

分类号 Tk121

密级

UDC 621

编号

中国科学院研究生院

博士学位论文

种子汽泡传热原理与实验研究

刘国华

指导教师 徐进良 研究员

申请学位级别 博士 学科专业名称 热能工程

论文提交日期 2009年12月 论文答辩日期 2009年12月

培养单位 中国科学院广州能源研究所

学位授予单位 中国科学院研究生院

答辩委员会主席

**Heat Transfer Mechanism and Experimental Study of
Seed Bubble**

Dissertation Submitted for the Degree of Doctor of Engineering

By Guohua Liu

Directed by Professor Jinliang Xu

**Guangzhou Institute of Energy Conversion
Chinese Academy of Sciences
Dec, 2009**

摘要

微尺度相变传热广泛存在于微反应器、微型燃料电池、微蒸发器、微热管、微汽泡执行器等 MEMS 器件中, 研究微流控系统内的相变问题对于 MEMS 器件的设计和运行具有重要的科学意义。

针对微通道内核化困难、沸腾起始点过高等难题, 本文提出以脉冲电平为激励源, 在微加热元件上产生可控的微汽泡, 并以微汽泡为种子实现对热微通道内沸腾起始点以及传热的控制, 种子汽泡可以在很低过热度下快速触发微通道内的相变传热, 强化换热同时并提高芯片温度场的均匀性。在特定的 Bo 数范围内会产生触发沸腾不稳定性, 种子汽泡触发频率以及 Bo 数是影响此类沸腾不稳定性的的重要因素。

微沸腾系统普遍存在沸腾不稳定性及巨大的热力学非平衡性, 采用种子汽泡技术可以控制通道内的热力学非平衡性, 并消除流动沸腾不稳定性。实验发现低频种子汽泡热控能够有效减轻各参数的脉动幅度, 高频种子汽泡热控能彻底抑制沸腾不稳定性, 种子汽泡技术的优点是能够有效抑制沸腾不稳定性, 强化换热, 提高芯片上的温度均匀性。

实验研究了种子汽泡发泡频率对沸腾不稳定性的影响, 发现各频率生成的种子汽泡均能使大幅间歇沸腾向有序稳定沸腾转换, 50Hz 发泡时能使传热系统从不稳定性沸腾转化为完全稳定的沸腾换热系统, 为热控系统的临界发泡频率。不稳定性沸腾时, 参数脉动的振幅与很多因素相关, 无量纲分析发现, 流体入口过冷度对脉动影响分量最大, 热量和流量的影响次之, 物性和通道结构参数影响最小。

通过实验得到反映系统演化信息的单变量时间序列以后, 以反映多相波动规律的加热膜壁温时间序列及反映系统宏观波动的压差时间序列为例, 对种子汽泡热控沸腾传热系统进行了非线性分析, 定性定量研究表明, 种泡热控下沸腾传热系统具有非线性混沌特性, 发泡后热控系统的混沌特性增强, 系统存在4~8个分维; 高频发泡热控下的K熵值最小, 信息丢失速度较慢, 流型相对稳定, 可预测性强; 发泡后系统的关联维增大, 表明影响系统的独立变量增多, 系统的换热能力增强。

在恒压供液、定热流边界条件下，逐步减小工质的流量，研究了种子气泡热控流动沸腾的水动力学曲线特性，发现各频率发泡热控时的沸腾水动力学曲线组合呈勺型，热流越高，勺头越大；并以 Bo 数建立了种子气泡控制流动沸腾换热的分区，在各分区内研究了热控系统的降温特性。

本研究结果解决了电子冷却中沸腾起始点温度偏高及沸腾不稳定性的难题，保证了微传热系统在启动时不会过温烧毁，揭示了种子气泡热控沸腾不稳定性的规律，对微传热系统启动及运行有重要指导意义，具有广泛的工业应用价值。

关键词：种子气泡，微通道，沸腾起始点，触发沸腾，沸腾不稳定性，非线性混沌分析

Heat Transfer Mechanism and Experimental Study of Seed Bubble

Guohua Liu (Thermal Power Engineering)

Directed by Professor Jinliang Xu

ABSTRACT

Microscale phase change heat transfer exists extensively in different kinds of microfluidic systems such as microreactor, microfuelcell, microevaporator, micro heat pipe, microbubble actuator. It is important to study the microscale phase change phenomena in microfluidic systems in order to design and operate these systems well.

To the main problems such as boiling incipience is too high and nucleation is difficult in micro-channel, the pulse voltage signal is used as excitation source in present paper. Then microheater driven by the pulse voltage signal to generate controllable microbubble, the bubble brought by incoming liquid flow into the microchannel and act as nucleation seed to control flow boiling incipience and heat transfer. The seed bubble can trigger the boiling incipience at significant low wall temperature superheats, improve the temperature uniformity over the heating surface, and enhance heat transfer. But operation under certain Bo number regime where would yield trigger boiling instabilities. Seed bubble trigger frequencies and Bo numbers are the two key factors that influence this sort of instabilities.

Boiling instability embarrassment and huge non-equilibrium thermodynamics are prevalent in micro boiling systems. To this problem, seeds bubble technology for the control of non-equilibrium thermodynamics and the elimination of flow instability in microchannel is proposed. It is found that low frequency ($\sim 10\text{Hz}$) seed bubbles not only

decrease oscillation amplitude of various parameters, but also shorten the oscillation cycle periods, high frequency ($\sim 100\text{Hz}$ or high) seed bubbles completely suppress the flow instability and the heat transfer system displays stable parameters. The advantage of seed bubble guided heat transfer technique is that it can suppress the flow instability, improve the temperature uniformity over the heating surface, and enhance heat transfer.

Seed bubble frequency on the impact of boiling instability is experimental studied and it found that the seed bubble generated at each frequency can transfer instability boiling to an more order and stable boiling, 50Hz frequency allows the heat transfer system display a fully stable boiling states, so named it as the system's critical frequency. Non-dimensional analysis found that a number of factors related to oscillation amplitude of boiling instability, the subcooled temperature of inlet fluid effect on the amplitude is of the greatest weight, heat and mass flux are of the second, material and structural parameters of channels with minimal impact.

After obtained the time series of single-variable which reflects the evolution of information to the experimental system, we select the heating wall temperature time series which reflects the multi-phase fluctuation and the pressure drop time series which reflects the fluctuation of system to conduct a non-linear analysis to the seed bubble thermal control of boiling heat transfer system. Qualitative and quantitative studies have shown that boiling heat transfer under thermal control system has a non-linear chaotic characteristics, after thermal control system exhibit a strong chaotic characteristics, the system display 4 \sim 8 fractal dimension; the K-entropy under high-frequency possesses minimal loss of information and the flow pattern is relatively stable, predictability of it is strong. The correlation dimension increases after thermal controlling, which indicate that the variables of system is increased, and the heat transfer performance is enhanced.

In the condition of suppling liquid at constant pressure and constant heat flux boundary, gradually decreasing the mass flow of liquid to study the flow boiling hydrodynamic curves which are thermal controlled by seed bubble. It is show that the combination of hydrodynamic curves at different seed bubble frequencies form spoon shape, the higher the heat flux, the greater the spoon head. A flow boiling map in terms of

boiling number is presented, and the characteristics of decreasing heater surface temperature at different seed bubble frequencies in sub-regime have been studied respectively.

The results of present study provide an effective method to solve the boiling incipience and the boiling instability embarrassment in electronic cooling, protect microsystem at startup and reveal the mechanism of seed bubble thermal control flow boiling, provide the operation guidance to micro-heat transfer system, and has wide range of industrial applications.

Key words: Seed bubble, microchannel, boiling incipience, boiling instability, nonlinear chaotic analysis

摘 要	I
ABSTRACT	III
第一章 绪 论	1
1.1 选题背景及意义	1
1.2 微加热元上汽泡动力学研究进展	2
1.3 微通道流动沸腾研究现状	5
1.3.1 沸腾起始点	5
1.3.2 流 型	7
1.3.3 传 热	10
1.3.4 不稳定性及其抑制方法	12
1.4 主要科学问题及本文工作	16
1.4.1 主要科学问题	16
1.4.2 本文工作	17
第二章 并联微通道内种子汽泡触发沸腾换热研究	19
2.1 实验件的设计与加工	19
2.1.1 实验件设计	19
2.1.2 实验件加工	20
2.2 实验系统	22
2.3 实验过程	24
2.4 实验数据处理与不确定度分析	26
2.4.1 实验数据处理	26
2.4.2 不确定度分析	27
2.5 结果分析与讨论	28
2.5.1 种子气泡的生成	28
2.5.2 触发沸腾模式分区	29
2.5.3 触发沸腾Mode1	30
2.5.4 触发沸腾Mode2	33
2.5.5 触发沸腾Mode3	36

2.5.6 触发沸腾Mode 4.....	39
2.5.7 热控沸腾模式转化与影响因素分析.....	41
2.5.8 触发沸腾换热评价.....	43
2.6 本章小结.....	46
第三章 并联微通道内种子汽泡抑制沸腾不稳定性研究.....	47
3.1 实验设计.....	47
3.2 结果分析与讨论.....	47
3.2.1 大幅度不稳定性沸腾换热模式.....	47
3.2.2 低频种子汽泡热控下沸腾换热模式.....	50
3.2.3 高频种子汽泡热控下沸腾换热模式.....	52
3.2.4 热控沸腾不稳定性影响因素分析.....	55
3.2.5 热控沸腾不稳定性换热评价.....	62
3.2.6 与国内外同行的研究结果比较.....	64
3.3 本章小结.....	64
第四章 种子汽泡发泡频率对沸腾不稳定性的影响.....	66
4.1 实验件的设计与加工.....	66
4.2 实验系统.....	66
4.3 结果分析与讨论.....	67
4.3.1 高低频种子汽泡热控下沸腾换热模式.....	67
4.3.2 不同频率种子汽泡热控时温度特性的表现.....	70
4.3.3 参数波动振幅影响因素的无量纲分析与拟合.....	74
4.3.4 运行方式建议.....	79
4.4 本章小结.....	80
第五章 种子汽泡抑制流动沸腾不稳定性非线性混沌分析.....	82
5.1 引言.....	82
5.2 非线性混沌分析.....	83
5.2.1 时域分析（辅助分析技术）.....	83
5.2.2 功率谱分析（辅助分析技术）.....	84

5.2.3 自相关系数分析（辅助分析技术）	85
5.2.4 相图的概念和意义（定性分析技术）	87
5.2.5 关联维数 D_2 （定量分析技术）	89
5.2.6 K熵（定量分析技术）	92
5.2.7 Lyapunov指数（定量分析技术）	93
5.2.8 递归图（定性分析技术）	99
5.3 本章小结.....	100
第六章 种子汽泡热控流动沸腾的水动力学曲线研究	101
6.1 实验设计.....	101
6.2 实验过程	102
6.3 结果分析与讨论	103
6.3.1 种子汽泡的生成	103
6.3.2 种子汽泡热控下的水动力学曲线	104
6.3.3 触发沸腾（II区TBF）	107
6.3.4 稳定沸腾流（III区SBF）	110
6.3.5 种子汽泡热控沸腾分区和换热特性	113
6.4 本章小结	115
第七章 结论与展望	117
7.1 本文主要结论	117
7.2 展望与建议	119
参考文献	120
攻读博士学位期间发表的论文目录	126
致 谢	128

第一章 绪论

沸腾换热是一个古老的科学问题，最早可以追溯到 18 世纪，近年来随着微加工技术和微机电系统的出现，微尺度沸腾换热研究再次赋予了这一古老命题年轻的生命，研究微通道内沸腾换热具有重要的科学意义和实际工程价值。

1.1 选题背景及意义

上世纪五十年代，随着电子计算机容量和速度的发展，军事和工业界对高性能模块和高可靠大功率器件的要求也越来越高，电子器件的特征尺寸不断减小，已从毫米量级向亚微米量级发展，同时集成度每年以 40~50% 高速度递增；八十年代中期，每一个芯片上就已有 10^6 个元件，这使得器件中的热流密度达到 $5 \times 10^5 \text{ W/m}^2$ ；九十年代以来，随着微全分析系统 (μ -TAS) 和微机电系统 (MEMS) 概念的提出和发展，电子芯片热流密度的不断攀升，逐渐接近并有望突破 MW/m^2 量级^[1]。电子技术和产品微型化的飞速发展，电子芯片的集成度越来越高，要在微电子芯片上把如此高的热量带走，以空气强制对流为特征的常规冷却技术已无法满足日益增长的芯片散热需求，因此针对微电子器件的冷却问题，研究微尺度下传热传质规律，发展新型高效微电子器件冷却技术已成为国际传热学界的迫切要求。

“微型槽道散热器”的概念首先由Tuckerman和Pease于 1981 年提出^[2]，即在硅或金属上用微加工技术制出微通道，以液体工质流过微通道将电子器件产生的热量带走，由于液体工质的比热容和与壁面间的传热能力都远大于气体，因此，以液体为工质的微冷却器有望满足新一代高发热强度微电子器件的冷却需要。微通道中两相沸腾换热研究是微槽道换热器传热研究中最为核心的研究方向，文献调研发现，早期的研究者大多在不锈钢、铜、铝或者合金等导热系数较大的金属材料上加工细小通道热沉（直径在毫米量级），这些通道由常规方法加工，粗糙度较大、精度低，使得实验结果存在很大的不确定度。近年来，微加工技术的发展推动了硅微通道的产业化，众多学者采用MEMS技术在硅基上加工微通道热沉，这类方法加工的热沉精度高，通道壁面光滑，粗糙度一般控制在 100nm 以内，此外硅的导热性能优良，是良好的半导体材料，容易与成熟的微电子工艺集成实施批量生产，具有广阔的应用前景。

微尺度沸腾传热已经研究了若干年,目前研究对象主要集中在微加热元表面的沸腾现象研究及微通道内沸腾换热研究,且侧重于实验现象的观察,理论研究较少,这些工作简述如下。

1.2 微加热元上汽泡动力学研究进展

微加热器表面的沸腾现象研究已经引起了许多学者的关注,微纳尺度的气泡动力学行为是微纳流动传热研究的基础前沿,微气泡的成核、生长过程是典型的微流体相变现象,利用 MEMS 器件流路中的微小空间,控制热气泡的生长,可实现将微气泡生长过程的膨胀功用于相变热驱动微泵、热式喷墨打印头、微气泡驱动的机械执行器、微气泡驱动的生物颗粒制动器等各种微流体功能器件。国内外学者对微气泡生长的动力学行为做了很多实验研究,对象多是针对浸没在液体中的微加热器表面的气泡成核、生长、合并过程,也有少数研究者对流动微通道内的微气泡生长行为做了研究。

Zhang 等^[3]采用 MEMS 工艺设计并制作 Ti/Au(钛/金)薄膜微加热器,其中 Ti 为薄膜电阻,其厚度为 270 nm;采用有限元软件 ANSYS 对薄膜的电热特性进行了三维数值模拟,结果表明,导热是薄膜热量损失的主要原因,对流和辐射占热损失的份额相对较小。

Avedisian 等^[4]研究了宽度为 65 μm 的钼/铝合金薄膜上的微气泡核化现象。他们对薄膜的热敏特性进行了标定,发现薄膜的平均温度与电阻之间成线性关系,在实验中,薄膜既作为加热元件,同时又作为测温元件。

Li 和 Peterson^[5]对尺寸为 100 \times 100 μm 的方形微加热器上的气泡核化起始点和气泡动力学特性进行了实验研究和数值模拟,发现对于表面平均粗糙度达 5nm (与纯水的均质核化的气泡临界尺寸相当)的光滑表面,无论加热速率高低,在其表面发生的核化均属于均质核化;在脉宽为 1.66ms 的脉冲功率加热过程中,其温升曲线上的“V”形拐点表示气泡核化起始点。

Deng 等^[6]在过冷水中研究了 Pt 薄膜微加热器尺寸对气泡核化特性的影响。结果发现特征尺寸对气泡核化有很大的影响,气泡核化起始点对应的输入功率随着微加热器尺寸的增大而呈指数律增大。对于尺寸小于 10 μm 的微加热器,核化起始点对应的功率密度随着加热器尺寸的增大而减小,加热表面只形成单个气泡;对于尺寸大于 10 μm 的微加热器,核化起始点对应的功率密度随着加热器尺

寸的增大而增大, 加热表面只会形成椭圆形汽泡晕圈。

Xu^[7]等对脉冲加热下浸没在液体中的矩形微加热器表面的气泡成核、生长、合并过程做了详细的研究, 发现了三种温度响应模式及汽泡爆炸性生长等现象。

由于微加热器上的汽泡爆炸性生长过程中会产生压力波, 此压力波可以用作微流控系统的扰动源, 汽液界面膨胀产生的膨胀功可以用来驱动流体流动, Zhao 等人^[8]对浸没在去离子水的微加热薄膜进行研究, 发现其温度在 6 μ s 内迅速上升至沸腾点, 其上的汽泡膨胀速度达到 17m/s。经过合理的假设, 按照经典的 Rayleigh-Plesset 方程得到汽泡内部压力 p_v 为:

$$p_v(t) - p_0 = \rho_l r \frac{d^2 r}{dt^2} + \frac{3}{2} \rho_l \left(\frac{dr}{dt} \right)^2 + \frac{4\mu_l dr}{dt} + \frac{2\sigma}{r} \quad (1-1)$$

对外所作的机械功 w 为:

$$W(t) = \int_0^t \left[p_v - p_0 - \sigma \left(\frac{32\pi}{3V(t)} \right)^{1/3} \right] \frac{dV(t)}{dt} dt \quad (J) \quad (1-2)$$

上式中 p_0 是周围液体压力, ρ_l 、 μ_l 、 σ 分别为液体的密度、粘度和表面张力, r 、 V 分别为汽泡的半径和体积, t 为时间。计算结果显示汽泡内的压力可达到 7bar, 不同脉冲功率下电能转换为机械功的转换效率一般在 0.25% 量级。此外, Iida^[9]、Vos^[10]、Vander Meer^[11]和 Emmer^[12]等人分别将频闪观测技术、侧视图等引入到显微镜系统中获取微气泡的振动形态, 也发现了声压大小与汽泡直径、振荡频率等的关系。

Takahashi 等^[13]研究了汽泡周围的 Marangoni 对流效应, 该效应的基本原理如图 1-1 所示, 在微尺度下, 汽泡两侧可能存在温度梯度, 由于大多数液体的

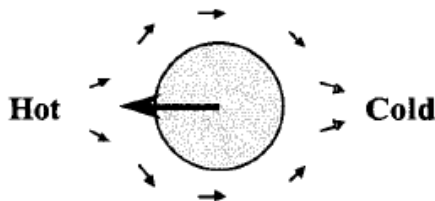


图 1-1 温度梯度作用下的 Marangoni 效应示意图

表面张力随着温度的减小而增大, 因此汽泡周围的液体在表面张力的驱动下往低温区迁移, 液体的迁移在汽泡表面产生一个反作用力使汽泡往高温区迁移, 这就是 Marangoni 对流效应, 此外由于浓度差的存在造成的组分迁移也会引起

Marangoni 对流效应。他们推导出了温度梯度控制下作用在二维汽泡上单位长度的 Marangoni 效应力，即：

$$f = 2 \int_0^\pi \frac{\partial \sigma(T_l)}{\partial T_l} \frac{\partial T_l}{R \partial \theta} \sin \theta \cdot R d\theta \quad (1-3)$$

其中 $\sigma(T_l)$ 为汽液界面的界面张力， T_l 为液体的温度。

Peng 等人^[14~16]利用直径为0.1mm的铂丝观察到了汽泡横扫铂丝的现象，数值模拟^[17]显示汽泡运动是由于液体和铂丝上的温度分布不均匀：汽泡前后温差达到2℃，垂直温差为8℃，铂丝的平均温度为81.9℃，因而汽泡周围大部分流动是向上的，但水平方向上的流动足以推动汽泡沿铂丝运动，结果表明汽泡表面温差引起的Marangoni流驱动汽泡周围流体的流动，从而推动汽泡前进。

陈钢等^[18]研究了单个微通道内单相流动时，微加热器表面的沸腾现象及温度变化，观察到随加热功率变化出现的两种微尺度沸腾现象，尤其是稳定蒸汽膜的生长在其他学者进行的相似研究中很少出现，并分析了相关的汽泡动力学，最后比较了由未完全凝结汽泡引起的两个连续脉冲过程中汽泡动力学的差异。

董涛等^[19]研究了单个微通道内单相流动时，讨论了热负荷、微加热元宽度、微通道截面参数、工质流速及物性参数等对微气泡生长的影响。结果表明加热电压幅值越高，微气泡生长速率越快；加热脉冲宽度仅对微气泡形成后的进一步生长有影响；微加热元宽度越大，气泡成核所需的时间越短、微气泡生长速率越快；微通道高宽比越小，后期微气泡生长速率越慢；微流体的流速越高，微气泡生长起始点越晚、生长速率也越低。相同实验条件下，R113、FC-72、去离子水三者中，R113中微气泡生长始点最靠前、生长速率最快，去离子水中微气泡生长最靠后、生长速率最慢。

杨朝初等^[20]，基于该实验结果建立了微小有限空间中微气泡生长模型；采用 Level Set Method 模拟微气泡的生长过程，分析了微气泡生长过程中的影响因素。

李倩等^[21~22]研究了并联微通道内单相过冷流动及流动沸腾时，方波脉冲电压加热下的铂膜表面微汽泡动力学现象，结果表明，气泡的生长延迟间差随着主流过冷度和流速的增大而增大，随着铂膜功率的提高而缩短；高功率小流速时，气泡直径较大，但流速的提高会使气泡脱离直径变大；气泡生长的同时伴随着纵向和横向跳跃：前者与流速有关，后者与串联铂膜上气泡间的相互影响有关，流速是影响两个方向上跳跃幅值的主要因素；微通道内稳定与不稳定性流动沸腾的振荡

流态是形成铂膜上各形态泡并以不同方式脱落铂膜的原因。

1.3 微通道流动沸腾研究现状

目前微通道内流动沸腾的研究主要集中在：沸腾起始点，流动沸腾中气泡生长和流型转变影响的研究；微通道内流动沸腾的换热和压降特性研究；微通道内两相流动不稳定机理及其抑制方法研究。本文针对这些基础性问题，简述国内外微通道流动沸腾的研究进展。

1.3.1 沸腾起始点

常规尺度下沸腾分为均质沸腾和异质沸腾。均质沸腾包含两种情况：一种情况是指液体内部没有固定的加热面，气泡是由液体内部能量较为集中的高能分子团的运动与聚集产生的，这种沸腾一般通过辐射加热来实现的；另一种情况是液体被壁面加热，加热表面完全润湿性且表面粗糙度小于临界泡核的尺寸。均质沸腾对应的汽泡核化温度称为临界温度，一般远高于液体的饱和温度。当加热表面不完全润湿或者其粗糙度远大于核化的临界尺寸时，在壁面上发生的沸腾为异质沸腾^[24]。这种沸腾起始所需的液体过热度远远低于均质沸腾，但由于固体壁面的参与，这种沸腾的影响因素更复杂，它又是最常见，最有实用价值的沸腾。

在常规尺度下，通道内的流动沸腾均属于异质沸腾，它可以分为4个区域如图1-2所示：流型会经历单相过冷流动、核态沸腾起始点(ONB)、空泡增长起始点(OSV)、主流沸腾流和环状流，图中发生跃变直线的点即为沸腾起始点 ONB OSV 点空泡开始急速增加，OFI 为系统压降最低点，在实测曲线中，它们可以通过光学可视化来获得^[23]。

在微尺度沸腾换热中，核态沸腾起始点和空泡增长起始点很难区分开来，Qu 和 Mudawar^[24]以“沸腾起始点”(boiling incipience)这一个术语来代替核态沸腾起始点和空泡增长起始点。沸腾起始点包括小汽泡核态生成和脱离两个过程，是从单相流动到两相流动的突变点，规定了汽泡核化所需的热流密度、过热度等必要条件，是区分单相流动和两相流动的界限。

Ghianasiaan 和 Ghedester^[25]对直径为 0.1~1mm 范围的微管中水的沸腾起始点数据进行分析，发现宏观尺度下预测沸腾起始点热流密度的模型低估了微管中沸腾起始点的热流密度，他们假设毛细力抑制了微管中的汽泡核化，在此基础上导

出了预测水在微管中沸腾起始点所需热流密度的模型。

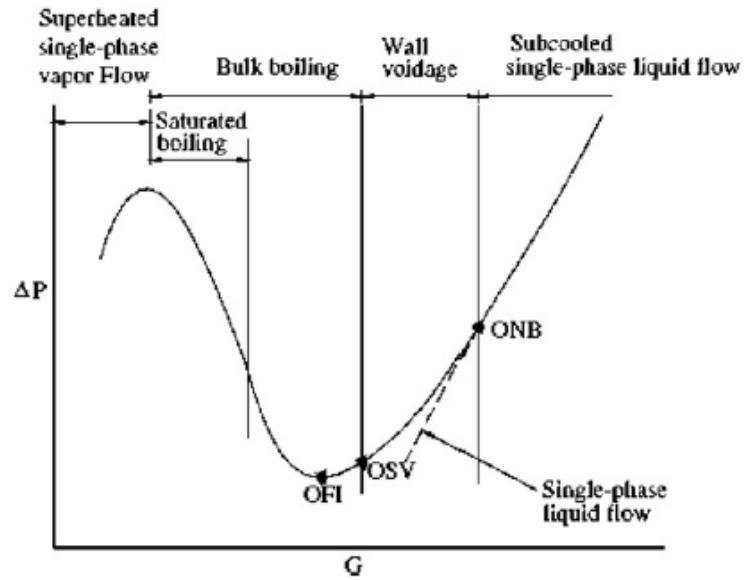


图 1-2 均匀受热通道内流量与压差的关系

Qu 和 Mudawar^[26]以水为工质，在宽为 231 μm ，深为 713 μm 的矩形槽道中进行了沸腾起始点热流密度的测量，并且基于气泡脱离准则，推导出了预测沸腾起始点热流密度的模型。

Zhang 等^[27]认为微通道液体内部的压力波的传播抑制了气泡的核化。沸腾起始点过热度通常与壁面性质如壁面材料、粗糙度、润湿性等有关。

Kandlikar^[28]分析了微通道水力直径对沸腾起始点温度的影响，认为随着微通道水力直径的减小，其沸腾起始点温度升高，对于水力直径小于 10 微米的通道，沸腾更是一个挑战。

Li 和 Cheng^[29]系统研究了微通道内的核化问题，基于经典的汽泡核化理论，考虑汽液界面的热学和力学平衡，建立了关于微通道内汽泡核化温度的关联式：

$$T_{nl} - T_s = \frac{T_s}{h_{fg} \rho_v} \sqrt{\frac{16\pi\sigma^3 \omega}{3kT_{nl} \ln(N_0^\gamma kT_{nl} \psi / Jh)}} \quad (1-4)$$

其中，

$$\psi = \frac{1}{2}(1 + \cos \theta) \quad (1-5)$$

$$\omega = \frac{1}{4}(1 + \cos \theta)^2 (2 - \cos \theta) \quad (1-6)$$

θ 为润湿角， J 为泡核密度， h 为 Planck 常数。对均质沸腾，取 $\gamma = \psi = \omega = 1$ ；

对于非均质沸腾，取 $\gamma = \frac{2}{3}$ ， ψ 、 ω 分别由公式(1-5)，(1-6) 求出。 J 可按照经典核化理论取值，一般对于均质沸腾， $J = 1 \text{ m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ ，对于非均质沸腾， $J = 1 \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 。当汽泡核化温度求出后，汽泡的临界半径可由下式求出：

$$r_c = \frac{2\sigma}{P_b - P_1} = \frac{2\sigma}{P_s(T_{nl}) - P_1} \quad (1-7)$$

对于水，由(1-4)，(1-7)计算出均质沸腾的核化温度和临界汽泡半径分别为 303.7℃和 3.5nm。随后，他们分别讨论了润湿角、边角效应、液体不凝性气体、微加工过程中残留壁面的气体对核化温度的影响，指出润湿角增大会降低核化温度；由于微加工形成的梯形、矩形、三角形等非圆截面边角的存在也会显著降低核化温度，液体及壁面上的不凝性气体的存在同样使核化温度降低。

Mitrovic^[30]研究了微通道中流动沸腾条件下汽泡存在的条件，指出通道内液体的流动会在汽泡核上施加较大剪切力，使得汽泡一旦核化就在剪切作用和浮力作用下脱离并被主流液体带走，而来不及成长为可见的汽泡，因此认为通道内的流动抑制了可见汽泡的存在。

1.3.2 流型

由于微通道内两相流的流型直接关系到流体的能量损失机理以及传质传热特性，因而流型的研究是微通道内流动特性研究的基础。由于不同的汽液两相流流型具有不同的水动力学和传热特性，研究并预测汽液两相流流型对系统的设计和运行具有重要的指导意义。近年来国内外对微通道内气液两相流流型研究较多，并区分出了泡状流、弹状流和环状流等流型，发现实验过程中，温度、压力、质量流速随着流型转换而变化。但是，到目前为止微小通道内的流动沸腾流型的分类和转换标准还没有统一的认识。

与常规通道相比，微通道中的流动沸腾有着显著的不同，常规通道中，流型会经历单相过冷流动、核态沸腾起始点(ONB)、空泡增长起始点、分层流、塞状流和环状流^[32]。而在微通道汽液两相流动沸腾中会经历三种主要的流型（如图 1-3）^[33, 34]：孤立泡状流(isolated bubble flow)、拉长的泡状流(confined/elongated bubble flow)和塞状/环状流(slug/annular flow)。

Wu 和 Cheng^[35]以水为工质,在水力直径为 $82.8\mu\text{m}$ 的梯形微通道内进行了流动沸腾流型的研究,发现一旦沸腾发生,通道内便交替出现汽液两相流和单相流动。并且发现通道壁温、流体温度及压力都呈现长周期/大幅度的脉动。借助显微镜和高速摄像机,在通道中发现了泡状流、塞状流,混状流等流型结构。

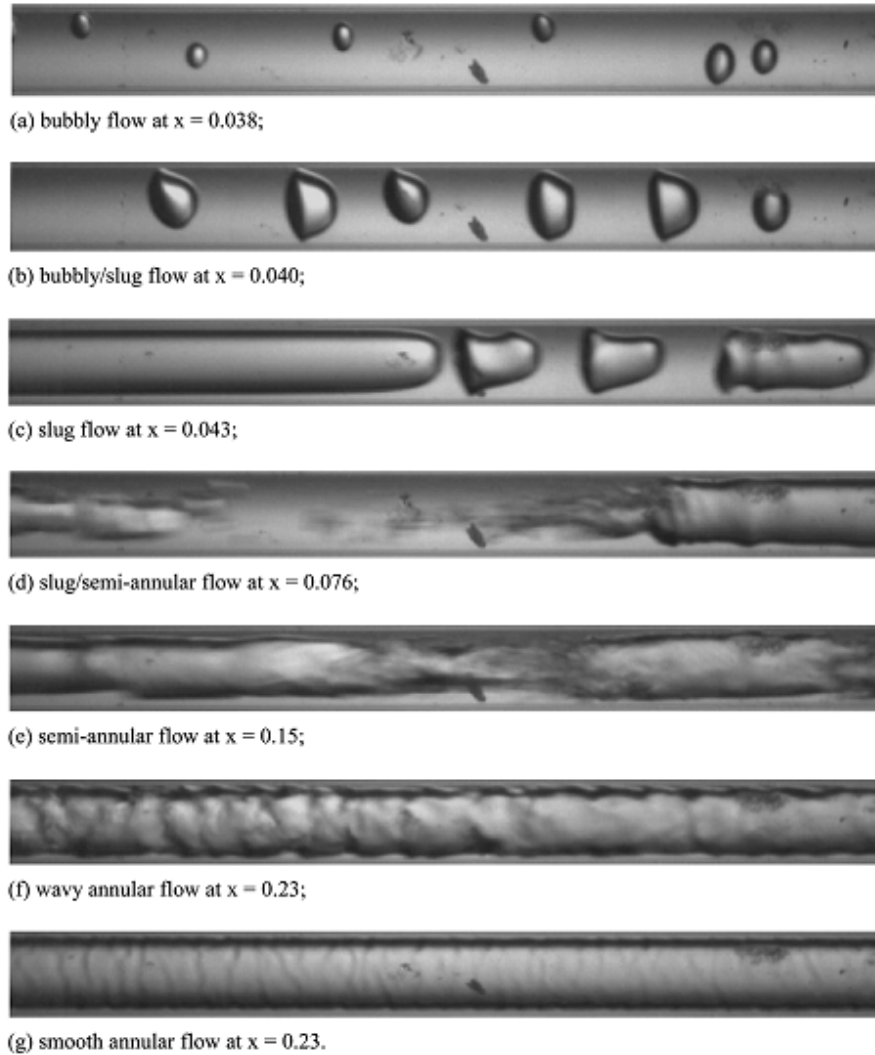
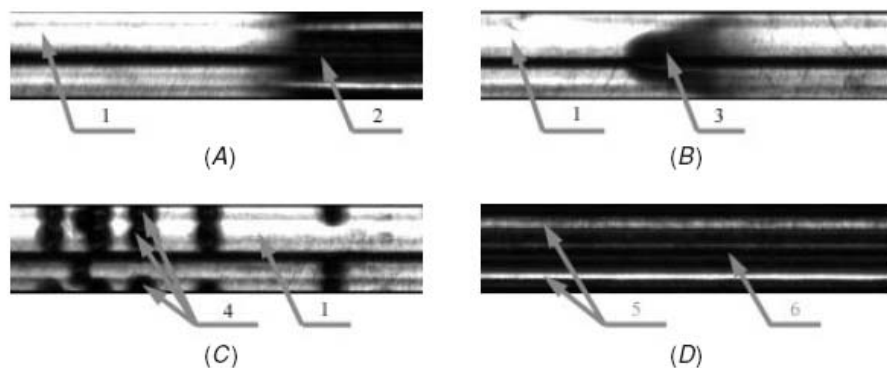


图 1-3 工质 R245fa 在直径 0.509mm 的微通道内的流型图^[33]

Xu 等^[36]在水力直径为 $155.4\mu\text{m}$ 的三角形截面微通道中对丙酮的流动沸腾进行了实验研究,发现核化总是发生在三角形通道的三个角部,并且总是成对出现(如图 1-4); 气泡核化后迅速生长并聚合,将两侧液体迅速排出通道,他们把这种现象称为气泡爆炸现象,进一步指出,这种气泡爆炸现象是由于通道内流体较高的过热度造成的。

在流型研究的基础上,研究者们从工质物性、水力直径、截面几何形状等方面来研究微通道内两相流的流型转变,并绘制出流型图。Zhao和Bi^[37]研究了水力

直径为2.886mm、1.443mm和0.866mm的准三角形截面竖直向上通道内空气-水的流型转变。微通道内流型转变不同于常规通道，目前对其机理的研究还不充分，需要进一步的理论和实验研究，微通道的理论模型应该建立在对微通道流型转变机理充分认识的基础上。



A.液弹/汽弹 B.液体中的汽弹 C.成对气泡核化 D.环状流

图 1-4 丙酮在三角形微通道中流动沸腾的流型^[36]

目前最常用的流型图，是以气体和液体表观速度为坐标，其特点是简单明了，便于应用，然而表观速度并不能反映出表面张力、水力直径等对流型图的影响。无量纲韦伯数表征惯性力与表面张力的比值，正与微通道内两相流动重力可以忽略、表面张力作用显著的规律相符，因此一些研究者建议采用韦伯数作为坐标来绘制流型图。Fu 等^[38]对内径为 1.931mm 竖直上升圆管内液氮流动沸腾的流型转

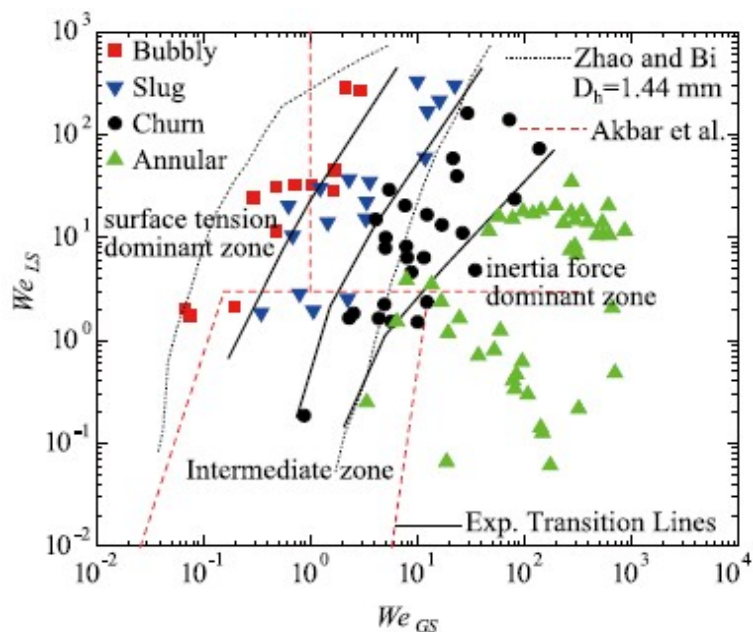


图 1-5 液氮在 1.931mm 管内流动沸腾的韦伯数流型图^[38]

变进行了实验研究,绘制了韦伯数流型图,如图 1-5 所示,整个流型图划分三个区域:表面张力控制区(泡状流,弹状流)、惯性力控制区(环状流)、过渡区(搅拌流)。

对于微通道内两相流流型的研究,由于不同的研究者对流型的观察和定义具有一定的主观性,目前的流型数据比较分散,不同的流型数据之间难以比较。Thome^[34]系统综述了微通道内的汽液两相流研究,认为虽然很多研究者在流型研究方面做了大量的工作,提出了多种不同的流型图,但是要提出真正通用的预测微通道中的流型结构和流型转换的流型图,尚需要大量的工作。

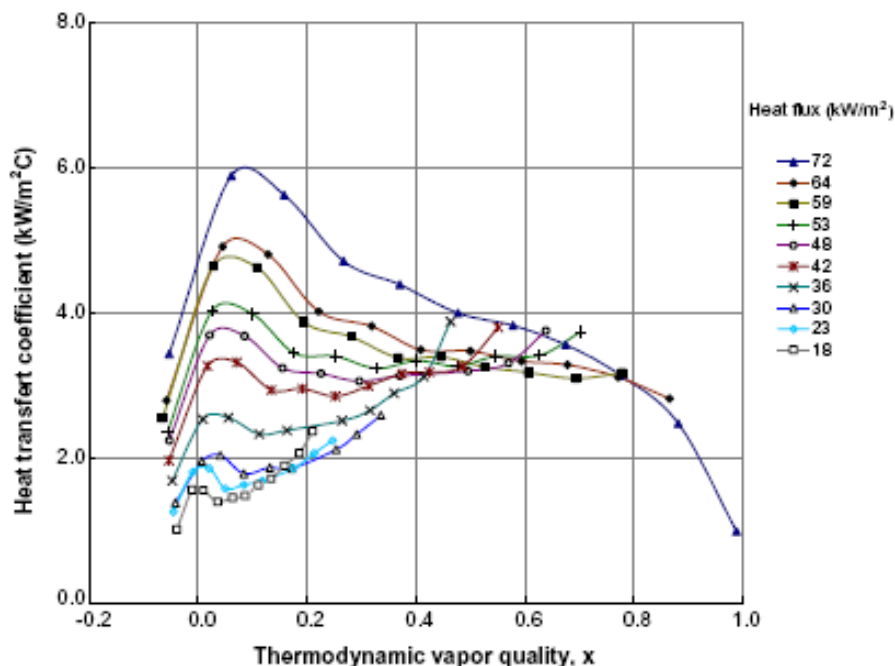
1.3.3 传热

宏观尺度下,流动沸腾可视为沸腾和强制对流两种基本物理过程的耦合,工质的流动使得沸腾过程中气泡的脱离直径变小,脱离频率升高;反之,沸腾过程使得强制对流的流动特性改变,如压降升高等。流动和沸腾两种不同的物理过程相互影响、互相制约,构成了两者错综交错的复杂关系,国际上已经开展了大量的关于微通道内流动沸腾换热特性的研究。

Bao 等^[39]以 R11 和 R123 为工质,研究了其在直径为 1.95mm 的微管中的传热特性,发现传热系数是热流密度的函数,并且随着饱和压力的增大而增大,干度和质量流量的影响较小,因此根据宏观尺度下的理论,他们认为微通道中的传热机理主要为核态沸腾。

Lin 等^[40]研究了制冷剂 R-141b 在直径为 1mm 的微管中的沸腾传热,发现传热系数与蒸汽干度的关系,如图 1-6 所示,传热系数随蒸汽干度的增大发生显著变化,在干度 $x > 0$ 的两相区呈现出三种变化趋势,即传热系数随蒸汽干度增大,传热系数基本不随干度变化和传热系数随干度的增大而减小。在较高热流密度下,传热系数在两相区迅速达到峰值然后呈单调下降趋势;在低热流密度下,传热系数在两相区单调升高;在中等热流密度下,传热系数在两相区基本不变。

Xu 等^[41]在总结已有大量研究的基础上,研究了丙酮在水力直径为 155.4 μm 的三角形微通道中流动沸腾的传热特性。发现了微通道内的传热系数与干度的变化关系与 Lin 等^[40]取得的研究结果类似,澄清了国际上对微通道中的流动沸腾换热机理的片面认识。

图 1-6 传热系数与干度的关系^[40]

与微通道内沸腾换热实验研究相比，微通道内沸腾换热理论研究不多。2002年，Jacobi 和 Thome^[42]提出一种两区模型（液塞区和拉长气泡区），并认为拉长气泡区液膜的蒸发是主要的换热机理。

随后，Thome 等^[43]在此基础上提出了计算圆形截面微通道内沸腾换热系数的三区模型（液塞区、拉长气泡区和干涸区）。对于通道上的固定点，总是依次通过液弹、拉长的气泡和蒸干区，它们通过的频率与通道上游的气泡核化频率有关。通道固定点上传热系数等于三区传热系数的时均值，即：

$$h(z) = \frac{t_{liquid}}{\tau} h_{liquid}(z) + \frac{t_{film}}{\tau} h_{film}(z) + \frac{t_{dry}}{\tau} h_{vapor}(z) \quad (1-10)$$

其中 τ 为三区通过固定点 z 总周期时间， t_{film} 为拉长气泡通过的时间， t_{liquid} 为液弹经过的时间， t_{dry} 为蒸干区通过的时间， h_{liquid} ， h_{film} ， h_{vapor} 分别为液弹、拉长气泡、蒸干区对应的传热系数。

Gan 等^[44]研究了丙酮在三角形微通道中流动沸腾的传热特性，并将 102 组实验数据与宏观尺度下的 Cheng 公式^[45]以及其他常用关联式比较，发现大多数宏观尺度下关于传热系数的关联式高估了他们实验中获取的传热系数值，其原因在于他们实验中所采用的三角形微通道是由标准的 MEMS 工艺加工而成，通道表

面十分光滑，缺少汽化核心。

1.3.4 不稳定性及其抑制方法

两相流动沸腾不稳定性是在各种水力学直径通道内所遇到的复杂现象，很多影响因素同时且以耦合的形式起作用，两相流系统的不稳定性将会使部件产生有害振动，干扰系统的控制；使得局部热力过程发生变化，产生不均匀的热应力，导致传热恶化，造成设备热疲劳损坏。常规通道内出现的沸腾不稳定性，根据产生机理可以分为动态不稳定性（dynamic instability）和静态不稳定性（static instability）。动态不稳定性是周期性的改变稳定工作的情况，主要反映了控制参数（压力、质量流率、温度）间的相互作用，表现为三类：压降振荡（pressure drop oscillation），密度波振荡（density wave oscillation）以及热振荡（thermal oscillation）。静态不稳定性是非周期的改变稳态工作的情况，它是由于流量与压降之间关系的变化，界面之间的不稳定性或者传热机理的变化所引起。静态不稳定性产生的机理包括流量偏移、流型转换以及传热机理的变化。但是对微通道中不稳定性产生机理和规律的认识还远远不够，仍然没有明确的分类，许多学者对微尺度沸腾不稳定性进行了深入研究和综述^[46-50]。

两相流动不稳定性概念是由 Ledinegg 在 1938 年的文献中提出的^[51]，其工作使人们对两相流动不稳定性相关现象有了很好的了解；

Boure^[52]等人于 1973 年对两相流动不稳定性研究做了总结，他们对各种各样的两相流动不稳定性进行了分类，分析了各类不稳定性的发生机理；

2001 年 Kandlikar 等^[53]利用高速摄像机，在平行小通道（水力直径为 1 mm）内的沸腾实验中首次观察到气泡逆着水流方向往通道上游膨胀，即返流现象；

Qu 和 Mudawar^[54]在 21 根平行铜基微通道（宽为 231 μm ，深为 713 μm ）内发现了因通道间流动的相互作用诱发的沸腾不稳定性；

Hetsroni 等^[55]在 21 根横截面为三角形的平行微通道（水力直径为 129 μm ）内的流动沸腾中发现气泡在很短的时间内（小于 1 ms）沿通道的上游和下游迅速膨胀，并称之为爆炸沸腾，发现单相流动/汽液两相流动交替出现，导致了通道两端的压降随之脉动，并且压降的脉动幅度随着蒸汽干度的增加而增大。

Wu 和 Cheng^[56, 57]在水力直径分别为 82.8 μm ，158.8 μm ，和 185.6 μm 的平行硅微通道内研究了不稳沸腾现象。他们发现了两种温度和压力大振幅、长周期的

不稳定性沸腾模式，如图 1-7 所示：液相/两相交替流动（LTAF）模式和液相/两相/气相交替流动（LTVAF）模式。

Xu等^[58]以水为工质对26根平行微通道（宽为300 μm，深为800 μm）热沉进行了静态不稳定和动态不稳定的实验研究，发现一旦质量流率低于流动不稳定性起始点（OFI）对应值，出现两种脉动现象：大幅度/长周期脉动、小幅度/短周期脉动。

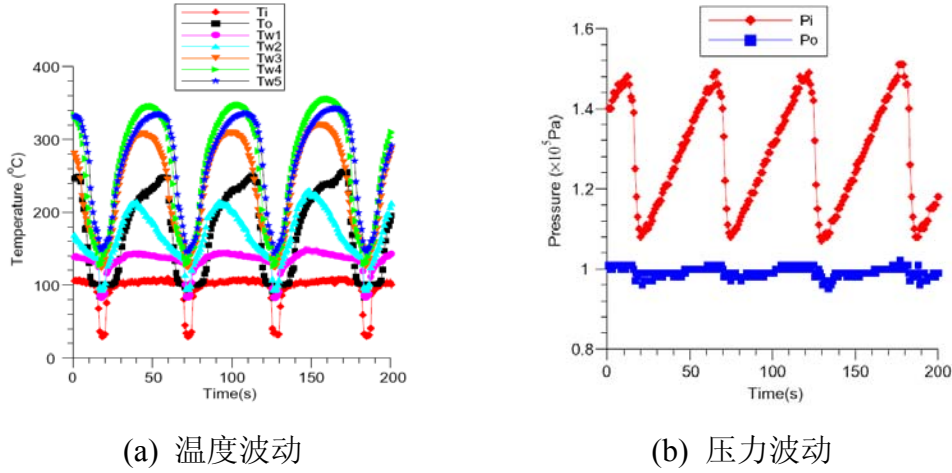


图1-7 液相/两相/气相交替流动模式中，温度和压力随时间的周期波动^[57]

Huh和Kim^[59, 60]将微加热丝集成到单根宽为100 μm，深为107 μm的微通道的内部，并利用加热丝作为温度传感器研究通道壁面的温度变化。发现在单根微通道内仍然存在沸腾不稳定性，以及由返流导致的温度、压降和质量流率的周期性变化。

Chang 和 Pan^[61]在水力直径为 86.3 μm 的矩形截面并联微通道内研究了流动沸腾的不稳定性，发现了稳定流动和不稳定流动两大类周期性流型结构。对稳定流动，气泡核化、弹状流、环状流沿流动方向依次分布。对于不稳定流动，回流的弹状流和环状流交替出现，压降的脉动幅度可以作为判断通道内是否有液弹回流的依据。他们定义了无量纲的过冷度 N_{sub} （subcooling number）和相变数 N_{pch}

（phase change number）：

$$N_{sub} = \frac{h_{fs} - h_{in}}{h_{fg}} \frac{v_g - v_f}{v_f}, \quad N_{pch} = \frac{Q}{Gh_{fg}} \frac{v_g - v_f}{v_f} \quad (1-11)$$

上式中， h_{fs} 为饱和液体焓， h_{in} 入口液体的焓， h_{fg} 为汽化潜热， v_g 为饱和蒸

气的比容， v_f 为饱和液体的比容， Q 为加入微通道的总热量， G 为流过通道的质量流量。随后他们以无量纲的过冷度和沸腾数为参数，划分了两相流不稳定性的界限（如图1-8）。

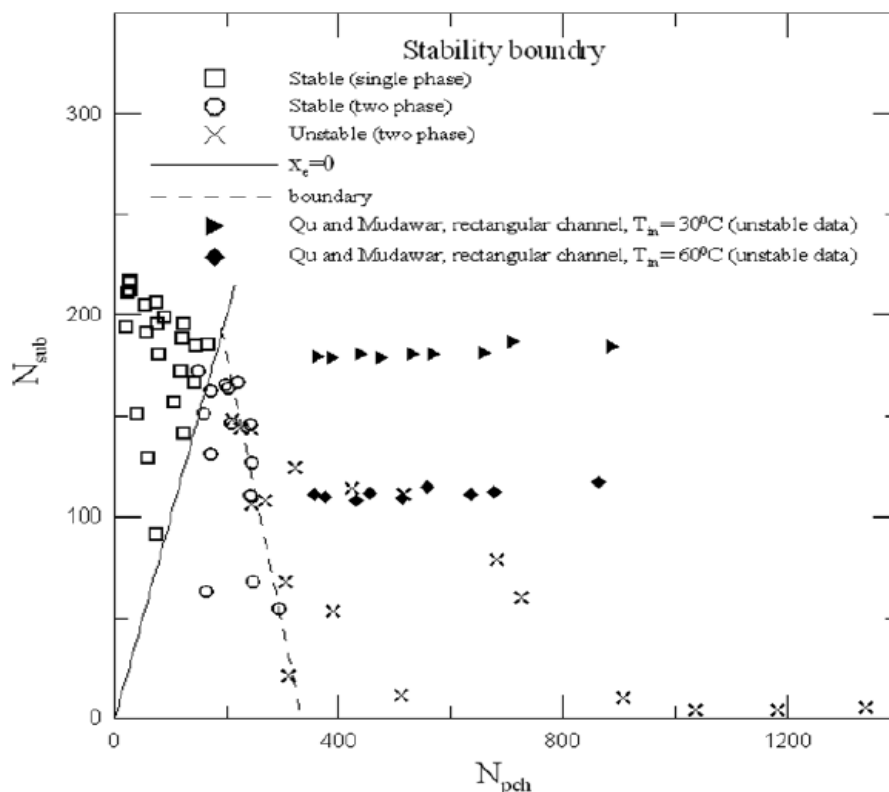


图 1-8 以无量纲过冷度和相变数表示的稳定性边界^[61]

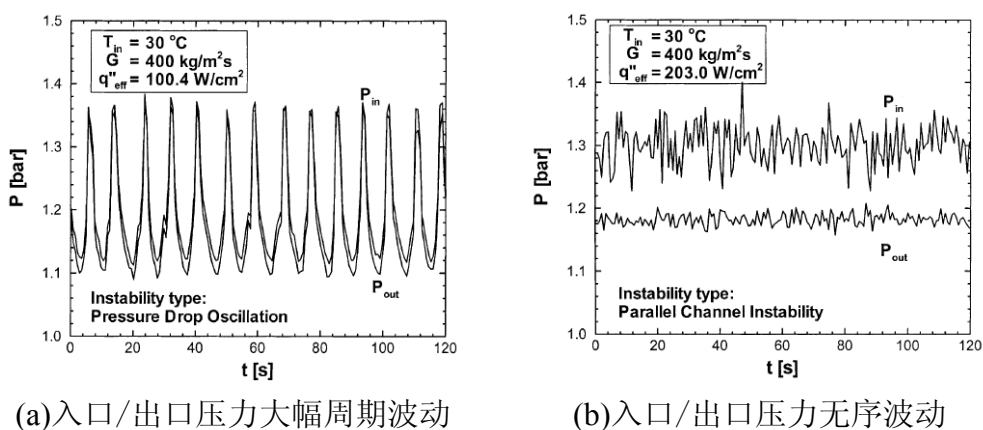
文献调研可以发现，沸腾不稳定性普遍存在于小/微通道中，并且伴随着壁面温度、入口压力和质量流率等参数的周期性波动。与此同时，许多学者在抑制或消除微通道内沸腾不稳定性方面也做了许多研究工作^[62-68]。

Qu和Mudawar^[62]在平行铜基微通道（宽为231 μm ，深为713 μm ）内研究了流动沸腾的压降特性。他们首次采用在微通道的上游利用球阀节流增压的办法来增加上游的刚性，减小上游可压缩性空间，消除了剧烈的压降波动，如图1-9。

Kandlikar等^[63]在每一根宽为1054 μm ，深为197 μm 的微通道入口处采取了节流措施，迫使水在进入微通道前首先经过一个比通道截面面积小很多的孔来防止返流，从而消除沸腾不稳定性。实验发现用直径为102 μm 的限制小孔可以完全消除沸腾不稳定性，得到稳定的流动。

Koşar等^[64]利用MEMS技术，在长为1 cm的硅基微通道（通道横截面宽为200 μm ，深为264 μm ）入口处加工限制通道（通道横截面宽为20 μm ，深为264 μm ），并研究了三种不同长度（50 μm ，100 μm 和400 μm ）的限制通道对流动不稳定性

的影响。结果表明长度为400 μm 的限制通道有效地消除了沸腾不稳定性。



(a)入口/出口压力大幅周期波动

(b)入口/出口压力无序波动

图 1-9 两种入口/出口压力波动模式^[62]

Lee和Pan^[65]在等截面微通道（宽为99.8 μm ，深为20.3 μm ，长为25 mm，水力直径为33.7 μm ）和沿流动方向三角形渐扩截面微通道（入口宽为99.8 μm ，出口宽为180 μm ，深为21.8 μm ，长为25 mm，平均水力直径为33.7 μm ）内比较研究了去离子水的沸腾特性，发现渐扩截面微通道在一定程度上能抑制沸腾不稳定性，表现出较好的沸腾换热性能。

Kuo和Peles^[66]对宽为200 μm ，深为253 μm ，长为1 cm的平行硅基微通道内沸腾不稳定性做了一系列研究，加工了三种类型的通道壁面：孤立汽化核心壁面、相连汽化核心壁面和光滑的壁面，研究了不同壁面条件对沸腾不稳定性的影响。结果发现，尽管前两种壁面对沸腾不稳定性有一定的抑制作用，但是在三种微通道内都出现了沸腾不稳定性与温度的周期性波动。

随后，他们^[67]又研究了微通道出口压力（50-205 kPa）对沸腾不稳定性的影响，发现高出口压力能提高工质的饱和温度，从而延缓沸腾不稳定性的出现，减小不稳定沸腾时温度的波动振幅。

最后，他们^[68]在微通道入口处加工了限制装置，分别研究了人造汽化核心壁面和光滑通道壁面对沸腾特性的影响，结果表明有人造核化心壁面的微通道能降低沸腾起始点、提高沸腾换热能力和延缓临界热流的来临。

综上所述，微尺度沸腾传热不稳定性问题非常重要，是近几年内国际上微纳尺度传热领域的热点研究内容。目前的研究主要停留在对实验现象的观察上，较少涉及理论研究，对其发生的机理，表现形式等缺乏统一的认识，在不稳定性抑制方面，其核心思想是借用常规尺度两相流不稳定性的研究成果，即在实验段入

口加装节流阻力件，也有采用人造核化穴来降低核化温度的方法，这些方法，大大增大了实验段的阻力，且对不稳定性只是弱化，而不能彻底消除。

1.4 主要科学问题及本文工作

1.4.1 主要科学问题

从文献综述看出，微尺度沸腾传热尽管已经研究了若干年，但存在着无法控制系统内热力学非平衡性的关键科学问题，描述如下：

- 以硅为材料制备的微系统，大多采用各种蚀刻技术形成微结构，其表面粗糙度在纳米级别，如已有 Lin^[31]采用 AFM（原子力显微镜）对多晶硅加热表面扫描，测得其平均表面粗糙度为 6.5nm，远小于均质核化的临界核化穴尺寸。
- 微系统由于尺度的不断减小，导致微通道内速度梯度大为增加（与通道的水力直径成反比），引起壁面很大的切应力。巨大的切应力抑制了汽化核心的形成，即使在壁面已经形成汽化核心的条件下，切应力使这些汽化核心来不及长大就被主流液体带走，使得已经形成的汽化核心失效。
- 微蒸发器中通常使用超纯液体（如 3M 公司生产的 FC72），其内所含的不凝性气体很少，此因素导致液体内部也无汽化核心。

由此可知，工质流动环境及其本身内在因素均导致液体趋向于均质核化，理论上液体温度要达到 $0.9T_c$ (T_c 为液体的临界温度) 才沸腾，如作为电子冷却专用冷却液的 FC-72 在 1atm 下的沸点是 56°C ，而其均质核化的温度可达到 178.5°C ，而在此温度下很多芯片已近烧毁。因而硅微系统内液体核化需要极高的过热度，导致微沸腾系统在相变传热启动之前就可能被烧毁，限制了硅微蒸发器优越性能的发挥，沸腾启动温度过高使得芯片难以承受成为硅基蒸发器与芯片集成面临的首要问题。

再者，微尺度沸腾系统中一旦核化，气泡必然处于过热度非常高的液体环境，气泡界面存在巨大的温度差异，即热力学非平衡性。过高的热力学非平衡性不仅导致可能的启动烧毁，还导致流动不稳定性，引起流动和传热参数随时间和空间的脉动、传热系统不期望的热应力、并可能提前触发临界热流密度，因而是相变传热系统所需要避免的。考虑受热微通道在高热流密度下的运行，一方面，液体需要很高的过热度才能产生气泡，一旦沸腾被触发，过热液体瞬时将储存的显热通过汽液界面快速释放出来，伴随着汽相压力迅速上升，将流体沿微通道上游和

下游两个方向迅速推出微通道。另一方面,由于外加压力源(如泵提供)始终作用在流体上,导致液体重新注入到微通道。同样的,液体要等待较长时间才能达到足够的过热度,使沸腾传热再次被触发。以上过程周而复始,就形成了近年来国际上发现的长周期、大幅度的流动不稳定性^[56-58]。但很少有学者认识到,产生微尺度沸腾传热不稳定性的真正原因是系统内的热力学非平衡性,更不知道如何控制该热力学非平衡性。

综上所述,由于微系统独特的加工工艺及流动产生的切应力,使得微沸腾系统的汽泡核化非常困难,存在巨大的热力学非平衡性,如何控制热力学非平衡性成为高性能微蒸发器发展的瓶颈。国内外关于微加热元汽泡动力学和微通道内沸腾换热的研究很多,也很详细,但大多是基于两者各自的机理研究,目前还没有学者把两者结合起来研究。本文首次综合考虑两者特点,针对微通道内沸腾起始困难、沸腾传热难以控制这两大关键问题,在实验室已有工作的基础上,提出采用种子汽泡控制微通道内沸腾起始点及传热非平衡性、消除流动不稳定性的思想。

其基本原理是基于普通并联通道微蒸发器,在每个微通道的入口布置相应的微加热元,多通道对应的微加热元构成微加热器阵列,对该阵列施加脉冲电压激励,在每个脉冲电压的高电平期,微加热器表面上产生微汽泡,在每个脉冲电压的零电平期,微汽泡随主流液体流入微通道。种子汽泡的产生和脱离是周期可控的,当它们接触到主流过热液体时,就发生传热控制的长大过程。因而微通道内主流液体在外加热的条件下,能够及时将过热部分的显热瞬时释放出来,而不会将热量储存。微加热器上产生的微汽泡是主流液体及时沸腾的人工核化穴。因此我们把它称为种子汽泡,由此这个思想能够用于相变传热系统的启动触发;再次,由于微通道内的液体能够瞬时释放能量,就从根本上消除了由液体过热蒸发引起的压力增大及倒流现象等。

1.4.2 本文工作

本论文采用标准的MEMS技术加工了硅基微通道热沉,并借助高速图像采集系统、高端红外测温系统和高速数据采集系统,研究了工质在微通道中的两相换热特性。文中涉及微加热器上气泡动力学的研究工作由已毕业的硕士李倩完成,本文主要工作如下:

1. 并联微通道内种子汽泡触发沸腾换热研究

针对微通道内核化困难、沸腾起始点过高等难题,提出以集成微电路中普遍存在的脉冲电平为激励源,通过控制在微加热元件上产生的微汽泡,实现对 MEMS 微蒸发器的启动性能的控制,以期达到控制微通道内的沸腾起始点及改善传热的目的。

2. 并联微通道内种子汽泡抑制沸腾不稳定性研究

针对微沸腾系统普遍存在的沸腾不稳定性及巨大的热力学非平衡性,提出采用种子汽泡控制热力学非平衡性,并消除流动沸腾不稳定性。实现对 MEMS 微蒸发器的启动及运行性能的控制。

3. 种子汽泡发泡频率对沸腾不稳定性的影响

种子汽泡热控汽液两相流动沸腾传热十分复杂,影响因素很多,其中种子汽泡发泡频率对系统性能的影响十分显著,针对发泡频率对系统沸腾不稳定性及热力学非平衡性的控制,研究不同种子汽泡发泡频率对沸腾不稳定性的影响,优化 MEMS 微蒸发器的运行性能。

4. 种子汽泡抑制沸腾不稳定性的非线性混沌分析

通过实验得到反映系统演化信息的单变量时间序列以后,以反映多相波动规律的加热膜壁温时间序列及系统宏观波动的压差时间序列为例,运用功率谱分析、自相关分析、相图、关联维数、K 熵、Lyapunov 指数和递归图等多种分析方法,对种子汽泡热控气液两相流动沸腾传热系统进行了非线性分析,以期深入了解种子汽泡热控流动沸腾传热的定性、定量特征。

5. 种子汽泡热控流动沸腾的水动力学曲线研究

在恒压供液、定热流边界条件下,逐步减小工质的流量,研究种子汽泡热控流动沸腾的水动力学曲线特性,以期建立种子汽泡热控流动沸腾传热的热控分区,为种子汽泡热控运行提供实验数据和理论指导。

第二章 并联微通道内种子汽泡触发沸腾换热研究

近年来,由于微尺度沸腾传热在高热流密度芯片热控制方面的优势引发了其研究热潮。采用标准MEMS工艺加工的微通道表面光滑,工质在微通道内流动产生很大的切应力以及纯工质中很少的不凝性气体是微通道沸腾起始点过高的重要原因。本章以丙酮为工质,在受热微通道入口设置微汽泡发生器,采用脉冲电压激励产生可控微汽泡,并以微汽泡为种子实现对热微通道内沸腾起始点以及传热的控制。实验研究表明种子汽泡可以在很低过热度下快速触发微通道内的相变传热,强化换热同时并提高芯片温度场的均匀性;在特定的 Bo 数范围内会产生触发沸腾不稳定性,种子汽泡触发频率以及 Bo 数是影响此类沸腾不稳定性的重要因素。本研究结果能较好解决微通道内沸腾起始点温度偏高的难题,保证了微传热系统启动时不会过温烧毁。

2.1 实验件的设计与加工

2.1.1 实验件设计

本实验采用 MEMS 加工工艺制作硅基微流控芯片,与常规机械加工工艺相比,克服了表面粗糙度的影响,SEM 扫描电镜表明其表面粗糙度 $<1\mu\text{m}$ 。如图 2-1 所示,微流控芯片由底层硅基及上层耐热玻璃键合而成,以便于对芯片内的流动进行可视化研究。在图 a 上层玻璃内侧面上溅射有面积均为 $20\times 50\mu\text{m}$ 的五个 Pt 薄膜作为微加热器,该微加热器位于通道入口 $500\mu\text{m}$ 处,并与受热微通道一一对应形成种子汽泡发生器阵列,采用低电阻金作为连接导线。在硅基上刻蚀有五个水力直径为 $100\mu\text{m}$ 的并联三角形微通道及流体进出口孔,如图 b 所示,在硅晶片背面溅射 $4500\times 1366\mu\text{m}$ 的 Pt 加热薄膜用以模拟芯片热源。图 c, d 分别为 MEMS 蒸发器的流向和横向截面图。

为方便描述在中间通道入口处设定坐标系 $x, y,$ 和 $z,$ 其分别为芯片的轴向流动方向,宽度方向,和厚度方向,坐标原点 $(0,0,0)$ 在通道入口的中心处,如图 2-1 所示。在背面主加热膜($4500\times 1366\mu\text{m}$)上设二维贴体坐标系 $(x_{\text{film}}, y_{\text{film}}),$ 则两坐标系在流动方向上有 $x=x_{\text{film}}+3750$ 的关系,所有的尺寸单位为微米。

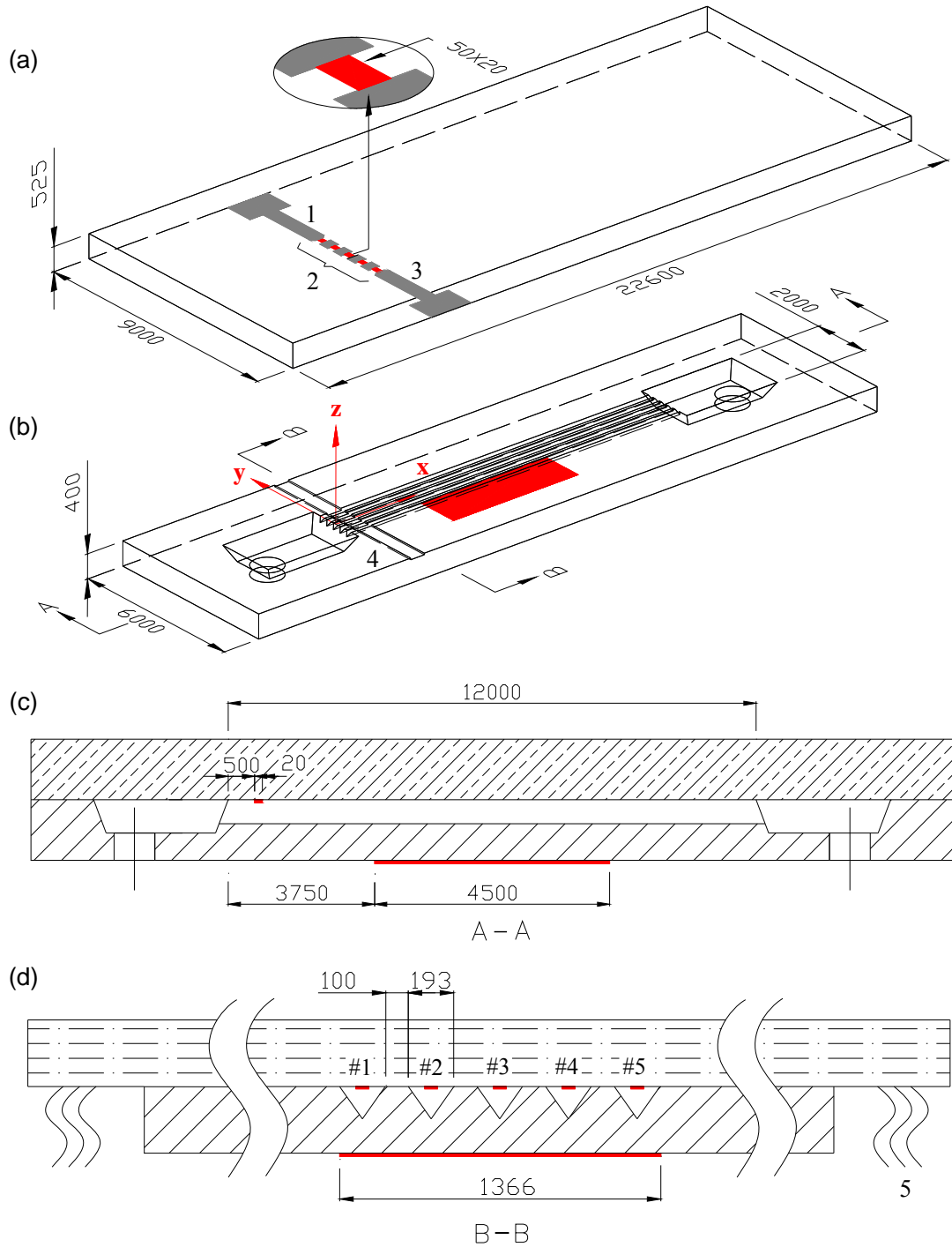


图 2-1 种子汽泡芯片结构, 所有的尺寸均为 μm , 1 和 3 为金电极的电阻($R_{\text{au}1}$ 和 $R_{\text{au}2}$), 2 为五个微加热器的电阻 (R_{fi}), 4 为 $1.5\mu\text{m}$ 深的键合槽, 5 为连接导线, 图中硅片背面红色部分为主加热膜

2.1.2 实验件加工

微流控芯片的加工工艺流程如图 2-2 所示, 主要工艺流程如下:

1. 准备四寸双抛硅片, 厚度 400 微米, 清洗, 对其背面

- (a) 采用低压化学气相沉淀(LPCVD)工艺在硅片的上下两个表面沉积厚度为 3000 埃的氧化硅薄膜;
- (b) 在两个表面的氧化层上继续沉积厚度为 1500 埃的氮化硅;
- (c) 背面涂布光刻胶, 进行光刻, 定义背面加热膜位置;
- (d) 背面沉积厚度为 1000 埃的钛薄膜, 在钛薄膜上沉积铂薄膜加热电阻;
- (e) 去除光刻胶, 剥离得到背面铂加热膜;
- (f) 在上表面涂布光刻胶, 进行光刻, 定义微流体的进出口孔位置;
- (g) 刻蚀硅片背面的氮化硅, 氧化硅薄膜, 适当过刻;
- (h) 采用 KOH 湿式刻蚀硅片背面微流体的进出口孔 223 μm , 适当过刻;

2. 对硅片正面

- (i) 去胶并刻蚀硅片正面的氮化硅, 1500 埃, 刻蚀干净, 适当过刻, 硅片正面氧化硅不刻掉, 留做双层掩膜之一;
- (j) 双面光刻 1.5 微米键合空间槽;
- (k) 键合空间槽版继续刻蚀氧化硅;
- (l) 去除光刻胶;
- (m) 在上表面涂布光刻胶, 进行光刻, 定义微通道位置;
- (n) 通过选择性反应离子刻蚀对上表面厚度为 3000 埃的氧化硅层进行刻蚀;
- (o) 采用 KOH 湿式刻蚀在硅片上表面刻蚀深度为 134.61 μm 的微通道, 去除光刻胶;
- (p) 微通道版套键合空间槽版, 在硅片继续 KOH 湿式刻蚀约 1.5 微米;
- (q) 对正面剩余的氧化硅层进行选择性反应离子刻蚀去除;

3. 准备四英寸的 7740 耐热玻璃, 清洗;

- (r) 在玻璃上旋转涂布光刻胶;
- (s) 光刻, 定义 Pt 薄膜微加热器的外形尺寸;
- (t) 溅射, 依次溅射钛、铂和金, 其厚度分别为 40nm, 150nm, 300nm;
- (u) 剥离, 露出金属图形;
- (v) 光刻, 定义 Pt 薄膜微加热器位置;
- (w) 腐蚀外表面的金 (Au), 露出 Pt 薄膜微加热器;
- (x) 将硅片与 7740 耐热玻璃进行静电键合;

到此完成整个芯片的加工。

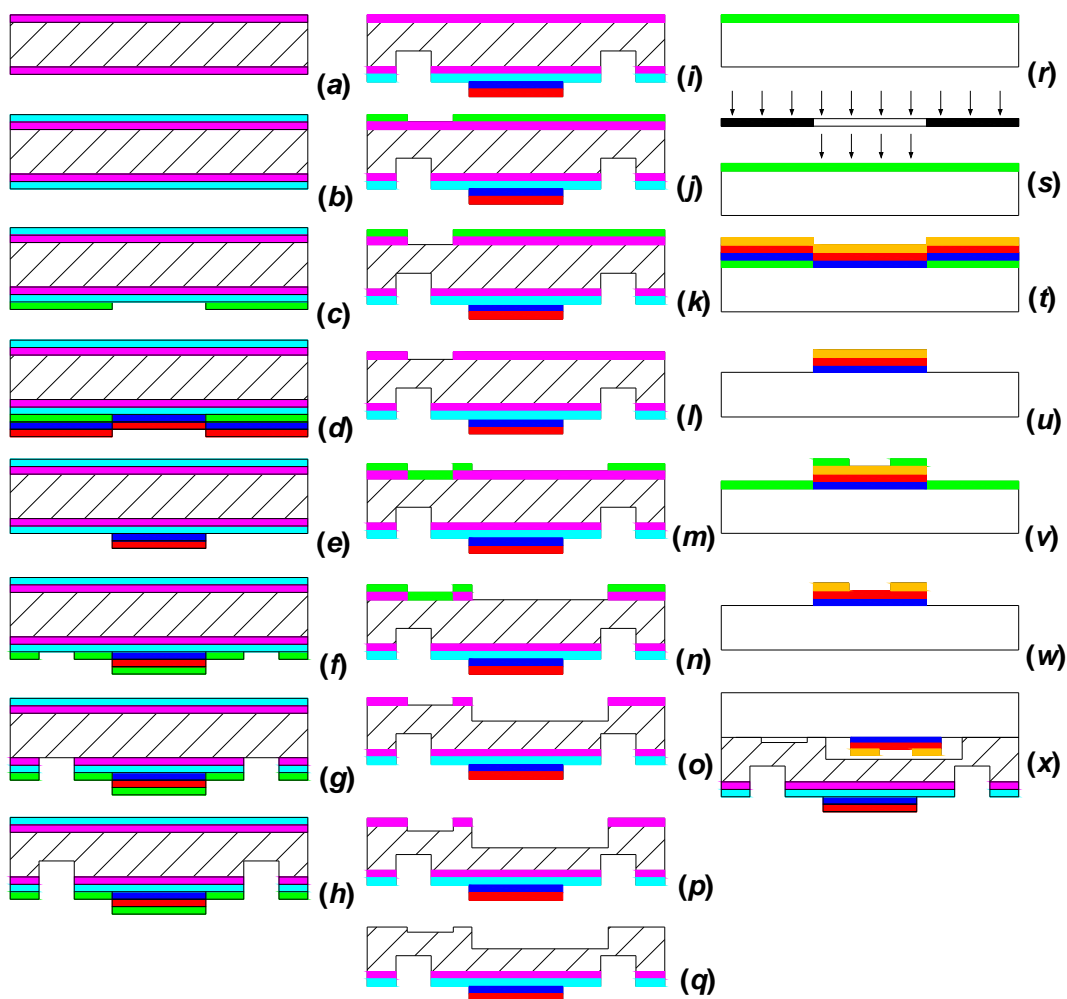











图 2-2 微流控芯片的 MEMS 加工工艺流程

(silicon: , silicon nitride: , photosensitive resist: , glass: , silicon-oxide: , platinum: , Ti: , Au: , mask: )

2.2 实验系统

本研究采用的实验系统如图 2-3 所示，整个系统由供液系统、电加热系统、光学测量系统三部分组成。

其中供液系统由高精度恒流注射泵、冰槽、微细过滤器和储液罐组成。高精度恒流注射泵推动丙酮，工质先流经冰槽，冰槽调节工质的温度从而控制芯片入口处工质的过冷度，经过 $2\mu\text{m}$ 的微细过滤器过滤后进入微流体蒸发器主体，在铂薄膜加热器提供的高热流密度下产生相变，最后进入集液罐。

加热回路由连接主加热薄膜的直流加热串联电回路（图 b 紫色部分）、种子汽泡发生器的脉冲串联电回路（图 b 蓝色部分）组成。电回路中的电信号、流动回路进出口温度及压差信号由高速数据采集系统适时获取。

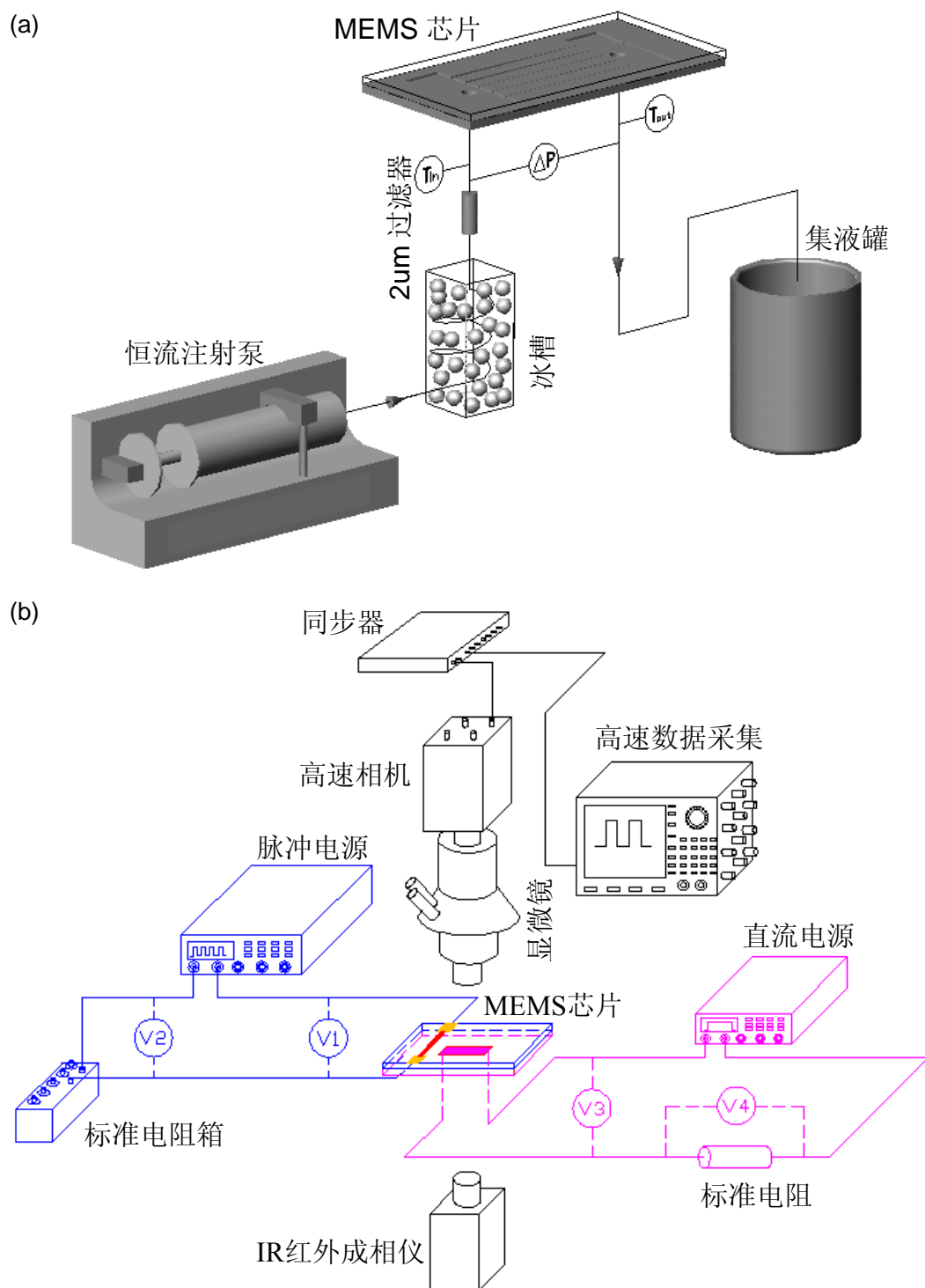


图 2-3 实验系统

光学测量系统由高速摄影仪、体式显微镜、红外热成像仪、高速示波器、压差变送器及热电偶等组成。高速摄影仪、体式显微镜和红外热成像仪共同组成了非接触光学可视化测量系统，该系统的组成及主要参数有：

1. Redlake MASD MotionXtra HG-100K 高速动态分析仪。感应器有效分辨率全画幅 1000FPS 1504 \times 1128，最高记录速度 100000 幅/秒，全画幅记录时间 1.1

秒，最高电子快门：5 微秒；

2. LEICA MZ16 显微镜。无级连续变倍体 16: 1，目镜 21 视野，可屈光度补偿，总放大倍数 3.6-57.5(0.5 倍物镜)，11.4-184(1.6 倍物镜)，分辨率 420 线对/毫米，并配有荧光装置；
3. FLIR ThermaCAM SC3000 红外线热成像仪。IFOV 空间分辨率 1.1mrad，热灵敏度 0.03℃(30℃时)，测温范围-20℃~1500℃，精度±1%(读数范围)或±1℃(测量范围+150℃以下)；106μm 特写镜头；砷化镓，量子阱红外光电探测器，波长范围 8-9μm，320×240 像素，内循环制冷到 70K。

通道内的流动结构经过体视显微镜放大后可由高速摄影仪采集；红外热成像仪用于获取芯片背面的温度场；压力传感器用于测量芯片入口的压力；压差变送器用于测量流体流经芯片的压力降；热电偶用于测量芯片进出口的流体温度；同步器实现高速光学图像采集系统和高速电信号数据采集系统的同步采集。

2.3 实验过程

实验前，首先对种子汽泡发生器电阻与温度的关系进行标定，标定时将实验件放入恒温箱中，保证电压测量精度的前提下，在测量电路两端施加微小的电压，尽量减小Pt薄膜微加热器上的温升，不断调整恒温箱内的温度，测定不同温度下的 V_1, V_2 值。由于金导线Au的电阻随温度基本不变，种子汽泡发生器阵列两侧的金电阻 R_{Au1}, R_{Au2} 可取常温下的阻值，种子汽泡发生器阵列的电阻可由式 $R_{fi}=V_1R_s/V_2-R_{au1}-R_{au2}$ 获得，在室温到120℃的范围标定，结果得到其电阻和温度有很好线性关系，如图2-4所示。

要利用红外热像仪精确测温，必须先标定物体的发射率。红外热像仪的测温结果与许多因素有关，如环境温度、湿度、测量距离、表面辐射率。表面形态及波长对辐射率影响很大^[69]，因此对于辐射率则需要进行精确的标定。本文采用与Hapke 等^[70]相似的方法，在加热膜的表面均匀地喷涂一层很薄的“黑漆”，通过标定该漆层的辐射率可以得出漆层的温度并将其作为加热膜表面温度。采用红外热像仪和高精度的热电偶同时对铜块温度进行测量，以便进行比较，在 20℃~100℃范围内进行测量，得到该黑漆的表面辐射率为 0.94。

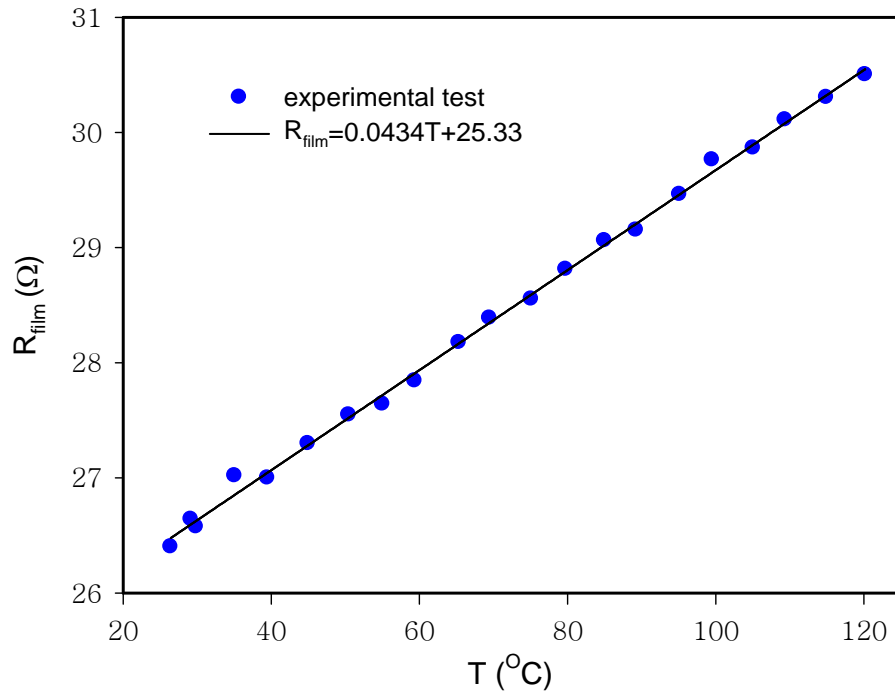


图2-4 种子汽泡发生器电阻与温度的关系

其次对工质的单相得热效率 ϕ 做标定，得热效率为单相流动时工质的得热与硅片背面Pt加热薄膜实际加热功率的比值，最后对工质丙酮进行了烧沸除气，常温常压下丙酮的沸点是 56.3°C 。

实验中的具体实施步骤为：

1. 先设定一个流量；
2. 让光学、红外、采集系统等处于等待状态；
3. 在背面模拟热源上逐步施加电压，保证通道内无气泡产生并使通道温度升高过热 ($>56.3^{\circ}\text{C}$)；
4. 等待30分钟系统到达稳定后，开动实时同步光学红外采集系统开始获取数据；
5. 选择合适的脉冲电压幅值与频率激励种子汽泡发生器阵列；
6. 维持种子汽泡触发沸腾换热模式100秒左右后关闭脉冲电源，使系统恢复至单相过热流动换热模式；
7. 换不同的频率，重复步骤4~6，连续采集数据和图片并结束此完整工况；
8. 改变脉冲频率、直流加热电压、泵流量，重做更多新工况。

通过上述过程，每个工况的单相过热流动换热模式及种子汽泡触发沸腾换热模式的数据都得以保存。

2.4 实验数据处理与不确定度分析

2.4.1 实验数据处理

本实验采用丙酮（分析纯）为工质，丙酮的物性参数通过化合物物性手册^[83]查得。在一个标准大气压下，丙酮在饱和状态下的物性参数如表 2-1 所示。

表 2-1 一个标准大气压下丙酮饱和状态的物性参数

T_{sat}	ρ_f	C_{pf}	C_{pg}	h_{fg}	μ_f	μ_g	k_f
°C	kg/m ³	J/kgK	J/kgK	kJ/kg	Pa.s	Pa.s	W/mK
56.3	748.0	2302.5	1380.6	512.94	2.37×10^{-4}	8.31×10^{-6}	0.518

实验数据处理包括确定通道内质量流量 G ，背面加热热流 q ，沸腾数 Bo ，种子汽泡发生器上的温度 T_{fi} 与热流 q_{fi} ，主加热膜上时均传热系数 α 。通道内质量流量 G 由式 $G=m/(NA_c)$ 计算，其中 $m=\rho_f Q_v$ ， Q_v 为泵设定的流量；背面加热热流 q 由式 $q=\phi V_3 V_4/(R_f L_{\text{film}} W_{\text{film}})$ 确定，其中 R_f 为直流加热回路中的设定电阻为 1Ω ， L_{film} 和 W_{film} 为加热膜的长和宽，本实验中为 $4500 \times 1366\mu\text{m}$ ；雷诺数 Re 定义为 $Re=u_{\text{ave}}d/\nu$ ，其中 u_{ave} 为通道内的平均流速， d 为微通道的水力直径($100\mu\text{m}$)， ν 是基于进口温度的流体黏度； Bo 是定量化沸腾换热的重要参数 $Bo=q/(Gh_{\text{fg}})$ ，其中 h_{fg} 为工质的气化潜热；种子汽泡发生器阵列的温度 T_{fi} 由标定公式反算出；其上热流由 $q_{\text{fi}}(t)=Q(t)/(NLW)$ 得到，其中 N 为种子汽泡发生器个数， L 与 W 为种子汽泡发生器的长和宽尺寸为 $50 \times 20\mu\text{m}$ ，热量由

$$Q(t) = \left(\frac{V_2(t)}{R_s} \right)^2 \left(\frac{V_1(t)}{V_2(t)} R_s - R_{\text{Au1}} - R_{\text{Au2}} \right) \quad (2-1)$$

算得， R_s 为脉冲电回路上设定电阻为 1Ω 。为定量描述待冷却芯片的温度特征，定义加热膜上的平均温度为

$$T_{\text{film},a} = \frac{\sum_{i=1}^I \sum_{j=1}^J T_{ij}}{I \times J} \quad (2-2)$$

其中 T_{ij} 为位于贴体坐标 $(x_{\text{film}}, y_{\text{film}})$ 处的温度， I 和 J 是为加热膜 ($4500 \times 1366\mu\text{m}$) 上红外测得的网格最大节点数。加热膜上的标准偏差定义为

$$Stdev = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^I \sum_{j=1}^J (T_{ij} - T_{film,a})^2}{I \times J}} \quad (2-3)$$

其单位为 $^{\circ}\text{C}$ 。其值为零时表示加热膜上的温度绝对均匀，值越高代表膜上的温度均匀性越差。

时均传热系数由式

$$\alpha = \frac{q_{sw}}{T_{film,a} - T_f} \quad (2-4)$$

计算得到，其中 q_{sw} 为在加热长度上基于通道壁面面积的热流，本实验中 $q_{sw}=0.817q$ ， T_f 为流体的温度。

2.4.2 不确定度分析

基于本实验系统，各实验参数测量结果的测量误差可以进行不确定度分析得出。对于直接测量参数，如工质进出口温度、压差等等，可由各自所对应的测量仪器的测量误差直接得出。然而对于间接测量参数，则需要进行误差传递计算，本文采用 Holman^[5]的方法。

函数 R 为 n 个独立变量 $x_1, x_2, x_3, \dots, x_n$ 的函数。这 n 个独立变量各自的不确定度分别为 $w_1, w_2, w_3, \dots, w_n$ ，则函数 R 的不确定度可由公式(2.1)来进行估计。

$$w_R = \left[\left(\frac{\partial R}{\partial x_1} w_1 \right)^2 + \left(\frac{\partial R}{\partial x_2} w_2 \right)^2 + \dots + \left(\frac{\partial R}{\partial x_n} w_n \right)^2 \right]^{1/2} \quad (2-5)$$

上式还可以进一步改写成：

$$\frac{w_R}{R} = \left[\left(\frac{1}{R} \frac{\partial R}{\partial x_1} w_1 \right)^2 + \left(\frac{1}{R} \frac{\partial R}{\partial x_2} w_2 \right)^2 + \dots + \left(\frac{1}{R} \frac{\partial R}{\partial x_n} w_n \right)^2 \right]^{1/2} \quad (2-6)$$

根据各测量参数的函数表达式，实验测量范围及各仪器的测量误差，通过公式(2-5)及(2-6)可对各测量参数的测量误差进行计算。

芯片进出口温度由精密 K 型热电偶测量，其测温的不确定度为 0.3°C ，其响应时间为 0.1s ；芯片两端的压差采用 Senex 差压变送器测量，不确定度为 0.1% ，其响应时间为 0.1s ；不确定度为 0.25% ；恒流注射泵体积流量的不确定度为 1% 。红外成像仪 IR 对主加热膜的测温精度在 0.5°C 以内响应时间为 0.25s 。标准误差分析得到质量流量误差在 1.6% ，液体雷诺数的误差为 2.1% 。

主加热膜上的热效率 ϕ 和很多因素有关,不仅包括芯片传热系统和周围环境的对流换热和辐射换热,还包括向连接管等封装材料的导热,实验前做一系列的单相实验来估计 ϕ 值,用丙酮工质的单相得热(进出口温差计算)除以总的加热功率计算得,一系列标定发现本系统的最高热效率为0.82,其最低热效率为0.76,因此我们取其平均值0.79为本系统的得热效率,因此假设电压精确,则引起最大的热流误差在6.0%以内。

2.5 结果分析与讨论

本节中先讨论种子汽泡的生成原理,然后对实验数据范围内所发现的不同触发沸腾特征做一整体了解,最后讨论稳定的触发沸腾及不稳定触发沸腾特性。

2.5.1 种子气泡的生成

如图2-5所示,微加热器薄膜阵列采用脉冲方波信号激励(图2-5a),在每个方波脉冲信号的高电平期如 $t=8.6\text{ms}$,种子汽泡发生器薄膜产生一个微汽泡, $t=8.7\text{ms}$ 时可见其直径可在微米级(图2-5b), $t=18.6\text{ms}$ 在见其第二个脉冲方波作用产生的微汽泡,此时的工况参数为 $G=377.9\text{kg/m}^2\text{s}$, $q=315.5\text{kW/m}^2$, $Bo=0.001626$, $f=100\text{Hz}$, $\tau_d=0.5\text{ms}$ 薄膜上的温度持续上升,热流达到 $60\sim 80\text{MW/m}^2$,但由于其面积很小,所消耗的功率却在毫瓦量级。按汽泡动力学理论,其先在等温模式下快速生长达最大 $t=9.1\text{ms}$,而后在等压模式下慢速生长并在切应力下变形,由于微加热器温度比周围物体高,Marangoni效应使得汽泡受到与主流液体运动相反的力,从而使微汽泡吸附在微加热器上。当激励电压处于零电平期,微加热器温度迅速降到低温,由温度差引起的Marangoni效应消失,微汽泡在来流切应力的作用下,脱离微加热器并向下游运动 $t=9.5\text{ms}$;当它接触到微通道中的过热液体时,微汽泡在传热控制生长机制作用下长大,产生所谓的触发沸腾。一系列脉冲信号施加到微加热器上,产生一系列微汽泡;改变脉冲电压信号频率,可以控制受热微通道内的触发沸腾,也就控制了受热微通道中气液两相间的非平衡性(相间温度差)。

为使种子汽泡发生器阵列能产出可见的微汽泡,需要逐渐增加脉冲电压的幅值,发生器阵列上时均消耗的功率为 Q_{ave} ,主要由其热流 q_{fi} ,在一个周期 τ ($\tau=1/f$)内的占宽比 τ_d 决定,可由下式计算:

$$Q_{ave} = \frac{N \int_0^{\tau_d} q_{fi} LW dt}{\tau} = NLWf \int_0^{\tau_d} q_{fi} dt = f \int_0^{\tau_d} Q(t) dt \quad (2-7)$$

在发泡频率为 $f=1, 10, 100, 1000$ 及 2000Hz 时, 按上式计算得到的功率 Q_{ave} 分别为 $0.35, 3.5, 17.5, 70$ 及 105 mW , 和主加热膜的功率相比, 这些值很小, 对应各发泡频率, 引起通道内流体的温升仅有 $0.006, 0.06, 0.3, 1.2$ 及 1.8°C 。

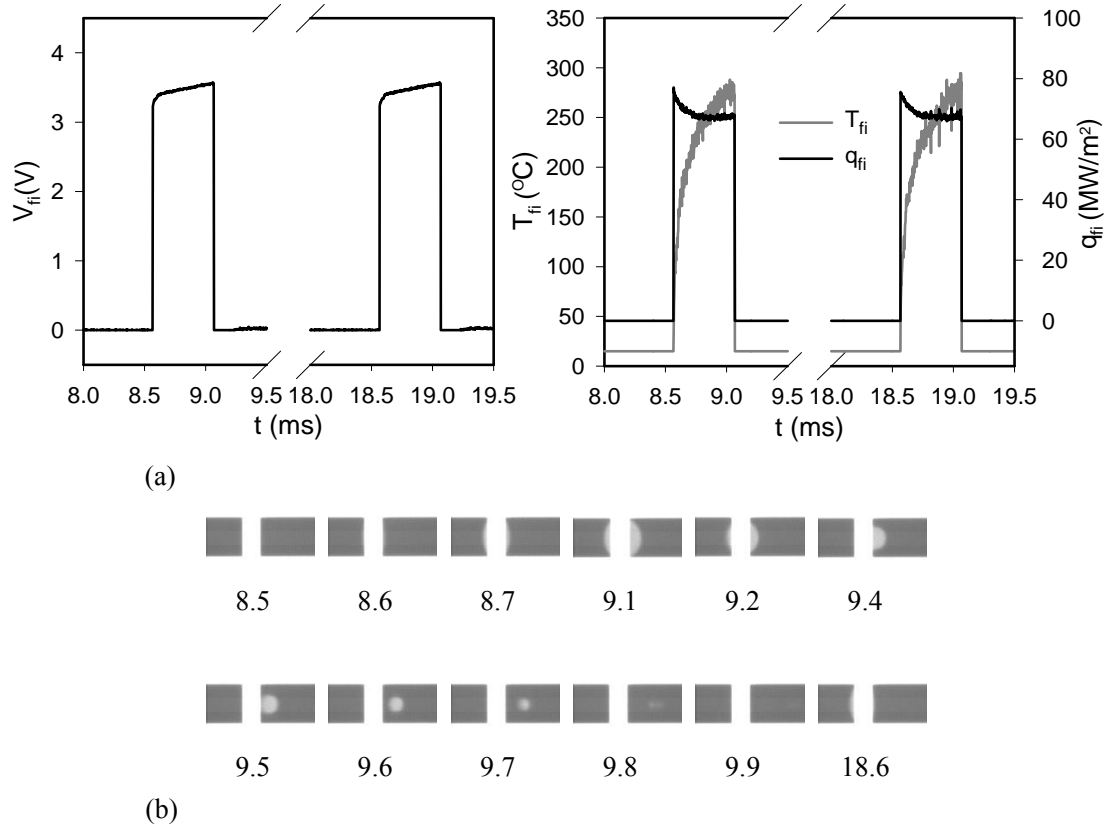


图 2-5 脉冲电压激励下种子气泡的产生与脱离

2.5.2 触发沸腾模式分区

在质量流量为 $378\sim 898\text{kg/m}^2\text{s}$, 背面加热热流为 $267\sim 778\text{kW/m}^2$ 。种子汽泡发泡频率 f 从 10 到 2000Hz 的数据范围内, 对每一工况采集的数据进行分析, 发现所有工况芯片上均有一定过热度且都小于 15°C , 种子汽泡发泡前通道内均为单相过热流动换热模式, 并未见任何汽泡生成, 证实了微通道内沸腾起始点温度过高的事实。发泡触发热通道内流体沸腾后, 在通道内会维持四种两相沸腾换热模式如图 2-6 所示, 这些沸腾换热模式主要由发泡频率和沸腾数 Bo 控制, 沸腾数 Bo 的物理意义为质量流量和加热量的无量纲组合。

Mode 1: 发生在沸腾数 Bo 小于 1.7×10^{-3} 时且种子汽泡发泡频率在低频范围

内，如 $f=10\text{Hz}$ ；

Mode 2: 出现在沸腾数 Bo 小于 1.5×10^{-3} 且种子汽泡发泡频率在高频范围如 100 至 2000Hz；

Mode 3: 发生在沸腾数 Bo 在 $1.6 \sim 1.8 \times 10^{-3}$ 的范围内，且高低频都有可能发生；

Mode 4: 发生在沸腾数 Bo 超过 1.85×10^{-3} 时的高过热度，但通道内还未核化长泡的工况。

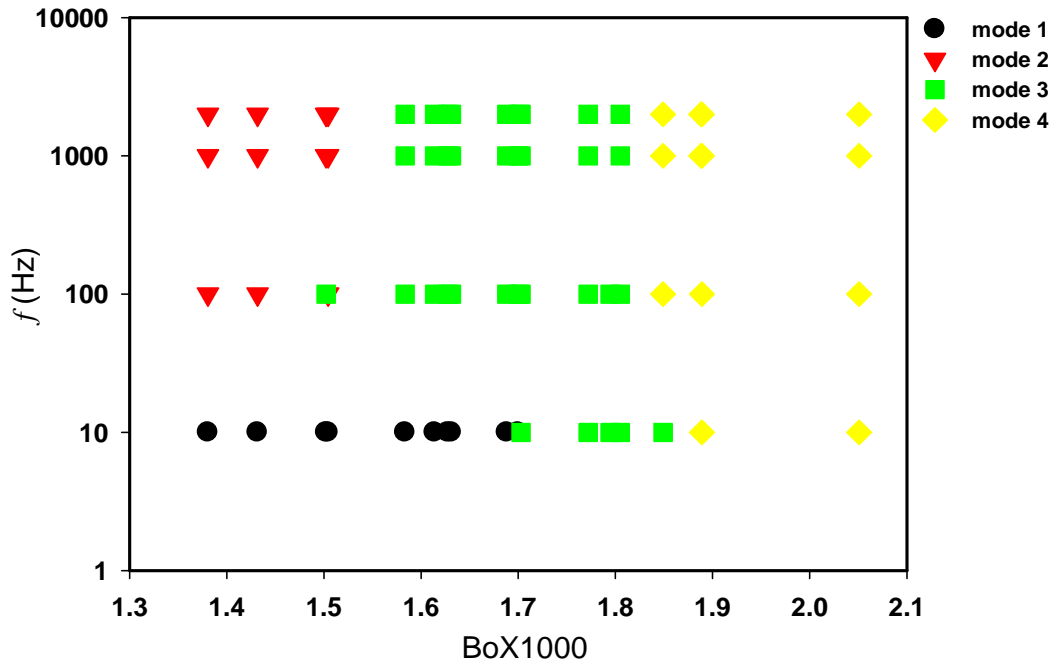


图 2-6 触发沸腾四类流动换热分区图

以下几个小节对这四个代表性模式的影响参数和流型特征进行研究。

2.5.3 触发沸腾Mode1

对一代表性触发沸腾 Mode 1 工况，其运行参数为 $G=377.9\text{kg/m}^2\text{s}$ ， $q=315.5\text{kW/m}^2$ ， $Bo=0.001626$ 及 $f=10\text{Hz}$ 。图 2-7 为其压力温度参数图，在 $t < t_A$ 段种子汽泡未触发，系统处于稳定的单相过热流动换热，在 $t=t_A$ 时，种子汽泡发生器开始脉冲发泡，汽泡在流体的挟带下进入微通道过热区，按频率触发的种泡，在 $t_A < t < t_B$ 的时间内维持通道内两相沸腾换热方式。在 $t > t_B$ 后种泡发生器关闭，系统又很快回到稳定的单相过热流动，在微系统的快速响应下，这一切变得如此自然受控。

种子汽泡触发沸腾后，流体的进口温度(T_{in})几乎不变。出口流体温度 (T_{out})

略为升高,说明带走的热量增多,仍低于饱和温度 56.3°C ,这主要是出口的流体干度很低,同时出口接头附近与周围环境有迅速的热交换。压差 (ΔP)从单相液体换热的 5.9kPa 上升到种泡热控沸腾时的 6.7kPa 。加热膜上的最高温度略微下降;最低温度上升,温度曲线呈较高频的脉动,与流型的快速转化对应,此快速转化的温度波动并不会引起大幅的不稳定性压力波,在刚触发时由于过热液体内部热量快速传给种泡,引起种子气泡向通道上下游两向迅速生长,使压差线略微过冲。标准偏差 Stdev 数从种子气泡触发前的 3.2°C 降到受控时的 2.5°C ,表明芯片上的温度均匀性有很大改善。

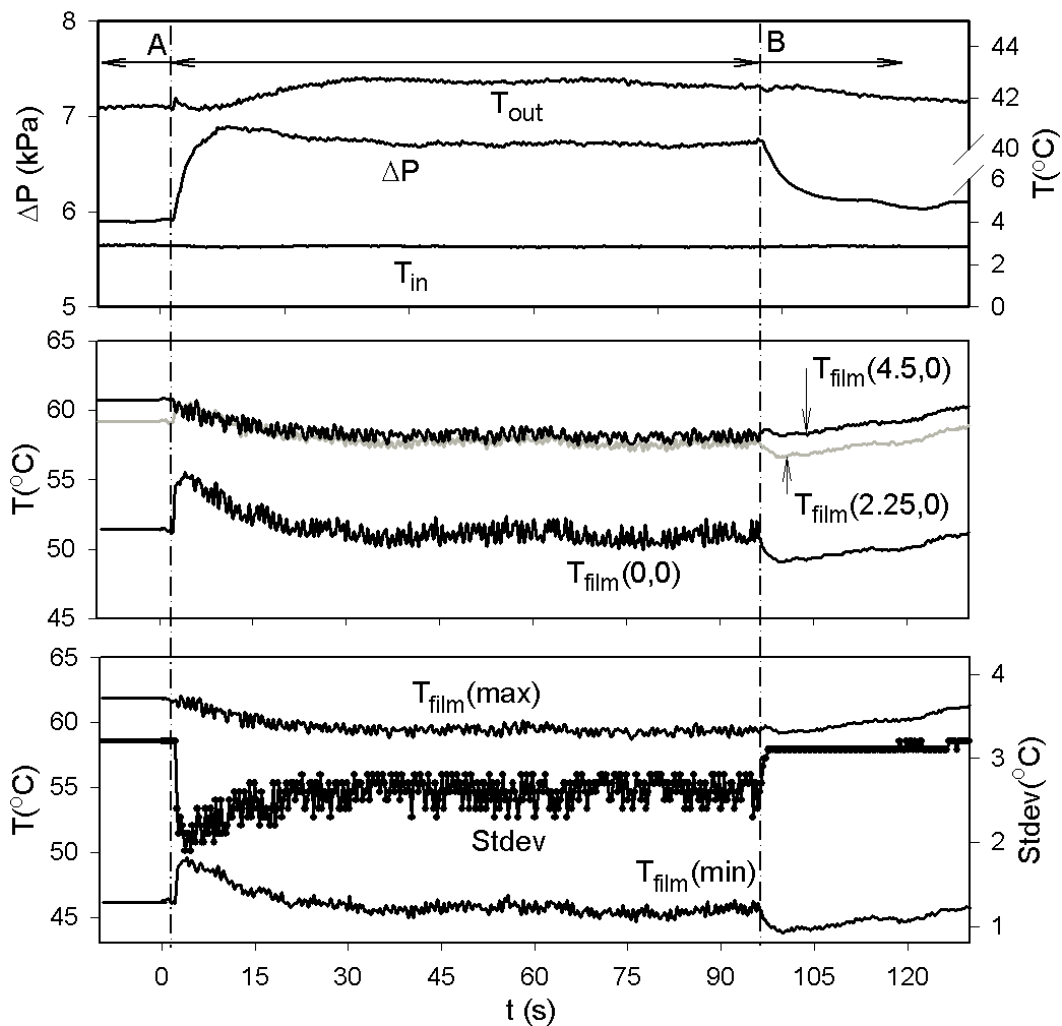


图 2-7 Mode 1 压力温度参数图

图 2-8 为该工况对应种泡热控(SBGH)时,芯片中心 4mm 长的通道 Ch #1 内的流型图,由其可见 Mode 1 对应的流型为间歇式的长弹状流,长弹状流的与单相液体的间歇频率和种子气泡的发泡频率一致。a 图为未热控时的五通道内的单相过热液体流型, b,c 图热控时 1,3 通道内的代表流型图,在 $t=7.67\text{ms}$ 时,种子

气泡到达 $x=6.8\text{mm}$ 处，接着它就从周围的过热液体快速吸热生长成长汽弹，并同时向通道的上下游膨胀，由于压力的持续作用，长汽弹向下游生长的速度比向上游回弹生长的速度快得多，向上游回弹至力平衡后最终被推出通道。在 $t=107.67\text{ms}$ 时，第二个脉冲激励出的种子气泡流入热微通道并开始快速生长，不断重复上述过程就形成了特有的低频低 Bo 数 (Mode 1) 热控下的触发沸腾现象。c 图为 1,3 通道内气泡的后界面连续两周期沿流向位置上的轨迹图，可见气泡的每次吸热生长具有很好的重复性。

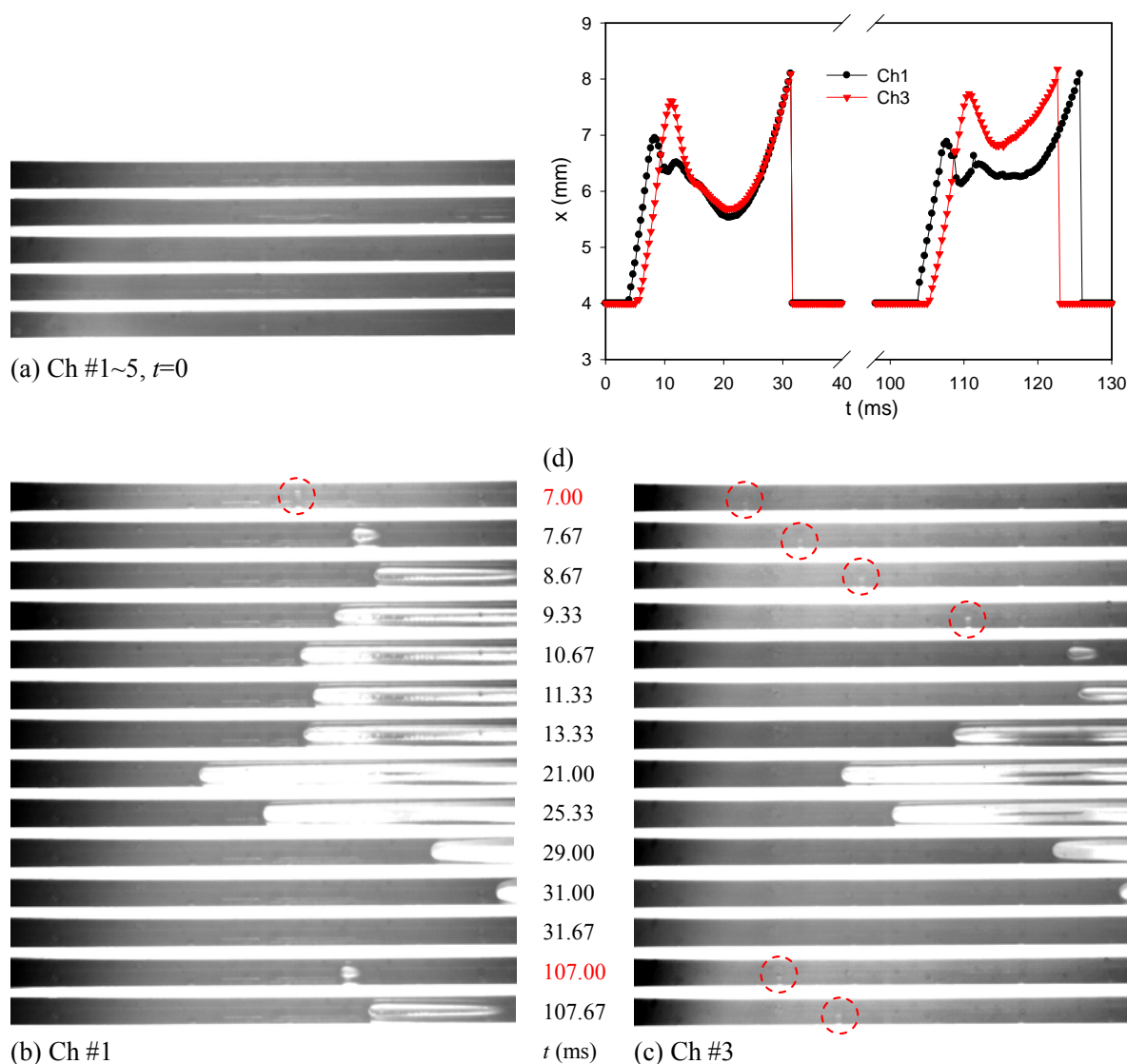


图 2-8 Mode 1 代表流型图

图 2-9 为该工况下，背面主加热膜中心线上的温度随时间的波动图。红外温度云图主要包括三个阶段：触发前的单相过热流动换热，温度一般比较高；发泡后种泡流进热的微通道快速生长并维持两相沸腾状态，在通道内进行相变换热，由于相变换热带走的热量多，所以在发泡后种泡控制下的沸腾换热使芯片的温度

降低；关闭发泡，系统在很短的时间内又回复到单相过热流动换热模式，芯片的温度随之升高。热控时云图上很多毛刺，主要是因为 10hz 的间歇性发泡沸腾引起的，而压力波没有大幅度波动主要是因为流型的沸腾周期性太快，压力表未能测出此种响应。

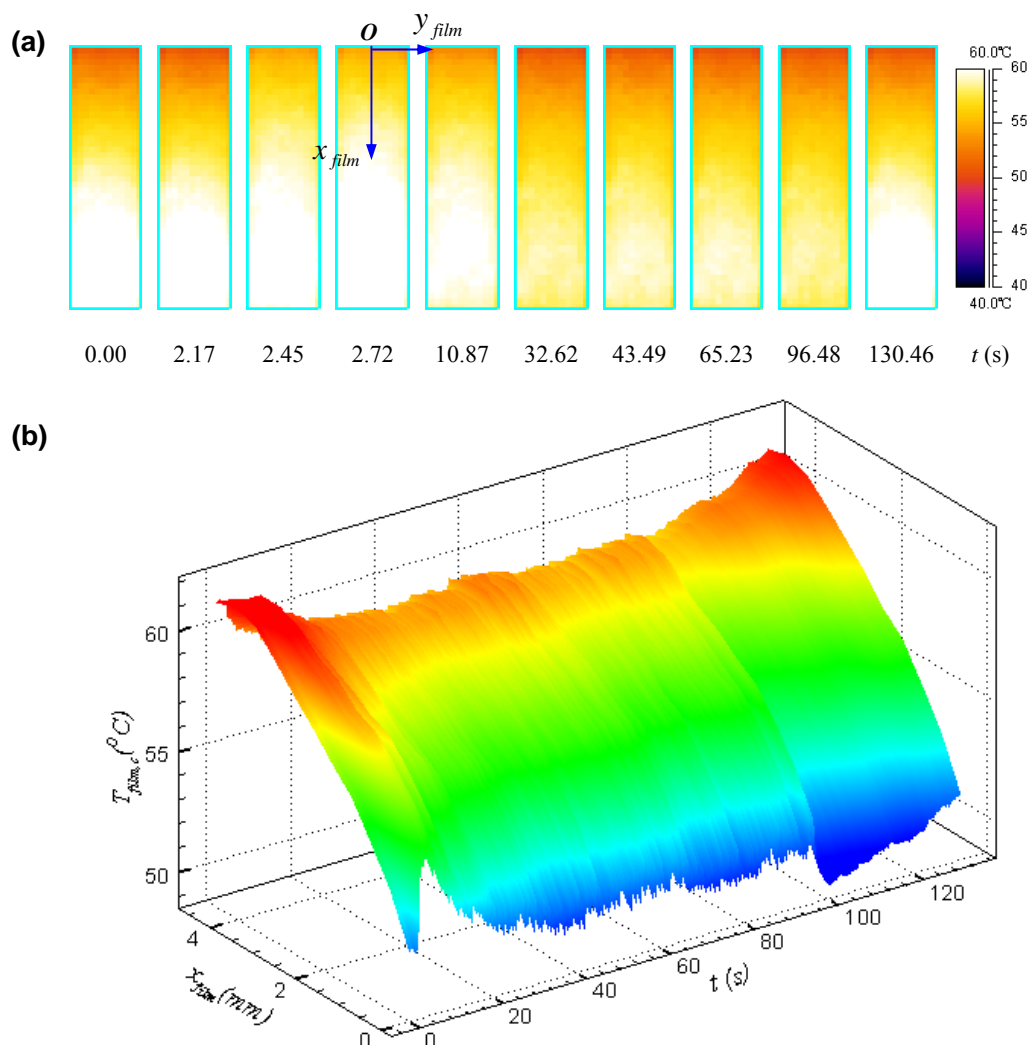


图 2-9 Mode 1 中心线上红外温度时间云图

2.5.4 触发沸腾Mode2

在与 Mode1 同样的条件下，用高频率(100Hz 以上)的脉冲激励发泡时，就产生 Mode2 高频低 Bo 数下的种子气泡触发沸腾模式，其压力温度参数图如图 2-10 所示。压力降，流体的进出口温度以及加热膜上的温度响应方式和 Mode1 类似。当温度曲线没有小幅脉动且非常平稳光滑，原因主要是其热控时的流型是稳定的珠串泡状流换热，高频率脉冲激励在很短的瞬间产生种子气泡序列，顺序流进通道后，通道内过热热量被所有的种子气泡分担吸收，气液的接触面积增多，以至

每个种子汽泡吸热不多，不会成长汽弹堵住通道，因此不会有较大的压力和温度波动产生。触发种子汽泡后，加热膜上的最高温度下降 $5\sim 6^{\circ}\text{C}$ ，表明比 Model 1 模式的换热强，原因主要是汽液的接触面积大，换热充分。

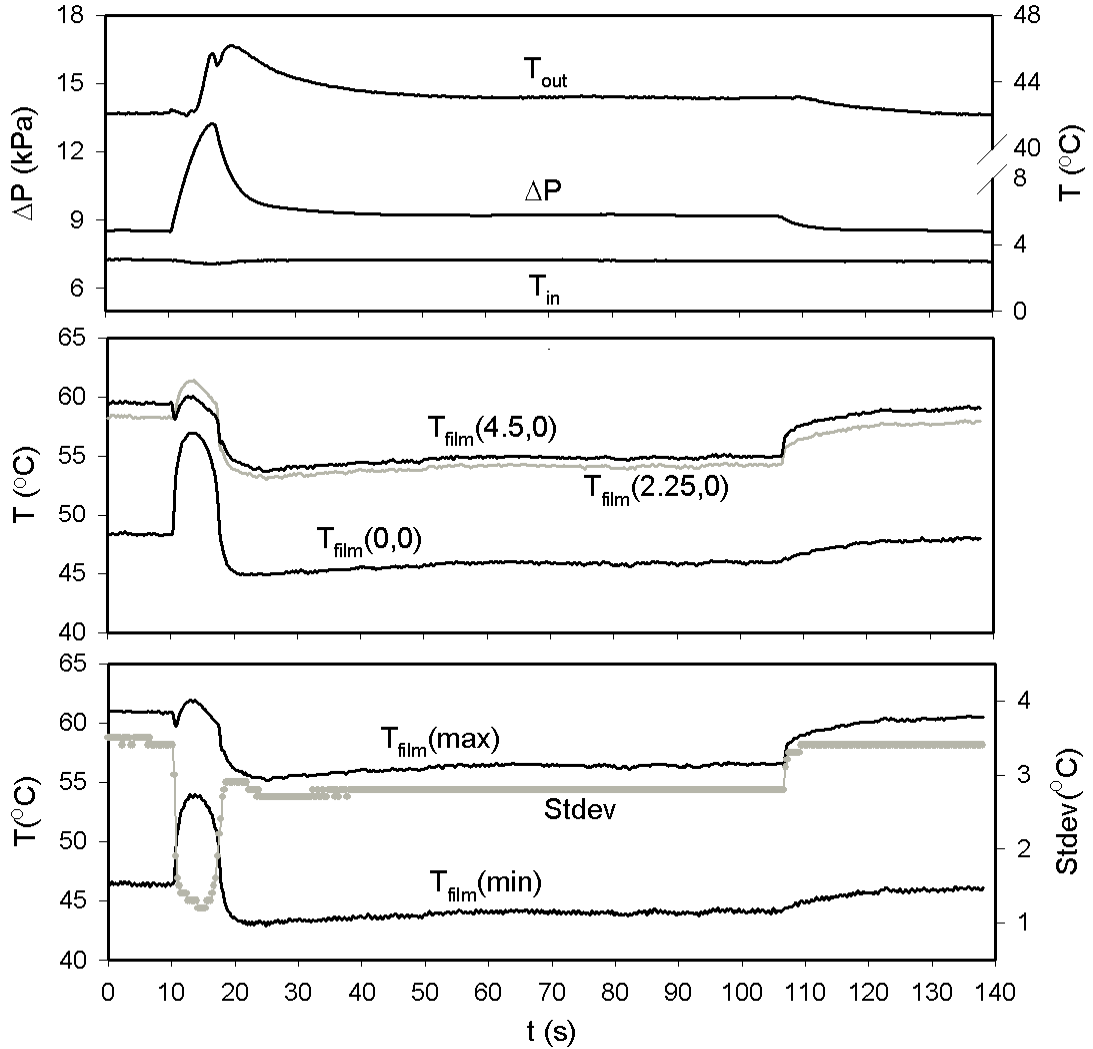


图 2-10 Mode 2 压力温度参数图

图 2-11 为为该工况对应种泡热控(SBGH)时，芯片中心 4mm 长的通道 Ch #1 内的流型图，由其可见 Mode 2 对应的流型为稳定的珠串泡状流。a 图为热控时的五通道内某时刻代表性稳定的珠串泡流型，b 图为热控时第 1 通道内的代表流型时间顺序的流型图，在 $t=1.33\sim 6.67\text{ms}$ 内，进入通道的种子汽泡从周围的过热液体吸热逐渐生长，并向通道的下游流动，时间上后进入的气泡在通道的空间上排成序列。c 图为 1,3 通道内汽泡的后界面连续两周期沿流向位置上的轨迹图，可见汽泡的在通道内的生长吸热成抛物线状，且中间通道因为流量分配的缘故生长反弹要慢些，因此在 c 图上其曲线的斜率要小些。

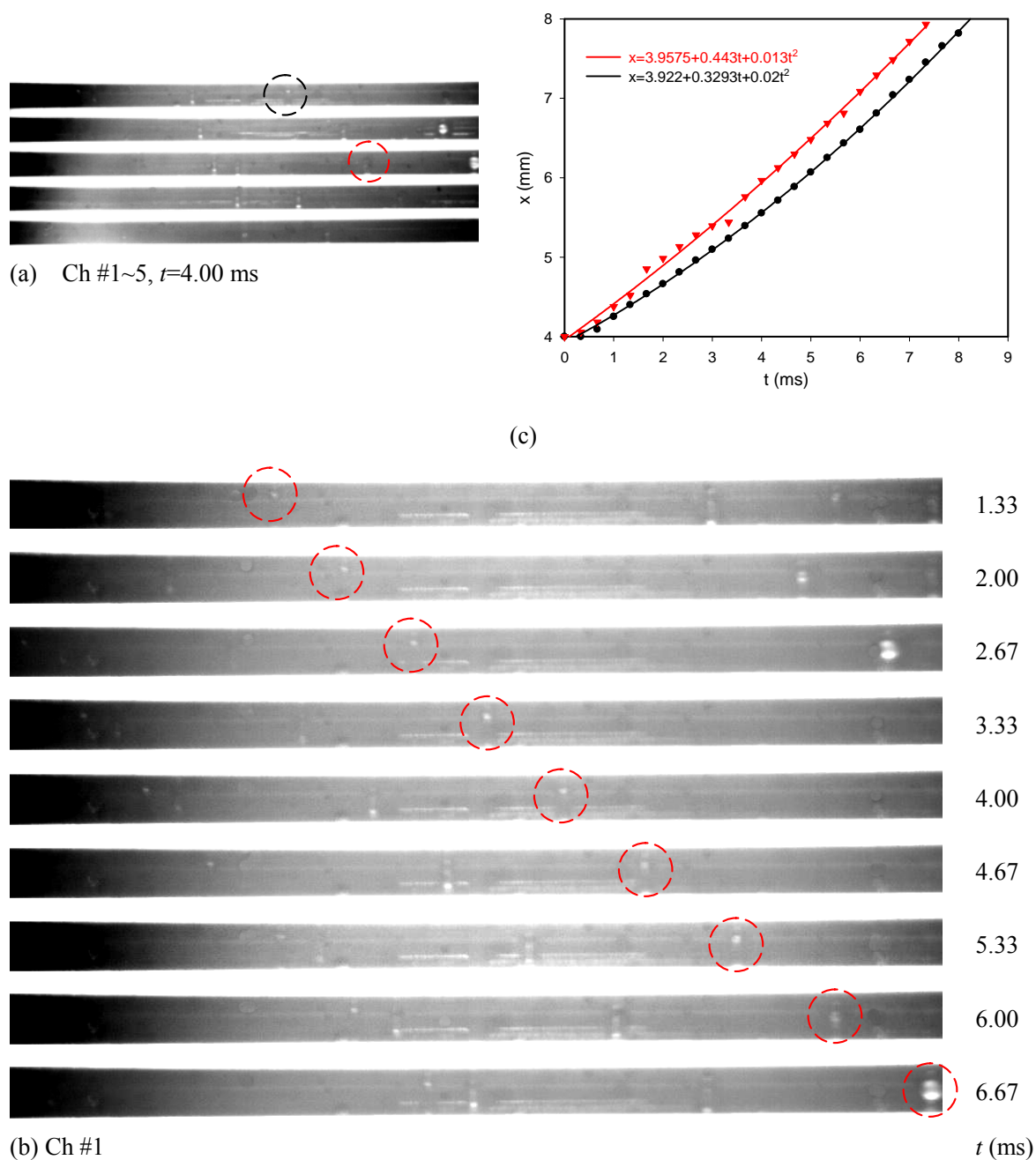


图 2-11 Mode2 代表流型图

图 2-12 为该工况下，背面主加热膜中心线上的温度随时间的云图。此红外温度云图包括：触发前的单相过热流动换热时温度比较高；发泡后种泡流进热的微通道快速生长并维持两相泡状流，在通道内进行相变换热，由于相变换热带走的热量多，使芯片的温度大幅降低；关闭发泡，系统在很短的时间内又回复到单相过热流动换热模式，芯片的温度随之升高。本工况热控时云图表现平稳，主要是因为高频发泡汽液的接触面积增多，吸热充分，减小了两相间的热力学不平衡。

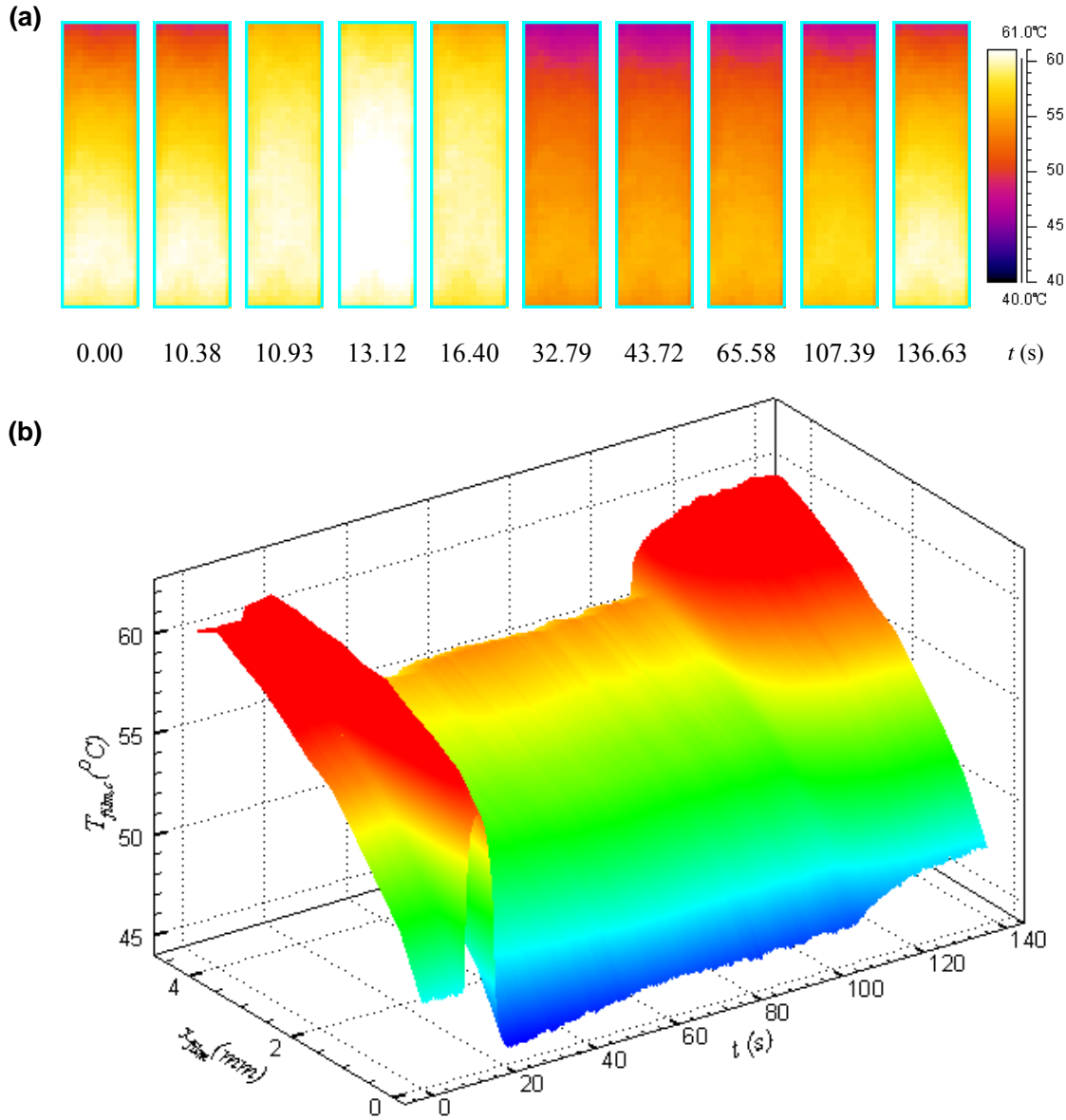


图 2-12 Mode 2 中心线上红外温度时间云图

2.5.5 触发沸腾Mode3

触发沸腾 Mode3, 其沸腾数 Bo 在 $1.6\sim 1.8\times 10^{-3}$ 的实验范围内, 所有的工况均出现压力与温度等参数的大幅波动, 这种大幅波动在高低频都有可能发生; 代表的运行工况参数为 $G=377.9\text{kg/m}^2\text{s}$, $q=316.4\text{kW/m}^2$, $Bo=0.001634$, $f=1000\text{Hz}$, 如图 2-13 所示。发泡前通道内为过热的单相流动换热, 种子汽泡触发沸腾后通道内出现大幅度长周期的压力、温度波动。压差波的振幅为 1.82kPa , 周期为 24.2s 左右, 进出口的温度波动和压差波动的相位一致, 温度波动的振幅约为 $5\sim 7^\circ\text{C}$, 在加热薄膜的流向不同位置有不同的振幅, 通道入口处振幅要高于出口处的振幅。

加热薄膜上的标准偏差也以同样的频率波动，但与压差波反相。

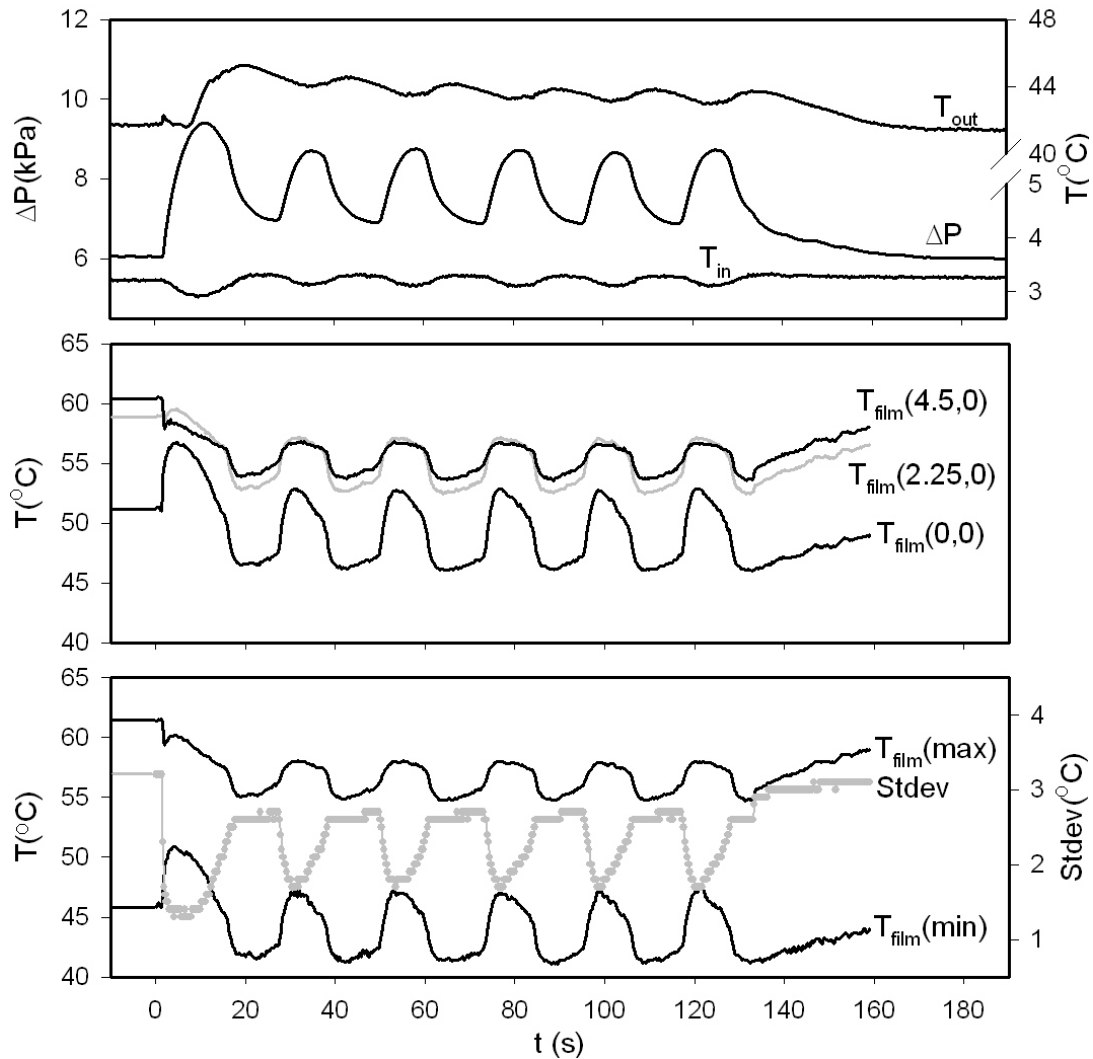


图 2-13 Mode 3 压力温度参数图

图 2-14 为其热控时的流型图，a 图为热控时的压差波处于波谷时刻的代表性泡状流流型，b 图为压差波处于波峰时刻的代表性弹状流流型流型图，热控时通道内的流型总是在这两种流型间相互转化。c,d 图分别为 1, 3 通道在各时刻的时序流型图，在 $t=40\text{s}$ 左右时，热通道内主要是泡状流换热， $t=50$ 到 58s 时，通道内后段的泡状流吸热生长成弹状流并向通道入口回弹生长，随后由于压力的升高又被冲入的泡状流推出通道，如此反复，形成大幅波动的不稳定流动传热现象，这种不稳定性产生的原理并不同于 Mode1 的波动，大幅波动的频率也与种子气泡的发泡频率无关，与很多学者如 Wu and Cheng (2003) [35] 所报道的沸腾通道内的间歇沸腾不稳定性很类似。

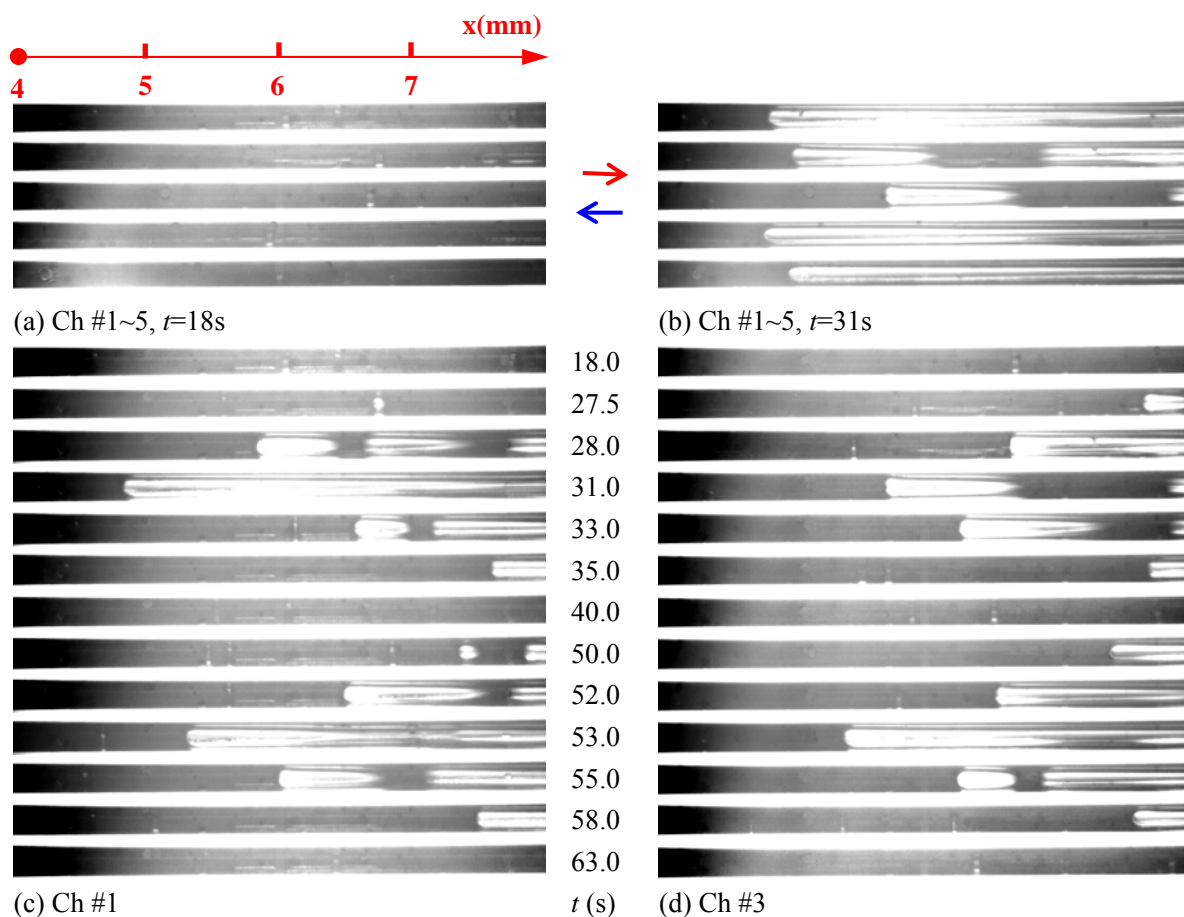


图 2-14 Mode3 代表流型图

图 2-15 为该工况下，背面主加热膜中心线上的温度随时间的波动图。红外温度云图在触发前的温度比较高；发泡后种泡流进热的微通道快速生长并维持两相相变换热，振荡转化的流型使温度云图产生大幅度波动，但芯片上温度波的最高值比发泡前温度的最高值要低，说明种子汽泡不稳定性触发沸腾模式产生的振荡流也能强化换热。

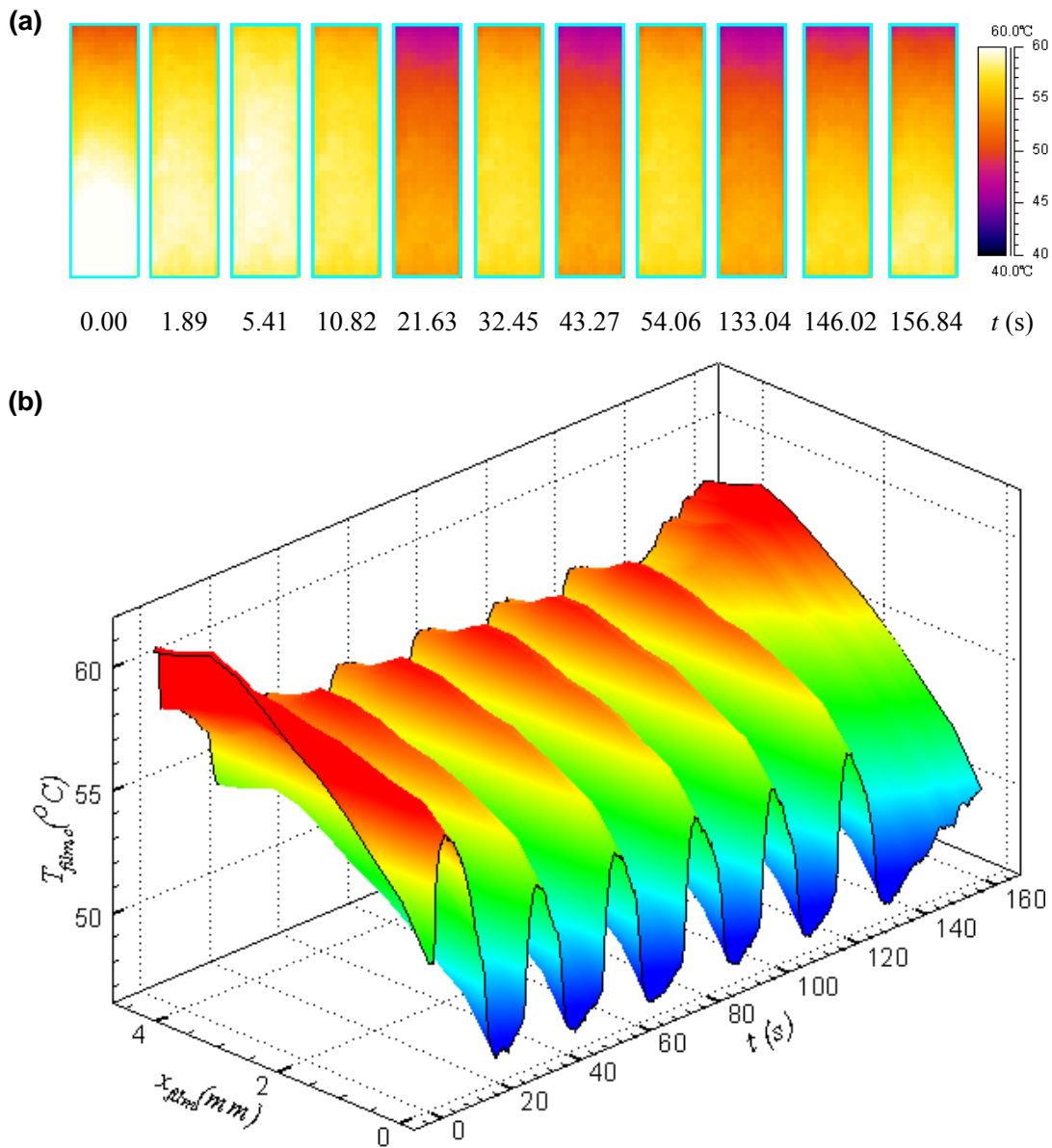


图 2-15 Mode3 中心线上红外温度时间云图

2.5.6 触发沸腾Mode 4

还有一种稳定性触发沸腾为 Mode 4，发生在沸腾数 Bo 超过 1.85×10^{-3} 时的高过热工况。代表性工况的运行参数为 $G=377.9\text{kg/m}^2\text{s}$, $q=397.5\text{kW/m}^2$, $Bo=0.002048$, $f=2000\text{Hz}$ ，如图 2-16 所示，与 mode 2 触发沸腾工况相似，在种泡热控下，这是一种非常稳定的沸腾换热模式，但由于沸腾数 Bo 的值相对高，发泡前芯片上的过热度 $\Delta T_{\text{sup,max}}=T_{\text{film,max}}-T_{\text{sat}}$ 达 14°C ；发泡热控后，出口温度达 54°C ，接近丙酮的沸点 56.3°C ，在稳定的热控模式下，芯片上最高温度值下降近 10°C 。

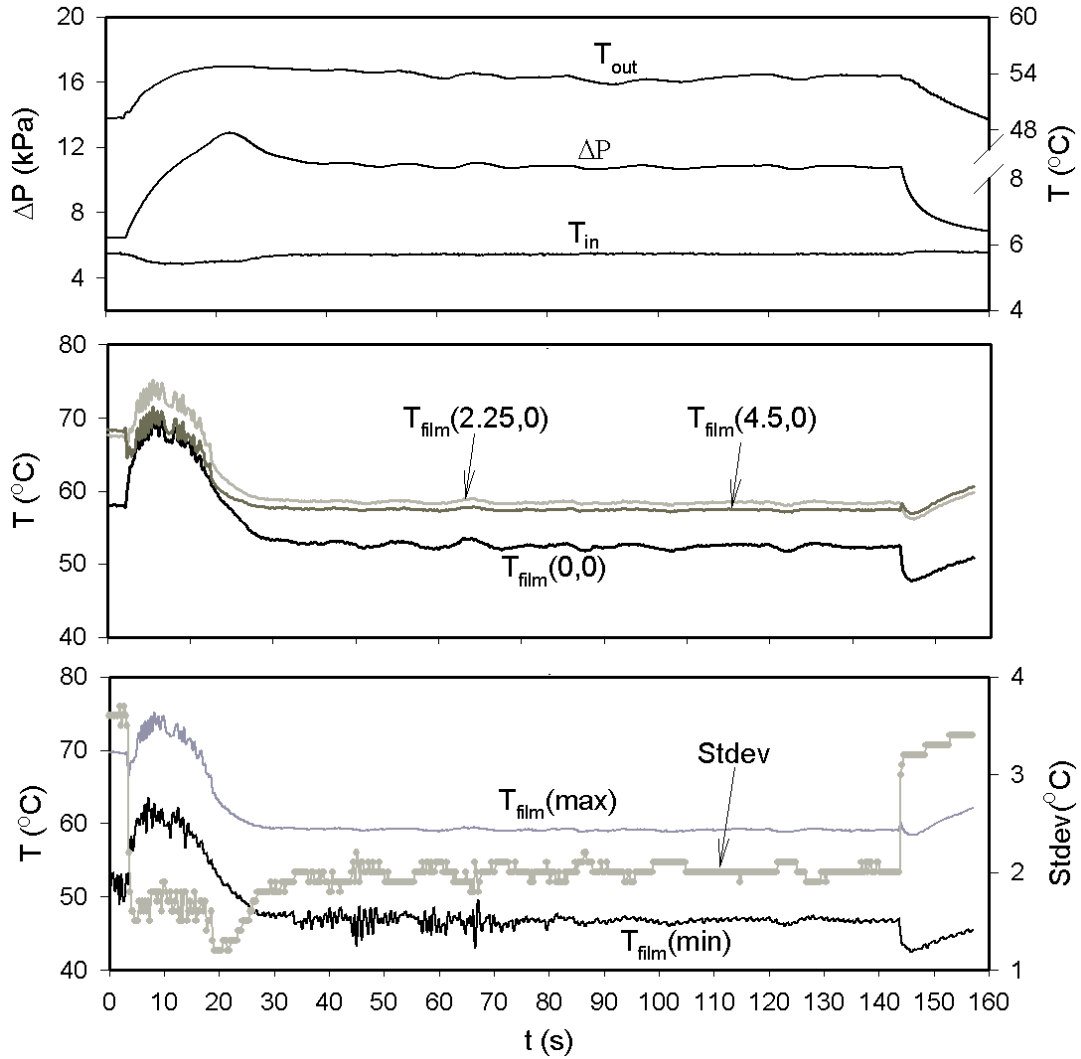


图 2-16 Mode 4 压力温度参数图

图 2-17 为此工况对应芯片中心 4mm 长的通道 Ch #1 内的瞬态流型图，圆型的珠串汽泡流流型保持在微通道的上游 ($x < 5 \sim 5.5 \text{mm}$)，在微通道的后部 ($x > 5.5 \text{mm}$) 保持较长的弹状流流型。弹状流在流动的过程中不断长大聚成长汽弹，流型在不断的生长过程中于 $x = 5 \sim 5.5 \text{mm}$ 处保持着从圆泡状流向弹状流转化的亚稳定界面，这种快速转化的亚稳定界面不会引起压差与温度等参数的波动。提高触发频率，在时间序列里生成的泡在微通道里排列成空间序列，增大了过热液体向种子汽泡传热的汽液界面，从而更容易达到汽液相之间的热平衡，极大降低了芯片上的温度。

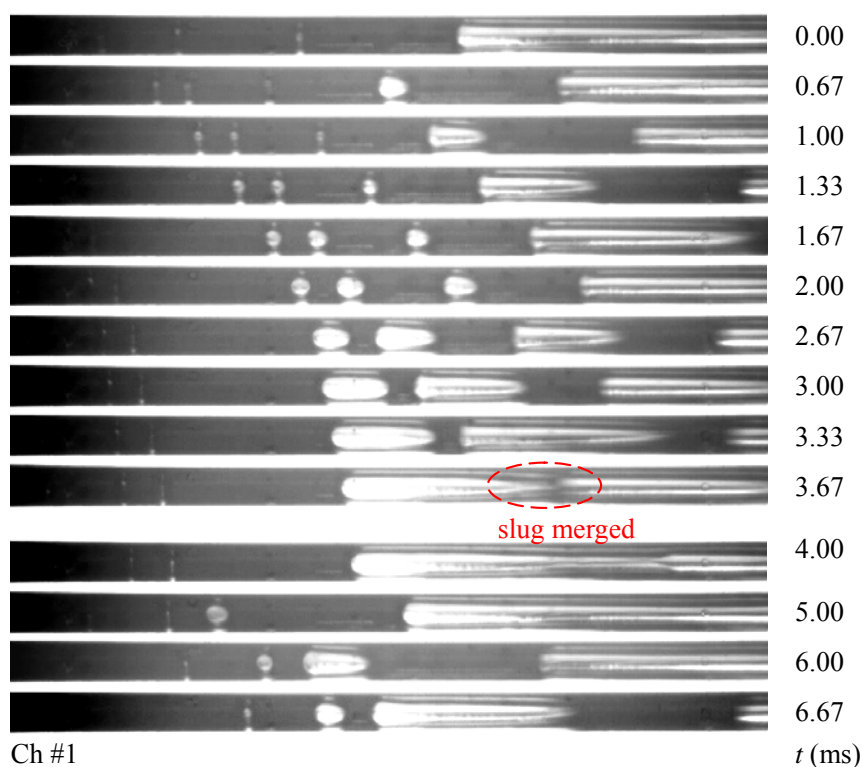


图 2-17 Mode4 代表流型图

图 2-18 为该工况下，背面主加热膜中心线上的温度随时间的波动图。红外温度云图在触发前的温度很高约为 74°C ；发泡后种泡流进热的微通道快速生长并维持两相稳定弹状流换热，极大程度的吸收了热通道内的热量，降低了芯片上的温度，使其上的温度的维持在饱和温度附近，吸热充分减小了两相间的热力学不平衡。

2.5.7 热控沸腾模式转化与影响因素分析

2.5.7.1 频率对触发沸腾模式转化的影响

本实验中出现的触发沸腾的大幅波动不稳定性与种子气泡的发泡频率及沸腾 Bo 数相关，下面先对换热流动分区图 2-6 中的转换线上的工况进行分析。对 $Bo=0.00149$ 线附近的四个工况，其流量和热量保持不变 $G=598.40\text{kg/m}^2\text{s}$ ， $q=456.62\text{kw/m}^2$ ，频率从依次 10，100，1000，2000Hz 变化时，所产生的压差波动如图 2-19(a)所示， $f=10\text{Hz}$ 时，工况所产生的流动换热方式为稳定触发沸腾 mode2，其他的三个频率下的触发沸腾都为不稳定性触发沸腾 mode3，且压力逐渐上升，压差的振幅越来越大，从 100Hz 时的 1kPa 增到 2000Hz 时的 3kPa 左右。由此可见，随触发频率的上升，在低沸腾 Bo 数的范围内，换热流动可能会出现

由稳定向不稳定性的热控换热转换，且不稳定性逐渐增大发展。

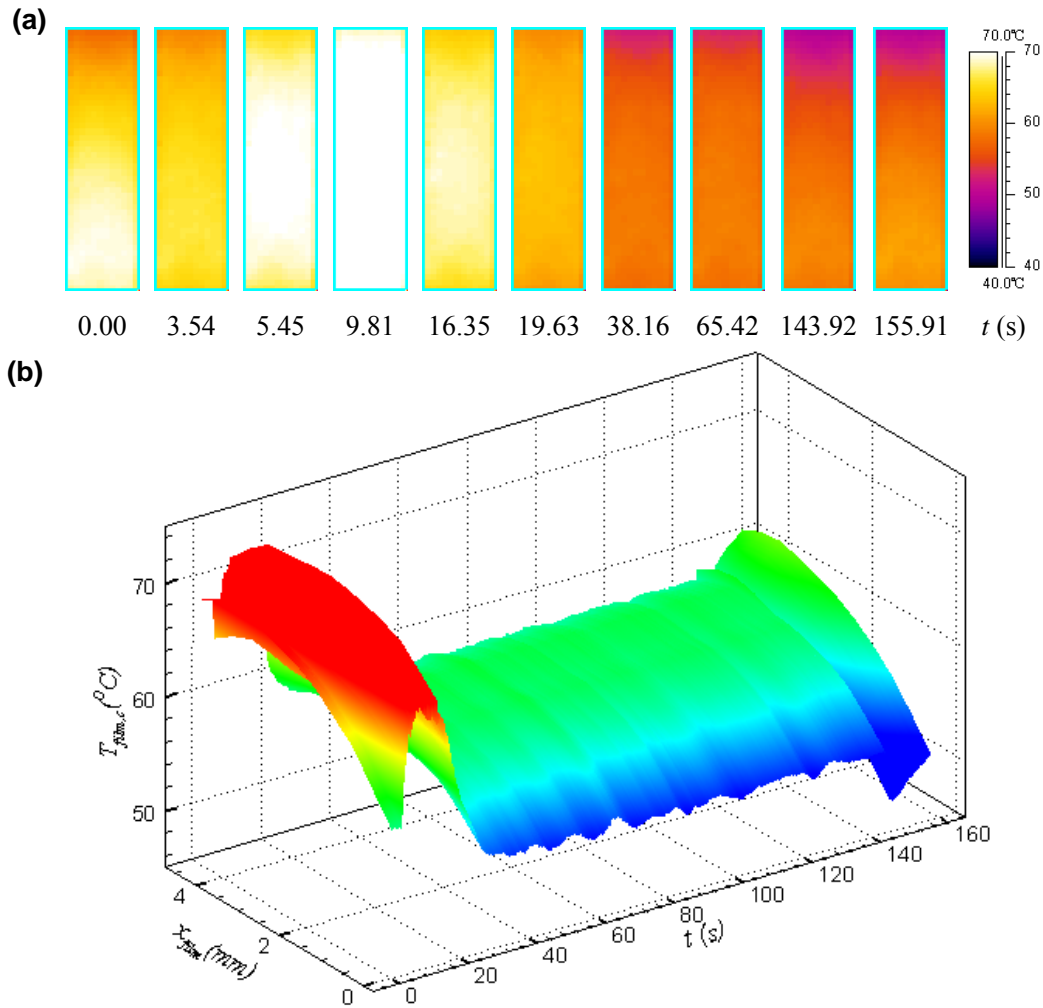


图 2-18 Mode4 中心线上红外温度时间云图

当在右侧转换线附近，既 $Bo=0.001849$ 的四个工况，当流量和热量保持不变 $G=598.40\text{kg/m}^2\text{s}$ $q=566.93\text{kw/m}^2$ ，频率依次从 1(图中未标出)，10，100，1000Hz 变化，所产生的压差波动却与左侧线转换线的趋势相反，如图 2-19 (b)所示， $f=1$ ，10Hz 时，工况所产生的流动传热方式为不稳定性触发沸腾 mode3，随着发泡频率的进一步提高，不稳定性触发沸腾逐渐都转换成稳定的沸腾换热模式 mode4，且压力逐渐上升，压差的振幅越来越小，从 1Hz 时的 4kPa 减到 100Hz 时完全稳定。可见随触发频率的上升，在高沸腾 Bo 数范围内，沸腾换热会由不稳定性的热控向稳定热控换热转换，系统运行趋向稳定。

2.5.7.2 Bo 数对不稳定性触发沸腾的影响

图 2-19 (c)为固定流量及发泡频率 $G=598.40\text{kg/m}^2\text{s}$ ， $f=100\text{hz}$ ，改变加热量，研究 Bo 数对沸腾不稳定性影响的压差波动。由图可见， Bo 数等于 1.506×10^{-3}

时，不稳定性的压差波振幅约为 2.2kPa，周期约为 26s，在依次增大 Bo 数时，种子气泡触发引起的沸腾不稳定性压差波动的周期逐渐减小， Bo 数增大到 1.801×10^{-3} 时，不稳定性的压差波振幅约为 2kPa，周期约为 8.2s； Bo 数逐渐增加，系统的运行压力也随之升高，不稳定性波动频率增高，当振动的幅度基本不变化，大小维持在 2kPa。

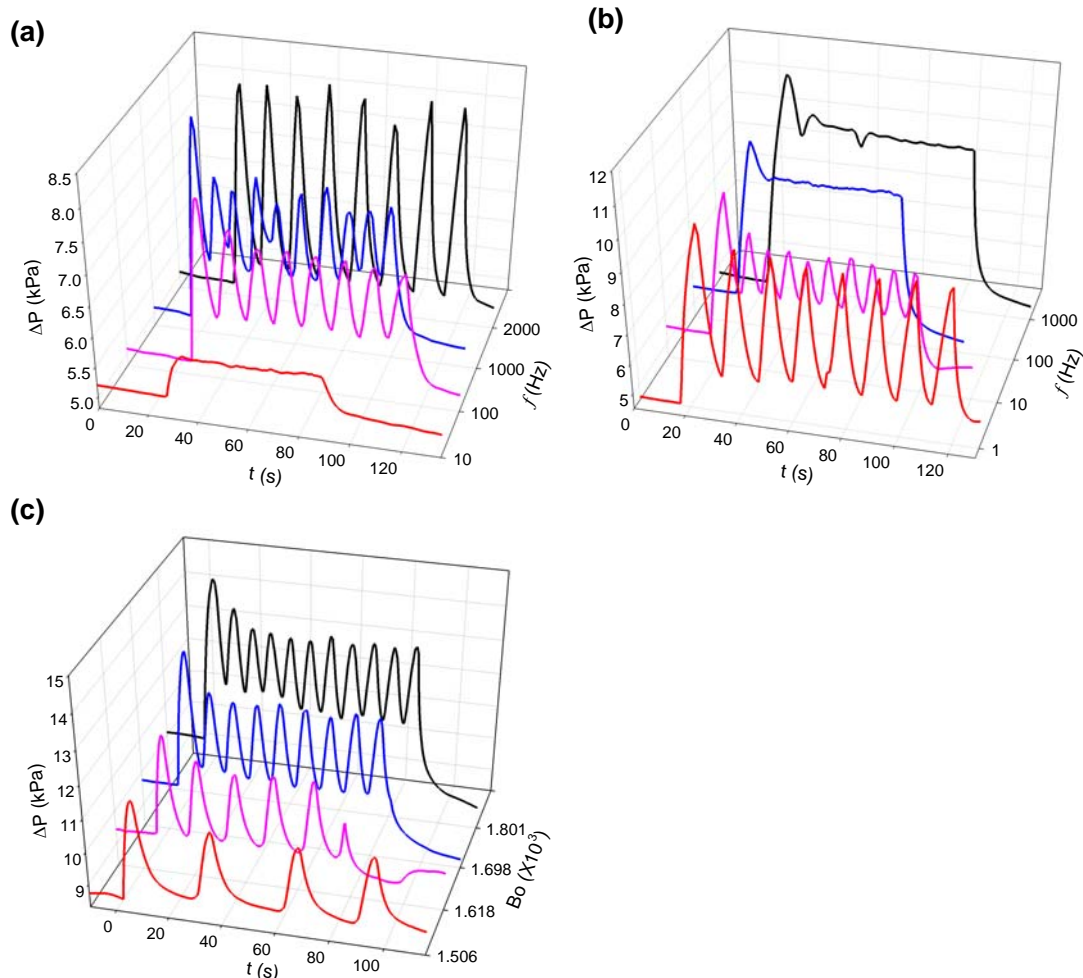


图 2-19 (a)低 Bo 数下发泡频率对触发沸腾压差的影响 (b)高 Bo 数下发泡频率对触发沸腾压差的影响 (c) Bo 数对不稳定性沸腾压差波动的影响

2.5.8 触发沸腾换热评价

现在来研究触发沸腾的换热效果，在图 2-20 中给出了三个 Bo 数 1.514×10^{-3} ， 1.801×10^{-3} ，及 2.048×10^{-3} 时主加热膜中心线上的温度变化分布，在各图中工质的饱和温度是 56.3°C ，温度沿流向先增加后略减小，这主要是因为轴向的导热引起的。

图 2-20a 的运行参数为 $G=598.4\text{kg/m}^2\text{s}$ ， $q=461.1\text{kW/m}^2$ ， $Bo=0.001514$ ，蓝线表

示未发泡热控工况，其斜率最大说明在流向上温度分布最不均匀， $f=10\text{Hz}$ 低频触发使其在流向上温度分布略为均匀但不明显，如黑线所示； $f=100\text{Hz}$ 后沸腾不稳定产生，但流向上温度均匀性有显著改进，如红线所示； $f=2000\text{Hz}$ 时温度均匀性显著改进的同时，不稳定性的幅度也大大减小，如黄线所示。

图 2-20b 运行参数为 $G=598.4\text{kg/m}^2\text{s}$, $q=533.99\text{kW/m}^2$, $Bo=0.001801$ 的典型 Mode3 工况，除了 $f=10\text{Hz}$ 和未发泡热控外，其它频率下发泡热控均出现触发沸腾不稳定性的波动，但无论是稳定还是不稳定性的沸腾换热模式，中心线上的温度都低于未热控时的最高值。

图 2-20c 运行参数为 $G=377.94\text{kg/m}^2\text{s}$, $q=397.54\text{kW/m}^2$, $Bo=0.002048$ 的典型 Mode4 工况，未热控时，过热温度高达 13°C ， $f=1000\text{Hz}$ 发泡热控后，过热温度仅为 3.5°C ，越高的发泡频率激励，流向上温度分布越均匀，在 $f=1000$ 到 2000Hz 时芯片流向上温度分布接近饱和温度，说明了通道内两相流间的热非平衡性减小到了极限，芯片内换热效果最为明显，为最佳的运行方式，继续增加种子汽泡的触发频率将没有更为明显的效果。

对应图 2-20，在表 2-2 中给出了各工况下的时均传热系数值，稳定换热工况只有一个值与其对应，不稳定性的工况给出其最高值和最低值，如‘44.31 (56.21)’指传热系数最低值为 $44.31\text{ kW/m}^2\text{K}$ ，传热系数最高值为 $56.21\text{ kW/m}^2\text{K}$ 。从此表可以看出，种子汽泡热控下换热大大增强，如在运行参数为 $G=377.9\text{ kg/m}^2\text{s}$, $q=397.5\text{ kW/m}^2$ ， $Bo=0.002048$ 时，传热系数的数值为 $17.92\text{ kW/m}^2\text{K}$ ，在 $f=2000\text{ Hz}$ 发泡热控时，其数值升为 $98.55\text{ kW/m}^2\text{K}$ ，因此大幅度强化了换热。

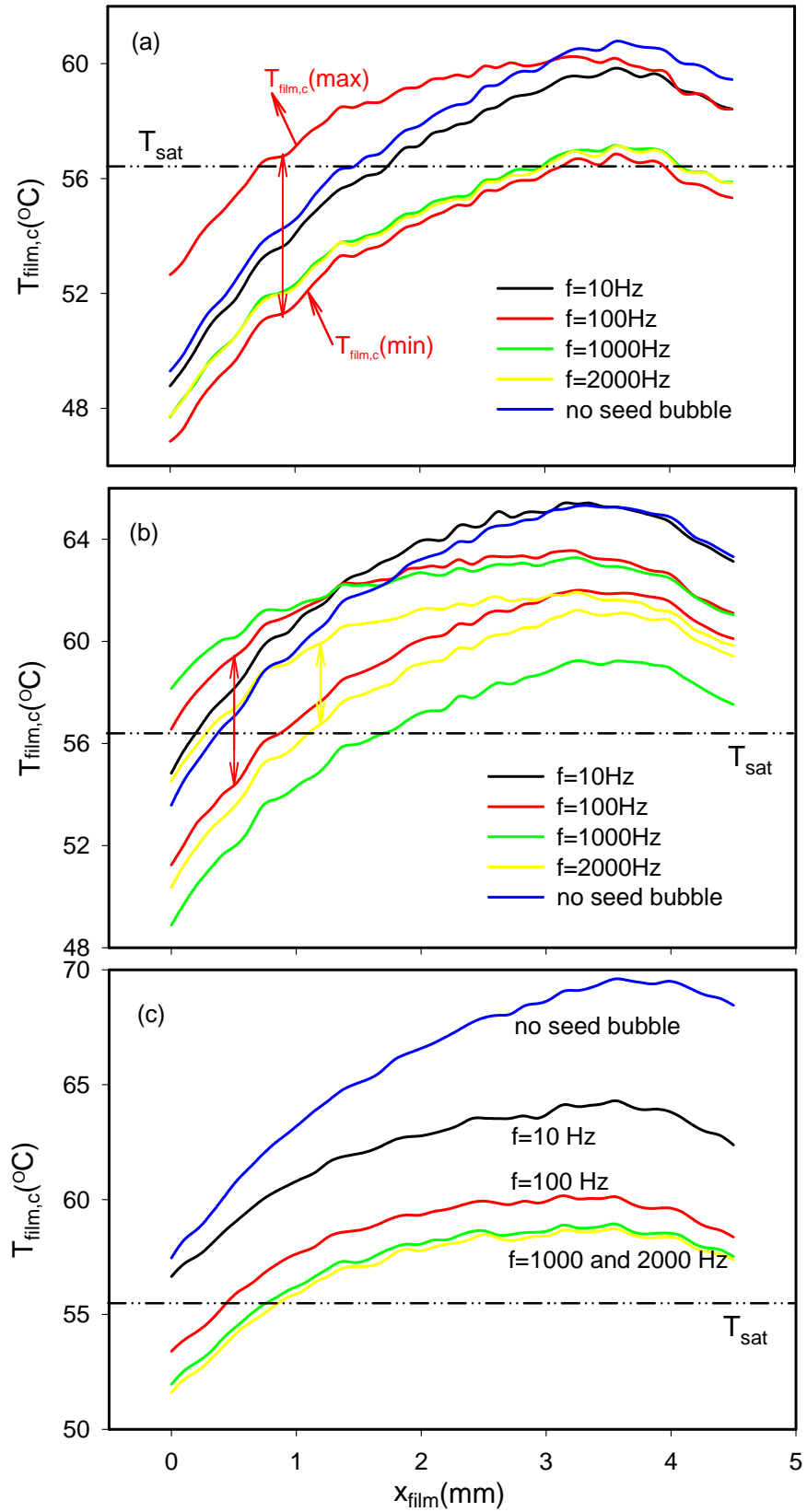


图 2-20 中心线上的温度流向分布

表 2-2 各工况下时均传热系数值

G	q	Bo	f (Hz)				
			0	10	100	1000	2000
			α				
kg/m ² s	kW/m ²	$\times 10^3$	kW/m ² K				
598.4	461.10	1.514	61.89	78.15	70.04 (79.05)	102.47	106.41
	533.99	1.801	35.56	39.46	44.31(56.21)	45.90 (108.98)	57.01 (112.3)
377.9	397.50	2.048	17.92	29.81	61.63	90.34	98.55

2.6 本章小结

1. 本文提出种子汽泡触发微通道内的沸腾换热思想，通过改变发泡频率实现了控制微通道内沸腾流型和传热。

2. 发现触发沸腾的四类不同沸腾压力波动，以种子汽泡发泡频率和触发沸腾 Bo 数建立了触发沸腾波动分类的流型分区；

3. 对每种波动流型的压力降，温度波动，流型做了定量定性的细致研究，发现各触发沸腾能控制沸腾的起始点，在很低的过热度下就能触发通道内的相变换热，使通道内的换热系数提高，并对芯片温度的均匀性有显著的改善。

4. 第四类波动在较高过热度下发生，对芯片温度的均匀性改善最佳，此对以极为光滑的硅基微通道应用于电子冷却有重要的意义。

5. 在低 Bo 数下，随发泡频率的增加，换热流动可能会由稳定向不稳定性沸腾转换，且不稳定性逐渐增大发展；在较高 Bo 数下，现象相反。设定发泡频率，沸腾系统随 Bo 数逐渐增加，运行压力也随之升高，不稳定性波动频率增高，当振动的幅度基本不变。

6. 大幅不稳定性触发沸腾的周期性并不是与种子汽泡的发泡频率精准对应的，当发泡频率的改变会影响沸腾的周期性，甚至可能提高换热系数同时能彻底扼制不稳定性沸腾的发生。

本研究结果解决了电子冷却中沸腾起始点温度偏高的难题，保证了微传热系统在启动时不会过温烧毁，发现了触发沸腾不稳定性现象，对微传热系统启动及运行有重要指导意义。

第三章 并联微通道内种子汽泡抑制沸腾不稳定性研究

两相流动沸腾不稳定性是在各种水力学直径通道内所遇到的复杂现象,此现象已为国内外众多学者所证实,不稳定性沸腾时,很多影响因素同时且以耦合的形式起作用,两相流系统的不稳定性将会使部件产生有害振动,干扰系统的控制;使得局部热力过程发生变化,产生不均匀的热应力,导致传热恶化,造成设备热疲劳损坏。本章研究高 Bo 数时,即通道内自发产生沸腾不稳定性时,种子汽泡发泡热控下的流动沸腾换热。以丙酮为工质,在受热微通道入口处设置微汽泡发生器,采用脉冲电压激励产生可控微汽泡,并以微汽泡为种子尝试对热微通道内沸腾不稳定性及传热的控制。

3.1 实验设计

本章中,实验件的设计与加工,实验系统,实验过程,实验数据处理与不确定度分析与第二章相同,本实验中的每个热控工况的数据都对应有未触发及触发种子汽泡后的两种换热。

3.2 结果分析与讨论

3.2.1 大幅度不稳定性沸腾换热模式

本实验中,在质量流量为 $350\sim 900\text{kg/m}^2\text{s}$,背面加热热流为 $430\sim 940\text{kW/m}^2$ 的数据范围内,对每一工况采集的数据进行分析,发现所有的工况均会出现大幅度长周期的流动沸腾不稳定性。图 3-1 为运行参数在 $G=377.9\text{kg/m}^2\text{s}$, $q=452.8\text{kW/m}^2$ 及 $Bo=0.002335$ 时产生的流型转换及参数的大幅脉动,压力降和加热膜上的最值温度同相波动,脉动的周期 25.6s 左右,压力降的振动幅度达 5.1kPa;出口温度也与压力降同相脉动,但入口温度却反相;在每个波动周期,加热膜上的温度总是先达到最高值,通道内蒸汽快速产生后,反冲使压力降达到最大,因此时间上有些延迟;在加热膜上温度波的波峰带,又含着短周期的高频温度波,此现象说明温度波存在多尺度效应,高频的温度波主要是在两相环状流时,通道内的快速流型转换引起的,而长周期温度波主要与液相和两相环状流的转化相对应,此可由图 3-1b 的流型图得到证明, A 段时间内,温度波处于高温

波峰处, 微通道内对应流型为混沌流, 环状流, 和局部蒸干三种顺序快速转换的流型; 在 B 段的低温波谷处, 主要流型是单相液的入冲流, 温度的标准偏差和温度波的脉动几乎反相, 低温波谷处的标准偏差值较高, 说明此刻加热膜上的温度分布很不均匀, 在 A 段的高温温度波峰处, 由于处于两相流动换热, 潜热转化较多, 加热膜上的温度分布相对均匀, 所以对应的标准偏差值较低。

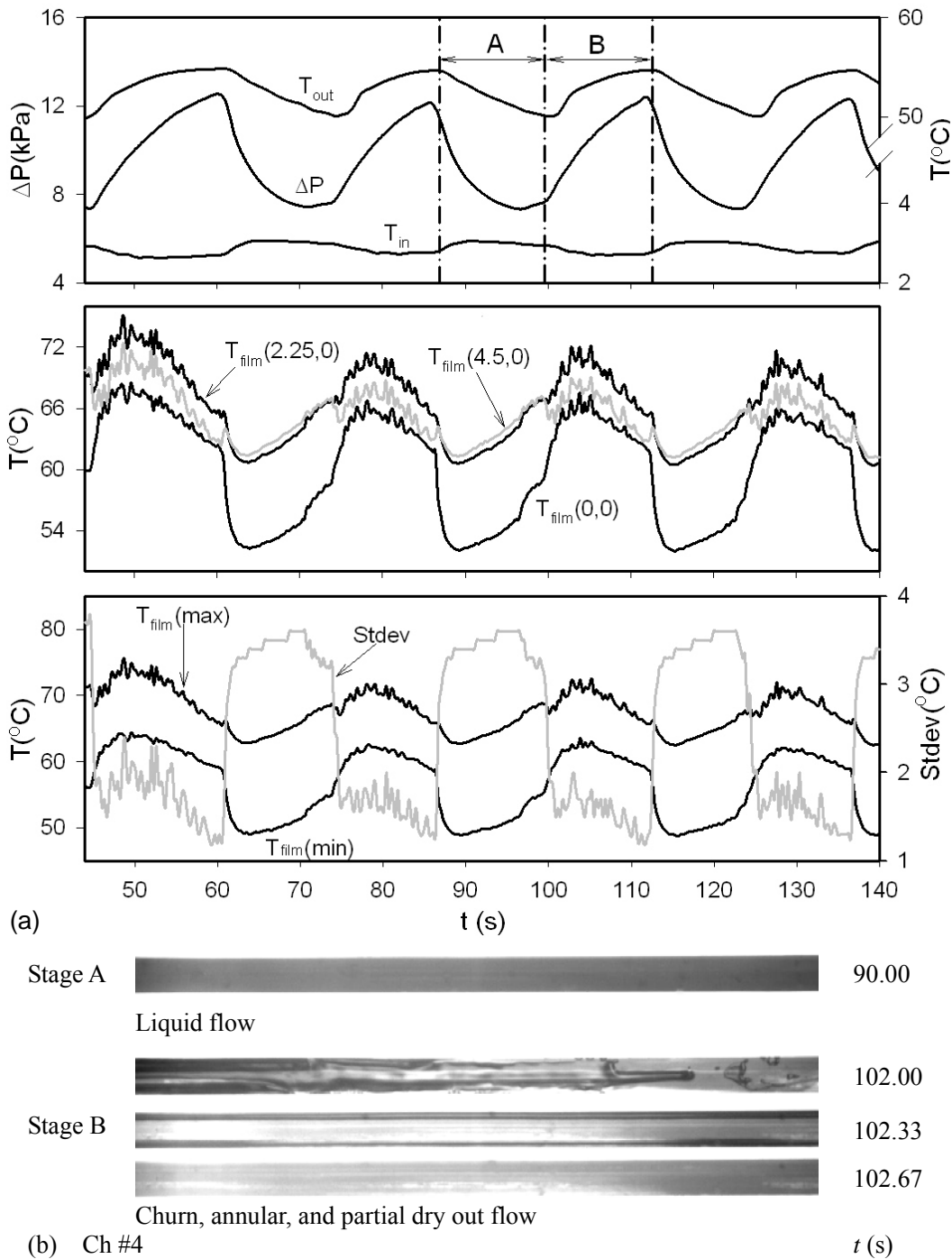


图 3-1 大幅度不稳定性沸腾压力温度流型图

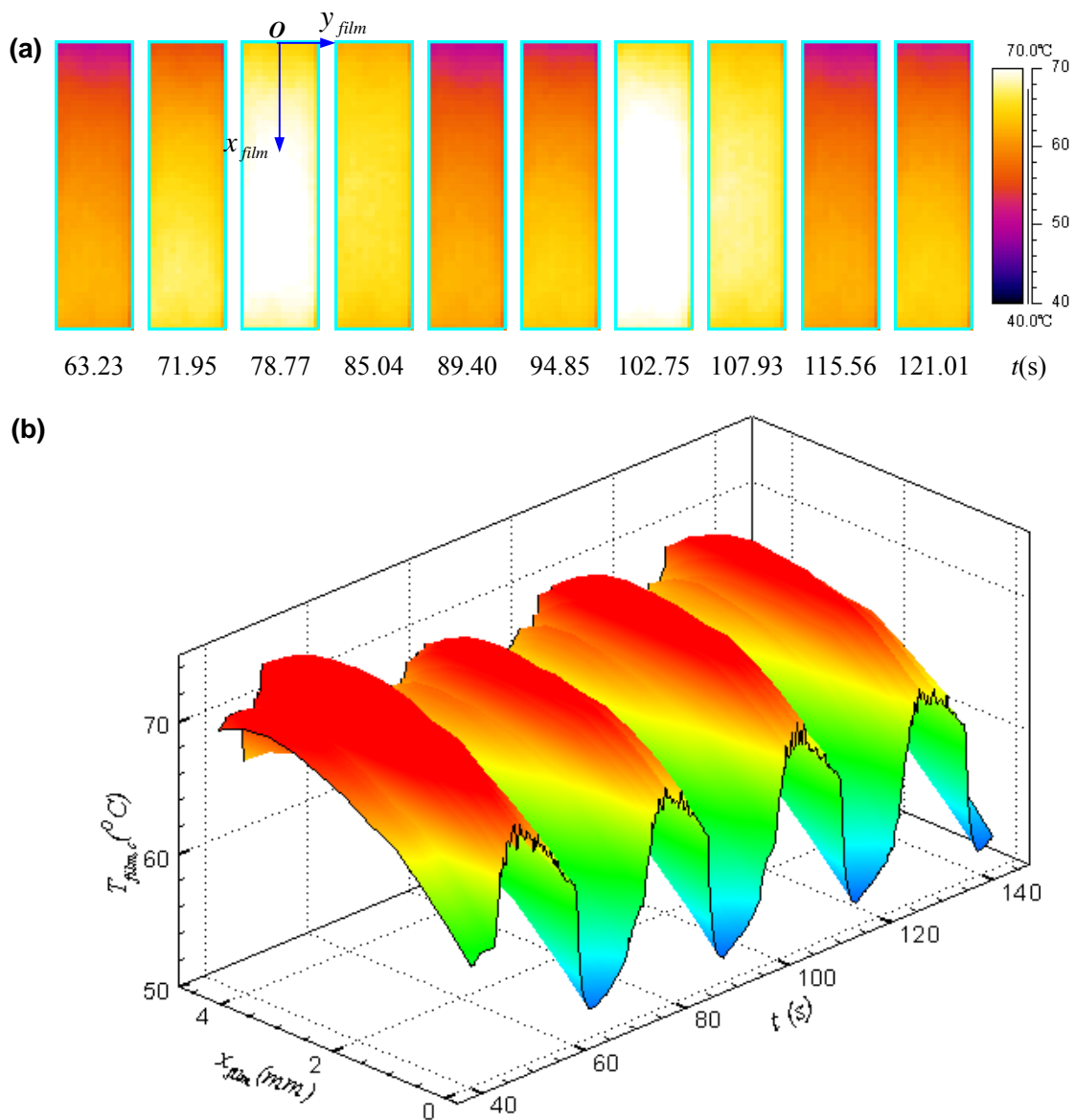


图 3-2 大幅度不稳定性沸腾中心线上红外温度时间云图

图 3-2 为大幅脉动自沸腾时,背面加热膜 ($4500 \times 1366 \mu\text{m}$)的中心线上的温度 ($y_{film}=0$)随时间的波动图。由图可见,在通道加热段上游温度波的脉动幅度要大于加热段下游出口出的温度波动,波幅高达 12°C ,中心线上的温度沿流向先逐渐升高后微降,每个脉动在时间轴上形成的周期较均匀,都在 25s 左右,波幅也很一致。

由以上沸腾不稳定性的实验现象总结得到不稳定性产生的过程是:在某时刻通道充满蒸汽,微通道内某一给定位置的瞬时压力达到了最小值,液相从入口冲入通道,同时加热壁面上某处开始产生汽泡,当蒸汽产生率足够高时,超压现象又导致蒸汽反冲,反冲力推动两相混合物到通道的进出口,当通道再次充满蒸汽,同时压力减小,新的周期重新开始。

3.2.2 低频种子汽泡热控下沸腾换热模式

导致流体沸腾不稳定性的基本机理是蒸汽产生导致窄通道内超压,从而在通道内可能的方向上会发生蒸汽反冲,一旦蒸汽产生率减小,蒸汽反冲就会消失,由于外力作用(泵推力),通道再次被液相充满,从而出现间歇性的干涸现象。当通道内保持为大幅脉动不稳定性沸腾时,在通道入口处不断脉冲电压激励种子汽泡发生器,产生时间序列上的一联串的汽泡,汽泡被冲入的流体挟带进入热通道,充当通道内核化沸腾的种子,一当遇到过热液体,就使通道处于持续的沸腾状态,本节讨论低频发泡(1~20Hz)时微通道内的沸腾换热状况。

图 3-3 为运行参数为 $G=377.9\text{kg/m}^2\text{s}$, $q=467.0\text{kW/m}^2$ and $Bo=0.00241$, $f=10\text{Hz}$ 时的一个代表性低频种子汽泡热控下的沸腾换热工况,在 $t=86.5\text{s}$ 时电压脉冲打开,种子汽泡发生器每秒产生十个种子汽泡(SBGH),持续发泡直到 $t=191\text{s}$ 时,关闭汽泡发生器,使蒸发器又回到大幅不稳定性沸腾。由图可见,低频种子汽泡的触发有效的控制了压力降、进出口温度及芯片上温度的波动幅度,而且也减小了各参数的脉动周期;压力降从不稳定性自沸腾时 6.3kPa 到热控模式下的 3.1kPa ,脉动周期从不稳定性自沸腾时 39.8s 到热控模式下的 13.4s 。流体入口温度在有无种子汽泡热控时变化很小。

微通道内的流型和换热是对应变化的,通过对高速相机采集到的流型图分析,发现低频种子汽泡热控下通道内的流型主要有两个代表性特征,热控时压差和温度一样产生小幅度的脉动,周期在 13s 左右。在小幅度波动的波峰,即图中所示的 C 阶段,其流型特征和大幅不稳定性自沸腾时的波峰段特征一致,为混沌流,环状流和局部蒸干三种流型快速互换;在热控小幅波动的波谷 B 阶段,其流型为周期性弹状流,特征是间歇单相液和长弹状流,且它们的转换频率与发泡频率一致,长弹状流的个数基本和发泡的个数一样,这说明长弹状流是种子汽泡流进热通道后生长产生的。

图 3-4 为低频种子汽泡热控沸腾换热模式时,主加热膜中心线上的温度 ($y_{\text{film}}=0$) 随时间的波动图。($t<86.5\text{s}$ 及 $t>191\text{s}$) 时没有种子汽泡热控,中间凹下的部分为种子汽泡热控换热时 ($86.5\text{s}<t<191\text{s}$) 对应的温度在时间和流向上的分布;由图可见在未发泡时产生的大幅脉动自沸腾和图 3-3 对应,当种子汽泡发泡热控换热时,加热膜段上的温度由大幅波动时波峰上的 $80\text{ }^\circ\text{C}$ 降到小幅波波峰上的 $65\text{ }^\circ\text{C}$

左右，加热膜上的温度降低了十多度，主要的原因是由于低频种子汽泡的持续产生维持了通道内连续高效的两相沸腾换热模式。

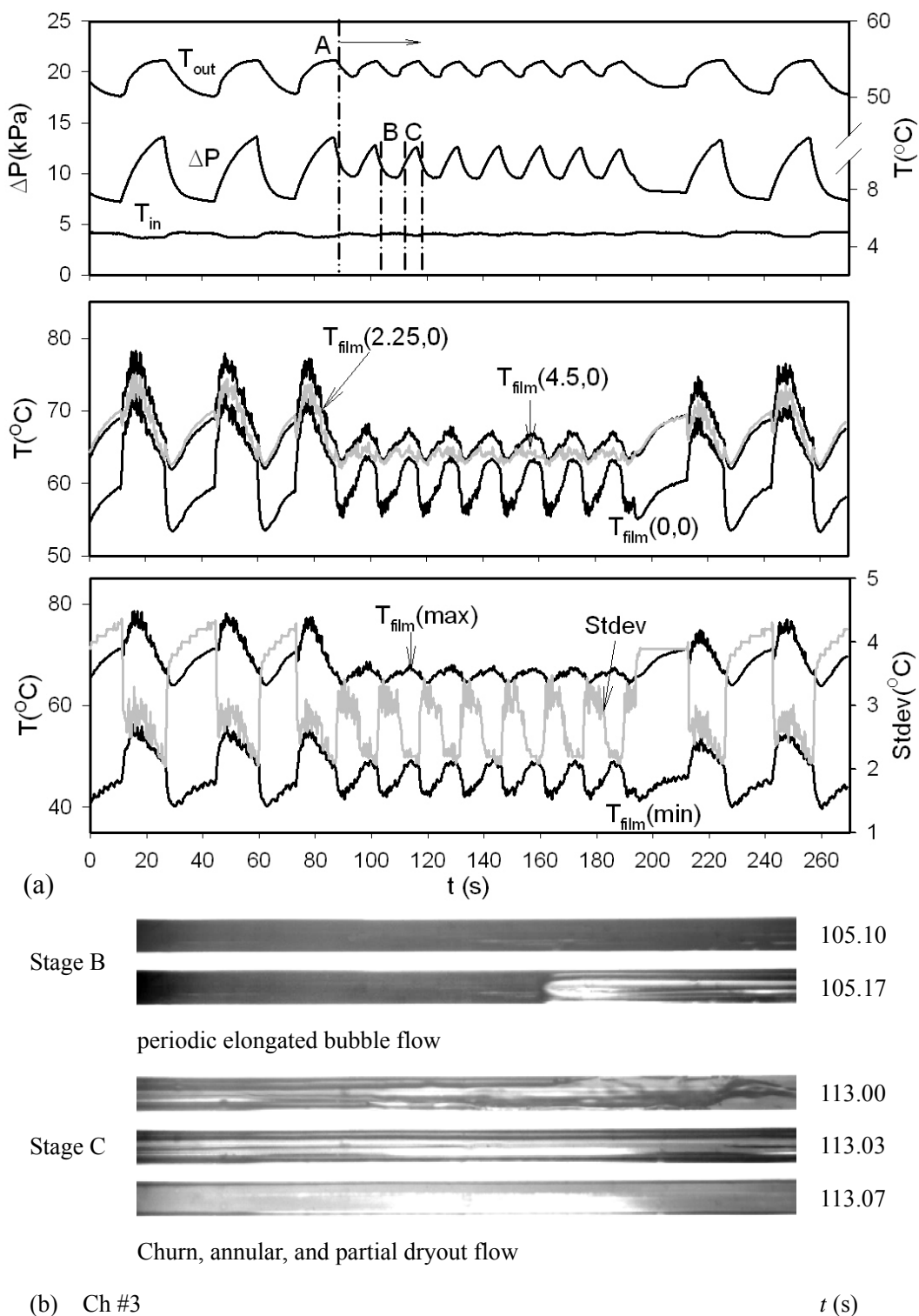


图 3-3 低频种子汽泡热控下沸腾压力温度流型图

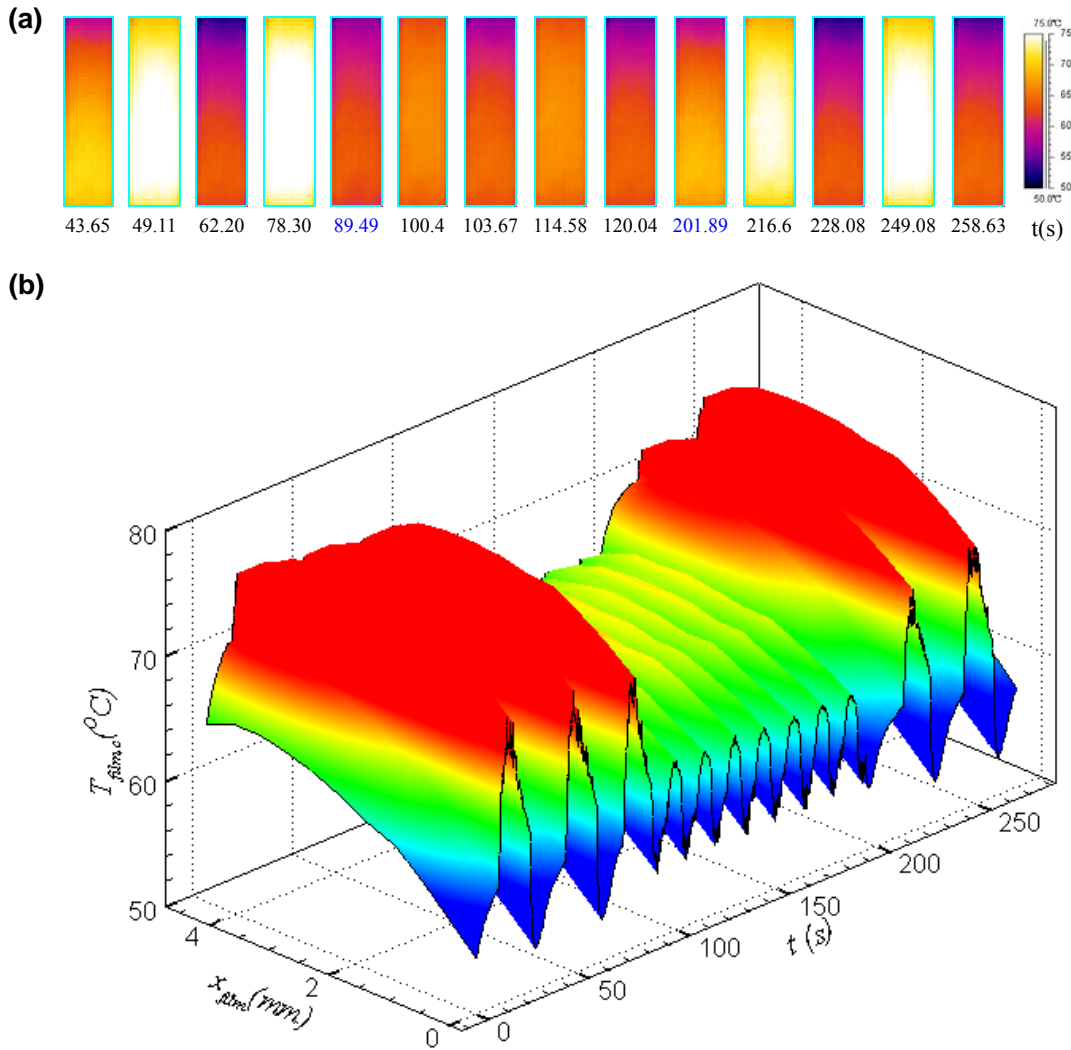


图 3-4 低频种子气泡热控下沸腾中心线上红外温度时间云图

3.2.3 高频种子气泡热控下沸腾换热模式

本节研究高频率（100~2000Hz）激励种子气泡生成，气泡被冲入的流体挟带进入热通道，使通道处于持续沸腾的状况。图 3-5 为运行参数为 $G=377.9\text{kg/m}^2\text{s}$, $q=467.0\text{kW/m}^2$, $Bo=0.00241$, $f=1000\text{Hz}$ 时的代表性高频发泡沸腾换热工况，在 $t=62.4\text{s}$ 时电压脉冲打开，种子气泡发生器每秒产生 1000 个微气泡(SBGH)，持续发泡直到 $t=168.0\text{s}$ 时关闭气泡发生器，微蒸发器回到大幅脉动不稳定性沸腾状态。可见高频种子气泡的触发彻底抑制了微通道内的不稳定性沸腾，它使压力降，进出口温度及芯片上的换热持续稳定，压力降稳定维持在 13.5 kPa，与大幅脉动自沸腾的最高值相近，表明种子气泡热控不会使系统的工作压力升高。入口流体温度在有无种子气泡热控时变化很小，与低频热控相似。

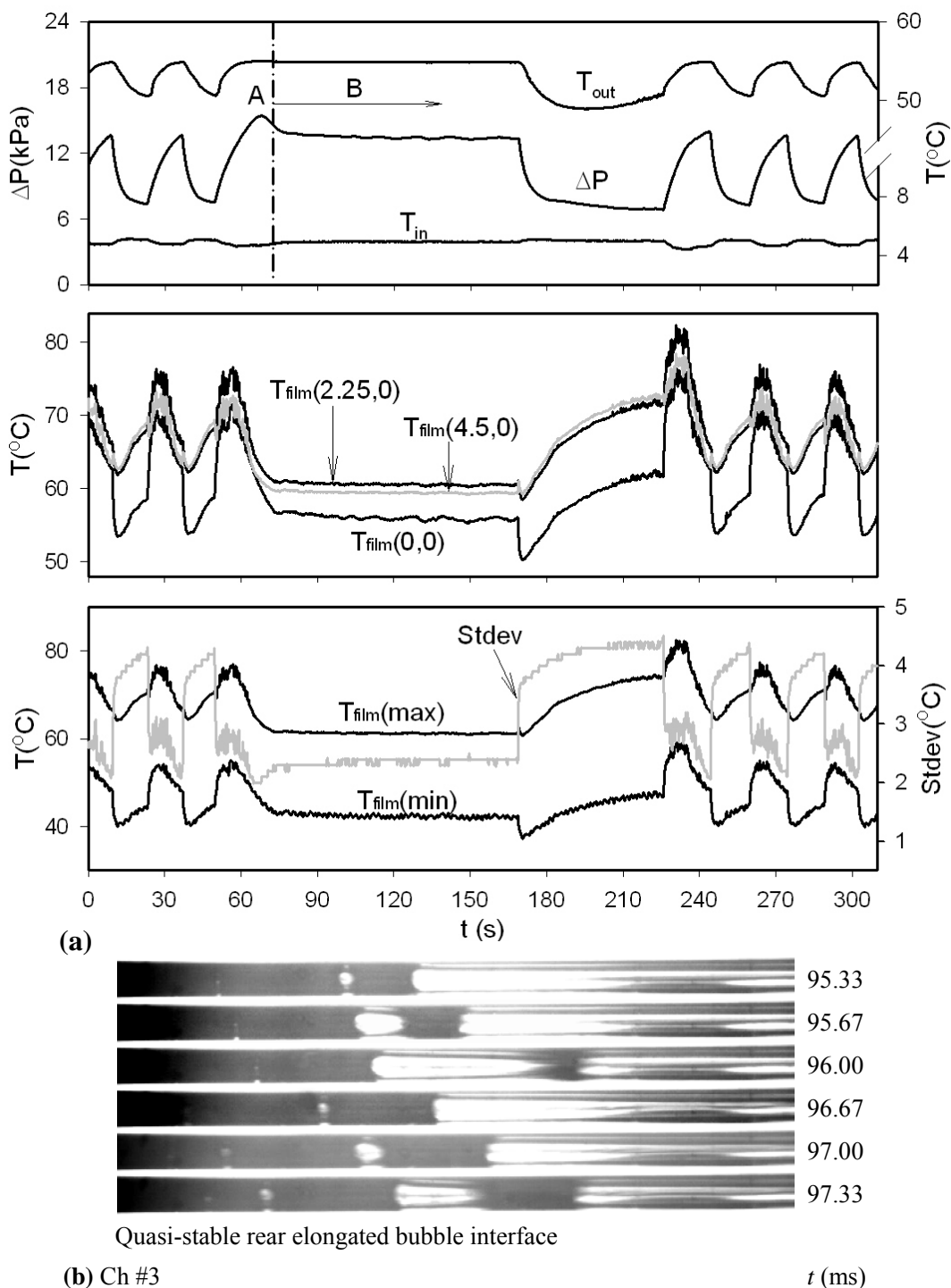


图 3-5 高频种子汽泡热控下沸腾压力温度流型图

通过对本工况相机采集到的流型图片分析，发现高频发泡时(图 3-5a 中 B 点后)对应的流型特征为：在通道的上游 ($x < 5 \sim 5.3 \text{mm}$)，刚冲入的流体过热度很低，圆型的珠串汽泡生长速度较慢，流型保持为泡状流，在微通道的后部($x > 5.5 \text{mm}$)，流体由于经过了大面积的热流加热，过热度已经很高，泡状流受热急速生长成长弹状流，如图 3-5b 所示。弹状流在流动的过程中不断长大聚合成更长的汽弹，

流型在生长过程中于 $x=5.1\sim 5.6\text{mm}$ 处, 保持着一个从圆泡状流向弹状流转化的亚稳定界面, 这种快速转化的亚稳定界面不会引起压差与温度等参数的波动。

图 3-6 为高频种子气泡热控模式时, 背面加热膜中心线上的温度 ($y_{\text{film}}=0$) 随时间的波动图。中间凹下的部分为种子气泡热控时段($62.4\text{s} < t < 168.0\text{s}$)对应的温度在时间上的分布; 由图可见在未发泡时产生的大幅脉动, 无泡热控时加热膜上温度产生的大幅脉动波幅达到 $18\sim 20^\circ\text{C}$; 发泡热控换热后, 加热膜段上的温度保持稳定在 63°C 左右, 且不随时间出现波动, 比低频种子气泡热控沸腾换热模式下降得更多, 说明气液间的热力学不平衡性更小, 主要的原因是高频种子气泡的持续产生, 在通道上游内的气液换热面积增大, 同时在通道中后端不断长大聚合而成长汽弹, 维持了通道内稳定的环状流薄液膜蒸发换热, 带走了大量的热量, 使通道内的过热流体的热量急速的得到释放, 很难有高的过热度产生, 更大程度的减小

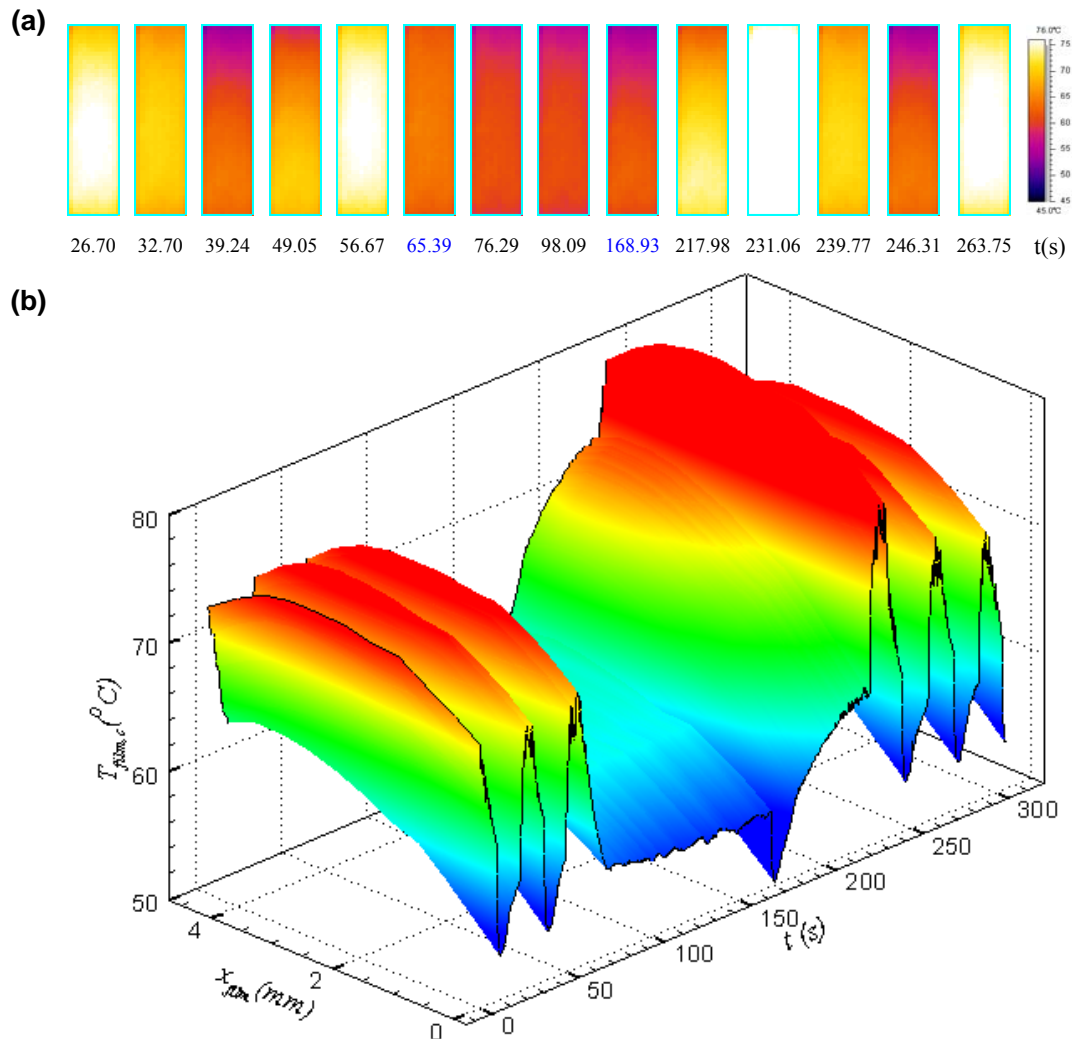


图 3-6 高频种子气泡热控下沸腾中心线上红外温度时间云图

了气液相间的热力学不平衡性。

3.2.4 热控沸腾不稳定性影响因素分析

本实验中主要的控制参数为主加热膜上的热流,质量流量以及种子汽泡的发泡频率。加热热流和质量流量可以组合成无量纲数 $Bo=q/(Gh_{fg})$, 以下分别研究沸腾数 Bo 以及种子汽泡的发泡频率对热控沸腾不稳定性的影响。

3.2.4.1 Bo 数对低频热控沸腾不稳定性的影响

图 3-7 为 Bo 数对低频($f=10\text{Hz}$)热控沸腾不稳定性压降的影响,四个工况的质量流量相同均为 $G=598.4\text{kg/m}^2\text{s}$ 。在分图中可以看出,系统压降开始维持大副不稳定性的波动,引进低频($f=10\text{Hz}$)种子汽泡后,压降波动的振动幅度明显减弱,无论是从周期还是振幅。如图 a 在低频热控时振动周期 8.2s,比未热控时的 14.5s 要小得多,其压降波动的振动幅度约为 7.9kPa,而热控后的压降振动幅度仅为 4.0kPa,其他的各工况都具有类似的特性。从图中还可以看出,低频($f=10\text{Hz}$)热控后,系统的压降最高值减小,压降的最大值和通道内瞬间汽泡的长大速度及干度有关,引进低频($f=10\text{Hz}$)种子汽泡热控沸腾后,即使在较低的发泡频率,也有效的降低了通道内液体时空分布上的过热度,汽泡的膨胀生长速率减小,导致系统的压降最高值减小。这种现象在所有的低频热控沸腾工况都存在,此外随着 Bo 数的增大,系统压降的振动频率有升高趋势。

图 3-8 为对应不同 Bo 数时,低频种子汽泡热控沸腾换热模式时,主加热膜中心线上的温度 ($y_{\text{film}}=0$)随时间的波动。由图可见在未发泡时产生的大幅脉动自沸腾,当种子汽泡发泡热控换热时,所有工况加热膜段上的温度均表现为小幅波动,加热膜上的温度降低,随着 Bo 数的增大,热控后系统温度的最高值也逐渐增大。

3.2.4.2 Bo 数对高频热控沸腾不稳定性的影响

进一步研究高频热控沸腾不稳定性,图 3-9 为固定流量及发泡频率 $G=377.9\text{kg/m}^2\text{s}$, $f=100\text{Hz}$, 逐渐改变加热量,研究 Bo 数对高频热控沸腾不稳定性的影响。由图可见,高频种子汽泡的触发彻底抑制了微通道内的不稳定性沸腾,它使压力降持续稳定,系统压力降稳定维持且不高于不稳定性波动时的最高值。在依次增大 Bo 数时,热控后系统稳定压降也随之逐渐增高。

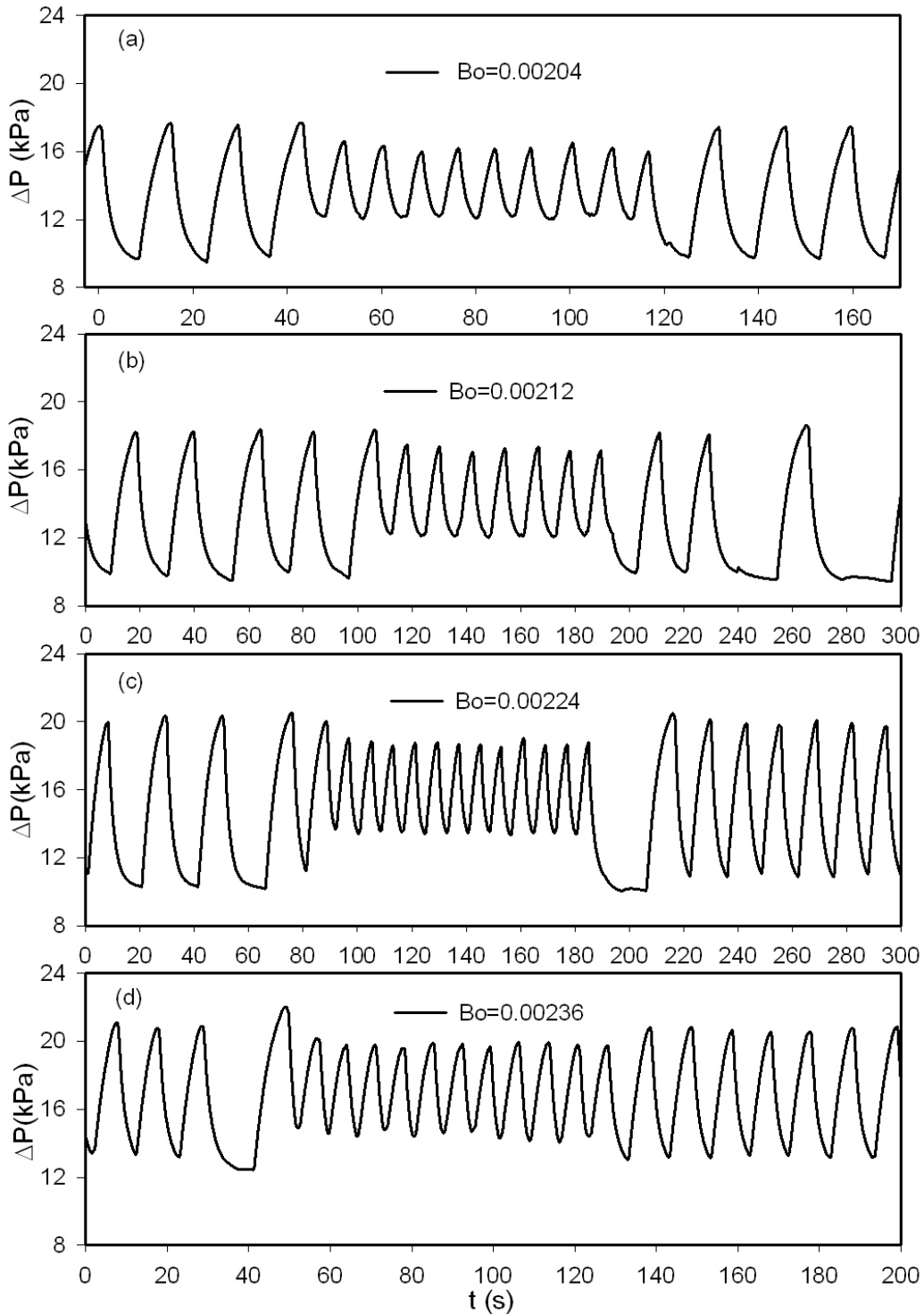


图 3-7 Bo 数对低频($f=10\text{Hz}$)热控沸腾不稳定性压降的影响 $G=598.4\text{kg/m}^2\text{s}$

图 3-10 为对应不同 Bo 数时, 高频种子气泡热控沸腾换热模式时, 主加热膜中心线上的温度 ($y_{\text{film}}=0$) 随时间的波动图。由图可见在未发泡时产生的大幅脉动自沸腾, 当种子气泡发泡热控换热时, 所有工况加热膜段上的温度均表现为稳定的平面, 加热膜上的温度大大降低, 无论 Bo 数的变化, 均维持在 65°C 左右。

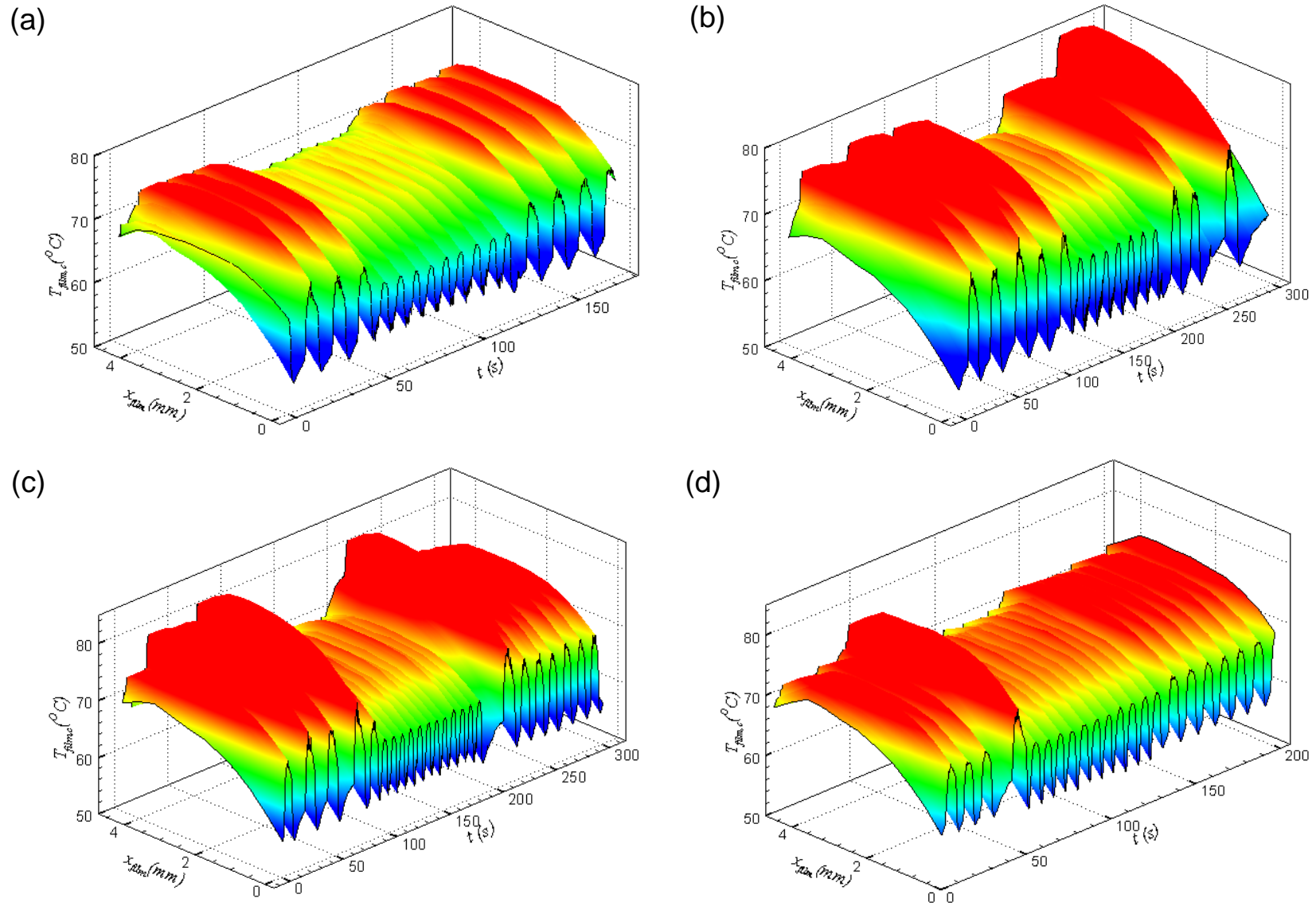


图 3-8 Bo 数对低频($f=10\text{Hz}$)热控沸腾不稳定性中心线上红外温度时间云图

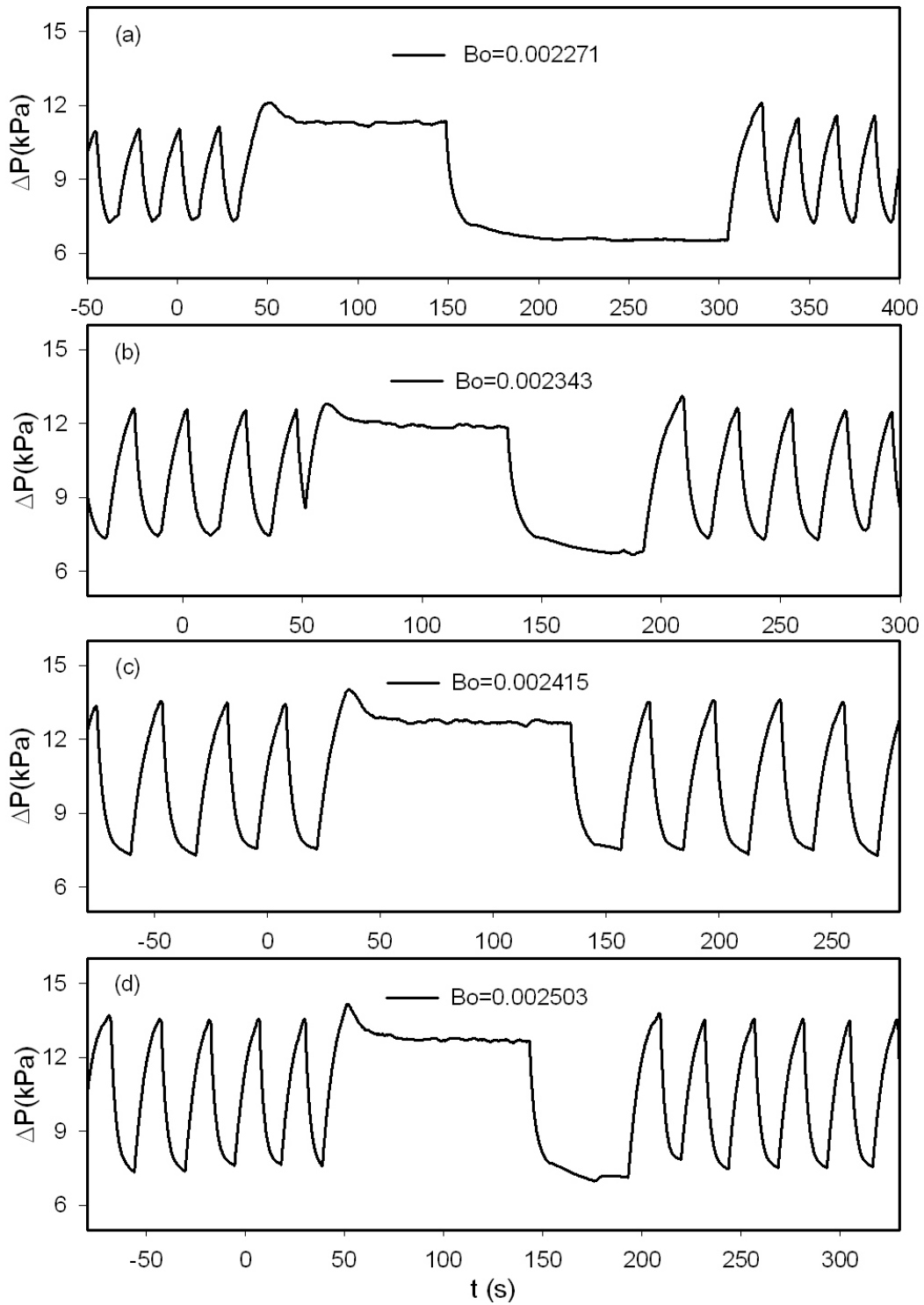


图 3-9 Bo 数对高频($f=100\text{Hz}$)热控沸腾不稳定性压降的影响 $G=377.9\text{kg/m}^2\text{s}$

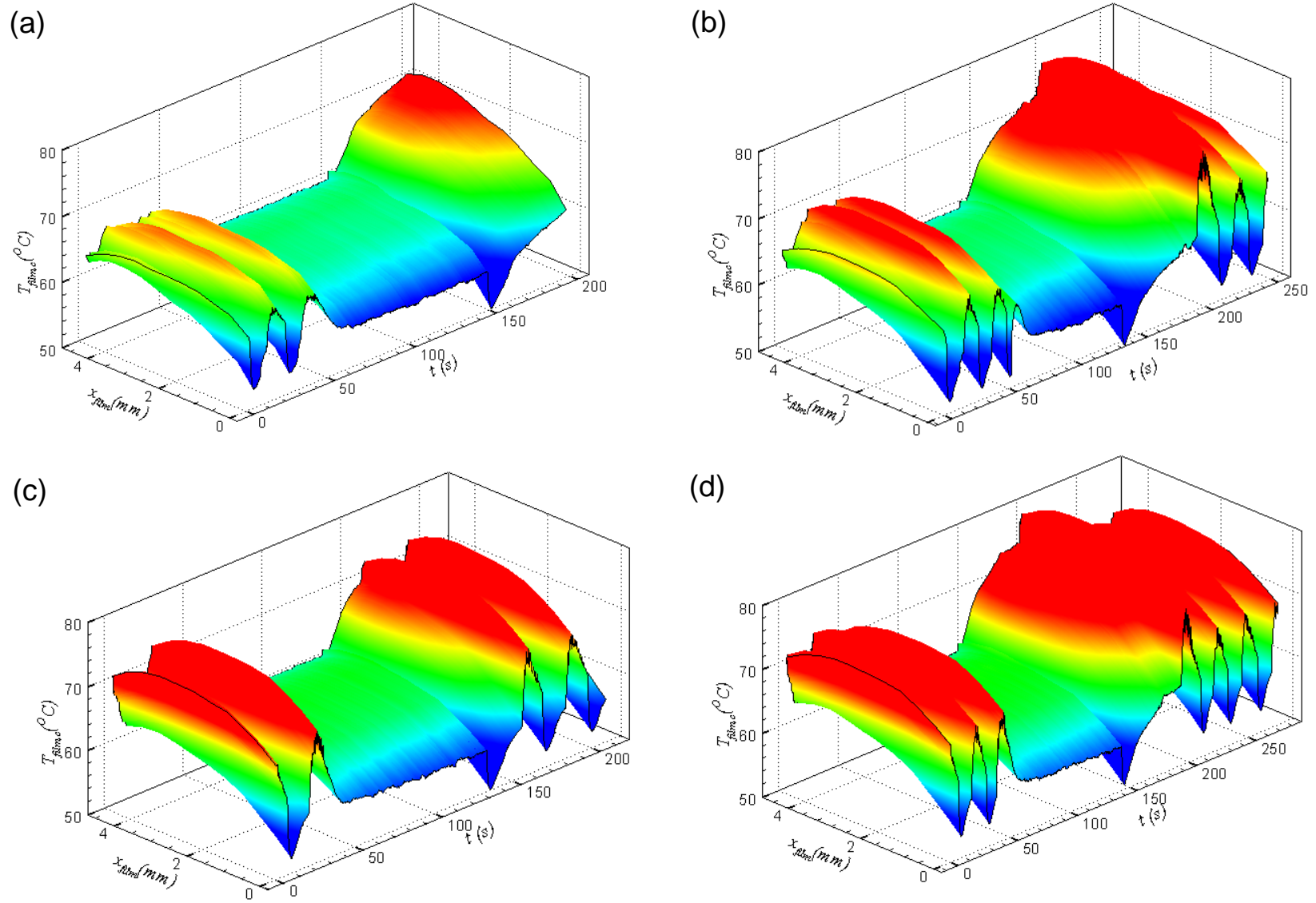


图 3-10 Bo 数对低频($f=100\text{Hz}$)热控沸腾不稳定性中心线上红外温度时间云图 $G=377.9\text{kg/m}^2\text{s}$

3.2.4.3 频率对沸腾不稳定的影响

种子气泡生成频率是影响沸腾不稳定性的重要因素，改变种子气泡的发泡频率，会使不稳定的沸腾系统逐渐转向稳定的沸腾系统。在运行参数为 $G=377.9\text{kg/m}^2\text{s}$, $q=477.2\text{kW/m}^2$, $Bo=0.002463$ 的工况下，对不同发泡频率热控模式下得到的压差参数结果如图 3-11 所示，无种子气泡热控时，脉动幅度为 7.5kPa，压差产生的波动幅度平均值约为 6.0 kPa，最高值达 9.0kPa，最低值略为 3.0kPa；1Hz 发泡热控时脉动幅度为 3.6kPa，系统压差最高值达 8.0kPa，最低值达 4.2kPa，可见最低值略微升高，而最高值略微降低；5, 10Hz 发泡热控时与 1Hz 发泡热控的效果类似，但对不稳定性的热控减幅效果更为明显；100Hz 发泡热控时系统压差的不稳定性完全消失，通道内形成稳定的沸腾换热。

3.2.4.4 频率对通道内热力学非平衡的影响

虽然在本实验中无法测量出汽液两相间温度在时空分布上的非平衡性，当通过直观的流型图分析，我们可以得到随种子气泡的发泡频率增加，气液两相间温度的非平衡性减小的结论。在本研究中，主加热膜的长度小于微通道的长度，因此很多工况中，通过导热，在微通道上游的入口处流体就已经被加热到饱和状态，如图 3-12 所示，对未有热控的工况，在某一振动周期内的蒸汽产生阶段，汽相界面常能反冲到种子气泡发生器阵列上，在图 3-12b-e 中同样给出了在不同发泡频率时，汽相界面的代表反冲流型图，由其可见气相反冲前界面会随着发泡频率的增大逐渐向同道中下游移动，因为气泡在通道内的生长是由传热控制的，由此进一步表明，随着发泡频率的增大通道内过热液体的过热度降低。

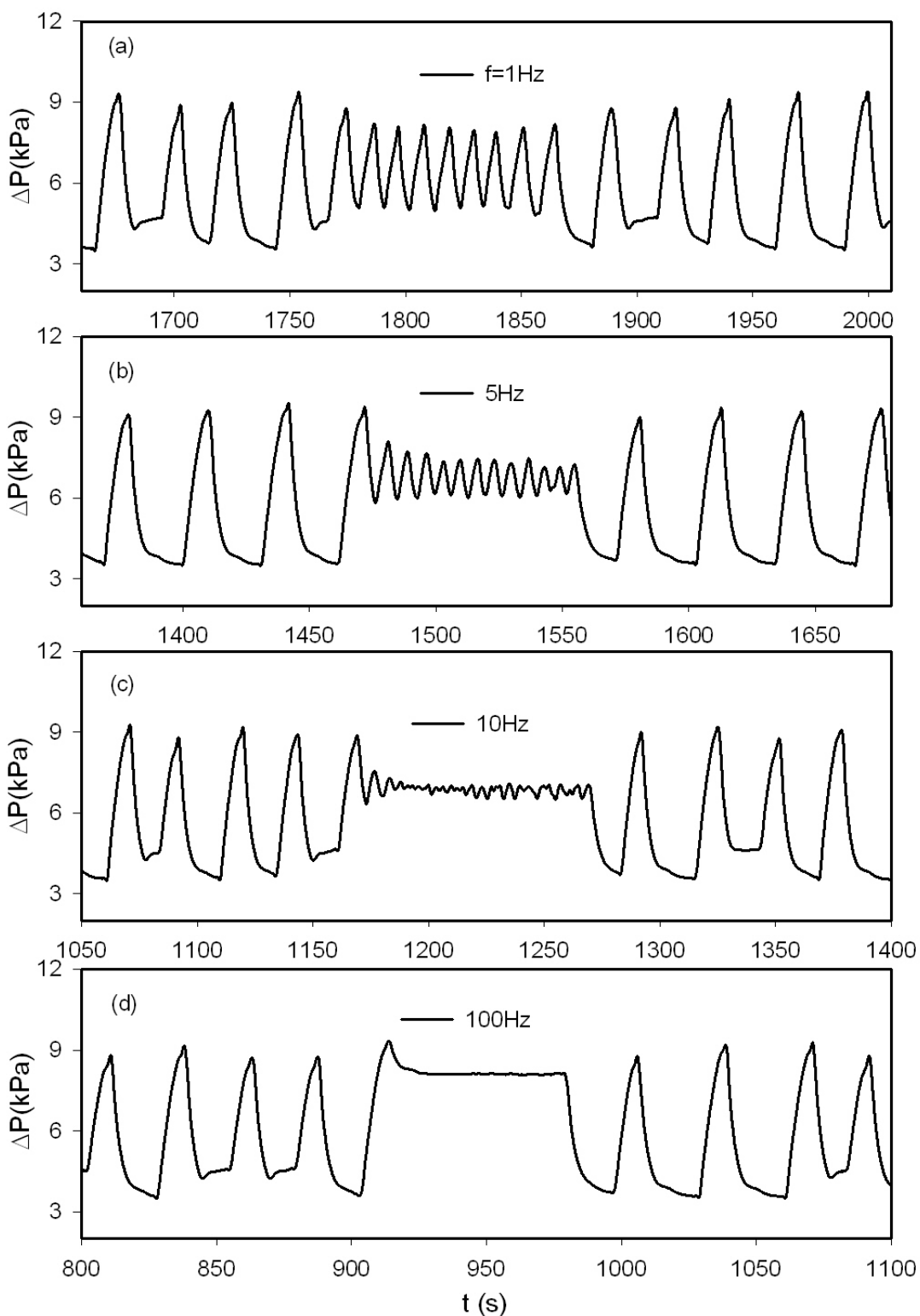


图 3-11 频率对触发沸腾模式转化的影响 $G=377.9\text{kg/m}^2\text{s}$, $q=477.2\text{kw/m}^2$, $Bo=0.002463$

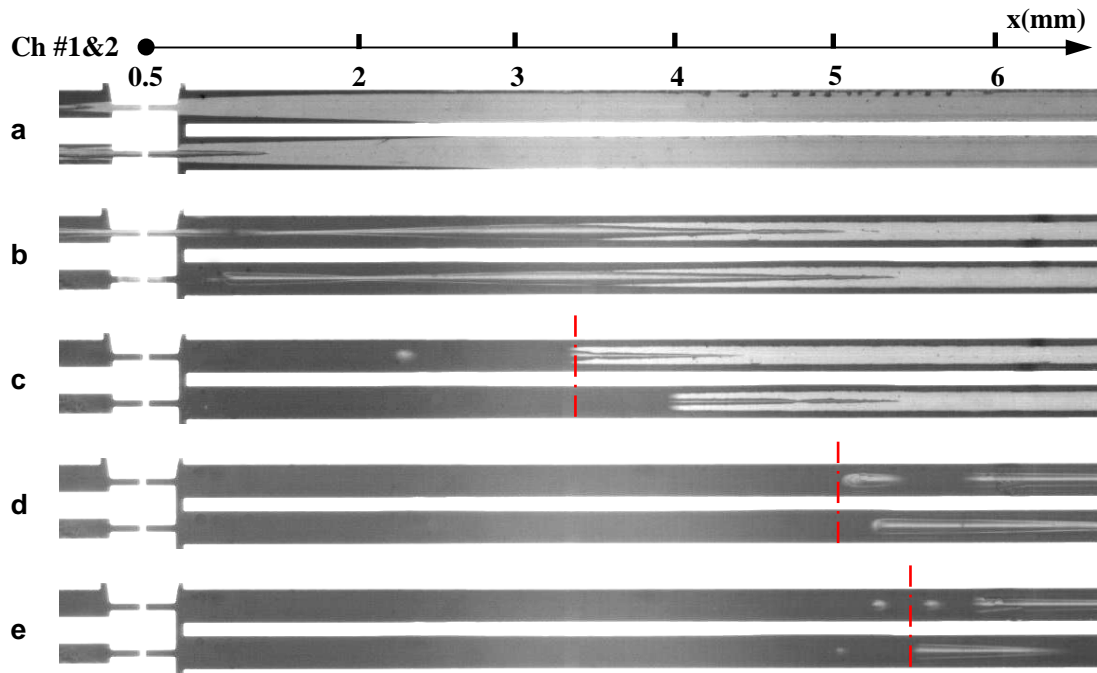


图 3-12 频率对通道内热力学非平衡的影响 (a: 未发种子汽泡, b: $f=10\text{Hz}$, c: $f=100\text{Hz}$, d: $f=1000\text{ Hz}$, e: $f=2000\text{ Hz}$, 控制参数为 $G=377.94\text{kg/m}^2\text{s}$, $q=452.82\text{kw/m}^2$, $Bo=0.00234$)

3.2.5 热控沸腾不稳定性换热评价

现在来研究热控沸腾不稳定性的换热效果，在图 3-13 中给出了四个 Bo 数 2.263×10^{-3} , 2.495×10^{-3} , 2.040×10^{-3} 及 2.359×10^{-3} 时主加热膜中心线流向上的温度变化分布，在各图中工质的饱和温度是 56.3°C ，温度沿流向先增加后减小，这主要是因为轴向的导热引起的。本章中的 Bo 数大于第二章，在各分图中，可以看出所有的温度变化趋势是一样的，未发泡热控时，温度波在两条黑线间产生大幅度波动，低频 ($f=10\text{Hz}$) 发泡热控后，系统仍然表现着波动特性，但温度波的振动范围大为减小，如图中的红线所示，图中还给出了 $f=100, 1000, \text{及 } 2000\text{Hz}$ 热控稳定沸腾时的温度分布，可以看出随着发泡频率的增大，中心线上的温度逐渐降低，对大多工况在 1000 及 2000Hz 热控时，温度都降了近 10°C 以上，在高频热控时稳定的沸腾换热带走大量的热，使加热膜上的工作温度略高于饱和温度 56.3°C 。此外，我们还发现在本实验中当 1000Hz 发泡热控后，若继续增大发泡的频率，将不会继续降低加热膜上的温度，因此可定义 $1000\sim 2000\text{Hz}$ 为饱和发泡频率，在此频率下，通道内的气液相的

温度非平衡性已经达到最小，这和流型的观测结果是一致的。

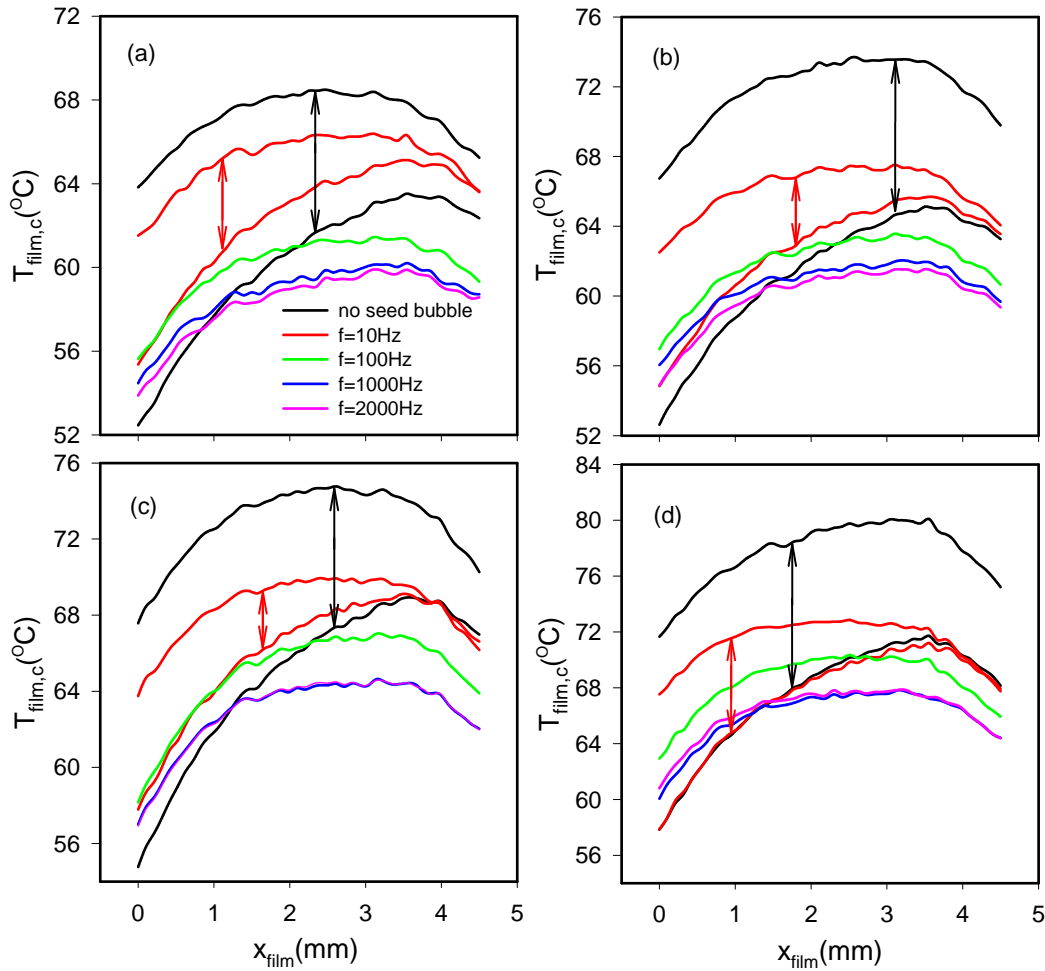


图 3-13 中心线上的温度流向分布 (a) $G=377.9\text{kg/m}^2\text{s}$, $q=439.6\text{kW/m}^2$, $Bo=0.00226$, (b) $G=377.9\text{kg/m}^2\text{s}$, $q=483.9\text{kW/m}^2$, $Bo=0.002495$, (c) $G=598.4\text{kg/m}^2\text{s}$, $q=625.4\text{kW/m}^2$, $Bo=0.002040$, (d) $G=598.4\text{kg/m}^2\text{s}$, $q=723.4\text{kW/m}^2$, $Bo=0.002359$

对应图 3-13，在表 3-1 中给出了各工况下的时均传热系数值，不稳定性的工况给出时均传热系数的最高值和最低值，稳定换热工况只有一个值与其对应。从此表可以

表 3-1 各工况下时均传热系数值

G	q	Bo	no seed bubble		10Hz		100Hz	1000Hz	2000Hz
			α_{\min}	α_{\max}	α_{\min}	α_{\max}	α	α	α
kg/m ² s	kW/m ²	$\times 10^3$	kW/m ² K	kW/m ² K	kW/m ² K	kW/m ² K	kW/m ² K	kW/m ² K	kW/m ² K
377.9	439.60	2.263	24.30	67.87	29.83	43.49	69.91	108.11	129.47
	483.90	2.495	18.68	56.75	29.56	45.73	52.07	68.08	78.30
598.4	625.40	2.040	22.62	43.86	30.84	38.53	43.50	56.64	56.61
	723.40	2.359	20.30	38.44	28.86	39.14	35.66	44.78	43.58

看出, 种子汽炮热控下换热大大增强, 如在运行参数为 $G=377.9 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $q=483.9\text{kW/m}^2$, $Bo=0.002495$ 时, 未发泡热控时, 传热系数的数值在 $18.68 \sim 56.75\text{kW/m}^2$ 范围变化, 在 $f=100, 1000$ 及 2000Hz , 发泡热控时, 传热系数的数值分别为 $52.07, 68.08$ 及 78.30kW/m^2 , 比未热控时的平均数值强化很多。

3.2.6 与国内外同行的研究结果比较

在宏观尺度沸腾的电力和化学工程应用中, 气液两相流不稳定性已被广泛研究, 由于这些系统粗糙的管道壁面, 所以液体和气相热平衡很容易到达, 因此这些系统中的两相流不稳定性是一般是由于压力降型不稳定或密度波振荡系统波的传递运输造成的。但在微沸腾系统中, 通道由微细加工技术加工, 水力直径达到微米级, 核化需要很高的壁面过热度, 因此微系统中的不稳定性是由于汽泡迅速生长反冲及并联通道的关联流动引起的。据目前国内外的研究现状, 有三种方法可以减轻微通道流动不稳定性, 第一种方法, 是在上游的微通道入口处设节流装置, 这种方法也常用于消除常规通道内压力降型不稳定沸腾, 该方法在微通道能缓解及遏制气相流动的反冲, 但给系统额外带来很大的压力降。王国栋等人最近的一项研究(2008年)^[71]就属于这种方法。类似的方法还有使用三角扩张形通道替代直通道, 如 Lee and Pan 等(2008年)^[72]的工作。第二种方法是在微通道壁面上人为加工核化穴, 其缓解机制是减少壁面核化的过热度从而缓解不稳定性沸腾的产生, 如 Kuo and Peles (2008) 的工作^[73]。第三种方法是使用上述两种方法的混合技术, 人工制造核化点和入口处设节流装置, 抑制微通道流动不稳定性, 如 Kandlikar 等(2006年)^[74]的工作, 即使存在人工核化穴, 微通道壁面上的核化穴过热度还是很高, 单纯的用核化穴不足以完全抑制流动不稳定性, 在这种情况下, 引入口节流装置, 可以有效减少通道内反冲回流。

3.3 本章小结

在前人研究的基础上, 本文提出种子汽炮技术来抑制微通道内两相流不稳定性, 这是完全不同于上文已提及方法的崭新工作。这种方法不需要增加系统的压力降, 其优点包括能主动式的控制微通道内的沸腾不稳定性, 改善加热表面温度的均匀性, 并强化传热。此外, 这是一个可控的沸腾传热系统, 即改变种子汽炮频率可以轻易改变控制流动传热性能, 通过改变种子汽炮的频率可以控制加热表面温度, 而并没有改变

流量。

1. 本文提出并实验验证了种子汽泡主动式热控微通道沸腾不稳定性的思想,对不稳定性大幅脉动沸腾在发泡扰动作用下的沸腾状况做了研究,发现了两种重要的热控流动换热模式。

2. 低频发泡热控(1~20hz)能有效减弱不稳定性沸腾产生的大幅脉动,使其转化为小幅有序脉动,显著改善了压力降、温度波的振幅和周期,低频种子汽泡热控沸腾产生的周期性并不是与种子汽泡发泡频率精准对应的,它与流量、汽泡生成频率及加热量等有关。

3. 高频率(100~2000hz)种子汽泡热控沸腾能彻底实现对沸腾不稳定性的完全抑制,换热系统稳定运行,换热性能得到充分提高。种子汽泡技术的优点是能够在一定发泡频率下抑制沸腾不稳定性,强化换热,提高芯片上的温度均匀性。

4. 对各发泡频率热控沸腾的压力降、温度波、流型做定量定性的细致研究,发现各频率生成的种子汽泡均能使大幅间歇沸腾向有序稳定沸腾转换的趋势,通道内的换热系数提高。

5. 沸腾数 Bo 以及发泡频率对热控沸腾不稳定性有很大的影响,发泡频率影响尤为突出,频率越高,系统稳定性越好,降温幅度也更明显,本研究中存在一1000~2000Hz 的饱和发泡频率,在此频率下,通道内的气液相间的温度非平衡性大幅减小。

本文研究结果较好解决了微通道电子冷却技术中沸腾不稳定性的难题,为解决沸腾不稳定性提供了一种崭新有效的手段,大大延长了待冷却芯片的使用寿命,保证了微传热系统安全、正常、高效运行。

第四章 种子气泡发泡频率对沸腾不稳定性的影响

第三章的实验研究表明发泡频率对沸腾不稳定性影响显著,低频发泡热控能有效减弱不稳定性沸腾产生的大幅脉动,高频种子气泡热控沸腾能彻底实现对沸腾不稳定性的完全抑制,逐渐增大的各发泡频率可使流动沸腾换热系统由大幅间歇不稳定沸腾向有序稳定沸腾转换,那么究竟在什么样的发泡频率下系统能从不稳定性沸腾转化为稳定的沸腾呢?不稳定的振动幅度究竟和那些因素有关?我们能否对这些问题做进一步分析,同时对种子气泡技术的运用提出改善?本章继续研究这些急于想知道的问题。

4.1 实验件的设计与加工

本章中,实验件的设计与加工与前相同,唯一区别的是封装过程中增长了背面主加热膜的加热长度。主加热膜的有效加热尺寸改换为 $6250 \times 1366 \mu\text{m}$,如图4-1所示芯片的引线。除长度增长外,且其位置稍微后移,在轴向会产生不对称加热,其他同前。

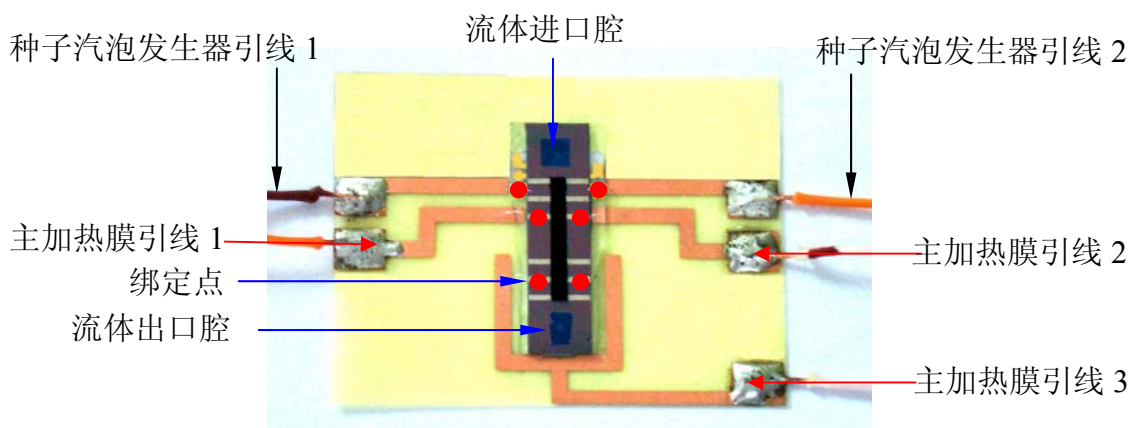


图 4-1 芯片的引线

4.2 实验系统

实验系统同前,高精度恒流泵推动丙酮,流经冰槽控制入口过冷度,后经 $2 \mu\text{m}$ 微细过滤器过滤进入微流体蒸发器主体,在主加热器提供的高热流密度下相变换热,最后回收入集液罐。电回路中的电信号,流动回路进出口温度及压差信号由高速数据采集系统适时获取,红外热成像仪连续测量芯片底部受热面的温度

场，显微镜与高速摄影系统组合使用，显微镜实现对流场的放大，高速摄影系统执行超快拍摄，同步器实现图像与数据采集系统的同步。图 4-2 为本实验台照片。



图 4-2 实验系统照片 (1) 高速相机, (2) 显微镜, (3) 脉冲函数发生器, (4) 同步器, (5) IR 红外成相机, (6) 标准电阻箱, (7) 压差变送器, (8) 直流电源, (9) 恒流泵, (10) 高速数据采集

4.3 结果分析与讨论

本章的种子气泡的产生与脱离实验现象和第二章基本一致，在此不在赘述。

4.3.1 高低频种子气泡热控下沸腾换热模式

4.3.1.1 低频种子气泡热控下沸腾换热模式

图 4-3 为运行参数为 $G=283.45\text{kg/m}^2\text{s}$, $q=331.02\text{kW/m}^2$, $Bo=0.00228$, $f=5\text{Hz}$ 时的低频种子气泡热控下的沸腾换热工况，在 $t=82.5\text{s}$ 时电压脉冲打开，种子气泡发生器每秒产生五个汽子气泡(SBGH)，持续发泡直到 $t=219.5\text{s}$ 时，关闭气泡发生器，使微蒸发器又回到不稳定性沸腾。由图可见，低频种子气泡的触发有效的控制了压力降、进出口温度及芯片上温度的波动幅度，而且也减小了各参数的脉动周期；压力降振幅从不稳定性自沸腾时 5.9kPa 到热控模式下的 2.1kPa ，脉动周期从不稳定性自沸腾时 10.1s 到热控模式下的 4.19s 。进口流体温度在有无种

子气泡热控时变化很小, 图 b 为主加热膜中心点及加热膜上出口处换热系数随时间的变化图, 换热系数由计算 $h_{local} = \frac{q_s}{T_w - T_{sat}}$, 可见热控后, 其值能维持在 25~38kW/m²K, 比脉动换热时的时间换热系数平均值要高得多, 说明热控后换热增强。

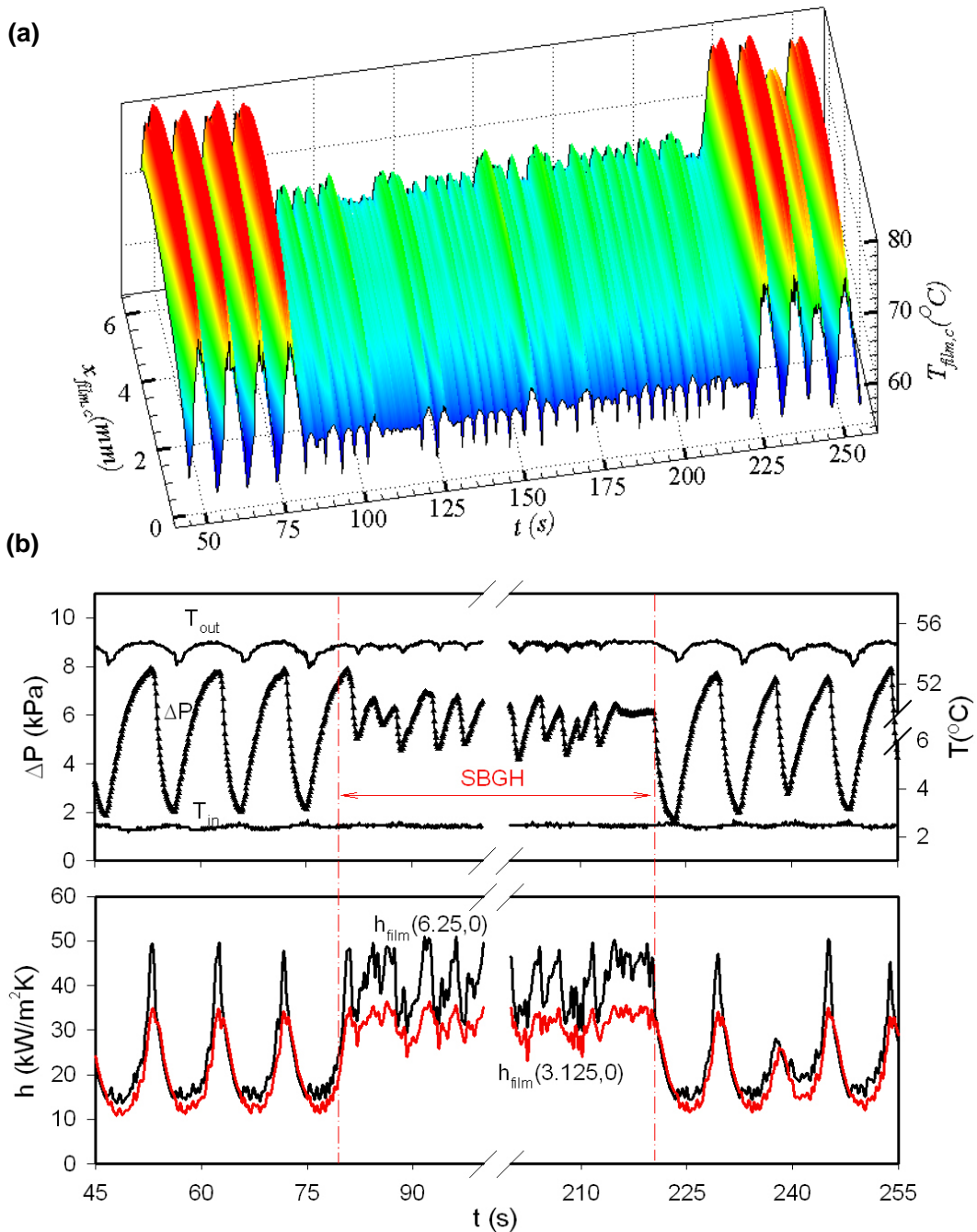


图 4-3 低频种子气泡热控下沸腾压力温度流型图(中间部分为热控部分)

4.3.2.2 高频种子气泡热控下沸腾换热模式

高频种子气泡热控（50~2000Hz）时，气泡被冲入的流体挟带进入热通道，使通道处于持续沸腾。图 4-4 为运行参数为 $G=283.45\text{kg/m}^2\text{s}$, $q=332.24\text{kW/m}^2$, $Bo=0.00229$, $f=500\text{Hz}$ 时的沸腾换热工况，图 a 为背面加热膜中心线上的温度 ($y_{\text{film}}=0$) 随时间的波动图，中间凹下的部分为种子气泡热控时段($83.5\text{s}<t<208.0\text{s}$) 对应的温度在时间上的分布，无泡热控时加热膜上温度最高值产生的大幅脉动，波幅达到 18~20℃；当发泡热控换热后，加热膜段上的温度由波动时波峰上的 86

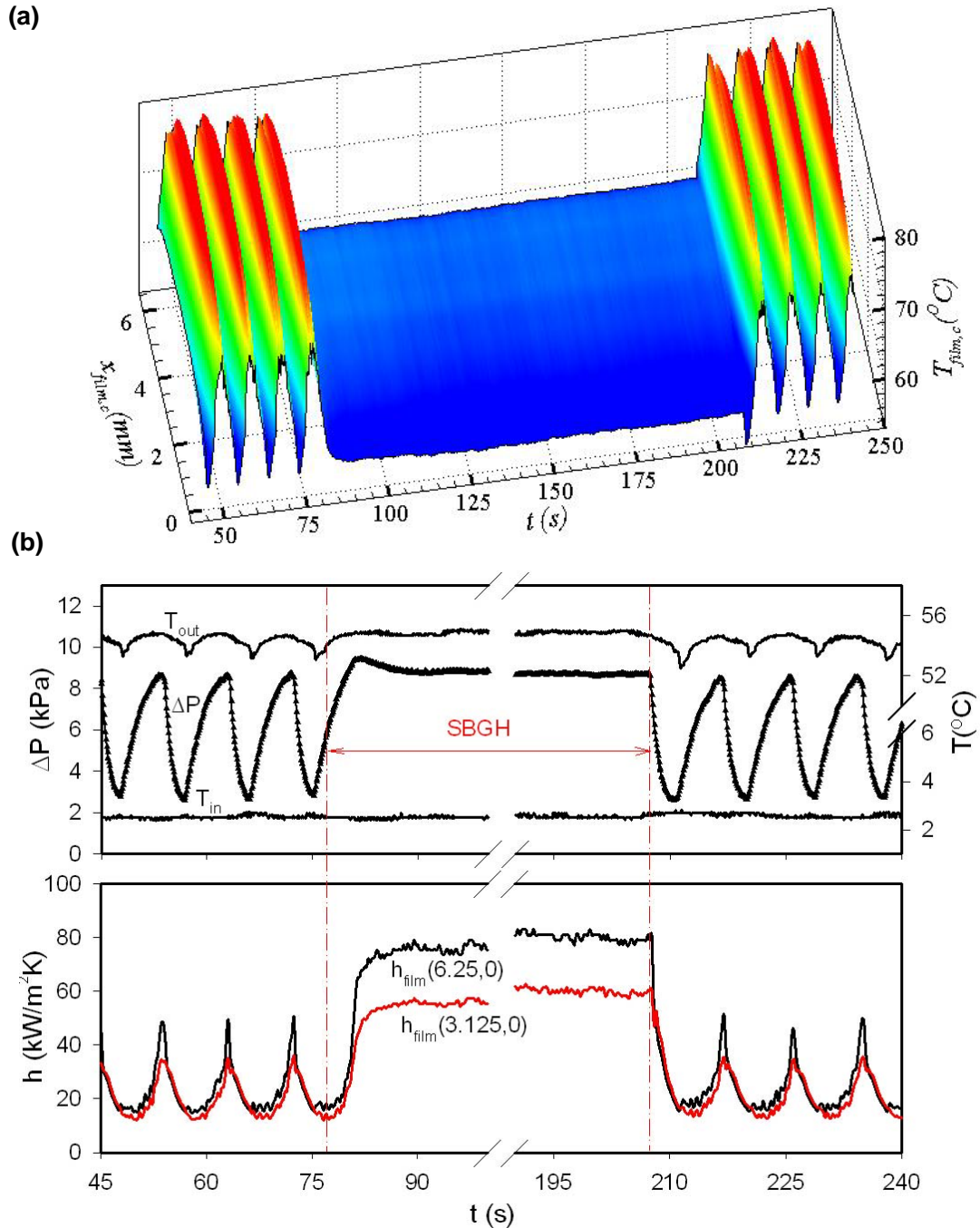


图 4-4 高频种子气泡热控下沸腾压力温度流型图(中间部分为热控部分)
 °C 降到 63℃ 左右且保持稳定不波动。高频种子气泡的触发彻底抑制了微通道内

的不稳定性沸腾，它使压力降，进出口温度及芯片上的换热持续稳定，压力降脉动幅度从不稳定性自沸腾时 5.85 kPa 转化到热控模式下的稳定状态，并稳定维持在 8.9 kPa，且不会使系统的工作压力升高。由图 b 中换热系数随时间的变化图可见，热控后其值较为稳定的维持在 $55\text{kW/m}^2\text{K}$ 附近，比大幅不稳定性脉动换热及低频种子汽泡热控时的时间平均值大很多，说明热控后换热显著增强。

4.3.2 不同频率种子汽泡热控时温度特性的表现

4.3.2.1 不同频率种子汽泡热控温度的空间分布

现在研究不同频率种子汽泡热控温度的空间分布，在图 4-5 中给出控制参数为 $G=188.97\text{kg/m}^2\text{s}$, $q=224.30\text{kW/m}^2$, $Bo=0.00231$ 时主加热膜中心线上的温度红外图片及其在流向上的分布，丙酮的饱和温度是 56.3°C 。由图可见，由于轴向的导热温度沿流向先增加后减小；未发泡热控时，温度波在两条黑线间（图 b 左）产生大幅度波动，波动的幅度高达 15°C ；低频（ $f=1\sim 20\text{Hz}$ ）发泡热控后，系统仍然表现着波动特性，但温度波的振动周期及幅度大为减小，如（图 b 左）中的红线和蓝线所示所示， $f=10\text{Hz}$ 时，振动幅度仅为 5°C 左右；图中还给出了 $f=50\sim 2000\text{Hz}$ 热控稳定沸腾时的红外图片，可以看出随着发泡频率的增大，中心线上的温度逐渐降低（图 b 右），在 1000 及 2000Hz 热控时，温度都降了十几度以上，加热膜上的工作温度仅略高于饱和温度 56.3°C 。此外，还可以发现在高频发泡热控后，由于通道内的持续沸腾，主加热膜中心线温度在流向上的分布均匀性变好，如未发泡热控时从入口到出口的最大温差为 10°C ， $f=10\text{Hz}$ 时为 5°C ，而 $f=1000\text{Hz}$ 时入出口的最大温差仅为 3°C 。

4.3.2.2 不同频率种子汽泡热控温度的时间分布

图 4-6 为对应该工况不同频率时，主加热膜中心线上的温度（ $y_{\text{film}}=0$ ）随时间的波动图（图中凹下去部分对应着发泡热控时的换热）。由图可见在未发泡时产生的大幅脉动自沸腾，当种子汽泡发泡热控换热时，随发泡频率增加，大幅不稳定性的脉动先逐渐减缓， $f=50\text{Hz}$ 以后所有工况加热膜段上的温度均表现为较稳定的平面，加热膜上的温度大大降低，均维持在 62°C 左右。在时间云图的两端，未热控及关闭热控时，系统均表现为大幅不稳定性的脉动。

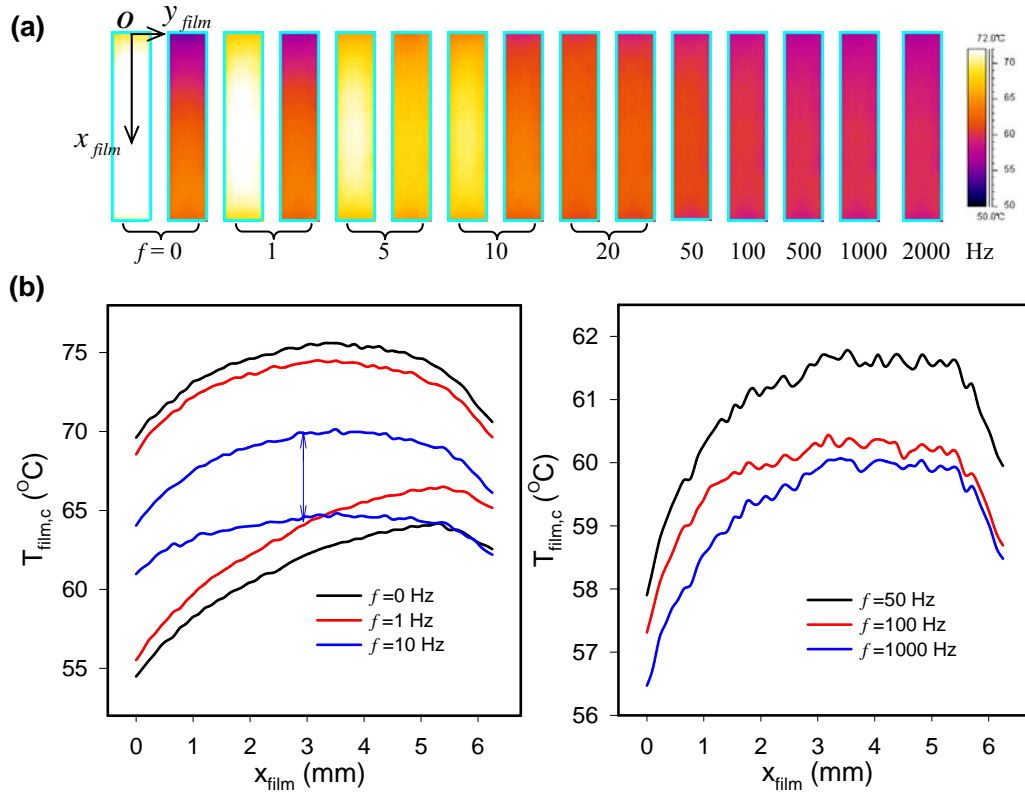


图 4-5 (a)红外图片($f=0\sim 2000\text{Hz}$), (b) 主加热膜中心线温度在流向上的发布, $G=188.97\text{kg/m}^2\text{s}$, $q=224.30\text{kw/m}^2$, $Bo=0.00231$

4.3.2.3 不同频率种子气泡热控时参数波动

在一定的流量和热流的组合下,通道内极易产生大幅的不稳定性自沸腾,此时改变种子气泡的发泡频率,会使不稳定的沸腾系统逐渐转向稳定的沸腾系统。本节对不同的发泡频率热控模式下产生的热控参数分析,结果如图 4-7 所示,各参数随发泡频率增加,振幅的上下边界线框顶区域均呈横的“Y”字型,在运行参数为 $G=283.45\text{kg/m}^2\text{s}$, $q=366.99\text{kw/m}^2$, $Bo=0.00252$ 的工况下(图中的黑线部分),不同发泡频率热控时压差产生的波动幅度表明,无热控时,脉幅为 7.3kPa,系统压差最高值达 10.1kPa,最低值为 2.8kPa; 1Hz 发泡热控时脉幅为 3.6kPa,系统压差最高值达 8.1kPa,最低值达 4.4kPa,最低值略有升高,而最高值略有降低; 5, 10, 20Hz 发泡热控时与 1Hz 发泡热控的效果类似,但对不稳定性的热控效果更为明显; 50,100,1000,2000Hz 发泡热控后系统的不稳定性完全消除,通道内持续稳定沸腾换热。图 b,c,d 分别为不同发泡频率热控时加热膜上温度的最高值、平均值和标准偏差值产生的波动幅度,所有结果均表明在低频热控下($f<20\text{Hz}$),不稳定性沸腾产生的温度及压差的大幅度脉动都被大幅削弱,高频热控下($f>50\text{Hz}$)不稳定性沸腾产生的温度、压差等大幅度脉动被彻底消除,因此,

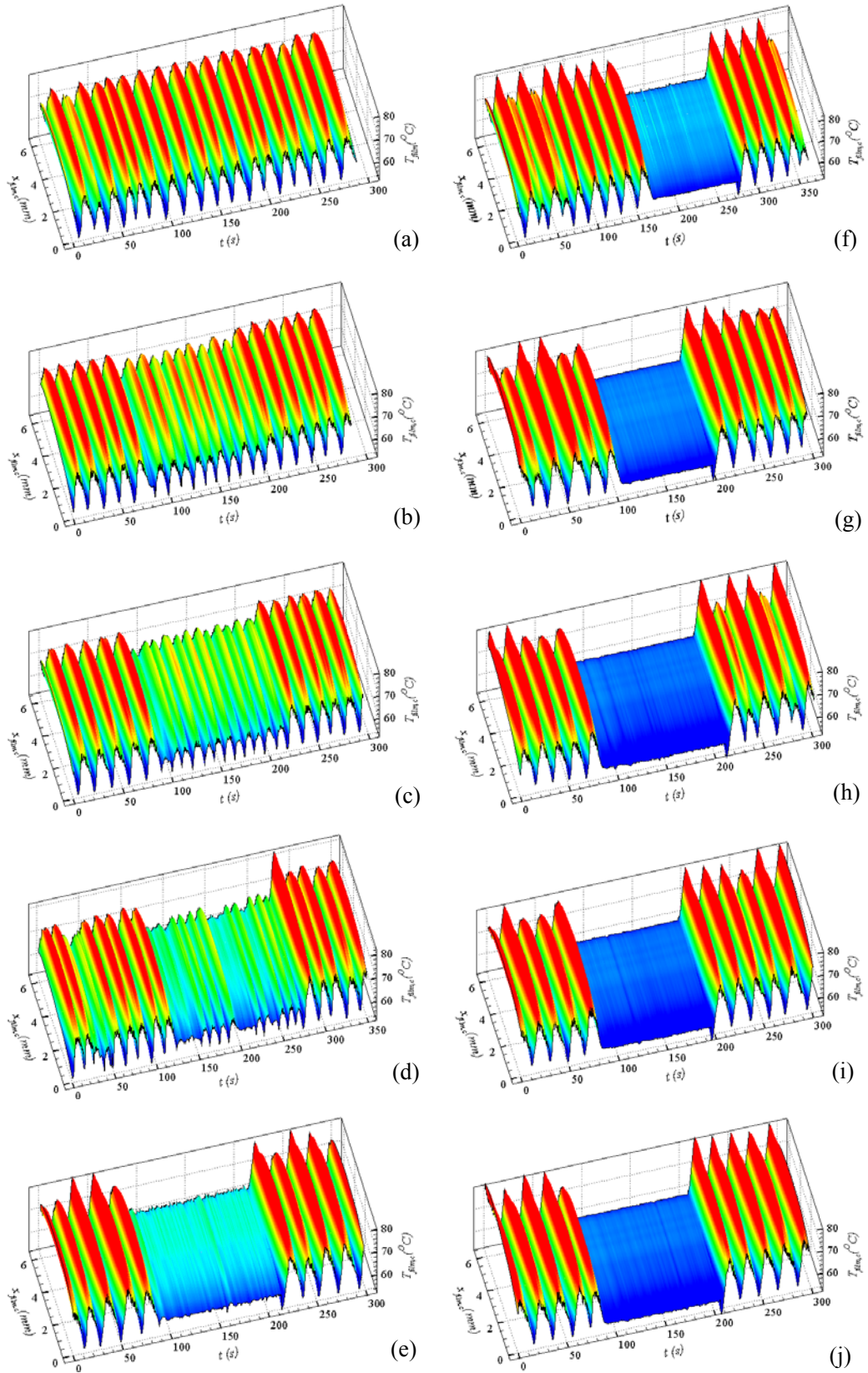


图 4-6 不同频率种子气泡热控温度的时间分布 $G=188.97\text{kg/m}^2\text{s}$, $q=224.30\text{kw/m}^2$, $Bo=0.00231$ (a~j 对应为 0, 1, 5, 10, 20, 50, 100, 500, 1000, 2000Hz)

对本实验可定义 50Hz 为发泡热控沸腾换热系统的临界发泡频率；图 d 表明热控下稳定沸腾时产生的温度场比不稳定性沸腾产生的温度场要均匀很多，且不会产生波动。由上分析可知对某一换热系统，当发泡频率超过临界发泡频率时，也就是每秒在通道内有 50 个人工核化穴的产生，就能彻底消除换热系统的沸腾不稳定性，换热系统的换热效果增强，系统稳定在较低的温度下运行。

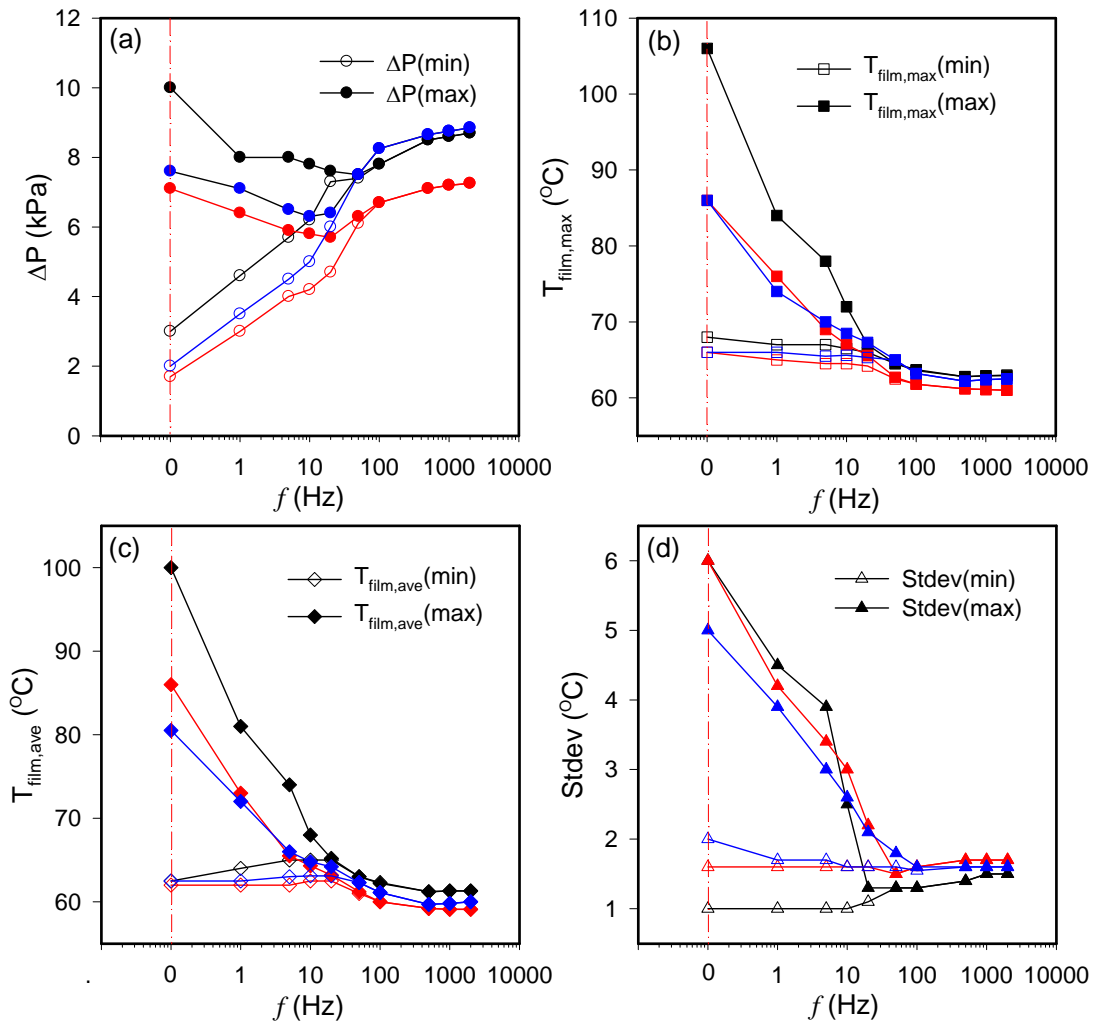


图 4-7 不同频率种子气泡热控时参数波动 $G=283.45\text{kg/m}^2\text{s}$, $q=297.48\text{kw/m}^2$, $Bo=0.00205$ (红色); $G=283.45\text{kg/m}^2\text{s}$, $q=331.31\text{kw/m}^2$, $Bo=0.00228$ (蓝色); $G=283.45\text{kg/m}^2\text{s}$, $q=366.99\text{kw/m}^2$, $Bo=0.00252$ (黑色)

图 4-8 为对三个大工况不同频率时，不同发泡频率下的脉动周期变化的统计。由图可见，在未发泡热控产生大幅脉动自沸腾时，系统的脉动周期最长达（16~23s），当种子气泡发泡热控换热时，随发泡频率增加，在低频热控范围 $f=1\sim 20\text{Hz}$ 内，大幅不稳定性的脉动周期逐渐减小； $f=50\text{Hz}$ 以后，所有工况的脉

动周期消失，表现为无周期的稳定沸腾。

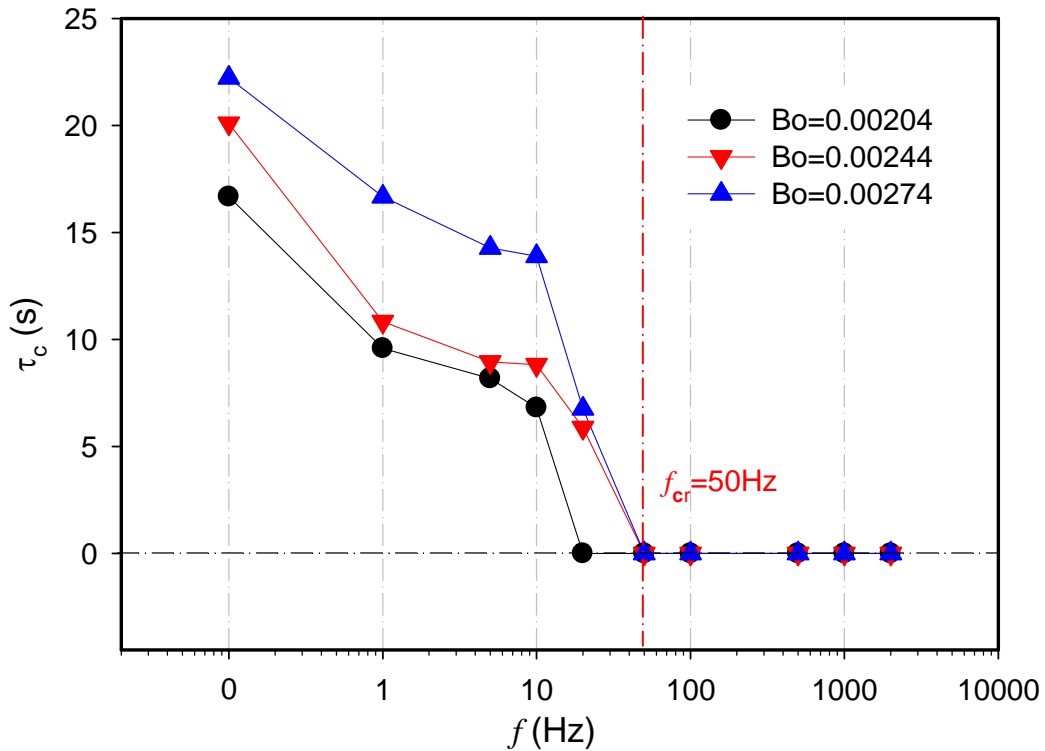


图 4-8 不同发泡频率下的脉动周期变化 $G=188.97\text{kg/m}^2\text{s}$

4.3.3 参数波动振幅影响因素的无量纲分析与拟合

与微通道大幅度脉动自沸腾相比，种泡热控下的流动沸腾过程更是一个复杂的过程。大幅自沸腾时，参数脉动的振幅与很多因素有关，如流量，加热量，微通道的结构特性，进口过冷度，流体的物性等，加拿大人 R. Muwanga, I. Hassan (2007) 等的研究工作^[75]，就揭示了各参数的影响关系。种子汽泡热控后，参数脉动的振幅变化更为复杂，低频发泡时参数存在小幅脉动，高频发泡时参数脉动完全消除，因此其影响因素除大幅自沸腾的所有影响因素外，还与发泡频率有关。本节中我们尝试对压力降、温度等参数的振动幅度影响因素进行无量纲分析，进一步揭示沸腾不稳定性的机理。

在引入无量纲参数时需要加入不同的参数来进行表征，因此对于种泡热控下的流动沸腾过程而言，进行这样的无量纲分析是本文的一个创新点。

影响种泡热控下的流动沸腾参数脉动幅度的因素可以用以下公式表示：

$$\Delta = f(q_s, G, h_{fg}, C_p, T_{in}, \rho_f, \rho_g, \sigma, D, N, L, f_b, \dots) \quad (4-1)$$

其中 D 、 N 、 L 和 f_b 分别为通道的水力直径、个数、长度及种子汽泡的发泡频率。

对需要引入的无量纲参数的分析如下：

(1) 沸腾数 $Bo = \frac{q_s}{Gh_{fg}}$ 加热量于蒸发量的关系；

(2) 过冷度数 $N_{sub} = \frac{C_p(T_{sat} - T_{in})}{h_{fg}} \frac{\rho_f - \rho_g}{\rho_f}$ 入口过冷度的影响；

(3) 韦伯数 $We_D = \frac{G^2 D}{\sigma \rho_f}$ 惯性力和表面张力的比值，反映通道水力直径影响；

(4) 通道数 N_{chn} 反映并联通道个数 N 的影响；

(5) 无量纲发泡频率数 $F = \frac{f_b L}{u_{ave}}$ 流动沸腾单位时间内进入通道内的种子汽泡数；

(6) 无量纲压力脉动数 $P^* = \frac{P_{amp} \rho_f}{G^2}$ ；

(7) 无量纲温度脉动数 $T^* = \frac{T_{amp}}{T_{sat}}$ ；(kelvin)

未发泡热控前，参数脉动幅度及影响关系可以写为：

$$\Delta_b^* = C_1 Bo^{C_2} N_{sub}^{C_3} We_D^{C_4} N_{chn}^{C_5} \quad (4-2)$$

低频热控后，则加了无量纲发泡频率数的影响，可以写为：

$$\Delta_{fb}^* = C_6 Bo^{C_7} N_{sub}^{C_8} We_D^{C_9} N_{chn}^{C_{10}} F^{C_{11}} \quad (4-3)$$

本研究中通道数 N_{chn} 为常数，上两式可以减化为：

$$\Delta_b^* = C_1 Bo^{C_2} N_{sub}^{C_3} We_D^{C_4} \quad (4-4)$$

$$\Delta_{fb}^* = C_5 Bo^{C_6} N_{sub}^{C_7} We_D^{C_8} F^{C_9} \quad (4-5)$$

对自沸腾和低频发泡下热控沸腾的振幅与参数关系做拟合：

4.3.3.1 压力降振幅的无量纲拟合

未热控时，图 4-9a 显示了压力降在不同流量和加热量时的振幅变化，随着不断增加流体的质量流率，压力波动幅度增加，这也与在高的质量流率下，沸腾起始点及不稳定性需要更高热流量有关。在同一个流量下，对不同加热热流来看，压力降的振幅也显示上升的趋势。为了提供一个更普遍的代表性无量纲形式，压力降与液体密度和入口速度可组成量纲，然后，在考虑到实验中其他的重要影响因素，如入口流体的过冷度数，韦伯数以及热量和流量的组合-沸腾数。根据公式 4-4 拟合本实验中的数据，就得到下面的公式：

$$P_{amp} = \frac{G^2}{\rho_f} 2.4442 \times 10^6 Bo^{1.9582} N_{sub}^{3.3749} We_D^{-0.3033} \quad (4-6)$$

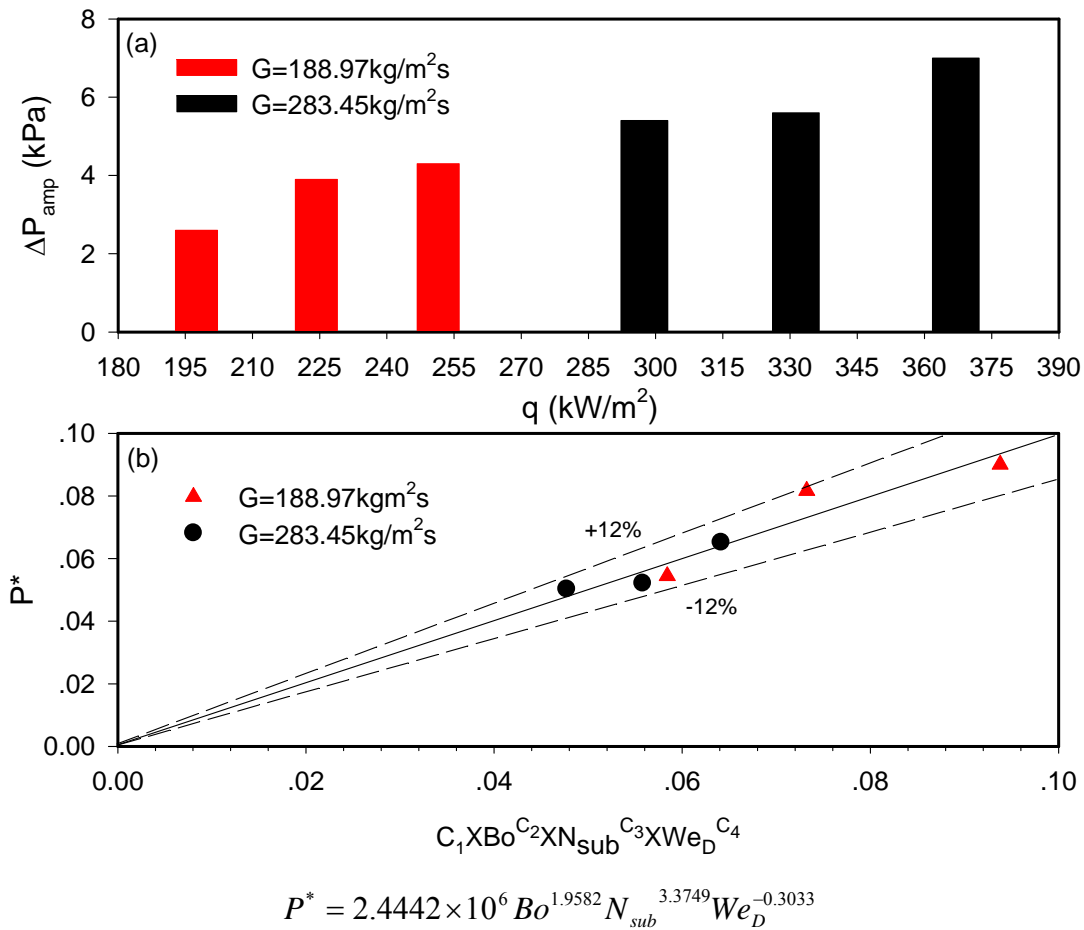
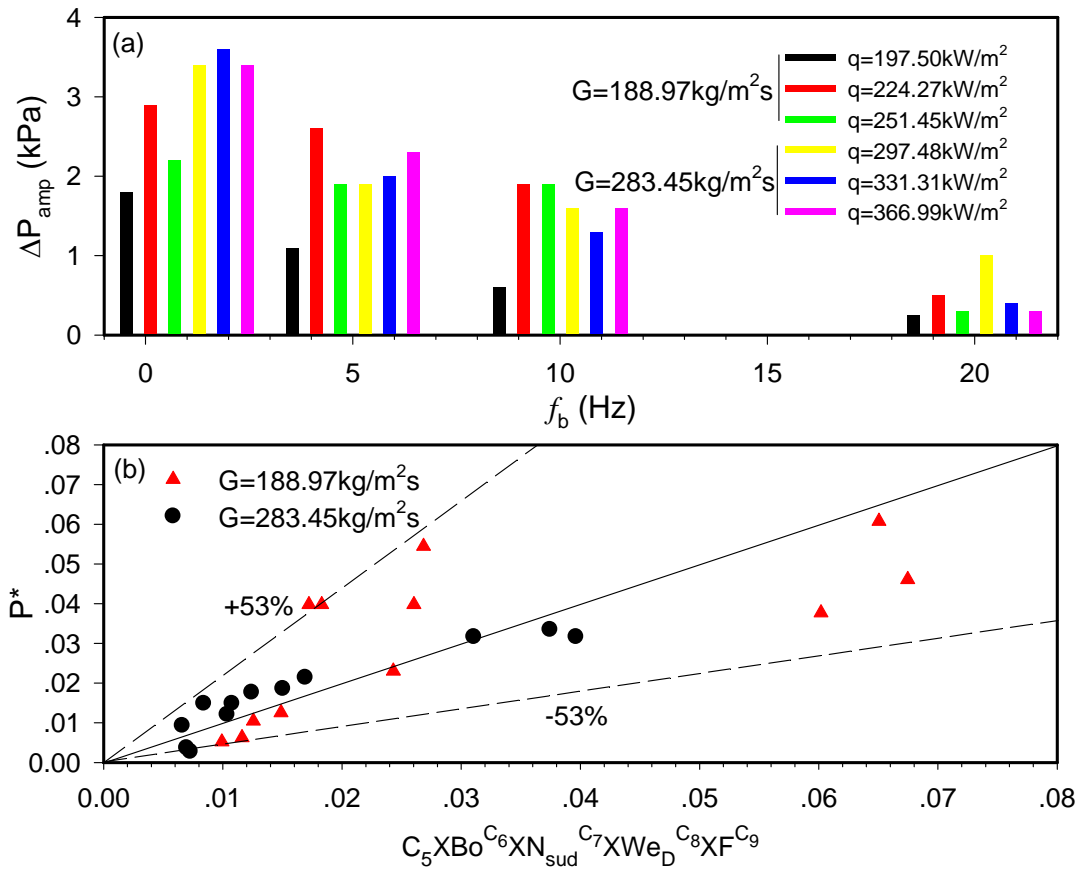


图4-9 未发泡热控时的压降振动幅度及拟合

数据拟合的误差见图 4-9b 所示，由图上可以看出，实验数据与拟合公式计算值的偏差范围不超过±12%，从各参数的数值大小来看，入口过冷对压降振动幅度的影响最大，热量与流量次之，反映通道水力直径及物性的韦伯数影响最小。

低频发种子汽泡时，系统也会表现出不稳定性，图 4-10a 显示了压力降在不

同流量、不同发泡频率和不同加热量时的振幅变化，由图可见，随着不断增加流体的质量流率，压力波动幅度有增加趋势；同一流量和频率不同加热热流来看，压力降的振幅变化不很明显；当随着发泡频率的增加，压力降的振幅都逐渐减小。为了提供普遍的代表性无量纲形式，本节加入热控系统的重要参数，无量纲发泡频率数来反映热控的影响，其物理意义为流动沸腾单位时间内进入通道内的种子汽泡数；与未热控时相同，在考虑到实验中其他的重要影响因素，如入口流体的过冷度数，韦伯数以及热量和流量的组合-沸腾数。根据公式 4-5 拟合本实验中的数据，就得到下面的公式：



$$P^* = 2.5074 \times 10^{-4} Bo^{0.83669} N_{sub}^{-5.6578257} We_D^{-0.95242} F^{-0.572899}$$

图4-10 低频(1~20Hz)发泡热控时的压降振动幅度及拟合

$$P_{amp} = \frac{G^2}{\rho_f} 2.5074 \times 10^{-4} Bo^{0.83669} N_{sub}^{-5.6578257} We_D^{-0.95242} F^{-0.572899} \quad (4-7)$$

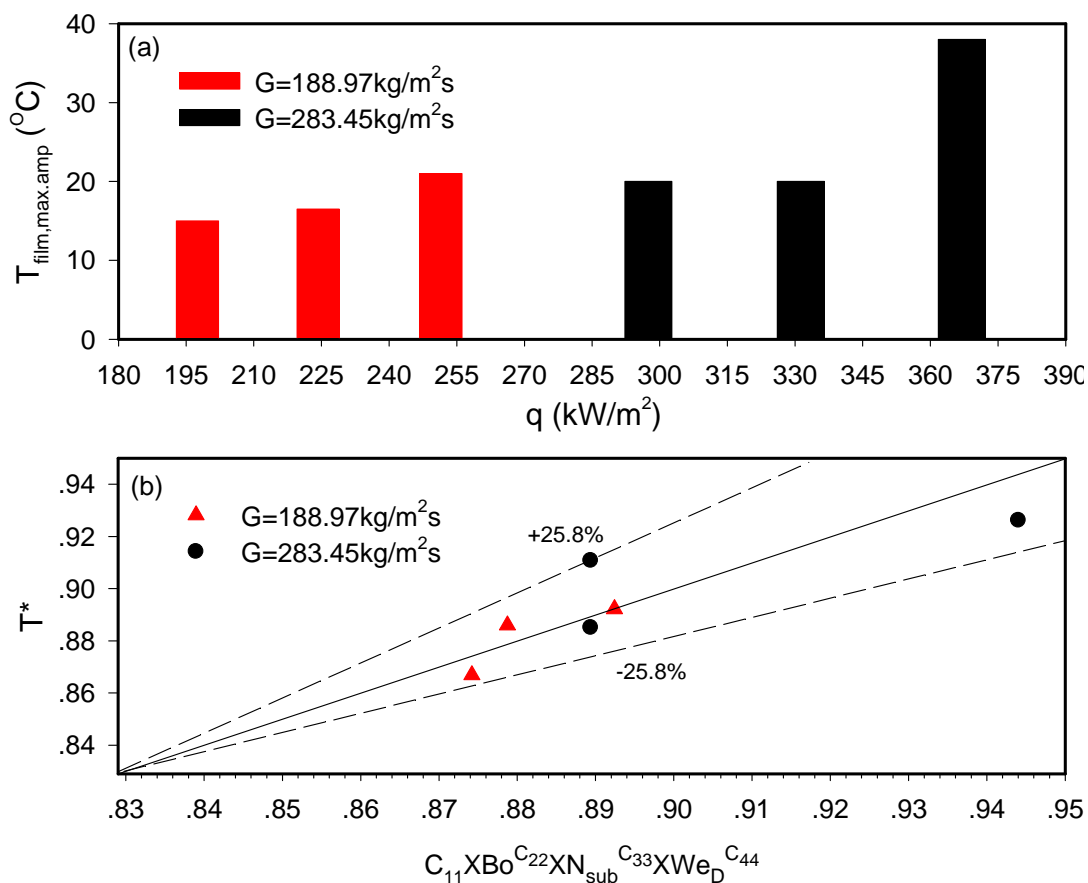
数据拟合见图 4-10b 所示，由图上可以看出，实验数据与拟合公式计算值的偏差范围不超过 $\pm 53\%$ ，分散的程度较大，从各参数的数值大小来看，入口过冷

度依然是对压降振动幅度影响最大的因素。

4.3.3.2 温度波振幅的无量纲拟合

图 4-11a 显示了加热膜上的最高温度在不同流量和加热量时的振幅变化，随着不断增加流体的质量流率，温度波动幅度增加，在同一流量下不同加热热流下，温度振幅也显示上升的趋势。在此，把温度振幅与饱和温度的比值组成量纲（此时温度单位要用凯氏温度），然后，在考虑到实验中其他的重要影响因素，如入口流体的过冷度数，韦伯数以及热量和流量的组合-沸腾数。根据公式 4-4 拟合本实验中的数据，就得到下面的公式：

$$T_{amp} = 0.606 \times T_{sat} \times Bo^{0.1193} N_{sub}^{-0.8642} We_D^{0.0387} \quad (4-8)$$



$$T^* = 0.606Bo^{0.1193} N_{sub}^{-0.8642} We_D^{0.0387}$$

图4-11 未发泡热控时的温度波动幅度及拟合

数据拟合的误差见图 4-11b 所示，由图上可见，实验数据与拟合公式计算值的偏差范围不超过 $\pm 25\%$ ，比压力降的数据要分散些，从各参数的数值大小来看，

其影响规律和对压降的一致，也是入口过冷对压降振动幅度的影响最大，热量与流量次之，反映通道水力直径及物性的韦伯数影响最小。

图 4-12a 显示了低频(1~20Hz)发泡热控时的温度波动幅度在不同流量、不同发泡频率和不同加热量时的振幅变化，由图可见，随着发泡频率的增加，压力降的振幅都逐渐减小。与压降一样，本节加入热控系统的重要参数，无量纲发泡频率数来反映热控的影响，根据公式 4-5 拟合本实验中的数据，就得到下面的公式：

$$T_{amp} = 0.94554 \times T_{sat} \times Bo^{0.04997} N_{sub}^{-0.13915} We_D^{0.00708} F^{-0.01149} \quad (4-9)$$

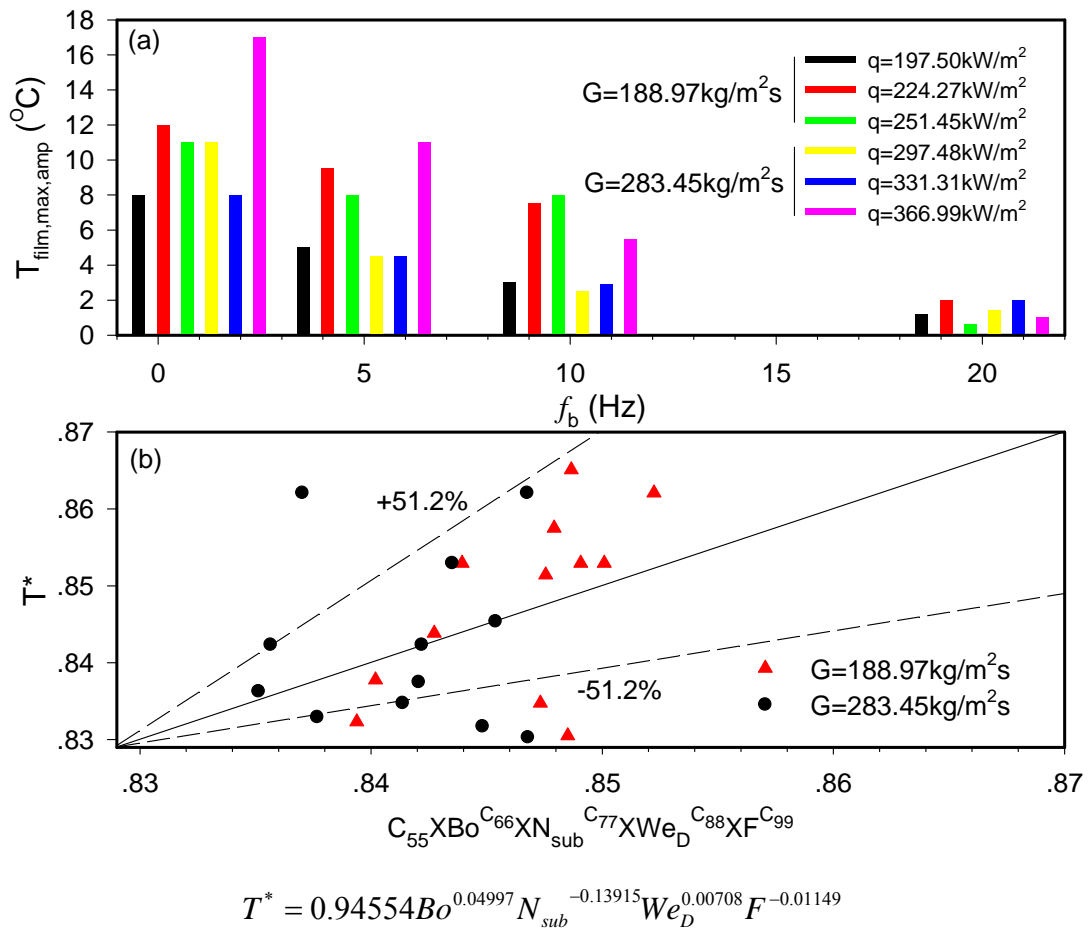


图4-12 低频(1~20Hz)发泡热控时的温度波动幅度及拟合

数据拟合见图 4-12b 所示，实验数据与拟合公式计算值的偏差范围较大，从各参数的数值大小来看，入口过冷度依然是对压降振动幅度影响最大的因素。

4.3.4 运行方式建议

对应本章开始的高低频率热控的工况，图 4-13 给出了先开种子汽泡发生器，然后对主加热膜加热运行模式的系统压力降及温度红外云图，控制参数为

$G=283.45\text{kg/m}^2\text{s}$, $q=331.02\text{kW/m}^2$, $Bo=0.00228$, 由图可见, 若先开种子气泡发生器, 后在背面实施加热, 就不会引起压力降、温度的过冲及大幅脉动, 当关闭种子气泡发生器后, 系统会恢复不稳定性的沸腾状态, 产生大幅波动。在工程应用中, 应该首选此种操作方式, 即先开种子气泡发生器, 后电子设备开机实施加热热源, 不工作时, 先对电子设备关机, 后关闭种子气泡发生器。

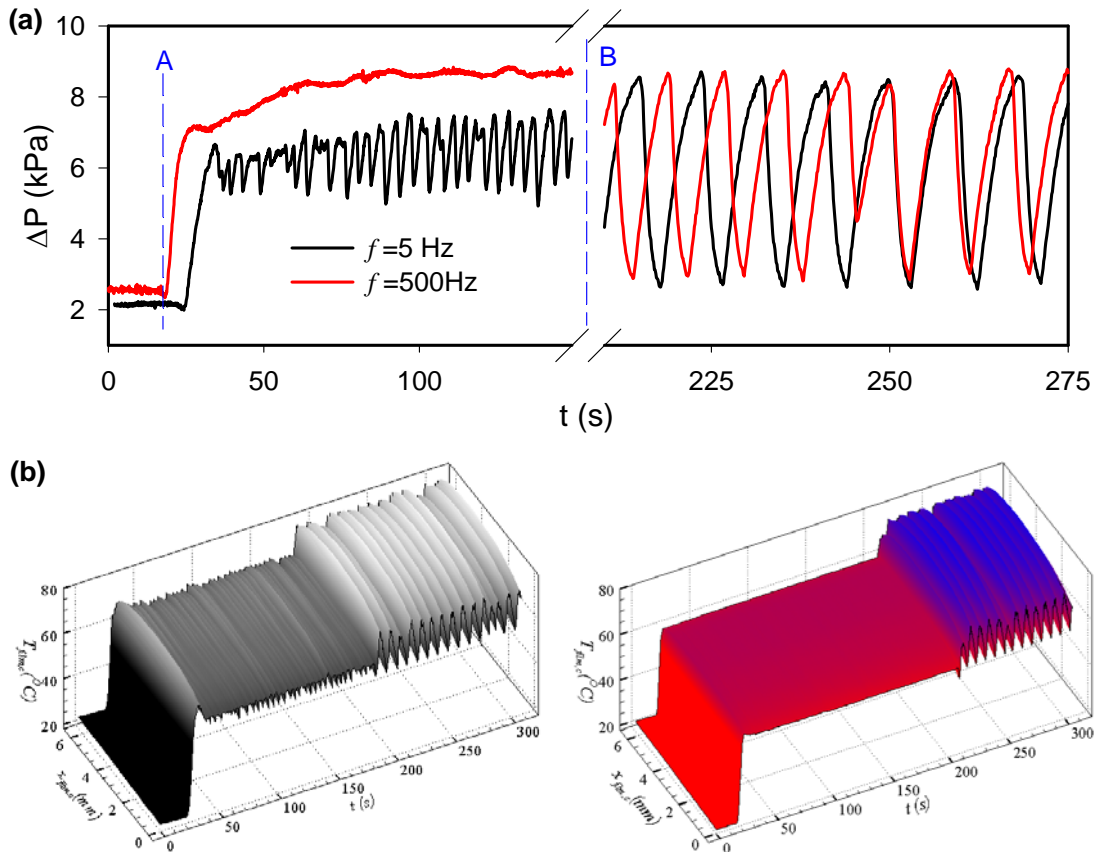


图 4-13 先开种子气泡发生器后对主加热膜加热运行模式

4.4 本章小结

1. 本文实验研究了种子气泡发泡频率对沸腾不稳定性的影响, 发现各频率生成的种子气泡均能使大幅间歇沸腾向有序稳定沸腾转换的趋势, 50Hz 为发泡热控沸腾换热系统的临界发泡频率, 在此频率下能使本系统从不稳定性沸腾换热转化为完全稳定的沸腾换热系统。

2. 不稳定性沸腾时, 参数脉动的振幅与很多因素相关, 低频种子气泡发泡热控后, 参数脉动的振幅变化更为复杂, 本文对压力降、温度等参数的振动幅度

影响因素进行无量纲分析,发现和沸腾直接联系的流体入口过冷度对脉动影响分量最大,由于导热的原因热量和流量的影响次之,物性和通道结构参数影响最小,低频发泡后,种子汽泡的发泡频率的贡献也很大。

3. 对种子汽泡技术的工程运行方式做了探讨,发现先开种子汽泡发生器,然后在背面加热膜实施加热,就不会引起压力降、温度的过冲及大幅脉动,建议了换热系统的运行方式。

本文研究结果揭示了种子汽泡发泡频率对沸腾不稳定性的影响规律,并研究了影响沸腾不稳定性脉动的因素,对种子汽泡技术的应用提出较好的运行方式,为理解种子汽泡技术的机理及其运行做了奠基性工作。

第五章 种子汽泡抑制流动沸腾不稳定性的非线性混沌分析

通过第四章实验得到反映系统演化信息的单变量时间序列以后,本文以能反映多相波动规律的加热膜壁温时间序列及系统宏观波动特性的压差时间序列为例,运用功率谱分析、自相关分析、相图、关联维数、K熵、Lyapunov指数和递归图等多种分析方法,对种子汽泡热控气液两相流动沸腾传热系统进行了非线性分析,定性定量研究表明,种泡热控下流动沸腾传热系统具有非线性混沌特性,低频发泡热控系统的混沌特性强;定量计算结果表明,系统存在4~8个分维,发泡后系统的关联维增大,影响系统的独立变量增多,系统的换热能力越强;高频发泡热控下的K熵值最小,信息丢失速度较慢,流型相对稳定,可预测性强,自沸腾系统次之,低频发泡热控系统的信息丢失速度最快。

5.1 引言

多相流动系统,是多个变量相关的复杂非线性系统,在定量分析上,靠理论解决实际问题中存在的问题还有相当的困难。近年来,为了进一步揭示多相系统的动力学本质特征,从而有效地指导工程应用,研究者借助了非线性分析技术,其中较为常用的是确定性混沌分析技术,它只需考察一个具有代表性的状态参数随时间的演化过程,从中提取动力学信息,即可定性和定量地描述系统的非线性动力学特征。

气液两相流压力、压差、温度和含气率等参数的波动包含着有关流动的丰富信息,研究参数波动特性不仅对了解两相流内部流动结构具有重要意义,而且也密切关系到两相流动系统的设计和运行等许多实际问题。已有研究者运用非线性技术对气固、气液及气液固等多相系统进行了各种确定性混沌研究,并取得了一定的成果,如混沌的确认、流型的辨识、根据混沌特征参数进行系统放大以及混沌预测和控制等^[76~79]。也有研究者将该技术运用到沸腾系统的研究中,但大多属于初步的混沌特性研究^[80~81]。

本文拟应用时间序列、自相关分析、三维吸引子相图、关联维数、K熵、Lyapunov指数和递归图等多种分析工具,对种子汽泡热控汽-液两相流动沸腾蒸发系统的时间序列进行定性和定量混沌研究与分析,达到实现对该系统进行有效

的预测与控制，为实施种子汽泡技术的最终目的奠定基础。

5.2 非线性混沌分析

5.2.1 时域分析（辅助分析技术）

研究反映系统动力学行为的单变量时间序列，在时域里观察其时间序列图，由此可初步得到该物理系统的重要信息。

图5-1为大幅自沸腾及高低频发泡频率下，气液两相流动沸腾传热系统背面加热膜壁中心点上的壁温时间序列。从图中可以看出，当流量恒定 $G=283.45\text{kg/m}^2\text{s}$ 时，加热膜上的热流达到 $q=329.57\text{kW/m}^2$ 时，壁温时间序列出现长周期性的大幅波动，但这种波动并非严格的周期运动，而是叠加着一定的不规则运动，这种运动与沸腾不稳定性的产生有关。每个大尺度的波峰处存在着小尺度的波动，这种高频小尺度波动与通道内两相沸腾蒸发时的快速流型转换有关，混状进液/环状流/部分蒸干产生了附加在每个周期运动上的高频温度波。

低频发泡热控时($f_b=5\text{Hz}$)壁温时间序列波动周期性及幅度大幅降低，沸腾不稳定性急剧减弱，两相沸腾蒸发作用增强，换热得到一定强化，低频种泡进热通道后和核化产生的自沸腾耦合作用，使流型转换更为复杂，其温度波表现为叠加

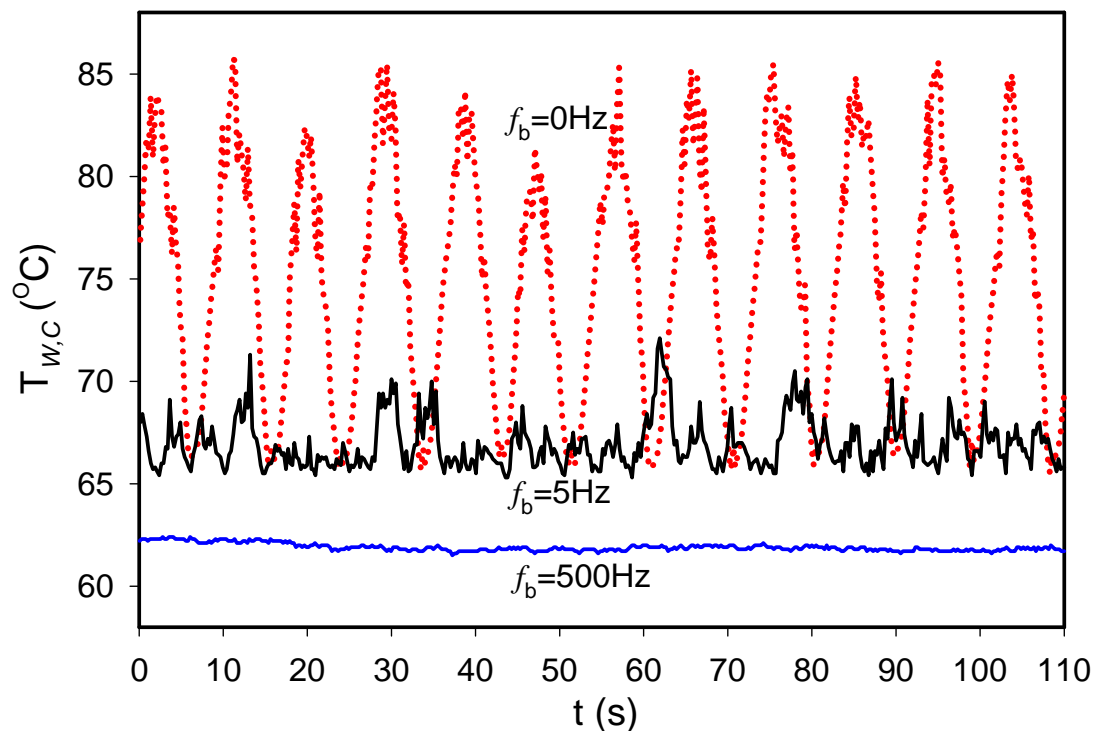


图 5-1 加热膜中心点上的壁温时间序列

着更多的不规则运动。

高频发泡热控时($f_b=500\text{Hz}$)壁温时间序列波动周期性及幅度得到完全扼制, 高频发泡维持了通道内稳定的长气弹环状流换热模式, 换热更为强化, 其温度波表现为稳定值并叠加着更多高频不规则微尺度波动, 这种高频不规则运动也与通道内稳定沸腾蒸发时的快速流型转换相关。因此, 时间序列的波动可以反映出不同操作条件下微通道内两相流动形态或流动结构。

5.2.2 功率谱分析 (辅助分析技术)

假设任何时序信号都可以看成是各种周期分量的叠加, 确定这些不同频率的周期分量的能量分布就是功率谱分析。对于随机运动, 其时序信号包含一切可能的频率成分, 半对数坐标中的功率谱密度函数显示出能量围绕一个平均值波动的宽带频谱特征。周期或拟周期运动的时序波动功率谱是不连续的尖峰, 尖峰对应的频率值就是周期或拟周期运动的主频。半对数坐标中混沌运动的功率谱呈指数下降, 这是混沌运动的典型特征, 功率谱的计算方法很多, 其基本计算式为:

$$P(\omega) = |F(\omega)|^2 = \left| \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} X(t) \exp(-i\omega t) dt \right|^2 \quad (5-1)$$

式(5-1)中的 $F(\omega)$ 是时序信号的傅利叶变换, 本文采用直接快速傅利叶变换法(FFT)计算, 为了减少时间序列中的虚假的超低频信号, 在傅利叶变换前, 要去掉信号中的直流分量, 办法就是每个数据减去时间平均值作为FFT的输入数据, 虚假高频信号采用低滤通仪过滤。

图5-2(a)~(c)为中心点壁温时间序列的功率谱图。从功率谱图的主频可以看出, 与时间序列对应的功率谱图在大幅自沸腾及低频发泡热控下均表现出包含多个频率的宽峰, 图a表明大幅自沸腾的壁温信号包含多尺度特性, 在功率谱图明显的尖峰中, 低能高频峰对应小尺度信号(沸腾蒸发时的快速流型转换), 高能低频峰则对应较大尺度信号(例如, 不稳定性单相进液和两相沸腾蒸发转换), 两相流动沸腾进入到包含一主频率($f=0.1099\text{Hz}$)的周期性波动过程, 但并非周期运动; 图b功率谱图中出现多个不同程度的高能低频峰, 最高能主频为($f=0.1815\text{Hz}$), 表明低频发泡热控下两相沸腾系统具有包含更多频率拟周期性波动过程, 流型的混沌特性增强。高频发泡热控下表现出不同程度的宽峰, 具有宽带频谱特征, 流动接近环状流, 维持了稳定的膜态换热沸腾, 温度波动呈现出

典型的混沌特征。

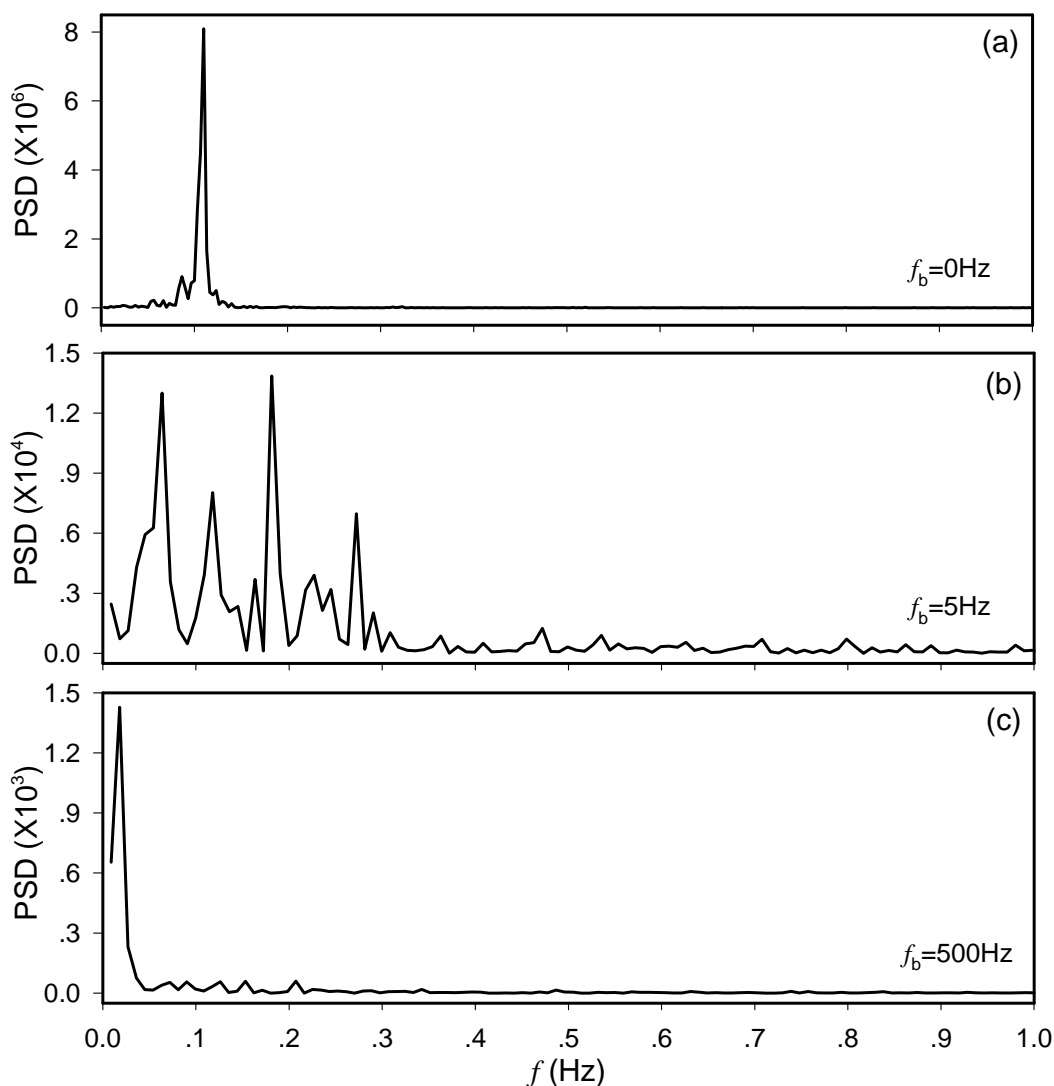


图5-2 中心点壁温时间序列的功率谱图

从纵坐标看，大幅自沸腾的功率谱密度值最高，代表其振动的幅值大，低频发泡的次之，高频发泡的振幅最小。大幅自沸腾的功率谱图有一定的规律性，发泡热控系统的时间序列图及其功率谱图的规律性不明显，主要是由于发泡后系统的影响因素增多且比较难以实现精细控制，其时间序列图和功率谱图包含更多的随机成份。

5.2.3 自相关系数分析（辅助分析技术）

假设时间序列数据点之间存在线性关系，自相关系数就是表达同一点在不同瞬时的物理信号之间的线性相关程度。自相关系数可以度量信号的可预测性。周期信号的自相关系数也是周期性的，混沌信号的自相关系数逐渐趋于零，而随机

信号的自相关系数，一有时间增加就接近于零。自相关系数法是非常成熟的求时间延迟的方法。根据数值实验结果，自相关系数下降到初始值的 $1 - \frac{1}{e}$ 或零时的时间，可以给出时序信号的平均周期或提供延迟时间初值。自相关系数 $Au(\tau)$ 的基本定义式为：

$$Au(\tau) = \frac{\int_{t=1}^{N-\tau} [X(t)] [X(t+\tau)] dt}{\int_{t=1}^N [X(t)]^2 dt} \quad (5-2)$$

式中， $X(t)$ 为时序波动信号， τ 为时间延迟。

图 5-3 为对应壁温求得的自相关系数图，由图可见，大幅自沸腾时，虽然自相关系数随时间延迟的增加呈周期性波动，但并不像正弦运动那样在 ± 1.0 上下波动，而是在较低值附近波动，图中并未出现完全随机运动和严格周期运动的自相关系数图，两相流动沸腾的自相关系数所表现出的周期性不明显，但又明显不同于随机过程，自相关系数并非一有时间增加便趋于零，而是随时间延迟的增加逐渐减小，是混沌系统的典型特征，这表明系统随时间演化只具有有限的预测能力，低频发泡时间序列的自相关系数随时间延迟的降低速度远大于其他的工况，

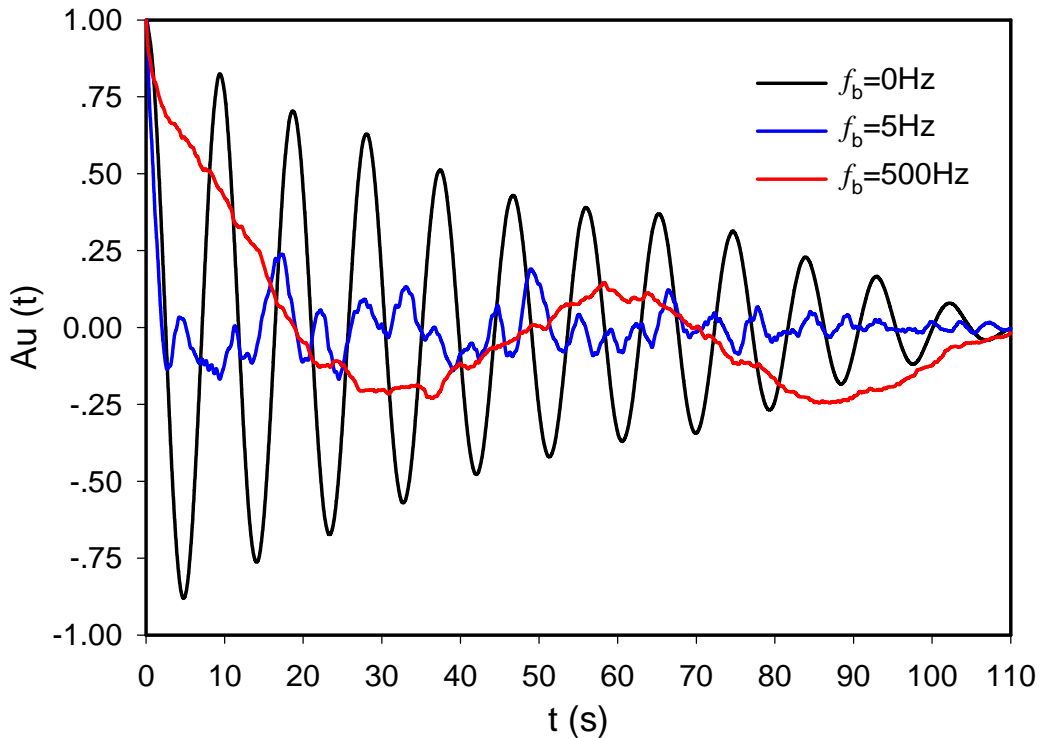


图 5-3 不同频率热控下壁温的自相关系数图

即其可预测性最低，自沸腾次之，高频作用时下降最慢，可预测性最强；自相关系数的形状与流体流动和传热状况有关，波状成分对应不稳定周期性流型转换过程，其他随机成分是由测量区内其他随机运动(蒸发流型的快速转换，气泡扰动等因素)而致，时间序列反映的运动特征及预测性可以从自相关分析中初步得到。

5.2.4 相图的概念和意义（定性分析技术）

相图是吸引子在相空间中所展示的轨迹，可以显示吸引子的几何结构，是定性研究吸引子几何特性的重要手段。对于由实验测得的单变量时间序列，可以通过重构相空间的方法重建多维吸引子。通过重构相空间的方法所得到的系统与真实系统是微分同胚的，该方法可以使吸引子的许多重要性质保存下来，而且不依赖于重构过程的具体细节。

由于混沌系统的策动因素是相互影响的，系统任一分量的演化是由与之相互作用着的其它分量所决定的，且在时间上先后产生的数据点也是相关的，因此这些相关分量的信息就隐含在任一分量的发展过程之中。这样，就可以从某一分量的一批时间序列数据中提取和恢复出系统原来的规律，这种规律是高维空间下的一种轨迹。也就是说，由一个混沌系统产生的轨迹经过一定时期的变化后，最终会做一种有规律的运动，产生一种规则的、有形的轨迹(混沌吸引子)，这种轨迹在经过类似拉伸和折叠后转化成与时间相关的序列时，却呈现出混乱的、复杂的特征。

Packard等^[82]提出由原系统中某变量的延迟坐标来重构相空间，即目前广泛采用的延迟坐标状态空间重构法。嵌入过程是从测得的时间序列构造新坐标系中的向量开始，这个新的坐标系称之为嵌入空间，它是一个多维欧几里德空间，其中 τ 表示延迟时间，为了确定 m 维相空间中某点的坐标，可以将时间序列 $\{X(t_k)\}$ 的时间坐标延迟，重构相空间得到 $\{X(t_k), X(t_k + \tau) \cdots X(t_k + (m-1)\tau)\}$ 。由这 m 个分量就可以确定相空间中第 k 个点的坐标，即按照Takens定理，可以找到一个合适的嵌入维，即如果延迟坐标的维数 m 满足 $m \geq 2D_2 + 1$ (D_2 是动力系统的维数)，在这个嵌入空间里可以把有规律的轨迹(吸引子)恢复出来，拓扑等价的意义下恢复吸引子的动力学特性。

如何正确确定延迟时间 τ 和嵌入维数 m 是相空间重构成功的关键所在。合理确定嵌入滞时 τ 的判据主要有两大类:一类是确定的 τ 要能保证各嵌入坐标间相

互独立或相关性达到最小;另一类是确定的 τ 要能保证重建相空间可以充分展示系统吸引子的各种几何及拓扑性质。本文选用了传统的自相关函数法来确定嵌入滞时,分解系数序列的自相关函数第一次经过零点时所对应的滞时是重构相空间的最佳延迟时间 τ 。

相图可以反映吸引子的几何结构特征,并由此直观得到时间序列所描述的运动特征。图 5-4(a~c)为壁温在不同发泡频率下的时间序列经过相空间重构得到的三维吸引子相图。未发泡自沸腾下的相图虽然呈现极限环特征(图 a),但是极限环线呈现一定的宽度,这说明该运动并非周期运动;较低(图 b 红色)和较高发泡频率(图 c 红色)下的相图所反映的结构比较复杂,这对应时间序列中多个不同

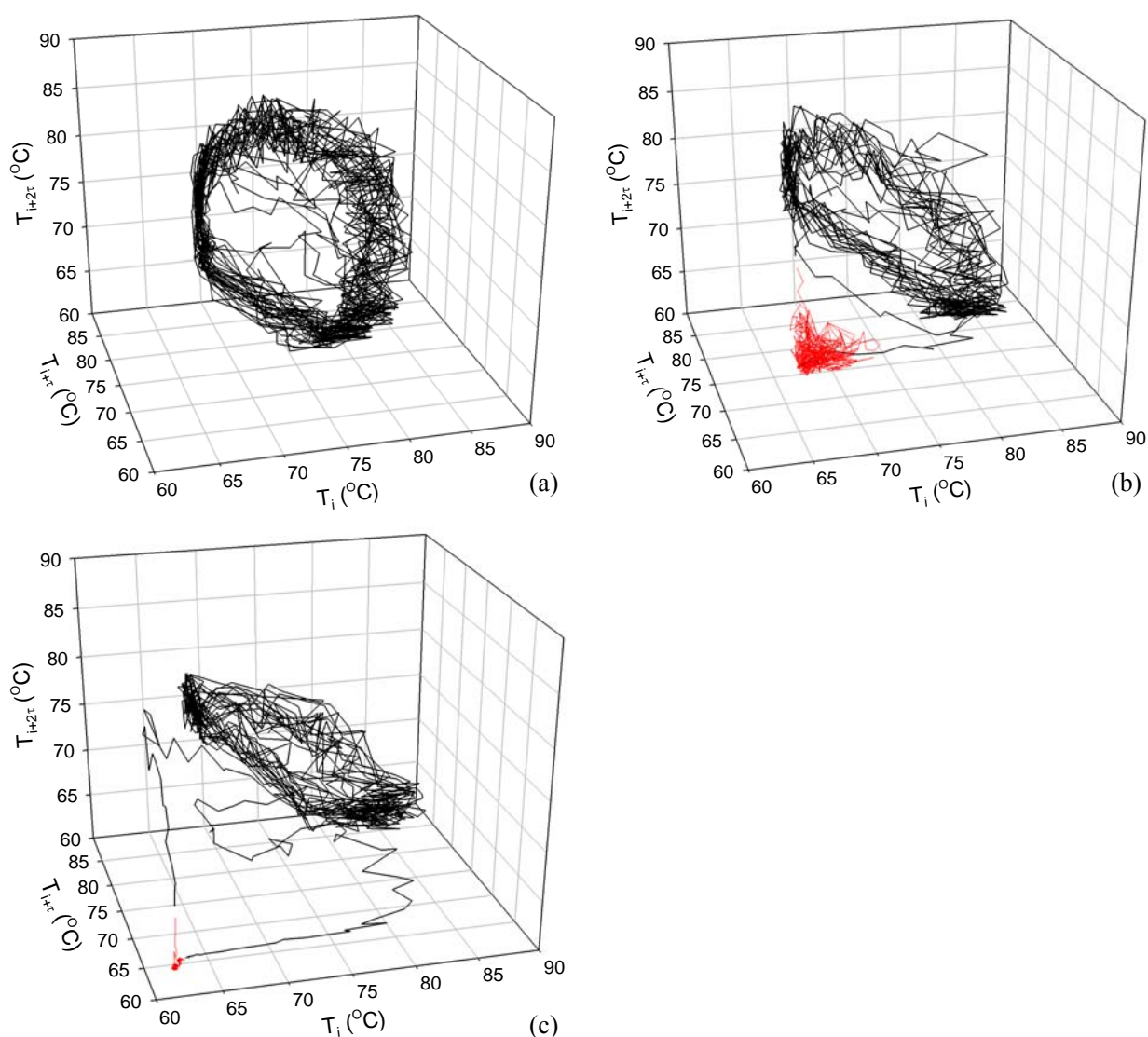


图 5-4 不同频率热控下壁温时间序列的三维吸引子相图

频率和尺度的运动,壁温的吸引子相图具有相对精细的结构,这是系统出现混沌

的一个表现。其中图 b, c 黑色表示未热控部分。

可见, 由于沸腾蒸发系统本身非常复杂, 它可能既不是简单的周期运动, 也不是完全没有规律的随机运动, 而是由一些周期成分和随机成分叠加而成。各吸引子图由多个环线叠加而成, 每个环线代表一个独立的频率, 环线越大, 就表示脉动幅值越高, 这些环线形象地展示了系统丰富的动力学行为。大的环线表示时间序列信息中的大尺度低频率的周期成分, 而小的环线则代表小尺度高频率的随机成分。

5.2.5 关联维数 D_2 (定量分析技术)

分形这一概念由Mandelbrot于1967年提出^[83], 它描述的是一些没有特征尺度但具有自相似结构的几何体。由以某种方式与整体相似的部分组成的形状叫做分形。描述分形特征的定量参数是分形维数。

关联维数是描述分形特征的定量参数, 可以给出描述该系统动力学特性至少需要的独立变量数目, 是混沌分析的重要定量参数之一, 关联维数的意义是, 相空间中对于任一 r , 矢量对间距小于 r 的点数占总点对数的比例。关联维数可以测量吸引子的局部结构, 反映吸引子上的分布密度。通常选择G-P法计算关联维数 D_2 , 关联维数可以测量吸引子的局部结构, 反映吸引子上的分布密度, 关联维数考虑了覆盖中分形集合元素的概率分布。

$$D_2 = \lim_{r \rightarrow 0} \frac{\lg C(r)}{\lg r} \quad (5-3)$$

式(5-3)中 $C(r)$ 为关联积分 $C(r) = \frac{2}{N(N-1)} \sum_{j=1}^N \sum_{i=j+1}^N \theta(r - |\bar{x}_i - \bar{x}_j|)$ 式中 $\theta(x)$ 为

Heaviside函数

$$\theta(x) = \begin{cases} 0, & x \leq 0 \\ 1, & x > 0 \end{cases} \quad (5-4)$$

首先由实验测出的时间序列数据重构相空间吸引子。其次, 任意给一个正数 r , 在嵌入相空间中的点对中, 检查有多少点对之间的距离小于 r , 即求关联积分 $C(r)$ 。在 $\ln C(r) \sim \ln r$ 图中有一直线, 叫无标度区, 在此区内有下列关系: $D_2 = \lim_{r \rightarrow 0} \frac{\ln C(r)}{\ln r}$ 即 $C(r) = \exp(D_2 \ln r)$, 需要作 $\ln C(r) \sim \ln r$ 图, 由无标度区中的点进行

最小二乘拟合得到斜率即 D_2 值, 对每个嵌入维数下的 $\ln C(r) \sim \ln r$ 曲线都这样处理, 得到一系列的 D_2 值。

关联维数反映系统的动力学自由度, 能提供关于系统动态的更多信息, 因为非线性动力系统各变量之间有关联作用, 时间序列蕴藏着参与动态的全部变量的痕迹, 混沌系统一般具有分数关联维数。在关联维数的计算中, 对嵌入维数 m 和延迟时间 τ 的正确选择是重构相空间的关键。研究表明, 在一定范围内, 嵌入维数越高越有利于获得更可靠的分析结果。而且, 嵌入维数尽可能高, 能够部分消除实验中测试引入的噪声对混沌分析的影响。

本文采用连续改变嵌入维数, 至线性无标度区斜率不变的方法确定关联维数, 不同发泡频率下的关联积分与尺度的关系曲线如图5-5(a)~(c)所示。由图可见, 大幅自沸腾系统中, 关联积分与尺度图中出现明显的线性区域, 即关联维数明显

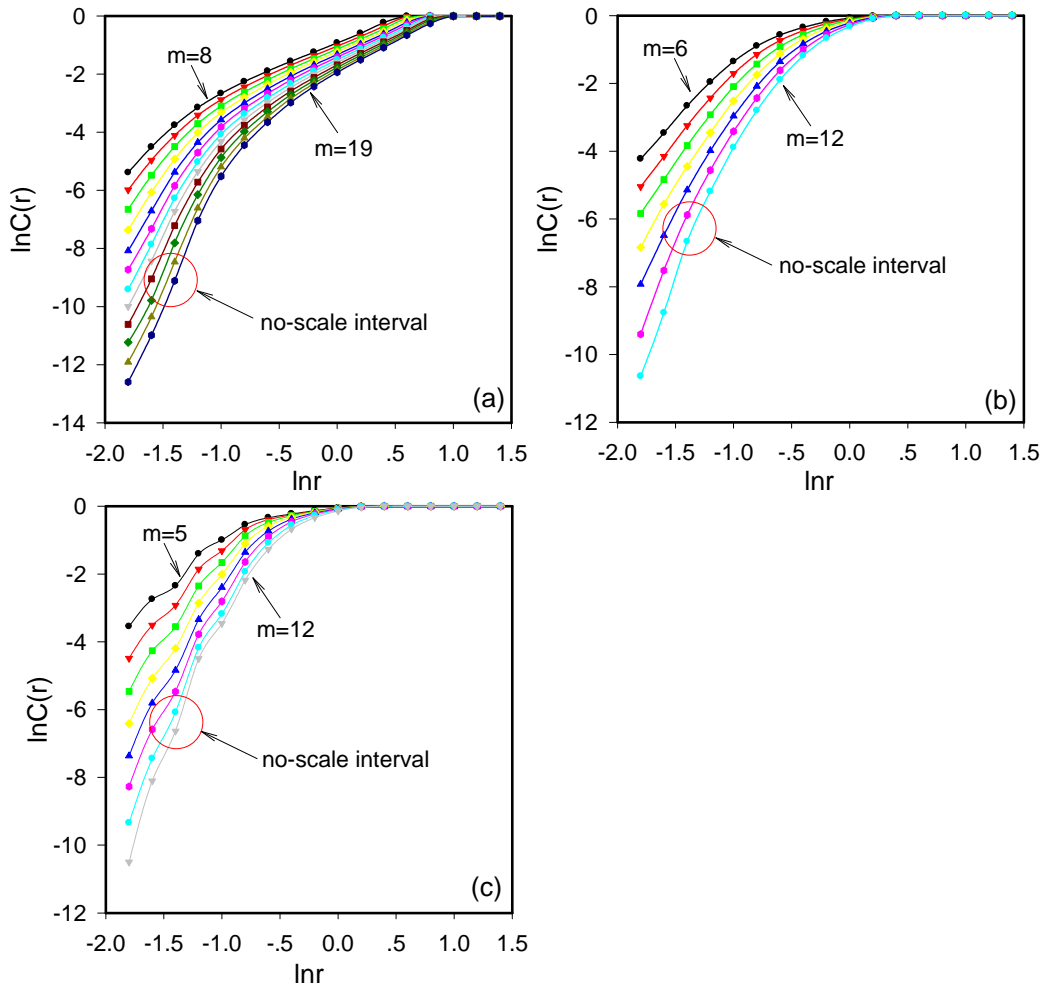


图5-5 不同发泡频率下的关联积分与尺度的关系曲线

出现两个分维, 一个是反映小尺度波动的高频维, 一个是大尺度波动下的高维数

值，小尺度下的高频维对应沸腾蒸发时的快速流型转换产生的不规则运动，大尺度下的高维数值反映了不稳定性单相进液和两相沸腾蒸发转换的物理特性。发泡热控时关联积分与尺度图中均有明显的线性区域，当高频泡热控下关联积分与尺度图中有多个线性区域，表明影响因素更为复杂。

由于两相沸腾系统传热系数时间序列可能同时具有一些周期成分和随机成分，即由这两部分叠加而成，在关联积分图上的反映是在不同的积分尺度各有不同的收敛情况。由于大尺度低频率的运动成分反映了系统的宏观或主体运动情况，因此，这里只分析以大尺度低频率关联维数的收敛情况。图 5-6 为不同工况关联维数随嵌入维数的收敛图，未热控时关联维数收敛较好，反映大尺度运动的关联维数为 4.2297，确定描述该系统至少需要五个独立变量；在低频发泡热控系

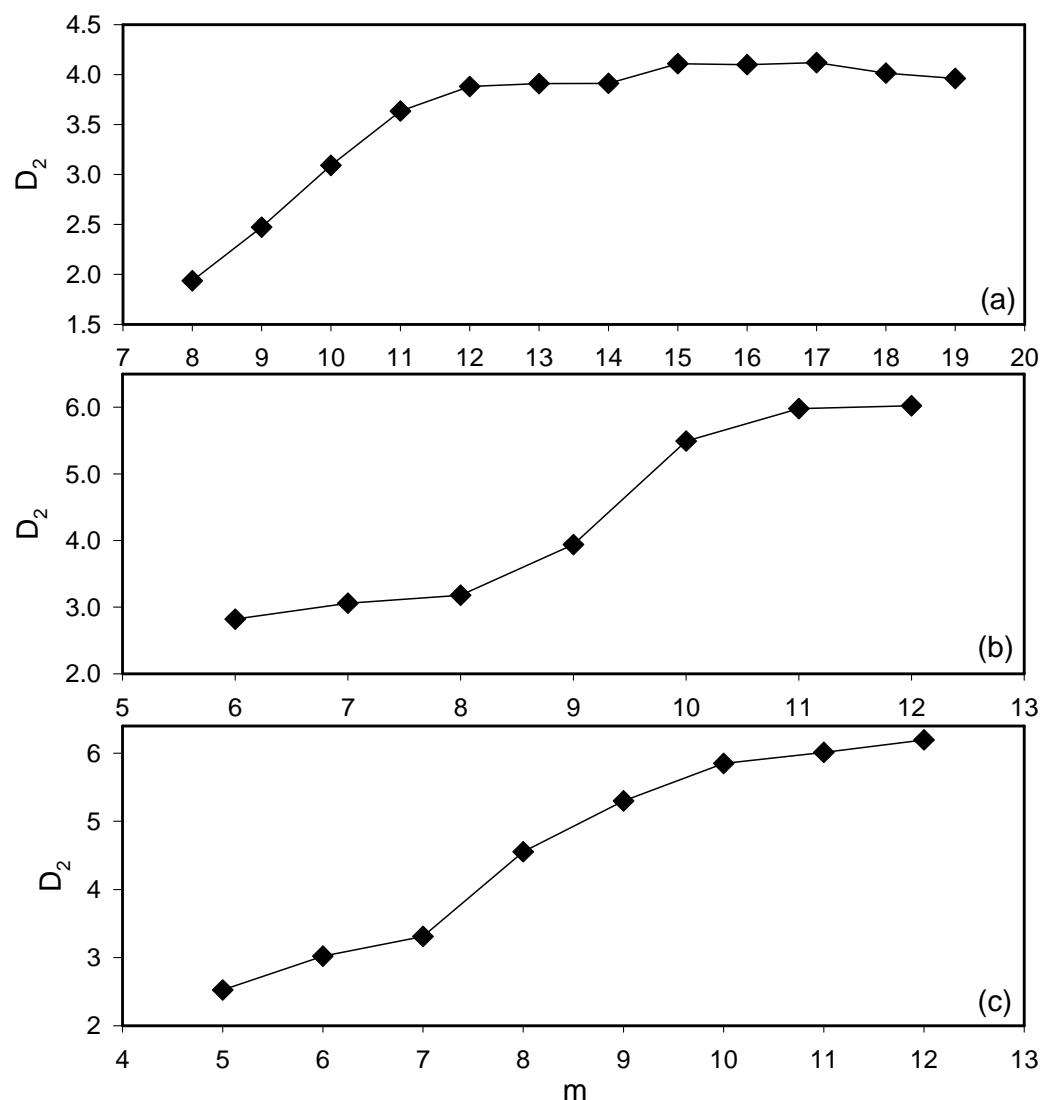


图5-6关联维数随嵌入维数的收敛图

统中当 $m \geq 12$ 时, 关联维数收敛较好, 反映大尺度运动的关联维数为6.0233; 确定描述该系统至少需要七个独立变量; 在高频发泡热控系统中当 $m \geq 12$ 时, 关联维数收敛较好, 反映大尺度运动的关联维数为6.1961; 确定描述该系统至少需要七个独立变量。发泡后系统的关联维数增大, 表明系统的影响因素增多。

5.2.6 K熵 (定量分析技术)

K熵是表述混沌吸引子的另一个重要的定量特征量。从信息论角度讲, K熵是关于系统不确定性的度量。K熵可以测量信息的丢失速率^[84], 表征系统的可预测度。它给出了轨道在单位时间内产生的平均信息量的一个上、下限, 对于完全随机的行为, 信息完全丢失, K熵值是无界的; 而对于规则运动, 如周期运动, 系统的演化过程中没有信息的产生和丢失, 表明下一个状态完全可由当前状态精确预测, K熵应为零; 而对于低维混沌动力学系统, K熵是一个大于零的有限值。K熵的算法说明, 可以证明:

$$K_2 = \lim_{r \rightarrow 0, m \rightarrow \infty} K_{2,m(r)} \quad (5-5)$$

$$K_{2,m(r)} = \frac{1}{\Delta m \tau} \ln \frac{C_{m(r)}}{C_{m+1(r)}} \quad (5-6)$$

式中 $C_{m(r)}$ 为与 r 和 m 有关的关联积分, 具体的计算步骤如下:

(1) 对于给定的时间延迟 τ , 在 $\ln C(r) \sim \ln(r)$ 图的无标度区给定一个, 对 $m=2, 3, \dots$, 可以求出关联积分 $C_{m(r)}$

$$C_{dm(r)} = \frac{2}{N_m(N_m - 1)} \sum_{i,j=1}^{N_m} \theta(r - |\bar{x}_i - \bar{x}_j|) \quad (5-7)$$

(2) 由 $K_{2,m(r)}$ 式可求出 m 一定时的 $K_{2,m(r)}$, 当 $K_{2,m(r)}$ 不随 m 而变化时, 所得到的 $K_{2,m(r)}$ 是使 $K_{2,m(r)}$ 达到饱和时的最小值。

(3) $K_{2,m(r)}$ 在 $\ln C(r) \sim \ln(r)$ 图中的无标度区内减小 r 值, 重复以上步骤, 求出 $K_{2,m(r)}$ 。当它不再随 r 的改变而改变时所对应的值即为 K_2 的估计值, 这也就得到了K熵的近似值。

图5-7为不同发泡频率下流动沸腾的K熵与尺度的关系, 对应于关联维数, K

熵在不同尺度下也存在多个值。由图中可以看出，两相流动沸腾系统中， K 熵值均为一个有限正值，说明该系统具有混沌特性。从三个工况的 K 熵值来看，低频发泡热控系统的值较大，表示其信息丢失速度最快，可预测性最低，此与自相关分析是一致的，对应流型的混乱程度最高，自沸腾系统次之，高频发泡热控系统的值最小，表示其信息丢失速度较慢，可预测性最高，对应的流型较为稳定。

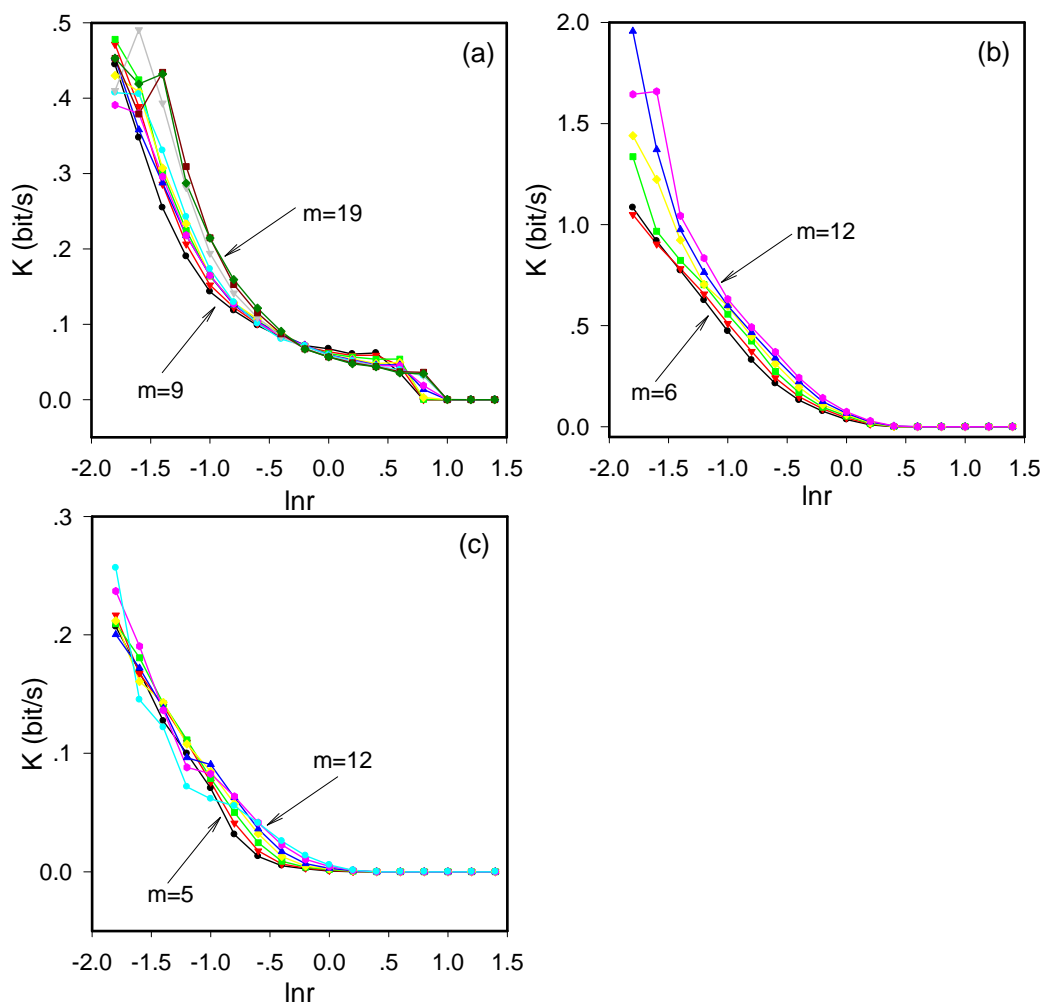


图5-7 不同发泡频率下流动沸腾的 K 熵与尺度关系

5.2.7 Lyapunov指数（定量分析技术）

Lyapunov 指数用于量度在相空间中初始条件不同的两条相邻轨迹随时间按指数律吸引或分离的程度，这种轨道收敛或发散的程称为 Lyapunov 指数^[85]。它是一个统计特征值，是相空间中相近轨道的平均收敛性或平均发散性的一种度量。

混沌系统由相空间中的不规则轨道奇怪吸引子来描述，奇怪吸引子的一个明

显特征是吸引子紧邻点的指数离析，这意味着初始状态完全确定的系统，经过长时间后会不可避免的发生变化，导致系统对初始条件具有敏感依赖性。Lyapunov 指数可定量表示奇怪吸引子的这种运动状态。

对 n 维相空间中的连续动力学系统，考察一个无穷小 n 维球面的长时间演化成椭球面。则第 i 个 Lyapunov 指数 λ_i 按椭球主轴长度定 $L_i(t)$ 定义为

$$\lambda_i = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{t} \ln \frac{L_i(t)}{L_i(0)} \quad (5-8)$$

这说明 Lyapunov 指数的大小表明相空间中相近轨道的平均收敛或者发散的指数率， n 维相空间则有 n 个 Lyapunov 指数。 $\lambda \geq 0$ ，则此方向上吸引子轨道伸张；反之则轨道收缩。混沌系统奇怪吸引子的形状则由于轨道的不断伸张和收缩造成对于混沌动力系统的奇怪吸引子来说，其最大 Lyapunov 指数是正的（也必有一个为负）。Lyapunov 指数越大，系统的混沌性越强。

对规则运动，当初始条件已知时，可预言系统在任何时刻的状态。而混沌运动由于其对初始状态的敏感依赖性，人们很难对系统的长期行为做出预测。对相空间中两临近的状态点，时间不长时，两点的轨道大体很相近，可以认为系统的轨道是确定的，可预测的。而时间越长，两点轨道按 e^{λ} 指数越来越发散分离，从而对状态的预测也变得越来越不可能了。由此可见，正的 Lyapunov 指数和 Kolmogorov 熵从不同方面定量表现了系统的混沌性以及系统的可预测性随时间的增加而减少的速度^[86-89]。

表5-1为不同发泡频率下流动沸腾的定量分析得到的关联维、 K 熵、最大 Lyapunov指数的值与平均传热系数，可见随着热控发泡频率的上升，对应于关联维数增大，表示影响系统的因素增加； K 熵值与最大Lyapunov指数数值均为正值，

表 5-1 不同发泡频率下流动沸腾的定关联维、 K 熵与最大 Lyapunov 指数值

Parameters of nonlinear analysis	$f_b=0\text{Hz}$	$f_b=5\text{Hz}$	$f_b=500\text{Hz}$
D_2	4.2297	6.0233	6.1961
K (bit/s)	0.4343	1.6588	0.1397
Lyapunov exponent	0.0297	0.1667	0.0458
$h_{w,c}$ (kW/m ² K)	20.039	31.529	59.640

在发泡热控流动沸腾系统中，最大Lyapunov指数值为一大于零的正值，说明该系

统具有混沌特性。从三个工况的Lyapunov指数值来看,低频发泡热控系统的值较大,表示其轨道分离较快,对初始值最为敏感。高频发泡热控系统次之,自沸腾系统的值最小,表示其轨道分离较慢。

下面从宏观角度对系统进行进一步的非线性定性分析,与壁温不同,压差波动反映的是系统宏观的波动情况。图5-8为系统可预测的三个重要影响参数(进口温度,加热膜中心点温度及芯片进出口压差波动)在不同发泡热控下的时间序列。

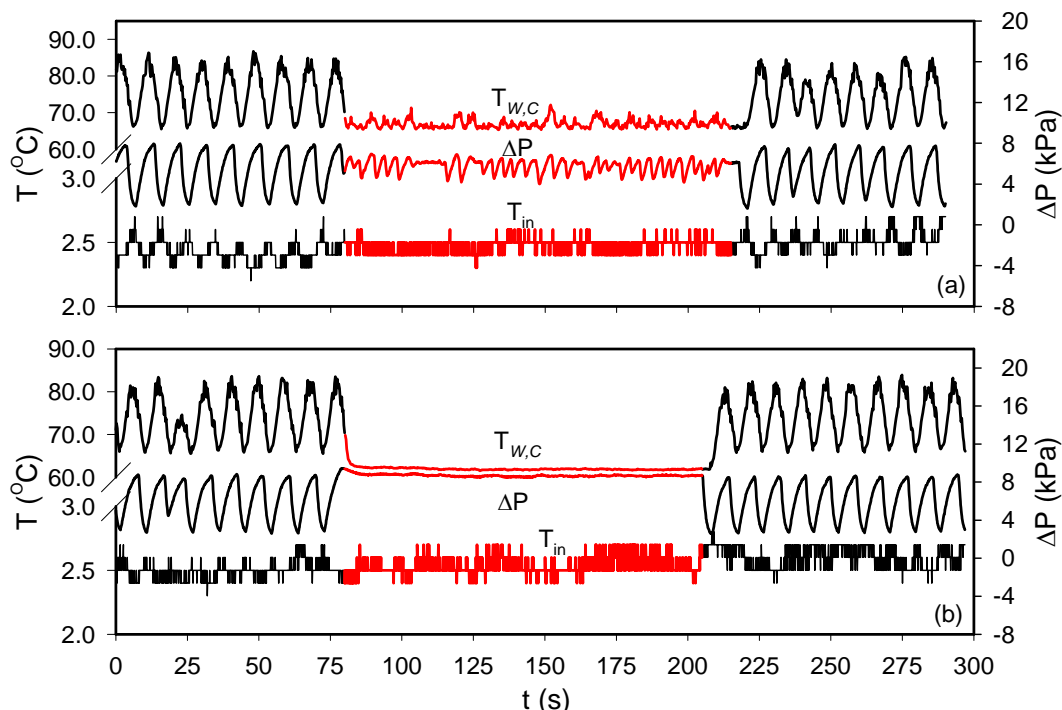


图5-8 高低频热控下系统参数(进口温度,加热膜中心点温度及进出口压差)时间序列

图5-9(a)~(d)为压差信号在不同发泡频率下的时间序列经过相空间重构得到的三维吸引子相图。可见,各吸引子图在大幅自沸腾时均由多个环线叠加而成,相图虽然呈现极限环特征,但是极限环线也呈现一定的宽度,这说明该运动并非周期运动;图(b),(d)分别为种子汽泡热控时吸引子图的内部结构,可见在低频泡热控时,相图也呈现极限环特征但环线变小,表示脉动幅值降低,与直观的时域分析结果一致,这些环线形象地展示了系统丰富的动力学行为,这些环线在壁温信号的分析结果中并不明显。较高发泡频率下的相图所反映的结构比较复杂,如图5-9(d),压差信号的吸引子相图具有相对精细的结构,这是系统出现混沌的一

个表现,与壁温信号的分析结果一致。

从压差信号及壁温信号的吸引子相图在相空间中所展示的轨迹来看,虽然压差信号表示的是系统的宏观波动特征而壁温信号反映多相波动规律的特征,但它们的总体所展示的轨迹是一致的,说明用壁温信号是影响系统的重要因素,用该变量重构得到的吸引子相图能反映系统的特性。

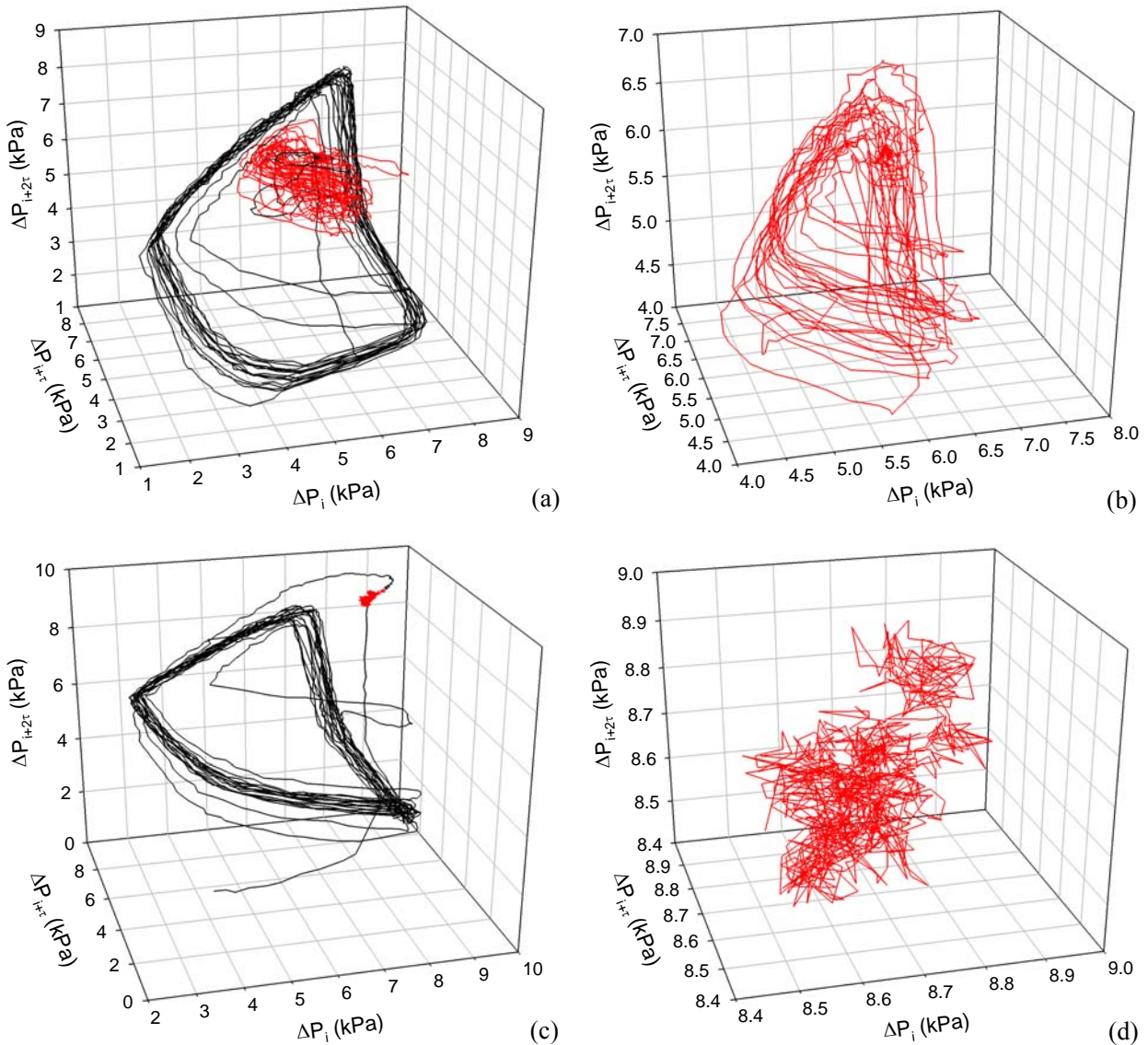


图5-9 压差信号在不同发泡频率下的时间序列的三维吸引子相图

图5-10为以图5-8中三参数的时间序列经过相空间重构得到的三维吸引子相图,各坐标数值反映了个参数波动的范围,其吸引子相图的结构较上述单变量重构得到的相图要复杂,但总体反映的特征是一致的。未发泡自沸腾下的相图仍然呈现极限环特征,极限环线呈现一定的宽度;较低和较高发泡频率下的相图所反映的结构比较复杂,这对应时间序列中多个不同频率和尺度的运动,吸引子相图

具有相对精细的结构，系统表现为混沌特征。

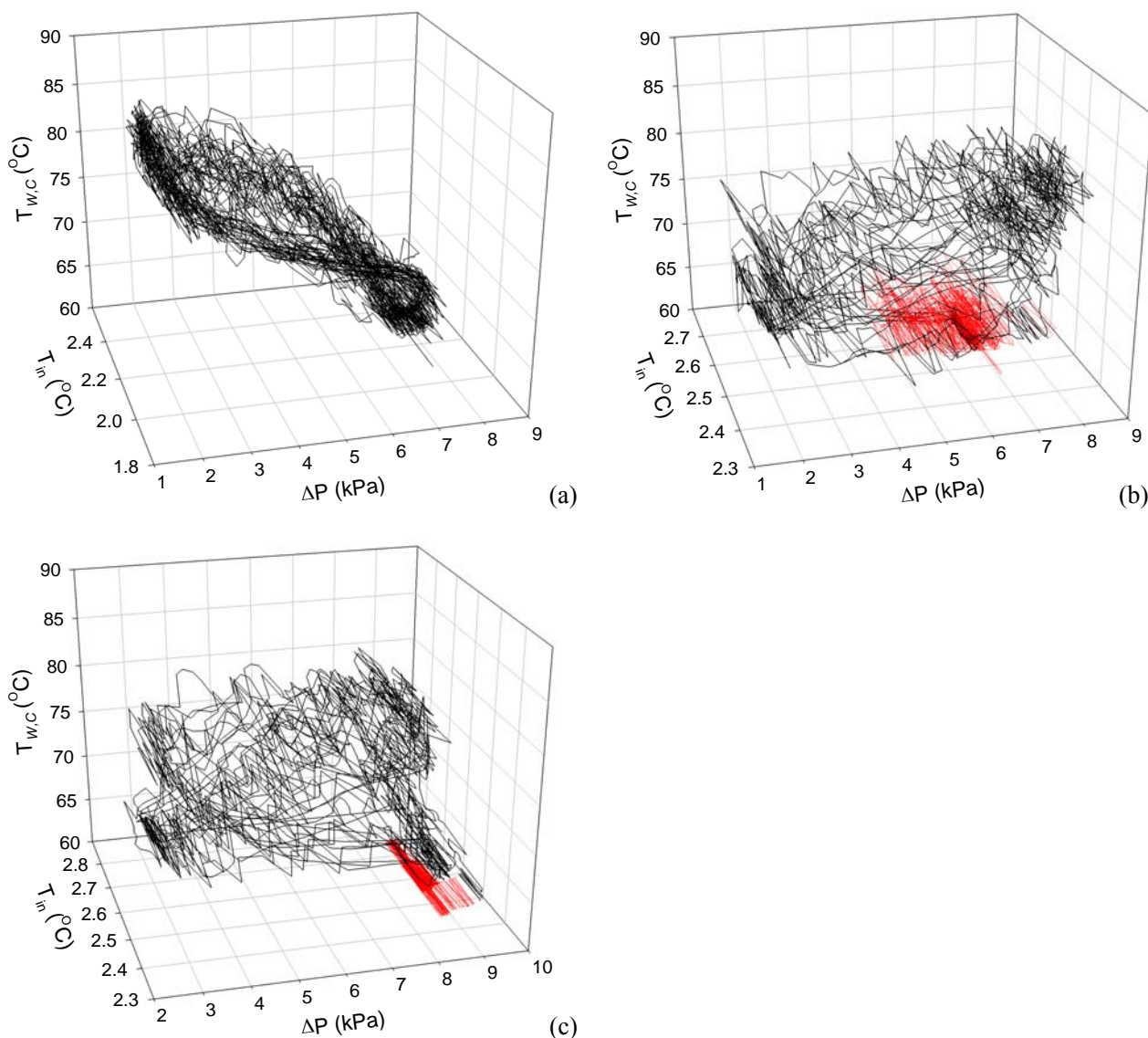


图 5-10 三参数($\Delta P, T_{w,c}, T_{in}$) 的时间序列经过相空间重构得到的三维吸引子

为了解流型和吸引子相图间的关系，图5-11(a)~(b)分别在同一个三维和二维空间里对不同发泡热控下的流动沸腾系统特性进行了重构恢复。自沸腾下的相图呈现极限环特征，发泡热控后，极限环线逐渐收缩，表示各参数的波动范围逐渐减小，振幅降低，发泡频率下的相图具有精细的结构对应时间序列中多个不同频率和尺度的运动。

图5-11 (b)用进口温度和加热膜壁温对流动沸腾系统特性进行重构恢复，在壁温高区，对应着单相流动，由于流体基本靠显热来带走热量，带走热量小，致使加热膜壁温高；低频发泡热控后，由于种泡在对单相流体的扰动，两相潜热及扰动对流显热带走热量增多，对应着周期性的间歇型气弹流动；在自沸腾及低频

发泡热控的两相蒸发区，对应着混状进液/环状流/部分蒸干流型的快速转换，潜热蒸发作用进一步增强，壁面温度次低；在壁面温度的最低区（对应图中红色部分），对应着稳定的长弹状流，在通道中后部保持了环状流的蒸发换热模式，壁面热量绝大部分被潜热蒸发带走，因此壁温能维持运行在很低的状态下，接近饱

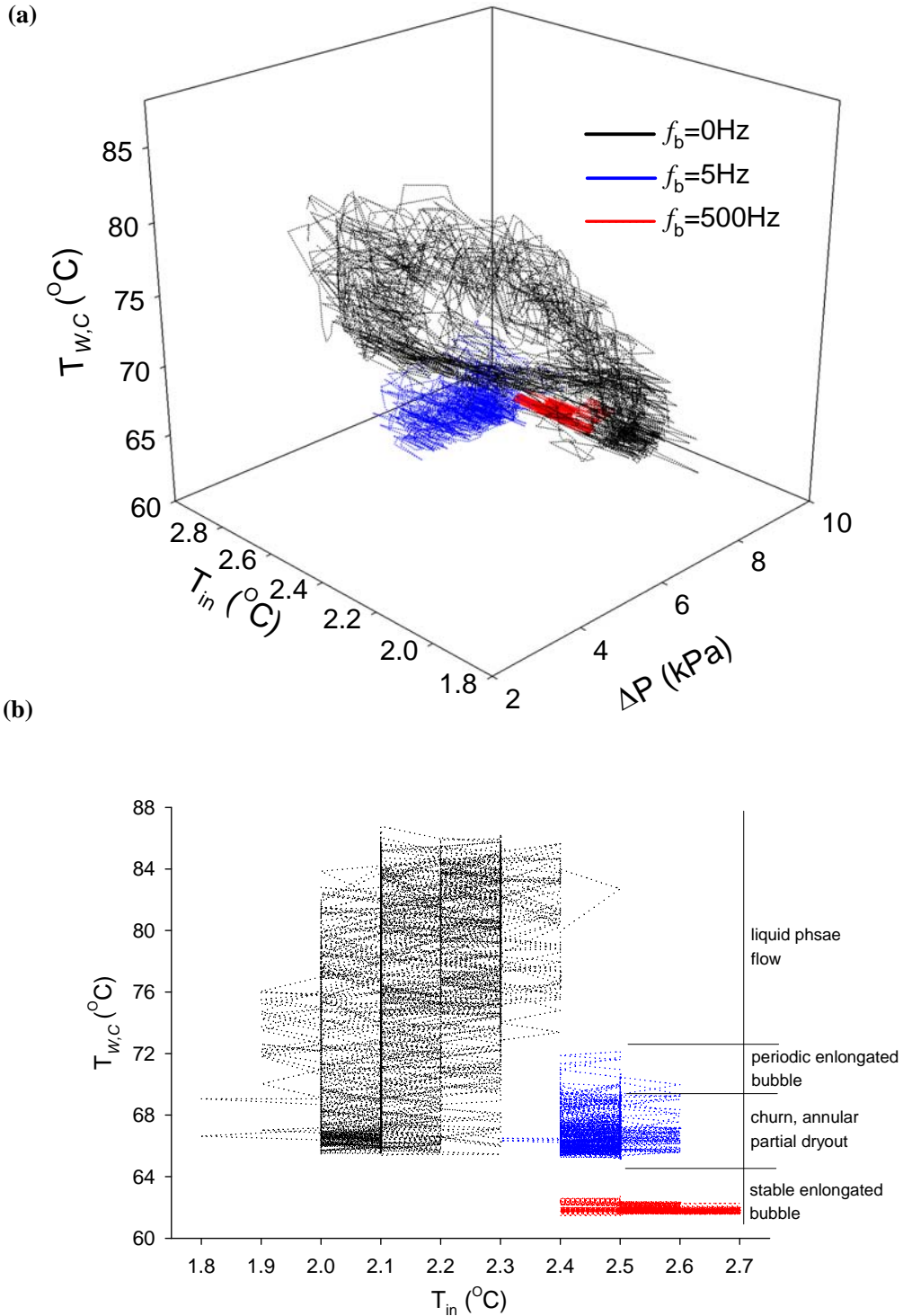


图5-11 (a) (ΔP , T_{in} , $T_{w,c}$) 三维吸引子相图 (b) 流型对二维 (T_{in} , $T_{w,c}$) 空间映射

和温度。

5.2.8 递归图（定性分析技术）

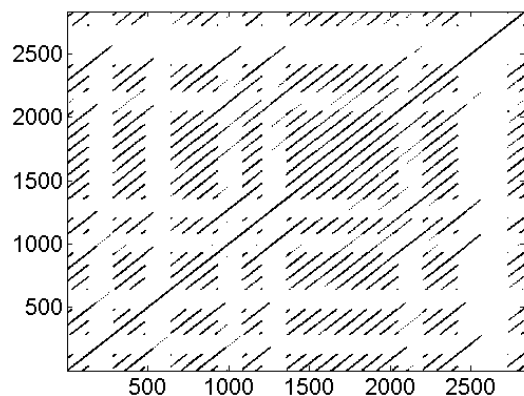
定义 N 个相空间点中任意两点间的距离为 $d_{i,j} = \|X_i - X_j\|$ ，同时定义阈值 $r = \alpha Std(X)$ ，式中 $Std(X)$ 为序列 X 的标准差， α 为常系数，目前选取阈值系数 α 的流行方法是按照经验的方法进行选择，一般是信号方差的0.15倍左右^[82]。这样可得递归矩阵

$$R_{i,j} = \Theta(d_{i,j} - r) \text{ 式中 } \Theta(x) = \begin{cases} 1, & x < 0 \\ 0, & x > 0 \end{cases}$$

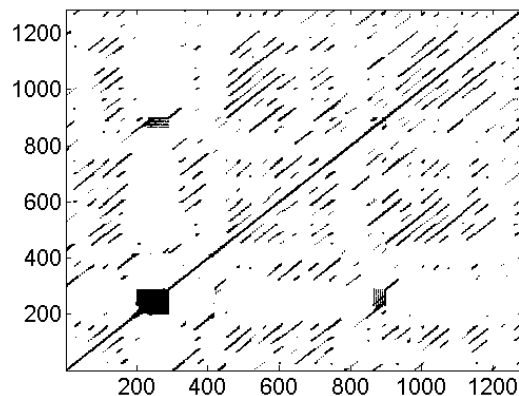
定义递归矩阵 R_{ij} 中为1的位置为递归点，并在坐标平面递归点处描点，这样就描绘出一个 $N \times N$ 的平面图形，即递归图(recurrence plot, RP)

对周期系统的时间序列，递归图为与对角线平行的一些带构成这些带之间的间距为周期 T 。对来自混沌系统的时间序列，有一些几乎周期的迹象，有一些与

(a) $f = 0 \text{ Hz}$



(b) $f = 5 \text{ Hz}$



(c) $f = 500 \text{ Hz}$

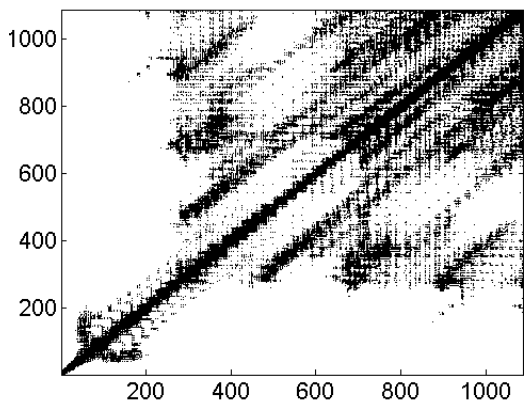


图 5-12 压差信号在不同发泡频率下的时间序列递归图

对角线平行的小的一些带；对随机系统，其递归图几乎毫无规律的。图 5-12 为压差信号在不同发泡频率下的时间序列递归图，可见三个流动沸腾系统均有混沌特征，发泡热控后，递归图与对角线平行的小带混乱性提高，系统的混沌特性增强。

5.3 本章小结

1. 自相关系数随时间延迟的增加逐渐减小，是混沌系统的典型特征，表明系统随时间演化只具有有限的预测能力，低频发泡时间序列的自相关系数随时间延迟的降低速度远大于其他的工况，其可预测性最低，其对应 K 熵最大。

2. 相空间重构得到的三维吸引子相图表明，大幅自沸腾时均由多个环线叠加而成，相图虽然呈现极限环特征，每个环线代表一个独立的频率，环线越大，就表示脉动幅值越高；较低和较高发泡频率下的相图所反映的结构比较复杂，这对应时间序列中多个不同频率和尺度的运动。

3. 发泡频率的上升，换热能力增强，对应关联维数增大，表示影响系统的变量增加。 K 熵值与最大 Lyapunov 指数数值均为正值，说明该系统具有混沌特性。

4. 进口温度和加热膜壁温对流动沸腾系统特性进行重构恢复，不同流型对应不同映射。

5. 发泡热控后，压差信号递归图与对角线平行的小带混乱性提高，系统的混沌特性增强。

第六章 种子汽泡热控流动沸腾的水动力学曲线研究

在本文的第二、三章中，我们分别在不同的 Bo 数范围内，进行了种子汽泡触发沸腾换热、种子汽泡抑制沸腾不稳定性的研究，究竟在什么样的参数控制范围内合适应用种子气泡技术呢？供液的方式（恒流或者恒压）有没有影响？用不同的工质会有同样的效果吗？为了掌握足够多的新信息，本章以甲醇为工质，恒压供液，研究种子汽泡对微通道内沸腾水动力学曲线及传热的控制，以期丰富种子汽泡技术热控微通道内流动与传热的研究，对未来设计高热流密度的微电子芯片的冷却提供实验数据及理论指导。

6.1 实验设计

本文实验件的设计与加工与前相同，本次封装有效加热尺寸改为中心对称 $8000 \times 1366 \mu\text{m}$ 。

实验系统由供液回路和测量回路组成，测量回路与前相同。供液回路如图 6-1 所示，由恒压压力罐，储液罐，冰槽，精密调节阀，过滤器，实验件，集液罐和一个电子秤组成，甲醇在压力罐中脱气，高压氮气经高精度调压阀形成稳定的压力源，工质在压力气源的推动下先流经冰槽，冰槽调节工质的温度从而控制芯片入口处工质的温度（ $3 \sim 5^\circ\text{C}$ ），后经 $2 \mu\text{m}$ 的微细过滤器过滤后进入微流体

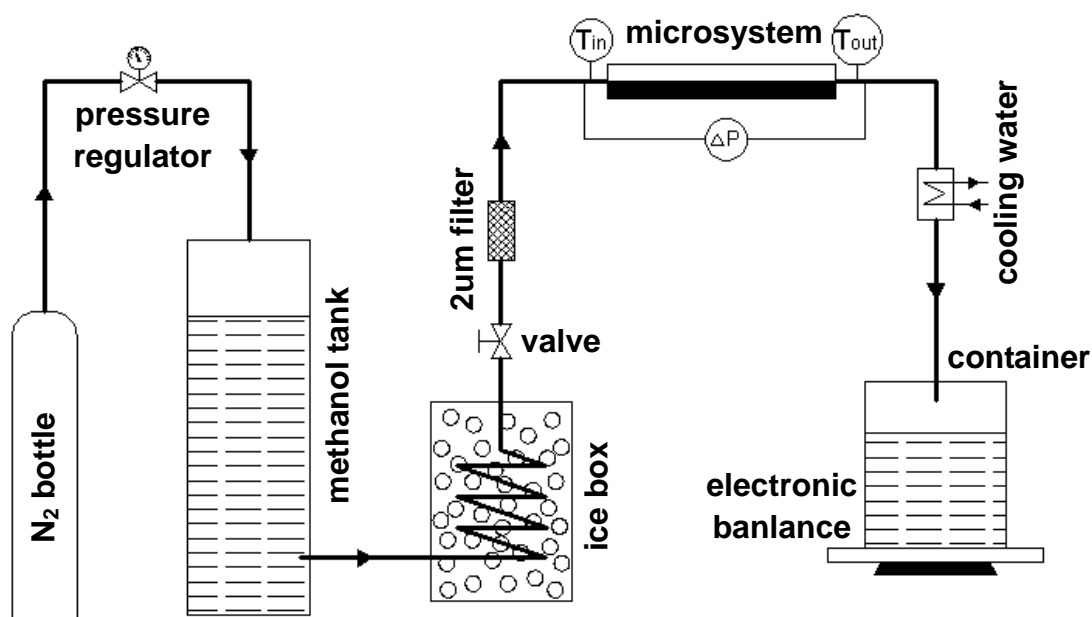


图 6-1 实验流动回路

芯片，在铂薄膜加热器提供的高热流密度下产生相变，最后经过冷凝器冷凝，进入集液罐由精密电子秤计量，以测得其时均质量流速。

6.2 实验过程

实验前首先对种子汽泡发生器电阻与温度的关系进行标定，在室温到120°C的范围标定，结果得到其电阻和温度有很好线性关系 $R_{\text{H}}=0.0421T_{\text{H}}+24.869$ 。

其次对工质的单相得热效率 ϕ 做标定，得热效率为单相流动时工质的得热与硅片背面Pt加热薄膜实际加热功率的比值，实验测得其范围从0.75至0.87不等，取其平均0.81用于计算的有效加热功率。最后对工质甲醇进行了烧沸除气，常温常压下甲醇的物性参数^[90]如表6-1所示。

表 6-1 一个标准大气压下甲醇饱和状态的物性参数

T_{sat}	ρ_{f}	C_{pf}	C_{pg}	h_{fg}	μ_{f}	μ_{g}	k_{f}	σ	T_{c}
°C	kg/m ³	kJ/kgK	kJ/kgK	kJ/kg	Pa.s	Pa.s	W/mK	N/m	°C
64.70	790	2.49	1.41	1150	5.39×10^{-4}	9.63×10^{-6}	0.52	0.0221	239.58

在固定的加热功率下，为了获得不同频率种子汽泡热控时的压力降与逐渐减少的质量流量间的曲线关系，实验按以下程序进行：

1. 先在储液罐填充适当数量的脱气甲醇，打开氮气阀，使储液罐稳定在预定的压力；
2. 让光学、红外、采集系统等处于等待状态；
3. 在冷态条件下，按质量流量从高到低的顺序，调节每个流量时等待30分钟，系统达到稳定后，测量并记录每个稳态的压力降和质量流量；
4. 在背面主加热膜上施加合适的恒定电压，在热态条件下，重新按流量从高到低的顺序调节每个流量，测量并记录每个稳态的温度、压力降和质量流量；
5. 继续减少质量流，直到芯片上最高温度开始过热，即高于饱和温度64.7°C。记录此稳定状态的测量数据后，选择合适的脉冲电压及频率，激励种子汽泡发生器；
6. 通过显微镜和高速相机观察流型，数据采集系统记录稳定热控时的所有

相关参数，高速相机拍摄流型图像，红外成像系统记录主加热膜表面温度；

7. 在相同的加热功率和质量通量下，重复步骤5做不同频率下的热控；

8. 继续降低工质的质量流量，等待达到稳定状态，重复步骤4~7；

9. 直道通道内的流型变成稳定的蒸汽流，背面加热膜上的温度很高，就完成一个恒定功率下的水动力学曲线；

10. 变更流量或背面加热膜上的功率，并重复步骤4的过程9，重做更多新工况；

11. 关闭直流电源终止实验。

本实验范围内，加热膜上的热流范围为 $0\sim 375\text{kW/m}^2$ ，质量流量的范围为 $100\sim 1200\text{ kg/m}^2\text{s}$ ，种子气泡的发泡频率在 $0\sim 1000\text{Hz}$ ，入口液体温度控制在 $3\sim 5\text{ }^\circ\text{C}$ ，系统压力在 $1\sim 18\text{kPa}$ ，出口压力为 1 个大气压。

6.3 结果分析与讨论

6.3.1 种子气泡的生成

如图 6-2 所示，微加热器薄膜阵列采用脉冲方波信号激励，在每个方波脉冲信号的高电平期 $t=10.6\text{ms}$ ，种子气泡发生器薄膜产生一个微气泡， $t=10.8\text{ms}$ 时可见其直径可在微米级，在 $t=20.6\text{ms}$ 见其第二个脉冲方波作用产生的微气泡，此时的工况的运行控制参数为 $G=517.89\text{kg/m}^2\text{s}$ ， $q=374.61\text{kW/m}^2$ ， $Bo=0.000629$ ， $f=100\text{Hz}$ ， $\tau=10\text{ms}$ 种子气泡发生器薄膜上的温度持续上升高达 $200\text{ }^\circ\text{C}$ ，热流达到 $40\sim 50\text{MW/m}^2$ ，由于微加热器温度比周围液体高，Marangoni 效应使得气泡受到与主流液体运动相反的力，从而使气泡保持在微加热器上。当激励电压处于零电平期，微加热器温度迅速降到低温，由温度差引起的 Marangoni 效应消失，微气泡在来流切应力的作用下， $t=11.4\text{ms}$ 时脱离微加热器并向下游运动；当它接触到微通道中的过热液体时，微气泡在传热控制生长机制作用下长大。

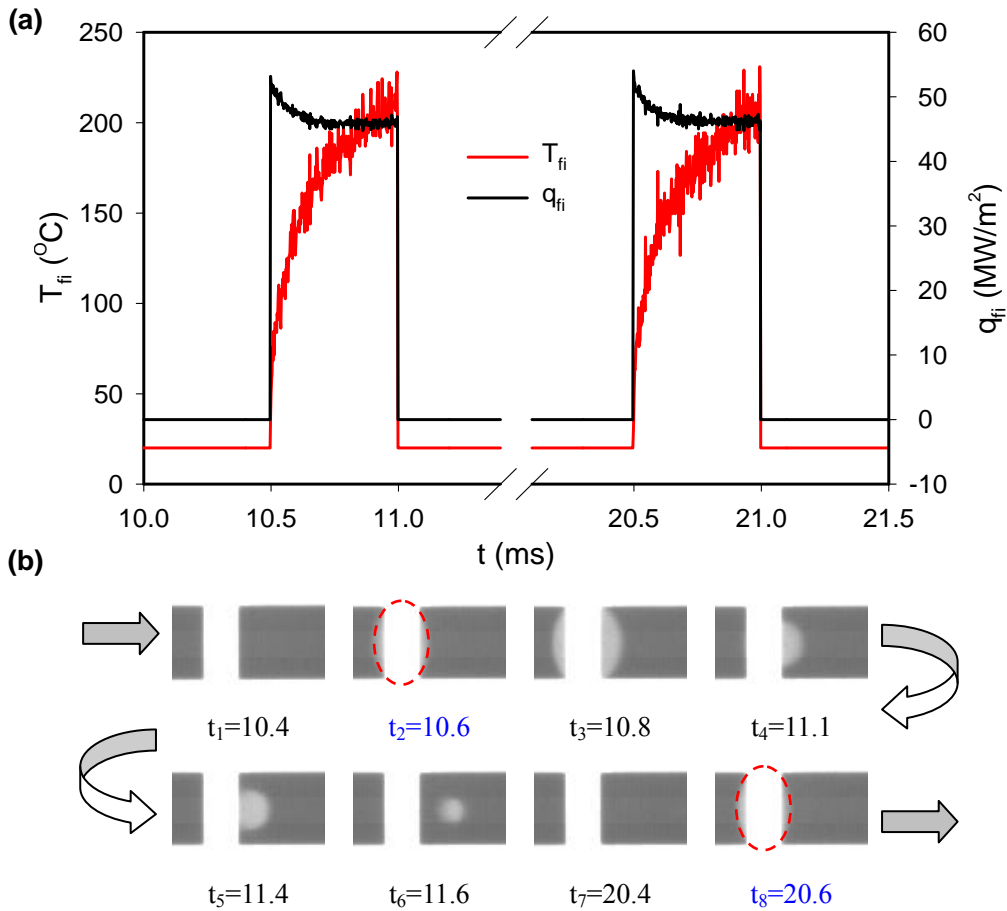


图 6-2 脉冲电压激励下种子气泡的产生与脱离

6.3.2 种子汽泡热控下的水动力学曲线

在给定流体入口温度及固定加热功率，代表性的常规水动力学曲线（压力降与质量流量的关系）已由 Ghiaasiaan SM 和 Chedester 的工作（2002 年）^[91]给出。他们的工作表明，在常规尺度下，通道内的流动沸腾会经历单相过冷流动、核态沸腾起始点(ONB)、空泡增长起始点(OSV)、主流沸腾流和环状流；发生跃变直线的点即为沸腾起始点 ONB 可确定为在通道中发现第一个气泡，OSV 点后空泡开始急速增加，OFI 为系统压降最低点，在 OFI 之前及 ONB 以后，虽然有核化在通道出口处发生，当地沸腾未对主流场造成影响，因此压力降仍符合单相特性，随流量减小逐渐下降；在过 OFI 点之后继续降低流量，流体的状态发生改变，进入两相沸腾流动，过热蒸汽增加，压力降由两相控制，随流量减小逐渐上升；流量开始减小；质量流量进一步减少，通道内流动变成过热单相蒸汽，压力降会再次下降。在常规通道内很容易识别的曲线上的关键点。

图6-3a为在不同热通量时，实验得到的压力降与质量流量曲线，微通道的的

水力直径为100微米，进水温度为3~5℃。结果表明，不加热时微通道两端的压降随质量流量呈线性关系，但在有热流加热的情况下，曲线大致可以分为四区，随着质量流量的减小，顺序表现为过冷单相液体流动（SCL）、过热单相液体流动（SHL）、然后是两相沸腾不稳定性流动（TPO）及过热蒸汽流动（SHV），类似于常规的水动力学曲线。本曲线的最低点为OFI点，在OFI点右侧，曲线中的实心符号代表了过冷单相液体流动工况，空心符号代表过热单相液体流动工况。OFI点左侧质量流量继续降低时，压力降会出现振荡，实心符号代表的时均压力降的值，而空心符号代表的过热蒸汽流动工况。在本实验中，所有的曲线上都很难区分OFI点和ONB点，这主要是因为微通道内很难起沸，导致液体过热及强烈的热力学非平衡性存在，当质量流量继续下降，微通道对应ONB的核化点将迅速生长并向通道两端急速膨胀，致使ONB点非常接近OFI点，相同的报道也体现在H.Y. Wu等(2006)^[92]的工作中。

固定热通量，在单相区和两相流区，质量流量的降低对压力降的影响是不同的。在单相液体流动（包括过冷和过热的区），质量流量的减少造成液体的温度上升、粘度降低，从而导致的压降对质量流量线性减少的关系。然而在两相区内，随着质量流量的减少，液体的蒸发量提高，这将会进一步造成压降上升，因此，在OFI点的左侧，随质量流量减小压降会出现振荡，基本机理是蒸汽产生导致窄通道内超压，从而在通道内可能的方向上会发生蒸汽反冲，一旦蒸汽产生率减小，蒸汽反冲就会消失，由于外力作用（泵推力），通道再次被液相充满，从而出现间歇性的干涸现象。基于同样原因，固定质量流量时，热流量的增加也会导致在单相区压降减小，而在两相区压降增大。

图 6-3(b~d)为在三个不同热流量下不同的种子汽泡频率水动力学曲线组合图，由图可见，不同频率水动力曲线组合图的外观表现为勺形，热流量越高，勺头越大。较高的种子汽泡频率热控时的水动力曲线上的平均压降也越高，但其曲线上的曲率变化却相反，即随着发泡频率的增加曲率有所减小。随着质量流量的减少，在过冷单相区，压降线性减小，不同频率的水动力曲线在曲线过热点处开始分支，且在单相过热区，加热量越高，分支的散度增大，在OFI点的分散最大，过了OFI点后，在两相振荡区又逐渐趋于靠拢接近，最后，不同频率的曲线在过热蒸汽流动区趋向同一点。在两相流和过热单相区，固定质量流量，种子汽泡发

泡频率上升增加了通道内沸腾的稳定性，导致液体蒸发率提高，因此会进一步造成压降增加。

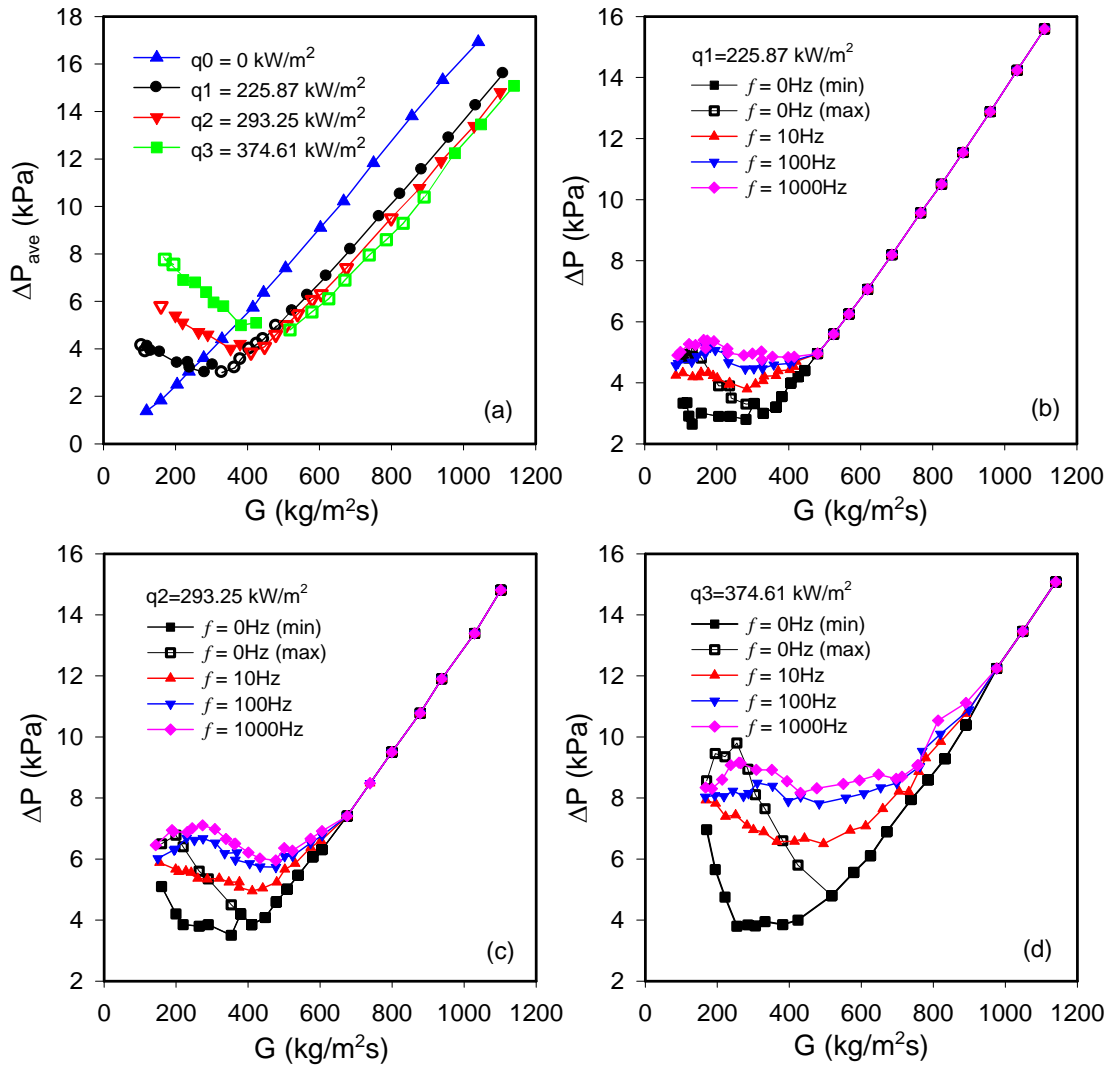


图 6-3 不同热流时平均压力降及不同的种子气泡频率水动力曲线与质量流量的关系

现在来考查压差及温度沿着水动力曲线上的脉动情况。图6-4为在固定热流 374.61 kW/m^2 、入口流体温度为 $3\sim 5^\circ\text{C}$ 时的工况下的水动力曲线脉动图。由图可见，未发泡热控时，在OFI点之前，即质量流量为 $G = 517.89 \text{ kg/m}^2\text{s}$ 时，压降和温度表现非常稳定，没有发现任何振荡，加热膜的平均温度随质量流量减少呈线性升高趋势，压力行为与之相反。在OFI点之后，压降振荡出现，振荡幅度随质量流量减少先增加后减少。图中黑色空心符号压力降和平均温度的时均值，而黑色实心符号代表振荡的上限及下限值，垂直虚线表示振动的幅度。100Hz发泡热控后，压降和温度均为稳定，没出现大幅脉动，参数值如红色符号所示。

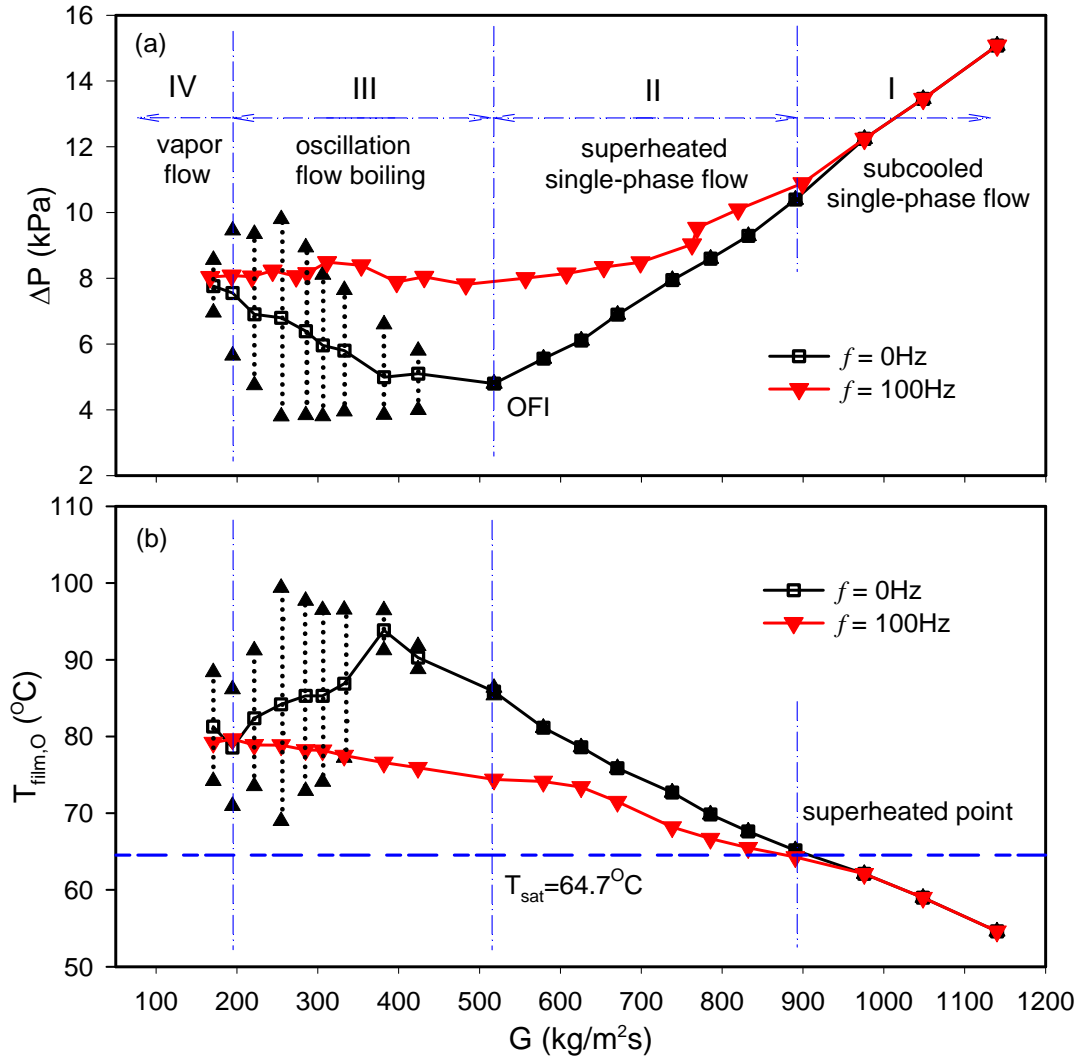


图6-4(a) 压力降随质量流量的振动 (b) 加热膜平均温度随质量流量的振动
 不发泡主动控制时区域一，二，三和四分别对应是单相液体流动，过热液体流量，不稳定沸腾流动和过热蒸汽流。主动发泡控制时，沸腾水动力学曲线的线性部分缩短，不同频率水动力学曲线从一点偏离线性部分。区域一，二，三和四分别是单相液体流动，触发沸腾流（TBF），稳定沸腾流（SBF）和过热蒸汽流。下面基于可视化测量结果，在过热单相液体流动和不稳定性沸腾流动振荡区，研究不同频率触发的种子汽泡时在通道内产生不同的流动与换热模式。

6.3.3 触发沸腾（II区TBF）

当通道内单相过热流动时，触发种子气泡能在很低的过热度下触发通道内的沸腾换热，控制参数为($G=517.89\text{kg/m}^2\text{s}$, $q_3=374.61\text{kW/m}^2$, $Bo=0.00063$)。图6-5为触发沸腾时对应的压力及流型图，图a为不同发泡频率下对应的压差随时间的

变化曲线，由图可见，单相过热流动时，压差较稳定，随发泡频率的增加，压差曲线逐渐出现小幅波动，且幅度逐渐增大，图b为对应压差波的频谱分析结果，从中也可以看出，虽然都带有很宽范围的各种杂频波，当随发泡频率的增加，信号的主频逐渐明显，在1000hz时主频为1.1hz左右，图中的纵坐标表示振动的能量，可以看出振动的能量也是逐渐增加的。图c为各频率发泡热控及未发泡热控前通道内的代表性流型图（可视化区域为通道中间4mm段），未发泡前通道内为单相过热液体流动，低频发泡（10hz）种子气泡进入通道后过热液体热量由较少气泡吸收，气泡长成长气弹流出通道，随发泡频率的增加，过热热量被更多气泡分担吸收，气泡成长速度降低，通道内维持由泡状流向弹状流转换。

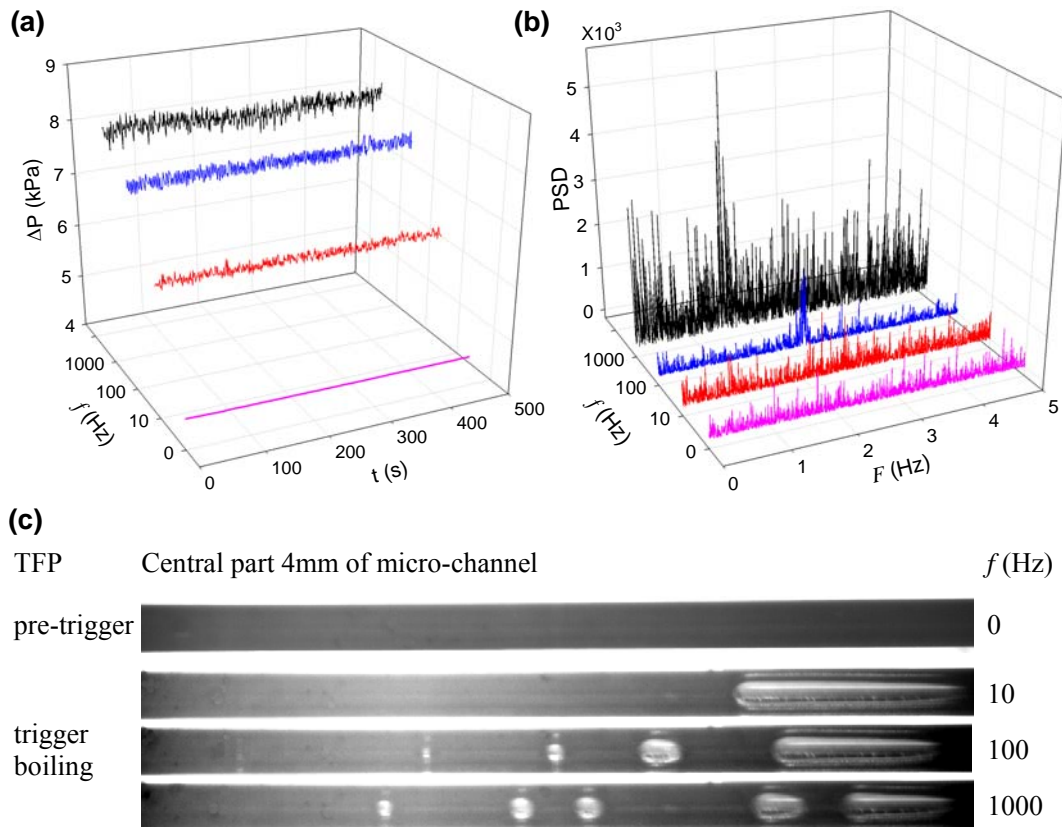


图6-5 触发沸腾 (a) 不同频率时压力降随时间的波动 (b) 压力降的频谱分析(c) 不同频率时代表性流型图

图6-6为对于触发沸腾的四个工况下中心线温度随时间的变化，图a为单相过热流动，图b,c,d为对应发泡频率10, 100, 1000hz，由图可见单相过热流动时，中心线温度沿流动方向近线性升高，其升高的斜率在四工况中最大，10hz发泡后中心线上的最高温度下降，随着时间轴小幅波动，和低频泡间歇吸热换热有关。频率继续增高（100,1000hz），中心线温度沿流动方向呈抛物线上升，温度的最

高值下降了10多度，高频泡间歇吸热引起的温度随时间轴呈小幅波动，幅度较低频的小。

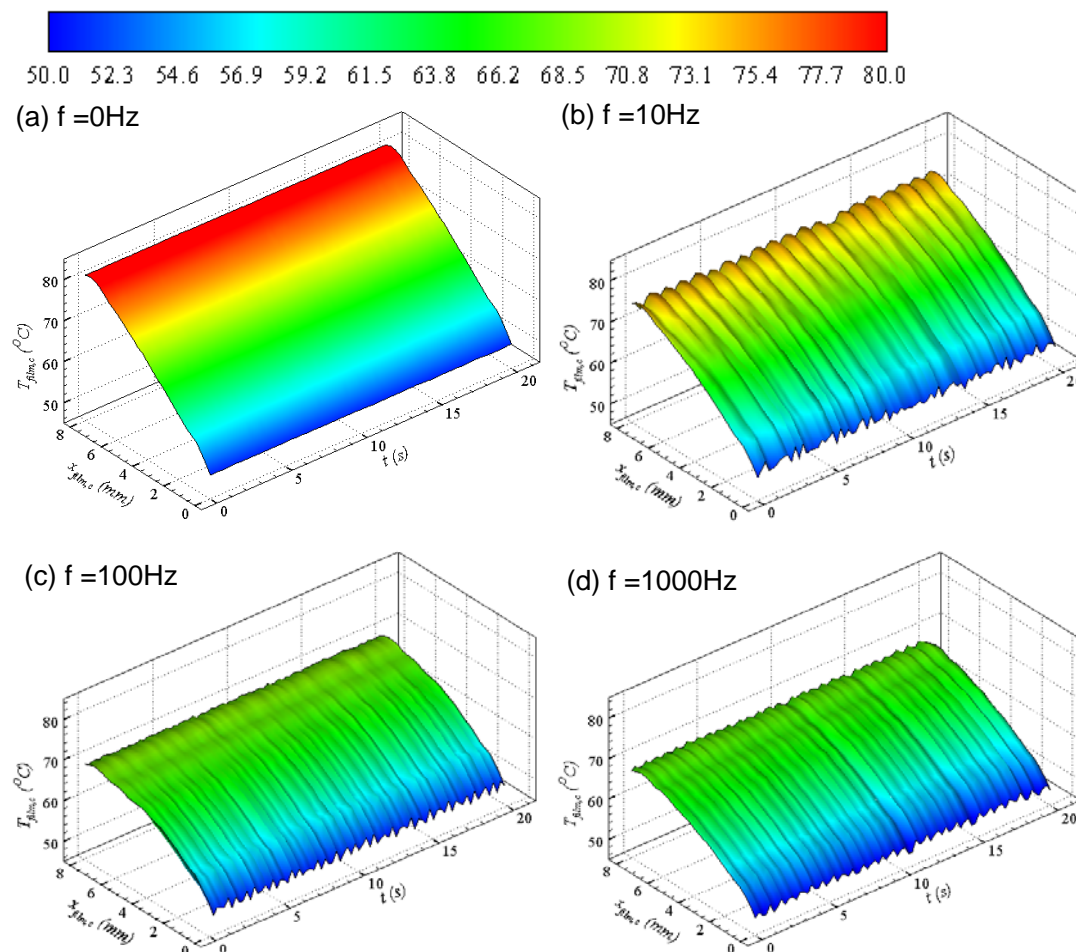


图 6-6 触发沸腾中心线温度随时间的变化($G=517.89\text{kg/m}^2\text{s}$, $q_3=374.61\text{kW/m}^2$, $Bo=0.00063$)

图6-7为四工况对应的传热系数随时间的变化，主加热膜上的热效率 ϕ 为

0.81, 传热系数由式 $h = \frac{q_w}{T_{film,o} - T_{sat}}$ 计算，其中 $T_{film,o}$ 为加热膜出口处的温度。由图

可见未触发前，传热系数基本保持不变，为 $28\text{kW/m}^2\text{K}$, 发泡后传热系数随时间有一定的小幅波动，其值随发泡频率大幅度升高，10Hz时为 $45\text{kW/m}^2\text{K}$ ，强化程度

近2倍，强化倍率由式 $\Phi = \frac{h_f}{h_{f=0}}$ 计算，其中 $h_{f=0}$ 为未热控时的传热系数。100Hz

时为 $80\text{kW/m}^2\text{K}$ ，强化程度近3.2倍，1000Hz时为 $110\text{kW/m}^2\text{K}$ ，强化程度近4.6倍。

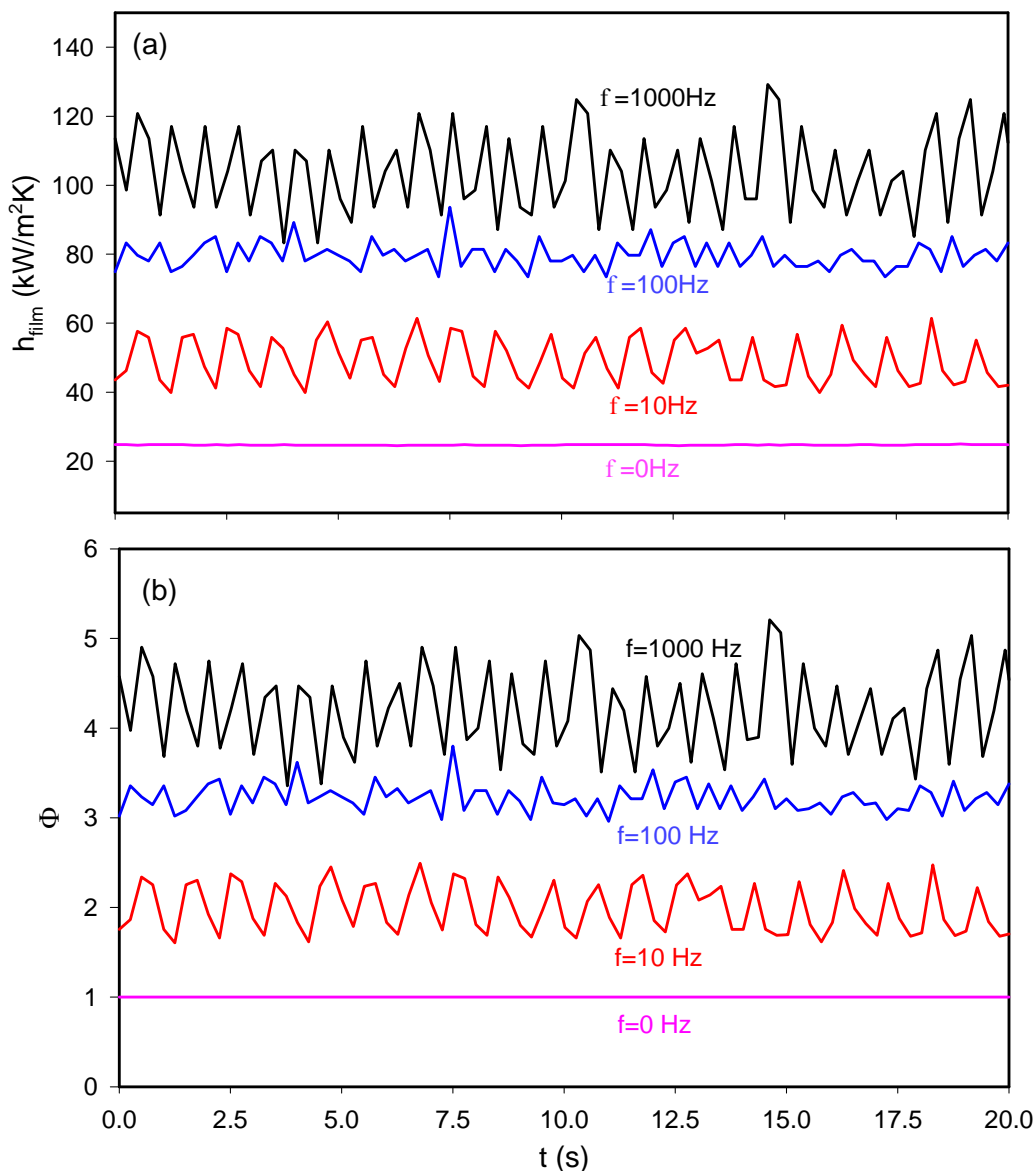


图 6-7 II 区加热膜出口(a)传热系数 $\phi = 81\%$ (b)传热系数强化倍率

6.3.4 稳定沸腾流 (III区 SBF)

当流量继续降低, 通道内出现大幅流动沸腾不稳定性, 系统的压力降出现大幅度的波动, 控制参数为($G=254.58\text{kg/m}^2\text{s}$, $q_3=374.61\text{kW/m}^2$, $Bo=0.00128$), 如图 6-8所示, 图a为不同发泡频率下对应的压差随时间的变化曲线, 由图可见大幅度的沸腾波动时, 压力差呈现拟周期性脉动, 脉动幅度达5kPa, 热控后, 随着种子汽泡频率的升高, 压差曲线逐渐向小幅波动及稳定转换, 系统压力的最高值基本不变, 表明种泡热控不会使系统的工作压力升高, 当平均值上升。图b为对应压差波的频谱分析结果, 从中也可以看出, 大幅度的沸腾波动时, 压差波的频谱有

个很明显的主频，对应的值在0.149hz,与压差波动的周期6.67s相符合，主频旁边带的几个峰值代表着其他的杂频波，当随发泡频率的增加，信号的主频逐渐消失并趋向白噪声信号，图中的纵坐标表示振动的能量，可以看出振动的能量也是明显减小。图c为各频率发泡热控及未发泡热控前通道内的代表性流型图（可视化区域为通道中间4mm段），未发泡前通道内为单相过热液体流动与混沌沸腾、局部蒸干相互转化，发泡后热控后，在通道的上游 ($x < 4\text{mm}$)，刚进入的流体过热度很低，圆型的珠串汽泡生长速度较慢，流型保持为泡状流，在微通道的后部 ($x > 4.0\text{mm}$) 种泡持续进入通道，通道中后端维持较为稳定的环状流换热。

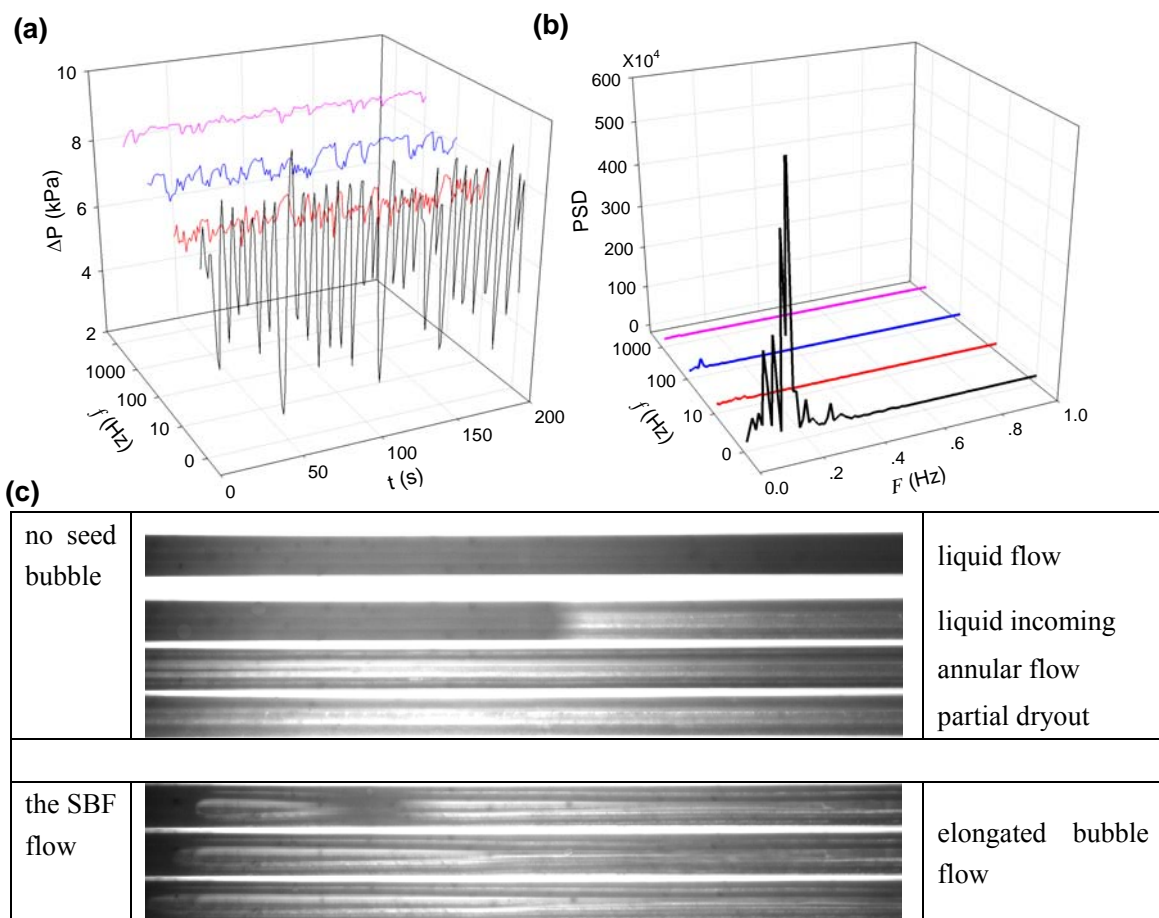


图6-8 III区抑制沸腾不稳定性 (a)不同频率时压力降随时间的波动 (b)压力降的频谱分析 (c)不同频率时代表性流型图(中心段4mm)

图6-9为对于抑制沸腾不稳定性的四个工况下中心线温度随时间的变化，背面加热膜中心线上的温度 ($y_{\text{film}}=0$)随时间的波动图。由图可见在未发泡时产生的大幅脉动自沸腾和图6-8a同相波动，当在温度图的波峰处有几个明显的“V”字型，原因是由于混沌沸腾产生间歇环状液膜蒸发与局部蒸干转化。种泡热控换热时，加热膜段上的温度由波动时波峰上的90℃降到70℃左右且基本保持温度不随

时间出现大幅波动，加热膜上的温度降低二十多度，说明气液间的热力学不平衡性减小，主要的原因是高频种子汽泡的持续产生，使在通道上游内的气液换热面积增大，同时在通道后端不断长大聚合而成的长汽弹，维持了通道内稳定的环状流薄液膜蒸发换热，增强了换热，降低了芯片上的温度。

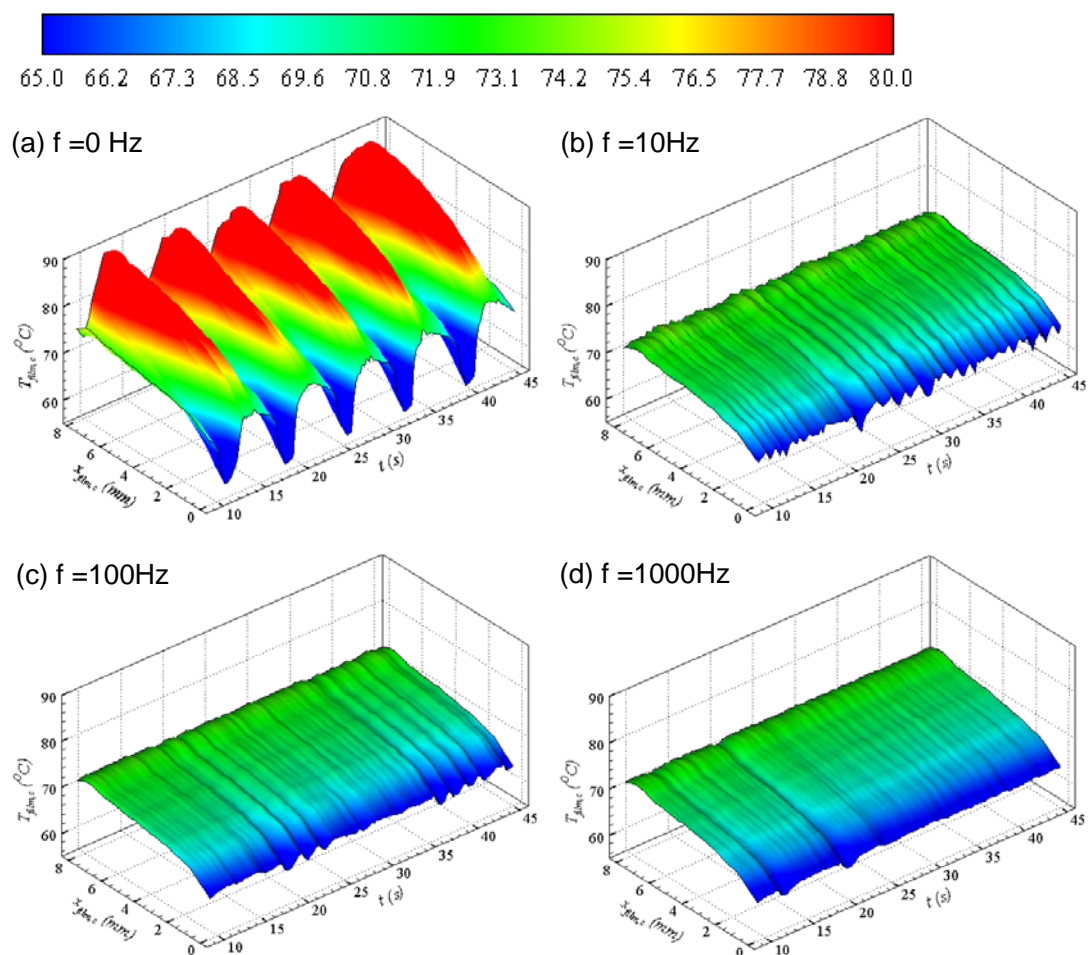


图 6-9 抑制沸腾不稳定性中心线温度随时间的变化 ($G=254.58\text{kg/m}^2\text{s}$, $q_3=374.61\text{kW/m}^2$, $Bo=0.00128$ M18, a~d 对应 0, 10, 100, 1000Hz)

图6-10为对应的传热系数随时间的变化，未触发前，传热系数随时间大幅度波动，波动范围为 $18\text{kW/m}^2\text{K}$ 至 $52\text{kW/m}^2\text{K}$ ，发泡后传热系数随时间有一定的小幅波动，其值随发泡频率大幅度升高，当强化的幅度不大，基本都维持在 $55\text{kW/m}^2\text{K}$ 左右，强化近2倍。

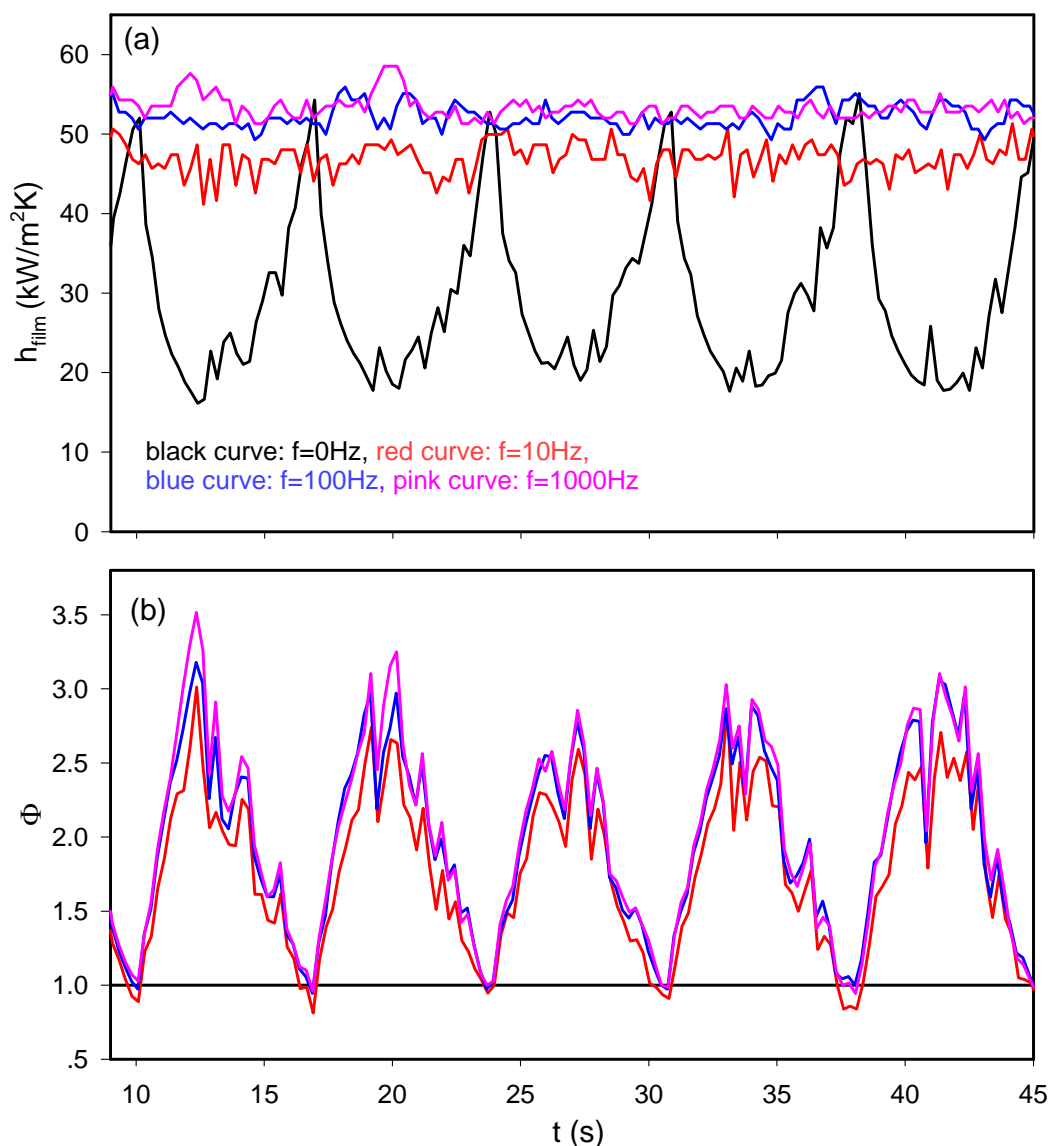


图 6-10 (a) 抑制沸腾不稳定性传热系数随时间的变化 (b) 不同频率触发沸腾传热系数强化倍率

6.3.5 种子汽泡热控沸腾分区和换热特性

对本实验中的三个热流作用下的工况进行分类,如图 6-11 所示,发现在 $Bo < 0.374$ 时,通道内保持单相过冷流动,发泡热控对系统换热没作用;在 $0.374 < Bo < 0.616$ 的范围内,微通道内为单相过热液体流动,此区内运行发泡就能触发沸腾,使系统在很低的过热度下进行沸腾换热;在 $0.616 < Bo < 1.412$ 的范围内,系统达到 OFI 点后出现大幅波动,且波动随 Bo 数的增高而增大,此区内发泡能够有效的消除沸腾不稳定性; $Bo > 1.412$ 后,通道后部基本保持稳定的蒸汽膜态沸腾,发泡热控的作用不明显。

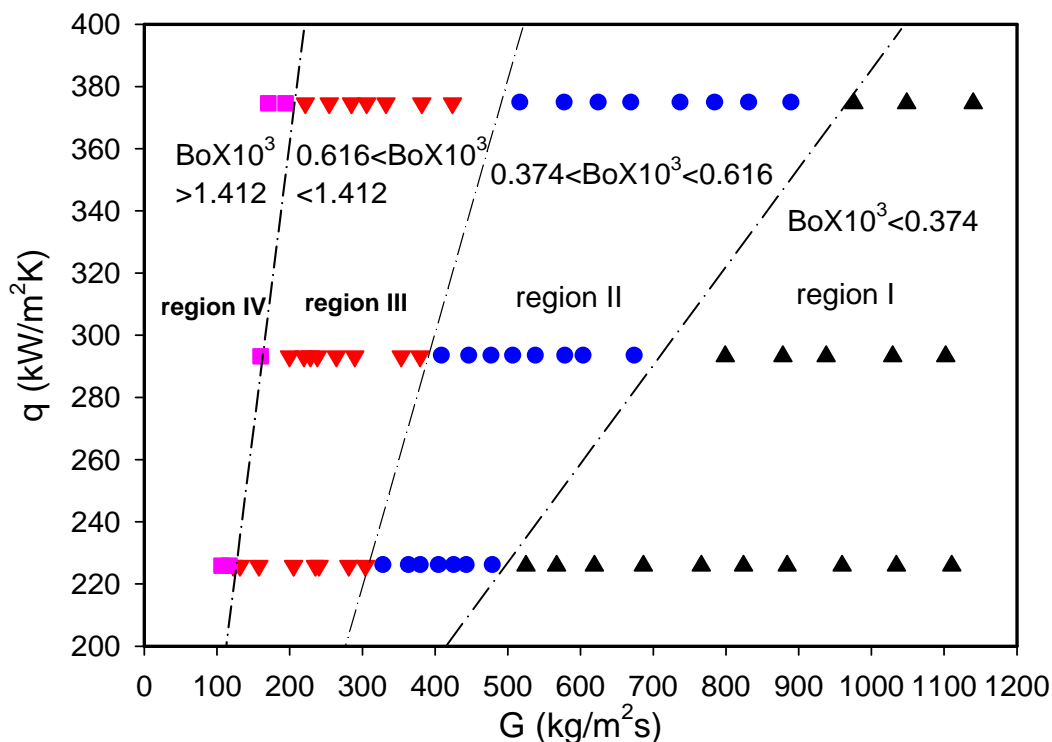
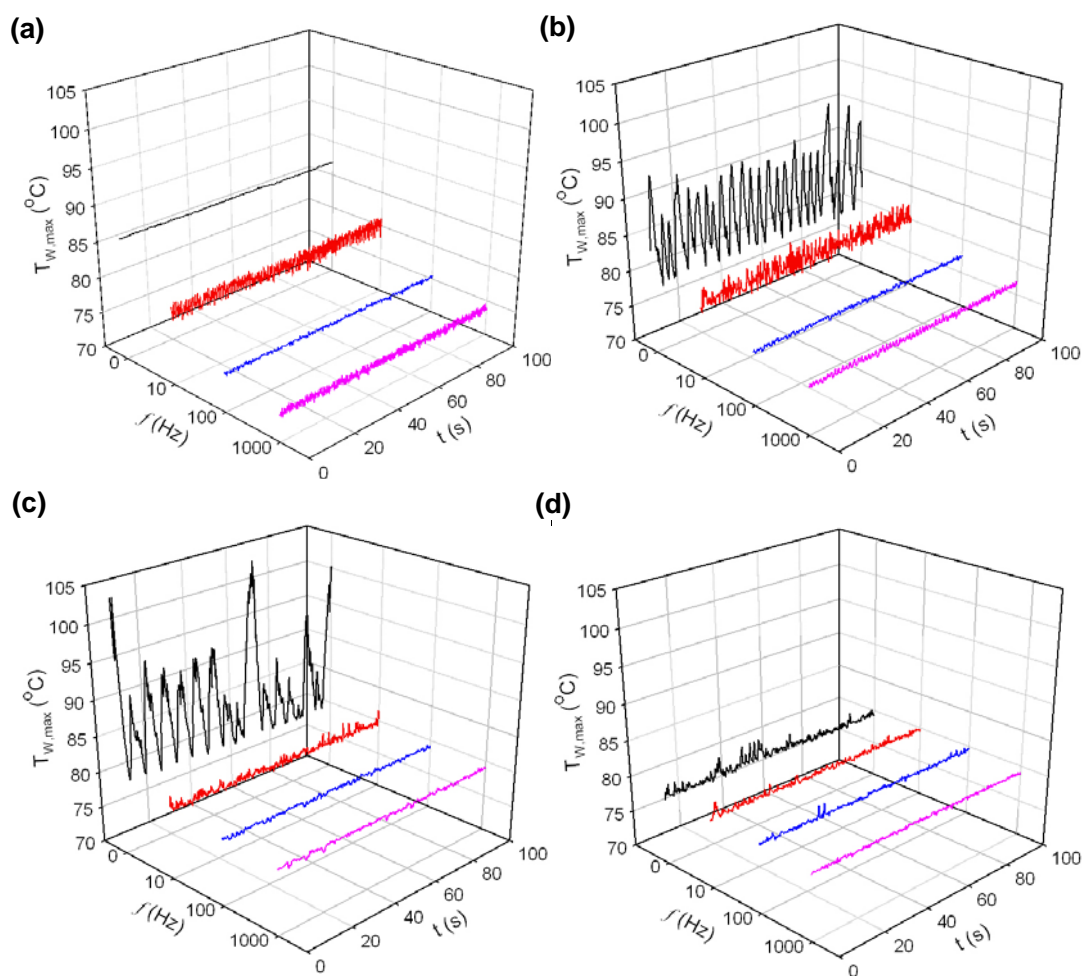


图 6-11 种子气泡触发沸腾、抑制沸腾不稳定性分区

图 6-12 为不同 Bo 数下加热膜上最高温度随时间的变化，图 a 为控制参数 $G=517.89\text{kg/m}^2\text{s}$, $q=374.61\text{kW/m}^2$, $Bo=0.000629$ 时的最高温度随时间波动图，该工况为触发沸腾，发泡前温度最高值基本不变为 87°C ，低频（ 10Hz ）发泡后最高温度随时间有较大波动，幅度在此四个工况中最高，主要是由于低频间歇泡沸腾吸热引起的，随发泡频率增加， 100 及 1000Hz 时，膜上最高温度仅为 74°C 左右。图 b,c 在不稳定性沸腾区发生，均为抑制沸腾不稳定性的工况，其控制参数分别为 $G=332.55\text{kg/m}^2\text{s}$, $q=374.61\text{kW/m}^2$, $Bo=0.000980$ ； $G=254.57\text{kg/m}^2\text{s}$, $q=374.61\text{kW/m}^2$, $Bo=0.001280$ ；可以看出 Bo 的增大，沸腾波动变得更为剧烈，振动幅度增大，周期增长；当发泡热控后，均能有效的控制其不稳定性，使膜上温度最高值得到大幅度降低，降幅达 $15\sim 20^\circ\text{C}$ 。图 d 为在蒸汽流动区，过热度很高时工况（ $G=170.64\text{kg/m}^2\text{s}$, $q=374.61\text{kW/m}^2$, $Bo=0.001909$ ），此时通道内基本为稳定蒸气流动，换热比较强，最高温度有小幅波动，当不是很高 82°C ，发泡后温度的最高值降温已经不明显，因为此时通道已经完全沸腾，蒸汽流动自沸腾已经不需要种子气泡的核化作用。

图 6-12 不同 Bo 数下种子气泡热控沸腾时加热膜上最高温度降温效果

6.4 本章小结

本文基于同步的可视化及测量系统，在恒压供液、定热流边界条件下，逐步减小甲醇工质的流量，在并联微通道内进行了种子气泡热控流动沸腾的水动力学曲线特性研究，从本文的工作得出以下结论：

1. 根据流型与传热的不同，沸腾水动力学曲线可以划分成四个区域。
2. 不发泡主动控制时，区域 I，II，III和IV分别是单相液体流动，过热液体流量，不稳定沸腾流动和过热蒸汽流。
3. 发泡主动控制时，区域 I，II，III和IV分别是单相液体流动，触发沸腾流（TBF），稳定沸腾流（SBF）和高干度区的过热蒸汽流。
4. 种子气泡不会对第 I、IV区的流动和传热产生影响。但在第 II，III区发现会使传热极大强化。在 II 区内，种子气泡过热单相流转换为触发沸腾流动；

在III区内，把不稳定性沸腾流转换为准稳态流动沸腾。

5. 种子气泡主动控制后，沸腾水动力学曲线的线性部分缩短，不同频率水动力学曲线从一点偏离线性部分。各频率触发种子气泡时的沸腾水动力学曲线组合呈勺型，热流越高，勺头越大；触发频率越高，系统压降平均值也越高。

6. 种子气泡频率是影响流动与传热的关键参数。在第II，III区内，频率越高，主加热膜表面温度越低。

本研究结果再次应证了种子气泡技术能够解决微通道内沸腾起始点温度偏高的难题，保证微传热系统启动时不会过温烧毁；能够有效扼制沸腾不稳定性，强化换热降低芯片上的温度；给出了种子气泡的合适运行区域，丰富了种子气泡技术热控微通道内流动与传热的研究。

第七章 结论与展望

7.1 本文主要结论

本文提出以方波脉冲电平为激励源,在微加热元上产生可控微汽泡,并以微汽泡为微通道内沸腾核化的种子,实验研究了恒流量条件下,种子汽泡触发沸腾及其对流动沸腾不稳定性的抑制,并借助非线性混沌理论对种子汽泡热控技术做了定性定量分析,最后采用恒压供液边界条件研究了种子汽泡热控流动沸腾的水动力学曲线特性,从中得出如下主要结论:

1. 提出种子汽泡触发微通道内的沸腾换热思想,通过改变发泡频率实现了控制微通道内沸腾流型和传热。

2. 在恒流量供液边界条件下,发现了触发沸腾的四类不同沸腾压力波动,以种子汽泡发泡频率和触发沸腾 Bo 数建立了触发沸腾波动分类的流型分区。

3. 对每种触发沸腾的压力降、温度波动、流型做了定量定性的细致研究,发现各种触发沸腾能控制沸腾的起始点,在很低的过热度下就能触发通道内的相变换热,使通道内的换热系数提高,并对芯片温度的均匀性有显著的改善。

4. 第四类触发沸腾在较高过热度下发生,对芯片温度的均匀性改善最佳,此对以极为光滑的硅基微通道应用于电子冷却有重要的意义。

5. 在恒流量供液及低 Bo 数下,随发泡频率的增加,触发沸腾换热流动可能会由稳定向不稳定性沸腾转换;在较高 Bo 数下,现象相反。设定发泡频率,随 Bo 数逐渐增加,沸腾系统运行压力也随之升高,触发不稳定性波动频率增高。

6. 大幅不稳定性触发沸腾的周期性并不是与种子汽泡的发泡频率精准对应的,当发泡频率的改变会影响沸腾的周期性,甚至可提高换热系数同时彻底扼制不稳定性沸腾的发生。

7. 提出并实验验证了种子汽泡主动式热控微通道沸腾不稳定性的思想,对不稳定性大幅脉动沸腾在发泡扰动作用下的沸腾状况做了研究,发现了两种重要的热控流动沸腾不稳定性换热模式。

8. 低频发泡热控能有效减弱不稳定性沸腾产生的大幅脉动, 显著改善了压力降、温度波的振幅和周期, 低频种子汽泡热控沸腾产生的周期性并不是与种子汽泡发泡频率精准对应的, 它与流量、汽泡生成频率及加热量等有关。

9. 高频率种子汽泡热控能彻底实现对沸腾不稳定性的完全抑制, 换热系统稳定运行, 换热性能得到充分提高。

10. 对不同发泡频率热控沸腾进行了细致研究, 发现各频率生成的种子汽泡均能使大幅间歇沸腾向有序稳定沸腾转换的趋势, 通道内的换热系数提高。

11. 沸腾 Bo 数以及发泡频率对热控沸腾不稳定性有很大的影响, 发泡频率影响尤为突出, 频率越高, 系统稳定性越好, 降温幅度越明显, 本研究中存在 1000~2000Hz 的饱和发泡频率, 在此频率下通道内的气液相间的温度非平衡性很小。

12. 不稳定性沸腾时, 参数脉动的振幅与很多因素相关, 低频种子汽泡发泡热控后, 参数脉动的振幅变化更为复杂, 无量纲分析发现, 流体入口过冷度对脉动影响分量最大, 热量和流量的影响次之, 物性和通道结构参数影响最小, 低频发泡后, 种子汽泡的发泡频率的贡献也很大。

13. 对种子汽泡技术的工程运行方式做了探讨, 发现先开种子汽泡发生器, 然后在对背面加热膜实施加热, 不会引起压力降、温度的过冲, 对换热系统提出了较好的运行方式。

14. 沸腾系统自相关系数随时间延迟的增加逐渐减小, 是混沌系统的典型特征, 表明系统随时间演化只具有有限的预测能力, 低频发泡热控时间序列的自相关系数随时间延迟的降低速度远大于其他的工况, 其可预测性最低, 其对应 K 熵最大。

15. 相空间重构得到的三维吸引子相图表明, 大幅自沸腾时均由多个环线叠加而成, 相图虽然呈现极限环特征, 每个环线代表一个独立的频率, 环线越大, 就表示脉动幅值越高; 较低和较高发泡频率下的相图所反映的结构比较复杂, 这对应时间序列中多个不同频率和尺度的运动。

16. 发泡频率的上升, 换热能力增强, 对应关联维数增大, 表示影响系统的因素增加, K 熵值与最大 Lyapunov 指数数值均为正值, 说明该系统具有混沌特性。

17. 进口温度和加热膜壁温对流动沸腾系统特性进行重构恢复, 不同流型对应不同映射。发泡热控后, 压差信号递归图与对角线平行的小带混乱性提高, 系统的混沌特性增强。

18. 根据流型与传热的不同, 沸腾水动力学曲线可以划分成四个区域。不发泡主动控制时, 区域 I, II, III和IV分别为单相液体流动, 过热液体流量, 不稳定沸腾流动和过热蒸汽流。发泡主动控制时, 区域 I, II, III和IV分别为单相液体流动, 触发沸腾流 (TBF), 稳定沸腾流 (SBF) 和过热蒸汽流。

19. 种子气泡不会对第 I, IV区的流动和传热产生影响。但在第 II, III区发现会使传热极大强化。在 II区内, 种子气泡过热单相流转换为触发沸腾流动; 在 III区内, 把不稳定性沸腾流转换为准稳态流动沸腾。

20. 种子气泡主动控制后, 沸腾水动力学曲线的线性部分缩短, 不同频率水动力学曲线从一点偏离线性部分。各频率触发种子气泡时的沸腾水动力学曲线组合呈勺型, 热流越高, 勺头越大; 触发频率越高, 系统压降平均值也越高。

本研究结果解决了电子冷却中沸腾起始点温度偏高的难题, 保证了微传热系统在启动时不会过温烧毁, 发现了触发沸腾不稳定性现象, 揭示了种子气泡发泡频率对沸腾不稳定性的影响规律, 并研究了影响沸腾不稳定性脉动的因素, 对种子气泡技术的工程应用提出较好的运行方式, 为理解种子气泡技术的机理及其工程运行特点做了奠基性工作, 对微传热系统启动及运行有重要指导意义, 具有广泛的工业应用价值。

7.2 展望与建议

结合目前本文的研究结果, 认为本课题组有必要继续开展以下几个方面的工作:

1. 采用多相 VOF 界面捕捉技术对气泡在通道内成长吸热进行模拟分析;
2. 在常规的管道中尝试进行本文类似的实验研究, 以期更大的工程应用;
3. 材料与工质的润湿性会影响到气泡核化过程以及汽液两相在通道内的分布, 因此采用不同加工材料或者表面改性技术研究润湿性对微尺度相变的影响非常有必要。

参考文献

- [1] D.J. Faulkner, R. Shekarriz, Forced convective boiling in microchannels for KW/CM² electronics cooling. In: Proceedings of the 2003 ASME Summer Heat Transfer Conference, Las Vegas, Nevada, USA: ASME, 2003: HT2003-47160.
- [2] D.B. Tuckerman, R.F.W. Pease, High-performance Heat Sinking for VLSI. IEEE Electron Device Letters 1981, 2(5) 126-129.
- [3] Zhang, K.L., Chou, S.K., Ang, S.S., Fabrication, modeling and testing of a thin film Au/Ti microheater, International Journal of Thermal Sciences, 2007, 46(6), 580-588.
- [4] Avedisian, C.T., Osborne, W.S., Mcleod, F.D., Curley, C.M., Measuring bubble nucleation temperature on the surface of a rapid heated thermal ink-jet heater immersed in a pool of water, Proc. R. Soc. Lond. A, 1999, 455, 3875-3899.
- [5] Li, J., Peterson, G.P., Microscale heterogeneous boiling on smooth surfaces-from bubble nucleation to bubble dynamics, Int. J. Heat Mass Transfer, 2005, 48, 4316-4332.
- [6] Deng, P.G., Lee, Y.K., Cheng, P., An experimental study of heater size on microbubble generation, Int. J. Heat Mass Transfer, 2006, 49, 2535-2544.
- [7] Jinliang Xu, Wei Zhang. Effect of pulse heating parameters on the microscale bubble dynamics at a microheater surface. Int. J. Heat and Mass Transfer, 2008, 51: 389-396.
- [8] Z. Zhao, S. Glod, D. Poulikakos, Pressure and power generation during explosive vaporization on a thin-film microheater, Int. J. Heat Mass Transfer, 2000, 43: 281-296.
- [9] Yasuo Iida, Toru Tuziuti, Kyuichi Yasui, Atsuya Towata, Teruyuki Kozuka. Bubble motions confined in a microspace observed with stroboscopic technique. Ultrasonics Sonochemistry, 2007, 14: 621-626.
- [10] H.J.Vos, B.Dollet, J.G.Bosch, M.Versluis, N.de Jong. Nonspherical vibrations of microbubbles in contact with a wall—a pilot study at low mechanical index. Ultrasound in Med,& Biol, 2008, 34(4): 685-688.
- [11] Vander Meer SM, Dollet B, Voormolen MM, Chin CT, Bouakaz A, deJong N, Versluis M, Lohse D. Microbubble spectroscopy of ultrasound contrast agents. J Acoust Soc Am 121 (2007) :648-656.
- [12] Marcia Emmer, Annemieke van Wamel, Dave E. Goertz, Nico de Jong. The onset of microbubble vibration. Ultrasound in Med. & Biol., 2007, 33(6) : 941-949.
- [13] Takahashi, K., Weng, J.G., Tien, C.L., Marangoni effect in microbubble system, Microscale Thermophysical Engineering, 1999, 3, 169-182.
- [14] H. Wang, X. F.Peng, B. X. Wang, D. J. Lee. Bubble sweeping and jet flows during

- nucleate boiling of subcooled liquids. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 2003, 46: 863–869.
- [15] J. F. Lu , X. F. Peng. Bubble oscillation on thin wire during subcooled boiling. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 2008, 51: 4461-4469.
- [16] J. F. Lu , X. F. Peng. Bubble slippage on thin wires during subcooled boiling, *J. Heat and Mass Transfer*, 2006, 49: 2337-2346.
- [17] David M. Christopher, Hao Wang, Xiaofeng Peng. Numerical analysis of the dynamics of moving vapor bubbles. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 2006, 49: 3626-3633
- [18] 陈钢,全晓军,郑平,脉冲加热下微尺度沸腾及微气泡动力学, *化工学报*,2009 8(60): 1894-1899
- [19] 董涛, 杨朝初, 毕勤成等, 流动沸腾不稳定性对加热膜上微气泡的影响, *化工学报*.2007, 1(58): 54-58
- [20] 杨朝初, 董涛, 毕勤成等, 微小有限空间内微气泡控制生长的界面追踪与数值模拟, *化工学报*.2007, 11(58): 2770-2775
- [21] 李倩, 刘国华, 徐进良, 张伟. 微气泡在矩形铂膜加热器上的控制性生长及振动, *微细加工技术*.2008, 6: 41-44.
- [22] 李倩, 刘国华, 徐进良, 张伟. 流动沸腾不稳定性对加热膜上微气泡的影响, *化工学报*.2009, 5(60): 1156-1161.
- [23] Ghiaasiaan S M and Chedester R C 2002 Boiling incipience in microchannels *Int. J. Heat Mass Transfer*, 45 4599–606
- [24] W.L. Qu, I. Mudawar, Prediction and measurement of incipient boiling heat flux in micro-channel heat sinks, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 2002, 45, 3933-3945.
- [25] Ghiaasiaan, S.M., Chedester, R.C., Boiling incipience in microchannels, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 2002, 45, 4599-4606.
- [26] Qu, W. L., Mudawar, I., Prediction and measurement of incipience boiling heat flux in micro-channel heat sink, 2002, 45, 3933-3945.
- [27] Zhang, J.T., Peng, X.F., Peterson, G. P., Analysis of phase-change mechanism in microchannels using cluster nucleation theory, *Microscale Thermophys.Eng.* 2000, 4, 177-187.
- [28] Kandlikar S.G., Heat transfer mechanisms during flow boiling in microchannels, *J. of Heat Transfer, ASME*, 2004, 126 (1), 8-16
- [29] Li, J., Cheng, P., Bubble cavitation in a microchannel, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 2004, 47, 2689-2698.
- [30] Mitrovic, J., Survival conditions of a vapor bubble in saturated liquid flowing inside a micro-channel, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 2001, 44(11), 2177-2181

- [31] Lin, L., Microscale thermal bubble formation: thermophysical phenomena and applications, *Microscale Thermophys. Eng.* 1998, 2, 71-85.
- [32] S.G. Kandlikar, Heat transfer characteristics in partial boiling, fully developed boiling and significant void flow regions of subcooled flow boiling, *Int. J. Heat Transfer*, 1998, 120, 395-401.
- [33] S.G. Kandlikar, Fundamental issues related to flow boiling in minichannels and microchannels, *Exp. Therm. Fluid Sci.*, 2002, 26, 389-407.
- [34] Thome, J. R., State-of-the-art overview of boiling and two-phase flows in microchannels, *Heat Transfer Engineering*, 2006, 27(9): 4-19.
- [35] Wu, H.Y., Cheng, P., Visualization and measurements of periodic boiling in silicon microchannels, *Int. J. Heat Mass Transfer.*, 2003, 46, 2603-2614.
- [36] Xu, J.L., Gan, Y.H., Zhang, D.C., Li, X., Microscale boiling heat transfer in a micro-timescale at high heat fluxes, *J. Micromech. Microeng.*, 2005, 15, 362-376.
- [37] Zhao T S, Bi Q C. Co-current air–water two-phase flow patterns in vertical triangular microchannels [J]. *Int. J. Multiphase Flow*, 2001, 27: 765-782.
- [38] Fu X, Qi S L, Zhang P, et al. Visualization of flow boiling of liquid nitrogen in a vertical mini-tube [J]. *International Journal of Multiphase Flow*, 2008, 34(4): 333-351.
- [39] Bao, Z.Y., Fletcher, D.F., Haynes, B.S., Flow boiling heat transfer of Freon R11 and HFCFC123 in narrow passages, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 2000, 43, 3347-3358.
- [40] Lin, S., Kew, P.A., Cornwell, K., Two-phase heat transfer to a refrigerant in a 1mm diameter tube, *Int. J. Refrig.* 2001, 24, 51-56.
- [41] Xu, J.L., Sheng, S., Gan, Y.H., et al., Transient flow pattern based microscale boiling heat transfer mechanisms, *J. Micromech. Microeng.* 2005, 15, 1344-1361.
- [42] A.M. Jacobi, J.R. Thome, Heat transfer model for evaporation of elongated bubble flow in microchannels, *J. Heat Transfer*, 124(2002) 1131-1136.
- [43] J.R. Thome, V. Dupont, A.M. Jacobi, Heat transfer model for evaporation in microchannels. Part I: presentation of the model, *Int. J. Heat Mass Transfer* 47(2004) 3375-3385.
- [44] Gan, Y.H., Xu, J.L., Wang, S.F., Are the available boiling heat transfer coefficients suitable for silicon microchannel heat sinks?, *Microfluidics and Nanofluidics*, 10.1007/s10404-007-0215-y
- [45] Chen, J.C., Correlation for boiling heat transfer to saturated fluids in convective flow, *I&EC Process Des. Dev.*, 1966, 5, 322-329.
- [46] Zhang, J.T., Peng, X.F., Peterson, G. P., Analysis of phase-change mechanism in microchannels using cluster nucleation theory, *Microscale Thermophys.Eng.* 2000, 4,

177-187.

- [47] Lin, L., Microscale thermal bubble formation: thermophysical phenomena and applications, *Microscale Thermophys. Eng.* 1998, 2, 71-85.
- [48] Li, J., Cheng, P., Bubble cavitation in a microchannel, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 2004, 47, 2689-2698.
- [49] Mitrovic, J., Survival conditions of a vapor bubble in saturated liquid flowing inside a micro-channel, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 2001, 44(11), 2177-2181
- [50] Wu, H.Y., Cheng, P., Visualization and measurements of periodic boiling in silicon microchannels, *Int. J. Heat Mass Transfer.*, 2003, 46, 2603-2614.
- [51] Ledinegg, M. ,1938. Instability of flow during natural and forced circulation. *Waerme* 61 (8), 91-898. [29]
- [52] Boure, J. A. , 1966. The oscillator behaviour of heated channels, Part I and II, French report CEA-R 3049, Grenoble.
- [53] S.G. Kandlikar, M.E. Steinke, S. Tian, L.A. Campbell, High speed photographic observation of flow boiling of water in parallel minichannels, ASME National Heat Transfer Conference, Los Angeles, CA, June 10-12, 2001.
- [54] W.L. Qu, I. Mudawar, Measurement and prediction of pressure drop in two-phase micro-channel heat sinks, *Int. J. Heat Mass Transfer* 46 (2003) 2737-2753.
- [55] G. Hetsroni, A. Mosyak, E. Pogrebnyak, Z. Segal, Explosive boiling of water in parallel micro-channels, *Int. J. Multiphase Flow* 31 (2005) 371-392.
- [56] H.Y. Wu, P. Cheng, Visualization and measurements of periodic boiling in silicon microchannels, *Int. J. Heat Mass Transfer* 46 (2003) 2603-2614.
- [57] H.Y. Wu, P. Cheng, Boiling instability in parallel silicon microchannels at different heat flux, *Int. J. Heat Mass Transfer* 47 (2004) 3631-3641.
- [58] J.L. Xu, J.J. Zhou, Y.H. Gan, Static and dynamic flow instability of a parallel microchannel heat sink at high heat flux, *Energy Conversion and Management* 46 (2005) 313-334.
- [59] C. Huh, M.H. Kim, An experimental investigation of flow boiling in an asymmetrically heated rectangular microchannel, *Exp. Therm. Fluid Sci.* 30 (2006) 775-784.
- [60] C. Huh, J. Kim, M.H. Kim, Flow pattern transition instability during flow boiling in a single microchannel, *Int. J. Heat Mass Transfer* 50 (2007) 1049-1060.
- [61] Chang, K.H., Pan, C., Two phase flow instability for boiling in a microchannel heat sink, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 2007,50, 2078-2088.
- [62] W.L. Qu, I. Mudawar, Measurement and prediction of pressure drop in two-phase micro-channel heat sinks, *Int. J. Heat Mass Transfer* 46 (2003) 2737-2753.

- [63] S.G. Kandlikar, D.A. Willistern, J. Borrelli, Experimental evaluation of pressure drop elements and fabricated nucleation sites for stabilizing flow boiling in minichannels and microchannels, in Proceedings of ASME 3rd International Conference on Microchannels and Minichannels, ICMM2005-75197, Toronto, Ontario, Canada, 2005.
- [64] A. Kosar, C.J. Kuo, Y. Peles, Suppression of boiling flow oscillations in parallel microchannels by inlet restrictors, *J. Heat Transfer* 128 (2006) 251-260.
- [65] P.C Lee, C. Pan, Boiling heat transfer and two-phase flow of water in a single shallow microchannel with a uniform or diverging cross section, *J. Micromech. Microeng.* 18(2008) doi:10.1088/0960-1317/18/2/025005.
- [66] C.J. Kuo, Y. Peles, Flow boiling instabilities in microchannels and means for mitigation by reentrant cavities, *J. Heat Transfer* 130(2008) doi: 10.1115/1.2908431.
- [67] C.J. Kuo, Y. Peles, Pressure effects on flow boiling instabilities in parallel microchannels, *Int. J. Heat Mass Transfer* (2008), doi:10.1016/j.ijheatmasstransfer.2008.06.015.
- [68] C.J. Kuo, Y. Peles, Local measurement of flow boiling in structured surface microchannels, *J. Heat Transfer* 50 (2007) 4513-4526
- [69] G.A. Bennett, S.D. Briles, Calibration procedure developed for IR surface-temperature measurements, *IEEE Transactions on Components, Hybrids, and Manufacturing Technology*, 1989, 12, 690-695
- [70] I. Hapke, H. Boye, J. Schmidt, Onset of nucleate boiling in minichannels, *International Journal of Thermal Sciences*, 2000, 39, 505-513
- [71] Wang, G.D., Cheng, P., Bergles, A.E., 2008. Effects of inlet/outlet configuration on flow boiling instability in parallel microchannels. *Int. J. Heat Mass Transfer* 51, 2267–2281.
- [72] Lee, P.C., Pan, C., 2008. Boiling heat transfer and two-phase flow of water in a single shallow microchannel with a uniform and diverging cross section. *J. Micromech. Microeng.* 18 (025005). 13 pp.
- [73] Kuo, C.J., Peles, Y., 2008. Flow boiling instabilities in microchannels and means for mitigation by reentrant cavities. *J. Heat Transfer ASME* 130, 1 – 10.
- [74] Kandlikar, S.G., Kuan, W.K., Willistern, D.A., Borrelli, J., 2006. Stabilization of flow boiling in microchannels using pressure drop elements and fabricated nucleation sites. *J. Heat Transfer ASME* 128, 389 – 396.
- [75] R. Muwanga I. Hassan, R. MacDonald, Characteristics of Flow Boiling Oscillations in Silicon Microchannel Heat Sinks, *Journal of Heat Transfer ASME* OCTOBER 2007, Vol. 129 / 1341
- [76] 李晓祥, 石炎福, 顾丽莉等. 气液固三相并流系统流型的混沌识别, *高校化学工程学报*, 2002, 16(1): 84-88.
- [77] 刘明言, 胡宗定. 气液固三相流化床流区及其过渡的混沌分析, *化学反应工程与工艺*, 2000, 16(4): 363-367

- [78] 赵贵兵, 石炎福, 余华瑞. 流化床压力波动的混沌预测, 化工学报, 2000, 51(5): 660. 665.
- [79] LIU Ming-yan, HU Zong-di, Chaos prediction of hydrodynamic behavior in gas-liquid two. phase bubble column with single orifice, J Chem Ind and Eng, 2000, 51(4): 475-479.
- [80] Cammarata G Fichera A'Pagano A. Nonlinear analysis of a rectangular natural circulation loop, Int Communications in Heat and Mass Transfer, 2000, 27(8): 1077-1089.
- [81] 白博峰, 郭烈锦, 赵亮. 直上升管汽液两相流型的压差波动特征识别, 化工学报, 1999, 50(6): 799. 805
- [82] 吕金虎, 陆君安, 陈士华, 混沌时间序列分析及其应用, 武汉:武汉大学出版社, 2002
- [83] 陈予恕, 非线性振动系统的分叉和混沌理论, 高等教育出版社, 1993
- [84] R. Mosdorf, Ping Cheng, H.Y. Wu, M. Shoji, Non-linear analyses of flow boiling in microchannels, International Journal of Heat and Mass Transfer 48 (2005) 4667 - 4683
- [85] Ming-yan Liu, Wen Leng, Ai-hong Qiang, Transient aspects of inner wall temperatures at different spatial positions in fluidized bed evaporators, Chemical Engineering and Processing, 23 (2007) 120-129
- [86] R. Mosdorf, M. Shoji, Chaos in nucleate boiling—nonlinear analysis and modelling, International Journal of Heat and Mass Transfer 47 (2004) 1515-1524
- [87] V. Sathyamurthi, D. Banerjee, H. Sakamoto, J. Kim, Measurement of the fractal order of wall void fraction during nucleate boiling, International Journal of Heat and Fluid Flow 29 (2008) 207-218
- [88] See Hoon Lee, Sang Done Kim and Soung Hee Park, Statistical and Deterministic Chaos Analysis of Pressure Fluctuations in a Fluidized Bed of Polymer Powders, Korean J. Chem. Eng., 19(6), 1020-1025 (2002)
- [89] Zhongke Gao and Ningde Jin, Flow-pattern identification and nonlinear dynamics of gas-liquid two-phase flow in complex networks, PHYSICAL REVIEW E 79, 066303 (2009)
- [90] Yaws C.L., 1999, Chemical Properties Handbook, McGraw-Hill, New York.
- [91] Ghiaasiaan S M and Chedester R C 2002 Boiling incipience in microchannels Int. J. Heat Mass Transfer, 45 4599-606
- [92] H.Y.Wu, Cheng P, Wang H., 2006, Pressure drop and flow boiling instabilities in silicon microchannel heat sinks, J. of Micromechanics and Microengineering, 18, 2138-2146.

攻读博士学位期间发表的论文目录

期刊论文:

1. **Guohua Liu**, Jinliang Xu, Yongping Yang Seed bubbles trigger boiling heat transfer in silicon microchannels *Microfluid Nanofluid* available on line 16 June,2009, (SCI)
2. **Guohua Liu**, Jinliang Xu, Yongping Yang, Wei Zhang, Active control of flow and heat transfer in silicon microchannels, (submitted to *J. of Micromechanics and Microengineering*)
3. Jinliang Xu, **Guohua Liu**, Wei Zhang, Qian Li, Bin Wang, Seed bubble stabilize flow and heat transfer in parallel microchannels *International Journal of Multiphase Flow*, 35 (2009) 773 - 790 (SCI)
4. Wei Zhang, **Guohua Liu**, Jinliang Xu, Yongping Yang, Effect of channel surface wettability and temperature gradients on the boiling flow pattern in a single microchannel *J. of Micromechanics and Microengineering*, 19 (2009) 055012 (13pp) (SCI)
5. Wei Zhang, Jinliang Xu, **Guohua Liu**, Multi-channel effect of condensation flow in a micro triple-channel condenser *International Journal of Multiphase Flow* 34 (2008) 1175 - 1184(SCI)
6. Jinliang Xu , Wei Zhang, **Guohua Liu**, Seed bubble guided heat transfer in a single microchannel, *Heat Transfer Engineering*, (accepted) (SCI)
7. Jinliang Xu, Xianbing Ji, Wei Zhang, **Guohua Liu** Pool boiling heat transfer of ultra-light copper foam with open cells *International Journal of Multiphase Flow* 34 (2008) 1008 - 1022(SCI)
8. **刘国华**, 徐进良, 张 伟, 高热流作用下微通道内的周期性射流特性, 工程热物理学报, Vol30. No.2 Feb.,2009 (EI)
9. **刘国华**, 张 伟, 徐进良, MEMS热敏微流量传感器研究, 微细加工技术, No14, Aug.2008, 53-57 (EI)
9. 李 倩, **刘国华**, 徐进良, 张伟. 微气泡在矩形铂膜加热器上的控制性生长及振动, 微细加工技术.2008, 6: 41-44. (中文核心)
10. 李 倩, **刘国华**, 徐进良, 张伟. 流动沸腾不稳定性对加热膜上微气泡的影响, 化工学报. 2009, 5(60): 1156-1161. (EI)

会议论文:

1. 刘国华, 徐进良, 李倩, 王斌, 微通道内种子汽泡抑制沸腾不稳定性研究, 中国工程热物理学会, 多相流学术会议论文, 8-30,2009
2. 刘国华, 徐进良, 张伟, 高热流作用下微通道内的周期性射流流动研究, 中国工程热物理学会, 传热传质学术会议论文, 12-16,2007,157-167
3. Jinliang Xu , Wei Zhang , **Guohua Liu**, Seed bubble guided heat transfer in a single microchannel, 6th *International Symposium on Multiphase Flow, Heat Mass Transfer and Energy Conversion* Xi'an, China, 11-15 July 2009 Paper No. fg-41
4. Jinliang Xu, Wei Zhang, Yuxiu Li, Yunhua Gan, Qionghui Tang, **Guohua Liu**, BUBBLE DYNAMICS AND BOILING HEAT TRANSFER IN MICROSYSTEMS , Proceedings of the Sixth *International ASME Conference on Nanochannels, Microchannels and Minichannels*, ICNMM2008-62029, June 23-25, 2008, Darmstadt, Germany

发明专利

1. 种子汽泡微换热器 发明人: 刘国华, 张伟, 徐进良, 岑继文 申请日期: 2009.4.8.

致 谢

本文是在我的导师徐进良研究员的精心指导下完成的，从论文选题、试验台搭建到论文写作的整个过程，都得到了导师的悉心指导和亲切关怀。恩师敏锐的思维、严谨的治学态度、渊博的学识、一丝不苟的作风、诚挚谦虚的品格和宽厚善良的处世方式，是我一生的宝贵精神财富，在此向我的导师徐进良研究员表示崇高的敬意。

感谢微能源实验室的钟文卿技工，是他娴熟的技术帮助我顺利完成试验台搭建；微能源实验室的秘书李春在仪器购买和财务报销方面给我提供了很大的帮助，在此表示感谢。

感谢北京大学国家微纳米加工技术重点实验室的杨芳老师、中国电子科技集团公司第十三研究所的徐永青老师和许超工程师，是他们在MEMS工艺版图绘制和MEMS加工方面给予了我很大帮助，并协助完成本文芯片的加工。

感谢本课题组徐立博士、王斌、赖喜锐硕士协助我完成了部分实验内容；已毕业的张伟、李玉秀博士和李倩硕士在实验的系统设计和数据处理方面也给了我很大帮助，宋延熙博士在非线混沌理论方面给了我一定的指导；微能源实验室的全体同学包括已毕业毛文斌、胡建军等，在生活和学习上都曾给予了我很多帮助，在此表示诚挚的谢意。

最后，衷心感谢我的家人多年来对我的培养和支持，他们的亲情永远是我努力奋斗的精神支柱。

本文的研究工作得到国家杰出青年科学基金（50825603）、国家自然科学基金项目（50776089）的支持，在此表示特别感谢。

刘 国 华

二零零九年十一月