新型矩阵式微射流热沉性能分析

孙健*, 谢敏倩*, 李杰, 袁水根

景德镇陶瓷大学材料科学与工程学院, 景德镇 333403

* E-mail: ajian933@163.com; 836629958@qq.com

收稿日期: 2017-09-06; 接受日期: 2018-06-25; 网络版发表日期: 2018-08-20

江西省教育厅科学技术研究项目(编号: GJJ160891)资助

摘要 设计一种带有回流结构的矩阵式微射流热沉, 采用实验和数值模拟方法对热沉性能进行了研究. 在稳态条件下, 获得了不同运行和结构参数时被冷却表面的温度分布、流体的速度场以及系统压损. 结果表明: 冲击距离对热沉性能影响较大, 其值越小, 平均努赛尔数越大, 被冷却表面的平均温度越低, 换热均匀性越好; 被冷却表面平均温度与气体体积流量成反比; 系统压损随着射流雷诺数的增大不断增大, 雷诺数大于5500以后, 压损急剧增加; 换热均匀性与气体体积流量成反比, 气体体积流量越大, 换热均匀性越好.

关键词 微射流, 回流结构, 数值模拟, 换热特性

1 引言

随着电子科技的不断革新, 电子元器件呈现微型化、集成化趋势. 以电脑中央微处理器为例, Inter公司在1971年推出的第一款4004微处理器芯片尺寸 12 mm^2 , 含2250颗晶体管, $10\text{ }\mu\text{m}$ 工艺, 而到2016年推出的Xeon E5-2600 v4芯片尺寸 456 mm^2 , 集成72亿颗晶体管, 14 nm 工艺. 可以预见, 微型化和集成化必然导致其功率的大幅度升高, 通常电子芯片的允许工作温度低于 70°C , 芯片在允许工作温度范围内每上升 2°C 即减少10%的可靠性^[1,2], 55%的芯片失效的原因便是温度过热^[3,4]. 因此, 开发高效的电子元器件散热技术成为关键.

微(小)尺度结构散热器由于其独特的优势正逐渐成为研究热点, 大量的研究成果也在很多文献中进行

了报道. 1981年, Tuckerman和Pease^[5]开创性地提出微通道散热技术. Metzger等人^[6]和Florschuetz等人^[7,8]较早研究射流冲击冷却, 做了大量多孔垂直射流实验, 并从理论上分析孔间距、冲击距离、喷孔排列方式、横向流对冷却效果的影响. 钱吉裕^[9]研究了一种适用于高可靠性和等温性要求的阵列式局部高热流密度军用电子元器件的液体射流冷却装置. 在Florschuetz实验基础上, 孙润鹏等人^[10]对喷孔直径 1.2 mm , 孔数 3×7 , 冲击孔间距比为4的阵列射流冲击冷却模型进行数值模拟, 分析了冲击雷诺数、冲击距离、初始横向流和喷孔排列方式对被冷却表面换热特性的影响规律, 发现冲击距离对平均努赛尔数的影响存在最优值. Wang等人^[11]利用二维有限差分程序, 计算液体射流冲击状态下被冷却表面滞止点处的换热系数及相应温度. Hosain等人^[12]采用数值计算方法, 在单孔及独立双孔

引用格式: 孙健, 谢敏倩, 李杰, 等. 新型矩阵式微射流热沉性能分析. 中国科学: 技术科学, 2018, 48: 1021–1030

Sun J, Xie M Q, Li J, et al. Performance analysis of multiple microjet impingement cooler (in Chinese). Sci Sin Tech, 2018, 48: 1021–1030, doi: [10.1360/N092017-00310](https://doi.org/10.1360/N092017-00310)

两种模型状态下, 利用 $k-\varepsilon$ 湍流模型, 验证了液体射流冲击特性. Chougule等人^[13]为了加强电子设备的换热性能, 对带有肋片的热板以多孔空气射流冲击的方式进行冷却, 并对系统的性能进行了研究. Zhu等人^[14]随后进一步以加强电子设备的换热性能为目的, 研究喷嘴孔间距、冲击距离、射流压力等因素对被冷却表面冷却效果的影响, 当冲击距离与喷嘴孔间距之比为8时, 被冷却表面换热系数最均匀. Muvvala等人^[15]利用数值仿真对37 mm×37 mm的被冷却表面进行冷却计算, 采用5种不同数目喷嘴分布, 分析喷嘴数量、位置分布以及流体雷诺数和系统压差对冷却效果的影响. Luo等人^[16,17]设计一种闭环微射流冷却系统用于大功率LED冷却. 研究表明: 有无射流作用的情况下LED表面温度分别为44.2℃和112.2℃, 较大的微泵流量时冷却效果较好, 但会增加运行成本. Shan等人^[18]研究了湍流情况下, 喷嘴孔间距、冲击距离以及喷嘴排列方式对被冷却表面换热特性的影响, 并对努赛尔数进行了比较分析. 文献^[19~22]报道显示, 多孔射流流动过程中易产生横向流, 从而降低换热效果. 随着喷嘴排列方式(顺列与交错)、喷嘴孔间距、喷嘴数目、流体出口位置等条件的不同, 横向流对射流的干扰也不尽相同. 以上研究表明, 射流在撞击被冷却表面后流体速度方向改变, 形成平行于被冷却表面运动的贴壁射流, 相邻射流产生的贴壁射流相向运动, 相遇后沿射流方向反向运动, 即形成回流流体. 为避免回流流体继续在相邻射流之间运动, 干扰冲击射流运动状态, 影响冲击射流的冷却效果. 文中提出了一种带有回流结构的新型射流换热器, 以空气作为冷却介质对热沉的传热和流动特性进行了数值和实验研究.

2 数值计算

2.1 物理模型

图1是矩阵式微射流热沉物理模型, 尺寸单位均为毫米, 其中图1(a)为整体模型, 入口圆管长 $L_{z1}=2$ mm, 上气室高 $L_{z2}=9$ mm, 孔板厚 $L_{z3}=8$ mm, 下气室高 $H=4$ mm(该高度可进行调节), 喷嘴直径与垂直射流距离之比分别为 $d/H=0.75$ 和 0.3 ; 图1(b)为 $z=4$ mm处截面图, 喷嘴直径 $d=3$ mm, x 和 y 方向孔间距均为 $2d$, $L_x=L_y=27$ mm. 孔板由12个对称分布的圆柱形射流通道以及两个T型回流通道组成, 每个T型通道直径 $d=3$ mm, 拥

图1 (网络版彩图)矩阵式微射流热沉模型图. (a) 模型整体图; (b) $z=4$ mm截面图

有3个回流孔和两侧出口. 由于多孔射流撞击被冷却表面后产生的横向流会相遇并相互作用, 因此, 在其相遇后, 使其以最短路径离开射流空间即可使得横向流不进一步干扰射流运动, 其内部气体流动如图2所示, 空气由总入口进入后, 通过射流通道喷射进入下气室, 撞击被冷却表面后从回流通道离开热沉.

2.2 数学模型

2.2.1 控制方程

为了简化计算, 对换热和流动过程做出如下假设: (1) 射流运动马赫数均小于0.5, 忽略密度变化, 认为流体是不可压缩流体; (2) 定常湍流流动伴随传热, 理论计算中忽略辐射换热及环境散热; (3) 流动过程受体积力作用, 仅考虑重力.

迪卡儿直角坐标系三维定常不可压湍流流动控制方程如下:

连续性方程

$$\rho \frac{\partial \mu_i}{\partial x_i} = 0. \quad (1)$$

动量方程

图 2 气体流动示意图

$$\rho \frac{\partial \mu_i \mu_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial \mu_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \mu_j}{\partial x_i} \right) \right] + F_i. \quad (2)$$

能量方程

$$\rho \frac{\partial T \mu_i}{\partial x_i} = -\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\lambda}{c_p} \frac{\partial T}{\partial x_i} \right) + \frac{\mu}{2} \left(\frac{\partial \mu_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \mu_j}{\partial x_i} \right)^2, \quad (3)$$

其中, $i, j=1, 2, 3$, 分别表示表示坐标轴 x, y, z 方向; F_i 为体积力; T 为温度; ρ, μ, λ, c_p 分别为流体密度、运动黏度、导热系数、比热。

湍流流动过程涉及对流和扩散的影响, 在控制方程基础上建立湍动能 k 和湍动耗散率 ε 的运输方程, 数值计算中选用 Realizable k - ε 湍流模型, 动量与能量方程里出现的 μ 不仅为流体动力黏度, 而是其与湍动黏度 μ_t 之和。

湍动能 k 运输方程:

$$\rho \frac{\partial k \mu_i}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k - \rho \varepsilon, \quad (4)$$

湍动耗散率 ε 运输方程:

$$\rho \frac{\partial \varepsilon \mu_i}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \rho C_1 E \varepsilon - \rho C_2 \frac{\varepsilon^2}{k + \sqrt{\nu E}}, \quad (5)$$

其中,

$$k = \frac{\overline{u'_i u'_i}}{2}, \quad (6)$$

$$\varepsilon = \frac{\mu}{\rho} \overline{\left(\frac{\partial \mu'_i}{\partial x_j} \right)^2}, \quad (7)$$

G_k 为由平均速度梯度引起的湍动能产生项:

$$G_k = \mu_t \left(\frac{\partial \mu_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \mu_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \mu_i}{\partial x_j}, \quad (8)$$

$C_2=1.9$; σ_k 和 σ_ε 分别是湍动能和湍流耗散率对应的 Prandtl 数, $\sigma_k=1.0$, $\sigma_\varepsilon=1.3$ 。

$$C_1 = \max \left(0.43, \frac{\eta}{\eta+5} \right), \quad (9)$$

$$\eta = \frac{k}{\varepsilon} \sqrt{(2E_{ij} \cdot E_{ij})}, \quad (10)$$

$$E_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), \quad (11)$$

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}, \quad (12)$$

$$C_\mu = \frac{1}{A_0 + A_s U^* k / \varepsilon} = \frac{1}{4 + \sqrt{6} \cos \left\{ \left[\cos^{-1}(\sqrt{6} W) \right] / 3 \right\} \left(\sqrt{E_{ij} E_{ij} + \bar{\Omega}_{ij} \bar{\Omega}_{ij}} \right) k / \varepsilon}, \quad (13)$$

$$W = \frac{E_{ij} E_{jk} E_{kj}}{\sqrt{(E_{ij} E_{ij})}}, \quad (14)$$

$$\bar{\Omega}_{ij} = \bar{\Omega}_{ij} - 3\varepsilon_{ijk} \omega_k, \quad (15)$$

其中, $\bar{\Omega}_{ij}$ 是从角速度 ω_k 的参考系中观测到的时均转动速率张量。

2.2.2 边界条件

计算中, 除射流冲击过程中流固交界处发生热交换, 其余外壁面均视为绝热面。图1(a)所示, 模型顶角处于坐标系原点。

绝热面边界条件:

$$x=0, \frac{\partial T}{\partial y}=0, x=L_x, \frac{\partial T}{\partial y}=0, \quad (16)$$

$$y=0, \frac{\partial T}{\partial x}=0, y=L_y, \frac{\partial T}{\partial x}=0, \quad (17)$$

$$\left(x - \frac{1}{2} L_x \right)^2 + \left(y - \frac{1}{2} L_y \right)^2 \geq \frac{1}{4} d^2, \quad (18)$$

$$z=(H+L_{z3}+L_{z2}), \frac{\partial T}{\partial z}=0,$$

$$\begin{aligned} \left(x - \frac{1}{2}L_x\right)^2 + \left(y - \frac{1}{2}L_y\right)^2 &= \frac{1}{4}d^2, \\ (H + L_{z3} + L_{z2}) \leq z &\leq (H + L_z), \\ \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial T}{\partial y} &= 0. \end{aligned} \quad (19)$$

被冷却表面边界条件:

$$z = 0, -\lambda \frac{\partial T}{\partial z} = q. \quad (20)$$

2.3 网格的划分和模型的求解

采用有限体积法将控制方程离散化^[23], 用ICEM软件绘制网格. 图3(a)为计算模型整体网格, 采用六面体网格. 射流冲击局部边界层较薄, 为计算结果更为准确, 对被冷却表面在 z 轴方向的网格划分进行加密处理, 如图3(b)所示. 图3(c)为回流通道的局部图, 壁面进行网格加密, 管路加密结果如图3(d).

进行网格无关性验证, 表1中得知当网格数大于2263932时, 被冷却表面的平均温度和系统压损几乎不变, 即取2263932为最佳网格数.

常用时均法处理因脉动现象所导致的流动极不规

则的湍流运动, 而表征湍流时均运动的Reynolds方程组不封闭, 必须借助经验假设来建立与各种脉动量相关的补充方程, 因此出现了多种湍流模型. 其中, Realizable $k-\varepsilon$ 模型能模拟射流撞击、分离流、二次流、旋流等中等复杂流动, 更好地模拟圆孔射流问题; 在存在分离、再附或者射流流动中常使用非平衡壁面函数法^[24]. 热沉以不可压缩气体为工质, 被冷却表面为第二类边界条件, 内部壁面均为流固耦合. 压力修正选用SIMPLE算法, 动量选用一阶迎风格式, 其余均选用二阶迎风格式.

气体射流出口断面上的速度均匀分布, 皆为 u_0 , 射流核心区速度保持不变, 其余小于 u_0 的部分为射流边界层. 某一截面上的轴心处速度称为轴心速度 v_m , 式(11)为非初始段内的轴心速度与核心速度的关系式^[25]:

$$\frac{v_m}{u_0} = \frac{0.48}{\frac{as}{d_0} + 0.147}, \quad (21)$$

式中, a 为紊流系数, s 为某一截面距喷孔出口的垂直距离, d_0 为喷嘴直径.

查表得圆柱形喷嘴的紊流系数为0.076. 当轴心速

图3 网格划分图. (a) 整体模型网格划分; (b) 被冷却表面贴壁处网格加密; (c) 回流通道的局部网格; (d) 管道贴壁处网格加密

表 1 网格无关性验证

网格数	被冷却表面平均温度 (K)	系统压损 (kPa)
1431252	320.038	12.743
1986372	319.650	14.907
2263932	319.382	14.913
2541492	319.381	14.913

度与核心速度相等时, 即此轴心速度位于转折截面, 带入紊流系数及喷孔直径可求出初始段距离, 约为 13.15 mm. 本研究冲击距离均小于该值, 射流冲击流动均在初始段内进行.

3 实验装置

实验系统如图4所示, 其中图4(a)为系统整体, 该系统由风机提供高速气体, 流量计用来测量热沉入口冷却介质的流量, 入口空气温度由热电偶测得; 被冷却表面由热源持续稳定供热, 并用红外摄像机测量冷却过程的温度分布; 压差计用来测量系统压损. 数据采集仪记录由流量计、压差计、热电偶等设备输出的电信号转化后的数字信号.

图 4 (网络版彩图)实验系统图. (a) 系统整体图; (b) 热源结构图

热源结构如图4(b)所示, 发热涂层为较薄的铟锡氧化物(ITO); 而基板材料为硒化锌, 其对红外线(波长为 $0.6\sim 20\ \mu\text{m}$)具有优良的透过率, 红外摄像机(FLIRA325)测量的光谱范围是 $7.5\sim 13\ \mu\text{m}$, 红外摄像机可以有效透过基板测量发热涂层的表面温度. 在摄像机工作的波段范围内, 带有ITO涂层的基板可认为是灰体, 其综合发射率(吸收比)为0.8. FLIRA325摄像机对ITO涂层表面温度的测量误差为 $\pm 2\%$.

4 结果与分析

图5为实验中被冷却表面的温度场, 局部低温区呈现片状式, 且局部温差较小, 约为 1°C . 随着 d/H 的减小, 温度分布出现轻微变化, $d/H=0.75$ 时, 被冷却表面上能够得到6个明显的局部高温区域, 该区域正对6个回流孔; 当 $d/H=0.3$ 时, 只能看出两片状式局部高温区域, 且相互接合.

图6是在稳态情况下, 入口体积流量为 $0.001891\ \text{m}^3/\text{s}$, 输入热流量为 $4.674\ \text{W}$ 时, 数值计算获得的被冷却表面温度分布云图. 图中可以看出, 在 $d/H=0.75$ 情况下, 以滞止点为中心形成环形低温区, 随

图 5 (网络版彩图) $q_v=0.002342\ \text{m}^3/\text{s}$, $Q=3.196\ \text{W}$ 时被冷却表面温度场图. (a) $d/H=0.75$; (b) $d/H=0.375$; (c) $d/H=0.3$

图6 (网络版彩图) $q_v=0.001891 \text{ m}^3/\text{s}$, $Q=4.674 \text{ W}$ 时被冷却表面温度场云图. (a) $d/H=0.75$; (b) $d/H=0.5$; (c) $d/H=0.375$; (d) $d/H=0.3$

着远离滞止点, 温度逐渐升高; 相邻喷孔之间的部分温度较高, 被冷却表面四周形成流动死角, 局部温度较高. 由于喷板中间两喷孔与上部气室气体入口垂直相对, 射流冲击速度较大, 形成滞止区面积较大, 温度较低; 12个射流孔是 3×4 分布, 孔间距不同, 局部温度形成的形状也不同; $d/H=0.3$ 时, 冲击距离大, 射流核心区与被冷却表面接触面积小, 即以核心速度冲击被冷却表面的面积小, 换热边界层较薄的区域小, 局部高温区域较大, 流动死角温度更高, 冷却效果劣于前者. 在 $0.3 \leq d/H \leq 0.75$ 范围内, 随着 d/H 的增大, 被冷却表面的温度在下降.

从图7(a)整体模型中, 获得3个方向的截面速度分布, 分别为贯穿射流孔和回流孔的截面I, 贯穿 y 方向射流孔的截面II和贯穿 x 方向射流孔的截面III.

局部A为回流孔截面处速度分布, 左右两射流撞击被冷却表面后沿壁面平行方向形成横向流, 但在回流孔下方立即改变运动方向, 沿垂直被冷却表面方向离开; 局部C, F是在没有贯穿回流孔的截面, 两射流产

生的横向流在射流孔之间的空间相遇后向上回流, 紧靠各自射流侧方形成涡旋, 越靠近中心的射流形成涡旋的位置越低. 热沉中心为双孔对称时, 涡旋形成的高度一致且对称, 如局部E. 形成涡旋的不同主要是因为热沉入口位于中心, 直接正对两个射流孔, 因此, 越靠近中心的射流孔射流速度将越大, 越靠近热沉侧壁面的射流速度越小. 射流靠近侧壁的运动也没有受到干扰, 如局部B, D, G. 所以, 无论从哪个方向看, 每一个射流都独立、完整地进行撞击被冷却表面的运动, 有效避免了横向流对其运动的干扰.

图8是在不同冲击距离下, 入口气体温度 21.5°C , 体积流量 $0.0007 \sim 0.002556 \text{ m}^3/\text{s}$, 输入热流量 $1.267 \sim 24.38 \text{ W}$ 时, 实验数据和数值模拟结果对比曲线. 图8中可以看出, 实验数据与模拟结果比较接近, 在同一气体流量下, 被冷却表面平均温度随输入热流量的增大而增大; 在同一热流量下, 被冷却表面平均温度随气体流量增大而减小; 同一气体流量、同一热流量下, $d/H=0.75$ 的被冷却表面平均温度低于 $d/H=0.3$

图 7 $d/H=0.75$, 不同截面速度分布. (a) 模型整体图; (b) 截面I速度分布; (c) 截面II速度分布; (d) 截面III速度分布

图 8 不同体积流量下被冷却表面平均温度与输入热流量关系图. (a) $d/H=0.75$; (b) $d/H=0.3$

的被冷却表面平均温度, 即 $d/H=0.75$ 时冷却效果更好.

努赛尔数(Nu)为壁面上流体的无量纲温度梯度, 图9(a)展示的是努赛尔数与射流雷诺数的关系曲线. 在 $0.3 \leq d/H \leq 0.75$ 范围内, 由图中可看出, d/H 一定, 随着射流雷诺数(Re)的增大, 平均 Nu 不断增大; 在同一 Re 时, d/H 对平均 Nu 有一定的影响, 随着 d/H 增加, 平均 Nu 是增加的, 从而说明 $d/H=0.75$ 的热沉换热效果更好.

图9(b)为 $0.3 \leq d/H \leq 0.75$ 范围内, 压损随 Re 的变化

曲线. 图中显示, 在同一冲击距离时, 随着 Re 的增大, 压损不断增大; 当 $Re < 3000$ 时, 压损随 Re 变化幅度较小, $Re > 3000$ 时, 压损随 Re 变化开始显著, 并且 Re 越大, 压损变化幅度愈加剧烈, 但不同 d/H 下的压损变化不是很明显. 因此, 冲击距离对压损的影响较小.

射流冲击有局部强制换热的特点, 在实际应用中为确保他不会因被冷却表面温差过大造成设备的损坏, 采用数值方法对换热的均匀性进行了分析. 可用以

下公式判断换热均匀性^[15]:

$$\%Range = \frac{T_{max} - T_{min}}{T_{ave}} \times 100\%, \quad (22)$$

%Range即为换热均匀性, T_{max} , T_{min} , T_{ave} 分别为被冷却

表面最高温度、最低温度、平均温度. %Range值越小, 表明被冷却表面温度越均匀, 换热均匀性越好.

图10为 $0.3 \leq d/H \leq 0.75$ 范围内, 不同冲击距离下, 换热均匀性变化曲线, d/H 值较大, %Range较小, 这是因

图9 不同冲击距离下平均努赛尔数与雷诺数关系图(a)和压损与射流雷诺数关系曲线图(b)

图10 不同体积流量下被冷却表面换热均匀性与输入热流量关系图. (a) $d/H=0.75$; (b) $d/H=0.5$; (c) $d/H=0.375$; (d) $d/H=0.3$

为冲击距离越小, 射流核心区与被冷却表面接触面积越大, 换热边界层较薄的区域越大, 换热更加均匀; 同一冲击距离下, 随着入口气体流量的增大, %Range 不断减小; 入口气体流量一定, 输入热流量越大, %Range 越大, 平均温度不断增大的过程中温差也在不断增大, 且增长速率高于平均温度的增长速率, 说明当输入热流量越大, 换热均匀性越不稳定。

5 结论

该研究构建了一种多孔微射流新型热沉, 采用实验和数值模拟方法对热沉的热性能进行了分析。具体结论如下:

(1) 在多孔高速气体喷射时易产生横向流干扰, 回流孔设计在入口附近, 使得喷射气体撞击被冷却表面后以最短流程离开换热区域, 避免横向流的干扰, 提高冷却效果。

(2) 冲击距离对热沉性能影响较大。在 $0.3 \leq d/H \leq 0.75$ 范围内, 冲击距离越大, 平均努赛尔数越小, 被冷却表面的平均温度越高, $d/H=0.3$ 情况下被冷却表面平均温度最高 55°C 左右, $d/H=0.75$ 情况下则为 50°C 左右。

(3) 气体入口流量对被冷却表面的换热特性存在影响。同一冲击距离下, 被冷却表面平均温度与入口体积流量成反比; 随着射流雷诺数的增大, 平均努赛尔数不断增加, 冷却效果更好。

(4) 系统压损在不同冲击距离下变化较小, 但随着射流雷诺数的增大不断增大, 且增大速率从缓至急, 在雷诺数大于 5500 以后急剧增加。

(5) 合理控制换热均匀性, 避免局部温度过高。在 $0.3 \leq d/H \leq 0.75$ 范围内, 冲击距离越大, 换热均匀性越差, $d/H=0.3$ 时, 最高换热均匀性为 30.57%, $d/H=0.75$ 时, 最高换热均匀性为 15.41%。

参考文献

- Choi J, Jeong M, Yoo J, et al. A new CPU cooler design based on an active cooling heatsink combined with heat pipes. *Appl Thermal Eng*, 2012, 44: 50–56
- Liu D, Zhao F Y, Yang H X, et al. Thermoelectric mini cooler coupled with micro thermosiphon for CPU cooling system. *Energy*, 2015, 83: 29–36
- 任远, 白广忱. 基于近似模型电子封装散热结构优化设计. *半导体技术*, 2008, 33: 417–421
- 郝俊娇. 高热流密度芯片用热管散热器的实验研究及复合微结构的优化设计. 硕士学位论文. 北京: 北京化工大学, 2012
- Tuckerman D B, Pease R F W. High-performance heat sinking for VLSI. *IEEE Electron Device Lett*, 1981, 2: 126–129
- Metzger D E, Florschuetz L W, Takeuchi D I, et al. Heat transfer characteristics for inline and staggered arrays of circular jets with crossflow of spent air. *J Heat Transfer*, 1979, 101: 526–531
- Florschuetz L W, Truman C R, Metzger D E. Streamwise flow and heat transfer distributions for jet array impingement with crossflow. *J Heat Transfer*, 1981, 103: 337
- Florschuetz L W, Isoda Y. Flow distributions and discharge coefficient effects for jet array impingement with Initial crossflow. *J Eng Power*, 1983, 105: 296
- 钱吉裕. 一种新型阵列射流冲击冷板的实验研究. *工程热物理学报*, 2008, 29: 1357–1359
- 孙润鹏, 朱卫兵, 陈昌将, 等. 阵列射流冲击冷却传热特性的数值研究. *热科学与技术*, 2012, 11: 34–41
- Wang H, Yu W, Cai Q. Experimental study of heat transfer coefficient on hot steel plate during water jet impingement cooling. *J Mater Process Tech*, 2012, 212: 1825–1831
- Hosain M L, Fdhila R B, Daneryd A. Multi-jet impingement cooling of a hot flat steel plate. *Energy Procedia*, 2014, 61: 1835–1839
- Chougule N K, Parishwad G V, Nadgire A R. Numerical investigation of multijet air impingement on pin fin heat sink with effusion slots. In: *Proceedings of the World Congress on Engineering and Computer Science 2013 Vol II*. San Francisco, 2013. 935–939
- Zhu D, Wang Y, Zhu J. Heat transfer characteristics of multinozzle air impingement jet during die steel plate cooling progress. *Adv Mech Eng*, 2015, 7: 698072
- Muvvala P, Venkateshan S P, Balaji C. Numerical investigation of the local heat transfer behaviour to single and multiple jet impingement over an electronic component. In: *Proceedings of the 1st Thermal and Fluids Engineering Summer Conference*. New York, 2015

- 16 Luo X B, Liu S, Jiang X P, et al. Experimental and numerical study on a micro jet cooling solution for high power LEDs. *Sci China Ser E-Tech Sci*, 2007, 50: 478–489
- 17 Luo X, Liu S. A microjet array cooling system for thermal management of high-brightness LEDs. *IEEE Trans Adv Packag*, 2007, 30: 475–484
- 18 Shan Y, Zhang J Z, Xie G N. Convective heat transfer for multiple rows of impinging air jets with small jet-to-jet spacing in a semi-confined channel. *Int J Heat Mass Transfer*, 2015, 86: 832–842
- 19 Allauddin U, Uddin N, Weigand B. Heat transfer enhancement by jet impingement on a flat surface with detached-ribs under cross-flow conditions. *Numer Heat Transfer Part A-Appl*, 2013, 63: 921–940
- 20 Lee J, Ren Z, Ligrani P, et al. Crossflows from jet array impingement cooling: Hole spacing, target plate distance, Reynolds number effects. *Int J Thermal Sci*, 2015, 88: 7–18
- 21 Chang J, Shao X, Hu X, et al. Flow characteristics of a low Reynolds number jet in crossflow with an obstacle block. *Open Fuels Energy Sci J*, 2016, 9: 37–46
- 22 Chuang S H, Nieh T J. Numerical simulation and analysis of three-dimensional turbulent impinging square twin-jet flow field with no-crossflow. *Int J Numer Meth Fluids*, 2000, 33: 475–498
- 23 王福军. 计算流体动力学分析——CFD软件原理与应用. 北京: 清华大学出版社, 2004. 24–25
- 24 胡坤, 李振北. ANSYS ICEM CFD工程实例详解. 北京: 人民邮电出版社, 2014. 210–212
- 25 蔡增基, 龙天渝. 流体力学泵与风机. 北京: 中国建筑工业出版社, 2009. 158–163

Performance analysis of multiple microjet impingement cooler

SUN Jian, XIE MinQian, LI Jie & YUAN ShuiGen

School of Materials Science and Engineering, Jingdezhen Ceramic Institute, Jingdezhen 333403, China

A kind of multiple microjet impingement cooler with return channels was designed. Thermal performances of the cooler have been studied by experimental and numerical methods. Under steady-state conditions the distribution of temperature, velocity and pressure were obtained at different running parameters and structure parameters of the cooler, respectively. The results show that impingement distance has a great effect on the thermal performance of the cooler. Average Nusselt number increases with the impingement distance increasing. Average temperature of the target surface decreases with the impingement distance decreasing and have a more uniformed temperature distribution on the target surface. Temperature of target surface decreases with decreasing of air volume flow rate. Pressure drop increases with Reynolds number increasing, and it will rapid increases when Reynolds number is higher than 5000. Average heat transfer performance is inversely proportional to air volume flow rate, it will be improved when air volume flow rate increases.

microjet, return structure, numerical simulation, heat transfer characteristics

doi: [10.1360/N092017-00310](https://doi.org/10.1360/N092017-00310)