

133

热管

设计研究与工程应用



Design, Research and Engineering Application

科学技术文献出版社重庆分社

前 言

热管这项传热新技术已经逐步为大家所熟知和重视,在有关领域开展了不少实验研究工作,热管在各种工程技术中的应用正在为我国国民经济和国防工业的发展起着积极的促进作用。为了将国外热管的最新进展及时介绍给广大工程技术人员,满足热管应用对设计资料的迫切需要,编译出版这本“热管设计、研究与工程应用”,作为我们已经出版的“热管基础及其应用”一书的后续。

本书包括热管设计、热管理论与实验研究和热管应用三部分。主要是近年、特别是第二和三次国际热管会议上发表的一些颇有参考价值的论文。热管设计部分系统介绍了热管设计理论、设计方法和程序,并提供了设计所必需的各种特性数据,是迄今为止较为完整的一本设计手册。当然,不能认为是十全十美的,随着热管理论与实验的发展将逐步加以完善。热管理论与实验研究部分着重介绍热管多孔吸液芯内蒸发传热机理研究的现况与进展。这方面的问题很多,争论较大,是热管研究中的重要课题之一,也可以说是传热传质学发展中带方向性的研究任务之一。此外,还介绍了热管传热传质的理论分析、一种探索性的渗透热管、重力辅助热管、热虹吸管的性能和热管材料的相容性等。在热管应用中介绍了热管用于横贯阿拉斯加的输油线解决冻土层的稳定性问题,用于电子组件冷却、太阳能利用、废热回收和各种各样的工程应用。

编译中的不足和错误之处,恳请读者批评指正。

编 者

目 录

第一部分 热管设计

第一章 概 论	(1)
第二章 热管设计理论	(7)
第三章 热管设计程序	(32)
第四章 热管性能曲线	(52)
第五章 吸液芯和工作流体的一些物性数据	(58)
第六章 热管材料的相容性与寿命	(77)

第二部分 热管理论与试验研究

1. 多孔和扩展加热表面上的液体沸腾换热	(88)
2. 热管蒸发区中的传热机理	(99)
3. 热管蒸发器内的传热机理	(106)
4. 低温热管吸液芯毛细结构内液体的蒸发传热	(110)
5. 热管内的热交换和质交换	(115)
6. 渗透热管的研制	(131)
7. 热管的携带极限	(137)
8. 热管的流体力学	(141)
9. 过量充液下水-铜重力辅助热管的性能评定	(150)
10. 低温两相闭式热虹吸管的研究	(159)
11. 热管理论与计算基础	(164)
12. 应用于地面的一种可变导热管	(179)
13. 各种热管工作流体和结构材料在不同温度下的相容性试验	(181)
14. 高性能水热管的试验研究及其工程应用	(188)

第三部分 热管应用

1. 热管在阿拉斯加输油管线中的应用	(197)
2. 无跟踪、中等程度聚光的热管太阳能集热器	(201)
3. 热管在电子组件中的应用	(205)
4. 理想的导热部件——热管的工业应用	(209)
5. 热管的技术应用	(212)
6. 电动机冷却用热管	(219)
7. 油浸变压器对流-蒸发冷却	(224)
8. 采用热管或热虹吸管的换热器的特性	(226)
9. 热管在冻土地面的应用	(233)
10. 用于太阳能利用装置上的热管	(236)
11. Dornier/RWE 太阳房上热管的利用	(239)

第一部分 热 管 设 计

第一章 概 论

§ 1-1 历 史

1944年 Gaugler[1] 获得了轻便传热装置的专利,基本上就是现今的热管。不过,那个时代对这样的装置尚无明确的需要,而被埋没了20年之久。此概念的重新出现与空间发展计划有关,首先是由 Trefethen[2] 于1962年提出,之后1963年由 Wyatt 申请了专利。直到 Grover 和他的洛斯-阿拉莫斯科学试验室的同事们[3] 再次发现该概念并做出样件,这种技术才得到迅速发展。Grover 将这种传热部件命名为“热管”,并且指出“在某些应用范围内热管可看成为一种最佳组合的工程结构,它相当于导热率大大超过任何已知金属的一种物体。”

Grover 初期建造的热管采用水作为工作流体,不久便出现1100K下工作的液体钠热管。该领域的许多工作者立即在高温和环境温度范围内进行了研究。直到1966年才在 Wright-Patterson 空军基地由空军飞行动力学实验室的 Liaskin 研制出深低温热管。

变传热率热管或温度控制热管的概念,首先是于1964年10月由美国无线电公司的 Hall 描述。虽然不凝结气体的影响在 Grover 发表的原文中已指明,但是尚未直接认识到实现变传热率的重要性。在以后的几年里,变传热率热管的理论和技术(特别是由 Dynatherm 公司的 Bienert 和 Brennan,以及 TRW 的 Marcus) 获得了很大的发展。

1967年4月5日, Los Alamos 科学试验室的一个工程师小组第一次证实了无重力作用热管的运行,飞行试验取得成功,这样便消除了许多宇宙飞船设计师对采用这项新技术来解决飞船温度控制问题上的犹豫。从而越来越多的宇宙飞船采用了热管以控制个别部件或者整体结构的温度。这种趋势的例子如 ATS-E、OAO、ATS、F&G 宇宙飞船和天空试验室。

热管的地面应用进展速度要慢得多。1968年,美国无线电公司研制出用于飞机发送器的热管散热晶体

管,这大概是热管的第一次工业应用。同时,无疑地还确立了很多其他方面的应用,将热管用来解决传热和温度控制中的许多关键性问题。

§ 1-2 工 作 原 理

热管是一个封闭容器,容器内排除全部不凝结气体,并装有毛细吸液芯结构和少量可汽化的液体。热管利用沸腾-凝结循环和毛细吸液芯将凝结液抽吸到蒸发器,如图1所示。

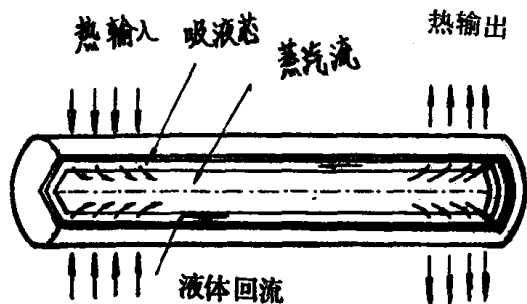


图1 热管示意图

蒸发器和凝结器之间的蒸汽压力降是很小的,因此该沸腾-凝结循环基本上是一个等温过程。而且热源和蒸汽之间的温度降低,以及蒸汽和冷源之间的温度降低采用妥善设计可以达到很小。因此热管的一个功用是可以设计成在很小的温度降下传输热、冷源之间的热量。

热管靠汽化潜热传输的热量通常比同温差下一般对流系统以显热方式传输的热量要大若干个数量级。因此热管的第二个功用是可以用小轻便结构传输较大的热量。

毛细抽吸压头是由蒸发器和凝结器吸液芯毛孔内液体表面的曲率半径差得来。有效毛细压头要能提供工作流体的循环,它必须足以克服系统的粘性和动力学损失,必须补偿反向的重力作用。毛细压头通常比一般的动力系统中可得到的抽吸压头为小,因而热管在重力环境中的应用受到一定的限制。

因为工作流体和吸液芯、外壳壁之间的相互作用

基本上就解决了流体的流量率，所以在热管的整个工作过程中，流体动力学是很重要的。传热理论则提供了通过热管各部件(外壳、吸液芯和工作流体)以及热管与热冷源热界面输入和输出热能的热传导率的依据。因此设计者在巧妙地设计装置之前必须熟悉基本的流体动力学和传热学的知识。所以以上各点将在理论一章中详细地讨论。

§ 1-3 类 型

热管分为两种基本的类型——一般热管和变传热率热管 (Variable Conductance Heat Pipe)。一般热管是在非固定工作温度下的一种有很高热传导率的部件，其温度随热、冷源的变化而升高或者降低。

提供热管有效热传导率控制的技术在热管研究史中认识是相当早的。最初的设想是用不凝结气体封锁凝结器的一部分，近来则提出了一些更多的其他控制类型。这种技术使热管能工作在与热、冷源条件无关的固定温度下，或者甚至允许工作在所需要采用的程序温度下。

§ 1-4 工 作 范 围

热管的工作温度范围可划分为“深低温”(0°到

150°K)，“低温”(150°到750°K)和“高温”(750°到3000°K)，定义这些范围带有任意性。在这样的每一个范围内，一般认为工作流体通常是相同的类型。而每一个范围的温度值大的是它前一个范围的四倍。在深低温 (Cryogenic) 范围内工作流体一般是元素或单一的有机气体，在低温范围内大部分是极性分子或卤化碳，在高温范围内是液态金属。

三种温度区域内的 18 种流体大致的有效应用范围表示在图 2 上，该图也表示出上面定义的三种区域界限。这种区域界限仅看成是近似的，因为某些流体重迭到下一个温度范围。

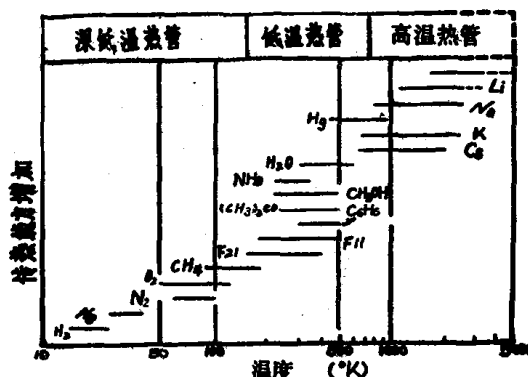


图 2 不同温度区域内某些工作流体应用的大致范围

表 1 热 管 应 用

冷 却	加 热	宇 宙 飞 船	特 殊 应 用
电弧喷嘴 蓄 电 池 刹 车 汇 流 条 冷 阱 钻 头 电 动 机 电子元件 燃料电池 机翼前沿 铸 模 放射性同位素功率源 核反应堆 热离子收集器 透平轴和叶片 电器设备：* • 高压开关 • 电容器 • 变压器 玻璃成形柱塞* 激光器*	化学反应器 煤气化 烹调用具 防冰桥 等温炉 热离子发射极 斯特林发动机* 太阳能集热器* 太阳能海水脱盐* 塑料成形挤压器*	温度控制 结构均温 电子器件冷却： • ATS F&G • OAO-C	外科低温器械 换热器 测量： • 发射率 • 表面张力 • 导热率 • 蒸汽压力 防冻土熔化* 温控敏感元件* 热开关* 热二极管*

* 译者补充

在所示的温度范围内流体的性质不是恒定的,但其最大值大多是在沸点之上。最大传热能力(流体性质和热管几何条件的函数)在整个这样的温度区域也大不相同。图2的纵座标示出在相同几何条件的热管内这些流体的最大传热能力增加的程度,但不是按任何比例划出。例如在深低温范围大约可达10瓦·米,而在低温范围达 10^4 瓦·米的数量级,对于最好的高温流体达 10^6 瓦·米。

§ 1-5 应 用

热管出现的最初十年里,已经在许多不同的领域

中得到采用,将来的应用看来只是取决于设计者的创造能力。在要求远距离传输大量热量的情况下,热管显示出最好的优越性,当然不只是限于这样的应用;如从应用一览表(表1)中可以看到的那样,其中的大部分已经付诸实践。

§ 1-6 术 语 表

下面列出热管设计部分的主要代用符号,每个量均给出其国际单位。

表 2

术 语 表

代用符号	意 义	国际单位
A	面 积	m^2
A, A_0, B, B_0	Beattie-Bridgman 方程常数	
C_p	比 热 容	$J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$
D	直 径	m
F	侧 体 力	N
F_i	压力降比	
G	热传导率	$W \cdot K^{-1}$
G	Gibbs 自由能	$J \cdot kg^{-1}$
H	吸液高度因数	m^2
K	渗 透 率	m^2
L	长 度	m
M	分 子 量	$kg \cdot kmole^{-1}$
N	丝网的目数	m^{-1}
N	传输因数	$W \cdot m^{-1}$
Q	轴向热流率	W
QL	热传输因数	$W \cdot m$
R	主曲率半径	m
R	热 阻	$K \cdot W^{-1}$
Re	雷 诺 数	
R_g	气体常数(R_0/M)	$J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$
R_0	通用气体常数	$J \cdot kmole^{-1} \cdot K^{-1}$
S	卷边因数	
T	温 度	K
V	容 积	m^3
V'	§ 3-5.1节所定义	
We	韦 伯 数	
a	每单位长度的面积	m
a, b, c	Beattie-Bridgman方程常数	
b	弯曲系数	
d	丝 径	m
g		$m \cdot s^{-2}$

h	传热系数	$W \cdot cm^{-2} \cdot K^{-1}$
h	吸液高度	m
K	导热率	$W \cdot cm^{-1} \cdot K^{-1}$
K	波纹管弹簧常数	$N \cdot m^{-1}$
m	质量流量率	$kg \cdot s^{-1}$
p	压 力	$N \cdot m^{-2}$
q	径向热通量或单位热管长度的热流率	$W \cdot m^{-2} (W \cdot m^{-1})$
r	半 径	m
t	厚 度	m
v	速 度	$m \cdot s^{-1}$
v	比 容	$m^3 \cdot kg^{-1}$
w	槽 道 宽	m
x	轴向座标	m
y	垂线座标	m
z	特性尺寸 (W_e 内)	m
α	$\frac{1}{2}$ 槽道角度	rad
α	碰撞分子附着于表面的部分数	
β	热管相对于重力的方位角	rad
γ	比 热 比	
δ	槽 道 深	m
ϵ	多 孔 度	
η	重力因数	
θ	接 触 角	rad
λ	汽 化 热	$J \cdot kg^{-1}$
μ	动力粘度	$N \cdot s \cdot m^{-2}$
ν	运动粘度	$m^2 \cdot s^{-1}$
ρ	密 度	$kg \cdot m^{-3}$
σ	表面张力	Nm^{-1}
τ	时间常数	s
ψ	§ 3-5.1节所定义	
ω	角 速 度	$rad \cdot s^{-1}$
Δ	增 量	
∇	台尔算子	
下标		
a	绝 热 的	
b	波 纹 管	
c	凝 结 器	
con	凝 结	
e	蒸 发 器	
ex	过 量	
ext	外 面 的	
h	水力学的	
i	界 面	
int	内 面 的	
l	液 体	

max	最大值
min	最小值
n	核化腔
o	冷源
p	毛孔
r	径向的
r	容器
s	热源
st	存储
t	总计
v	总蒸汽
vap	汽化
	平行
⊥	垂直

§ 1-7 单位与换算

热管设计采用国际单位制 (SI)。表 3、4 列出表 3 国际制单位

物理量	单位名称	代号
基本单位		
长度	米	m
质量	千克(公斤)	kg
时间	秒	s
电流	安培	A
温度	开尔文	K
导出单位		
面积	平方米	m ²
体积	立方米	m ³
频率	赫兹	Hz(s ⁻¹)
密度	千克每立方米	kg·m ⁻³
速度	米每秒	m·s ⁻¹
角速度	弧度每秒	rad·s ⁻¹
加速度	米每秒平方	m·s ⁻²
力	牛顿	N(kg·m·s ⁻²)
压力	牛顿每平方米(帕)	Nm ⁻²
运动粘度	平方米每秒	m ² ·s ⁻¹
动力粘度	牛顿·秒每平方米	N·s·m ⁻²
功, 能, 热量	焦耳	J(Nm)
功率	瓦	W(J·s ⁻¹)
电荷	库仑	C(AS)
电压, 电位差,	伏特	V(WA ⁻¹)
电动势		
电阻	欧姆	Ω(VA ⁻¹)
熵	焦耳每开尔文	J·K ⁻¹
比热	焦耳每千克开尔文	J·kg ⁻¹ ·K ⁻¹
导热率	瓦特每米开尔文	W·m ⁻¹ ·K ⁻¹
辐射强度	瓦特每球面度	W·sr ⁻¹
辅助单位		
平面角	弧度	rad
立体角	球面度	Sr

国际制单位和国际制的词冠, 表 5 列出用国际单位表示的一些物理常数数值。表 6 是从 cgs 单位转换到 SI 单位的换算表。如果要由 SI 单位换算为 cgs 单位, 则除以表 6 所列换算系数便达到目的。表 7 是 SI 单位和工程制单位之间的换算关系。

表 4 表明 SI 单位倍数和分数的词冠

倍数因子	词冠	代号
10 ¹²	太拉 (tera)	T
10 ⁹	吉咖 (giga)	G
10 ⁶	兆 (mega)	M
10 ³	千 (kilo)	K
10 ²	百 (herto)	h
10	十 (deka)	da
10 ⁻¹	分 (deci)	d
10 ⁻²	厘 (centi)	c
10 ⁻³	毫 (mill)	m
10 ⁻⁶	微 (micro)	μ
10 ⁻⁹	纳诺 (nano)	n
10 ⁻¹²	皮可 (pico)	p
10 ⁻¹⁵	飞母托 (femto)	f
10 ⁻¹⁸	阿托 (atto)	a

表 5 用国际单位表示的一些物理常数数值 (1969年)

名称	代号	数值	单位
阿夫加德罗常数	N ₂	6.022169×10 ²⁶	kmole ⁻¹
波尔兹曼常数	K	1.380622×10 ⁻²³	J·K ⁻¹
气体常数	R	8.31434×10 ³	J·kmole ⁻¹ ·K ⁻¹
理想气体的容积 (在标准温度和压力下)	V ₀	2.24136×10 ¹	m ³ kmole ⁻¹
法拉第常数	F	9.648670×10 ⁷	C·kmole ⁻¹
斯蒂芬-波尔兹曼常数	σ	5.66961×10 ⁻⁸	Wm ⁻² K ⁻⁴

表 6

从 cgs 单 位 转 换 为 SI 单 位

物 理 量	自 此 项 转 换	乘以换算系数	得 到
角 度	degree (度)	1.745×10^{-2}	rad (弧度)
面 积	cm^2	1.0×10^{-4}	m^2
密 度	$\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$ $\text{g} \cdot \text{l}^{-1}$	1.0×10^3 1.0	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$
能量, 功, 热	erg (尔格) calorie (卡)	1.0×10^{-7} 4.184	J
力	dyne (达因)	1.0×10^{-5}	N
热 流	$\text{W} \cdot \text{cm}^{-2}$	1.0×10^4	$\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$
流体传输因数	$\text{erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$	1.0×10^{-3}	$\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$
传热系数	$\text{W} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$	1.0×10^4	$\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$
汽化热	$\text{erg} \cdot \text{g}^{-1}$ $\text{cal} \cdot \text{g}^{-1}$	1.0×10^{-4} 4.184×10^3	$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$
长 度	cm angstrom (埃)	1.0×10^{-2} 1.0×10^{-10}	m
质 量	g	1.0×10^{-3}	kg
功 率	W	1.0	W
压 力	$\text{dyne} \cdot \text{cm}^{-2}$ bar (巴) atm (标准大气压) torr (托; mmHg, °C)	1.0×10^{-1} 1.0×10^5 1.013×10^5 1.333×10^2	$\text{N} \cdot \text{m}^{-2}$
表面张力	$\text{dyne} \cdot \text{cm}^{-1}$ $\text{erg} \cdot \text{cm}^{-1}$	1.0×10^{-3} 1.0×10^{-3}	$\text{N} \cdot \text{m}^{-1}$
导热率	$\text{W} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ $\text{cal} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	1.0×10^2 4.184×10^2	$\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ $\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
动力粘度	$\text{g} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ (泊)	1.0×10^{-1}	$\text{N} \cdot \text{s} \cdot \text{m}^{-2}$
运动粘度	$\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$	1.0×10^{-4}	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$
容 积	cm^3	1.0×10^{-6}	m^3
温 度	Tc + 273.15		Tk

表 7

SI 与工程制单位换算关系*

物 理 量	SI	工 程 制
压 力	巴, 10^5 牛顿/米 ² 1 0.980665	工程大气压, 公斤/厘米 ² 1.01972 1
动力粘度	牛顿·秒/米 ² 1 9.80665	公斤力·秒/米 ² 0.101972 1
比 热	千焦耳/公斤·℃ 1 4.1868	大卡/公斤力·℃ 0.238846 1
热 通 量	瓦/米 ² 1 1.163	大卡/米 ² ·时 0.859845 1
导热系数	瓦/米·°K 1 1.163	大卡/米 ² ·时·℃ 0.859845 1
传热系数	瓦/米 ² ·°K 1 1.163	大卡/米 ² ·时·℃ 0.859845 1
功 率	瓦 1 1.163	大卡/时 0.85984 1

* 译者补充

第二章 热 管 设 计 理 论

§ 2-1 概 说

Cotter 早期提出的论文 [4] 为热管理论奠定了基础。Winter [5] 和 Marcus [6] 的论著, 除了对 Cotter 理论的修改和引伸之外, 还涉及热管设计、传热和变传热率方法等问题。Winter 对许多理论模型作了详细述评, 而 Marcus 则提供了一种较好的方法对热管设计者感兴趣的基本理论作了概括。下面的讨论一般是按照 Marcus 所用的方法, 但某些方面的侧重点稍加改变。本章的目的是为设计者在进行热管设计计算时提供一个可靠的理论依据

热管的工作原理最好由图 3 上所示的简单圆筒形结构来描述。热管主要由密封管壳、吸液芯和适当的工作流体组成。该液体和其自身的蒸汽处于平衡状态。当管子的一段(蒸发器)被加热时, 局部温度稍

有升高, 部分工作流体便蒸发。在饱和状况下此温度差导致蒸汽压力差, 使蒸汽从加热段流到管子的较冷部分(凝结器)。蒸发率相应于汽化潜热所吸收的热量。过量的蒸汽在冷端凝结, 放出潜热。在稳定工况下能量守恒, 吸收的热量等于放出的热量。凝结液通过吸液芯回流。吸液芯既提供液体的流动路径, 也起抽吸作用。蒸发时液体稍微退缩进吸液芯毛孔, 形成较弯的弯月形液体-蒸汽界面。另一方面, 凝结基本上是发生在弯月形界面变平的吸液芯表面上。在热力学平衡态下任一弯曲的液体-蒸汽界面均存在着与曲率半径有关的压力差。因为蒸发器和凝结器处的曲率是不同的, 系统内便出现一净压差。此毛细抽吸压力克服液体和蒸汽的流动损失以及体积力(body force)的影响, 从而维持流体的循环。

热管除了蒸发器和凝结器之外, 常常还有一绝热段。该段与环境无热交换。同时应当指出, 热管不一

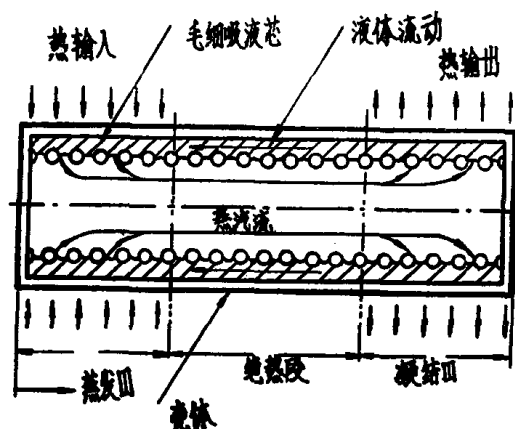


图3 热管工作原理简图

定只有一个蒸发器和一个凝结器，而沿其长度上可以有几个热输入区和热输出区。

一般说来，热管理论在于描述同时出现的流体动力学和传热过程。流体动力学理论用来描述循环流动过程，其最重要的任务是确定最大循环流量，从而确定热管的最大传热能力。同时也描述和确定影响最大循环流量的各种因素。

传热理论本质上涉及导入和导出热管的热量，主要是用来预测总的传热率。因为热管是借助于蒸发和凝结过程，所以它受到不适用于固体导体的那些限制。传热理论就用于研究这些限制，并提供整个传导模型。

热管内部的传热过程基本上是一个遵从热力学第一、第二定律的热力学循环。热量在 T_1 下引进系统，相同的热量在较低的温度 T_2 下排出。内部产生的“功”完全用于克服系统的流体动力损失，能量转换过程发生在弯曲液体-蒸汽界面的相变中，在这里热能转换为压头形式的机械能。界面曲率自动地调整，使毛细抽吸（系统的“功”）刚好满足流动的需要。和每一种热力循环一样，在热源和冷源之间必须存在着一个有限的温差；排热必须发生在低于加热的温度下。在大多数热管中，与工作流体循环有关的这一温差和其他传导方式的温度梯度相比，是很小的。然而，甚至一根理想的热管也不可能是完全等温的，否则就违背了热力学第二定律。

虽然热管性能有一定的限制，但通常它有很高的传热能力。这些限制包括：最大毛细抽吸能力；蒸汽流速达到声速时流动受阻塞；蒸汽流携带液滴；由于吸液芯内的沸腾破坏液体流动。

§ 2-2 基本依据

工作流体的液、汽相沿整个热管长度是彼此紧密

接触的。由于循环的原因，液体和蒸汽内的压力不恒定，而是沿管长变化。此外，液体和蒸汽之间的压差同样是位置的函数。为了维持液体和蒸汽之间的压力平衡，其分界面必须是弯曲的。任一弯曲液体-蒸汽界面产生的压差，可以用表面张力和界面的主要曲率半径 R_1 和 R_2 来表示，由 (1) 和 (2) 式给出。表面的主要半径表示在图 4 上。

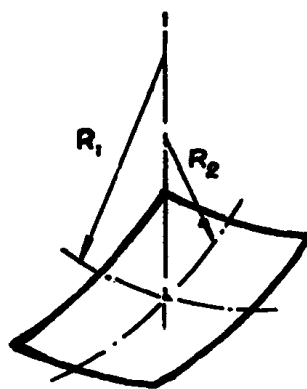


图4 液体-蒸汽界面的主要曲率半径

$$\Delta p_i(x) = p_v(x) - p_l(x) \quad (1)$$

$$\Delta p_i(x) = \sigma \left(\frac{1}{R_1(x)} + \frac{1}{R_2(x)} \right) \quad (2)$$

此界面压差 Δp_i 维持沿热管长度任一点处蒸汽和液体之间的压力平衡。因为界面压差随位置而改变，弯月形界面曲率半径也沿热管长度而改变。如果界面相对于蒸汽是凹面的，则液体内的压力低于蒸汽内的压力。

热管内吸液芯的作用在于提供介质，建立液体和蒸汽之间的弯曲界面。必须强调指出，界面压力差 Δp_i 取决于吸液芯的特性，并且仅由界面曲率来决定。吸液芯的特性和毛孔尺寸和接触角仅决定界面压力差的上限，此上限常常称为“毛细压力”。

除液体和蒸汽之间的压力差之外，在工作流体的两相内存在着压力梯度。这些梯度是由于粘度、动量和体积力引起的。按照梯度的起因对梯度进行分类是很方便的，亦即梯度或者是与流动有关系，或者是由于独立的体积力而引起的。

$$\nabla p = (\nabla p)_{\text{flow}} + \frac{d\vec{F}}{dV} \quad (3)$$

向量方程式 (3) 适用于液态和汽态两相。

对于一向液体和蒸汽流动的热管，该梯度在 (4)、(5) 式中以其轴向和垂直分量的形式给出：

$$\nabla p_{||} = \frac{\partial p}{\partial x} = \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_{\text{flow}} + \left(\frac{dF}{dV} \right)_{||} \quad (\text{轴向}) \quad (4)$$

$$\nabla p_{\perp} = \frac{\partial p}{\partial y} = \left(\frac{dF}{dV} \right)_{\perp} \quad (\text{垂直方向}) \quad (5)$$

压力梯度分量示于图5中,“x”座标平行于热管轴线,“y”座标垂直于轴线,座标系原点位于蒸发器端头最低处。如果所有向量分量(例如压力梯度、质量流量率和体积力)指向正“x”方向或“y”方向,则记为正。

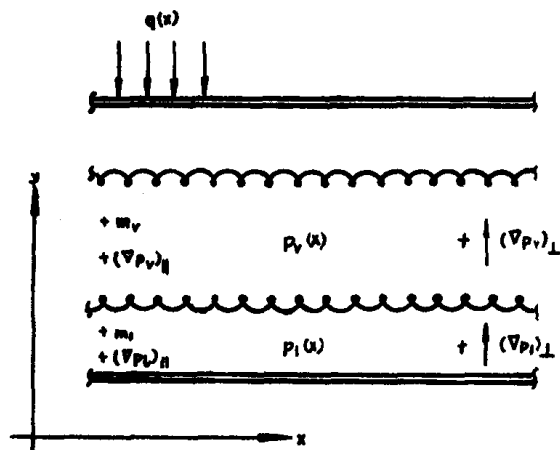


图5 热管的流体力学模型

在某些情况下,不同的座标系会更为方便。例如在有许多蒸发器和凝结器的热管中,可以任意地选择管子的一端作为座标系原点,所有的流体力学方程实际上是独立选择的座标系。然而,如果选用不同的座标系,在选择所有向量分量的固有记号时必须小心仔细。

当然,一向流体流动的假定在蒸发和凝结区域,或者在二向或三向热管如平板、空腔等之中是不成立的。但是对于大多数的一般热管,一向模型是非常接近的。

(3)、(4)和(5)式中的体积力项是由那些与流动无关的质量作用力,例如重力、加速度和电效应所组成。这种形式的方程式不包括随流动而变化的体积力,例如由于磁效应出现的体积力。

压力梯度引起沿热管的质量传递,两个轴向质量流量率 m_v 和 m_l 由连续方程联系起来:

$$m_v(x) + m_l(x) = 0 \quad (6)$$

方程式(6)简单地表明,在稳定工况下无质量积累,蒸汽和液体流量率必然大小相等而方向相反。

最后,由能量方程把质量流量率同周围环境的局部热交换联系起来,

$$\frac{dm_v(x)}{dx} = \frac{1}{\lambda} q(x) \quad (7)$$

(7)式是热力学第一定律的简化形式。 $q(x)$ 是每单

位热管长度的加热率(或散热率),在加热(蒸发器)情况下记为正,散热(凝结器)情况下记为负。(7)式中轴向传导影响被忽略,同时也假定显热传输可以忽略。因为沿热管的温差很小,此假定看来是相当正确的。下面几部分详细研究描述热管性能所用的各种术语。

§2-3 毛细压力

毛细压力定义为给定的吸液芯-液体组合体可能产生的最大界面压力差:

$$\Delta p_{cap} = (\Delta p_i)_{max} \quad (8)$$

毛细压力与液体的表面张力、液体和蒸汽之间的接触角、以及有效毛孔半径有关[7]:

$$\Delta p_{cap} = \frac{2\sigma \cos \theta}{r_p} \quad (9)$$

热管使用的吸液芯除极少数外很难确定其毛孔的几何形状,因此通常定义的有效毛孔半径实际上是由实验确定的,并且满足(9)式。

对于某些好确定的毛孔几何形状,可以得到有效毛孔半径的分析表达式。对于圆毛孔,弯月形界面是球形的,两个主要的表面曲率半径相等。参见图6有:

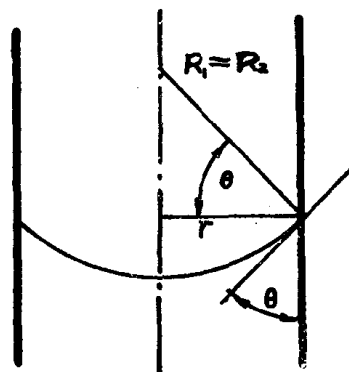


图6 圆毛细管内的有效毛孔半径

$$(R_1)_{min} = (R_2)_{min} = \frac{r}{\cos \theta} \quad (10)$$

根据方程式(2),毛细力可以控制的最大界面压力差为:

$$(\Delta p_i)_{max} = \sigma \left(\frac{1}{(R_1)_{min}} + \frac{1}{(R_2)_{min}} \right) = \frac{2\sigma \cos \theta}{r} \quad (11)$$

比较(9)式和(11)式以及等式(8),得出结论,对于圆毛孔,有效毛孔半径 r_p 等于物理毛孔半径。

在长的开口槽道内主要的曲率半径之一是无限大

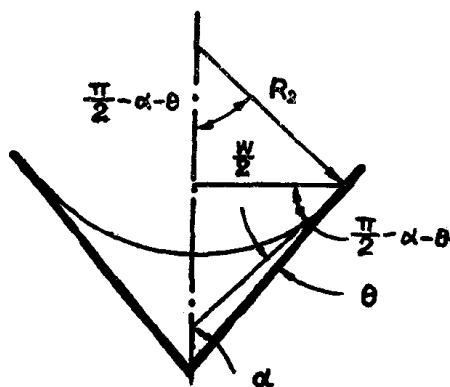


图7 开口槽道内的有效毛孔半径

θ 接触角 w 槽宽 α 槽道角的一半 R_2 最小曲率半径

的。利用图7可以容易地计算出最小曲率半径,

$$R_1 = \infty, \quad (R_2)_{\min} = \frac{w/2}{\cos(\alpha + \theta)} \quad (12)$$

最大界面压力差为

$$(\Delta p_i)_{\max} = \frac{(\sigma \cos \alpha + \theta)}{w/2} \quad (13)$$

在有平行壁面 ($\alpha = 0$) 的槽道极限情况下 (13) 式简化为

$$(\Delta p_i)_{\max} = \frac{2\sigma \cos \theta}{w} \quad (14)$$

如果比较 (14) 式和 (9) 式 (以及等式 (8)), 可以看到: 矩形槽道的有效毛孔半径等于槽道宽度, 而对于圆毛孔则等于毛孔直径的一半。当然, 这种差别的原因在于槽道长度方向上无曲率。

热管采用的大多数普通吸液芯材料是丝网。自然应当假定, 有效毛细半径近似等于网孔的一半。然而实验证明, 毛细半径较大而且达到网孔的宽度。有效半径的几种经验估计方法将在第五章中讨论。

关于接触角问题已有大量的文献报导, 但在实验结果上有许多不一致性。然而, 目前已经很好地证实 [7], 接触角的很多不一致性是由于液体中或者是被浸润的表面上有很多微量的杂质所致。因此, 细心清洁表面并配合使用很纯净的液体, 便显示出接触角增、减上无差异; 水和其他表面张力小的液体在完全清洁不起化学反应的金属表面上应当显示出近似于零的接触角。事实上经常发现有得多的接触角, 这通常是表示表面上吸附有杂质。要清除这种表面吸附的杂质, 往往比工作流体的净化更为困难。

毛细压力, 正如本节所定义的, 是指给定的吸液芯-液体组合所能维持的最大界面压力差; 但是, 如前面已经指出的, 界面压力沿热管而改变。后面将表明, 为了确定最大传热能力必须知道界面压力差的上

限和下限。下限相应于弯月形界面曲率半径的最大值。可以断定, 对于润湿液体, 液体内的压力不可能超过蒸汽的压力。液体和蒸汽内相等的压力相应于无穷大的曲率半径, 即相当于弯月形界面。对于非润湿液体, 液体内的压力总是超过蒸汽的压力。

液体和蒸汽内压力相等的点是流动方程积分的一个确定的边界条件, 它常常是位于热管凝结器末端。但在存在着体积力和热管几何形状复杂, 或者有分布热负荷的情况下未必就是如此, 而需要仔细分析, 确定其位置, 此问题结合流动方程的积分作更详细的讨论。

§ 2-4 液体内的压力梯度

液体承受一系列不同的力, 例如涉及粘性流动的剪切力、涉及动力学系统内动量的力, 以及由外力场产生的体积力。作用在液体上的这些力导致沿热管的压力梯度 [如 (3) 式中所示]。

在毛细通道内动力学与粘性流动压力梯度之比即是采用毛孔内平均流动所确定的雷诺数大小 [8]。因为此雷诺数对于热管情况而言是很小的, 液体内的惯性 (动力学) 力将被忽略。

§ 2-4.1 液体内的粘性压力梯度

不可压缩液体通过多孔介质层流流动时粘性剪切力产生的压力梯度直接由达西定律给出,

$$\frac{dp_i}{dx} = -\frac{\mu_i m_i(x)}{K A_w \rho_i} \quad (15)$$

对于某些几何形状来说毛孔的物理尺寸是已知的, 渗透率 K 可以由水力直径 D_h 和吸液芯多孔度 ϵ 来表达 [9]:

$$K = \frac{\epsilon D_h^2}{32} \quad (16)$$

水力直径定义为

$$D_h = \frac{4 \times \text{面积}}{\text{润湿周边}} \quad (17)$$

上述的定义对于许多几何形状是一个很好的近似, 更完善的表达在第五章中给出。

对于直径为 D 的圆筒形通道, (17) 式得出水力直径为

$$D_h = D \quad (18)$$

而 (15) 式简化为泊肃叶定律的形式,

$$\frac{dp_i}{dx} = -\frac{32 \mu_i m_i(x)}{\epsilon A_w \rho_i D_{h,i}^2} \quad (19)$$

对于许多吸液芯几何形状, 特别是对于那些疏松

多孔的吸液芯,不可能计算出水力直径。在这种情况下最好是依靠实验测量来得到渗透率的数值。

许多文献引证报导的是 Cotter [4] 首先引入的粘性压力梯度式:

$$\frac{dp_l}{dx} = - \frac{b \mu_l m_l(x)}{\varepsilon r_p^2 A_w \rho_l} \quad (20)$$

上式严格适用于具有弯曲系数 $b=8$ 的平行圆筒形毛细管。文献中报导的吸液芯数据大部分用参数 b 、 ε 和 r_p 来表示。然而,因为所有这三个参数对于不同的吸液芯从属于不同的定义,所以较好的办法是采用达西定律,所有的实验都是为了测定一个因数即渗透率 K 。

§ 2-4-2 液体内的体积力

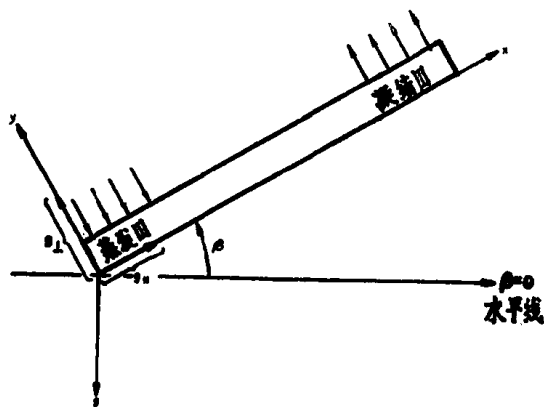
液体内体积力产生的压力梯度可以增大或者减小粘性流动所引起的梯度。体积力由外部力场产生,它可以作用在热管轴线的任一方向上。体积力可以表示为

$$\left(\frac{dF}{dV} \right) = \rho_l \vec{g} \quad (21)$$

在重力场中热管经受两个分量的体积力(图8)。明显的体积力分量是平行于热管质量流动的轴向成分:

$$\left(\frac{dF}{dV} \right)_{\parallel} = \rho_l g_{\parallel} = -\rho_l g \sin \beta \quad (22)$$

随着凝结器升高 ($\beta > 0$) 还是蒸发器升高 ($\beta < 0$),重力的轴向体积力分量或者是增强或者是阻碍液体流动。往往不考虑垂直体积力分量:



$$g_{\parallel} = g \cos\left(\frac{\pi}{2} + \beta\right) = -g \sin \beta$$

$$g_{\perp} = g \cos(\parallel - \beta) = -g \cos \beta$$

图8 重力场中体积力的分量

$$\left(\frac{dF}{dV} \right)_{\perp} = \rho_l g_{\perp} = -\rho_l g \cos \beta \quad (23)$$

和轴向体积力分量不同,此分量总是对热管工作起不利作用,它产生的压力梯度垂直于液体的流动方向

[(5)式]。流动方程积分时发现,此垂直梯度总是不利于毛细抽吸 (§ 2-6 节)。

体积力不仅是由重力引起,也可以由任一加速度矢量 $\vec{g}$ 引起。常常遇到一种由旋转加速度产生的典型非重力体积力,它的矢量指向旋转轴的半径方向,而大小为

$$g_{\text{rot}} = r^2 \omega \quad (24)$$

式中的 r 是旋转轴和所见到的体积力位置点之间的距离。

§ 2-5 蒸汽内的压力梯度

蒸汽内的压力梯度也产生自与流动有关的(粘性与动力学)效应,以及与流动无关的外力场或体积力的作用。然而,蒸汽相内不同的压力梯度对热管性能的影响不象液体那样容易确定。此困难主要归因于蒸汽有较高的流动速度,因而对于沿热管长度的质量加入和移出的效应、常常不可忽略的动力学效应、湍流的存在以及蒸汽的可压缩性更为敏感。所有这些因素合在一起,不可能有简单而全面的蒸汽压力损失分析表达式。

§ 2-5-1 蒸汽内的粘性压力梯度

在轴向热流量小和蒸汽密度大的条件下,蒸汽速度低,粘性力起支配作用。如果发生不可压缩的层流流动,蒸汽压力梯度也可以由达西定律来表示:

$$\frac{dp_v}{dx} = - \frac{\mu_v m_v(x)}{K A_v \rho_v} \quad (25)$$

因为蒸汽流道的几何形状通常比液体流道简单,所以水力直径的概念特别有用。(15)式中的渗透率代之以水力直径,蒸汽内的压力梯度便成为:

$$\frac{dp_v}{dx} = - \frac{32 \mu_v m_v(x)}{\rho_v A_v D_{h,v}^2} \quad (26)$$

根据多孔度 ε 的定义即是空位容积与总容积之比,蒸汽空间的多孔度为 1。

§ 2-5-2 蒸汽内的动力学压力梯度

蒸汽流动中要分开粘性和动力学效应实际上是不可能的,如果动力学效应不可忽略,(26)式应当由下式替换 [4]:

$$\frac{dp_v}{dx} = - \frac{32 \mu_v m_v}{\rho_v A_v D_{h,v}^2} \left[1 + \frac{3}{4} Re_r - \frac{11}{27} Re_r^2 + \dots \right] \quad (27)$$

式中的径向雷诺数 Re_r 定义为

$$Re_r = \frac{1}{2 \pi \mu_v} \cdot \frac{dm_v}{dx} \quad (28)$$

(27) 式中的展开式由蒸发或凝结的动量变化来计算。显然, 只是对低的蒸发率和凝结率 (即 $Re_r \ll 1$) 时才适用。动量效应使蒸发器内的压力梯度比只有粘性剪切力时为高, 而凝结器内的压力梯度则由于蒸汽流动减速而降低。在无质量增加或减小的情况下, 例如对于热管绝热段, (27) 式简化为纯粘性流动的情况。

高的蒸发率和凝结率的情况下, 蒸汽内的压力分布要复杂得多。分析解只是在极限情况下, 即径向雷诺数无穷大时才存在。在此极限情况下压力梯度为 [10]

$$\frac{dp_v}{dx} = -\frac{S \pi m_v}{\rho_v A_v D_{h,v}^2} \frac{dm_v}{dx} \quad (29)$$

常数 S 的数值对于蒸发为 1, 对于凝结为 $4/\pi^2$ 。由 (29) 式算出凝结器内动力学压头恢复大约 40%。

§ 2-5-3 非层流和压缩性的影响

关于径向雷诺数大的蒸汽流动中湍流的发生情况几乎不知道。在径向雷诺数为零的绝热段中, 如果轴向雷诺数超过 2000, 便出现完全湍流流动。轴向雷诺数定义为

$$Re = \frac{D_v m_v}{A_v \mu_v} \quad (30)$$

对于湍流流动, 粘性压力梯度由 Blasius 经验定律给出 [11]:

$$\frac{dp_v}{dx} = \frac{0.156 \mu_v^2}{\rho_v D_{h,v}^3} Re^{1/4} \quad (31)$$

在过渡区域, 即在轴向雷诺数大约为 2200 的情况下, Blasius 经验定律仅近似地适用, 和层流流动表达式比较得出的数值稍有不同。

如果马赫数大约低于 0.2, 则压缩性影响常常可以被忽略。除了起动时期的液态金属热管之外, 此判据适用于大多数热管。如果压缩性影响被引入计算, 则轴向热流大的情况下压力恢复可高达 90% [12], 而不是 (29) 式所计算的 40%。当蒸汽流动达到声速状态时, 压缩性当然不能被忽略, 这已由 Levy [13], [14] 研究过, 在 § 2-7.1 中还要讨论。

§ 2-5.4 蒸汽内的体积力

作用于蒸汽的体积力理论与液体是相同的。然而, 因为液体和蒸汽之间的密度差别大 (通常数量级为 10^3), 蒸汽内的体积力影响总是可以被忽略。

§ 2-6 毛细传热极限

§ 2-6.1 一般探讨

工作流体循环率由传热、毛细抽力、体积力、粘

性和动力学流动损失之间的平衡来确定。在正常工作中抽吸力自行调整以适应循环要求。但是因为毛细抽吸力受最大毛细压力的限制, 对于循环率及其传热能力同样存在着一极限。

毛细极限通常是遇得最多的一种极限, 它与前面讨论过的流体动力学有关。当要求界面压力超过吸液芯可能维持的毛细压力时, 抽吸力不再足以有效地使液体供到蒸发器, 因而被蒸发的液体多于回流的液体, 出现吸液芯局部烧干。

对于高速蒸汽流动, 甚至在达到毛细极限之前其他的流体动力学极限就会限制传热。当蒸汽速度达到声速时, 如果饱和蒸汽压力 (和蒸汽温度) 不升高, 要进一步增加质量流量率是不可能的 (声速极限)。高速蒸汽流动对回流液体也会产生阻碍, 并使之形成液滴而携带到蒸汽中, 妨碍足够的液体回流到蒸发器 (携带极限)。最后, 局部热通量大时, 会导致液体内出现泡核, 引起吸液芯烧干 (热通量极限)。这些极限将在以后的章节中分别加以讨论。

前面以不同形式介绍了影响单向热管工作流体循环的压力和作用力。没有限定热管进、出热通量的分布、体积力的方向, 以及吸液芯的几何形状。为了得到毛细极限, 即热管的最大传热能力, 必须对流体动力学方程进行积分。一般情况下必须采用数值法, 适当地选取积分常数, 特别是当涉及体积力和蒸发器及凝结器的数量为一个以上时更是如此。下述方法总是会得出正确的毛细极限, 而且对于特定的几何形状易于简化为闭合形式的解。

液体和蒸汽内的压力分布由轴向压力梯度积分得到:

$$p_v(x) = \int_0^x (\nabla p_v)_x dx + p_v(0) \quad (32)$$

$$p_l(x) = \int_0^x (\nabla p_l)_x dx + p_l(0) \quad (33)$$

积分是从热管的一端 ($x=0$) 到特定位置 x 。在计算每个压力绝对值之前必须确定两个积分常数。在每一点 x 处的两个压力的关系由界面方程 (1) 式表示, 即

$$\Delta p_i(x) = p_v(x) - p_l(x)$$

把 (32) 式和 (33) 式中的 $p_v(x)$ 和 $p_l(x)$ 的数值代入得到:

$$\Delta p_i(x) = \int_0^x [(\nabla p_v)_x - (\nabla p_l)_x] dx + p_v(0) - p_l(0) \quad (34)$$

(34) 式给出任一轴向位置 x 所要求的界面压力差 Δp_i , 积分常数为 $[p_v(0) - p_l(0)]$ 。

通常 Δp_i 沿热管长度而变化,在某点 x' 将达到最低或最小值。一般假定此最小界面压力差为零(液体和蒸汽压力相等,即相当于“平的”弯月形界面),于是(34)式中的积分常数可以计算如下:

$$\Delta p_i(x') = 0 \quad (35)$$

$$p_v(0) - p_l(0) = - \int_0^{x'} [(\nabla p_v)_n - (\nabla p_l)_n] dx \quad (36)$$

界面压力差成为:

$$\Delta p_i(x) = \int_{x'}^x [(\nabla p_v)_n - (\nabla p_l)_n] dx \quad (37)$$

最后这一方程描述热管以 x' 处的界面压力为基准值(为方便起见取为零)的任一位置 x 处的界面压力差。

无论如何总是存在一个轴向位置 x'' ,这里的界面压力差 $\Delta p_i(x)$ 达到最高或最大值。一旦求出这点(用数值解或者用闭合形式的解)后,其最大界面压力差可以表示为:

$$(\Delta p_i)_{\max} = \Delta p_i(x'') = \int_{x'}^{x''} [(\nabla p_v)_n - (\nabla p_l)_n] dx \quad (38)$$

在流体动力学极限下,抽吸要求 $(\Delta p_i)_{\max}$ 等于吸液芯能够产生的最大毛细压力 Δp_{cap} 。如果抽吸要求低于最大毛细压力差,则工作流体的正常循环得到保证:

$$(\Delta p_i)_{\max} \leq \Delta p_{cap} \quad (39)$$

对于给定的吸液芯几何形状和热通量分布,上面的方程式通常是不等式。在数值分析过程中确定为满足传热要求的选择热管和吸液芯几何形状的依据。此外,(39)式取等式,用来确定毛细抽吸要求。对于大多数的吸液芯,毛细抽吸(毛孔尺寸)和流体力学压力梯度密切相关。因此其方法是选择特定的吸液芯,根据(38)式计算流体动力学要求,然后将所得的 $(\Delta p_i)_{\max}$ 和毛细抽吸能力 Δp_{cap} 比较。如果满足不等式,则所选择的吸液芯满足给定的传热要求。

上述方程利用液体和蒸汽内的压力梯度积分来表示毛细抽吸要求。这些压力梯度与相应的质量流量率和体积力有关(§2-4和§2-5),而质量流量率则取决于传热要求。

对于给定的热输入和热输出分布 $q(x)$,蒸汽和液体的质量流量率由(7)式求得。

$$\frac{dm(x)}{dx} = \frac{1}{\lambda} q(x) \quad (7)$$

积分得:

$$m_v(x) = \int_0^x \frac{1}{\lambda} q(x) dx + m_v(0) \quad (40)$$

当从热管一端($x=0$)积分到 x 点时,上面方程给出每一轴向位置 x 的蒸汽质量流量。质量守恒要求积

分常数 $m_v(0)$ 等于零,因为无蒸汽进入或者离开热管。于是

$$m_v(0) = 0 \quad (41)$$

因而蒸汽的质量流量率唯一地由外界的热交换来确定。因为质量的连续性要求(6)式,流体的质量流量率与蒸汽的质量流量率大小相等,方向相反

$$m_l(x) = -m_v(x) \quad (42)$$

净轴向热流率 Q 与 m_v 和 m_l 的关系以热力学第一定律的形式表示:

$$Q(x) = \lambda m_v(x) = -\lambda m_l(x) \quad (43)$$

至今所提出的理论未包括体积垂直分量的影响。因为流体力学模型是一向的,垂直体积力不影响轴向压力梯度。然而,垂直体积力在液体内会引起垂直于流动方向的压力梯度。参照(23)式此压力梯度为:

$$\frac{\partial p_l}{\partial y} = \frac{dF}{dV} = -\rho_l g \cos \beta \quad (23)$$

热管横切面内液体的总压力差为:

$$(\Delta p_l)_t = \int_0^D \frac{\partial p_l}{\partial y} dy = -\rho_l g D \cos \beta \quad (44)$$

这里积分是从热管的底部($y=0$)到顶部($y=D$)。(44)式对于任一轴向位置 x 都适用,右端的负号表明热管顶部处液体内的压力低于底部的压力。

此压力差引起一附加的毛细抽吸要求。吸液芯必须能维持热管内任意两个位置(包括不同的垂直位置)间的界面压力差。在液体和蒸汽内压力相等的基础点总是位于热管较低的液体-蒸汽界面($x=x'$, $y=0 \sim t_w$)。保守一些,我们把它取在热管底部($y=0$)。最大界面压力差的点存在于 $x=x''$, $y=D$ 处。由于垂直压力梯度产生的附加界面压力差 $\Delta p'_i$ 由下式给出:

$$\begin{aligned} \Delta p'_i &= (p_l)_{\text{顶部}} - (p_l)_{\text{底部}} \\ &= \rho_l g D \cos \beta \end{aligned} \quad (45)$$

可用于轴向流动的毛细抽吸总量因而减少,(39)式必须修正为

$$\left. \begin{aligned} (\Delta p_i)_{\max} &\leq \Delta p_{cap} - \Delta p'_i \\ &\leq \Delta p_{cap} - \rho_l g D \cos \beta \end{aligned} \right\} \quad (46)$$

大多数热管都在水平位置下工作,余弦值接近于1,附加抽吸要求近似为

$$\Delta p'_i \sim \rho_l g D \quad (47)$$

因此,在重力场中相应于热管垂直尺寸 D 的压头总是必须加到毛细抽吸要求中。

§2-6.2 传热因数和传热能力因数

热管设计中两个很有用的参数是“传热因数”和“传热能力因数”。确定这些参数时的要求:

1. 液体和蒸汽内的流动状态是层流, 动量影响可以被忽略;

2. 吸液芯和热管的所有几何特性沿热管长度恒定不变;

3. 无论如何要满足如下条件之一:

(1) 不存在体积力;

(2) 最小和最大界面压力的位置 (x' 和 x'') 与 $Q(x)$ 无关。

传热因数和传热能力因数参照热管内的压力平衡 (39) 式来确定。利用液体和蒸汽内压力梯度可用的表达式 (4、15、22、26 式) 和最大界面压力差表达式 (38 式), 压力平衡 (39 式) 可以写成

$$\Delta p_{cap} \geq \int_{x'}^{x''} \left[-\frac{32\mu_v m_v}{\rho_v A_v D_{h,v}^2} + \frac{\mu_l m_l}{K A_w \rho_l} + \rho_l g \sin \beta \right] dx \quad (48)$$

局部质量流量率 m_v 和 m_l 对净热流率 Q 的关系由 (43) 式表示。采用上面的假定, (48) 式可以重新整理为如下的简化形式:

$$\Delta p_{cap} \geq -C \int_{x'}^{x''} \dot{Q} dx + \int_{x'}^{x''} \rho_l g \sin \beta dx \quad (49)$$

式中的常数 C 为吸液芯和工作流体特性的组合, 有

$$C = \frac{32\mu_v}{\rho_v A_v D_{h,v}^2} + \frac{\mu_l}{K A_w \lambda} \quad (50)$$

在 (48) 和 (49) 式中, 积分是从界面压力差最低的点 (x') 到最高的点 (x'')。 (49) 式进一步整理得,

$$\int_{x''}^{x'} \dot{Q}(x) dx \leq \frac{\Delta P_{cap}}{C} + \int_{x''}^{x'} \frac{\rho_l g \sin \beta}{C} dx \quad (51)$$

上式左边代表传热要求, 即热流率的轴向分布。上式右边描述给定方位的热管满足传热要求的能力。

传热因数定义为 (51) 式左边的积分:

$$QL = \int_{x''}^{x'} Q(x) dx \quad (52)$$

它完全由热流率分布来描述, 而与热管参数和方位无关。因此传热因数确定传热要求。

如果研究 (51) 式, 可见右边与传热要求无关, 它仅包含物理上的热管特性, 即吸液芯和流体的特性以及相对于重力的方位。但是, 右边也规定着传热因数的上限。因此它便于用直接和传热要求比较的形式来确定热管的能力:

$$(QL)_{max} = \frac{\Delta P_{cap}}{C} + \int_{x''}^{x'} \frac{\rho_l g \sin \beta}{C} dx \quad (53)$$

从 $(QL)_{max}$ 的定义看出, 规定不存在体积力或者 x' 和 x'' 与 $\dot{Q}(x)$ 无关, 是必要的。这些条件中只要有一个未得到满足, $(QL)_{max}$ 就取决于传热要求, (53) 式便不能描述热管的能力。

利用这两个定义 (52 和 53 式), 压力平衡取为简单的形式:

$$QL \leq (QL)_{max} \quad (54)$$

必须再次强调, QL 表示由用途所规定的传热要求, 而 $(QL)_{max}$ 表示热管满足这些要求的能力。对于两个参数不能任意选用符号 $\dot{Q}L$ 、 (QL) 和 $(QL)_{max}$ 具有热流率 Q 和长度 L 乘积的因次, 因而其数值是以 [瓦·米] 表示。

传热因数和传热能力因数的意义, 最好是通过对下面两特殊而又十分重要情况的研究来认识。

1. 第一种情况涉及热管在 “ $g=0$ ” 环境下工作。对于热管的形状、蒸发器和凝结器的分布不受限制, 只要符合一向流动模型就行。一旦给定了这种分布, 净轴向热流率 $Q(x)$ 就可以由 (40) 和 (43) 式求得。因为假定吸液芯特性是均一的, 而且不存在动力学影响和体积力, 故界面压力差 $\Delta p_i(x)$ 正比于 $Q(x)$ 。因此最低和最高的 Δp_i 值的位置 x' 和 x'' 完全由 $Q(x)$ 的分布来确定, 与热管的几何形状无关。传热因数 QL 由 (52) 式来求得, 亦即由热负荷的分布来确定。

传热能力因数为

$$(QL)_{max} = \frac{\Delta p_{cap}}{C} \quad (55)$$

适用于这种特定情况的 $(QL)_{max}$ 的闭合形式解在 § 2-6.3 中讨论。对于给定的热管, 热输入和输出任意分布, 只要使 QL 小于 $(QL)_{max}$ 与热管设计就不矛盾。

2. 另外一种特殊而又常常遇到的情况是直热管工作于重力场中和 “热管方式” 下。后者由下面的两个条件来限定 [15]:

(1) 正向 x 轴和水平线之间的夹角小于零 ($\beta < 0$);

(2) 净轴向热流率 Q 在所有轴向位置 x 轴均为正 (或为零)。

以上条件表明, 净轴向热流率在各处都应当有一个重力方向上的分量。这种特殊情况可以表明 (但这里不作证明), 最大和最小界面压力点总是位于热管的末端, 即

$$x''=0, \quad x'=L \quad (56)$$

在这种情况下, 传热因数成为

$$QL = \int_0^L Q(x) dx \quad (57)$$