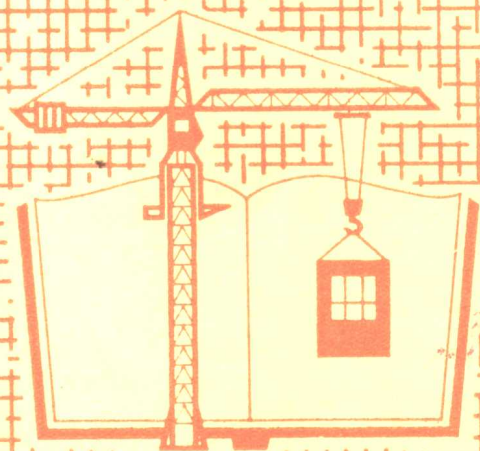


硅酸盐工业热工过程及设备

上册

武汉建筑材料工业学院等 编



高等学校试用教材

中国建筑工业出版社

高等学校试用教材

硅酸盐工业热工过程及设备

上册

武汉建筑材料工业学院等 编

中国建筑工业出版社

本书为《硅酸盐工业热工过程及设备》教材上册，讲述硅酸盐工业热工基础理论。全书分窑炉中的气体力学、燃料及燃烧计算、燃料燃烧及燃烧过程、传热学四章，各章均有例题和习题。

本书为高等学校水泥、玻璃、陶瓷等硅酸盐专业教材，也可供有关研究、设计和生产单位的技术人员参考。

高等学校试用教材
硅酸盐工业热工过程及设备
上册
武汉建筑材料工业学院等 编

*

中国建筑工业出版社出版(北京西郊百万庄)
新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售
中国建筑工业出版社印刷厂印刷(北京阜外南礼士路)

*

开本：787×1092毫米 1/16 印张：17 1/4 字数：420千字
1980年7月第一版 1980年7月第一次印刷
印数：1—5,400册 定价：1.80元
统一书号：15040·3848

编 者 的 话

《硅酸盐工业热工过程及设备》教材分上、下册出版。上册为共同性的基础理论部分，硅酸盐各专业通用；下册有三个分册，按专业的不同要求，分别编写水泥、玻璃和陶瓷工业的专用热工设备。

为适应各专业的要求，《硅酸盐工业热工过程及设备》（上册）所涉及的知识面广一些，内容也偏深一些，各专业在使用时，可根据本专业的特点和要求进行选择，适当取舍。

本教材由武汉建筑材料工业学院孙晋涛主编。各章、节编写分工如下：第一章由北京工业大学陈业勤编写；第二章和第三章第一、二节由南京化工学院沈慧贤编写；第三章第三节由上海化工学院孙承绪编写；第三章第四节由同济大学王朝亨编写；第四章由武汉建筑材料工业学院孙晋涛、徐佐璋编写。

本教材由华南工学院刘振群主审。参加审稿的人员有：武汉建筑材料工业学院冯修吉、西北轻工业学院黄照柏、轻工业部第一轻工业局刘秉诚、天津大学宋崧、西北建筑设计院姚玉桂、南京化工学院崔雪华、上海化工学院周志豪。

由于编者水平有限，实践不够，参阅的文献不多，书中错误和缺点在所难免，尤其是第一次采用国际单位制，数据的换算可能不够精确。欢迎广大读者批评指正。

目 录

绪论	1
第一章 窑炉中的气体力学	3
第一节 窑炉系统气体运动的特点及其表达式	3
第二节 气体流动的阻力损失及其对窑炉操作的影响	11
第三节 伯努利方程在窑炉系统中的应用举例	20
第四节 窑炉内气体的流动	24
第五节 高压气体的流出(压缩性气体的流出)	32
第六节 气体输送设备——烟囱和喷射器	38
第二章 燃料及燃烧计算	57
第一节 燃料的种类和组成	57
第二节 燃料的热工性质及选用原则	61
第三节 燃烧计算	70
第三章 燃料燃烧及燃烧设备	88
第一节 燃烧过程的基本理论	88
第二节 气体燃料的燃烧过程及燃烧设备	95
第三节 液体燃料的燃烧过程及燃烧设备	104
第四节 固体燃料的燃烧过程及燃烧设备	123
第四章 传热学	142
第一节 导热	142
第二节 对流换热	156
第三节 辐射换热	173
第四节 综合传热	204
第五节 不稳定导热	220
参考资料	
一、电热网路模拟图	236
二、模型试验在热工设备中的应用	240
三、电热模拟法	247
附录	
一、国际制、工程制和英制单位换算表	262
二、局部阻力系数	262
三、计算辐射角系数和核算面积的公式和图	265

绪 论

硅酸盐工业产品种类繁多，生产工艺各不相同，但它们有一个共同的特点，就是：任何一种硅酸盐产品的成品或半成品，都必须在特定的窑炉中进行煅烧。煅烧过程中，物料在窑内要发生一系列的物理、化学变化。如果窑炉的设计不合理或操作上有缺陷，必然会影响产品的产量和质量，或增加原料和燃料的消耗，严重时还可能产生废品。因此，人们常常把窑炉形象地称作硅酸盐工厂的心脏，以喻它的重要性。

我国是创造硅酸盐窑炉（陶瓷焙烧窑）最早的国家。从西安半坡遗址的发掘中，证明远在五千年以前，我们的祖先就创造了升焰式窑烧制陶器。早在战国时代，就发明了利用山坡的自然倾斜兴建的龙窑。至明代又出现了著名的德化阶级窑，稍后创造了景德镇的蛋形窑。就是在这些窑炉内烧制出了闻名于世的“中国瓷器”。以上历史事实，说明了我国劳动人民在和自然作斗争中，在窑炉方面所取得的巨大成就。但是，由于几千年的封建统治和一百多年的帝国主义侵略，有着悠久历史传统的陶瓷工业和其他硅酸盐工业得不到发展而处于落后状态，解放前夕，我国硅酸盐工业已濒于绝境。解放后，在中国共产党和毛主席的正确领导下，古老的陶瓷工业获得了新生，其他硅酸盐工业也得到了很大的发展，年轻的玻璃纤维工业也迅速发展起来了。大型现代化的各种硅酸盐工厂在全国各地如雨后春笋不断兴建，工业布局也更趋合理。可是，由于林彪和“四人帮”的严重破坏，把原来已经缩小了的国际差距又拉大了，致使我国硅酸盐工业生产水平远远落后于国际先进水平，产量、质量、劳动生产率、原料和燃料消耗等各项技术经济指标与国际先进水平相比均有相当大的差距。为使我国硅酸盐工业更快地接近或达到世界先进水平，我们必须面对现实，迎头赶上。

设计、研制新型硅酸盐工业窑炉是发展硅酸盐工业的重要环节，而研究基础理论又是发展新型窑炉的必要条件。窑炉的先进性除了表现在操作中广泛应用电子计算技术，实现自动控制外，其本身也必须有先进的各项热工指标（如产量、单耗、热效率、炉龄等）。一般说来，对于窑炉的基本要求是：燃料在窑炉中必须充分燃烧，并能够根据工艺要求控制炉内气氛；最大限度地利用热能，尽可能提高传热速率；保证制品在窑炉内完成必要的物理、化学反应。为此，必须研究燃料燃烧学（包括燃烧静力学和燃烧动力学）、气体力学和传热学。这是指导窑炉设计和生产的三大基础理论。基础理论对窑炉实践的指导意义是十分明显的，例如，不符合气体运动规律设计的窑炉，将造成窑内温度分布极端不均，这样的错误设计，导致烟气由燃烧室中产生以后不能均匀分布于炉膛料垛中，而集中于顶部，或者通过短路直接进入烟囱，造成热量的浪费。同样，不了解燃料的燃烧机理和传热规律所设计的窑炉，是不能保证燃料热能充分利用的，窑炉的热效率很低，甚至不能达到工艺要求的烧成温度。由此可见，我们必须善于把普遍规律（即上述基础理论）与窑炉的热工过程结合起来，使之成为指导生产和设计窑炉的理论，只有把生产实践经验和基础理

论结合起来，才能正确地分析影响生产的各种因素，科学地总结生产经验，进而指导生产实践。

近年来，各种新型窑炉不断研制成功并投入生产。以水泥窑为例，五十年代以前主要是回转窑和立窑；五十年代在回转窑上附设各种类型的余热利用装置，提高了窑的热效率；六十年代中期，各种带悬浮预热器的回转窑不断涌现；到七十年代又出现了带窑外分解炉的回转窑，相继研究新的熟料煅烧设备，如沸腾层煅烧窑等。由于新窑型的出现，使回转窑单机产量不断提高，带悬浮预热器的窑在窑直径不超过7米的情况下，单机日产量可提高到5000吨，而带分解炉的窑则可提高到8000~10000吨，而且热耗比一般回转窑低36.5%。综观各类新型窑的特点，无非是增加传热面积，强化传热速率，使热能利用充分；在设备结构上使之更合乎气体力学、传热学的基本原理。这充分说明基础理论对促进生产力发展的指导作用。但必须着重指出，由于在窑炉空间内一方面进行着燃料燃烧过程、气体流动和传热过程，同时在硅酸盐制品中也进行着复杂的物理化学变化，因此，总的过程是十分复杂的，这些变化过程既有内在的联系，也有相互之间的影响，它的规律至今尚未为人们所很好的掌握。再者，随着新型窑的涌现，新的理论也期待着热工工作者去探索和总结，使热工理论不断丰富，更臻完善。摆在我们面前的任务是：（1）用科学的方法总结当前生产窑炉的经验，以改进现有的窑炉设备，挖掘设备的生产潜力；（2）从事热工基础理论的研究工作，掌握客观规律，用以指导新型窑炉的设计和改进窑炉的操作方法。

《硅酸盐工业热工过程及设备》（上册）是一门重要的专业基础课，它研究窑炉内有关燃烧、气体流动和传热等基本规律，是深入学习和掌握各种硅酸盐工业窑炉的基础。近年来随着各类新型窑的涌现，热工理论也在不断地发展，在硅酸盐工业中所占的地位也愈来愈显得重要。但它还是一门新兴的、年轻的学科，有许多理论性问题并没有很好地解决，而不得不借鉴于冶金炉，因此，它还处于发育成长的时期，有待于不断充实和完善。

鉴于一种新型窑炉的问世，都要经过小型试验性窑的冷态和热态的模型试验，在此基础上再进行中间试验，最后才投入大规模生产。另外，热工理论研究亦多半先在模型窑上取得数据，然后加以推广应用。因此，模型试验研究对硅酸盐热工工作者来说，是一项十分重要的技术手段。为适应这一需要，本教材收编了有关模型试验和电热模拟方法的概念与基本原理的内容，作为“参考资料”附在第四章后面，供学生自学参考。

《硅酸盐工业热工过程及设备》（上册）按66~78学时编写，共分四章，各章的学时数如下（供参考）：

第一章	窑炉中的气体力学	12~16学时
第二章	燃料及燃烧计算	8~10学时
第三章	燃料燃烧及燃烧设备	10~12学时
第四章	传热学	36~40学时

第一章 窑炉中的气体力学

在硅酸盐工业中，绝大部分窑炉都是以气体、液体和固体燃料作为热能的来源。这些燃料在燃烧过程中产生的气态燃烧产物形成窑炉内的载热体，在其流动过程中把热量传给窑炉内物料。由此看出：均匀有效地对炉内物料进行加热是和热气体的流动相关联的。另外，废气离开窑炉经烟道，废热回收设备而从烟囱排出；空气和气体（或液体）燃料的送入炉内；窑炉的溢气等等都和气体的流动有关。其中，炉内气体流动对传热的影响则是窑炉工作者最感兴趣和最为关切的问题。所有这些问题能否得到妥善的解决，直接关系到窑炉的操作、设计等。窑炉中的气体力学就是针对着这些问题的一门应用学科。

窑炉中的气体力学的迅速发展是近几十年的事。在冶金工业上发展较为迅速。无论是冶金工业或硅酸盐工业的窑炉，它们的特点是高温，并且在气体流动过程中伴随着化学变化和热交换，在某些情况下温度和密度的变化很大。但是，也有这样的情况——化学变化不甚激烈，压强温度和密度的变化都不大，发展得比较完善的流体力学的若干基本定律，经过某些变换，也可以在一定程度上应用于窑炉系统中。这样，给窑炉气体力学的研究提供了方便。因此，流体力学被视为是学习本章的基本课程。换言之，学习本章之前，读者应具备一定的流体力学知识。为便于讨论问题，并着眼于窑炉内的气体力学，必要的重复是不可避免的。而且清楚的概念对于认识窑炉系统中气体的流动甚为要紧，所以本章在某些问题的讨论上又显得粗中有细。应当看到，窑炉内气体流动的许多问题还没有得到最后的解决，但这些问题又确是窑炉工作者经常碰到的问题，本章对这些问题只作简单的定性解释，介绍给读者，作为对诸如类似问题的入门。

第一节 窑炉系统气体运动的特点及其表达式

一、气体的状态方程

在流体力学中，我们得知：流体是液体和气体的通称。液体和气体不完全相同，液体几乎不具压缩性，而且受热时体积的膨胀极小，在重力作用下，当容器的体积大于液体自身体积的时候，液体不能充满容器而会形成一自由液面。与液体比较，气体具有很强的压缩性，而且受热时体积膨胀比较大。气体能够充满容器，并且没有一定的表面。对于理想气体，可以用气体的状态方程来描述气体的压强、温度、体积三者间的关系。

$$\frac{P \cdot V}{T} = \text{常数} \quad \text{或} \quad P \cdot V = R \cdot T \quad (1-1)$$

式中 P ——气体的压强， N/m^2 ；
 T ——气体的绝对温度， K ；
 V ——单位质量的气体体积， m^3/kg ；
 R ——气体常数， $\text{m}^2/\text{K} \cdot \text{S}^2$ 。

若令 V_0 和 T_0 为标准状态下气体的体积和绝对温度, V_1 是一定量气体在同一压强下温度为 T_1 时的体积, 则由式(1-1)得:

$$\begin{aligned} V_1 &= V_0 \cdot \frac{T_1}{T_0} = V_0 \cdot \frac{273+t_1}{273} \\ &= V_0 \left(1 + \frac{t_1}{273} \right) = V_0 (1 + \beta t_1) \end{aligned} \quad (1-2)$$

式中 $\beta = \frac{1}{273}$, 称为气体的体积膨胀系数, $1/^\circ\text{C}$;

t_1 ——对应于 T_1 的摄氏温度, $^\circ\text{C}$ 。

如若式(1-2)中的 V_0 和 V_1 代表单位时间内流过某一定截面的气体体积量(米³/秒), 则以截面积去除式(1-2)两边, 便可得到对应于 V_0 和 V_1 的流速 w_0 和 w_1 (米/秒)的计算式:

$$w_1 = w_0 (1 + \beta t_1) \quad (1-3)$$

式(1-2)中的 V 也可以代表1公斤气体的体积, 于是:

$$\rho_1 = \frac{1}{V_1}; \quad \rho_2 = \frac{1}{V_0}$$

式中 ρ_1 、 ρ_0 —— T_1 和 T_0 时气体的密度, kg/m^3 。

$$\text{则: } \rho_1 = \frac{1}{V_1} = \frac{1}{V_0(1+\beta t_1)} = \rho_0 \frac{1}{1+\beta t_1} \quad (1-4)$$

必须指出: 式(1-1)到式(1-4)只适用于理想气体, 对于实际气体而言, 这些公式是近似的。但在高温和常压下, 这些公式对于实际气体具有很好的适应性, 而一般的窑炉内气体常处于高温和微正压(或微负压)状态, 因而适用于理想气体的上述这些式子能较好的应用于窑炉内热气体中去。

二、表达流体流动规律的三大方程式

在流体力学中我们已熟知: 流体流动时应遵循的规律与其他自然界运动现象一样, 不外乎是: 质量守恒、能量守恒以及动量守恒。根据质量守恒导出流体流动的连续性方程式; 根据能量守恒导出流体流动的能量方程即伯努利方程式; 根据动量守恒导出流体流动的动量方程式。一般称为流体流动的三大方程。在这里, 我们根据流体力学的有关叙述写出三大方程的一般表达式, 以及表达式中各项的物理意义, 使用范围, 作为今后研究窑炉内气体力学的基础。

(一) 流体连续性方程式

流体连续性方程式中包含的概念是: 当流体在一密闭导管作稳定流动, 既不向其中添加, 也不发生漏损时, 单位时间内通过导管的任一截面的质量流量皆相等。

由于通常在导管的任一截面上各点的温度、速度和压强各不相同, 因而表达连续性方程式中的各参数(如速度、密度)需用平均值, 此时, 流体的连续性方程式表示为:

$$M_1 = M_2 = M_3 = \dots = \text{常数} \quad (1-5)$$

$$\text{或} \quad F_1 w_1 \rho_1 = F_2 w_2 \rho_2 = \dots = \text{常数} \quad (1-6)$$

式中 M_1 、 M_2 、 M_3 ——每秒钟通过截面1—1、2—2、3—3的流体质量, kg ;

F_1 、 F_2 、 F_3 ——分别为导管1—1、2—2、3—3处的截面积, m^2 ;

ρ_1 、 ρ_2 、 ρ_3 ——通过截面1—1、2—2、3—3处的流体平均密度, kg/m^3 ;

w_1, w_2, w_3 ——通过截面1—1、2—2、3—3处的流体平均速度, m/s。

在窑炉内, 对于气体温度变化不大的某一区域而言, 可认为 $\rho = \text{常数}$, 此时:

$$F_1 w_1 = F_2 w_2 = F_3 w_3 = \dots = \text{常数} \quad (1-7)$$

由于窑炉砌体上有不严密处以及安设门孔, 因此在应用连续方程式时应考虑到由外面吸入空气或炉内气体溢出, 此时:

$$\begin{aligned} \text{而应该是: } F_1 w_1 \rho_1 &= F_2 w_2 \rho_2 = F_3 w_3 \rho_3 \\ F_1 w_1 \rho_1 &= F_2 w_2 \rho_2 \pm \rho_{ot} \cdot \Delta V_{1-2} = \dots \end{aligned} \quad (1-8)$$

式中 ΔV_{1-2} ——截面1—1与2—2之间溢出或吸入之气体量, m^3/s ;

ρ_{ot} ——截面1—1与2—2之间溢出或吸入之气体平均密度, kg/m^3 。

(二) 流体流动的能量方程——伯努利方程式

当流体密度不变时, 介稳状态下的欧拉运动微分方程式, 可得出理想流体的伯努利方程式为:

$$z_1 + \frac{p_1}{\rho \cdot g} + \frac{w_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\rho \cdot g} + \frac{w_2^2}{2g} \quad (1-9)$$

对于实际流体, 由于具有粘性, 流动时产生能量损失。因而实际流体的伯努利方程式为:

$$z_1 + \frac{p_1}{\rho \cdot g} + \frac{w_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\rho \cdot g} + \frac{w_2^2}{2g} + \Sigma h_f \quad (1-10)$$

式中 z ——单位重量流体具有的势能, 它具有长度的单位, 一般常称为位头;

$\frac{w^2}{2g}$ ——表示流体流动时单位重量流体具有的动能, 称为速度头或动头;

$\frac{p}{\rho \cdot g}$ ——单位重量流体在压强 p 作用下具有的压能, 称为压头或静压头;

Σh_f ——流体由截面1—1流至截面2—2时单位重量流体流动的总能量损失。

对于上述的伯努利方程式, 我们用文字简述如下: 当流体于一导管中流动时, 任一截面处流体的位头、压头、速度头之和等于导管下游任一截面处流体位头、压头、速度头以及此两截面间流体流动的总能量损失之和。

在应用上述伯努利方程式时, 应满足如下条件:

(1) 流体的流动必须是稳定流动, 且流体是不可压缩的。同时作用在流体上的质量力只限于重力。

(2) 所取截面1—1及截面2—2之间沿程流量不得改变。

(3) 所取截面必须是渐变流截面。

(4) $\frac{w^2}{2g}$ 的数值是对所取截面而言, 因而流体流速需用截面平均流速, 在一般情况下, 都认为截面实际动能等于按截面平均流速计算的动能。

(5) 选取截面位头时, 一般用截面中心点即可。

(三) 流体流动的动量方程式

$$\text{其表达式为: } \Sigma P_x = V(\rho_2 w_2 - \rho_1 w_1) \quad (1-11)$$

式中 ΣP_x ——作用于 x 方向上流体某一区域上的一切合外力, N;

V ——流体通过某一区域的体积流量, m^3/s 。

式(1-11)说明: 当流体作稳定流动时, 作用于某一区域上的一切外力在某一方向的分

量等于在这个区域两端单位时间内流过的流体在该方向上动量的增量。由于在推导动量定理时未作更多的限制，因而窑炉内气体动量发生变化的规律能够用式（1-11）加以描述。

三、窑炉系统热气体运动的特点

上面我们对流体力学的三大方程已作了简要的介绍，并指出流体的连续性方程、动量方程的表达式能够应用于窑炉系统内的气体流动。现在剩下的问题是，能否运用前面所介绍的伯努利方程式于窑炉内气体的流动？对于这个问题，那就要看气体在窑炉内流动时是否满足伯努利方程式使用时应具备的条件了。一般地说，对于连续生产的窑炉，任何一个部位的气体流速以及其他和流动有关的参数都可看成是不随时间而改变，即可认为处于稳定流动状态。另外还需要看气体密度是否不变。前已指出，气体密度是随压强，温度的变化而改变的。因此，这就需要看窑炉内压强，温度的变化如何了。实际生产中，窑炉内气体的温度是逐渐变化的，若将整个窑炉系统划分为若干区段，在每一区段内，当气体温度变化不大，就可以近似地把气体温度看成不变而取其平均值。因而，气体在窑炉内流动时，对于划定的某一区域来说，可认为气体密度不随温度而变化。另外，窑体是砖砌筑的，管道也往往是砖砌成的，并且窑墙上还留一些看火孔。因而，窑炉系统是不严密的，有溢出或吸入气体的现象。例如，我们常看到窑内有热气向外冒出，这个时候我们说窑内处于正压，即窑内气体的绝对压强大于窑外同一水平面上的大气压强（ $p > p_a$ ）。窑内如果是负压，则窑内气体的绝对压强将小于外界同一水平面上的大气压强（ $p < p_a$ ）。此时，外界空气就会被吸入窑内，造成窑炉内温度不均匀。因此，在窑炉内的某一部位维持零压有时是很需要的，如倒焰窑通常使窑底维持零压；玻璃熔窑供料通道也常使玻璃液表面处维持零压（或微正压）。正常操作的各种窑炉一般都不希望正压过大，也不希望负压过大，也就是说，窑炉内压强变化范围很小，往往只相差2~20毫米水柱。这样微小的压强变化并不会引起气体体积的显著改变，因而窑炉内压强变化对气体密度的影响也可以忽略不计。

但是，窑炉内热气体的运动也具有它的特殊性，其中最重要的一个特点就是热气体在没有外界机械能加入的情况下，热气体能由低处流向高处。例如，在玻璃熔窑内，助燃空气由蓄热室下部进入熔窑内，产生的热烟气则最后由较高的烟囱排出。对于液体，当管道两端都是大气压时，若没有外界对液体做功（如用泵），液体是不会由低处流向高处的，而只能从高处向低处流动。

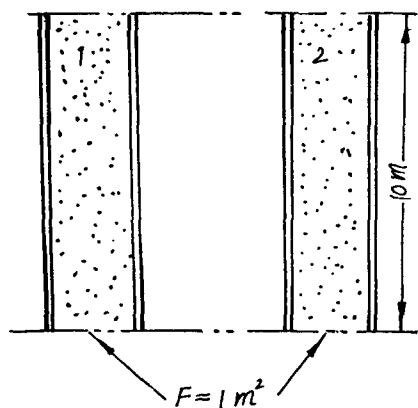


图 1-1 浮力的作用

1—水， $\rho_{H_2O}=1000$ 千克/米³；2—热烟气， $\rho=0.6$ 千克/米³

能从高处向低处流动。

这种现象我们可以用浮力原理来说明，窑炉内热气体的密度小于周围大气中冷空气的密度，它所受到的浮力远超过本身的重力。如图1-1所示：

在 $\rho_a=1.2$ 千克/米³ 的大气中有两个流体柱，一个是密度为 $\rho_{H_2O}=1000$ 千克/米³ 的水，另一个是 $\rho=0.6$ 千克/米³ 的热烟气。若两流体柱高10米，底面积 $F=1$ 米²。根据浮力原理：物体浸没于流体中所受到的浮力等于被此物体所排开的流体体积的重量。对于水，它所受到的浮力 $= 10 \times 1 \times 1.2 \times 9.8 = 117.6$ 牛顿，但水柱的重量 $= 10 \times 1 \times 1000 \times 9.8 = 98000$ 牛顿。由此可知：水的重量远大于水在大气中受到的浮力。此时，水所受到的浮力影响

可以忽略不计。所以我们说：水柱只受到重力的作用。因此，水的流动总是由高处向低处流动。

对于热烟气来说，此时它所受到的浮力也是 117.6 牛顿，但热烟气的重量仅是： $10 \times 1 \times 0.6 \times 9.8 = 58.8$ 牛顿，即浮力大于重力。净浮力 = 浮力 - 重力 = 58.8 牛顿。

由此可见，热烟气在没有外界机械能加入情况下，将会靠净浮力的作用自行向上流动，也就是说：大气对窑炉内热烟气产生的浮力对其流动起着显著的作用。因此，窑炉外的空气对炉内热气体流动的影响应予以考虑。

由于窑炉内热气体流动具有上述的特殊性，而这些特殊性是与窑炉外的空气相联系着的，为了使伯努利方程式清楚地反映外界空气对炉内热气体的浮力作用，需推导出适用于两气体的伯努利方程式，用以表达外界空气对炉内热气体的浮力作用。

四、窑炉系统热气体运动的能量方程——适用于两气体的伯努利方程

如图 1-2 所示，设热气体在导管内（如在窑炉内或烟囱内）某一区段自截面 1—1 流动至截面 2—2，其平均密度为 ρ ，热气体作稳定流动，外界空气认为是静止的，其平均密度为 ρ_a 。按照流体力学的方法，于两截面下方任意取一基准面后，可列出导管内热气体的伯努利方程式：

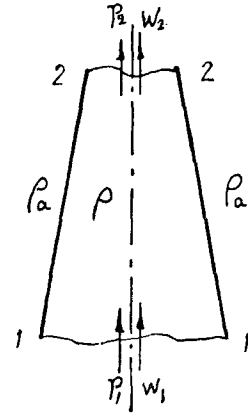


图 1-2 能量方程的推导示意图

$$z_1 + \frac{p_1}{\rho \cdot g} + \frac{w_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\rho \cdot g} + \frac{w_2^2}{2g} + \Sigma h_{f(1-2)}$$

$$\text{即： } z_1 \cdot \rho \cdot g + p_1 + \frac{w_1^2}{2} \rho = z_2 \cdot \rho \cdot g + p_2 + \frac{w_2^2}{2} \rho + \rho \cdot g \Sigma h_{f(1-2)}$$

$$\text{或： } z_1 \cdot \rho \cdot g + p_1 + \frac{w_1^2}{2} \cdot \rho = z_2 \cdot \rho \cdot g + p_2 + \frac{w_2^2}{2} \cdot \rho + \Sigma h_{f(1-2)} \quad (1)$$

对于炉外空气，也可列伯努利方程式：

$$z_1 \cdot \rho_a \cdot g + p_{a1} = z_2 \cdot \rho_a \cdot g + p_{a2} \quad (2)$$

将式①减式②得：

$$\begin{aligned} & z_1 \cdot g (\rho - \rho_a) + (p_1 - p_{a1}) + \frac{w_1^2}{2} \rho \\ & = z_2 \cdot g (\rho - \rho_a) + (p_2 - p_{a2}) + \frac{w_2^2}{2} \rho + \Sigma h_{f(1-2)} \end{aligned}$$

对于窑炉内的热气体而言，常常是窑炉外空气密度大于窑炉内热气体密度，常将 $(\rho - \rho_a)$ 改为 $(\rho_a - \rho)$ 而添一负号于 z_1 和 z_2 之前，即：

$$\begin{aligned} & -z_1 \cdot g (\rho_a - \rho) + (p_1 - p_{a1}) + \frac{W_1^2}{2} \rho = -z_2 \cdot g (\rho_a - \rho) \\ & + (p_2 - p_{a2}) + \frac{W_2^2}{2} \rho + \Sigma h_{f(1-2)} \end{aligned}$$

上式中 z_1 和 z_2 为当基准面取在两截面之下方时，截面 1—1，截面 2—2 到基准面之垂直距离。对于基准面取在两截面的上方或下方， z_1 ， z_2 之值有正负之分，这在流体力学中已经指出。当基准面取在两截面之下方时， z_1 ， z_2 之值为正；反之为负。现若将上式中的基准面

取在两截面之上时，则上式中的 $-z_1, -z_2$ 将改为 z_1, z_2 。经上述说明后，上式即可变为（基准面取在两截面之上）：

$$z_1 \cdot g(\rho_a - \rho) + (p_1 - p_{a1}) + \frac{w_1^2}{2} \rho = z_2 \cdot g(\rho_a - \rho) + (p_2 - p_{a2}) + \frac{w_2^2}{2} \rho + \Sigma h_{l(1-2)} \quad (1-12)$$

式（1-12）就是适用于两气体的伯努利方程式，它表达了窑炉内热气体流动的规律。其特点是一方面考虑了外界空气对炉内热气体产生浮力的影响；由于外界气体对炉内热气体产生的净浮力是向上的，因而基准面取在窑炉系统之上（一般取在窑炉系统的顶部），从基准面向下量取的高度取正值。另一方面，式（1-12）所表达的气体能量方程，其中各项皆表示单位体积热气体所具有的能量，其单位都是： P_a （帕）或（牛顿/米²）。

五、适用于两气体的伯努利方程式的物理意义——各种压头的意义及其相互转换

现在来说明式（1-12）中各项的物理意义。其中， $z \cdot g(\rho_a - \rho)$ 称为几何压头（或称相对几何压头）。它的物理意义是：单位体积的热气体在净浮力 $g \cdot (\rho_a - \rho)$ 的作用下所具有的位能。它表示净浮力对热气体做功，表征外界空气对炉内热气体的影响。当炉内热气体温度愈高，则 ρ 愈小，热气体受向上的净浮力愈大，几何压头愈大。同时，若两截面间高度差愈大，则两截面的几何压头差也愈大。一般用 $h_{ge} = z \cdot g(\rho_a - \rho)$ 来表示某一截面的几何压头的大小。几何压头的值无法直接测定，通常是测定外界和炉内热气体的平均温度进而找出平均密度后加以计算而得出。图1-3为一倒置容器，设其截面为1米²，其中充满密度为 ρ 的热气体。容器外界为冷空气，其密度为 ρ_a ，已知 $\rho_a > \rho$ 。现分析沿容器高度方向上几何压头分布情况，以容器顶部3—3截面作为基准面，此时容器底面1—1上气体的几何压头为 $h_{ge1} = H_1 \cdot g \cdot (\rho_a - \rho)$ ，其中 H_1 为容器底部离开基准面的垂直高度。同样，2—2截面几何压头为 $h_{ge2} = H_2 \cdot g \cdot (\rho_a - \rho)$ 。容器顶部截面3—3处的几何压头为零。因为 $H_1 > H_2$ ，所以 $h_{ge1} > h_{ge2} > h_{ge3}$ ，即容器内几何压头愈往下愈大，可用OA线来表示之（图1-3）。

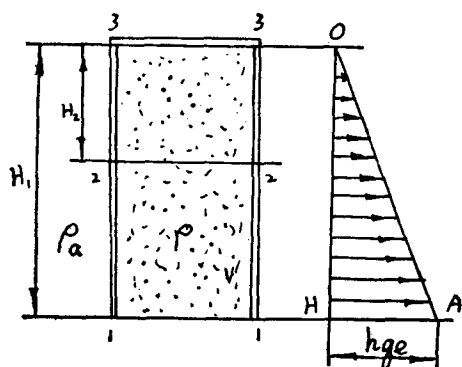


图 1-3 沿容器高度方向几何压头分布

式（1-12）中 $(p - p_a)$ 项称为静压头，用 h_s 表示之。它表示炉内热气体在某一截面处的绝对压强与同一水平面上大气压强之差。其数值等于该截面处之表压强。故 h_s 可以用液柱压强计测出。图1-4所示，液柱压强计一端与大气相通，另一端与炉内相通，并与气流流动方向垂直，液柱压强计测出之数值（毫米水柱或帕）即表示静压头的数值。需要注意的是：这里以表压值反映静压头的大小，这仅是为了方便起见，并不是静压头即为表压强。实际上，静压头是表示单位体积的气体所具有的压力能大小（ $N \cdot m/m^3$ ）。为分析窑炉内沿高度方向上

静压头的大小及其分布情况，我们仍取一倒置容器，容器内盛满热气体（密度为 ρ ），外面是空气（图1-5），因容器下端开口，冷热气体互相连通，故该处内外压强相等（皆等于 p_0 ），此时 $h_s = p_0 - p_0 = 0$ 。在 H 高度上，容器内部热气体压强为：

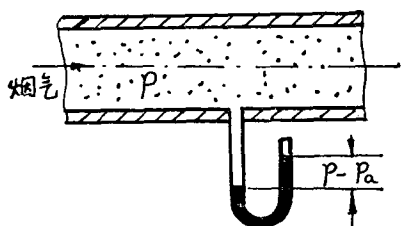


图 1-4 静压头测量示意图

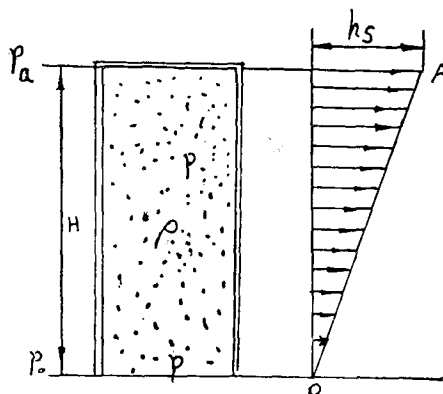


图 1-5 沿容器高度方向静压头分布

$$p = p_0 - H\rho \cdot g \quad (1)$$

在同一水平面上，容器外部空气压强为：

$$p_a = p_0 - H \cdot \rho_a \cdot g \quad (2)$$

将①②两式代入静压头公式得：

$$h_s = p - p_a = H \cdot g (\rho_a - \rho)$$

上式中， $\rho_a > \rho$ ，且 H 应为正值，故在任何高度（ H ）不等于零时，容器内部压强都大于外面空气压强， H 愈大，即愈靠近容器上部，静压头愈大，图 1-5 的 OA 线说明了这一规律。但需指出：仅在两气体作用下的静压头分布才适合上述情况。若为单一的热气体或冷气体，它们上部的压头仍然小于本身下部的压头。

当未考虑几何压头的影响时，由静压头引起的气体相对流动，其方向总是由压强大的地方流向压强小的地方，即当 $p > p_a$ 时，称炉内为正压。正压时，有热气体自炉内溢出。而当 $p < p_a$ 时，称为负压。负压时，有冷空气吸进炉内。当 $p = p_a$ 时，称为零压。此时没有气体流动。

式（1-12）中 $\frac{w^2}{2} \cdot \rho$ 称为动压头，一般用 h_k 表示之。它表示单位体积气体流动时具有的动能。与气体在截面的平均流速有关。它可以通过毕托管测出截面的流速而计算得出。

式（1-12）最后一项 $\sum h_{l(1-2)}$ ，称为压头损失，它表示单位体积气体由截面 1—1 流至截面 2—2 时损失的总能量大小。它将气体中的部分能量转变为热能。所以也称能量损失。故压头损失也叫能量损失。有关压头损失的大小将在下节中讨论。

于是，我们可将式（1-12）写成：

$$h_{g_{s_1}} + h_{s_1} + h_{k_1} = h_{g_{s_2}} + h_{s_2} + h_{k_2} + \sum h_{l(1-2)} \quad (1-13)$$

上式为适用于两气体的伯努利方程的另一表达形式。下面，我们举几个例子说明两气体的伯努利方程中各种压头之间的互相转变情况。

（一）动压头和静压头之间的转变

假定某一气体在一逐渐扩张的管道中流动（图 1-6），管子左端 1—1 截面积 F_1 ，右端 2—2 截面积 F_2 。由于 $F_1 < F_2$ ，所以 $w_1 > w_2$ 。对两截面列两气体的伯努利方程式：

$$h_{ge_1} + h_{s_1} + h_{k_1} = h_{ge_2} + h_{s_2} + h_{k_2} + \sum h_{l(1-2)}$$

由于气体作水平流动, $h_{ge_1} = h_{ge_2}$, 若忽略气体流动的能量损失, 上式成为:

$$h_{s_1} + h_{k_1} = h_{s_2} + h_{k_2}$$

此时, 因为: $w_1 > w_2$, 也即 $h_{k_1} > h_{k_2}$, 故应有

$$h_{s_1} < h_{s_2}$$

在这种情况下, 流动过程中动压头减少, 静压头增加, 即动压头向静压头转变。当考虑气体流动的能量损失时, 截面2—2处静压头 h_{s_2} 比忽略能量损失时的 h_{s_2} 要小些。因为在此情况下有部分动压头消耗克服于阻力损失上。

当气流流动方向与上述相反, 则静压头转换成动压头。

(二) 几何压头和静压头间的转变

设有热气体在垂直管道中由上向下流动, 且管径不变 (图1-7)。此时, 应有: $w_1 = w_2$, 即 $h_{k_1} = h_{k_2}$ 。若忽略阻力损失, 列 1—1, 2—2 截面伯努利方程式得:

$$h_{ge_1} + h_{s_1} = h_{ge_2} + h_{s_2}$$

又因为:

$$h_{ge_2} \text{ (在下)} > h_{ge_1} \text{ (在上)}$$

则:

$$h_{s_2} < h_{s_1}$$

由此看出: 当热气体由上向下流动时, 几何压头逐渐增加, 此能量来自静压头的减少 (图1-7)。所以, 向下流动的热气体的几何压头可视为一种“能量损失”, 与阻力损失并列看待。反之, 当热气体由下向上流动时, 几何压头逐渐减少, 静压头则逐渐增加。故向上流动的热气体的几何压头可看作一推动力。

(三) 几种压头的综合转变

如果热气体由下向上在截面逐渐变小的垂直管道中流动 (例如烟气在烟囱内的流动) (图1-8), 当热气体由截面1—1流至截面2—2时, 应用式 (1-13) 可得:

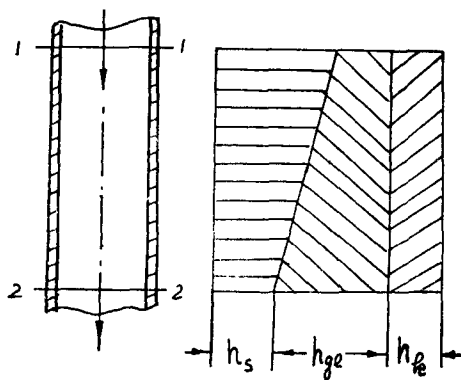


图 1-7 热气体在垂直管内向下流动

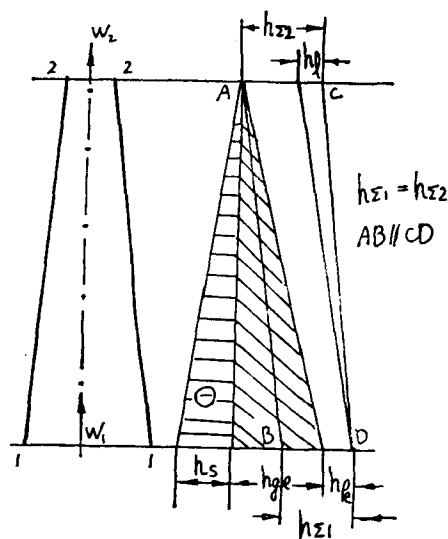


图 1-8 烟囱内气体的流动

$$h_{ge_1} + h_{s_1} + h_{k_1} = h_{ge_2} + h_{s_2} + h_{k_2} + \Sigma h_{l(1-2)}$$

若基准面取在截面2—2上, 则有:

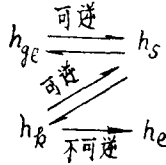
$$\begin{aligned} & \text{由于:} & h_{ge_2} &= 0; & h_{ge_1} &> h_{ge_2} \\ & \text{以及:} & h_{s_2} &> h_{s_1}; & h_{k_2} &> h_{k_1} \\ & & & \Sigma h_{l(1-2)} &\neq 0 \end{aligned}$$

则上式可写成:

$$h_{ge_1} = (h_{s_2} - h_{s_1}) + (h_{k_2} - h_{k_1}) + \Sigma h_{l(1-2)} \quad (1-14)$$

式(1-14)说明: 热气体由截面1—1流至截面2—2时, 逐渐将几何压头转变为静压头, 动压头, 并消耗部分能量用于克服阻力损失。若截面2—2是烟囱出口, 此时热气体排出大气, 则截面2—2处压强等于大气压强, 即 $h_{s_2} = 0$, 因而则有: $h_{s_1} < 0$ 。由此看出: 烟囱出口以下的热气体处于负压。而且愈向下, 负压愈大(图1-8)。

由上面的讨论我们可以看出: 各种压头可以互相转变, 其转变的规律是: 几何压头能可逆的转变静压头; 静压头和动压头也可以互相转变; 动压头提供作气体流动的能量损失, 此部分能量转变为热能, 并由静压头补充提供的那部分动压头。各种压头转变规律可概括如下:



第二节 气体流动的阻力损失及其对窑炉操作的影响

上面我们讨论了窑炉内热气体运动的能量方程——适用于两气体的伯努利方程式。对于伯努利方程式中的最后一项, 即阻力损失 Σh_l 如何计算, 没有作进一步的讨论。本节将给出阻力损失计算的基本公式, 结合窑炉内的阻力损失, 给出计算式子。最后简要说明阻力损失对窑炉操作的影响。

一、阻力损失的概念及种类

由流体(气体和液体的通称)的性质我们可以得知: 气体流动时粘滞力的产生是由于流动着的气体质点间有相对运动。粘滞力是企图阻挠气体质点流动的因素, 此时, 粘滞力所做的功是减弱气体的能量, 从而形成气体流动的能量损失, 也称为气体流动的阻力损失。因而就其内因来说, 气体流动的阻力损失是由于气体内部间的相对运动以及由此而形成粘滞力的作用而产生。它与固体运动时所遇到的摩擦阻力有相似之处, 但也有不同点。其相似之处在于两者的阻力损失皆变成热能而损失掉。其不同点在于固体所遇到的摩擦力系作用于固体与固体的接触面之间, 而气体所遇到的阻力是作用于运动着的气体内部。管壁的情况(如形状, 管壁粗糙程度等)也能够影响气体内部质点的相对运动从而影响气体流动的能量损失。层流时, 靠近管壁的一层气体的速度等于零, 所以不管管壁是粗糙或者是光滑, 都对摩擦阻力没有影响。但在湍流时, 特别是绝对粗糙度大于边界层厚度时, 气体质点可能透过边界层而冲撞管壁, 此时, 管壁的粗糙度对于摩擦阻力有很大影响。

气体运动时产生的阻力损失从外因来看常把它分为两类，一类称为摩擦阻力。它是由于气体流动时，与比较均匀的导管管壁相接触而产生气体内部各流层间的相对运动和内摩擦力，从而引起气体的能量损失。这种能量损失称为摩擦阻力损失。另一类称为局部阻力损失，它是由于气体流动时遇到局部障碍（如闸门、弯头，截面突然变化等），气体内部质点相对运动剧增，形成阻力。称为局部阻力。气体由于克服阻力而消耗的能量，称为局部阻力损失。由此看出：气体的阻力损失意味着气体中机械能转变成成为热能。

二、阻力损失的计算表达式

上面我们已经了解到：气体流动的阻力损失系直接由于气体内部各质点或各部分间的相对运动，以及随着出现的粘滞力的作用而产生的。如若要计算气体阻力损失，最直接的办法应该是：先制出整个气体流动时速度分布图以及相应的粘滞力分布图（或与之相应的数学表达式），然后再将气体内部各点处粘滞力所做的功综合起来以求阻力损失。这样做虽然能真正反映阻力损失的物理过程，但求解过程工作量是相当大的，在工程实践中无法采用这种方法。工程计算上，在分析和处理气体阻力损失计算时，为简便起见，一般采用下述的方式：

（1）在具体的分析和计算中，我们常常不直接地从造成阻力损失的物理因素去考虑，而是间接地从为了克服阻力损失所提供的有效机械能去考虑，这样做的结果，使我们有可能不去考虑阻力损失的气体内部分布情况，而是将全部气体当作一整体去研究。在工程气体力学中，经常用某种机械能的倍数表示阻力损失的大小，这是出自于以下的事实：气体流速加大时，阻力损失加大，当气体没有流动时，便没有阻力损失。因而我们选择速度头的倍数表达所提供的有效机械能以克服阻力的大小。即：

$$\Sigma h_i \sim \frac{w^2}{2g}$$

（2）当不考虑摩擦阻力与局部阻力损失两者间的关联性时，在计算上我们可分别单独加以考虑。即：

$$\Sigma h_i = h_f + h_l$$

通过大量的实验和实践，得出摩擦阻力损失和局部阻力损失的计算式如下：

$$h_f = \lambda \cdot \frac{l}{d} \cdot \frac{w^2}{2g} \cdot \rho_i \cdot g = \lambda \cdot \frac{l}{d} \cdot \frac{w^2}{2} \cdot \rho_i \quad (1-15)$$

$$h_l = \xi \cdot \frac{w^2}{2g} \cdot \rho_i \cdot g = \xi \cdot \frac{w^2}{2} \cdot \rho_i \quad (1-16)$$

式中 λ ——摩擦阻力系数；

l ——导管两截面间的距离，m；

w ——截面平均流速，m/s；

d ——导管的内直径，m；

ρ_i ——导管内气体的密度，kg/m³；

ξ ——局部阻力系数。

对于非圆形导管（例如在窑炉中，窑身和烟道很少是圆形截面的），一般引入水力半径的概念，水力半径（ r_w ）是气体在通道流动时，其通道截面积与浸湿周边边长之比。即：