

微加热器温度场的数值求解与分析

唐琼辉^{1,2}, 徐进良²

(1. 中国科学技术大学热科学和能源工程系, 安徽合肥 230027; 2. 中国科学院广州能源研究所, 广东广州 510640)

摘要: 为深入探讨微加热器表面产生周期性气泡的普遍规律, 需要对微加热器的温度响应和分布进行研究. 对微加热器和周围液体工质进行了无量纲固液耦合传热分析, 以铂金属薄膜微加热器和液体工质水为例, 通过对瞬态能量方程的理论分析和数值模拟, 发现产生周期性气泡所需的无量纲加热时间与金属膜的厚度无直接关系, 而与无量纲热源值密切相关; 对周期性电压方波脉冲加热方式和周期性电流脉冲加热方式进行了对比, 认为电压方波脉冲加热方式更符合实验需求; 另外还提出了金属表面液膜的过热液层厚度和加热影响区.

关键词: 微加热器; 无量纲; 数值模拟; 气泡生长; 温度响应

中图分类号: TK124 **文献标识码:** A

Analysis and numerical simulation of microheater thermal field

TANG Qiong-hui^{1,2}, XU Jin-liang²

(1. Department of Thermal Science and Energy Engineering, USTC, Hefei 230027, China;

2. Guangzhou Institute of Energy Conversions, CAS, Guangzhou 510640, China)

Abstract: The thermal response and distribution of microheaters were studied to further investigate the law of periodic bubble generation on the surface of microheaters, and dimensionless solid-liquid coupling heat conduction concerning microheaters and the surrounding liquid was thus analyzed. Based on the example of Pt film as the heating resister and water as the working liquid, it is concluded that the dimensionless time does not relate to the thickness of film heater, but varies with the dimensionless value of volume heating resource. Compared with current heating pulse, quadratic voltage heating pulse is more liable to incite periodic bubbles and more applicable as well. Besides, the thickness of superheated liquid layer and the affected zone was defined and discussed.

Key words: microheater; dimensionless; numerical simulation; bubble growth; thermal response

符号表

$a_l / (\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1})$	液体工质热扩散率	$h_1 / (\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1})$	对流换热系数
$a_s / (\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1})$	金属加热膜热扩散率	$h_2 / (\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1})$	当量辐射换热系数
$C_p / (\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1})$	比定压热容	$h_3 / (\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1})$	当量对流与辐射换热系数
$C_{ps} / (\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1})$	金属加热膜比定压热容	$h_4 / (\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1})$	当量导热换热系数
$h_0 / (\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1})$	总换热系数	I / A	电流

收稿日期: 2007-01-19; 修回日期: 2008-04-07

基金项目: 国家自然科学基金(50776089)和广东省自然科学基金(7000742)资助.

作者简介: 唐琼辉, 女, 1976年生, 博士生. 研究方向: 气液两相流. E-mail: tangqh@ms.giec.ac.cn

通讯作者: 徐进良, 研究员. E-mail: xujl@ms.giec.ac.cn

I_0/A	电流方波脉冲的高电平值	δ_1^+	无量纲过热液体层厚度
L/m	金属加热膜的长度	δ_2^+	无量纲液体温度影响区厚度
Q/W	金属加热膜产生的热能	η	当量换热比值
Q_i/W	金属加热膜通过隔热层损失的热能	η_1, η_2	无量纲厚度与无量纲宽度
R/Ω	金属加热膜电阻	θ	无量纲温度
R_0/Ω	环境温度下金属加热膜的电阻	$\lambda/(W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1})$	导热系数
T/K	温度	$\lambda_i/(W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1})$	加热器隔热层的导热系数
T_0/K	环境温度	$\lambda_s/(W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1})$	金属加热膜的导热系数
\bar{T}/K	平均温度	ξ	无量纲时间
T_c/K	液体临界温度	ξ_0	无量纲加热持续时间
t/s	时间	$\rho/(kg \cdot m^{-3})$	密度
T_q/s	脉冲周期	$\rho_s/(kg \cdot m^{-3})$	金属加热膜密度
t_p/s	脉冲周期中正脉冲持续时间	$\rho_{sheet}/(\Omega \cdot m^{-2})$	金属加热膜薄膜热阻
t_s/s	脉冲周期中零脉冲持续时间	$\sigma/(W \cdot m^{-2} \cdot K^{-4})$	斯忒藩-玻耳兹曼常量
u/V	电压	$\Phi/(W \cdot m^{-3})$	体积热源
u_0/V	电压方波脉冲的高电平值	$\Phi_0/(W \cdot m^{-3})$	初始体积热源
V_R/m^3	金属加热膜的体积	ψ	无量纲热源
W/m	金属加热膜宽度	ψ_0	初始无量纲热源
$x, y/m$	厚度与宽度方向坐标	特征数	
Z_s/m	金属加热膜厚度	Nu	努塞尔数
Z_i/m	加热器隔热层厚度	Gr	格拉晓夫数
希腊字母		Pr	普朗特数
$\alpha/(K^{-1})$	电阻温度系数	Ra	瑞利数
ϵ	发射率		

0 引言

采用微电子技术加工的微加热器以其体积小、灵敏度高、无滞后现象以及易批量生产等优点在温度传感器、气体传感器以及热驱动器等方面有广泛的应用。微加热器作为热驱动器目前商业上应用最普遍的是喷墨打印头,这种打印头利用对微小空间内液体快速加热产生的微小气泡,驱动其中的微米级液滴在短短若干微秒时间内,以米/秒级的速度通过喷墨口“打印”到纸上,获得高清晰度的打印效果^[1~5]。微加热器一般有金属薄膜、金属细丝或者高能激光束等几种,本文讨论的是采用 MEMS 技术加工的金属薄膜,常用的有钽-铝膜,钛-铂膜等,厚度通常为 100~300 nm,其中钛、钨、钽常被用来作为铂膜或铝膜与二氧化硅的键合剂,因厚度较薄在计算中可忽略。而铂由于电阻率高(约为金的 4 倍,银和铜的 5 倍)、熔点高(常压下为 1 775 °C),特别是其电阻-温度曲线线性度好、对温度的响应迅速,因而成为最常用的实验用微加热器材料。为了达到热驱动效应,常采用周期性电脉冲方式对液相进行周期性加热和冷却,如定电流方波脉冲加热和定电

压方波脉冲加热方式。以定电压方波脉冲加热为例,如图 1 所示,方波脉冲周期 $T_q = t_p + t_s$,其中在加热时间段 t_p 内对金属铂膜两端施加恒定电压 u_0 ,在冷却时间段 t_s 内两端电压为零。在加热过程中,电压保持 u_0 不变,测得电阻 R 后,加热功率可以通过 $Q = u_0^2/R$ 得到。

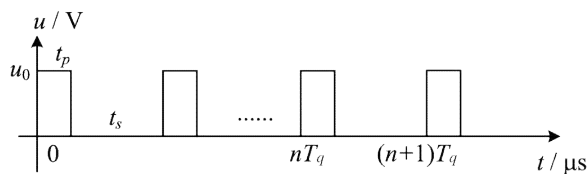


图 1 方波脉冲电压加热方式

Fig. 1 Quadratic voltage heating pulse

由于加热器表面温度 T 不易直接测量到,所以通常采用测量加热器电阻 R 的方法获得^[6]。先通过校准实验获得铂加热器的电阻-温度曲线,然后将实验中测得的电阻 R 与校准曲线相比较获得与之对应的温度值 T 。这种方法将微加热器当作一个整体考虑,得到的是微加热器的平均温度 \bar{T} ,认为该值即为加热器表面温度 T ,忽略了加热器内温度的不均匀性。根据 Jung 的研究结果^[7],微加热膜温度的

表 1 薄膜微加热器组成材料的物性参数(1 atm)

Tab. 1 Physical properties of film microheater components at 1 atm

	$\rho/(\text{kg} \cdot \text{m}^{-3})$	$C_p/(\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1})$	$\lambda/(\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1})$	$\rho_{\text{sheet}}/(\Omega \cdot \text{m}^{-2})$	α/K^{-1}	ϵ
SiO ₂	2 190	1 400	1.35	—	—	—
Si ₃ N ₄	3 200	714	1.67	—	—	—
Pt	21 450	133	73	0.6	0.003 9	0.03

表 2 液体工质的物性(特征温度: $(0.9T_c + T_0)/2$)Tab. 2 Physical properties of working liquid (characteristic temperature: $(0.9T_c + T_0)/2$)

	$\rho/(\text{kg} \cdot \text{m}^{-3})$	$C_p/(\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1})$	$\lambda/(\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1})$	T_c/K	T_0/K
H ₂ O	902.5	4 360	0.679	647	298

均匀性受加热膜的尺寸、长宽比影响,当长宽高比达到一定值时,加热膜的温度不均匀性较明显.

本文分别采用数值模拟和理论分析方法,以铂金属薄膜微加热器和液体工质水为例(构成微加热器的组成材料的物性参数如表 1 所示,液体工质的物性如表 2 所示),进行瞬态导热无量纲分析,探讨产生周期性微气泡微加热器所需的有关参数,如加热电压 u_0 、加热电流 I_0 、加热时间 t_p 、 t_s 和 T_q 、金属薄膜厚度 Z_s 等,并分析过热液膜厚度与金属薄膜厚度的关系.

1 数学模型

1.1 主要传热方式分析

图 2 所示为金属加热膜和液体工质的液固耦合物理模型,其中薄膜厚度为 Z_s ,宽度为 W ,为有效利用资源,实际计算中采用物理模型的 1/2 作为求解区域.沿加热膜厚度方向的 x 轴为对称轴, y 方向为加热膜宽度方向.

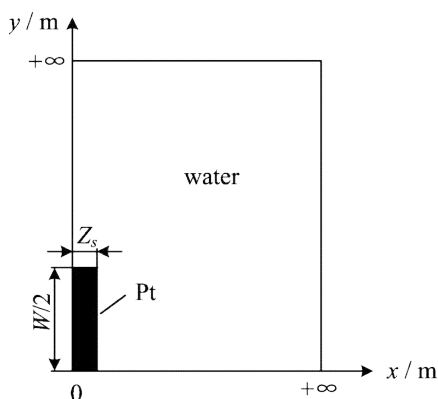


图 2 加热膜-液体工质耦合物理模型

Fig. 2 Physical model of film heater-water coupling 1-D heat transfer

在常规尺度范畴内,受热平板与周围液体之间的传热主要通过自然对流方式.然而,在微时间尺度

和微空间尺度下,常规尺度下的传热规律并不一定适用.为了确定微尺度下受热平板与液体耦合模型的传热规律,在此沿用传热系数的概念引进 5 个传热系数 h_0 、 h_1 、 h_2 、 h_3 、 h_4 .其中 h_0 为根据热平衡规律通过实验数据换算得到的总换热系数; h_1 表示对流换热系数; h_2 表示辐射当量换热系数; h_3 表示考虑对流和辐射的当量换热系数,并有 $h_3 = h_1 + h_2$; h_4 表示导热当量换热系数,并有 $h_4 = h_0 - h_3$.

h_0 的表达式为

$$h_0 = \frac{Q - Q_i}{L(W + 2Z_s)(T - T_0)} \quad (1)$$

对流换热系数 h_1 可以通过如下自然对流换热公式获得:

$$Nu = 0.54(Ra)^{0.25} = 0.54(Gr \cdot Pr)^{0.25} \quad (2)$$

辐射当量换热系数 h_2 可以通过下式进行换算:

$$h_2 = \frac{\epsilon\sigma(T^4 - T_0^4)}{(T - T_0)} \quad (3)$$

根据 Deng 提供的微加热器参数进行计算^[8],所得结果列于表 3 中.由表 3 可知, h_3/h_0 低于 5%,说明在整个换热过程中,对流和辐射所占比例极低,导热在换热过程中贡献最大.

Guo 对于微尺度下的换热进行了理论分析^[9],认为在一个微通道内的换热可以划分为三个区域.当 $Ra > 10^6$ 时, $Nu \sim Ra^{0.33}$;而当 Ra 数介于 10^3 和 10^6 之间时, $Nu \sim Ra^{0.25}$;在此情况下浮力的作用可以忽略不计;当 $Ra < 10^3$ 时,粘性力和浮力的作用均可忽略不计,热量主要通过导热方式进行传递.而在本文考虑的范围内,由于微尺度的因素, Ra 数远小于 10^3 量级,上述理论分析也支持了表 3 数据的合理性.

鉴于上述分析,在下面的数值计算中主要考虑导热的作用.根据瞬态导热方程进行数值分析.

表 3 当量换热系数 ($W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$)Tab. 3 equivalent heat transfer coefficients ($W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$)

h_0 (总换热系数)	h_1 (对流)	h_2 (辐射)	$h_3 = h_1 + h_2$ (对流+辐射)	$\eta = h_3/h_0$
2.370×10^6	2.223×10^4	64.07	2.223×10^4	0.94%

1.2 固-液耦合导热方程

以金属铂加热膜和水工质为例,对于第一个加热周期 T_q ,该物理模型的数学表述如下.

金属加热膜的瞬态导热方程

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a_s \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) + \Phi \quad (0 < t \leq t_p) \quad (4)$$

其中, $a_s = \lambda_s / (\rho_s C_{ps})$ 为金属薄膜的热扩散率, λ_s 、 ρ_s 、 C_{ps} 分别为加热膜的导热系数、密度和比定压热容; 金属薄膜可看作体积为 V_R 的热源, 加热时间段体积热源值 Φ 可根据不同情况求得:

定电压脉冲加热

$$\Phi = \frac{u_0^2}{(V_R R_0 (1 + \alpha \Delta T))} \quad (5a)$$

定电流脉冲加热

$$\Phi = \frac{I_0^2 R_0 (1 + \alpha \Delta T)}{V_R} \quad (5b)$$

其中, R_0 为环境温度 T_0 时的电阻值, α 为金属加热膜的电阻温度系数, 对于电压脉冲初始体积热源值为 $\Phi_0 = u_0^2 / (V_R R_0)$, 而对于定电流脉冲, 初始体积热源值为 $\Phi_0 = I_0^2 R_0 / V_R$.

液体工质的瞬态导热方程

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a_l \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \quad (\text{正脉冲 } 0 < t \leq t_p) \quad (6)$$

其中, a_l 为液体工质的热扩散率.

边界条件:

$$x = 0, q = \lambda_i \frac{T - T_0}{Z_i} \quad (7a)$$

$$y = 0, q = 0 \quad (7b)$$

初始条件:

$$t = 0, T = T_0 \quad (7c)$$

1.3 固-液耦合传热方程的无量纲化

将方程组(4)至(6)无量纲化, 令

$$\theta = \frac{(T - T_0)}{(0.9T_c - T_0)} \quad (8a)$$

$$\xi = \frac{t}{(Z_s^2/a_s)} \quad (8b)$$

$$\eta_1 = \frac{x}{Z_s}, \eta_2 = \frac{y}{Z_s} \quad (8c)$$

$$\psi_0 = \frac{\Phi_0 (Z_s^2/a_s)}{\rho_s C_{ps} (0.9T_c - T_0)} \quad (8d)$$

对于电压加热方式:

$$\psi = \frac{\psi_0}{[1 + (0.9T_c - T_0)\alpha\theta]} \quad (9a)$$

对于电流加热方式:

$$\psi = \psi_0 [1 + (0.9T_c - T_0)\alpha\theta] \quad (9b)$$

其中, θ 、 ξ 、 η_1 、 η_2 分别为无量纲温度、无量纲时间、无量纲空间坐标(分别对应于 x 坐标和 y 坐标); ψ_0 和 ψ 分别为初始无量纲热源和无量纲热源; T_c 为液体的临界温度, 对于采用微加工技术加工的微加热器, 其表面粗糙度非常小, 液体经微加热器表面加热易产生均质核化, 对于极性液体如水等, 均质核化的过热极限约为 $0.9T_c$ ^[10], 因此采用 $0.9T_c$ 进行无量纲化, 无量纲温度 θ 取值介于 0 和 1 之间. 其物理意义在于: 当 $\theta=0$ 时, 液体温度为周围环境温度, 尚未开始加热; 当 θ 接近 1 时, 加热膜壁面附近的液体分子温度达到均质核化温度 $0.9T_c$, 使得气泡的在极短时间内生成和长大; 如果此时停止加热一段时间, 气泡被快速冷却后液体温度 θ 将很快从 1 降为 0, 因此这种定义方法可以很好地度量全过程内温度的变化.

令 $\xi_0 = \frac{t_p}{Z_s^2/a_s}$, 则上述方程(4)~(6)无量纲化后变为:

金属薄膜的瞬态导热无量纲方程 ($0 < \xi < \xi_0$, $0 < \eta_1 \leq 1$, $0 < \eta_2 \leq W/(2Z_s)$)

$$\frac{\partial \theta}{\partial \xi} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial \eta_1^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial \eta_2^2} + \psi \quad (10)$$

被加热液体工质的瞬态导热无量纲方程 ($0 < \xi < \xi_0$, $1 < \eta_1 < +\infty$ 或 $W/(2Z_s) < \eta_2 < +\infty$)

$$\frac{\partial \theta}{\partial \xi} = \frac{a_l}{a_s} \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial \eta_1^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial \eta_2^2} \right) \quad (11)$$

2 数值解法

对方程组(10)和(11)采用 ADI 格式进行差分, 对于二维瞬态导热, 在每一个方向(x 方向或者 y 方向)都以 $\frac{\Delta \xi}{2}$ 时间间隔用隐式方法分别求解一次, 以完成一个时间步的求解. 空间差分采用中心差分格式, 时间差分采用前向差分格式, 藉此获得稳定的数值解.

金属加热膜的瞬态导热无量纲差分方程 ($0 < \xi < \xi_0$, $0 < \eta_1 < 1$, $0 < \eta_2 < W/(2Z_s)$):

$$\left(\frac{2}{\Delta \xi} + \frac{2}{\Delta \eta_1^2} + \frac{2}{\Delta \eta_2^2} \right) \theta_{i,j}^{\xi+1} = \frac{1}{\Delta \eta_1^2} (\theta_{i+1,j}^{\xi+1} + \theta_{i-1,j}^{\xi+1}) +$$

$$\frac{2}{\Delta\xi}\theta_{i,j}^{\xi} + \frac{1}{\Delta\eta_2^2}(\theta_{i,j+1}^{\xi} + \theta_{i,j-1}^{\xi}) + \psi \quad (12a)$$

$$\left(\frac{2}{\Delta\xi} + \frac{2}{\Delta\eta_1^2} + \frac{2}{\Delta\eta_2^2}\right)\theta_{i,j}^{\xi+1} = \frac{1}{\Delta\eta_2^2}(\theta_{i,j+1}^{\xi+1} + \theta_{i,j-1}^{\xi+1}) +$$

$$\frac{2}{\Delta\xi}\theta_{i,j}^{\xi} + \frac{1}{\Delta\eta_1^2}(\theta_{i+1,j}^{\xi} + \theta_{i-1,j}^{\xi}) + \psi \quad (12b)$$

被加热液体工质的瞬态导热无量纲差分方程 ($0 < \xi < \xi_0, 1 < \eta_1 < +\infty$ 或 $W/(2Z_s) < \eta_2 < +\infty$):

$$\left[\frac{2}{\Delta\xi} + \left(\frac{2}{\Delta\eta_1^2} + \frac{2}{\Delta\eta_2^2}\right)\frac{a_l}{a_s}\right]\theta_{i,j}^{\xi+1} = \frac{1}{\Delta\eta_1^2}\frac{a_l}{a_s}(\theta_{i+1,j}^{\xi+1} + \theta_{i-1,j}^{\xi+1}) + \frac{2}{\Delta\xi}\theta_{i,j}^{\xi} + \frac{1}{\Delta\eta_2^2}\frac{a_l}{a_s}(\theta_{i,j+1}^{\xi} + \theta_{i,j-1}^{\xi}) \quad (13a)$$

$$\left[\frac{2}{\Delta\xi} + \left(\frac{2}{\Delta\eta_1^2} + \frac{2}{\Delta\eta_2^2}\right)\frac{a_l}{a_s}\right]\theta_{i,j}^{\xi+1} = \frac{1}{\Delta\eta_2^2}\frac{a_l}{a_s}(\theta_{i,j+1}^{\xi+1} + \theta_{i,j-1}^{\xi+1}) + \frac{2}{\Delta\xi}\theta_{i,j}^{\xi} + \frac{1}{\Delta\eta_1^2}\frac{a_l}{a_s}(\theta_{i+1,j}^{\xi} + \theta_{i-1,j}^{\xi}) \quad (13b)$$

加热膜底部边界无量纲差分方程 ($\eta_1 = 0, 0 < \eta_2 < W/(2Z_s)$):

$$\left(\frac{2}{\Delta\xi} + \frac{2}{\Delta\eta_1^2} + \frac{2}{\Delta\eta_2^2}\right)\theta_{i,j}^{\xi+1} = \frac{2}{\Delta\eta_1^2}\theta_{i+1,j}^{\xi+1} + \left(\frac{2}{\Delta\xi} - \frac{2}{\Delta\eta_1}\frac{\lambda_i}{\lambda_s}\frac{Z_s}{Z_i}\right)\theta_{i,j}^{\xi} + \frac{1}{\Delta\eta_2^2}(\theta_{i,j+1}^{\xi} + \theta_{i,j-1}^{\xi}) + \psi \quad (14a)$$

$$\left(\frac{2}{\Delta\xi} + \frac{2}{\Delta\eta_1^2} + \frac{2}{\Delta\eta_2^2}\right)\theta_{i,j}^{\xi+1} = \frac{1}{\Delta\eta_2^2}(\theta_{i,j+1}^{\xi+1} + \theta_{i,j-1}^{\xi+1}) + \frac{2}{\Delta\eta_1^2}\theta_{i+1,j}^{\xi} + \left(\frac{2}{\Delta\xi} - \frac{2}{\Delta\eta_1}\frac{\lambda_i}{\lambda_s}\frac{Z_s}{Z_i}\right)\theta_{i,j}^{\xi} + \psi \quad (14b)$$

液体工质与 $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4$ 层边界无量纲差分方程 ($\eta_1 = 0, W/(2Z_s) < \eta_2 < +\infty$):

$$\left[\frac{2}{\Delta\xi} + 2\left(\frac{1}{\Delta\eta_1^2} + \frac{1}{\Delta\eta_2^2}\right)\frac{a_l}{a_s} + \frac{2}{\Delta\eta_1}\frac{\lambda_i}{\lambda_s}\frac{Z_s}{Z_i}\frac{a_l}{a_s}\right]\theta_{i,j}^{\xi+1} = \frac{2}{\Delta\eta_1^2}\frac{a_l}{a_s}\theta_{i+1,j}^{\xi+1} + \frac{2}{\Delta\xi}\theta_{i,j}^{\xi} + \frac{1}{\Delta\eta_2^2}\frac{a_l}{a_s}(\theta_{i,j+1}^{\xi} + \theta_{i,j-1}^{\xi}) \quad (15a)$$

$$\left[\frac{2}{\Delta\xi} + 2\left(\frac{1}{\Delta\eta_1^2} + \frac{1}{\Delta\eta_2^2}\right)\frac{a_l}{a_s} + \frac{2}{\Delta\eta_1}\frac{\lambda_i}{\lambda_s}\frac{Z_s}{Z_i}\frac{a_l}{a_s}\right]\theta_{i,j}^{\xi+1} = \frac{1}{\Delta\eta_2^2}\frac{a_l}{a_s}(\theta_{i,j+1}^{\xi+1} + \theta_{i,j-1}^{\xi+1}) + \frac{2}{\Delta\eta_1^2}\frac{a_l}{a_s}\theta_{i+1,j}^{\xi} + \frac{2}{\Delta\xi}\theta_{i,j}^{\xi} \quad (15b)$$

加热膜和液体的交界面 ($\eta_1 = 1$):

$$\left[\left(1 + \frac{\rho_l}{\rho_s}\frac{C_{\mu l}}{C_{\mu s}}\right)\frac{2}{\Delta\xi} + \frac{2}{\Delta\eta_1^2}\left(1 + \frac{\lambda_l}{\lambda_s}\right) + \frac{8\lambda_l}{\lambda_l + \lambda_s}\frac{1}{\Delta\eta_2^2}\right]\theta_{i,j}^{\xi+1} =$$

$$\frac{2}{\Delta\eta_1^2}\left(\frac{\lambda_l}{\lambda_s}\theta_{i+1,j}^{\xi+1} + \theta_{i-1,j}^{\xi+1}\right) + \left(1 + \frac{\rho_l}{\rho_s}\frac{C_{\mu l}}{C_{\mu s}}\right)\frac{2}{\Delta\xi}\theta_{i,j}^{\xi} + \frac{4\lambda_l}{\lambda_l + \lambda_s}\frac{1}{\Delta\eta_2^2}(\theta_{i,j+1}^{\xi} + \theta_{i,j-1}^{\xi}) + \psi \quad (16a)$$

$$\left[\left(1 + \frac{\rho_l}{\rho_s}\frac{C_{\mu l}}{C_{\mu s}}\right)\frac{2}{\Delta\xi} + \frac{2}{\Delta\eta_1^2}\left(1 + \frac{\lambda_l}{\lambda_s}\right) + \frac{8\lambda_l}{\lambda_l + \lambda_s}\frac{1}{\Delta\eta_2^2}\right]\theta_{i,j}^{\xi+1} = \frac{4\lambda_l}{\lambda_l + \lambda_s}\frac{1}{\Delta\eta_2^2}(\theta_{i,j+1}^{\xi+1} + \theta_{i,j-1}^{\xi+1}) + \left(1 + \frac{\rho_l}{\rho_s}\frac{C_{\mu l}}{C_{\mu s}}\right)\frac{2}{\Delta\xi}\theta_{i,j}^{\xi} + \frac{2}{\Delta\eta_1^2}\left(\frac{\lambda_l}{\lambda_s}\theta_{i+1,j}^{\xi} + \theta_{i-1,j}^{\xi}\right) + \psi \quad (16b)$$

对称面 ($0 < \eta_1 \leq 1, \eta_2 = 0$):

$$\left(\frac{2}{\Delta\xi} + \frac{2}{\Delta\eta_1^2} + \frac{2}{\Delta\eta_2^2}\right)\theta_{i,j}^{\xi+1} = \frac{1}{\Delta\eta_1^2}(\theta_{i+1,j}^{\xi+1} + \theta_{i-1,j}^{\xi+1}) + \frac{2}{\Delta\xi}\theta_{i,j}^{\xi} + \frac{2}{\Delta\eta_2^2}\theta_{i,j+1}^{\xi} + \psi \quad (17a)$$

$$\left(\frac{2}{\Delta\xi} + \frac{2}{\Delta\eta_1^2} + \frac{2}{\Delta\eta_2^2}\right)\theta_{i,j}^{\xi+1} = \frac{1}{\Delta\eta_2^2}\theta_{i,j+1}^{\xi+1} + \frac{2}{\Delta\xi}\theta_{i,j}^{\xi} + \frac{1}{\Delta\eta_1^2}(\theta_{i+1,j}^{\xi} + \theta_{i-1,j}^{\xi}) + \psi \quad (17b)$$

对称面 ($1 < \eta_2 < +\infty, \eta_2 = 0$):

$$\left[\left(\frac{2}{\Delta\xi} + \left(\frac{2}{\Delta\eta_1^2} + \frac{2}{\Delta\eta_2^2}\right)\frac{a_l}{a_s}\right)\right]\theta_{i,j}^{\xi+1} = \frac{1}{\Delta\eta_1^2}\frac{a_l}{a_s}(\theta_{i+1,j}^{\xi+1} + \theta_{i-1,j}^{\xi+1}) + \frac{2}{\Delta\xi}\theta_{i,j}^{\xi} + \frac{2}{\Delta\eta_2^2}\frac{a_l}{a_s}\theta_{i,j+1}^{\xi} \quad (18a)$$

$$\left[\left(\frac{2}{\Delta\xi} + \left(\frac{2}{\Delta\eta_1^2} + \frac{2}{\Delta\eta_2^2}\right)\frac{a_l}{a_s}\right)\right]\theta_{i,j}^{\xi+1} = \frac{2}{\Delta\eta_2^2}\frac{a_l}{a_s}\theta_{i,j+1}^{\xi+1} + \frac{2}{\Delta\xi}\theta_{i,j}^{\xi} + \frac{1}{\Delta\eta_1^2}\frac{a_l}{a_s}(\theta_{i+1,j}^{\xi} + \theta_{i-1,j}^{\xi}) \quad (18b)$$

加热膜和液体的交界面 ($1 < \eta_1 < +\infty, \eta_2 = W/(2Z_s)$):

$$\left[\left(1 + \frac{\rho_l}{\rho_s}\frac{C_{\mu l}}{C_{\mu s}}\right)\frac{2}{\Delta\xi} + \frac{2}{\Delta\eta_1^2}\left(1 + \frac{\lambda_l}{\lambda_s}\right) + \frac{8\lambda_l}{\lambda_l + \lambda_s}\frac{1}{\Delta\eta_2^2}\right]\theta_{i,j}^{\xi+1} = \frac{4\lambda_l}{\lambda_l + \lambda_s}\frac{1}{\Delta\eta_1^2}(\theta_{i+1,j}^{\xi+1} + \theta_{i-1,j}^{\xi+1}) + \left(1 + \frac{\rho_l}{\rho_s}\frac{C_{\mu l}}{C_{\mu s}}\right)\frac{2}{\Delta\xi}\theta_{i,j}^{\xi} + \frac{2}{\Delta\eta_2^2}\left(\frac{\lambda_l}{\lambda_s}\theta_{i,j+1}^{\xi} + \theta_{i,j-1}^{\xi}\right) + \psi \quad (19a)$$

$$\left[\left(1 + \frac{\rho_l}{\rho_s}\frac{C_{\mu l}}{C_{\mu s}}\right)\frac{2}{\Delta\xi} + \frac{2}{\Delta\eta_1^2}\left(1 + \frac{\lambda_l}{\lambda_s}\right) + \frac{8\lambda_l}{\lambda_l + \lambda_s}\frac{1}{\Delta\eta_2^2}\right]\theta_{i,j}^{\xi+1} = \frac{2}{\Delta\eta_2^2}\left(\frac{\lambda_l}{\lambda_s}\theta_{i,j+1}^{\xi+1} + \theta_{i,j-1}^{\xi+1}\right) + \left(1 + \frac{\rho_l}{\rho_s}\frac{C_{\mu l}}{C_{\mu s}}\right)\frac{2}{\Delta\xi}\theta_{i,j}^{\xi} + \frac{4\lambda_l}{\lambda_l + \lambda_s}\frac{1}{\Delta\eta_1^2}(\theta_{i+1,j}^{\xi} + \theta_{i-1,j}^{\xi}) + \psi \quad (19b)$$

其中, $C_{\mu l}, \rho_l, \lambda_l$ 分别为液体工质的比定压热容、密度

和导热系数.

3 结果与讨论

为了分析无量纲化结果的正确与否,现以一个微加热器为例,结合 Deng 在文献[8]中提供的数值模拟结果进行比较.在 Deng 对金属铂膜的计算中,固液耦合导热方程同(4)和(6),加热热源公式同(5b).以固定电流值 $I=0.245\text{ A}$, $R_0=3\ \Omega$, $\alpha=0.0039\text{ K}^{-1}$, $V_R=5\times 10^{-7}\text{ m}^3$ 为例进行比较分析.将本文计算结果和 Deng 的计算结果对照如图 3 所示.可以看出,两种计算获得的微加热器的表面温度分布规律大致相同.当无量纲时间达到 10^6 后,无量纲温度趋于恒定值.

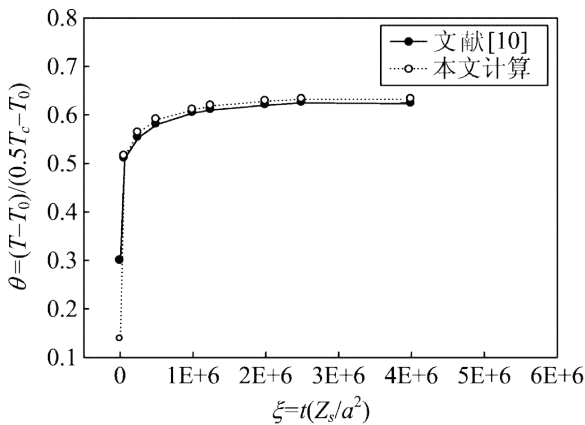


图 3 无量纲温度与无量纲时间关系图

Fig. 3 Dimensionless surface temperature vs dimensionless time

图 4 所示为加热器周围液体的温度示意图 ($\eta_2=0$),计算所得的结果与 Deng 符合良好,证明了本文计算方法的合理性.

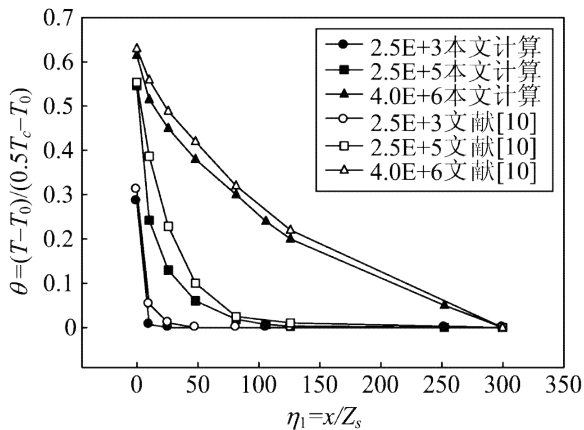


图 4 液体无量纲温度-无量纲空间图

Fig. 4 Dimensionless liquid temperature vs dimensionless x coordinate

3.1 加热方式的影响

由热源表达式(5a)和(5b)可知,随着微加热器

温度升高,电压脉冲加热方式下热源值随着温度升高而降低,这与电流脉冲加热方式恰恰相反,后者随着温度升高热源值随之上升.由图 5 可知,经过同样时间后,电压脉冲加热下液体温度的增加不如电流脉冲加热明显,这意味着要使微加热器表面达到同一温度,电压脉冲加热方式所需的初始加热功率 Q_0 更大;对微加热器实验过程中经常发生烧毁的现象而言,这种加热方式为实验人员提供了更大的调节范围.另外还可以看出,两种加热方式下加热器表面达到相对稳定的温度值所需的响应时间基本一致,均在 $10\ \mu\text{s}$ 范围内,说明电压加热方式并不影响微加热器的响应时间.

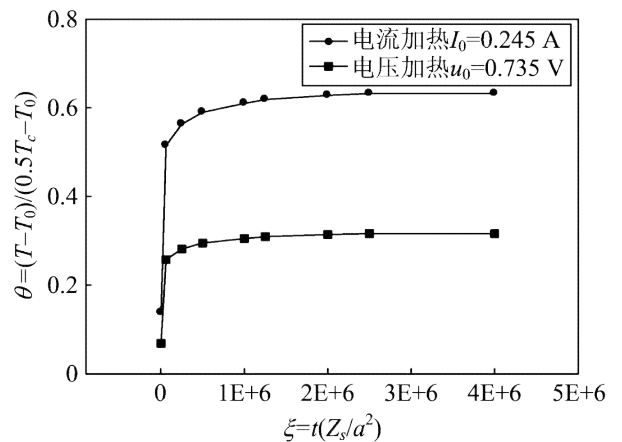


图 5 两种脉冲加热方式的比较(初始加热功率相等)

Fig. 5 Comparison of two pulse heating method under the same initial heating power

从实验的角度看,由于常用的加热脉冲电源为函数发生器,电压输出是函数发生器最常见的方式,因此用电压方波脉冲加热更符合实验的实际情况.

3.2 无量纲温度层

图 6 提供了厚度为 100 nm 的加热薄膜在三组无量纲热源值 ψ 和时间 ξ 下,当加热膜表面温度达

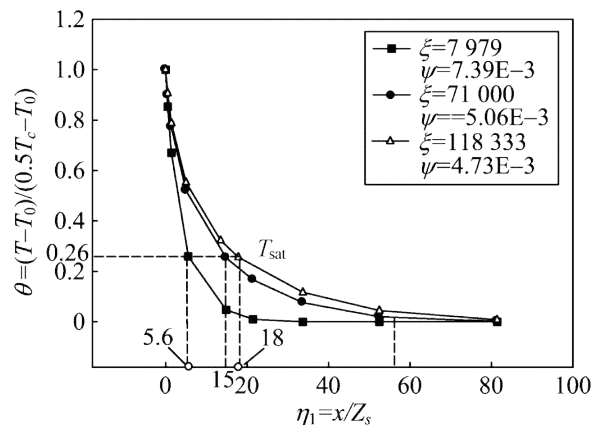


图 6 不同加热时间和加热功率下的过热液膜厚度

Fig. 6 Thickness of the superheated liquid layer under different heating times and powers

到 $\theta=1$ 时的空间位置-温度曲线. 可以看出, 当薄膜加热器表面温度达到均质核化的过热极限温度 $\theta=1$ 时, 液体饱和温度点距加热器表面的距离 δ_1^+ 不超过 20; 薄膜加热对周围液体工质的影响范围 δ_2^+ 不超过 85. 对 200 nm, 400 nm 的金属膜也得到同样的结果.

3.3 加热膜厚度的影响

通常采用的薄膜微加热器的厚度(不包括钛、钼等键合部件)为 100 nm 以上, 现分别对 100 nm, 200 nm, 400 nm 的铂金属薄膜进行无量纲数值计算. 结果表明, 在相同的无量纲热源值 ψ 下, 三种金属薄膜表面温度达到液体工质的过热极限($\theta=1$)所需的无量纲时间 ξ 基本相同. 也就是说, 根据无量纲时间的

定义 $\xi = \frac{t}{Z_s^2/a_s}$, 在液体工质不变的情况下, 金属薄膜越厚(Z_s 越大), 达到过热极限值($\theta=1$)所需的加热时间 t 越长, 如表 4 所示.

事实上从无量纲方程(5)也可以看出, 除了无量纲热源项外, 方程其他各项均与金属铂膜厚度 Z_s 无关, 因此只要保证无量纲热源值 ψ 不变, 达到过热极限所需的无量纲时间 ξ 不随金属铂膜的厚度而发生变化. 这样就在无量纲热源值 ψ 和无量纲时间 ξ 之间构成了对应关系.

表 4 微加热器薄膜厚度与加热时间的关系
($\psi=4.73 \times 10^{-3}$)

Tab. 4 Heating time under different thickness of microheaters ($\psi=4.73 \times 10^{-3}$)

Z/nm	100	200	400
ξ	116.040	116.040	116.040
$t/\mu\text{s}$	46.4	185.6	742.4

4 结论

本文通过对微加热器的温度场的无量纲研究, 探讨了定电流、定电压两种方波脉冲加热提供热源的方法, 通过对温度时间曲线的无量纲分析, 并以厚度为 100 nm 的铂薄膜加热器为例, 得出了液体过热层的厚度 δ_1^+ 以及薄膜加热对周围液体的影响距离 δ_2^+ , 得到如下结论:

(I) 对定电压方波脉冲和定电流方波脉冲加热方式进行了对比, 认为定电压方波脉冲加热方式

调节范围广, 更符合实验实际.

(II) 过热液体层厚度的无量纲值 δ_1^+ 约为 20, 液体工质温度升高的区域 δ_2^+ 约为 85.

(III) 在金属加热膜长宽不变的前提下, 改变金属加热膜的厚度 Z_s 不影响加热膜表面达到过热极限($\theta=1$)时无量纲热源值 ψ 和无量纲加热时间 ξ 之间的对应关系.

本文结合实验中采用的微加热器参数, 通过直接数值模拟对薄膜微加热器和液体工质的固液耦合无量纲二维瞬态导热方程进行了研究, 得到以上结论, 期望能对今后实验参数的设定提供一定的参考.

参考文献 (References)

- [1] Nielson N J. History of thermal jet printerhead development [J]. Hewlett-Packard J, 1985, 36(5): 12-13.
- [2] Allen R, Meyer J, Knight W. Thermodynamics and hydrodynamics of thermal ink jets [J]. Hewlett-Packard J, 1985, 36(5): 21-27.
- [3] Asai A, Hirasawa S, Endo I. Bubble generation mechanism in the bubble jet recording process [J]. J Imaging Technol, 1988, 14(5): 120-124.
- [4] Asai A, Hara T, Endo I. One-dimensional model of bubble growth and liquid flow in bubble jet printers [J]. Jpn J Appl Phys, 1987, 26(11): 1794-1801.
- [5] Burr R, Berger S, Tence D. Overview of phase change piezoelectric ink jet fluids modeling and design [C]// Coleman H E A. 1996 Fluids Engineering Conference FED. New York: ASME, 1996: 545-552.
- [6] McGee T. Principles and Methods of Temperature Measurement [M]. New York: Wiley, 1988.
- [7] Jung J Y, Hwak H Y. Bubble nucleation and behavior on micro square heaters [J]. Nanoscale and Microscale Thermophysical Engineering, 2006, 10(2): 95-107.
- [8] Deng Peigang, Lee Yikuen, Cheng Ping. The growth and collapse of a micro-bubble under pulse heating [J]. Int J of Heat and Mass Transfer, 2003, 46(21): 4041-4050.
- [9] Guo Zengyuan, Li Zhixin. Size effect on microscale single-phase flow and heat transfer [J]. Int J of Heat and Mass Transfer, 2003, 46(1): 149-159.
- [10] Blander M. Bubble nucleation in liquids [J]. AIChE Journal, 1975, 21(5): 833-848.