

热传导、质扩散与动量 传递中的瞬态冲击效应

姜任秋 著

何 宇 昌 版 社

1997

内 容 简 介

本书是为了达到充实、发展和完善热传导、质扩散与动量传递的经典理论,使之更有效地服务于工程实际这一目的而撰写的。其主要特点是内容新颖,是尝试合理拓展经典理论框架的一本专著。

全书共七章。前两章阐述了经典的 Fourier 定律和热传导的一般理论。第三、四章全面论述了快速瞬态热传导过程中热量传递的物理机制,同时对瞬态热传导问题进行了非 Fourier 分析。第五章中论述了非 Fourier 分析在热冲击问题中的应用。第六章依据热量与质量的类比关系,阐述了瞬态扩散传质过程中的非 Fick 效应,提出了修正的 Fick 定律及相应的瞬态扩散传质理论。第七章根据热量、质量和动量之间的三传类比关系对 Newton 流体非定常层流流动过程中的动量传递问题作了分析和探讨。

本书可供高等院校工程热物理、固体力学、流体力学、热能工程、航空航天、造船、冶金、化学工程、动力工程和机械工程等专业的教师、研究生、高年级学生及上述有关专业的工程设计人员学习和参考。

图书在版编目(CIP)数据

热传导、质扩散与动量传递中的瞬态冲击效应/姜任秋著.

-北京:科学出版社,1997.2

ISBN 7-03-005515-2

I. 热… II. 姜… III. ①传热-冲击效应②传质-冲击效应

③动量-传递-冲击效应 IV. TK124

中国版本图书馆 CIP 数据核字(96)第 20045 号

科学出版社出版

北京东黄城根北街 16 号

邮政编码:100071

中国科学院印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

*

1997 年 2 月第 1 版 开本:850×1168 1/32

1997 年 2 月第一次印刷 印张:7

印数:1—850 字数:176 000

定 价:18.80 元

序

热传导、质扩散与动量传递简称为三传. 人们对这一领域已进行了一个多世纪的研究工作, 形成了比较成熟的理论体系. 与电学、光学等物理过程相比, 三传物理过程的进行就显得相当缓慢, 而且主要是在稳态范围内研究和应用.

由于工程技术的发展, 这些领域的瞬态过程也日益得到人们的重视. 但是经典三传瞬态过程的研究只是在稳态定律的基础上拓展出来的, 关于瞬态过程的系统实验数据还相当缺乏. 长期以来三传领域内出现的大多是属于弱瞬态过程的范畴, 所以实践经验与经典瞬态过程的理论能够较好地吻合.

本世纪 40 年代人们在液氮低温冷却过程中实际上已发现了“超瞬态热传导”这种特异现象. 70 年代在低温的高纯度固体材料中人们也发现了热量的波动传播机制并测量了“热波”的传播速度. 80 年代大功率激光技术的普及应用终于在较广的范围内展示出“强瞬态热传导过程”的规律, 它与经典的瞬态热传导过程存在着显著的差别. 于是人们开始在理论上提出了“非傅里叶分析”的研究, 现在这个问题已引起广大学者的注意.

与瞬态热传导问题的非傅里叶分析相比, 瞬态质扩散和瞬态动量传递问题中的非费克和非牛顿效应还显得鲜为人知. 根据三传过程在微观机制上的一致性, 其宏观行为也必然类似. 历史上三者间的相互类比以取得定量结果已是众所周知的事实, 当然这些仅限于稳态过程. 对于超、强瞬态过程这种关系是否还继续存在? 从逻辑推理的角度看应该是肯定的. 可贵的是, 作者还提供了简单而雄辩的实验例证.

本书是作者姜任秋同志根据多年教学与科研实践的心得撰写而成, 书中由浅入深、深入浅出地介绍了这些非经典效应的物理机

制及数学处理结果,既有理论、又有实践,便于读者自学入门,是大学师生及工程技术人员有益的参考书.

任何一种新的尝试,都难免会有某些局限,本书也不可能例外,需要在实践中经受考验和改进.希望本书的出版能引起广大读者的兴趣和注意.

孔祥谦

1996年8月于上海交通大学

前 言

传热、传质与传动量是存在于整个自然界中的重要物理现象。人们对这一问题已进行了一个多世纪的研究工作，业已形成了相对独立的科学体系，并建立了一套比较完整的基础理论。它是解决各种工程实际问题的强有力的工具。那么是否该领域里的理论工作就已达到了尽善尽美的程度呢？按科学发展的规律，回答当然是否定的。至今还没有哪一门学科的理论发展到了尽头。随着人们认识的深入，理论工作总是在不断地发展和完善。特别是近半个世纪以来，随着科学技术的进步，很多在以前不可能出现或某些人们预言能够产生的物理过程都相继地进入了人们的视野，如超低温、激光加热等物理过程的实现。诸如此类的物理过程及由此而引发的一系列物理现象都带有某些极端的色彩。如在超低温情况下，液氮Ⅱ表现出了沸腾现象消失和流体力学中的热机械效应等一系列的超流性质。激光加热、粒子流辐照的强瞬态及高强度是过去难以想象的，这些极端情况所产生的结果，利用已经成熟的经典理论很难对其作出圆满的解释，而且常显得有一种力不从心的感觉。这说明现有的经典理论在应用范围上还存在一定的缺陷或不足之处。这一点在瞬态热传导和扩散传质理论中已明显地体现出来。这就要求理论工作不断地进行修改、补充，逐步地完善，才能更有效地服务于工程实际。这就是促成本书写作的主要背景。

热波现象从预言存在到被实验证实，引起了人们很大的兴趣，有关这方面的研究文献也相应地多了起来。但大多数的研究工作范围相对来讲都比较窄，在某些传热学的书籍中讨论得很少，以至于对大多数人来说，这仍然是属于一个不是很清楚的问题。本书较全面且系统地对瞬态热传导问题进行了物理和数学方面的分析，对弱瞬态、强瞬态和超瞬态热传导过程中的热量传递规律作了较

为全面的论述.这对人们进一步地认识瞬态热传导过程中的热量传递规律很有益处.同时,也有助于人们应用相应理论解决工程实际中所遇到的这类具体问题.这是本书所具有的第一个特色.

根据热量、质量和动量三者之间的类比关系,通过对物理过程的分析,并结合对物理现象的仔细观察,书中对瞬态扩散传质过程中的非 Fick 效应及 Newton 流体层流流动所表现出的非 Newton 效应也作了较为全面的阐述.在此基础上,对 Fick 定律和 Newton 粘性定律在瞬态扩散传质和 Newton 流体瞬态层流流动问题中的应用进行了分析和讨论,建立了相应的质量微分方程和动量微分方程.在一定程度上丰富了瞬态热传导、质扩散与动量传递的内容,使经典的瞬态热传导、质扩散与动量传递理论得到了进一步的完善.这是本书所具有的又一特色.

书中的大部分内容来自作者的研究成果和课堂教学的讲授体会,因此错误和不妥之处在所难免,恳请广大读者指正.

借本书出版之际,对中国科学院院士王补宣先生在作者的研究工作中所给予的支持和帮助表示深深的谢意!

姜任秋

1996 年 8 月于哈尔滨工程大学

目 录

序

前 言

第一章 热传导	1
§ 1.1 概述.....	1
§ 1.2 Fourier 定律	2
§ 1.3 热传导微分方程.....	6
§ 1.4 热传导过程的单值性条件	13
第二章 热传导问题的 Fourier 分析	16
§ 2.1 第一类边界条件下半无限大物体的热传导问题	17
§ 2.2 第二类边界条件下半无限大物体的热传导问题	21
§ 2.3 第三类边界条件下半无限大物体的热传导问题	24
§ 2.4 脉冲加热问题	26
第三章 热传导问题的非 Fourier 效应	36
§ 3.1 概述	36
§ 3.2 问题的提出	37
§ 3.3 瞬态热传导的宏观物理行为	42
§ 3.4 热量传播速度	44
§ 3.5 通用 Fourier 定律	45
§ 3.6 热量传播速度为有限值时的热传导微分方程	48
§ 3.7 对热传导方程的讨论	52
§ 3.8 关于快速瞬态热传导问题的定解条件	53
第四章 瞬态热传导问题的非 Fourier 分析	56
§ 4.1 第一类边界条件下快速加热半无限大物体强瞬态 热传导问题	56
§ 4.2 矩形脉冲式温度波快速加热半无限大物体的强瞬态热传 导问题	73

§ 4.3	常热流快速加热半无限大物体的强瞬态热传导问题	80
§ 4.4	脉冲式热流波快速加热半无限大物体的强瞬态热传导 问题	87
§ 4.5	超瞬态热传导问题	89
§ 4.6	液氮 I 的超导热现象分析	95
第五章	热冲击问题的非 Fourier 分析	100
§ 5.1	概述	100
§ 5.2	热应力基本概念	101
§ 5.3	热应力问题的数学描述	102
§ 5.4	热冲击问题的非 Fourier 分析	106
§ 5.5	第一类温度边界条件下快速加热半无限大物体的热冲击 问题分析	109
§ 5.6	矩形脉冲加热半无限大物体的热冲击问题	121
§ 5.7	热流冲击半无限大物体的热冲击问题分析	122
第六章	瞬态扩散传质	131
§ 6.1	概述	131
§ 6.2	瞬态扩散传质的宏观物理行为	132
§ 6.3	Fick 第一定律应用于瞬态扩散传质过程的不足	138
§ 6.4	质量传播速度	144
§ 6.5	通用 Fick 第一定律	145
§ 6.6	质量传播速度为有限值时的质扩散微分方程	148
§ 6.7	边界条件和初始条件	153
§ 6.8	无均相化学反应的瞬态扩散传质问题的非 Fick 分析	154
§ 6.9	伴有均相化学反应的瞬态扩散传质	159
第七章	Newton 流体瞬态流动的非 Newton 效应分析	176
§ 7.1	概述	176
§ 7.2	Newton 粘性定律	176
§ 7.3	瞬态流动动量传递的宏观物理行为	178
§ 7.4	动量、热量和质量传递的类比性	182
§ 7.5	动量传播速度为有限值时的 Newton 粘性定律	185
§ 7.6	动量传播速度为有限值时的广义 Newton 粘性定律	187
§ 7.7	动量传播速度为有限值时的动量微分方程	189

§ 7.8 超流动效应	196
§ 7.9 液氦 II 的超流动现象分析	199
参考文献	203
附录 Laplace 变换表	204
索引	209

第一章 热 传 导

§ 1.1 概 述

热量传递是在温差作用下出现的能量转移现象. 自然界中到处都有温差存在, 因此传热现象随时随地都可以发生. 众多的传热现象中, 热量传递被归纳为热传导、热对流和热辐射三种基本方式. 依赖介质内部微观粒子的运动, 而不发生各部分物质间宏观的相对位移, 将热量从高温处迁移到低温处的热量传递现象, 称之为分子导热, 即常说的热传导. 因此, 从宏观上说, 热传导就是指在宏观静态介质中由于温度分布的不均匀性而引起的一种能量转移方式. 显然, 若考虑到热对流和热辐射的话, 纯粹的热传导只能在密实不透明的固体内部才会出现. 随着物质形态的不同对热传导的物理机制也有不同的解释. 在导体(金属和合金材料)中, 热传导过程的实现被认为是由两种相互独立的机制完成的: (1) 依靠晶格波的振动和声子的运动; (2) 依靠自由电子的平移移动. 两种机制各自起的作用大小随导体材料的结构、纯度等因素的不同而变化. 如在纯金属中, 热传导的机制几乎只依赖于自由电子的平移移动. 在非导体中, 对于密实的非导电体, 热传导机制被认为是由于原子诱发的晶格波的振动使热量从结晶体内部的热面传递到冷面, 类似于热辐射经过空间的传热过程. 对于严重偏离连续介质概念的保温或绝热这一类的非导电体材料来说, 热量传递包含了固体材料的热传导、空气隙间的热对流和热辐射, 是三种机制联合作用的结果. 在气体中, 热传导的机制被认为是由于分子的热运动、随机地碰撞使热量从高温处传向低温处. 液体中的热传导机制属于正在深入研究的工作. 总的说来, 液体中的热传导机制要比气体复杂得多. 认为液体中的热传导机制与气体大体上差不多的观点已有些

过时.近期的研究工作发现,声波在液体中的传播速度与液体导热密切相关.所以,声波即弹性振动波的传播也是液体导热的机制之一.像气体一样,液体中同样存在分子的微观运动,而且液体分子更加靠近,分子间的相互作用程度更激烈,碰撞次数更加频繁.因此,液体的热传导是分子扩散和弹性波传播联合作用的结果.也就是说,液体的热传导机制兼有气体和介电质固体的特性.

总之,以热传导方式传递的热量不管物质是在何种形态都可以看作是通过随机的原子、分子或微观粒子的活动而完成的.这样的解释不能说完全正确,但目前的理论只能做到这一步.

§ 1.2 Fourier 定律

在现代工程设计中所遇到的众多传热问题,归纳起来有两种类型:一类是着眼于传热速率的大小及其控制问题,或者增强传热、缩小设备尺寸或提高生产能力,或者削弱传热、避免散热损失或保持设备内部温度低于周围环境温度;另一类则着眼于温度分布及其控制问题.因此,定量地解决实际中所遇到的热传导问题、以获得热流量和温度分布,是工程设计计算中引人注目的问题.要达到这一目的,就必须建立热传导理论.众所周知,Fourier 定律作为热传导理论的本构方程描述了热流量和温度分布之间的关系.由于本书主要论述的是利用 Fourier 定律所不能圆满解释的热传导现象,因而在此重新讨论一下 Fourier 定律的出处对本书所述理论是至关重要的.请看图 1.1 所示的热传导实验:一根用已知材料制成的短圆棒,为了保证热流只沿轴向传递,其侧面被良好地绝热,两端面则维持在固定的温度,分别为 t_1 和 t_2 . 若 $t_1 > t_2$,由热力学第二定律知,该温差将引起在 x 正方向上的热传递.容易设想,棒长 ΔX 和 $\Delta t = t_1 - t_2$ 固定不变而改变棒截面 F 的大小,在过程进入稳定状态后会发现,通过棒的热流量 Q 是和棒截面 F 成正比的.类似地,若保持 Δt 和棒截面 F 不变,而增加棒的长度,在过程进入稳态后,通过棒的热流量 Q 将反比于棒长 ΔX . 最后,保持棒

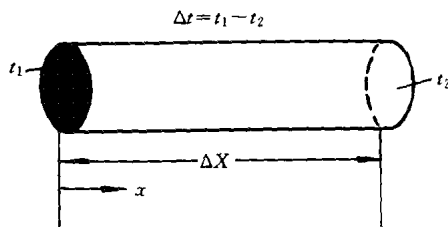


图 1.1 热传导实验

截面 F 与棒长 ΔX 为常量,而增加温差 Δt 时,同样在过程进入稳定状态后,热流量 Q 是和温差 Δt 成正比的.综合以上各种情况,得到如下比例式:

$$Q \propto F \frac{\Delta t}{\Delta X}$$

如果改变一下材料性质(例如,将非金属材料换成金属材料),会发现上述比例关系仍然成立,只是对于不同材料通过的热流量的大小有所不同.显然,只要引进一个反映材料传导热量特性的参数,这一比例式就会变成等式.由此得到 Fourier 定律的最初形式为

$$Q = \lambda F \frac{\Delta t}{\Delta X} \quad (1.1)$$

式中,引进的比例系数 λ 就是反映材料传导热量能力强弱的导热系数.严格地讲,导热系数 λ 不是常数,它随温度变化以及在某种程度上也随压力和方向而变化.文献[13]较详细地介绍了各种热传导介质导热系数的变化规律以及实验测定方法.

式(1.1)在应用上有很大的局限性.例如,在图1.1所示的圆柱体内具有内热源或导热系数随温度变化使得圆柱体内的温度分布不是线性时,该式就不能准确地确定通过圆柱体的热流量;另外,工程实际中有时更关心如何计算通过热传导介质中某一截面的瞬时热流量.显然,这些都是利用式(1.1)想做而不能做到的事情.很明显,在式(1.1)的基础上,对其进行数学上的处理是扩大其应用

范围的一种行之有效的办法. 按这一思路, 改写式(1.1)为

$$Q = -\lambda F \frac{t_2 - t_1}{\Delta X}$$

由连续介质概念可知, 在任意时刻, 通过圆柱体内任意垂直于轴线截面的热流量永远是有限值. 也就是说, 当 $\Delta X \rightarrow 0$ 时, $\lim_{\Delta X \rightarrow 0} \frac{t_2 - t_1}{\Delta X}$ 必存在. 在稳态情况下, 利用导数概念得

$$\lim_{\Delta X \rightarrow 0} \frac{t_2 - t_1}{\Delta X} = \frac{dt}{dx}$$

由此得到

$$q = \frac{Q}{F} = -\lambda \frac{dt}{dx} \quad (1.2)$$

导数概念的引进使式(1.2)在应用范围上比起式(1.1)来说显然更广. 它描述了稳态情况下通过圆柱体内任一垂直 x 轴截面的热流密度的大小正比于该截面上的温度梯度. 由于标量的梯度为一向量, 那么式(1.2)也就意味着热流密度是一个和温度梯度方向相反的向量, 这一向量被称为热流密度向量, 或热流通量. 因此, 式(1.2)在给出热流密度大小的同时也指明了热传导过程所进行的方向相反于温度梯度方向. 利用数学上梯度的概念进行推广之, 对于多维情况, 可以肯定, 热传导过程中通过任意等温面的热流密度向量只能沿着该等温面的法线方向, 并且是指向温度降低的方向. 这一结论的证明如下: 参看图1.2, 假定通过温度为 t 的等温面上微元面积 dF 上的热流密度向量 q 的方向不是沿着该等温面的法线方向 n , 而是和法线方向存在一定的角度, 则其必能分解为两个切向分量和一个法向分量 q_n . 在等温面上由于不存在温度梯度, 不可能有热传导现象出现, 否则将违背传热的定义. 因此, 两个切线分量必为零, 也就是说, 热流密度向量 q 的方向只能沿着等温面的法线方向, 且有 $q = q_n$. 根据热力学第二定律, 热量只能自发地从高温区传向低温区, 因此热流密度向量的方向在沿着等温面的法线方向的同时一定是指向温度降低的方向, 即和该等温面上的温度梯度反向. 这一结论的证明我们可以得到多维情况下式(1.2)的推

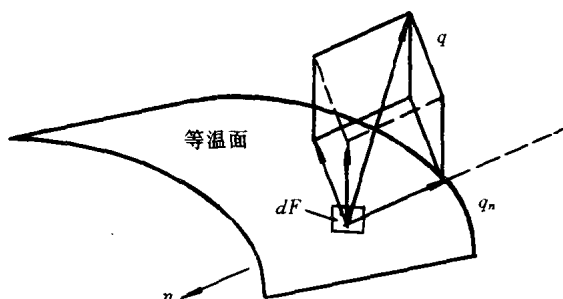


图 1.2 热流密度向量

广式为

$$q = -\lambda \text{grad} t \quad (\text{W/m}^2) \quad (1.3)$$

式中

$$\text{grad} t = \lim_{\Delta n \rightarrow 0} \frac{\Delta t}{\Delta n} = \frac{\partial t}{\partial n}$$

为任意时刻、在给定地点、朝着温度增加方向的温度变化率，即温度梯度。对于稳态热传导，温度场不随时间变化而变化，此时

$$\text{grad} t = \frac{dt}{dn}$$

式(1.3)就是 Fourier 由图1.1所示的稳态热传导实验得到的式(1.1)经过数学上的处理推广得到的热传导基本定律——Fourier 定律数学表达式。它作为热传导理论的本构方程揭示了在任何时刻，通过给定地点的热流密度和当地的温度梯度之间的关系，同时也指明了热传导过程进行的方向。这里要说明的是，式(1.3)隐含了导热系数是一个与坐标方向无关的量，即认为进行热传导的介质是各向同性的。因此，式(1.3)只适用于各向同性介质的热传导问题。对于各向异性体的热流密度与温度梯度之间的关系，读者请参阅参考文献[1]。

由式(1.3)利用方向导数概念，对于直角坐标系有

$$q = -\lambda \nabla t = -\lambda \left(\frac{\partial t}{\partial x} i + \frac{\partial t}{\partial y} j + \frac{\partial t}{\partial z} k \right)$$

若以 q_x, q_y, q_z 表示热流密度向量在直角坐标系下的各个分量, 则有

$$\mathbf{q} = q_x \mathbf{i} + q_y \mathbf{j} + q_z \mathbf{k}$$

对比以上两式, 可得

$$q_x = -\lambda \frac{\partial t}{\partial x} \quad q_y = -\lambda \frac{\partial t}{\partial y} \quad q_z = -\lambda \frac{\partial t}{\partial z}$$

它给出了通过一个表面的热流密度与垂直于该表面方向上的温度梯度之间的关系。

综合以上对 Fourier 定律的分析, 可归结出如下几个要点:

(1) Fourier 定律是根据热传导实验得到的纯属现象学的一个定律, 是热传导现象的一个规律性总结和概括。

(2) Fourier 定律表明了热流密度向量是一个垂直于等温面、指向温度降低方向的一个向量, 其大小正比于当地的温度梯度。

(3) 在引进反映材料传导热量能力大小的比例系数的同时, 也给出了导热系数 λ 的定义, 即单位温度降度 ($-\text{grad } t$) 下所容许通过的热流密度。数学定义式为

$$\lambda = \frac{q}{-\text{grad } t}$$

这里有一点要说明的是: Fourier 定律是根据稳态热传导实验得出的, 而且在进行数学上的处理推广过程中并没有对时间因素的引进进行任何的讨论。因此, 这里就存在一个 Fourier 定律对于非稳态热传导问题是否适用, 或在什么情况下适用, 什么情况下不适用以及适用时的近似程度等一系列的问题。

§ 1.3 热传导微分方程

对于热传导问题, 工程实际中更关心的是在导热系数为已知的前提下如何定量地确定进行热传导过程的介质内部在任意时刻的温度场及热流量。Fourier 定律的数学表达式(1.3)揭示了连续的温度场内每个点上的温度梯度和该点热流密度向量之间的联

系,没有回答一个点和其他相邻点的温度之间有何联系,也没有回答一个点上的温度随时间的变化规律.显然,只有获得具体的热传导问题的温度场,才能根据 Fourier 定律计算出热传导介质中任何一点或是其表面上的热流密度的大小.因此,只要我们能够得到热传导介质内任意一点的温度所满足的微分方程,原则上说就可以得到其温度场,其他问题也就迎刃而解.由于热传导过程中的热量传递是一种能量传递物理现象,那么在传递过程中,在转换规律和数量上就一定受能量守恒定律的制约.能量守恒定律在热量传递过程中的体现是热力学第一定律.在此基础上,引进 Fourier 定律,就一定能够得到热传导介质内任意一点温度所满足的微分方程.它的解自然就给出了热传导介质中的温度场.

图1.3是一个内部具有不均匀温度分布的密实不透明的连续介质,内部在温度梯度作用下进行的热量传递过程属于单纯的热传导行为.由于各点温度的不同,要得到任意一点温度所满足的方程,必须引进微分的概念.为此,在温度为 t 的等温面上取一个面积为 dF 、沿法线方向厚度为 dn 的微元控制体 $dF \cdot dn$.假设 q_n 表

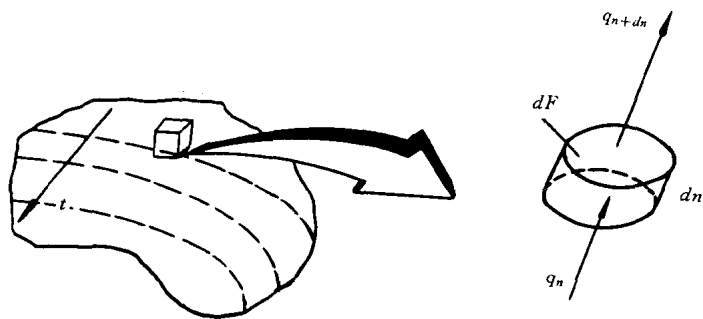


图 1.3 热传导微分方程式的推导

示以热传导方式进入该控制体的热流量, q_{n+dn} 表示以热传导方式离开控制体的热流量. 利用微分概念, 在距离发生微小的变化后, 以热传导方式离开控制体的热流量也将取得一个微元的改

变,因此有

$$q_{n+dn} = q_n + dq_n$$

由于热量传递只能沿着等温面的法线方向进行,在所取微元体的侧面上不可能有热传导现象发生,因此在侧面上就不会有热流的进出.若将以上各量在直角坐标系下进行分解,得瞬态温度场表达式为

$$t = t(x, y, z, \tau)$$

微元控制体为 $dx dy dz$,如图1.4所示.

进出控制体的热流通量的各分量为:

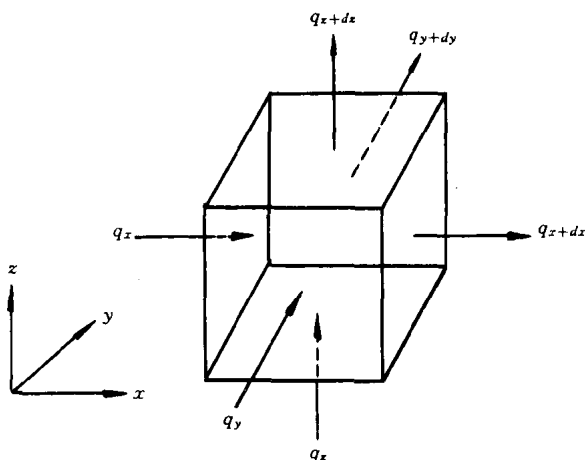


图 1.4 直角坐标系下热传导微分方程的推导

从三个方向以热传导方式进入控制体的热流密度分别为 q_x , q_y , q_z .

从三个方向以热传导方式流出控制体的热流密度分别为

$$q_{x+dx} = q_x + dq_x \quad (1.4a)$$

$$q_{y+dy} = q_y + dq_y \quad (1.4b)$$

$$q_{z+dz} = q_z + dq_z \quad (1.4c)$$

这样,我们得到在单位时间内以热传导方式进入和流出微元