

场协同原理

与强化传热新技术

过增元 黄素逸 等著



中国电力出版社
www.cepp.com.cn

场协同原理与强化传热新技术

过增元 黄素逸 等著



中国电力出版社
www.cepp.com.cn

内 容 简 介

换热器是量大面广的通用设备, 换热过程则是换热器中的核心控制过程。本书从对流换热过程的物理机制出发, 详细地论述了强化换热的新原理——场协同原理, 同时对我国学者在强化传热领域的新技术和新成果进行了全面的介绍, 包括场协同原理在空气换热器和脉管制冷机中的应用, 射流冲击冷却技术, 诱导振动强化传热技术, 多孔介质中的传热强化、沸腾强化, 板翅式换热器的强化, 复合强化技术, 以及各种新型的传热强化管和换热器, 其中有交叉缩放椭圆强化传热管、纤毛肋强化传热管、各种异形管、折流杆管壳式换热器等。本书可供动力、化工、炼油、冶金、建材、制冷、空调、轻工、纺织等行业从事热工的技术人员及广大科技工作者参考。

图书在版编目 (CIP) 数据

场协同原理与强化传热新技术/过增元等著. —北京:
中国电力出版社, 2004

ISBN 7-5083-2005-0

I. 场... II. 过... III. 热力工程 - 理论
IV. TK12

中国版本图书馆 CIP 数据核字 (2004) 第 015586 号

中国电力出版社出版、发行

(北京三里河路 6 号 100044 <http://www.cepp.com.cn>)

汇鑫印务有限公司印刷

各地新华书店经售

*

2004 年 8 月第一版 2004 年 8 月北京第一次印刷

787 毫米 × 1092 毫米 16 开本 18.75 印张 422 千字

印数 0001—3000 册 定价 35.00 元

版 权 专 有 翻 印 必 究

(本书如有印装质量问题, 我社发行部负责退换)

前 言

换热器是量大面广的通用设备，广泛地应用于电力、化工、炼油、制冷、低温、建材、冶金、环保等部门，以炼油厂为例，其中换热器费用占总费用的25%。

为了提高换热器效率，节约原材料和减少能源消耗，在换热器中各种强化传热技术得到了广泛的应用。特别是20世纪70年代世界性能源危机的出现，更促进了强化传热技术的迅猛发展，具体表现在：各种新的强化传热方法层出不穷；从实验室研究到工业应用的周期明显缩短；每年发表的有关强化传热的文献成倍地增加；工业界对强化传热技术的采用越来越持积极的态度；强化传热所取得的经济效益显著增长。

目前普遍采用的强化传热技术虽然已获得了相当广泛的应用，但它们普遍存在的一个共同问题是，在传热获得强化的同时，流动阻力（即功耗）也相应增加，而且增加得更多。这一情况大大限制了这些强化方法工程应用的范围和效果。当前强化传热技术发展的另一个问题是缺乏创新，基本上是现有技术的某些改进。

本书首先从流场和温度场相互配合的角度重新审视对流换热的物理机制，并在此基础上提出了换热强化的场协同原理。该原理不但能统一地认识现有各种对流换热和传热强化现象的物理本质，更重要的是能指导发展一系列新的强化传热技术。它不仅在思路上与现有传热强化技术有很大不同，而且在强化传热的同时，阻力增加的情况也得到了很大的改善，从而为工程应用和节能开辟了更广阔的前景。

近30年来，我国许多学者在强化传热方面做了大量的研究工作，并积极地将各种强化传热技术应用于工业界，取得了显著的成果。在这些成果中有许多是具有自主知识产权的创新技术。本书各章将逐一介绍我国部分学者在强化传热领域的最新研究成果，以及场协同原理在强化传热技术中的应用。

强化传热技术是节能技术的一个重要组成部分，本书中有关强化传热的研究得到了国家自然科学基金、国家高新技术（“863”计划）项目，特别是国家重点基础研究发展规划（“973”计划）项目的支持。书中许多内容反映了

“973”项目“高效节能的关键科学问题”(G20000263)的成果。在此谨对国家自然科学基金委员会、科技部表示感谢。

本书是许多学者共同努力的结果,参加撰写的有:清华大学过增元院士(第一章),西安交通大学陶文铨教授、何雅玲教授(第二章、第三章),山东大学程林教授(第四章),北京工业大学马重芳教授、陈永昌博士、李艳霞博士(第五章),重庆大学辛明道教授(第六章),上海理工大学李美玲教授(第七章),香港科技大学赵天寿教授、重庆大学廖强教授(第八章),东南大学周强泰教授(第九章),清华大学孟继安高工、陈泽敬讲师(第十章),华中科技大学黄素逸教授,青岛科技大学李庆领教授(第十一章、第十二章),清华大学李志信教授、王崧博士、夏再忠博士。

由于作者水平有限,且强化传热技术发展迅速,创新不断,书中错误与不妥之处在所难免,诚恳欢迎批评指正。

期望本书的出版能促进我国节能和强化传热技术的推广和应用。

过增元 黄素逸

2003年10月

目 录

前言

第一章 对流换热强化的场协同原理	1
第一节 概述	1
第二节 对流换热的物理机制	2
第三节 对流换热中的场协同原理	6
第四节 场协同原理的应用	11
第五节 换热器中的场协同原理	15
参考文献	19
第二章 强化单相对流换热的统一理论及在强化传热表面开发中的应用	21
第一节 概述	21
第二节 场协同原理的数值验证——层流换热	22
第三节 场协同原理的数值验证——湍流换热	25
第四节 场协同原理是强化单相对流换热的统一理论 ^[13]	30
第五节 场协同原理的应用——翅片作用的分析 ^[36]	33
第六节 场协同原理的应用——开缝翅片开缝位置影响的分析	36
第七节 开缝要“前疏后密”法则的应用实例 ^[41]	39
参考文献	44
第三章 场协同原理在脉管制冷机性能分析中的应用	47
第一节 概述	47
第二节 场协同原理在脉管制冷机能量传递与转换过程中的应用	51
第三节 从场协同原理看三代脉管制冷机的演变	53
第四节 应用场协同原理分析脉管制冷机结构参数的影响	58
第五节 应用场协同原理分析混合工质型脉管制冷机	61
参考文献	64
第四章 换热器内流体诱导振动强化传热	67
第一节 概述	67

第二节	一般表面振动强化传热	68
第三节	流体诱导振动强化传热	70
参考文献	78
第五章	单相射流冲击传热	80
第一节	概述	80
第二节	单相射流冲击局部传热和流动形态的转变	82
第三节	各种因素对单相射流冲击传热的影响	85
第四节	单相射流冲击传热的理论研究	95
第五节	射流冲击传热的强化	98
参考文献	100
第六章	沸腾传热强化	103
第一节	沸腾传热强化方法	103
第二节	池沸腾传热强化	104
第三节	管内受迫流动沸腾传热强化	113
第四节	窄缝流道内的沸腾传热强化	117
参考文献	120
第七章	板翅式换热器的研究与应用发展	123
第一节	概述	123
第二节	板翅换热面的表面传热与阻力性能	126
第三节	板翅换热器静态特性	132
第四节	动态仿真	138
第五节	板翅换热器设计中的若干问题	144
参考文献	151
第八章	多孔结构材料中的单相对流与沸腾传热	153
第一节	概述	153
第二节	多孔结构材料中的单相强迫对流换热	154
第三节	反向式毛细蒸发器沸腾传热	162
第四节	竖直毛细结构材料中的沸腾传热	184
第五节	带有壁面液膜蒸发的多孔层内滞止流的耦合传热传质	198
第六节	双重弥散式 (Bi - Dispersed) 多孔材料中的对流沸腾传热	206
参考文献	209
第九章	复合强化传热技术	213
第一节	管内单相流体对流换热	213

第二节	螺旋槽管与扭带的复合强化技术	217
第三节	螺旋槽管与进口旋流器的复合强化技术	223
第四节	内翅管与扭带复合强化传热	226
	参考文献	229
第十章	交叉缩放椭圆强化换热管	231
第一节	管内湍流换热的场协同分析	231
第二节	交叉缩放椭圆管的结构与制造	233
第三节	换热与阻力性能	234
第四节	强化换热机理分析	237
	参考文献	239
第十一章	异形强化传热管	241
第一节	流道形状对流动和传热的影响	241
第二节	椭圆管和椭圆矩形翅片管	244
第三节	椭圆热管	253
第四节	滴形管和螺旋椭圆扁管	256
	参考文献	261
第十二章	折流杆管壳式换热器	263
第一节	折流板管壳式换热器概述	263
第二节	折流杆管壳式换热器的结构	267
第三节	折流杆管壳式换热器的实验研究	270
第四节	折流杆管壳式换热器的应用	274
	参考文献	280
第十三章	纤毛肋强化传热管	282
第一节	纤毛肋传热强化的思路	282
第二节	纤毛肋强化换热的理论分析	282
第三节	纤毛肋强化换热的数值验证	285
第四节	纤毛肋强化换热管的结构及传热性能	286
第五节	双螺旋弹簧强化换热管	288
	参考文献	290

第一章

对流换热强化的场协同原理

第一节 概 述

传热强化技术, 由于其能使各种换热设备的效率提高、重量和体积减少, 一直受到科技界和工业界的重视。20 世纪 70 年代初出现的世界性能源危机, 使传热强化技术获得了快速发展。直到 90 年代初, 每年发表的有关传热强化的文献成倍地增长^[1~3]。在具体技术方面, 可分为被动强化技术和主动强化技术, 前者是指不需要外界动力的强化技术, 包括扩展表面 (各种肋)、插入物、旋流器和湍流发生器等; 后者是指需要输入外界动力的强化技术, 包括机械振动、施加电场或磁场、流体中加添加物等。关于传热强化的物理机制则可归纳为: ①壁面区和中心区流体的混合; ②流体边界层的减薄; ③二次流的形成和湍流度增强等。到 20 世纪 90 年代末, 一些人认为传热强化技术将逐渐成为常规技术^[4], 再加上世界能源价格的相对稳定, 强化传热技术研究的需求和热情就不如以前那么高涨, 然而 Bergles^[5]认为传热强化技术仍然在不断扩展其新的应用领域, 例如过程工业中几乎到处都需传热强化。这些应用提出了要求发展新的传热强化技术, 如三维肋、三维粗糙元、纵向涡发生器和复合强化技术等, 它们被称为第三代传热强化技术。

上述某些强化技术虽然已取得了相当广泛的应用, 但是它们普遍存在一个相同的问题, 即传热强化的同时, 流动阻力 (或功耗) 的增加更多, 这就大大限制了它们工程应用的价值和范围。当前强化技术发展的另一个不足之处是, 它们基本上是现有技术的改进, 缺乏一些基于新概念的创新的传热强化技术。

本章则从流场和温度场相互配合的角度重新审视对流换热的物理机制, 在此基础上提出了换热强化的场协同原理。它不仅能统一地认识现有各种对流换热和传热强化现象的物理本质, 更重要的是, 它能指导发展新的传热强化技术, 它不仅在思路与现有强化技术有很大不同, 而且在传热强化的同时, 阻力 (或功耗) 要比它们低得多, 更有利于节能和工程应用。

本章由清华大学过增元撰写。

第二节 对流换热的物理机制

通常认为,热量的传递有三种模式,即热传导、热对流和热辐射。对流换热(热对流)的物理机制的认识也已很清楚,即由于流体的宏观运动能携带热量,所以对流传热的热量传递速率高于纯导热时的传递速率。现在让我们从另一角度审视对流换热的物理机制^[6-7]。

一、对流换热是有流体运动时的导热

为简化起见,我们以二维平板层流边界层问题为例(如图1-1所示), U_∞ 是来流速度,来流温度 T_h 高于平板温度 T_c , δ_t 是热边界层厚度,并把它与具有内热源的两平行平板之间的导热(见图1-2)相对比,其中温度 T_h 的平板处为绝热。由于流体流经边界层中一元体时(见图1-1),将把热量留在元体中,起着热源的作用,所以它们温度剖面的形状很类似。相应的能量守恒方程如下:

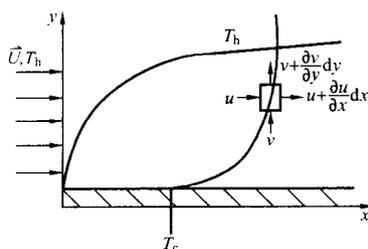


图 1-1 平板边界层流动示意图

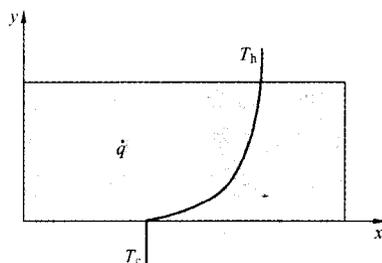


图 1-2 具有内热源两平行平板间导热示意图

层流边界层的能量守恒方程

$$\rho c_p \left(u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) \quad (1-1a)$$

导热的能量守恒方程(忽略 x 向的导热)

$$-\dot{q}(x, y) = \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) \quad (1-1b)$$

其中 λ 是流体介质的导热系数, ρ 是密度, c_p 是比热容, \dot{q} 是内热源强度,即单位时间、单位体积所产生的热量。

无论是从图1-1中温度剖面的形状,还是从方程(1-1)的对比中,都可以看到方程(1-1a)中的对流项可以看作为源项,所以对流传热可以比拟为具有内热源的导热问题,只不过方程(1-1a)中的源项(或对流项)是流体运动速度的函数。方程两边在讨论域中积分后得

$$\int_0^{\delta_{t,x}} \rho c_p \left(u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) dy = - \lambda \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_w = q_w(x) \quad (1-2a)$$

$$\int_0^{\delta_{t,x}} \dot{q}(x, y) dy = -\lambda \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_w = q_w(x) \quad (1-2b)$$

其中 $\delta_{t,x}$ 代表 x 处的热边界层厚度。

方程 (1-2b) 的左边是两平板间 x 处截面处热源的总和，右边是 x 处的壁面热流。显然，该截面的热源强度越高，该处的壁面热流就越大。因为热源释放出的所有热量必须从冷板传出，这就是导热问题中的源强化传热概念。

方程 (1-2a) 的左边是 x 处边界层中对流热源项的总和，右边则是 x 处的壁面热流，它正是我们想要强化（或控制）的对象。显然对流源项总和值愈大，则对流换热的强度愈高。这同样是源强化的概念。对于流体加热固壁，热源的存在使换热强化，如果存在热汇则它将减弱换热的强度。反之，当流体冷却热壁时，热汇使换热强化，而热源使换热弱化。分析方程 (1-1a) 可知道，当流体温度高于固壁温度时，流体流动相当于热源；当流体温度低于固壁时，流体流动相当于热汇。

上述分析和结论是基于二维层流边界层问题，实际上它同样适用于更一般的情况，对流换热的能量方程可写为

$$\rho c_p \left(u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \dot{q} \quad (1-3a)$$

其中 \dot{q} 是真实的热源项，它可以是黏性耗散热、化学反应热或电磁加热等。如果把方程 (1-3a) 中等式右边只保留垂直于换热表面的导热项，然后再在热边界层范围内对等式两边进行积分，可得

$$\int_0^{\delta_{t,x}} \left\{ \rho c_p \left(u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} \right) - \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) \right] - \dot{q} \right\} dy = -\lambda \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_w = q_w(x) \quad (1-3b)$$

\uparrow
对流源项

\uparrow
导热源项

\uparrow
真实源项

等式右边仍然是通常关注的壁面热流，等式左边则是各种源项在热边界层中的总和。它们分别是真实源项、对流源项（流动引起的当量热源）和导热源项（流体中平行壁面方向导热引起的当量热源）。用此源强化的概念就能很好地认识为什么具有放热化学反应的流体加热冷壁时，对流换热能强化；为什么空气冷却器中喷水蒸发就能强化换热，以及在管流中流体轴向导热会引起 Nu 数的降低等。

二、对流换热控制和强化的途径

我们仍然从二维热边界问题出发进行分析，先把方程 (1-2a) 中等式左边的对流项改写为矢量形式

$$\int_0^{\delta_{t,x}} \rho c_p (\vec{U} \cdot \nabla T) dy = -\lambda \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_w = q_w(x) \quad (1-4)$$

其中 \vec{U} 是流体的速度矢量。然后再引入无因次变量

$$\bar{U} = \frac{\vec{U}}{U_\infty}, \quad \nabla \bar{T} = \frac{\nabla T}{(T_\infty - T_w) / \delta_t}, \quad \bar{y} = \frac{y}{\delta_t}, \quad T_\infty > T_w \quad (1-5)$$

把式 (1-5) 代入式 (1-4), 进行整理后可得无因次关系式

$$Re_x Pr \int_0^1 (\vec{U} \cdot \nabla T) d\bar{y} = Nu_x \quad (1-6)$$

其中 Re_x 、 Nu_x 的定义与通常边界层流动分析中相同。被积因子可写成

$$\vec{U} \cdot \nabla T = |\vec{U}| \cdot |\nabla T| \cos\beta \quad (1-7)$$

其中 β 是速度矢量和温度梯度矢量 (热流矢量) 的夹角。从式 (1-6)、式 (1-7) 可以看到, 要使换热强化有三方面途径: ① 提高 Re 数, 例如增加流速、缩小通道直径等, 就能使换热增强, 这是大家熟知的; ② 提高 Pr 数, 改变流动介质的物理性质, 例如增加流体的比热容或黏性, 将导致 Nu 数的增大, 这也是已经清楚的规律; ③ 增加无因次积分值 $\int_0^1 (\vec{U} \cdot \nabla T) d\bar{y}$ 。这个无因次积分的物理意义就是在 x 处热边界层厚度截面内的无因次热源强度的总和。可以想像, 热源强度愈大, 换热强度就愈高。这个积分的数值一般与流动、物性因素等有关, 也就是说, 它是 Re 、 Pr 的函数

$$I = \int_0^1 (\vec{U} \cdot \nabla T) d\bar{y} = f(Re_x, Pr) \quad (1-8)$$

一般来说, 由于它的复杂性, 很难写出积分 I 的分析表达式。但是有一点是明显的, 提高被积函数 $(\vec{U} \cdot \nabla T)$ 的数值, 就能增加 I 值, 从而强化换热, 而被积函数是两个矢量的点积, 如方程 (1-7) 所示, 它不仅与速度、热流的绝对值有关, 还取决于它们夹角的大小。也就是说, 在速度、温度梯度一定 (或 Re 、 Pr 不变) 的条件下, 减小它们之间的夹角 ($\beta < 90^\circ$ 时), 就能提高积分 I 的数值, 从而使 Nu 增大, 即换热强化。当然, 使无因次积分值增加还有其它方法, 将在以后细述, 但从上述定性分析中可以看到, 当 $\beta < 90^\circ$ 时通过减小速度矢量与热流矢量的夹角来强化换热是一种新的途径。

三、对流换热的几个特殊例子

(1) 平行平板间的对流换热, 如图 1-3 所示。

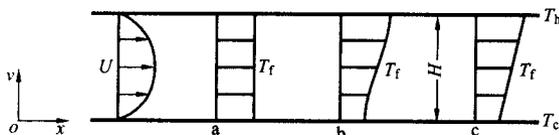


图 1-3 平行平板间对流换热示意图

上面是高温等温平板, 温度为 T_h , 下面是低温等温平板, 温度为 T_c , 两板间距离为 H , 进口流体温度为 T_f , $T_h > T_f > T_c$ 。设来流的流场已经充分发展, 即速度剖面为抛物型, 速度沿流向不再发生变化。来流进口

a 处温度 T_f 是均匀的。随着流体流向下流, 通道中的流体与上、下平板进行热量传递, 其能量守恒方程为

$$\rho c_p (\vec{U} \cdot \nabla T) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) \quad (1-9a)$$

在通道高度区间进行积分得

$$\int_0^H \rho c_p (\vec{U} \cdot \nabla T) dy = \int_0^H \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) dy + \int_0^H \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) dy \quad (1-9b)$$

从上部平板进来的热量通过通道中的流体向底部平板传送。通道上部流体受到加热而温度升高，下部流体受到冷却而温度有所下降，流体中的等温线逐渐趋向于平行于平板，温度剖面趋向于线性分布。在 b 截面处定性画出了流体的温度剖面。当通道足够长时，流体中的等温线均平行于平板，如图 1-4 所示。

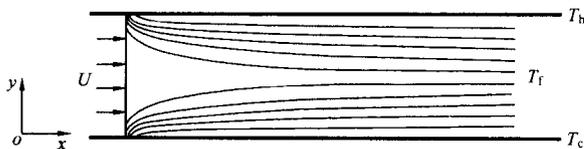


图 1-4 平行平板间对流换热等温线图

由于速度是充分发展的，流线是平行于平板的。所以这时流体的所有流线和所有等温线都是平行的。换句话说，此时通道内的速度矢量与温度梯度矢量的夹角都是 90° 。此时，由于 $\cos\beta = 0$ ，则 $\vec{U} \cdot \nabla T = 0$ ，所以方程 (1-9b) 等式左边的积分恒为零。等式右边第一项，由于等温线平行于流向，所以沿 x 方向温度梯度必然恒等于零，即 $\frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) = 0$ ，这样，方程 (1-9b) 就简化为

$$\int_0^H \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) dy = 0, \quad \lambda \frac{\partial T}{\partial y} = \text{const} \quad (1-9c)$$

当 λ 为常量时， $\frac{\partial T}{\partial y} = \text{const}$ ，即通道内的温度分布是线性的。

这个现象意味着，在通道中虽然有很强的流体流动，但是热量传递的模式和纯导热完全一样。这是由于流体的运动都是沿等温线进行，因此，流体运动对热量的输运毫无贡献，所以变成了纯导热模式。从这个特例，我们可以看到，对流换热的特性不仅取决于流动速度、流体与固壁的温差、流体的热物理性质（这是大家熟知的），而且还取决于速度矢量与热流矢量的夹角。

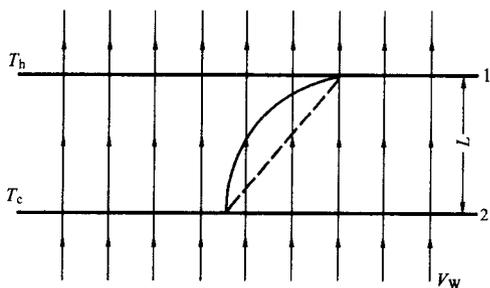


图 1-5 流体通过两多孔板时温度剖面的示意图

(2) 流体垂直通过多孔板时的对流换热。图 1-5 所示间距为 L 的两平行的多孔板，顶部板 1 是等温为 T_h 的多孔板，底部板 2 为等温 T_c 的多孔板， $T_h > T_c$ ，流速为 V_w 的流体介质由下往上垂直通过两块多孔板。流体通过多孔板时，由于换热充分，离开板时的

流体温度等于多孔板的温度。这样两板之间流体的能量方程为

$$\frac{d}{dy} (\rho V_w T) = \frac{d}{dy} \left(\frac{\lambda}{c_p} \times \frac{dT}{dy} \right) \quad (1-10a)$$

边界条件为

$$T(0) = T_h$$

$$T(L) = T_c \quad (1-10b)$$

通过积分求解方程 (1-10), 经整理后可求得多孔平板表面处的换热强度与 Re 、 Pr 的分析关系式

$$Nu = \frac{RePr}{1 - \exp(-RePr)} \quad (1-11)$$

其中 $Nu = \frac{hL}{\lambda}$, $Re = \frac{V_w L}{\nu}$ 。

对于温度为 T_h 的多孔板 1, 流体垂直冲向板面, 相当于抽吸流体, 所以 $V_w > 0$, Re 数为正值, 因此方程 (1-11) 中的 Nu 必然大于 1。而且由计算可求得当 $RePr > 3$ 时有

$$Nu \rightarrow RePr \quad (1-12)$$

也就是说 Nu 分别与 Re 、 Pr 成正比。

一般情况下层流换热时努塞尔数与雷诺数的 0.5 次方成正比, 与普朗特数的 0.33 次方成正比, 在湍流条件下, 与雷诺数的 0.8 次方成正比, 而此时 Nu 数居然能与 Re 、 Pr 成正比。说明换热得到了很大程度的强化, 其原因就在于, 此时流体速度矢量处处与热流矢量平行, 热源强度最大, 导致换热的大幅度强化。

对于温度为 T_c 的多孔板 2, 流体是在垂直方向离开多孔板的, 相当于流体喷吹多孔板, 所以 $V_w < 0$, Re 为负值。从方程 (1-11) 可知, $Nu < 1$, 这表明, 此时换热强度比纯导热还差 (纯导热时 $Nu = 1$), 这是因为流体的运动相当于热汇, 起到减弱流体与多孔板的换热的作用。当 $-RePr > 3$ 时, 从方程 (1-11) 可以求得 $Nu \rightarrow 0$ 。即当喷吹速度足够大时, 流体带走的热量抵消了流体通过导热传给多孔板的热量, 板处温度梯度接近于零, 相当于起到了热绝缘的作用。

四、对流换热的物理机制

从以上对流换热能量守恒方程的分析以及某些对流换热的实例分析可以看到, 对流换热从本质上来说是具有内热源的导热, 流体的运动起着当量热源作用。对流换热的强度取决于当量热源的强度, 它不仅取决于流体与固壁的温差、流动速度和流体热物理和输运性质, 而且还取决于流体速度矢量与热流矢量的夹角。流动引起的当量热源项可以为正, 也可以为负。所以流体流动可以强化换热, 也可以减弱换热 (流体对固壁加热时, 热源使换热强化, 热汇使换热减弱, 而当流体冷却固壁时, 热汇能使换热强化, 热源则使换热减弱)。因此, 对流换热强度一定高于纯导热的认识实际上是一种误解。所以, 严格地说, 对流换热并不是热量传递的基本模式, 它只不过是流体在有运动情况下的导热问题。因为没有流动, 纯导热模式仍可以存在。而如果没有导热, 对流换热的模式就无法存在。

第三节 对流换热中的场协同原理

一、对流换热问题的场分析

现有对流换热研究首先是基于牛顿冷却定律定义的对流换热系数 h 来进行的, 因为

它反映了流体与固壁间对流换热的强度。然后再把注意力放在对流换热系数 h 与其他参数之间的关系，为了增加其普适性，引进一些反映换热、流动、物理性质等无因次数组如 Nu 、 Re 、 Gr 和 Pr 等，再建立它们的关系式。现有换热研究的另一特点是，由于对流换热现象比较复杂，只能进行分类研究，如分为内流/外流、层流/湍流、受迫对流/自然对流以及某些特殊的流动如旋转流、冲击流等。然后通过分析或实验求得换热关系式，如

$$\left. \begin{aligned}
 \text{等温平板层流边界层: } Nu_x &= 0.332 Re_x^{0.5} Pr^{0.33} \\
 \text{前驻点层流边界层: } Nu_x &= 0.76 Re_x^{0.5} Pr^{0.4} \\
 \text{充分发展圆管层流: } Nu &= 3.66 \text{ (等温边界条件)} \\
 &= 4.36 \text{ (等热流边界条件)} \\
 \text{等温竖平板层流自然对流: } Nu_x &= 0.59 Gr_x^{0.25} Pr^{0.25} \\
 \text{等温平板湍流边界层: } Nu_x &= 2.03 Re_x^{0.8} Pr^{0.33}
 \end{aligned} \right\} (1-13)$$

根据这些关系式就可以对各种换热设备进行热分析和热设计。然而，这样的研究思路和研究结果有其不足之处，只讨论了集中参数（如来流速度 U 、流体与壁面的特征温差等）与对流换热系数 h 的关系，而没有从各参数“场”的角度分析其对 h 的影响。应当指出的是，对流换热系数 h 确实代表了运动流体与固壁界面处的热量传递速率，当然是我们最关心的目标参量，但它只是一个最终结果，它应源自于整个对流换热域中各种场参数以某种方式相互作用的结果。因此，只有从参数场及其相互作用的角度讨论和研究它们对边界上 h 的影响，才能更有效地强化对流换热（提高对流换热系数 h ）。

对于对流换热问题，由于有流体流动必然存在着一个流体速度场，或称流场，它是一个矢量场。此外流体的温度是不均匀的，还存在一个流体温度场，由于我们关心的是热量输运速率，因此在讨论中我们用温度梯度场（或热流场）代替温度场则更为方便。从对流换热能量方程（1-1a）、式（1-4）也可以看到，当 ρ 、 c_p 、 λ 给定时，流场和温度梯度场（或热流场）的特性就确定了边界上的热流，即确定了边界上的对流换热系数。所以对对流换热域中存在着两个矢量场：

- 1) 速度场 $\vec{U}(x, y, z)$
 - 2) 温度梯度场 $\nabla T(x, y, z)$
- 或者三个标量场：
- 1) 速度绝对值 $|\vec{U}|(x, y, z)$
 - 2) 温度梯度绝对值 $|\nabla T|(x, y, z)$
 - 3) 夹角余弦场 $\cos\beta(x, y, z)$

二、对流换热的场协同

（一）场协同的概念

从方程（1-4）和式（1-6）可以看到，在流速和流体的物理性质给定的条件下，边界上的热流（界面上的换热强度）取决于流动当量热源强度，或者在 Re 数、 Pr 数一定时， Nu 数取决于无因次流动当量热源。从中还可以看到这些流动当量热源，不仅取决于

速度场和热流场本身，而且还取决于它们之间的夹角，即不仅取决于速度场、热流场、夹角场的绝对值，还取决于这三个标量值的相互搭配。对流换热中速度场与热流场的配合能使无因次流动当量热源强度 [方程 (1-6) 中的无因次积分值] 提高，从而强化换热，此时称之为速度场与热流场协同较好。速度场与温度梯度场的协同体现在三个方面：

(1) 速度矢量与温度梯度矢量的夹角余弦值尽可能大，即两矢量的夹角 β 尽可能小 ($\beta < 90^\circ$) 或 β 尽可能大 ($\beta > 90^\circ$)；

(2) 流体速度剖面 and 温度剖面尽可能均匀 (在最大流速和温差一定条件下)；

(3) 尽可能使三个标量场中的大值与大值搭配，也就是说要使三个标量场的大值尽可能同时出现在整个场中某些域上。

(二) 场协同数

为了能定量描述和比较不同对流换热情况下的速度场与热流场协同的程度，我们需要有一个标准，从上面已看到对流换热强度取决于流动当量热源强度，即无因次积分的数值，所以我们定义

$$F_c = \int \bar{U} \cdot \nabla \bar{T} d\bar{y} = \frac{Nu}{RePr} \quad (1-14)$$

为对流换热的场协同数，它代表了流场与热流场的协同程度。

鉴于无因次积分中 $\cos\beta < 1$ ，其积分值总是小于 1。从前面的例子可看到，当流体垂直朝向多孔板流动时， $Nu \approx RePr$ (当 $RePr > 3$)，也就是说，场协同数

$$F_c = \frac{Nu}{RePr} = 1 \quad (1-15)$$

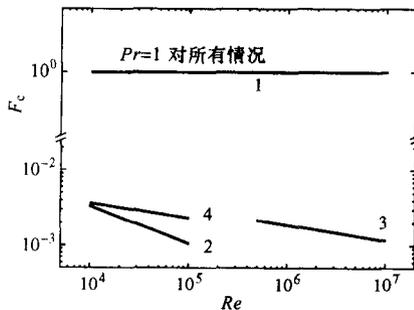


图 1-6 不同对流换热情况的场协同数

1— $F_c = 1$ ，完全协同；2— $F_c = 0.332Re^{-0.5}$ ，平板层流边界层；3— $F_c = 0.0296Re^{-0.2}$ ，平板湍流边界层；4— $F_c = 0.023Re^{-0.2}$ ，湍流管流

此时我们称对流换热中的速度场与热流场完全协同。它的物理意义是，速度场与热流场配合最好，即协同程度最高，它是在流速和流体物性不变的条件下换热强度可能达到的最大值，即场协同数 $F_c = 1$ ，它给出了对流换热强度的上限 (在 Re 、 Pr 一定时)。

现在让我们讨论一些典型对流换热情况的场协同程度。其场协同数的值及其与 Re 数的关系见图 1-6。

从图 1-6 中可清楚地看到两点：

(1) 对于我们熟知的对流换热情况，其场协同数远小于 1，甚至低 1~2 个数量级。比理想的换热情况有很大差距。这表明现有对流换热模式的场

协同程度很差，还有不少余地可以改进。

(2) 典型对流换热模式的场协同数 F_c 随着 Re 数的增加而减少。这是因为无因次积分值通常都是 Re 数的减函数，也就是说随着 Re 数的增加 Nu 数虽然增加，但协同程度变差，离理想情况愈远。

对流换热中流场与热流场的完全协同有没有可能实现呢？赵天寿 (Zhao, TS)^[8] 在多孔介质换热问题中进行了相关的分析和试验研究。他的分析模型是一可穿透平板放置在半无穷大的多孔介质中，无穷远处温度为 T_i 的流体通过多孔体向上（垂直于平板）流动。平板处具有恒热流加入以加热流体。其分析解为 $Nu = RePr$ ，它表明在这种情况下， Nu 与 Re 和 Pr 确是线性关系。赵天寿的实验示于图 1-7，玻璃珠状可视为多孔介质，水作为工作介质。实验结果示于图 1-8。图中实线代表分析解 ($Nu = Pe = RePr$)，虚线是在多孔介质中热平板层流边界层的分析解。可以看到 Re 很小时（即流速很小时），努谢尔数与雷诺数确实具有线性关系。 Nu 值高于虚线所示的边界层流动。当流速较大时，实验值明显低于理论值，这是由于热板附近流体转向流出时，热流与速度的夹角已不为零，当速度增加时，这部分的作用越来越大，导致换热增强不理想。

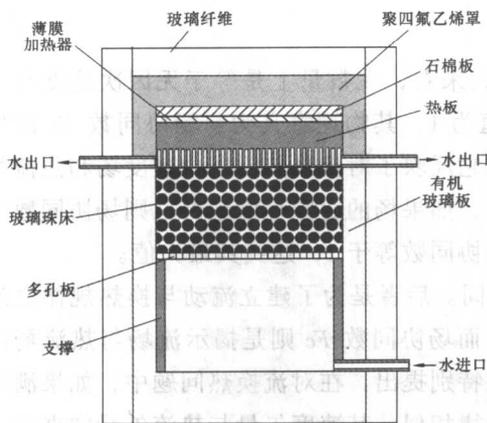


图 1-7 实验装置示意图

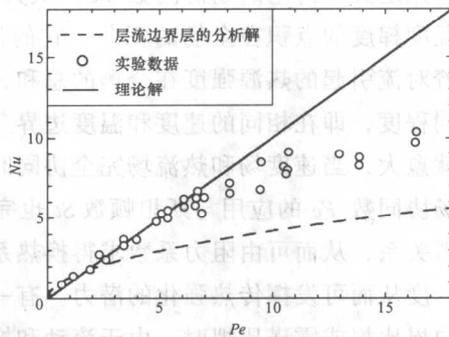


图 1-8 实验结果

(三) 斯坦顿数和场协同数

场协同数 F_c 的表达式与现有文献中斯坦顿数的表达式形式上是完全一样，但是其物理意义和应用却完全不同。斯坦顿数是为了描述和建立流动阻力和对流换热规律的相似性^[9]，对于平板层流边界层流动，其阻力关系式为

$$\frac{c_f x}{2} = 0.332 Re_x^{-0.5} \quad (1-16)$$

其中 c_f 是阻力系数，而斯坦顿数与 Pr 、 Re 的关系式为

$$St_x = \frac{Nu_x}{Re_x Pr} = 0.332 Pr^{-0.66} Re_x^{-0.5} \quad (1-17)$$

$$St_x Pr^{0.66} = 0.332 Re_x^{-0.5} \quad (1-18)$$

式 (1-16) 和式 (1-18) 的右边是完全相同的。所以可求得

$$St_x Pr^{0.66} = \frac{c_{fx}}{2} \quad (1-19)$$

称为科尔伯恩比拟 (Colburn Analogy)。它给出了在平板上层流边界层摩擦和换热之间的定量关系。此比拟同样适用于平板湍流边界层问题。鉴于湍流换热规律远比层流换热复杂，