

中国工程热物理学会

传热传质学学术会议

论文集（下册）

二〇〇三

北京

中国工程热物理学会编



中国工程热物理学会

传热传质学学术会议

论文集 （下册）



Chinese Society of Heat and Mass Transfer

2003年 北京

传热传质学学术会议论文集(下册) 目录

六. 微小尺度传热

- 033015 多方位矩形窄缝中液氮沸腾传热特性实验研究...尤国春 张 鹏 王如竹(631)
- 033045 混合悬浮液中纳米颗粒对核化形态影响.....李春辉 王补宣 彭晓峰(635)
- 033082 氧化铜纳米颗粒悬浮液热物性研究及颗粒比热容尺寸效应分析.....
.....王补宣 周乐平 彭晓峰(639)
- 033130 压力边界下微通道内气体流动换热特性研究.....贺群武 王秋旺 陶文铨(643)
- 033140 小热管的强化传热研究.....吴晓敏 朱竟飞 王维城(647)
- 033153 离心力场下 H_2O 和 RI_2 热驱动换热特性实验研究.....
.....杨 敏 常海萍 毛军逵(651)
- 033154 重力场下单循环与双循环小通道热驱动比较研究.....夏 婕 常海萍(656)
- 033165 小通道扁管内纳米流体流动与传热特性.....李 强 宣益民(660)
- 033166 基于 Lattice-Boltzmann 方法的纳米流体流动与传热模拟.....
.....宣益民 余 凯 吴 轩 李 强(665)
- 033184 微腔型 PCR 芯片的多体系集总热容法分析.....王 玮 李志信 过增元(669)
- 033186 微通道内气体流动的三维效应.....王沫然 李志信(673)
- 033187 微轴承内气体流动和换热的数值模拟.....王沫然 李志信(677)
- 033180 应用脉冲加热/探测扫描技术进行表面下微尺度热结构探测过程的仿真.....
.....唐大伟 荒木信幸(681)
- 033193 不同热边界条件下狭窄通道内对流换热特性的场协同分析.....
.....王军荣 闵敬春 宋耀祖(685)
- 033196 单面加热狭窄通道强化传热特性研究...刘 永 柳爱国 宋耀祖 闵敬春(690)
- 033204 单晶硅纳米薄膜面向导热 MD 研究的探讨.....肖 鹏 李志信(694)
- 033224 微细管内气体流动特性实验研究及影响因素分析.....
.....唐桂华 陶文铨 何雅玲 王秋旺(698)
- 033236 粗糙微通道内气体流动的分子动力学研究.....曹炳阳 陈 民 过增元(702)
- 033248 微通道内超临界二氧化碳的压降与传热特性.....
.....淮秀兰 赵天寿 Shigeru Koyama 刘登瀛(706)
- 033263 纳米光催化杀菌技术及空气净化技术实验研究.....
.....鹿院卫 马重芳 王 伟 常梦媛(710)
- 033303 纳米 TiO_2 光催化氧化二氧化硫的应用研究.....
.....瞿学红 肖劲松 鹿院卫 马重芳(714)
- 033305 微小空间电子器件的散热研究.....云和明 陈宝明 张立强(718)

七. 生物换热

- 033003 基于楔形体的舌一维传热模型及其解析解.....
.....诸 凯 魏 璠 李 艳 何 坚 王 怡 高秀梅 康立源(723)

- 033020 肿瘤射频热疗 SAR 场与瞬时温度分布模拟……赵镇南 李丰彤 吴昊(728)
- 033034 热凝固对生物组织热物性影响的实验研究……杨昆 刘伟 杨金国(732)
- 033036 加载低温保护剂的微创注射方法研究……桂林 邓中山 刘静(736)
- 033037 肿瘤热疗计划中三维温度分布的不确定性研究……邓中山 刘静(740)
- 033038 微创型肿瘤热疗用蒸汽探针及其性能研究……于天骅 周一欣 刘静(744)
- 033039 SARS 病毒攻击肺泡组织的耗氧机理研究……吕永钢 刘静(748)
- 033054 新型分形树状平面冷却通道的研究……陈志 王江 施明恒(753)
- 033240 生物组织冻融特性实验观察……马渊 吴海玲 彭晓峰(757)
- 033254 不同冻干保护剂对冷冻干燥脐带血玻璃化转变温度和冻干质量的影响……
……肖洪海 谷雪莲 高才 李军 华泽钊(761)
- 033257 多糖类材料对荔枝生物热传递的影响研究……
……林宝凤 梁兴泉 丹阳 刘竹青 李里特(765)
- 033283 生物膜滴滤塔的废气净化效率……廖强 陈蓉 朱恂(770)
- 033285 污染土壤原位生物修复理论模型……朱恂 刘磊(774)
- 033286 规则结构生物膜滴滤塔可视化实验研究……
……廖强 陈蓉 朱恂 王永忠 廖浩(778)
- 033300 生物组织热导率的脉冲—衰减法测量……杨昆 刘伟(782)

八. 数值模拟

- 033011 二维非结构网格有限体积热响应计算研究……
……贺立新 桂业伟 王安龄 杨永键(786)
- 033042 粘性不可压流体流动换热问题用直角坐标网格的完全贴体解法……
……汪建兵 康宁(791)
- 033067 外流对偏劈缝结构叶片尾缘的换热影响……刘斌 凌长明 卢聪明(797)
- 033075 圆管层流入口段耦合换热的数值模拟与差分格式研究……
……任德鹏 夏新林 董士奎 谈和平(801)
- 033123 锯齿形通道内流动与换热的数值分析……
……卢玫 马奇 杨茉 余敏 徐之平(805)
- 033158 网格单元形状对数值计算的影响……修荣荣 徐明海 黄善波 陶文铨(809)
- 033159 二维区域内自动生成四边形网格的方法……
……修荣荣 徐明海 黄善波 陶文铨(813)
- 033192 矩形通道内射流纵向涡强化换热的数值研究……周冬 蔡江 任建勋(817)
- 033195 过冷熔体中枝晶生长的相场模拟……张清光 陈民 过增元(821)
- 033198 波纹通道内流动和换热的数值模拟……许伟 闵敬春(825)
- 033211 环形浅液池内中等 Pr 数流体的热毛细对流……
……李友荣 全晓军 吴双应 彭岚 曾丹苓(829)

- 033212 微重力下液封液桥内振荡热毛细对流的数值模拟.....
彭 岚 李友荣 曾丹苓 杨启荣(833)
- 033214 PEMFC 插指型流道阴极中气体扩散特性的数值分析.....
刘训良 齐志鹏 谭雅巍 何雅玲 陶文铨(838)
- 033216 一种典型环状流的分析解.....张宏伟 陶文铨 何雅玲 丰镇平(842)
- 033219 对流项离散格式的对比与讨论.....张东升 陶文铨 王秋旺(846)
- 033221 椭圆管开缝翅片换热表面特性的三维数值模拟.....周俊杰 陶文铨(850)
- 033222 求解流动和传热问题的一种新的全隐算法—CLEAR (上)
屈治国 何雅玲 陶文铨(854)
- 033223 求解流动和传热问题的一种新的全隐算法—CLEAR (下)
屈治国 何雅玲 陶文铨(858)
- 033225 螺旋折流板换热器壳侧层流流动的数值模拟及实验研究.....
邓 斌 吴 扬 陶文铨(862)
- 033226 多孔介质模型在管壳式换热器数值模拟中的应用.....
邓 斌 李 欣 陶文铨(866)
- 033227 大涡模拟在平板通道湍流流场计算中的应用.....石 磊 李增耀 陶文铨(870)
- 033229 平板通道内充分发展湍流直接数值模拟.....
李光熙 陶文铨 宇 波 李增耀(874)
- 033239 平板通道振荡流动强化轴向导热的数值研究.....俞接成 李志信(878)
- 033246 斜孔气膜冷却数值模拟分析.....刘江涛 吴海玲 陶 涛 彭晓峰(882)
- 033259 PEMFCs 的膜及阴极催化层数值模拟.....
叶 芳 陈 峰 郭 航 马重芳(886)
- 033277 致密多孔壁冷流入射角对冷却效果影响的数值研究.....胡娅萍 吉洪湖(891)

九. 测量及显示技术

- 033019 沙漠砂导热系数的实验研究.....陈友昌 张 辉 孙建刚(895)
- 033025 层流等离子体射流温度与速度测量.....孟 显 潘文霞 吴承康(899)
- 033041 乙二醇和丙三醇水溶液冻结特性的差示扫描量热实验研究.....
高 才 周国燕 胥 义 华泽钊(903)
- 033084 碳纳米管悬浮液有效导热系数的测定...李泽梁 贺志强 李俊明 王补宣(914)
- 033119 一种利用色度标定热色液晶的方法.....赵世红 丁水汀(918)
- 033135 一种确定建材 VOC 散发特性的新方法.....许 瑛 张寅平 曾海东(922)
- 033162 层流高温部分电离气体射流热流密度分布动态测量与分析.....
孟 显 潘文霞 吴承康(926)
- 033171 基于导热与对流联合作用原理高温蒸汽流量测量研究.....
孙宝芝 姜任秋 姚熊亮 宋福元 陈跃进(930)

- 033183 应用激光闪光法测定半导体融体的热扩散率.....
唐大伟 荒木信幸 早川泰宏(934)
- 033197 计算流动显示技术(CFI)在自然对流流场测量中的应用...杨昆仑 宋耀祖(938)
- 033233 微型管内流动与换热可视化实验初步研究.....刘志刚 赵耀华 唐大伟(942)
- 033312 过冷液态钴热物理性质的分子动力学模拟.....
韩秀君 王金照 陈 民 过增元(946)
- 033274 冻干过程中升华界面温度测量方法的研究.....苏树强 丁志华 华泽钊(951)
- 033320 不同旋转方向涡干涉的流动图像显示分析.....
常立民 赵文杰 宋克伟 王良壁(955)

十. 工业应用、换热器及其它

- 033005 热虹吸管振荡传热的神经网络动态建模.....陈彦泽 喻建良 丁信伟(959)
- 033014 液体除湿空调系统的实验研究.....孙 健 施明恒(965)
- 033022 星上仪器热设计和热分析研究.....孙 达 华诚生 寿秋爽(969)
- 033024 新型复合干燥剂吸附分形特性.....张学军 代彦军 王如竹(975)
- 033026 啤酒巴氏灭菌过程的传热分析.....崔晓钰 韩 晶 翁建华(979)
- 033040 热等离子作用下含能颗粒点火特性研究.....
李海元 栗保明 李鸿志 杨春霞(983)
- 033051 三维层流等离子体射流中陶瓷颗粒的运动与加热.....徐东艳 陈 熙(990)
- 033053 直接甲醇燃料电池新型冷却系统的研究.....王 江 施明恒 陈 志(994)
- 033055 两种真空管太阳热水器的热性能比较.....
侯宏娟 招玉春 王如竹 王志峰 张 洁(998)
- 033056 化学吸附制冷系统的性能研究周贵发 王 文 王如竹 黄志华(1002)
- 033058 射流曝气技术在湿法脱硫中的应用研究.....
田凤国 吴 江 章明川 马春元 徐夕仁(1006)
- 033060 干草酸的微波辅助提取与强化传质机理.....
段增宾 杨俊红 郭锦棠 姚冀涛 李 蕊(1010)
- 033072 实际巷道火灾的节流效应和烟气的逆流扩散及其机理.....
傅培舫 周怀春(1014)
- 033079 温室中岩床蓄热特性的分析.....陈 威 刘 伟 许国良(1020)
- 033080 环路热管技术(LHP)的发展现状.....向艳超 候增祺 张家迅(1024)
- 033083 热物理参数对燃料电池内传质过程的影响.....
郭 航 马重芳 汪茂海 叶 芳 王 焱 俞 坚 王朝阳(1031)
- 033098 木材静电干燥实验研究.....王妮妮 董振强 周红梅 董金昌(1035)
- 033108 半导体制冷系统的热性能和主控热阻.....曲 伟(1039)
- 033109 紧凑式换热器的模型控制.....关 欣 崔国民 马 晋 李美玲(1044)

- 033110 多股流换热器的最小熵产优化方法研究·····赵永芹 崔国民 李美玲(1048)
- 033111 酶法测定农药残留量的量热系统的初步实验研究·····
·····赵肖磊 郑艺华 王芳芳 华泽钊(1052)
- 033117 环路型脉动热管的稳态运行机制·····曲 伟 马同泽(1056)
- 033120 横肋变截面 U 通道内换热特性的实验研究·····
·····刘湘云 丁水汀 陶 智 关智华(1061)
- 033121 横肋变截面 U 通道肋间距对流阻的影响·····
·····关智华 丁水汀 陶 智 徐国强(1065)
- 033127 油罐在火灾辐射热场中安全性能实验研究·····
·····刘万福 薛 岗 赵大林 田 亮(1069)
- 033129 微型燃气轮机回热器换热表面的对比研究·····
·····梁红侠 王秋旺 彭波涛 罗来勤 丰镇平(1075)
- 033132 交错螺旋折流板换热器传热与阻力性能的实验研究·····
·····王秋旺 罗来勤 曾 敏 王 良 陶文铨(1079)
- 033143 一种简易灰污热流探针的研制及应用·····曹欣玉 兰泽全 赵显桥
·····饶 甦 周志军 周俊虎 刘建忠 岑可法(1083)
- 033145 芯片加工工程中有害气体处理方法探讨·····李建树 贾 力(1088)
- 033147 锆酸钬喷涂粉及其涂层的制备·····刘喜华 宋 波 张 梅 张 颖(1092)
- 033163 消融控制电弧等离子体发生器理论与实验研究·····
·····成 剑 孟绍良 李海元 林庆华 王争论 栗保明(1096)
- 033168 船用增压锅炉的热平衡计算方法研究·····
·····韩 静 姜任秋 孙宝芝 李彦军(1102)
- 033176 地热换热器的传热分析·····方肇洪 刁乃仁(1106)
- 033177 燕尾槽微小型热管的实验研究·····张丽春 马同泽 张正芳 葛新石(1113)
- 033178 矩形槽道微小型平板热管传热性能的理论分析·····
·····张丽春 马同泽 葛新石(1117)
- 033188 污垢热阻恒定应力加速寿命试验研究·····
·····杨善让 郭 锋 王 恭 孙灵芳 徐志明(1122)
- 033189 弧线管传热与污垢性能的实验研究··徐志明 甘云华 张仲彬 杨善让(1126)
- 033190 碟式聚光太阳能热发电系统用腔式吸热器热性能分析·····
·····张春平 刘志刚 赵耀华 唐大伟(1130)
- 033191 提高控温水箱出水口温度稳定性的研究·····
·····杨 勇 陈泽敬 孟继安 梁新刚 李志信(1134)
- 033208 空间蓄冷器快速释冷理论研究·····王爱华 任建勋 梁新刚(1138)
- 033209 航天器变频热泵回路的技术优势分析·····
·····王爱华 梁新刚 任建勋 李明海(1142)

033213 CPU 散热器换热特性的实验研究·····	陆正裕 熊建银 屈治国 李惠珍 何雅玲 陶文铨(1146)
033230 油浸式变压器片式散热器油侧强化传热实验研究·····	李 灿 杨文涛 黄素逸(1150)
033231 复相介质及界面结构温度场的多尺度计算·····	曹礼群 罗剑兰(1156)
033242 铂催化剂结构对 CO 中毒的影响·····	刘 薇 彭晓峰(1160)
033251 坦克动力装置热工况计算·····	毕小平 赵以贤 刘西侠 王普凯(1164)
033252 液氮喷淋流态化速冻装置能耗分析·····	刘贵庆 陶乐仁 郑志皋(1169)
033258 激光步进加热条件下热驱动泵的实验研究·····	周 虹 刘登瀛 淮秀兰 李化治 孟 群(1173)
033261 变管径冷凝器强化传热的实验研究·····	张 智 程志明 李金波(1177)
033262 全铝冷凝器在家用空调上的应用研究·····	张 智 李 荣 马 超(1181)
033264 三流道喷嘴涡流管能量分离特性的研究·····	姜 曙 叶 芳 俞 坚 马重芳(1184)
033265 地源热泵系统供暖工作特性的实验研究·····	魏加项 唐志伟 马重芳(1188)
033266 地源热泵系统地下传热的数学描述·····	唐志伟 黄俊惠 时晓燕 魏加项 张宏宇(1192)
033267 小型分离式热管工作温度与传热特性的实验研究·····	唐志伟 马重芳 蒋章焰(1196)
033269 新型调湿涂料调湿性能的初步试验研究·····	李双林 吴玉庭 马重芳 孟 声(1200)
033276 双进口涡向起旋圆管内流场的实验研究·····	黄书峰 沈恒根(1204)
033282 CPU 迷你型热管散热器设计与试验研究·····	刘伟军 陈文彤(1209)
033291 抑制炭黑在蓄热体中沉积的试验研究·····	邢桂菊 赵治国 李文忠 汪 琦 傅维镡(1213)
033292 入口方式对栅格式燃烧器流场影响的仿真·····	赵治国 李文忠 邢桂菊(1219)
033299 影响纸机干燥能力参数的计算分析·····	卢 涛 沈胜强 刘晓华 葛玉林(1224)
033310 大型航天器热管理系统分析技术研究·····	徐小平 李劲东 侯宇葵 钟 奇 范含林(1228)
033311 太阳能光利用—侧采光光导管实验研究·····	吴延鹏 马重芳(1233)
033313 复合墙体与节能玻璃的逐时壁温计算·····	杨 昭 郁文红(1237)
033314 CO ₂ 跨临界循环集成管箱型换热器的设计·····	马一太 管海清 杨俊兰 李敏霞(1241)
033318 错排圆管管片式换热器的数值研究·····	金 花 张永恒 王良壁(1246)
033319 管间距对涡强化扁管管片散热器传热的影响·····	李 刚 于永兴 王良壁(1250)
033321 扁管管片式散热器中马蹄形涡的数值模拟·····	樊菊芳 孙东亮 王良壁(1254)

多方位矩形窄缝中液氮沸腾传热特性实验研究*

尤国春 张鹏 王如竹

上海交通大学 制冷与低温工程研究所 上海 200030

Tel: 021-62933250, E-mail: zhangp@sjtu.edu.cn

摘要: 本文实验研究了常压下液氮工质在多方位矩形窄缝通道中的沸腾传热特性。研究发现液氮在不同窄缝方位角下, 壁面过热度有显著差异; 窄缝间隙愈小, 沸腾换热系数愈高。在中等热流密度下, 强化作用明显, 换热系数可达同样条件下光管的 3.3~6.5 倍。加热面呈 0° 和 180° 放置时, 在相同热流下其他角度尚处于核态沸腾区时, 已达 CHF 点。

关键词: 多方位 液氮 窄缝

1. 引言

窄缝空间所具有的强化传热特点, 前人已有大量研究^[1,2]。Ishibashi 等发现换热系数比饱和池沸腾有较大提高, 传热机理与一般饱和池沸腾不同, 但迄今窄缝通道内换热机理与模型尚无定论, 通道内汽泡与周围液体的热相互作用对其传热特性起决定作用。

目前关于方位角对液氮在窄缝通道中沸腾传热特性的研究还鲜见报道, 多为窄缝水平或竖直放置时的情形^[3,4]。液氮的汽化潜热小(常压下仅为水的 1/3), 流体在很小的热流下就形成汽液两相, 为了对窄缝中的液氮沸腾传热特性作进一步的探讨, 本文将液氮在不同方位角、间距时矩形窄缝通道中的核态沸腾传热特性进行实验研究。

2. 实验系统

实验装置如图 1 所示, 包括电加热系统、数据采集系统、窄缝试件、金属杜瓦、液氮容器、真空泵等。由绝热性能良好的玻璃钢(FRP)构成窄缝试件置于广口金属杜瓦中, 支架与大气连通。窄缝间隙分别为 0.5mm、1.0mm、2.0mm, 长 60.0mm, 宽 15.0mm, 两端开口, 倾角在 0° 、 45° 、 90° 、 135° 、 180° 间转动。直径为 0.18mm 的锰铜丝均匀贴在 5.0mm 厚的紫铜上构成铜板加热表面, 加上一定电压形成均匀热流, 它与 NF-WF1943 波形发生器、NF-HAS4011 快速功率放大器及一标准电阻构成加热回路。铜板侧面沿长度方向布置两根经标定的铜-康铜热电偶, 采用冰点补偿, 用 KEITHLEY 的 $6\frac{1}{2}$ 位数字万用表作为二次仪表, 温度测量精度达 0.03K, 由测量终端计算机采集数据。加热方式是稳态平面加热, 实验过程中的电加热量由 NF-WF1943 波形发生器输出的电压控制, 经 NF-HAS4011 快速功率放大器放大, 构成加热回路中某一恒定电压, 加热面上热流从小到大递增, 当表面温度变化达到稳态后再开始采集数据。

热流密度 q 由锰铜丝上的电功率除以铜板表面积计算, 传热温差 ΔT 由 2 根热电偶所测值的算术平均值与常压下液氮饱和温度之差计算而得。

* 上海市青年科技启明星项目(01QF14027)和全国优秀博士论文专项基金(2002037)资助

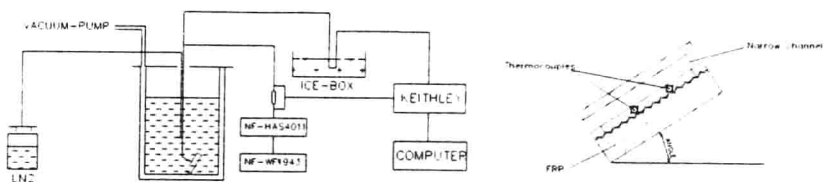


图 1 实验系统装置图

3. 实验结果及分析

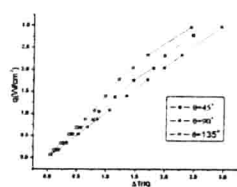


图 2a $q - \Delta T$

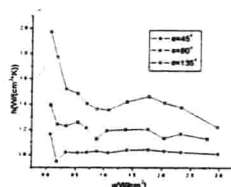


图 2b $h - q$

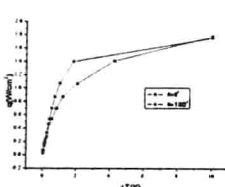


图 2c $q - \Delta T$

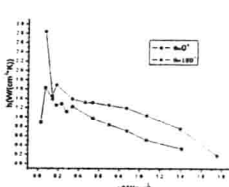


图 2d $h - q$

图 2 窄缝间隙 $\delta = 0.5mm$ 时沸腾传热特性曲线

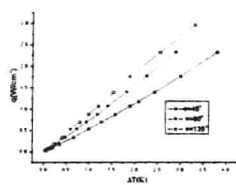


图 3a $q - \Delta T$

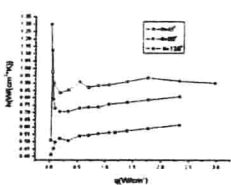


图 3b $h - q$

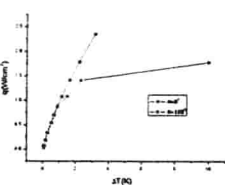


图 3c $q - \Delta T$

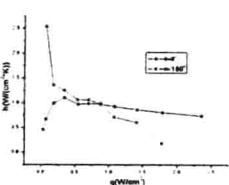


图 3d $h - q$

图 3 窄缝间隙 $\delta = 1.0mm$ 时沸腾传热特性曲线

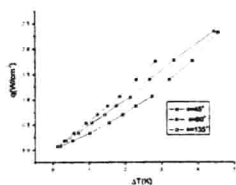


图 4a $q - \Delta T$

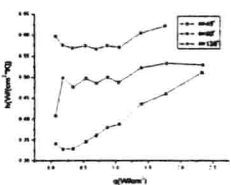


图 4b $h - q$

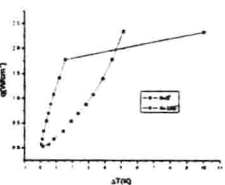


图 4c $q - \Delta T$

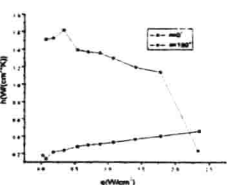


图 4d $h - q$

图 4 窄缝间隙 $\delta = 2.0mm$ 时沸腾传热特性曲线

3.1 窄缝方位角对沸腾传热的影响

图 2 给出了 $\delta = 0.5mm$ 的窄缝在各个方位角下热负荷 q 与传热温差 ΔT 的关系图。从图 2a-b 可以看出，窄缝处于不同倾角时，都处于典型核态沸腾区，在相同热流下壁面过热度不同，对应换热系数亦有显著差异，可达同样条件下光管的 3.3~6.5 倍^[5]。在倾角为 135° 放置窄缝时，在所有实验热负荷范围内其换热系数最高， 45° 次之， 90° 最小，可见窄缝通道中的汽泡在受空间尺寸限制条件下，随加热面方位的不同，汽泡的

形成、脱离频率及汽泡底部的微液膜厚度、蒸发率亦不同。45°与135°倾角时，通道中的滑移汽泡起了重要作用^[6]，滑移汽泡的脱离沿壁面的速度分量不仅强化了对流，而且引入了一附加作用：汽泡掠过由壁面到主流液体的直接热传递所形成的热边界层，导致壁面热流有一部分从汽泡“外表面”流入附近主流液体，为热量从壁面传到液体提供了一额外途径，从而加速了微液膜的蒸发，但在90°倾角时，加热面竖直放置，通道中汽泡的滑移比45°与135°较难形成，微液膜蒸发变慢，强化换热效果相应变弱。在热负荷很小(约小于 $0.3W/cm^2$)时，换热系数很高(约高达 $1.96W/(cm^2 \cdot K)$)，这是因为在此热负荷范围内，热流很低，窄缝中液氮沸腾换热很弱，主要处于基于单相自然对流驱动的换热。后随着热负荷增加(约至 $0.5W/cm^2$)，换热系数减小，随热流进一步升高($0.5W/cm^2 - 2.5W/cm^2$)，温差也逐渐升高，规律几乎呈直线，换热系数随热流的变化不大，总体趋于平坦，此时流体处于充分发展的核态沸腾阶段，微膜蒸发机理得到有效发挥，利于强化换热。从图2c-d可以看出，在方位角为0°与180°放置窄缝时，在很低热流密度(约小于 $0.25W/cm^2$)条件下，换热系数较高，在约 $0.2W/cm^2$ 时高达 $1.7W/(cm^2 \cdot K)$ ，此时温差仅0.12K，这时仍认为是通道中液氮主要处于相对弱的单相自然对流作用所致。随着热流继续增加，温差增加很快，换热系数相应迅速减小，在 $1.42W/cm^2$ 时传热已开始恶化，这是因为窄缝水平(加热面0°和180°)放置时，在较高热流区，通道中的汽泡较难离开，滞留时间和蒸发汽体量增加，壁面液膜出现消失、蒸干，导致较大的温差 ΔT ，传热减弱，但在相同热流下，其他角度则处于核态沸腾，可见窄缝水平放置时仅在很小的热流范围($0.3W/cm^2 - 1.42W/cm^2$)内有强化换热作用，相比其他三个倾角的对应热流范围要小，这里认为是一种强化传热的不稳定性，因此应存在一倾角使其换热效果最佳。

图3与图2情况类似，但90°的换热系数高于45°的，可能是窄缝相对变宽，流动阻力减小，在浮力和惯性力作用下脱离频率增加所致。180°放置较0°提前到达CHF点，因为加热面朝下生成的汽泡更容易聚合而形成稳定汽膜覆盖于加热面上，导致传热恶化，而0°时汽泡在浮力作用下较180°时易脱离加热面，从而换热要相对优于180°的。

另外，从图3可看出在一较小热流范围($0.25W/cm^2 - 1.8W/cm^2$)内，0°与180°时换热系数(约 $1.1W/(cm^2 \cdot K)$)高于其他三个方位角(最大为135°倾角时约 $0.9W/(cm^2 \cdot K)$)，因为在此热负荷范围内，较弱的单相自然对流起主要作用，在图2中也有类似现象，但在更小热流范围内，不及图3明显，这也反映出窄缝水平放置时存在上述的强化传热不稳定性，但程度不及图2，因为窄缝间隙增大。

图4因间隙较大,换热工况已接近普通池沸腾,窄缝所特有的强化传热特征已不明显。倾斜放置窄缝时,当方位角为 90° 时换热系数最大, 135° 次之, 45° 最小,这时因加热面的倾斜而生成的滑移气泡由于窄缝较大的间隙已几乎不存在,沸腾工况与竖直平板的池沸腾相似。在核态沸腾区($0.2W/cm^2 - 1.6W/cm^2$)三个倾斜方位角下的换热系数均低于 180° 而高于 0° ,这与图3中所述现象、原因相同,另外还可看出窄缝水平放置时强化传热的稳定性强于图3,因此时窄缝间隙更大。

3.2 窄缝间隙对沸腾传热的影响

由图2-4可见,在充分发展的核态沸腾区、窄缝非水平放置时,三种间隙尺寸都有强化换热作用, $\delta = 0.5mm$ 的窄缝试件换热性能最佳, $\delta = 1.0mm$ 次之, $\delta = 2.0mm$ 最弱。因为:间隙减小,气泡变形程度增大,气泡底部的微液层变薄,与壁面间的热阻减小,利于强化换热,在较小热流密度条件下,传热的强化程度更为显著,因此时相对弱的单相自然对流发挥着主要作用。从图2-4可看出,窄缝倾角为 0° 时,间隙 $\delta = 0.5mm$ 的窄缝在 $1.42W/cm^2$ 热流下已开始恶化,而相同热流下,间隙 $\delta = 1.0mm$ 与 $\delta = 2.0mm$ 的窄缝尚处于核态沸腾,可见间隙减小,通道内流动阻力会增大,易导致传热恶化,CHF点有降低趋势。因此应存在一最佳间隙使强化换热效果最佳。

3.3 窄缝方位角和间隙的综合影响

在窄缝间隙一定时,存在一最佳倾角使其换热效果最佳;而在一定倾角时,亦应存在一最佳间隙使强化作用最佳。综合两几何结构参数,可知在窄缝取一较小间隙时,通过实验可确定一最佳倾角使沸腾换热效果最佳,但同时应注意CHF点会降低。

4. 结论

通过以上实验结果和分析,可得如下结论:

(1)在一定窄缝间隙下,处于核态沸腾区时,热负荷相同而倾角不同时,换热系数有显著差异,最高可达同样条件下光管的3.3~6.5倍,强化换热效果明显;窄缝水平放置时较其他倾角换热更不稳定;存在一倾角使其达到最佳强化换热工况。

(2)窄缝水平放置时随间隙增大换热稳定性增加;在核态沸腾区减薄微液膜厚度利于强化换热,实验中的三种间隙尺寸都有强化换热作用, $\delta = 0.5mm$ 时强化换热作用最明显,适当减小间隙尺寸,可有效强化换热,但CHF点相应降低。

(3)方位角与间隙二几何结构参数对沸腾换热的影响同时存在,在窄缝取一较小间隙时,可确定一最佳倾角使强化换热效果最佳,对实际应用有指导意义。

(4)后续实验将采用膜片作电加热器,同时采用准稳态或瞬态加热以进一步研究较高温升速率条件下窄缝内两相传热流动机理,这一工作正在进行中。

参考文献

1. Ishibashi E, Nishikawa K. Int. J. Heat Mass Transfer, 1969, Vol 12: 863~894
2. Abraham Lapin, et al. AIChE, 1985, Vol 107: 772~778
3. Yashiro Katto, et al. Bulletin of the JSME, 1977, Vol 20: 143~150
4. Yukio Sudo, et al. JSME, 1990, Vol 33: 743~748
5. W.弗罗斯特 编、陈叔平、陈玉生 译. 低温传热学. 北京: 科学出版社, 1982
6. Yan Y. Kenning D. et al. Int. J. Refrigeration, 1997, Vol 20: 583~591

混合悬浮液中纳米颗粒对核化形态影响

李春辉 王补宣 彭晓峰

清华大学热能系工程热物理所, 北京, 100084

Emails: lichunhui00@mails.tsinghua.edu.cn, Tel: (010) 62772299

一、背景

均相沸腾通常需要很高的过热度, 而且也只有在高纯液体沸腾时才出现。但过热液体中的气化成核现象所引起的突发性容积沸腾, 在液体突然失压或泄漏以及在低温液体的贮存中, 常导致非常严重的爆炸事故。

颗粒从沸腾池内的排放会带来严重环境问题, 特别是核工业中放射性颗粒的排放会对人类的健康造成危害, 为此而对颗粒在沸腾池内颗粒的悬浮问题已进行了大量的研究, 大都集中于悬浮颗粒在悬浮液中分布的讨论【1, 2】, 也非针对纳米颗粒悬浮液。而对固体颗粒, 尤其相对均匀的纳米存在会否影响沸腾本身方面却鲜见研究, 本文试图在这方面做一些初步的探析。

本文在讨论中选取粒径为 25nm 的 SiO_2 颗粒与水组成的纳米颗粒悬浮液。其物性见下表:

表 1 纳米颗粒与水的物性【3】

项目 种类	$C_p (\text{kJ} / \text{kg} \cdot \text{K})$	$\rho (10^3 \text{ kg} / \text{m}^3)$
H_2O	4.2	1
SiO_2	0.84	2.6

二、分析基础

2.1 均相沸腾的临界活化半径

由分子运动理论, 液体中各个分子的能量分布是不均匀的。高能分子的随机聚集, 形成暂时的局部微小低密度区。这些低密度区可被认为具有一定半径和分子数的微小气泡, 这就是液相中微小气泡核心的形成过程。

平衡条件下, 气相和液相的温度和化学势相等, $\mu_l = \mu_g$, μ_l 为液相的化学势, μ_g 为平衡气相化学势。在这种气液相平衡时, 气泡内蒸汽的温度、自由焓与气泡外液体的温度和自由焓相等, 而气泡内外压力差满足 Young-Laplace 方程 $P_g = P_l + \frac{2\sigma}{r_g}$, P_l 为液相压力, P_g 为平衡气相压力, σ 为气液相际界面的表面张力, r_g 为平衡时气泡半径。

由平衡时化学势以及饱和时的气液两相化学势相同, $\mu_{sat,l} = \mu_{sat,v}$, 气泡内的压力可表示为:

$$P_g = P_{sat}(T_l) \exp\left\{\frac{v_l [P_l - P_{sat}(T_l)]}{RT_l}\right\} \quad (1)$$

将上式带入 Young-Laplace 方程, 得求出平衡时气泡半径 r_g 为:

$$r_g = \frac{2\sigma}{P_{sat}(T_l) \exp\{v_l [P_l - P_{sat}(T_l)] / RT_l\} - P_l} \quad (2)$$

另一方面，液相中形成一个半径为 r 的球形气泡核心后所引起的系统热力学自由焓的变化（等于形成该球形气泡外界所需做出的功）为：

$$\Delta\phi = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho_v (\varphi_e - \varphi_l) + 4\pi r^2 \sigma \quad (3)$$

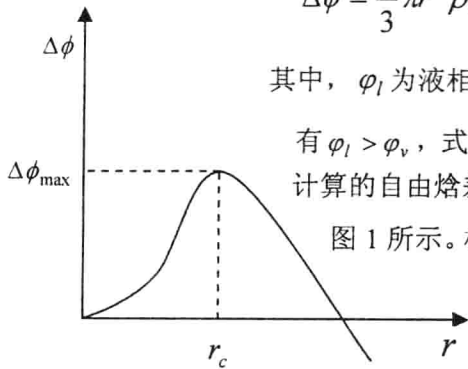


图 1 自由焓随气泡半径的变化

其中， φ_l 为液相的焓值， φ_e 为气相焓值。在液相过热的条件下，有 $\varphi_l > \varphi_v$ ，式 (3) 右边第一项为负，第二项为正，所以由式 (3) 计算的自由焓差随气泡半径变化的曲线存在一个极大值，如图 1 所示。极大值 $\Delta\phi_{\max}$ 对应的气泡半径称为临界气泡半径 r_c 。

由热力学第二定律，只有自由焓减小的过程才能自发进行，所以由分子密度起伏而生成的气泡核心中，只有半径 $r > r_c$ 的那些气泡核心能够在过热液体中进一步长大，而对于那些半径 $r < r_c$ 的气泡核心必然自行消失。 r_c 通常被称为气泡临界半径，显然式 (2) 的平衡气泡半径 r_e 与临界气泡半径 r_c 是等价的。为了对临界半径有一个直观的认识，我们对一个大气压下水的临界气泡半径 r_c 进行一些计算，计算依据取自【3】，见表 2

表 2 纯液体沸腾时的临界气泡半径

$T_l(^{\circ}C)$	$P_{sat}(kPa)$	$v_l(m^3/kg)$	$\sigma(N/m)$	$R = \bar{R}/\bar{M}(J/kg)$	$r_c(nm)$	$2r_c/d$
120	198.5	0.001060	0.0549	462	1130	90.4
250	3878	0.001251	0.0262	462	13.8	1.104
300	8275	0.001404	0.0143	462	0.9	0.07

从表 2 可以看出，随着过热液体温度的升高，气泡的临界半径急剧下降。

2. 2 颗粒分布

为了简化问题，假设悬浮液中的颗粒具有理想的分布，如图 2 所示。每个颗粒包含的分子数为：

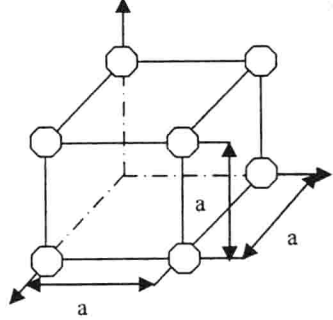


图 2 颗粒分布示意

$$n = \frac{\frac{\pi}{6} d^3 \rho \cdot N_A}{M} \quad (4)$$

其中， M 为分子量， N_A 为阿佛加德罗常数。考虑

$$\text{单位体积内的总颗粒数为: } \frac{cN_A}{n} = \frac{1}{a^3} \quad (5)$$

其中， a 为颗粒质心间距， c 为体积摩尔浓度。

定义相对分散参数：

$$x = \frac{a}{d} = \sqrt[3]{\frac{\pi\rho}{6cM}} \quad (6)$$

三、 无吸附时颗粒影响

暂不考虑颗粒的液体吸附，颗粒均匀分散在液体中的分散参数的可直接按照式（6）进行计算：

表 3 纳米颗粒悬浮液的相对分散系数

$c(\%)$	$c(\text{kg}/\text{m}^3)$	$c(\text{kmol}/\text{m}^3)$	x
1	10	1/6	5.14
0.1	1	1/60	11.08
0.01	0.1	1/600	23.88
0.001	0.01	1/6000	51.44

只有外界对液体的功达到临界值后（如图 1 所示的自由焓的最大值），才会在液体中形成新相—气泡。这里用单位体积的加热量来表征液体气泡所需的能量。

添加的悬浮颗粒占据了原为液体所应占据的体积。假设单位体积内悬浮纳米颗粒吸收的热量仍为原液体位置占用的热量，即：

$$Q = \rho_l V C_{Pl} \Delta T_1 = \rho_s V C_{Ps} \Delta T_2 \quad (7)$$

其中， ΔT_1 和 ΔT_2 各为液体和悬浮颗粒占有时的温升， ρ_l 液体密度， ρ_s 纳米颗粒密度， V 单位体积内的颗粒所占据的体积。亦即 $V = c(\text{kg}/\text{m}^3) / \rho_s$ ， C_{Pl} 液相比热， C_{Ps} 纳米颗粒比热。式（12）表明， SiO_2 颗粒的比热 C_p 比液体水 C_p 要小（不必考虑颗粒相变），颗粒 ρ_s 比液体小时，同体积悬浮液吸收和纯液体相同的热量纳米颗粒比纯液体的温升要高，颗粒向周围的液体传递热量，即相同体积、加热量下，纳米颗粒悬浮液温度会比纯液体的温度要高，温度的升高会使临界气泡的半径减小。由于 $V = c(\text{kg}/\text{m}^3) / \rho_s$ ，颗粒浓度的增加会加强这种效果。

另一方面，颗粒的添加使固体颗粒与液体间出现了相界面。而且对给定的颗粒浓度，颗粒愈细，单位体积内相界面积愈大。气泡临界半径和颗粒之比很大时，颗粒界面的出现对均相沸腾的影响应该不很明显，但是从表 2 可以看出，即使在非常低的 0.001% 浓度下，颗粒间距比 120°C 时水的临界气泡半径还要小，颗粒的存在会不可避免地影响气泡的活化。随着液体温度的增加，气泡的临界半径急剧减少，如表 2 所示，在过热液体温度为 250°C 时，临界半径的尺寸仅为 13.8nm，当过热液体的温度达到 300°C 时，其气泡的临界半径更小到只有 0.9nm，这对于粒径为 25nm 的 SiO_2 颗粒来说，气泡已完全有可能在该颗粒上形成，沸腾的已经完全呈现出非均相的特征。

四、有吸附时颗粒影响

对于实际的液体或固体，由于其表面的原子、分子处于力场的不饱和状态，且表面自由能 G 较大而处于非稳定状态，自发过程的结果会降低其表面自由能，即 $dG < 0$ 。自发过程通常有两种形式：表面收缩，使体系达到表面积 A 最小，表面自由能也将到最小而趋向于稳定态；表面吸附，使表面张力 σ 降低，表面力场不平衡的程度下降，从而使体系处于稳定态。

在恒温恒压下有：

$$dG = Ad\sigma + \sigma dA \quad (8)$$

纯液体的表面张力不变，即 $d\sigma = 0$ ，则上式可写为 $dG = \sigma dA$ ，过程自发进行（即 $dG < 0$ ）必然是表面积收缩（即 $dA < 0$ ）的直接结果。因为液体是容易流动的，液体表面层的分子很容易通过位移收缩而达到表面积最小的稳定态。但是固体的原子、分子是不容易流动的，其表面积可看作不变，即 $dA = 0$ ，故上式可写为 $dG = \sigma dA$ 。因自发进行的过程

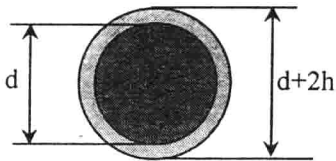


图 3 颗粒吸附示意图

是 $dG < 0$ ，故表面张力 σ 减小，这就是吸附过程。文献【4，5】曾利用颗粒吸附理论对纳米颗粒悬浮液的有效导热系数的提高进行过研究。在沸腾方面的还未见有此方面的探讨。

考虑颗粒吸附，粒径由原来的 d 变为当量粒径 d' ，如图 3 所示。相同的颗粒浓度下，颗粒分散系

$$\text{数变为: } x' = x \frac{d}{d + 2h} \tag{9}$$

取 $h = 0.01d$ 和 $h = 0.05d$ ，可计算出颗粒间的距离 x' ，如下表所列：

$c(\%)$	x	$x' (h = 0.01d)$	$x' (h = 0.05d)$
1	5.14	5.04	4.67
0.1	11.08	10.86	10.07
0.01	23.88	23.41	21.71
0.001	51.44	50.43	46.76

对于给定浓度的悬浮液，由于强烈的吸附力，吸附的液体和颗粒将成为一个整体，从而导致颗粒当量直径增大、颗粒间距减小，颗粒对沸腾的影响增加。

五、结论

从以上分析和讨论中可以得出如下结论：

- (1) 在单位体积的加热量保持不变的情况下，添加颗粒将使悬浮液的温度升高，降低气泡的临界半径。而且随着浓度的升高，这种影响增大。
- (2) 液体温度的升高，如果使气泡临界半径变得和颗粒本身的粒径可比时，气泡可从颗粒上产生，液体沸腾也就由均相沸腾转变为非均相沸腾。
- (3) 考虑颗粒的吸附影响，吸附的水部分失去蒸发“活性”，而颗粒的当量粒径增加，使颗粒对沸腾的影响增加。

参考文献

1. Abraham. D., Sylvia. Z., Amos. U., Measurements of solid contaminant emission rates from boiling pools, Chemical Engineering Science, Vol. 55, pp: 2203-2212, 2000
2. Abraham. D., Amos. U., Sylvia. Z., Measurements of solid particle suspension concentrations in boiling pools, Nuclear Engineering and Design. Vol. 199, pp: 203-214, 2000
3. 马庆芳，方荣生，项立成，郭舜 编著，实用热物理性质手册[M]，中国农业机械出版社，1986
4. Eastman. J. A., Choi. S. U. S., Li. S., Thompson. L. J., Lee. S., Nanocrystalline and Nanocomposite Materials II, Edited by Komarnenl. S., Parker. J. C., and Wollenberger. H. J., (Materials Research Society, Pittsburgh PA), Vol.457, pp: 3-11, 1997
5. Ni. F., Gu. K. Q., Chen. K. M., Effective thermal conductivity of nonlinear composite media with contact resistance, Int. J. of Heat and Mass Transfer, Vol. 40, pp: 942-949, 1997

氧化铜纳米颗粒悬浮液热物性研究 及颗粒比热容尺寸效应分析*

王补宣 周乐平 彭晓峰

清华大学热能系工程热物理所 北京 100084

E-mail: bxwang@mail.tsinghua.edu.cn

摘要: 运用有效介质近似与分形理论描述纳米颗粒团聚体空间分布, 同时考虑颗粒尺寸效应及表面吸附作用, 建立起纳米颗粒悬浮液有效导热系数预示计算模型。计算表明, 预示模型能反映低浓度纳米颗粒悬浮液有效导热系数变化趋势, 并与 50nm 氧化铜颗粒/去离子水悬浮液的实测结果相符。从弹性介质假设出发, 简化声子色散关系并考虑声子软化作用, 建立起纳米颗粒声子比热容理论模型, 提出声子比热容尺寸效应参数。运用理论模型对 50nm 氧化铜颗粒进行计算, 结果与实验数据符合较好。

关键词: 导热系数, 比热容, 纳米颗粒, 悬浮液

1 引言

由于纳米颗粒声子色散关系由连续变为离散等原因, 其热物性研究在实验和理论分析两方面都引起了广泛关注。色散关系的处理可在弹性介质假设下运用自由边界条件求解^[1,2], 或在声子附加振动模式假设基础上进行简化^[3,4]。Prasher 等^[5]则将声子色散关系线性化, 提出比热容尺寸效应的无量纲参数。将纳米颗粒悬浮于液体中, 运用准稳态方法测量悬浮液有效导热系数和比热容^[6], 并推知纳米颗粒的有效比热容。本文从弹性介质假设和线性色散关系出发, 考虑声子振动软化作用, 分析纳米颗粒比热容的尺寸效应。

相对于普通工业传热流体, 纳米颗粒悬浮液导热系数有显著提高, 可能成为新型工业传热强化工质, 但其强化机理的研究还鲜见报道。Kebblinski 等^[7]的初步分析认为, 颗粒表面吸附及颗粒团聚是有效导热系数强化的主因。我们也曾对其强化机理进行了实验探析^[8], 分析了颗粒表面吸附和布朗运动对有效导热系数强化的影响, 但未考虑颗粒团聚影响。本文从有效介质近似理论出发, 运用分形理论描述团聚体空间分布, 同时考虑颗粒尺寸效应和表面吸附作用, 对纳米颗粒悬浮液有效导热系数的强化机理进行研究。

2 纳米颗粒悬浮液的有效导热系数

设低浓度颗粒悬浮液为连续介质, 则其有效导热系数可由 MG 模型表达为^[9]:

$$k_{eff} / k_f = 1 + 3(\varepsilon - 1)\phi / [\varepsilon + 2 - (\varepsilon - 1)\phi] \quad (1)$$

其中, k_{eff} 为悬浮液有效导热系数, k_p 为颗粒导热系数, k_f 为基液导热系数, $\varepsilon = k_p / k_f$, ϕ 为颗粒体积浓度。若添加分散剂, 则基液为溶液, k_f 应为悬浮液的折合导热系数。

纳米颗粒悬浮于液体中时, 还需考虑其尺寸效应、表面吸附及团聚的影响^[7]。对粒径为 10~100nm 的非金属纳米颗粒, 其有效导热系数可近似为^[10]:

* 本项工作接受自然科学基金的资助(No.59995550-3)。