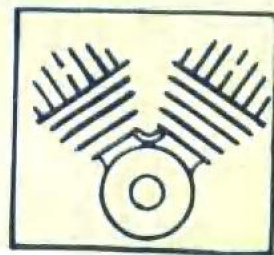


高等学校教学用书

风冷内燃机

郑 飞 等 编 著



浙江大学出版社

风 冷 内 燃 机

郑 飞 等 编 著

责任编辑 徐宝澍

*

浙 江 大 学 出 版 社 出 版
余 杭 三 墩 印 刷 厂 印 刷
浙 江 省 新 华 书 店 发 行

*

开本787×1092 1/16 印张10.5 字数255千字

1987年10月第1版 1987年10月第1次印刷

印数1—3000

ISBN 7-308-00034-6

TH·002 定价: 1.80元

(统一书号:15337·036)

前 言

本书稿在1983年9月全国高等工业学校内燃机教材编审委员会长春会议上被定为教学参考用书。

在学习本课程之前,希望读者具有有限单元法、算法语言、传热学、流体力学、内燃机工作过程及结构设计等方面的基本知识。

本书内容侧重于风冷内燃机的热负荷(温度、热流)、热强度及冷却系统的设计,并结合实例予以论述,有助于加深学习和理解。

本书可供内燃机专业高年级学生选修或研究生学习之用,亦可供科研单位和工厂从事内燃机方面研究、生产工作的工程技术人员参考。

本书共分六章:第一章“绪论”,由郑飞编写;第二章“风冷内燃机的传热学基础”,由郑飞、严兆大编写;第三章“风冷内燃机气缸盖、气缸体和配气机构”,由沈宏泉编写;第四章“风冷内燃机冷却系统”,由殷志向编写;第五章“风冷内燃机的热负荷”,由严兆大编写;第六章“风冷内燃机的噪声”,由胡章其编写。

本书由西安交通大学蒋德明教授主审。

本书在初稿完成后,由浙江大学屠传经、施润昌两位教授进行了评审,为本书提供了宝贵的意见;书中所用插图,均由浙江大学张礼明同志描绘,在此一并致谢。

由于编者所收集的资料及工作范围不够全面,水平有限,书中错误之处在所难免,敬请读者指正。

编 者

1985年4月

目 录

第一章 绪 论	1
§ 1-1 风冷内燃机的优缺点.....	1
§ 1-2 风冷内燃机的发展概况.....	2
第二章 风冷内燃机的传热学基础	4
§ 2-1 热传导.....	4
§ 2-2 对流换热.....	7
§ 2-3 热幅射.....	12
§ 2-4 肋化表面的传热.....	14
§ 2-5 散热片周围空气的流场及放热系数.....	19
§ 2-6 气缸内燃气向受热零件表面的放热系数.....	24
第三章 风冷内燃机气缸盖、气缸体和配气机构	29
§ 3-1 风冷内燃机的燃烧室.....	29
§ 3-2 风冷内燃机的气缸盖.....	32
§ 3-3 风冷内燃机的气缸体.....	39
§ 3-4 风冷内燃机的散热片.....	45
§ 3-5 风冷内燃机的配气机构.....	49
第四章 风冷内燃机冷却系统	53
§ 4-1 冷却系统的典型结构.....	53
§ 4-2 冷却系统布置方案.....	53
§ 4-3 冷却介质必须带走的热量及所需冷却空气量的确定.....	55
§ 4-4 风冷内燃机冷却系统的导风装置.....	56
§ 4-5 风冷内燃机的风扇设计.....	60
§ 4-6 风扇与内燃机的匹配.....	78
§ 4-7 风扇计算举例.....	79
第五章 风冷内燃机的热负荷	85
§ 5-1 受热零件的热状态.....	85
§ 5-2 内燃机的热惯性.....	93
§ 5-3 受热零件表面瞬时温度与热疲劳.....	93
§ 5-4 内燃机热负荷的计算.....	96
§ 5-5 受热零件的温度场和热应力计算.....	102
§ 5-6 风冷内燃机热负荷的评定.....	112
§ 5-7 改善风冷内燃机热负荷的若干措施.....	115
§ 5-8 风冷内燃机热负荷预算.....	120

第六章 风冷内燃机的噪声	121
§ 6-1 声压级、声强级、声功率级及频谱的概念.....	121
§ 6-2 内燃机整机及部件噪声测试.....	125
§ 6-3 噪声的来源.....	129
§ 6-4 噪声的控制.....	130
附 录	141

第一章 绪 论

§1-1 风冷内燃机的优缺点

近10多年来,我国风冷内燃机得到了迅速发展,这是由于它有许多突出的优点。与水冷内燃机相比,风冷内燃机的主要优点是:

一、结构简单,维修方便

在水冷内燃机中,气缸套易出现穴蚀;若水质太硬,将引起水垢,造成导热不良;在冬天,水套内易结冰,可能使气缸、机体或水箱裂损;整个冷却系统中任何部分的损坏或漏水、阻塞都可能引起事故或停车;即使是简单的蒸发式水冷内燃机,也有加水频繁,易造成断水事故等麻烦。而风冷内燃机由于没有水箱、水泵、管路等零部件,因而不但结构简单,维护修理工作简便易行,而且从根本上避免了冷却水可能引起的所有事故,显示出特别适用于缺水或严寒地区使用的优点。

二、对环境温度变化的敏感性小

图1-1表示风冷、水冷内燃机从设计环境温度 15°C 到极限环境温度 -55°C 及 50°C 的范围内冷却能力的变化。显然,如果两种冷却系统在相同的环境温度下都设计成100%的能力,那么当环境温度升高时,与冷却空气接触的金属温度较高的内燃机,其储备的冷却能力也较高。例如,在 50°C 的环境温度下,若水冷内燃机水箱的最高温度为 110°C (压力系统),它的散热能力只有设计能力的65%,而风冷内燃机仍可达70%(设散热片平均温度为 127°C)。反之,当环境温度降低时,风冷内燃机的散热能力仍然高于水冷内燃机,见图1-1。因此,风冷内燃机的冷却能力受环境温度变化的影响较小。也就是说,与水冷内燃机相比,风冷内燃机的使用较少受环境温度的限制。

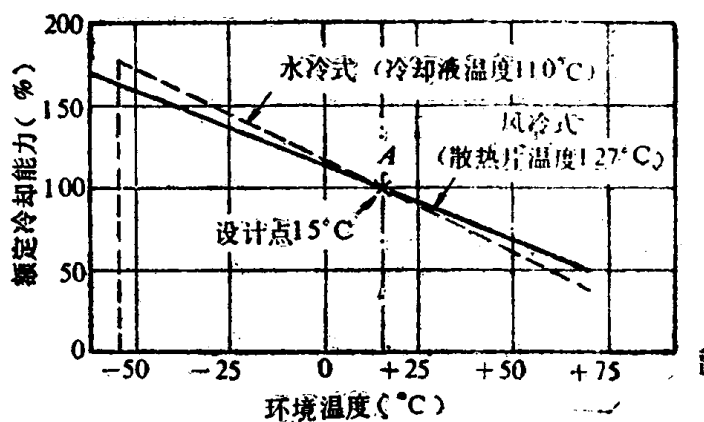


图1-1 风冷、水冷系统冷却能力比较

三、风冷内燃机的燃油消耗率比水冷内燃机低

虽然风冷内燃机的气缸盖、气缸体温度比水冷内燃机的高,充量系数要低3—6%,但这种损失可由风冷内燃机的磨损小、冷却所需的空气量约比强制水冷所需的空气量少30%、机械效率高、热损失少及热效率高等得到补偿。

四、重量较轻

内燃机的重量与其用途、缸径、转速、辅助设备的结构、所用材料等因素有关。在风冷内燃机中，相邻气缸上装有一定高度的散热片，因此缸心距一般较水冷内燃机大，这将使它的重量增加，但因风冷内燃机广泛采用铝合金，同时在考虑实际的使用重量时，水冷内燃机应计入水箱和冷却水的重量，所以在额定功率相同时，风冷内燃机总要比水冷内燃机轻一些，一般可轻10%以上。

五、气缸套磨损较小

内燃机所用燃料中都含有一定的硫份（有时含硫量达0.6—0.9%），燃烧后将生成 SO_2 和 SO_3 气体。这些气体和气缸中的水蒸气化合成 H_2SO_3 和 H_2SO_4 ，对气缸起强热的腐蚀作用。这种情况在水冷内燃机中较易产生，但在风冷内燃机中，由于缸壁温度通常高于90—95℃，不易生成 H_2SO_3 和 H_2SO_4 ，从而减少了产生此种腐蚀磨损的可能性。

另外，由于风冷内燃机气缸体的热容量较小，起动后暖机时间远比水冷内燃机要短，这也减少了风冷内燃机气缸的磨损。由上述可知，风冷内燃机气缸的磨损比水冷内燃机小。

六、易于发展系列产品及变型，适合于自动化生产

风冷内燃机的气缸体和气缸盖都是采用单体结构，单个制造，所以生产中的废品率通常较低。这种单体结构的自动生产线的造价，也比生产水冷内燃机整体气缸体所需的自动生产线的造价低。在系列产品中，零部件的通用性也比水冷内燃机高得多。

风冷内燃机也存在一些缺点，如工作噪声较大，平均有效压力比同缸径的水冷内燃机低3—6%，充量系数也约低3—6%。但是，由于近年来对风冷内燃机的不断研究、改进，这些差距已经在逐步缩小。不断降低风冷内燃机的工作噪声及其热负荷，将使它的适应性更为广泛。

§1-2 风冷内燃机的发展概况

一、国内风冷内燃机的发展概况

由于风冷内燃机具有上述独特的优点，从50年代后期开始，我国自行设计、研制的风冷内燃机，从无到有，获得了很大的发展。尤其近20年来，风冷内燃机无论在产品数量上，还是在功率范围方面都有了迅速增长。据不完全统计，目前国内约有18个省、市近70家工厂生产风冷柴油机，累计保有量超过40万台，其气缸数从单缸至V型八缸均有，缸径从55mm至120mm、单缸功率从1.5kW至15kW不等。特别是对国内小功率单缸柴油机（缸径为65—105mm、功率为2.2—13.2kW）的新、老机型初步统计表明：品种共有61种，其中水冷卧式36种，占59%；风冷式21种，占34.4%。必须指出，风冷柴油机所占品种的比例还会有继续增长的趋势。

与此同时，风冷四冲程或二冲程汽油机产品也有较大的发展，这些汽油机的单缸功率大多在5kW以下，气缸直径以24—80mm范围内的居多，主要用于林业机械、排灌、发电、消防及小型机动车辆。

目前我国生产的风冷柴油机的主要技术性能参数是:

1. 平均有效压力 (10^5Pa)

平均有效压力 P_e 值, 一般按12小时功率标定, 单缸机的范围为4.5—6。随着气缸直径和气缸数的增加, P_e 值可达6.3—6.8。

2. 活塞平均速度 (m/s)

供农业和工业用的单缸风冷柴油机, 其活塞平均速度在5.6—8.4, 少数机型达11.6。

3. 比重量 (kg/kW)

单缸机的比重量在11—17.5范围内, 多缸机为4.6—8.3。这一指标受限于结构紧凑性、轻合金材料用量及铸造工艺水平。

4. 燃油消耗率 ($\text{g/kW} \cdot \text{h}$)

缸径75mm以下的单缸机, 其燃油消耗率在278—292范围内; 缸径80mm以上的单缸机, 其燃油消耗率在250—285范围内。对于具有直喷式燃烧室的风冷柴油机, 其燃油消耗率为224—270; 对于具有 ω 形或球形燃烧室、缸径大于100mm的多缸机, 其燃油消耗率为220—250。

5. 机油消耗率 ($\text{g/kW} \cdot \text{h}$)

缸径75mm以下的风冷柴油机, 其机油消耗率为3.4—5.3; 缸径80mm以上的风冷柴油机, 其机油消耗率为2—4。

6. 升功率 (kW/l)

升功率 N_e/V_s 值决定于 P_e 及 n , 它表征内燃机工作过程的完善程度, 亦可用来评定内燃机的结构紧凑性及外形尺寸大小。国内单缸风冷柴油机的升功率为9.5—13.3; 多缸风冷柴油机的升功率在8.4—15.5范围内。

部分国产中、小型风冷柴油机的主要技术规格, 见附表3。

二、国外风冷柴油机的发展概况

自从风冷内燃机问世以来, 它的功率范围和使用范围都逐年有所扩大, 这一趋向在小功率范围内更加突出。欧洲一些国家十分注意发展风冷柴油机, 他们对风冷机作了不少研究和改进, 其中尤以西德更加引人注目。1950年西德仅有4家工厂生产8种机型, 到1957年便增加到22家工厂共生产80种机型。70年代以来, 西德对风冷柴油机的研究非常重视, 生产发展较快, 在风冷柴油机的性能指标、工艺和材料方面, 都占有一定优势, 产量也跃居世界第一位。目前国外主要生产风冷柴油机的公司, 有西德的道依茨 (Deutz)、哈芝 (Hatz)、法里曼 (Faryman)、曼海姆 (MWM), 意大利的隆巴迪尼 (Lombardini)、罗杰里尼 (Ruggerini)、沙梅 (Same)、杜卡蒂 (Ducati), 英国的庇特 (Petter)、李斯特 (Lister) 等。

附表4所示为国外几家主要公司的部分风冷柴油机的主要技术规格。由于西欧各国运用的功率标准不同, 因而功率的标定名称及意义也不相同, 附表4引用的功率有制动功率、NA功率和NB功率*。此外, 西德少数产品用最大功率 ($N_{e\max}$) 表示, 这种最大功率一般表示最高转速时的功率。

* NA功率和NB功率系西德工业标准 (Deutsche Industrie Normen) 中的规定, 详细内容见DIN 6270

第二章 风冷内燃机的传热学基础

只要同一物体内部存在着温度梯度，或者两个互相接触的物体温度不同，那么高温区域的热能就会转移到低温区域。人们把这种传递热能的形式称为热传导，其中最简单的是固体内的热传导。气体或液体内也会发生热传导，但是由于气体或液体内部的质点运动，从而使热传导过程变得相当复杂。

流体可以通过自然运动或受迫运动使热量由一处传递到另一处，这样的热交换称为对流。流体的自然运动起因于局部加热或冷却；而受迫运动则是由于风扇的驱动、泵体的压力等外界作用而产生的。

各种物体都具有辐射能量的能力，辐射能以光速在空间传播。同时，物体还能吸收入射的辐射能，并将其转换为热。假若发生这一换热过程的各个物体温度不同，由于热辐射的结果，热量将从一物体转移到另一物体。

上述换热形式都具有各自的规律，下面将分别讨论。

§2-1 热传导

在温度补偿过程中，一物体的两个不同温度点之间将产生热流，热流的产生和维持靠热传导来保证。热传导理论通常所研究的就是物体内部各点温度随时间变化的函数关系，如果介质是连续的，热流量便与沿导热路径单位长度上的温度成正比。对热传导的这一假设，最初是由傅里叶于1807年提出的，它可用简单数学式表达如下：

$$Q = \lambda \frac{t_1 - t_2}{\delta} \cdot F \tau \quad (2-1)$$

式中， Q ——在时间 τ 内通过截面 F 的换热量，kJ；

δ ——导热路径的长度，m；

λ ——导热系数，W/m·℃；

t_1, t_2 ——导热路径始端和终端的温度，℃。

根据式(2-1)，比热流量可表示为：

$$q = \frac{Q}{F \tau} = \frac{\lambda}{\delta} (t_1 - t_2) \quad \text{W/m}^2 \quad (2-2)$$

在一般情况下，傅里叶定理可用下式来描述：

$$q = -\lambda \frac{\partial t}{\partial n} = -\lambda \text{grad} t \quad (2-3)$$

式中， n ——在任一选定的坐标系中热传导的方向。

• 这里所说的各种物体，是指实际存在着的物体，不包括“绝对黑体”。下同。

对于每种物质，导热系数 λ 具有特定的数值，它取决于物质的结构、含湿量、压力、温度等。在绝大多数情况下， λ 与温度的依从关系都可认为是近似于线性的，即

$$\lambda = \lambda_0 (1 + bt) \quad (2-4)$$

式中， λ_0 ——0℃时的导热系数；

b ——某一系数。

图 2-1 表明，随着温度的升高，气体的导热系数明显提高。在实际计算热流量时， λ 通常采用给定温度区间的平均值，而不是直接用式(2-4)。

混合气体的导热系数，只能用实验的方法测定，而不能按构成混合气体的成分来计算。

金属一般都是良好的导热体。金属中导热性能最好的是银($\lambda = 418.68$)，其次是铜($\lambda = 395.4$)、金($\lambda = 302.38$)、铝($\lambda = 209.34$)等。金属中所含杂质会使其导热系数明显降低，以铁为例，它在很大程度上取决于含碳量，回火碳钢的导热系数比低碳钢低10—20%。

一、通过平壁的热传导

这是最简单的热传导问题。如果平壁两侧的温度分别是 t_1 和 t_2 ，壁厚为 δ ，则比热流量可按式(2-2)

$$q = \frac{\lambda}{\delta} (t_1 - t_2)$$

计算得到，换算得平壁外侧温度为

$$t_2 = -\frac{\delta}{\lambda} q + t_1$$

式中， δ/λ ——平壁的热阻。

假如介质的导热系数与平壁两侧的温度无关，那么平壁内沿热流方向的温度分布应当是呈线性的，如图2-2中虚线所示。

实际上，导热系数 λ 并不是完全线性的，而是随着温度的变化而变化的，这样平壁内沿热流方向的温度分布就是某一特定曲线。不过，在大多数情况下，工程上仍然认为其导热系数值随温度作线性变化，于是利用式(2-4)可以得出：

$$q = \frac{\lambda_0}{\delta} \left(1 + b \frac{t_1 + t_2}{2} \right) (t_1 - t_2) \quad (2-5)$$

此时温度分布方程为：

$$t_x = -\frac{1}{b} + \sqrt{\left(\frac{1}{b} + t_1 \right)^2 - \frac{2qx}{b\lambda_0}}$$

如果 b 为正值，该曲线呈凸形，如图2-2曲线1；如果 b 为负值，该曲线呈凹形，如图2-2曲线2。

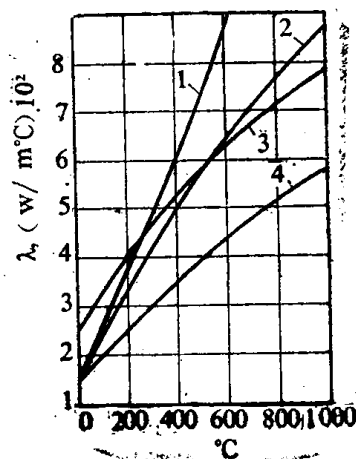


图2-1 气体导热系数随温度的变化

1. 水蒸气 2. 二氧化碳
3. 空气 4. 氩气

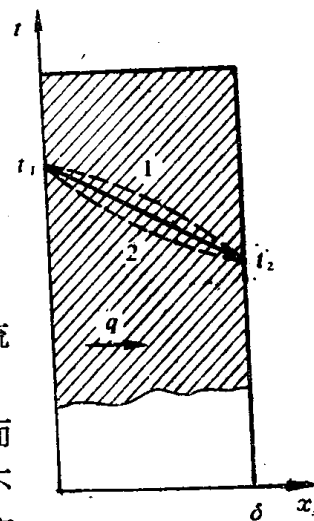


图2-2 平壁内的温度变化

二、通过多层平壁的热传导

大多数实际情况所涉及的是多层壁，例如水冷内燃机中积有水垢的水套便属于这种情况。水垢沉积物的导热系数要比金属低得多，因而使内燃机的换热性能变差。风冷内燃机肋片上常常会积上灰尘，从热传导观点来看，它们的作用与水垢类似。

由于厚度和导热系数不同，各层的温度降也都不一样，如图2-3。比热流量可以用类似于式(2-2)的公式来计算，计算时只要将式(2-2)中的热阻用总热阻来代替，即：

$$q = \frac{t_1 - t_4}{\frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \frac{\delta_3}{\lambda_3}}$$

对于 n 层的一般情况，比热流量为：

$$q = \frac{t_1 - t_{n+1}}{\sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i}} \quad (2-6)$$

各层间的温度可按下面的通用公式计算：

$$t_{i+1} = t_1 - q \sum_{i=1}^i \frac{\delta_i}{\lambda_i} \quad (2-7)$$

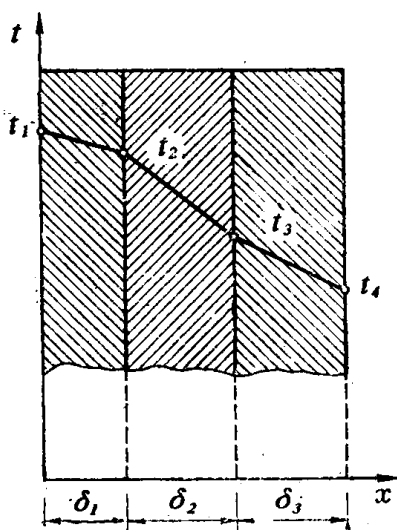


图2-3 多层平壁内的温度分布

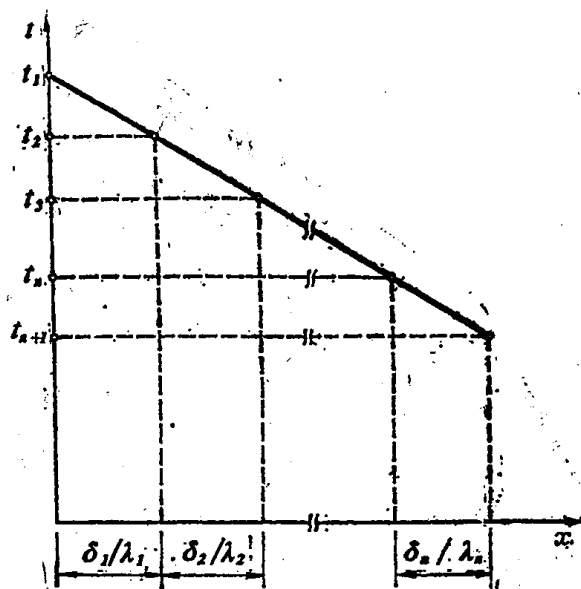


图2-4 多层平壁温度的图解法

多层平壁中各层的温度也可用绘图法近似求得。如图2-4，首先在横坐标上画出热阻 δ_1/λ_1 , δ_2/λ_2 , ..., δ_n/λ_n 等点，并引出其垂线；假设已知两个端点的温度为 t_1 和 t_n ，将对应于纵坐标温度 t_1 和 t_n 的两个端点用直线连接，则从该直线与中间垂线的交点便能求出各层间的温度。

三、通过圆筒壁的热传导

假设圆筒壁长度为 l ，内径和外径分别为 d_1 和 d_2 ，内壁温度为 t_1 ，外壁温度为 t_2 ，温度仅沿径向变化，即温度场是一维的。根据傅里叶定律，每小时通过的热流量是：

$$Q = -\lambda F \frac{dt}{dr} = -2\pi\lambda l r \frac{dt}{dr}$$

将上式积分后得出:

$$Q = \frac{2\pi\lambda l}{\ln \frac{d_2}{d_1}} (t_1 - t_2) \quad (2-8)$$

圆筒壁横截面上的温度分布, 如图2-5所示, 按下列方程沿对数曲线变化:

$$t_x = t_1 - \frac{t_1 - t_2}{\ln \frac{d_2}{d_1}} \ln \frac{d_x}{d_1} \quad (2-9)$$

按每米长度以及按内表面或外表面(单位面积)计算圆筒壁换热量分别为:

$$q = \frac{Q}{l} = \frac{2\pi\lambda}{\ln \frac{d_2}{d_1}} (t_1 - t_2)$$

$$q_i = \frac{Q}{d_1 \pi l} = \frac{2\lambda}{d_1 \ln \frac{d_2}{d_1}} (t_1 - t_2)$$

$$q_e = \frac{Q}{d_2 \pi l} = \frac{2\lambda}{d_2 \ln \frac{d_2}{d_1}} (t_1 - t_2)$$

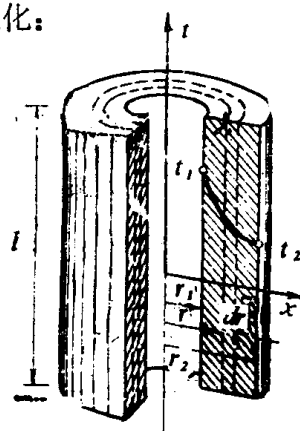


图2-5 圆筒壁的温度分布

对于上面的问题, 如圆筒壁由 n 层组成, 则按外表面(单位面积)计算的比热流量为:

$$q_e = \frac{2(t_1 - t_{n+1})}{d_{n+1} \sum_{i=1}^n \frac{1}{\lambda_i} \ln \frac{d_{i+1}}{d_i}} \quad (2-10)$$

中间界面的温度可由下式求得:

$$t_{i+1} = t_1 - \frac{q_e d_{n+1}}{2} \sum_{i=1}^i \frac{1}{\lambda_i} \ln \frac{d_{i+1}}{d_i} \quad (2-11)$$

假如外径与内径之比不超过1.2—1.3, 也就是说壁厚比直径要小得多, 那么可以用平壁的简单公式来代替式(2-8), (2-10)和(2-11)

§2-2 对流换热

当固体、流体相互接触并随之在两种物质之间进行热交换时, 就形成一个热传播过程。从本质来看, 这个过程理所当然是由热传导与对流的综合效应引起的。

与固体的热传导现象相似, 液体和气体的热传导取决于导热系数和温度梯度。对流换热则截然不同, 它与介质的运动密切相关, 而介质的运动又取决于许多因素。例如, 造成介质流动的起因(自然对流还是受迫对流), 流动特性(层流或湍流), 流动介质的物理性质, 固体的表面形状、光滑程度和尺寸大小等等, 对换热过程都有显著影响。

在内燃机中, 除少数情况属自然对流冷却外, 一般都是受迫对流。

就流动特性而言，则有层流和湍流之分。在层流情况下，流体质点平行于壁面流动，而壁面吸收（或放出）热量只能以热传导方式沿着与流动相垂直的方向进行。

流体的流速达到一定值时，层流将转变为湍流。湍流的特点是流体质点具有一个与主流垂直的速度分量，从而会造成介质各流层间的强烈混合。在这种换热情况下，强烈的混合会使来自壁面的热量迅速消散。

在湍流中，由于流体的粘性，沿壁面总是存在一层具有层流特性的薄层，即所谓边界层（层流底层），其厚度取决于流速，随流速的增大而减小。对于管内流动，边界层厚度为：

$$\delta = 64.2 \frac{d}{Re^{1/4}} \quad (2-12)$$

边界层厚度的绝对值是相当小的，并还将随着 Re 数的增大而进一步减小。 $Re = 10^4$ 时， $\delta/d = 1/466$ ； $Re = 10^5$ 时， $\delta/d = 1/3600$ 。

通过边界层的换热形式是热传导。既然由流动介质的湍流混合引起的热交换是非常强烈的，那么限制壁面把热量传给流体的就是边界层的厚度及其导热系数。由图 2-6 可知，在沿壁面薄薄的边界层内存在着相当陡的温度梯度，而在湍流部分，温度几乎不变。

一、放热系数

我们已经知道，在湍流情况下，流体沿壁面将形成一层薄的边界层；从本质来说，那里的换热是由壁面与流动介质间的热传导完成的。根据上述分析，利用傅里叶定律可以确定比热流量为：

$$q = -\lambda \left. \frac{\partial t}{\partial n} \right|_F \quad (2-13)$$

式中， $\left. \frac{\partial t}{\partial n} \right|_F$ ——垂直于放热表面方向的温度梯度。

为了求出式(2-13)的数值解，必须知道流动介质的温度分布（温度场）。大量的实验证明，它的温度分布类似于图2-6所示，亦即在边界层内温度急剧变化。据此，可写出以下近似关系式：

$$\left. \frac{\partial t}{\partial n} \right|_F \approx \frac{t_w - t_0}{\delta}$$

式中， t_0 ——横截面上介质的平均温度。

将上式代入式(2-13)后得：

$$q = \frac{\lambda}{\delta} (t_w - t_0)$$

如果用 α 代替 λ/δ ，那么就得到了著名的牛顿公式：

$$q = \alpha (t_w - t_0) \quad (2-14)$$

因为边界层厚度和边界层内的温度分布，在大多数情况下都无法准确地算出，所以宁愿用放热系数 α 来代替 λ/δ 作为式(2-14)中的比例因子。在这种情况下，其大小则需用实验方法来确定。

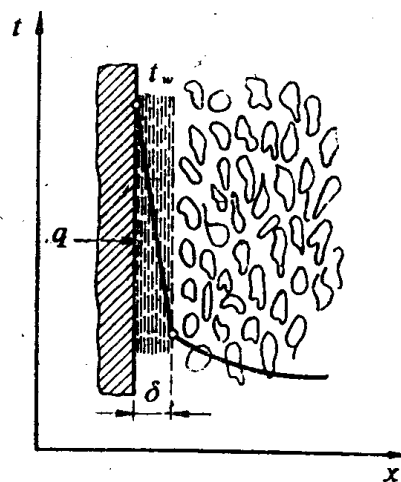


图2-6 沿壁面边界层的形成

尽管如此，关系式 $\alpha = \lambda/\delta$ 对于定性地研究各种因素对换热的影响还是十分方便的。从公式可以看出：介质导热系数的增大会使放热系数增加；而介质粘度的增加将导致边界层厚度增加，因而会使放热系数下降。

二、相似定律

除了最简单的情况之外，迄今尚无法用现有的数学知识对换热微分方程进行积分求解，唯一的方法是用实验来确定放热系数。然而，由于变量的数目众多，要确定放热系数与各个变量间的函数关系乃是一件相当繁琐而棘手的事，简单可行的方法是应用相似定律，其理由是：

1. 根据物理相似理论，无需对过程中的所有变量逐个地用实验确定它们相互间的关系，只要从微分方程中引出若干个由各变量组合而成的无量纲数，继而求出这些无量纲数之间的关系就可以了。

2. 任何用实验确定的相似准则间的关系，不仅适用于导出此关系的实验条件，还适用于所有相似条件。

3. 根据相似定律可以构作模型。

基于上述理由，物理相似理论为各种过程的实验研究和实验数据的分析提供了科学基础。

传热计算中经常使用的无量纲数有：

$Nu = \frac{\alpha d}{\lambda}$	努谢尔数
$Pr = \frac{\nu}{\alpha}$	普朗特数
$Re = \frac{dv}{\nu}$	雷诺数
$Gr = \frac{\beta g d^3}{\nu^2} \Delta t$	葛拉晓夫数

此处： α ——导热系数， $\alpha = \lambda/c_p \rho$ ， m^2/s ；

β ——介质的容积膨胀系数；

ρ ——介质的密度， kg/m^3 ；

Δt ——壁面与介质间的温差；

ν ——运动粘度， m^2/s ；

d ——管道直径（一般是一个有关的尺度）， m ；

v ——速度， m/s 。

在传热研究中，一般都要求求出放热系数 α 。所以，各相似准则的关系式作为一般形式都写成：

$$Nu = f(Re, Gr, Pr) \quad (2-15)$$

在求解给定的具体问题时，该方程自然有所简化。例如，对于湍流受迫对流，就可以忽略自然对流的影响，因而可省去 Gr 数；而对于纯粹的自然对流，则在式(2-15)中可以不考虑 Re 数；最后，对于原子数目相同的气体， Pr 数是常数，所以也可以不予考虑。

三、平板换热

当流体流过带有自由端的平板时, 由于边界层是沿着板壁按照典型的形式发展的, 因此换热状况将显示出某些新的特征。如图2-7所示, 现有一块平板, 流体以 v_0 在它上面流过, 在开始的一段壁面上, 将出现一层沿流动方向不断增厚的层流边界层。离平壁前缘 l 处, 该层流边界层厚度可用布劳休斯(Blasius)公式计算:

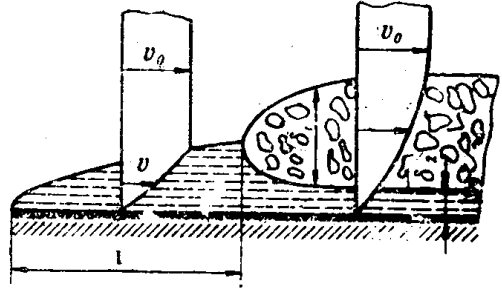


图2-7 流体沿平壁流动时的流动特性

$$\delta_l = \frac{5.83l}{\sqrt{Re}} = 5.83 \sqrt{\frac{lv}{v_0}}$$

式中, $Re = v_0 l / \nu$ 。

当 Re 数达到临界值($Re_{cr} = 4.85 \times 10^5$)时, 层流边界层转变为湍流。由于摩擦, 流体在紧贴壁面处会形成一层湍流边界层, 在那里, 与壁面垂直方向的流体, 流动速度将从 v_0 减小到零。湍流边界层的厚度按卡门(Karman)公式变化:

$$\delta_T = \frac{0.37l}{Re^{0.2}}$$

知道了临界 Re 数的大小, 边界层由层流转变为湍流的距离 l_{cr} 便很容易由下式算出:

$$l_{cr} = 4.85 \times 10^5 \frac{\nu}{v_0}$$

l_{cr} 处的边界层厚度为:

$$\delta_{cr} = 4.06 \times 10^3 \frac{\nu}{v_0}$$

在湍流边界层下面, 存在着一层很薄的层流层, 其厚度为:

$$\delta'_l = \frac{200\nu}{v_0}$$

因为湍流边界层的换热要比层流强得多, 所以, 求出从前缘到层流转变为湍流处的距离是十分重要的(例如风冷内燃机的肋片上就有这种情况)。这种转变发生得越早, 平均放热系数就越大。米海耶夫(Mikheyev M)提出了计算该平均放热系数的相似准则方程:

$$Nu_f = 0.032 Re_f^{0.8} \quad (2-16)$$

计算时特征温度取空气初始温度, 特征长度取平壁长度。公式(2-16)适用于 $Re > 10^5$ 的湍流流动。

对于层流流动

$$Nu_f = 0.66 Re_f^{0.5} \quad (2-17)$$

这个公式的缺点是未考虑空气初始湍流的影响。

四、通过平板的传热

在大多数实际情况中, 燃料燃烧释放出的热量是通过对流和幅射传给缸壁的, 然后通过热传导从内壁面传递到外壁面, 再以对流形式从外壁面传给冷却介质。

图2-8为流体沿平壁厚度的温度变化示意图。图中放热介质的温度为 t_{k1} ，冷却介质温度为 t_{k2} ，两者的放热系数分别为 α_1 和 α_2 ，每小时的换热量由下式计算：

$$Q = k(t_{k1} - t_{k2})F \quad (2-18)$$

式传热系数 k 由下式给出：

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}} \quad (2-19)$$

如果平壁由 n 层构成，则：

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i} + \frac{1}{\alpha_2}} \quad (2-20)$$

K 的倒数称为热阻。根据式(2-19)，热阻为：

$$R_Q = \frac{1}{k} = \frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2} \quad (2-21)$$

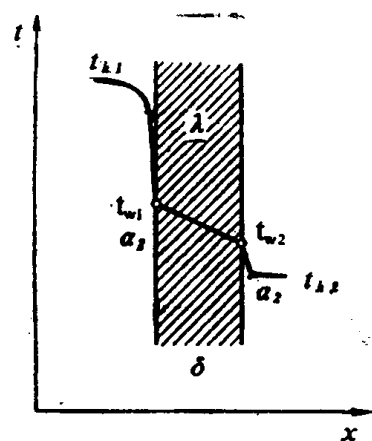


图2-8 通过平壁传热的温度分布

壁温 t_{w1} 和 t_{w2} 也很容易确定。对于图2-8所示的情况，如果比热流量不变，那么可以写出：

$$q = \alpha_1(t_{k1} - t_{w1})$$

$$q = \frac{\lambda}{\delta}(t_{w1} - t_{w2})$$

$$q = \alpha_2(t_{w2} - t_{k2})$$

由此得出：

$$t_{w1} = t_{k1} - q \frac{1}{\alpha_1}$$

以及
$$t_{w2} = q \frac{1}{\alpha_2} + t_{k2}$$

上面的公式适用于平壁。对于圆筒壁， k 的表达式稍复杂一些。按每米管长计算的比热流量可由下式计算：

$$q_l = k_l \pi (t_{k1} - t_{k2}) \quad (2-22)$$

对于 n 层壁， k 值为：

$$k_l = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \sum_{i=1}^n \frac{1}{2\lambda_i} \ln \frac{d_{i+1}}{d_i} + \frac{1}{\alpha_2 d_{n+1}}} \quad (2-23)$$

外壁面温度由下式计算：

$$t_{w1} = t_{k1} - \frac{q_l}{\pi} \frac{1}{\alpha_1 d_1}$$

$$t_{w2} = t_{k2} + \frac{q_l}{\pi} \frac{1}{\alpha_2 d_2}$$

如果管壁不特别厚，那么公式(2-22)可用如下简单近似式来代替，即：

$$q_s = k \pi d_s (t_{k1} - t_{k2}) = \frac{\pi d_s (t_{k1} - t_{k2})}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}} \quad (2-24)$$

式中, d_x ——圆管的平均直径。应当注意: 如果取单位面积而不是单位管长上的比热流量, 那么这个近似公式实际上就是平壁公式。

根据放热系数的比值, 合理地选取 d_x , 可以减少计算误差。

- (1) 若 $\alpha_1 \gg \alpha_2$, 取 $d_x = d_2$;
- (2) 若 $\alpha_1 \approx \alpha_2$, 取 $d_x = 0.5(d_1 + d_2)$;
- (3) 若 $\alpha_1 \ll \alpha_2$, 取 $d_x = d_1$ 。

换言之, 应当选取放热系数较低的一侧所对应的直径作为 d_x 。

§2-3 热辐射

一个物体, 因其本身的温度用不同波长向周围环境发射出一种电磁波, 这就是热辐射。按照本书所述及的内容而言, 只有吸收以后能够转化为热能的波长才有意义, 具有这样性质的辐射线有可见光(光辐射, $\lambda = 0.4\text{—}0.8\mu\text{m}$)和红外线(或称热射线, $\lambda = 0.8\text{—}40\mu\text{m}$)。物体连续地发射能量, 当这种发射出的能量遇到其它物体时, 一部分被吸收, 一部分被反射, 一部分穿透此物体。反射和穿透的能量又被随后遇到的物体再次吸收、反射和穿透, 从而建立平衡状态。由此可见, 物体不仅发射能量, 同时也吸收能量。

能够将接收到的辐射能量全部都吸收的物体称为绝对黑体。如果物体将接收到的能量全部反射出去, 那么这种物体便称为绝对白体。允许全部光线透过的物体称为光学透明体。

热射线一般不能透过固体和液体, 只有某些物体能够透过一定波长的射线。例如, 热射线($\lambda > 4\mu\text{m}$)不能透过石英, 但光线和紫外线却能透过它。

在表面涂以粗糙的黑漆或石油燃烧后的碳黑层, 可以增加物体的吸收能力, 这样的表面能吸收90—96%的入射辐射能。

一、普朗克(Planck)定律

用单位表面积在单位时间内以全部波长发射出的能量来表征物件的辐射能力。物体以某一波长辐射出的能量与给定的波长以及物体的温度有关。此量值可用普朗克推导出的公式进行计算:

$$E_{0\lambda} = C_1 \lambda^{-5} (e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1)^{-1} \quad \text{kJ/m}^2 \cdot \text{h} \cdot \mu\text{m} \quad (2-25)$$

式中, λ ——波长, μm ;

T ——物体的温度, K;

C_1, C_2 ——常数, $C_1 = 3.17 \times 10^{-16}$;

$C_2 = 1.44 \times 10^{-2}$ 。

图2-9给出了普朗克定律的图示说明。由图可以看出, 辐射能量 $E_{0\lambda}$ 随波长增加而加大, 朝着短波长方向移动。维恩(Wien)位移定律表示了 λ_m 与 T 之间的关系:

$$\lambda_m T = 2880 \mu\text{m} \cdot \text{K} \quad (2-26)$$

每条曲线下的面积代表在给定温度下的总辐射能量, 即:

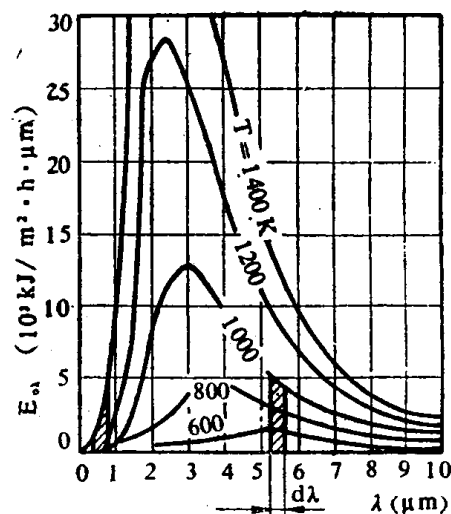


图2-9 辐射强度随波长的变化