

高等学校教材

大型汽轮机起停及试验调整

西安交通大学 浙江大学 合编

电力工业出版社

5347

TK237
1

高等学校教材

大型汽轮机起停及试验调整

西安交通大学 浙江大学 合编

电力工业出版社

高等学校教材
大型汽轮机起停及试验调整
西安交通大学 浙江大学 合编

*

电力工业出版社出版
(北京德胜门外六铺炕)
新华书店北京发行所发行·各地新华书店经售
水利电力印刷厂印刷

*

787×1092毫米 16开本 20印张 452千字 1插页
1982年7月第一版 1982年7月北京第一次印刷
印数 0001—3620册 定价 2.10元
书号 15036·4301

内 容 提 要

本书共分十一章，主要阐明大型汽轮机起停中出现的一些问题。如汽轮机汽缸及转子中的热应力、热膨胀、热变形等；汽轮机的合理起停方式；汽轮机的一些典型试验方法、如汽轮机热力特性试验、调速系统试验、振动及校平衡试验。此外，还介绍了核电站汽轮机运行中的几个主要问题。为便于理解，第一、二章扼要介绍了不稳定导热、热应力、高温材料特性等一些基本概念。本书是高等学校电厂热能动力专业选修课参考用书，也可供从事汽轮机专业工作的工程技术人员参考。

前 言

本书是根据电力工业部召开的高等学校“电厂热能动力专业”汽轮机教材编写大纲讨论会上制定的“大型汽轮机的起停及试验调整”一书的编写大纲编写的，在编写过程中对原编写大纲的部分章节内容作了一些增删。

全书共分十一章，前六章扼要介绍了大型汽轮机起停中出现的一些问题，包括合理起停方式，起停及负荷变化时汽轮机汽缸及转子中热应力、热变形、热翘曲和热膨胀等现象的规律性及其影响因素，还介绍了汽轮机组的“寿命问题”。为了便于理解，在第一、第二章内分别介绍了关于不稳定导热、热应力和汽轮机金属材料的高温强度特性等一些基础知识。在第七章中简要地介绍了原子能发电站汽轮机运行中的特殊问题。如腐蚀、侵蚀、去湿和超速现象等。

在后面四章中（第八章到十一章）分别介绍了汽轮机的热力特性试验方法，调速系统的调整和试验，汽轮机组振动现象及其试验方法，转子动平衡方法等内容。为了便于理解，在这些章节中除介绍试验方法外，对有关的理论问题也作了一些必要的阐述。

本书由西安交通大学张洪瀛担任主编，由唐致实、庄贺庆协助汇总。第一到第七章由西安交通大学编写，其中第二、三、六章由张洪瀛编写，第一、四、五、七章由庄贺庆编写。第八、九、十、十一章由浙江大学编写，其中第八章由朱伊杰、第九章由骆光明、第十章由唐致实、第十一章由杨泉元分别编写。

本书稿成后由华中工学院主审，南京工学院参审。各兄弟院校提出不少宝贵意见，谨在此表示衷心的感谢。

限于编者水平，书中不妥及错误之处在所难免，尚祈读者批评指正。

编 者

一九八一年五月

目 录

前 言

第一章 热应力基础	1
第一节 热应力概述	1
第二节 不稳定热传导概念	3
第三节 弹性理论基础	11
第四节 热弹性理论概念	19
第五节 几种简单形状的热应力计算	23
第二章 起停与材料强度	30
第一节 高温材料一般介绍	30
第二节 蠕变	30
第三节 钢材脆化	33
第四节 热冲击与热疲劳	36
第三章 起停方式	37
第一节 起动方式分类及旁路系统	37
第二节 滑参数起动	41
第三节 滑参数停机	47
第四节 变压运行	48
第五节 起停最佳化	51
第四章 汽轮机起停时其零部件的热状态和热应力计算	57
第一节 转子和汽缸的热应力计算	57
第二节 各种运行工况对转子、汽缸热应力的影响	63
第三节 法兰热应力计算	72
第四节 法兰螺栓的热应力计算	75
第五节 对高压缸和转子允许裂纹长度的评价	78
第六节 控制转子热应力的自起动装置原理和温度探针	90
第五章 热膨胀和热翘曲	95
第一节 汽缸的热翘曲	95
第二节 法兰的热翘曲	96
第三节 转子的热翘曲	100
第四节 汽缸与转子的相对膨胀	102
第六章 起停与汽轮机的寿命	114
第一节 影响汽轮机寿命的主要因素	114
第二节 汽轮机主要零部件的寿命	117
第三节 长期停用机组的保护	120

第七章 核电站汽轮机运行中的几个问题	122
第一节 概述	122
第二节 侵蚀腐蚀问题	124
第三节 侵蚀问题	127
第四节 甩负荷超速问题	131
第五节 水分离装置及级内去湿装置	133
第八章 汽轮机的热力特性试验	139
第一节 热力特性试验概述	139
第二节 试验大纲的拟定	140
第三节 确定试验负荷点和热力系统运行方式的一些基本原则	140
第四节 测量方法和测试设备	141
第五节 试验结果的计算与分析	144
第六节 几种热力特性计算方法的比较	153
第七节 常规热力特性试验简介	161
第八节 真空变化试验	162
第九节 试验结果的精密度和准确度分析	167
第九章 调速系统的试验及调整	186
第一节 国产大型机组典型调速系统介绍	186
第二节 调速系统静态特性曲线及其试验	191
第三节 动态过程分析及试验	202
第十章 汽轮发电机组的振动和振动试验	218
第一节 概述	218
第二节 汽轮发电机组的振动及其原因	226
第三节 汽轮发电机组的振动测试用仪表	242
第四节 汽轮发电机组的振动试验	252
第十一章 汽轮发电机组转子找平衡试验	261
第一节 概述	261
第二节 刚性转子的动平衡原理	267
第三节 发电厂刚性转子的高速动平衡法	270
第四节 挠性转子动平衡的理论基础	277
第五节 挠性转子的动平衡方法	285
附 录	
N200-135/535/535型机组热力特性修正曲线	305
参考文献	309

第一章 热应力基础

第一节 热应力概述

材料力学的研究对象是材料在外力作用下应力与应变的关系，其产生应力的原因是外力。在热力机械（如汽轮机、燃气轮机、内燃机等）中，则增加了一个更为复杂的因素，即由于温度变化也会引起受热零件的变形（包括膨胀或收缩），这种变形统称热变形。如果这种热变形受到约束，则在物体内也会产生应力，这种应力称为热应力，又称温度应力。

应该指出：当温度变化时，如果物体各点的温度是均匀的，且它的变形不受约束（即可以自由膨胀或收缩），这时物体即使有热变形，也不会产生热应力。图 1-1 是一根直径为 d 的钢材，其长度为 l ，设初温 $t_0 = 0^\circ\text{C}$ ，如果受均匀加热，温度升至 t ，则其热膨胀值为：

$$\Delta l = \alpha l (t - t_0) = \alpha l t \quad \text{mm} \quad (1-1)$$

式中 α —— 材料线膨胀系数， $1/^\circ\text{C}$ 。

其应变值为：

$$\varepsilon = \frac{\Delta l}{l} = \alpha t \quad (1-1a)$$

如果材料的热膨胀值 Δl 不受约束，如图 1-1(a) 所示，这时在物体内并不产生热应力。

若物体两端受到刚性约束，如图 1-1(b)，当物体加热至 t 时，其热膨胀值 Δl 由于受到两端约束限制，因此，物体内部便产生热应力，其值可按虎克定律表示

$$\sigma = E_t \varepsilon = E_t \alpha t \quad \text{kgf/cm}^2 \quad (1-2)$$

式中 E_t —— 材料在温度 t 时的弹性系数， kgf/cm^2 。

不难理解，由于上述热膨胀受到约束，所以产生压缩热应力；反之，如果物体受到冷却，物体收缩时同样受到约束，这时物体内部产生拉伸热应力。

当对均质物体进行加热或冷却时，如果物体内的温度不是均匀分布（如沿物体高度按直线或抛物线规律变化），这时即使物体两端没有约束，但物体内部各部分纤维之间的膨胀（或收缩）也是不相等的。考虑到物体是一个连续体，相邻纤维间彼此会发生互相约束作用，因而在物体内部所有各点都产生了单值连续位移。结果，物体各部分同样会产生热应力（高温区为压缩热应力，低温区为拉伸热应力）。所以，当物体内部温度分布不均匀时，为使物体保持位移的连续性，物体内部必然有热应力存在。对不均质物体，即使整个物体内部温度分布是均匀的，物体内部同样会产生热应力。

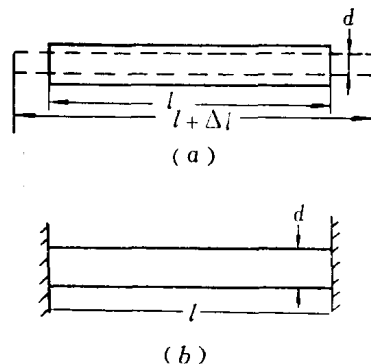


图 1-1 约束对受热物体变形的影响
(a) 自由膨胀；(b) 刚性约束

总之，当物体内部温度变化时，由于其与不能自由伸缩的其他物体或者物体内部彼此约束而产生热应力。由此可知，引起热应力的根本原因是在温度变化时物体变形受到约束所致。

运行实践表明：当汽轮机在起动、停机或负荷变动以及事故情况（或称不稳定工况）下，汽轮机通流部分内的蒸汽参数（温度、压力、流量等）会发生剧烈的变化，在主要受热零部件（如汽缸、法兰、转子等）内形成温度梯度，因而会产生相当大的热应力，如果处置不当，甚至会造成转子、汽缸、法兰螺栓的重大事故。

图1-2为中间再热机组在典型起动、停机时金属温差和温度变化(即温升)情况， δt_{mHP} 、 δt_{mIP} 和 Δt_{mHP} 、 Δt_{mIP} 分别为起动时高、中压缸调节级区缸壁温差和温度变化值。在起动、停机过程中力求这些量变化最小（即意味着热应力值最小）。

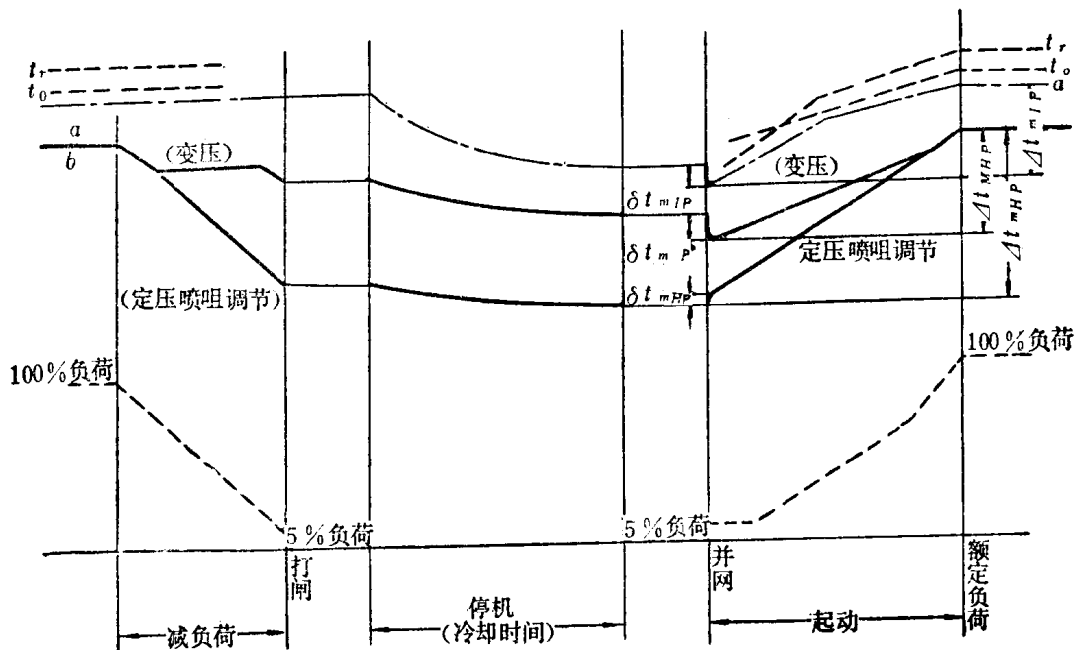


图 1-2 汽轮机起停时金属变化的情况
a—中压第一级缸壁温度；b—高压第一级缸壁温度

对大容量中间再热机组，在起动、停机过程中，转子的温度变化也很大，特别是高中压转子的前汽封及第一级叶根槽等区域也会产生相当大的热应力，其值的大小取决于金属温度变化率（即每分钟温度变化值）以及与转子结构有关的应力集中系数。在汽轮机转子的所有零部件中，汽封处采用较小的圆角，因而靠近高中压调节级叶轮根部汽封处热应力最大。其次，汽缸、法兰及法兰螺栓的热应力也应引起足够重视。

如果汽轮机转子、汽缸等零部件的机械应力（由离心力产生的）和热应力合成的相当应力值达到或超过材料的许用应力值时，将会导致这些零部件出现裂纹，甚至断裂。由于汽轮机主要零部件的机械应力已经很大，所以在起动运行工况中产生的热应力值大小已成为限制机组起停的主要因素之一，而且在起停或负荷变化过程中，零部件的热应力常常达到最大。

除了热应力外，还必须考虑零部件的热变形和热翘曲。目前，在大机组起动运行中所遇到的仍然是热应力、热变形和热翘曲这样三个主要问题。在以下章节中将分别加以说明。

必须指出：在分析热应力、热变形和热翘曲之前，必须首先确定零部件在不稳定工况中的温度场。由于不稳定工况中蒸汽参数随时间发生明显变动，所以零部件的温度场也随时间变化。因此是一个不稳定的热传导问题。

第二节 不稳定热传导概念

（一）热传导微分方程

由分析知道，要分析汽轮机受热零部件的热应力、热变形和热翘曲，首先要确定这些零部件的温度场，而零部件的温度场又取决于其蒸汽参数（如压力、温度、流量等）的变化。也就是说零部件的温度场与汽轮机运行工况密切相关，且都可归结于解热传导问题。

如果汽轮机在稳定工况下运行，即蒸汽参数不随时间而变，则受热零部件的温度场也不随时间变化（温度场只是空间函数，而与时间无关），这类温度场称为稳定温度场。它们与周围介质的关系属于稳定热传导问题；相反，如果汽轮机在不稳定工况下运行，由于蒸汽参数随时间变化，这时受热零部件的温度场也随时间而变，即温度场是空间和时间的函数，称为不稳定温度场，其与周围介质参数的关系属于不稳定热传导问题。

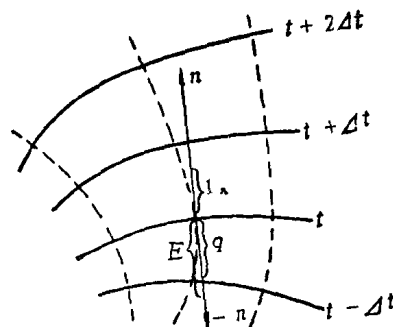


图 1-3 等温线（——）和热流线（- - -）

若用温度梯度（ $\text{grad } t$ ）表示在等温面法线方向上的温度增量，如图1-3所示，其值可用下式表示：

$$\text{grad } t = l_n \frac{\partial t}{\partial n} \quad (1-3)$$

式中 l_n ——单位矢量，沿温度增加的法线方向；

$\frac{\partial t}{\partial n}$ ——温度在等温面法线方向上的微商；

按热传导理论可知：

$$E = -\text{grad } t \quad (1-4)$$

式中 E ——温度场强度向量，其方向与温度梯度相反。

大家知道，自发的热量传递只有在温度梯度存在时才有可能，且其传递由高温向低温方向进行。

在单位时间内通过单位等温面的热量称热流密度，可用下式表示

$$q = (-1)_n \frac{dQ}{d\tau} \frac{1}{A} \quad (1-5)$$

式中 $(-1)_n$ ——单位矢量，沿等温面法线指向温度减少的方向；

$\frac{dQ}{d\tau}$ ——单位时间内通过的热量；

A ——等温面面积。

由此可知，热流密度向量位于等温面法线上，且与温度梯度方向相反，即与热流线（图1-3中虚线）切线相吻合。

热传导的基本规律应遵循傅立叶定律，即热流密度与温度梯度成正比，

$$q = -\lambda \text{grad } t = -\lambda \mathbf{1}_n \frac{\partial t}{\partial n} = \lambda E \quad (1-6)$$

式中 λ ——物体的导热系数， $\text{kcal}/\text{m}\cdot\text{h}\cdot^\circ\text{C}$ 。

在单位时间内通过等温面的热量称热流量，其值为：

$$Q = \int_A q dA = - \int_A \lambda \frac{\partial t}{\partial n} dA \quad (1-7)$$

在 τ 时间内通过等温面 A 的全部热量为：

$$Q_\tau = - \iint_{\tau A} \lambda \frac{\partial t}{\partial n} dA d\tau \quad (1-8)$$

由热传导理论知道，如果不考虑物体的内热源，则物体温度分布的普遍形式如下。

$$\frac{\partial}{\partial \tau}(\rho c t) = \text{div}(\lambda \text{grad } t) \quad (1-9)$$

式中 ρ ——物体密度， kg/m^3 ；

c ——物体比热， $\text{kcal}/\text{kg}\cdot^\circ\text{C}$ 。

在大多数固体技术问题中，认为物体各向同性，因此

$$\text{div}(\lambda \text{grad } t) = \lambda \nabla^2 t + \text{grad } t \cdot \text{grad } \lambda \quad (1-10)$$

式中 ∇^2 ——拉普拉斯算子。

因此，式(1-9)可以写成如下形式：

$$\frac{\partial}{\partial \tau}(\rho c t) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial t}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial t}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial t}{\partial z} \right) \quad (1-11)$$

如果材料的物理性质（ ρ 、 c 、 λ ）为常数，则式(1-11)可以改写成傅立叶方程：

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \nabla^2 t \quad (1-12)$$

式中 $a = \frac{\lambda}{c\rho}$ ——温导系数。

式(1-11)和式(1-12)表示物体的不稳定热传导方程式，对稳定的热传导过程 $\frac{\partial t}{\partial \tau} = 0$ ，因此式(1-12)变成为拉普拉斯方程：

$$\nabla^2 t = 0 \quad (1-13)$$

如果把拉普拉斯算子 ∇^2 分别用直角坐标或圆柱坐标表示，则

$$\begin{aligned} \nabla^2 &= \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}; \\ \nabla^2 &= \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2}{\partial x^2}; \end{aligned}$$

所以式(1-12)对直角坐标和圆柱坐标分别可改写成

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right) \quad (1-14)$$

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \left(\frac{\partial^2 t}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial t}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 t}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} \right) \quad (1-15)$$

(二) 边界条件类型

无论是稳定或不稳定热传导问题, 仅用式(1-9)、(1-10)或式(1-14)、(1-15)还不能确定物体的温度场分布, 还必须给出位置的边界条件。对不稳定情况, 还必须有时空的初始条件, 即 $\tau = 0$ 时, 物体的初始温度分布情况, 可用位置的函数 $t(x, y, z, 0) = f(x, y, z)$ 表示。在实际计算中, 初始条件常以最简单形式 $t(x, y, z, 0) = f(x, y, z) = t_0 = \text{常数}$ 给出, 也就是说在加热(或冷却)以前, 物体内部所有各处的初始温度相等。由热传理论知道, 初始条件只对不稳定第一阶段温度分布有明显影响, 随后这种影响逐渐缓和下来, 物体内部各处的温度分布基本上由边界条件来确定。位置的边界条件可以用周围介质与物体表面之间热交换来表示。在各种实际问题中, 位置的边界条件可以分为下列四类:

(1) 第一类边界条件, 给出在任何时间时物体表面的温度分布

$$t_w(\tau) = f(x, y, z, \tau) \quad (1-16)$$

(2) 第二类边界条件, 给出物体任一点表面热流密度与时间的函数关系

$$q_w(\tau) = -\lambda(t) \left(\frac{\partial t}{\partial n} \right)_w \quad (1-17)$$

(3) 第三类边界条件, 给出任何时间内物体表面与周围介质之间的热交换关系

$$\alpha(t) [t_f(\tau) - t_w(\tau)] = -\lambda(t) \left(\frac{\partial t}{\partial n} \right)_w \quad (1-18)$$

式中 $\alpha(t)$ ——周围介质与物体表面之间的放热系数;

$t_f(\tau)$ 、 $t_w(\tau)$ ——分别为介质和物体表面的温度。

(4) 第四类边界条件, 适合于物体表面与周围介质按热传导规律进行热交换, 或者相互间有热接触(接触表面温度相同)的物系内的热交换。

当 $t_f(\tau) = t_w(\tau)$ 时, 其周围介质与物体之间按热传导规律进行热交换, 则它们之间热流密度应该满足下述条件:

$$\lambda_f \left(\frac{\partial t}{\partial n} \right)_f = \lambda_w \left(\frac{\partial t}{\partial n} \right)_w \quad (1-19)$$

在上述(1-16)~(1-19)中, 注脚“f”和“W”分别表示周围介质, 物体壁面的意思。

(三) 解不稳定导热温度场举例——分离变量法

从理论上说, 根据上述的微分方程式和初始条件与边界条件, 物体的温度场就可确定了。详细的分析可参考有关热传导理论书籍, 在此, 只介绍用经典的分离变量法来求解式(1-12)的简要过程。我们知道微分方程式的解具有两种形式, 一是特解, 它只能满足微分方程式; 另一个是通解, 它是所有特解之和, 如果当所研究的微分方程式和边界条件都

是线性时，则特解之和仍然是该微分方程的解。而一般解既要满足微分方程式，又要满足所研究问题的边界条件和初始条件。

由于在许多工程实际问题中，经简化假定，例如假定汽缸的法兰为无穷大的平面，汽缸和转子为无限长的轴对称圆柱体，这样就可把原来三维热传导问题归结于一维问题。为此，我们来讨论式（1-12）最简单的一种情况——一维不稳定热传导问题。式（1-12）或（1-14）变成如下形式：

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} \quad (1-20)$$

设式（1-20）的特解 t 为二个函数的乘积，即

$$t(x, \tau) = C_1 \theta(\tau) \Theta(x) \quad (1-21)$$

式中 C_1 ——任意常数；

$\theta(\tau)$ ——只是时间 τ 的函数；

$\Theta(x)$ ——只是坐标 x 的函数。

将式（1-21）代入式（1-20）得：

$$\theta'(\tau) \Theta(x) = a \theta(\tau) \Theta''(x) \quad (1-22a)$$

$$\therefore \frac{\theta'(\tau)}{\theta(\tau)} = a \frac{\Theta''(x)}{\Theta(x)} \quad (1-22b)$$

式（1-22b）左边只与 τ 有关，而与坐标 x 无关；右边只与坐标 x 有关，而与 τ 无关。但是在时间和坐标为任何数值时，等式（1-22b）又要成立，而 τ 与 x 又可以互不相关地任意选取，这样，只有在等式左右两边都等于一个常数才有可能，即

$$\frac{\theta'(\tau)}{\theta(\tau)} = a \frac{\Theta''(x)}{\Theta(x)} = D_1 \quad (1-22c)$$

因此式（1-22c）可以看作由两个方程式组成：

$$\frac{\theta'(\tau)}{\theta(\tau)} = D_1 \quad (1-23a)$$

$$a \frac{\Theta''(x)}{\Theta(x)} = D_1 \quad (1-23b)$$

由式（1-23a）经积分后得

$$\ln \theta(\tau) = D_1 \tau$$

$$\therefore \theta(\tau) = e^{D_1 \tau} \quad (1-24)$$

式（1-24）中积分常数可以并入式（1-21）常数 C_1 中，所以在上式中没有写出。而常数 D_1 可以从物理意义上推论得到，即任何温度场经过相当长时间后，若令 $\tau \rightarrow \infty$ 时，可以理解为物体的温度场将趋于某一均匀值，因此 D_1 只能是负值，而不能是正值。如果 D_1 为正值，由式（1-24）可知，当 $\tau \rightarrow \infty$ 时，物体的温度场趋于无穷大，很明显，这与实际物理过程不符。因此 D_1 必定是一个任意负值，现令

$$D_1 = -ak^2 \quad (1-25)$$

式中 a ——温导系数；

k ——常数，由边界条件决定。

所以式(1-24)可以改写成如下形式

$$\theta(\tau) = e^{-Qk^2\tau} \quad (1-26)$$

由式(1-23b)和式(1-25)得

$$\frac{\Theta''(x)}{\Theta(x)} = -k^2 \quad (1-27)$$

不难看出,函数 $\Theta(x)$ 应具有这样的性质,即其二次微分值等于其函数本身与一常数 $(-k^2)$ 的乘积,显然,满足这样条件的函数很多,最常见的为 $\sin kx$ 和 $\cos kx$ 。现令

$$\begin{cases} \Theta_1(x) = \sin kx \\ \Theta_1'(x) = k \cos kx \\ \Theta_1''(x) = -k^2 \sin kx \end{cases} \quad \begin{cases} \Theta_2(x) = \cos kx \\ \Theta_2'(x) = -k \sin kx \\ \Theta_2''(x) = -k^2 \cos kx \end{cases}$$

则式(1-27)的一般解为:

$$\Theta(x) = C_2 \Theta_1(x) + D_2 \Theta_2(x) = C_2 \sin kx + D_2 \cos kx \quad (1-28)$$

式中 C_2, D_2 为任意常数。

由此可以得到式(1-20)的特解为

$$t(x, \tau) = C \sin kx e^{-ak^2\tau} + D \cos kx e^{-ak^2\tau} \quad (1-29)$$

式中 C, D, k 为任意常数,其中 C, D 由初步条件决定,而 k 值由边界条件决定。在一般情况下,物体的初始温度分布可以是任意形式,即 $t_0(x, \tau=0) = f(x)$ 的函数,代入式(1-29)得

$$t_0(x, \tau=0) = C \sin kx + D \cos kx = f(x) \quad (1-30)$$

很显然,由于 $f(x)$ 是任何形式的函数,因此式(1-30)一般是不成立的,欲使式(1-30)等式成立,只有当 C, D 有无穷多项时才有可能。所以式(1-20)微分方程式的一般解的形式为:

$$\begin{aligned} t(x, \tau) = & \sum_{m=1}^{\infty} C_m \sin k_m x \cdot \exp(-ak_m^2 \tau) \\ & + \sum_{n=1}^{\infty} D_n \cos k_n x \cdot \exp(-ak_n^2 \tau) \end{aligned} \quad (1-30a)$$

由此可见,对最简单的不稳定导热问题的一般解,必须要用一个由无穷多项的指数级数来表示,这是由于企图用一个分析式来表示整个不稳定导热过程而引起的。实际上不稳定导热过程可以分为三个阶段,第一阶段是混乱阶段,其特点是初始温度分布对物体的温度场有很大的影响,要描写这一阶段的温度场,就必须有无穷个与初始条件有关的系数 C_n, D_n 的指数函数来表示。第二阶段为正规阶段,又称准稳定阶段,随着热传导过程的进展,初始温度的影响迅速消失,物体内的温度分布开始服从简单的规律如正弦型或余弦型。第三阶段为稳定阶段,若 $\tau \rightarrow \infty$ 时,物体各点的温度等于周围介质的温度,即 $t(x, \tau = \infty) = t = \text{常数}$ 。同时应该指出:一般解的精确性与 C, D, k 常数有密切的关系,也就是说,物体边界条件描述是否合适对于获得精确解具有重要的意义。

对转子按一维热传导问题求解温度场的过程参考第四章所述。对复杂(三维)情况下的不稳定热传导问题,如汽轮机起停和负荷变化时转子、汽缸等零部件的温度场问题,如

果用分析法直接从式(1-12)求解,在数学上会遇到极大的困难。因此,目前对这类问题处理,广泛地采用数值解法(有限元素和差分法等),其实质在于使一个连续离散化,用一系列代数方程式来代替热传导微分方程,从而通过代数运算来获得温度场的近似数值解。正如上面所指出,影响数值解精确性的主要因素仍然是边界条件。这是由于在实际问题中边界条件的复杂性所致。例如汽轮机起动时,汽轮机转子在受到蒸汽冲动开始转动以后,进入汽轮机的蒸汽压力、温度和流量等随时间都在逐渐上升,因而与汽缸内壁及转子表面相接触的蒸汽温度和放热系数都是时间的函数,汽缸和转子中各点的金属温度也随时间而不断上升。从热传导理论来说,汽轮机起动过程属于介质温度和放热系数是时间函数的第三类边界条件的不稳定导热问题。当汽轮机冲动后从某一时间开始,如果蒸汽温度能保持等速提升,则不稳定导热进入第二阶段——准稳定阶段,这时各点温度对时间的偏导数保持为常数,即 $\frac{\partial t}{\partial \tau}$ 不随时间、地点而变。当起动过程结束时,汽缸和转子中各点的金属温升速度都逐渐降低,开始进入稳态导热工况。起动时汽缸壁中各点的金属温度变化过程大致如图1-4所示。

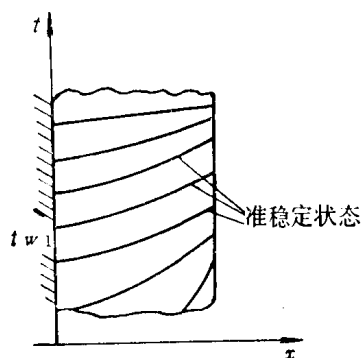


图 1-4 冷态起动时汽缸壁中各点温度变化情况

(四) 汽缸和转子边界条件的确定

直至目前,对汽轮机起停和负荷变化时某些区域的热交换规律还有待进一步研究,所以要精确地给出边界条件还有困难,这里只介绍几种计算对流放热系数的经验公式,近似地应用到汽轮机各个区域中。

1. 汽缸及其法兰的放热系数

(1) 抽汽口与进、排汽室处 将抽汽、进汽、排汽温度取作周围介质的温度,可根据热力工况计算或测量确定。放热系数 α 值粗略地根据弯管内强迫流动的流体与壁面间对流换热公式确定。

$$Nu_f = 0.023 Re_f^{0.8} Pr_f^{0.4} \quad (1-31)$$

式中 $Re_f = \frac{wl}{\nu}$ —— 介质雷诺数,在 $10^4 \sim 1.2 \times 10^5$ 范围;

$Pr_f = \frac{\nu \rho c_p g}{\lambda}$ —— 介质普朗特数,在 $0.7 \sim 120$ 范围;

w —— 特征速度,用管内介质平均速度表示, m/s ;

l —— 特征尺寸,采用管的当量直径 $d_e = \frac{4f}{u}$; 其中 f 通道横截面面积,

u 是润湿周长,对圆管特征尺寸为管内径, m ;

ν —— 介质动粘性系数, m^2/s ;

ρ —— 介质密度, kg/m^3 ;

c_p —— 介质定压比热, $kcal/m \cdot h \cdot ^\circ C$ 。

由上述公式算出努塞尔数后,则放热系数为

$$\alpha = \frac{Nu_f \lambda}{l} \quad kcal/m^2 \cdot h \cdot ^\circ C \quad (1-31a)$$

如果工质在某些区段发生自由运动，如抽汽量等于零区段，则认为工质是自然对流放热，所以努塞尔数为：

$$Nu_f = c(G_r Pr_f)^n \quad (1-32)$$

式中 $G_r = \beta \frac{gl^3 \Delta t}{\nu}$ —— 葛拉晓夫数；

$$\beta = \frac{1}{273 + t} \text{—— 体积膨胀系数；}$$

Δt —— 介质与物体的温差，℃；

上述式中 c, n 可根据 $G_r Pr_f$ 乘积来确定，详见表 1-1。

表 1-1 c 与 n 值

运 动 状 态	$(G_r \cdot Pr_f)$	c	n
纯 粹 层 流	$1 \times 10^{-3} \sim 5 \times 10^2$	1.18	1/8
强烈层流(或过渡状态)	$5 \times 10^2 \sim 2 \times 10^7$	0.54	1/4
紊 流	$2 \times 10^7 \sim 1 \times 10^{13}$	0.135	1/3

当 $G_r Pr_f < 1 \times 10^{-3}$ 时， $Nu_f = 0.5$ ，且保持不变， $\alpha = 0.5 \frac{\lambda}{l}$ ，表示这种状态的放热完全取决于介质的导热，即属膜状工况。

其他工况的放热系数仍按式 (1-31a) 进行计算。

2. 高中压缸内外缸夹层 对双层缸的汽轮机结构，考虑到内外缸夹层中间有介质流动，可以认为是环形间隙强迫流动放热，介质分别对外缸内壁和内缸外壁的努塞尔数为：

$$Nu_f = 0.023 Re_f^{0.8} Pr_f^{0.4} \quad (1-33)$$

$$Nu_f = 0.023 \left(\frac{d_2}{d_1} \right)^{0.45} Re_f^{0.8} Pr_f^{0.4} \quad (1-34)$$

式中 d_1 —— 环形间隙的内管外径；

d_2 —— 环形间隙的外管内径。

如果夹层流动介质来自某级抽汽，则夹层介质的温度取该级抽汽温度。

3. 隔板与汽缸接触处 这些地方的热量传递主要是通过接触处的导热，以及隔板与内缸隔板槽之间空隙内的自然对流和辐射放热。忽略后者的热交换影响，把接触处的传导热量近似地用蒸汽对导叶顶部端壁对流放热量来估计。因此蒸汽对导叶顶部端壁的放热系数，按照汽流流过光滑平板经验公式

$$Nu_f = 0.032 Re_f^{0.8}$$

$$\alpha = Nu_f \frac{\lambda}{b} \quad (1-35)$$

式中 Re_f —— 流动介质的雷诺数；

b —— 特征尺寸，取隔板宽度， m ；

λ ——蒸汽的导热系数, $\text{kcal}/\text{m}\cdot\text{h}\cdot^{\circ}\text{C}$,

α ——蒸汽对导叶顶部端壁的放热系数, $\text{kcal}/\text{m}^2\cdot\text{h}\cdot^{\circ}\text{C}$ 。

如果把式(1-35)的放热系数折算到对应该级的汽缸长度 L 上的放热系数, 则

$$\alpha_c = \alpha \frac{l}{L} \quad (1-35a)$$

式中 l ——汽缸与隔板的接触长度。

该级段的介质温度取级前的蒸汽温度。

2. 转子的边界条件

(1) 转子联轴器端面 可按第一类边界条件给出, 并取端面的金属温度为 50°C 。

(2) 高中压转子中心孔和低压转子腔室部分 可按第二类边界条件给出, 并取 $q_w = 0$, 即认为在这些边界上是绝热的。

(3) 叶轮两侧的放热系数 叶轮两侧的放热系数采用轮盘在外罩中旋转的经验公式:
当 $Re_f < 2.4 \times 10^5$ 时,

$$Nu_f = 0.675 Re_f^{0.5}$$

当 $Re_f > 2.4 \times 10^5$ 时

$$Nu_f = 0.0217 Re_f^{0.8}$$

$$\alpha_{wR} = Nu_f \lambda / r \quad (1-36)$$

式中 $Re_f = \frac{ur}{\nu} = \omega \frac{r^2}{\nu}$,

r ——特征尺寸, 取叶轮半径, m ;

u ——叶轮切向速度, m/s ;

ω ——角速度, rad/s 。

对高、中、低压转子各级叶轮外缘端部的放热系数分别取为 $300 \text{kcal}/\text{m}^2\cdot\text{h}\cdot^{\circ}\text{C}$ 、 $100 \text{kcal}/\text{m}^2\cdot\text{h}\cdot^{\circ}\text{C}$ 、 $30 \text{kcal}/\text{m}^2\cdot\text{h}\cdot^{\circ}\text{C}$ 。应该指出, 上述数值都是很近似的。

(4) 汽封处 在对汽封进行平均放热系数试验研究中, 得到如下的经验公式:

$$Nu_f = \frac{0.0475}{k} Re_f^{0.9} \left(\frac{\delta}{h} \right)^{-0.7}$$

式中 $Re_f = \frac{v_0 \cdot 2h}{\nu}$ ——雷诺数;

v_0 ——汽封环和轴之间介质进口流动速度, m/s ;

$h = \frac{d_2 - d_1}{2}$ ——汽封环和轴半径之差, m ;

δ ——汽封间隙, m ;

$k = 0.63 \sim 1.27$ ——汽封的流量系数, 对阶梯汽封取小值, 对光轴汽封取大值。

其放热系数为:

$$\alpha_p = Nu_f \frac{\lambda}{2h} \quad (1-37)$$

(5) 光轴部分 在转子光滑的圆柱面处, 常常是气流流动的死区, 所以流动速度很小,