

# 热流体力学及其应用

过增元

清华大学工程力学系, 北京(邮政编码100084)

**提要** 热流体力学是一门涉及传热学、流体力学和热力学的交叉学科, 并把重点放在讨论热过程对流体流动的影响。它由5部分组成: ①热阻力。在某些情况下热阻力的存在对通道中的流体流量和换热系数有重大影响。借助于热阻力系数的定义和分析表达式, 不仅可以预示单相通道流中的压力降, 而且能用简便的方法预示气-液两相通道流中的压力降和临界热流。②热绕流。运用“虚质量源”和“热偶极子”的概念, 对热绕流现象进行了分析和数值研究。它可在热除尘、粒子样品收集和热设备中流量分配等方面获得广泛的应用。③热驱动。不仅在重力场中, 而且在如离心力场、表面张力场和电磁力场中也存在着热驱动流。着重讨论了流体运动的起因及其带来的后果, 它包括环境污染、传热强化和同位素分离系数的提高等。④热不稳定性。重点讨论了热不稳定性的物理机理。用各种动力学方法所得到的流动不稳定性的临界准则对材料加工、热减阻、水源热污染等都是十分重要的。⑤热优化。研究了基于熵产生最小(热力学第二定律)为目标函数的流动和传热过程的优化。探讨了在一定条件下热力学第一定律效率和第二定律效率的内在联系。

**关键词** 传热学; 流体力学; 热力学; 热流体力学

## 1 引言

无论是常规产业的发展, 还是高科技的推动, 都不断地要求科学与技术的融合和各学科之间的交叉。这是因为各学科发展越深入, 触角伸得越长, 相互触及和扭结的机会就越多, 从而需要研究它们之间的内在联系。因此大批边缘学科的涌现是当代科学技术发展的趋势。著名的德国物理学家普朗克说过: “科学是内在的统一体, 它被分解为单独的部门不是由于事物的本质, 而是由于人类认识的局限性。”同是由物理学科分化出来的子学科, 如热力学, 流体力学和传热学, 都各自在纵深方向取得了长足的发展。本文试图讨论热力学、流体力学和传热学之间相互耦合、相互影响的部分, 特别是系统研究热现象对流动规律的影响, 并在新的层次上进行综合, 从而可望逐步发展成为一个新的交叉学科——热流体力学。热流体力学的出现不仅反映了学科的新发展, 而且为发展新的应用技术开辟了广阔的前景。

流体力学是对流换热的基础, 这无论在大学教学或科技领域中已为大家所公认。这是因

为在很多流动和热过程同时存在的问题中，如果不考虑物性随温度的变化，则先求解连续方程和动量方程就能获得流动图案。在此基础上再求解能量方程，最后可获得温度场和传热关系式。也就是说流场决定了温度场。当流体物性随温度有明显变化而不能忽略时，通常采用的办法是对常物性假定基础上所得结果进行修正（例如用参考温度法、物性比率法），或者直接求解变物性的微分方程组。可是，应该看到还存在着那样一些现象，即在流动和热过程耦合问题中，热现象起着主要的，甚至是决定性的作用。这时，对常物性假定基础上所得结果的修正或变物性微分方程组的直接求解都不能揭示耦合现象的物理本质，而热流体力学将系统地研究热现象、热过程对流动过程的影响和作用，特别着重讨论这种作用的物理机理，揭示其内在的规律，并形成一类新的热控制技术。

在传统的传热学和流体力学学科中应用热力学原理，通常表现在应用热力学第一定律而得到能量守恒方程。实际上，热力学第二定律的定量分析对于传热和流动过程的本质认识，以及流体机械和传热设备中可用能的优化分析，起着更为重要的作用。

作为涉及热力学、传热学和流体力学并系统研究热现象对流动规律影响的交叉学科——热流体力学，将由5个部分所组成：①热阻力。加热无粘通道流将产生压力降，或称热致压力降。②热绕流。加热运动流体将导致绕流现象，或称热致绕流。③热驱动。不同体积力场中加热引起的流体流动（包括二次流），或称热致流动。④热稳定性。不同体积力场中加热引起流体运动的起始或流体运动形态的改变，或称热致不稳定。⑤热优化。运用热力学第一和第二定律优化流动和传热过程。它将在流体控制、减阻、强化传热、环境保护、核安全、热设备优化等方面有广泛应用前景。有一点要说明的是，国外曾出版过为数不多的，题为热流体力学的教科书。例如Pefley<sup>[1]</sup>和Reynolds<sup>[2]</sup>的著作。但它们基本上是流体力学教科书，仅在不同程度上增加了一些热力学和传热学的内容，而并没有揭示新的规律性的东西。本文所提出和讨论的热流体力学，无论从其内容或体系来看，和它们是完全不同的。

## 2 热阻力

2.1 热阻力的物理机理及其对流动的影响 图1所示的流动系统中，等截面通道与一无

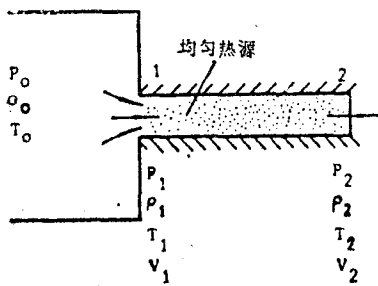


图1 一维通道热阻力示意图

穷大容器相联。容器中的压力高于等截面通道出口处的环境压力（以下简称背压），从而造成气体从容器经过等截面通道流向环境。现在讨论当在等截面通道中气流被加热时对流动的影响。笔者<sup>[3]</sup>在无粘一维稳态的条件下建立了联系截面1和2处参数的守恒方程组。通过求解得到了以下关系式：

$$\Delta p = p_1 - p_2 = \rho_1 V_1 (V_2 - V_1) \quad (1)$$

$$\xi = \dot{m}_h / \dot{m}_c = 1 / \sqrt{1 + \text{He}} \quad (2)$$

从式(1)中可以看到，气流受热膨胀导致加速( $V_2 > V_1$ )，这样必然使 $p_1 > p_2$  ( $\Delta p > 0$ )。这意味着对于无粘流动，单纯由于加热也能形成通道压力降，我们把它称为热阻力。其物理机理为：热加速动量变化导致压力降。在式(2)中， $\dot{m}_h, \dot{m}_c$  分别代表等截面通道中加热后与加热前的质量速度，He 是无量纲加热数 ( $\text{He} = s / C_p T_0$ ,  $s$  是单位流体质量所受的加热量)。可以看出，只要有加热 ( $\text{He} > 0$ )，通道内流量就将减小。当加热量趋于无穷大时，通道质量流量趋于零，即通道流将完全被阻塞。这种

热阻塞现象，对于热阻力的存在是一个明显的证明。需要说明的是，这里研究的热阻塞现象与 Shapiro<sup>[4]</sup>和其它气动力学书籍中讨论的热阻塞现象是不同的。他们讨论的现象是，只有当加热到通道出口马赫数等于1以后才产生热阻塞。而这里的情况是，只要有加热，质量流量就减小，即出现热阻塞现象。

笔者与布卫红等<sup>[5,6]</sup>讨论了等截面通道流受热后出口马赫数的变化。分析结果表明，加热将导致出口马赫数的降低，此现象同样说明了热阻力的存在，而且当加热量很大时，出口马赫数将趋近于一个小于1的极值( $M_2 = \sqrt{[(p_0/p_2) - 1]/k}$ )。这似乎与传统的概念和结论(加热使亚音速通道流出口马赫数增加，直至等于1为止)相矛盾。其实这种差异来自于所研究流动系统的给定条件不同。Shapiro<sup>[4]</sup>等是在通道流进口参数保持不变下讨论问题的(这类问题在50年代是以冲压喷气发动机作为背景)，而这里研讨的如图1所示系统，其条件为进口滞止参数和背压保持不变(这类问题主要以实验室或工业设备中流通系统作背景)。文[5]还给出了这两种不同条件下加热对通道流性能变化的系统的对比。

2.2 热阻力系数 鉴于加热通道流可产生压力降，如流体力学中常用的摩擦阻力系数和形状阻力系数那样，就可定义一个热阻力系数<sup>[3,5]</sup>

$$C_t = (p_1 - p_2) / (1/2) \rho_2 V_2^2 \quad (3)$$

通过方程组的求解<sup>[5]</sup>可求得热阻力系数是加热数和马赫数的函数

$$C_t = 2 \left[ 1 + \text{He} - \frac{(1 + k M_2^2) \left( 1 + \frac{k-1}{2} M_2^2 \right)}{(1 + k M_1^2) \left( 1 + \frac{k-1}{2} M_1^2 \right)} \right] / (1 + \text{He}) \quad (4)$$

其中， $M_1, M_2$ 分别是通道进出口马赫数，它们都是压力比  $p_0/p_2$  和加热数  $\text{He}$  的函数。如果  $p_0/p_2$  较临界压力比小得多时，上式可简化为

$$C_t = 2\text{He} / (1 + \text{He}) \quad (5)$$

这样，关系式(5)提供了一个十分简便的方法来计算由于加热引起的压力降。这对于工程设计很有实用价值。通道流计算粘性阻力的程序为  $\text{Re} \rightarrow C_f \rightarrow \Delta p_f$ ，我们这儿计算热阻力时有类似的程序，即  $\text{He} \rightarrow C_t \rightarrow \Delta p_t$ ，其中  $C_f, C_t$  分别为摩擦阻力系数和热阻力系数； $\Delta p_f, \Delta p_t$  分别为粘性和加热引起的压力降。

文[7]讨论了粘性阻力和热阻力同时存在时，热阻力的相对重要性的问题。从管内受热粘性可压缩湍流的微分方程组出发进行数值计算。其特点为把粘性引起的压力降  $\Delta p_f$  和加热引起的压力降  $\Delta p_t$  从总压力降中分离出来，从而把结果整理成两种压力降的比值是加热数  $\text{He}$  的函数，而通道的长径比作为参量(图2)。可以看到，当  $\text{He}$  较大(例如  $\text{He} > 2$ ) 而  $L/D$  较小时，热阻力是主要因素，甚至可以忽略粘性阻力。当然，当  $\text{He}$  很小时热阻力可以忽略。而在很大范围内，热阻力与粘性阻力具有同一量级。

文[8]通过大量数值计算的算例表明，在粘性阻力存在条件下，热阻力系数表达式(5)

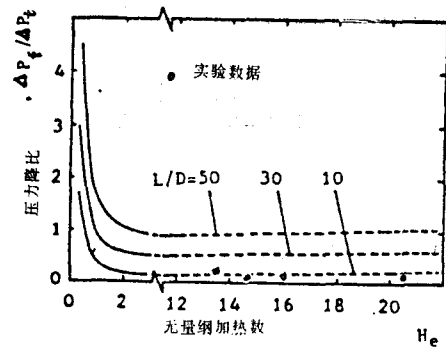


图2 压力降比随加热数的变化

仍能近似适用。这样，就可以通过简便的热阻力计算而求得粘性压力降（借助于图2），最后可近似求出通道内的总压降。

2.3 自然对流中的热阻力 在竖通道自然对流的研究中，通常采用 Boussinesq 假定。即除浮力项之外，其它各项中的物性都看作为常数。桂业伟等人<sup>[9-11]</sup>系统地研究了物性变化对平板竖通道自然对流的影响。从基本方程组出发，当通道流达到充分发展时，求得了以下关系式：

$$M_{var} = M_{con} / (H_V + 1)^3 \quad (6)$$

$$Q_{var} = Q_{con} / (H_V + 1)^3 \quad (7)$$

其中， $M = bm / (\rho_\infty l v_\infty G_r)$  是通道中的无量纲质量流量， $Q = bq / [\rho_\infty C_{p,\infty} l v_\infty (T_w - T_\infty)]$  是无量纲换热量，而  $H_V = (T_w - T_\infty) / T_\infty$  是反映加热强度的参数，下标 var 和 con 对应于变物性影响和常物性结果。从式 (6)，(7) 可以看到，考虑物性变化影响时，其质量流量和换热量都将降低。而且由于因子  $(H_V + 1)$  是以 3 次方出现的，所以很小的  $H_V$ ，亦将对通道流量和换热量有明显的影响。（例如，当  $T_\infty = 300\text{K}$ ， $\Delta T = 30\text{K}$  时用 Boussinesq 假定所计算得到的质量流量和换热量将偏高 30% 左右。）因此，竖通道自然对流问题中，变物性影响是不能随便忽略的。

图 3 给出了等壁温竖平板通道中有量纲抽吸流量随温差变化的曲线。传统的概念是，当壁与环境的温差  $\Delta T$  增加时，浮升力增加，因此抽吸量必然单调地增加。可是，从图 3 中可看到，当  $\Delta T$  超过一定值时，温差的增加反而导致通道中流量的降低。这种现象反映了变物性的影响，桂业伟<sup>[10]</sup>作了进一步分析表明密度  $\rho$  的变化起决定性的作用，也就是说热阻力的存在起着主要作用。

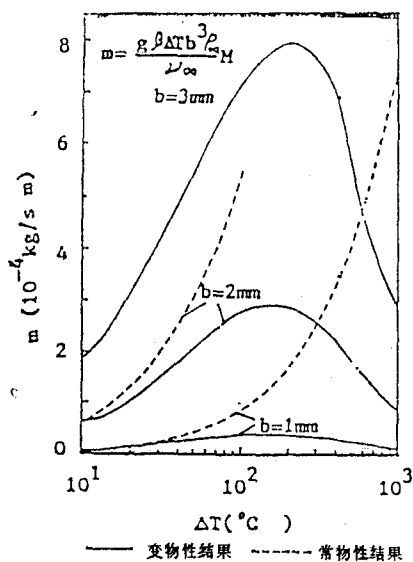


图 3 质量流量随温差的变化

当竖通道自然对流是以热流作为边界条件时（很多电子、电器设备和核燃料元件都是这种工况），若考虑热阻力影响，则通道壁温就会产生飞升现象，也就是说，当壁面热流超过一定值时，通道就将被烧毁。这意味着，通道可压缩流体自然对流中亦存在着一个临界热流量（按传统的认识，只有在流体沸腾过程中才有壁温飞升或临界热流量的现象）。文[9]导得了形成壁温飞升的临界参数关系式

$$H_{V,c_r} = 0.237 \sqrt{Ra} \quad (8)$$

此现象对电子器件的热设计、肋片式散热器的布置提供了新的准则，特别是对于电子元件或散热器要求布置紧凑，充分利用空间时，这准则显得尤为重要。

2.4 对流沸腾中的热阻力 由于热阻力的物理机理是加热使密度降低而加速，所以可以预料在对流沸腾中，加热使液态变为汽态时，密度变化更为剧烈，因此必然形成明显的热阻力。

在对流沸腾中热阻力形成的压力降，其物理实质就是二相流传热中的术语“加速压降”。

可是,通常把(例如 Owens<sup>[12]</sup>方法)加速压力降分解为三个部分,即沿通道的气态密度变化,液态密度变化和干度变化对加速压力降的贡献。这样,很难得到它的分析表达式,或者必须采用离实际较远的假定而取得近似表达式。

吕东明等<sup>[13]</sup>应用热阻力的概念,在均相模型的前提下引进了压缩因子 $Z$ 。最后从基本方程出发,求得了对流沸腾中热阻力系数的分析表达式

$$C_t = 2 \left( 1 - \frac{Z_{2e}}{Z_2} \frac{1}{1 + Hc} \right) \quad (9)$$

其中, $Z_2, Z_{2e}$ 分别表示出口截面处的压缩因子和当量压缩因子。由此表达式求得压力降(即加速压降,示于图4),并与Owens方法的结果相比较。从图中可以看到,二者符合较好。而用热阻力的概念(即采用式(9))

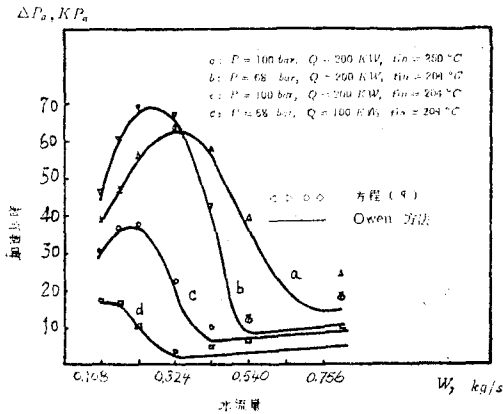


图4 加速压降随流量的变化

计算加速压降的优点为:概念清楚;工程应用方便;适应范围宽。

2.5 其它方面应用 热阻力是通道流受热时必然存在的基本现象,因此其应用面很广。只是近年来才提出这个概念,很多应用领域还有待推广和开发。下面只简单介绍已做过的一些应用实例。①燃烧室压降计算。王涤飞<sup>[14]</sup>采用热阻力的概念,推导了燃烧室压降计算公式,比现存方法简便得多。结果还表明热阻引起的压降比粘性引起的压降大得多。②超音速通道流的加热。刘志宏等<sup>[15]</sup>采用分析计算的方法求得了通道超音速流加热时的流谱图,随着热阻力的增加(即随着加热量的增加),通道出口处的斜激波将变为正激波,然后激波向上游推进,直至在喷管喉部处消失。这意味着即使压力比大大超过临界压力比,也无法获得超音速流。这些现象和结论对于超音速燃烧、高压气吹断路器的熄弧过程分析有重要意义。③自然对流沸腾的临界热流量。夏春林等<sup>[16]</sup>运用热阻力的概念求得了自然对流沸腾的临界热流量的表达式,它对于反应堆事故状态时的散热能力、窄通道沸腾时换热情况分析有重要实用意义。④新型高压气吹断路器。通道流中当进行强度很大的瞬态加热时,甚至会出现“反流”(改变流动方向)现象,可把它称为“超阻塞”现象<sup>[17]</sup>。在过去气吹断路器设计时必须避免它的发生,因它将降低断路器的开断能力。但近年来,有些研究工作者<sup>[18]</sup>想办法利用这种“超阻塞”现象在上游积储能量,然后在电弧过零期间释放以改善断路器的结构和性能。文[19]中详细计算了出现“反流”时的各种参数条件。

### 3 热绕流

3.1 热绕流的概念及其物理机理 如果把均匀来流遇到一扰动源从而绕过此扰动源的流动称之为绕流,那么绕流现象可以分成三类:①实体绕流:无粘流绕过一个物体的流动,这是最常见和熟知的流动;②粘性绕流:当来流流经一无限薄、零攻角、有限长的平板时,在前部因粘性滞止而使流线抬

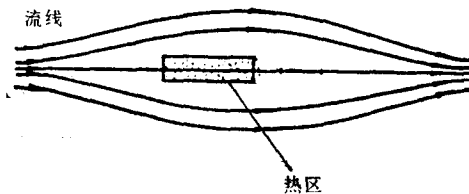


图5 热绕流示意图

高，而在尾流区其流线又逐渐恢复到原来水平位置处；③热绕流：当来流遇到热区（或热源区）时，部分气流穿过热区，而有相当大部分的气流将绕过热区而流动，如图 5 所示。我们把第③种现象称为热绕流。

如前所述，通过热区的流体必然要经受一种热阻力而形成压力降，通过冷区的流体则由于忽略粘性而无压力降，为了保持在与来流垂直方向上的压力平衡，必将迫使有更多的流体通过冷区，也就是说，进入热区的流体必将部分地被排挤入冷区中而形成热绕流。因此，与热阻力一样，热绕流的物理机理也是对流过程受热后的密度变化所致。

3.2 虚质量源 加热引起的阻力和绕流现象，可以和质量注入气流中的情况相比拟。以加热对外流流动的影响为例，对外流势流的影响可以比拟为边界上有质量注入时的情况。

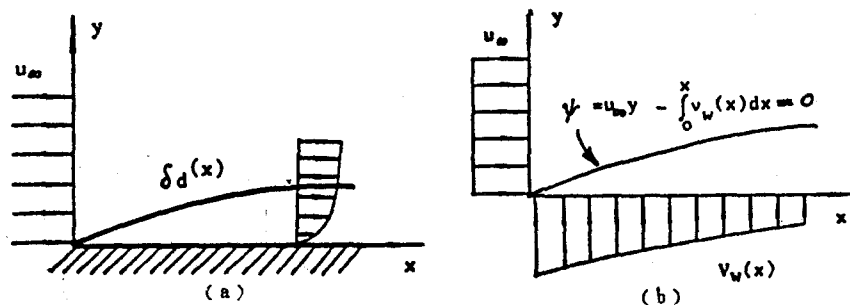


图 6 壁面加热与质量注入的比拟

图 6(a) 是流体经过零攻角平板时位移厚度的轮廓线。图 6(b) 是平行来流和边界供气的无粘流，可运用流函数叠加原理来描写整个流场。如把零流线 ( $\phi = 0$ ) 取在图 6(a) 中的位移厚度轮廓线上，就可模拟对外流势流的影响，这样，等效的质量线源强度可求得<sup>[5]</sup>为

$$v_w(x) = u_\infty \frac{d\delta_d(x)}{dx} \quad (10)$$

其中， $\delta_d(x)$  是实际问题中的位移厚度， $u_\infty, v_w(x)$  相应地为来流速度和边界供气速度。

文 [5] 中还讨论了可压缩边界层内的流场可用边界上有质量注入时的不可压缩边界层内流场直接比拟，通过方程的求解，可求得虚质量源强度为

$$\bar{v}_w = (1 - S) \bar{u}_e \frac{d\bar{u}_e}{dx} / \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \quad (11)$$

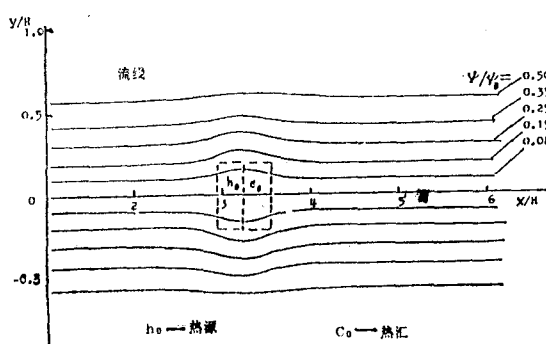


图 7 热偶极子流动

其中各符号上的横杠代表经过 Illingworth-Stewartson 坐标转换后的参数。 $S = H/He$  是无量纲焓， $\bar{u}_e$  代表外流速度。这样，就可以把变物性边界层问题转化为边界有质量注入的常物性问题了。

3.3 热偶极子流 众所周知，当均匀来流流经一个质量偶极子时，就会形成质量偶极子流，它由圆内和圆外两部分组成。圆外部分犹如平面平行来

流经圆柱体的流动。现在我们观察以下条件下的流动情况：在轴线上有一个热源和一个热汇。它们强度足够大，且紧挨在一起，平行来流流过热源时流线必将抬高，而流经热汇时，流线必将下沉。丁中涛<sup>[20]</sup>通过数值求解，得到了图7所示的流场。在热区外的流动，也类似于平面平行流经圆柱体，因此，我们把它称为热偶极子流。

3.4 通道中的热绕流 当通道截面上的加热不均匀时，必然会形成二维流动，即来流遇到加热区时，部分将绕行，由冷区通过。文[3]在合理的简化条件下求得了通过冷区和热区的质量速度比值的近似分析关系式

$$\dot{m}_c / \dot{m}_h = \sqrt{T_{2,h} / T_{2,c}} \quad (12)$$

其中， $T_{2,h}$ 和 $T_{2,c}$ 分别为热区和冷区气流出口温度。例如，当 $T_{2,h} = 1500\text{K}$ ， $T_{2,c} = 300\text{K}$ 时， $\dot{m}_c / \dot{m}_h = 2.24$ 。可见，气流大部分是绕过热区而在冷区通过的。

3.5 气固二相流中的热绕流 既然加热能使气流绕流，而当气流中含有小颗粒时（颗粒随气流运动），加热也将使气流中的颗粒绕行。当气固二相流流过热壁时，在热壁附近会出现一个空区（即此区域的颗粒浓度很低，并接近于零），相反，流过冷壁时会加速颗粒在壁面上的沉降。过去对此现象的解释<sup>[21,22]</sup>都仅归结为热泳现象——悬浮在介质中的小颗粒受到一个与温度梯度方向相反的作用力而运动。实际上还存在着热绕流的作用。热绕流对小颗粒的作用也是使其向相反于温度梯度方向而运动，但其物理机理完全不同。笮越生等<sup>[23]</sup>从热绕流的观点，理论分析和实验研究了平板气溶胶自然对流热边界层的浓度分布。结果表明，热绕流作用使热板附近处的空区厚度明显增加，此现象可用于进行“热除尘”（对于直径在 $1\mu\text{m}$ 左右的颗粒比较有效），既可应用于各种防尘处理设备，也可用于环境保护要求的颗粒样品采集。

3.6 流体运动中的热斥原理 运动中的流体受热时将发生绕流现象，就好象受到一个向

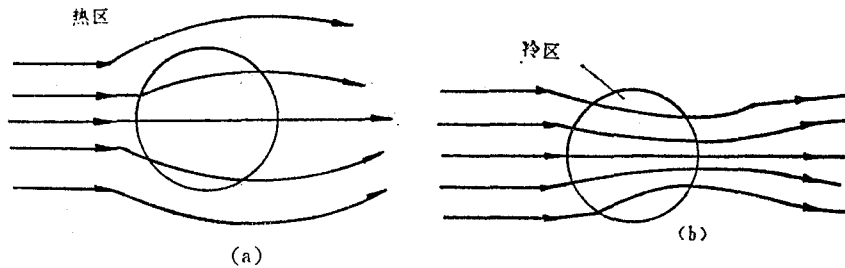


图8 热斥冷吸原理示意图

外排斥的力，如图8(a)所示。流线在热区中不断地被向外排斥。流体流出热区后由于被冷却其流线又逐渐回到原来的水平位置上；与此相反，当运动中的流体受到冷却时似乎受到一个吸引的力，从而把流线收集到冷区中来。当流体流出冷区时，由于受热，其流线又逐渐回到原来位置上，见图8(b)。我们把这类现象归纳为“流体运动中的热斥冷吸原理”，即运动中的流体受热将被排斥、冷却将被吸引。

热斥冷吸原理的应用十分广泛：外部流动时的热绕流、冷收集现象；内部流动的热阻塞、冷畅通现象；气固二相流中的热除尘、冷沉降现象；射流混合中的热气流容易被穿透；突扩燃烧室中回流区尺寸随主气流温度增加而减小等现象，

#### 4 热驱动流和热稳定性

热驱动流是指以热过程为起因的一种流动，大家熟知的自由对流就属于热驱动流。然而，自由对流只是重力场下的特例。在其它力场如离心力场、表面力场或电磁力场条件下同样存在着热驱动流。流动稳定性理论的基本想法是：流动中出现的扰动自发增长使得原来的流动类型转变为另一种类型。而所谓热稳定性问题是指热过程是此扰动或此扰动增长的起因并最终促成流动类型的转变。热过程存在导致稳定性的破坏，从而形成新的流动类型（包括从静止态变为流动态），即热驱动流，因此，在很多情况下，热稳定性问题与热驱动流是联系在一起的。

4.1 自由对流 关于自由对流(重力场中的热驱动流)的流动和传热问题已有大量的研究论文和评述文章，这里仅着重讨论它的起始和稳定性问题。自由对流是一种由浮力产生的流动。

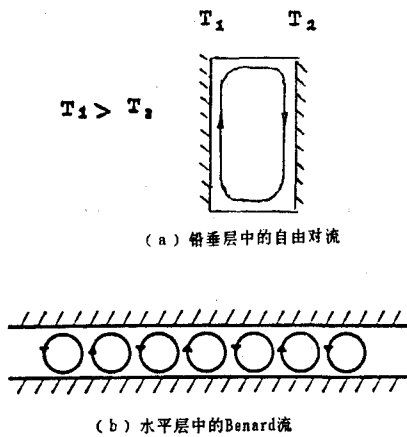


图9 自由对流

但其流动特性与密度变化方向有密切的关系。如图9(a)所示的情况，由于在静止流体中不存在重力与压力间的平衡，因此运动（近热壁处流体上升，近冷壁处流体下沉）总是要发生的。而在图9(b)所示系统中的静止流体，重力与压力梯度是可以平衡的，但这种平衡可以是不稳定的。从而构成了稳定性问题。

4.1.1 Benard 对流 如图9(b)所示系统中的对流常称为Benard对流，是最典型的热稳定性问题<sup>[24]</sup>，其中浮力是失稳的因素，而粘性摩擦和热传导是对抗不稳定的因素。只有当 Rayleigh 数

$$Ra = \rho \beta g C_p (T_2 - T_1) / \nu k > 1700$$

时<sup>[25]</sup>运动才起始。在流动中形成若干个热的上升区和冷的下降区，图案如图9(b)所示，形成了 Benard

涡胞。随着 Ra 数的增加，规则的涡胞式流动图案将发生变化，直至形成湍流对流。

4.1.2 绝热梯度 在地球物理学的问题中，静止流体铅垂方向的压力变化不再能忽略，从而形成温度下高上低，而粘性热传导却可不予考虑。这样，大气中的热不稳定性的准则不

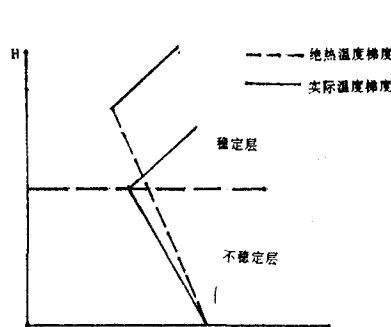


图10 大气中的绝热梯度

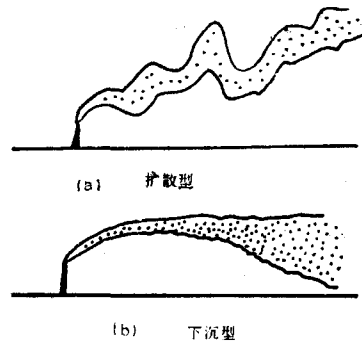


图11 大气层稳定性对空气污染的影响

再是 Ra 数而是绝热梯度  $-\partial T/\partial z = \beta g T/C_p$ ，其中  $z$  是铅垂方向。这个准则在实验室中很容易得到满足，而在大气尺度中，它决定了对流的起始即当负温度梯度小于绝热梯度时，甚

至当温度上高下低时，称它们为逆温层，这时大气层是稳定的。反之，将形成大气对流。大气层的稳定性问题对环境污染有重大影响。如图 11(a) 所示，大气层的不稳定使烟囱排出的污染物很快向上和向外扩散，对环境污染最小。而在图 11(b) 所示的情况下，大气层的下层不稳定，上层稳定。此时烟囱排出的污染物，无法向上扩散而大量地向烟囱附近地面传播，这种情况对环境污染最为严重。1952 年英国伦敦在 60—150 米之间出现了逆温层，家庭取暖产生的污染物积聚在地面附近造成了 4000 多人的死亡；1948 年美国宾州的多诺拉在 210—340 米之间形成逆温层，由于工厂排污而造成 40 多人死亡，上千人得病。由此可见城市规划和局部气候控制的重要性。

4.1.3 分层流的稳定性 平均密度在铅垂方向上有变化的水平平均流动占主导地位的流动称为分层流动。分层流的速度梯度能导致湍流的产生，而铅垂方向密度梯度的影响取决于它的符号。如果密度沿向上的方向增大，浮力将加强湍流；如果密度沿向上的方向减小，则浮力将抑制湍流。反映分层流稳定性的准则为 Richardson 数<sup>[26]</sup>

$$Ri = -g \left( \frac{d\rho_0}{dz} \right) / \rho_0 \left( \frac{dU}{dz} \right)^2 \quad (13)$$

它代表了惯性力和浮力的比。当 Ri 数大于 0.45 时湍流几乎完全被抑止了。在晴天的傍晚，辐射使地面冷却从而使地面风速变小的现象正是由于底层气体冷却而使湍流受到抑止，即减小了上层对地面层气体的动量传递。

分层流的稳定性对于水质的热污染问题也十分重要，它不仅对水生动植物有很大影响而且也影响电厂的效率。文[27,28]讨论了温度较高的水喷入浅水槽中的重力分层流的问题(图12)。当热水和冷水的温差较小时，惯性力起主要作用，这时不能形成分层流，喷入的

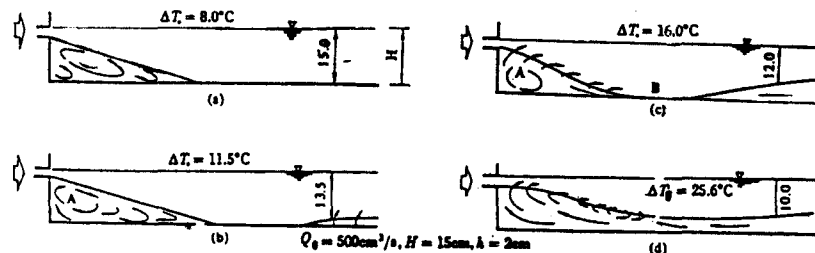


图12 分层流稳定性示意图

热水可直接到达底部，随后与冷水混合，在底角部处形成回流区，见图 12(a)。当温差增大时，在下游某处可形成分层流，见图 12(b)。当温差继续增大时，就能形成完全的分层流，见图 12(d)。

## 4.2 非重力场中的热驱动流

4.2.1 离心力场中的热驱动流 在旋转系统的冷却通道中，流体将受到离心力或科氏惯性力的作用。如果这些力的作用方向与通道中流体流动方向相平行，则它们将阻碍或加速流体的运动；如果这些力的作用方向与流体流动的方向相垂直，它们将引起通道中的“二次流”，而这种二次流必然改变通道中的流场和温度场，从而使阻力和传热特性发生变化。在图13中给出了热驱动二次流的形状及其对一次流的速度场和温度场的影响。其中 (a) 表示弱二次流，(b) 表示强二次流，可以看到，二次流的出现使轴向流量偏向体积力的一边，壁面处的

温度梯度增加，也就是说热驱动二次流强化了换热。

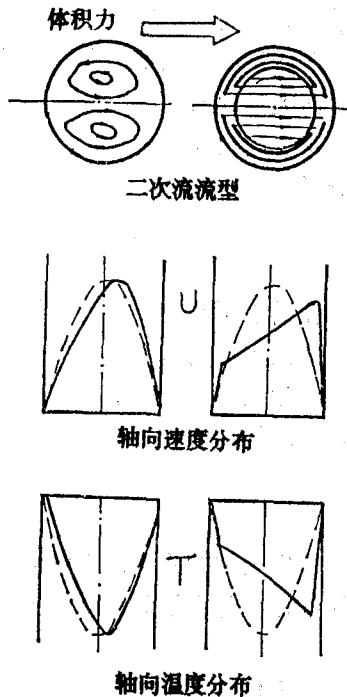


图13 旋转管道中的热驱动二次流

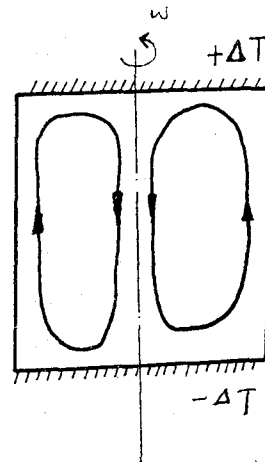


图14 离心机中的热驱动二次流

对于如图14所示装有流体的圆筒，它绕铅垂对称轴旋转。由于存在着离心力场，从而造成了径向的压力和密度分布。如果使圆筒顶盖的温度稍高于底板，就能形成图中的热对流。应该指出的是，这决不是重力引起的对流。其物理机理为：离心力场中的力平衡因温度场的出现而被破坏。当顶板附近流体的温度增高时，其密度和压力就比底板附近流体低，这种差别在侧壁附近比中心部分更为明显，从而形成了外侧向上而中心部分向下流动的二次流。这种热驱动二次流不仅在地转流动中有意义，而且在同位素分离中有重大的应用价值，它能使离心机的分离特性得到很大的改善<sup>[29]</sup>。

4.2.2 其它力场中的热驱动流 在表面张力场中，由于表面张力对温度很敏感，所以温度场的不均匀也将导致流体的流动，例如焊接熔池中的金属液流，高纯单晶熔化悬浮区中的对流，都是表面张力热驱动流的典型实例。它们对工艺质量都有很大影响。尤其是单晶生长过程中，对流将使单晶纯度降低<sup>[30]</sup>。当前航天技术的无重力场或微重力场中新材料的制备是重大研究课题，在这种条件下，研究表面张力所引起的流动就显得更为重要。

炽燃的等截面电弧弧柱中，自磁力（电磁力）的作用使弧柱内的压力高于外界，即弧柱中的电磁力由压力梯度所平衡。当弧柱轴向某处受到冷却时，其直径将变小，例如，在电极附近的弧柱直径总是要小一些（因电极的温度总是低于电弧的温度），从而形成弧柱中轴向上的压力梯度，最后导致形成了从外部抽吸气体并沿轴向上的流动，它对于电弧等离子体的稳定和工程应用均十分重要<sup>[31]</sup>。

## 5 热优化

衡量一个流动系统或传热系统的效率通常是指基于热力学第一定律的能量利用率，所谓

优化是指从数量上来看能量利用率达到最佳。自70年代末世界性能源危机以来，从质量这个角度去讨论能量利用率显得愈来愈重要，而这种利用率也称为“可用能利用率”或“烟效率”，即热力学第二定律效率。此方法不仅已在能源规划与管理、动力、制冷、石油化工等领域中得到了广泛的应用，而且它可能成为流动、传热过程中的核心定律，并形成自己的新的公理体系<sup>[32]</sup>。所有这些都给热力学第二定律的研究和应用注入了新的活力，并逐渐向交叉学科方向发展。Bejan<sup>[33]</sup>首先系统地讨论了流动和传热过程中的熵产生，熵产生愈小就意味着可用能的损失愈小，这些分析构成了热优化（或热力学优化）设计的基础。

5.1 粘性和传热熵产同时存在的热优化 Bejan<sup>[33]</sup>导得了受迫管流的熵产生表达式

$$\dot{S}'_{gen} = \frac{q' \Delta T}{T^2} + \frac{\dot{m}}{\rho T} \left( -\frac{dp}{dx} \right) = \frac{q'^2}{4T^2 \dot{m} C_p} \frac{D}{St} + \frac{2\dot{m}^3}{\rho^2 T} \frac{f}{DA^2} \quad (14)$$

其中  $\dot{S}'_{gen}$  是单位管长中熵产生速率， $\dot{m}$  是质量流速， $q'$  是传热率， $D, A$  分别为管径和管截面积， $St, f$  和分别为斯坦顿数和阻力系数。等式右边第一项是传热引起的熵产  $S'_t$ ，第二项是粘性引起的熵产  $S'_\mu$ 。可以看到，参数  $D$  和  $\dot{m}$  对等式右边两项的影响具有相反的方向，故必然存在着一个极值，即在某个条件下，其熵产为最小。对于圆管，使熵产最小的最佳 Reynolds 数为

$$(Re)_{D, opt} = 2.023 (Pr)^{-0.071} (B_o)^{0.358} \quad (15)$$

其中参数

$$B_o = \frac{\rho \dot{m} q'}{\mu^{5/2} (\kappa T)^{1/2}}$$

图 15 给出了相对熵产率随相对 Reynolds 数的变化，其中参数  $\phi$  代表粘性和传热引起熵产之比。从图中可以看到，当稍偏离最佳 Reynolds 数时，熵产增加很快，尤其是当  $Re > Re_{D, opt}$  更是如此；当  $S' = S'_{min}$  时， $\phi = 0.144/0.856 = 0.168$ ，表明粘性引起的熵产只能占 14.4%，因此，采用以粘性阻力为代价的换热强化措施受到了限制。

对于外流问题，在总换热量一定的条件下，物体特征长度  $L$  的增加将使传热引起的熵产减少，但使粘性引起的熵产增加。因此，亦必然存在着一个最佳的特征长度，使总熵产最小，其最佳雷诺数为

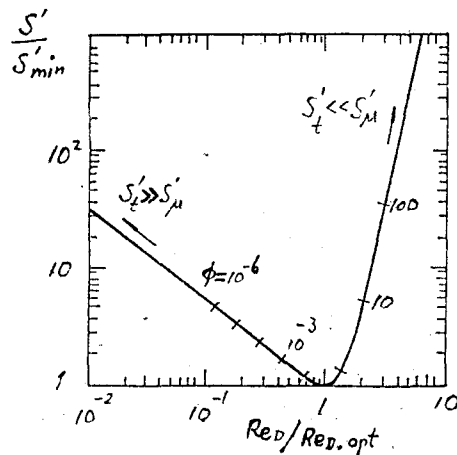


图15 光滑管中的相对熵产率

$$(Re)_{L, opt} = 2.193 (Pr)^{-1/3} \frac{q'^2}{U_\infty^2 \mu \kappa T_\infty} \quad (16)$$

对于逆流式换热器，在  $Re$  和流量  $G$  一定的条件下，管道的最佳几何尺寸为

$$\left( \frac{4L}{D} \right)_{opt} = G_* \left[ \frac{\tau}{(R/C_p) f St} \right]^{0.5} \quad (17)$$

其中,  $\tau = |T_2 - T_1| / \sqrt{T_1 T_2}$ ,  $T_1, T_2$  分别为冷热流体的进口温度,  $G_* = G / \sqrt{2\rho\dot{q}}$ .

5.2 温差场布置的优化 对不同类型的换热器, 笔者在忽略粘性引起熵产的条件下进行了熵产计算<sup>[34]</sup>. 图16给出了顺流和逆流换热器的熵产数 $N_s$ 随传热单元数 $NTU$ 的变化规律. 可以看到, 在同样条件下, 逆流换热器的熵产要比顺流换热器小得多. 当以单位有效度所引起的熵产进行比较时更是如此. 叉流换热器熵产的计算结果则是介于它们两者之间. 当我们改变叉流换热器的流体进口温度分布时, 发现了这样一个规律, 即如果叉流换热器中的温差场愈均匀, 则换热器的熵产就愈小.

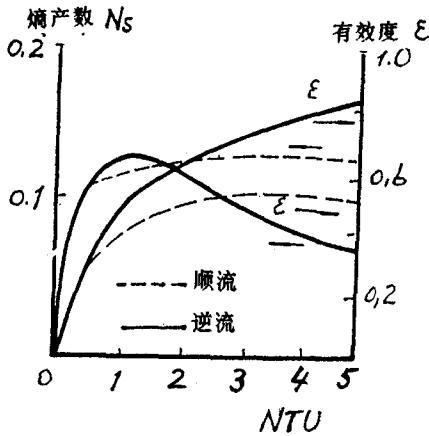


图16 顺流和逆流换热器的熵产数

图16给出了顺流和逆流换热器的熵产数 $N_s$ 随传热单元数 $NTU$ 的变化规律. 可以看到, 在同样条件下, 逆流换热器的熵产要比顺流换热器小得多. 当以单位有效度所引起的熵产进行比较时更是如此. 叉流换热器熵产的计算结果则是介于它们两者之间. 当我们改变叉流换热器的流体进口温度分布时, 发现了这样一个规律, 即如果叉流换热器中的温差场愈均匀, 则换热器的熵产就愈小.

5.3 温差场均匀性原理与热力学第一定律和第二定律效率的同时优化 众所周知, 逆流换热器的换热效率(有效度)比顺流换热器高, 而叉流换热器则介于它们两者之间. 但是其原因是什, 除了用对数平均温差的大小来比较以外就没有进一步的解释了. 文[34,35]采用换热器中的温差场均匀性作为热力学第一定律效率高低的判据. 数值计算表明, 叉流换热器中温差场的均匀性(如改变流体进口温度分布)直接反映了有效度的高低, 即温差场愈均匀则有效度就愈高. 采用参数 $\phi$ 来描述温差场的不均匀性:

文[34,35]采用换热器中的温差场均匀性作为热力学第一定律效率高低的判据. 数值计算表明, 叉流换热器中温差场的均匀性(如改变流体进口温度分布)直接反映了有效度的高低, 即温差场愈均匀则有效度就愈高. 采用参数 $\phi$ 来描述温差场的不均匀性:

$$\phi = n \sqrt{\sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n (\Delta T_{i,j})^2} / \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n \Delta T_{i,j} \quad (18)$$

此式来自于把换热器划分为 $n^2$ 个小换热单元, 每个单元的冷热流体的温度为 $\Delta T_{i,j}$ . 当温差场完全均匀时, 则 $\phi = 1$ ,  $\phi$ 值愈大则表示温差场愈不均匀, 数值计算也表明了

$$\phi_{\text{逆}} < \phi < \phi_{\text{顺}} \quad (19)$$

此结果与换热器类型有效度的排列次序是相一致的.

传统的看法认为, 采用强化传热的措施, 虽然提高了换热量, 但却使熵产增加(可能降低). 因为传热过程中的熵产为

$$\dot{S}_{g,c,n} = -q \Delta T / T^2 \quad (20)$$

也就是说, 热力学第一定律和第二定律效率两者不能兼顾. 然而, 换热器内温差场的均匀性使得热力学第一定律分析与第二定律分析相关. 在相当多数量算例的数值计算的基础上, 我们提出了**温差场均匀性优化原理: 换热器内冷、热流体温差场愈均匀, 其换热效率就愈高, 同时其熵产就愈小.**

温差场均匀性优化原理的应用是显而易见的: ①提供了一个新的换热强化的方法, 即不采用常规方法(如增加换热面、提高放热系数等), 只要采用某些措施使换热器内温差场更为均匀就能提高换热器的换热效率; ②提供了热力学第一定律和第二定律分析的某些相关性, 采用此原理可使热力学第一定律效率与第二定律效率同时优化; ③有可能推广至其它热设备和热系统的优化设计.

## 参 考 文 献

- 1 Pefley R K. Thermofluid Mechanics. N. Y., Wiley-Interscience (1966)
- 2 Reynolds A J. Thermofluid Dynamics. London, Wiley-Interscience (1971)
- 3 过增元, 布卫红, 张冠忠. 工程热物理学报, **6**, 2 (1985): 160—165
- 4 Shapiro A H. 可压缩流体的动力学和热力学 (陈立子等译). 科学出版社 (1955): 192—215
- 5 Guo Z Y (过增元). Thermal drag and thermal roundabout flow in convective problems. Proc. 8th Int. Heat Transfer Conf., San Francisco (1986): 69—78
- 6 布卫红. 流动系统中的热阻力. 清华大学硕士学位论文 (1985)
- 7 布卫红, 过增元. 工程热物理学报, **7**, 2 (1986): 252—254
- 8 吕东明. 热阻力和热绕流的数值计算. 清华大学毕业论文 (1986)
- 9 Gui Y W (桂业伟), Li Z X (李志信), Guo Z Y (过增元). Thermal drag in channel natural convection. Proc. 2nd Int. Symp. on Heat Transfer, Beijing (1988): 95—103
- 10 桂业伟. 平板竖通道自然对流. 清华大学博士学位论文 (1988)
- 11 Guo Z Y, Li Z X, Gui Y W. Channel natural convection air cooling. Proc. 20th Int. Symp. Int. Centre for Heat Transfer and Mass Transfer, Dubrovnik (1988)
- 12 Owens W L. Two phase pressure gradient, in International Development in Heat Transfer, Part II, ASME (1961)
- 13 Lu D M (吕东明), Guo Z Y. Thermal drag in gas-liquid two phase flow systems under heating. Proc. 2nd Int. Symp. on Heat Transfer, Beijing (1988): 332—337
- 14 王涤飞. 私人通讯 (1987)
- 15 Guo Z Y, Liu Z H (刘志宏). Flow patterns and thermal drag in supersonic duct flow under heating. Proc. 4th Asian Cong. of Fluid Mechanics, Hong Kong (1989)
- 16 Xia C L (夏春林), Hu W L (胡艳林), Guo Z Y. Thermal drag in natural convection boiling. ASME Winter Meeting, San Francisco (1989)
- 17 布卫红, 过增元. 高压电器, **5** (1988): 12—18
- 18 Ushic T. IEEE Winter Meeting (1981): 150—152
- 19 Bu W H (布卫红), Fang M T C, Guo Z Y. The behavior of ablation dominated D.C. nozzle arcs. Proc. 9th Int. Conf. on Gas Discharges and their Applications, Italy (1988)
- 20 丁中涛, 常海萍, 董为民, 过增元. 热绕流现象的实验和数值研究. 中国工程热物理传热传质年会 (1989)
- 21 Talbot L, Cheng R K, Schefer A W, Willis D R. *J. Fluid Mechanics*, **101** (1980): 737—749
- 22 Epstein M, Hauer G M, Henry R E. *J. Heat Transfer*, **107** (1985): 272—284
- 23 过增元, 竺越生. 竖板气溶胶自然对流中的热泳研究. 中国工程热物理传热传质年会, 四川峨嵋 (1987)
- 24 Tritton D J. *Physical Fluid Dynamics* (1st ed). Clarendon Press, Oxford (1988)
- 25 Chandrasekhar S. *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability*. Oxford (1961)
- 26 Tritton D J. *Physical Fluid Mechanics*. Van Nostrand Reinhold Company, New York (1977). 物理流体力学 (董务民等译). 科学出版社 (1986)
- 27 Ni H Q (倪浩清), et al. *Acta Mechanica Sinica*, **1** (1987)
- 28 Ni H Q (倪浩清), et al. *Scientia Sinica, A* **30**, 10 (1987): 1081—1090
- 29 Subbaramayer. Centrifugation, in Villani S. (ed.), Uranium Enrichment, Topics in Applied Physics (1979): 183—244
- 30 Schwabe D, et al. *J. Crystal Growth*, **43**, 4 (1978)
- 31 过增元, 赵文华. 电弧和热等离子体. 科学出版社, 北京 (1986)
- 32 Bejan A. *Mechanical Engineering*, **110**, 5 (1988): 58—65
- 33 Bejan A. *Entropy Generation through Heat and Fluid Flow*, New York, Wiley-Interscience (1982)
- 34 过增元, 严鸿飞. 换热器中的焓产分析. 第2届高等学校工程热物理全国学术会议文集, 武汉 (1986)
- 35 Guo Z Y, Zhou W J (周维强). *J. of Engineering Thermophysics* (1984): 221—229

# THERMOFLUID DYNAMICS AND ITS APPLICATIONS

Guo Zeng-yuan

Department of Engineering Mechanics, Qinghua University (Tsinghua University)

**Abstract** Thermofluid Dynamics is a cross-discipline related to heat transfer, thermodynamics, and fluid dynamics with emphasis on the effect of thermal process on fluid flow. It consists of four parts:

(1) Thermal Drag. In some cases this may strongly influence flow properties, such as mass flow rate, and heat transfer etc. From its definition and the analytical expression of the thermal drag coefficient, it is possible to predict the pressure drop and the critical heat flux of single phase gas flow and gas-liquid two-phase flow in channel under heating in a very simple way; (2) Thermal Roundabout Flow. This is described analytically and numerically using the concept of "false source" and "thermal dipole". Their applications cover the dust remover, particle collector and control of mass flow distribution in thermal devices; (3) Thermal Drive, which can appear in miscellaneous force fields, for instance, centrifugal forces and surface tensions as well as the gravitational field. The origin of the flow and the consequent effects including the heat transfer enhancement, environmental pollution and increase in isotope separation efficiency are emphasized; (4) Thermal Instability. Its physical mechanism is discussed. Various dynamic approaches are used to obtain the critical criterion of instability which is important for material processing, drag reduction and thermal pollution of water sources.

**Keywords** *heat transfer; fluid dynamics; thermodynamics; thermofluid dynamics*

---

## 第3届全国湍流与流动稳定性学术会议征文

中国力学学会第3届全国湍流与流动稳定性学术会议将于1991年10月8—11日在天津召开。会议期间还将组织湍流研究新进展和前沿问题的专门研讨会。

**征文范围:** ①流动稳定性, 分叉, 浑沌; ②湍流的统计理论; ③湍流的数值模拟; ④湍流相干结构(拟序结构); ⑤湍流模式及其应用; ⑥湍流的实验研究和测量技术; ⑦湍流的控制; ⑧湍流边界层; ⑨湍流在航空航天, 大气, 海洋, 环境, 水利, 石油, 化工及其他工业上的应用。

**日程安排:** ①1990年12月31日前报论文题目, 请寄300072天津大学力学系王振东(可函索正式通知)。②1991年3月15日前向专业组成员之一寄交论文全文或2千字的详细摘要。③1991年4月30日前发出论文录用通知书和出版会议论文集的文稿要求, 不录用的稿件一律不退。④1991年6月30日前寄交按文集出版要求书写或打印的文稿。

中国力学学会湍流与流动稳定性专业组供稿