$ 为一比例系数，称为热导率，或称导热系数，单位是 W/(m・K)。它是一个很重要的热物性参数，在第 2 章中将专门介绍。

2. 热对流

对流是指流体各部分之间发生相对位移。如果流体内部温度不同，那么流体各部分的宏观相对运动将会引起热量的传递。这种热量传递方式称为热对流。由于液体和气体内部可以发生相对的宏观位移，故热对流现象只能发生在流体介质中。在工程中常常遇到的是流体通过一固体表面时发生的流体与固壁的换热。这种流体与固壁表面之间的换热过程称为对流换热，可见对流换热也是接触换热。牛顿提出：对流换热热流量与固壁-流体之间的温度差 ΔT 及接触面积 A 成正比，比例系数记为 α，即

$$\Phi = A\alpha\Delta T \tag{1-4}$$

或

$$\Phi = \frac{\Delta T}{\frac{1}{A\alpha}} \tag{1-5}$$

在对流换热中，其热动势为固壁与流体之间的温差 ΔT。其对流换热热阻 $R_{c}=1/(A\alpha)$，其中 A 为对流换热的表面积；α 为比例系数，称为表面传热系数，习惯上称为对流换热系数，其单位是 W/(m^2・K)。

3. 热辐射

热辐射是通过电磁波来传递热量。电磁波的传播可以在真空

中进行，因此辐射换热与导热和对流换热的明显不同点在于前者是非接触换热，而后者是接触换热。两个温度不同的物体，依靠本身向外发射辐射能和吸收外界投射到本身上的辐射能来实现热量的传递，这就是辐射换热。热辐射的物理本质至今尚未完全了解。不过，了解热辐射的物理本质并不是本课程的目的。本课程感兴趣的是从工程技术的角度来讨论物体之间的辐射换热规律。

毫无例外，辐射换热也必然是将热量由高温物体传向低温物体。但是，与导热和对流换热不同，辐射换热量与温差不再是正比关系[参见式(1-3)或(1-5)]，而是与换热物体热力学温度 T 的四次方之差成正比，即

$$\Phi = \frac{\sigma T_1^4 - \sigma T_2^4}{R_r} \tag{1-6}$$

式中：σ 为斯忒藩-玻尔兹曼常数，R_r 为辐射换热热阻。可见在辐射换热中，其热动势为$[\sigma T_1^4 - \sigma T_2^4]$。如果利用代换式 $E_{b1}=\sigma T_1^4$ 及 $E_{b2}=\sigma T_2^4$，则辐射换热的热动势可表示为$(E_{b1}-E_{b2})$，于是式(1-6)可表示为欧姆定律的形式：

$$\Phi = \frac{E_{b1} - E_{b2}}{R_r} \tag{1-7}$$

式中：E_b 称为黑体的全辐射力(参考 4.2 节)。

1.4 传 热

在传热学领域里，在不同的资料中常会遇到“换热”、“热交换”、“热传递”等技术术语，它们都具有相同的物理含义。这些术语并未告诉我们热量传递的过程是属于导热、对流换热还是辐射换热，只是泛指热量由高温向低温的传递过程。这里特别应该指出的“传热”这一术语，在传热学中它有别于上述的术语而具有特定的物理含义。在工程技术中，经常遇到这样一种换热措施，即冷、热流体之间被一固体壁隔开。这时，热、冷流体之间的热量传

递过程是:(1) 热流体与所接触的固体壁面之间进行对流换热;(2) 在固体壁内,从热表面向冷表面导热;(3) 固体壁面与其接触的冷流体之间进行对流换热。对于这样一种"对流换热-导热-对流换热"的综合换热过程,称为"传热"。其传热热流量可表示为

$$\Phi = Ak(T_{f1} - T_{f2}) = \frac{\Delta T}{\dfrac{1}{Ak}} \tag{1-8}$$

式中:A 为换热面积;$\Delta T = T_{f1} - T_{f2}$,为热、冷流体的温差;传热热阻 $R_k = \dfrac{1}{Ak}$,k 称为传热系数,与对流换热系数有相同的单位。

思考题

1-1　不同温度的两平板间充满空气或抽成真空,试分析两种情况下各存在着哪种形式的换热?

1-2　热流量的单位是 W,温度的单位是 K 或℃,试问导热热阻和对流换热热阻的单位是什么?

1-3　导热系数和传热系数的物理意义是什么? 它们的单位是什么?

1-4　导热系数可以是负值吗? 为什么?

1-5　传热是对流换热-导热-对流换热的串联,试问传热热阻是否等于热侧对流换热热阻、导热热阻及冷侧对流换热热阻的叠加?

第2章 导 热

2.1 傅里叶定律

温差的存在是导热的必要条件，因此在导热研究中，特别重视物体的温度分布。

2.1.1 温度场

在一个热传递系统中，温度通常是空间和时间的函数，在直角坐标系中可以用函数形式表示为

$$T = f(\tau, x, y, z) \tag{2-1}$$

式中：τ 为时间，x、y、z 为空间的坐标位置。在某一瞬时，空间各点温度的集合，称为温度场。如果温度场不随时间的变化而变化，则称为稳定温度场，即

$$T = f(x, y, z) \tag{2-2}$$

在稳定的温度场中发生的导热过程称为稳态导热。如果温度场是随时间的变化而改变的，则称为不稳定温度场，对应情况下的导热过程称为不稳定导热或瞬态导热。根据温度场与空间坐标的关系，又可分为一维温度场、二维温度场和三维温度场。它们可分别表示为

$$\left.\begin{aligned} T &= f(\tau, x) \\ T &= f(\tau, x, y) \\ T &= f(\tau, x, y, z) \end{aligned}\right\} \tag{2-3}$$

对应于上述温度与空间坐标的关系，也可把导热分为一维导热、二维导热和三维导热。这里将重点讨论一维温度场和一维导热

问题。

2.1.2　温度梯度

在某一瞬时，温度场中相同温度的各点将构成一个等温面。这些不同温度的等温面显然不能彼此相交。因为不同温度的两个等温面如果相交，就意味着在相交处具有不同的温度，这是不可能的。这些等温面或终止在物体边界上，或自成封闭曲面。在等温面上由于没有温差，故没有热量传递；而沿着等温面法向将有最大温度变化率。这里采用数学上对梯度的概念来定义温度梯度，如图 2－1 所示。

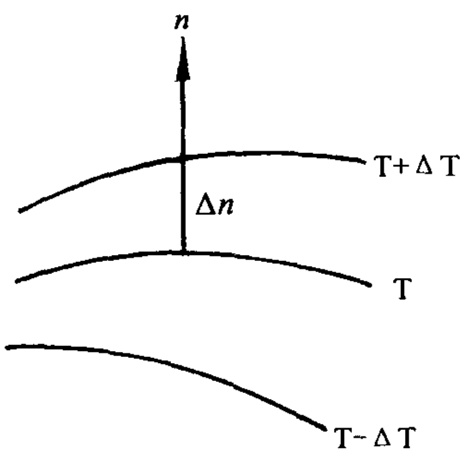

图 2－1　等温面及温度梯度

将温度梯度记为 grad T，则

$$\mathrm{grad}\ T = \lim_{\Delta n \to 0}\left(\frac{\Delta T}{\Delta n}\right) = \frac{\partial T}{\partial n} \tag{2-4}$$

可见，某点的温度梯度在数值上等于该点在等温面的法向方向(n)上单位距离所引起的温度增量。温度梯度是一个向量，其方向是沿等温面的法向方向，并指向温度增加的方向。在直角坐标中，温度梯度在 x、y、z 三个方向上的投影为

$$\mathrm{grad}\ T_x = \frac{\partial T}{\partial x}, \qquad \mathrm{grad}\ T_y = \frac{\partial T}{\partial y}, \qquad \mathrm{grad}\ T_z = \frac{\partial T}{\partial z},$$

2.1.3 傅里叶定律

傅里叶定律是法国科学家傅里叶于 1822 年在实验基础上提出来的，是导热的基本定律。傅里叶定律指出，在 $d\tau$ 时间间隔内通过微元等温面 dA 的热量 dQ，正比于温度梯度$\partial T/\partial n$，其方向与温度梯度相反，即

$$dQ = -\lambda \frac{\partial T}{\partial n} dA \cdot d\tau$$

对于热流密度 q，则为

$$q = -\lambda \frac{\partial T}{\partial n} \tag{2-5}$$

λ 在数值上等于单位温度梯度所引起的热流密度，它的单位是 W/(m · K)。式(2 - 5)中负号"－"表示热流密度 q 的方向与温度梯度方向相反。

2.2 导热系数

导热系数是物质的热物性参数，随物质种类的不同其数值变化范围很大，下面就金属、非金属固体材料、液体和气体的导热系数予以说明。图 2 - 2 是部分物质的导热系数与温度的关系。金属的导热与导电具有类似之处，良导热体一般都是良导电体。工业中的良导体为银[$\lambda \approx 430$ W/(m · K)]和铜[$\lambda \approx 400$ W/(m · K)]。金属中的杂质会明显地降低其导热系数，如纯铁的导热系数约为 85 W/(m · K)，但镍铬不锈钢的导热系数却为 15 W/(m · K)。非金属固体材料的导热系数变化范围一般在 0.025～3.0 W/(m · K)范围内。这类材料的导热系数受温度、湿度和密度的影响，一般随温度和湿度的升高而增大，因为静止的空气是良好的保温材料，所以随材料多孔度的增加而导热系数下降。对于导热系数小于0.25W/(m · K)的材料称为保温材料。液体的导热系

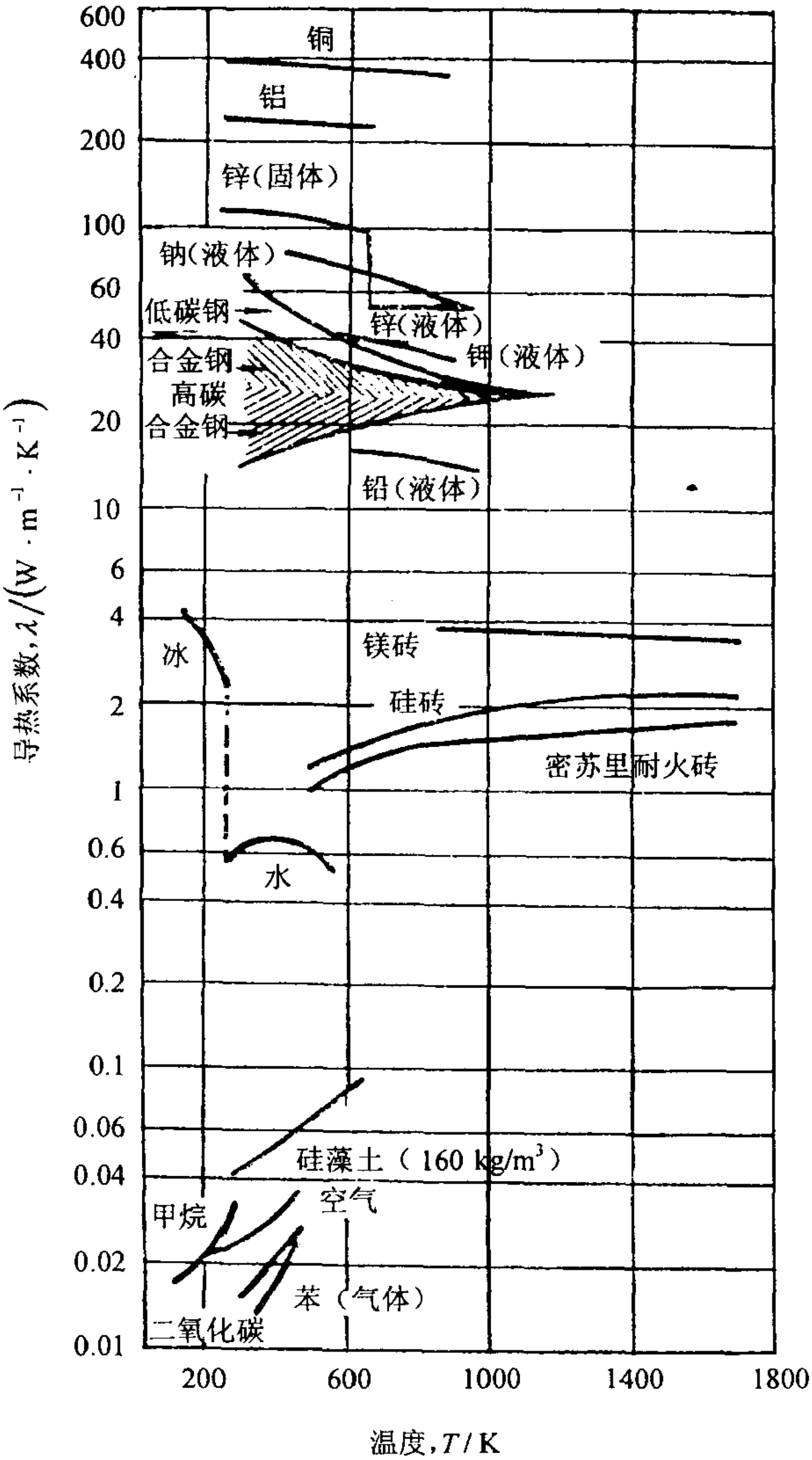

图 2-2　各种物质的导热系数与温度的关系

数一般在 0.01～0.7 W/(m·K)范围内，并且随温度的升高而减小；而气体的导热系数较小，一般在 0.006～0.6 W/(m·K)范围内，并且随着温度的增高而增大。在一般工程压力范围内可以认为气体的导热系数与压力无关。

各种物质的导热系数都是温度的函数，在一定温度范围内，大多数工程材料的导热系数可以近似地表示成温度的线性函数，即

$$\lambda = \lambda_0(1 + b\,t) \tag{2-6}$$

式中：λ_0 为 0℃时的材料导热系数，b 为实验常数。于是在 $t_1 \sim t_2$ 范围内的平均导热系数 λ_m 即为平均温度 $t_m = (t_1 + t_2)/2$ 时的导热系数，亦即

$$\lambda_m = \lambda_0(1 + b\,t_m) \tag{2-7}$$

在本书的附录中给出了部分物质的导热系数，这些数据都是通过实验得到的。

2.3 导热微分方程式

一方面，由于研究物体的温度分布是导热研究的重要方面；另一方面，由傅里叶定律知道，确定了物体的温度场，热流的求定也迎刃而解。因此建立描写物体温度分布的导热微分方程式就成了研究导热问题的首要任务。这个方程是根据能量守恒原理和傅里叶定律建立起来的。

假设所研究物质的导热系数为 λ，密度为 ρ，比热容为 c，并且均为常数，不随温度和空间的位置变化而变化；同时，假设导热物质各向同性。取一如图 2-3 所示的微元体，其边长分别为 dx、dy 和 dz。现在来考察该微元体的能量平衡。Q_x 和 Q_{x+dx}是 x 方向 $d\tau$ 时间内进、出微元体的热量；Q_y 和 Q_{y+dy}是 y 方向 $d\tau$ 时间内进、出微元体的热量；同样，Q_z 和 Q_{z+dz}是 z 方向 $d\tau$ 时间内进、出微元体的热量。由于所讨论的是纯导热问题，因此，Q_x、Q_y 和 Q_z 以及 Q_{x-dx}、Q_{y+dy} 和 Q_{z+dz}均为导热热量，以下用下标 λ 表示。根据傅里

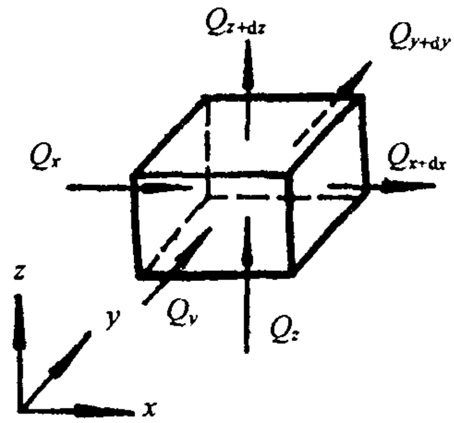

图 2-3 直角坐标中的微元体

叶定律得

$$\left.\begin{aligned}
Q_x &= Q_{\lambda x} = -\lambda\left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)\mathrm{d}y\mathrm{d}z\mathrm{d}\tau \\
Q_y &= Q_{\lambda y} = -\lambda\left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)\mathrm{d}x\mathrm{d}z\mathrm{d}\tau \\
Q_z &= Q_{\lambda z} = -\lambda\left(\frac{\partial T}{\partial z}\right)\mathrm{d}x\mathrm{d}y\mathrm{d}\tau
\end{aligned}\right\} \tag{2-8}$$

同理

$$\left.\begin{aligned}
Q_{x+\mathrm{d}x} &= Q_{\lambda(x+\mathrm{d}x)} = Q_{\lambda x} + \frac{\partial Q_{\lambda x}}{\partial x}\mathrm{d}x \\
Q_{y+\mathrm{d}y} &= Q_{\lambda(y+\mathrm{d}y)} = Q_{\lambda y} + \frac{\partial Q_{\lambda y}}{\partial y}\mathrm{d}y \\
Q_{z+\mathrm{d}z} &= Q_{\lambda(z+\mathrm{d}z)} = Q_{\lambda z} + \frac{\partial Q_{\lambda z}}{\partial z}\mathrm{d}z
\end{aligned}\right\} \tag{2-9}$$

根据能量守恒原理，在微元体无内热源情况下，导入微元体的热量与导出微元体的热量之差应等于微元体内能的增量，即

$$\begin{gathered}
(Q_x + Q_y + Q_z) - (Q_{x+\mathrm{d}x} + Q_{y+\mathrm{d}y} + Q_{z+\mathrm{d}z}) = \\
-\left(\frac{\partial Q_{\lambda x}}{\partial x}\mathrm{d}x + \frac{\partial Q_{\lambda y}}{\partial y}\mathrm{d}y + \frac{\partial Q_{\lambda z}}{\partial z}\mathrm{d}z\right) = \\
\frac{\partial}{\partial \tau}(\rho c T)\mathrm{d}x\mathrm{d}y\mathrm{d}z\mathrm{d}\tau
\end{gathered} \tag{2-10}$$

式中：ρ、c 分别是物体的密度和比热容。将式(2－8)代入式(2－10)并整理得

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda\frac{\partial T}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(\lambda\frac{\partial T}{\partial y}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\lambda\frac{\partial T}{\partial z}\right)=\frac{\partial}{\partial \tau}(\rho cT) \quad (2-11)$$

对于常物性，即 ρ＝常数，c＝常数，λ＝常数，上式可简化为

$$\frac{\partial T}{\partial \tau}=a\left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 T}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 T}{\partial z^2}\right) \quad (2-12)$$

式中：$a=\lambda/(\rho c)$，称为热扩散率，也称为导温系数，单位是 m^2/s。在稳定导热时，其导热方程为

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 T}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 T}{\partial z^2}=0 \quad (2-13)$$

以上讨论的参与导热的物体本身并不释放热量；但有时物体在导热的同时本身还释放热量，这样的导热问题，就称为有内热源的导热问题。如原子能反应堆、电流通过电阻元件等。把单位时间、单位体积导热物体的生成热量称为发热率，用符号 q_i 表示，这时能量守恒式(2－11)的左侧中应增加一项发热率。不难导出这种有均匀内热源的导热微分方程，其形式为

$$\frac{\partial T}{\partial \tau}=a\left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 T}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 T}{\partial z^2}\right)+\frac{q_i}{\rho c} \quad (2-14)$$

这时，在稳定导热情况下，其导热方程(2－14)变为

$$\left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 T}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 T}{\partial z^2}\right)+\frac{q_i}{\lambda}=0 \quad (2-15)$$

可见这时导热系数将影响温度分布。

根据数学上坐标转换的方法，可将式(2－14)由直角坐标转换为圆柱坐标或极坐标形式，这对研究圆柱形物体和球形物体的导热问题带来很大方便。直角坐标与圆柱坐标之间的关系为

$$\left.\begin{aligned} x&=r\cos\phi\\ y&=r\sin\phi\\ z&=z\end{aligned}\right\} \quad (2-16)$$

直角坐标与极坐标的关系为

$$\left.\begin{aligned} x &= r\sin\theta\cos\phi \\ y &= r\sin\theta\sin\phi \\ z &= r\cos\theta \end{aligned}\right\} \tag{2-17}$$

参考图2-4及图2-5可将常物性物体圆柱坐标系的导热微分方程写为

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = a\left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial T}{\partial r} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 T}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}\right) + \frac{q_i}{\rho c} \tag{2-18}$$

而常物性物体在极坐标系中的导热微分方程为

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = a\left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{2}{r}\frac{\partial T}{\partial r} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 T}{\partial \theta^2} + \frac{\cos\theta}{r^2\sin\theta}\frac{\partial T}{\partial \theta} + \frac{1}{r^2\sin^2\theta}\frac{\partial^2 T}{\partial \phi^2}\right) + \frac{q_i}{\rho c} \tag{2-19}$$

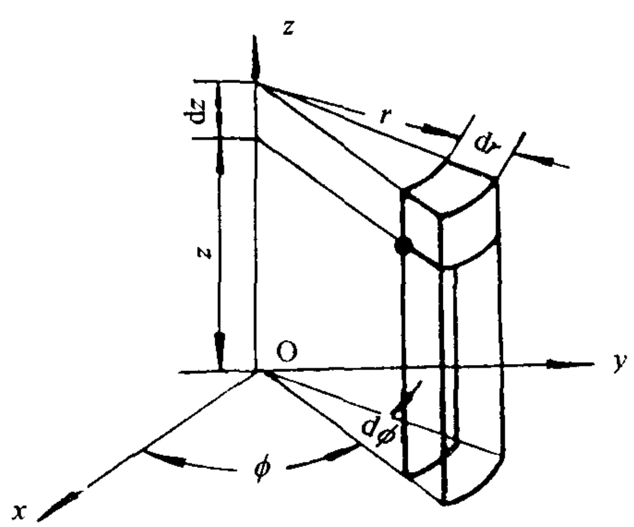

图2-4　圆柱坐标系中的导热微元体

为了对具体的导热过程求解，还必须给出导热微分方程的单值性条件。这些单值性条件是：

(1) 几何条件——说明参与过程的物体的大小和形状。

(2) 物性条件——说明参与过程的物质的物理性质，如材料的热扩散率 a、导热系数 λ、比热容 c、密度 ρ 的数值，如果考虑温度对它们的影响，还要给出它们随温度变化的关系等。