

机 修 手 册

(第 3 版)

第 8 卷
设备润滑

机械工业出版社

第2章 润滑理论基础

汪德涛



润滑作用有所不同。

第1节 润滑的作用和类型

(一) 润滑的作用

润滑的目的是在机械设备摩擦副相对运动的表面间加入润滑剂以降低摩擦阻力和能源消耗,减少表面磨损,延长使用寿命,保证设备正常运转。润滑的作用有以下几方面:

(1) 降低摩擦 在摩擦副相对运动的表面间加入润滑剂后,形成润滑剂膜,将两表面分隔开,使表面的金属与金属之间的摩擦转化成具有较低剪切强度的油膜分子之间的内摩擦,从而降低摩擦阻力和能源消耗,使摩擦副运转平稳。但对于汽车自动变速装置和刹车装置等并不要求降低摩擦的摩擦副,润滑的作用则是控制摩擦。

(2) 减少磨损 在摩擦表面形成的润滑剂膜,降低摩擦并承受载荷,因此可以减少表面磨损及划伤,保持零件的配合精度。

(3) 冷却作用 机械设备在运转过程中,为克服摩擦而作功,并转化成热量,其中一部分热量使机械零部件温度升高,引起热变形,影响材料性能。采用液体润滑剂循环润滑系统可以带走摩擦热,降低机械发热。

(4) 防止腐蚀 摩擦表面的润滑剂膜可以隔绝空气、水蒸气及腐蚀性气体等环境介质对摩擦表面的侵蚀。目前有不少润滑油、脂中还添加有防腐蚀或防锈添加剂,可起减缓金属表面腐蚀的作用。

此外,某些润滑剂可以起减少振动和噪声的作用;随着润滑剂的流动而冲洗及带走污染物和磨屑以及增强密封的作用,某些零部件涂上润滑脂可以防止水气、灰尘及其他杂质的侵入。

各种润滑剂的种类、组成、理化性能(特别是粘度和稠度等)不同,因而不同类别的润滑剂所起

(二) 润滑的类型

机械摩擦副表面间的润滑类型或状态,可根据润滑膜的形成机理和特征分为五种:(1)流体动压润滑;(2)流体静压润滑;(3)弹性流体动压润滑;(4)边界润滑;(5)无润滑或干摩擦状态。

(1)~(3)又称流体润滑。在几种润滑状态同时存在时通常又称混合润滑。

这五种类型的润滑状态,通常可借助斯特里贝克(Stribeck)摩擦曲线以及润滑膜的厚度或膜厚与表面粗糙度综合值的大小进行判断。

1900~1902年间德国学者斯特里贝克曾对轴承的摩擦进行了试验,探讨运动速度、载荷和润滑油的粘度等参数与轴承摩擦系数之间的关系即斯特里贝克曲线(图2-1-1)。为了消除温度对粘度的影响,试验时曾保持油温恒定。由图可以看到,根据两对偶表面粗糙度综合值 $\bar{R}$ 与油膜厚度 h 的比值关系,可将润滑的类型区分为流体润滑、混合润滑和边界润滑。表面粗糙度综合值可计算而得:

$$\bar{R} = (\bar{R}_1^2 + \bar{R}_2^2)^{\frac{1}{2}}$$

式中, $\bar{R}_1$ 与 $\bar{R}_2$ 为两对偶表面的相应粗糙度值 R_a 或 R_z 。

(1) 流体润滑 包括流体动压润滑、流体静压润滑与弹性流体动压润滑,相当于曲线右侧一段。在流体润滑状态下,润滑剂膜厚度 h 和表面粗糙度综合值 $\bar{R}$ 的比值 λ 约为3以上,典型膜厚约为1~100 μm 。对弹性流体动压润滑,典型膜厚约为0.1~1 μm 。摩擦表面完全为连续的润滑剂膜所分隔开,由低摩擦的润滑剂承受载荷,磨损轻微。

(2) 混合润滑 几种润滑状态同时存在的润滑状态,相当于曲线中间一段,比值 λ 约为3以下,典型膜厚在1 μm 以下。此状态摩擦表面的一

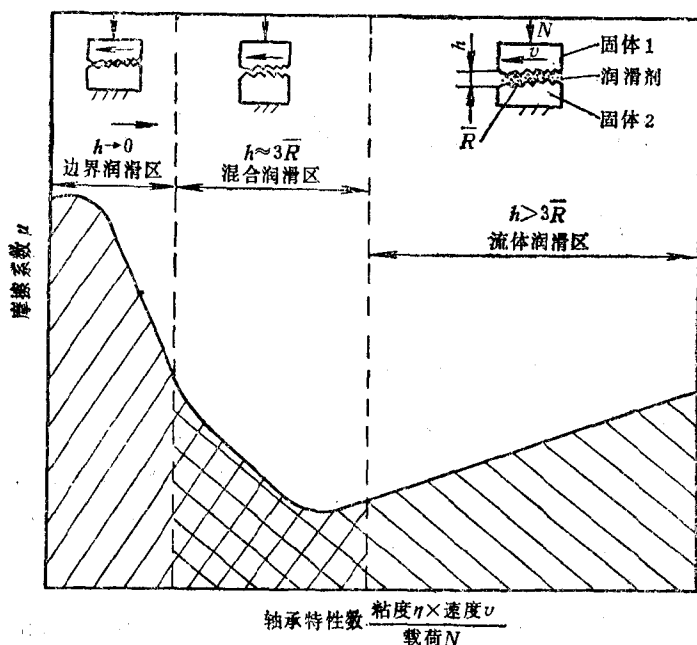


图2-1-1 斯特里贝克曲线与润滑类型

部分为润滑剂膜分隔开，承受部分载荷，也会发生部分表面微凸体间的接触，以及由边界润滑剂膜承受部分载荷。

(3) 边界润滑 相当于曲线左侧一段，比值 λ 小于 $0.4 \sim 1$ 时，典型膜厚约为 $0.05 \sim 0.001 \mu\text{m}$ 。此状态摩擦表面微凸体接触较多，润滑剂的流体润滑作用减少，甚至完全不起作用，载荷几乎全部通过微凸体以及润滑剂和表面之间相互作用所生成的边界润滑剂膜来承受。

(4) 无润滑或干摩擦 当摩擦表面之间润滑剂的流体润滑作用已经完全不存在，载荷全部由表面上存在的氧化膜、固体润滑膜或金属基体承受时的状态，称为无润滑或干摩擦状态。一般金属氧化膜的厚度在 $0.01 \mu\text{m}$ 以下。

由图2-1-1可以看到，随着工况参数的改变可能导致润滑状态的转化。无量纲特性数改变时，摩擦系数也随之改变。而且润滑状态不同，处理问题的方法也有所不同。例如对于流体润滑状态，主要是应用流体力学、传热学和振动力学等来计算润滑膜的承载能力及其它物理特性；其中在考虑弹性流体动压润滑状态时，还要根据弹性力学和润滑剂的流变学性能分析在高压下接触表面的微小变形。而在干摩擦状态下，主要是应用弹塑性力学、传热

学、材料科学、化学和物理学等来考虑摩擦表面的摩擦与磨损过程。

第2节 流体动压润滑

(一) 流体动压润滑的特性

流体动压润滑是依靠运动副两个滑动表面的形状，在其相对运动时形成一层具有足够压力的流体膜，从而将两表面分隔开的一种润滑状态。

1883年托尔首先观察到采用油浴润滑的火车轮轴轴承中在运动时产生流体动压力，足以将轴承体壳的油孔中的油塞推开。同年彼得洛夫提出了“机械中的摩擦及其对润滑剂的影响”论文。1886年雷诺应用简化的纳维-斯托克斯方程推导出计算相对运动的支承表面间流体润滑膜中的压力分布方程，即雷诺方程，从而为流体动压润滑理论奠定了基础。

流体动压润滑系统的主要特性有以下两点。

1. 流体的粘度

在流体动压润滑系统中，对运动的阻力主要来自流体的内摩擦。流体在外力作用下流动的过程中，在流体分子之间的内摩擦力，即流体膜的剪切

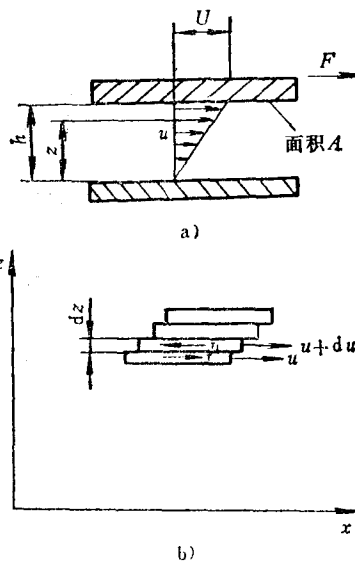


图2-2-1 绝对粘度模型（两块平行板间的粘性牵引力）

阻力,称为粘度。

17世纪牛顿首先提出了粘性流动定律(图2-2-1)。认为粘性流体的流动是许多极薄的流体层之间的相对滑动,由于流体的粘滞性,在相互滑动的各层之间将产生剪应力。也就是流体的内摩擦力,由它们将运动传递到各相邻的流体层,使流动较快的流体层减速,而流动较慢的流体层加速,形成按一定规律变化的流速分布。如图2-2-1 a所示,在两块距离为 h 的平行板中间有粘性流体时,如下表面保持固定,而上表面在 F 力作用下以速度 U 平行于下表面移动。当速度不太高时,流体分子粘附在表面上,流体相邻层的流动是相互平移的层流状流动,这时为保持上表面移动所需要的力 F 与表面面积 A 以及所发生的剪应变率 $\frac{U}{h}$ 成正比。

由此可得

$$\frac{F}{A} = \eta \frac{U}{h} \quad (2-2-1)$$

即流体层间的剪应力与剪应变率成正比

按图2-2-1 b所示模型,如果在垂直高度 dz 间每一层流体按线性增加一个速度增量 du ,上表面上的剪应力 τ 与剪应变率(或速度梯度)成正比,由此

$$\tau = \eta \frac{du}{dz}$$

$$\eta = \frac{\tau}{\frac{du}{dz}} \quad (2-2-2)$$

式中 η ——动力粘度,又称绝对粘度。

在法定计量单位或国际单位制(SI)中,动力粘度的单位为 $\text{Pa}\cdot\text{s}$ (帕斯卡秒),亦可用 $\text{mPa}\cdot\text{s}$ 或 $\text{N}\cdot\text{s}/\text{m}^2$ 。而在工程中过去常采用CGS制单位P(泊)。

$$1\text{P} = 1\text{dyn}\cdot\text{s}/\text{cm}^2 = 0.1\text{N}\cdot\text{s}/\text{m}^2 = 0.1\text{Pa}\cdot\text{s}$$

P的单位较大,常使用cP(厘泊), $1\text{cP} = 1\text{mPa}\cdot\text{s}$ 。

在英制单位中,动力粘度的单位用Reyn(雷恩)。

$$1\text{Reyn} = 1\text{lbf}\cdot\text{s}/\text{in}^2 = 68948\text{P} = 6894.8\text{Pa}\cdot\text{s}$$

常用润滑油的动力粘度范围为 $2\sim 400\text{mPa}\cdot\text{s}$,水的粘度为 $1\text{mPa}\cdot\text{s}$,空气的粘度为 $0.02\text{mPa}\cdot\text{s}$ 。

一般称遵从粘性剪应力与剪应变率或比例的规律的流体为牛顿流体,而不遵从此规律的流体为非牛顿流体。常用的矿物润滑油均属于牛顿流体。

动力粘度 η 与流体密度 ρ 的比值称为运动粘度

ν ,即

$$\nu = \frac{\eta}{\rho} \quad (2-2-3)$$

在法定计量单位或国际单位制(SI)中,运动粘度的单位用 m^2/s 。CGS制单位为St(斯托克斯,简称斯)。

$$1\text{St} = 10^{-4}\text{m}^2/\text{s} = 10^2\text{mm}^2/\text{s}$$

常用cSt(厘斯)作为CGS制的运动粘度单位, $1\text{cSt} = 1\text{mm}^2/\text{s}$ 。

通常矿物油的密度为 $0.85\text{g}/\text{cm}^3$,因此动力粘度 η 为 1cP 的矿物油,运动粘度 ν 为 0.85cSt 。

2. 楔形润滑膜

流体动压润滑的第二个主要特性是依靠运动副的两个滑动表面的几何形状在相对运动时产生收敛型流体楔,形成足够的承载压力,以承受外载荷,从而将两表面分隔开,不会互相接触,减少表面的摩擦与磨损。在图2-2-2中,倾斜上表面AB是静止的,下表面以速度 U 沿 x 方向作相对运动,两表面间充满粘性流体即润滑剂,两表面间的入口间隙为 h_1 ,出口间隙为 h_0 ,中间任意点的间隙或流体膜厚为 h 。当下表面以速度 U 向右运动时,若入口处A点流体层速度(速度梯度)按直线性变化,则单位表面宽度内(与纸面垂直)的流量 q_{x1} 为 $\left(\frac{U}{2}\right)h_1$,

流体平均速度为 $\frac{U}{2}$ 。同理若在出口处B点流体层速度亦按直线性变化,单位表面宽度内的流量 q_{x0} 为 $\left(\frac{U}{2}\right)h_0$ 。因为 $h_1 > h_0$,故流入的流体比流出的流体要多一些,这种流动显然不可能连续。而且流体实际上可被看成是不可压缩的,因此只能是在两表面间的流体楔中产生压力而自动补偿流量。也就是在入口的流体层速度分布曲线向内凹入,产生压力

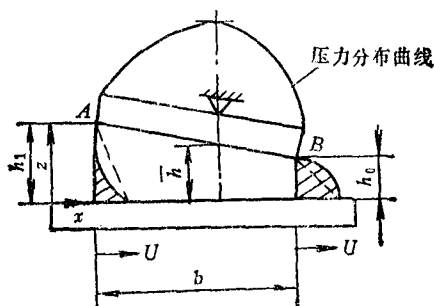


图2-2-2 收敛楔的速度分布曲线图

限制流体流入, 流量小于 $\frac{Uh_0}{2}$; 而出口的流体层速度分布曲线向外凸出, 压力升高推动流体流出, 流量大于 $\frac{Uh_0}{2}$ 。只有在流体楔中间某点的速度分布图是直线, 压力梯度为零, 即 $\frac{dp}{dx} = 0$, 流量为 $\frac{Uh}{2}$ 这就是流体动压润滑的主要特点。

根据以上分析, 假设无侧向流动, 单位表面宽度的流量 q_x 必然有两项, 基本项为 $\frac{Uh}{2}$, 另一项是根据压力梯度 $\frac{dp}{dx}$ 、流体膜厚度 h 和粘度 η 等的变化而修正的流量 $f(p)$ 。因此流量 q_x 的方程为

$$q_x = \frac{Uh}{2} - f(p) \quad (2-2-4)$$

式中, 用负号表示正压力梯度下必然限制流体流入, 流量应有所减少。

$$f(p) = h^a \left(\frac{dp}{dx} \right)^b \eta^c \quad (2-2-5)$$

式中, a 、 b 、 c 为常数, 可由量纲分析得到。单位宽度内的流量 q_x 的量纲为 $\frac{L^3}{TL} = \frac{L^2}{T}$ 。 $\frac{Uh}{2}$ 和 $f(p)$

的量纲和 q_x 相同, 即 $\frac{L^2}{T}$ 。压力梯度 $\frac{dp}{dx}$ 的量纲为 $\left(\frac{\text{力/面积}}{\text{长度}} \right)$ 即 $\left(\frac{F}{L^3} \right)$, 而粘度 η 的量纲为 $\left(\frac{FT}{L^2} \right)$, 因此 $f(p)$ 的量纲可分析如下:

$$f(p) = \frac{L^2}{T} = (L)^a \times \left(\frac{F}{L^3} \right)^b \times \left(\frac{FT}{L^2} \right)^c$$

式中右侧 T 只发生一次, 即 c 为 -1 ; F 必须消去, 故 b 为 $+1$; 最后可得 $f(p)$ 的量纲为

$$\begin{aligned} \frac{L^2}{T} &= (L)^a \times \left(\frac{F}{L^3} \right) \times \left(\frac{L^2}{FT} \right) \\ &= (L)^a \times \left(\frac{1}{LT} \right) \end{aligned}$$

由于等式左、右两端的量纲应相等, 故 $a = 3$ 。因此流量方程为

$$q_x = \frac{Uh}{2} - k \frac{h^3}{\eta} \left(\frac{dp}{dx} \right)$$

式中, k 为比例常数, 由以后的推导可知 $k = \frac{1}{12}$ 。

如上所述, 在流体楔中有某点的压力梯度 $\frac{dp}{dx}$ 为零, 此点的流体膜厚度为 $\bar{h}$, 则这时的流量 q_x 为

$$q_x = \frac{U\bar{h}}{2} = \frac{Uh}{2} - k \frac{h^3}{\eta} \left(\frac{dp}{dx} \right)$$

整理后可得

$$\frac{dp}{dx} = \frac{U\eta}{2k} \left(\frac{h - \bar{h}}{h^3} \right) = 6U\eta \left(\frac{h - \bar{h}}{h^3} \right) \quad (2-2-6)$$

此式即为一维雷诺方程, 表达了压力梯度、粘度与间隙或流体膜厚度的关系。

将式 (2-2-6) 积分可得任意点的压力 p , 即流体膜压力的分布曲线:

$$p = 6U\eta \int \frac{h - \bar{h}}{h^3} dx + C \quad (2-2-7)$$

式中, C 为一积分常数。可用此式评价任意给定 x 值的压力 p 和 $\bar{h}$ 值。通常利用流体膜压分布曲线的起点与终端, 即可定出 C 与 $\bar{h}$, 而完成此方程。

由式 (2-2-7) 可看到, 流体楔几何形状为楔形是非常必要的, 如果对偶表面是完全平行的, h 不随 x 而变化, 则压力梯度 $\frac{dp}{dx} = 0$, 因此不能产生流体动压力来承受载荷。而且为了承受载荷, 还必须有足够的切向运动速度 U 和流体粘度 η 。例如当轴承温度升高时, 会使表面受热膨胀而变形, 引起流体膜厚度与粘度改变, 引起速度分布曲线的扭曲, 使流体膜承载压力发生变化, 这正是在本文开始时所提到的流体动压润滑的特性之一。

(二) 雷诺方程

在进行流体润滑基本计算时, 为了计算润滑膜的承载力, 需要计算其压力分布。为了计算其摩擦阻力, 需要计算剪应力分布。为了计算流体的流量, 需要计算润滑膜内的速度分布。有时还要计算润滑腔中的温度分布和热变形。

对于刚性表面, 流体润滑理论基于下列的基本方程, 即

(1) 运动方程 代表动量守恒原理, 亦称纳维-斯托克斯方程 (Navier-Stokes);

(2) 连续方程 代表质量守恒原理;

(3) 能量方程 代表能量守恒原理;

(4) 状态方程 建立密度与压力、温度的关系;

(5) 粘度方程 建立粘度与压力、温度的关系。

对于弹性表面的润滑问题, 还需要加上弹性变形方程。

雷诺方程是流体润滑理论最基本的方程, 它是由运动方程和连续方程推导的, 是二阶偏微分方程。过去依靠解析方法求解十分困难, 必须经过许多简

化处理才能获得近似解,从而使理论计算具有较大误差。直到本世纪中叶以后,依靠电子计算机辅助计算,已可对复杂的润滑问题进行数值解算。此外,先进的测试技术也已可在润滑现象的实验研究中进行深入细致的观察,从而建立了更加符合实际的物理模型。这样,许多工程问题的润滑计算大大接近于实际。但为了寻求雷诺方程的通解,仍然需要进行繁杂的计算,通常还要作一些简化假设。

1. 假设

(1) 忽略体积力的作用,即流体不受外力场如磁力、重力等的作用,这一假设对磁流体动力润滑不适用。

(2) 沿流体膜厚度方向,流体压力不变,因为当流体膜薄至百分之几毫米时,流体压力一般不可能有显著变化。对于弹性流体,流体压力可能有较大变化,这一假设将不适用。

(3) 与流体膜厚度相比较,轴承表面的曲率半径很大,因此,不需要考虑流体速度方向的变化。

(4) 流体吸附在表面上,即流体在界面上没有滑动,因此在邻近界面上的流体层速度与表面速度相同。

(5) 润滑剂是牛顿流体,即剪应力与剪应变率成正比。这对一般工况条件下使用的矿物油是合理的。

(6) 流体的流动是层流。对于高速大型轴承及采用低粘度润滑剂的轴承,则应考虑到可能出现涡流或紊流。

(7) 与粘性力相比,可忽略流体惯性力的影响。有些研究表明,即使雷诺数高达1000左右,压力也只改变了5%。然而,对于高速大型轴承,则需考虑惯性力的影响。

(8) 沿流体膜厚度方向粘度数值不变。实际上并非如此,提出这个假设,只是为了简化数学运算。

(9) 润滑剂是不可压缩的。对于气体润滑剂,这是不正确的。

以上假设(5)~(9)主要是为了简化计算,只能有条件的使用。

2. 雷诺方程的推导

运用上述假设,由连续方程和纳维-斯托克斯方程可以直接推导出雷诺方程。

(1) 连续方程

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} + \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) = 0 \quad (2-2-3)$$

$$\text{其中 } \frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} + w \frac{\partial}{\partial z}$$

对于定常流动的不可压缩流体, ρ 为常数,

$$\frac{d\rho}{dt} = 0, \text{ 连续方程变为容积守恒原理, 即}$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2-2-9)$$

(2) 纳维-斯托克斯方程

$$\begin{aligned} \rho \frac{du}{dt} = & \rho X - \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x} \eta \\ & \times \left[\left(-\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \left(\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial w}{\partial z} \right) \right] \\ & + \frac{\partial}{\partial y} \eta \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \eta \\ & \times \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \rho \frac{dv}{dt} = & \rho Y - \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial y} \eta \\ & \left[\left(\frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \left(\frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial w}{\partial z} \right) \right] \\ & + \frac{\partial}{\partial x} \eta \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \\ & + \frac{\partial}{\partial z} \eta \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \rho \frac{dw}{dt} = & \rho Z - \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial z} \eta \\ & \times \left[\left(\frac{\partial w}{\partial z} - \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \left(\frac{\partial w}{\partial z} - \frac{\partial v}{\partial y} \right) \right] \\ & + \frac{\partial}{\partial y} \eta \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \\ & + \frac{\partial}{\partial x} \eta \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \end{aligned}$$

式中 u 、 v 、 w ——分别为沿坐标 x 、 y 、 z 方向的流速分量;

ρ ——密度;

η ——粘度;

t ——时间;

X 、 Y 、 Z ——分别为单位质量的流体在 x 、 y 、 z 方向所受的体积力分量。

由于从纳维-斯托克斯方程和连续方程直接推导出雷诺方程是较为复杂的,此处采用流体力学中微元体分析方法推导雷诺方程,应用流体柱流动的连续条件,分析微元体的受力的平衡条件,求出流体沿膜厚方向的流速分布和流量,最后推导出雷诺

方程的普遍形式。

(1) 流体柱流动的连续性 从距离为 h 的两表面上取一个底面长为 dx 宽为 dy 的流体柱 (图 2-2-3), 设流体以单位宽度内的流量 q_x 从左面流入柱体, 即在单位时间内流入柱体的流量为 $q_x dx$, 则流出的流量为

$$\left(q_x + \frac{\partial q_x}{\partial x} dx \right) dy$$

式中 $\frac{\partial q_x}{\partial x}$ —— 沿 x 方向的流量变化率。

同理, 在单位时间内沿 y 方向流入柱体的流量为 $q_y dx$, 流出的流量为

$$\left(q_y + \frac{\partial q_y}{\partial y} dy \right) dx$$

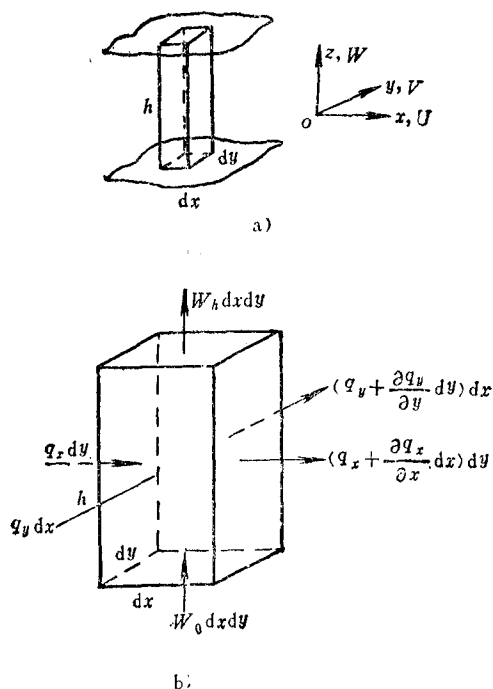


图2-2-3 流体柱的流动连续性

在垂直方向 z 上的流量与此不同, 如果柱底流体以速度 W_0 向上流入柱体, 同时在柱顶以速度 W_h 流出, 则流体柱容积的变化率为

$$(W_h - W_0) dx dy$$

由于流动的连续性与流体的密度恒定, 流入柱体的流量必定等于流出柱体的流量。

在三个方向流入柱内的流量为

$$q_x dy + q_y dx + W_0 dx dy$$

流出柱外的流量为

$$\left(q_x + \frac{\partial q_x}{\partial x} dx \right) dy + \left(q_y + \frac{\partial q_y}{\partial y} dy \right) + (W_h - W_0) dx dy$$

使流入柱内与流出柱外的流量相等, 并消去同类项后得:

$$\frac{\partial q_x}{\partial x} dx dy + \frac{\partial q_y}{\partial y} dx dy + (W_h - W_0) dx dy = 0$$

再消去 $dx dy$, 从而可得流体柱的流动连续方程为

$$\frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} + (W_h - W_0) = 0 \quad (2-2-10)$$

如果顶面和底面均为不可渗透的表面, 则 $(W_h - W_0)$ 等于柱体高度的变化率, 因而可写成 $\frac{dh}{dt}$ 。如果两表面倾斜时, 计算 W_h 与 W_0 的方法与此处有所不同。

顺便指出, 如果用质量流量代替容积流量, 即以 m_x 、 m_y 代替 q_x 、 q_y , 而 $m_{x,y} = \rho q_{x,y}$, 经过同样的分析, 就可以得到密度变化情况下的流量方程式。例如在非稳态状态条件下, 流体的密度就可能会随时而变化, 这一点必须要考虑到。根据分析结果, 如果沿柱体高度方向密度不变, 可得

$$\frac{\partial}{\partial x} (\rho q_x) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho q_y) + \frac{\partial}{\partial t} (\rho h) = 0$$

式中 ρ —— 流体密度。

(2) 微元体的平衡

从润滑流体膜中取边长为 dx 、 dy 与 dz 的微元体, 其在 x 方向的受力状况如图 2-2-4 所示。微元体只受流体压力 p 与粘性剪应力 τ 的作用, 按假设 (1)、(7) 忽略体积力与惯性力的作用。左侧有压力 p 和相应的力 $p dy dz$ 作用。右侧的压力为 $\left(p + \frac{\partial p}{\partial x} dx \right)$, 相应的力为 $\left(p + \frac{\partial p}{\partial x} dx \right) \times dy dz$, 此处压力梯度 $\frac{\partial p}{\partial x}$ 可取任意值及方向。底面受剪应力 τ 和相应的力 $\tau dx dy$ 作用。顶面受剪应力 $\left(\tau + \frac{\partial \tau}{\partial z} dz \right)$ 和相应的力 $\left(\tau + \frac{\partial \tau}{\partial z} dz \right) dx dy$ 作

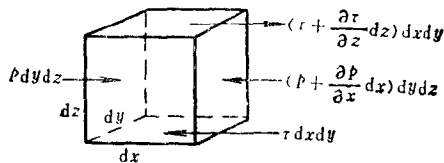


图2-2-4 微元体的平衡

用。为了达到相互平衡, 可得下式:

$$\begin{aligned} p dy dz + \left(\tau + \frac{\partial \tau}{\partial z} dz \right) dx dy \\ = \left(p + \frac{\partial p}{\partial x} dx \right) dy dz + \tau dx dy \end{aligned}$$

展开并消去相同项得

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial \tau}{\partial z} \quad (2-2-11)$$

根据假设 (2), 在 z 方向上的压力梯度为 0,

因此 $\frac{\partial p}{\partial z} = 0$ 。

根据牛顿粘性流动定律和假设 (5)、(6),

$$\tau_x = \eta \frac{\partial u}{\partial z}, \quad \tau_y = \eta \frac{\partial v}{\partial z}$$

式中, u 、 v 为质点在 x 、 y 方向的速度。代入式 (2-2-11), 可得压力梯度及速度梯度的关系式:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\eta \frac{\partial u}{\partial z} \right) \quad (2-2-12)$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\eta \frac{\partial v}{\partial z} \right) \quad (2-2-13)$$

因为假设压力 p 和粘度 η 与 z 无函数关系, 可将式 (2-2-12) 对 z 积分两次, 可得

$$\eta \frac{\partial u}{\partial z} = \int \frac{\partial p}{\partial x} dz = \frac{\partial p}{\partial x} z + C_1 \quad (2-2-14)$$

再积分一次

$$\begin{aligned} u &= -\frac{1}{\eta} \int \left(\frac{\partial p}{\partial x} z + C_1 \right) dz \\ &= -\frac{1}{\eta} \left(\frac{\partial p}{\partial x} \frac{z^2}{2} + C_1 z + C_2 \right) \end{aligned} \quad (2-2-15)$$

式中, C_1 及 C_2 为积分常数, 需要用两个边界条件来确定。根据假设 (4), 靠近边界处的流体层速度与工作表面的速度相同。故当 $z = h$ (h 为流体膜厚度) 时, $u = U_1$; $z = 0$ 时, $u = U_2$, U_1 、 U_2 分别为上、下两表面的速度, 将 $z = 0$ 与 $u = U_1$ 代入, 则 $C_2 = \eta U_2$; 将 $z = h$ 与 $u = U_1$ 代入则得

$$U_1 = -\frac{1}{\eta} \left(\frac{\partial p}{\partial x} \frac{h^2}{2} + C_1 h + \eta U_2 \right)$$

$$C_1 = \frac{\eta}{h} (U_1 - U_2) - \frac{h}{2} \frac{\partial p}{\partial x}$$

将 C_1 及 C_2 代入式 (2-2-15) 得

$$u = \frac{1}{2\eta} \frac{\partial p}{\partial x} (z^2 - zh) + \frac{z}{h} (U_1 - U_2) + U_2 \quad (2-2-16)$$

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{1}{\eta} \frac{\partial p}{\partial x} \left(z - \frac{h}{2} \right) + \frac{U_1 - U_2}{h}$$

由于在 x 方向每单位宽度 y 的流量 q_x 为

$$q_x = \int_0^h u dz$$

可得

$$\begin{aligned} q_x &= \left[\frac{1}{2\eta} \frac{\partial p}{\partial x} \left(\frac{z^3}{3} - \frac{z^2 h}{2} \right) \right. \\ &\quad \left. + (U_1 - U_2) \frac{z^2}{2h} + U_2 z \right]_0^h \\ &= -\frac{h^3}{12\eta} \frac{\partial p}{\partial x} + (U_1 + U_2) \frac{h}{2} \end{aligned} \quad (2-2-17)$$

$$\text{同理 } q_y = -\frac{h^3}{12\eta} \frac{\partial p}{\partial y} + (V_1 + V_2) \frac{h}{2} \quad (2-2-18)$$

式中 V_1 和 V_2 ——分别为与 U_1 和 U_2 相对应的 y 方向的速度。

(3) 普遍雷诺方程 将上节求得的 q_x 与 q_y 代入连续方程 (2-2-10) 可得

$$\begin{aligned} &\frac{\partial}{\partial x} \left\{ (U_1 + U_2) \frac{h}{2} - \frac{h^3}{12\eta} \frac{\partial p}{\partial x} \right\} \\ &+ \frac{\partial}{\partial y} \left\{ (V_1 + V_2) \frac{h}{2} - \frac{h^3}{12\eta} \frac{\partial p}{\partial y} \right\} \\ &+ (W_h - W_0) = 0 \end{aligned}$$

稍加整理后, 可写成

$$\begin{aligned} &\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{h^3}{\eta} \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{h^3}{\eta} \frac{\partial p}{\partial y} \right) \\ &= 6 \left\{ \frac{\partial}{\partial x} (U_1 + U_2) h + \frac{\partial}{\partial y} (V_1 + V_2) h \right. \\ &\quad \left. + 2(W_h - W_0) \right\} \end{aligned} \quad (2-2-19)$$

当密度 ρ 随时间变化的场合, 雷诺方程可写成

$$\begin{aligned} &\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\rho h^3}{\eta} \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\rho h^3}{\eta} \frac{\partial p}{\partial y} \right) \\ &= 6 \left\{ \frac{\partial}{\partial x} (U_1 + U_2) \rho h + \frac{\partial}{\partial y} (V_1 + V_2) \right. \\ &\quad \left. \times \rho h + 2\rho(W_h - W_0) \right\} \end{aligned} \quad (2-2-20)$$

这就是普遍形式的雷诺方程。左端表示流体润滑膜压力在润滑表面上随坐标 x 、 y 的变化。右端表示产生润滑膜压力的各种效应, 各项的物理意义为

$$(1) \quad U\rho \frac{\partial h}{\partial x}、V\rho \frac{\partial h}{\partial y} \text{——流体楔动压效应,}$$

$$(2) \quad \rho h \frac{\partial U}{\partial x}、\rho h \frac{\partial V}{\partial y} \text{——伸缩效应,}$$

$$(3) \quad \rho \frac{\partial h}{\partial t} \text{ 或 } \rho(W_h - W_0) \text{——挤压效应,}$$

$$(4) \quad U h \frac{\partial \rho}{\partial x}, \quad V h \frac{\partial \rho}{\partial y} \text{——变密度效应。}$$

流体楔动压效应在上面已介绍过, 此处不复。

伸缩效应是当固体表面由于弹性变形或其他原因使表面切向速度随位置而变化时, 将引起各断面的流量不同而破坏流量连续条件, 因此产生的压力流动。在稳定运转的情况下, 切向速度 U 和 V 一般不随 x 的变化而变化, 故伸缩效应可不考虑。

挤压效应是两个平行表面在法向力作用下相互接近, 使润滑膜厚度逐渐减薄而产生的压力流动。在内燃机轴承等受冲击载荷的轴承和往复运动的润滑表面, 挤压效应具有重要的作用。但是当两个表面相互分离而形成的低压常导致润滑膜破坏和产生气蚀现象。

变密度效应是当润滑剂密度沿运动方向逐渐降低时, 虽然各断面的容积流量相同, 但质量流量不同, 也将产生压力, 这就是变密度效应。虽然变密度效应产生的流体压力并不高。但是这种作用有可能使相互平行的表面具有一定的承载能力。密度的变化可以是润滑剂通过间隙时, 由于温度逐渐升高所造成的, 也可以是外加热源使固体温度不同而造成的。

此处雷诺方程 (2-2-19) 与 (2-2-20) 是根据一些假设推导出来的, 适合于一般工况条件的润滑计算。在特殊工况条件下, 当某些假设不能成立, 必须针对具体情况对雷诺方程的推导作相适应的调整。例如对于采用低粘度润滑剂的高速大型轴承, 应考虑流体惯性和紊流的影响; 当采用润滑脂作为润滑剂时, 应考虑到润滑脂的非牛顿性质和流变关系等。在某些润滑计算中, 润滑剂的粘度随温度的变化而有较大的改变, 此时应采用粘度三维变化的雷诺方程。

3. 雷诺方程的应用

雷诺方程是润滑理论中的基本方程, 流体润滑状态下的主要特性, 都可以通过求解这一方程而推导出来。

(1) 压力分布 从理论上讲, 当运动速度和润滑剂粘度已知时, 对于给定的间隙形状 $h(x, y)$ 和边界条件, 将雷诺方程积分, 即可求得压力分布 $P(x, y)$ 。

雷诺方程中含有许多变量, 如粘度、密度、膜厚等, 它们和压力场、温度场以及固体表面变形之

间相互有影响。因此, 为了精确地求解流体润滑问题, 常需将雷诺方程和能量方程、热传导方程、弹性变形或热变形方程以及润滑剂粘度与压力或温度的关系等联立求解。这样, 在数学上很难求出解析解, 通常采用电子计算机辅助运算, 用数值解法求解雷诺方程。

(2) 载荷量 流体润滑剂膜支承的载荷量 W 可在整个润滑剂膜范围内将压力 $P(x, y)$ 积分求得, 即

$$W = \iint p \, dx \, dy$$

积分的上下限根据压力分布来确定。

(3) 摩擦力 在流体膜润滑系统中, 要克服的摩擦力 $F_{0,h}$ 是由速度及压力引起的与表面接触的流体层中的剪应力造成的, 即

$$F_{0,h} = \pm \iint \tau|_{z=0,h} \, dx \, dy$$

式中, 正号为 $z=0$ 表面上的摩擦力, 负号为 $z=h$ 表面上的摩擦力。根据牛顿粘性定律可得

$$\tau = \eta \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{1}{2} \frac{\partial p}{\partial x} (2z - h) + (U_h - U_0) \frac{\eta}{h}$$

对于下表面 $z=0$, 可得摩擦力为

$$F_0 = \iint \left[-\frac{h}{2} \frac{\partial p}{\partial x} + (U_h - U_0) \frac{\eta}{h} \right] dx \, dy$$

对于上表面 $z=h$, 可得摩擦力为

$$F_h = \iint \left[-\frac{h}{2} \frac{\partial p}{\partial x} - (U_h - U_0) \frac{\eta}{h} \right] dx \, dy$$

摩擦力求得之后, 就可确定摩擦系数 $\mu = \frac{F}{W}$ 。

以及摩擦功率损失和因粘性摩擦所产生的发热量。

(4) 润滑剂流量 通过流体润滑剂膜边界流出的流量 Q 可以按下式计算:

$$Q_x = \int q_x \, dy \quad \text{或} \quad Q_y = \int q_y \, dx$$

将各个边界的流出流量相加, 可求得总流量, 根据计算的流量可以确定必须的供油量以保证间隙内填满润滑剂, 同时根据流出流量和摩擦功率损失还可以确定润滑剂膜的热平衡温度。

4. 雷诺方程的简化

雷诺方程是一个二维二阶非线性偏微分方程, 用解析方法求解十分困难, 因而需进行一系列简化。通常有以下简化形式

(1) 以 U 、 V 代替式中的 $(U_1 + U_2)$ 及 $(V_1 + V_2)$ 。这种代替只是为了使方程式在形式上简单一些, 并没有作任何假设。还可以将坐标轴进行适当安排, 以便得到

$$\frac{\partial}{\partial x}(Uh) = 0 \quad \text{或} \quad \frac{\partial}{\partial y}(Vh) = 0$$

实际上很少会遇到在两个相互垂直方向上都有油楔和速度的运动系统, 因此雷诺方程 (2-2-19) 右边可简化成

$$6\left\{-\frac{\partial}{\partial x}(Uh) + 2(W_h - W_0)\right\}$$

根据轴承表面上各点的速度相等的假设, 即 U 不是 x 的函数, 还可以进一步简化:

$$\frac{\partial}{\partial x}(Uh) \text{ 可以写成 } U \frac{dh}{dx}$$

$$(2) (W_h - W_0) \text{ 可写成 } \frac{dh}{dt}.$$

如果作相对运动的上下两表面都是不可渗透的表面, 即不是多孔性材料, 流体不能渗入表面, 也不能由表面渗出, 则 $(W_h - W_0)$ 一项可写成 $\frac{dh}{dt}$ 。

简化后方程的右边成为

$$6\left(U \frac{dh}{dx} + 2 \frac{dh}{dt}\right)$$

括号内第一项 $U \frac{dh}{dx}$ 代表正常的楔动压效应, 后一项 $\frac{dh}{dt}$ 代表挤压效应。在稳定运转的轴承中, $\frac{dh}{dt}$ 为零。但在大多数实用的轴承中, 由于振动往往使 $\frac{dh}{dt}$ 与 $U \frac{dh}{dx}$ 具有相同的数量级, 还不能忽略。但由于包含挤压项的雷诺方程求解较为复杂, 而忽略挤压项以后的计算偏于安全, 因此对于稳态工况的轴承常常予以略去。这时方程简化为

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{h^3}{\eta} \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{h^3}{\eta} \frac{\partial p}{\partial y} \right) \\ &= 6U \frac{dh}{dx} \end{aligned} \quad (2-2-21)$$

(3) 在近似等温状态下, 粘度 η 在各个方向都不变, 还可以将方程简化为

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(h^3 \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(h^3 \frac{\partial p}{\partial y} \right) = 6U \eta \frac{dh}{dx} \quad (2-2-22)$$

上式是常见的雷诺方程简化形式。

(4) 无限长轴承 如图2-2-5所示, 如果轴承沿 y 方向的润滑表面长度 L 远大于 x 方向的宽度

B 时, 则式 (2-2-22) 左侧中 $\frac{\partial p}{\partial y}$ 远小于 $\frac{\partial p}{\partial x}$, 可近似地取 $\frac{\partial p}{\partial y} = 0$, 即沿 y 方向无流动, 因此可得

$$\frac{d}{dx} \left(h^3 \frac{dp}{dx} \right) = 6U \eta \frac{dh}{dx}$$

积分一次得 $h^3 \frac{dp}{dx} = 6U \eta h + C$

式中, C 为积分常数。若在某一点的流体膜厚度为 $\bar{h}$ 处, 存在 $\frac{dp}{dx} = 0$, 则 $C = 6U \eta \bar{h}$, 故该方程可写成

$$\frac{dp}{dx} = 6U \eta \frac{h - \bar{h}}{\bar{h}^3} \quad (2-2-23)$$

这就是一维雷诺方程, 式中的 $\bar{h}$ 是待定常数, 它的数值根据边界条件来确定。这个方程与通过量纲分析法所求得的结果相同, 其中 $\frac{1}{2\bar{h}}$ 相当于这里的 6 。这个方程首先是由索莫费尔特在 1904 年提出的。

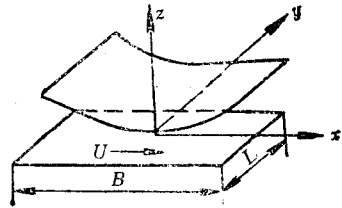


图2-2-5 流体膜尺寸

(5) 无限短轴承 在另外一些情况下, 相反, B 远大于 L 时, 则可把轴承近似看成无限短, 即沿 x 方向上的压力梯度比 y 方向的小得多, 即 $\frac{\partial p}{\partial x}$ 远小于 $\frac{\partial p}{\partial y}$, 这可从图 2-2-6 中看出, $\frac{\partial p}{\partial y}$ 的数量级为 $\left(\frac{p}{L}\right)$, 而 $\frac{\partial p}{\partial x}$ 的数量级为 $\left(\frac{p}{B}\right)$, 如果 $L \ll B$, 则 $\left(\frac{p}{L}\right) \gg \left(\frac{p}{B}\right)$, 此时可近似取 $\frac{\partial p}{\partial x} = 0$, 因此可得

$$\frac{d}{dy} \left(h^3 \frac{dp}{dy} \right) = 6U \eta \frac{dh}{dx}$$

这个方程最早由密契尔于 1929 年首先提出, 一般称为奥克维克方程。

积分一次, 即可得压力分布公式为

$$\frac{dp}{dy} = 6U \eta \frac{y}{\bar{h}^3} \frac{dh}{dx} + C_1$$

再次积分得

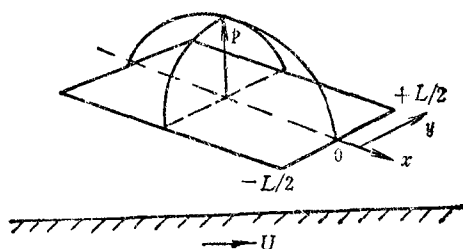


图2-2-6 有限长滑块上的压力分布

$$p = 3U\eta \frac{y^2}{h^3} \frac{dh}{dx} + C_1 y + C_2$$

如图 2-2-6 所示, 在轴承两端即 $y = \pm \frac{L}{2}$ 时, $p = 0$, 此外压力分布对称于 $y = 0$, $\frac{dp}{dy} = 0$, 由此得积分常数 $C_1 = 0$, $C_2 = -3U\eta \frac{L^2}{4h^3} \frac{dh}{dx}$, 因此

$$p = 3U\eta \frac{1}{h^3} \frac{dh}{dx} \left(y^2 - \frac{L^2}{4} \right) \quad (2-2-24)$$

上式给出了任何已知几何形状下各点流体润滑膜压力的数值, 比较简便, 但在应用时有一些限制条件。由于 h 是 x 的函数, 只有当 $\frac{dh}{dx} = 0$ 或者 $h = \infty$ 处, 才能满足 $p = 0$ 的条件而成为润滑膜的起始点和终止点。因此无限短轴近似式只能应用于在 x 方向的边缘处满足上述条件的场合。式中 $\left(y^2 - \frac{L^2}{4} \right)$ 的因子表明压力 p 沿 y 方向的变化按抛物线规律分布。这一点常作为有限长轴承简化计算的理论依据。

通常无限短近似理论适用于 $\frac{L}{B} < \frac{1}{3}$ 的情况下将得到满意的结果, 而无限长近似理论一般适用于 $\frac{L}{B} > 3$ 的情况。

5. 压力分布的边界条件

在应用雷诺方程求解压力分布时, 需要应用压力分布的边界条件来确定积分常数。根据几何结构与供油情况的不同, 可以得到不同的边界条件, 由此面可以确定其压力分布情况。

如图 2-2-7 所示为径向轴承的展开图, 按照索莫费尔特 (Sommerfeld) 边界条件, 在收敛区形

成正压力, 而在发散区则形成负压力, 而且压力分布是反对称的, 即在最大间隙 h_{max} 与最小间隙 h_{min} 处, 压力 $p = 0$ 。但这种条件事实上是不可能满足的, 因为油膜在发散区不可能承受持续作用的较大负压力, 而只能承受较高负压的冲击波或者很小的持续负压。实际上在负压区油膜将破裂, 混入空气或蒸汽而产生气蚀现象, 从而丧失承载能力。按索莫费尔特边界条件则可方便地求解压力分布, 有时用作润滑问题的定性分析。

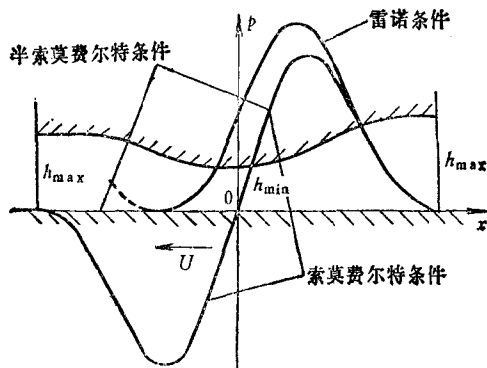


图2-2-7 压力分布的边界条件

略去负压的简单方法是采用半索莫费尔特边界条件, 即在图中 $x \leq 0$ 的发散区内取全部压力为零, 而在收敛区内油膜压力与索莫费尔特边界条件相同。但是半索莫费尔特边界条件实际上也是不能实现的, 因为在收敛区和发散区的流量不相等, 破坏了流量连续条件。但由于它使用方便, 所给出的压力分布与实际情况相当接近, 而且偏于安全, 所以常用于工程计算。

雷诺边界条件是应用较多而又比较合理的方法, 它将油膜的起点取在最大间隙即 h_{max} 处, 令 $p = 0$ 。而油膜的终止点是由油膜的自然破裂确定的, 它位于最小间隙之后发散区内的某点, 该点同时满足 $p = 0$, $\frac{dp}{dx} = 0$ 的条件。雷诺边界条件可以保证流动连续性, 在油膜起始点和终止点之间, 润滑膜是连续的。在终止点以后 (图2-2-7 虚线部分), 由于间隙逐渐扩大, 润滑油不可能充满整个间隙, 将分裂成束状流动, 部分为液体, 部分为空气或水蒸气。雷诺方程不再适用。

图2-2-7示出了三种边界条件下所得出的压力分布曲线。试验证明, 雷诺边界条件与实际测量的结果比较接近, 但由于这种边界条件的油膜终止点

位置必须根据计算确定, 因此使用时不如其他边界条件方便。

(三) 紊流和流态转变

1. 紊流现象

紊流又称湍流, 是流体层中出现的不稳定流动情况。由于在推导雷诺方程时曾经假设流体的流动是层流, 当流体的流动性质由层流转变为紊流状态时, 如高速大型轴承及采用低粘度润滑剂的轴承中润滑剂的流动往往处于紊流状态下, 这时润滑剂的惯性力增大到与粘性力相当, 促使流动出现不稳定惯性, 因而雷诺方程已不再适用。因此, 必须了解支承元件中流体流动状态是否处于紊流状态以及流态转变的临界条件, 以防止可能产生的润滑失效。

在流体力学中通常用雷诺数 Re 来判别流体流动性质。对于粘度为 η 、密度为 ρ 的流体, 当以速度 U 流过直径为 D 的圆柱管道中时, 雷诺数 Re 为

$$Re = \frac{\rho U D}{\eta} = \frac{U D}{\nu} \quad (2-2-25)$$

式中 ν ——运动粘度 (m^2/s);

D ——管径 (m);

U ——流体流速 (m/s)。

1923年泰勒 (G. I. Taylor) 曾对同心圆柱在转动时流体的流动情况进行过分析, 并提出开始出现不稳定流动的临界雷诺数 Re_c 为

$$Re_c = 41.1 \sqrt{\frac{R}{c}} \quad (2-2-26)$$

式中 R ——内圆柱半径;

c ——两圆柱的半径间隙。

$c/R = \psi$, 称为间隙比, 一般 ψ 小于 0.01, 大于 0.001。

这种同心圆柱的流动情况与径向轴承近似。进一步实验表明: 当雷诺数超过临界雷诺数 Re_c 时, 将出现涡流, 由层流转变为紊流, 常称为泰勒涡旋。

2. 由层流到紊流的流态转变

雷诺数是流体流动时的惯性力和粘性力的比值, 在雷诺数小的情况下, 粘性作用相对较大, 扰动总会被阻滞而能维持层流流动。而当雷诺数增加到足够大时, 惯性力的大小将与粘性剪切力具有相同的数量级, 此时流体将以层流过渡到紊流状态。因此可以由雷诺数来判别润滑剂处于层流还是紊流

状态。

根据雷诺数的大小, 流体润滑状态可以划分为三个范围:

(1) 润滑剂处于层流状态的低雷诺数区域。

此时粘性力起主要作用, 可采用通常形式的雷诺方程求解。

(2) 润滑剂以层流状态为主的中间雷诺数区域。此时粘性力和惯性力同时存在, 在进行润滑计算时应考虑惯性力的影响, 这将使雷诺方程变得复杂, 但在处理方法上与层流润滑计算相同。这一区域的范围较狭窄。

(3) 紊流润滑状态下的高雷诺数区域。此时通常形式的雷诺方程已不适用, 必须建立新的润滑方程和求解方法。

由此可见润滑剂在支承元件中的润滑状态从层流转变到紊流流动的条件是雷诺数的大小, 同时这一转变过程存在过渡区域。中间状态是以出现涡旋为特征的涡流区, 这时雷诺数增加到临界值 Re_c 。但有时这个转变过程很不明显, 而由层流直接转变为紊流。

对于径向轴承, 近似于内圆柱体转动的两个同心圆柱, 而推力轴承则近似于两个平行圆盘的相对转动。依照雷诺数的定义, 轴承的雷诺数 Re 为

$$Re = \frac{\rho U h}{\eta} = \frac{U h}{\nu} \quad (2-2-27)$$

式中 h ——间隙或油膜厚度 (m)。

但由于径向轴承的偏心和推力轴承的楔形, 使油膜中各处的间隙值不同; 又由于轴承油膜中各处的温度不同, 粘度值也不一样, 因此在轴承中各处的雷诺数是个变量。而且轴承中又一个复杂现象是润滑剂为沿着两个方向的两维流动, 同时存在着由表面移动引起的速度流动 (流体的剪切作用) 和由于表面间的压力差引起的压力流动的组合作用。由于这些原因, 流动更不稳定, 要精确地决定实际轴承的临界雷诺数值。

由实验求得它们由层流转变为紊流状态的临界雷诺数 Re_c 分别为

$$\text{速度流动} \quad Re_c = \frac{\rho}{\eta} U h \approx 1500 \sim 1900$$

$$\text{压力流动} \quad Re_c = \frac{\rho}{\eta} U D = 2000$$

在轴承中的润滑剂是两种基本流动的组合, 同时轴承中各处粘度和间隙不同, 因此为安全起见而选用较低的临界雷诺数, 即

$$Re_c = \frac{\rho}{\eta} U c = 1000 \sim 1500$$

这一结果也可从式(2-2-26)推出, 当径向轴承的间隙比 $\frac{c}{R} = (0.8 \sim 3) \times 10^{-3}$ 范围时, 则

$$Re_c = 41.1 \sqrt{\frac{R}{c}} = 750 \sim 1500$$

应当指出以上所选用的轴承层流润滑的临界雷诺数值是相当粗略的, 它是在不考虑轴承实际因素的条件下来用平均油膜厚度和平均粘度计算的。通常只能用来预示层流转变的开始。

在润滑剂流动状态由层流转变为紊流状态时, 将伴随出现以下的变化: 功耗增大, 轴承温度升高, 油流量减少, 摩擦系数剧烈增加以及轴承工作时的偏心率剧增。

第3节 流体静压润滑

流体静压润滑是指利用外部的流体压力源(如供油装置), 将具有一定压力的流体润滑剂输送到支承的油腔内, 形成具有足够静压力的流体润滑膜来承受载荷, 并将表面分隔开的一种润滑状态, 又称外供压润滑。

流体静压润滑的主要特点是支承在很宽的速度范围内以及静止状态下都能承受外力作用而不发生磨损。而在流体动压润滑状态下, 支承在低速范围及静止状态下往往无法形成具有足够压力的流体膜来承受载荷, 因而出现半干摩擦, 表面产生磨损或其它损伤, 寿命缩短。流体静压润滑的优点有: ①起动摩擦阻力小, 节能; ②使用寿命长; ③可适应较广的速度范围; ④抗振性能好; ⑤运动精度高; ⑥能适应各种不同的要求。但需要专用的流体压力源, 增大了设备占有空间。

早在1862年法国人谢拉特首先验证了静压轴承的原理, 于1865年在火车车轮轴承中应用并取得专利, 在1878年巴黎的世界工业展览会上展出了以这种轴承作为承载结构元件的支承, 摩擦系数约1/500。但直到本世纪30年代才得到应用, 1938年美国加利福尼亚州帕罗马尔山观测站的5m(200in)天文望远镜的支承导轨采用了流体静压支承, 三个油垫的支承力各为729.5kN。该望远镜重约500t, 每天转一转, 驱动功率只需62W。从40年代末期起液体静压轴承开始在机床中应用, 近二十年来已在

许多重型机床、精密机床、高效率机床和数控机床中得到日益广泛的应用。在测试仪器、重型机械、冶金机械、发电设备、某些通用机械和液压元件中也得到了应用。

(一) 流体静压润滑系统的基本类型

流体静压润滑系统的类型很多, 一般可按供油方式和按轴承结构进行分类, 其中按供油方式划分的基本类型有两种, 即定压供油系统与定量供油系统。

1. 定压供油系统

这种系统供油压力恒定, 一般包括三部分(图2-3-1)。一是支承(轴承)本体。二是节流器, 如小孔式、毛细管式、隙缝式、薄膜式和内部节流器等。三是供油装置或流体动力源, 压力大小由溢流阀调节, 集中由一个泵向各个节流器供油, 再分别送入各油腔。依靠油液流过节流器时的流量改变而产生的压力降调节各油腔的压力, 以适应载荷的变化。

2. 定量供油系统

这种系统各油腔的油量恒定, 随油膜厚度变化自动调节油腔压力, 来适应载荷的变化。定量供油方式有两种: 一是由一个多联泵分别向油腔供油, 每个油腔由一个泵单独供油; 二是集中由一个油泵向若干定量阀或分流器供油后再送入各油腔(图2-3-2)。

(二) 流体静压润滑油膜压力的形成

以径向和止推静压轴承系统为例, 当油泵尚未工作时, 油腔内没有压力油, 主轴与轴承接触。油泵启动后, 从油泵输出的润滑油通过节流器进入油腔, 油腔压力升高, 当油腔压力所形成的合成液压力与主轴的重量及载荷平衡时, 便将主轴浮起。油腔内的压力油连续地经过周向和轴向封油面流出, 由于油腔四周封油面的微小间隙的阻尼作用, 使油腔内的油继续保持压力。润滑油从封油面流出后汇集到油箱, 组成油路的循环系统。

图2-3-3a是润滑油进入油腔后的实际压力分布, 在油腔内, 润滑油压力大小相等, 分布均匀, 在四周封油面内, 压力近似地按直线变化, 封油面同油腔连接处的压力等于油腔压力, 封油面外端压力为零。由此可见, 当油膜将主轴和轴承隔开, 受润滑油压力作用的面积, 除了油腔面积外, 还有

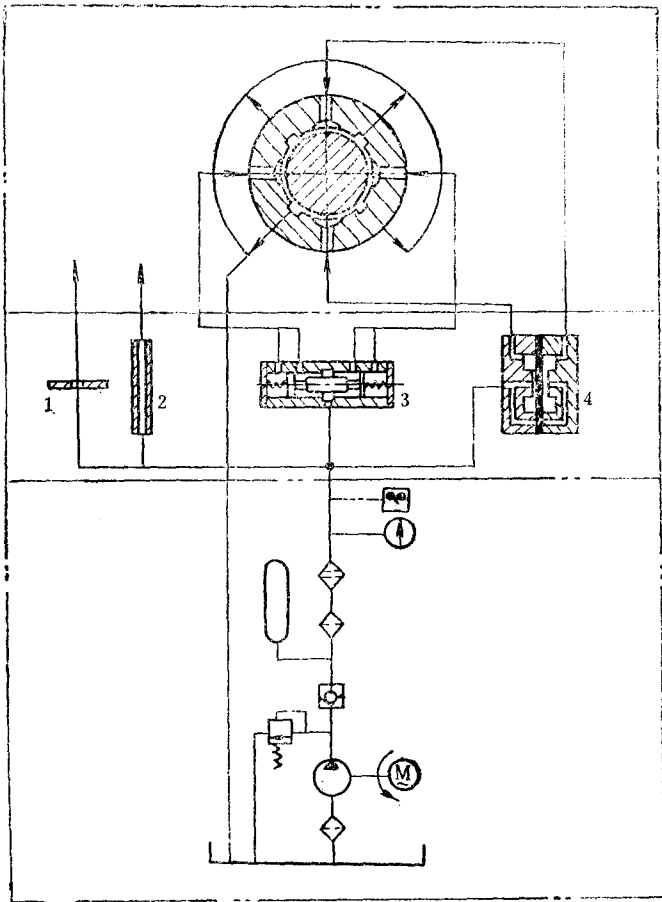


图2-3-1 定压供油静压润滑系统

1—小孔节流式 2—毛细管式 3—滑阀反馈式 4—薄膜反馈式

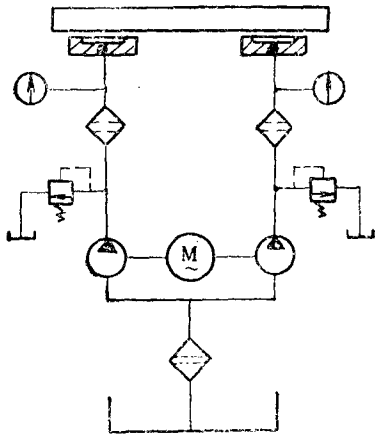


图2-3-2 定量供油静压润滑系统

油腔四周封油面的面积。计算时所采用的压力分布如图2-3-3 b所示, 图中虚线所示面积 A_r 是圆弧面的投影面积, 代表轴承一个油腔的有效承载面积, 由此可知静压轴承一个油腔的承载能力 F 为

$$F = A_r p_r \quad (2-3-1)$$

式中 p_r ——油腔压力。

上面是轴承单个油腔同油泵直接相连的工作情况。在静压支承中经常是使用多油腔与一个油泵相连, 在这种情况下各个油腔前都装有节流器, 调节各油腔中的压力以适应各自的不同载荷。

图2-3-4所示为静压轴承工作原理。从油泵输出的压力油, 通过节流器后, 分别流进节流器所对应的轴承油腔。空载时, 由于各油腔对称等面积分布和各个节流器的节流阻力相等, 故各油腔产生的承载力将主轴浮起, 并处于轴承的中心位置 (未计主轴系统自重)。此时,

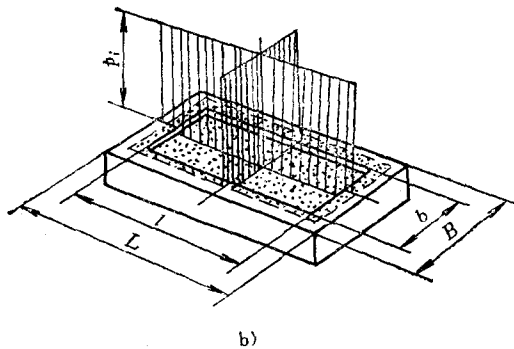
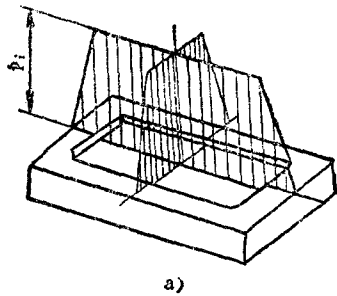


图2-3-3 油腔和封油面上的压力分布
a) 实际压力 b) 计算用压力

主轴和轴承之间各处的间隙 h_0 相同, 各油腔压力 p_0 相等, 各油腔的承载力相等, 主轴处于平衡位置。

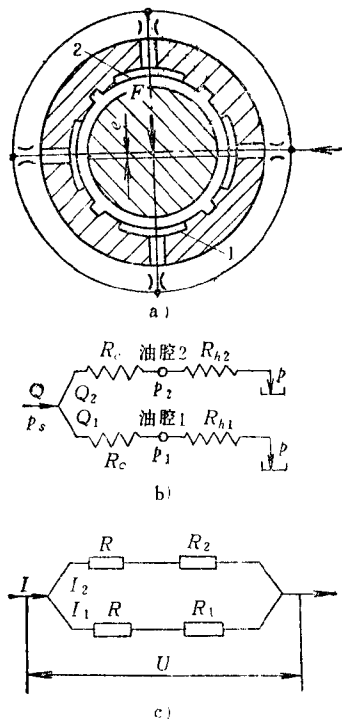


图2-3-4 静压轴承工作原理

a) 带节流器的静压轴承 b) 油路简图
c) 电路简图

p_s —供油压力 p_1 、 p_2 —分别为油腔 1、2 的压力
 p —从油腔向外流出的润滑油压力 ($p = 0$) R_c —节流器阻力 R_{h1} 、 R_{h2} —油腔 1、2 四周封油面间隙阻力 U —电压 R 、 R_1 、 R_2 —电阻 I 、 I_1 、 I_2 —电流

当主轴受到载荷 F 的作用时, 主轴往油腔 1 的方向产生微小位移 e , 此时油腔 1 的间隙从 h_0 减小到 $h_0 - e$, 封油面上的油流阻力增大, 从油腔 1 经封油面流出的流量就减少, 按照流量连续定律, 从供油系统流经节流器 1 进入油腔 1 的油流量也减少。由于节流器的调压作用, 流过节流器 1 而产生的压力降 Δp 也减小, 油腔 1 的压力由 p_0 升高到 p_1 。而油腔 2 的间隙则从 h_0 增加到 $h_0 + e$, 封油面的油流阻力减小, 从油腔 2 经封油面流出的流量增加, 从供油系统经节流器 2 进入油腔 2 的油流量也增加, 流过节流器 2 而产生的压力降 Δp 也增大, 油腔 2 的压力从 p_0 降到 p_2 。因此油腔 1、2 的压力不等, 主轴受到 1、2 油腔不平衡的合成承载力作用, 该承载力同外载荷平衡, 阻止主轴继续往油

腔 1 方向移动, 使主轴能在某一新的位置稳定下来。如果轴承和节流器的参数以及供油压力 p_s 选择适当, 可使主轴的位移很小。

上述油路系统中压力与流量 Q 的关系同电路中电压和电流的关系相类似, 可用类似计算方法进行参数计算 (图 2-3-4 b)。

$$Q_1 = \frac{p_s}{R_c + R_{h1}}, \quad Q_2 = \frac{p_s}{R_c + R_{h2}}$$

$$p_1 = Q_1 R_{h1} = \left(\frac{p_s}{R_c + R_{h1}} \right) R_{h1} = \frac{p_s}{1 + \frac{R_c}{R_{h1}}}$$

$$p_2 = Q_2 R_{h2} = \left(\frac{p_s}{R_c + R_{h2}} \right) R_{h2} = \frac{p_s}{1 + \frac{R_c}{R_{h2}}}$$

主轴受载荷作用后, R_{h1} 增大, R_{h2} 减小, 而 R_c 仍保持不变, 因此阻力比 R_c/R_{h1} 减小, p_1 增大; 阻力比 R_c/R_{h2} 增大, p_2 减小, 从而油腔 1、2 便形成压力差。如果没有节流器, 即 $R_c = 0$, 则 $p_1 = p_2 = p_s$ 。虽然主轴和轴承的间隙发生变化, R_{h1} 和 R_{h2} 也改变了, 但是始终是 $p_1 = p_2 = p_s$, 油腔 1、2 不能形成压力差, 轴承的承载力等于零。由此可知, 对定压供油的静压轴承, 节流器是不可缺少的重要组成部分。

(三) 因压力降而产生的粘性流体的缝隙流动

1. 两平行平板

按照流体力学基本方程, 两平行平板中间的粘性流体的缝隙中层流流动可分析如下 (图 2-3-5)。

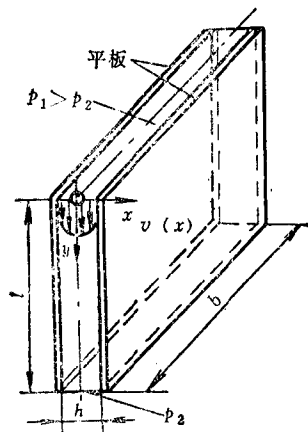


图2-3-5 两平行平板间粘性流体的流动

由于流体进口处与出口处的压力不同, 而且进口处的压力大于出口处的压力时, 流体向下移动(略去边缘的微小流动)。由前面牛顿粘性流动定律, 流体层间的剪应力或内摩擦力 τ 为

$$\tau = -\eta \frac{dv}{dx} bl$$

合成液压力 P 为

$$P = bx \Delta p$$

在微元体上力的平衡条件为 $P - \tau = 0$, 可得

$$bx \Delta p = -\eta \frac{dv}{dx} bl$$

$$dv = -\frac{\Delta p}{\eta l} x dx$$

$$v = \int \frac{\Delta p}{\eta l} x dx + c = -\frac{\Delta p}{\eta l} \frac{x^2}{2} + c$$

按边界条件 $x = \pm \frac{h}{2}$ 时, $v = 0$, 可得

$$c = \frac{\Delta p}{\eta l} \frac{h^2}{8} = \frac{\Delta p}{8\eta l} h^2$$

$$v = -\frac{\Delta p x^2}{2\eta l} + \frac{\Delta p h^2}{8\eta l} = \frac{\Delta p}{2\eta l} \left(\frac{h^2}{4} - x^2 \right) \quad (2-3-2)$$

式中 x —— 缝隙宽度坐标;

η —— 动力粘度;

$\Delta p = p_1 - p_2$ —— 在缝隙长度上的压力降;

v —— 流体速度;

l —— 板长;

b —— 板宽;

h —— 间隙宽度。

当 $x = 0$ 时, $v_{max} = \frac{\Delta p}{8\eta l} h^2$

在此缝隙中流量 Q 为

$$\begin{aligned} Q &= \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} v b dx = b \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} \frac{\Delta p}{2\eta l} \left(\frac{h^2}{4} - x^2 \right) dx \\ &= \frac{b \Delta p}{2\eta l} \left[\frac{h^2}{4} x - \frac{x^3}{3} \right]_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} \\ &= \frac{b h^3 \Delta p}{8\eta l} \left(\frac{h}{2} + \frac{h}{2} \right) - \frac{b \Delta p}{6\eta l} \left(\frac{h^3}{8} + \frac{h^3}{8} \right) \\ &= \frac{b h^3}{8\eta l} \Delta p - \frac{b h^3}{24\eta l} \Delta p \\ &= \frac{b h^3}{12\eta l} \Delta p \end{aligned} \quad (2-3-3)$$

$$\text{平均速度 } v = \frac{Q}{bh} = \frac{h^2}{12\eta l} \Delta p = \frac{2}{3} v_{max}$$

方程 (2-3-3) 一般称为哈根-泊肃叶(Hagen-Poiseuille) 方程。

2. 环形缝隙

对于同心圆环形缝隙, 可看成是一个将缝隙沿圆周展开, 相当于宽度 $b = \pi d$ 的平行平板缝隙, 因此缝隙中的流量 Q 可按式 (2-3-3) 改写为

$$Q = \frac{\pi d h^3}{12\eta l} \Delta p \quad (2-3-4)$$

式中 d —— 圆环直径。

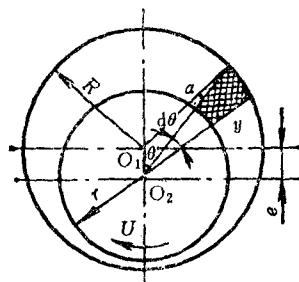


图2-3-6 环形缝隙粘性流体的流动

对于偏心的环形缝隙, 如图2-3-6所示, 缝隙宽度不是常数, 而是圆形角 α 的函数, 设处于任意角 α 时的宽度为 y , 可得

$$\frac{e}{\sin \alpha} = \frac{R}{\sin \theta}, \quad \sin \alpha = \frac{e}{R} \sin \theta$$

$$\begin{aligned} \text{又 } \cos \alpha &= (1 - \sin^2 \alpha)^{\frac{1}{2}} = \left(1 - \frac{e^2}{R^2} \sin^2 \theta \right)^{\frac{1}{2}} \\ &= 1 - \frac{e^2}{2R^2} \sin^2 \theta + \dots \end{aligned}$$

通常 $\frac{e}{R} \approx 10^{-3} \ll 1$, 高阶微量可略去, 可取 $\cos \alpha =$

1

由图可知, $y + r = e \cos \theta + R \cos \alpha$

$$y = e \cos \theta + R - r = e \cos \theta + h$$

$$y = h (1 + \varepsilon \cos \theta)$$

式中 h —— 同心时的缝隙, $h = R - r$ (有时用符号 c 表示);

e —— 相对偏心率, $\varepsilon = \frac{e}{h}$;

e —— 轴对孔的偏心量;

α —— 任意角。

取宽度为 $r d\theta$ 的无限小缝隙 (图中阴影部分), 液体在 $d\theta$ 角的缝隙中的流动可看成是无限接近于

平行平板间的流动。因此可按式 (2-3-3) 得出流经此微小面积的流量 dQ 为

$$dQ = \frac{\Delta p y^3}{12\eta l} r d\theta = \frac{\Delta p}{12\eta l} h^3 (1 + \varepsilon \cos\theta)^3 r d\theta$$

积分可得在此缝隙中流量 Q 为

$$Q = \int_0^{2\pi} \frac{\Delta p}{12\eta l} h^3 (1 + \varepsilon \cos\theta)^3 r d\theta$$

$$= \frac{\pi d h^3 \Delta p}{12\eta l} \left(1 + \frac{3}{2} \varepsilon^2 \right) \quad (2-3-5)$$

由此式可以看到, 偏心时的流量为同心时流量的 $(1 + 1.5\varepsilon^2)$ 倍。

3. 矩形平面油垫

静压支承中常用的矩形平面油垫可以看成是由 4 个狭长形平行平板组成, 油液等流体从中间流入向四边流出 (见图 2-3-3)。

当油膜厚度为 h 时, 流经矩形油垫的流量可按两平行平板间层流的流量公式计算。假设油垫封油面上的压力分布近似地按直线规律变化, 由式 (2-3-3) 可得沿 x 和 y 方向的流量分别为

$$Q_x = 2 \frac{h^3 (B - b_1) \Delta p}{12\eta l_1}$$

$$Q_y = 2 \frac{h^3 (L - l_1) \Delta p}{12\eta b_1}$$

总流量为

$$Q = \frac{\Delta p h^3}{6\eta} \left[\frac{B - b_1}{l_1} + \frac{L - l_1}{b_1} \right] \quad (2-3-6)$$

4. 圆形油腔平面油垫

由空心圆台和平面形成的圆环形平面缝隙 (图 2-3-7), 液体沿圆台径向缝隙往外流动, 设圆台的内、外圆半径分别为 r_1 、 r_2 , 缝隙两边的压力差 $\Delta p = p_1 - p_2$ 。在任意半径 r 处取宽度 dr 的圆环, 可看成是展开后相当于宽度 $b = 2\pi r$, 长度 $l = dr$ 的平行平板的缝隙。考虑到压力随半径的增加而减小, 代入式 (2-3-3) 可得

$$Q = - \frac{2\pi r h^3}{12\eta} \frac{dp}{dr}$$

$$dp = - \frac{6\eta Q}{\pi h^3} \frac{dr}{r}$$

两边积分, 得

$$- \int_{p_1}^{p_2} dp = \int_{r_1}^{r_2} \frac{6\eta Q}{\pi h^3} \frac{dr}{r}$$

$$p_1 - p_2 = \Delta p = \frac{6\eta Q}{\pi h^3} \ln \frac{r_2}{r_1}$$

所以

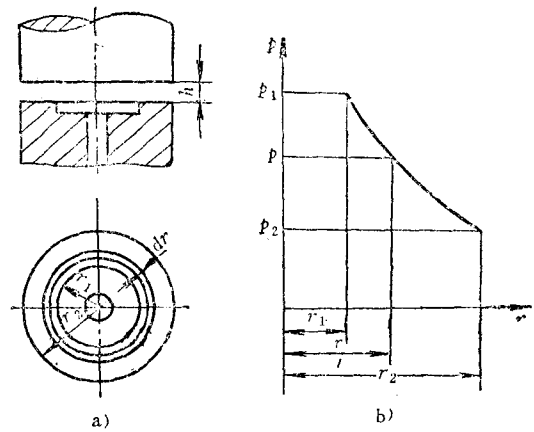


图2-3-7 圆台缝隙粘性流体的流动及压力分布

$$Q = \frac{\pi h^3 (p_1 - p_2)}{6\eta l_n \frac{r_2}{r_1}} \quad (2-3-7)$$

如果液体沿圆台径向缝隙由外向内流动, 可用同样方法求得流量 Q 为

$$Q = \frac{\pi h^3 (p_2 - p_1)}{6\eta l_n \frac{r_2}{r_1}} \quad (2-3-8)$$

5. 环形油腔平面油垫

环形油腔平面油垫缝隙 (见图 2-3-8), 参照式 (2-3-7) 与 (2-3-8), 可以得到流量 Q 为

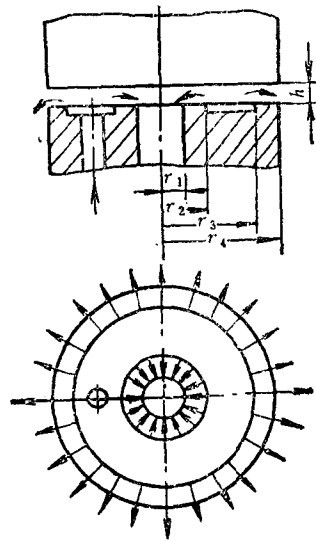


图2-3-8 环形油腔平面油垫的粘性流体流动及压力分布