科学通报 2014 年 第 59 卷 第 31 期：3057 ~ 3065
论 文 www.scichina.com csb.scichina.com
《中国科学》杂志社
SCIENCE CHINA PRESS

垂直相分离冷凝管内气泡泄漏机理

陈奇成[①], 徐进良[①②*], 孙东亮[②*]

① 华北电力大学新能源电力系统国家重点实验室, 北京 102206;
② 低品位能源多相流与传热北京市重点实验室, 北京 102206
* 联系人, E-mail: xjl@ncepu.edu.cn; dlsun@ncepu.edu.cn

2014-01-06 收稿, 2014-02-13 接受, 2014-07-22 网络版发表
国家自然科学基金(51210011, 51106049)、国家重点基础研究发展计划(2011CB710703)和中央高校基本科研业务费专项(JB2013144)资助

摘要 提出相分离冷凝管在管内悬空布置微米级金属丝网, 形成“气贴近管壁, 液在中心”的流动结构, 在管壁形成超薄液膜, 显著提高管内冷凝换热系数. 然而, 相分离冷凝管内气泡向丝网中的泄漏, 可能影响冷凝传热强化. 为避免气泡泄漏, 本文基于杨-拉普拉斯方程, 通过考虑惯性力、黏性力及冷凝管内特有的脉动流等因素, 提出相分离管内气泡泄漏的理论判别式, 发现气泡泄漏主要取决于无量纲参数 G^* 与 We 数; 利用 VOF 方法发展了相分离结构中两相层流流动的数值模型. 对气泡泄漏现象进行数值分析, 结果表明, 气泡泄漏出现在气泡顶端, 与实验吻合良好; 通过对比不同 G^* 与 We 数下气泡运动规律, 获得了气泡泄漏临界曲线, 确定了气泡泄漏理论判别式中的待定参数, 最终给出垂直相分离管内气泡泄漏临界判别表达式, 为相分离冷凝管的设计及运行提供了理论依据.

关键词
相分离
气泡泄漏
判别式
薄液膜
冷凝传热
数值模拟

蒸气冷凝换热广泛存在于各种工业设备中, 其主要换热形式包括膜状冷凝和珠状冷凝. 研究表明, 珠状冷凝的换热系数可达膜状冷凝的 10 倍以上, 然而, 在大部分工业设备中珠状冷凝难以长时间维持, 导致膜状冷凝是主要冷凝形态[1~3]. 因此, 强化膜状冷凝换热系数是当前传热领域关注的热点之一[4].

基于边界层理论, Nusselt[5]最早建立了竖直壁面上膜状冷凝传热的理论模型, 并指出在重力作用下, 随液膜厚度增加, 冷凝换热系数迅速下降, 由此可知, 冷凝液膜的导热热阻是膜状冷凝传热的主要热阻. 基于 Nusselt 分析, 降低液膜热阻成为学者们强化管内蒸气冷凝换热的指导准则. 20 世纪 70 年代后, 各种强化冷凝管强开始出现, 如微翅管[6~9]、凹槽管[10,11]、及安装插入物的强化管[12]. 尽管这些冷凝强化管成功提高了冷凝换热系数, 但仍面临着如下难题: (1) 没有改变“气在管中心, 液在管壁”的流动结构, 存在厚液膜传热模式; (2) 管内流动阻力显著增加, 特别是对于安装插入物的强化管; (3) 加工难度与加工成本的增加, 使部分强化管无法在工业中大规模生产与应用.

针对“气在中心, 液在管壁”的流动结构, 导致厚液膜传热, 陈宏霞等人[13,14]将单层金属丝网悬空放置于管内, 设计了新型“相分离结构冷凝管”. 陈宏霞等人[13,14]的设计思想在于: 微米尺度的网孔可限制气泡进入丝网内部, 气泡只能从丝网与管壁之间的环形间隙通过. 由于气泡挤的受限流动, 可形成管壁的薄液膜, 形成“气贴近管壁, 液在管中心”的流动结构. 实验表明[15~17], 新型结构显著提高了冷凝传热系数, 目前已取得冷凝传热系数提高 2 倍以上的效果. 对于垂直流动, 两相流可视化分析表明, 相分离冷凝传热强化机理为薄液膜与自发形成的脉动流动. 实验同时发现, 当气泡较长时, 气泡顶端与丝网接触处, 部分气液界面可进入丝网网孔, 并脱离出小气泡, 该现象称之为“气泡泄漏”. 气泡泄漏和脱离, 导致冷凝

引用格式: 陈奇成, 徐进良, 孙东亮. 垂直相分离冷凝管内气泡泄漏机理. 科学通报, 2014, 59: 3057–3065
英文版见: Chen Q C, Xu J L, Sun D L. The bubble leakage mechanism for vertical upflows by the phase separation concept. Chin Sci Bull, 2014, 59: 2638–2646, doi: 10.1007/s11434-014-0377-4

管环隙区内含气率减少，使冷凝传热强化幅度减小. 为防止气泡泄漏和脱离的发生，有必要探索气泡泄漏的临界条件.

本文提出了将三维丝网结构转化为二维的转换准则，构建了多尺度网格系统，引入了随气泡运动的动态参考坐标系，有效缩减计算工作量，解决了相分离冷凝管两相流动的多尺度计算难题. 对垂直相分离冷凝管中气泡泄漏的临界条件进行理论分析，找出影响气泡泄漏的关键无量纲参数；基于 VOF (Volume of Fluid)方法，发展垂直相分离冷凝管中气液两相流动的数值模型，对关键无量纲参数进行分析，揭示气泡泄漏的物理机理，并建立各关键无量纲参数之间的定量关系，获得气泡泄漏的临界条件，为相分离冷凝管的设计和运行提供科学依据.

1 物理模型

1.1 几何结构

本文研究垂直相分离冷凝管内气泡向丝网内泄漏问题，工作介质为空气-水. 冷凝管结构如图1(a)所示，在圆管内插入柱状金属丝网，管内划分成 4 个区域：① 光管区域；② 环隙区域；③ 核心区域；④ 网孔区域. 冷凝管直径 d_e=15.7 mm；丝网圆柱直径 d_i=10.4 mm；进口液体流速 u_{in}=0.1033 m/s；液体表观速度 J_l=0.0574 m/s；气体表观速度 J_g=0.0459 m/s；重力加速度 g=9.8 m/s^2；计算区域 l=300.0 mm. 液相与

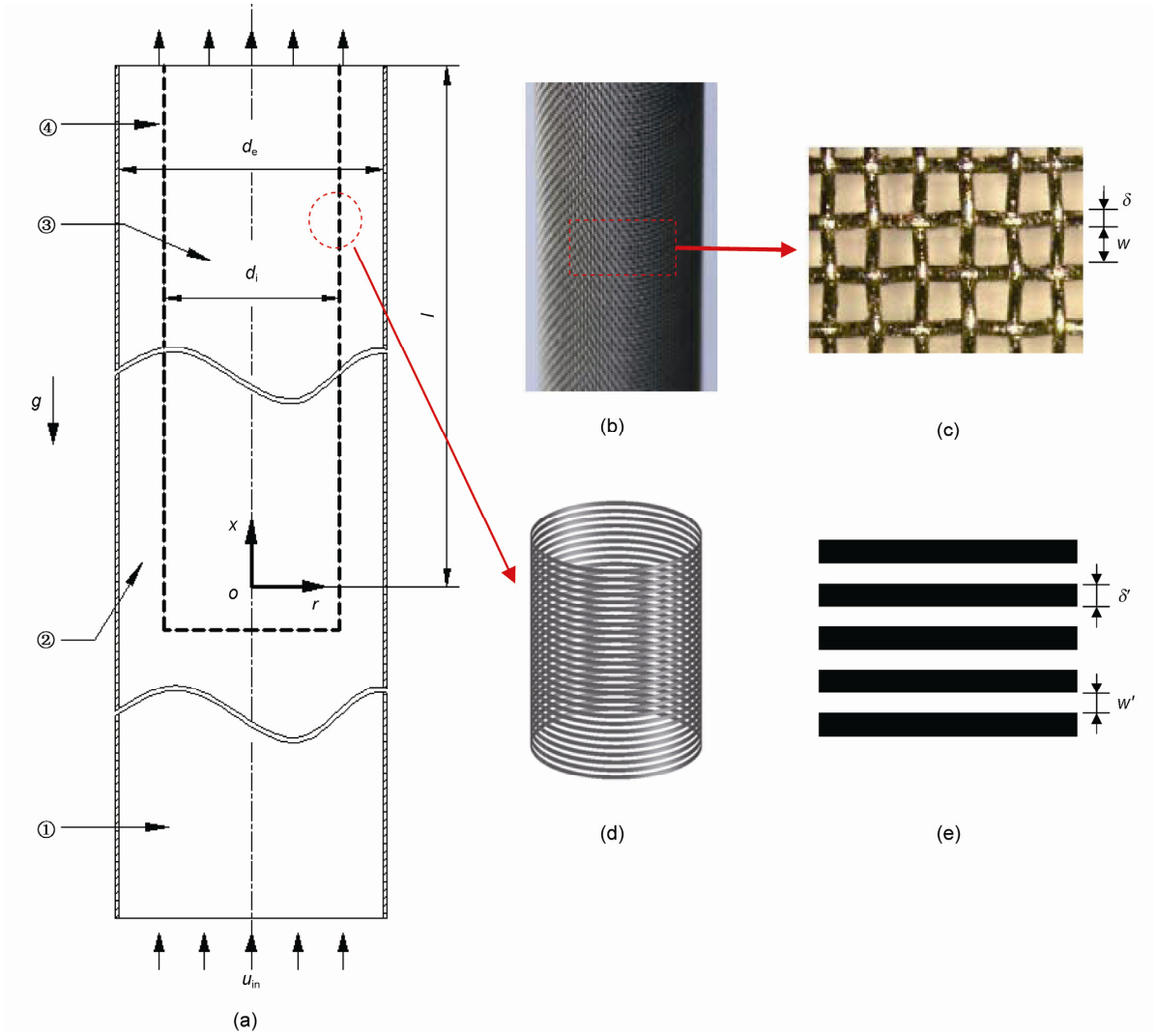

图 1 (网络版彩色)几何结构示意图

气相雷诺数定义为

$$Re_{\mathrm{l}}=\frac{J_{\mathrm{l}}\rho_{\mathrm{l}}d_{\mathrm{e}}}{\mu_{\mathrm{l}}},\ Re_{\mathrm{g}}=\frac{J_{\mathrm{g}}\rho_{\mathrm{g}}d_{\mathrm{e}}}{\mu_{\mathrm{g}}},\tag{1}$$

计算得出 $Re_{\mathrm{l}}\approx900$, $Re_{\mathrm{g}}\approx50$, 均低于 2000, 属于层流流动.

实验中, 金属丝网三维几何结构如图 1(b)所示, 金属丝直径 δ=0.075 mm, 丝网孔宽度 w=0.15 mm, 如图 1(c). 金属丝网长度为 1 m, 仅在丝网区域内, 计算所需网格数量达到 6.4×10^8 个, 计算根本无法完成. 因此, 为了有效缩短计算工作量, 本文将三维结构转换成二维结构, 并提出有效直径相等、流通面积相等及表面张力相等原则, 确保转换过程与实际物理过程保持一致. 转换准则如(2)~(4)式:

$$w=2w',\tag{2}$$

$$[w/(w+\delta)]^2=w'/(w'+\delta'),\tag{3}$$

$$4\sigma\cos\theta/w=2\sigma\cos\theta/w'.\tag{4}$$

图 1(d)表示二维丝网结构: 等效丝网直径 δ'=0.086 mm, 孔隙宽度 w'=0.075 mm, 如图 1(e). 经转换后, 可采用二维轴对称圆柱坐标系, 选定核心区域(区域④)充分发展段内任意点作为坐标原点 O.

1.2 控制方程及其无量纲化

采用 VOF 方法模拟垂直相分离冷凝管两相流动, 利用 PLIC (Piecewise Linear Interface Construction) 方法重构两相界面, 控制方程为

$$\nabla\cdot\left(\vec{v}\right)=0,\tag{5}$$

$$\frac{\partial\vec{v}}{\partial t}+\vec{v}\cdot\nabla\cdot\vec{v}=-\frac{1}{\rho}\nabla p+\frac{1}{\rho}\nabla\cdot\left[\mu\left(\nabla\cdot\vec{v}+\nabla\cdot\vec{v}^{\mathrm{T}}\right)\right]+\vec{g}+\frac{1}{\rho}\sigma k\nabla\alpha\frac{\rho}{0.5\left(\rho_{\mathrm{l}}+\rho_{\mathrm{g}}\right)},\tag{6}$$

$$\frac{\partial\alpha}{\partial t}+\nabla\cdot\left(\vec{v}\alpha\right)=0,\tag{7}$$

式中, $\vec{v}$ 为速度矢量, t 时间, ρ 密度, μ 动力黏度系数, α 体积分数, g 重力加速度, σ 表面张力系数, k 表面曲率. 下标 l 和 g 分别表示液相与气相. 物性参数可由体积分数 α 加权计算:

$$\rho=\rho_{\mathrm{l}}\alpha_{\mathrm{l}}+\rho_{\mathrm{g}}\alpha_{\mathrm{g}},\tag{8}$$

$$\mu=\mu_{\mathrm{l}}\alpha_{\mathrm{l}}+\mu_{\mathrm{g}}\alpha_{\mathrm{g}},\tag{9}$$

$$\alpha_{\mathrm{l}}+\alpha_{\mathrm{g}}=1.\tag{10}$$

对上述方程进行无量纲变换, 无量纲参数为

$$X=\frac{x}{d_{\mathrm{e}}},\ R=\frac{r}{d_{\mathrm{e}}},\ \tau=\frac{tu_{\mathrm{in}}}{d_{\mathrm{e}}},\ U=\frac{u}{u_{\mathrm{in}}},\ V=\frac{v}{u_{\mathrm{in}}},$$
$$\Theta=\frac{\rho}{\rho_{\mathrm{l}}},\ \Psi=\frac{\mu}{\mu_{\mathrm{l}}},\ L=\frac{l}{d_{\mathrm{e}}}.\tag{11}$$

将(11)式带入(5)~(7)式, 可得:

$$\nabla\cdot\left(\vec{V}\right)=0,\tag{12}$$

$$\frac{\partial\vec{V}}{\partial\tau}+\vec{V}\cdot\nabla\vec{V}=-\frac{1}{\Theta}\nabla P+\frac{1}{\Theta}\nabla\cdot\left[\frac{\Psi}{Re}\left(\nabla\cdot\vec{V}+\nabla\cdot\vec{V}^{\mathrm{T}}\right)\right]+\vec{G}+\frac{1}{\Theta We}K\nabla\alpha\frac{\Theta}{0.5\left(\Theta_{\mathrm{l}}+\Theta_{\mathrm{g}}\right)},\tag{13}$$

$$\frac{\partial\alpha}{\partial\tau}+\nabla\cdot\left(\vec{V}\alpha\right)=0,\tag{14}$$

其中, $P=\frac{p}{\rho_{\mathrm{l}}u_{\mathrm{in}}{}^2}$, $Re=\frac{\rho_{\mathrm{l}}u_{\mathrm{in}}d_{\mathrm{e}}}{\mu_{\mathrm{l}}}$, $We=\frac{\rho_{\mathrm{l}}u_{\mathrm{in}}{}^2d_{\mathrm{e}}}{\sigma}$, $G=\frac{gd_{\mathrm{e}}}{u_{\mathrm{in}}{}^2}$, $K=d_{\mathrm{e}}k$. (12)~(14)式中的算符 ∇ 均在无量纲坐标系下进行计算.

1.3 初始条件和边界条件

图 2 所示为计算初始条件及边界条件. 给定气泡初始无量纲尺寸: 初始气泡顶部半径 R_{TB}=0.15213; 气泡长度 L_{TB}; 气泡与壁面间的距离, 即初始液膜厚度为 0.0127; 气泡尾端与进口距离 L_{P}=1.9108, 整体计算区域长 L=19.108.

尽管等价原则将三维转换成二维问题, 网格数量由 6.4×10^8 个减少到 2.79×10^6 个, 但计算仍需花费大量时间. 因此, 进一步引入动态参考坐标系计算方法[18,19], 缩减计算时间. 动态参考坐标系将坐标原点固定在气泡上, 使实际运动的气泡保持相对静止状态. 最终的边界条件如下: 进口速度 $U_{\mathrm{inlet}}=U_{\mathrm{in}}-U_{\mathrm{TB}}$; 壁面移动速度 $U_{\mathrm{wall}}=U_{\mathrm{TB}}$, 其中, U_{TB} 为气泡上升速度; 出口处采用局部单向化假设, 即: $\partial\vec{V}/\partial X=0$; 此外, 对称轴面采用轴对称边界条件; 所有壁面处均采用无滑移边界条件.

1.4 网格系统

图 3 表示相分离冷凝管存在 3 种不同尺度结构: 光管区域与核心区域为宏观尺度; 环隙区域为毫米级小尺度; 网孔处为微米尺度. 若采用均匀网格, 网格数量可达千万量级, 对于 VOF 的非稳态计算, 即使运用并行计算手段, 仍需很长时间. 因此, 本文根

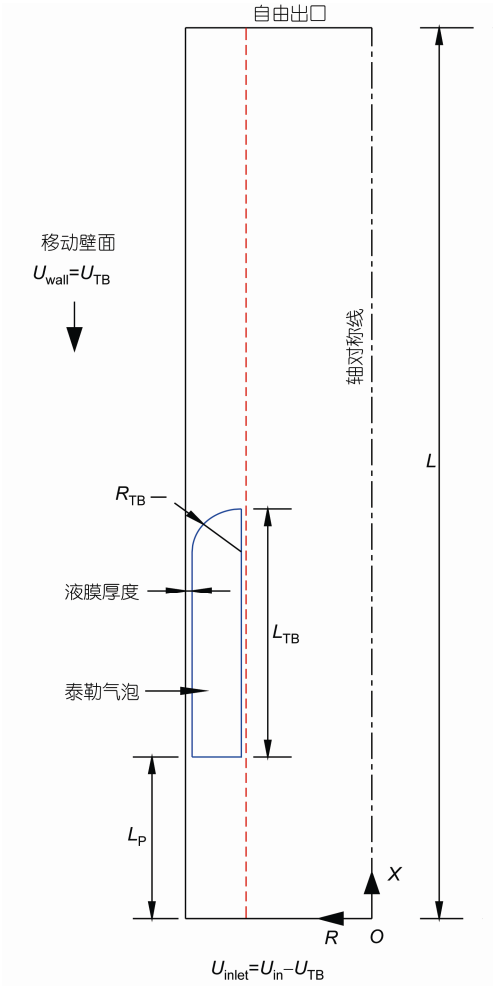

图 2 (网络版彩色)初始条件及边界条件

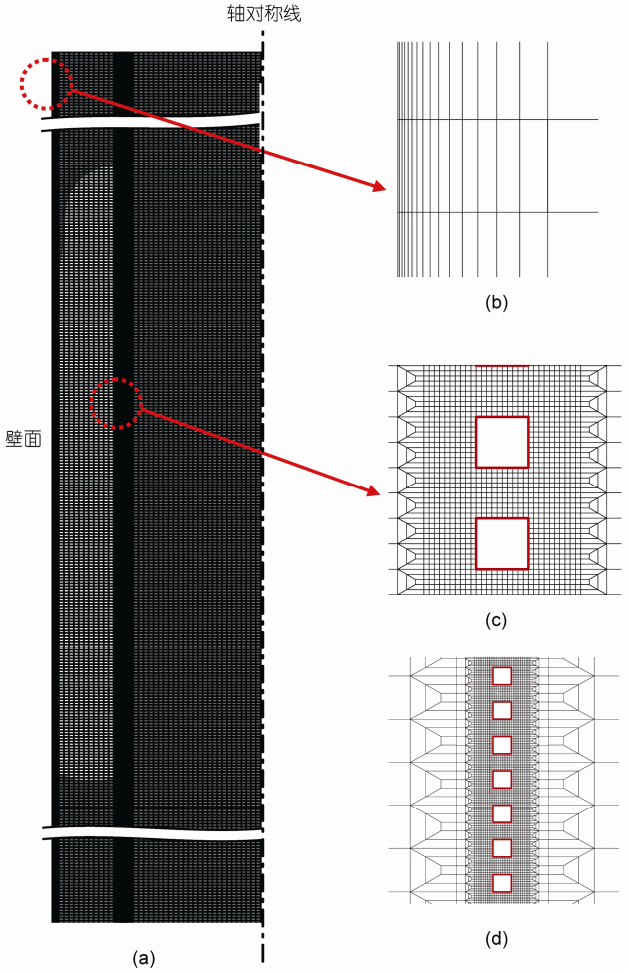

图 3 (网络版彩色)多尺度网格系统示意图

据不同空间结构, 分别采用不同尺寸的网格, 如冷凝管近壁处采用边界层网格, 其最小无量纲尺寸为 0.0002, 如图 3(b); 环隙区与核心区网格无量纲尺寸为 0.0113324; 网孔的网格无量纲尺寸为 4.77×10^{-4}, 如图 3(c); 不同尺寸网格通过过渡网格相互连接, 如图 3(d). 通过引入变换准则、动态坐标系及构建多尺度网格, 本文计算的最终网格数由最初的 6.4×10^{8} 个网格降低到约 1.06×10^{6} 个.

1.5 动态参考坐标系算法验证

采用有限体积法结合 SIMPLE 算法求解控制方程(12)和(13), 其中动量方程(13)中的对流项采用二阶迎风格式. 计算使用的工作站配置为 4 个 8 核 CPU, CPU 主频 2.4 GHz, 内存 24 GB, 计算同时采用 32 个核进行并行运算, 每次同时计算 8 种工况, 每个工况计算耗时约 6 天.

经过网格独立性验证后, 本文选取相同计算工况, 分别采用动态坐标系与固定坐标系对垂直相分离冷凝管两相流动进行计算, 计算结果见表 1. 比较显示, 液膜平均厚度分别为 0.078 和 0.081 mm, 误差为 3.84%, 气泡整体平均上升速度分别为 0.61 和 0.62 m/s, 误差为 1.63%, 气泡长度分别为 52.2 和 51.4 mm, 误差为 1.53%. 因此, 本文采用的动态参考坐标系处理方法准确可行, 相比于固定坐标系, 计算时间约为原来的 20%.

2 结果与讨论

2.1 气泡泄漏临界条件理论分析

在相分离冷凝管内, 丝网网孔的毛细分离效应将使气液两相分离, 形成“气贴近管壁、液在丝网中

表 1　计算结果验证

模拟结果对比	计算时间(月)	气泡长度(mm)	气泡平均速度(m/s)	液膜平均厚度(mm)	网格数量(个)
规参考系	1	52.18485	0.609934	0.078	5.3×10^6
动态参考系	0.2	51.36031	0.629498	0.081	1.06×10^6
误差		1.58%	3.21%	3.84%	

心”的全新相分布. 气泡在环形间隙内流动, 若要突破网孔进入丝网核心区, 必须克服网孔处气液界面的表面张力. Tsai 等人[20]给出了气泡突破微小孔隙的表面能分析, 分析时忽略了惯性力和黏性力的影响. 本文试图建立可适用于相分离冷凝管在各种运行条件下的气泡泄漏临界条件, 必须考虑惯性力和黏性力的影响, 同时实验还观测到在相分离冷凝管内存在脉动流动现象[21~23]. 因此, 本文在传统杨-拉普拉斯方程和 Tsai 等人[20]分析的基础上, 根据气泡顶部气液界面两侧所承受的重力压差与表面张力平衡, 提出以下临界判别准则:

$$\Delta\rho g l_{\mathrm{TB}} = C\frac{4\sigma\cos\alpha}{w}, \tag{15}$$

式中, $\Delta\rho$为气液两相密度差, l_{TB}为气泡长度, α为气相与网孔表面的接触角, w 为丝网网孔尺寸, 修正系数 C 包含了惯性力、黏性力及相分离冷凝管内的脉动流等因素对气泡受力平衡的影响, σ为表面张力系数. 方程左端为丝网孔处气液相重力压差, 取决于冷凝管核心内液体与环形间隙区内气体间的密度差、重力加速度及气泡长度. 气泡长度 l_{TB} 不仅与管内含气率相关, 同时还受重力加速度 g 的影响. 因此, 即便初始气泡体积恒定, 改变重力加速度, 环形间隙内的气泡长度可能不同, 产生的压差也不相同. 方程右端表示气泡在丝网孔处的表面张力, 其中 $4\cos\alpha/w$ 主要由丝网几何结构决定, α 由气、液工质种类与丝网材料性质决定, 本文将α 设为 180°[24]. (15)式表明, 当气液两相压差高于气液表面张力时, 气泡将会向丝网内部突破, 破裂乃至进入丝网核心区, 产生气泡泄漏现象. 对(15)式无量纲化, 可得:

$$G^*\times We = C\frac{4\cos\alpha}{\Delta\Theta W}, \tag{16}$$

式中, $G^* = gl_{\mathrm{TB}}/u_{\mathrm{in}}^2$. 无量纲结果指出, 当网孔尺寸及气液工质确定时, 气泡泄漏仅取决于无量纲参数 G^*, We 数及修正系数 C. 基于(16)式可知, 一旦确定了修正系数C, 则可建立气泡泄漏的临界条件. 因此, 本文将尝试采用前述的数值模型确定该修正系数.

2.2　工况设计

基于上述对气泡泄漏机理的理论性分析, 本文共设计 77 种不同工况, 通过改变无量纲参数 G^*和 We 数, 获取气泡流动状态信息. 图 4 表示, 在 We-G^* 坐标系下, 未泄漏工况和泄漏工况之间存在明确的分界线, 意味着气泡泄漏的临界条件可表示为无量纲参数 G^*和 We 数的函数. 结合(16)式, 修正系数 C 应为 G^*和 We 数的函数, 即 $C=f$ (We, G^*). 通过尝试采用不同 G^*和 We 数的函数形式拟合 C, 得到如下公式:

$$C = 0.22We^{0.99349} - \frac{G^*}{4.92\times10^3\times We^{0.00651}} + \frac{187.57}{We^{0.00651}}. \tag{17}$$

将上式代入(16)式, 可确定垂直相分离冷凝管内气泡泄漏的临界条件为

$$G^*\times We = \left(0.22We^{0.99349} - \frac{G^*}{4.7\times10^3\times We^{0.00651}} + \frac{196.39}{We^{0.00651}}\right)\times\frac{4\cos\alpha}{\Delta\Theta W}. \tag{18}$$

显然, 无论如何改变参数 G^*和 We 数, 只要满足方程左端大于右端, 冷凝管内就会出现气泡泄漏. 因此, (18)式具有广义意义, 适用于垂直相分离冷凝管内气-水两相系统在固定丝网几何结构下的任意层流工况. (18)式可称为垂直相分离冷凝管内两相层流流动时气泡泄漏临界曲线, 利用该曲线, 可准确预测不同工况下冷凝管内气泡泄漏情况.

2.3　无量纲参数 G^*和 We 数对气泡运动与泄漏规律的影响

本文在 77 个计算工况中选取 5 个典型工况进行对比分析(见表 2). 通过比较工况 1, 2, 5, 可分析无量纲参数 We 的影响; 比较工况 2~4 可分析无量纲参数 G^*的影响. 其中工况 2 为气泡发生泄漏的临界工况.

图 5 给出了相同 We 数下, 无量纲参数 G^*对垂直

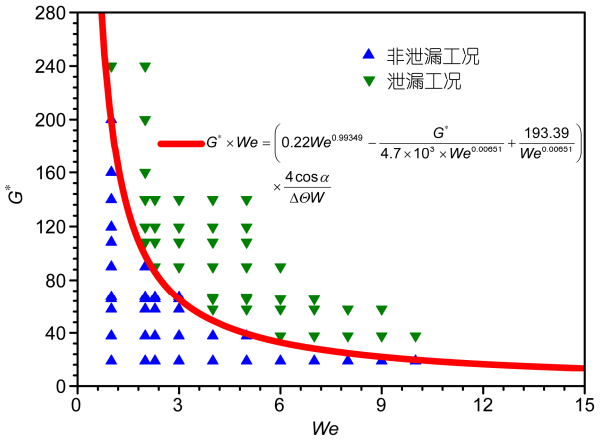

图 4 (网络版彩色)气泡泄漏工况及临界曲线

表 2 工况表

工况	We	G^*
1	1.00	87.06
2	2.29	87.06
3	2.29	37.74
4	2.29	119.43
5	3.00	87.06

相分离冷凝管内气泡形状及流场的影响, 其中(a)~(c)分别对应工况 3, 2, 4. 当 G^*=37.74 时, 管内浮升力弱, 使得气泡上升速度缓慢, 气液两相间的滑速比小, 气泡拉伸变形小, 气泡与管壁间挤压形成的液膜较薄, 但由于丝网孔处的表面张力足够平衡网孔两侧的压差, 因此, 气液相界面趋于平缓, 气泡顶端与底端附近的丝网网孔内液体流速平稳. 当 G^*提高到 87.06 时, 浮升力随之增大, 气泡流动速度加快, 在流动剪切作用下, 气泡出现拉伸变形, 壁面与气泡之间的液膜明显增厚, 气泡前端流场变化剧烈, 经过一段时间发展后, 丝网孔两侧压差开始高于气液界面表面张力, 相界面开始凸起, 若表面张力不足以平衡相界面受到的压差时, 发生气泡泄漏. 当重力 G^*进一步上升到 119.43 时, 气泡明显加速上升, 剪切流动不仅使液膜厚度增加, 同时拉长气泡, 气泡顶端和底端流动变得更为剧烈, 经过短暂发展, 气泡开始发生泄漏. 通过比较可发现, 在 We 数不变的前提下, 气泡上升速度和液膜厚度均随 G^*的增大而增大. 此外, 结果还表明, G^*越大时, 气泡越容易发生泄漏, 且泄漏过程越剧烈, 充分说明了丝网孔两侧压差主要取决于无量

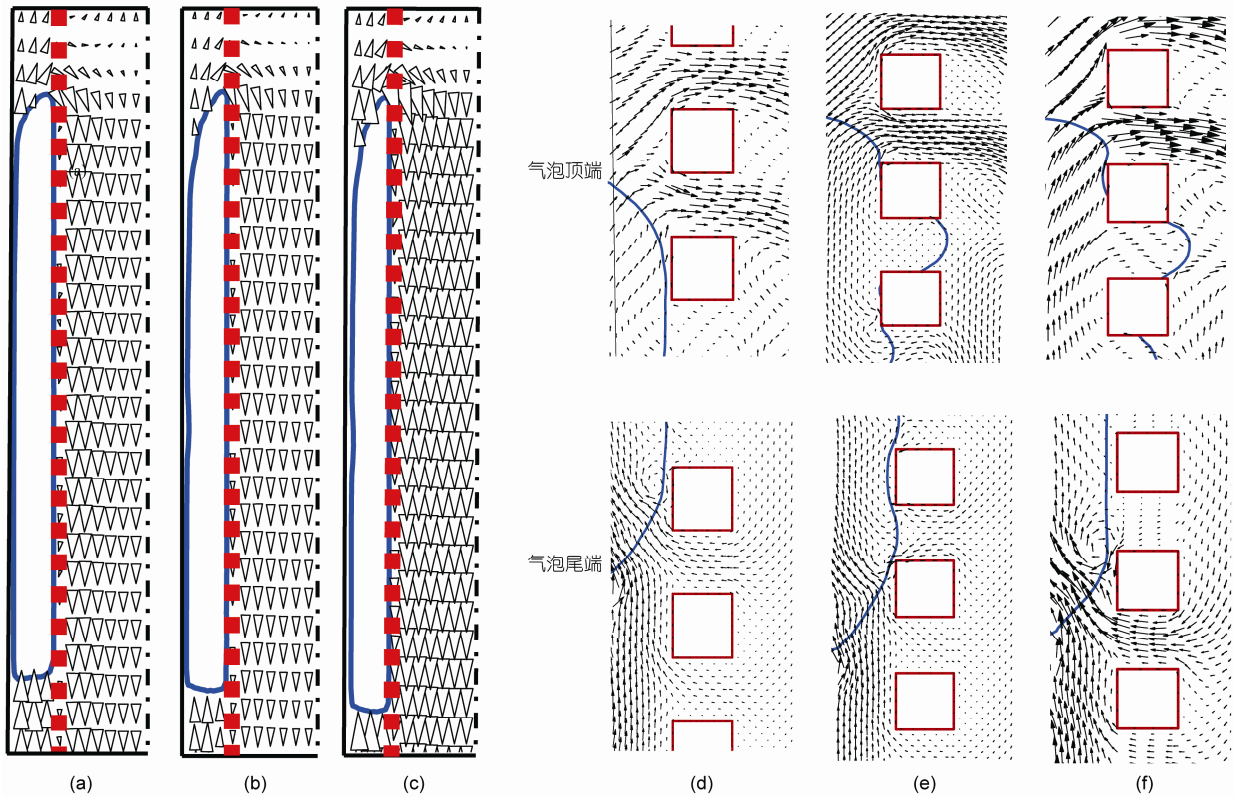

图 5 (网络版彩色)不同 G^*时, 气泡形状、流动状态及界面形状

纲参数 G^*的变化.

图 5(d)~(f)所示为在不同 G^*时，气泡顶端与尾端丝网孔处的局部流场与相界面形状，其中曲线代表相界面. 随着 G^*的增加，液相流速明显增强，在压差作用下，气泡界面开始出现较明显的弯曲与变形，当丝网网孔两侧压差大于相界面的表面张力时，气泡突破丝网网孔. 图 6 预测的泄漏位置始终发生在气泡顶端，与实验观测结果完全一致，也进一步说明本文发展的计算模型可靠.

图 7(a)~(c)为相同无量纲参数 G^*下，*We* 数对垂直

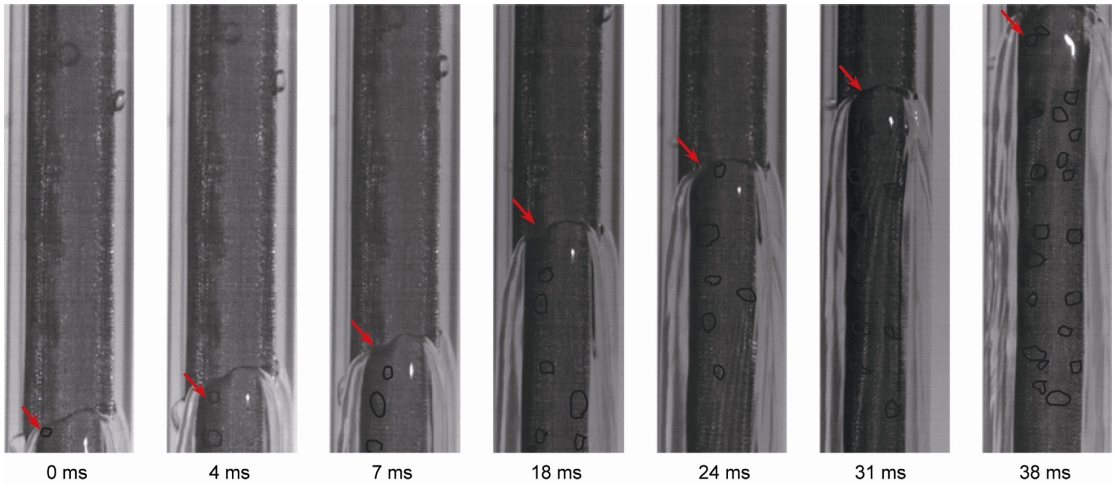

图 6　(网络版彩色)气泡泄漏位置[14]

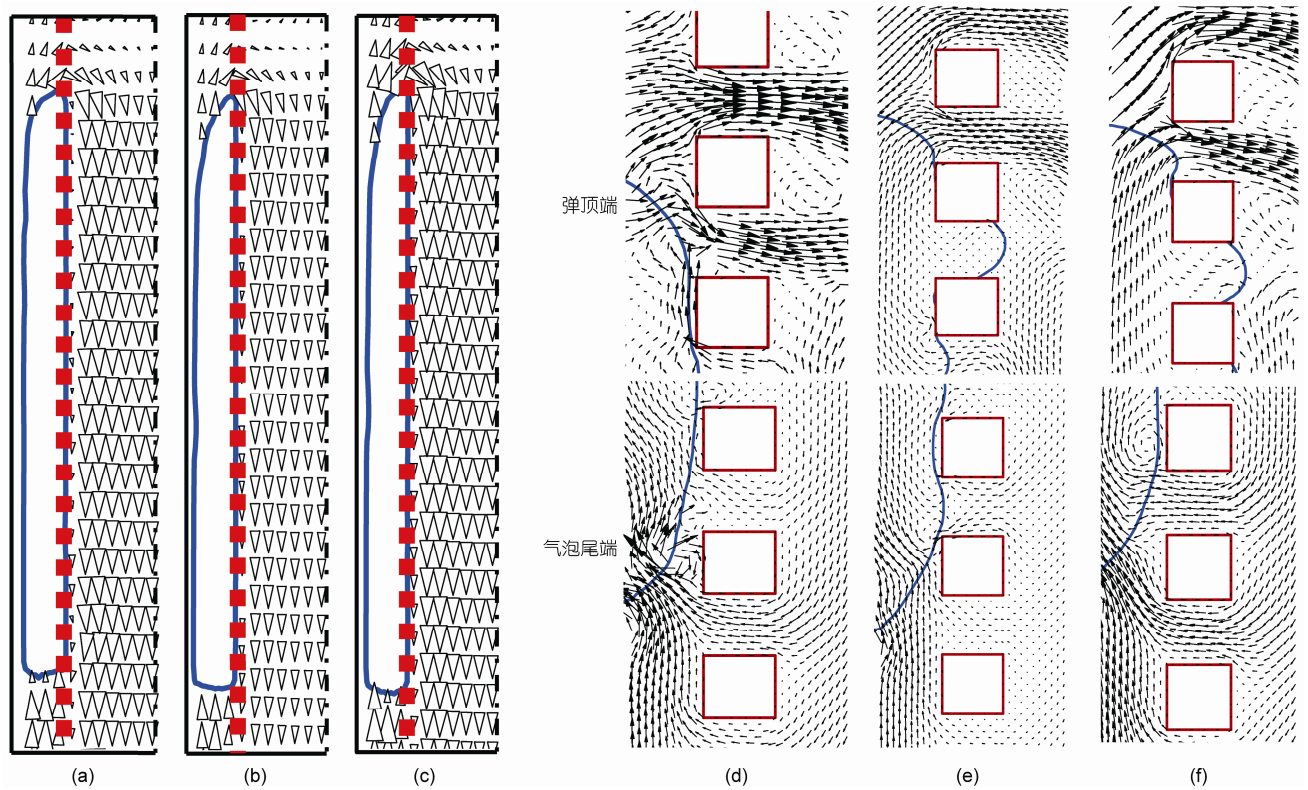

图 7　(网络版彩色)不同 *We* 数时，气泡形状、流动状态及界面形状

相分离冷凝管内气泡形状及流场的影响. 其中图 7(a)~(c)分别对应工况 1, 2, 5. 根据 *We* 数的定义可知, *We* 数与表面张力σ成反比. 当 *We*=1.00 时, 气泡整体表面张力较大, 尽管气泡顶端与底端处流动剧烈, 但由于表面张力的作用远大于 G^*产生的压差作用, 气液相界面始终保持平滑. 当 *We*=2.29 时, 表面张力减小, 气泡出现变形, 顶端曲率变大, 随着流动的进一步发展, 表面张力无法平衡丝网两侧压差, 气泡开始泄漏. 当 *We*=3.00 时, 表面张力显著降低, 且气泡前端曲率增大, 导致气泡很快出现泄漏. 比较发现, *We* 数主要影响气泡表面张力大小, 当 *We* 数升高到某一特定值时, 表面张力无法继续平衡气液两相压差, 相分离冷凝管内出现泄漏现象.

图 7(d)~(f)所示为在不同 *We* 数时, 气泡顶端与尾端丝网孔处的局部流场与相界面形状, *We* 数的改变只影响气泡表面张力变化情况. 随着 *We* 数的增加, 气泡表面张力明显减小, 在压差作用下, 气泡界面及易发生弯曲变形. 当 G^*相同时, *We* 数越大, 气泡越容易发生泄漏.

3 结论

本文通过理论分析和数值建模相结合, 分析了垂直相分离冷凝管内的气泡泄漏现象, 主要结论如下:

(1) 采用 VOF 方法发展了垂直相分离管内两相流动模型, 通过引入丝网几何结构转换的等价准则、多尺度网格系统、动态坐标系及并行计算, 大大缩减了计算工作量, 实现了丝网相分离结构两相流动的跨尺度计算难题, 预测的气泡泄漏现象及泄漏位置与实验吻合良好, 验证了本文计算模型及方法的可靠性及有效性.

(2) 通过理论分析发现, 无量纲参数 G^*, *We* 数和修正系数 *C* 是决定气泡泄漏临界条件的关键参数, 其中 *C* 体现了惯性力、黏性力与脉动流等因素对气泡泄漏的影响. 数值模拟发现, 在 *We*-G^*坐标系下, 气泡泄漏工况与非泄漏工况之间存在明显的分界线, 表明修正系数 *C* 与 G^*和 *We* 数存在确定的函数关系, 通过拟合数值计算结果, 确定了该函数关系式, 得到气泡泄漏的临界关系式为

$$G^* \times We = \left(0.22We^{0.99349} - \frac{G^*}{4.7\times10^3 \times We^{0.00651}} + \frac{196.39}{We^{0.00651}}\right) \times \frac{4\cos\alpha}{\Delta\Theta W},$$

为垂直相分离管的设计和运行提供了理论依据.

(3) 相同 *We* 数下, 改变 G^*直接影响管内两相压差, G^*增大, 两相界面处压差增加, 流场变化剧烈, 在剪切流动作用下, 液膜增厚, 当压差高于表面张力时, 气泡发生泄漏; 相同 G^*下, 改变 *We* 数主要影响气泡表面张力, *We* 数增大, 表面张力减小, 当 *We* 增大到某一特定值时, 表面张力无法平衡气泡在丝网孔受到的压差, 气泡同样发生泄漏.

参考文献

1 马学虎, 徐敦颀, 林纪方. 滴膜共存表面强化冷凝传热. 化工学报, 1999, 50: 535–540
2 赵起, 林纪方. 滴状冷凝工业应用研究进展. 化工进展, 1991, 42: 17–20
3 郎需庆, 马红钦, 谭欣. 滴状冷凝机理及冷凝表面改性的研究进展. 石油化工高等学校学报, 2004, 17: 31–38
4 杨世铭, 陶文铨. 传热学. 第四版. 北京: 高等教育出版社, 2006
5 Nusselt W. The surface condensation of water vapor (in German). Associat German Eng, 1916, 60: 541–569
6 Miyara A, Nonaka K, Taniguchi M. Condensation heat transfer and flow pattern inside a herringbone-type micro-fin tube. Int J Refr, 2000, 23: 141–152
7 Sapali S N, Patil P A. Heat transfer during condensation of HFC-134a and R-404A inside of a horizontal smooth and micro-fin tube. Exp Thermal Fluid Sci, 2010, 34: 1133–1141
8 Goto M, Inoue N, Yonemoto R. Condensation heat transfer of R410A inside internally grooved horizontal tubes. Int J Refr, 2003, 26: 410–416
9 Olivier J A, Liebenberg L, Thome J R, et al. Heat transfer, pressure drop, and flow pattern recognition during condensation inside smooth, helical micro-fin, and herringbone tubes. Int J Refr, 2007, 30: 609–623
10 Uchida M, Itoh M, Shikazono N, et al. Experimental study on the heat transfer performance of a zeotropic refrigerant mixture in horizontal tubes. International Refrigeration and Air Conditioning Conference, 1996, Paper 313
11 Cavallini A, Del Col D, Doretti L, et al. Heat transfer and pressure drop during condensation of refrigerants inside horizontal enhanced tubes. Int J Refr, 2000, 23: 4–25

12 Muzzio A, Niro A, Arosio S. Heat transfer and pressure drop during evaporation and condensation of R22 inside 9.52 mm O.D. micro-fin tubes of different geometries. Enhanced Heat Transfer, 1998, 5: 39–52
13 陈宏霞, 徐进良, 王伟. 一种内分液罩式冷凝换热管. 中国专利, 2011, CN102278904A
14 Chen H X, Xu J L, Wang W. An enhancement condensation pipe with inserted mesh cylinder. USA Patent, 2012, PCT/CN2012/000274
15 Chen H X, Xu J L, Li Z J, et al. Stratified two-phase flow pattern modulation in a horizontal tube by the mesh pore cylinder surface. Appl Energy, 2012, 112: 1283–1290
16 Chen H X, Xu J L, Li Z J, et al. Flow pattern modulation in a horizontal tube by the passive phase separation concept. Int J Multiph Flow, 2012, 45: 12–23
17 Chen H X, Xu J L, Xie J, et al. Modulated flow patterns for vertical upflow by the phase separation concept. Exper Thermal Fluid Sci, 2014, 52: 297–307
18 Taha T, Cui Z F. CFD modelling of gas-sparged ultrafiltration in tubular membranes. J Membr Sci, 2002, 210: 13–27
19 Taha T, Cui Z F. CFD modelling of slug flow in vertical tubes. Chem Eng Sci, 2006, 61: 676–687
20 Tsai H Jr, Lin L W. Active microfluidic mixer and gas bubble filter driven by thermal bubble micropump. Sensor Actuat A, 2002, 97-98: 665–671
21 Lemenand T, Dupont P, Valle D D, et al. Comparative efficiency of shear, elongation and turbulentdroplet breakup mechanisms: Review and application. Chem Eng Res Design, 2013, 91: 2587–2600
22 Conrath M, Smiyukha Y L, Fuhrmann E, et al. Double porous screen element for gas—Liquid phase separation. Int J Multiph Flow, 2013, 50: 1–15
23 Federico M, Fernando A M. Multiphase capillary flows. Int J Multiph Flow, 2012, 42: 62–73
24 Chen Q C, Xu J L, Sun D L, et al. Numerical simulation of the modulated flow pattern for vertical upflows by the phase separation concept. Int J Multiph Flow, 2013, 56: 105–118