

123

工程热应力

顾泽同 葛永乐 翁中杰 等编
叶秀汉 杨家祥

国防工业出版社

54
6
社

72.52
686

工程热应力

本书是根据《工程热力学》课程的教学大纲编写的。全书共分三章。第一章介绍工程热应力的基本概念和计算方法。第二章介绍工程热应力的实验测定方法。第三章介绍工程热应力的工程应用。本书可作为高等院校工程热力学课程的教学用书，也可供从事工程热力学工作的工程技术人员参考。

顾泽同 葛永乐 翁中杰 等编
叶秀汉 杨家祥



中国科学院工程热物理研究所
图书馆

1981年12月第1版
1981年12月第1次印刷
127页 118-60583-7/016
定价：1.05元

102244

内 容 简 介

本书由浅入深地介绍了工程热应力问题。在第一篇中先介绍传热学的基本原理,然后介绍稳定温度场及非稳定温度场问题。第二篇介绍弹性力学及塑性力学的基本原理,然后引入热应力问题。接着介绍耦合热弹性原理及弹塑性热应力问题。在本书的最后一章列有若干工程计算实例。

本书可供动力、机械、化工、冶金、导弹、飞行器及反应堆方面从事高温强度研究、设计的科研技术人员阅读,以及大专院校有关专业的学生和研究生参考。

EF68/06

工 程 热 应 力

顾泽同 葛永乐 翁中杰 等编

叶秀汉 杨家祥

责任编辑 方 商

*

国防工业出版社出版

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

国防工业出版社印刷厂印装

*

787×1092 1/16 印张20 465千字

1987年12月第一版 1987年12月第一次印刷 印数: 0,001—1,920册

ISBN7·118-00233-X/O16 定价4.10元

序 言

从 1980 年开始，上海交通大学热应力研究小组组织了热应力讨论班。在讨论班上参加成员将自己学习和研究心得进行交流，大家觉得这种形式很好。在此基础上组织编写了这本书。

在国内，有关工程热应力问题还未能得到应有的重视。希望本书的出版将会引起有关方面的注意，并推动这方面工作的开展。

同许多其他书籍一样，本书也存在着一定的缺点，如部分内容繁琐，实践方面的知识还嫌不足等。希望今后在这方面能加以改进和补充，也希望今后能有更多更好的热应力书籍出版。

范 绪 箕

前 言

自 1835 年 J. M. C. Duhamel 在法国科学院发表演讲,提出了著名的 Duhamel 公式,奠定了热应力理论基础的一百多年来,热应力学科已经成长为一个具有成熟理论和极其广泛应用的、完整的学科了。

根据热应力文献统计资料可知,虽然热应力理论已经有一个多世纪的漫长历史,但是真正突飞猛进地发展还只是最近三、四十年的事。按照 B. A. Boley 的统计,在整个十九世纪只发表了 17 篇热应力的论文。在 1945 年以前,总共也只有 145 篇。第二次世界大战后,高速飞机、导弹、空间飞行器、核动力、燃气轮机和高速柴油机科学技术的成就,为热应力研究提出了一系列重大课题,大大地推动了热应力理论的发展。二次大战结束后的十年中(1946~1955 年),发表的论文竟是 1945 年以前论文总数的两倍。热应力的专著在二次大战前一本也没有,最近二十多年,仅以热应力为标题的书籍,国外就出版了不下五、六十种。1978 年还创刊了一本国际性杂志“Journal of Thermal Stresses”,专门刊登热应力的学术论文。热应力的工程应用已经遍及国防和国民经济的许多领域,在航空、宇航、核工程、冶金、机械、化工、电力等部门都有广泛的应用。目前热应力的研究还在蓬勃地发展,因此我们编写了本书供广大工程技术人员和大专院校研究生、本科生参考。

本书共分两篇:第一篇是热传导,第二篇是热应力。为了便于工科大学生阅读本书,所以在第一篇的第一章介绍了热传导的基本原理。在第二篇开初的第五章、第六章分别介绍了弹性理论基础和塑性力学基础。

由于电子计算机的出现,解决工程热应力问题大多采用数值解法,其中更以差分法和有限元法占优势,所以本书以较大的篇幅介绍了差分法和有限元法,及其在温度场计算和热应力计算中的应用。

鉴于有限元法的发展,对解决非稳定温度场及非线性热应力问题提供了广阔的前景,因此本书介绍了非稳定温度场的递推算法及弹塑性热应力问题的有限元法。在第七章中还简要地介绍了温度场和热应力的耦合问题。因限于篇幅,书中对热蠕变问题、热疲劳问题及考虑相变的焊接热应力问题未曾列入。读者如需了解这方面的内容,在阅读本书的基础上再参考其它文献将无多大困难。

本书第九章第三节系由吴金沅同志编写。

在全书的编写过程中还承林汉涛同志、潘政同志提供计算资料,在此一并致谢。限于作者的水平,书中缺点错误在所难免,敬请广大读者批评指正。

顾泽同

目 录

第一篇 热传导

第一章 导热基本原理	1
§ 1-1 换热的基本方式	1
§ 1-2 导热基本定律	3
§ 1-3 导热系数	4
§ 1-4 导热微分方程式	11
§ 1-5 单值性条件	14
第二章 热传导问题的解析法	17
§ 2-1 稳定导热过程的解析解	17
§ 2-2 二维稳定导热过程的解析法	44
§ 2-3 不稳定导热过程的解析法	50
第三章 热传导问题的差分解法	78
§ 3-1 稳定导热问题的有限差分法	78
§ 3-2 不稳定导热问题的有限差分法	86
§ 3-3 有限差分方程的解法及其误差	85
第四章 温度场有限元算法及工程计算实例	94
§ 4-1 平面稳定温度场的有限元算法	94
§ 4-2 平面非稳定温度场的有限元法及实例	98
§ 4-3 轴对称问题非稳定温度场的有限元计算及实例	102

第二篇 热应力

第五章 弹性理论基础	111
§ 5-1 弹性理论的基本假设	111
§ 5-2 通用记号与正负号的规定	111
§ 5-3 平衡方程与边界条件	113
§ 5-4 应变位移关系——几何方程	116
§ 5-5 应力与应变关系——物理方程	118
§ 5-6 变形连续方程——协调方程	120
§ 5-7 以应力表示的变形连续方程——密乞尔方程	122
§ 5-8 以位移表示的力平衡方程——拉梅方程	123
§ 5-9 平面应力问题	124
§ 5-10 平面应变问题	126
§ 5-11 相容性方程	128
§ 5-12 艾利应力函数	129
§ 5-13 轴对称问题	130
§ 5-14 能量原理	131

第六章 塑性力学基础	136
§ 6-1 应力张量及其不变量	136
§ 6-2 应力张量的分解	138
§ 6-3 应变张量及其不变量	139
§ 6-4 正八面体的应力状态	141
§ 6-5 塑性的不可压缩性	144
§ 6-6 韧性金属的屈服准则	145
§ 6-7 等效应力和等效应变	150
§ 6-8 塑性应力应变关系	152
§ 6-9 应变强化理论	155
§ 6-10 塑性势及流动法则	158
第七章 热弹性力学原理	162
§ 7-1 热应力基本概念	162
§ 7-2 线性热应力理论	168
§ 7-3 含有温度变化的广义虎克定律	169
§ 7-4 热弹性平衡方程 (运动方程)	170
§ 7-5 杜哈默尔 (Duhamel) 相似原理	171
§ 7-6 热弹性理论协调方程	173
§ 7-7 热弹性理论位函数诸方程	175
§ 7-8 热弹性力学的平面问题	176
§ 7-9 平面问题的极坐标形式	184
§ 7-10 热弹性力学的能量原理	191
§ 7-11 温度场和热应力场的耦合问题	200
第八章 热应力问题的有限元解法	205
§ 8-1 位移插值函数	205
§ 8-2 应变分量分析	211
§ 8-3 总位能及最小位能原理的应用	213
§ 8-4 刚度矩阵的形成及其性质	217
§ 8-5 面积坐标函数介绍	223
§ 8-6 负荷向量计算	228
§ 8-7 轴对称弹性热应力分析的有限元法	231
§ 8-8 有限元法解弹塑性热应力问题	250
§ 8-9 等参元素介绍	260
第九章 有限元法解工程热应力问题的实例	277
§ 9-1 用有限元法解锅炉汽包热应力问题	277
§ 9-2 柴油机气缸盖的热应力分析	283
§ 9-3 用有限元法解三维气阀热应力问题	294
参考文献	313

第一篇 热 传 导

第一章 导热基本原理

§ 1-1 换热的基本方式

热量的传递（简称换热）是自然界与工程技术中极普遍的一种能量转移过程。按热力学第二定律，热量系自发地从高温物体传到低温物体。凡有温差出现的地方就有热量的传递。在换热过程的研究中，按宏观物理本质的不同，将热量传递过程分为三种不同的基本形式：热传导、热对流和热辐射。

1. 热传导

热量从物体中温度较高的部分传递到温度较低的部分，或者从温度较高的物体传递到与之接触的温度较低的另一物体，这一过程称为热传导（又称导热）。在纯导热过程中，物体各部分之间不发生相对位移，也没有能量形式的转换。

从微观角度看，不管物质处于什么状态，都是由于物质内部微观粒子相互碰撞和传递的结果。

设有如图 1-1-1 所示的一块均质平板，厚为 δ ，表面积为 F ，两个表面分别维持均匀的温度 t_{w1} 和 t_{w2} 。单位时间内从表面 1 传导到表面 2 的热量（即在 x 方向所传导的热量），可按傅立叶定律计算：

$$Q_x = -\lambda F \frac{dt}{dx}, \text{ W} \quad (1-1)$$

式中系数 λ 称为导热系数；负号表示热量传递的方向同温度升高的方向相反。

单位时间内通过某一给定面积的热量称为热流量，记为 Q ；单位时间内通过单位面积的热量称为热流密度（或称热通量），记为 q 。傅里叶定律按热流密度的形式表示为：

$$q_x = \frac{Q_x}{F} = -\lambda \frac{dt}{dx}, \text{ W/m}^2 \quad (1-2)$$

傅里叶定律又称导热基本定律，式 (1-1) 及 (1-2) 是单向度稳态导热时傅里叶定律的数学表示式。

导热在固体、液体、气体都能发生，但在液体和气体中，因为它们易于流动，所以很少见到单纯的导热现象，而是发生导热时几乎都产生热对流现象。

2. 热对流

热对流是指流体各部分之间发生相对位移时所引起的热量传递过程。如上所述，在流体中发生对流时，常伴随着导热现象。在工程技术上流体必需在某些固体表面所包含的容积内流动，因而它们所产生的综合过程，称为对流换热，对流换热是流体的对流与

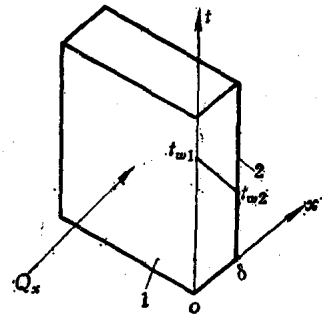


图1-1-1 通过平板的导热

导热联合作用的结果。

无论哪一种形式的对流换热，单位时间内单位面积上所交换的热量均采用牛顿冷却公式来计算：

$$\text{流体被加热时} \quad q = \alpha(t_w - t_f), \text{ W/m}^2 \quad (1-3)$$

$$\text{流体被冷却时} \quad q = \alpha(t_f - t_w), \text{ W/m}^2 \quad (1-4)$$

式中 t_w 及 t_f 分别为固体壁面温度与流体温度 ($^{\circ}\text{C}$)，如果把两者间的差值记为 Δt ，并约定永远取正值，则牛顿冷却公式可表示为：

$$q = \alpha \Delta t, \text{ W/m}^2 \quad (1-5)$$

式中热流密度和温差成正比，其比例系数 α 称为对流换热系数，常简称为换热系数，有时亦称放热系数，其单位为 $\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ 。

在实践中，在经常遇到的流体和固体表面间的对流换热问题中，在流动方向上流体温度与固体表面温度一般都是变化的，不同地点上的换热系数值也常常随之而异，这种局部地点上的换热系数值称为局部换热系数，在理论分析及试验研究中经常要用到。但对一般的热工计算来说，最感兴趣的是某一给定表面上的平均换热系数。

对流换热系数在对流换热分析和计算中起着决定性的作用，它的数值大小与换热过程中的许多因素有关。它除了同流体流动发生的原因，流动的状况以及流体的物理性质 (λ 、 μ 、 ρ 、 c_p 等) 有关外，还同固体换热表面的形状与布置有关。

3. 热辐射

物体通过电磁波来传递能量的过程称为辐射。物体会因各种原因发出辐射能，其中因热的原因而发出辐射能的过程称为热辐射。

自然界中所有的物体都在不停地向四周发出热辐射能，同时又不断地吸收其他物体发出的热辐射能。辐射与吸收过程的综合结果就造成了以辐射方式进行的物体间的能量转移—辐射换热。当物体与四周环境处于热平衡时，辐射换热量等于零，但辐射与吸收过程仍在不停地进行。

辐射能可以在真空中传播，而导热、对流这两种热传递方式只有当存在着气体、液体或固体物质时才能进行。当两个温度不同的物体被真空隔开时，例如地球与太阳之间，导热和对流都不会发生，只能进行辐射换热。这是辐射换热区别于导热、对流的一个根本特点。辐射换热区别于导热、对流的另一个特点是，它不仅产生能量的转移，而且还伴随着能量形式的转化，即从热能到辐射能，然后从辐射能转换到热能。

实验证明，物体的辐射能力同温度有关。同一温度下，不同物体的辐射与吸收本领也大不一样。一种理想的物体叫做绝对黑体（简称黑体），它能吸收所有投射到其表面上的辐射能，而它发出的辐射能则是同一温度下所有物体发出的辐射能的最大值（以单位时间、单位面积而论）。

黑体表面在单位面积、单位时间内所发射的辐射力由斯蒂芬-波尔兹曼定律所确定：

$$w_s = \sigma_s T_s^4, \text{ W/m}^2 \quad (1-6)$$

式中 T_s ——黑体表面的绝对温度，K；

σ_s ——黑体辐射常数，其值为 $5.67 \times 10^{-8} \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K}^4)$ 。

一切实际物体的辐射能力都小于同温下的黑体的值。斯蒂芬-波尔兹曼定律又称辐射四次方定律，是整个辐射换热的计算基础。

在实际发生的热交换过程中，往往导热、对流、辐射三种换热方式同时存在。例如，在热交换器中，管内有热流体流过，管外有冷流体流过。这时，热流体的热量先以对流换热的形式传递给壁面，然后以导热形式从壁面的一侧传给另一侧，最后，又以对流换热形式散给冷流体。这一总的过程——热量从一种流体传给另一种流体的传递过程——称为传热过程。如果知道冷热流体的平均温度差为 $\Delta \bar{t}$ ，则热流密度可用下式计算：

$$q = k\Delta \bar{t}, \text{ W/m}^2 \quad (1-7)$$

式中 k ——称为传热系数，其单位为 $\text{W}/(\text{m}^2 \cdot ^\circ\text{C})$ 。

从热交换的本质来说，传热过程是导热、对流、辐射三种基本换热形式的复合过程。

考虑到本书的性质，下面将对热传导现象进行较详细的分析和讨论。至于对流、辐射等换热现象读者需要了解时可参阅有关传热学书籍。

§ 1-2 导热基本定律

热量从物体的高温部分传到低温部分，或者两个温度不同的物体在接触时的热量传递，这种传热方式称导热。在固体、液体和气体中，只要有温度差，就会发生导热。但由于气体和液体易于流动，因此，在这两种介质中往往难于观察到单纯的导热过程。在固体中，其内部物质无相对位移，所以是单纯的导热过程。因此，在讨论导热问题时，往往以固体作为主要研究对象。

傅立叶对导热规律进行了多年的研究，并于 1822 年提出如下的导热理论：“把物体看成为密实的、不具有间断结构的连续体，那么在单位时间内通过物体的导热量与物体面积、温度差成正比例，与热量传递的路程长度成反比例。”用数学形式表达平壁中的导热公式时，则可写为

$$Q = \lambda F \frac{\Delta t}{\delta}, \text{ W} \quad (1-8)$$

$$\text{热流密度为: } q = \frac{Q}{F} = \lambda \frac{\Delta t}{\delta}, \text{ W/m}^2 \quad (1-9)$$

式中 Δt ——导热体的温度差，K；

δ ——平壁厚度，m；

式 (1-8) 仅适用于沿导热体长度的温度变化为线性规律的情况。如果沿导热体长度的温度变化为非线性规律，此时 $\Delta t/\delta \neq$ 常量而是变化的量，则必须取 $\Delta t/\delta$ 的比值极限，即用温度梯度来代替 $\Delta t/\delta$ 。温度差 Δt 对于沿等温面法向方向两等温面之间距离 Δx 的比值的极限，称作温度梯度，负的温度梯度称温度降度。

$$\text{温度梯度} \quad \text{grad } t = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{\Delta t}{\Delta x} = \frac{dt}{dx}, \text{ K/m} \quad (1-10)$$

对于一维沿 x 方向的导热量，这时式 (1-8) 应改写成

$$Q = -\lambda F \frac{dt}{dx}, \text{ W} \quad (1-11)$$

上式称为导热基本定律（又称傅里叶定律），它指出：在导热过程中，单位时间内通过物体的导热量，正比于该处的温度梯度和垂直于导热方向的截面积。式中负号表示热量传

逆方向与温度梯度的方向相反, 而应该与温度降度方向相同。上式表明, 所传递的热量除了上述因素外, 把其它次要的影响因素都考虑在比例系数上, 即导热系数上, 因此必须对导热系数作深入详细的探讨。

单位时间内、单位截面积所通过的热量称热流密度, 用符号 q 表示, 其导热的基本定律形式为

$$q = -\frac{Q}{F} = -\lambda \frac{dt}{dx}, \text{ W/m}^2 \quad (1-12)$$

导热基本定律真实地反映了导热的客观规律, 即导热发生时, 必须有温度差存在, 此外还取决于表示物体导热能力的导热系数。所以, 如果确定出物体的导热系数和求出温度梯度 (亦即求出温度场), 则可以由式 (1-11) 或式 (1-12) 算出热流量或热流密度。因此, 在研究导热过程时, 重点在于正确地确定物体的导热系数和求解导热物体上的温度分布, 即计算物体的温度场。

根据自然界各种物理现象相似的统一性, 常常把导热热量转换的物理现象用电导现象来进行比拟。比拟的目的是便于分析与计算。

式 (1-9) 可以改写成

$$q = \frac{\Delta t}{\delta/\lambda} \quad (1-13)$$

上式和直流电路的欧姆定律相类似

$$i = \frac{\Delta u}{r} \quad (1-14)$$

上述两式相互对应, Δt 与电位差 Δu 相对应, 故亦可称为温压; q 与电流 i 相对应; 而 δ/λ 与电阻 r 相对应, 可称为导热热阻 $r_t(\text{m}^2 \cdot \text{K})/\text{W}$ 。

有了热阻这个概念以后, 对于一个总的导热过程, 正象欧姆定律一样, 对于具体情况可以将热阻串联或并联起来使用。进一步使用热阻, 可以分析传热过程。

§ 1-3 导热系数

上面所讨论的导热基本定律中, 导热系数是一个重要的物性参数。导热系数 λ 表征物质导热能力的大小, 数值上等于在单位温度作用下物体内所产生的热流密度。

导热系数 λ 的正确确定是很重要的, 目前在工程计算中所采用的各种物质导热系数的数值, 都是用专门实验测定出来的。一些常用物质的导热系数可以在有关文献中查到。

影响导热系数数值的主要因素, 是物质的种类以及所处的状态, 主要是该物质的结构、比重、温度、湿度和压力。此外, 对于石墨、木材等各向异性材料的导热系数, 还必须知道是那个方向的。因为影响因素这样多, 给正确确定导热系数带来了困难。因此, 在选用时, 必须注意到材料各有关物性的实际情况。

图 1-3-1 示出多种物质导热系数对温度的依变关系, 从图上可以看到: 在比较广阔的温度区间内的实用计算中, 大多数材料的 λ 都容许采用线性近似关系, 即

$$\lambda = \lambda_0(1 + bt), \text{ W}/(\text{m} \cdot ^\circ\text{C}) \quad (1-15)$$

式中 λ_0 为 $^\circ\text{C}$ 时的导热系数值, t 为温度, b 为常数, 由实验所测定。

下面将简略地讨论各种物质导热的微观机理, 借以说明各种物质导热系数的特性, 并

介绍一些常用物质的导热系数数值。至于更深一步地讨论导热系数机理以及其实验测定方法，可参阅有关的专门书籍。

根据分子运动论的观点，热是一种联系到分子、原子、电子等以及它们组成部分的移动、转动和振动的能量。因此，物质的导热本质或机理就必然与组成物质的微观粒子的运动有密切的关系。

不同的物质以及物质所处的不同状态（固态、液态和气态），由于结构上的差别，导热的机理也不相同，相应的导热能力也不一样。不过，有一点是共同的：即所有物质的热传导，不管它处于什么状态，都是由于物质内部微观粒子相互碰撞和传递的结果。

在气体和液体中，热量的传导通常是通过分子或原子相互作用或碰撞来实现的。

在固体电介质中，热量的传导是通过晶体点阵或者晶格的振动来实现的。由于晶格振动的能量是量子化的，我们把晶格振动的“量子”称为声子。这样，介电物质的热传导就可以看成是声子相互作用和碰撞的结果。

在金属晶体中，热量的传导主要通过电子的相互作用和碰撞来实现的，声子的相互作用和碰撞也有微小的贡献。

在上述三种导热机构中，热量传递的速度以电子碰撞的机构最快，声子碰撞次之，分子或原子碰撞为最小。这就是金属晶体的导热系数一般比介电体大的原因。导热系数最小是气体，而液体（液态金属除外）的导热系数大多是介于介电体和气体的导热系数之间。

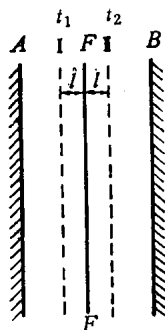


图1-3-2 分子导热机理

1. 气体的导热系数

根据气体分子运动论，可以研究气体导热的机理，推导出分子导热机构的数学表示式。设有二块不同温度的平板A和B，平行放置，中间充满不流动的气体，如图1-3-2所示。如果A板的温度大于B板的温度，则由于气体的分子运动，必有热量从A板传递到B板。这从宏观来说，就是由于气体的导热而产生热传递（假定没有辐射）。

板间的气体分子，是处于不规则的杂乱运动中，假定其平均速度为 \bar{v} ，平均自由行程为 \bar{l} ，单位体积中的分子数为 n ，今在板间取平面F来讨论，根据分子运动理论，在单位时间内单方向通过F平面上单位面积的分

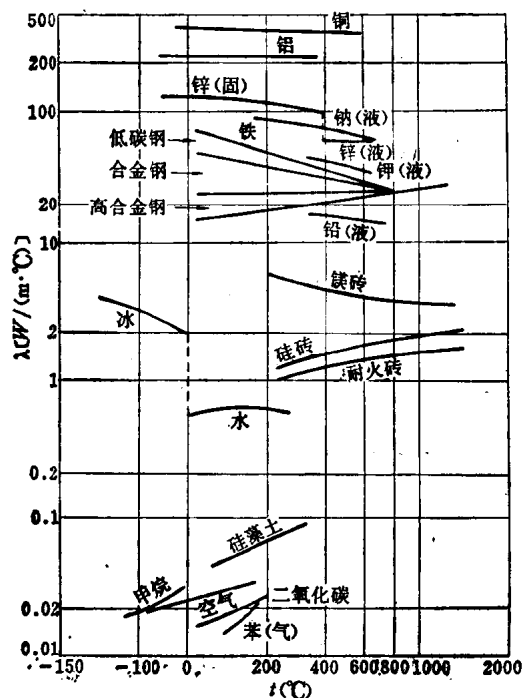


图1-3-1 导热系数随温度的变化

子数, 应为 $\frac{n\bar{v}}{6}$ 。另外, 在 F 平面的二侧, 取辅助平面 I 和 II, 辅助平面 I 和 II 与 F 平面的距离, 都等于分子的平均自由行程 \bar{l} 。如平面 I 处的温度为 t_1 , 平面 II 处的温度为 t_2 , 则每个分子在平面 I 处具有的热量为 $mc_p t_1$, 在平面 II 处具有的热量为 $mc_p t_2$, 其中 m 为分子量, c_p 为分子重量比热。于是, 单位时间内通过 F 平面上单位面积的热量为

$$q = \frac{n\bar{v}}{6} mc_p (t_1 - t_2) \quad (1-16)$$

将式 (1-16) 与傅里叶定律 $q = \lambda \frac{t_1 - t_2}{2\bar{l}}$ 相比较, 就得到

$$\lambda = \frac{1}{3} n\bar{v}\bar{l}mc_p = \frac{1}{3} \gamma\bar{v}\bar{l}c_p \quad (1-17)$$

式中的气体分子运动平均速度可根据分子运动理论得到, 即

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \quad (1-18)$$

k ——波尔茨曼常数, $1.38 \times 10^{-23} \text{J/K}$ 。

如果气体符合理想气体状态方程式, 则在温度不变、压力升高时, γ 增大, \bar{l} 减小, $\gamma\bar{l}$ 基本上为常数。所以气体的导热系数与压力无关。而根据 (1-18) 式的关系, 在温度升高时, \bar{v} 增大, 所以导热系数随着温度的升高而增大。这与实验结果是完全一致的。

应用式 (1-17) 来计算气体导热系数是不十分精确。这不仅因为它把气体作为理想气体看待, 同时这分子运动初级理论是将分子的碰撞看作为弹性小球的碰撞, 即认为分子仅具有直线运动动能。此外, 所取的平均速度中, 也存在一定误差, 因为面 I 和面 II 既有不同温度, 则分子的平均速度应该不同, 而取成相同的平均速度必会引起误差。所以即使是单原子气体, 其实验数据与 (1-17) 式的计算结果也不符合。

2. 液体的导热系数

为了说明液体导热的特性, 就需要从液体的结构特点谈起。根据分子运动的理论, 液体是固态 (晶态) 和汽态之间的过渡状态。当温度接近于结晶温度时, 液体就接近于晶体状态, 而当温度和压力接近于汽态时, 液体就和气体相接近。

液体的结构不同于气体, 其分子之间的间隔不象气体那么大, 分子能完全自由运动, 但也不象晶体那样完全按固定位置排列起来。它的分子排列是比较乱的, 而且分子之间的距离也比固体的要大。所以液体分子很容易从一个平衡位置移动到另一个平衡位置。通常, 分子是在其平衡位置上振动, 当其能量达到一定大小的时候, 就离开原来的平衡位置而移动到另一平衡位置, 然后又重复其运动。温度愈高, 则分子在一个平衡位置上停留的时间就越短。所以, 液体分子的运动既有和气体分子相同的情况—分子有直线的自由运动, 也有和固体分子相同的情况—在每一平衡位置上有一定时间的停留而产生振动。热量就靠这二种运动来传递。

鉴于上述的理由, 液体的导热归结于气体分子的运动和晶体晶格的振动。根据量子理论, 晶格振动的能量是量子化的。通常把晶格振动的“量子”称为“声子”。关于声子导热机理将在下一节介电体导热中讨论。

3. 固体的导热系数

在讨论固体的导热时，需将导体（金属、石墨等）和电介质（晶体）以及一般常用的保温隔热材料加以区别，因为它们的导热机理是完全不同的。

(1) 金属的导热系数

在工程技术上接触到的导体，除石墨外，主要都是金属。本书所讨论的工程热应力问题，大都系金属材料，因此对金属的导热系数作了较详细的讨论。

由于金属中的电子不受束缚，所以电子间的相互作用或碰撞是金属中导热的主要机构，即为电子导热机构。此外，由于金属是晶体，晶格或点阵的振动即声子导热的机构也有微小的贡献。

对于纯金属来说，电子对导热的贡献远远大于声子对导热的贡献。例如金属中导热系数比较低的镍，其电子对导热的贡献约占90%；至于象铜、铝和银这样一些导热系数很高的金属，声子对导热的贡献几乎小到可忽略不计。不过，随着温度的降低，在低温下声子导热对金属总的导热贡献将略有增大。

在考虑自由电子的传递作用时，可将自由电子的运动如同气体中分子的运动一样看待，然后利用分子运动理论导出自由电子运动所得到的导热系数，即金属中电子导热的贡献为

$$\lambda_e = \frac{1}{3} n_e c_e^v \bar{v}_e \bar{l}_e \quad (1-19)$$

式中 n_e ——单位体积中的自由电子数；

\bar{v}_e ——自由电子的平均速度；

\bar{l}_e ——自由电子的平均自由行程；

c_e^v ——单位电子的比热。

式(1-19)也可以写成

$$\lambda_e = \frac{1}{3} \gamma_e c_e^v \bar{v}_e \bar{l}_e \quad (1-19a)$$

式中 γ_e ——每单位重量电子的比热。

要了解金属导热系数随温度变化规律，从而确定金属导热曲线的特点，就必须对式(1-19)中各个物理量与温度的关系进行讨论。电子的比热 c_e^v 同绝对温度成正比。而在中等温度以下，由电子动能所决定的自由电子的平均速度与温度无关。自由电子的平均自由行程 \bar{l}_e 的数值，在金属中完全是由电子的散射过程所决定的。大量研究表明，在中等温度下，格点上原子的热运动以及由此引起的离开平衡位置的位移，是造成电子散射的主要原因。因此当温度升高时，热运动加剧，原子对平衡位置的偏移也增加，电子的平均自由行程减小。在中等温度条件下，温度 T 与 \bar{l}_e 成反比。在很低温度下，电子的平均自由行程是个常数。

金属中电子导热随温度变化的关系，大体上可按三个温度范围来进行分析：

(a) 很低温度：这时，电子运动的平均速度 \bar{v}_e 与温度无关，可近似作常数处理；电子的平均自由行程 \bar{l}_e ，主要由晶体本身的位错等固有的缺陷所决定，因而也可近似作常数处理；电子的比热 c_e^v 与温度成正比。所以，由方程(1-17)可知，在很低温度下，电子导热系数随温度呈线性变化。这相当于图(1-3-3)中实线曲线最前面的一段。

(b) 中等温度：这时，电子运动的平均速度 \bar{v}_e 仍为一常数；电子的比热 c_e^v 也

仍与温度成正比；而电子的平均自由行程 \bar{l}_e ，由于温度升高和热运动加剧便与温度成反比，即 $\bar{l}_e \propto \frac{1}{T}$ 。根据式(1-17)，综合考虑了上面三个因素后，便可获知：在中等温度下，电子的导热系数不随温度的变化而变化，而接近于一常数。这相当于图1-1-4中实验曲线上比较平坦的一段。

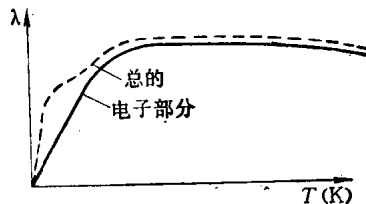


图1-3-3 金属的导热系数随温度的变化

(c) 很高温度 这时，电子运动的平均自由行程 \bar{l}_e 仍与温度成反比；电子的比热容 C_e^0 则接近为一常数；由于电子的动能不再与温度无关，电子运动的平均速度 \bar{v}_e 与温度的关系为 $\bar{v}_e \propto \sqrt{T}$ 。根据式(1-17)，综合考虑了上面三个因素后，便可得知，在很高温度下，电子导热系数随温度的增加而略有减小。这相当于图1-1-4中实线曲线最后的一段。

上面讨论的电子导热机构虽然是金属导热的主要机构，但并不是唯一的机构。在金属导热中，或者说在金属总的导热系数中，晶格振动导热或者叫做声子导热也起一定的作用。金属的总的导热系数曲线是图1-1-4中的虚线部分。比较图1-1-4中的实线和虚线可知，在很低温度下，电子对导热系数的贡献是比较小的，而晶格振动的格波或声子对无机非金属介电体在导热能力方面的差别，并不象中温和高温下那样明显。

金属中的自由电子既是导热的载体，也是导电的媒介。因此可以设想金属的导热性与导电性是密切相关的。如以 ρ 表示金属的电阻率，则在忽略晶格振动对导热的影响时，导热系数与电阻率有一个简单的关系式

$$\frac{\rho\lambda}{T} = 2.94 \times 10^{-8} \text{V}^2 \text{K}^{-2} \quad (1-20)$$

式中的常数称为惠特曼-弗朗兹(Wiedman-Franz)常数。该常数对不同金属和在不同温度下稍有变化。对于大多数金属来说，惠特曼-弗朗兹常数的理论值与实验值都十分相近。这一规律表明，导热好的金属象金、银、铜和铝等，由于 λ 大， ρ 必然小，导热能力好。决定金属导热性能和导电性能的因素是相同的，都是与自由电子的运动规律有关。这一规律同样适用于合金，同时可利用这一关系式，作为测定电阻率来计算金属导热系数的理论基础。

表 1-1 列出了工程上常用的金属合金在不同温度下的导热系数的数值。从表上数据可知，纯金属比它的合金的导热系数为大，这是由于合金或杂质引起晶格的弹性变形和自由电子的散射所致；高合金的比低合金的低。纯铁、铸铁、合金钢等导热系数随温度的增加而减低；而高合金钢、铜合金、铝合金等则随温度的增加而增加。

表 1-1 列出的数据可作工程上粗略估算时的参考。对科研上要求较准确的数据时，必须将试件做成试样进行实验测定。

(2) 非金属的固体材料或电介质的导热系数

由于这类材料中它的电子是被束缚的，因此不能用电子导热机构来解释介电体中的导热现象。

在介电体中，热能的传导是靠晶格振动来实现的。根据量子理论，晶格振动的能量是量子化的。我们通常把晶格振动的“量子”称为“声子”。这样，我们就可用声子的概念来描述介电体的热传导过程，把晶格振动的格波和物质的相互作用理解为声子和物质

表1-1 几种常用金属合金的导热系数

种类	化学成分或钢号							导热系数 W/(m·K)						
	碳	锰	镍	铬	钼	硅	铜	0°C	100°C	200°C	300°C	400°C	500°C	600°C
纯铁								74.5	68.2	61.5	55.2	49.0	44.0	38.9
铸铁	3.16	0.57	0.22 (P)	0.11 (s)	—	1.54	—	46.9	46.1	—	—	41.0	—	—
碳钢	0.08	0.31						59.4	57.8	53.2	—	45.6	—	36.8
	0.42	0.64						51.9	50.7	48.1	—	41.9	—	33.9
合金钢	0.13	0.40	4.5	1.1	—	—	—	—	57.3	56.5	54.2	53.6	52.3	—
	0.35	0.60	4.5	1.3	—	—	—	—	45.6	42.3	37.7	33.5	29.8	—
	0.33	0.55	3.47	0.17	0.04	—	0.09	36.4	37.7	38.9	39.4	36.8	35.2	32.7
	50锰							—	—	38.4	37.8	36.3	—	34.2
	40铬							—	46.1	42.3	38.8	35.5	—	—
合金钢	25镍、30镍、40镍							—	50.2	48.6	—	46.1	41.9	—
	30铬钼							—	35.6	34.3	32.7	—	31.9	—
高合金钢	1.22	13.0	0.07	0.03	—	0.22	0.07	12.6	12.6	16.3	18.0	19.3	20.5	21.8
	0.27	0.28	0.2	13.7	0.25 (W)	0.02 (V)	—	25.1	26.4	27.2	27.6	27.6	27.2	26.8
黄铜	H90							114.0	125.6	141.9	157.0	174.5	188.4	203.5
	H62							105.8	119.8	137.2	152.4	168.6	186.1	200.0
	HS90-1							124.4	140.7	157.0	174.5	194.2	209.3	222.1
青铜	ZQSn8-4							68.3	76.8	82.6	88.4	93.0	95.7	99.8
	QA17							96.5	104.7	114.2	122.1	129.1	135.1	140.7
铝合金	ZL101							(25°C) 150.7	154.9	163.3	167.4	167.4		
	ZL104							146.5	154.9	159.1	159.1	154.9		
	LD5							175.8	180.0	184.2	184.2	188.4		
	LD10							159.1	167.4	175.8	180.0	180.0		

的碰撞。格波在晶体中传播受到散射的过程，也可以理解为声子与声子间以及声子与晶界、点阵缺陷等的碰撞。实践证明，这样的概念不仅是正确的，而且对处理晶体中的导热过程，会带来很大的方便。

对于介电体中的导热过程是声子间的碰撞，它的导热系数的数学表示式应与气体中的导热系数的数学表示式(1-17)相同，即

$$\lambda = \frac{1}{3} r_s c_v \bar{v}_s \bar{l}_s \quad (1-21)$$

只是式中 r_s 、 c_v 、 \bar{v}_s 、 \bar{l}_s 分别表示声子的比重、单位重量声子的比热、声子运动的平均速度和声子的平均自由程。

在固体电介质中，声子导热虽然是传导热能的主要机构，但并不是唯一的机构。在电介质中除了振动能以外，还有一小部分是较高频率的电磁辐射能。在温度不太高的情况下，由于较高频率的电磁辐射能在总的能量中所占的比重非常小，所以在讨论比热和导热系数时，通常都忽略不计。但是，当温度升高到足够高时，这部分辐射能所占的比重就增大了，因为它是与绝对温度的四次方成正比的。

这种由较高频率的电磁辐射所产生的导热过程称为光子导热。光子导热的能量分布和平均自由程都与波长密切相关，通常可以用声子导热的方程式(1-21)对光子导热进行定量的分析。

表1-2列出了在不同温度下常用绝缘材料在空气中近似的导热系数，为了便于比较，将空气的导热系数也列入表中。

表1-2 某些绝缘材料在空气中近似的导热系数

材 料	导 热 系 数 W(m·K)			
	0°C	100°C	300°C	500°C
石棉毡圈	0.16	0.19	0.21	0.23
矿渣石棉	0.047	0.060	0.097	0.140
动物毛织品	0.038	0.058	—	—
耐火砖	0.55	0.60	0.70	0.80
微型多孔二氧化硅	0.017	0.021	0.030	0.040
聚乙烯泡沫	0.03	—	—	—
空气(为了比较)	0.024	0.032	0.045	0.056

综上所述，对于处在不同状态（气态、液态和固态）的各种物质的导热过程，用分子导热、电子导热、声子导热和光子导热的机构来描述，可以把物质内部传导热能的载体分成四种，即分子或原子、电子、声子、光子。这样，所有物质导热系数的通式可表示为

$$\lambda = \frac{1}{3} \sum \gamma_i c_{v_i} \bar{v}_i l_i$$

式中符号同前所介绍，下角注 i 表示四种不同的导热载体。

上述的从微观机理来分析导热系数，只是出于理论上分析的需要，从中并可看出导热系数的本质。工程上计算时，所需要的导热系数的数据一般可由工程材料手册中查到，如有特殊科研的需要，则必须通过实验来测定。

在实际工程计算中，由于导热系数是随温度的变化而变化，因而导热系数的数值常取物体温度的两个极端数值的算术平均值用于计算，并且把这个数值当作常数来处理。这种代替，对于任何形状的物体，在稳定导热时都是合理的。如果导热系数被认为是随温度作线性变化时，也是正确的。

对于大多数材料来说，导热系数是随温度作线性变化，如式(1-15)所示。我们将其代入傅里叶公式，则

$$q_x = -\lambda \frac{dt}{dx} = -\lambda_0(1+bt) \frac{dt}{dx} \quad (1-22)$$

分离变量并求解，则得

$$q_x \int_0^L dx = -\lambda_0 \int_{t_1}^{t_2} (1+bt) dt \quad (1-23)$$

式中 L 为某平板的厚度， t_1 和 t_2 分别表示平板两表面的温度。