

光纤探针测量及多尺度熵鉴别超临界类沸腾传热模式*

何孝天¹⁾ 徐进良^{1)2)†} 程怡玮¹⁾

1) (华北电力大学, 低品位能源多相流与传热北京市重点实验室, 北京 102206)

2) (华北电力大学, 电站能量传递转化与系统教育部重点实验室, 北京 102206)

(2022年8月24日收到; 2022年9月28日收到修改稿)

亚临界沸腾包括界面蒸发和气泡动力学诱导的传热, 但超临界传热是否存在类界面蒸发和类气泡传热以及两者间的转换缺少直接的实验证据. 本文进行了超临界 CO₂ 液池传热的实验研究, 压力和液池温度分别为 8—10 MPa 和 15 °C. 作为加热元件和感温元件, 22 mm 长和 70 μm 直径的镍铬丝水平放置在液池中, 光纤探针垂直放置, 其顶端高于镍铬丝 200 μm. 发现随热流密度或壁面过热度的持续增大, 依次发生自然对流、类界面蒸发、类蒸发-沸腾转换、类沸腾 4 种传热模式. 本文重点关注类界面蒸发和类沸腾传热以及两者间的转换. 在类界面蒸发模式下, 传热系数随壁面过热度增大略有下降, 光纤输出小幅/高频信号, 不存在主频, 多尺度熵大, 表征随机信号波动. 在类蒸发-沸腾转换模式下, 光纤输出大幅/低频周期信号, 存在明显主频, 多尺度熵小, 代表有序的周期性脉动传热. 在以类气泡为特征的类沸腾模式下, 光纤信号波动幅度介于类蒸发和转换模式之间, 主频不明显, 多尺度熵也介于类蒸发和转换模式之间. 研究获得了超临界类沸腾直接的实验证据, 加深了对超临界传热机理的理解, 为后续理论研究和工程应用提供了基础.

关键词: 超临界流体, 类沸腾, 光纤探针, 多尺度熵

PACS: 78.15.+e, 44.25.+f, 07.60.Vg, 89.70.Cf

DOI: 10.7498/aps.72.20222060

1 引言

超临界流体 (supercritical fluid, SCF) 是现代发电动力循环的主要工作介质, 由于压力、温度高, 可有效提升系统循环效率, 提高系统紧凑性^[1], 如朗肯循环中使用超临界水^[2]、布雷顿循环中的超临界二氧化碳 (supercritical carbon dioxide, sCO₂)^[3]. 经典教科书将 SCF 视为单相流体^[4], 依据浮升力和加速效应提出关联式, 但不能准确预测传热恶化和强化等异常现象^[5]. 现代物理学家通过 X 射线散射^[6] 和分子动力学模拟^[7,8] 等方法发现 SCF 有类似两相的物质结构, 在 Widom 线两侧可区分为类气和类

液两种流体. 超临界和亚临界流体的这种相似性提供了研究 SCF 传热的新角度.

亚临界流体吸热相变时有蒸发和沸腾两种模式, 二者定义清晰、互有异同. 蒸发是在已有相界面上从液体到气体的质量传递; 沸腾是在固体壁面或过热液体中核化并形成气泡, 液气相变产生新的两相界面^[9]. 在超临界领域, 20 世纪 60 年代就已提出“类沸腾”概念: 传热实验中, 类沸腾概念仅代表部分工况下的传热异常和性能相似性; 热力学中, 类液体升温成为类气体的过程被统称为类沸腾^[10]. 传热模式的模糊定义阻碍了超临界类沸腾相关研究.

在过去的研究中, SCF 传热表征手段有限, 主要通过视窗观察流体现象与传热数据之间的联系.

* 国家自然科学基金重点项目 (批准号: 52130608) 和国家自然科学基金创新研究群体科学基金 (批准号: 51821004) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: xjl@ncepu.edu.cn

Knapp 和 Sabersky^[11] 使用镍铬合金丝在高压容器中加热 $s\text{CO}_2$, 通过纹影法发现, 产生类气泡时 $q_w-\Delta T$ 曲线斜率变陡, 与亚临界沸腾传热起始点相似. Knapp^[12] 试验了多种加热方式, 只在水平金属丝上拍摄到类气泡, 金属条或垂直金属丝上没有产生. Hahne 和 Neumann^[13] 的实验表明高压釜中形成类气泡与金属丝材质有关, 铂丝上不产生类气泡, 也没有传热强化. 2013 年 Rousselet 等^[14] 总结了前人实验结果, 当 $T_w < T_{pc}$ 时传热类似单相自然对流, $T_w > T_{pc}$ 时类似亚临界膜态沸腾, 其中 T_w 为壁温, T_{pc} 为拟临界温度. SCF 管内强制对流实验研究较多, 但针对类两相分布的很少. Holman 等^[15] 观察到超临界氟利昂 12 在玻璃管中加热时有气态轨迹, 沿程壁温先升后降. Sakurai 等^[16] 用阴影法拍摄矩形管中单侧加热的 $s\text{CO}_2$ 流场, 随热流升高, 壁面出现密度波的黑色阴影, 传热系数下降. Du 等^[17] 设计了类似实验段并直接拍摄流场, 传热恶化时壁面有白色阴影. 本课题组^[18,19] 通过管外壁温数据推测管内流体状态, 提出类气膜的分布状态是造成传热恶化的主要原因.

总之, 过去的研究已经发现 SCF 传热和类两相分布之间存在关联, 如类气泡造成传热强化, 类气膜引起传热恶化, 但只能通过可视化实验和传热数据确认传热模式, 手段单一、缺乏定量判据. Maxim 等^[20] 发展了 SCF 类沸腾中子射线测量技术, 可以有效分辨类两相分布, 但需在通道中填充多孔碳纤维, 成本高且难以推广. 亚临界流体相分布测量技术相当成熟, 发展出射线法^[21,22]、超声波^[23]、电容/电导^[24,25] 和激光光学^[26,27] 等多种测量技术, 有效识别流动传热模式, 如泡状流、段塞流、环状流等. 然而, 这些技术大多依赖气液两相物性的突变 (密度、声速、电导率、折射率等), 不能直接用于测量物性连续变化的 SCF.

本文在高压容器中用镍铬金属丝加热 $s\text{CO}_2$, 采用改进的光纤探针测量 $s\text{CO}_2$ 温度场连续波动, 研究不同传热模式的现象和转换机理, 实验参数覆盖 $P = 8-10 \text{ MPa}$, $q = 0-1800 \text{ kW/m}^2$, $T_b = 15 \text{ }^\circ\text{C}$. 随热流密度升高, 传热模式从自然对流转为类蒸发、随后过渡为内沸腾, 对应于传热系数先升后降, 最后再升高. 引入频谱和熵分析光纤探针信号特征, 提出基于多尺度熵的 SCF 传热模式定量判据, 获得了超临界类沸腾直接的实验证据.

2 实验系统和数据处理

2.1 实验系统

SCF 池式传热系统和测量原理如图 1 所示, 主要包括高压釜、温度压力控制管路、铂丝电路、光纤探针系统、高速摄影及数采. 实验工质选用纯度 99.999% 的 CO_2 , 临界点为 $P_{cr} = 7.377 \text{ MPa}$, $T_{cr} = 31.2 \text{ }^\circ\text{C}$. 工质被气动活塞泵增压注入高压釜, 由入口减压阀和排气阀控制釜内压力 P . 高压釜为 304 不锈钢材质筒体, 内径 100 mm, 长为 140 mm, 两端面有直径 30 mm 蓝宝石玻璃视窗. 通过釜中纯铜盘管循环水温 PID 控制池温 T_b , 本文中 T_b 均为 $15 \text{ }^\circ\text{C}$.

池式传热加热元件为镍铬合金丝, 牌号 Cr20Ni35, 直径 $70 \text{ }\mu\text{m}$, 长 22 mm. 镍铬丝、标准电阻和直流电源 (Itech 6132B) 组成串联电路, 控制加热功率. 镍铬丝同时也是测温元件, 实验前标定电阻率和温度的关系, 实验中测量电阻计算加热丝壁温. 镍铬丝水平悬挂在高压釜中心, 高速相机透过视窗拍摄现象 (Keyence VW-9000), 拍摄帧率 4000 frames/s, 分辨率 $1.9 \text{ }\mu\text{m}$.

2.2 光纤探针

Avdeev 等^[28] 首先制备适合超临界环境下的反射式光纤探针, 命名为 Fibre Optic Reflectometer (FOR), 用于测量超临界纯流体和混合物的密度. 本文将 FOR 用于 SCF 传热过程, 测量流场密度和温度变化, 获取传热过程瞬态特征. 光纤探针测量原理如图 1(b) 所示. 光源发出的 1310 nm 激光被分光器分为测量光束和参考光束. 参考光束经光电二极管和跨阻放大器直接转换为参考电压信号 U_{ref} . 测量光束经光环行器进入探针, 在探针端面反射, 入射光强和反射光强分别为 I_0 和 I_R . 反射光沿原光路返回光环行器, 传递至光电回路转换为测量电压信号 U_{sig} . 光纤端面入射光强 I_0 和反射光强 I_R 的比值与光纤折射率 n_0 和流体折射率 n 有关, 且与电压信号成正比^[28]:

$$\frac{I_R}{I_0} = \left(\frac{n - n_0}{n + n_0} \right)^2 = \kappa \frac{U_{sig}}{U_{ref}}, \quad (1)$$

其中 n_0 为光纤材料 SiO_2 的折射率, $n_0 = 1.45$, 比例系数 κ 与光纤性质和沿程损失有关, 与测量流体无关. 在空气中测得的电压信号 U_{sigair}/U_{refair} 满足

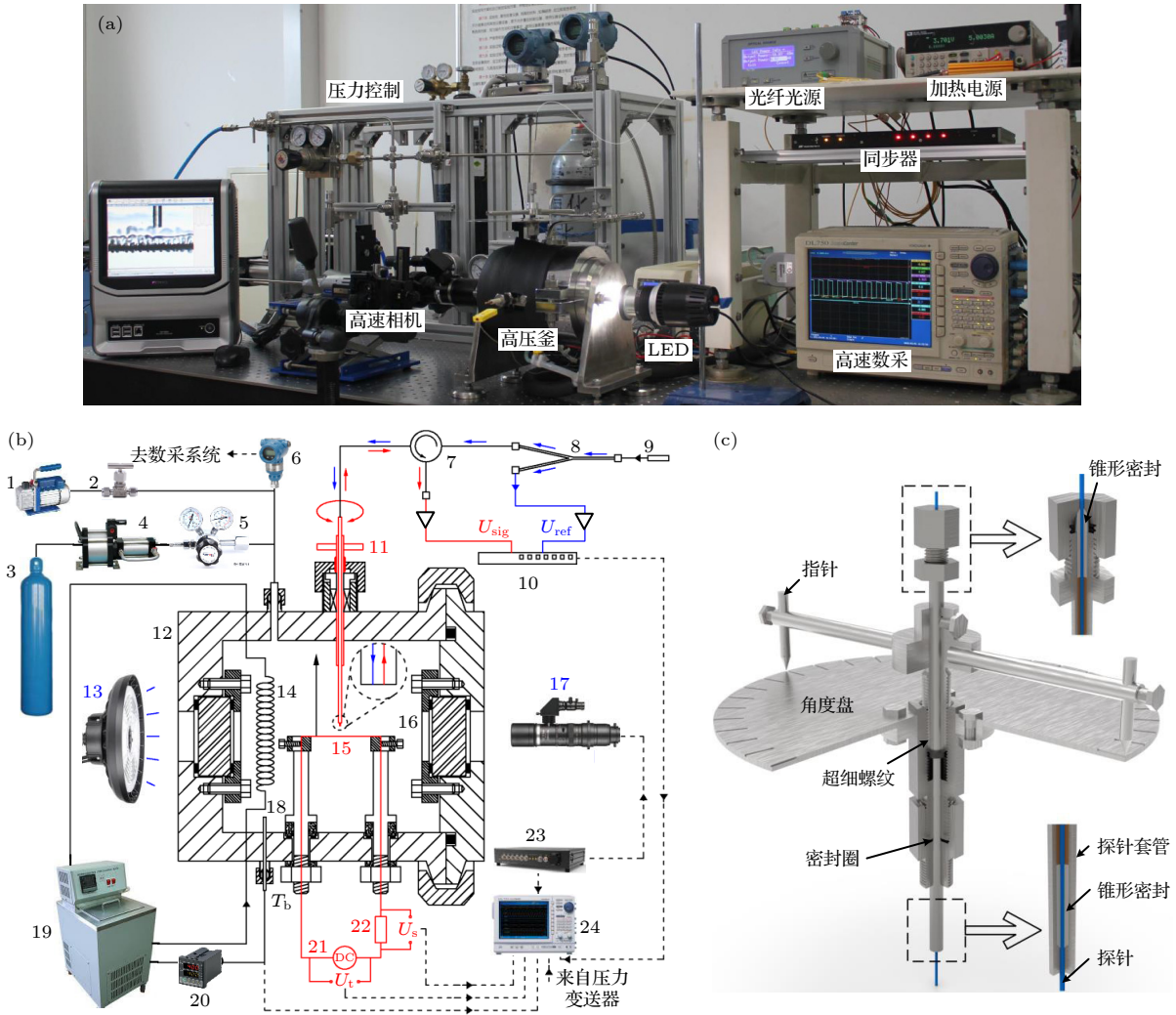


图1 SCF池式传热实验系统 (a) 实验台照片; (b) 实验台原理图 (1-真空泵, 2-阀门, 3-CO₂气瓶, 4-增压泵, 5-减压阀, 6-压力变送器, 7-光环行器, 8-分光器, 9-激光光源, 10-光电转换电路, 11-光纤探针, 12-高压釜, 13-LED光源, 14-冷却铜管, 15-加热丝, 16-可视窗, 17-高速相机, 18-热电偶, 19-恒温槽, 20-PID控制器, 21-直流电源, 22-标准电阻, 23-同步器, 24-高速数采仪); (c) 光纤探针封装结构

Fig. 1. Experiment system of SCF pool heat transfer: (a) The photo of experiment system; (b) schematic diagram of the experimental system (1-vacuum pump, 2-valve, 3-CO₂ cylinder, 4-piston pump, 5-reducing valve, 6-pressure transmitter, 7-optical circulator, 8-splitter, 9-laser light source, 10-optical conversion circuit, 11-fiber optic probe, 12-high pressure vessel, 13-LED light source, 14-circulating pipe, 15-heating wire, 16-viewable window, 17-high-speed camera, 18-thermocouple, 19-thermostat, 20-PID controller, 21-DC power source, 22-standard resistor, 23-synchronizer, 24-high-speed data acquisition); (c) fiber optic probe package structure.

关系

$$\left(\frac{n_{\text{air}} - n_0}{n_{\text{air}} + n_0}\right)^2 = \kappa \frac{U_{\text{sigair}}}{U_{\text{refair}}}, \quad (2)$$

(1) 式和 (2) 式可消去 κ , 得到光纤端面流体折射率 n 为 [28]

$$n = n_0 \frac{\sqrt{\frac{U_{\text{sigair}} U_{\text{ref}}}{U_{\text{refair}} U_{\text{sig}}} (n_0 + n_{\text{air}}) - (n_0 - n_{\text{air}})}}{\sqrt{\frac{U_{\text{sigair}} U_{\text{ref}}}{U_{\text{refair}} U_{\text{sig}}} (n_0 + n_{\text{air}}) + (n_0 - n_{\text{air}})}}, \quad (3)$$

其中 $n_{\text{air}} = 1.00027$ (20 °C, 1 atm, 1 atm = 1.01 ×

10⁵ Pa). 流体折射率 n 和密度 ρ 之间满足 Lorentz-Lorenz 方程 [28]

$$A\rho = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2}. \quad (4)$$

对于非极性分子 CO₂, $A = 1.42 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{kg}$, 是与温度无关的常数. 根据 sCO₂ 的密度 ρ 和压力 P , 在 REFPROP 软件中可查得流体温度 T_g .

光纤探针密封结构如图 1(c) 所示. 探针本体为普通通信光纤, 端面直径 125 μm, 纤芯直径 9 μm, 用密封胶封装在长 200 mm、直径 0.6 mm 不锈钢

毛细管中. 毛细管和耐压套管间填充锥形聚四氟, 由顶部螺栓挤压密封. 耐压套管外加工有齿距 350 μm 超细螺纹, 配合角度盘纵向调节探针高度. 实验中探针位于加热丝上方 200 μm 处, 如图 2(a) 所示. 装配时将光纤光源替换为红色可见光, 调节加热丝下方手动位移台, 当加热丝上光斑最亮时光纤位置对正, 如图 2(b) 所示.

为验证光纤探针精度, 在高压釜中与铠装热电偶同时测量 sCO_2 温度, 测量压力范围 8—12 MPa, 温度 5—40 $^{\circ}\text{C}$. 结果如图 2(c) 所示, 二者平均相对误差 $e_A = 3.57\%$, 平均相对误差 $e_R = 4.67\%$, 平均标准差 $e_S = 7.49\%$, 光纤探针可准确测量 sCO_2 流体温度. 与普通热电偶相比, 光纤没有热响应引起的时间延迟, 可实时反应温度波动.

2.3 数据处理

本文在 8 MPa 和 10 MPa 压力下开展 sCO_2 传热实验, 实测压力 P 范围分别为 7.955—8.048 MPa 和 9.928—10.035 MPa, 后文以 8 MPa 和 10 MPa 指代. 池温为 (15 ± 0.1) $^{\circ}\text{C}$, 热流密度范围 0—1800 kW/m^2 . 恒河数采 (Yokogawa DL750) 测量电源电压 U_t 和标准电阻电压 U_s , 加热丝热流密度 q 和电阻率 $\bar{\rho}_w$ 分别为

$$q = \frac{1}{\pi dL} \frac{U_t - U_s}{R_s} U_s, \quad (5)$$

$$\bar{\rho}_w = \frac{\pi d^2}{4L} \frac{U_t - U_s}{U_s} R_s, \quad (6)$$

其中 d 和 L 分别为加热丝直径和长度. 提前标定的镍铬丝电阻率和温度关系为

$$\bar{\rho}_{\text{CrNi}} = 1.1061 \times 10^{-6} \times (1 + 4.2155^{-4} T_w), \quad (7)$$

根据壁温 T_w 计算传热系数 h :

$$h = q / (T_w - T_b). \quad (8)$$

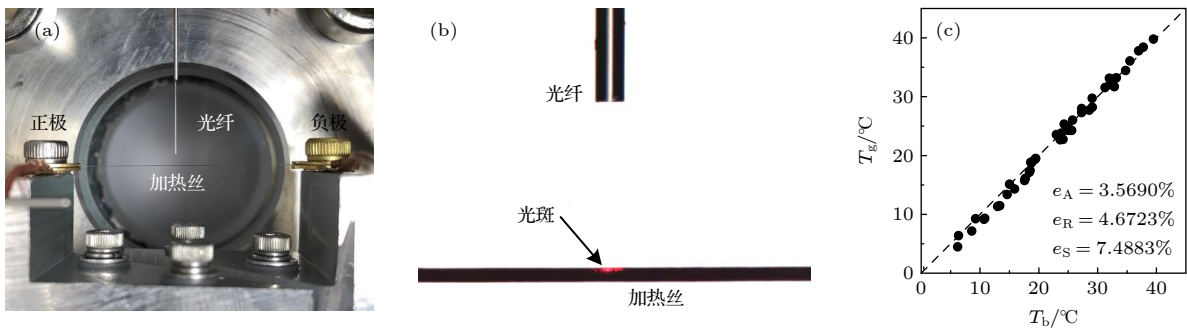


图 2 探针定位和标定 (a) 光纤探针和加热丝安装; (b) 探针对齐; (c) 光纤探针标定

Fig. 2. Positioning and calibration of fiber optic probe: (a) Installation of fiber optic probe and heating wire; (b) probe alignment; (c) fiber optic probe calibration.

热电偶经过精密水银温度计校准, 测量 T_b 不确定度为 0.1 $^{\circ}\text{C}$, 压力和电压不确定度分别为 0.075% 和 0.5%. 不能直接测量的参数测量不确定度按下列公式传递^[29]:

$$\delta r = \sqrt{\sum_{i=1}^N \left(\frac{\partial r}{\partial x_i} \delta x_i \right)^2}, \quad (9)$$

其中 x_i 为直接测得量的不确定度, 则热流密度、壁温和传热系数不确定度分别为 1.74%, 3.71% 和 4.84%.

3 结果和分析

3.1 传热规律

SCF 在指定压力下定压比热容 c_p 存在最大值, 此时的温度为类临界温度 T_{pc} . 在 T_{pc} 附近, 流体密度 ρ 、黏度 μ 和导热系数 λ 都随温度发生剧烈变化. Maxim 等^[20] 和 Barney 等^[30] 认为这种显著的物性变化类似亚临界流体在沸点处的相变, 当 $T > T_{pc}$ 时, 流体性质类似气体; 反之, $T < T_{pc}$ 时, 性质类似液体. 定义加热丝壁面过热度 $\Delta T_w = T_w - T_{pc}$, 加热丝传热规律和现象见图 3 和图 4. 在不同压力下, 随 ΔT_w 增高传热系数 h 都先增后减, 最后在振荡中保持上升趋势. 在宽广的工况范围内存在 4 种传热模式: 自然对流 (natural convection, NC), 类蒸发 (pseudo evaporation, PE), 类蒸发-沸腾转换 (transition of evaporation and boiling, TEB), 以及类沸腾 (pseudo boiling, PB).

3.1.1 自然对流

在 $\Delta T_w < 0$ 时, sCO_2 近似单相液体, 物性没有发生显著变化, 因此传热规律与亚临界单相自然对流一致, h 随 ΔT_w 上升呈线性增长. NC 模式高

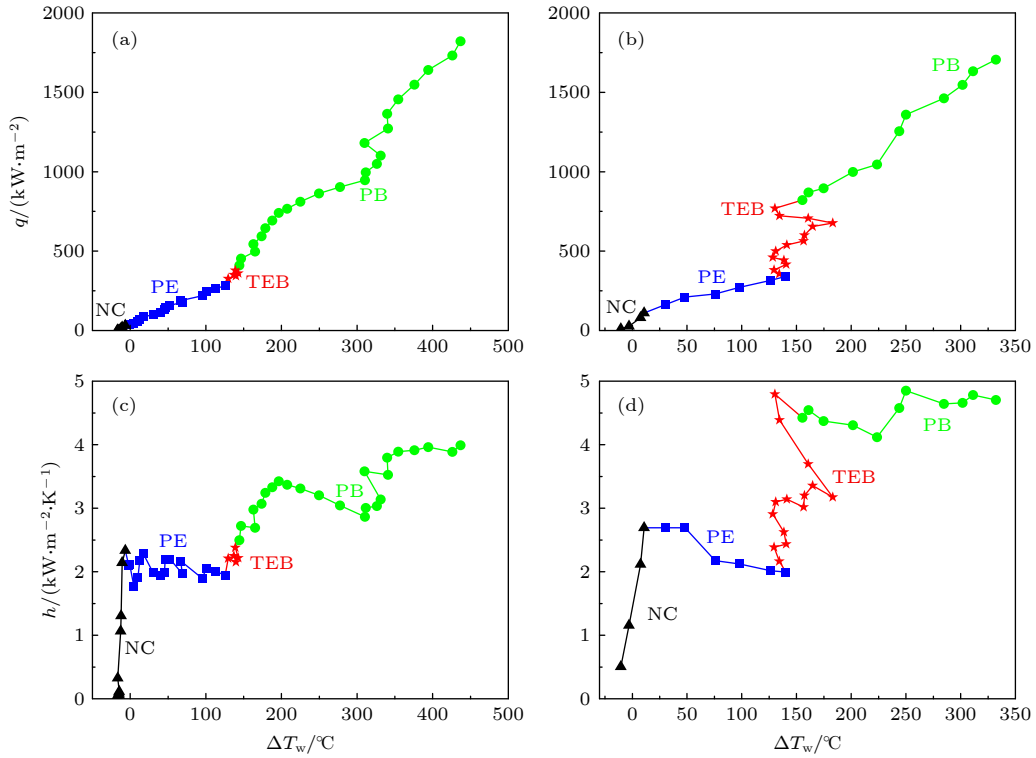


图 3 不同压力下的传热曲线和传热模式分区 (a), (b) P 分别为 7.955—8.048 MPa 和 9.928—10.035 MPa 时热流密度与过热度关系; (c), (d) P 分别为 7.955—8.048 MPa 和 9.928—10.035 MPa 时传热系数与过热度关系
 Fig. 3. $Q\text{-}\Delta T_w$ and $h\text{-}\Delta T_w$ curves and heat transfer modes under different pressure: (a), (b) Heat flux density versus superheat for $P = 7.955\text{--}8.048\text{ MPa}$ and $9.928\text{--}10.035\text{ MPa}$, respectively; (c), (d) heat transfer coefficient versus superheat for $P = 7.955\text{--}8.048\text{ MPa}$ and $9.928\text{--}10.035\text{ MPa}$, respectively.

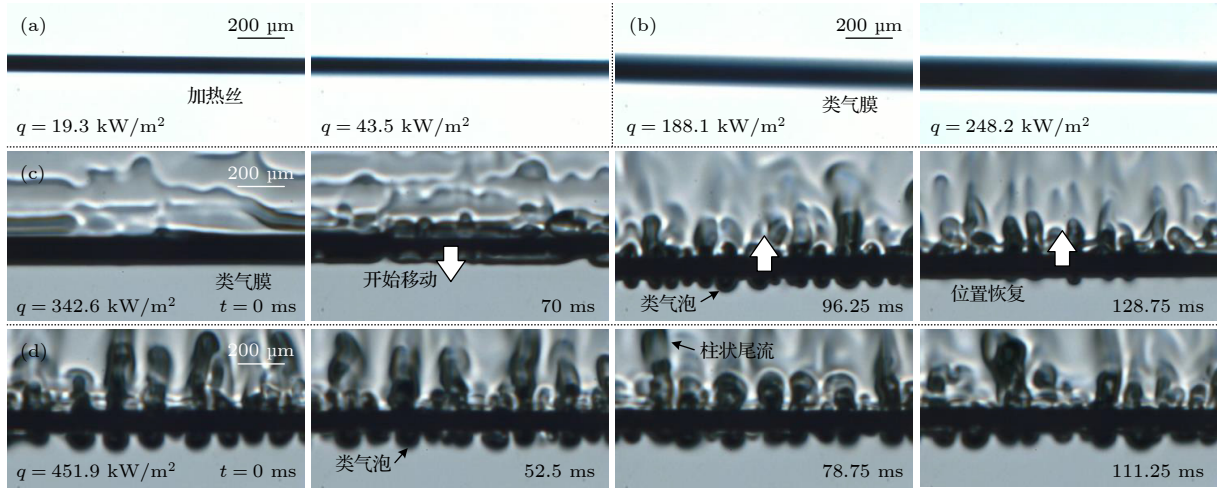


图 4 不同传热模式的图像 (a) NC 模式; (b) PE 模式; (c) TEB 模式; (d) PB 模式
 Fig. 4. Images of different heat transfer modes: (a) NC mode; (b) PE mode; (c) TEB mode; (d) PB mode.

速图像如图 4(a) 所示, 只能看到加热丝本体, 直接光学拍摄不能反映自然对流中微弱的物性变化.

3.1.2 类蒸发

当 $\Delta T_w > 0$ 时, sCO_2 从类液体转变为类气体, 密度和导热系数迅速减小, 换热能力差, 传热系数 h 随 ΔT_w 先下降, 之后基本维持恒定. PE 模

式下图像如图 4(b) 所示, 加热丝周围出现均匀黑色阴影, 且热流密度越大, 阴影范围越宽. 这是因为类气体密度低, 折射率远小于外围的类液体, 光线穿透时折射角度大, 在图像中形成黑色阴影.

这种现象与亚临界膜态沸腾时的界面蒸发十分相似. 亚临界沸腾时, 高热流密度下气泡大量合

并为气膜, 加热丝附近传热以气膜导热为主, 导致沸腾危机^[31]. 此时液体通过界面蒸发, 传热系数与热流密度几乎无关^[32]. 超临界压力下, 类液体被加热升温, 膨胀为类气体, 传热系数下降, 且受热流密度的影响降低, 类似亚临界膜态沸腾时液体蒸发, 因此称为类蒸发传热模式, 尽管超临界时没有气液界面和表面张力.

3.1.3 蒸发沸腾过渡

当 ΔT_w 接近 150 °C 时, $h-\Delta T_w$ 曲线出现拐点, 传热显著强化. 从图 4(c) 的时间序列图像可知, TEB 模式中加热丝上下振荡, 伴随出现类气泡. $T = 0$ ms 时, 加热丝周围仍然被均匀类气膜包裹, 上方波纹状阴影是上个循环的遗留. 70 ms 时, 加热丝有向下移动趋势, 类气膜开始失稳, 厚度分布不均, 部分区域阴影减弱, 可以看到加热丝本体, 类气膜的扰动影响加热丝上方尾流, 出现波纹阴影. 96.25 ms 时, 加热丝向下移动至最低点, 类气膜完全失稳形成类气泡, 在加热丝下方呈半球形排布. 128.75 ms 时, 加热丝从最低点向上移动, 周围类气体恢复稳定, 类气泡逐渐消散. 在一个振荡周期中, 加热丝传热在类蒸发和类沸腾之间转换, 称为蒸发沸腾过渡传热模式. 8 MPa 时 TEB 模式范围较窄, 10 MPa 时 TEB 模式范围宽广且难以预测, 甚至出现随热流密度增加, 壁温反而下降的现象, 与亚临界核态沸腾起始点 (ONB) 十分相似.

如图 4(c) 所示, 从 0—128.75 ms 的图像序列可以看出, 类气泡的产生与加热丝振动直接相关. 加热丝向下运动时, 推动底部类气体向类液体加速运动. Taylor 等^[33] 通过线性失稳理论证明, 低密度流体向高密度流体加速运动时, 二者界面必然失稳, 不稳定性的发展速度与 $\sqrt{\frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1}}$ 成正比, 其中密度 $\rho_2 > \rho_1$, 即密度差越大传播越快. 这种不稳定性与表面张力无关, 即使超临界压力下不存在气液界面, 加速度也会导致类气和类液过渡区失稳, 形成气泡状结构. 加热丝振动有两个原因, 一是金属丝热膨胀变长, 振动无需克服金属弹性模量, 二是 sCO₂ 自然对流拖曳力足够与加热丝自重对抗. 传热模式转换时拖曳力时大时小, 因此加热丝忽上忽下. 加热丝运动和类气膜失稳相互促进, 初始的微小扰动最终发展为加热丝大幅振荡, 热边界层受到剧烈扰动, 厚度减薄, 传热强化.

3.1.4 类沸腾

随过热度升高, h 持续增长, 但 $h-\Delta T_w$ 曲线斜率变缓. 此时传热过渡为类沸腾模式, 如图 4(c) 所示, 加热丝下侧持续产生类气泡. 由于没有表面张力束缚, 类气泡中的流体在浮升力作用下向上流动, 形成柱状流. 随着温度下降, 向上流动的类气体与周围类液体的边界逐渐模糊.

PB 模式与 TEB 模式的显著区别是加热丝不再上下振动, 产生的类气泡尺寸也略大于 TEB 模式. 这说明 PB 模式中类气膜失稳机理转变, 不再依赖加热丝运动. 假设加热丝初始温度沿轴向分布均匀, 对流流场随机小扰动可能引起局部壁温略高于均值. 从 (7) 式可知, 镍铬金属温度越高电阻越大, 在恒压串联电路中局部电阻 R_i 与局部功率 Q_i 的关系为

$$Q_i = \frac{R_i U_t^2}{(R_r + R_i)^2}, \quad (10)$$

其中 U_t 为电路总电压, R_r 为标准电阻和加热丝其余部分电阻之和, 均为定值. 对 R_i 求导:

$$\frac{\partial Q}{\partial R_i} = U_t^2 \frac{R_r - R_i}{(R_r + R_i)^3}. \quad (11)$$

由于 $R_r \gg R_i$, 导数大于 0, 因此局部温度越高发热量越大, 反之温度越低发热越小, 这导致加热丝表面温度总是趋于不均匀. 另一方面, 金属导热系数较大, 热量沿轴线传递, 会使温度分布趋于均匀. 加热丝上这两个因素相互竞争, 当热流密度较小时, 如 NC, PE 和 TEB 模式, 金属导热占主导, 温度分布均匀; 当热流密度较大时, 如 PB 模式, 非均匀热源占主导, 使加热丝温度分布不均. 发热强的位置类液向类气转化量更大, 聚集形成类气泡. 加热丝实际的温度分布有待未来测量证实.

以上实验结果和分析表明, 尽管 SCF 没有界面和张力, 传热过程依然呈现多种截然不同的模式, 与亚临界流体自然对流向核态沸腾和膜态沸腾的转变类似.

3.2 光纤探针信号及频谱分析

从图 3 可以发现, NC 模式仅在热流密度很小、过热度为负的条件下出现, 提高热流很快进入 PE 模式, 因此本文主要关注 PE, TEB 和 PB 模式流型识别, 特征工况的光纤温度信号如图 5 所示. PE 模式加热丝表面被类气膜覆盖, 加热丝上方对

流流动稳定, 探针测量的温度波动很小, 如图 5(a) 所示. TEB 模式加热丝周期振荡, 与探针距离时远时近, 因此温度也大幅度周期波动, 如图 5(b) 所示. PB 模式加热丝不再振动, 类气泡上方柱状流掠过探针针头, 测量温度出现随机波动, 如图 5(c) 所示.

三种传热模式的探针信号波动性质有较明显区别, 进行快速傅里叶变换 (FFT) 后幅频特性如图 5 右栏所示. PE 模式幅值较小, 频率分布均匀, 没有明显主频. TEB 模式有明显周期特征, 主频为 5.67 Hz, 幅值显著突出. PB 模式主频为 0.67 Hz, 频率升高幅值逐渐降低, 没有明显突跳. 可以发现, 三种模式主频 f_m 突出程度不同, 为定量表征主频 f_m 在频谱中的占比, 定义主频比 α 为

$$\alpha = \frac{A^2(f_m)}{\sum_{i=1}^n A^2(f_i)}, \quad (12)$$

其中, $A(f_i)$ 为频率 f_i 对应的幅值.

8 MPa 和 10 MPa 各工况点探针信号频谱计算的 α 值, 如图 6 所示. TEB 模式 α 值均大于 0.3, PB 模式整体大于 0.1, PE 模式略小于 0.1. 主频比 α 可以有效区分 TEB 模式, 但 PE 和 PB 的分界线相对模糊. 这说明 PE 和 PB 模式中温度波动随机性都比较强, PB 的周期性并不突出, 因此仅采用主频比不能有效区分三种传热模式.

3.3 基于多尺度熵的信号识别

3.3.1 样本熵和多尺度熵理论

在热力学理论中, 熵作为热力系统混乱程度的衡量参数, 由克劳修斯在 19 世纪提出. 1948 年, Shannon^[34] 首次提出了信息熵的概念, 利用时间序列中不同状态的概率分布来评估其不确定性. 如果不同状态的概率值相似, 则很难确定未来状态, 时间序列不确定性较大, 具有较大熵值; 如果某状态的概率远大于其他状态, 则说明信号可预测性强, 时间序列较为有序, 具有较小熵值. 1991 年, 受信息熵的启发, Pincus^[35] 引入了近似熵来量化时间序列的不规则性和自相似性. 然而, 近似熵对数据长度有着较高的要求, 如果数据长度很短, 则得到的值通常小于实际值. Richman 和 Moorman^[36] 于 2000 年提出了样本熵, 对数据长度要求较低且一致性更强. 样本熵的算法基于单时间尺度, 而忽略了时间序列中可能存在不同的时间尺度. 由于多尺度熵很好地考虑了潜在的多尺度属性, 在设备故障识别^[37]、医疗诊断^[38] 和图形处理^[39] 等方面得到广泛应用, 其基本计算步骤如下.

对长度为 N 的原始信号 $\{x(i)\}$ 做粗粒化处理, 按下式构造出长度为 N/τ 的新信号 $\{y(j)\}$:

$$y(j) = \frac{1}{\tau} \sum_{i=1+(j-1)\tau}^{j\tau} x(i), \quad j = 1, 2, \dots, \frac{N}{\tau}, \quad (13)$$

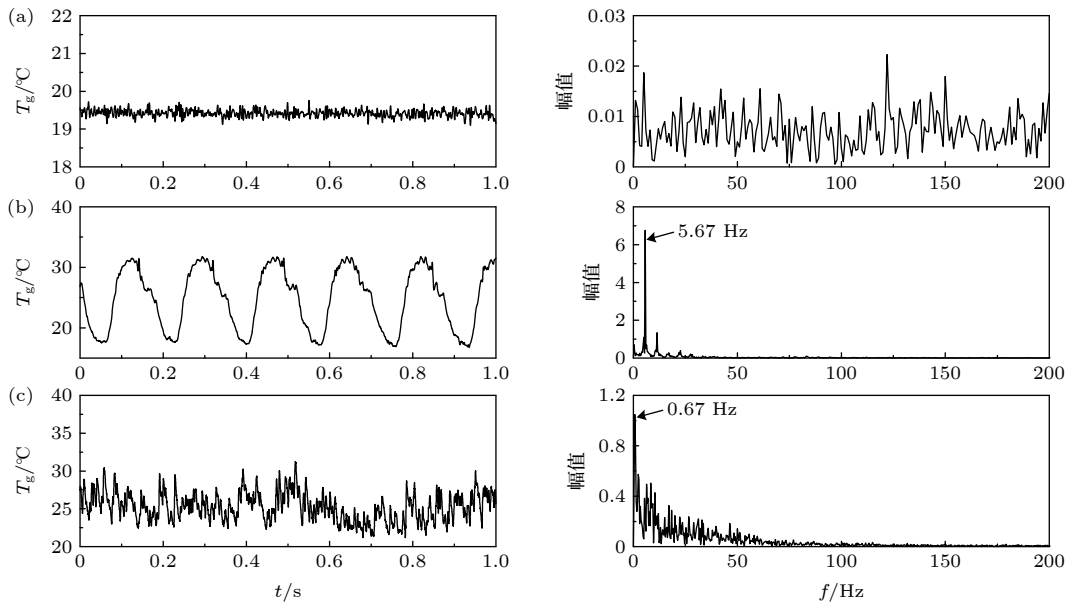


图 5 探针温度信号和频谱 (a) PE 模式, $q = 174.1 \text{ kW/m}^2$; (b) TEB 模式, $q = 359.8 \text{ kW/m}^2$; (c) PB 模式, $q = 409.2 \text{ kW/m}^2$
 Fig. 5. Temperature signal and spectrum of probe: (a) PE mode, $q = 174.1 \text{ kW/m}^2$; (b) TEB mode, $q = 359.8 \text{ kW/m}^2$; (c) PB mode, $q = 409.2 \text{ kW/m}^2$.

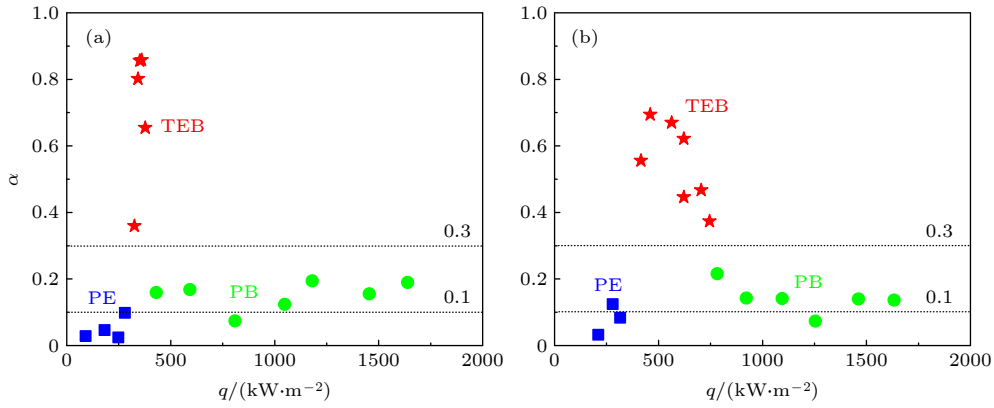

 图 6 基于主频比 α 的传热模式识别 (a) $P = 7.955\text{--}8.048$ MPa; (b) $P = 9.928\text{--}10.035$ MPa

 Fig. 6. Heat transfer mode identification based on the main frequency ratio α : (a) $P = 7.955\text{--}8.048$ MPa; (b) $P = 9.928\text{--}10.035$ MPa.

其中, τ 为粗粒化处理的尺度因子. 定义容许偏差 r ,

$$r = p \times \text{STD}(\{y\}), \quad (14)$$

其中 $\text{STD}(\{y\})$ 为信号 $\{y(j)\}$ 的标准差, p 为常系数. 使用新信号重构一组 m 维空间向量 $\mathbf{Y}(1)$, $\mathbf{Y}(2), \dots, \mathbf{Y}(N/\tau - m + 1)$,

$$\mathbf{Y}(i) = \{y(i), y(i+1), \dots, y(i+m-1)\}, \quad (15)$$

$$i = 1, 2, \dots, N/\tau - m + 1.$$

定义向量 $\mathbf{Y}(i)$ 和 $\mathbf{Y}(j)$ 之间的距离为两向量所有对应元素之差绝对值的最大值, 表示为

$$d[\mathbf{Y}(i), \mathbf{Y}(j)] = \max(|y(i+k) - y(j+k)|), \quad (16)$$

$$k = 0, 1, \dots, m-1.$$

按照 (16) 计算向量 $\mathbf{Y}(i)$ 与其余所有向量的距离, 并统计其中距离小于容许偏差 r 的数目, 记为 B_i , 并计算其与距离总数之比

$$B_i^m(r) = B_i/(N/\tau - m). \quad (17)$$

对所有 i 做上述计算, 并求平均值

$$B^m(r) = \frac{1}{N/\tau - m + 1} \sum_{i=1}^{N/\tau - m + 1} B_i^m(r). \quad (18)$$

将维数增加至 $m+1$, 重复上述步骤, 得到

$$B^{m+1}(r) = \frac{1}{N/\tau - m} \sum_{i=1}^{N/\tau - m} B_i^{m+1}(r). \quad (19)$$

可得对应 τ 尺度的多尺度熵 $\text{MSE}(\tau)$

$$\text{MSE}(\tau) = -\ln \frac{B^{m+1}(r)}{B^m(r)}. \quad (20)$$

3.3.2 参数选择和信号分析

由多尺度熵的计算过程可知, 计算结果受 4 个关键参数影响: 重构向量组时的维数 m 、常系数 p 、

原始数据的长度 N 、对原始信号做粗粒化处理时的尺度因子 τ . 需要分析参数的最佳选值. 现有研究表明, 取 $m = 1$ 或 $m = 2$ 时, 所得结果对数据长度的要求较低, 且统计特征比较合理^[40], 本文选用 $m = 2$ 进行计算.

针对图 5 三种典型光纤信号计算 MSE 值, 比较不同 p 值对计算结果的影响. 结果见图 7(a), 长度 $N = 2000$, $\tau = 10$. 当 p 值较低时, PE 与 PB 模式曲线出现交叉, 区分效果较差; 当 $p = 0.2$ 时, 三信号的 MSE 值区分较好; 而 p 取值过大时, PB 和 TEB 相互靠近, 且可能造成系统信息丢失. 因此本文选用 $p = 0.2$.

当原始信号长度 N 值过小时, 计算结果无法准确反应信号特征; 当 N 过大时, 会造成计算量突增. 同样计算图 5 光纤信号 MSE 值, 比较 N 值的影响. 计算结果如图 7(b) 所示, $\tau = 10$. 当 $N = 500$ 时, PE 与 PB 模式 MSE 值十分接近. 随着 N 的增长, 差异逐渐增大. 当 N 达到 2000 后, TEB 与 PB 模式 MSE 值基本稳定, PE 模式增速放缓. 此时三种信号 MSE 值已有足够的区分度, 继续增加 N 值, 区分程度提升较小, 且增大了计算量, 因此选用 $N = 2000$.

多尺度熵能够针对不同时间尺度对信号特征进行提取, 这是相对于样本熵的优势. 为选择最优的时间尺度因子 τ , 计算了三种典型光纤信号在不同 τ 下的 MSE 值, 如图 7(c) 所示. 整体上, 各尺度下 PE 模式 MSE 值最大, TEB 模式最小. $\tau < 10$ 时, PB 和 TEB 模式的 MSE 值接近; $\tau > 10$ 时, PE 和 PB 模式相互靠近. 因此, 取 $\tau = 10$ 时, MSE 值能较好地地区分不同传热模式.

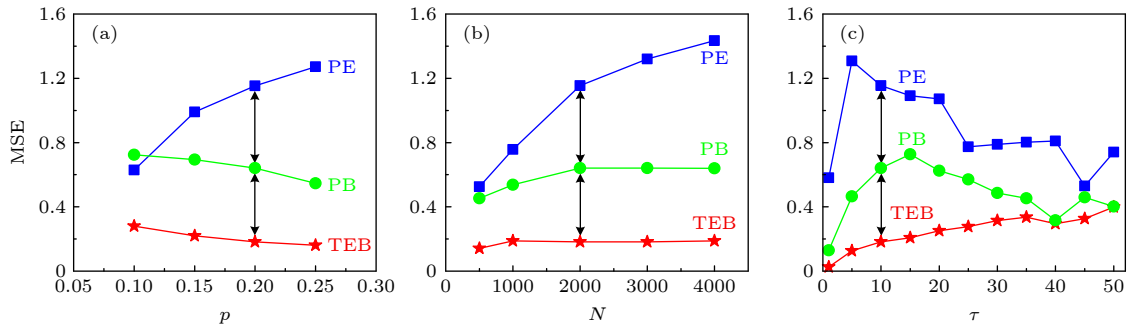


图 7 多尺度熵关键参数最优选取 (a) $p = 0.2$; (b) $N = 2000$; (c) $\tau = 10$

Fig. 7. Optimal selection of key parameters of multiscale entropy: (a) $p = 0.2$; (b) $N = 2000$; (c) $\tau = 10$.

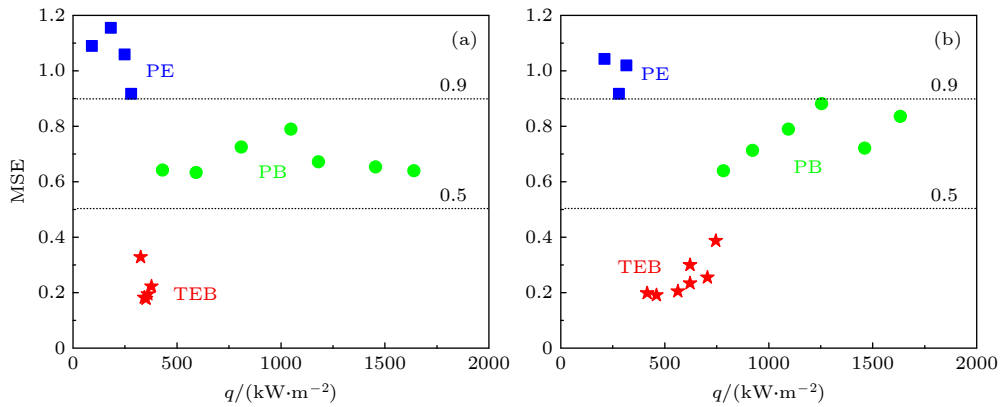


图 8 基于多尺度熵的传热模式识别 (a) $P = 7.955\text{--}8.048\text{ MPa}$; (b) $P = 9.928\text{--}10.035\text{ MPa}$

使用上文确定的参数值 ($m = 2, p = 0.2, N = 2000, \tau = 10$), 计算 8 MPa 与 10 MPa 下各工况光纤信号 MSE 值, 结果如图 8 所示. MSE 可以有效区分三种传热模式, 且两种压力下分界值相同, $MSE > 0.9$ 时为 PE 模式, $0.5 < MSE < 0.9$ 时为 PB 模式, $MSE < 0.5$ 时为 TEB 模式. 仅 10 MPa 个别工况点 PB 与 PE 接近.

PE 模式信号相对稳定, 其他两种信号存在着大幅波动, 但计算结果却是 PE 模式 MSE 值最大, 似乎与直观印象不符. 这是由于 MSE 的计算中将信号的波动幅度归一化, 研究波动的规律性与周期性, 波动幅值对熵的影响较小. MSE 实际体现系统的不确定性: PE 模式信号波动主要来自电气测量噪声, 随机性较强, 规律性较差, 难以预测, 因此 MSE 值较大; TEB 信号呈现明显的周期性波动, 规律性强, MSE 值较小; 从图 5 和图 6 可以看出, PB 模式单个类气泡的产生和消散具有周期性, 但柱状流的摆动和消散又具有随机性, 因此信号周期性较弱, MSE 值介于前两者之间.

4 结论和展望

本文通过实验研究了 $s\text{CO}_2$ 在池内镍铬丝上的类沸腾传热特性, 实验在超临界压力高压釜中进行, 热流密度覆盖 $0\text{--}1800\text{ kW/m}^2$ 宽广范围. 采用电阻测温、高速相机、光纤探针等多种方法测量 $s\text{CO}_2$ 传热过程, 分析光纤探针信号特征, 并提出基于光纤探针和多尺度熵的 SCF 传热模式识别方法, 得到以下结论.

1) 在宽广的工况范围类, 池内镍铬丝上 $s\text{CO}_2$ 的 $h\text{-}\Delta T_w$ 传热曲线先升后降, 随后在振荡中再次上升直至相对稳定, 其中存在 4 种传热模式. 当 T_w 低于 T_{pc} 时, 传热与亚临界自然对流相同. 当 T_w 超过 T_{pc} 后, 类气体包裹加热丝导致传热恶化, 类似亚临界膜态沸腾时气膜缓慢蒸发. 较高温度下镍铬丝受力失衡开始上下振动, 类气膜在 Taylor 不稳定性作用下失稳形成类气泡, 传热模式在类蒸发和类沸腾之间周期转换. 温度极高时镍铬丝温度分布不均, 持续产生类气泡, 完全进入类沸腾模式.

2) 类气泡是类气膜失稳的产物, 形成机理与亚临界核态沸腾气泡完全不同, 但二者都通过搅动热边界层使传热增强, 是单相流传热中不会自发出现的现象. 这再次说明 SCF 在传热中不能被视作单相流, 应充分考虑类两相流型对传热模式的影响.

3) 光纤探针热响应时间可视为 0, 能准确测量镍铬丝上方流场温度波动. 本文分析了不同工况光纤信号频谱特征, TEB 模式温度周期波动, 采用主频比可有效识别; 但 PE 和 PB 模式周期性都比较弱, 主频比容易混淆. 采用多尺度熵分析光纤信号可以有效识别 PE, TEB 和 PB 传热模式. PE 模式信号中包含较多电气设备噪音, 随机性强难预测, MSE 值高于 0.9. TEB 模式信号周期性, 复杂度低, MSE 值小于 0.5. PB 模式类气泡有弱周期性, MSE 值介于二者之间.

SCF 密度连续变化, 没有相界面, 流型识别相对困难. 本文使用光纤探针可连续测量流体密度, 并利用多尺度熵成功识别类沸腾传热模式和流型, 尚未见其他文献有类似报道. 未来可将本文采用的技术和方法推广至 SCF 管内流动传热, 测量管内流体分布和流型特征, 为 SCF 类沸腾传热机理研究提供坚实依据.

参考文献

- [1] Saeed M, Kim M H 2022 *Energy* **239** 121868
- [2] Zhang Z, Zhou R, Ge X, Zhang J, Wu X 2020 *Energy* **190** 116411
- [3] Bian X Y, Xuan W, Rui W, Cai J W, Hua T, Shu G Q 2022 *Energy* **256** 124691
- [4] Cengel Y, Boles M 2005 *Thermodynamics: An Engineering Approach* (5th Ed.) (SI Units) (New York: McGraw-Hill) p119
- [5] Huang D, Wu Z, Sunden B, Li W 2016 *Appl. Energ.* **162** 494
- [6] Simeoni G, Bryk T, Gorelli F, Krisch M, Ruocco G, Santoro M, Scopigno T 2010 *Nat. Phys.* **6** 503
- [7] Gorelli F A, Bryk T, Krisch M, Ruocco G, Santoro M, Scopigno T 2013 *Sci. Rep.* **3** 1203
- [8] Ha M Y, Yoon T J, Tlusty T, Jho Y, Lee W B 2018 *J. Phys. Chem. Lett.* **9** 1734
- [9] Kandlikar S G 1999 *Handbook of Phase Change: Boiling and Condensation* (1st Ed.) (Routledge) p63
- [10] Nasuti F, Pizzarelli M 2021 *J. Supercrit. Fluid* **168** 105066
- [11] Knapp K K, Sabersky R H 1966 *Int. J. Heat Mass Transf.* **9** 41
- [12] Knapp K K 1965 *Ph. D. Dissertation* (California: California Institute of Technology)
- [13] Hahne E, Neumann R 1981 *Wärme-und Stoffübertragung* **15** 171
- [14] Rousselet Y, Warriar G R, Dhir V K 2013 *J. Heat Trans.* **135** 022501
- [15] Holman J, Rea S, Howard C 1965 *Int. J. Heat Mass Transf.* **8** 1095
- [16] Sakurai K, Ko H S, Okamoto K, Madarame H 2001 *International Conference on Nuclear Engineering, France, April 8-12, 2001 INIS-FR-759*
- [17] Du X, Zhu X J, Yu X, Wu F Y, Qiu Q G 2022 *Nucl. Eng. Des.* **386** 111574
- [18] Zhu B G, Xu J L, Yan C S, Xie J 2020 *Int. J. Heat Mass Transf.* **148** 119080
- [19] Zhang H S, Zhu X J, Zhu B G, Xu J L, Liu H 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 064401 (in Chinese) [张海松, 朱鑫杰, 朱兵国, 徐进良, 刘欢 2020 物理学报 **69** 064401]
- [20] Maxim F, Contescu C, Boillat P, Niceno B, Karalis K, Testino A, Ludwig C 2019 *Nat. Commun.* **10** 1
- [21] Cheng J, Guo Y J, Wang T, Gui M, Liu C H, Sui Z Q 2019 *Ciesc Journal* **70** 1375 (in Chinese) [程洁, 郭亚军, 王腾, 桂森, 刘朝辉, 随志强 2019 化工学报 **70** 1375]
- [22] Pan Y Z, Zheng Y J, Wang D, An W Z, Niu P M 2020 *J. Engineering Thermophysics* **41** 2756 (in Chinese) [潘艳芝, 郑永建, 王栋, 安维峥, 牛棚满 2020 工程热物理学报 **41** 2756]
- [23] Leng J, Hu X Y, Tian R F 2020 *Nuclear Power Engineering* **41** 74 (in Chinese) [冷洁, 胡雪音, 田瑞峰 2020 核动力工程 **41** 74]
- [24] Zhai L S, Jin N D 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 010501 (in Chinese) [翟路生, 金宁德 2016 物理学报 **65** 010501]
- [25] Ma M, Guo X, Yu J 2022 *Chin. J. Sci. Instrum.* **43** 110 (in Chinese) [马敏, 郭鑫, 于洁 2022 仪器仪表学报 **43** 110]
- [26] Liu R L, Kong M, Cao M, Wang D D, Shan L 2022 *J. Optoelectro. Laser* **33** 840 (in Chinese) [刘若琳, 孔明, 曹鸣, 王道档, 单良 2022 光电子·激光 **33** 840]
- [27] Tan W Y, Liu X J, Wu D C, Luo B B, Zhao M F, Guo Y F, Long J Y, Zhang Y 2022 *Acta Opt. Sin.* **42** 52 (in Chinese) [谭万尧, 刘晓晶, 吴德操, 罗彬彬, 赵明富, 郭裕丰, 龙俊宇, 张颖 2022 光学学报 **42** 52]
- [28] Avdeev M V, Konovalov A N, Bagratashvili V N, Popov V K, Tsykina S I, Sokolova M, Ke J, Poliakov M 2004 *Phys. Chem. Chem. Phys.* **6** 1258
- [29] Holman J P 2012 *Experimental Methods for Engineers* (New York: McGraw Hill) pp64-65
- [30] Barney R, Nourgaliev R, McCallen R, Delplanque J P 2021 *Int. J. Heat Mass Transf.* **178** 121572
- [31] Liu H D, Liu W, Yan P G, Chen D Q, Dong K J, Qin J, Liu H Z 2022 *Int. J. Heat Mass Transf.* **196** 123248
- [32] Xu J L, Shen S, Gan Y H, Li Y X, Zhang W, Su Q C 2005 *J. Micromech. Microeng.* **15** 1344
- [33] Taylor G I 1950 *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences* **201** 192
- [34] Shannon C E 1948 *Bell Sys. Tec. J.* **27** 379
- [35] Pincus S M 1991 *Pro. Nat. Academy Sci.* **88** 2297
- [36] Richman J S, Moorman J R 2000 *Am. J. Physiol-Heart C* **278** H2039
- [37] Yang D W, Zhao Y D, Feng F Z, Jiang P C, Ding C 2018 *Acta Armamentarii* **39** 1683 (in Chinese) [杨大为, 赵永东, 冯辅周, 江鹏程, 丁闯 2018 兵工学报 **39** 1683]
- [38] Haryadi B, Liou J J, Wei H C, Xiao M X, Wu H T, Sun C K 2018 *Comput. Meth. Prog. Bio.* **166** 115
- [39] Silva L E V, Duque J J, Felipe J C, Murta L O, Humeau-Heurtier A 2018 *Signal Process.* **147** 224
- [40] Li Y B, Wang X Z, Liu Z B, Liang X H, Si S B 2018 *IEEE Access* **6** 66723

Measurements and identification of supercritical pseudo-boiling heat transfer modes based on fiber optic probes and multiscale entropy*

He Xiao-Tian¹⁾ Xu Jin-Liang^{1)2)†} Cheng Yi-Wei¹⁾

1) (*Beijing Key Laboratory of Multiphase Flow and Heat Transfer for Low Grade Energy Utilization, North China Electric Power University, Beijing 102206, China*)

2) (*Key Laboratory of Power Station Energy Transfer Conversion and System, Ministry of Education, North China Electric Power University, Beijing 102206, China*)

(Received 24 August 2022; revised manuscript received 28 September 2022)

Abstract

Subcritical boiling includes interfacial evaporation and heat transfer induced by bubble dynamics. However, for supercritical heat transfer, direct experimental evidence of the existence of pseudo-evaporation and pseudo-boiling heat transfer, as well as the conversion between them is lacking. In this work, the experimental study of supercritical carbon dioxide pool heat transfer is conducted. The pressure and temperature of the cell are 8–10 MPa and 15 °C, respectively. As heating element and temperature sensing element, a nickel-chromium alloy wire with a length of 22 mm and diameter of 70 μm is placed horizontally in the high-pressure cell. The fiber optic probe is placed vertically, with its tip 200 μm above the wire. Four heat transfer modes, i.e. natural convection, pseudo-evaporation, transition of evaporation and boiling, and pseudo-boiling, are found to occur sequentially with the increase of heat flux density or wall superheat. Natural convection occurs when the wall temperature is below the pseudo-critical temperature. This work focuses on pseudo-evaporation and pseudo-boiling heat transfer and the transition between them. In the pseudo-evaporation mode, the heat transfer coefficient decreases slightly with wall superheat increasing. The fiber outputs a high frequency signal with small amplitude, and there is no dominant frequency. The multiscale entropy is large, characterizing random signal fluctuations. In the transition of evaporation and boiling mode, the fiber outputs a large-amplitude/low-frequency periodic signal with a significant dominant frequency and small multiscale entropy, representing an ordered periodic pulsating heat transfer. In the pseudo-boiling mode characterized by bubble-like structure, the fiber signal fluctuation amplitude and multiscale entropy are between the counterparts of the first two modes i.e. natural convection mode and pseudo-evaporation mode. The dominant frequency is not obvious. The multiscale entropies in the specific case are calculated under different key parameters, such as dimensionality, time scale factor, and length of origin data. Optimal parameters are selected based on the best separation of heat transfer modes. Finally, pseudo-boiling can be distinguished from pseudo-evaporation by multiscale entropy of 0.9, and from transition of evaporation and boiling by multiscale entropy of 0.5. In this work, direct experimental evidence of supercritical-like boiling is obtained, which deepens the understanding of the supercritical heat transfer mechanism and provides a basis for theoretical studies and engineering applications in future.

Keywords: supercritical fluid, pseudo boiling, fiber optic, multiscale entropy

PACS: 78.15.+e, 44.25.+f, 07.60.Vg, 89.70.Cf

DOI: 10.7498/aps.72.20222060

* Project supported by the Key Program of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 52130608) and the Science Fund for Creative Research Groups of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 51821004).

† Corresponding author. E-mail: xjl@ncepu.edu.cn



光纤探针测量及多尺度熵鉴别超临界类沸腾传热模式

何孝天 徐进良 程怡玮

Measurements and identification of supercritical pseudo-boiling heat transfer modes based on fiber optic probes and multiscale entropy

He Xiao-Tian Xu Jin-Liang Cheng Yi-Wei

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 057801 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20222060

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222060>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于拟沸腾理论的超临界CO₂管内传热恶化量纲分析

Dimensional analysis of flow and heat transfer of supercritical CO₂ based on pseudo-boiling theory

物理学报. 2021, 70(4): 044401 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201546>

超临界Lennard-Jones流体结构特性分子动力学研究

Molecular dynamics study on structural characteristics of Lennard-Jones supercritical fluids

物理学报. 2020, 69(7): 070201 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191591>

静息态功能磁共振成像评估健康老年人认知行为的多尺度熵模型研究

Study of multiscale entropy model to evaluate the cognitive behavior of healthy elderly people based on resting state functional magnetic resonance imaging

物理学报. 2020, 69(10): 108703 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200050>

基于多尺度熵的Duffing混沌系统阈值确定方法

Threshold determination method of Duffing chaotic system based on multi-scale entropy

物理学报. 2020, 69(16): 160501 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191642>

浮升力和流动加速对超临界CO₂管内流动传热影响

Effects of buoyancy and acceleration on heat transfer of supercritical CO₂ flowing in tubes

物理学报. 2020, 69(6): 064401 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191521>

基于空芯微结构光纤拉曼探针的实验研究

Raman probe based on hollow-core microstructured fiber

物理学报. 2018, 67(18): 184211 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180684>