



中国工程热物理学会

传热传质学学术会议论文集

上册

一九九一

烟台



目 录

I. 热传导

1. 非稳态导热充分发展阶段的分析计算 辛荣昌 陶文铨 I-1
2. 多孔介质作保冷时含湿结冰带对有效导热系数的影响 陈则韶 赵茂生 I-7
3. 具有移动边界的传热实验研究 付宝群 程尚模 I-13
4. 等截面直肋一维修正传热方程 过仁师 I-19
5. 保温车隔热性能测试的一种新方法 高青 张忠进 金文桂 I-27
6. 卷绕电缆温升计算方法研究 刘淞伯 高澜庆 王宝英 I-31

II. 自然对流

1. 封闭空腔内自然对流紊流竖边界层近角区速度分布的实验研究
..... 杨世铭 胡鹤松 I-1
2. 封闭空腔内自然对流紊流竖边界层温度场及换热的实验研究
..... 杨世铭 胡鹤松 I-5
3. 有内加热体的三维封闭空间湍流自然对流换热的数值研究
..... 任泽需 张登富 李现昌 I-11
4. 变物性条件下竖直加热表面上自然对流传热和传质分析
..... 姜培学 任泽需 王补宣 I-17
5. 竖板上一个平凸台热源的自然对流散热 林兆庄 许嘉钰 王补宣 I-25
6. 竖板通道内气体自然对流换热危机现象分析 郭小波 过增元 I-31
7. 复杂条件下二维层流非稳态自然对流的数值模拟 凌长明 陶文铨 I-37
8. 封闭空腔内两个等价自然对流换热问题 杨沫 王育清 赵敏 陶文铨 I-43
9. 测量自然对流湍流温度脉动值方法研究 杨世铭 胡鹤松 余钧 I-49
10. 水平放置的轴对称小热源自然对流的实验研究 朱德忠 陈国光 I-57
11. 竖板自然对流流场与温度场的数值计算 郑朝晖 万跃鹏 范维澄 I-65
12. 矩形空腔内多个离散热源自然对流数值分析 陈礼 I-73
13. 狭窄矩形槽道内水平椭圆翅片管束的自然对流换热试验研究
..... 黄锐剑 萧雪葵 黄素逸 I-81
14. 极限偏心半环形空间自然对流传热的数值分析 何杰 王健敏 陈忠军 I-87
15. 定液位均匀受热并联竖管内的换热 牟楷 吉彪 I-93

III. 受迫与混合对流

1. 空冷器管组内紊流强制对流换热的热阻分离法测定
..... 陶文铨 康海军 辛荣昌 李惠珍 李妩 III-1
2. 翅片管束瞬态传热研究 凌旭 陶昕宽 田永生 III-7
3. 径向温度梯度对旋 Couette 流的稳定性的影响 徐行 过增元 III-13

4. 覆网多孔表面的降膜换热特性	蒋章焰 马同泽	III - 21
5. 管内旋流特性数值研究	涂建平 顾维藻 神家锐	III - 27
6. 水平挡板对竖直边界层干扰的研究	杨世铭 胡鹤松 余钧	III - 33
7. 湍流热边界层对 LDA 测量的影响的研究	杨世铭 胡鹤松 余钧	III - 41
8. 常温——600k 固体表面定向全发射率的试验研究	井世贤 程曙霞 葛新石 姚成才	III - 47
9. 竖直同心套筒内的混合对流	张朝民 过增元	III - 53
10. 收敛通道内气膜孔及其与矩形肋复合的强化传热	神家锐	III - 59
11. 近距离散冲击流动换热实验研究	邱绪光 康滢 周维	III - 67
12. 热对泰勒涡生成及结构的影响	黄为民 葛景信 蒋旭平	III - 73
13. 二维直涡核的轴对称涡的非定常摄动解	冯懿治 黄为民	III - 81
14. 离心力场中等截面加热管流阻力的研究	黄为民 陈泽敬 孟祥墉	III - 89
15. 射流对矩形空腔冲击传质特性研究	李沛文 陶文铨	III - 97
16. 水下加热轴对称体自然湍斑的生成和发展	杨立 周福国 华顺芳 杜先之	III - 103
17. 水下旋成体加热减阻的测量实验研究	周福国 华顺芳 杜先之	III - 109
18. 正弦波翅片管换热器传热和阻力特性的实验研究	李惠珍 李妩 辛荣昌 康海军 陶文铨	III - 115
19. 表面波纹对肋片的强化散热作用	胡桅林 董世平 吕春晓	III - 121
20. 横掠椭圆翅片管的放热研究	杨金宝 魏秉武	III - 129
21. 等温限制空间旋流强度的研究	刘文全 苍大强 张先棹	III - 135
22. 湍流自然对流与表面辐射相互耦合的开口空腔中的流动与传热	林成先 辛明道	III - 141
23. 空腔内的湍流混合对流与辐射的相互作用	林成先 辛明道	III - 149
24. 管内非限定性旋流的流动特性研究	王岳 涂建平 刘文艳 顾维藻	III - 157
25. 后掠梯形——旗形动态插入件对管内紊流强化换热的研究	宋东辉 裘烈钧 宋宪耕	III - 165
26. 近距离散冲击射流宏观流动品质的研究	康滢 周维 邱绪光	III - 172
IV. 相变换热		
1. 多孔物料床的池沸腾换热特性及其改善方法	王补宣 马骥 施明恒	IV - 1
2. 过冷液体高速流动膜沸腾的传热极限及热力学非平衡性	彭晓峰 王补宣	IV - 7
3. 池内沸腾热滞后机理的研究	施明恒 马骥	IV - 13
4. 池内泡状沸腾的管束效应	施明恒 丁峰 纵向阳	IV - 19
5. 非共沸混合工质池沸腾特性及其强化的研究	林瑞泰 闫润生	IV - 25
6. 薄层多孔介质在高于一个大气压时的沸腾传热实验	张洪济 蒋爱华	IV - 33
7. F12 在小间距螺旋线圈管内的流动沸腾传热及流阻的实验研究	童明伟 陈波 陈礼 张洪济	IV - 39

8. 两相闭式热虹吸管加热段换热特性的研究	何家伦 马同泽 张正芳	IV - 47
9. 两相闭式热虹吸管沸腾换热的研究	陈向群 张正芳 马同泽	IV - 53
10. 窄空间内自然对流沸腾传热	夏春林 胡槐林 过增元	IV - 59
11. 具有糊状区相变对流传热问题的数值模拟	林建国 赖国璋	IV - 67
12. 定热流竖壁附近纯冰熔化过程的传热研究	陈汉平 周悦文	IV - 73
13. 量子化学方法用于预测实现滴状冷凝新表面材料的研究	赵起 林纪方	IV - 79
14. 液滴在热液相介质中上升汽化时的传热与传质	孙长贵 徐维勤 沈自求 王示	IV - 85
15. 制冷剂在微细肋管内凝结和沸腾换热性能及其阻力性能的准则关联式	王维城 张立宁 王苏清 刘建华	IV - 93
16. 新型的实现滴状冷凝表面材料的研究	马学虎 宋永吉 徐敦顺	IV - 101
17. 含不凝气(空气)的水蒸气在波纹槽道内凝结换热实验研究	罗棣庵 黄良璧	IV - 107
18. 同时考虑过冷沸腾和饱和沸腾的自然循环回路流动不稳定性分析	杨瑞昌 冯俊凯	IV - 113
19. 凝结式降膜吸收过程的值解	郭开华	IV - 119
20. 强化流动沸腾换热机理的分析与研究	刘中良	IV - 127
21. 非共沸混合工质水平管外自然对流膜状凝结换热的研究	魏保太 陈民 魏杰	IV - 133

V. 多孔介质传热与传质

1. 水历经垂直多孔介质同心套管的传热实验研究	王补宣 杜建华	V - 1
2. 含内热源多孔介质中的混合对流	卞卫 王补宣	V - 7
3. 旋转圆筒上多孔介质对流传质的喷射强化研究	章熙民 王令祺 李惟毅 李汛	V - 15
4. 带有内热源的竖直多孔介质薄层中热对流稳定性分析	邹延云 曾丹苓 敖越	V - 21
5. 非牛顿流体在多孔介质中的自然对流—变热流边界条件下的相似解	张平 屠传经 王朝阳 张晓奋	V - 29
6. 测定非饱和多孔介质毛细压力和最小梯度的竖管稳定态法	虞维平 王素美 曹宏章 施明恒 王补宣	V - 37
7. 含单蒸发表面的非饱和多孔介质热质传递数学模型	李开勤 刘伟 王崇琦 皮博民	V - 43
8. 非牛顿流体在多孔介质中瞬态自然对流的半相似解法计算	王文 屠传经 张晓奋 严建平	V - 51
9. 多孔介质蒸发制冷及传热传质性能的预测	刘伟 李开勤 王崇琦 周向阳 康忠新	V - 57
10. 松散介质孔隙率渗透率的测定	雷树业 包素锦 王维城 王补宣	V - 65

11. 具有对流换热的多孔介质相变问题的相似解..... 董玉冰 程尚模 V-71
12. 淋水填料层中传热与传质过程的研究..... 陆亚俊 张宏顺 V-77

VI. 高温与热辐射

1. 高纯度难熔金属的热辐射特性..... 程曙霞 张永忠 高举文 姚成才 VI-1
2. 二维矩阵封闭空腔复合导热辐射换热计算..... 胡昌洪 杨强生 VI-7
3. 二维半透明非灰体介质内辐射与导热的非稳态复合换热求解
..... 谈和平 鲍亦令 李林 VI-13
4. 高温流化床水平埋管局部瞬态换热系数的测量技术
..... 李宏顺 毕凯军 黄文迪 钱壬章 VI-21
5. 线性辐射反演确定液滴粒径的分布 谈和平 余其铮 阮立明 VI-27
6. 用简化 Mie 理论求微粒复折射率的透射法 余其铮 苏建良 谈和平 VI-35
7. 高温流化床内的辐射换热 邓作波 余其铮 VI-43
8. 园筒型管式加热炉中加装多孔介质强化辐射传热的研究 ... 刘宪秋 张宏元 VI-51
9. 高温流化床水平埋管与床层间辐射换热的实验研究
..... 李宏顺 黄文迪 钱壬章 袁明端 吴尽 VI-59

VII. 工业应用, 换热器及其它

1. 模拟生物食品材料的解冻/冷冻传热实验 曾欣 辛明道 张大明 VII-1
2. 物料加热最优过程的反向研究..... 李宗瑞 陆钟武 VII-7
3. 生姜干燥特性的模拟研究 涂颀 王朝晖 田晓言 毛润治 VII-13
4. 薄层物料干燥过程动态模拟研究 岑幻霞 杜鹃 VII-19
5. 虾仁干燥特性的试验研究与分析 毛润治 田晓亮 凌振波 涂颀 VII-25
6. 煤块微波对流干燥过程中风速对干燥速率的无影响区
..... 张正荣 庞麓鸣 刘雅琴 张建成 刘明涛 孟霞 VII-31
7. 毛皮类物料干燥特性研究 杜鹃 岑幻霞 VII-37
8. 非稳态干燥动力学优化实验研究 褚治德 王德新 刘嘉智 孟宪玲 VII-43
9. 利用热镜膜提高白炽灯光效的理论研究(I)
..... 张寅平 葛新石 高举文 梁新刚 VII-49
10. 利用热镜提高白炽灯光效的理论研究(II)灯丝绕制及泡内充不同气体对光效的影响
..... 张寅平 葛新石 梁新刚 VII-55
11. 辐射—扰流式空气预热器中辐射—对流耦合传热分析(III)—MONTE CARLO
..... 余钧 方松强 钟之英 沈炎 VII-61
12. 冰箱蓄冷器的热力运行工况分析..... 陈则韶 陈梅英 VII-67
13. 用增加冷凝器热容的方法提高电冰箱效率的研究..... 陈则韶 李俊凌 VII-75
14. 三流体分离型热管换热器的传热分析..... 石程名 辛明道 陈远国 VII-81
15. 椭圆矩形翅片管散热器的优化分析..... 黄素逸 廖四清 VII-87
16. 多股流换热器的优化设计..... 李科群 李美玲 罗行 VII-93

17. 利用热镜防止汽车挡风玻璃结霜的理论和实验研究——Ⅰ 实验研究部分	张寅平 葛新石 梁新刚	Ⅶ—99
18. 同时确定换热器管内介质放热系数的经验方法	杨瑞昌 鲁钟琪 施德强 朱宁 宋歌 王淑清 吕理荣 刘素珍 陈国杰 王晔 游泳	Ⅶ—105
19. 具有自动清灰功能的中温板式空气预热器的试验研究	刘震炎 苏跃红 吴荣贵	Ⅶ—111
20. 列管式废热锅炉换热器大管管间液体流速场和温度场的实验研究	张鸣远 郭烈锦 朱长新 陈学俊 王普勋 朱琳	Ⅶ—117
21. 换热器传热特性试验方法探讨	高青 卓宁 马其良	Ⅶ—125
22. 评价板式换热器传热及流阻综合性能的方法	詹宗勉 袁金良 潘延龄	Ⅶ—131
23. 管槽内对流换热过程的热力学分析及性能比较	李友荣 靳新聪 唐经文	Ⅶ—139
24. 增压循环流化床内竖直埋管传热的试验研究	沈湘林 刘坤磊 徐益谦	Ⅶ—145
25. 循环流化床中的传热试验研究	程乐鸣 骆仲浚 倪明江 方梦祥 李绚天 岑可法	Ⅶ—151
26. 多层流化床固体颗粒停留时间分布的研究	王雪峰 刘登瀛 贾建国 孔繁英 孟群	Ⅶ—159
27. 流化床内换热表面附近的温度场分布及其对建立传热数学模型的影响	王立 倪学梓 冯旭 吴平	Ⅶ—167
28. 沸石块的吸附脱附和传热性能的实验研究	刘震炎 王桂娟 蒋栋 钱朝龙	Ⅶ—175
29. 初期 Taylor 弥散的实验观察	郗大光 陈家晔 王荣生	Ⅶ—183

Ⅷ. 数值模拟

1. 二维矩形封闭空腔内复合导热辐射问题的数模型和 Bickley 函数	杨强生 胡昌洪 许志雄	Ⅷ—1
2. 温度梯度对稀薄高温电离气体中颗粒传热与受力的影响	陈熙 陶新	Ⅷ—7
3. 高温换热设备管口区域紊流对流—导热耦合传热的数值分析	李隆键 张洪济	Ⅷ—13
4. 脉管制冷机的数值模拟	朱绍伟 陈钟頔 吴沛宜	Ⅷ—21
5. 三维问题中正交贴体从标的生成及数值计算	孟祥塘 周欣	Ⅷ—27
6. 角系数自动剖分有限元解法	张风远	Ⅷ—35
7. 封闭空间内气体浓度差引起的流动与质交换的数值分析	李先庭 江亿	Ⅷ—43
8. 燃煤流化床锅炉自由空间传热数学模型及应用	上官斌 缪德林	Ⅷ—51
9. 净化钠冷井的数值分析	张金玲 张贵勤 穆全厚	Ⅷ—57
10. 开缝翅片肋效率的数值计算	吕树申 陶文铨	Ⅷ—63
11. 高效节能锻造炉蓄热室传热数学模型的研究	沈颐身 颜世宏 苍大强 张先棹	Ⅷ—69

12. 自由旋流旋流数 Sw 的理论求解及实验并联式	程林 裘烈钧	VII—77
13. 采用固相分数概念改进焓法传热有限元计算	陈罕 周昆颖 李守杰	VII—85
14. 轴对称微分相似理论	范铭 李力	VII—91
15. 热传导计算中的有限元多重网格方法	姚小民	VII—99
16. 辐射角系数计算的边界元法	黎和昌	VII—105
17. CVFEM 方法在热传导型问题中的应用及其前置处理	王旭 严传俊	VII—111
18. 偏心底吹熔池内三维流动计算及传热传质分析	李宝宽 赫冀成 陆钟武	VII—119

IX. 测量与显示技术

1. 瞬态液晶传热测量技术	神家锐	IX—1
2. 用快速响应薄膜热电偶研究内燃机壁面温度对瞬态传热的影响	俞水良 熊伟 肖永定 蒋德明	IX—7
3. 用光交流法测量电子陶瓷薄层材料的热扩散率	顾毓沁	IX—13
4. 半球向全发射率卡计测定法的适用性研究	程曙霞 葛新石 姚成才 高举文 张永忠	IX—19
5. 流体导热系数的热线瞬态法测量	阴建民 郭建翔 赵中友 谭连城 赵敏	IX—25
6. 二氧六环——醇类二元体系导热系数的测定与并联	邵定波 宗汉兴 林瑞森	IX—31
7. 一种同时测定热镜膜光学、热辐射性质及电学性质的方法	张寅平 葛新石 周创 梁新刚	IX—39
8. 稳态卡计法测定半透明材料半球向全发射率的研究	姚成才 葛新石 程曙霞	IX—47
9. 岩石和原油导热系数测定装置的建立	叶锦春 刘敏 岳瑞来 周立幸 房桂珍 徐振章 刘宝良	IX—53
10. 机械加工表面接触热阻的计算	皇甫哲 陶钟 史维祥	IX—61
11. 非稳态换热问题实测数据的正则平滑法	李希靖 王肖多	IX—69
12. 点接触热比较器法的一套简易计算式及其应用	刘震炎	IX—75

补遗:

1. 高粘幂律非牛顿流体在管内流动和传热的计算	严建平 许学浩 刘均洪	X—1
-------------------------------	-------------	-----

非稳态导热充分发展阶段的分析计算*

辛荣昌 陶文铨
(西安交通大学热工教研室)

一、引言:

对于常物性非稳态导热, 在一定的边界条件下, 当加热(或冷却)时间足够长后物体内部温度分布与初始条件无关只取决于加热(或冷却)的规律即边界条件, 此时无量纲温度分布保持不变, 这时我们称温度分布进入充分发展阶段。达到充分发展以前的阶段称为初始阶段。工程上大部分非稳态导热问题所关心的温度范围多处于充分发展阶段。实际上工程计算中所采用的诺谟图(即Heisler图)也只能用来计算充分发展阶段的温度。因此, 与对流换热问题一样, 对充分发展阶段温度分布及热交换特性的研究对解决某些边界条件下的非稳态导热问题具有重要意义。

非稳态导热充分发展阶段(正规状况)的概念首先由苏联学者提出[1]并把这一理论应用于热物性的测量[2]。但在随后的二、三十年中, 由于没有找到更广泛的应用, 一直未得到足够的重视。1979年S.V.Patankar把非稳态导热充分发展的概念与通道内对流换热充分发展的概念相类比, 给出了充分发展阶段更严格的定义, 即无量纲温度分布保持不变, 并提出了直接求解非稳态导热充分发展阶段温度分布的基本思想, 并对一维问题进行了求解[3]。文献[6]从一般意义上进一步论述了充分发展阶段的非稳态导热概念, 丰富了这一概念的内涵。本文作者对文献[3]中的方法进行了一定的改进给出了恒温介质对流边界条件下非稳态导热充分发展阶段一般情况下的数学描写和求解方法, 成功地把这一方法应用于一种导热反问题的计算[5]。本文在一维问题解的基础上成功地应用分离变量法对几种特殊情况下的二维及三维问题充分发展阶段的无量纲温度分布和冷却特性进行了计算。

二、数学描写及求解思想:

对常物性, 无内热源, 恒温介质对流边界条件下, 表面对流换热系数与时间无关的非稳态导热问题, 充分发展阶段导热微分方程及边界条件可表示为下面的无量纲形式[5]:

$$\nabla^2 \Theta + Fo \times \Theta = 0 \quad (1-a)$$

$$d\Theta/dN = -Bi \times \Theta \quad (1-b)$$

$$Fo \times V = \int \int r Bi \times \Theta d\Gamma \quad (1-c)$$

根据 Θ 的定义: $\int \int \int v \Theta dV = V \quad (1-d)$

各无量纲量定义如下:

$$\Theta \equiv (t - t_{\infty}) / (t_0 - t_{\infty}) \quad X \equiv x/L \quad Y \equiv y/L \quad Z \equiv z/L$$

$$Fo = m \times L^2 / a \quad Bi = \alpha \times L / \lambda$$

其中: $t_0 = \int \int \int_V t \times dV / V$; m 为冷却率(或加热率), $m = -(d(t - t_{\infty}) / d\tau) / (t - t_{\infty})$ 为一常数; L 为物体的特性尺寸。 Fo 越大则物体的冷却(或加热)速度越快, 据此称它为冷却(加热)因子。

对于给定问题, 通过对方程组(1)进行数值求解即可得到充分发现阶段无量纲温度分布及冷却特性。

本文作者对文献[3]中方法的改进, 主要是根据物体总体热平衡关系建立了(1-c)式, 即 Fo 与 Bi 之间的显函数关系, 并使 Fo 具有明确的物理意义。文献[3]中没有给出(1-c)式使得上述方程组的直接求解难以进行。为了得出用迭代方式确定 Fo (文献[3]中为 λ) 的方法, S.V. Patankar 采用了 $\Phi = \Theta / Fo$ 为求解变量, 对如下关于 Φ 的微分方程组进行求解:

$$\nabla^2 \Phi + Fo \times \Phi = 0 \quad (2-a)$$

$$d\Phi / dN = -Bi \times \Phi \quad (2-b)$$

$$Fo = V / \int \int \int_V \Phi dV \quad (2-c)$$

引入(1-c)式, 可以直接求出 Θ 的分布而不必引入变量 Φ 。同时(1-c)式揭示出了 Fo 与 Bi 的显函数关系, 使得下面应用分离变量法对一些典型几何形状的二维及三维问题的求解得以顺利进行, 也使得可以对给定 Fo 求解 Bi 及 Θ 分布的反问题进行求解[5]。

上述方法及求解思想还可以用来计算通道内层流充分发展段的换热问题。

三、一维问题的解:

1. 无限大平板问题:

对于宽为 $2 \times L$ 的无限大平板(如图1), 方程组(1)可转化为:

$$d^2 \Theta / dX^2 + Fo \times \Theta = 0 \quad (3-a)$$

$$d\Theta / dX \parallel_{X=0} = 0 \quad (3-b)$$

$$d\Theta / dX \parallel_{X=1} = -Bi \times \Theta \quad (3-c)$$

$$Fo = Bi \times \Theta \parallel_{X=1} \quad (3-d)$$

$$\int_0^1 \Theta \times dX = 1 \quad (3-e)$$

通过数值求解, Fo 与 Bi 的关系如表1所示, 不同 Bi 下平板内无量纲温度分布如图2所示:

2. 无限长圆柱及球体问题:

与平板问题类似, 对于半径为 L 的无限长圆柱及球体, 其无量纲方程可表示为:

$$\frac{1}{R^k} \frac{d}{dR} \left(R^k \frac{d\Theta}{dR} \right) + Fo \times \Theta = 0 \quad (4-a)$$

$$d\Theta / dR \parallel_{R=0} = 0 \quad (4-b)$$

$$d\Theta / dR \parallel_{R=1} = -Bi \times \Theta \parallel_{R=1} \quad (4-c)$$

$$\int_0^1 \Theta dR = 1/2 \quad (4-d)$$

$$Fo = 2 \times Bi \times \Theta \parallel_{R=1} \quad (4-e)$$

这里,

$R = r/L$, 圆柱体 $k=1$, 球体 $k=2$ 。

一系列 Bi 下 Fo 值和 Θ 分布分别示于表 2、3 及图 3、4。

Bi 等于 0 及 ∞ 的情况, 分别取一个很小和很大的数来计算。

图 2、3 可揭示了一个十分重要的现象: 对于无限大平板 $X=0.57$, 无限长圆柱 $R=0.685$, 球体 $R=0.753$, 所有曲线基本交于一点 $\Theta \approx 1$, 即这一点温度代表物体的平均温度, 对于物体冷却(或加热)过程中温度的测量和控制具有一定意义, 如金相学中用任球法测温将热电偶埋在 $R=0.753$ 的位置比埋在中心要好。

四、二维及三维问题的解:

同一般包括初始阶段的非稳态导热问题的求解类似, 恒温介质对流边界条件下几种典型几何形状的二维及三维非稳态导热问题充分发展阶段的解可以利用上述一维问题解的组合来求得。下面以无限长方柱体为例说明这种解的关系, 并给出几种情况下的结果。

对于截面如图 5 所示的无限长方柱体, 充分发展阶段的无量纲方程可表示为:

$$\partial^2 \Theta / \partial X^2 + \partial^2 \Theta / \partial Y^2 + Fo \times \Theta = 0 \quad (5-a)$$

$$\partial \Theta / \partial X \parallel x=0=0 \quad (5-b)$$

$$\partial \Theta / \partial Y \parallel y=0=0 \quad (5-c)$$

$$\partial \Theta / \partial X \parallel x=1 = -Bi \times \Theta \quad (5-d)$$

$$\partial \Theta / \partial Y \parallel y=L_2/L_1 = -Bi \times \Theta \quad (5-e)$$

$$Fo \times (L_2/L_1) = \int_0^{L_2/L_1} Bi \times \Theta \parallel y=L_2/L_1 \times dY + \int_0^{L_2/L_1} Bi \times \Theta \parallel x=1 \times dY \quad (5-f)$$

$$\int_0^{L_2/L_1} \int_0^{L_2/L_1} \Theta \times dX dY = L_2/L_1 \quad (5-g)$$

$$X=x/L_1, Y=y/L_1, Fo=m \times L_1^2/a, Bi=\alpha \times L_1/\lambda$$

对应厚度为 $2 \times L_1$ 及 $2 \times L_2$ 的无限大平板, 在相同冷却条件下方程组 (2) 可表示为:

$$d^2 \Theta_1 / dX^2 + Fo_1 \times \Theta_1 = 0 \quad (6-a)$$

$$d \Theta_1 / dX \parallel x=0=0 \quad (6-b)$$

$$d \Theta_1 / dX \parallel x=1 = -Bi_1 \times \Theta_1 \quad (6-c)$$

$$Fo_1 = Bi_1 \times \Theta_1 \parallel x=1 \quad (6-d)$$

$$\int_0^1 \Theta_1 \times dX = 1 \quad (6-e)$$

$$X=x/L_1, Fo_1=m_1 \times L_1^2/a, Bi_1=\alpha \times L_1/\lambda$$

以及:

$$d^2 \Theta_2 / dY'^2 + Fo_2 \times \Theta_2 = 0 \quad (7-a)$$

$$d \Theta_2 / dY' \parallel y'=0=0 \quad (7-b)$$

$$d \Theta_2 / dY' \parallel y'=1 = -Bi_2 \times \Theta_2 \quad (7-c)$$

$$Fo_2 = Bi_2 \times \Theta_2 \parallel y'=1 \quad (7-d)$$

$$\int_0^1 \Theta_2 \times dY' = 1 \quad (7-e)$$

$$Y'=y/L_2, Fo_2=m_2 \times L_2^2/a, Bi_2=\alpha \times L_2/\lambda$$

根据方程组 (5-7) 可以证明: $Fo = Fo_1 + Fo_2 \times L_1^2/L_2^2$ (8)

$$\Theta = \Theta_1(X) \times \Theta_2(Y') = \Theta_1(X) \times \Theta_2(Y \times L_1/L_2) \quad (9)$$

为方程组 (5) 的解。式 (8) 还可以表示为: $m = m_1 + m_2$, 即无限长圆柱

体的冷却率等于相应两个平板问题的冷却率之和。

同样，对于短圆柱及短方柱等二维、三维的非稳态导热问题，充分发展阶段以 Θ 定义的无量纲温度分布都可以用相应的二个或三个一维问题解的乘积来表示，冷却率等于相应二个或三个一维问题冷却率之和。

应用上述解的关系及一维问题的解，可以得到各种几何条件下无限长方柱、短圆柱、短方柱的解。表4中给出了 Fo 与 Bi 对应关系的部分结果。由式(9)及上面一维问题的结论，可以求得上述三类几何形状物体的温度分布及温度等于平均温度的点的位置。

值得指出的是，表中关于无限长圆柱体和方柱体的计算结果可以做为对流边界条件下圆形及矩形通道内slug流动对流换热问题的结果。对圆管和正方形方管，以当量直径为特性尺寸的Nusselt数可按下式计算：

$$Nu = 2 / (2/Fo - 1/Bi) \quad (10)$$

依此式对正方形管的计算结果与文献[7]中的结果完全一致。但计算方法要简单的多。

五、结论：

本文在对文献[3]中关于非稳态导热充分发展阶段问题的求解方法进行了改进的基础上，对平板、圆柱和球体的一维问题进行了更详细的求解计算，并建立了几种典型几何形状的二维、三维问题与一维问题解的关系，应用这一关系及文中关于一维问题的结果可以对任意形状的无限长方柱体、短圆柱及短方柱的冷却问题进行计算。计算结果表明：对于上述一维和多维问题，在充分发展阶段，存在对于任何冷却条件温度近似等于物体平均温度的点。

参考文献：

- [1] A.B.雷柯夫，热传导理论，高等教育出版社，1955，北京。
- [2] B.A.奥西波娃，传热学实验研究，高等教育出版社，1982，北京。
- [3] S.V.Patankar, The Concept of Fully Developed Regime in Unsteady Heat Conduction, 《Study in Heat Transfer》 - A Festschrift for E. R. G. Eckert, Hemisphere, Washington.D.C, 1979.
- [4] 扬世铭主编，传热学(第二版)，高等教育出版社，1987，北京。
- [5] 辛荣昌、陶文铨，非稳态导热充分发展阶段的概念及其在反问题研究中的应用，第四届计算传热会议，1991，济南。
- [6] 陶文铨，关于‘充分发展’概念的讨论，教材通讯，1989, No.1.
- [7] V.Javeri, Laminar Heat Transfer in A Rectangular Channel for The Temperature Boundary Condition of The Third Kind, Int.J.Heat Mass Transfer, vol. 21, pp 1029-1034, 1978.

表1: 无限大平板Bi与F_c的关系:

Bi	0.	0.1	0.2	0.5	1.0	2.0	5.0	10.	100.	∞
F _c	0.	.09675	.1874	.4268	.7402	1.160	1.726	2.042	2.419	2.467

表2: 无限长圆柱Bi与F_c的关系:

Bi	0.	0.1	0.2	0.5	1.0	2.0	5.0	10.	100.	∞
F _c	0.	.1951	.3807	.8851	1.577	2.558	3.959	4.750	5.668	5.783

表3: 球体Bi与F_c的关系:

Bi	0.	0.1	0.2	0.5	1.0	2.0	5.0	10.	100.	∞
F _c	0.	.2941	.5765	1.359	2.467	4.116	6.607	8.044	9.672	9.869

表4: 二维、三维问题Bi与F_c的关系:

形状 F _c Bi	无限长方柱		短圆柱		短方柱
	L ₂ /L ₁ =1	L ₂ /L ₁ =2	L/D=1	L/D=2	L×L×L
0.1	0.1935	0.1436	0.2919	0.2420	0.2903
0.2	0.3748	0.2754	0.5681	0.4687	0.5622
0.5	0.8536	0.6119	1.312	1.070	1.2804
1.0	1.480	1.030	2.317	1.867	2.221
2.0	2.320	1.560	3.718	2.958	3.480
5.0	3.452	2.237	5.685	4.470	5.178
10.	4.084	2.602	6.792	5.310	6.126
100	4.838	3.030	8.087	6.279	7.257
+∞	4.934	3.084	8.250	6.400	7.428

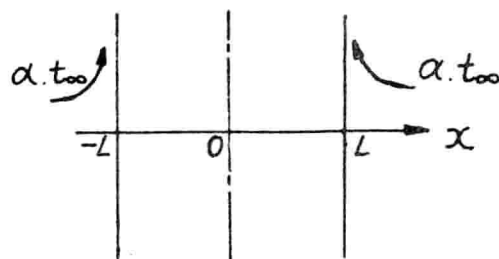


图1. 无限大平板

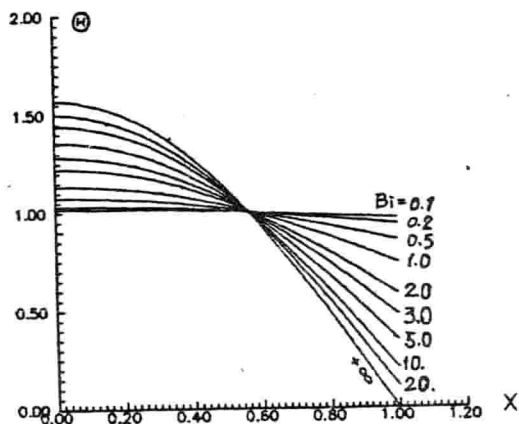


图2. 无限大平板 Θ 分布

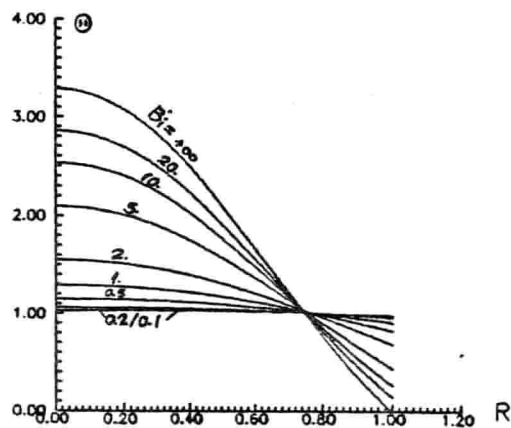


图4. 球体 Θ 分布

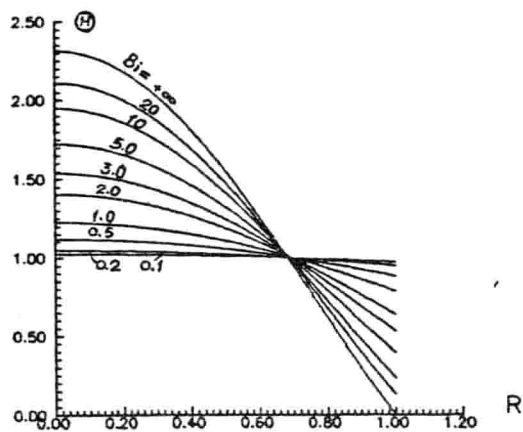


图3. 无限长圆柱 Θ 分布

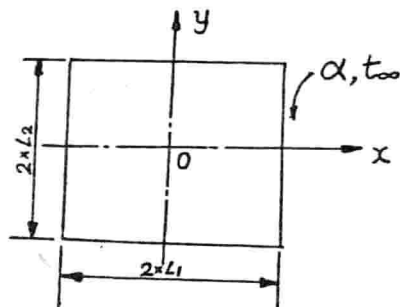


图5. 无限长方柱体端面示意图

• 自然科学基金资助课题

多孔介质作保冷时含湿结冰带对有效导热系数的影响

陈则韶 赵茂生
中国科技大学

摘 要

本文揭示了多孔介质作保冷时出现的结露结冰现象, 对这种复杂的有传热、传质、凝结、蒸发共存的藕合问题建立了物理模型和基本方程, 并给出了一维问题的解和实验结果。研究表明, 出现含湿结冰带的多孔介质将强烈地降低其隔热保冷能力。

关键词: 多孔介质, 结露、结冰、影响、导热系数

符 号 表

T	温度[K]	H_{ig}	凝结潜热[Jkg ⁻¹]
W	蒸汽浓度[kgm ⁻³]	D_v	蒸汽扩散系数[m ² s ⁻¹]
θ	液体饱和度[m ³ m ⁻³ 连通孔隙]	D_{Lm}	平均液体扩散系数[m ² s ⁻¹]
λ	导热系数[Wm ⁻¹ K ⁻¹]	ϕ	相对湿度
ρ_L	液体密度[kgm ⁻³]	下标: h	热边界
δ	连通孔的孔隙度[m ³ m ⁻³]	c	冷边界
Γ	凝结速度[kgs ⁻¹ m ⁻³]	v	蒸汽

一、引言

多孔介质用于保冷和用于隔热时情况不同, 其实际情况的有效导热系数将比实验室的测定值或初始值增大很多, 值得重视。例如, 在修理空分设备时, 经常发现空气分离塔顶部的保冷材料变湿并含有冰渣, 它严重地降低了材料的保冷隔热的性能。本文将研究这一现象, 揭示其产生的原因和规律。

二、现象描述

考虑到图 1 所示的一维平板状多孔介质的模型，其一侧暴露在大氣中，温度为 T_a ，湿度为 Φ ，另一侧与低温壁接触，温度为 $T_c (< 0)$ 。在稳态传热并材料未受潮时，其温度分布为直线关系，其中一定会遇到露点 T_d 和冰点 $T_i (= 0^\circ\text{C})$ 。存在于多孔介质孔隙中的湿蒸汽在低于冰点区将结成霜或冰，在低于露点区将凝结成水。由于孔隙中水蒸汽凝结成水和冰，其当地的浓度减少，形成了随 x 增大而递减的蒸汽浓度分布。形成的蒸汽梯度使大气中的水蒸汽不断地向多孔介质深处扩散，并继续被凝结，直至冰区的连通孔被堵塞和湿区的凝结量与湿区水分渗透到干区并在干区的蒸发量相等为止。这种状态为动平衡态，虽然在这种状态时大气中水蒸汽不再进入外边界，但其内部的蒸汽和水分的扩散，凝结和蒸发仍在进行，只不过取得了平衡。由于材料被弄湿和含冰，其导热系数增大，又使初始的湿区和冰区的厚度增大。我们将讨论在动态平衡时的温度分布，干区、湿区和冰区的厚度，蒸汽和水分的浓度分布以及有效导热系数的计算等。

三、物理模型

考虑有图 1 所示的平板状和边界条件的多孔介质传热问题，其物理模型作如下假定：

- (1) 忽略材料的纤维结构的影响，认为传热、传质均是在垂直于板的方向上进行的一维问题。
- (2) 各相在同一深度的平面上温度相等，并且湿区的湿空气为相应于当地温度的饱和态。
- (3) 只在湿区存在蒸汽和水分梯度。
- (4) 认为干区的水分蒸发集中在干—湿界面上进行。
- (5) 湿—冰区界面相当于固体壁，冰区的含冰的重量含量都一样并等于湿—冰界面的含水量。
- (6) 忽略空气和液体的扩散而引起的能量输运。

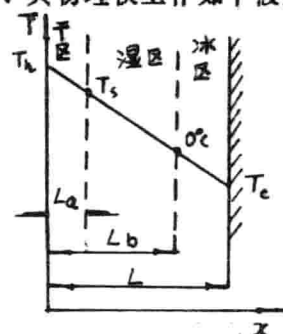


图 1 模型

该问题可以分作三区：干区、湿区和冰区来讨论，并用区间交界面的衔接条件结合起来。在湿区中，蒸汽的凝结既是水蒸汽的汇又是水和热源，在干—湿交界面，液体的蒸发则是水和热的汇又是蒸汽的源。这里是一个蒸汽与水分扩散共存、凝结、蒸发和热传导相互影响的复杂的耦合问题。尽管如此，它们的变化规律仍然受制于付立叶热传导方程，裴克定律[1]，并可通过对微元薄层 dx 建立能量平衡、蒸汽和液体质量守恒的方程及边界和衔接面上的温度、浓度、能量平衡等关系确定。具体描述为：

能量守恒方程：

$$\frac{d}{dx} (\lambda(\theta) \frac{dT}{dx}) + \Gamma h_{fg} = 0 \quad (1)$$

水蒸汽扩散方程：

$$\frac{d}{dx} (D_v \frac{dW}{dx}) - \Gamma = 0 \quad (2)$$

流体扩散方程：

$$\frac{d}{dx} (\rho_L \delta D_L(\theta) \frac{d\theta}{dx}) + \Gamma = 0 \quad (3)$$

式中 Γ 为多孔介质单位体积内蒸汽的凝结速度，上述三个方程中有 4 个未知数： T 、 W 、 θ 和 Γ ，尚未封闭，为此补充饱和湿空气中的 Clausius-clapeyron 关系式[2]，并假定水蒸汽为理想气体，且 $V_g > v_f$ 有

$$\frac{dW}{dT} \approx \frac{h_n w}{RT^2} \quad (4)$$

对于干区和冰区而言，因为 $\Gamma=0$ ，所以上述方程组只要保留方程(1)，另外，当假定其导热系数为常数 λ_1 和 λ_2 ，在这两区的线性温度分布即可在 L_a 和 L_b 被确定以后，由边界和衔接条件提供的温度 $T_b, T_0, 0^\circ\text{C}, T_a$ 来确定。在边界和衔接面上的温度、能量平衡、蒸汽和液体质量平衡的条件为：

$$\begin{aligned} x=0: \quad T_0=T_b, W_0=W_b, dw/dx=0 \\ x=L_a: \quad T_a=T_1, W_a=W_0, \\ \frac{\lambda_1(T_b-T_1)}{L_a} = -\lambda_2(\theta_a)\frac{dT}{dx} - J_{va}h_n \end{aligned} \quad (5)$$

$$0 = -D_v \frac{dw}{dx} \Big|_{x=L_a} + J_{va} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} x=L_b: \quad T_b=0^\circ\text{C}, W_b=W(0^\circ\text{C}) \\ -D_v \frac{dw}{dx} \Big|_{x=L_b} = -J_{vb} \end{aligned} \quad (7)$$

$$-J_{va}h_n - \lambda_2(\theta_b)\frac{dT}{dx} \Big|_{x=L_b} = \lambda_1 \frac{T_b-T_a}{L-L_b} \quad (8)$$

式中的脚标 1、2、3、a、b 分别表示干区、湿区、冰区、干-湿交界、湿-冰交界的情况。另外，湿区的导热系数 $\lambda_2(\theta)$ 为含湿度 θ 的函数，近似取线性关系式，表示为：

$$\lambda_2(\theta) = A + B \cdot \theta \quad (9)$$

式中的 A 和 B 可以由已知的材料在不同含湿量的热平衡态下测其导热系数，再用拟合法求得。A、B 的单位为 $\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ 。

四、方程求解

对式(4)从一给定的饱和点 (T_s, W_s) 积分获得 W 与 T 的指数关系式：

$$W = W_s \exp\left[-\frac{h_n}{K} \left(\frac{1}{T_s} - \frac{1}{T}\right)\right] \quad (10)$$

(2)、(3)式消去 Γ ，并令 $K_D = D_v / (\varphi_L \delta D_{Lm})$ 得

$$\frac{d^2}{dx^2} (\theta + K_D W) = 0 \quad (11)$$

补充说明一点，在考虑液体的渗透扩散时，为了方便采用平均的液体扩散系数 D_{Lm} 代替 $D_L(\theta)$ ， D_{Lm} 可由实验确定。

积分上式并代入边界条件有：

$$\theta + K_D W = \theta_a + K_D W_a + \frac{\theta_b - \theta_a + K_D (W_b - W_a)}{L_b - L_a} (x - L_a) \quad (12)$$

由式(11)、(12)消去 Γ 得：

$$\frac{d}{dx} (\lambda_2(\theta) \frac{dT}{dx} + D_v h_n \frac{dw}{dx}) = 0 \quad (13)$$

积分上式并代入 L_a, L_b 处边界条件可得：

$$\lambda_2(\theta) \frac{dT}{dx} + D_v h_n \frac{dw}{dx} = -\frac{\lambda_1(T_b-T_1)}{L_a} = -\frac{\lambda_2(T_b-T_a)}{L-L_b} \quad (14)$$

后一等式可以根据干区与冰区的热流量 $q_1 = q_3$ 得出, 式中的 dw/dx 可导出:

$$\frac{dw}{dx} = \frac{dW}{dT} \cdot \frac{dT}{dx} = \frac{h_w W}{RT^2} \cdot \frac{dT}{dx} \quad (15)$$

把式(9)、(10)、(12)、(15)代入式(14), 并令 $H_D = \frac{D \cdot h^2}{RT^2}$ 可得:

$$\{A + B[\theta_s + K_D W_s + \frac{\theta_s - \theta_a - K_D(W_s - W_a)}{L_s - L_a}(x - L_a)] + (H_D - BK_D)W_s \exp[\frac{h_w}{k}(\frac{1}{T_s} - \frac{1}{T})]\} \cdot \frac{dT}{dx} = -\frac{\lambda_1(T_s - T_a)}{L_s} \quad (16)$$

令: $x - L_a = z$, $L_s - L_a = z_2$, $L_s = z_1$, $L - L_s = z_3$; $z_1 + z_2 + z_3 = L$, 由式(14)知:

$$z_3 = \frac{\lambda_3(T_s - T_a)}{\lambda_1(T_s - T_a)} z_1 \quad (17)$$

$$\therefore z_1 = \frac{\lambda_1(L - z_2)(T_s - T_a)}{\lambda_1(T_s - T_a) + \lambda_3(T_s - T_a)} \quad (18)$$

把上式代入式(16)得界面位置与温度得微分关系式:

$$\frac{dz}{dT} = \{- (L - z_2) / [\lambda_1(T_s - T_a) + \lambda_3(T_s - T_a)] \} \{A + B(\theta_s + K_D W_s + \frac{\theta_s - \theta_a + K_D(W_s - W_a)}{z_2} z) + (H_D - BK_D)W_s \exp[\frac{h_w}{k}(\frac{1}{T_s} - \frac{1}{T})]\} \quad (19)$$

上式为相当复杂的微分隐含关系式, 可用数值积分法解出 $z = z(T)$, 反解 $T = T(z)$, 再代入式(10)、(12)分别求出 W 和 θ 的分布。在上述表达式中 λ_3 仍然需要由冰区中冰的体积占有量根据混合物的导热系数公式算出[3]。据假定(5)和最简单的混合物导热系数推算可得:

$$\lambda_3 = [(\lambda_1 \delta \theta_s \beta + \lambda_1(1 - \delta \theta_s \beta) + \frac{\lambda_1 \lambda_1}{\lambda_1 \delta \theta_s \beta + \lambda_1(1 - \delta \theta_s \beta)})] / 2 \quad (20)$$

式中 λ_1 为冰的导热系数, β 为冰的膨胀系数。整体材料的有效导热系数按复合层材料关系式得出为:

$$\lambda_e = L / (\frac{z_1}{\lambda_1} + \frac{z_2}{\lambda_2} + \frac{z_3}{\lambda_3}) \quad (21)$$

式中的 λ_2 为湿区的平均导热系数, 由下式求得:

$$\lambda_2 = \frac{1}{L_s - L_a} \int_{L_a}^{L_s} \lambda(\theta) dx = \frac{1}{z_2} \int_{L_a}^{L_s} (A + B\theta) dx \quad (22)$$

五、算例及分析

由于影响冰区、湿区厚度及有效导热系数的因素很多, 受篇幅限制, 我们选择了几个重要参数进行比较。计算的6例的参数及主要结果汇集于表1, 并将其温度、蒸汽浓度和液体浓度的分布分别绘于图2、3、4。 $\bar{z}_1 = z_1/L$, $\bar{z}_2 = z_2/L$, $\bar{z}_3 = z_3/L$

观察各区中的湿区段(中间段)的曲线, 可以看到湿区的温度和液体饱和度的曲线是上凸的。由于液体在干湿交界处蒸发, 吸收了热量, 使从干区传入湿区的显热减少, 所以温度梯度突然上折。随着在湿区的深度增加, 蒸汽逐渐凝结, 重新放出潜热, 使热流量增大