

232

高效率换热器

[苏] Г. И. 瓦洛宁 E. B. 杜布洛夫斯基 著

乐嘉渝 贾程 译 王业宝 校

国防工业出版社

高效率换热器

沃罗宁 (苏译)
Г.И. 瓦洛宁 (苏译)
〔苏〕 著

E.B. 杜布洛夫斯基

乐嘉渝 贾程 译

王业宝 校

国防工业出版社

内 容 简 介

本书介绍在管道中使工质人工紊流以强化换热过程的理论和实验工作概况；指出制造高效率换热器的基本途径和方法。书中分析了高效率片条式翅片换热面的实验资料，简述了换热器的实验装置，提出试验、整理实验数据并获得翅片特性综合标准关系式的方法以及水-气散热器的计算法。

本书可供航空、动力、化学、汽车拖拉机以及其他机械制造行业的科研、设计部门的工程技术人员参考。

ЭФФЕКТИВНЫЕ ТЕПЛООБМЕННИКИ
Г. И. ВОРОНИН, Е. В. ДУБРОВСКИЙ

Москва

«МАШИНОСТРОЕНИЕ»

1973

*

高 效 率 换 热 器

〔苏〕 Г. И. 瓦洛宁 Е. В. 杜布洛夫斯基 著

乐嘉渝 贾程 译

王业宝 校

*

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

*

787×1092¹/₃₂ 印张 4 83 千字

1981年6月第一版 1981年6月第一次印刷 印数：0,001—3,400册

统一书号：15034·2169 定价：0.43元

出版说明

本书阐明在管道中使工质人工紊流以强化热交换的理论和实验概况，指出制造高效率换热器的基本途径并着重分析了高效率片条式翅片的实验资料。书中还介绍了换热器的实验装置及实验方法，提供了整理实验数据从而获得换热面换热准则关系式的方法，最后介绍了水-气散热器的一般计算方法。

本书可供航空、动力、化学、制冷等工业部门及其他从事热交换设计和制造的工程技术人员及科研人员参考。

本书原系俄文版本。在翻译过程中对书内明显的错误已作更正。由于我们水平所限，难免有错误或不当之处，欢迎读者批评指正。

目 录

I . 关于管道中强化换热过程的理论和实验工作概况.....	1
II . 研究对象和实验装置.....	30
III . 实验数据的整理.....	41
IV . 实验结果.....	50
结论.....	85
附录 1 . 本文所研究的换热面主要几何参数.....	88
附录 2 . 用《明斯克-2》型电子数字计算机整理标准型 换热面的实验数据程序 1	90
附录 3 . 实验研究结果的解析近似值.....	95
附录 4 . 按标准型实验热特性和空气动力特性计算水- 气散热器的方法.....	117
参考文献.....	122

I. 关于管道中强化换热过程 的理论和实验工作概况

概述 目前在整个技术领域内, 动力装置的发展特点是: 大幅度增加单机功率、提高装置的有效效率、强化工作过程、大力提高工质的温度和压力以及增加装置的单位体积功率等。要圆满地解决这些问题, 必须使用完善的换热装置, 来冷却动力装置的工质并利用废工质的热量以及冷却整个设备等。

换热装置技术上的完善程度, 以其外形尺寸、重量、工质流动能耗、热负荷、工艺性、使用性能和成本等来衡量。

在运输用动力装置中, 对其换热器的主要要求是: 体积小、重量轻、工质流动能耗小以及尽量大的换热能力。同时满足这些要求显然是困难的, 因而必须寻求最佳折中工程方案。

减小运输用动力装置换热器的尺寸和重量有各种方法, 评定其是否合理, 须适当地根据一些前提条件。这样, 对换热器便提出了热负荷、流体阻力、工质流量以及工质压力和温度等技术指标。

这些设想是很自然的, 因为它们是由运输用动力装置的特点所决定的。由于一定的管道流速是与一定的换热面型式与布局相适应的, 所以, 在这种情况下, 就不能用增加流速的方法来强化散热。

因为运输用动力装置的换热器,通常采用翅片式换热面,所以我们只研究这种换热器。我们认为,减小通道的水力直径,可使结构更紧凑,但这曾受工艺发展水平及容易引起堵塞危险等原因的限制,这些限制现在已经排除了。我们将研究这样的换热器:在换热器中,以具有很高放热系数 $\alpha_{\kappa 0} = (5 \sim 20)10^5$ (千卡/米²·小时·°C) 的液体(水、液态金属等)为一种工质,而以极小放热系数 $\alpha_{\text{газ}} = (40 \sim 130)$ (千卡/米²·小时·°C) 的空气(燃气)为另一种工质并力求使其放热系数 $\alpha_{\text{газ}}$ 增加时的换热情况。

燃气(空气)的人工紊流是强化散热的一种最现实可行的措施,显然,这与管道单位长度上空气动力阻力的增加有关。现在我们分析,同光滑管道换热器相比,在散热增加同空气动力阻力之间具有何种关系时,就可保证减小换热器外形尺寸和重量。

我们知道,无因次量群(相似准则)间,努谢尔数 Nu 同雷诺数 Re 近一次方成正比,而空气动力阻力 $\Delta p_{\text{го}}$ 同雷诺数 Re 的二次方成正比,于是,对于光滑管紊流区则有:

$$Nu_{\text{газ}} = 0.021 Re^{0.8} Pr^{0.43}$$

$$\Delta p = \xi \frac{Re^2 \mu^2}{2d^5 \rho} l \propto Re^2$$

式中 ρ —— 工质密度 (公斤力·秒²/米⁴)。

可见在紊流通道中强化散热,可使换热器芯体外形尺寸比光滑管道的小一些,这时,有不等式:

$$\frac{Nu_{\text{мг}} p \delta}{Nu_{\text{газ}}} < \frac{\xi_{\text{мг}} p \delta}{\xi_{\text{газ}}} \quad (1)$$

然而在这种情况下,扩大芯体的正面面积,使气流有效截面

$F_{x,so}$ 增加, 由于换热通道长度减小, 则外形尺寸也就减小。但这对运输用动力装置来说, 一般会使换热器在整机中难以布局。此外, 由于气流正面面积增加, 则集气箱的外形和重量势必增加, 这将使换热器芯体外形尺寸和重量减小的优越性全被抵消。

在具有不等式

$$\frac{Nu_{m,yp\delta}}{Nu_{1,x}} \geq \frac{\xi_{m,yp\delta}}{\xi_{1,x}} \quad (2)$$

的情况下, 强化散热比较有利。

现在分析 $\alpha_1 \gg \alpha_2$, 即换热器的传热系数 $K \approx \alpha_2$ 的芯体, 其正面面积 $F_{\phi p}$ 和工质流程 l 以及放热系数 α_2 已给定, 且已知, 当工质流量为 G , 平均温差为 $\Delta\tau$, 芯体中工质压力损失为 Δp 时, 在工质放热系数为 α_2 的光滑通道构成的芯体结构中, 其传热量为 Q 。

在所研究的换热器中, 用紊流管换热面代替光滑管换热面, 这时, 仍用原定的表面几何尺寸(芯体有效截面系数 f_x 、换热面紧凑性系数 Ω 、翅片高度 h_1 、翅片波间距 t_1 和翅片厚度 δ 都保持不变)。对于光滑管和紊流换热面来说, 当准则数具备

$$\frac{Nu_{m,yp\delta}}{Nu_{1,x}} = \frac{\xi_{m,yp\delta}}{\xi_{1,x}}$$

的形式时, 不难断定, 两种换热器具有相同的传热量 Q 。在这种情况下, 紊流面换热器需要的换热面就小些, 这是因为工质所必须的流程 $l_{m,yp\delta}$ 减少了。紊流面换热器的流程 $l_{m,yp\delta}$ 是:

$$l_{m,yp\delta} = l_{1,x} \frac{Nu_{1,x}}{Nu_{m,yp\delta}} \text{ 或 } l_{m,yp\delta} = l_{1,x} \frac{\xi_{1,x}}{\xi_{m,yp\delta}}$$

这时，由于紊流面换热器的工质流程比光滑面换热器的要小，所以，两种换热器的芯体中工质的空气动力阻力是相同的。流程的减少是与空气动力阻力系数的增加成比例的。

于是，在适合公式（2）时，换热管道的长度就减小，而换热器芯体的横截面仍保持不变。

我们看到，当 Nu_{mypo}/Nu_{ia} 和 ξ_{mypo}/ξ_{ia} 的比值差别不大时，几乎不影响换热器芯体横截面的变化，这是因为不太大的气流速度的变化，对流体阻力的影响比对放热系数的影响要大些。

虽然用人工紊流的方法，使管道中散热强化的问题早就引起学者们的注意，并在这方面作了不少工作，但所提出的一些方法，暂时一个也没有广泛推广。

在通道中（主要在圆管中）用人工紊流使散热强化的全部工作，几乎都是纯实验性的，除少数例外，都未给出选择换热面的理论根据。关于在圆管和通道中强化散热工作的最深刻的综合性分析，是由 A. A. 米哈依洛夫、B. B. 包里索夫和 O. K. 加里宁提出的〔8〕。

分析一些书刊中介绍的实验工作可知， Nu_{mypo}/Nu_{ia} 和相应的 ξ_{mypo}/ξ_{ia} 比值变化范围就清楚了，这时， ξ_{mypo}/ξ_{ia} 比值范围极限值是同 Nu_{mypo}/Nu_{ia} 比值范围极限值相对应的。现对上述分析作如下结论：

1. 各种强化散热的方法，尽管它们都力求增加人工紊流放热系数，但是不管在得出的 Nu_{mypo}/Nu_{ia} 和 ξ_{mypo}/ξ_{ia} 的比值上，还是在这些比值同雷诺数的关系上，都存在着很大的差异。

如沙姆斯、A. A. 谢列兹聂夫和 B. M. 塔沃洛夫斯基所

指出的，在紊流区内，同光滑管相比，当雷诺数 Re 满足关系式 $Nu = A Re^n Pr^{0.4}$ 时，随着雷诺数的增加，从它的某一个值开始，不同的圆管表面粗糙度，都会限制幂指数 n 的增加。在沙姆斯和 A. A. 谢列兹聂夫所得到的公式中，幂指数 $n < 1$ ，并与粗糙度有关。而在 B. M. 塔沃洛夫斯基的公式中，对任何大小的粗糙度均为 $n = 1$ 。在这些著作中，对于粗糙管，确定了阻力系数同雷诺数的关系存在一个范围，在这个范围内，实际上它与雷诺数无关。柯乌波研究了大致同 A. A. 谢列兹聂夫相同的粗糙度，却得到了截然相反的结果。按他的资料，努谢尔数正比于雷诺数的幂次比光滑管要小。哈尔斯特鲁波、沙别尔斯基、巴尔特斯和诺埃勒大体上都得到了同样的结论。如 B. M. 塔沃洛夫斯基所指出的那样，研究过那种粗糙度型式的布洛乌里特和曼尔斯，就全部被研究的雷诺数范围内，得到了粗糙管关系式 $Nu/Pr^{0.4} = A Re^n$ 在对数坐标上的一族直线，这族直线与光滑管关系式的直线大致相平行。在矩形通道中，费尔聂利、任诺特和朗谢特也得到了类似的结果〔20〕。在多列赫杰里的试验结果中〔15〕，一方面，像玻力格斯和伦敦那样出现很大区别〔13〕，另一方面，对于沿工质的流动方向上，在翅片波间距一半的地方，作周期变动的翅片三角形通道来说，也有很大的不同。这可由翅片几何参数的不同来解释，而这些几何参数是由其热特性和空气动力特性所规定的。

不过，在资料〔15〕和〔13〕中载有完整的平直翅片的实验特性曲线，比较这些特性曲线，可看到它们几乎是完全一致的。

尽管是在大致相同的条件下进行试验，而所得试验结果

又如此矛盾，这就说明了这些现象的复杂性，初看起来，也说明了一些所谓“次要”因素的重要意义。

2. 凡是当所用的人工紊流法可达到全部紊流或大部分紊流时（粗糙管，波形通道，在矩形通道中安装金属丝、大型缩孔盘、流量孔板和螺旋线等），不等式（1）都成立。

如果通道中人工紊流导致出现断续流动，该流动如斯坦顿、O. C. 费登斯基、费尔德斯契和海洛[16]、玻力格斯和伦敦[13]、多列赫杰利[15]等人的试验所见到的那样，其特点是，贴在通道壁处以及在通道截面的局部或整个周长内，出现很薄的涡流层，则等式（2）成立。

3. 用人工紊流使换热强化的各种方法数量之多及其无根据性（除少数例外），就说明了对上述问题的理解缺乏统一的观点。

只有全面研究人工紊流时发生的过程和它对散热的影响，才能探索使空气动力阻力不大增加的、更为合理的强化散热的方法。

选择通道中人工紊流法的理论根据

观察和分析紊流管流体中，发生的决定放热系数、流体阻力和空气动力阻力的过程以及发生在涡流区及其后面的过程，就可以拟定强化散热的合理方案。

为了强化通道中人工紊流散热，必须选择相应的紊流方法，也就是由均匀流动向脉动流动传递附加能量。总之，必须选择把流体的势能和动能的附加部分，转变成脉动能量的方法以及找到比较合理地引出这些能量的通道截面区段。

正确选择把均匀流能量变为脉动流能量的方法，目前仅有一些在光滑通道中，补充脉动运动动能过程以及在人工紊

流时用各种方法所得到的一些可靠数据。

为了正确选择向脉动运动提供能量的区段，必须了解光滑通道中的紊流机理及其对散热的影响。此外，还必须知道，发生脉动后还有什么现象，脉动在流动中如何扩散，其动能如何，最后又怎样变为热能。这些问题，目前几乎很少研究。

为了研究从壁面到中心流的散热过程，首先要分析附面层内的散热过程。高赫对此作出了最好的论证〔19〕。

在紊流中心区具有大普朗特数时，很薄的附面层却具有很大的热阻，而且附面层内主要是层流，其厚度 δ 实质上与壁面剪应力 τ 有关，该应力是表征流动状态和散热的重要参数。

在光滑通道内，对于等温而且流体动力稳定的液流，压力降只与壁面摩擦力有关。这时的静压力 p_{cm} 沿管长直线下降。由摩擦力引起的局部剪应力 τ ，在距离由 $y = 0$ 变到 $y = r$ 时，实际上，它也按直线规律由 $\tau = \tau_w$ 变为 $\tau = 0$ 。在管长为 L 的一段上，摩擦力平衡时，则

$$\frac{1}{4} \pi d^2 \Delta p = \pi d L \tau_w$$

式中

$$\tau_w = \frac{1}{4} \Delta p \frac{d}{L} \quad (3)$$

对于摩擦阻力系数，确切的达尔西公式为

$$\xi = \frac{\Delta p}{\frac{1}{2} \rho w^2} \cdot \frac{d}{L} \quad (4)$$

由方程 (3) 和公式 (4) 可得

$$\xi = \frac{8\tau_w}{\rho w^2}$$

如果把流动当成一个整体，则类似的结论也是正确的。

普朗特把流动分为两部分：以分子交换为主的壁面附面层和以紊流混合为主的流动中心区。对于粘性的附面层有

$$\tau = \mu \frac{dw_y}{dy} \quad (5)$$

当 $y = 0$ （即在壁面）时

$$\tau_w = \mu \left(\frac{dw_y}{dy} \right)_{y=0} \quad (6)$$

在紊流状态时，附面层厚度 δ 与通道直径相比是微乎其微的，所以，可以认为附面层内一切确定的值，譬如剪应力等，均与附面层厚度无关。

在我们研究的流动范围内，速度分布由两个无因次值所决定：

a) 速度比值

$$\frac{w_y}{w_\tau} = w_\tau \sqrt{\frac{\rho}{\tau_w}}$$

式中 w_τ ——动力速度或剪应力速度

$$w_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}$$

б) 离壁面的无因次距离，它由 w_τ 和类似雷诺数的一个比值组成

$$\tilde{y} = \frac{w_\tau y}{\nu} \quad (7)$$

对于壁面上厚度为 δ 的层流层，无因次距离 $\tilde{y}$ 相应地为 $\tilde{y}_0$ ，这时从式 (7) 可得

$$\delta = \bar{y}_0 v \sqrt{\frac{\rho}{\tau_w}} \quad (8)$$

也就是关系式

$$\delta \propto \frac{1}{\sqrt{\tau_w}}$$

该式对于阐明散热过程有很大意义。高赫在实验中测量了壁面剪应力 τ_w ，并指出在通道中强化散热要遵循关系式

$$Nu \propto \tau_w^{0.45}$$

这与理论分析完全相符。

在紊流中心区，由于运动紊乱，一定流速的气体(液体)微团会进到比本身流速高或低的流线上，由于流动的连续性，混合的流体则应在沿流动的每一个截面上，都应是一致的。冲量交换的影响同粘性介质的影响相似。由此，可写出类似式(5)的中心流关系式

$$\tau = \varepsilon_r \rho \frac{dw_y}{dy} \quad (9)$$

式中 ε_r ——紊流粘度(动量传递系数)。

管中心处液流的比值 $dw_y/dy = 0$ ，所以从壁面剪应力 τ_w 向管中心下降到 $\tau = 0$ 。在附面层内，速度梯度很高，且近乎不变；从紊流中心的边缘向管中心处，梯度很快减小。不过，剪应力减小就慢些，它由 $\tau = \tau_w$ 到 $\tau = 0$ ，所以，紊流粘度 ε_r 的值应等于式(6)中相当小的数值 μ 。

高弗曼、里加尔特、A. H. 高尔莫格洛夫、B. A. 费德曼[12]等许多学者发展了普朗特的边界层理论，不过，普朗特把流体分为两部分的理论，仍为简化计算的理论基础。

在研究光滑管流动时，能清楚地分出两层来，在层流附面层径向传热是热传导，在紊流中心，则是由流体物质的混合完成的。现在用 t_y 表示离管壁为 y 处的热流温度，则横向热流密度为

$$q = -\lambda \frac{dt_y}{dy}$$

壁面的热流密度应为

$$q_w = -\lambda \left(\frac{dt_y}{dy} \right)_{y=0} \quad (10)$$

忽略附面层内热流密度 q 的变化，并认为 $q = q_w$ ，按简化的普朗特理论可得到

$$q_w \propto \frac{1}{\delta}$$

或者从式 (8) 中得到

$$q_w \propto \sqrt{\tau_w}$$

对紊流中心，类似式 (9) 可写为

$$q = -\rho g c_p \varepsilon_q \frac{dt_y}{dy} \quad (11)$$

式中 ε_q ——紊流扩散度。

目前，紊流粘度 ε_τ 和紊流扩散度 ε_q 之间的准确关系尚不清楚，不过可以设想，在管道横截面上其比值 $\varepsilon_\tau/\varepsilon_q = \text{const}$ ，但在实际上，这并不是永远正确的。雷诺、高弗曼和努尼尔提出，在动量传递过程和热交换过程的特点相同时，比值 $\varepsilon_\tau/\varepsilon_q$ 可等于 1。

比较式 (10) 和 (11) 右边部分，可看出

$$\rho g c_p \varepsilon_q \gg \lambda$$

高赫的试验(19)证实了这一点。

根据高弗曼的试验数据, 在空气流动时, 包括附面层在内的边界层的热阻占全部热阻的 70% 左右, 这个百分数随着普朗特数的增加而上升。在图 1 无因次坐标 $\bar{u}/\bar{u}_{cp}$ 和 y/r_0 中, 给出了什列赫尔得出的空气在管中流动时, 横截面上平均流速的实验分布图〔24〕。

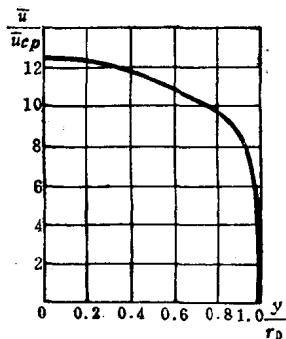


图 1 管道截面上无因次平均流速的分布曲线

y —离管轴线的距离; r_0 —管的内半径。

为进一步说明, 如何确定速度场和温度场剖面图的变化特点, 现分析表征流动机理的某些参数的分布情况。为此, 我们要谈到单位热流和剪应力的表达式。在紊流时, 单位表面上的单位热流为

$$q = q_m + q_n = -\rho g c_p (\epsilon_q + a) \frac{\partial \bar{t}}{\partial r} \quad (12)$$

式中

$$q_m = -\rho g c_p \epsilon_q \frac{\partial \bar{t}}{\partial r} = \rho g c_p \overline{v' \bar{t}'}$$

$$q_n = -\rho g c_p a \frac{\partial \bar{t}}{\partial r}$$

q_m ——由脉动运动所传递的单位热流, 即紊流热流;

q_n ——由分子运动所传递的单位热流, 即分子热流;

$\overline{v' \bar{t}'}$ ——在流体中同一点上, 对于横向脉动速度和温度脉动之交替作用因子;

● 原文误印为 $q_m = -\rho g c_p \epsilon_q \frac{\partial \bar{t}}{\partial r}$ 。——译校者

a —— 导温系数。

在流动方向上，作用在垂直于半径的平面上的剪应力

$$\tau = \rho (\varepsilon_r + \nu) \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} = \tau_m + \tau_n$$

式中

$$\tau_m = \rho \varepsilon_r \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} = -\rho \overline{u'v'}$$

$$\tau_n = \rho \nu \frac{\partial \bar{u}}{\partial r}$$

$\overline{u'v'}$ —— 在流体中同一点上，对于横向和纵向脉动速度的交替作用因子；

ν —— 运动粘度。

当管中为紊流时，在半径为 r 的任一同心圆层上，取长度为 dx 的一小段，根据式 (12)，其热流为

$$dQ = -2\pi r g \rho c_p (\varepsilon_r + a) \frac{\partial \bar{t}}{\partial r} dx \quad (13)$$

使液体增加温度的热流，改变着液体的热焓：

$$dQ = \pi r^2 g \rho c_p \frac{\partial \bar{t}}{\partial x} dx \frac{1}{r} \int_0^r \bar{u}(r) dr \quad (14)$$

式中 $\frac{1}{r} \int_0^r \bar{u}(r) dr$ —— 在半径为 r 的圆柱体内，流体的平均流速（在速度对称分布情况下）。

比较式 (13) 和 (14)，化简后可得到

$$-2(\varepsilon_r + a) \frac{\partial \bar{t}}{\partial r} = \frac{\partial \bar{t}}{\partial x} \int_0^r \bar{u}(r) dr$$

在沿管长上，单位热流不变和恒定流动的情况下，沿管