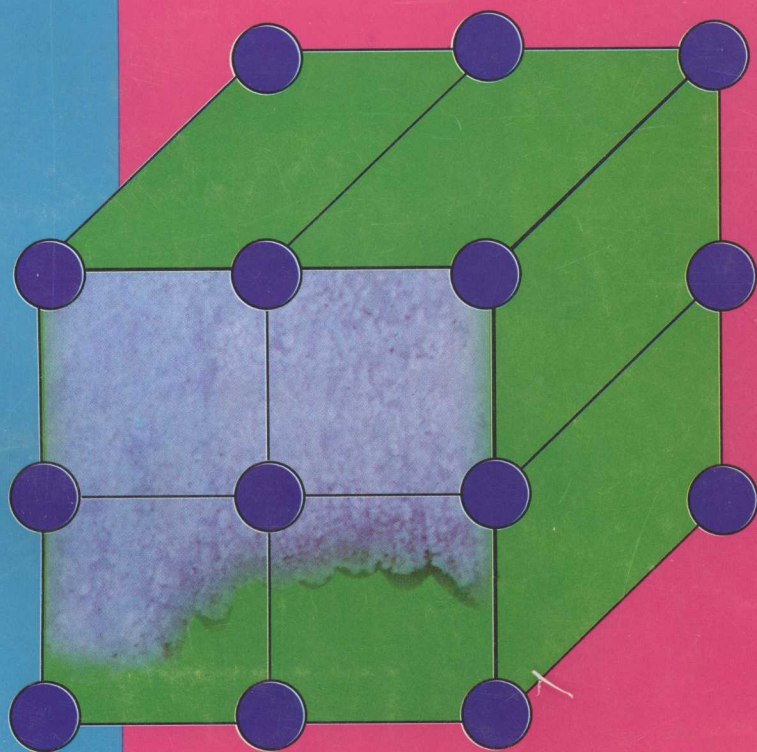


大连海事大学
出版基金赞助
学术丛书

结霜的理论 控制及应用

孙玉清 刘惠枝 舒宏纪 著



大连海事大学出版社

(辽)新登字 11 号

图书在版编目(CIP)数据

结霜的理论、控制及应用/孙玉清等著. —大连:大连海事大学出版社, 1996. 12

ISBN 7-5632-1026-1

I. 结…

I. 孙…

II. 蒸气冷凝器-结霜-控制-研究

N. TK264.1

中国版本图书馆 CIP 数据核字(96)第 20783 号

大连海事大学出版社出版

(大连市凌水桥 邮政编码 116026)

大连海事大学印刷厂印刷

大连海事大学出版社发行

1997 年 3 月第 1 版

1997 年 3 月第 1 次印刷

开本: 787×1092 1/16

印张: 5.75

字数: 144 千

印数: 001~500

定价: 8.50 元

内 容 简 介

本书为国家自然科学基金资助项目研究专著,该项研究将换热器水蒸气侧的水蒸气在其壁面上冷凝为水或凝华为霜的过程,作为亚稳态的过冷水蒸气(过饱和水蒸气)在壁面上生长和沉积为稳态的水(冰)的气-液(固)相变系统,综合应用热力学、传热传质学、经典成核理论和气象学有关云物理学理论,建立较为精确的物理与数学模型。提出了改变水蒸气在壁面上相变形态的理论,从工程热力学角度提出了改变水蒸气在冷壁面结霜状况的主要途径是限制相变驱动力、提高相变能障及对气相中悬浮微粒进行处理;从晶体成核理论角度提出了成核率与壁面性能之间的相互关系,提出对金属表面进行不同处理的有效方案。

本书可供从事制冷工程、水蒸气冷凝工程、相变传热传质研究的工程技术人员、专家、教授以及相关专业的研究生参考。

前 言

结霜是制冷工程等领域中常见的现象之一。船舶制冷装置以及作为冷链运输的一个重要环节——船舶冷藏集装箱运输——都无一例外地面临着制冷蒸发器的结霜问题。结霜是制冷蒸发器有效工作的一种现象,但同时给制冷蒸发器的工作带来极为不利的影响,甚至还会影响到制冷空间中的冷藏物品。一方面,制冷蒸发器的盘管上结霜会影响换热效果,对于某些制冷装置用的冷风机组,霜的存在更直接地增加了空气的流通阻力,这将直接影响整个制冷蒸发器正常工作;另一方面,霜的产生是源于制冷空间中的水蒸气,因此,霜的产生即意味着水蒸气的消失。这样就使得被冷空间空气中的含湿量降低,如果被冷藏的物品是鲜果、蔬菜、鱼和肉等,风干就在所难免。

工程上消除结霜对制冷装置工作影响的措施是融霜。对于船舶制冷装置(“伙食冷库”)而言,定期融霜是必须的措施。而对于冷藏集装箱,要保鲜冷货,融霜也是必须进行的。一艘400标准箱的集装箱船如果进行融霜作业,那么,船上的制冷工程师即使每天工作12小时也无法看护这么多箱的融霜任务,虽然这些工作几乎都是自动进行的。因此,无论是从节能的角度出发,还是从减轻劳动强度的角度出发,抑制或延缓结霜是具有重大意义的。抑制或延缓制冷蒸发器结霜,在工程上更有实际的意义:

- (1)消除或降低了制冷蒸发器由于结霜而带来的热阻;
- (2)克服了融霜、结霜过程中的能量浪费;
- (3)降低了制冷装置的维护管理费用;
- (4)克服了对被冷空间中空气状态(含湿量)的干扰,等等。

这些优点,使得抑制结霜研究具有实际意义且具有应用价值。

非常遗憾的是,到目前为止,世界上在制冷工程领域内对抑霜制冷蒸发器的研究仍停留在实验室阶段,还没有可用于实际生产的产品存在。主要问题是目前抑制结霜及控制霜层生长研究工作取得的成果很难直接应用于生产实际。

由作者开展的改善表面性能抑制结霜的研究工作在理论上取得了进展,但由于诸多方面的原因,有关表面处理剂的研制尚未进入推广应用的实际阶段。

在实现抑制结霜的表面处理方法中,采用低能复合膜是一种有发展前途、容易推广应用的方法。低能复合膜的表面能很低,对水的接触角很大,其抑制或延缓结霜的效果在理论上及原理实验上已取得了进展。

关于抑制制冷蒸发器结霜的研究,作者承担的国家自然科学基金项目“壁面

性能及静电压强对结霜的影响”(批准号:59276267),首次将制冷蒸发器的结霜作为亚稳态的过饱和(过冷)水蒸气在冷壁上转变为稳态的冰的气→固相变系统,应用热力学、传热传质学和经典成核理论分析由于这一系统中作为相变驱动力大小标志的过饱和比 P/P_s 出现在成核率 J 的表达式的指数项内,因而 J 对 P/P_s 十分敏感。取每秒每平方厘米上生成一颗冰核的成核率($J=1\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$)为基准,与之相应的过饱和比称为临界过饱和比(极限过饱和比)($(P/P_s)_c$)。结晶学的理论与实验表明,当 $(P/P_s)<(P/P_s)_c$ 时,成核率小到实际上可略去不计;当 $(P/P_s)>(P/P_s)_c$ 时,随着过饱和比增加,成核率呈数量级递增。另一方面,对金属壁面进行表面处理,降低与水蒸气间的界面能,增大接触角 θ ,通过增大相变能障使极限过饱和比增大。因此,在制冷系统中对蒸发器表面进行处理,尽量增大 θ 和与之相应的 $(P/P_s)_c$,同时又根据冷库中给定的湿度、温度和相对湿度合理地选择蒸发器壁面温度,使 $(P/P_s)<(P/P_s)_c$,则可因成核率减少至可忽略的程度而保持蒸发器不结霜。这就从理论上论证了低能表面对抑制结霜的有效性及其应满足的条件。金属试件表面处理先后采用了大连理工大学三束国家重点实验室提供的多束动态离子混合注入新工艺,以及上海市有机氟材料研究所喷镀(涂)室提供的高疏水性材料喷涂工艺。实验表明,后者疏水性能好、覆盖均匀、厚度适宜、工艺简便、成本低廉。在小型闭式风洞中进行的试件可视性对比实验,验证了采用高疏水性涂层对抑制结霜的有效性:在其它条件相同时,高疏水性涂层表面较普通金属表面观察到的开始结霜(露)温度,前者比后者低 $3^{\circ}\text{C}\sim 5^{\circ}\text{C}$ 。实验还表明,高疏水性涂层上实测的临界(极限)过饱和比远小于其理论值(不到 $1/2$)。对这一实验与理论的偏差,通过实验观察和应用气象学有关理论找出其主要原因是环境空气中悬浮有极易核化的可溶性微粒。因此,应对流入蒸发器的湿空气进行净化处理,这为抑制结霜又找到了一条新的途径。

作者采用低能复合膜以及与上海市有机氟材料研究所共同开发的高疏水性材料对铝制蒸发器表面进行了处理,并对它在小型闭式风洞中强迫对流条件下的抑制结霜性能进行了理论及实验研究。实验环境参数及试件运行参数的测控采用安装于 LASER 486 SX 主机上的 MS-0812 数模/模数(AD/DA)转换板进行测控,另加高级智能测控软件进行测控数据处理。在这种条件下,还进行了铝制蒸发器有镀层和无镀层的对比实验。

作者还用高疏水性镀层方法,研究了“冷的湿空气与热壁面”抑制结霜的问题。通过对这种结霜(“冻堵”)条件的分析,找出抑制结霜(冻堵)的措施,并在航空部 609 研究所的环境控制系统实验室进行铝制换热器防冻堵实验。

最后,作者从经典的气象学理论出发,应用晶体成核理论,分析了湿空气中悬浮冰晶的存在及其生长规律,并应用气、固二相流理论分析了湿空气中冰晶对“结霜”的影响,以此提出了低温表面结霜与霜的沉积的机制。在此基础上,提出了应

用空气净化(“过滤”)方法防止结霜的新途径,并对此进行了严格的实验验证。

本书的出版,集前辈们潜心研究抑制结霜的所得,特别是舒宏纪教授与刘惠枝教授的前期研究工作对本书出版是至关重要的。本书中的航空换热器实验是在航空部 609 所进行的,实验得到了任美英高级工程师及实验室全体人员的大力支持。导师朱绍庐教授对本书的出版工作非常关心,并给予了大力的支持。

本书第一章由刘惠枝教授著,第二章由舒宏纪教授著,第三、第四两章由孙玉清著,全书由孙玉清统一整理定稿。本书分别请博士生导师朱绍庐教授、贾欣乐教授及杜先之教授审阅,提出了许多宝贵的意见,在此,谨向他们表示衷心的感谢。

由于作者理论知识面较窄,所提出的有关见解不一定全面、准确;又由于作者所使用的实验设备的局限,测量结果也可能是片面的,敬请读者指正。

大连海事大学轮机工程学院

孙玉清

1996 年 4 月

目 录

第一章 抑制结霜的前期工作.....	(1)
第一节 霜层形成和霜层结构机理研究概述.....	(1)
第二节 环境参数对结霜的影响 霜层的有效导热系数.....	(6)
第三节 抑制结霜研究命题的提出	(11)
第四节 自然对流条件下冷壁面状况对结霜过程的影响	(12)
第五节 强迫对流条件下冷壁面状况对结霜过程的影响	(18)
第六节 边界层流动与霜层增长率的相互影响	(28)
第二章 抑制结霜的理论分析	(32)
第一节 相平衡和相变的热力学理论	(32)
第二节 成核的经典理论	(41)
第三节 抑制结霜的主要途径	(51)
第三章 热空气冷壁面抑制结霜	(53)
第一节 抑制结霜的机理	(53)
第二节 高疏水性镀层抑制结霜	(53)
第三节 实验研究	(55)
第四章 冷空气热壁面抑制结霜	(68)
第一节 冷空气热壁面抑制结霜的机理	(68)
第二节 PTFE 镀层航空空冷器防冻堵实验	(72)
第三节 冷空气热壁面防止结霜的结论	(76)
后记	(77)
参考文献	(78)

第一章 抑制结霜的前期工作

对结霜现象的研究是在 70 年代中期从霜层的形成、霜的结构所建立的物理模型、数学模型开始的,研究了环境参数对结霜的影响,并着重研究霜层的有效导热系数。作者也从事了这方面的研究工作。80 年代初,作者提出抑制结霜的命题,并开始了抑制结霜的研究工作。

第一节 霜层形成和霜层结构机理研究概述

在湿空气中固体壁面上结露和结霜的现象,无论在空调制冷系统中、货物冷藏系统中以及气体凝固净化和低温液体贮藏等过程中,在与湿空气接触的壁面上,甚至在起飞或飞行中的飞机机体表面,机车、船舶驾驶室的玻璃窗镜面上,都是常见的,而且都是有害而无一利的。结露,尤其当冷壁面温度低于水的三相点($T=273.16\text{K}$)时的结霜,及不断长高的霜层都会使湿空气中的湿度不断下降,使通过壁面的热阻增加,通过壁面的流阻增加,使通过镜面的视线恶化。人们对这些实际问题的关注,自然地引起对霜层形成和结构机理方面的研究。对于结霜这一非定常、有相变、移动边界的复杂的传热传质问题,作者在近期抑制结霜的研究中,引进了成核理论、晶体动力学理论和气象学有关理论。这些在结霜的早期研究工作中难以从理论上进行全面的阐述,只能借助于显微照像观察霜在冷表面上的形成过程,研究霜层形成和霜层结构机理。

一、霜层的形成

由于空气(主流)的速度、相对湿度和温度,以及冷壁表面的温度等外界环境参数不同,霜层形成的过程是很复杂的,但是也有共同之处。大致可分为三个时期^[1]:结晶生长期、霜层生长期和霜层充分生长期。

1. 结晶生长期

在冷壁表面冷却降温时,如温度下降到空气露点,冷壁表面上吸附着一极薄的水层。当温度进一步下降至水的三相点或更低时,水层凝固为冰层。在冷壁表面温度下降至 0°C 以下而稳定时,空气中的水蒸气在这薄冰层上凝华形成冰的结晶胚胎,它们彼此相隔一定的距离,如图 1-1 a) 所示。以后水蒸气仅向这些结晶胚胎凝华,使之沿垂直冷壁表面方向线性成长而形成均匀分布的针状或柱状的霜的晶体,如图 1-1 b) 所示。这个时期霜层高度的增长率最大,而霜的密度有减少的趋势。若冷壁表面温度突然下降至 0°C 或更低时,将没有薄冰层存在,结晶胚胎直接在冷壁面上形成。

2. 霜层生长期

当柱状晶体的顶部开始分枝时,就进入霜层生长期,如图 1-1 c) 所示。这以后,由于枝状结晶(枝晶)的相互作用,逐渐生成网状的霜层,霜层表面趋向平坦。由于分枝和网化,这期间霜层高度增长缓慢,而密度增加较快。同时,由于水蒸气通过霜表面向霜层内部扩散而凝华,使上述

霜层高度增长缓慢和密度增加较快的趋向加剧。

3. 霜层充分生长期

当霜层表面几乎成为平面时,进入霜层充分生长期,如图 1-1 d) 所示。这以后,霜层的形状基本稳定不变。由于霜层高度的增加,霜层的热阻增加,在主流空气温度大于 0℃ 的条件下,霜层表面温度逐渐增加达到 0℃。这时,霜的表面开始融化,融化生成的水渗入霜层内并在其中冻结。融化和冻结使霜层密度突然增加,因而它的热阻突然减少,霜表面的温度随之降低到 0℃ 以下,于是结霜又在霜表面进行。这样,一个融化→冻结→融化的循环过程反复地进行着,直至达到平衡霜的形成停止时为止。这时的霜为表面上釉的老化的霜。霜层处于这个过程,称为霜层充分生长期。

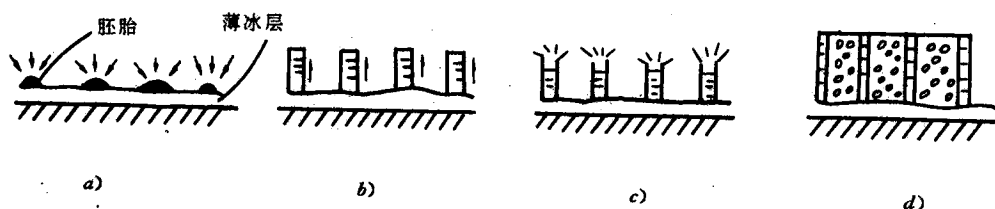


图 1-1 霜层形成过程示意图

二、霜层的结构

国外学者提出多种多样的霜层结构物理模型,以实现对霜层结构的研究。这些物理模型大致归纳为:

1. 霜的多孔模型

这一类模型把霜看作是冰—空气的混合物,例如 Jones 和 Parker 的模型^[2]、Brian、Reid 和 Shan 模型^[3]及 Yonko 和 Sepsy 的模型^[4],均是类似的多孔模型^[5]。其中 Yonko 和 Sepsy 的模型如图 1-2 所示,视霜为均匀冰球在空气中形成的立方点阵。关于霜的多孔模型,1976 年 Jones^[2]对于主流空气沿水平平板流动的结霜问题提出的数学模型的要点为^[1]:

(1) 霜是一个多孔性物质,霜的密度随时间变化,而与空间无关。

(2) 空气中的水蒸气向霜表面的传递分两部分:一部分通过霜表面向霜层内部扩散,增加霜的密度;其余部分附着在霜表面增加霜层高度。于是可得

$$\frac{d\rho_f}{dt} = \frac{D_i(1 - \rho_f/\rho_i)}{RT_i x_i} \left(\frac{dp_v}{dT} \right) \left(\frac{dT}{dx} \right), \quad (1-1)$$

$$\frac{dx_i}{dt} = \frac{h_M(\rho_{\infty} - \rho_m) - \frac{D_i(1 - \rho_f/\rho_i)}{RT_i x_i} \left(\frac{dp_v}{dT} \right) \left(\frac{dT}{dx} \right)}{\rho_f} \quad (1-2)$$

式中: t ——时间;

x ——由冷壁面算起的距离;

x_i ——霜层厚度;

ρ_f ——霜的密度;

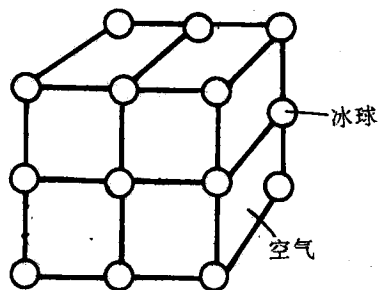


图 1-2 霜的多孔模型

ρ_i ——冰的密度;

$\frac{1-\rho_f/\rho_i}{\tau_i}$ ——水蒸气在霜层内扩散时由于扩散断面的减少和扩散路径弯曲而作的修正;

ρ_{va} ——主流空气中水蒸气的密度;

ρ_{vs} ——沿霜表面空气中水蒸气的密度;

T_s ——霜表面温度;

$(\frac{dp_v}{dT})_s$ ——霜表面水蒸气克拉贝隆方程;

D_s ——霜表面水蒸气的扩散系数;

R ——水蒸气的气体常数;

h_M ——主流空气对霜表面的传质系数。

由霜层内的能量平衡可得

$$\begin{aligned} \left(\frac{dT}{dx}\right)_s &= \frac{h_H(T_a - T_s) + h_M(\rho_{va} - \rho_{vs})\Delta H}{K_f + \frac{D_s(1 - \rho_f/\rho_i)}{RT_s\tau_i} \left(\frac{dp_v}{dT}\right)_s \Delta H} \\ T_s &= -\frac{D_s(1 - \rho_f/\rho_i)}{RT_s\tau_i} \left(\frac{dp_v}{dT}\right)_s \frac{h_H(T_a - T_s) + h_M(\rho_{va} - \rho_{vs})\Delta H}{K_f + \frac{D_s(1 - \rho_f/\rho_i)}{RT_s\tau_i} \left(\frac{dp_v}{dT}\right)_s \Delta H} \cdot \frac{\Delta H}{2K_f} x_s + \\ &\quad \frac{h_H(T_a - T_s) + h_M(\rho_{va} - \rho_{vs})\Delta H}{K_f} \cdot x_s + T_w \end{aligned} \quad (1-3)$$

以上两式中: h_H ——主流空气对霜表面的放热系数;

T_a ——主流空气温度;

K_f ——霜层的导热系数;

T_w ——冷表面的温度;

ΔH ——比凝华热。

按照给定的环境参数,可联立求解方程组(1-1)、(1-2)和(1-3),得出

$$T_s = f_1(t); \rho_f = f_2(t); x_s = f_3(t)$$

Jones 在他的论文中指出他所得的分析解与实验数据的相对误差约 30%。

当时作者认为 Jones 的数学模型值得研究和进一步改善,主要有以下几点^[1]:

(1)有关初始条件。因为如取时间 $t=0$ 时, $x_s=0$, $\rho_f=0$, 则方程(1-1)和(1-2)不连续。Jones 关于初始条件的分析看来是存在一些问题。因此,初始条件是一个值得进一步分析研究的问题。有人提出以结晶生长期结束的 t 、 x_s 、 T_s 作为初始条件,这比较符合实际情况。

(2)关于适用范围。当霜表面温度 $T_s=273.16\text{K}$ 时,霜表面开始融化,因此, Jones 方程仅适用于 $T_s \leq 273.16\text{K}$ 的条件下。

(3)关于结霜初期霜表面粗糙度。Jones 方程未考虑这一实际情况,需作修正。并且式中 h_H 、 h_M 、 K_f 、 D_s 等的计算若采用最新研究成果,有可能使分析解与实际数据进一步逼近。

(4)关于 Jones 方程应用推广。Jones 方程是对水平平板结霜问题提出的数学模型。如何将方程推广应用于自然对流、横掠圆管等是一个很值得进一步探讨的问题。

2. 霜的冰柱模型

Schneider^[6]用圆管外表面结霜的精确测量数据验证了霜层高度与主流空气流速和温度无

关这一事实之后,提出霜层高度的增长遵循晶体生长的规律,即晶体生长主要由过饱和度和晶体传导凝华热的能力决定。他取霜层中的冰柱作为研究霜层高度增长率的物理模型。这是一个传导模型,如图 1-3 所示。设冰柱高为 x_i , 断面积为 A , 水蒸气在冰柱顶凝华使冰柱高的增量为 dx_i , 由凝华而放出的热量为

$$dQ = \Delta H \rho_i A dx_i \quad (a)$$

式中 ρ_i 为冰的密度。

这个热量必须由冰柱传导而传至冷表面,即

$$dQ = \frac{C_0 K_i}{x_i} A (T_i - T_w) dt \quad (b)$$

上式中 K_i 为冰柱的导热系数, C_0 为小于 1 的一个正数, $C_0 K_i$ 表示冰柱传导凝华热的能力。将式 (b) 代入式 (a), 积分可得

$$x_i = \left(\frac{2C_0 K_i}{\Delta H \rho_i} \right)^{\frac{1}{2}} [t(T_i - T_w)]^{\frac{1}{2}} \quad (1-4)$$

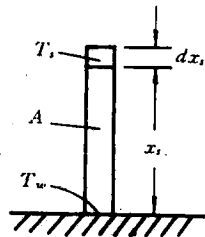


图 1-3 霜的冰柱模型

在进一步考虑主流空气的相对湿度和按实验数据作出修正之后,可得

$$x_i = 0.465 \left[\frac{K_i}{\Delta H \cdot \rho_i} t(T_i - T_w) \right]^{\frac{1}{2}} \left(\frac{t}{1h} \right)^{-0.03} \cdot \left(\frac{T_i - T_w}{1K} \right)^{-0.01} \cdot \Pi^{0.25} F_i \quad (1-5)$$

这就是按霜的冰柱模型描述霜层结构的 Schneider 霜层高度的计算公式。

式中, 1h——1 小时, 1K——1 开尔文度;

Π ——过饱和度, $\Pi = \frac{p_v - p_f}{p_v' - p_f}$, 其中, p_v 为主流空气中水蒸气分压力;

p_f ——霜表面水蒸气分压力;

p_v' ——相应于主流空气温度时水蒸气饱和压力。

$$F_i = 1 + 0.052 \frac{T_a - T_M}{T_M - T_w}$$

其中, T_M 为冰的融化温度。

F_i 为主流空气温度对霜层高度影响的修正项。从 F_i 的表达式中可见, 只是在 $T_a - T_M$ 较大或 $T_M - T_w$ 较小时, 空气温度 T_a 的影响才较为明显。

式 (1-5) 与实验数据吻合较好, 适用于各种流动情况。作者认为^[1], 虽然式 (1-5) 仅给出了霜层高度的计算公式, 但由于在带翅片的蒸发器表面结霜的主要问题不是霜层热阻的增加致使制冷能力下降, 而是霜层高度造成流动阻力增加致使蒸发器不能正常工作^[7], 因此霜层高度的变化规律是冷壁面结霜的主要矛盾。Schneider 所建立的数学模型式 (1-5) 具有很大的实用意义。虽然如此, Schneider 模型完全不考虑霜层的密度等总是不足的。因此, 如何有机地把 Jones 和 Schneider 两个数学模型结合起来, 是一件既有理论意义又有实际意义的工作。

3. 霜的多孔—冰柱(冰板)混合模型

林勇二郎等人提出的霜层结构物理模型是多孔质部分和冰柱并列构成^{[7][8][9]}, 如图 1-4 所示。

多孔质部分是冰—空气混合物, 冰柱是霜层结构的骨架。这一模型是传导、扩散混合的比较复杂的混合型。1980 年林勇二郎等人给出的数学模型为^[7]

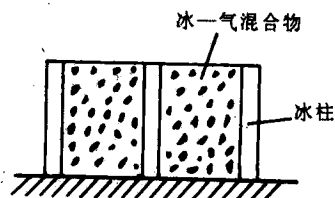


图 1-4 霜的多孔—冰柱混合模型

$$h_M(\rho_{ea} - \rho_w) = [\alpha_i \rho_i + (1 - \alpha_i) \rho_{comp}] \frac{dx_i}{dt} + (1 - \alpha_i)(1 - \rho_{comp}/\rho_i) \frac{D}{RT} \frac{p}{p - p_w} \frac{dp_w}{dx} \quad (1-6)$$

式中： α_i ——单位冷壁面上的冰柱所占的面积；

ρ_{comp} ——冰—空气混合物的密度；

p_w ——水蒸气在霜表面上的分压力；

D ——水蒸气在空气中的扩散系数；

p ——空气的压力。

林勇二郎等对其多孔—冰柱混合模型进行数值计算的结果，给出霜层高度随时间的增加呈抛物线规律变化的曲线，其结果与实际数据比较吻合^[7]。由于数值计算中需要用实验点作为初值，加之 α_i 的选择有很大的局限性，从而限制了其实用价值。

另一有代表性的传导、扩散混合型模型^[10]是将霜分为低密度或高多孔率和高密度或低多孔率两种不同的结构形式，如图 1-5 和图 1-6 所示。

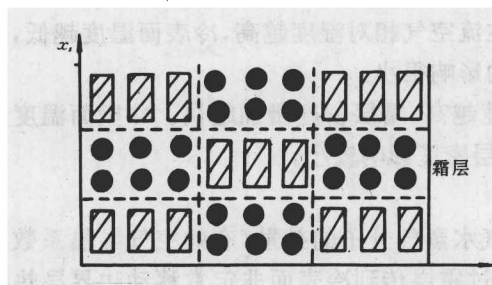


图 1-5 低密度或高多孔率霜层

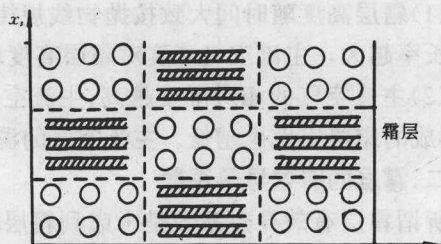


图 1-6 高密度或低多孔率霜层

4. 冰柱、空气—冰块混合物、含空气泡冰层的并串联上下两层模型^[11]

1984 年作者总结了国外学者提出的几种霜层结构模型，根据几年的实验和理论研究，提出了霜结构的并串联上下两层模型。由图 1-7 可见，作者所提出的霜的这一物理模型上层为冰

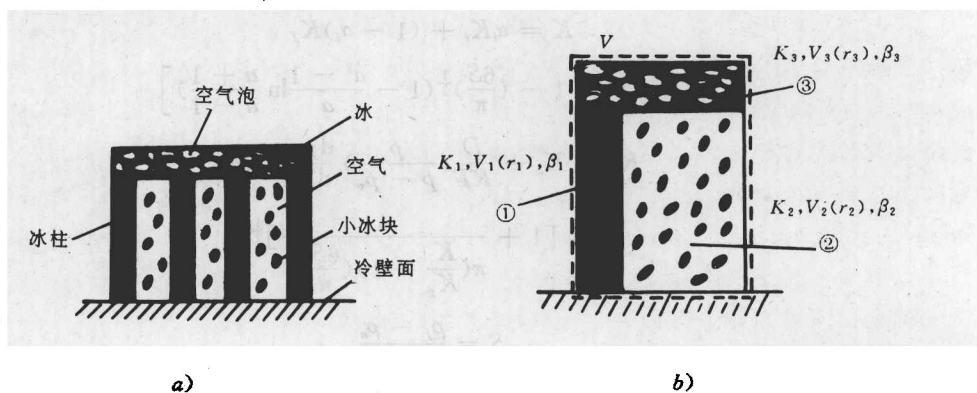


图 1-7 霜的并串联上下两层模型

层①，下层为并排(联)的冰柱②和空气—冰块混合物层③，①与②、③上下串联。因此视霜的结构由三个基本单元所组成：

垂直于冷壁面的冰柱；

空气和其中杂乱分布的小冰块(空气—冰块混合物)；

平行于冷壁面且空气泡在其中杂乱分布的冰层。

当冷壁面开始结霜时，在冷壁面上首先形成核化中心。核化中心是相互隔开的，以后随着空气中的水蒸气分子向冷表面扩散，形成向上生长的冰柱，并在冰柱之间的空气隙中形成杂乱分布的小冰块。当冰柱顶部分枝、网化时，便逐步形成包含空气泡的平行冰层。这个并串联上下两层模型比较全面地反映了作者所研究的霜层的实际形成过程，而且据此所建立的霜层有效导热系数方程更接近于实际。

第二节 环境参数对结霜的影响 霜层的有效导热系数

一、环境参数对结霜的影响

主流空气的相对湿度、流速、温度和冷壁面温度等环境参数对结霜的影响是人们关心的问题。以空气沿平板强迫运动这一基本情况而言，前人的实验和理论研究可归纳为：^{[12][13][14]}

(1) 霜层高度随时间大致按抛物线规律变化，主流空气相对湿度越高，冷表面温度越低，高度增长率越大。主流空气速度对霜层高度增长率的影响很小。

(2) 主流空气的相对湿度越高，主流空气的流速越高，霜层密度增加越快。冷壁面温度越低，形成的霜层密度也越低。主流空气的温度对霜层密度影响较小。

二、霜层的有效导热系数

所谓霜层有效导热系数是考虑到霜层中的空气水蒸气分子的扩散(有效空气导热系数)。霜层有效导热系数的研究，是研究主流空气热量通过霜层传到冷表面非定常移动边界导热的核心问题。它对在结霜工况下制冷蒸发器的优化设计，以及制冷系统运行管理，包括确定融霜周期等有重要的实用意义。下面介绍两种霜层有效导热系数的计算公式。^{[1][11]}

首先指明，^[11]由实验观察，影响霜层有效导热系数 K 的主要因素有：霜层的结构；霜层内的温度梯度引起的水蒸气的内扩散；霜表面粗糙度引起的涡流效应，

1. 由霜的多孔模型和霜的多孔—冰柱混合模型得出的霜层有效导热系数^[11]

$$K = \alpha_i K_i + (1 - \alpha_i) K_f \quad (1-7)$$

$$K_f = K_s / \left[1 - \left(\frac{6S}{\pi} \right)^{\frac{1}{3}} \left(1 - \frac{a^2 - 1}{a} \ln \frac{a+1}{a-1} \right) \right] \quad (a)$$

$$K_s = K_a + \frac{D}{RT} \left(\frac{p}{p - p_v} \right) \frac{dp_v}{dT} \cdot \Delta H \quad (b)$$

$$a = \left[1 + \frac{4}{\pi \left(\frac{K_i}{K_s} - 1 \right) \left(\frac{6S}{\pi} \right)^{\frac{2}{3}}} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (c)$$

$$S = \frac{\rho_f - \rho_a}{\rho_i - \rho_a} \quad (d)$$

将式(a)、(b)、(c)、(d)代入式(1-7)，可进行对霜层有效导热系数的具体计算。

以上各式中： α_i ——单位冷表面上冰柱所占的面积；

K_a ——空气的导热系数；

K_s ——考虑了水蒸气分子扩散的空气导热系数(有效空气导热系数)；

ρ_a ——霜层中空气密度;

S ——冰的体积成份。

式(a)适用在 $0 \leq S \leq 0.5236$ 的情况。

式(1-7)计算的 K 值在 $\rho_f / \bar{\rho}_f > 1$ 的范围内与实验数据吻合较好 ($\bar{\rho}_f \approx 250 \text{ kg/m}^3$), 但它存在的两个问题是:^[11]

(1) 在 $\rho_f / \bar{\rho}_f < 1$ 范围的误差较大。这是由于没有考虑到结霜初期霜表面粗糙而引起的涡流效应。这个问题值得进一步研究。

(2) α_i 是由显微照像资料测算而得, 这就使得式(1-7)在实际应用时产生困难。据分析, α_i 与结霜的环境参数有关, 因此进一步找出 α_i 与环境参数的具体关系可便于式(1-7)的应用。

2. 由霜的冰柱、空气—冰块混合物、含空气泡冰层的并串联上下两层模型得出的霜层有效导热系数^[11]

1) 霜层有效导热系数的无因次方程

1984 年作者提出霜的并串联上下两层模型,^[11]以冰柱、空气—冰块混合物与含有空气泡的平行冷壁面的冰层这三个基本单元组成霜层, 如图 1-7 a) 所示。取霜层的单元, 其体积以 V 表示, 并分别以 V_1 表示冰柱的体积, V_2 为空气—冰块混合物的体积, V_3 为含有空气的平行冰层的体积, 参见图 1-7 b), 则

$$V = V_1 + V_2 + V_3$$

上式两边除以 V , 则

$$1 = r_1 + r_2 + r_3 \quad (e)$$

式中: r_1 ——冰柱的体积成分;

r_2 ——空气—冰块混合物的体积成分;

r_3 ——含有空气泡的平行冰层的体积成分。

由式(e)可见, r_1 、 r_2 和 r_3 中只有两个是独立变量, 其变化均在 $0 \sim 1$ 之间。令冷壁面结霜面积为 1, 则

$$r_1 + r_2 + r_3 = 1/1 = 1$$

故 $r_1 + r_2 + r_3$ 又可视作霜层的相对高度, 其值为 1。其中 r_3 为平行冰层的相对高度, $r_1 + r_3$ 为冰柱或空气—冰块混合物的相对高度。

在冰柱和空气—冰块混合物这一层内, 冰柱和空气—冰块混合物是并联的, r_1/r_2 为这一层内冰柱面积与空气—冰块混合物面积之比。平行冰层与冰柱、空气—冰块混合物这一层则是串联的, 这两层的相对高度分别为 r_3 和 $r_1 + r_2$ 。这样就从霜的这一并串联物理模型中引出两个反映其结构的因子 r_1/r_2 和 r_3 。称 r_1/r_2 和 r_3 为霜层的结构因子, 它们都是无因次量。其变化范围: $0 \leq r_3 \leq 1$; $r_1/r_2 \geq 0$ 。

r_1/r_2 与 r_3 , 不仅与外部环境参数有关, 而且与结霜时霜层生长过程有关。

如图 1-7 b) 所示, 设三个基本单元和霜层单元的导热系数和孔隙度分别为 $K_1, \beta_1, K_2, \beta_2, K_3, \beta_3, K, \beta$ 。现应用结构因子和三个基本单元导热系数的理论公式来推导霜层有效导热系数的无因次方程。

冰柱与空气—冰块混合物并联, 其并联导热系数 $K_{1,2}$ 为

$$K_{1,2} = \frac{r_1}{r_1 + r_2} K_1 + \frac{r_2}{r_1 + r_2} K_2 = \frac{1}{r_1 + r_2} (r_1 K_1 + r_2 K_2) \quad (f)$$

冰柱、空气—冰块混合物与平行冰层串联,于是

$$\frac{1}{K} = \frac{r_1 + r_2}{K_{1,2}} + \frac{r_3}{K_3}$$

将式(f)代入上式,经整理可得霜层的导热系数 K 为

$$K = \frac{K_3(r_1 K_1 + r_2 K_2)}{(r_1 + r_2)^2 K_3 + r_3(r_1 K_1 + r_2 K_2)} \quad (g)$$

冰柱为单一的冰结构,冰的导热系数为 K_i ,则

$$K_1 = K_i \quad (h)$$

空气—冰块混合物是以空气为连续相、小冰块在其中杂乱分布而组成。按 Maxwell-Rayleigh 方程,其导热系数 K_2 为

$$K_2 = K_i [3 - 2\beta_2(1 - \alpha)] / (3 + \beta_2 \frac{1 - \alpha}{\alpha}) \quad (i)$$

含有空气泡的平行冰层可认为是以冰为连续相、小空气泡在其中杂乱分布而组成的。按 Maxwell-Rayleigh 方程,其导热系数 K_3 为

$$K_3 = K_i (1 - 2\beta_3 \frac{1 - \alpha}{2 + \alpha}) / (1 + \beta_3 \frac{1 - \alpha}{2 + \alpha}) \quad (j)$$

以上两式中, $\alpha = K_{\infty}/K_i$, $\beta = (\rho_i - \rho_f)/(\rho_i - \rho_a)$ 。其中, K_{∞} 为考虑到霜层中空气内水蒸气分子扩散因素的有效空气导热系数。

实验证明,^[15]在霜层增长过程中,霜的密度虽然随时间而变,但沿垂直于冷表面方向上的霜的密度是不变的。据此,可推得

$$\beta_3 = \beta \quad (k)$$

$$\beta_2 = (1 + \frac{r_1}{r_2})\beta \quad (l)$$

将式(h)、(i)、(j)、(k)、(l)代入式(g)中,经整理可得

$$\frac{K}{K_i} = \frac{3 + \beta(1 - \alpha)(\frac{1}{\alpha} \frac{r_1}{r_2} - 2)}{(1 - r_3)[3 + \beta \frac{1 - \alpha}{\alpha}(1 + \frac{r_1}{r_2})] + r_3[3 + \beta(1 - \alpha)(\frac{1}{\alpha} \frac{r_1}{r_2} - 2)]} \times \frac{1}{(1 + \beta \frac{1 - \alpha}{2 + \alpha}) / (1 - 2\beta \frac{1 - \alpha}{2 + \alpha})} \quad (1-8)$$

因为霜层中的空气导热系数是取有效空气导热系数,所以霜层的导热系数 K 称为有效导热系数。式(1-8)中的 α 、 β 、 r_1/r_2 和 r_3 均为无因次量,称式(1-8)为霜层有效导热系数的无因次方程。

从式(1-8))可以看出,因为 α 和 K_i 与温度有关, β 与密度有关,所以霜层的有效导热系数由霜的温度、密度和结构来确定。这就是说,如果霜层有相同的温度和相同的密度,其有效导热系数可以因反映霜层结构的因子 r_1/r_2 和 r_3 不同而相差很多。

与导热系数的理论公式比较,式(1-8)因引入了结构因子,因而接近实际的霜层;与纯经验公式比较,式(1-8)概括了霜层有效导热系数从其下限(空气)到上限(冰)的全部变化,因而较为正确地描述了霜层形成的整个过程。

2) 结构因子 r_3 的确定

在利用式(1-8)计算霜层有效导热系数时,必须有 r_3 和 r_1/r_2 的确定的数值。 r_3 的数值可用

测定霜层高度的方法确定。如前所述,在结霜初期,平行冷表面的含有空气泡的冰层没有形成,因此 $r_3=0$ 。在强迫运动时,平板结霜实验观察^[9]表明,各种不同外部环境参数下的霜层,当其密度 $\rho_f=250\text{kg/m}^3$ 时,霜表面均因网化而趋于光滑平面。可以认为,当

$$\beta > \beta_n = \frac{\rho_i - 250}{\rho_i - \rho_a}$$

时, $r_3=0$; 而 $\beta \leq \beta_n$ 时, r_3 从零增加。可将 $\beta=\beta_n$ 时的霜层高度以符号 x_n 表示: $x=x_n$ 时, $r_3=0$, $x > x_n$, (即 $\beta < \beta_n$) 时

$$r_3 = \frac{x - x_n}{x} = 1 - \frac{x_n}{x} \quad (1-9)$$

在没有可资利用的实验数据时,可在用数值法求霜层高度变化的计算过程以式(1-9)计算 r_3 。

3) 结构因子 r_1/r_2 的无因次式

当 $r_3=0$ 时, r_1/r_2 可由摄影观察确定数值,现在也没有可供使用的实验数据。当 $r_3 > 0$ 时,由于平行冰层的覆盖, r_1/r_2 也无法用摄影观察确定数值。这种情况下,可将式(1-8)改写为

$$\begin{aligned} \frac{r_1}{r_2} = & \left\{ (1 - r_3) \left(3 + \beta \frac{1 - \alpha}{\alpha} \right) \frac{K}{K_i} - [3 - 2\beta(1 - \alpha)] \times \right. \\ & \left. [1 - r_3 \frac{K}{K_i} (1 + \beta \frac{1 - \alpha}{2 + \alpha}) / (1 - 2\beta \frac{1 - \alpha}{2 + \alpha})] \right\} \div \\ & \left\{ \beta \frac{1 - \alpha}{\alpha} [1 - (1 - r_3) \frac{K}{K_i} - r_3 \frac{K}{K_i} (1 + \beta \frac{1 - \alpha}{2 + \alpha}) / (1 - 2\beta \frac{1 - \alpha}{2 + \alpha})] \right\} \quad (1-10) \end{aligned}$$

根据式(1-10),在已确定 r_3 的情况下,可按实验测得的 K 、 β 以及按温度计算所得的 α 、 K_i 等数据,算出 r_1/r_2 。林勇二郎^[9]的实验条件为空气沿平板强迫流动,其环境参数:冷壁面温度 T_w 、主流空气含湿量与对应于冷壁面温度下饱和空气含湿量之差 ΔC 、主流空气速度 V_∞ 的数据由表 1-1 示出。当 $\rho_f=250\text{kg/m}^3$ 即 $\beta=\beta_n$ 时,按式(1-10)计算得出 $(r_1/r_2)_n$,也列入表 1-1 中。

表 1-1

环境参数与 $(r_1/r_2)_n$ 的计算数据

$T_w(\text{K})$	$\Delta C(\text{kg/kg})$	$V_\infty(\text{m/s})$	$(r_1/r_2)_n$
254.55	0.0075	2	0.0283
		4	0.0496
		6	0.0602
268.0	0.0045	2	0.0377
		4	0.0795
		6	0.1068

作者按照 π 定理,得出结构因子 r_1/r_2 与环境参数间的无因次方程为

$$\frac{r_1}{r_2} = f(Re, \frac{\Delta C}{T_w T_0})$$

式中, Re 为雷诺数, T_0 为水的三相点温度。如将上述无因次方程以指数形式表示,则

$$\frac{r_1}{r_2} = C Re^{n_1} \left(\frac{\Delta C T_0}{T_w} \right)^{n_2}$$

综合林勇二郎给出的实验数据,作者用最小二乘法求得 $C = 4.768 \times 10^{-8}$, $n_1 = 0.8308$, $n_2 = -0.7887$ 。于是, r_1/r_2 与环境参数间无因次经验公式为

$$\frac{r_1}{r_2} = 4.768 \times 10^{-8} Re^{0.8308} \left(\frac{\Delta T_0}{T_w} \right)^{-0.7887} \quad (1-11)$$

式中, Re 的定性温度取主流空气的温度,定性速度取主流空气速度,定性尺寸为平板沿流动方向的板长。上式中的 ΔC 取主流空气的含湿量与霜表面温度下饱和空气含湿量之差。

式(1-11)有较明确的物理意义。从式中可以看出,在 Re 一定时, ΔC 越高, T_w 越低, r_1/r_2 越小。这与晶体生长的理论是一致的。此时晶体生长快,因而冰柱是“细长型”的;在 $\frac{\Delta T_0}{T_w}$ 一定时, Re 越大, r_1/r_2 就越大。这是因为 Re 越大,主流空气与冷壁面接触的水蒸气分子就越多,核化中心数就多,于是冰柱密集,因而冰柱是“胖矮型”。这样,通过环境参数对 r_1/r_2 的影响可以明显看出, Re 越大, T_w 越高, ΔC 越低, r_1/r_2 就越大,从而使霜层的有效导热系数 K 增加。

由于可供综合实验的数据较少,因此式(1-11)中关于 C 、 n_1 、 n_2 的取值只是初步的。当用数值法求解霜层高度、霜层密度和霜表面温度随时间而变化的数据时,也就提供了应用式(1-8)、式(1-9)、式(1-11)计算 K 值的数据。而 K 值又是计算霜层高度、密度和霜表面温度所需的数据,因此在迭代中可以得到收敛的解。

4) 应用举例

下面是霜层有效导热系数无因次方程式(1-8)及式(1-9)、式(1-11)计算霜层高度增长的应用举例。

这里引用了 Jones^[2]提出的数值法,只是把 Jones 计算中所用的霜层导热系数公式^[3]改为作者提出的式(1-8)、式(1-9)及式(1-11)。

5 组强迫运动时的平板结霜的环境参数(实验条件)如表 1-2 所示。其霜层高度随时间变化的曲线如图 1-8 所示。

表 1-2

环 境 参 数

№	主流空气温度 (K)	主流空气含湿量 (kg/kg)	主流空气速度 (m/s)	平板冷壁面温度 (K)
1	294.87	0.0108	2.96	245.32
2	294.54	0.0106	2.57	254.76
3	295.71	0.0117	2.92	264.54
4	296.21	0.0141	1.37	244.87
5	294.35	0.0090	1.26	245.42

与实验数据比较, Jones 曲线的相对误差为 25%, 而且从 Jones 曲线的趋势来看, 随着时间的增加, 偏差越来越大。而本曲线与实验数据比较, 相对误差最大为 +10.2%, 且本曲线的变化趋势也较为逼近实验数据。

从比较可见, 由于作者所作出的曲线与 Jones 曲线的区别仅仅是使用的导热系数计算公式不同, 所以至少在这 5 组环境参数的范围内, 作者提出的霜层有效导热系数计算公式应用于数值计算是适当的。