

本书的灵感主要来源于近年来微尺度技术和纳米技术的迅猛发展。微尺度技术主要处理特征长度在亚微米到微米之间($0.1\sim 100\mu\text{m}$)的器件和材料,而纳米技术的尺度范围通常为 $1\sim 100\text{nm}$ 。例如,现在的集成电路建立在特征长度在 100nm 左右的晶体管上。根据半导体行业路线图预测,集成电路的特征长度将在2010年减小到 25nm (SEMATECH, 2001)。在20世纪80年代后期,微电子制造技术就已开始对机械工程行业产生影响,而且机电系统(简称MEMS)领域也开始蓬勃发展(Trimmer, 1997)。与此同时,在一批先驱者的开拓下(Feynman, 1959, 1983),纳米科技已经在科学和工程的各行各业取得了令人瞩目的成就。微尺度技术和纳米技术所包含的领域是相当广阔的,难以在仅仅一本书内将其全部囊括。本书主要讲述能量输运,特别是热能传递的微观机理。随着器件和结构特征长度(如用于计算机制造的场效晶体管的栅极长度以及涂层的薄膜厚度)逐渐与能量和信息载流子(如电子、光子、声子和分子)的平均自由程和波长数量级相当,一些经典理论已不再适用。通过研究输运过程背后的微观机制,我们将发展一种可以处理从微尺度到宏观尺度热能输运现象的统一框架。

本章首先会给出一些现代技术中关于微纳米尺度输运现象的实例,从而了解本书其余部分内容的研究背景和意义。接着简单总结传热过程的经典理论,并讨论传热现象背后的微观机制,接下来利用动理学理论来推导傅里叶定律,以说明我们所学习的很多经典定律实际并不是如它们名字所描述的那样具有基础性。在本书的其他章节里将会展开探讨本章内容,并深入解答我们所提出的一些问题。

1.1 小尺度大作为

理查德·费曼(Richard Feynman, 1963年凭借在量子电动力学方面的建树获得诺贝尔物理学奖)1959年做了一个名为“小尺度大作为”的富有预见性的演讲(Feynman, 1959, 1983)。在这个演讲里,费曼描述了诸多可能性,比如将世界上所有书籍都储存在一粒尘埃里、制造可以进入人体内部的微型机器、微型化计算机以及重组原子等。让我们从历史的角度来看他的思想:集成电路的可能性在1958年才首次得到证实,并且在费曼发表该著名演讲的那个时代,计算机体积大到还需要占满整个房间以及激光器还只是理论上可行。费曼不仅阐述了这些设想理论上的可行性,同时还提出了实现他梦想的潜在方法。尽管在当时看来他的演讲比较大胆,但他关于可行与不可行的见解还是基于物理学定律的。1959年演讲的绝大部分听众都没有将费曼的设想太当回事,甚至他们认为费曼是在开玩笑。但是接

下来,随着微纳米技术的发展,费曼的很多梦想已经实现,并且其中一些还循着他当时所设想的方法。

像费曼这样伟大的预言者指明了科学的发展方向,并提供了灵感。通常在一个革命性想法出现的开端,只有一小部分人会领会这些想法,并开始通过实践的方法来展示相关的概念。有些人会在探索的过程中取得突破,并证实这些想法在理论上是可行的,这将会引起更大群体乃至全体公众的关注。这少部分人因能够在早期阶段接触这些新想法而显得格格外特殊,更重要的是,他们因从事过相关培训而具有领会和判断这些想法重要性的能力。他们中的一些人有自己的洞察力,使得他们能实现这些想法,并在这个过程中发展自己的想法。随着信息技术的飞速发展,新想法的传播也越来越快。学术培训和科学知识对于人们从海量信息中汲取精华以发展自己的想法和视野变得更加重要。在此假设大部分读者对现代物理不是很熟悉,本书的目的之一是向读者们提供基础知识,打下能够理解从纳米尺度到宏观尺度的能量(特别是热能)输运和转换过程(重点在纳米尺度过程)的基础。这里我们将给出一些实例来说明理解纳米尺度能量输运和转换过程的重要性。

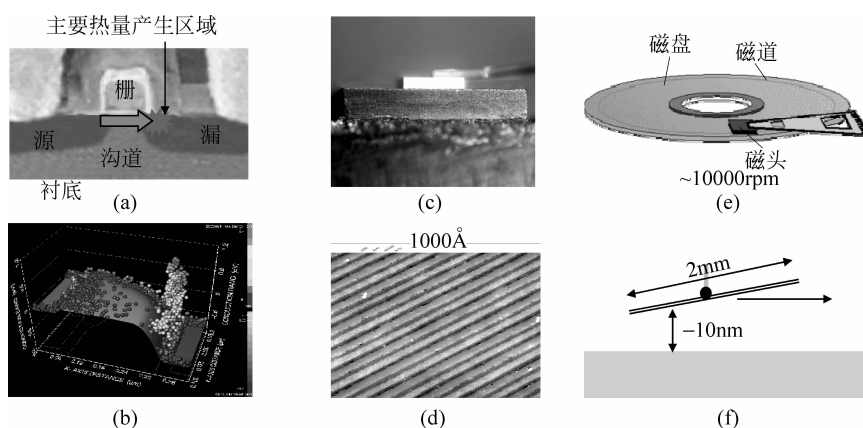


图 1.1 面向信息的装置中的纳米尺度输运实例

(a),(b): MOSFET(由 IBM 公司提供)和 MOSFET 中的电子能量损耗(由 S. E. Laux 博士和 M. V. Fischetti 博士提供),表明大部分热量都在漏极的一个纳米级区域内产生。傅里叶定律并不适用于描述如此小热源的导热问题;(c),(d): 基于 InAs/AlSb 的量子层叠激光器由许多层薄膜组成,每一层厚度从几埃到几百埃(由 S. Pei 博士提供)。这些薄膜的热导率远低于其体材料的热导率;(e),(f): 数据存储磁盘驱动器中磁头在磁盘上方约 10nm 处并以 10 000rpm 的转速转动。流过磁头和磁盘之间的流体是稀薄流体,牛顿剪切应力定律并不适用。

信息处理是微纳米技术快速发展的一个推动力,主要包括微电子、数据存储和数据传输。电路和光纤中的信息载流子分别为电子和光子。电子和光子的输运通常会产生不必要的热量。随着越来越多的器件被紧密布置在一个很小的面积,热能密度随之增加,热管理已成为微电子工业的一个巨大挑战。例如,英特尔(Intel)公司生产的奔腾四代芯片,面积约为 1cm^2 ,热量耗散约为 60W 。用来维持芯片温度使其低于标准值(通常为 $80\sim 120^\circ\text{C}$)的风扇尺寸远大于芯片自身。随着工程师开发各种不同的冷却技术,传热特性必须在器件水平进行考虑,这一点变得越来越明显(Cahill 等, 2002 年)。计算机芯片中最重要的器件是金属-氧化物-半导体场效应晶体管或 MOSFET(Sze, 1981),如图 1.1(a)和(b)所示,其源、漏、

沟道都是由掺杂硅或其他半导体材料制成。在源和漏之间所加载外部电压的作用下,电子(或空穴)会通过沟道从源流向漏。沟道的宽度取决于衬底背面与栅电极之间的电压,其中栅电极通过一层很薄的二氧化硅层与沟道绝缘。MOSFET 像一个通过栅电压的变化来控制阻抗大小的电阻。为了运行更加快速,沟道长度(或者说栅极长度)以每 2 年 30% 的速度缩短,目前栅极长度约为 90nm。如图 1.1(b)所示,电子能量在漏极一侧的极小区域内转换成热能。无论是模拟(Chen, 1996a)还是实验(Sverdrup 等, 2001)都表明此区域内产生热量所导致的温升要远高于傅里叶定律预测的结果,而这将会加快器件失效。另外一个例子如图 1.1(c)和(d)所示,用于无线电通信和数据存储的半导体激光器由多层薄膜组成。此前有研究表明,该结构的热导率远低于其体相材料依据傅里叶定律所计算的有效值(Chen, 1996b)。该激光器严重的发热问题限制了它们的性能。热导率的下降使得人们必须采用更优化的设计来减少激光器的界面数量。另外一个例子,图 1.1(e)给出了一个磁盘驱动器上的磁头示意图。磁头和磁盘(图 1.1(f))的间距决定其数据存储密度。目前,当磁盘以 10 000 转每分钟(rpm)的角速度旋转时,该间距为 10~50nm。磁头与磁盘间的相对运动好比波音 747 飞机在离地面若干毫米的距离上飞行。磁头和磁盘间的气流是维持它们之间距离的关键,但在这么小的空间,该气流与利用连续流体力学所预测的结果有很大不同(Fukui 和 Kaneko, 1988)。有些数据存储过程也基于热传递(Chen 等, 2004),如采用激光加热使材料产生相变并进行热力数据存储的可重复读写光碟,通过加热的原子力显微探针(AFM)将数据写入到高分子聚合物衬底上。在这些应用中,理想的状况是能将加热区域限制在一个很小的范围内。纳米尺度传热效应,包括薄膜热导率的减少和纳米尺度加热点周围非局部热传导,可以用来将热量限制用于写在更小的点上。

热量在大部分信息技术中都是不希望产生的,并且需要处理掉。但它成为能量转换技术的主导因素。纳米尺度能量输运现象可用于发展提高能量转换效率的新方法。例如,半导体薄膜的低导热特性有可能被用于发展致冷和发电的高效热电材料(Tritt, 2001; Chen 和 Shakouri, 2002)。如图 1.2(a)~(d)所示的热电器件,利用固体材料中的电子作为载能介质,将能量从一个位置传递到另一个位置。需要利用低热导率材料降低热源和冷源间的热量泄漏。同时,这些材料还必须拥有极好的电子载能性质(Goldsmid, 1964)。通过使用纳米结构控制材料的热电输运性质,以提高电子载能能力和降低热导率,该方法作为实现高效热电器件的极具前景的方法,在过去十年间脱颖而出(Dresselhaus 等, 1999; Tritt, 2001; Harman 等, 2002; Chen 等, 2003)。

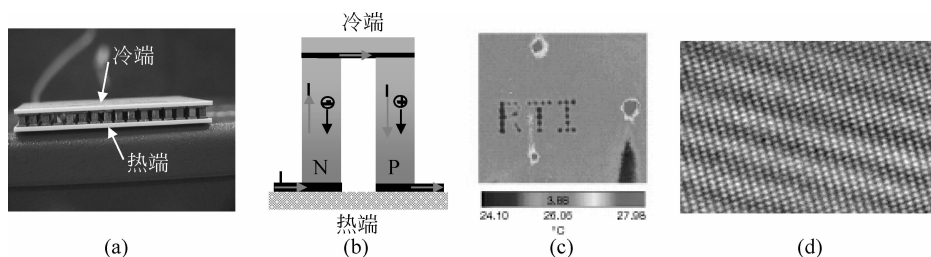


图 1.2 热电器件图解

(a) 一个热电冷却器的照片; (b) p/n 脚内的电荷流动示意图; (c) 基于超晶格制造的微冷却器 (Venkatasubramanian 等, 2001; 由自然出版集团提供); (d) Si/Ge 超晶格结构实例(由 K. L. Wang 博士提供)

由于在微纳米结构中光子的波动特性占支配地位,其辐射传递特性与宏观结构中辐射传递特性存在不同。例如,由于隧穿及干涉效应(Domoto 等, 1970),真空中距离极近的物体间辐射换热要远大于利用标准角系数计算出来的辐射换热值,这可能被用来发展高能量密度的热光伏发电器件(Whale 和 Cravalho, 2002)。1987 年发展的光子晶体概念(Yablonovitch, 1987),可用于设计所需特性的特殊热辐射表面(Fleming 等, 2002)。最近,相干热辐射通过微结构已得到证实(Greffet 等, 2002)。

有许多亟待解决的纳米尺度输运问题与纳米装置的制造和纳米材料合成有关。例如,考虑一个典型的集成电路制造过程,如图 1.3 所示。每一步都存在重要的输运问题,而且其中一些与本书所讨论的纳米尺度输运问题密切相关。关于图 1.3 所描述的加工过程,第 1 步,晶体生长过程的传热和流动问题是在连续流体范围内,这在现有文献中已充分讨论。很多材料的沉积过程(第 3 步)是在高温低压下进行的。在低压下原子或气体分子有较大的平均自由程,这是在建立合适工作条件来填补装置间的沟槽时必须考虑的因素。在光刻过程中(第 4 步)需要仔细考虑光子的传递。光学干涉和散射效应既可能对光刻技术产生负面影响,也可能产生正面效果。传热问题还出现在掩膜制造和光刻过程中。例如,下一代光刻的候选技术中的极紫外光刻术(EUV)和 X 射线光刻术,就是依靠多层结构上的光反射(Hector 和 Mangat, 2001)。低热导率对膜的可靠性影响仍然需要进行研究。纳米材料的合成是一个广泛开放的领域,很多纳米材料和纳米结构的合成方法引发一些有趣的纳米尺度输运问题。例如,图 1.4 所示的纳米线和碳纳米管就已经通过几种不同的合成方法得到,如化学或物理蒸发沉积,模板填充,等离子沉积和激光消融法(Morales 和 Lieber, 1998; Ren 等, 1998; Dresselhaus 等, 2001)。理解了纳米材料形成中的输运过程,就能更好地控制最终的材料质量。

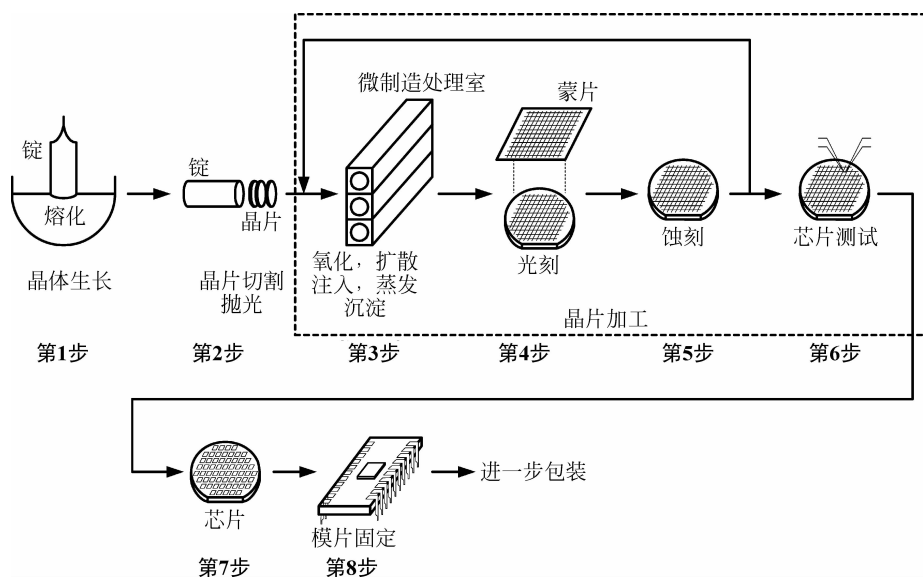


图 1.3 微电子器件制造主要过程示意图

前面的例子重点在于纳米器件和纳米材料的微长度尺度。其实微时间尺度也变得越来越重要。类似于微长度尺度中的输运问题也存在于微时间尺度输运当中。激光器可以发射

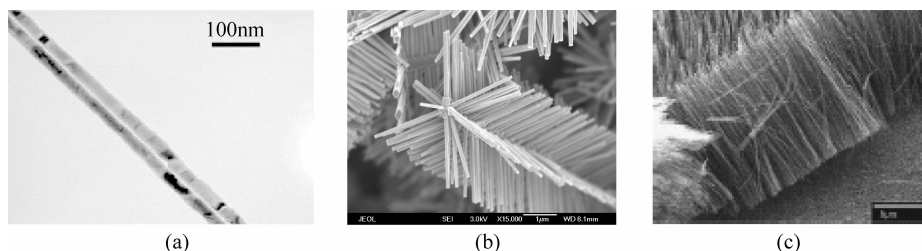


图 1.4 通过不同方法合成的纳米线和纳米管

(a) 通过压模合成的一对铋纳米线(Dresselhaus 等, 2001; 由 M. S. Dresselhaus 博士提供); (b) 通过蒸发浓缩得到的 TiO_2 纳米线(由 Z. F. Ren 博士提供); (c) 通过等离子体化学气相沉积法得到的碳纳米管(Ren 等, 1998; 由 AAAS 提供)

几飞秒宽度的脉冲($1 \text{ 飞秒} = 10^{-15} \text{ 秒}$)。如此短时间下的能量转换机理与宏观时间尺度下的转换机理会存在极大的不同(Qiu 和 Tien, 1993)。微电子器件已经可以在更短的时间里达到几十千兆赫时钟频率。如此短时间下装置的温升与傅里叶定律所预测结果也有很大的差异(Yang 等, 2002)。

上述例子展示了微纳尺度传热研究在过去十来年飞速发展的部分原动力(可以参考 Tien 和 Chen, 1994; Tien 等, 1998)。同时,微纳尺度研究在不同领域也有类似的发展,这从不同的科学和工程领域以及工业领域对纳米科学与纳米技术的强烈兴趣可以看出。但是我们还仅仅处于入门阶段,发展空间是巨大的。由于不同领域对同一主题有共同兴趣,不同领域中的不同专业术语被用来描述同一现象,这样容易导致一些混淆。对于初学者,这种差异往往令人畏惧。本书的目的之一是使读者能熟悉这些专业术语。实际上,一旦掌握了这些,读者就会发现,毫不相干的领域看起来差别巨大的方程,如导热的傅里叶定律和电流的漂移扩散方程,实际上源于相同的原理。因此,本书将尽可能地采用平行方式来对待不同能量载流子。

1.2 温度和热量的经典定义

热力学里的传热经典定义是这样的:“传热是在温差作用下穿过系统边界的能量流”。在该定义下我们可以强调以下几点:传热是一种能量流动形式;传热与温差相关;传热是一种边界现象。

由于传热是由温差驱动的,我们首先要注意温度的定义。在经典热力学中,温度是在热平衡概念的基础上定义的。若系统 A 和系统 B 处于热平衡,则系统 A 和系统 B 温度相等。换句话说,温度是描述热平衡现象的一个物理量。

温度和传热的这些定义与材料无关,在建立经典热力学的一般性理论过程中能够很好地得到应用。但是,这些定义的强项,同时也是其不足之处。这些定义没能体现传热过程和温度内涵之中的深层次微观物理意义。本书旨在对热能输运过程提出一种更详细的描述。我们将研究微观尺度下热量是如何传递的,以及针对本质上非热平衡状态下输运过程如何进行温度定义。

1.3 宏观传热理论

基本传热方式有三种：热传导、热对流和热辐射。下面我们先简单回顾下描述这三类基本传热方式的经典定律。本书的其余部分将给出这些定律是如何推导，以及它们是在怎样的近似条件下加以建立的。

1.3.1 热传导

热传导表示由物体内部热载流子(也称作热载体)在温差作用下的不规则运动,从而引起的介质中的能量传递过程。关键是热传导需要介质存在,并且热是由热载流子(如分子)随机运动所携带能量中的一部分。例如,房间里面和外面的传热就是通过墙壁材料中原子的无规则运动来完成的。热传导通常由关联热通量与温度梯度的傅里叶定律(Joseph Fourier, 1768—1830)来描述,

$$\mathbf{q} = -k \nabla T \quad (1.1)$$

式中, k 是热导率,其为与温度相关的材料特性,单位为 $\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$, $\mathbf{q}$ 单位为 $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$, ∇ 是梯度符号,即

$$\nabla T \equiv \frac{\partial T}{\partial x} \hat{\mathbf{x}} + \frac{\partial T}{\partial y} \hat{\mathbf{y}} + \frac{\partial T}{\partial z} \hat{\mathbf{z}} \quad (1.2)$$

式中, $\hat{\mathbf{x}}, \hat{\mathbf{y}}, \hat{\mathbf{z}}$ 是坐标方向的单位矢量。式(1.1)称为傅里叶定律,是为了纪念最先用它来解决导热问题的数学家傅里叶。它之所以被称为定律,是因为在它被发现的年代,它是基于实验观察结果的假定。傅里叶定律适用于大多数工程情况,是经典传热分析的基础。材料的热导率是很重要的材料性质。热导率越高,导热性能越好。图 1.5 给出了一些常见材料的热导率。可以注意到不同材料的热导率与温度的变化关系是不同的。热导率的大小跨越几个数量级,低温下材料的热导率从 $10^{-2} \text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ (气体)到 $10^5 \text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ (固体)不等。钻石是自然界存在的最好的导热材料。

这里我们给有兴趣的读者提出一些问题。为什么不同材料的热导率不仅在数值上差异巨大,还与温度有不同的相关性? 傅里叶定律能否适用于纳米结构? 纳米结构是否与其对应的体相材料具有同样的热导率? 通过本书我们将找到答案。

1.3.2 热对流

当流体运动叠加一个温度梯度时,就产生对流传热。当流体分子从一个地方流向另一个地方,它们本身都携带着内能。如图 1.6 所示,多数情况下,人们对固体表面和流体间的传热过程比较感兴趣。温度为 T_w 的固体表面和温度为 T_a 的流体间的对流换热率 $Q(\text{W})$ 可用牛顿冷却定律计算(Isaac Newton, 1643—1727)

$$Q = hA(T_w - T_a) \quad (1.3)$$

式中, $h (\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1})$ 为换热系数, A 是表面积。与热导率不同,换热系数不是材料特性。它是流动特性,取决于流场、流体特性和流体流过表面的几何特性。对流分为两类:自然对流和强迫对流。自然对流是由于冷热流体的密度不同产生的浮力引起的流体运动,强迫对流中流体是通过其他方式如泵或风机的作用引起流动的。此外,固体表面和发生相

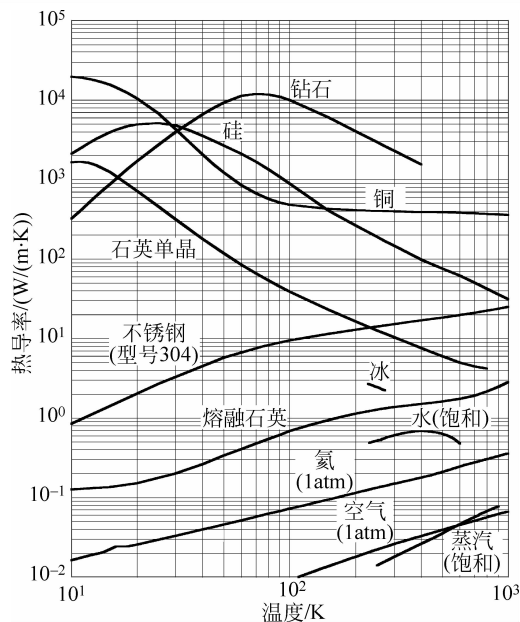


图 1.5 几种代表性材料的热导率与温度之间的关系
(数据来源于 Touloukian 等, 1970; <http://www.chrismanual.com/Default.htm>)

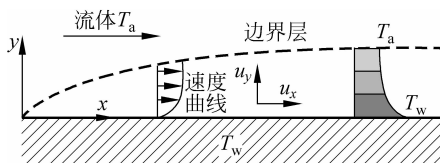


图 1.6 固体表面上的强迫对流。流体在靠近边界处形成一个边界层,边界层中流体温度和速度从壁面处的值变化到边界层外的值(热边界层和动量边界层厚度可能不同)。

变流体(即沸腾和凝结)之间的换热也可通过换热系数来表征。

尽管牛顿冷却定律的形式很简单,但 h 一般是很难确定的。换热系数一般用实验方法来确定,分析和数值模拟方法可用于某些简单的几何结构和流动条件。表 1.1 给出了一些多为层流状态下的简单几何结构的换热系数的取值范围。这些经验公式用无量纲数来表示,如平均努赛尔数($\overline{Nu}_L = \bar{h} L/k$) (Wilhelm Nusselt, 1882—1957),雷诺数($Re_L = uL/\nu$) (Osborne Reynolds, 1848—1912),普朗特数($Pr = \nu/\alpha$) (Ludwig Prandtl, 1875—1953),式中 L 是特征长度, u 是流速, ν 是运动黏度($\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$), α 是热扩散率($\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$),物理量上的横线表示平均特性。

表 1.1 常见流动结构条件下对流换热关系式

流动结构条件	关 系 式
1. 强迫对流: 具有恒定壁温的管内充分发展的层流	$\overline{Nu}_{D_h} = 3.66$ (圆管), 7.54 (平行平板间 $Re_{D_h} \lesssim 2500$). $\overline{Nu}_{D_h} = \bar{h} D_h/k$, $Re_{D_h} = \bar{u} D_h/\nu$, $D_h = 4A_c/p$, A_c = 横截面积, p = 周长; 特性参数根据入口和出口平均温度条件计算)

续表

流动结构条件	关系式
2. 强迫对流：等温平板表面层流边界层内	$\overline{Nu} = 0.664 Re_L^{1/2} Pr^{1/3}$ $10^3 < Re_L < 5 \times 10^5, Pr > 0.5$
3. 强迫对流：通过外径为 D 的圆管外的流动	$\overline{Nu_D} = \frac{1}{0.8237 - \ln(Re_D Pr)^{1/2}}; Re_D Pr < 0.2$ $\overline{Nu_D} = 0.3 + \frac{0.62 Re_D^{1/2} Pr^{1/3}}{[1 + (0.4/Pr)^{2/3}]^{1/4}}; Re_D < 10^4, Pr > 0.5$
4. 强迫对流：通过外径为 D 的圆球外的流动	$\overline{Nu_D} = 2 + (0.4 Re_D^{1/2} + 0.06 Re_D^{2/3}) Pr^{0.4} (\mu/\mu_w)^{1/4};$ $3.5 < Re_D < 7.6 \times 10^4; 0.7 < Pr < 380$ 除 μ_w 外, 所有参数在 T_∞ 条件下计算
5. 自然对流：长度为 L 的等温垂直墙面上的边界层	$\overline{Nu_L} = 0.68 + \frac{0.670 Ra_L^{1/4}}{[1 + (0.492/Pr)^{9/16}]^{4/9}}; Ra_L < 10^9$ 瑞利数 $Ra_L \equiv g\beta(T_s - T_a)L^3/(\alpha\nu)$, g = 重力加速度 β = 热膨胀系数
6. 一个加热的面朝上的, 或者被冷却的面朝下的等温平板表面的自然对流	$\overline{Nu_L} = 0.54 Ra_L^{1/4}; 10^4 < Ra_L < 10^7, Ra_L$ 用条件 5 中的定义 $L \equiv A_s/p$ = 平板表面积与其周长之比
7. 一个加热的面朝下的, 或者被冷却的面朝上的等温平板表面的自然对流	$\overline{Nu_L} = 0.27 Ra_L^{1/4}; 10^5 < Ra_L < 10^{10}$ Ra_L 和 L 分别用条件 5 和条件 6 中的定义
8. 外径为 D 的水平放置等温圆柱管外自然对流	$\overline{Nu_D} = 0.36 + \frac{0.518 Ra_D^{1/4}}{[1 + (0.559/Pr)^{9/16}]^{4/9}}; 10^{-4} < Ra_D < 10^9$
9. 外径为 D 的等温圆球表面外自然对流	$\overline{Nu_D} = 2 + \frac{0.589 Ra_D^{1/4}}{[1 + (0.469/Pr)^{9/16}]^{4/9}}; Ra_D < 10^{11}, Pr \geq 0.7$

注：除非特别指定，一切特性参数均以表面和远离表面的流体的平均温度来计算。努赛尔数在流体-固体界面上取平均。

在对流换热分析中，通常假定紧挨壁面的流体分子相对于壁面是静止的，且其温度和壁面相等，我们称之为无滑移边界条件。与图 1.6 相对应，无滑移边界条件为

$$u_x(x, y)|_{y=0} = u_y(x, y)|_{y=0} = 0 \quad (1.4)$$

$$T(x, y)|_{y=0} = T_w \quad (1.5)$$

其中 u_x 和 u_y 是笛卡儿坐标系下的流体速度分量， T 是流体温度分布， T_w 是固体表面温度。由于表面上的流体粒子是静止的，从壁面到表面相邻流体的传热是通过导热完成的。我们可以根据傅里叶定律来计算传热量，

$$Q = -kA \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=0} \quad (1.6)$$

联立式(1.3)和式(1.6)可得计算换热系数的表达式

$$h = \frac{-k \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=0}}{T_w - T_a} \quad (1.7)$$

当壁面附近流体的温度梯度可以确定的条件下,上式给出了计算换热系数的一种新方法。为此,通常需要利用纳维-斯托克斯方程来求解全流场的速度和温度分布。在典型的传热或流体力学教科书中,纳维-斯托克斯方程是通过质量守恒、动量守恒和能量守恒定律,并结合一些本构关系,例如,关联热通量和温度梯度的傅里叶定律,关联局部速度梯度和局部剪切应力的牛顿剪切应力定律而推导出来的。在第6章里我们将对纳维-斯托克斯方程做更深入详细的讨论。在图1.6中,若假定速度 u 只与 y 相关,则得到牛顿剪切应力定律的最简单形式

$$\tau_{xy} = \mu \frac{\partial u_x}{\partial y} \quad (1.8)$$

式中, τ 的第一个下标表示剪切应力的方向,第二个下标表示剪切应力的作用平面(y 为常量的平面), $\mu(\text{N} \cdot \text{s} \cdot \text{m}^{-2})$ 表示动力黏度,或绝对黏度。 μ 的单位通常用P(泊)表示,1P = $0.1 \text{N} \cdot \text{s} \cdot \text{m}^{-2}$,其与流体密度的比值, μ/ρ ,即为运动黏度 ν 。黏度通常视为流体的本质特征。

回过头来看本书的主题——微观流体力学,即研究微米和纳米尺度下流体的流动,因其在化学和生物分析中的应用,已经引起了极大的关注(Ho和Tai, 1998)。小尺度下流体流动和传热也存在许多的疑问。牛顿剪切应力定律在这些小尺度下是否同样适用?无滑移边界条件是否总正确?本书将通过玻尔兹曼(Boltzmann)方程、表面受力分析以及分子动力学模拟来回答这些问题。

1.3.3 热辐射

热辐射作为第三种基本的传热方式,不同于热传导和热对流。热辐射引起的传热不需要任何介质,可以在真空中传递,其能量由电磁波携带。黑体是一种理想物体,具有最大的辐射能力,其发射本领可以用普朗克定律(Planck's Law)来描述,

$$e_{b,\lambda} = \frac{C_1}{\lambda^5 (e^{C_2/\lambda T} - 1)} \quad (1.9)$$

式中, $C_1 (= 37413 \text{W} \cdot \mu\text{m}^4 \cdot \text{cm}^{-2})$ 和 $C_2 (= 14388 \mu\text{m} \cdot \text{K})$ 为常量, λ 是辐射波长, T 为绝对温度。光谱发射本领 $e_{b,\lambda}$ 为单位发射面积、单位波长间隔发射出的辐射功率,

$$e_{b,\lambda} = \frac{\text{辐射功率}}{\Delta A \Delta \lambda} \quad (1.10)$$

其单位为 $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \mu\text{m}^{-1}$ 。图1.7为黑体辐射光谱的实例,最大光谱发射本领对应的波长满足维恩位移定律

$$\lambda_{\max} T = 2898 \mu\text{m} \cdot \text{K} \quad (1.11)$$

太阳辐射相当于温度为5600K的黑体辐射,最大辐射波长为 $0.52 \mu\text{m}$ 。因而,人眼的可见光波长范围处于 $0.4 \sim 0.7 \mu\text{m}$ 之间并非偶然。

对式(1.9)在全波长范围进行积分,就得到黑体的总发射本领

$$e_b = \int_0^\infty e_{b,\lambda} d\lambda = \sigma T^4 \quad (1.12)$$

式中, $\sigma (= 5.67 \times 10^{-8} \text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4})$ 称为斯特藩-玻尔兹曼常数。式(1.12)也被称为斯特藩-玻尔兹曼定律。

实际物体的发射本领总是小于同温度下的黑体发射本领。发射率表征物体表面的热辐射性质。光谱发射率的定义如下式:

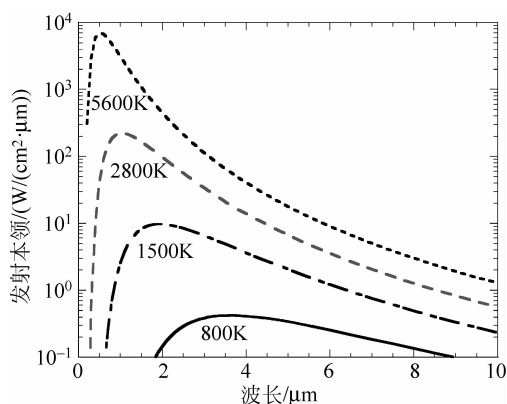


图 1.7 不同温度下黑体发射本领与波长的函数关系图

$$\epsilon_{\lambda} = e_{\lambda} / e_{b,\lambda} \quad (1.13)$$

式中, e_{λ} 为物体表面的光谱发射本领。

作为一种电磁波形式,热辐射传播可以通过麦克斯韦方程组来描述。计算辐射传热时很少会来求解这些方程组。我们通常忽略电磁波所携带的相位信息,认为热辐射是一种非相干的光子颗粒,或沿直线传播的射线束。在其传播路径中,这些射线可能被散射、吸收,或者由于介质的发射作用而得到加强。当热辐射到达表面时,会发生反射、吸收或穿透。计算实际表面间的辐射传热时,需要知道表面的辐射特性,表面的几何结构及表面间的辐射介质特性。考虑一种最简单的例子,如两块无限大黑体平行平板间,无辐射介质参与的辐射传递。两表面间单位面积的辐射换热量 q , 是两束相反传递方向光子所携带能量的差值: 一束是从热表面向冷表面传递 (σT_1^4), 另一束是从冷表面向热表面传递 (σT_2^4),

$$q = \sigma(T_1^4 - T_2^4) \quad (1.14)$$

不同于导热和对流传热中通过求解微分方程来得到热通量,在辐射换热中我们通常使用角系数或积分方程(考虑散射时)来分析光子的传播轨迹。光子在散射前一般会有一个较长的传播路径。在很多辐射问题中,光子与壁面的碰撞要比其沿程散射概率大很多。在这种情况下,热辐射需要考虑尺寸或边界效应。对于在纳米结构中的导热和对流换热,由于电子、声子或分子与边界和界面的碰撞要多于其自身间的碰撞,其载热粒子与宏观条件下光子的输运过程类似。因此,我们可以通过分析宏观条件下的光子输运过程,来类比理解纳米尺度的能量输运过程。只要有可能,本书将尽量采用这种类比方法。

在微纳米结构体中,波长与器件特征长度相当,甚至大于器件特征长度,所以光子的输运不同于其在宏观结构中的输运。在这种情况下,不能忽略相位信息,而且光子的波动特性,如干涉、衍射及隧穿效应,也变得更加重要。对电磁波传播的处理在光学和电磁波领域得到了很好的发展(Born 和 Wolf, 1980)。这些领域中很多结果同样适用于小空间的热辐射。在后续章节里,我们将发现,微纳米结构中波的效应,使得热辐射与宏观结构中有很大的差异。例如,纳米级物体之间的辐射传热远高于黑体辐射(Domoto 等, 1970)。对光子的波动特性的理解为我们理解其他能量载流子(如电子和声子)的物质波和量子尺寸效应奠定了基础(Chen, 1996b)。