

HFE-7100 平行微通道流动沸腾实验*

解奕晨¹⁾ 庄晓如^{2)†} 岳思君¹⁾ 李翔¹⁾ 余鹏^{1)‡} 鲁春¹⁾

1) (南方科技大学力学与航空航天工程系, 深圳 518055)

2) (深圳职业技术大学机电工程学院, 深圳 518055)

(2023 年 9 月 3 日收到; 2023 年 10 月 30 日收到修改稿)

微通道流动沸腾冷却技术兼具相变潜热和微尺度效应的诸多优点, 是解决微电子器件热致失效问题的重要方法之一. HFE-7100 是一种安全环保的电子氟化液, 特别适用于微电子器件的冷却. 本文在水力直径为 0.5 mm 的矩形平行微通道内, 对 HFE-7100 的流动沸腾传热和两相流动特性进行了实验研究, 测量范围为常压下质量流率 88.9—277.8 kg·m⁻²·s⁻¹、入口过冷度 20.5—35.5 °C 和有效热流密度 12—279 kW·m⁻². 本文分析了质量流率、入口过冷度、有效热流密度和干度对传热系数和压降的影响, 发现在较低的入口过冷度下 HFE-7100 出现了沸腾迟滞现象, 且增大入口过冷度和质量流率会延缓沸腾起始点的发生, 且会提高传热系数和临界热流密度. 两相压降受有效热流密度影响较大, 且在定干度下不同质量流率的两相压降在塞状流和环状流阶段有明显差异. 同时, 通过观测两相流型, 对流动沸腾传热现象进行了分析. 本文还将两相压降实验数据与文献关联式预测值进行了对比, 与 Lockhart 提出的关联式预测值偏差为 19.6%. 本文研究结果可为微电子器件散热设备的优化设计提供理论指导: 以 HFE-7100 作为传热工质并将微通道流动沸腾冷却技术应用于微电子器件散热设备, 可以提高设备的稳定性和可靠性; 在不同热流密度的设备中通过控制入口过冷度和质量流率可有效地提升其散热性能; 采用 Lockhart 提出的两相压降关联式可预测散热设备所需的泵功.

关键词: 流动沸腾, 微通道, HFE-7100, 传热, 电子器件**PACS:** 44.15.+a, 44.35.+c, 44.27.+g**DOI:** 10.7498/aps.73.20231415

1 引言

随着电子器件不断发展, 其集成度和功率密度越来越高, 热效应也愈加明显. 传统的风冷和水冷技术已无法满足电子器件的散热需求, 而微通道流动沸腾冷却则是一种有效的解决方案. 与传统技术相比, 其具有更高的相变传热系数和更紧凑的结构, 因此具有更优良的散热能力^[1]. 另外, 电子氟化液 (如 HFE-7100, HFE-7200, FC-72 等) 具有良好的化学惰性、电气绝缘性能以及适宜的相变温度 (HFE-7100 标准沸点为 61 °C), 不会对电子器

件产生损害. 因此, 将电子氟化液作为传热工质应用于微通道流动沸腾冷却技术中, 可以提高系统的稳定性和可靠性^[2]. 此外, 通过优化传热参数和结构设计, 可以进一步提高微通道流动沸腾冷却的性能, 为电子器件的散热问题提供更好的解决方案.

近年来, 关于微通道流动沸腾传热和两相流动特性的研究已有大量报道. Harirchian 和 Garimella^[3]以 FC-77 为工质, 将平行微通道内主要的 5 种流型命名为泡状流、弹状流、搅拌流、细环流和局部烧干状态下的倒环状流, 发现当水力直径小于 0.4 mm 时核态沸腾受到抑制. Asrar 等^[4]对具有

* 广东省基础与应用基础研究基金 (批准号: 2020A1515110257, 2022A1515110174) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhuangxr@szpt.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: yup6@sustech.edu.cn

稀疏针翅结构的单质硅微通道中 R245fa 的流动沸腾进行了研究, 发现在微间隙中观察到多种两相流动模式: 泡状流、搅拌流和雾状流, 流型主要在微间隙中的针形肋片周围发生变化, 通过流型长度可判断出 ONB 附近的单相段和两相段长度. 杨晓强等^[5]实验研究了在大宽高比矩形微通道内去离子水的流动沸腾传热特性, 发现随着通道尺寸、热流密度、饱和压力和质量流率的减小, 传热系数 (heat transfer coefficient, HTC) 逐渐减小; 质量流率增大对 HTC 的强化作用会随着通道尺寸的减小而削弱; 通道尺寸较小的流动沸腾传热受核态沸腾换热主导, 而通道尺寸较大的受核态沸腾和对流沸腾换热机制共同作用. Wang 等^[6]则对 FC-72 在矩形单微通道中的流动沸腾传热特性进行了实验研究, 得到 HTC 会随着通道尺寸的减小而增大, 且质量流率越大, 通道尺寸的影响越大, 这与杨晓强等^[5]的结论相反. Al-Zaidi 等^[7,8]实验研究了 HFE-7100 在平行微通道中的流动沸腾传热和两相流动特性, 发现 HTC 在干度值接近 0 时会达到峰值, 之后随着干度的增大而减小, 其几乎不受质量流率的影响, 但受热流密度的影响较大; 随着通道长宽比增大, HTC 增大而压降减小. 他们还通过快速傅里叶变换分析得出压降波动的频率和振幅随热流密度呈正相关, 两相压降包括加速压降和摩擦压降. Cheng 和 Wu^[9]则在平行微通道中进行了实验, 研究入口过冷度对去离子水流动沸腾传热特性的影响, 发现当入口过冷度足够大 (70 °C) 时, 在沸腾的初始阶段会出现沸腾迟滞现象, 沸腾传热曲线在沸腾起始点 (onset of nucleate boiling, ONB) 附近存在明显的拐点, 此时随着热流密度增大, 壁面过热度急剧下降; 随着入口过冷度增大, 沸腾迟滞现象越明显, 临界热流密度 (critical heat flux, CHF) 越高, 流动不稳定现象越明显. 另外, Yang 等^[10], Tuo 和 Hrnjak^[11]认为微通道内工质的回流会引起压降波动并造成流动分布不均匀.

目前, 微通道流动沸腾的研究大多基于去离子水, 对电子氟化液的相关研究相对不足, 实验工况范围也有限. 与去离子水相比, 电子氟化液的热物性相对较差, 例如 HFE-7100 的气化潜热约为水的 1/20, 液体比热约为水的 1/4, 导热系数约为水的 1/10, 表面张力约为水的 1/5^[12]. 这些差异导致电子氟化液的流动沸腾传热和两相流动特性与水存在明显的差异, 例如表面张力较小会导致

发生 ONB 所需过热度较大; 较小的气化潜热不利于获得更高的 CHF; 较高的气相密度会导致气泡脱离直径较大等, 这些因素均可能导致传热恶化和流动不稳定^[13-15]. 因此, 本文在水力直径为 0.5 mm 的矩形平行微通道内对 HFE-7100 的流动沸腾传热和两相流动特性进行了实验研究, 分析了质量流率、入口过冷度、有效热流密度和干度等因素的影响, 并获得了不同沸腾阶段的两相流动形态.

2 实验装置及数据处理方法

2.1 实验系统

实验系统如图 1 所示, 储液罐中的被测工质在齿轮泵的驱动下, 经过滤器和质量流量计后, 在预热器中被加热至所需入口过冷度, 再进入微通道测试段中进行流动沸腾换热; 换热后的工质经风冷冷凝器和冷却盘管冷却, 回流到储液罐中进行下一次循环. 另外, 实验过程中的沸腾两相流动形态通过安装在显微镜上的高速摄像机拍摄得到. 通过改变齿轮泵的转速和旁通针阀的开度控制被测工质的流量. 温度、压力和质量流量等测量数据由数据采集器记录, 并通过 LabVIEW 软件连接到计算机输出数据. 更详细的实验系统介绍可见专利^[16].

如图 2 所示, 微通道测试段由加工有微通道的紫铜热沉、含进出口腔的隔热体、电加热棒、透明有机玻璃上盖板和底部隔热盖板等组成. 紧固螺栓和螺母用于连接和固定整体部件, 而密封 O 圈确保紫铜热沉、隔热体以及有机玻璃之间的良好密封性. 隔热体进出口腔中还布置了测温和测压点, 用于实时监测被测工质的进出口温度与压力值. 在紫铜热沉中部按规律布置热电偶形成测温阵列.

2.2 数据处理方法

流动沸腾传热系数 (h , $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$) 可由下式计算得到:

$$h = \frac{q_{\text{eff}}}{T_w - T_f}, \quad (1)$$

式中, T_f 为通道内被测工质温度, 单位为 °C; q_{eff} 为微通道壁面有效热流密度, 单位为 $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$; T_w 为微通道壁面温度, 单位为 °C. 本文选取最靠近微通道测试段出口的 T_3 热电偶测量点相对应计算所得的 h 进行流动沸腾传热特性的分析.

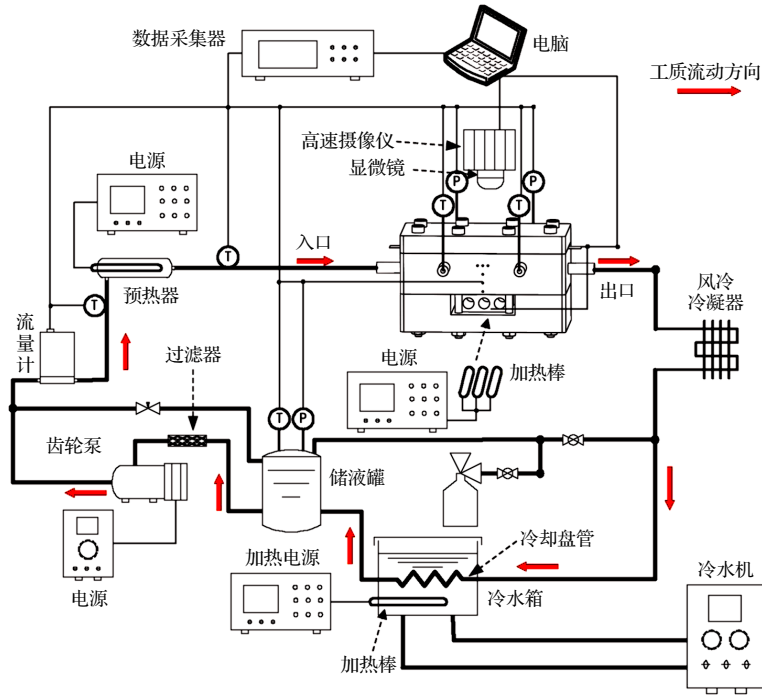


图 1 微通道流动沸腾实验系统示意图

Fig. 1. Schematic view of the experimental apparatus.

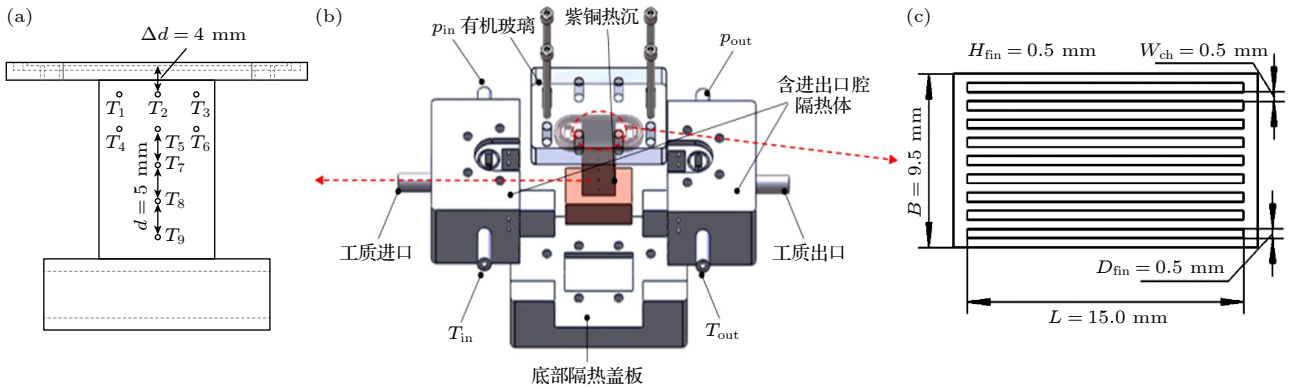


图 2 微通道测试段结构图 (a) 紫铜热沉热电偶排布; (b) 测试段组装示意图; (c) 平行微通道结构尺寸

Fig. 2. Schematic view of the test section: (a) Thermocouple arrangement on the copper heat sink; (b) assembly drawing; (c) dimensional drawing of the microchannels.

对于单相流, T_f 可由下式计算得到:

$$T_f = T_{in} + \frac{qBz}{Mc_p}, \quad (2)$$

式中, T_{in} 为微通道测试段被测工质入口温度, 单位为 $^{\circ}\text{C}$; z 为与 T_3 热电偶测量点相对应流动方向的加热长度, 单位为 m ; B 为微通道加热宽度, 单位为 m ; M 为被测工质质量流量, 单位为 $\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}$; c_p 为被测工质比热, 单位为 $\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$. 而对于两相流, T_f 则为通道内被测工质的局部饱和温度 T_s , 单位为 $^{\circ}\text{C}$, 饱和温度是与饱和压力相对应的热力学平衡温度, 可根据下式求得:

$$T_s = \frac{3641.9}{22.415 - \ln p} - 273.15, \quad (3)$$

式中, 饱和压力 p (Pa) 可由测试段入口压力和进出口压差, 并假设通道沿程压降线性变化的局部压力得到.

假设紫铜热沉中部满足一维导热规律, q 和 T_w 可通过傅里叶导热定律计算:

$$q = \frac{1}{4d} [\lambda_{Cu1} (T_9 - T_8) + \lambda_{Cu2} (T_8 - T_7) + \lambda_{Cu3} (T_7 - T_5) + \lambda_{Cu4} (T_5 - T_2)], \quad (4)$$

$$T_w = T_3 - \frac{q\Delta d}{\lambda_{Cu4}}, \quad (5)$$

式中, λ_{Cu} 为紫铜的导热系数, 随温度变化^[17], 单位为 $\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$; T_i 为紫铜热沉中对应热电偶所测量的温度, 单位为 $^{\circ}\text{C}$; d 为按规律排布的热电偶间距, 单位为 m ; Δd 为微通道换热表面至最近热电偶的距离, 单位为 m . 为了验证一维导热假设, 本文测验了微通道底部平行和垂直于流动方向上的温度分布. 结果表明, 无论对于单相流还是两相流, 平行于流动方向上的温度几乎一致, 而垂直于流动方向上的温度则基本呈线性分布, 因此假设成立.

有效热流密度 (q_{eff} , $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$) 可由下式计算:

$$q_{\text{eff}} = \frac{qB}{N_{\text{ch}}(W_{\text{ch}} + 2\eta H_{\text{fin}})}, \quad (6)$$

$$\eta = \frac{\tanh(m_{\text{fin}} H_{\text{fin}})}{m_{\text{fin}} H_{\text{fin}}}, \quad (7)$$

$$m_{\text{fin}} = \sqrt{\frac{2h(D_{\text{fin}} + L)}{\lambda_{\text{Cu}} D_{\text{fin}} L}}, \quad (8)$$

式中, H_{fin} , D_{fin} , W_{ch} 分别为肋片高度、宽度和通道宽度, 单位为 m ; L 为微通道加热长度, 单位为 m ; N_{ch} 为通道个数.

干度可由下式计算:

$$x = \frac{1}{H_{\text{lv}}} \left[\frac{qBz}{M} - c_{\text{p}}(T_{\text{s}} - T_{\text{in}}) \right], \quad (9)$$

式中, H_{lv} 为气化潜热, 单位为 $\text{kJ}\cdot\text{kg}^{-1}$, 本文被测工质 HFE-7100 的气化潜热值^[18] 为 $111.6 \text{ kJ}\cdot\text{kg}^{-1}$.

单相 Nu 数可由下式计算:

$$Nu = \frac{\bar{h} D_{\text{fin}}}{\lambda_{\text{l}}}, \quad (10)$$

式中, $\bar{h}$ 为热电偶测量点 T_1 , T_2 , T_3 对应计算得到的平均传热系数, 单位为 $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$; λ_{l} 为被测工质液相导热系数, 单位为 $\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$.

单相 Re 数和摩擦因子可由下式计算:

$$Re = \frac{GD_{\text{fin}}}{\mu_{\text{l}}}, \quad (11)$$

$$f_{\text{sp}} = \frac{2\rho_{\text{l}}\Delta p_{\text{ch}}}{N_{\text{ch}}G^2}, \quad (12)$$

式中, ρ_{l} 为液相工质密度, 单位为 $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$; G 为被测工质质量流率, 单位为 $\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$; μ_{l} 为被测工质液相黏度^[19], 单位为 $\text{Pa}\cdot\text{s}$:

$$G = \frac{M}{N_{\text{ch}}W_{\text{ch}}H_{\text{fin}}}, \quad (13)$$

微通道沿程压降 (Δp_{ch} , Pa) 可由下式计算:

$$\Delta p_{\text{ch}} = \Delta p - \Delta p_{\text{c,s}} - \Delta p_{\text{e,t}}, \quad (14)$$

式中, Δp , $\Delta p_{\text{c,s}}$, $\Delta p_{\text{e,t}}$ 分别为进出口压降、入口收缩压降和出口膨胀压降, 单位为 Pa , 可由文献^[20, 21] 中的公式计算.

2.3 测量不确定度分析

实验测试装置的型号、测量范围、设备不确定度如表 1 所列.

根据 NIST^[22] 的计算方法, 由于两相热流密度是通过一维傅里叶导热定律计算得到, 其相对不确定度可由下式计算:

$$\frac{u(q)}{q} = \frac{1}{q} \sqrt{\left[\frac{\partial f_q}{\partial T} u(T) \right]^2 + \left[\frac{\partial f_q}{\partial L} u(L) \right]^2}, \quad (15)$$

式中, $\partial f_q/\partial T$ 为温度对热流密度不确定度的传播系数, $\partial f_q/\partial L$ 为长度对热流密度不确定度的传播系数, 它们均通过 (4) 式推导计算得到; $u(T)$ 为温度测量的不确定度; $u(L)$ 为长度测量的不确定度.

传热系数的相对不确定度可由下式计算:

$$\frac{u(h)}{h} = \sqrt{\left[\frac{u(q)}{q} \right]^2 + \left[\frac{u(T_{\text{s}})}{T_{\text{w}} - T_{\text{s}}} \right]^2 + \left[\frac{u(T_{\text{w}})}{T_{\text{w}} - T_{\text{s}}} \right]^2}, \quad (16)$$

式中, $u(T_{\text{s}})$ 为被测流体饱和温度的不确定度, 单位为 K , 可通过 (3) 式推导计算得到; $u(T_{\text{w}})$ 为壁面温度的不确定度, 单位为 K , 可由下式计算得到:

表 1 测量参数的不确定度

Table 1. Uncertainty of measurement parameters.

测量参数	测试设备	测量范围	不确定度
温度	Omega T/K	0—300 $^{\circ}\text{C}$	± 0.2 $^{\circ}\text{C}$
压力	Star CYYZ11	0—0.4 MPa	$\pm 0.1\%$
压差	Star CCY15	0—20 kPa	$\pm 0.25\%$
质量流量	Bronkhorst MINI CORI-FLOW M14	0.3—15 $\text{kg}\cdot\text{h}^{-1}$	$\pm 0.2\%$
长度	LINKS游标卡尺	0—150 mm	± 0.01 mm
两相热流密度	—	—	2.2%—9.1%
两相传热系数	—	—	2.5%—9.7%
干度	—	—	1.7%—6.3%

$$u(T_w) = \sqrt{\left[\frac{\partial f_{T_w}}{\partial T} u(T)\right]^2 + \left[\frac{\partial f_{T_w}}{\partial q} u(q)\right]^2 + \left[\frac{\partial f_{T_w}}{\partial L} u(L)\right]^2}, \quad (17)$$

式中, $\partial f_{T_w}/\partial T$ 为温度对壁面温度不确定度的传播系数, $\partial f_{T_w}/\partial L$ 为长度对壁面温度不确定度的传播系数, $\partial f_{T_w}/\partial q$ 为热流密度对壁面温度不确定度的传播系数, 它们均通过 (5) 式推导计算得到。

干度的相对不确定度可由下式计算:

$$u(x) = \left\{ \left[\frac{\partial f_x}{\partial M} u(M) \right]^2 + \left[\frac{\partial f_x}{\partial q} u(q) \right]^2 + \left[\frac{\partial f_x}{\partial L} u(L) \right]^2 + \left[\frac{\partial f_x}{\partial T_s} u(T_s) \right]^2 + \left[\frac{\partial f_x}{\partial T} u(T) \right]^2 \right\}^{1/2}, \quad (18)$$

式中, $\partial f_x/\partial q$ 为热流密度对干度不确定度的传播系数; $\partial f_x/\partial M$ 为质量流量对干度不确定度的传播系数; $\partial f_x/\partial L$ 为长度对干度不确定度的传播系数; $\partial f_x/\partial T_s$ 为饱和温度对干度不确定度的传播系数; $\partial f_x/\partial T$ 为温度对干度不确定度的传播系数. 它们均通过 (9) 式推导计算得到; $u(M)$ 为质量流量的不确定度。

根据以上公式, 本文计算得到两相热流密度的平均相对不确定度为 3.25%, 两相传热系数的平均相对不确定度为 4.94%, 干度的平均不确定度为 3.2%. 压降的测量不确定度为 50 Pa。

3 实验结果与讨论

3.1 实验系统可靠性验证

为了验证实验系统数据测量的准确性和可靠性, 进行了 HFE-7100 在单相对流传热条件下的实

验, 并将结果与相关文献 [23–27] 的结果进行了比较. 如图 3 所示. 其中, Žukauskas^[23] 关联式为

$$Nu_{\text{Žukauskas}} = 0.9 Re^{0.4} K_{\text{sp}}^{0.36} \left(\frac{K_{\text{sp}}}{K_w} \right)^{0.25}, \quad Re < 100, \quad (19)$$

$$Nu_{\text{Žukauskas}} = 0.683 Re^{0.466} K_{\text{sp}}^{0.36} \left(\frac{K_{\text{sp}}}{K_w} \right)^{0.25}, \quad Re \geq 100, \quad (20)$$

$$K_{\text{sp}} = (\mu_l \cdot c_p) / \lambda_l, \quad (21)$$

$$K_w = (\mu_{l,w} \cdot c_p) / \lambda_{l,w}. \quad (22)$$

Chang 等^[24] 关联式为

$$Nu_{\text{Chang}} = 0.132 Re^{0.84} \left(\frac{W_{\text{ch}}}{D_{\text{fin}}} \right)^{0.256}, \quad Re < 100, \quad (23)$$

$$Nu_{\text{Chang}} = 0.281 Re^{0.73} \left(\frac{W_{\text{ch}}}{D_{\text{fin}}} \right)^{0.63}, \quad Re \geq 100. \quad (24)$$

单相 $Nu-Re$ 实验数据与 Žukauskas^[23] 关联式计算值的平均绝对误差为 9.0%, 与 Chang 等^[24] 关联式计算值的平均绝对误差为 15.6%. 单相 $f-Re$ 实验数据与 Brunswiler 等^[25], Xu 与 Wu^[26], Kong 等^[27] 的实验结果具有相似的变化趋势. 这表明本实验系统数据测量的准确性较高. 实验结果与文献结果的偏差主要受微通道结构、水力直径、质量流速、入口温度和饱和压力等工况参数的影响. 然而, 这些参数对流动沸腾传热和流动特性的影响近似相同, 这种一致性验证了本实验系统数据测量的可靠性. 此外, 由于在低 Re 数下, 本实验压降数值仅有 60 Pa, 接近压差传感器的测量不确定度 50 Pa, 从而导致在低 Re 数下单相 f 的实验结果与文献结果具有较大的偏差。

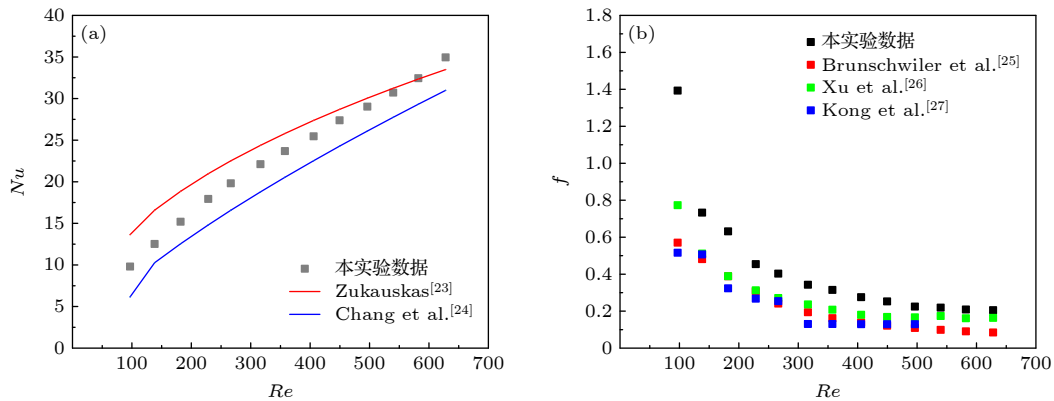


图 3 单相 (a) $Nu-Re$ 和 (b) $f-Re$ 的验证结果

Fig. 3. Verifications of single-phase (a) $Nu-Re$ and (b) $f-Re$.

3.2 沸腾传热曲线

图 4 为 HFE-7100 在不同入口过冷度 (ΔT_{sub}) 和质量流率 (G) 下的沸腾传热曲线. 如图 4(a) 所示, 在单相区间内, 壁面过热度 ($T_w - T_s$) 和有效热流密度 (q_{eff}) 几乎呈线性变化关系, 且对于不同的 ΔT_{sub} , 其线性系数基本相同. 随着 ($T_w - T_s$) 增大, 可观察到沸腾传热曲线出现明显的拐点, 此时微通道内开始出现沸腾现象, 此拐点为沸腾传热曲线的 ONB. 发生 ONB 后, 微通道内不断产生气泡, 伴随相变潜热的作用使 ($T_w - T_s$) 骤降, q_{eff} 迅速增加, 此现象称为沸腾迟滞现象 [9,28]. 此外, 可见随着 ΔT_{sub} 降低, 发生 ONB 时的 q_{eff} 和 ($T_w - T_s$) 均减小, 说明提高 ΔT_{sub} 会抑制气泡成核, 从而延缓 ONB 的发生. 与文献 [9] 所使用的去离子水不同, HFE-7100 在较低的 ΔT_{sub} 下就出现沸腾迟滞现象, 这可能是因为 HFE-7100 具有较低的表面张力 ($13.6 \text{ mN}\cdot\text{m}^{-1}$, 约为水的 1/5). 由于沸腾通常先发生在通道表面的微空腔 (称为气化成核点) 中, 较低的表面张力使得液体与通道表面的接触角较小, 当接触角小于微空腔的有效锥角时, 液体便容易填充微空腔, 导致 ONB 在较高的 ($T_w - T_s$) 下发生. 此外, 由于接触角较小, 已被激活成核点处的气泡在逐渐扩张过程中, 可能会覆盖邻近还未被激活的微空腔, 使得部分液体受困于邻腔内, 从而抑制了邻腔气化成核点的活化, 也会导致 ONB 需在较高的 ($T_w - T_s$) 下才能发生 [29]. 随着 ($T_w - T_s$) 的进一步增大, 两相区间的沸腾传热曲线斜率明显大于单相区间, 且相同 G 下的四组不同 ΔT_{sub} 的沸腾传热曲线在 ONB 后的中等 q_{eff} 区间内基本重合, 说明在微通道的气化成核点大部分被激活后, 仅改变工

质的入口温度不会对整体传热性能有较大的影响.

相比之下, 如图 4(b) 所示, ΔT_{sub} 相同时, 随着 G 的增大, 沸腾传热曲线在单相区间内的斜率会微弱增大, 且发生 ONB 时的 q_{eff} 和 ($T_w - T_s$) 均明显增大, ONB 后的两相区间内沸腾传热曲线斜率也增大. 这是由于 G 越大, 工质与通道表面的对流换热更好, 壁面温度越不容易升高, 导致沸腾传热曲线斜率变大. 总的来说, ΔT_{sub} 和 G 的变化对单相传热的的影响均很小, 而增大 ΔT_{sub} 和 G 会延缓 ONB 的发生, 且增大 G 还可明显提高两相区间的 q_{eff} . 此外, 由于实验系统所能提供的冷量有限, 本文部分工况未能测到 CHF 点.

3.3 沸腾两相流型

本文通过微通道测试段的透明有机玻璃上盖板, 利用显微镜和高速摄像机拍摄了不同工况的沸腾两相流型变化, 如图 5 所示.

传热过程达到 ONB 后, 靠近出口的通道壁面上首先出现微小气泡, 随着 q_{eff} 增大, 沸腾成核点不断向上游延伸. 这是因为处于下游的通道加热量更大, 表面温度更高, 气化核心更容易被激发. 这一阶段的气泡较小, 气泡间相对孤立, 两相流型属于泡状流, 如图 5(a) 所示. 随着测试段加热功率的提高, q_{eff} 达到 ONB 后的中等热流密度区间, 被激活的沸腾成核点数量急剧增多, 通道中的气泡数量不断增加, 气泡的体积也迅速增大. 这些气泡聚合并膨胀, 逐渐形成较长的封闭蒸气塞, 最终形成塞状流, 如图 5(b) 所示. 由于蒸气塞的形成会抑制通道表面气泡的产生和生长, 其流经的加热壁面产生的气泡减少, 使得气液相变受到抑制, 导致传热恶

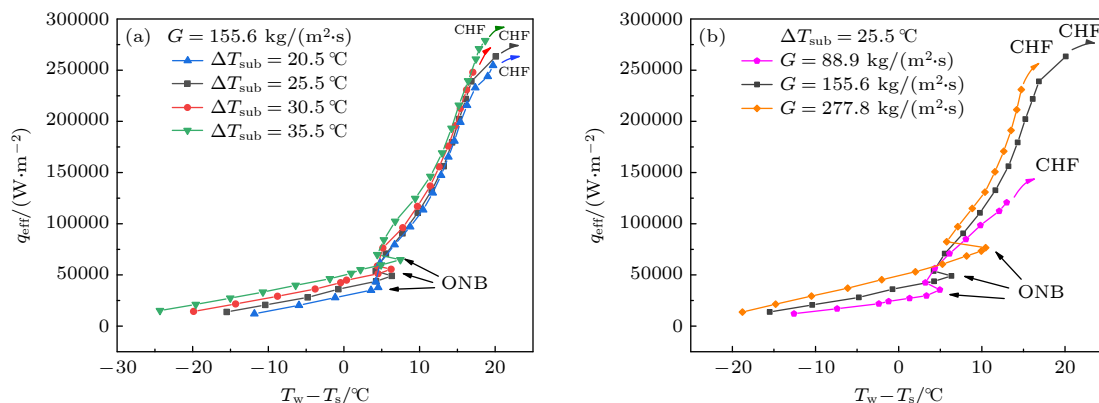


图 4 不同 (a) 入口过冷度和 (b) 质量流率下 HFE-7100 的沸腾传热曲线

Fig. 4. Boiling heat transfer curve of HFE-7100 under different operating conditions: (a) Inlet subcooling temperature; (b) mass flux.

化. 进一步提高加热功率, 工质吸收更多热量, 微通道壁上更多的液体工质发生气化, 在壁面上逐渐形成一层液膜, 通道中心则完全由气相占据, 流型逐渐向环状流转化, 如图 5(c) 所示, 此时热量主要通过对流换热先传递到通道周围的液膜上, 再通过相变界面蒸发进行换热, 此阶段几乎观察不到孤立气泡的存在. 当加热功率提高到一定程度, 靠近测试段出口处的壁面无法充分冷却, 壁面液膜迅速烧干, 如图 5(d) 所示, 出现局部烧干状态, 此时通道下游几乎没有液相工质, 传热性能急剧恶化, 热流密度逐渐接近 CHF.

3.4 沸腾传热系数

图 6 为不同 ΔT_{sub} 和 G 下沸腾传热系数 (h)

随 q_{eff} 的变化. 可见, 在达到 ONB 前的单相区间内, 各工况的 h 随 q_{eff} 的增加而缓慢增大, 且越接近 ONB 斜率越大; h 随 ΔT_{sub} 减小和 G 增大而增大, 但不同工况之间的 h 差距并不明显. 达到 ONB 后, 通道内逐渐出现气泡, 由于相变潜热吸收大量热量, h 急剧增大达到峰值. 在两相区间内, 随着 q_{eff} 的增大, 两相流型逐渐由泡状流向塞状流转变, 由于大气泡和蒸气塞的存在会抑制加热壁面新气泡的生成, 导致 h 减小; q_{eff} 进一步增大, 两相流型由塞状流转变成环状流, 大量液相工质转化成气相, 在定 G 下, 工质流体速度升高, 使得对流换热增强, 导致 h 逐渐增大; 当 q_{eff} 接近 CHF 时, 出现局部烧干状态, 通道内部分区域液膜完全蒸发后无法被液相工质重新润湿, 导致 h 急剧减小. 此外,

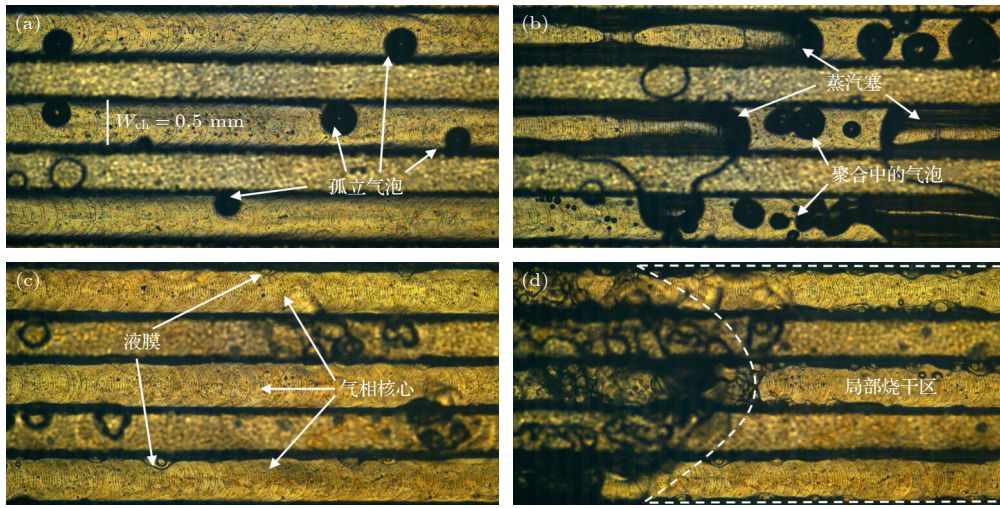


图 5 $G = 155.6 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 和 $\Delta T_{\text{sub}} = 25.5 \text{ }^{\circ}\text{C}$ 下, HFE-7100 的沸腾两相流动形态 (a) 泡状流 ($q_{\text{eff}} = 90.6 \text{ kW} \cdot \text{m}^{-2}$); (b) 塞状流 ($q_{\text{eff}} = 110.6 \text{ kW} \cdot \text{m}^{-2}$); (c) 环状流 ($q_{\text{eff}} = 202.3 \text{ kW} \cdot \text{m}^{-2}$); (d) 局部烧干状态 ($q_{\text{eff}} = 263.4 \text{ kW} \cdot \text{m}^{-2}$)

Fig. 5. Boiling two-phase flow patterns of HFE-7100 at $G = 155.6 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ and $\Delta T_{\text{sub}} = 25.5 \text{ }^{\circ}\text{C}$: (a) Bubbly flow ($q_{\text{eff}} = 90.6 \text{ kW} \cdot \text{m}^{-2}$); (b) slug flow ($q_{\text{eff}} = 110.6 \text{ kW} \cdot \text{m}^{-2}$); (c) annular flow ($q_{\text{eff}} = 202.3 \text{ kW} \cdot \text{m}^{-2}$); (d) local drying state ($q_{\text{eff}} = 263.4 \text{ kW} \cdot \text{m}^{-2}$).

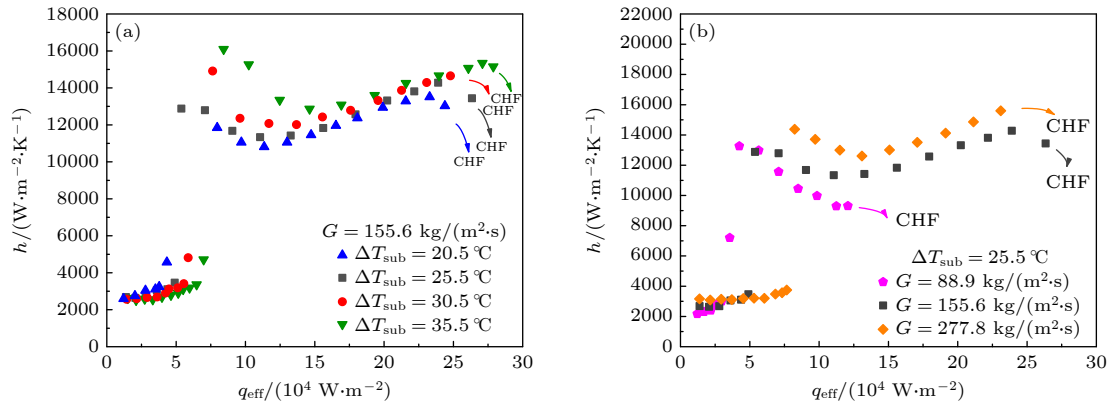


图 6 不同 (a) 入口过冷度和 (b) 质量流量下 HFE-7100 流动沸腾传热系数随有效热流密度的变化

Fig. 6. The variation of flow boiling heat transfer coefficient of HFE-7100 with respect to the effective heat flux density under different operating conditions: (a) Inlet subcooling temperature; (b) mass flux.

ΔT_{sub} 和 G 越大, 两相 h 越大. 不同流型状态下 ΔT_{sub} 和 G 对 h 的影响程度不同: 在塞状流阶段 ΔT_{sub} 的影响较大, 曲线分布较分散, h 值差别较大; 而在环状流阶段 G 的影响较大, h 值差别较大.

图 7 为不同 ΔT_{sub} 和 G 下 h 随干度 (x) 的变化, 可见 $h-x$ 和 $h-q_{\text{eff}}$ 的变化曲线相似: 在达到 ONB 前的单相区间内, h 几乎不受 x 和 ΔT_{sub} 的影响; 在 $x = -0.05$ 附近达到 ONB, h 急剧增大达到峰值, 之后随着 x 增大而减小; 在 $x = 0.2$ 附近达到两相 h 的谷值, 之后随着 x 增大而逐渐增大; 在 $x = 0.65$ 附近接近 CHF, h 急剧减小. 如图 7(b) 所示, 在定 ΔT_{sub} 和 x 下, 单相区间的 h 随 G 的增大而微弱增大; 达到 ONB 后, 对于较低 G ($G = 88.9 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$), h 随 x 的增大而减小, 且再无上升的趋势; 对于较高 G ($G = 155.6, 277.8 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$), 在塞状流阶段 h 随 x 的增大而减小的变化程度相近, 但在环状流阶段, h 随 x 的增大而增大的变化程度则随 G 的

增大而变得更为明显.

3.5 沿程压降

不同 ΔT_{sub} 下 Δp_{ch} 随 q_{eff} 的变化如图 8(a) 所示, 单相压降受入口过冷度影响较小, 在两相区间内入口过冷度越大两相压降越小. 可以解释的是, 在相同的有效热流密度下, 当入口过冷度较大时, 微通道中单相区间所占区域较广, 需提供更多热量使液相转化为气相, 微通道内工质整体密度较高, 工质流速较低, 故沿程加速压降和壁面摩擦压降均较小.

不同 G 下 Δp_{ch} 随 q_{eff} 的变化如图 8(b) 所示, 单相压降随 q_{eff} 的增大基本保持不变, 随 G 的增大略有增大, 这可能是因为较高的 G 下工质流动速度较快, 使由摩擦产生的压降增大. 在两相区间内, 7 个工况下的压降均随 q_{eff} 的增大而增大. 微通道压降在壁面温度达到 ONB 后迅速升高, 这是

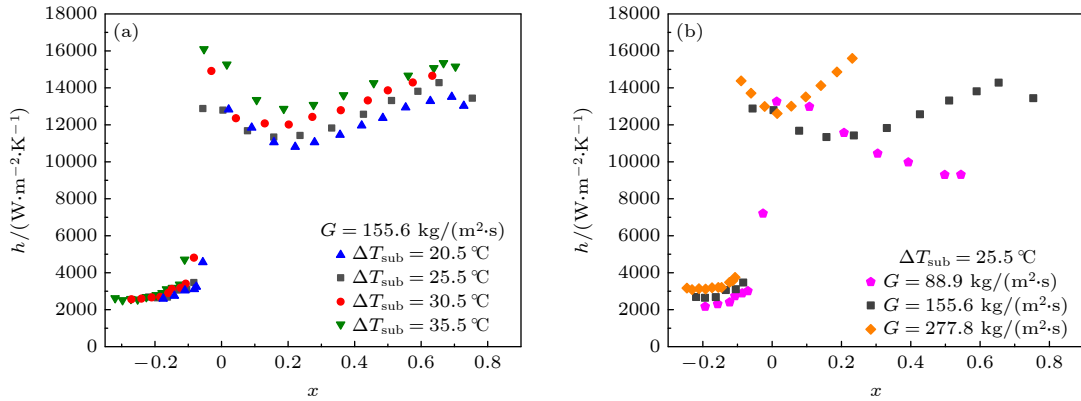


图 7 不同 (a) 入口过冷度和 (b) 质量流率下 HFE-7100 流动沸腾传热系数随干度的变化

Fig. 7. The variation of flow boiling heat transfer coefficient of HFE-7100 with dryness under different operating conditions: (a) Inlet subcooling temperature; (b) mass flux.

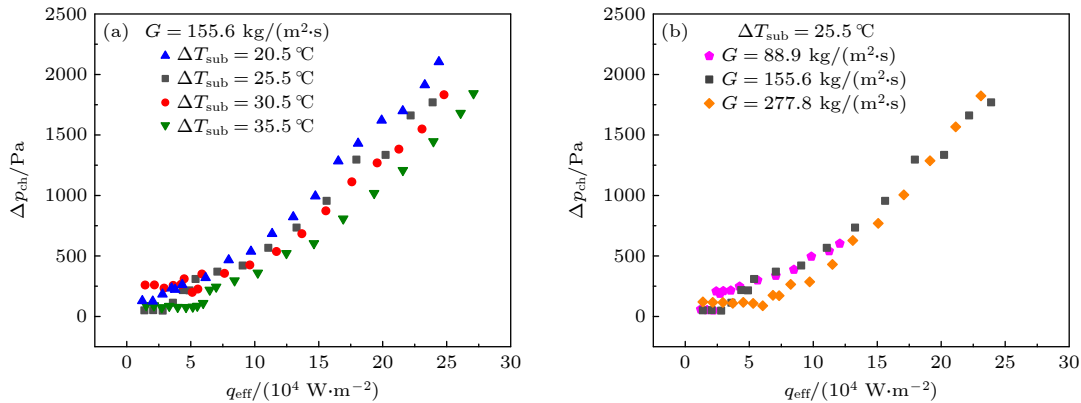


图 8 不同 (a) 入口过冷度和 (b) 质量流率下 HFE-7100 流动沸腾沿程压降随有效热流密度的变化

Fig. 8. The variation of flow boiling heat transfer pressure drop of HFE-7100 with effective heat flux density under different operating conditions: (a) Inlet subcooling temperature; (b) mass flux.

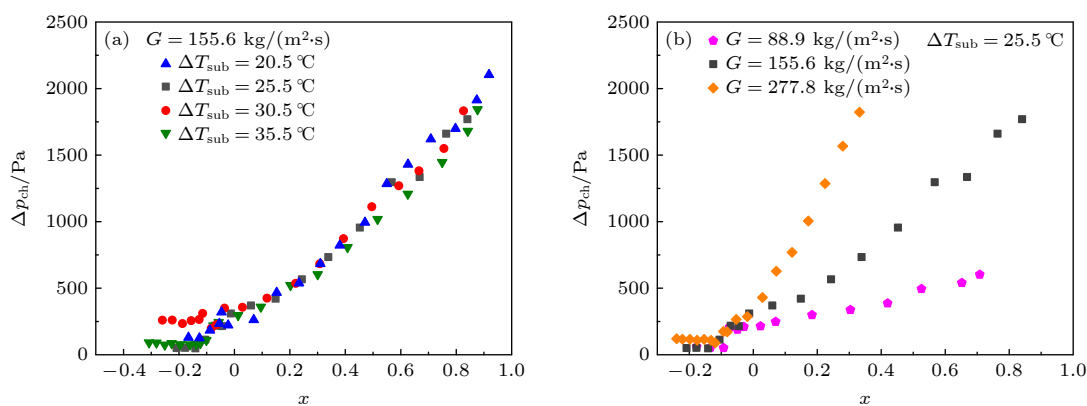


图 9 不同 (a) 入口过冷度和 (b) 质量流率下 HFE-7100 流动沸腾沿程压降随干度的变化

Fig. 9. The variation of flow boiling heat transfer pressure drop of HFE-7100 with dryness under different operating conditions: (a) Inlet subcooling temperature; (b) mass flux.

由于有效热流密度增大, 工质吸收更多的热量, 更多液相工质转化为气相。在一定的质量流率下, 工质的密度降低, 从而使工质的流动速度加快, 导致更大的加速压降损失。此外, 气相工质以明显高于液相工质的速度行进, 这导致对肋片表面的液膜产生更大的剪切力, 沿壁面的摩擦压降增大。加速和摩擦压力损失都会增大, 因此压降随 q_{eff} 的增大而增大。

当质量流率恒为 $155.6 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 时, 如图 9(a) 所示, 不同 ΔT_{sub} 下 Δp_{ch} 随 x 的变化相似: 在 $x < 0$ 的单相区间内沿程压降小于 360 Pa, Δp_{ch} 受 x 的影响较小, 且不同 ΔT_{sub} 下的 Δp_{ch} 数值相近; 在 $x > 0$ 的两相区间内沿程压降范围为 215—2104 Pa。当入口过冷度恒为 $\Delta T_{\text{sub}} = 25.5 \text{ }^{\circ}\text{C}$ 时, 如图 9(b) 所示, 不同 G 下平行微通道流动沸腾 Δp_{ch} 均随 x 的增大而迅速增大, 且 G 越大, Δp_{ch} 增长的速率越快, 不同 G 的 $\Delta p_{\text{ch}}-x$ 曲线在两相区间内出现明显分离。结合两相流型观察可得, 相同 x 下, 在泡状流阶段 ($q < 100 \text{ kW} \cdot \text{m}^{-2}$), 平行微通道的沿程压降在不同 G 下差距不大; 在塞状流和环状流阶段 ($q > 100 \text{ kW} \cdot \text{m}^{-2}$), 沿程压降在不同 G 下有明显差异, G 越大 Δp_{ch} 随 x 的增长速率越大。这是因为在泡状流阶段, 气泡生成量相对较少, 气泡间相互孤立, 产生的摩擦阻力较小。在塞状流阶段, 当 G 较大时, 蒸气塞受流动的影响较大, 蒸气塞容易被液相工质冲散, 气液相界面的摩擦阻力增大, 导致沿程压降增大。在环状流阶段, x 迅速增大, 液相工质大量蒸干, 气液相流速差随着 G 增大而明显增大, 使沿程压降增大。

本文将文献 [30–33] 提出的两相压降关联式预

测值与本实验结果进行对比, 如图 10 和表 2 所列。使用平均绝对误差 (MAE) 作为关联式预测能力的评估指标, δ 为平均绝对偏差在 $\pm 30\%$ 以内的实验数据点占总数据量的比例。可以看出, Lockhart 提出的关联式预测精度最高: MAE 为 19.6%, 偏差在 $\pm 30\%$ 内的数据点超过 85%。同时, 实验结果与 4 个两相压降关联式的偏差在 $\pm 30\%$ 内的数据点均超过 60%, 说明平行微通道两相压降实验结果与两相压降关联式计算数据相近, 经典关联式能够较好地验证实验结果。

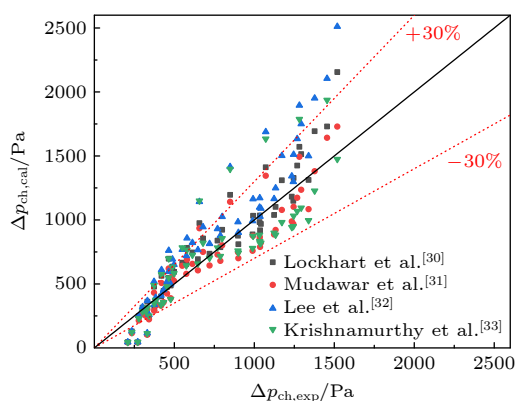


图 10 平行微通道两相压降实验结果与文献关联式预测值对比

Fig. 10. Comparison of experimental results of two-phase pressure drop in the microchannel with predicted values from literature correlations.

4 结 论

本文开展了 HFE-7100 在矩形平行微通道内的流动沸腾传热和两相流动特性实验, 研究了质量流率、入口过冷度、有效热流密度和干度的影响,

表 2 两相压降关联式计算结果与实验结果的对比

Table 2. Comparison between the calculated results of the two-phase pressure drop correlation and the experimental results.

文献	两相压降关联式	MAE/%	$\delta/\%$
[30]	$X_{vv} = \left(\frac{\mu_{l, out, t}}{\mu_{g, out, t}} \right)^{0.274} \left(\frac{1 - x_{out}}{x_{out}} \right)^{0.727} \left(\frac{Re_{g, out, t}}{Re_{l, out, t}} \right)^{0.5}, f_l = \frac{20.09}{Re_{l, out, t}^{0.547}}$ $\phi_f^2 = 1 + \frac{5}{X_{vv}} + \frac{1}{X_{vv}^2}, \Delta p_{ch, cal} = \frac{2f_l G^2 \phi_f^2 (L - S_L)}{3\rho_l D_{ch}} (x_{out}^2 - 3x_{out} + 3)$	19.6	85.5
[31]	$X_{vv} = \left(\frac{\mu_{l, out, t}}{\mu_{g, out, t}} \right)^{0.274} \left(\frac{1 - x_{out}}{x_{out}} \right)^{0.727} \left(\frac{Re_{g, out, t}}{Re_{l, out, t}} \right)^{0.5}, f_l = \frac{20.09}{Re_{l, out, t}^{0.547}}$ $C_M = 21 (1 - e^{-319 D_{fin}}) (0.00418G + 0.0613), \phi_f^2 = 1 + \frac{C_M}{X_{vv}} + \frac{1}{X_{vv}^2}$ $\Delta p_{ch, cal} = \frac{2f_l G^2 \phi_f^2 (L - S_L)}{3\rho_l D_{ch}} (x_{out}^2 - 3x_{out} + 3)$	20.6	85.5
[32]	$X_{vv} = \left(\frac{\mu_{l, out, t}}{\mu_{g, out, t}} \right)^{0.274} \left(\frac{1 - x_{out}}{x_{out}} \right)^{0.727} \left(\frac{Re_{g, out, t}}{Re_{l, out, t}} \right)^{0.5}, f_l = \frac{20.09}{Re_{l, out, t}^{0.547}}$ $C_L = 2566G^{0.5466} D_{ch}^{0.8819} (1 - e^{-319 D_{ch}}), \phi_f^2 = 1 + \frac{C_L}{X_{vv}} + \frac{1}{X_{vv}^2}$ $\Delta p_{ch, cal} = \frac{2f_l G^2 \phi_f^2 (L - S_L)}{3\rho_l D_{ch}} (x_{out}^2 - 3x_{out} + 3)$	27.8	63.6
[33]	$X_{vv} = \left(\frac{\mu_{l, out, t}}{\mu_{g, out, t}} \right)^{0.274} \left(\frac{1 - x_{out}}{x_{out}} \right)^{0.727} \left(\frac{Re_{g, out, t}}{Re_{l, out, t}} \right)^{0.5}, f_l = \frac{20.09}{Re_{l, out, t}^{0.547}}$ $C_K = \frac{0.0358}{Re_{l, out, t}^{0.547}}, \phi_f^2 = 1 + \frac{C_K}{X_{vv}} + \frac{1}{X_{vv}^2}$ $\Delta p_{ch, cal} = \frac{2f_l G^2 \phi_f^2 (L - S_L)}{3\rho_l D_{ch}} (x_{out}^2 - 3x_{out} + 3)$	25.5	74.5

并结合两相流型对流动沸腾传热现象进行了分析, 得到以下结论.

1) 与常规冷却工质去离子水不同, HFE-7100 在较低的 ΔT_{sub} 下就出现沸腾迟滞现象, 这可能与 其表面张力较低有关.

2) ΔT_{sub} 和 G 的变化对单相传热的影响均很小, 而增大 ΔT_{sub} 和 G 会延缓 ONB 的发生, 且增大 G 还可明显提高两相区间的 q_{eff} .

3) 在两相区间内, h 在泡状流阶段达到峰值, 当两相流型逐渐由泡状流向塞状流转变, h 减小, 再由塞状流转变成环状流, h 则增大, 最后在 q_{eff} 接近 CHF 时, 出现局部烧干状态, h 急剧减小.

4) ΔT_{sub} 和 G 越大, 两相 h 越大, 不同流型状态下 ΔT_{sub} 和 G 对 h 的影响程度不同: 在塞状流阶段 ΔT_{sub} 的影响较大, h 值差别较大; 而在环状流阶段 G 的影响较大, h 值差别较大.

5) 单相压降基本不受 ΔT_{sub} 和 G 的影响. 两相压降随 q_{eff} 的增大而增大. 相同 x 不同 ΔT_{sub} 下

两相压降数值相近; 相同 x 不同 G 下两相压降在泡状流阶段差距不大, 而在塞状流和环状流阶段会随着 x 的增大, 曲线出现明显分离.

6) 将平行微通道内两相压降实验数据与文献中 4 个经典关联式预测值进行对比, 得到平均绝对偏差在 $\pm 30\%$ 内的数据点占总数据量的比例均超过 60%, 其中 Lockhart 提出的关联式预测精度最高, 平均绝对偏差为 19.6%.

参考文献

- [1] Karayiannis T G, Mahmoud M M 2017 *Appl. Therm. Eng.* **115** 1372
- [2] Manetti L L, Ribatski G, de Souza R R, Cardoso E M 2020 *Exp. Therm. Fluid Sci.* **113** 110025
- [3] Harirchian T, Garimella S V 2009 *Int. J. Multiphase Flow* **35** 349
- [4] Asrar P, Ghiaasiaan S M, Joshi Y K. 2021 *J. Heat Transfer* **143** 023001
- [5] Yang X Q, Qiu S Z, Jia X H, Yin H F, Jia D N, Lu D H 2007 *Nucl. Power Eng.* **28** 38 (in Chinese) [杨晓强, 秋穗正, 贾晓鸿, 尹海峰, 贾斗南, 卢冬华 2007 *核动力工程* **28** 38]

- [6] Wang Y, Sefiane K 2012 *Int. J. Heat Mass Transfer* **55** 2235
- [7] Al-Zaidi A H, Mahmoud M M, Karayiannis T G 2019 *Int. J. Heat Mass Transfer* **140** 100
- [8] Al-Zaidi A H, Mahmoud M M, Karayiannis T G 2021 *Int. J. Heat Mass Transfer* **164** 120587
- [9] Cheng X, Wu H 2023 *Exp. Therm. Fluid Sci.* **142** 110805
- [10] Yang K S, Jeng Y R, Huang C M, Wang C C 2011 *Heat Transfer Eng.* **32** 697
- [11] Tuo H, Hrnjak P 2013 *Int. J. Refrig.* **36** 1263
- [12] Rausch M H, Kretschmer L, Will S, Leipertz A, Froba A P 2015 *J. Chem. Eng. Data* **60** 3759
- [13] Liang G, Mudawar I 2020 *Int. J. Heat Mass Transfer* **146** 118864
- [14] Cui P, Liu Z 2021 *Int. J. Heat Mass Transfer* **175** 121387
- [15] Feng S, Yan Y, Lai C 2022 *Int. J. Heat Mass Transfer* **186** 122468
- [16] Zhuang X R, Yu P, Li X, Deng Q Y 2020 PRC Patent CN202122664314 [2021-11-02]
- [17] Abu-Eishah S I 2001 *Int. J. Thermophys.* **22** 1855
- [18] Machrafi H, Sadoun N, Rednikov A, Dehaeck S, Dauby P C, Colinet P 2013 *Microgravity Sci. Technol.* **25** 251
- [19] Nassar M, Vazquez P, Chauris N, Daaboul M B, Louste C 2020 *IEEE Trans. Ind. Appl.* **56** 4193
- [20] Qu W, Siu-Ho A 2008 *J. Heat Transfer* **130** 122402
- [21] Blevins R D 1984 *Applied Fluid Dynamics Handbook* (New York: Van Nostrand Reinhold) pp12–20
- [22] Taylor B N, Kuyatt C E 1994 *Guidelines for Evaluating and Expressing the Uncertainty of NIST Measurement Results* (Gaithersburg: Department of Commerce, Technology Administration, National Institute of Standards and Technology) pp11–20
- [23] Žukauskas A 1972 *Adv. Heat Transfer* **8** 93
- [24] Chang J Y, Prasher R, Chau D, Myers A, He D 2005 *International Electronic Packaging Technical Conference and Exhibition* San Francisco, California, USA, July 17–22, 2005 p183
- [25] Brunschweiler T, Michel B, Rothuizen H, Kloter U, Wunderle B, Oppermann H, Reichl H 2009 *Microsyst. Technol.* **15** 57
- [26] Xu F, Wu H 2018 *J. Heat Transfer* **140** 122401
- [27] Kong L J, Liu Z G, Jia L, Lv M M, Liu Y 2020 *Exp. Therm. Fluid Sci.* **115** 109946
- [28] Ming H S, Ma J, Bu X W 1993 *Int. J. Heat Mass Transfer* **36** 4461
- [29] Zhuang X R, Xie Y C, Li X, Yue S J, Wang H T, Wang H D, Yu P 2023 *Appl. Therm. Eng.* **225** 120180
- [30] Lockhart W R 1949 *Chem. Eng. Prog.* **45** 39
- [31] Mudawar I, Qu W 2003 *Int. J. Heat Mass Transfer* **46** 2737
- [32] Lee H J, Lee S Y 2001 *Int. J. Multiphase Flow* **27** 2043
- [33] Krishnamurthy S, Peles Y 2007 *Phys. Fluids* **19** 043302

Experimental study on flow boiling of HFE-7100 in rectangular parallel microchannel*

Xie Yi-Chen¹⁾ Zhuang Xiao-Ru^{2)†} Yue Si-Jun¹⁾

Li Xiang¹⁾ Yu Peng^{1)‡} Lu Chun¹⁾

1) (Department of Mechanics and Aerospace Engineering, Southern University of Science and Technology, Shenzhen 518055, China)

2) (School of Mechanical and Electrical Engineering, Shenzhen Polytechnic University, Shenzhen 518055, China)

(Received 3 September 2023; revised manuscript received 30 October 2023)

Abstract

With the rapid development of microelectronic technology, the integration and power of chip are increasing. Heat dissipation with high heat flux in limited space has become a bottleneck restricting the efficient and stable operation of the microelectronic devices. Flow boiling in microchannel heat sink is one of the most essential candidates for solving this problem. It has been shown that remarkable high heat transfer performance can be achieved through the liquid-to-vapor change process, which can dissipate a large amount of heat from a small area. In addition, dielectric fluorinated fluids, such as HFE-7100, HFE-7200, and FC-72, are especially suitable for cooling microelectronic devices, because of their excellent safety and environmental characteristics. However, dielectric fluorinated fluids have poorer thermophysical properties than water. Thus, the flow boiling heat transfer characteristics of dielectric fluorinated fluids can be different from those of water. In this work, flow boiling heat transfer and flow characteristics of HFE-7100 in a rectangular parallel microchannel are investigated. The tests are conducted at mass fluxes from 88.9 to 277.8 kg·m⁻²·s⁻¹, inlet subcooling temperature from 20.5 to 35.5 °C and effective heat flux from 12 to 279 kW·m⁻² at nearly atmospheric pressure. The effects of mass flux, inlet subcooling temperature, effective heat flux and vapor quality are examined and analyzed. Additionally, flow visualization is also obtained to explain the heat transfer mechanism during the experiments. The results show that the boiling hysteresis is observed for HFE-7100 at low inlet subcooling temperature, and the increasing inlet subcooling temperature and mass flux can delay the onset of nucleate boiling. The increases of inlet subcooling temperature and mass flux can enhance the two-phase heat transfer coefficient. And the two-phase heat transfer coefficient is significantly dependent on the inlet subcooling temperature in the slug flow, while it is significantly dependent on the mass flux in the annular flow. The two-phase pressure drop increases drastically as the effective heat flux increases. And the two-phase pressure drops with different mass fluxes at constant vapor quality are obviously different between the slug flow and the annular flow. Furthermore, the experimental data are compared with four predicted values of the literature. It is found that the correlation of Lockhart has the best statistical agreement with an MAE of 19.6% and over 85% of points in the deviation bandwidth of $\pm 30\%$. The results in this paper give valuable theoretical guidance for designing and optimizing heat dissipation equipment for microelectronic devices. By utilizing HFE-7100 as the coolant and microchannel heat sinks in flow boiling, it is possible to enhance the stability and reliability of the electronic devices. Additionally, the heat transfer performance associated with different heat fluxes can be improved by regulating the inlet subcooling and mass flow rate. Finally, the two-phase pressure drop correlation proposed by Lockhart can be employed to predict the pump power for heat dissipation equipment.

Keywords: flow boiling, microchannel, HFE-7100, heat transfer, electronic devices

PACS: 44.15.+a, 44.35.+c, 44.27.+g

DOI: 10.7498/aps.73.20231415

* Project supported by the Guangdong Provincial Basic and Applied Basic Research Foundation, China (Grant Nos. 2020A1515110257, 2022A1515110174).

† Corresponding author. E-mail: zhuangxr@szpt.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: yup6@sustech.edu.cn

HFE-7100平行微通道流动沸腾实验

解奕晨 庄晓如 岳思君 李翔 余鹏 鲁春

Experimental study on flow boiling of HFE-7100 in rectangular parallel microchannel

Xie Yi-Chen Zhuang Xiao-Ru Yue Si-Jun Li Xiang Yu Peng Lu Chun

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 054401 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20231415

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231415>

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

超临界压力CO₂在水平圆管内流动传热数值分析

Numerical analysis on flow and heat transfer of supercritical CO₂ in horizontal tube

物理学报. 2020, 69(4): 044401 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191513>

周期性分流微通道的结构设计及散热性能

Structure and thermal properties of periodic split-flow microchannels

物理学报. 2021, 70(10): 104401 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201802>

高温吸热管内超临界CO₂传热特性的数值模拟

Numerical investigation on heat transfer of supercritical CO₂ in solar receiver tube in high temperature region

物理学报. 2021, 70(3): 034401 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201005>

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>

液态金属软表面池沸腾传热的实验研究

Enhanced pool boiling heat transfer on soft liquid metal surface

物理学报. 2021, 70(13): 134703 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202053>

复杂微通道内气泡在浮力作用下上升行为的格子Boltzmann方法模拟

Lattice Boltzmann simulations of rising bubble driven by buoyancy in a complex microchannel

物理学报. 2018, 67(23): 234701 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181311>