

水平一维与二维单管外层流膜状凝结理论发展

马志先¹, 张吉礼^{1,2}, 孙德兴¹

(1. 哈尔滨工业大学 市政环境工程学院, 150090 哈尔滨, zhixian-ma@163.com;

2. 大连理工大学 建设工程学部, 116024 辽宁 大连)

摘 要: 在介绍水平光管外层流膜状凝结换热问题的 Nusselt 理论解的基础上, 结合凝液受力分析, 讨论了二维肋结构强化膜状凝结换热机理; 介绍了表面张力所致压力梯度与淹没角建模方法的发展; 介绍了典型二维表面低肋管外冷凝换热模型. 综述分析表明: 一维表面单管外的冷凝换热问题已有较为完善的理论求解模型; 工业系列化的二维表面外的冷凝换热问题已有经验-理论求解模型体系; 但各模型的一致性较差, 二维表面冷凝换热模型应进一步考虑肋表面结构与粗糙度所致液膜曲率变化对凝结换热的影响.

关键词: 水平单管; 膜状凝结; 冷凝换热; 低肋管; 表面张力

中图分类号: TK124

文献标志码: A

文章编号: 0367-6234(2011)08-0080-14

Theoretical development of laminar film condensation on single horizontal tube with one-dimensional and two-dimensional surfaces

MA Zhi-xian¹, ZHANG Ji-li^{1,2}, SUN De-xing¹

(1. School of Municipal and Environmental Engineering, Harbin Institute of Technology, 150090 Harbin, China, zhixian-ma@163.com;

2. Faculty of Infrastructure Engineering, Dalian University of Technology, 110064 Dalian, Liaoning, China)

Abstract: Based on the introduction of Nusselt's model, this paper reviewed the theoretical progress of laminar film condensation on single horizontal integral-finned tubes. Firstly, the Nusselt's laminar film condensation theory for single horizontal smooth tube and its experimental verification was introduced. Secondly, the mechanism of film condensation enhancement on two-dimensional (2D) surface was analyzed based on the stress analysis of condensation film that generated on the 2D fin surface. Finally, the vital models for film condensation on 2D finned tubes and consistency check of them with experimental results were introduced in detail. The overview shows that the theoretical model for laminar film condensation on one-dimensional surface has been well established, and semi-empirical models for laminar film condensation on traditional 2D surface have been built up, but not yet completed. Effect of curvature change induced by 2D fin structure and the roughness of the fin surface on film condensation should be considered when more accurate semi-empirical model is needed. In order to complete the theoretical model for 2D surfaces and build theoretical model for 3D surfaces, more efforts on mechanism analysis and accurate experiments should be made.

Key words: single horizontal tube; film condensation; condensation heat transfer; integral-finned tube; surface tension

在发展低碳经济的时代背景下, 能源动力、石

油化工、制冷空调等领域需要高效冷凝器. 卧式壳管式冷凝器是冷凝器中应用最普遍的一种, 工质饱和蒸气在水平管外的膜状凝结换热特性是自主开发卧式壳管式冷凝器的关键, 因此, 国内外研究者针对水平管外的冷凝换热问题开展了大量研究.

水平管外的层流膜状凝结换热问题按换热管

收稿日期: 2010-03-02.

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(50578049);

国家科技支撑计划子课题资助项目(2006BAJ01A09, 2008BAJ12B05).

作者简介: 马志先(1982—), 男, 博士研究生;

张吉礼(1969—), 男, 教授, 博士生导师;

孙德兴(1942—), 男, 教授, 博士生导师.

规模可分为单管与管束两类,其中单管类按管表面结构可进一步分为一维表面(表面结构沿换热管轴向与圆周向均不发生改变的换热面,如光管)、二维表面(表面结构沿换热管轴向或圆周向改变的换热面,包括表面形状型沿圆周向变化与沿轴向变化两种,如矩形肋低肋管)与三维表面(表面结构沿换热管轴向与圆周向均改变的换热面,如 Turbo-CSL 强化管)3 种;按工质成分可分为纯工质与混合工质两类,其中混合工质类可进一步分为共沸工质与非共沸工质(不凝性气体可归类到非共沸一类)两种。

纯质饱和蒸气在水平单管外的层流膜状凝结换热问题是基础性的水平管外冷凝换热问题,针对其展开的研究工作经历经历了 3 个主要时期。20 世纪 40 年代之前,工作集中在一维表面单管外 Nusselt 理论模型的试验检验、修正与拓展;20 世纪 40 年代至 20 世纪末,工作重点转移到二维表面冷凝换热理论—经验模型的建立;20 世纪末至今,研究工作进一步拓展到三维强化表面冷凝换热试验与理论探索。当前,纯质饱和蒸气在一维与常规二维表面单管外的层流膜状凝结换热问题已有较为完善的经验求解模型,但新的工质与二维表面组合产生的凝结换热问题仍需借助试验解决,三维表面单管外的试验与理论研究工作仍处于初级探索阶段。

水平一维表面单管外层流膜状凝结换热问题理论解——Nusselt 单管模型、Nusselt 单管模型与大量试验成果基础上建立的二维表面单管层流膜状凝结换热理论—经验模型的发展历程、影响二维表面凝结换热的关键因素的分析及其建模方法等研究内容对进一步完善二维表面凝结换热理论与开展三维表面凝结换热理论研究工作具有积极的借鉴意义。

本文将在介绍 Nusselt 单管模型基础上,介绍分析二维表面单管外层流膜状凝结换热理论—经验模型发展历程中的主要节点;在二维肋表面凝液受力分析基础上,明确表面张力影响二维肋表面凝液换热的机理;在介绍表面张力关键参数建模分析方法与二维表面区域划分及各区域换热问题处理方法基础上,简要评述文中所述各模型的完善程度。

1 光管单管外层流膜状凝结换热理论

Nusselt 水平光管单管外层流膜状凝结理论解是水平管外膜状凝结换热问题的基础。

1.1 Nusselt 水平光管层流膜状凝结换热模型

Nusselt^[1] (1916) 在竖壁层流膜状凝结理论

解的基础上给出水平光管单管外层流膜状凝结换热系数的理论解

$$\alpha = 0.728 \left[\frac{\rho_L (\rho_L - \rho_G) g h_{LG} \lambda_L^3}{\mu d_o (t_s - t_w)} \right]^{1/4} \quad (1)$$

式中: α 为水平光管外平均膜状凝结换热系数, $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$; λ_L 为凝液导热系数, $\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$; ρ_L 为工质饱和液体密度, $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$; ρ_G 为工质饱和和蒸气密度, $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$; g 为重力加速度, $\text{m} \cdot \text{s}^{-2}$; μ_L 为工质饱和液体动力粘度, $\text{kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$; h_{LG} 为工质气化潜热, $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$; t_s 为工质饱和蒸气温度, $^{\circ}\text{C}$; t_w 为管壁温度, $^{\circ}\text{C}$; d_o 为圆管外径, m ; 式(1)中除工质气化潜热按 t_s 确定外,其他各参数定性温度均取为液膜层平均温度。此处将原文中由数值计算得出的 0.725 更改为理论推导值 0.728。

1.2 Nusselt 模型与试验结果比较分析

近 90 年来公开发表的试验工况与 Nusselt 模型假设相近的水平光管单管外的试验结果与 Nusselt 模型计算值的偏差大都在 $\pm 10\%$ 以内(包括水、乙醇、乙醚、氨、R12、R11 等多种工质与铜、铁、钛、合金等多种管壁材质的组合),其中,多数试验者的试验结果表现为正偏差^[2-8]、少数表现为负偏差^[5,9-13]。

Yilbas 等^[2] (1990) 试验得到的 HFC227ea 在水平光管上的冷凝换热系数比 Nusselt 模型值偏高 10%;彭海涛等^[3] (1997) 获得的 HCFC22 在水平单管外的冷凝换热系数比 Nusselt 模型值高 8% 左右;Belghazi 等^[4] (2001) 获得的 HFC134a 在水平光管外的冷凝换热系数比 Nusselt 模型值高 10% 左右,并指出其中 5% 来至液膜定性温度的选取;Kumar 等^[5] (2002) 获得的水蒸气在水平光管单管外的冷凝换热系数比 Nusselt 模型值高 5.5% ~ 15%,并指出 Adams^[6] 等 (1949) 获得的水在水平光管外的试验值比 Nusselt 模型值高 0 ~ 30%、Wannichchi 等^[7] (1985) 试验结果与文献^[6] 相似;Ma 等^[8] (2008) 获得的 HFC245fa 在水平光管外的冷凝换热系数比 Nusselt 模型值高 6% 左右。正偏差一部分源自模型自身假设, Jakob^[13] (1942) 指出等壁温假设会使模型计算值偏小 3% 左右,液膜表面无过冷假设也会导致模型计算值偏低;正偏差还来自试验工况的控制,如蒸气过热、蒸气流速高、滴和膜两态共存、表面粗糙度大、管内对流换热项取值小、管子横向导热量大等均可导致实测冷凝换热系数偏高。

Sukhatme 等^[9] (1990) 获得的 CFC11 在水平光管外的冷凝换热系数比 Nusselt 模型值低,冷凝换热温差 $> 4^{\circ}\text{C}$ 时偏差在 -5% 之内。冷凝换热温

差在 $3\text{ }^{\circ}\text{C}$ 左右时偏差在 -15% 之内; Kumar 等^[5] (2002) 获得的 HFC134a 与 CFC12 在水平光管单管外的冷凝换热系数比 Nusselt 模型值低 $7.5\% \sim 10.5\%$; 刘文毅等^[10] (2005) 获得的 HCFC123 与 CFC11 在光管上的冷凝换热系数比模型值低 10% 左右; Kumar 等^[11] (2005) 获得的 HFC134a 在水平光管单管外的冷凝换热系数比 Nusselt 模型值低 $5\% \sim 22\%$; Zhang 等^[12] (2007) 获得的 HFC134a 和 CFC12 在水平光管上的冷凝换热结果分别比 Nusselt 模型值低 1.1% 与 7.8% . 负偏差一方面源自试验中工况控制不理想, 如换热管内、外表面污垢与不凝性气体含量控制不佳; 另一方面源自试验工质与管材质量的控制, 如试验工质与换热管材不纯等.

正、负偏差影响因素的综合控制水平制约着试验结果与 Nusselt 模型的接近程度, 因此一些试验结果与 Nusselt 模型值相比还会同时出现正、负偏差. 张定才等^[14] (2005) 获得的 3 种冷凝温度下 HCFC22 在水平光管上的冷凝换热系数与 Nusselt 模型值之差均在 $\pm 10\%$ 之内, 其中冷凝温度为 $32\text{ }^{\circ}\text{C}$ 与 $38\text{ }^{\circ}\text{C}$ 时为正偏差 ($5\% \sim 10\%$), 冷凝温度为 $35\text{ }^{\circ}\text{C}$ 时正、负偏差均出现. Gstoehl 等^[15-16] (2006) 获得的 HFC134a ($t_s = 31\text{ }^{\circ}\text{C}$) 在光管外的冷凝换热系数平均比 Nusselt 模型值高 1.0% , 当考虑凝液过冷且物性数据按温度 ($t_s - 0.25(t_s - t_w)$) 确定时高 2.2% . Seara 等^[17] (2009) 获得的氨在水平钛光管上的冷凝换热系数与 Nusselt 模型值偏差在 $-6.6\% \sim 8.3\%$ (平均偏差比模型高 0.66%). 正、负偏差的分散程度表征各研究者的试验测试精度, 平均偏差的大小表征各研究者对影响试验各因素的综合控制水平, 这两项指标对评价研究工作的水平是有益的, 但这并不表明试验结果与 Nusselt 模型的平均偏差越小越好.

综上, Nusselt 模型可很好地解决纯工质在水平光管单管外的层流膜状凝结换热问题. 静止纯饱和蒸气中, 受光管单管尺寸与膜状凝结换热强度的限制, 管上凝液 Re 数较小 ($q = 10\text{ kW} \cdot \text{m}^{-2}$, 直径 19 mm 光管底部 Re 数一般在 50 以下, 相应地主要换热区的 Re 数不超过 30), 即单管上的主要换热区的流动以层流为主, 因此, 水平光管上的试验工况与 Nusselt 模型假设工况相似性较高, 二者结果一致性较好.

2 二维表面低肋管外层流膜状凝结换热理论和经验模型

二维表面结构在突破技术经济屏障而应用到工业领域之后, 研究者开始研究这种表面结构强

化冷凝换热的效果. 研究表明^[19-20], 二维低肋表面结构 (如图 1 所示, h 为肋高, m ; p 为肋片间距, m ; t 为肋顶肋片宽, m ; s 为肋顶肋间隙, m ; d_o 、 d_r 分别为管外肋顶、肋根处直径, m ; d_i 为管内直径, m ; ϕ 为肋壁倾角, rad .) 对低表面张力工质的冷凝换热具有较高的强化效果, 因此这种表面在制冷工业得到应用与推广. 表面结构形式的差异使二维表面上的冷凝换热问题不可直接应用 Nusselt 单管模型求解. 20 世纪 40 年代起, 研究者针对二维表面上管外的层流膜状凝结换热问题开展了大量研究工作. 下文以理论工作为主, 试验工作为佐证, 对该方面的研究工作展开叙述.

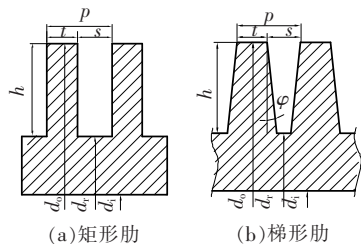


图 1 二维肋管表面结构

2.1 不考虑表面张力作用的凝结换热模型

Beatty 和 Katz^[21] (1948) 在 Nusselt 理论工作基础上建立了首个二维表面低肋管的理论模型 (Beatty-Katz 模型), 提出了以冷凝换热强化因子 (同冷凝换热温差下, 肋管和外径与其肋根径相等的光管上的冷凝换热系数之比) 来评价肋管强化换热效果. Beatty-Katz 模型如式 (2) 所示.

$$\alpha_{BK} = \chi \left(\frac{A_r}{A_{ef}} \frac{1}{d_r^{1/4}} + \frac{0.943}{0.728} \eta_f \frac{A_f}{A_{ef}} \frac{1}{L^{1/4}} \right), \quad (2)$$

式中:

$$\chi = 0.689 \left[\frac{\rho_L (\rho_L - \rho_G) g h_{LG} \lambda_L^3}{\mu (t_s - t_w)} \right]^{1/4},$$

$\bar{L}$ 为竖壁当量长度, $\bar{L} = \pi (d_o^2 - d_r^2) / 4 d_o$, m ; η_f 为肋片效率, 低肋铜管近似取 1 ; A_r 为肋间环面面积, m^2 ; A_f 为肋片面积, m^2 ; A_{ef} 为有效换热面积, $A_{ef} = A_r + \eta_f A_f$, m^2 .

Beatty-Katz 模型假设重力为管上凝液迁移的主要驱动力, 忽略表面张力作用和肋顶面积的换热. 模型分别利用竖直平壁与水平光管上的 Nusselt 理论解^[1] 来计算肋侧壁与肋间圆管段上的凝结换热系数, 并通过试验修正了 Nusselt 模型中的常数系数 (将 0.728 修正为 0.689). 23 年后, Smirnov 和 Lukanov^[23] (1971) 进一步将肋顶区换热引入 Beatty-Katz 模型, 即

$$\alpha_{SL} = \chi \left[\frac{A_r}{A_{ef}} \frac{1}{d_r^{1/4}} + \eta_f \frac{A_{fl}}{A_{ef}} \frac{1}{d_o^{1/4}} + \frac{0.943}{0.728} \eta_f \frac{A_{ft}}{A_{ef}} \frac{1}{L^{1/4}} \right]. \quad (3)$$

式中: A_{ft} 为肋顶面积, m^2 ; A_{fs} 为肋侧面积, m^2 ; $A_{ef} = A_r + \eta_r A_{fs} + \eta_r A_{ft}$ 为有效换热面积, m^2 .

肋片密度较低时, Beatty-Katz 模型预测值与试验值一致性较好. Kulis 等^[24] 获得的 HFC134a 与 CFC12 工质在梯形肋管 (748 fpm, fpm 代表每米肋片数) 上的试验结果表明, Beatty-Katz 模型理论值与梯形低肋管冷凝换热系数试验值吻合较好, 误差在 $\pm 7\%$ 之内. 但由于 Beatty-Katz 模型忽略了表面张力的作用, 因此其适用范围受到很大限制. Cheng 等^[25] 获得的 HFC134a 在较高肋密度的肋管上的试验结果比 Beatty-Katz 模型高 54%; Rudy 等^[26] 指出, Beatty-Katz 模型的适用条件为肋片密度低于 1 024 fpm 且工质表面张力与密度比值 (σ/ρ) $< 12 \times 10^{-6} m^3 \cdot s^{-2}$; 随着肋片密度的增加, Beatty-Katz 模型的偏差逐渐增大, 约低于试验值的 5% ~ 70%.

综上, Beatty-Katz 模型在大量试验的基础上合理地整合了竖壁与水平管上的 Nusselt 理论解, 使之较好地解决了表面张力作用较弱时肋管上的凝结换热问题. 尽管 Beatty-Katz 模型没有反映出二维表面层流膜状凝结换热问题的实质, 但它满足了当时工业领域对肋管模型精度的需求, 也为二维表面外冷凝换热模型的后续发展奠定了基础.

2.2 考虑表面张力作用的凝结换热模型

1954 年 Gregoric^[27] 首先指出表面张力对二维表面膜状凝结换热的强化作用. 此后所建立的二维表面冷凝换热模型大都考虑了表面张力作用的影响. 考虑表面张力后, 首先需要明确表面张力对凝结换热的作用机理、确定表征表面张力作用的关键参数模型, 如表面张力所致压力梯度与淹没角等; 其次将肋表面划分为可应用 Nusselt 模型近似处理的子区域, 如肋顶, 肋侧与肋间等; 最后将表征表面张力作用项的关键参数合理的引入各子区域对应的近似模型, 整合各子区域求解模型建立二维表面冷凝换热模型.

2.2.1 表面张力对二维表面凝结换热作用机理

1) 表面张力对二维表面凝液迁移影响. 二维表面外凝液迁移物理模型如图 2 所示, 图中 x 为沿肋表面建立的坐标 (0 为坐标起点); δ 为肋壁上液膜厚度, m ; r 为曲率半径, m ; r_t 、 r_b 分别为肋顶与肋根处液膜曲率半径, m .

由图 2(a) 可知, 受肋结构的影响 (根据 Nusselt 竖壁层流膜状凝结理论解可知, 微小肋壁上

液膜极薄, 因此液膜外形可通过肋外形近似), 肋壁上液膜曲率在肋顶与肋底间存在剧烈的变化 (肋顶与肋根处液膜曲率符号相反), 由 Young-Laplace 方程^[22] 可知, 膜曲率的剧烈变化必将在液膜内部形成较大的压力梯度, 进而影响凝液在肋壁上的迁移. 因此, 二维肋表面的凝液迁移同时受表面张力与重力作用的影响, 其中重力作用始终垂直向下、表面张力产生的驱动力始终由肋顶正曲率区指向肋根负曲率区 (指向圆心), 按照这一特点给出肋侧壁上凝液的受力分析示意图如图 2(b) 所示, 图中 $f(g)$ 为肋侧凝液因重力场而受到的力, $kg \cdot m \cdot s^{-2}$; $f(\sigma)$ 为肋侧凝液因表面张力 (σ , $kg \cdot s^{-2}$) 作用而受到的与重力在同一环面上的力, $kg \cdot m \cdot s^{-2}$; ψ 为角坐标, rad ; g 为重力加速度, $m \cdot s^{-2}$; 其他符号意义与图 1 同.

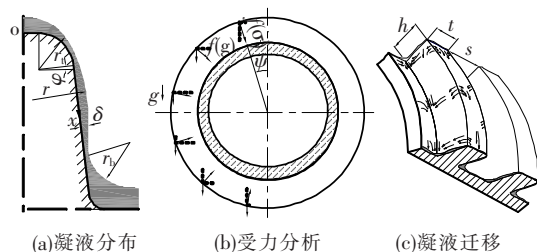


图 2 二维表面外凝液迁移物理模型

由图 2(b) 可知, $f(\sigma)$ 始终使肋侧凝液指向圆心方向运动, 而 $f(g)$ 始终使肋侧凝液向下运动. 将 $f(\sigma)$ 在重力方向分解可得肋侧各点的受力表达式如式 (4) 和式 (5) 所示.

$$F_v = f(g) + f(\sigma) \cos(\psi), \quad (4)$$

$$F_h = f(\sigma) \sin(\psi). \quad (5)$$

式中: F_v 为凝液整体向下迁移驱动力, $kg \cdot m \cdot s^{-2}$; F_h 为凝液横向迁移驱动力, $kg \cdot m \cdot s^{-2}$.

当 $0 < \psi < \pi/2$ 时, $\cos(\psi) > 0$, $f(\sigma) \cos(\psi)$ 与重力同向, 加速肋侧凝液的整体向下迁移; 同时, F_h 使肋上凝液向肋底收缩.

当 $\pi > \psi > \pi/2$ 后, $\cos(\psi) < 0$, $f(\sigma) \cos(\psi)$ 与重力反向, 阻碍凝液向下迁移; F_h 作用不变; 当 ψ 增大到 $f(\sigma) \cos(\psi) = -f(g)$ 时 (肋侧壁上 $f(\sigma) > f(g)$), 凝液下排驱动力等于 0, 肋侧开始出现凝液滞留. 当问题进一步拓展到相邻肋片, 即同时考虑两个肋片之间的相互作用时, 凝液滞留区域的合并将在肋间形成凝液淹没现象.

由于肋侧壁与肋顶圆环连接处和肋侧壁与肋底圆环连接处分别为正曲率与负曲率的中心点, 因此, 肋顶与肋底圆环区域的凝液迁移方式将有

所改变,肋顶与肋根圆环凝液迁移示意图如图2(c)所示。

综上,二维肋表面凝液迁移是重力与表面张力共同作用的结果,二维表面上的凝液将在表面张力所致压力梯度的作用下由高压区向低压区域汇集,并在重力作用下整体向下迁移。

2) 表面张力对二维表面凝液迁移影响。凝液迁移方式的差别导致二维表面肋管上的冷凝换热特性与单纯重力下的冷凝换热特性截然不同。分析 Nusselt 模型可知,液膜的厚度决定着层流膜状凝结换热强弱。由凝液迁移特征分析可知,肋管上半圆周上的表面张力在竖直方向上的分力与重力同向,将加速肋侧凝液的整体向下迁移,同时表面张力在水平方向的分力将使肋上凝液向肋底收缩,因此,表面张力的作用将加快上半圆周上凝液迁移速度、降低液膜厚度,进而强化该区域的冷凝换热。下半圆周上的表面张力在竖直方向的分力阻碍凝液下排,而其在水平方向的分力有利于凝液向肋根处收缩,因此当水平方向的分力作用占优时,表面张力对换热仍然有益;当竖直方向分力占优时,表面张力将导致肋间滞液,恶化凝结换热。可见,表面张力对冷凝换热同时具有强化与恶化换热的双面作用,如何趋利避害是管面结构优化的焦点。

通过上述分析可明确表面张力所致压力梯度与淹没角两关键参数对二维表面肋管膜状凝结换热的影响,接下来,需要进一步考察肋结构及肋表面粗糙度引起液膜曲率变化对二维表面肋结构上膜状凝结换热的影响。由 Kelvin 公式^[22]可知,液膜曲率的突变将直接影响蒸气凝结发生时刻对应的饱和蒸气压,且凸液膜曲率越大,发生凝结所需的饱和蒸气压越高,冷凝越不容易发生;相反,凹液膜曲率越大,凝结越容易发生。当表面与膜厚特征尺度 10^{-6}m 以下时,这种影响才会凸显,因此,对于一维表面(液膜尺度在 10^{-5}m),这种因素的作用完全可以忽略;但对于表面张力控制排液的二维肋表面,部分区域的膜厚尺度通常在 10^{-6}m 以下,此时就不应轻易忽略肋表面粗糙度的影响了。

2.2.2 表面张力作用关键参数模型发展

1) 表面张力所致压力梯度模型。Karkhu 和 Borovkov^[28]于1971年研究了表面张力对水平肋管冷凝换热的强化作用,其物理模型如图3所示, x 与 y 为沿肋表面建立的坐标; Λ 为肋底肋间液膜厚度(Λ 为角坐标 ψ 的函数), m ; ϕ_i 为淹没角,rad; a ($a = 0.5(s - h \tan \phi)$)为肋底宽度的一半, m ,其他符号同图1、2。

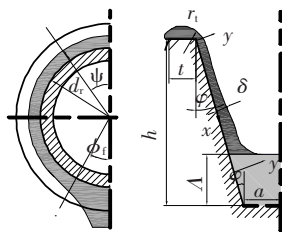


图3 文献[28]梯形肋外凝液分布物理模型

文献[28]指出通过肋结构的调整,可使肋壁上的 We 数(如式(6)所示)保持在10以上,这时肋壁上凝液向肋间聚集的主要驱动力来自于表面张力,可忽略重力作用。肋侧壁上表面张力所致压力梯度如式(7)所示^[28],其中肋顶曲率半径如式(8)所示^[28]。

$$We = \frac{\Delta p / \Delta x}{\rho g}, \quad (6)$$

$$\frac{\Delta p}{\Delta x} = \frac{\sigma \cos \varphi}{r_i (h - \Lambda)}, \quad (7)$$

$$r_i = 0.5t(1 + \tan \varphi). \quad (8)$$

文献[28]计算压力梯度时考虑到了 Δx 随角坐标 ψ 的变化,但假设肋间液膜曲率半径无穷大、肋顶处液膜曲率一致(平顶梯形肋肋顶曲率半径不一致,且肋顶与肋根处的曲率亦随角坐标 ψ 的变化)使式(7)所示的压力梯度模型不准确。

吴沛宜^[29](1979)给出了 CFC12、CFC113 在水平梯形肋管外的冷凝换热准则方程(物理模型见图4, R_m 为管底滞留凝液中心线处对应换热管半径, m ;其他符号意义与前述各图相同、符号一致),其中肋侧壁表面张力所致压力梯度、曲率半径和 We 数如式(9)~(12)所示。

$$\frac{\Delta p}{\Delta x} = \sigma \left(\frac{1}{r_i} + \frac{1}{r_b} \right) \frac{\cos \varphi}{h}, \quad (9)$$

$$r_i = \frac{t}{2 \cos \varphi}, \quad (10)$$

$$r_b = \frac{(0.5s - 0.5t - h \tan \varphi) \cos \varphi}{(1 - \sin \varphi)}, \quad (11)$$

$$We = \frac{\Delta p / \Delta x}{\rho g} = \frac{\sigma / (1/r_i + 1/r_b) / (h / \cos \varphi)}{\rho g}. \quad (12)$$

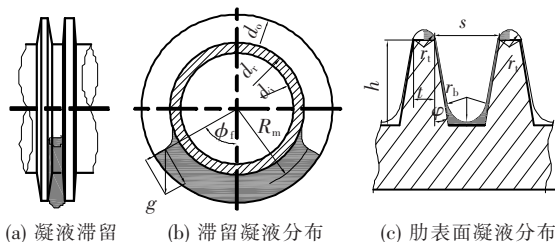


图4 文献[29]梯形肋上凝液分布物理模型

与文献[28]相比,文献[29]进一步考虑了 r_b 的影响,但没有考虑 Δx 、 r_t 、 r_b 随角坐标 ψ 的变化。

Webb等^[30](1982)同样将表面张力项引入肋壁排液模型,建立肋壁上表面张力所致压力梯度模型,如式(13)所示。式(13)被Rudy和Webb^[26](1983), Honda^[31](1984), Webb和Rudy^[32](1985)建模采用。

$$\frac{\Delta p}{\Delta x} = \frac{2\sigma}{h} \left(\frac{1}{t} + \frac{1}{s} \right). \quad (13)$$

与文献[28]和文献[29]相比,文献[30]直接将肋顶与肋底宽的一半当作当地的曲率半径,同时忽略了 Δx 、 r_t 、 r_b 随角坐标 ψ 的变化,因此,式(13)仍不能准确反映肋上的压力梯度变化。

上述常数形式的压力梯度模型(式(6)、(9)与(13))只能代表 ψ 在某一具体值附近处的实际压力梯度,且没有反映出肋顶与肋底两处曲率半径随 x 的变化,因此它们不足以反映肋上压力梯度分布。为此, Honda和Nozu^[33]为单个肋片建模时直接引入表面张力所致的压力梯度微分项,如式(14)所示。

$$\frac{dp}{dx} = \sigma \frac{d}{dx} \left(\frac{1}{r} \right). \quad (14)$$

考虑曲率变化后,需要进一步确定肋表面液膜表面的曲线方程 $Z(x, \psi)$ (定 ψ), 否则曲率随 x 的变化无法准确求解;同时,为考虑各量随角坐标 ψ 的变化,需要进一步确定 $Z(x, \psi)$, 这意味着需要求解整个肋表面上的流场。与常数形式的压力梯度模型相比,文献[33]中给出的肋上压力梯度的模型与实际情况最为接近,但其求解也变得异常复杂。为此, Rose^[34](1994)通过量纲分析方法将表面张力作用模型分别引入肋顶、肋侧和肋间3处换热模型中,3处表面张力作用模型如式(15)~(17)所示,其中 B_t 、 B_s 、 B_b 为根据试验确定的经验常数。

$$\frac{\Delta p_t}{\Delta x} = \frac{B_t \sigma}{t^2}, \quad (15)$$

$$\frac{\Delta p_s}{\Delta x} = \frac{B_s \sigma}{h^2}, \quad (16)$$

$$\frac{\Delta p_b}{\Delta x} = \frac{B_b \sigma}{s^2}. \quad (17)$$

文献[34]分别考虑了表面张力在肋顶、肋侧壁与肋间3个区域的作用,区分了表面张力在各区域作用的差别;通过加入经验因子来修正压力梯度项与试验值的差别,降低了模型的偏差。

综上,各模型中肋顶、肋根处表面张力所致凝

液与饱和蒸气之间的压力差均以 Young-Laplace 方程计算,但各方程中曲率半径的取法不同。式(6)、(9)与(13)所示的常数形式的压力梯度项无法精确描述肋上表面张力所致压力梯度随 x 与 ψ 值的变化趋势;式(14)直接在模型中引入压力梯度微分项的方法又将给后续求解带来巨大的困难;式(15)~(17)通过量纲分析,将带经验因子修正的表面张力所致压力梯度项分区引入 Nusselt 模型的作法,不仅较好地保证了文献[34]所建模型对具体问题(修正因子 B_t 、 B_s 、 B_b 已通过试验确定的问题)具有较高的预测精度,而且保留了常数形式压力梯度项易求解的特性。

2) 表面张力所致淹没角模型。淹没角(ϕ_t , 如图4(b)所示)等于肋管上淹没区肋侧壁面积与肋侧壁总面积的比率与 π 之积,它的大小表征表面张力所致毛细现象对肋管冷凝换热不利影响强弱。

Katz等^[35](1946)试验研究了液体在二维管上的滞留现象,指出表面张力作用会引起管底滞留凝液,进而淹没肋管部分换热面;肋管上凝液淹没换热区域(淹没区)随肋密度增大而增大;表面张力所致凝液淹没现象会削弱肋管整体换热能力。由于没有考虑到表面张力所致压力梯度对肋侧壁换热的强化,文献[35]认为表面张力对水平肋管外的冷凝换热是不利的,并推荐采用肋密度较低的肋管。同样,由于没有考虑到表面张力所致压力梯度对肋侧壁换热的强化,文献[21]研究成果反映出来的凝液滞留对冷凝换热的不利影响并不明显,因此, Beatty-Katz 模型忽略了凝液滞留对肋管冷凝换热的影响。

Karkhu和Borovkov^[28]首先将凝液淹没对肋表面换热的不利影响引入冷凝换热模型,根据实验观测将淹没角取为定值($\phi_t = 1/6$ rad),并忽略淹没区的换热。

吴沛宜^[29](1979)将肋管底部看作毛细管(物理模型见图4(a)与图4(b)),列出梯形肋肋管底部滞留凝液的受力平衡方程,给出了淹没角的理论模型,如式(18)所示。

$$\int_0^{\phi} \rho g \sin \theta R_m d\theta = \frac{4\sigma}{d_e} + \xi \frac{R_m(\theta)}{d_e} \frac{\rho u_m^2}{2}. \quad (18)$$

式中: R_m 为毛细管中心对应的曲率半径, $R_m = (d_t + d_o)/4$, m; d_e 为当量毛细管水力直径, $d_e = 4A/U$, m; A 为肋间凝液流通截面面积, $A = h(s - h \tan \varphi) + s^2 \pi/8$, m²; U 为湿周, $U = (s - 2h \tan \varphi) + 2h/\cos \varphi$, m。忽略式(18)中的凝液流动阻力(比其他项小两个数量级),积分

后利用级数展开余弦项,然后取前两项计算淹没角 ϕ_f ,可得

$$\phi_f = 4[\sigma/(\rho g R_m d_e)]^{0.5}. \tag{19}$$

积分后,通过求反余弦可直接获得 ϕ_f 表达式如式(20)所示.

$$\phi_f = \cos^{-1}[1 - 4\sigma/(\rho_L g R_m d_e)]. \tag{20}$$

Rudy 和 Webb^[36] (1981)提出矩形肋肋管淹没角 ϕ_f 的计算方法,如式(21)所示.

$$\phi_f = \cos^{-1}[1 - 4\sigma/(\rho_L g s d_o)]. \tag{21}$$

Honda 等^[37] (1983)给出梯形肋肋管外的非淹没区角度的计算方法,如式(22)所示.

$$\phi_f = \cos^{-1}[1 - 4\sigma \cos \varphi/(\rho_L g s d_o)]. \tag{22}$$

当 $\varphi = 0$ 时,式(22)转化为式(21).后期,Rudy 等^[26]、Honda^[33]、Rose^[34]、Briggs 等^[38]建模均采用式(21)的形式来计算淹没角.

Rudy 等^[39] (1985)进一步改进了淹没角的计算方法,如式(23)所示.

$$\phi_f = \cos^{-1}\left[1 - \frac{2\sigma(2h/\cos \varphi + t - b)}{d_o \rho_L g (sh - A_p)}\right]. \tag{23}$$

分析式(23)可知,该项改进与文献[29]中对应的当量直径相近,即改进的效果是使式(21)与式(22)中的参数 $s d_o$ 项向式(20)中的 $R_m d_e$ 逼近.

Masuda 等^[40] (1987)首先指出在非淹没区肋根与肋侧相接处同样存在凝液积聚,并使该区域的部分换热面失效,并提出非淹没区肋侧与肋根相接处因凝液积聚而失效的换热面积的计算方法,如式(24)和式(25)所示. 本文将这部分换热面积定义为第七区.

$$f_f = \frac{1 - \tan\left(\frac{\varphi}{2}\right)}{1 + \tan\left(\frac{\varphi}{2}\right)} \cdot \frac{2\sigma \cos \varphi}{\rho g d_r h} \cdot \frac{1 - \tan\left(\frac{\phi_u}{2}\right)}{\phi_u}, \tag{24}$$

$$f_s = \frac{1 - \tan\left(\frac{\varphi}{2}\right)}{1 + \tan\left(\frac{\varphi}{2}\right)} \cdot \frac{4\sigma}{\rho g d_r s} \cdot \frac{1 - \tan\left(\frac{\phi_u}{2}\right)}{\phi_u}. \tag{25}$$

式中 ϕ_u 为淹没角的补角, $\phi_u = \pi - \phi_f$,rad.

综上,为表征表面张力在肋管底部滞液对凝结换热的不利影响,诸研究者首先定义了淹没角,并建立了形式较为统一的淹没角计算模型(式(20)~(23)所示的淹没角模型的主要差别在于当量毛细管特征尺寸的确定).淹没角的定义便于将肋管换热面进一步划分为淹没区与非淹没区.非淹没区凝液滞留对肋侧与肋根相接处换热

的削弱是淹没角概念在非淹没区的进一步延伸,式(24)和式(25)使得人们对肋管非淹没区和淹没区的数学描述更贴近物理现象,也为采用不同的方法来处理两区的换热问题奠定了理论基础.

3) 肋结构与肋表面粗糙所致液膜曲率变化.肋结构与肋表面粗糙度对二维肋表面饱和蒸汽压的影响在本文所及文献中均未提及,尚无确切的数学描述.

上述表面张力关键作用参数建模中考虑因素完善度评价如表1所示,表中1表示考虑,0表示忽略,F表示未考虑,0.5表示考虑不全面.

表 1 表面张力作用模型评价

模型	压力梯度 $\Delta p / \Delta x$		淹没角 ϕ_f		粗糙度
	ψ	x	肋结构	物性	
Karkhu (1971)	1	0	F	F	F
Wu (1979)	F	0	1	1	F
Webb (1985)	F	0	1	1	F
Honda (1983)	0.5	1	0.5	1	F
Rose (1994)	F	0	0.5	1	F

如表1所示,Rose (1994)在为压力梯度项($\Delta p / \Delta x$)建模时,忽略了圆周角(ψ)与肋面坐标(x)变化的影响;在为淹没角建模时,考虑了物性参数与肋结构参数的影响,但肋结构参数影响考虑不全面;模型没有考虑肋表面粗糙度的影响.

2.2.3 二维表面区域划分及各区换热问题处理

通常根据淹没角将肋管划分为淹没区与非淹没区,然后参照 Beatty-Katz 模型^[21]处理方法将各区域进一步划分为肋顶、肋侧与肋根3部分,进而可将肋管表面划分为6个子区域,其中与肋顶及肋根对应的4个子区域上的冷凝换热问题以引入表面张力作用参数的 Nusselt 单管外凝结换热模型近似,肋侧对应2子区域换热问题以引入表面张力作用参数的 Nusselt 竖壁层流膜状凝结换热模型近似. 本文根据文献[40]工作进一步在非淹没区引入第七区——非淹没区肋侧与肋根两子区域存在交叉处的厚液膜区.

Karkhu 等^[28]、吴沛宜^[29]、Rose^[34]、Rudy 等^[26]、Honda 等^[37]等在建模中对各子区域换热问题的处理如表2所示.表中1表示考虑,0表示忽略,F表示未考虑.

如表2所示,Rose (1994)建模中考虑了淹没区肋顶、肋侧与肋根和非淹没区肋顶与肋侧的换热,同时引入了第七区对凝结换热影响,但忽略了淹没区肋根处的换热和肋效率影响.

表 2 肋表面各区域换热处理

模型	非淹没区			淹没区			第七区	肋效率
	肋顶	肋侧	肋根	肋顶	肋侧	肋根		
Karkhu(1971)	0	1	0	0	1	0	F	1
Wu(1979)	0	1	1	0	0	0	F	0
Webb(1985)	0	1	1	0	1	1	F	1
Honda(1983)	1	1	1	1	1	0	F	1
Rose(1994)	1	1	1	1	0	0	1	0
Briggs(1994)	1	1	1	1	0	0	1	1

2. 2. 4 二维表面冷凝换热求解模型发展

1) Karkhu-Borovkov 模型. Karkhu 和 Borovkov^[28](1971)首先给出考虑表面张力作用的水平二维肋管外的层流膜状凝结换热模型. 文献[28]采用 Nusselt 倾斜壁上层流膜状凝结换热模型的形式为肋侧壁建模(将 Nusselt 模型中的容重项替换为式(7)所示的压力梯度项),肋壁上的膜厚表达式如式(26)所示.

$$\delta_x = \left[\frac{4\mu\lambda_L d_o (t_s - \bar{t}_w) (1 + \tan \varphi) (h - \Lambda) bx}{\rho_L h_{LG} \sigma \cos \varphi} \right]^{1/4}.$$
 (26)

式中 Λ 为角坐标 ψ 的函数,需要求解肋间凝液的环向流动方程来确定,因此需要进一步建立肋间凝液的迁移模型. 文献[28]中假定肋侧凝液(图 3 中深色区域)迁移与肋底边壁(图 3 虚线)对肋间凝液的迁移均无影响,并进一步假定肋间凝液在 y 方向的速度分布与 Nusselt 模型^[1]相同,如式(27)所示.

$$u = \frac{\rho_L g}{\mu} \left(\delta_b y - \frac{1}{2} y^2 \right).$$
 (27)

式中 δ_b 为淹没区内肋侧壁点到肋间中心线的距离, $\delta_b = (a + \Lambda \tan \varphi)$, m. 由于 δ_b 与 y 坐标轴存在夹角,在此以 $\delta_b \cos \varphi$ 替代(27)中的 δ_b (若不替换,则无法获得式(29)),因此推测原文中有遗漏),如式(28)所示.

$$u = \frac{\rho_L g}{\mu} \left(\cos \varphi \delta_b y - \frac{1}{2} y^2 \right),$$
 (28)

由上述假设可确定肋间环向流动凝液迁移量的表达式,如式(29)所示.

$$G_\psi = \frac{\rho_L^2 g \sin^3 \varphi}{12\mu} \sin \psi \left(\Lambda + \frac{a}{\tan \varphi} \right)^4.$$
 (29)

对式(29)两端取微分可得肋间凝液迁移量随 ψ 变化的增量如式(30)所示.

$$dG_\psi = \frac{\rho_L^2 g \sin^3 \varphi}{12\mu} \left[\left(\Lambda + \frac{a}{\tan \varphi} \right)^4 \cos \psi d\psi + 4 \sin \psi \left(\Lambda + \frac{a}{\tan \varphi} \right)^3 d\Lambda \right].$$
 (30)

由于假设肋间无换热,肋间环向流动的凝液全部来自肋侧壁,因此迁移凝液的增量 dG_ψ 还可通过肋侧壁上的凝液迁移量来表示,如式(31)所示.

$$dG_\psi = \rho_L u_{av} \delta \frac{d_o}{2} d\psi.$$
 (31)

式中 u_{av} 为 Λ 对应肋壁处液膜的断面平均流速, $m \cdot s^{-1}$,如式(32)所示.

$$u_{av} = \frac{1}{\delta} \int_0^\delta \frac{\rho_L \Delta p}{\mu \Delta x} \sin \psi \left(\delta y - \frac{1}{2} y^2 \right) dy = \frac{\rho_L \sin \psi}{3\mu} \frac{\Delta p}{\Delta x} \delta^2,$$
 (32)

联合式(30)、(31)可得

$$\frac{d\Lambda}{d\psi} = \left[\frac{2d_o}{d\psi} \frac{2d_o}{g \sin^3 \varphi} \frac{\Delta p}{\Delta x} \delta^3 - \left(\Lambda + \frac{a}{\tan \varphi} \right)^4 \frac{\cos \psi}{\sin \psi} \right] \cdot \left[4 \left(\Lambda + \frac{a}{\tan \varphi} \right)^3 \right]^{-1}.$$
 (33)

式中压力梯度与液膜厚度项分别按式(7)与式(26)计算. 给定边界条件后,通过迭代方法可求解式(33). 获得 Λ 值后即可通过式(29)求解出 G_ψ , Karkhu-Borovkov 模型为

$$\bar{\alpha} = \frac{h_{LG} G_\psi}{A(t_s - \bar{t}_w)}.$$
 (34)

式中: $A(A = 0.5 d_o (0.5 t + a + h / \cos \varphi))$ 为肋外表面积, m^2 ; $\bar{\alpha}$ 为肋管平均凝结换热系数, $W \cdot m^{-2} \cdot ^\circ C^{-1}$; $(t_s - \bar{t}_w)$ 为肋的平均过余温度(需要进一步根据肋效率进行计算,这部分将在 Briggs-Rose 模型中展开), $^\circ C$.

Rudy^[39] 和 Masuda^[40] 指出 Karkhu-Borovkov 模型假定淹没角为定值与他们的试验结果不符.

Karkhu-Borovkov 模型首次综合考虑了表面张力在水平肋管外冷凝换热中的双重性作用,指出表面张力所致压力梯度是肋侧壁上凝液迁移的主要驱动力、同时考虑了肋管底部凝液滞留对换热的不利影响,给出简化肋管模型外凝液迁移的详细计算模型,并进一步考虑了肋效率对换热的影响. 虽然 Karkhu-Borovkov 模型在表面张力所致

压力梯度项、肋管底部表面张力所致淹没角、肋间凝液迁移方式与非淹没区肋顶及肋间换热处理等几个关键问题的描述与实际情况仍存在较大的差别,但 Karkhu-Borovkov 模型揭示了水平二维肋管外冷凝换热的主要影响因素,为后续二维肋管冷凝换热理论的发展奠定了基础。

2) Wu 模型. 吴沛宜^[29] (1979) 根据理论分析建立了肋管外凝结换热准则方程,即 Wu 模型,并利用试验数据通过逐次逼近的方法获得 Wu 模型中的参数,如式(35)所示。

$$Nu = 528 We^{0.7} \beta_c^{0.5} \beta_v^{1.2} Ga^{0.1} Pr^{-0.8} Co^{0.12}. \quad (35)$$

式中: β_c 为非淹没区在总换热面积中所占的百分比, $\beta_c = 1 - \phi_f / \pi$; β_v 为肋侧面积与肋管外表面积之比, $\beta_v = F_l / F_o$ (F_o 为单位长度肋管的实际外表面积, $m^2 \cdot m^{-1}$; F_l 为单位长度肋管的肋侧壁面积, $m^2 \cdot m^{-1}$); Ga 为伽利略数, $Ga = gL^3 / \nu^2$; Pr 为普朗特数, $Pr = \nu / a$; Co 为冷凝准则数, $Co = h_{LG} / (C \Delta t)$; C 为工质比热容, $J \cdot kg^{-1} \cdot ^\circ C^{-1}$ 。该模型的计算值与其试验值偏差在 9% 之内,但该模型缺少其他试验者的间接验证。

Wu 模型综合考虑了表面张力在肋管外冷凝换热强化中的双面作用,给出了较为合理的淹没角计算公式,并通过理论与试验相结合的方式给出当时较为完备的肋管外凝结换热准则,这在当时处于世界领先水平。

3) Rudy-Sardesia 模型. Rudy^[36] (1981) 将淹没角引入 Beatty-Katz 模型,忽略淹没区的换热后得到考虑表面张力在管底滞液的矩形肋管外冷凝换热模型,如式(36)所示。

$$\alpha_R = \left(1 - \frac{\phi_f}{\pi}\right) \chi \left(\frac{A_r}{A_{ef}} \frac{1}{d_r^{1/4}} + \frac{0.943}{0.728} \eta_f \frac{A_r}{A_{ef}} \frac{1}{\bar{L}^{1/4}} \right). \quad (36)$$

Sardesia 等^[41] (1983) 同样将滞留凝液对肋管底部换热的影响引入了 Beatty-Katz 模型。

由于文献[36]与[41]所建立的模型只将表面张力的负面影响引入 Beatty-Katz 模型,因此其预测值较 Beatty-Katz 模型要小,这使得此类模型仅对表面张力负面作用较强的肋型具有较高的预测精度。式(36)预测值比文献[36]试验获得的 CFC11 在 1378 fpm 肋管上的试验结果低 35%。

4) Rudy-Webb 模型. Rudy 和 Webb 等^[26] (1983) 参照 Karkhu-Borovkov 模型的处理方法将表面张力项引入肋侧壁模型,如式(37)所示。

以式(37)替代 Beatty-Katz 模型中的肋侧壁换热部分即可得到 Rudy-Webb 模型,见式(38)。

$$\alpha_{Rf} = 0.943 \frac{\lambda_L^3 h_{LG} \rho_L}{\mu(t_s - t_w)} \left[\frac{2\sigma}{h} \left(\frac{1}{t} + \frac{1}{s} \right) \right]^{1/4} \left(\frac{1}{h} \right)^{1/4}, \quad (37)$$

$$\alpha_{RW} = \frac{\phi_{\chi}}{\pi} \left\{ \frac{A_r}{A_{ef}} \left(\frac{1}{d_r} \right)^{1/4} + \frac{0.943}{0.728} \frac{\eta_f A_r}{A_{ef}} \left[\frac{2\sigma(1/t + 1/b)}{(\rho_l - \rho_g)gh^2} \right]^{1/4} \right\}. \quad (38)$$

Honda 等^[31] (1984) 亦独立推导出 Rudy-Webb 模型的等价形式(梯形肋, Rudy-Webb 模型针对矩形肋建立)。

文献[26]指出 Rudy-Webb 模型对 R11 在肋片密度为 1 378 fpm 的低肋管上冷凝换热系数的预测值比其试验值低 10%; Rudy-Webb 模型预测一整体肋管时偏差较大;采用式(11)所示的常数形式的压力梯度模型,降低了 Rudy-Webb 模型对肋密度的适应性。

Webb 和 Rudy^[32] (1985) 进一步将淹没区域的换热引入 Rudy-Webb 模型,如式(39)所示。

$$\alpha'_{RW} = \alpha_{RW} + \alpha_b \frac{\phi_f}{\pi}. \quad (39)$$

式中 α_b 为淹没区的平均凝结换热系数, $W \cdot m^{-2} \cdot ^\circ C^{-1}$ 。

肋片密度为 1 024 fpm 时, Webb-Rudy 模型^[32]预测值比文献[32]试验值高 25%;肋片密度为 748 fpm 时,模型预测值比文献[32]试验值高 60%,因此,文献[32]指出该模型仅适用于肋片密度高于 1 200 fpm 且肋高低于 1 mm 的肋管。

Rudy-Webb 模型虽细致地考虑了表面张力在肋间狭缝及微小肋片上引起的毛细现象对液膜在肋管周向分布的影响,物理描述也更加贴切,但模型的使用范围却很大地受到肋管表面结构的限制,缘由如下:通过实例对比分析 Rudy-Webb 模型与 Beatty-Katz 模型可知,首先, Rudy-Webb 模型中肋侧壁的特征尺度由 Beatty-Katz 模型中竖壁当量长度 $\bar{L}$ 改为肋片实际高度 h ,使得该模型中特征尺度对应项之值较 Beatty-Katz 模型时增加 30% 以上;其次,将 Beatty-Katz 模型中的比重项以表面张力所致压力梯度项来替换,又使该模型驱动力项较 Beatty-katz 模型时增加约 78%;最终,二者综合的结果使式(28)(即表面张力作用下肋侧壁上的换热能力)比其在 Beatty-Katz 模型对应项(重力作用下肋侧壁换热量)增加了 134%。当肋片密度较低时淹没角较小,不利于削弱这种增

量,因此 Rudy-Webb 模型在肋片密度低时预测值偏高;反之,当肋密度高时,Rudy-Webb 模型预测值又偏低。当 We 数 > 10 时,忽略肋壁上的重力作用对结果影响 $< 3\%$ 。因此,该模型问题的根源在表面张力所致压力梯度项引入不当。

Rudy-Webb 模型继承了 Beatty-Katz 模型的简洁性,同时采纳了 Karkhu-Borovkov 模型对表面张力因素的处理方法,发展了淹没角、肋侧壁表面张力所致压力梯度及淹没区的换热的计算方法,虽然 Rudy-Webb 模型在表面张力所致压力梯度项的描述与肋顶区域换热处理两方面仍不完善,但它代表了这一时期的二维肋管冷凝换热模型的顶尖水平,为后续工作提供了有力的支撑。

5) Honda-Nozu 模型。Honda 和 Nozu^[33] (1987) 提出了针对梯形肋片的 Honda-Nozu 模型,如式(40)所示。该模型综合考虑了凝液淹没区和非淹没区的换热、壁温沿管圆周方向的变化以及表面张力所致压力梯度在圆周上的变化,忽略了厚液膜区域的导热与肋间液膜流动的影响。

$$\frac{h_{LG}}{3v} \frac{d}{dx} \left\{ \left[\rho_L g f_x - \sigma \frac{d}{dx} \left(\frac{1}{r} \right) \right] \delta^3 \right\} = \frac{\lambda (t_s - t_w)}{\delta} \quad (40)$$

式中 f_x 为重力在 x 点切线方向的分量, $\text{kg} \cdot \text{m} \cdot \text{s}^{-2}$ 。为求解方程,还需详细的物理模型来界定方程的边界条件与液膜的外形。通过数值方法获得式(40)解后,可进一步获得淹没区的 Nu_f 与非淹没区的 Nu_u ,进而得到梯形肋管上的 Nu ,如式(41)所示。

$$Nu = \frac{\alpha d_o}{\lambda} = \frac{Nu_u \eta_u (1 - \bar{T}_{wu}) + Nu_f \eta_f (1 - \bar{T}_{wf})}{(1 - \bar{T}_{wu}) \bar{\phi}_u + (1 - \bar{T}_{wf}) (1 - \bar{\phi}_u)} \quad (41)$$

式中: $\bar{\phi}_u = \phi_u / \pi$, 非淹没区面积所比率; $\bar{T}_{wu}$ 和 $\bar{T}_{wf}$ 分别为非淹没区与淹没区的无量纲壁温,通过圆周方向的热传导方程求解; $\bar{T}_w = (t_w - t_c) / (t_s - t_c)$, 为无量纲壁温; t_c 为管内冷却水温度, $^{\circ}\text{C}$ 。

文献[33]利用 Honda-Nozu 模型预测了 11 种工质在 22 种不同管材上的冷凝换热系数,预测值与试验结果的误差在 20% 之内。Honda^[42] 等 (1987) 进一步将肋间液膜的流动与肋间厚液膜覆盖区域向肋根处的导热加入 Honda-Nozu 模型,虽然该模型的描述更加贴近在肋表面上发生的实际凝结换热过程,但该类模型的复杂程度及所需的计算量也成倍增加,同时获得的结果与试验结果仍有较大的不确定性差异,这使其在工程领域的应用受到很大的限制。

Honda-Nozu 模型^[33] 在文献[31]模型基础上进一步考虑了二维肋管表面各区域上表面张力所致压力梯度与重力综合作用(随 x 与 ψ 变化)对凝液迁移的影响,在假定液膜曲线方程的基础上通过数值方法求解各区域的冷凝换热。Honda-Nozu 模型减少了模型中的假定条件,这使其结果更接近二维表面理论模型,但其求解的复杂性较文献[31]模型急剧增加。Honda-Nozu 模型^[33] 是二维肋管外公认为的较为完备的冷凝换热模型。

6) Rose 模型。1948 年,Beatty 和 Katz^[21] 提出了冷凝换热强化因子的概念。Rose^[34] (1994) 通过量纲分析方法将表面张力作用引入 Beatty-Katz 模型,并发展了文献[21]提出的冷凝换热强化因子模型,进而得到了二维表面肋管冷凝换热强化因子模型——Rose 强化因子模型,如式(42)所示。式中 q_t 、 q_f 与 q_s 分别为肋顶、非淹没区肋侧与肋间的热流密度,表达式分别见式(43)~(46), $W \cdot \text{m}^{-2}$; q_{smo} 为 Nusselt 模型确定的光管外的热流密度,见式(46), $W \cdot \text{m}^{-2}$; f_t 、 f_s 分别为非淹没区肋侧与肋间失效换热面积百分比,见式(24)、(25)。

$$\varepsilon_{\Delta t} = \frac{Q_{fin}}{Q_{smo}} = \left\{ d_o t q_t + \frac{\phi_u}{\pi} \left[\frac{(1 - f_t)(d_o^2 - d_t^2)}{2 \cos \varphi} q_f + (1 - f_s) d_t q_s \right] \right\} (d_t p q_{smo})^{-1}, \quad (42)$$

$$q_t = \left[\frac{\lambda^3 \rho_L h_{LG} \Delta T_t^3}{\mu} \right]^{1/4} \left[\frac{0.728^4 \bar{\rho} g}{d_o} + \frac{B_t \sigma}{t^3} \right]^{1/4}, \quad (43)$$

$$q_f = \left[\frac{\lambda^3 \rho_L h_{LG} \Delta T_f^3}{\mu} \right]^{1/4} \left[\frac{0.943^4 \bar{\rho} g}{h_v} + \frac{B_f \sigma}{h^3} \right]^{1/4}, \quad (44)$$

$$q_s = \left[\frac{\lambda^3 \rho_L h_{LG} \Delta T_s^3}{\mu} \right]^{1/4} \left[\frac{A_s^3 \bar{\rho} g}{d_o} + \frac{B_s \sigma}{s^3} \right]^{1/4}, \quad (45)$$

$$q_{smo} = \left[\frac{\lambda^3 \rho_L h_{LG} \Delta T^3}{\mu} \right]^{1/4} \left[\frac{0.728^4 \bar{\rho} g}{d_r} \right]^{1/4}. \quad (46)$$

其中 A_s 为淹没角的函数,见式(47); h_v 为有效竖直肋高度,见式(48), m ; $\bar{\rho} = \rho_L - \rho_G$, $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$ 。

$$A_s = 0.874 + 0.001\,991 \phi_u - 0.026\,42 \phi_u^2 + 0.005\,530 \phi_u^3 - 0.001\,363 \phi_u^4. \quad (47)$$

$$h_v = \begin{cases} \frac{\phi_u}{\sin(\phi_u)} h, & \phi_u < \frac{\pi}{2}; \\ \frac{\phi_u}{2 - \sin(\phi_u)} h, & \frac{\pi}{2} < \phi_u < \pi. \end{cases} \quad (48)$$

研究对象为低肋纯铜管时,忽略肋表面温度差异,则肋管外各处表面温度与饱和蒸气之间的差值近似相等($\Delta T \approx \Delta T_t \approx \Delta T_s \approx \Delta T_f$),将式

(43) ~ (46) 代入式 (42) 可得

$$\varepsilon_{\Delta t} = \left(\frac{d_o}{d_r}\right)^{3/4} \frac{t}{p} \left(0.281 + \frac{\sigma B_t d_o}{t^3 \tilde{\rho} g}\right)^{1/4} + \frac{\phi_u}{\pi} \frac{B(1-f_s)s}{0.728p} \left(A_s^3 + \frac{\sigma B_r d_r}{s^3 \tilde{\rho} g}\right)^{1/4} + \frac{\phi_u}{\pi} \frac{(1-f_f)}{0.728p \cos \varphi} \frac{(d_o^2 - d_r^2)}{2h_v^{1/4} d_r^{3/4}} \left(0.791 + \frac{B_t \sigma h_v}{h^3 \tilde{\rho} g}\right)^{1/4} \quad (49)$$

文献[34]根据模型与大量实验数据的对比,将式(49)中差别不大的 B_t 、 B_r 与 B_s 取为同一常数 ($B_t = B_r = B_s = 0.143$),然后在肋间项前引入修正系数 B ($B = 2.96$). 通过经验常数的修正,式(49)预测值与大多数二维肋管试验值具有较好的一致性. 式(49)没有考虑肋片材质导热系数与淹没区换热的影响,因此该模型不适用于材质导热系数低与淹没角较大的工况. 此外,在引入表面张力的过程中忽略了表面张力与重力在管面不同圆周角区域上的方向性差异,也导致该模型与实际情况发生偏离.

Rose 强化因子模型^[34]综合考虑了表面张力与重力对二维表面冷凝换热的强化作用,通过量纲分析方法将表面张力作用引入 Beatty-Katz 模型,并采用修正因子来消除模型与具体问题的偏差, Rose 强化因子模型的简捷性与其对具体问题的精确性使其成为当前公认度较高的实用模型.

7) Briggs-Rose 强化因子模型. Briggs 和 Rose^[38]将淹没区的换热与肋效率引入 Rose 模型^[34],建立了 Briggs-Rose 模型,拓展了 Rose 强化因子模型在管材导热系数较低的肋管上的应用. 文献[38]中给出淹没区肋顶热流密度 $q_{t,f}$ (假定淹没区只有肋顶参与换热)与换热量 $Q_{t,f}$ 的表达式如式(50)和式(51)所示.

$$q_{t,f} = \lambda_w (T_{t,f} - T_r) / h, \quad (50)$$

$$Q_{t,f} = (\pi - \phi_u) d_o t q_{t,f}. \quad (51)$$

式中 $T_{t,f}$ 为淹没区肋顶温度, $T_{t,f} = T_v - \Delta T_{t,f}$, 以 $\Delta T_{t,f}$ 替代 ΔT_t 带入式(43),令式(43)与式(50)右端相等即可解得给定 T_v 与 T_r 下的 $T_{t,f}$,进而可获得 $q_{t,f}$ 与 $Q_{t,f}$.

考虑肋片效率的影响,文献[38]中分别对肋侧与肋顶的换热温差项进行修正,如式(52)与式(53)所示,给定 T_v 与 T_r 下,联合式(43)、(44)、(52)与(53)通过迭代求解可获得 $\Delta T_{t,u}$ 与 ΔT_f ,进而可获得非淹没区肋顶换热量 $Q_{t,u}$ 与非淹没区肋侧换热量 Q_f .

$$\Delta T_{t,u} = \Delta T / \{ \cosh(mh) + \alpha_t / (m\lambda_w) \cdot \sinh(mh) \}, \quad (52)$$

$$\Delta T_f = \frac{\Delta T \sinh(mh) + \alpha_t / (m\lambda_w) \cdot (\cosh(mh) - 1)}{mh \cosh(mh) + \alpha_t / (m\lambda_w) \cdot \sinh(mh)}. \quad (53)$$

式中: $\Delta T_{t,u}$ 为修正后的非淹没区肋顶过余温度; $m = [2\alpha / (t\lambda_w)]^{0.5}$; ΔT_f 为修正后的肋壁平均换热温差,其他符号同前.

Honda 等^[43] (1996) 比较了 Briggs-Rose 模型的计算值和低蒸气流速下梯形肋肋管的冷凝换热试验值,结果吻合较好.

综上,为解决水平二维表面肋管外的层流膜状凝结换热问题, Karkhu 等^[28]、吴沛宜^[29]、Rudy 等^[26]、Honda 等^[33]、Rose^[34] 与 Briggs 等^[38] 等按照 Beatty 和 Katz^[21] 对肋管表面区域的划分原则 (将肋管表面划分为肋顶、肋侧壁与肋间 3 个一维表面区域),相继将表面张力作用项引入与各区域对应的 Nusselt 模型^[1],建立了表面张力与重力综合作用下的二维表面层流膜状凝结换热模型 (各模型完善程度可综合表 1 与表 2 内容进行评价). Karkhu 等^[28] 首先以表面张力项 (线性形式) 替代 Nusselt 模型^[1] 中的比重项为肋侧壁建模;随后,吴沛宜^[29]、Rudy 等^[26] 先后将表征表面张力在肋管底部所致淹没区对冷凝换热的影响的淹没角引入二维肋模型;之后, Honda 等^[33] 将微分形式表面张力项与重力项的综合作用引入二维肋模型,建立起较为完备的二维肋管冷凝换热模型;最后, Rose^[34] 与 Briggs 等^[38] 通过量纲分析的方法,将带经验因子修正的表面张力项分别引入肋管上各区域对应的 Nusselt 模型,建立了评价二维表面肋管强化冷凝换热效果的强化因子模型. 上述模型为从理论上求解二维表面冷凝换热问题奠定了基础,对二维表面冷凝换热强化机理与二维表面结构形式的优化具有重要意义.

2.3 二维表面管外冷凝换热模型一致性试验分析

Kumar 等^[6] (2002) 测试了水蒸气和 HFC134a 在冷凝温度为 39 °C 时在 7 种不同肋管上的冷凝换热,并将试验结果与 Honda-Nozu 模型^[33] 和 Rose 模型^[34] 比较,结果表明,应用 Honda-Nozu 模型^[33] 计算水蒸气换热系数时,比试验值偏低约 0 ~ 20%,而计算 HFC134a 时则偏高 (随肋片密度不同约大 0 ~ 50%);相比之下, Rose^[34] 模型较为准确,平均偏差在 -23% 左右. Randall 等^[45] (2005) 试验研究了 R134a 在二维低肋管上的冷凝换热特性,并将获得的试验结果与 Beatty-Katz 模型^[21]、Sardesia 模型^[41]、Briggs-Rose 模型^[38]、Sreepathi^[46] 等模型预测值进行了比较,结果表明, Sardesia 模型最为准确,其次为 Beatty-

Katz 模型, Briggs-Rose 模型偏差最大. 张定材等^[13] (2007) 试验研究了 HFC134a 与 CFC12 在 1 475、1 720 fpm 的二维低肋管上的冷凝换热特性, 并将试验结果与 Beatty-Katz 模型^[21]、Rudy-Webb 模型^[39]、Honda-Nozu 模型^[33]、Briggs-Rose 模型^[38] 等进行对比. 结果表明, Honda-Nozu 模型与试验值最为接近, Briggs-Rose 模型 (10% ~ 28%) 与 Honda-Nozu 模型 (3% ~ 10%) 预测值偏高, 而 Beatty-Katz 模型 (-2% ~ -10%) 与 Rudy-Webb 模型预测值 (-10% ~ -20%) 偏低. Seara 等^[17] (2009) 试验研究了 R717 在钛肋管 (1 250 fpm, $p = 0.8$, $h_f = 0.965$) 上的冷凝换热特性, 试验结果与 Briggs-Rose 模型^[38] 的预测值最为接近 (预测值比试验值高 20% 左右), 其他模型的预测值比试验值高 50% 以上.

综上, 各二维表面层流膜状凝结换热模型对换热管表面结构、管材、工质物性等参数仍具有较强的依赖性, 针对具体问题, 各模型一致性不佳.

3 结 论

二维与三维强化表面冷凝换热管在卧式壳管式冷凝器的换热中的应用大大提高了冷凝器的换热效率与紧凑性. 工质饱和蒸气在强化表面冷凝管外的冷凝换热特性是自主研发高效壳管式冷凝器的关键. 水平一维与二维表面单管外层流膜状凝结换热理论是进一步解决水平三维表面单管外冷凝换热问题的基础.

1) 纯质饱和蒸气在水平一维表面管外层流膜状凝结换热理论模型与实际问题的一致性较好, 可以作为常规水平管外冷凝换热试验的标模, 用以检验试验测试的可靠性.

2) 二维表面管外冷凝换热模型关键作用参数中表面张力所致压力梯度模型的完善程度较表面张力所致淹没角模型的完善程度有较大差距. 肋结构与肋表面粗糙度所致液膜曲率变化对二维肋表面上冷凝换热的直接影响仍未引起足够的重视, 可以预见该因素对三维肋表面上冷凝换热的直接影响将进一步加大.

3) 考虑工程应用对模型简捷性需求, 各二维管模型中均保留了部分经验因素, 这些经验因素对工况、肋结构与物性等参数均有特定的适用范围, 因此, 在实际应用中应根据这些参数来选定适宜模型.

4) 二维表面肋结构对其上液膜分布与迁移规律的影响对进一步研究三维表面凝结分布与迁移具有借鉴意义.

总之, 为完善水平二维表面管外膜状凝结换热理论、发展三维表面管外膜状凝结换热理论, 大量高质量的试验与强化表面冷凝换热机理分析两方面仍需投入必要的工作. 且在当前二维表面层流膜状凝结换热理论仍不完善情况下, 研究者应以统一的模式来发表理论与试验成果, 共同完善二维表面凝结换热理论、协调开展三维表面凝结换热的理论与试验研究工作.

参考文献:

- [1] NUSSELT W. Die oberflächenkondensation des wasserdampfes [J]. Z Vereines Deutsch Ing, 1916, 60: 541 - 546, 569 - 575.
- [2] YILIBAS B S, ALTUNTOP N. Condensation heat transfer of Freon-21 on plain horizontal tubes [J]. Indian Journal of Technology, 1990, 28: 100 - 106.
- [3] 彭海涛, 李方明, 李妍. R22 饱和蒸气在水平双侧强化管外凝结换热的实验研究 [J]. 西安交通大学学报, 1997, 31: 51 - 56.
- [4] BELGHAZI M, BONTEMPS A, SIGCE J C, *et al.* Condensation heat transfer of a pure fluid and binary mixture outside a bundle of smooth horizontal tubes [J]. Int J Refrig, 2001, 24: 841 - 855.
- [5] KUMAR R, VARMA H K, MOHANTY B, *et al.* Prediction of heat transfer coefficient during condensation of water and R-134a on single horizontal integral-fin tubes [J]. Int J Refrig, 2002, 25: 111 - 126.
- [6] ADAMS M. Heat transmission [M]. 3rd ed. New York: Mc Graw Hill, 1949.
- [7] WANIARCHCHI A S, MARTO P J, ROSE J W. Film condensation of steam on horizontal finned tubes: effect of fin spacing, thickness and height [J]. Multiphase Flow Heat Transfer, ASME (HTD), 1985, 47: 93 - 99.
- [8] MA Zhixian, ZHANG Jili, XIONG Jun. Row effect for R245fa condensed on smooth tubes and its elimination in shell and tube condenser [C]//Proc 1st International Conference on Building Energy and Environment. Dalian: [s. n.], 2008, 3: 917 - 923.
- [9] SUKHATME S P, JAGADISH B S, PRABHAKARAN P. Film condensation of R11 vapour on single horizontal enhanced condenser tubes [J]. ASME Journal of Heat Transfer, 1990, 112: 29 - 34.
- [10] 刘文毅, 李妍, 陶文铨. 替代工质 R123 在水平强化单管外冷凝换热实验研究 [J]. 现代电力, 2005, 22: 52 - 55.
- [11] KUMAR R, GUPTA A, VISHVAKARMA S. Condensation of R-134a vapour over single horizontal integral-fin tubes: effect of fin height [J]. Int J Refrig,

- 2005, 28: 428 – 435.
- [12] ZHANG Dingcai, JI Wentao, TAO Wenquan. Condensation heat transfer of HFC134a on horizontal low thermal conductivity tubes [J]. International Communications in Heat and Mass Transfer, 2007, 34: 917 – 923.
- [13] JAKOB M, HAWKINS G A. Elements of heat transfer and insulation [M]. New York: John Wiley, 1942.
- [14] 张定才, 刘启斌, 陶文铨, 等. R22 在水平双侧强化管外的凝结换热 [J]. 化工学报, 2005, 56: 1865 – 1868.
- [15] GSTOEHL D, THOME J R. Film Condensation of R-134a on tube array with plain and enhanced surfaces (I): experimental heat transfer coefficients [J]. Journal of Heat Transfer, 2006, 128: 21 – 32.
- [16] GSTOEHL D, THOME J R. Film condensation of R-134a on tube array with plain and enhanced surfaces (II): empirical prediction of inundation effects [J]. Journal of Heat Transfer, 2006, 128: 33 – 43.
- [17] SEARA J F, UHIA F J, DIZ R. Experimental analysis of ammonia condensation on smooth and integral titanium tubes [J]. Int J Refrig, 2009, 32: 1140 – 1148.
- [18] HUEBSCH W W, PATE M B. A comparative study of shell-side condensation on integral-fin tubes with R114 and R236ea [J]. ASHRAE Transaction: Research, 2004, 110: 40 – 52.
- [19] KATZ D L, BEATTY K O, FOUST A S. Heat transfer through tubes with integral spiral fins [J]. Trans AMSE, 1945, 70: 907 – 914.
- [20] KATZ D L, HOPE R E, DATSKO S C, *et al.* Condensation of Freon-12 with finned tubes Part I: single horizontal tubes [J]. J AM Soc Refrigerating Engineers, 1947, 53: 211 – 217.
- [21] BEATTY K O, KATZ D L. Condensation of vapours on outside of finned tubes [J]. Chemical Engineering Progress, 1948, 44(1): 55 – 70.
- [22] 顾惜人, 朱瑶, 李外朗, 等. 表面化学 [M]. 北京: 科学出版社, 1990: 14 – 18.
- [23] SMIRNOV G F, LUKANOV I I. Study of heat transfer From freon-11 condensing on a bundle of finned tubes [J]. Heat Transfer-Soviet Research, 1972, 4(3): 51 – 56.
- [24] KULIS F, COMPINGT A, MERCIER P, *et al.* Design method for shell and tube condensers in refrigeration units [C]//Heat Transfer in Condensation, Proc Eurotherm Seminar 47. Paris: Elsevier, 1995: 133 – 138.
- [25] CHENG W Y, WANG C C. Condensation of R-134a on enhanced tubes [J]. ASHRAE Transaction, 1994, 100(2): 809 – 817.
- [26] RUDY T M, WEBB R L. Theoretical model for condensation on horizontal integral-fin tubes, heat transfer [J]. Seattle AIChE Symp Ser, 1983, 79: 11 – 18.
- [27] GREGORIG R. Film condensation on finely rippled surfaces with consideration of surface tension [J]. Zeitschrift fur Angewandte Mathematic und Physik, 1954, 5: 36 – 49.
- [28] KARKHU V A, BOROVKOV V P. Film condensation of vapour at finely-finned horizontal tubes [J]. Heat Transfer Soviet Research, 1971, 3: 183 – 191.
- [29] 吴沛宜. 氟利昂 12, 113 在水平肋管外冷凝放热的准则方程 [J]. 西安交通大学学报, 1979, 1(3): 1 – 10.
- [30] WEBB R L, KESWAN S T, RUDY T M. Investigation of surface tension and gravity effect in film condensation [C]//Proc 7th Int. Heat Transfer Conference. Munich: [s. n.], 1982, 5: 175 – 180.
- [31] HONDA H. A Prediction method for heat transfer during film condensation on horizontal low integral fin tubes [J]. ASME HTD, 1984, 38: 107 – 114.
- [32] WEBB R L, RUDY T M, KESWAN S T. Prediction of the condensation coefficient on horizontal integral-fin tube [J]. Journal of Heat Transfer, 1985, 107: 369 – 376.
- [33] HONDA H, NOZU S. A prediction method for heat transfer during film condensation on horizontal low integral-fin tubes [J]. Journal of Heat Transfer, 1987, 109: 218 – 225.
- [34] ROSE J W. An approximate equation for the vapour-side heat transfer coefficient for condensation on low-finned tubes [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1994, 37: 865 – 875.
- [35] KATZ D L, HOPE R E, DATSKO S C, *et al.* Liquid retention on integral-finned tubes [M]. Ann Arbor: Department of Engineering Research, University of Michigan, 1946.
- [36] RUDY T M, WEBB R L. Condensate retention on horizontal integral-fin tubing [J]. Advance in Heat Transfer, ASME HTD, 1981, 18: 35 – 41.
- [37] HONDA H, NOZU S, MITSUMORI K. Augmentation of condensation on horizontal tubes by attaching a porous drainage plate [C]//Proc ASME-JSME Thermal Engineering Joint Conference. Hawaii: ASME, 1983(3): 289 – 296.
- [38] BRIGGS A, ROSE J W. Effect of fin efficiency on a model for condensation heat transfer on a horizontal integral-fin tube [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1994, 37(1): 457 – 463.
- [39] RUDY T M, WEBB R L. An analytical model to pre-

- dict condensate retention on horizontal integral-fin tube [J]. *Journal of Heat Transfer*, 1985;361 – 368.
- [40] MASUDA H, ROSE J W. An experimental study of condensation of refrigerant 113 on low integral-fin tubes [C]//WANG Buxuan. *Heat Transfer Science and Technology*. New York: Hemisphere, 1987;480 – 487.
- [41] SARDESIA R G, OWEN R G, SMITH R A, *et al.* Gravity controlled condensation on a horizontal low-fin tube [J]. *ICHEME Symp*, 1983, 75:415 – 428.
- [42] HONDA H, NOZU S, UCHIMA B. A generalized prediction method for heat transfer during film condensation on a horizontal low finned tube [C]//Proc ASME-JSME Thermal Engineering Joint Conference. Hawaii: ASME, 1987, 4: 385 – 392.
- [43] HONDA H, TAKAMATSU H, TAKADA N. Condensation of HCFC123 in bundles of horizontal finned tubes: effects of finned geometry and tube arrangement [J]. *International Journal of Refrigeration*, 1996, 19: 1 – 9.
- [44] CAVALLINI A, CENSI G, COL D D, *et al.* Condensation inside and outside smooth and enhanced tubes: a review of recent research [J]. *International Journal of Refrigeration*, 2003, 26:373 – 392.
- [45] RANDALL D L, ECKELS S J. Effect of inundation upon condensation heat transfer performance of R-134a (II): results [J]. *International Journal of HVAC&R Research*, 2005, 11(4):543 – 562.
- [46] SREEPATHI L K, BAPAT S L, SUKHATME S P. Heat transfer during film condensation of R-123 vapour on horizontal integral-fin tubes [J]. *Journal of Enhanced Heat Transfer*, 1996, 3: 147 – 164.

(编辑 赵丽莹)

(上接第 34 页)

3) PAC 的投加不仅可以作为微生物生长的载体,有利于膜生物反应器的挂膜启动,且表现出比常规自然挂膜更强的生物活性;同时 PAC 的投加还可以有效地改善反应器中混合液的特性,从而延缓膜污染。

参考文献:

- [1] 李圭白,杨艳玲. 超滤——第三代城市饮用水净化工艺的核心[J]. *供水技术*, 2007, 1(1):1 – 3.
- [2] ZHANG M M, LI C, BENJAMIN M M, *et al.* Fouling and natural organic matter removal in adsorbent/membrane systems for drinking water treatment[J]. *Environ Sci Technol*, 2003, 37: 1663 – 1669.
- [3] YAMAMOTO K, HIASA H, TALAT M, *et al.* Direct solid liquid separation using hollow fiber membranes in activated sludge aeration tank [J]. *Wat Sci Technol*, 1989, 21(4/5): 43 – 54.
- [4] CHIEMCHAISRI C, YAMAMOTO K, VIGESWARAN S. Household membrane bioreactor in domestic wastewater treatment [J]. *Wat Sci Technol*, 1992, 27(1): 171 – 178.
- [5] 程家迪,刘锐,陈吕军,等. 膜生物反应器处理微污染水源水的应用现状[J]. *环境污染与防治*, 2009, 31(4): 66 – 70,77.
- [6] TIAN Jiayu, LIANG Heng, YANG Yanling, *et al.* Membrane adsorption bioreactor (MABR) for treating slightly polluted surface water supplies: as compared to membrane bioreactor (MBR) [J]. *J Membr Sci*, 2008, 325(1): 262 – 270.
- [7] SAGBO O, SUN Yaxi, HAO Ailing, *et al.* Effect of PAC addition on MBR process for drinking water treatment [J]. *Separation and Purification Technology*, 2008, 58(3): 320 – 327.
- [8] REMY M, POTIER V, TEMMINK H, *et al.* Why low powdered activated carbon addition reduces membrane fouling in MBRs [J]. *Water Res*, 2010, 44(3): 861 – 867.
- [9] HOFMAN J A, BEUMER M M, BARS E T. Enhanced surface water treatment by ultrafiltration [C]//Water Supply Proceedings of the 1998 IWSA International Specialized Conference on Membranes Drinking and Industrial Water Production. Amsterdam: Blackwell Scientific Publishers, 1998: 371 – 383.
- [10] BUISSON H, COTE P, PRADERIE M, *et al.* The use of immersed membranes for upgrading wastewater treatment plants [J]. *Wat Sci Technol*, 1998, 37(9): 89 – 95.

(编辑 刘 彤)