



涡轮设计与应用

〔美〕A. J. 格拉兹曼 主编

国防工业出版社

内 容 简 介

本书较全面地论述了有关涡轮热力气动各个方面的问题，并在这个基础上介绍了涡轮设计与试验方法。

本书各章讲解基本概念比较清楚。关于边界层、超声速涡轮及涡轮冷却等重点章节，结合近期涡轮试验研究各方面成果的介绍，内容能够反映近代水平。全书内容编排有序，系统性较强，可作为本专业技术人员学习涡轮原理课程的基础读物。本书也可供本专业科研人员 and 高等院校专业教师参考。

TURBINE DESIGN and APPLICATION

(NASA SP-290)

Edited by Arthur J. Glassman

Scientific and Technical Information Office

NATIONAL AERONAUTICS AND SPACE ADMINISTRATION

1975

*

涡轮设计与应用

〔美〕A. J. 格拉兹曼 主编

老文雄、许海荣、蔡睿贤 译

*

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

*

787×1092¹/₁₆ 印张 15⁵/₈ 360 千字

1982年4月第一版 1982年4月第一次印刷 印数：0,001—2,200册

统一书号：15034·2254 定价：1.65元

出版说明

本书系美国国家航空与航天管理局 (NASA) 刘易斯研究中心内部进修“涡轮设计与应用”课程的讲座教材, 后经补充修订, 按特刊形式分三卷出版; 编号 NASA SP-290。第一卷包括热力学和流体动力学概念、涡轮基本概念及速度图三章 (1972 年出版); 第二卷包括叶片设计、流道流动分析、边界层理论及边界层损失、其它各类损失等五章 (1973 年出版); 第三卷包括超声速涡轮、径流式涡轮、涡轮冷却及气动性能测定等四章 (1975 年出版)。中译本按原章节顺序合成一册; 各章附录的参考文献, 经编排整理后一并附在书末。

全书十二章, 分别由刘易斯研究中心流体元件部涡轮动力组负责各方面科研课题的专家分工编著, 各章内容在一定程度上反映了 NASA 在涡轮技术方面近期所取得的进展。本书主要讨论涡轮叶片设计的理论问题。按设计程序, 书中首先以涡轮特定的用途确立流动、功和速度的要求, 继而估计符合理想效率和级数的速度图, 最后设计出符合速度图要求的气流角度与气流速度的涡轮叶片, 包括叶片尺寸、外形和间距等。书中对涡轮叶片流道流动的分析方法及某些数值解法也作了介绍。

如何估量损失是涡轮设计中的一个困难问题。损失的主要起因是叶片和端壁表面上由于粘性而形成的边界层。为此, 书中详细讨论了边界层理论, 给出了确定与边界层相关的摩擦、尾边和掺混损失的分析与实验方法。

为进一步提高涡轮进口温度以增加推力和循环效率, 书中强调了涡轮叶片的空气冷却问题。以热燃气传向叶片的热通量、稳态或瞬时的传热分析和叶片内部冷却通道的传热结构等三部分内容结合试验研究的新成果加以介绍并做了分析说明。

全书内容较为丰富充实, 注意基本概念的阐述, 自成体系, 结合多年来涡轮试验研究上很多的成果介绍, 系统说明了涡轮应用技术的各个方面。

本书在翻译过程中曾得到沈希瑾同志的大力支持, 在此谨表深切谢意。

本书中译本已将原文中几处错误作了修订。限于水平, 译文也会有不少错误和不妥之处, 希望读者批评指正。

目 录

第一章 热力学和流体动力学概念 Arthur J. Glassman	1
符号说明	1
基本概念和关系式	2
变截面流动的应用	10
第二章 涡轮的基本概念 Arthur J. Glassman	14
符号说明	14
术语汇编	16
涡轮内部流动和能量传递	18
无因次参数	32
第三章 速度图 Warren J. Whitney, Warner L. Stewart	45
符号说明	45
平均截面速度图	46
速度图的径向变化	56
作速度图研究用的计算机程序	63
第四章 叶片设计 Warner L. Stewart, Arthur J. Glassman	64
符号说明	64
稠度	65
叶型设计	74
第五章 流道流动分析 Theodore Katsanis	78
符号说明	78
流函数和位函数分析	81
速度梯度分析	90
第六章 边界层理论导言 William D. McNally	94
符号说明	94
边界层性质	96
边界层方程式的推导	97
边界层方程式的求解	105
结束语	115
第七章 边界层损失 Herman W. Prust, Jr.	116
符号说明	116
边界层参数	119
叶列损失系数	122
叶列损失特性	132
第八章 各种损失 Richard J. Roelke	135
符号说明	135
叶尖端隙损失	136

轮盘摩擦损失·····	140
部分进气损失·····	145
攻角损失·····	148
第九章 超声速涡轮 Louis J. Goldman·····	151
符号说明·····	151
特征线法·····	152
超声速静叶的设计·····	160
超声速动叶的设计·····	162
超声速涡轮的运行特性·····	166
第十章 向心式涡轮 Harold E. Rohlik·····	170
符号说明·····	170
总体设计特性·····	174
叶片设计·····	181
非设计工况性能·····	184
第十一章 涡轮冷却 Raymond S. Colladay·····	187
符号说明·····	187
概述·····	190
从高温燃气到叶片的热传递·····	194
叶片壁内部的热传导·····	203
冷却剂一侧的对流换热·····	204
薄膜冷却和发散冷却·····	206
相似性·····	211
第十二章 气动性能的实验测定 Edward M. Szanca, Harold J. Schum·····	215
符号说明·····	215
试验设备和测量·····	216
涡轮性能·····	229
参考文献·····	237

第一章 热力学和流体动力学概念

符号说明

A	通流面积	米 ² , 英尺 ² ;
a	加速度	米/秒 ² , 英尺/秒 ² ;
	声速	米/秒, 英尺/秒;
a, b, c	多项式 (1-16) 的系数;	
c_p	定压比热	焦耳/公斤·°K, 英热单位/磅·°R;
F	不平衡力	牛顿, 磅;
g	单位变换常数	1, 32.17 磅质量·英尺/磅力·秒 ² ;
h	比焓	焦耳/公斤, 英热单位/磅;
J	热功变换常数	1, 778 英尺·磅/英热单位;
M	马赫数, 由式 (1-59) 定义;	
M_w	分子量	公斤/公斤摩尔, 磅/磅摩尔;
m	质量	公斤, 磅;
p	绝对压强	牛顿/米 ² , 磅/英尺 ² ;
q	加于体系的热	焦耳/公斤, 英热单位/磅;
q_f	摩擦生成热	焦耳/公斤, 英热单位/磅;
R	气体常数	焦耳/公斤·°K, 英尺·磅力/磅质量·°R;
R_f	摩擦阻力	牛顿, 磅;
R^*	通用气体常数	8314 焦耳/公斤摩尔·°K, 1545 英尺·磅力/磅质量·°R;
s	比熵	焦耳/公斤·°K, 英热单位/磅·°R;
T	绝对温度	°K, °R;
t	时间	秒;
u	比内能	焦耳/公斤, 英热单位/磅;
V	流体绝对速度	米/秒, 英尺/秒;
v	比容	米 ³ /公斤, 英尺 ³ /磅;
W_s	体系完成的机械功	焦耳/公斤, 英热单位/磅;
w	质量流率	公斤/秒, 磅/秒;
x	长度	米, 英尺;
Z	比位能	焦耳/公斤, 英尺·磅力/磅质量;
z	压缩系数	由式 (1-4) 定义;
γ	定压比热与定容比热之比;	
ρ	密度	公斤/米 ³ , 磅/英尺 ³ 。

下角字:

c 临界状态

cr 临界流动状态 ($M = 1$)

e 排气

t 喉部

上角字:

$'$ 绝对滞止状态

本章旨在重温有关热力学和可压缩流体力学的基本概念。这些概念是分析和了解涡轮内部流动及能量传递过程时所需要的。参考文献〔1〕和许多教科书里都可找到这些方面的详尽介绍。本章涉及的流动假设是稳定的和一元的。

任何统一的单位制都可满足所列出的方程式。本书在各个符号的定义后面给出了两套常用的单位,即国际公制单位和美国惯用的英制单位。各个方程组都列有这两套单位,包括由所选取的单位制确定的方程系数值;一般,采用了国际单位制,方程的系数常定义为1。

基本概念和关系式

状态方程 在进行任何气体问题的深入计算之前,必须知道气体的压力、容积和温度三者的相互关系。对各种气体研究的结果形成了一些关于气体特性的定律。讨论这些定律时,把气体看作理想的或真实的。理想气体仅是假想的,并服从各种简化的定律;而真实气体仅在某些特定条件下才近似地适用这些简化的定律。

理想气体的状态方程是

$$pv = \frac{R^*}{M_w} T \quad (1-1)$$

式中 p ——绝对压强 牛顿/米², 磅/英尺²;

v ——比容 米³/公斤, 英尺³/磅;

R^* ——通用气体常数 8314焦耳/公斤摩尔·°K, 1545英尺·磅/磅摩尔·°R,

M_w ——气体分子量 公斤/公斤摩尔, 磅/磅摩尔;

T ——绝对温度 °K, °R。

R^*/M_w 常作为一简单的量表示

$$R = \frac{R^*}{M_w} \quad (1-2)$$

式中 R ——气体常数, 焦耳/公斤·°K, 英尺·磅/磅·°R。

理想气体定律中常用密度来代替比容, 如是

$$p = \frac{1}{v} RT = \rho RT \quad (1-3)$$

式中 ρ ——密度 公斤/米³, 磅/英尺³。

一般，真实气体在低压或高温条件下接近于理想气体性质。在这样的条件下，气体内部的自由空间大，气体分子间的吸引力小。对高于其临界温度的气体来说，压强高达50个大气压时理想气体定律仍可精确到误差在5%以内；而对低于其临界温度的气体，1个大气压下就可能有2~3%的差异。

曾经提出过几百个表示 $p-v-T$ 之间关系的状态方程，来表达真实气体与理想气体性质上的差异。其中没有发现一个是普遍满意的，多数仅在有限的温度和压强范围内适用于某一种气体。这些方程中即便是最有用的，使用起来也很麻烦，除非要求高度精确，一般不当采用。

在相同的折合温度（温度 T 与临界温度 T_c 之比）和折合压强（压强 p 与临界压强 p_c 之比）值下，气体性质上的相似性为我们提供了较为简便的估算真实气体性质的方法基础。通常的方法是在理想气体定律中引入一个叫做压缩性因数的修正项

$$p = z\rho RT \quad (1-4)$$

式中 z —— 压缩性因数。

压缩性因数是折合温度和折合压强的函数，并假设与气体性质无关。作为折合温度和折合压强函数的压缩因数，在许多教科书以及其他的原始资料中都有介绍。这里从参考文献〔2〕转载一张曲线图表示如图 1-1。图示的相关关系形式是从大量气体资料的平均结果中推导出来的，并不严格地符合任一种气体的所有数据。压缩性因数这种关系也可适用于混合气体，只须采用准临界温度和压强来计算折合温度和折合压强。混合气体的准临界参数系近似地采用其各组成成份临界参数的克分子平均结果。

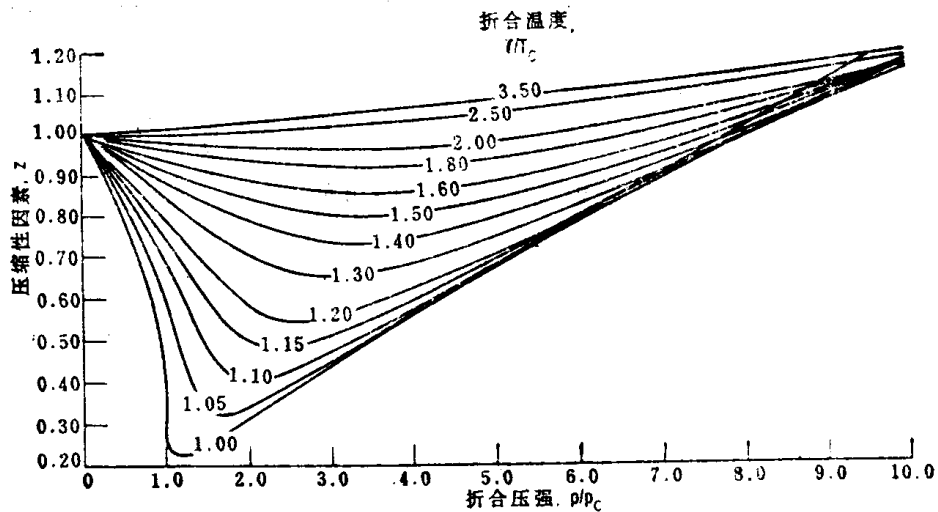


图1-1 折合压强和折合温度对压缩性因数的影响（曲线取自参考文献〔2〕）

图 1-1 的分析表明，存在一个很大的状态条件区域不能应用理想气体定律，否则将造成大的误差。幸好，我们计算所涉及的条件并不常常落到这些区域里。但是，我们也不能认为理想气体定律是常有效的，迅速地确定压缩性因数就可以表明使用理想气体定律会有多大误差。

能量变化与状态条件的关系 流动过程中，与功和热相关联的能量项是焓 h 。对于一

个化学成份恒定的单相体系来说, 焓可以表示为温度和压强的函数

$$h = f(T, p) \quad (1-5)$$

式中 h 是比焓, 焦耳/公斤 或 英热单位/磅。焓的微分形式表示为

$$dh = \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_p dT + \left(\frac{\partial h}{\partial p} \right)_T dp \quad (1-6)$$

偏导数项可以表示为如下的确定性质, 按定义

$$c_p = \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_p \quad (1-7)$$

式中 c_p 是定压比热, 焦耳/公斤·°K 或 英热单位/磅·°R。热力学的基本微分方程之一是

$$dh = Tds + \frac{1}{J} v dp \quad (1-8)$$

式中 s 是比熵, 焦耳/公斤·°K 或 英热单位/磅·°R; J 是热功变换常数, 1 或 778 英尺·磅/英热单位 或 427 公斤·米/千卡。因此, 在定温条件下对压强的偏导数, 从式 (1-8) 可得

$$\left(\frac{\partial h}{\partial p} \right)_T = T \left(\frac{\partial s}{\partial p} \right)_T + \frac{1}{J} v \quad (1-9)$$

热力学中麦克斯韦的关系式之一说明

$$\left(\frac{\partial s}{\partial p} \right)_T = - \frac{1}{J} \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p \quad (1-10)$$

把式 (1-7)、(1-9) 和 (1-10) 代入式 (1-6) 中, 即得

$$dh = c_p dT + \frac{1}{J} \left[v - T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p \right] dp \quad (1-11)$$

方程式 (1-11) 是比焓的全微分以状态参数表示的严格形式, 因而两个气体状态间的焓差严格计算为

$$\Delta h = \int_{T_1}^{T_2} c_p dT + \frac{1}{J} \int_{p_1}^{p_2} \left[v - T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p \right] dp \quad (1-12)$$

如果我们现在假定气体性质适从理想气体定律, 即可使

$$v = \frac{RT}{p} \quad (1-13)$$

并且

$$\left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p = \frac{R}{p} \quad (1-14)$$

把这两个公式用到式 (1-12), 压强对焓差的影响被减小到零, 则

$$\Delta h = \int_{T_1}^{T_2} c_p dT \quad (1-15)$$

各种手册和教科书里载有大多数常用气体的以 T 的函数关系表示的 c_p 经验公式, 例如

$$c_p = a + bT + cT^2 \quad (1-16)$$

于是, 式 (1-15) 的积分得出

$$\Delta h = a(T_2 - T_1) + \frac{b}{2}(T_2^2 - T_1^2) + \frac{c}{3}(T_2^3 - T_1^3) \quad (1-17)$$

虽然手算时不会使用这样复杂的表示式, 但在计算机计算时应予采用。

如果在温度 T_1 和 T_2 间可以假设 c_p 是常数, 则式 (1-15) 变为:

$$\Delta h = c_p(T_2 - T_1) \quad (1-18)$$

这个假设对单原子气体是很合适的; 对于其他气体, c_p 值随着温度 T 就有明显的变化。但是在一定范围内采用 c_p 的平均值作为近似值, 与真实值相比仅有很小百分数的误差。

等熵过程的状态参数关系式 涡轮中的热损失一般是小的, 并常可假设其内部流动过程是绝热的。没有损失的绝热流动过程, 不存在熵的变化。因此, 等熵过程是涡轮和涡轮各部件 (进气支管、静子、转子和出口扩压器等) 中流动的理想过程。涡轮内部及流过涡轮的气流实际情况, 通常是以等熵过程的计算结合某些效率和损失项来共同确定的。因而, 有必要了解等熵过程的状态参数变化规律。

对一个化学成份恒定的单相体系来说, 熵可以表示为温度和压强的函数

$$s = f(T, p) \quad (1-19)$$

同时, 熵的全微分式可以写成

$$ds = \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_p dT + \left(\frac{\partial s}{\partial p} \right)_T dp \quad (1-20)$$

由式 (1-8) 和 (1-7) 可得

$$\left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_p = \frac{1}{T} \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_p = \frac{c_p}{T} \quad (1-21)$$

把 (1-21) 和 (1-10) 代入式 (1-20), 得到

$$ds = \frac{c_p}{T} dT - \frac{1}{J} \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p dp \quad (1-22)$$

等熵过程, $ds = 0$, 即

$$\int_{T_1}^{T_2} \frac{c_p}{T} dT = \frac{1}{J} \int_{p_1}^{p_2} \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p dp \quad (1-23)$$

式 (1-23) 是严格表示等熵过程中压强和温度间关系的方程式, 但并不特别适用。

如果假设气体性质符合理想气体定律, 并把式 (1-14) 代入式 (1-23), 积分得

$$\int_{T_1}^{T_2} \frac{c_p}{T} dT = \frac{1}{J} R \ln \frac{p_2}{p_1} \quad (1-24)$$

采用如 (1-16) 式的 c_p 关系式, 进行积分

$$\frac{1}{J} R \ln \frac{p_2}{p_1} = a \ln \frac{T_2}{T_1} + b(T_2 - T_1) + \frac{c}{2}(T_2^2 - T_1^2) \quad (1-25)$$

和式 (1-17) 一样, 式 (1-25) 也是较适合于使用计算机计算的。

温度 T_1 和 T_2 间加以 c_p 值为常数的假设, 使式 (1-24) 变为

$$J c_p \ln \frac{T_2}{T_1} = R \ln \frac{p_2}{p_1} \quad (1-26)$$

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{T_2}{T_1} \right)^{J c_p / R} \quad (1-27)$$

而

$$\frac{J c_p}{R} = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \quad (1-28)$$

式中 γ 是定压比热与定容比热之比。把式 (1-28) 代入式 (1-27), 便得出更为熟悉的形式

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{T_2}{T_1} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (1-29)$$

当比热比 γ 不是常数时, 采用某一平均值应是一种合理的近似办法。

质量守恒 通过面积 A 的质量流率可表达为

$$w = \rho AV \quad (1-30)$$

式中 w —— 质量流率 公斤/秒, 磅/秒;

A —— 通流面积 米², 英尺²;

V —— 流体速度 米/秒, 英尺/秒。

稳定流动(无核变化)过程中, 流过流道任何截面的质量流率必然等于流经任何其他截面的质量流率, 即

$$\rho_1 A_1 V_1 = \rho_2 A_2 V_2 \quad (1-31)$$

这表明质量守恒原理, 式(1-31)被称作连续方程。

牛顿第二运动定律 动量守恒原理和方程系牛顿第二定律推论的结果。第二运动定律说明, 作用在物体上的一个不平衡力将引起物体沿不平衡力作用方向的加速度, 力的大小正比于物体质量和加速度的乘积。如是

$$F = \frac{m}{g} a \quad (1-32)$$

式中 F —— 不平衡力 牛顿, 磅力;

m —— 质量 公斤, 磅质量;

a —— 加速度 米/秒², 英尺/秒²;

g —— 单位变换常数 1, 32.17 磅质量·英尺/磅力·秒²。

而

$$a = \frac{dV}{dt} \quad (1-33)$$

其中 t 是时间, 单位秒。将式(1-33)代入式(1-32)得

$$F = \frac{m}{g} \frac{dV}{dt} \quad (1-34a)$$

因为质量是常数, 式(1-34a)也可写成

$$F = \frac{1}{g} \frac{d(mV)}{dt} \quad (1-34b)$$

方程式(1-34b)表明, 作用在流体上的不平衡力等于动量(mV)随时间的变化率。由于单位时间内的质量增量就是质量流率, 所以式(1-34b)又可写成

$$F = \frac{w}{g} dV \quad (1-35)$$

常用的流体运动方程式可以从第二定律推导出来。考虑如图 1-2 所示的一个流体元, 假设不计重力的作用, 摩擦阻力表作 R_f , 则沿下游方向, 流体元受到上游流体压力和边界面压力的作用, 而沿上游方向, 则受到下游流体压力和摩擦阻力的作用。因此, 沿下游方向合得净力

$$F = pA + \left(p + \frac{dp}{2} \right) dA - (p + dp)(A + dA) - dR_f \quad (1-36)$$

经展开, 简化并略去二阶微量, 得

$$F = -Adp - dR_f \quad (1-37)$$

流体元的质量是

$$m = \rho Adx \quad (1-38)$$

把式 (1-38) 代入式 (1-34 a), 得到

$$F = \frac{\rho Adx}{g} \cdot \frac{dV}{dt} \quad (1-39)$$

因为

$$V = \frac{dx}{dt} \quad (1-40)$$

式 (1-39) 可写成如下形式

$$F = \frac{\rho AV}{g} dV \quad (1-41)$$

式 (1-37) 与式 (1-41) 联立, 即得

$$F = -Adp - dR_f = \frac{\rho A}{g} V dV \quad (1-42)$$

即

$$\frac{dp}{\rho} + \frac{V dV}{g} + \frac{dR_f}{\rho A} = 0 \quad (1-43)$$

如令

$$J dq_f = -\frac{dR_f}{\rho A} \quad (1-44)$$

其中 q_f 系由摩擦产生的热 (焦耳/公斤 或 英热单位/磅)。又有

$$\frac{dp}{\rho} + \frac{V dV}{g} + J dq_f = 0 \quad (1-45)$$

对于等熵流动, $dq_f = 0$ 。

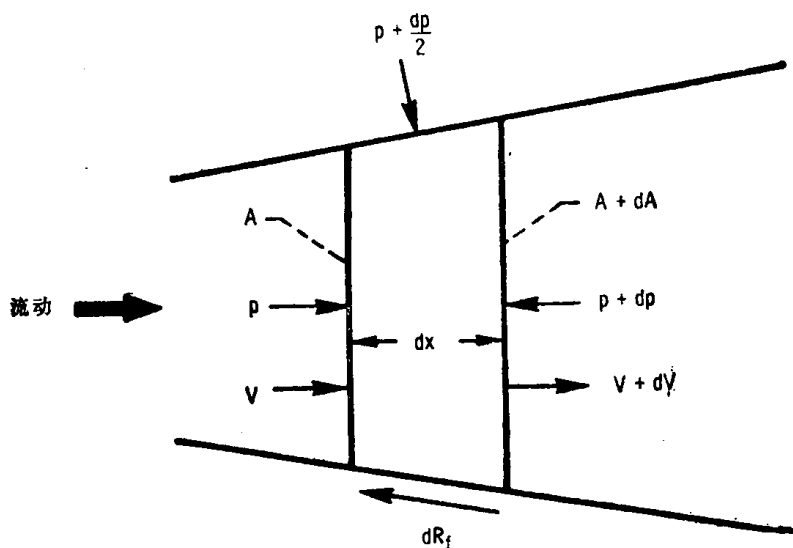


图1-2 作用在流体元上的力

能量守恒 稳定流动（无核变化）过程，进入一个体系或部份体系的能量必须等于离开这个体系或部份体系的能量。如果不计化学能和电能等，只考虑内能 u 、流动能 pv 、动能 $V^2/2g$ 、位能 Z 、热量 q 和机械功 W_s ，则有

$$u_1 + \frac{p_1 v_1}{J} + \frac{V_1^2}{2gJ} + \frac{Z_1}{J} + q = u_2 + \frac{p_2 v_2}{J} + \frac{V_2^2}{2gJ} + \frac{Z_2}{J} + W_s \quad (1-46)$$

式中 u ——比内能 焦耳/公斤，英热单位/磅；
 Z ——比位能 焦耳/公斤，英尺·磅力/磅质量；
 q ——加到体系的热量 焦耳/公斤，英热单位/磅；
 W_s ——体系所作的机械功 焦耳/公斤，英热单位/磅。

对于气体体系，位能可略而不计；另外，按定义

$$h = u + \frac{pv}{J} \quad (1-47)$$

于是，式（1-46）转化为

$$h_1 + \frac{V_1^2}{2gJ} + q = h_2 + \frac{V_2^2}{2gJ} + W_s \quad (1-48)$$

式（1-48）是稳定流动能量平衡的基本形式。

滞止条件 焓和动能这两项的总和经常出现在流动问题里，把它看作一个单一的量使用起来很方便，如是

$$h' = h + \frac{V^2}{2gJ} \quad (1-49)$$

其中 h' 称为滞止焓，单位是焦耳/公斤，英热单位/磅。

滞止焓的概念可导致滞止温度的概念。滞止温度可以定义为对应于滞止焓的温度。在假设为理想气体及定常比热的情况下，滞止温度的概念是非常有用的。按式（1-15）

$$h' - h = c_p(T' - T) \quad (1-50)$$

其中 T' 即为滞止温度 $^{\circ}\text{K}$ 或 $^{\circ}\text{R}$ 。

联合式（1-50）和式（1-49）得

$$T' = T + \frac{V^2}{2gJc_p} \quad (1-51)$$

滞止温度可设想为静温 T 和速度 V 的气体被绝热滞止后所达到的温度。滞止温度又称为总温，常交替使用这两种名称。

总压强或滞止压强可看作静压强为 p 、速度为 V 的流体被等熵滞止后的压强。因为 p' 和 p 之间的变化过程是等熵的，可以用式（1-29）列出

$$\frac{p'}{p} = \left(\frac{T'}{T} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (1-52)$$

式中 p' 即为滞止压强 牛顿/米² 或 磅/英尺²。

关于上面定义的滞止条件，应强调说明几点。滞止焓的概念是普遍适用的，它除了能量平衡关系而外不包含任何假设条件。滞止温度，后面即可见到，对于简化烦杂的计算是个很有用的概念，但它只是在理想气体和定常比热的情况下才是严格适用的。对于包含有化学反应或相态变化的体系，不建议使用滞止温度的概念。滞止压强，除与滞止温度有关

的假设外，还有一个从静压强到总压强的等熵滞止条件，即滞止的途径应是等熵的。

无热和无功的流动过程 现在用滞止条件来说明既无热传递（绝热过程）又不发生机械功的流动过程。这种过程发生在（不计热损失）涡轮的每个部件里（包括转子，当流动乃沿等半径处，且流体速度以相对于动叶片的相对速度计）。

把式（1-49）代入式（1-48），移项后得

$$h'_2 - h'_1 = q - W_s \quad (1-53)$$

能量平衡式现在看起来有点像流动过程的热力学第一定律。无热无功， q 和 W_s 都等于零，则有

$$h'_2 = h'_1 \quad (1-54)$$

因此，无功的绝热流动滞止焓保持不变。同时，从式（1-18）和（1-50）可见，这样的流动也可表示为滞止温度保持不变

$$T'_2 = T'_1 \quad (1-55)$$

应注意，在这样的过程中，滞止焓和滞止温度保持不变并不要求过程本身一定是等熵的。滞止压强就不然。

滞止压强是另一回事。根据式（1-22）、（1-52）和（1-55）以及理想气体定律和定常比热的假设，无功绝热流动过程的滞止压强变化关系

$$e^{ds/R} = \frac{p'_1}{p'_2} \quad (1-56)$$

只有等熵流动过程（ $ds=0$ ），滞止压强才保持不变。有损失（ $ds>0$ ）的流动，滞止压强要下降。

声速和速比 气体的一个重要特性是压力波传播速度，也就是声速。根据小压力扰动理论

$$a = \sqrt{g \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s} \quad (1-57)$$

式中 a 是声速 米/秒，英尺/秒。

根据理想气体定律和等熵过程关系，上式可改写成

$$a = \sqrt{\gamma g R T} \quad (1-58)$$

流体速度 V 与声速 a 之比是确定气体流动特性的一个重要因素，这个比值叫做马赫数 M

$$M = \frac{V}{a} \quad (1-59)$$

马赫数不仅对鉴别气流特性是一个有用的参数，并可简化、概括某些表达式。分析一下式（1-51）给出的滞止温度与静温的关系式，结合式（1-58）、（1-59）和（1-28）与（1-51），即得

$$\frac{T'}{T} = 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \quad (1-60)$$

另一个常用的速度比是流体速度与临界速度之比

$$\frac{V}{V_{cr}} = \frac{V}{a_{cr}} \quad (1-61)$$

式中 V_{cr} 即为临界速度 (米/秒 或 英尺/秒); 而 a_{cr} 是临界条件下的声速 (米/秒 或 英尺/秒)。临界速度等于临界条件下的声速, 所谓临界条件即马赫数 $M = 1$ 。因此, 式 (1-60) 在临界条件下就变成

$$T_{cr} = \frac{2}{\gamma + 1} T' \quad (1-62)$$

把式 (1-62) 代入式 (1-58) 得

$$a_{cr} = \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma + 1} gRT'} \quad (1-63)$$

这样, 滞止温度保持不变的 (无热无功) 任何流动过程中, 临界速度 ($V_{cr} = a_{cr}$) 值在整个过程里也保持不变, 而声速 (a) 值随静温的变化而变化。

流体速度与临界速度之比有时称做临界速比。采用临界速比常较马赫数来得方便, 因为前者正比于流速而马赫数却不是这样 (分母中有静温的平方根)。

结合式 (1-61)、(1-63)、(1-28) 和 (1-51) 即可求得以临界速比表示静温和滞止温度的关系式

$$\frac{T}{T'} = 1 - \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \left(\frac{V}{V_{cr}} \right)^2 \quad (1-64)$$

变截面流动的应用

上面介绍的那些方程式, 用来完善地分析通过涡轮流道的无损失 (等熵) 流动是足够的。尽管涡轮内流动存在损失, 有时仍可按照无损失过程来研究涡轮变截面流道 (静子、转子以及出口扩压器) 中的流动性能。

流动状态的影响 下面分析压强、速度、截面变化和马赫数之间的关系。适当变换前面介绍过的一些方程式即可得出如下的等熵流动方程式

$$-(1 - M^2) \frac{dV}{V} = \frac{1 - M^2}{\gamma M^2} \frac{dp}{p} = \frac{dA}{A} \quad (1-65)$$

式 (1-65) 表明: (1) 任何马赫数下速度的变化与压强变化方向相反; (2) 速度和压强随截面变化的方向决定于马赫数是小于 1 (亚声速流动) 还是等于 1 (声速流动) 或大于 1 (超声速流动)。我们定义喷管为静压下降的变截面流道, 而扩压器为静压升高的变截面流道。

现在按 (1-65) 式分析各种情况:

A. 亚声速流动 ($M < 1$):

1. 压强增长 ($dp > 0$):

速度减小 ($dV < 0$) 而面积增大 ($dA > 0$)。

这是亚声速扩压器。

2. 压强下降 ($dp < 0$):

速度提高 ($dV > 0$) 而面积减小 ($dA < 0$)。

这是亚声速喷管。

B. 超声速流动 ($M > 1$):

1. 压强增长 ($dp > 0$):

速度减小 ($dV < 0$) 而面积减小 ($dA < 0$)。

这是超声速扩压器。

2. 压强下降 ($dp < 0$):

速度提高 ($dV > 0$) 而面积增大 ($dA > 0$)。

这是超声速喷管。

C. 声速流动 ($M = 1$):

压强增长和下降的两种情况下面积变化都等于零 ($dA = 0$)。如是, 声速或临界状况只可能发生在变截面流道的进口、出口或最小截面处。

也应该指出, 要越过临界状态 ($M = 1$) 进一步提高或降低流速, 必须有一个渐缩后又渐扩的流道。

喷管中的流动 因为涡轮中主要是喷管流动, 这里也就仅讨论喷管中的流动, 并把讨论的内容进一步限制在亚声速喷管流动, 这样一种我们最关心的状况。

渐缩喷管——首先分析这种简单的渐缩喷管即上述 A2 项所列的情况。假设喷管由一个容器 (速度为零) 供气, 容器内气体静压 (即滞止压强) 是 p' , 静温 (滞止温度) 是 T' 。排气或出口静压为 p_e 而喷管出口 (喉部) 的静压为 p_t 。当 p_e 稍低于 p' , 流动即开始并且喉部静压 p_t 等于 p_e ; p_e 继续下降, 流率和速度两者都增长而 p_t 仍等于 p_e 。当 p_e 下降到某个值时, 喉部流速达到声速, 即喉部马赫数 $M = 1$ 。

现在进一步降低 p_e 将会发生什么情况呢? 前已说明, 在一个渐缩的喷管里不可能达到大于 1 的马赫数, 因此, 不论 p_e 下降多大, 喉部流动始终保持 $M = 1$ 的临界状态。喉部静压保持为临界压强, 根据式 (1-62) 和 (1-29), 这时的喉部静压为

$$p_t = p_{cr} = p' \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\gamma/(\gamma-1)} \quad (1-66)$$

一旦 p_e 下降到低于 p_{cr} , 排气压强就影响不到喷管内部的流动。气体在喷管内从 p' 膨胀到 $p_t = p_{cr}$, 继而在喷管外部发生伴随有激波的 p_t 到 p_e 的膨胀过程 (激波的发生必同时使熵增大, 稍后将予讨论), 而等熵流动方程不适用于流动过程的这一段。

喷管压比 (p'/p_e) 大于或等于临界压比 (p'/p_{cr}) 的条件下喷管喉部状态保持不变的事实, 意味着喷管的质量流率在这样的条件下也保持不变。也就是说, 对于一个固定的上游状况, 当喉部马赫数达到 1 时的喷管质量流率即为最大流率值; 并且不管排气压强下降到什么数值, 此后一直保持不变。这可以从数学上来证明。喷管在这种情况下就叫做被阻塞了。

渐缩-渐扩喷管——现在进一步分析更普遍的渐缩-渐扩喷管内的情况。再次假设喷管由同样的保持压强 p' 和温度 T' 的容器供气。图 1-3 表示压比沿喷管长度的变化规律, 借以进行讨论。若排气压强 p_e 稍低于 p' (图 1-3 中的曲线 AB), 流动开始, 喉部出现最低压强 ($p_t < p_e$)。在这种情况下, 喷管流道渐扩部份的作用好比一个亚声速扩压器。 p_e 继续下降 (图 1-3 中的曲线 AC), 喉部压强 p_t 降低同时速度提高。最后, p_e 下降到某个特定的值, 喉部速度到达声速, 或 $M_t = 1$ (图 1-3 中的曲线 AD)。注意, p_e 在这时仍高于 p_t , 气流在渐扩段仍以亚声速流动扩压。现在喉部已经是临界状态, 可见渐缩-渐扩喷管

达到临界条件所要求的喷管压比 (p'/p_e)，要小于简单渐缩喷管所要求的喷管压比 ($p'/p_e = p'/p_{e,r}$)。

若 p_e 再下降，喉部必然维持临界状态不变；因为式 (1-65) 表明，喉部是能够存在临界状态的唯一的部位。如是，同渐缩喷管一样，喷管喉部状态不变，同时质量流率也必然保持在最大值不变。只要喉部维持临界状态不变，喷管阻塞，而喷管渐缩段的状态则继续不变，与喉部外的状况无关。

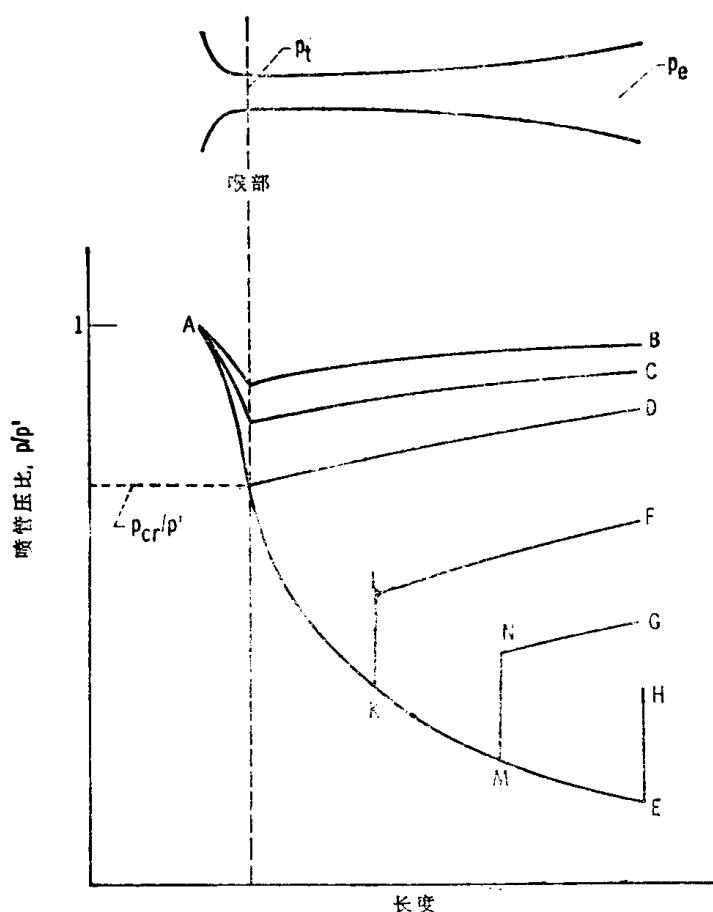


图1-3 喷管流动过程

如果贯穿整个喷管渐扩段的流动是超声速和等熵的，那么对于任一给定的喉部面积和出口面积比，只有一个排气压强 p_e 能够满足质量和能量守恒以及等熵过程的关系。这种情况在图 1-3 中以曲线 AE 表示，它表明压强连续地下降。 $p_e > p_t$ (图 1-3 中曲线 AD)，渐扩段等熵亚声速扩压； $p_e < p_t$ (图 1-3 中曲线 AE)，渐扩段等熵超声速膨胀。那么在这两种情况之间的 p_e 值下，流动又是怎么样的呢？如果臆断这中间的 p_e 值下不可能有流动，那是没有道理的。这样的流动确有发生，但不可能是等熵的。

利用光学工具观察这些非等熵过程的气体流动，显示气流中出现有密度突变的面。气流中这些明显的间断就是激波。激波厚度非常小；流体通过激波后，其状态的变化可看成是突变的。气体流过激波，其滞止温度保持不变，但是，静压即使有所升高，而滞止压强由于过程的熵增大而总是降低的。激波可以是强的或者弱的。强激波垂直于气流方向（因而叫做正激波），并且在激波下游形成亚声速流动。弱激波与气流方向构成一个小的夹角