

# 2023 年度传热传质学术年会 论文集

## 测量及显示技术分册

# 基于叉指式薄膜传感器的燃料电池湿度分布测量

蔡赛杰, 张骁, 胡浚哲, 唐于晴, 和鹏, 陶文铨\*

(西安交通大学, 能源与动力工程学院, 热流科学与工程教育部重点实验室, 西安, 710049)

(Tel:13072995093 Email: wqtao@xjtu.edu.cn)

**摘要:** 质子交换膜燃料电池能将氢气作为燃料, 使其化学能转化成电能, 具有可靠性高、能量转化率高与清洁无污染的优点。而质子交换膜燃料电池的运行过程中, 合适的水管理是必不可少的。常规的湿度测量方式很难测量到燃料电池内部湿度分布, 为解决这一问题, 本文基于 MEMS 技术研制了一种能直接运用在燃料电池内部测量的薄膜湿度传感器。探究了结构参数对叉指式湿度传感器的影响, 得到了一套操作简单、工艺完善的制程, 绘制了不同结构参数的叉指式湿度传感器的标定曲线, 得到其灵敏度最大为 0.02pF/%RH, 最小为 0.01pF/%RH, 稳定性较好。将传感器成品放入燃料电池内部进行原位测试, 完成了在三种工况下的电池内湿度的测量。

**关键词:** 燃料电池水管理; MEMS; 叉指式薄膜湿度传感器;

## 0 前言

氢能作为一种来源丰富、零污染的清洁能源, 是公认的理想二次能源载体, 能方便地转换成电能和热能, 且其转化效率较高。利用可再生能源进行大规模制氢, 再通过氢气的转换作用, 可以起到储存能源、实现能源结构转型的作用<sup>[1]</sup>。质子交换膜燃料电池 (PEMFC) 是氢能的优良转换装置, 具有可靠性高、部件少、噪音小、能量转化率高、零排放等优点。它以氢气作为燃料, 将化学能直接转换成电能, 反应产物为水, 具有减少能量转换损失、清洁环保、降低碳排放量、实现可持续发展的优点, 是实现我国碳达峰和碳中和目标的重要途径<sup>[2]</sup>。

在燃料电池运行过程中, 湿度管理有着十分重要的地位<sup>[3]</sup>。燃料电池系统级的水管理已经成为多个研究的主题<sup>[4]</sup>。Ahmed 等人<sup>[5]</sup>和 Biesheuvel 等人<sup>[6]</sup>分析了带有燃料处理器燃料电池的水平衡。不合理的湿度管理将严重影响燃料电池的性能, 导致电压下降、寿命变短、性能降低, 还可能导致局部应力集中以及过热, 影响设备安全性。其中, 膜电极组件(MEA)的湿度条件会强烈影响燃料电池的性能。当 MEA 的湿度较低时, 质子难以穿越, 导致电池性能严重下降。当阴极产生的水可以润湿 MEA 时, 可以有效改善 MEA 的湿度, 但是阴极侧加湿过度导致阴极催化层发生液泛, 浓度损失导致电池性能显著下降<sup>[7][8][9][10]</sup>。为建立合理的燃料电池湿度管理系统, 掌握电池内湿度的分布情况, 开发合适的湿度传感器是必不可少的。

MEMS 是指 Micro-Electro-Mechanical System (微机电系统), MEMS 技术所带来的技术创新使得可以制作出能用于 PEMFC 内部的微型薄膜湿度传感器。基于 MEMS 技术

所制作的传感器具有体积小、重量轻、功耗低、耐用性好、价格低廉、性质稳定等优点，被广泛用于交通运输、电子产品、航空航天等等方面<sup>[11]</sup>。

## 1 薄膜湿度传感器的研究现状

按照测量信号不同，薄膜湿度传感器可以分为电容检测型、电阻检测型、光学检测型、谐振频率检测型等等，其中电容式湿度传感器是过检测感湿介质的电容信号来表征其相对湿度的，有着功耗低、性能好、长期稳定、易工业化等优点。根据其结构不同，主要分为两类，分别是叉指式电容湿度传感器和平板式电容湿度传感器。其原理都为微型电容器通过感湿介质感湿改变介电常数后所造成的电容值的改变，再通过测量其关系达到标定传感器的目的<sup>[12]</sup>。

### 1.1 平板式电容湿度传感器

平板式电容湿度传感器结构如图 错误!文档中没有指定样式的文字。所示<sup>[13]</sup>，由基底、下极板、上极板和两极之间的感湿介质层四部分组成，上电极镂空以加快水蒸气的传递，该传感器感湿面积在  $8.5\text{mm}^2$  左右。

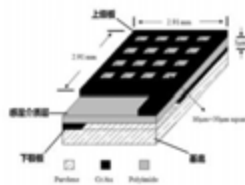
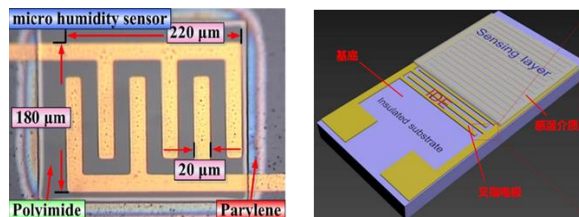


图 错误!文档中没有指定样式的文字。平板式电容湿度传感器<sup>[13]</sup>

Kang 和 Wise 为解决平板式湿度电容器的响应速度问题，使用感湿介质为几千个直径几微米的聚酰亚胺圆柱<sup>[14]</sup>，与传统的平板式湿度电容传感器相比，电介质的材料除了聚酰亚胺以外还有很多的气隙。此外他们还在底电极板下附加了一层加热层，以减少电容传感器的湿滞。Tsujikawa 等人采用 MEMS 技术研制了用于 PEMFC 的电容式薄膜湿度传感器<sup>[15]</sup>。该传感器的传感面积和宽度分别为  $0.13\text{mm}^2$  和  $0.35\text{mm}$ ，实验证实，其在运用于 PEMFC 中时并未显著影响电池性能。

### 1.2 叉指式电容湿度传感器

叉指式电容湿度传感器的结构如图 2 所示，由基底、叉指电极和感湿介质层组成。叉指电极即为有着手指状交叉图案的电极，相邻的电极间隔着相同的电极间距。Liu 等人<sup>[16]</sup>，设计并制作了一种带有屏蔽电极的叉指式电容湿度传感器，他们做了一层  $100\text{nm}$  厚的屏蔽电极将叉指电容的下半部分电容进行了屏蔽，有效地提高了相对电容的变化量。仿真结果显示，电容的变化程度大了四倍左右。另外，为增加叉指电容传感器的灵敏度，



(a) 传感器<sup>[16]</sup> (b) 感湿区域的显微结构<sup>[17]</sup>

图 2 微型叉指式传感器

Lee 等人制作的用于 PEMFC 中的叉指式电容湿度传感器如图 2(b) 所示<sup>[17]</sup>，传感器的感湿区域尺寸为  $180\ \mu\text{m} \times 180\ \mu\text{m}$ ，运用在 PEMFC 中后有着不错的线性度和灵敏度。为解决叉指式电容湿度传感器只有一半电容的电场线穿过感湿介质，从而灵敏度较低的问题，Mlsna 等人<sup>[18]</sup>还研究了悬梁式的叉指电极传感器使得电极距离基板表面有一定距离，其感湿介质是采用喷墨打印的技术涂覆到叉指电极下，使得感湿介质与水汽的接触面积增大，加快了响应速度。

## 2 薄膜传感器的设计

本文研究的研制的叉指式电容湿度传感器的工艺为：(1) 在硅基底上覆盖一层聚酰亚胺成品薄膜作为牺牲层。(2) 在成品薄膜上涂覆光刻胶并光刻出叉指式湿度传感器的形状结构。(3) 利用蒸镀或磁控溅射技术覆盖一层金属电极层并去胶获得叉指电极。(4) 旋涂一层聚酰胺酸并将其亚胺化为薄膜作为感湿介质层。(5) 将聚酰亚胺成品膜从硅基底上分离，获得成品薄膜湿度传感器。

### 2.1 感湿介质的设计与制备

聚酰亚胺是酰亚胺单体的高性能聚合物，实验选择 PI-5J 型号的聚酰胺酸进行亚胺化来制备聚酰亚胺感湿层。具体步骤如下：(1) 将制备好的金属叉指电极进行清洗，利用丙酮与去离子水清洗表面并吹干、烘干。(2) 利采用低速加高速离心的方式进行旋涂，先 500rpm 低速 10s，再 2000rpm60s 高速。(3) 放入热板上进行阶梯加热使其亚胺化，在  $80^\circ\text{C}$  加热 1 小时； $120^\circ\text{C}$  加热 1 小时； $180^\circ\text{C}$  加热 1 小时； $250^\circ\text{C}$  加热 4-6 小时后，完成聚酰亚胺薄膜的固化。

### 2.2 金属电极的图案设计

根据文献调研，可知叉指电容湿度传感器的性质主要与叉指间距、叉指宽度、叉指厚度以及叉指数等叉指结构参数有关，于是本文根据此三个结构参数设计了八种不同结构的传感器，如图 3 所示。

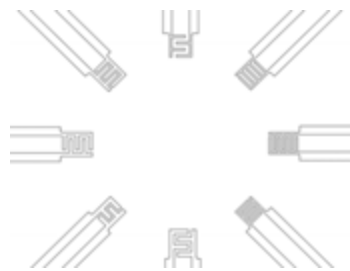


图 3 叉指式电容传感器感湿区域结构图

此掩膜版上一共有八对不同电极，构成了八个结构参数不同的叉指式电容湿度传感器，为了更好地进行横向对比，每个传感器在其右侧都有其相对应的编号。叉指式电容湿度传感器的两根引出电极可放在在燃料电池的肋下，并引出到电池外部，其方形的设计是为了夹持测量仪器。其感湿区域的结构面积都在  $1\text{mm} \times 1\text{mm}$  左右，适用于在燃料电池内部流道内进行感湿。八个传感器的具体结构参数如。

表 1 叉指式湿度传感器结构参数

序号	叉指数	电极粗细 (mm)	电极间距 (mm)
1	3+2	0.1	0.1
2	4+3	0.1	0.1
3	3+2	0.1	0.15
4	2+2	0.1	0.2
5	3+2	0.15	0.1
6	3+2	0.15	0.15
7	2+2	0.2	0.1
8	2+2	0.2	0.15

叉指金属电极的制备流程如下：(1) 将硅片与聚酰亚胺成品薄膜浸入丙酮溶液超声清洗机震动清洗 3min；吹干后放在热板上 (112℃) 烤五分钟。(2) 对薄膜表面进行 4min 的等离子体刻蚀。在匀胶机中使用 3000r/min 的制程，旋涂光刻胶 AZ5214。112℃ 的软烤时间为 90s。软烤后待基底冷却到室温后，曝光。(3) 光刻后的样品放入 NMD-3 显影剂中进行显影，清洗并烤干后；进行等离子体刻蚀，再对其进行电子束蒸镀技术蒸镀铜电极层。电子束蒸镀厚度为 300 纳米。(4) 在放入去胶液中浸泡 20min 后，清洗并吹干。

### 3 标定与测量

采用经过计量院标定的恒温恒湿箱作为湿度发生器，将制作好的湿度传感器放入箱体内，待箱体内湿度稳定后利用 LCR 阻抗分析仪对湿度传感器的电容进行读数，计量院的高精度标定结果显示恒温恒湿箱的温度示数与均匀性很好，偏差值符合规定。为了不让箱中的湿度和温度环境影响到夹具，将湿度传感器的引脚焊上导线，使其感湿区域在恒温恒湿箱内部，而测量区域在恒温恒湿箱外部。在测试中，发现由于导线的弯曲也会导致电容值的波动，这将影响测试的结果，于是将铜丝用热缩胶进行包裹，保持其形状不变如图 3-1 所示。虽然导线的引入会产生一定寄生电容，但经测量对比，传感器对湿度的响应并没有受到寄生电容的影响，并不影响本实验对比叉指式电容器结构参数对其特性的影响。



图 4 焊上铜丝导线的传感器

#### 3.1 频率对传感器测量数据的影响

为探究频率对传感器测量数据的影响，首先将传感器放置于具有其他实验仪器电磁干扰的实验室内，分别进行 1kHz 到 15kHz 的传感器电容值测量，对电容值与时间进行绘图，得到如图 5(a) 的电容波动曲线，在 1kHz 的频率下，电容值已经失真，波动很大，无法测量出传感器具体的电容值，随着传感器的电容值逐渐增加，波动逐渐减小。由此可见，频率越高，传感器的小电容测量抗干扰能力越强，其数值波动越小，数值也越精确。于是本次实验采用 15kHz 的频率进行测量。

#### 3.2 温度对传感器测量数据的影响

在恒温恒湿箱中取 50% 的相对湿度, 将不同温度下的传感器电容参数进行对比绘图, 以温度为横坐标, 以传感器电容为纵坐标, 得到的曲线如图 5(b) 所示, 在温度为摄氏 60 度到 80 度的范围内, 电容值波动较小, 可见此时温度对电容值影响较小。

### 3.3 共同测量对传感器测量数据的影响

为测得燃料电池内的湿度分布, 测量时需考虑在燃料电池同一侧布置两个湿度传感器同时进行测量, 并且有两台 LCR 同时运行时, 需考虑其电磁干扰对测量造成的影响。实验结果表明, 在同时测量两个传感器电容值时, 由于夹具过近, 会对电容的基础电容值产生较大的影响。距离超过 20cm 时, 影响可忽略不计, 如图 5(c) 所示。

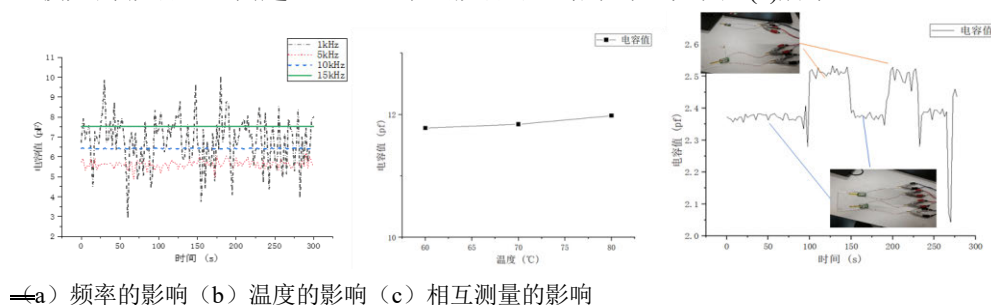


图 5 环境频率温度的影响

### 3.4 传感器测量感湿曲线

本文对制备的具有代表性的四个叉指式薄膜湿度传感器 (1 号、2 号、3 号与 6 号传感器) 在恒温恒湿箱中进行了标定。标定方式为: 将恒温恒湿箱的温度调整在 50°C, 将相对湿度由 60% 逐渐升高到 98%, 测量稳定后的均值作为电容值

对四个传感器的测量结果如图 6 所示, 对于 1 号叉指式薄膜湿度传感器的曲线, 其电容值变化量与相对湿度变化量具有良好的线性关系, 对湿度具有灵敏的响应的同时其响应时间较短, 但是电容值响应数值变化较小, 10% 湿度的改变量带来的电容改变量仅为 0.1pF, 这为准确地测量燃料电池内湿度带来了困难。

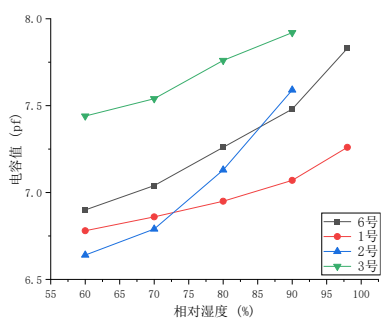


图 6 四个湿度传感器的特性曲线

横向对比可知: 2 号传感器相对于 1 号传感器其叉指数量增多, 从图中可以清晰地观测到 2 号传感器相的电容值对湿度的响应量比 1 号传感器更大, 1 号传感器在 10% 的相对湿度变化量时电容值的变化量约为 0.1pF, 2 号传感器在 10% 的相对湿度变化量时电容值的变化量接近 0.2pF, 这说明叉指数量对传感器的感湿敏感度有较大影响。而 3 号与 1 号传感器的不同之处在于电极间距的不同, 在理论上, 3 号电极应比 1 号电极



的电容值响应要小，但是此次实验的两种传感器的变化幅度接近，分析原因可能是由于电极间距的变化幅度较小导致的测量结果不明显。6号传感器相对于3号传感器的变化为叉指电极粗细的变化，由曲线可得到6号传感器的响应比3号传感器要好，其原因推测为在电极变粗了以后，感湿面积增大使得其响应变快。

综上所述，要在特定的面积内，需采用有较大的面积的传感器和较多的数量叉指电极的叉指式薄膜传感器，这样能提升叉指式薄膜湿度传感器精确性。

### 3.4 电池原位测量结果

测试平台包括燃料电池和 LCR 阻抗分析仪平台。中燃料电池为  $5\text{cm} \times 5\text{cm}$  小型透明燃料电池，PCB 板后引出引线进行电容值测量。在设定燃料电池的阴极气体流速为  $0.1\text{L}/\text{min}$ 、阴极进气压力为  $100\text{kPa}$ 、进气温度为  $50^\circ\text{C}$ 、进气相对湿度为  $50\%$  不变且在  $0.5\text{V}$  输出电压与  $0.4\text{A}/\text{cm}^2$  的情况下，分别改变其燃料电池的温度为  $50^\circ\text{C}$ 、 $60^\circ\text{C}$ 、 $70^\circ\text{C}$ ，从而得到电池的三种不同的运行工况，由于温度



(a) 测点位置 (b) 传感器安装 (c) 湿度值

图7 燃料电池湿度原位测量

对本湿度传感器的影响较小，于是三种工况下湿度传感器所测得的电容值所对应湿度便是燃料电池内部的湿度。在之前的标定中，二号湿度传感器的灵敏度最好，在这三种工况下，采用2号传感器进行时长为  $5\text{min}$  的测量。传感器的布置位置示意图如图7(a)所示。将PCB板固定于燃料电池板上，将薄膜湿度传感器置于膜电极组件(MEA)的气体扩散层和质子交换膜之间以进行该点湿度的测量，如图7(b)所示。

测量结果如图7(b)所示，燃料电池气体内测量点的相对湿度分别为  $71.5\%$ 、 $72.1\%$  与  $60.0\%$  在图中可以看到在电池温度在  $60^\circ\text{C}$  升温到  $70^\circ\text{C}$  时，燃料电池内的相对湿度逐渐降低。而在  $50^\circ\text{C}$  到  $60^\circ\text{C}$  时，该点的湿度变化较小，电容值与湿度都没有明显变化。

## 4 结论

本文探究基于 MEMS 系统的叉指式电容薄膜湿度传感器用于燃料电池内部测量湿度的可能性与探究其结构参数的影响，主要工作及实验结论如下：(1) 针对叉指式电容的薄膜湿度传感器开发了一套高效的制程与材料选择。(2) 对比了不同结构参数的叉指式电容湿度传感器的特性参数的影响(3) 测量了频率、温度对传感器感湿电容值的影响，(4) 实现了燃料电池内部的原位测量。

本次研究仍然存在很多问题需要进一步完善，包括制作工艺、标定预测测量方法，我们将在后续研究中予以改进。

致谢：本文研究得到国家自然科学基金重点基金的资质（51836005）。

#### 参考文献

- [1] 邵志刚, 衣宝廉. 氢能与燃料电池发展现状及展望[J]. 中国科学院院刊, 2019, 34(4): 469–477.
- [2] 孟翔宇, 陈铭韵, 顾阿伦, 等. “双碳”目标下中国氢能发展战略[J]. 天然气工业, 2022, 42(4): 156–179.
- [3] 徐彩前. 质子交换膜燃料电池建模与湿度优化控制[D]. 电子科技大学, 2022.
- [4] Bao C, Ouyang M, Yi B. Analysis of the water and thermal management in proton exchange membrane fuel cell systems[J]. International Journal of Hydrogen Energy, 2006, 31(8): 1040–1057.
- [5] Ahmed S, Kopasz J, Kumar R, et al. Water balance in a polymer electrolyte fuel cell system[J]. Journal of Power Sources, 2002, 112(2): 519–530.
- [6] Biesheuvel P M, Kramer G J. Shortcut model for water-balanced operation in fuel processor fuel cell systems[J]. Journal of Power Sources, 2004, 138(1–2): 156–161.
- [7] Kim H-Y, Kim K. Numerical study on the effects of gas humidity on proton-exchange membrane fuel cell performance[J]. International Journal of Hydrogen Energy, 2016, 41(27): 11776–11783.
- [8] Murahashi T, Kobayashi H, Nishiyama E. Combined measurement of PEMFC performance decay and water droplet distribution under low humidity and high CO[J]. Journal of Power Sources, 2008, 175(1): 98–105.
- [9] Xiao B, Zhao J, Tu Z, et al. Water distribution and performance variation in a transparent PEMFC with large active area[J]. International Journal of Hydrogen Energy, 2021, 46(76): 38040–38050.
- [10] Deevanhxay P, Sasabe T, Tsushima S, et al. In situ diagnostic of liquid water distribution in cathode catalyst layer in an operating PEMFC by high-resolution soft X-ray radiography[J]. Electrochemistry Communications, 2012, 22: 33–36.
- [11] 武金亮, 周琦, 高晓宇, 等. MEMS 传感器现状及应用[J]. 通讯世界, 2015(4): 207.
- [12] Zhang Z, Chen M, Alem S, et al. Printed flexible capacitive humidity sensors for field application[J]. Sensors and Actuators B: Chemical, 2022, 359: 131620.
- [13] Kuo L-S, Huang H-H, Yang C-H, et al. Real-time remote monitoring of temperature and humidity within a proton exchange membrane fuel cell using flexible sensors[J]. Sensors,



2011, 11(9): 8674–8684.

- [14] Kang U, Wise K D. A high-speed capacitive humidity sensor with on-chip thermal reset[J]. IEEE Transactions on Electron Devices, 2000, 47(4): 702–710.
- [15] Tsujikawa J, Minami R, Araki T. In situ humidity measurements at the CL surface by MEMS-based sensors[J]. ECS Transactions, 2015, 69(17): 471–476.
- [16] Liu H, Wang Q, Sheng W, et al. Humidity sensors with shielding electrode under interdigitated electrode[J]. Sensors, 2019, 19(3): 659.
- [17] Lee C-Y, Hsieh W-J, Wu G-W. Embedded flexible micro-sensors in MEA for measuring temperature and humidity in a micro-fuel cell[J]. Journal of Power Sources, 2008, 181(2): 237–243.
- [18] Mlsna T E, Cemalovic S, Warburton M, et al. Chemicapacitive microsensors for chemical warfare agent and toxic industrial chemical detection[J]. Sensors and Actuators B: Chemical, 2006, 116(1): 192–201.

# 基于超声传输折/反射融合的温度与速度场重建

王博文, 张居奇, 何明键, 高包海, 任亚涛, 齐宏  
(哈尔滨工业大学能源科学与工程学院, 哈尔滨 150001)  
(Tel: 18704504608, Email: hemingjian@hit.edu.cn)

**摘要:** 本文同时考虑了温度分布不均匀时声波的折射现象以及传输过程中遇到刚性壁面的反射现象, 构建了超声传输折/反射融合模型, 实现了对超声传输过程的精确追踪以及 TOF 测量信息的有效丰富。本文采用快速两点踪迹法作为超声传输折射的计算模型并采用镜像源模型模拟受限空间内声波传输反射过程, 引入一次及二次反射回波, 对超声换能器的数量和布置方式进行讨论, 证明了该模型能够有效减少换能器布置数量, 适用于对换能器数量存在限制的受限空间的参数场重建。

**关键词:** 超声传输, 折/反射融合, 镜像源模型, 温度与速度场重建

## 0 前言

超声测温的基本原理是基于声速与气体温度的热力学关系, 通过测量在已知距离的若干对声波换能器之间的声信号传播时间, 从而确定待测区域的气体温度。超声层析成像非侵入式温度场测量由于探测设备小巧, 安装简单, 可以穿透不透明物体且成本较低等特性, 在很多领域得到了广泛的应用。该方法最早应用于大气环境的遥感监测中, 测量了近地表温度的空间平均数据, 从而为相应微尺度气象模型的评估提供支撑<sup>[1,2]</sup>。Ziemann 等<sup>[3,4]</sup>基于该方法实现了非均匀地形上湍流输送时间平均结构的观测, 采用同步迭代重建算法, 验证了大气遥感的可行性。超声层析成像方法也应用于炉膛火焰的温度检测<sup>[5-7]</sup>中, 有助于合理组织炉膛燃烧流场, 控制炉膛燃烧过程, 提高能源利用效率。

基于 TOF 的超声层析成像基于超声在介质中的实际传播速度是介质自身流速对声波速度叠加这一原理, 通过声波正反两个路径飞行时间差值与速度的对应关系来确定速度场分布。由于流体中不需包含声散射体, 超声换能器可非侵入性地放置在探测区域外部来测量二维及三维流场, 该方法得到了广泛关注。速度场是矢量场, 重建难度比温度场要大, 李言钦团队<sup>[8-10]</sup>在超声层析成像方面进行了多年的研究, 其根据 Helmholtz 定理, 将速度场矢量分解为无散矢量和无旋矢量, 采用相关反问题重建算法重建无散矢量, 而无旋矢量则通过 Neumann 边界条件的 Laplace 方程确定, 从而最终确定待测速度场。

在待测区域中温度梯度较大时, 声波传输会产生“弯曲效应”; 而在受限空间内遇到刚性壁面时, 声波传输会发生反射现象。同时考虑声波传输过程中的折射与反射可

为反问题求解增加有效信息，减轻问题的病态性，因此，本文构建了一种基于折/反射融合的超声传输模型，在换能器布置数量有限时实现了对超声传输过程的精确模拟和测量数据的有效增加。

## 1 超声传输折/反射融合模型

### 1.1 超声传输折射模型

基于超声层析成像的温度场与速度场协同重建，其实质是根据超声换能器在正逆声路上获取的 TOF 测量信号，通过求解强病态性反问题来完成相应的参数场重建。根据 Fermat 原理，波传输的路径总是沿花费时间最少的路径，而待测区域内温度分布的不均匀会导致声波的速度变化，声波传输路径在较高温度梯度下会发生声传播折射率的变化而引起声波弯曲效应，这使得正问题求解较为困难。

本文引入了一种快速两点射线踪迹法，对声波路径的初始猜想进行迭代扰动，以满足费马原理。在此过程中，沿声波路径段的 TOF 以分段方式最小化。由于 TOF 的计算采用沿声波路径分段的数值求和，故有<sup>[11]</sup>

$$t = \frac{1}{2} \sum_{g=2}^p \|\mathbf{X}_g - \mathbf{X}_{g-1}\| \left( \frac{1}{V_g} + \frac{1}{V_{g-1}} \right) \quad (1)$$

其中  $p$  是定义该路径的点的个数。 $\mathbf{X}_g$  和  $V_g$  分别为  $g$  点的位置矢量和相应的速度值。同时对路径上的每个点进行摄动以使 TOF 最小化，会涉及到一个非常大的非线性方程组，对其进行直接求解是不现实的。本文采用如图 1 所示的近似三点摄动方案。考虑路径上的三个相邻点，假设两个端点  $\mathbf{X}_{g-1}$  和  $\mathbf{X}_{g+1}$  暂时固定，从  $\mathbf{X}_{g-1}$  到  $\mathbf{X}_{g+1}$  的这段路径上，通过找到一个不同于之前的点  $\mathbf{X}_g$  的新点  $\mathbf{X}'_g$  来最小化 TOF。在求解新点时需要两个变量进行求解，分别是如图 1 所示路径  $\mathbf{X}_{g-1}-\mathbf{X}_{\text{mid}}-\mathbf{X}_{g+1}$  的中点  $\mathbf{X}_{\text{mid}}$  到新点  $\mathbf{X}'_g$  的偏移方向  $\mathbf{n}$  和偏移量  $R_a$ 。首先根据最小时间声波路径的曲率方向的唯一性来估计  $\mathbf{n}$ ，之后据此确定合适的  $R_a$  值。射线方程可写作<sup>[12]</sup>

$$-\frac{d^2 \mathbf{r}}{dl^2} = \frac{\nabla V - \frac{dV}{dl} \frac{d\mathbf{r}}{dl}}{V} \quad (2)$$

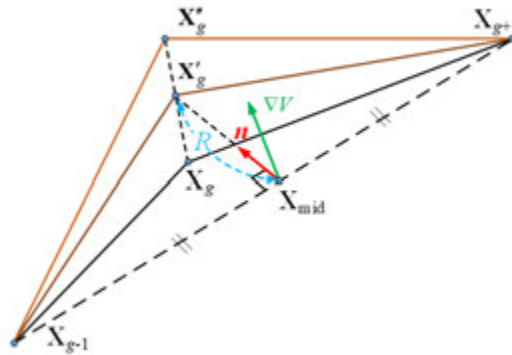


图 1 三点摄动方案示意图

其中  $\mathbf{r}$  和  $l$  分别是沿射线的位置矢量和路径分段的长度， $\nabla V$  是  $V$  的梯度，表明垂直于

射线矢量的速度梯度分量与射线路径曲率是反平行的。垂直于  $\mathbf{X}_{g-1}$  和  $\mathbf{X}_{g+1}$  路径段方向的速度梯度分量定义了曲率方向，并给出了近似满足式(2)的点  $\mathbf{X}'_g$  的精确偏移方向

$$\mathbf{n}' = \nabla V - \frac{[\nabla V \cdot (\mathbf{X}_{g+1} - \mathbf{X}_{g-1})](\mathbf{X}_{g+1} - \mathbf{X}_{g-1})}{\|\mathbf{X}_{g+1} - \mathbf{X}_{g-1}\|^2} \quad (3)$$

其中第二项是平行于射线方向的速度梯度分量，且满足  $\mathbf{n} = \mathbf{n}'/|\mathbf{n}'|$ 。在中点速度  $V_{\text{mid}}$  处进行泰勒展开，则新点  $\mathbf{X}'_g$  的速度可以近似表示为

$$V'_g = V_{\text{mid}} + \mathbf{n} \cdot \nabla V_{\text{mid}} R \quad (4)$$

其中  $\nabla V_{\text{mid}}$  为  $V$  在中点  $\mathbf{X}_{\text{mid}}$  处的梯度。因此，通过在连接  $\mathbf{X}_{g-1}$ 、 $\mathbf{X}'_g$  和  $\mathbf{X}_{g+1}$  的分段路径上最小化式(1)，可以得到沿  $\mathbf{n}$  方向的精确摄动量  $R_a$

$$R_a = -\frac{c_e V_{\text{mid}} + 1}{4c_e \mathbf{n} \cdot \nabla V_{\text{mid}}} + \left[ \left( \frac{c_e V_{\text{mid}} + 1}{4c_e \mathbf{n} \cdot \nabla V_{\text{mid}}} \right)^2 + \frac{\|\mathbf{X}_{g+1} - \mathbf{X}_{\text{mid}}\|^2}{2c_e V_{\text{mid}}} \right]^{1/2} \quad (5)$$

其中  $c_e = (1/V_{g+1} + 1/V_{g-1})/2$ 。然后，通过一次考虑三个点，将这种三点摄动格式推广到路径上的所有点，可通过从两端点到中点将新路径上的所有点依次找到，从而完成一次路径迭代。然后对新路径进行不断迭代摄动，直到连续迭代得到的两条新路径之间的 TOF 时间差收敛。此处将收敛阈值设为  $10^{-10}$ 。

现有单峰温度场  $T_1$  和常规流场  $V_1$ ，对称和非对称双峰温度场及对应的双涡旋速度场  $T_2$ - $T_3$  及  $V_2$ - $V_3$ ，其中  $\sigma$  为速度场分布的标准差，分布如下式及表 1 所示

$$T_1(x, y) = 800 \exp \left[ \frac{-(x-4)^2 - (y-5)^2}{50} \right] + 400 \quad (6)$$

$$T_2(x, y) = 300 + 100 \left\{ 3.5 - \cos \left[ \frac{2\pi(x/13) \times 3.8}{1.5} \right] \right\} \left\{ 3 - \cos \left[ 2.5\pi \left( \frac{y}{15} \right) \times 1.25 \right] \right\} \quad (7)$$

$$T_3(x, y) = 600 \exp \left[ \frac{-(x-4)^2 - (y-6)^2}{7} \right] + 400 \exp \left[ \frac{-(x-7)^2 - (y-2)^2}{3} \right] + 600 \quad (8)$$

$$V_1(x, y) \begin{cases} u = 2 \exp \left[ \frac{-(x-4)^2 - (y-3)^2}{50} \right] \\ v = 1.5 \exp \left[ \frac{-(x-7)^2 - (y-8)^2}{60} \right] \end{cases} \quad (9)$$

$$\mathbf{V}(x, y) = u(x, y)\mathbf{i} + v(x, y)\mathbf{j} \quad \begin{bmatrix} u \\ v \end{bmatrix} = \begin{pmatrix} v_a \exp \left\{ \frac{-1}{2\sigma^2} [(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + R^2] \right\} \\ -2R \sqrt{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2} \end{pmatrix} \begin{bmatrix} \cos \beta \\ \sin \beta \end{bmatrix} \quad (10)$$

表 1 旋涡流场的模拟参数设置

	$v_a$	$(x_0, y_0)$	$R$	$\sigma$
对称双峰双涡旋流场 $V_2$	2,2	(3,5)(8,5)	1,1	1,1
非对称双峰双涡旋流场 $V_3$	5.5,7.5	(7,2)(4,6)	1,2	1,1

为了验证超声传输折射模型的正确性，将非均匀温度场  $T_1$ 、 $T_2$ 、 $T_3$  下的结果与有限差分法的结果进行了比较，有限差分法的详细算法和公式见文献<sup>[13]</sup>。图 2 给出了这两种方法的声波曲线路径。可以看出，本文的声波路径与有限差分法吻合较好。

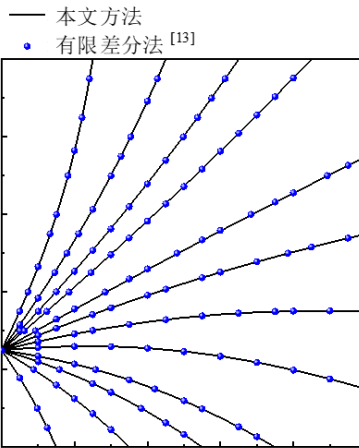


图 2 弯曲声波射线追踪正问题模型验证

### 1.2 超声传输折/反射融合模型

基于射线声学理论的声波传输，具有如下性质：（1）在同一介质中沿直线方向传播，其有效声压与传播距离成反比；（2）传播过程中忽略声音的波动性，不考虑声波的衍射效应，仅考虑其功率。因此，可以看出，声波信号传播的反射过程会主要受到边界面的影响。故本节采用镜像源模型（Image Source Model, ISM）对受限空间内声波传输反射过程的脉冲响应进行模拟，并对反射路径进行追踪。

声波传输过程遵循反射定律，如图 3 (a)所示，可用下式表示

$$\mathbf{u}' = \mathbf{u} - 2\langle \mathbf{u}, \mathbf{n} \rangle \cdot \mathbf{n} \quad (11)$$

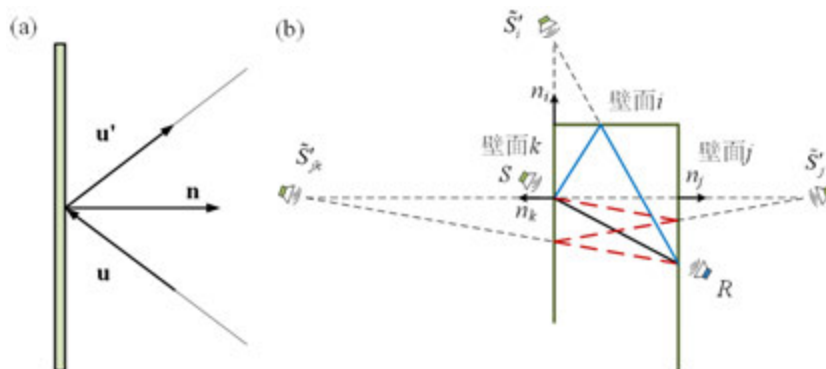


图 3 声波反射定律与一阶和二阶镜像源模型的示意图

图 3 (a)中,  $\mathbf{u}$  和  $\mathbf{u}'$  分别为指向声波入射射线和反射射线方向的单位向量,  $\mathbf{n}$  为垂直于平面的单位法向量,  $\langle \mathbf{u}, \mathbf{n} \rangle$  表示向量  $\mathbf{u}$  和  $\mathbf{n}$  的内积。假设在壁面前方有一个声波发射源  $S$ , 那么, 从该壁面反射的每一束声波都可认为来自位于墙后与原声源  $S$  距离相同的镜像源  $S'_i$ 。超声换能器接收到的脉冲相应可表示为包括直达波及多个反射波在内的多个声波的叠加, 可表示为

$$h(t) = \sum_i \alpha_i \delta(t - \tau_i) \quad (12)$$

该式表示由原声源  $S$  发出的脉冲  $\delta$  在刚性壁面上由于吸收率  $\alpha_i$  而导致的幅值衰减。其中, 延时  $\tau_i$  等于声波传输反射过程所消耗的时间。定义镜像源  $S'_i$ , 若已知原声源  $S$  的位置, 则声波在壁面发生一阶反射时  $S'_i$  的位置为

$$S'_i = S + 2\langle P_i - S, n_i \rangle n_i \quad (13)$$

其中下角标  $i$  表示第  $i$  个壁面,  $P$  表示壁面上的任意一点。因此, 声波一阶反射的 TOF 时间为

$$\tau_i = \frac{\|S'_i - R\|}{c} \quad (14)$$

其中,  $\|S'_i - R\|$  表示由反射部分组成的声路的长度。此外, 高阶反射的镜像源可根据前一阶的镜像源进行计算, 如, 二阶镜像源可用一阶镜像源表示为

$$S'_{ij} = S'_i + 2\langle P_j - S'_i, n_j \rangle n_j \quad (15)$$

$$\|S - S'_{ij}\| = \|S'_i - S'_j\| \quad (16)$$

如图 3 (b)所示, 当给定两超声换能器相对位置及受限空间边界, 便可基于声波反射定律确定各阶镜像源的位置, 从而根据不同阶数反射回波与原始发射信号的互相关计算确定声波传输 TOF 信号。由于声波传播路径不同, 换能器接收端首先接收到来自发射端的直达波, 然后依次收到经过边界一次反射后到达的一阶反射回波, 和经过两次边界反射后到达的二阶反射回波, 直至多次反射后接收到的声波混响。由于声波在介质中传播时声压与传播距离成反比, 且受限空间结构并非完全是刚性结构, 而会对声信号进行部分吸收, 故反射回波的声压值随着阶数的增加逐渐降低。对这些波信号中有效信息的提取, 可以使得有效测量数据增加, 提高重建精度。

为了实现超声在较高温度梯度下传输过程的更精确追踪, 本文在提出的超声传输反射模型的基础上, 将超声传输折射模型引入, 建立了超声传输折/反射融合模型, 在准确构建正问题框架的情况下, 实现声波传输路径的有效精准追踪, 获得更加丰富的测量信息, 克服了由于反问题的欠定性及投影矩阵的病态性导致的重建精度低的问题。图 4 给出了矩形空间中基于超声传输反射模型和折/反射融合模型的声波传输路径示意图。为了展示超声传输折/反射融合模型的有效性, 本节基于线性超声层析成像, 将折/反射融合模型与分别仅考虑超声传输折射与反射的模型进行了对比, 并对反射回波次数及换能器数量与布置方式对重建精度的影响进行了研究。

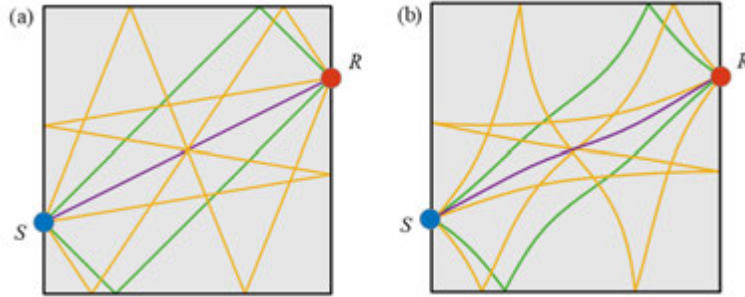


图 4 矩形空间中(a)基于超声传输反射模型和(b)折/反射融合模型的声波传输路径示意图。其中紫色、绿色和橙色路径分别表示直达波、一阶反射回波和二阶反射回波

## 2 反射回波次数的影响

本文基于超声传输折/反射融合模型，采用温度场与速度场真实分布  $T_1/V_1$  和  $T_3/V_3$ ，研究了折/反射融合模型中不同反射回波次数（一阶反射回波和二阶反射回波）对重建精度的影响，并将结果与分别仅考虑超声传输折射与超声传输反射的模型进行了比较。

首先研究了 2%测量噪声下，基于超声传输折/反射融合时不同反射回波次数的双峰温度场及双涡旋流场  $T_3/V_3$  重建结果，如图 5 所示。从重建结果可以看出，基于一阶反射回波和二阶反射回波的重建精度并未出现明显的提高。其中，对于温度场重建来说，较低的峰值温度重建值偏小，对于速度场重建来说，两涡流交汇处的速度场重建值偏大。这与预想的通过在超声传输折射模型中考虑超声传输反射过程能提高重建精度的结果不同。为了探究这种差异性，接下来研究了不同超声传输模型和不同反射回波次数下重建误差的变化，以期更清楚地看到反射回波次数的影响。

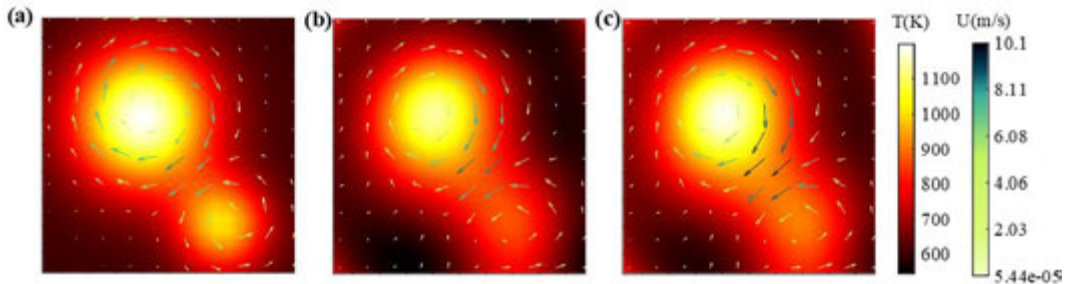


图 5 2%测量噪声下，基于超声传输折/反射融合时不同反射回波次数的双峰温度场及双涡旋流场  $T_3/V_3$  重建结果。(a) 多参数场真实分布；(b)-(c) 基于一阶反射回波和二阶反射回波的重建结果

图 6 和图 7 给出了在 0%和 10%测量噪声时，基于不同超声传输模型的温度场与速度场分布  $T_1/V_1$  和  $T_3/V_3$  重建误差的定量比较，各颜色由深到浅依次代表  $T$ 、 $u$ 、 $v$ 。从图中可以看出，对于单峰温度场和单涡旋流场来说，当测量噪声 0%时，仅考虑反射（一阶反射回波）时的多参数场协同重建误差分别为 0.058，0.085，0.12，考虑折/反射（一阶反射回波）时为 0.047，0.068，0.10，而仅考虑声波折射时的重建误差仅为 0.007，0.029，0.038。当测量噪声为 10%时，仅考虑反射（二阶反射回波）时的多参数场协同重建误差分别为 0.11，0.23，0.28，考虑折/反射（二阶反射回波）时为 0.095，0.18，0.22，而仅



考虑声波折射时的重建误差仅为 0.027, 0.042, 0.065。此外, 对于双峰温度场及双涡旋流场  $T_3/V_3$ , 当测量噪声为 0% 时, 仅考虑反射 (一阶反射回波) 时的多参数场协同重建误差分别为 0.064, 0.16, 0.19, 考虑折/反射 (一阶反射回波) 时为 0.045, 0.147, 0.17, 而仅考虑声波折射时的重建误差仅为 0.018, 0.029, 0.038。当测量噪声为 10% 时, 仅考虑反射 (二阶反射回波) 时的多参数场协同重建误差分别为 0.20, 0.42, 0.46, 考虑折/反射 (二阶反射回波) 时为 0.15, 0.38, 0.40, 而仅考虑声波折射时的重建误差仅为 0.06, 0.34, 0.38。

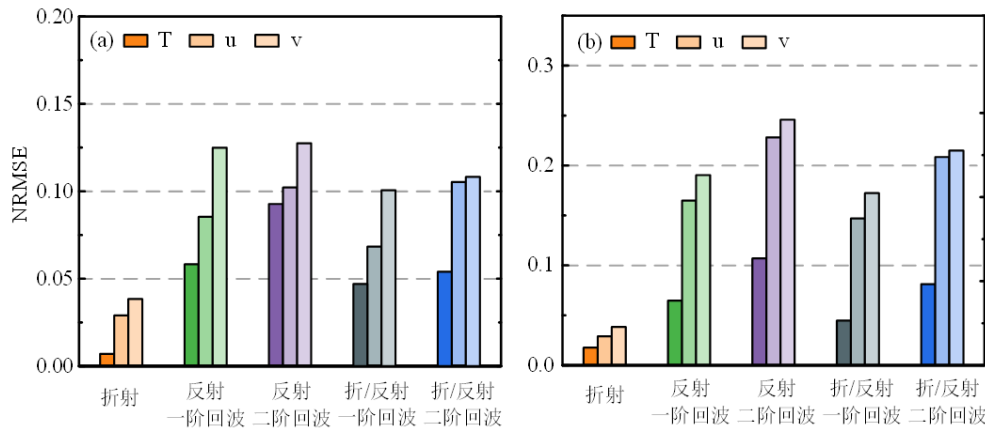


图 6 0% 测量噪声时基于不同超声传输模型的温度场与速度场分布  $T_1/V_1$  和  $T_3/V_3$  的重建误差。(a) 对称单峰温度场与常规流场  $T_1/V_1$ , (b) 非对称双峰温度场与双涡旋流场  $T_3/V_3$

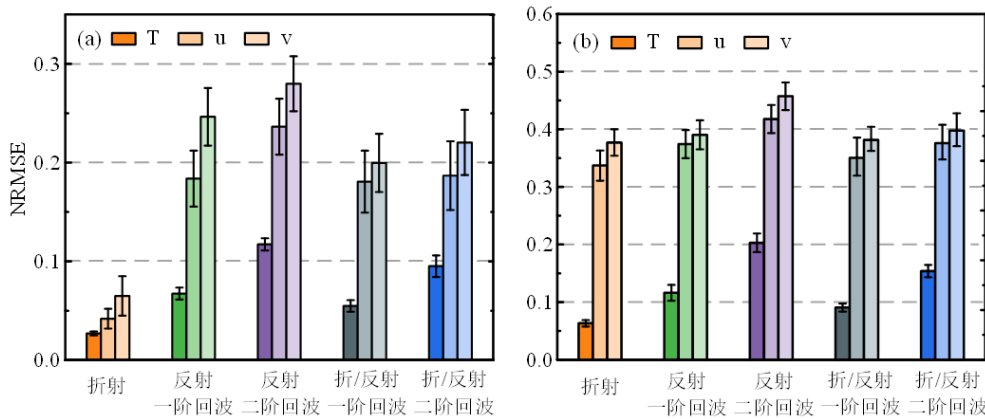


图 7 10% 测量噪声时基于不同超声传输模型的温度场与速度场分布  $T_1/V_1$  和  $T_3/V_3$  的重建误差(a) 对称单峰温度场与单涡旋流场  $T_1/V_1$ , (b) 非对称双峰温度场与双涡旋流场  $T_3/V_3$

从定量结果中可以清楚发现, 仅考虑超声传输折射模型时的重建误差最小, 考虑折/反射模型的重建误差次之, 而仅考虑反射模型的重建误差最大。此外, 考虑二阶反射回波的模型重建误差比考虑一阶反射回波的模型重建误差大。也即, 考虑如上所述超声换能器布置的情况下, 在超声传输折射模型中加入对反射回波的考虑, 不仅没有提高重建精度, 反而使得重建结果变差。这可能是由于反射回波信号的增加, 使该反问题变成严重的超定问题, 且信号中存在较多的线性相关度较高的冗余信号。由于测量信息远大于

待求解未知数的数目，该问题成为超定的离散不适定问题。该类问题受噪声影响较大，测量值中的一个微小误差就会使重建的参数场与真实分布相差巨大。

因此，可得出结论，超声传输折/反射信号融合不适用于超声换能器较多时的温度场与速度场协同重建问题，因为其为测量增加了较多的线性相关度较高的信号，使问题变成超定问题，增加了问题的病态性。为了研究该模型对换能器数量较少时多参数场重建问题的适用性，下一步应对超声换能器数量及布置方式进行相应的研究。

### 3 换能器数量及布置方式的影响

本文对超声换能器数量及布置方式的不同对双峰温度场及双涡旋流场重建的影响展开研究。考虑了如图 8 所示的三种不同换能器数量及布置方式。

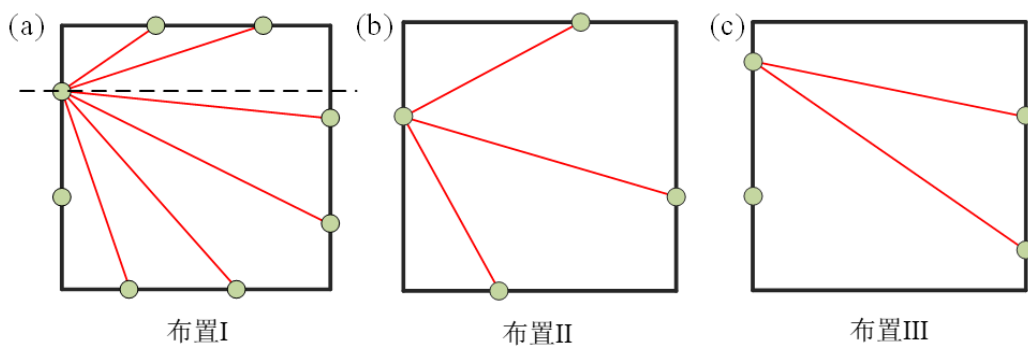


图 8 不同超声换能器数量及布置方式的示意图

图 9 给出了分别采用上述三种换能器布置方式时，2%测量噪声下基于超声传输折/反射融合模型的温度场与速度场  $T_3/V_3$  的重建结果。结合图 5 和图 9，可以看出，在考虑折/反射融合模型时，随着换能器数量的减少，多参数场的重建质量逐渐下降，温度场轮廓及速度场矢量方向等与真实分布的偏差逐渐增大。但是，即使在每个边界只有一个超声换能器（布置 II），或者只有两个对边存在换能器（布置 III）的情况，基于超声传输折/反射融合模型的方法仍然可以较为准确的对多参数场进行重建，这初步表明该模型对于换能器数量较少时的多参数场重建问题有较高的应用价值。

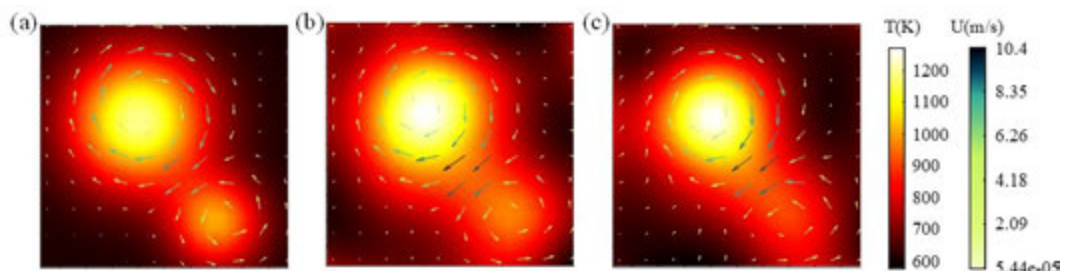


图 9 分别采用(a)布置 I, (b)布置 II, (c)布置 III 三种换能器布置方式时，2%测量噪声下基于超声传输折/反射融合模型（考虑二阶反射回波）的温度场与速度场  $T_3/V_3$  的协同重建结果

之后定量研究了在 5%的测量噪声下，基于不同超声换能器布置的双峰温度场及双涡旋流场  $T_3/V_3$  的重建误差，结果如图 10 所示，各颜色由深到浅依次代表  $T$ 、 $u$ 、 $v$ 。从

图中可以看出,当每个边界上布置的换能器数量从4个减少到2个甚至1个时(如图8(a)和(b)),多参数场重建的误差逐渐增加,这是由于超声换能器数量的减少使得仅考虑折射效应时获得的有效信息大幅减少。而将一阶及二阶反射回波信号考虑在内时,对布置I来说,温度场重建误差从0.071分别减小到0.060和0.057,对于布置II来说,温度场重建误差从0.11分别减小到0.078和0.063,对于布置III来说,温度场重建误差从0.12分别减小到0.079和0.068,速度场两分量的重建结果与温度场重建结果类似。从定量的结果可以看出,考虑超声传输折/反射融合信号对于换能器更少的布置II和布置III效果更明显。这也说明了对于超声换能器数量不足的布置来说,考虑超声传输二阶反射回波信号对于温度场及速度场协同重建的重要性,其可以弥补单一折射信号的匮乏,增加有效测量信息的数量,减少反问题重建的病态性。

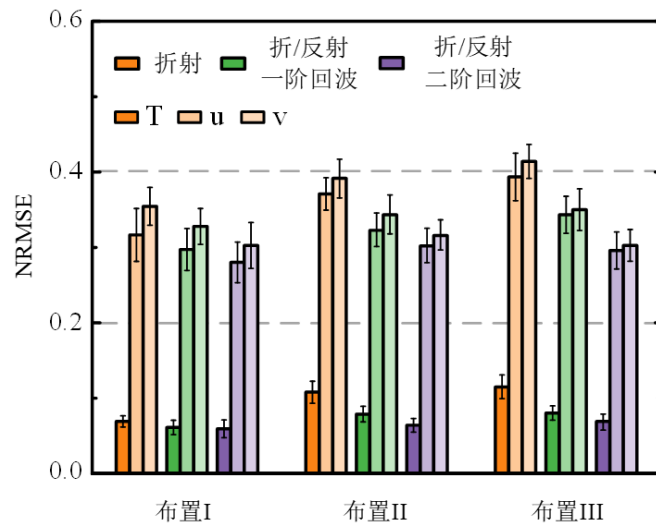


图 10 不同换能器布置方式时, 5%测量噪声下基于不同超声传输模型的温度场与速度场分布  $T_3/V_3$  的重建误差

#### 4 结 论

本文针对实际应用中存在的声波折射与反射现象进行思考,构建了超声传输折/反射融合模型,有效丰富了 TOF 测量信息,能够有效减少超声换能器数量,通过计算证明了超声传输折/反射模型适用于不便于大规模布置超声换能器的受限空间或对壁面有较高可靠性要求的工程机械的温度场与速度场协同重建过程。由于换能器数量的减少,声波 TOF 测量的时间间隔也会相应缩短,这取决于激励信号的长度和计算机执行互相关的速度。此外,由于采用了镜像源模型对声波传输反射过程的脉冲响应进行模拟,本节假设待测区域为矩形,该假设可通过建立更复杂的镜像源模型来消除。

## 参考文献

- [1] Ostashev V E, Vecherin S N, Wilson D K, et al. Recent progress in acoustic travel-time tomography of the atmospheric surface layer[J]. *Meteorologische Zeitschrift*, 2009, 18(2): 125-133.
- [2] Vecherin S N, Ostashev V E, Wilson D K. Three-dimensional acoustic travel-time tomography of the atmosphere[J]. *Acta Acustica United with Acustica*, 2008, 94(3): 349-358.
- [3] Ziemann A, Arnold K, Raabe A. Acoustic travel time tomography - A method for remote sensing of the atmospheric surface layer[J]. *Meteorology and Atmospheric Physics*, 1999, 71(1-2): 43-51.
- [4] Ziemann A, Arnold K, Raabe A. Acoustic tomography as a remote sensing method to investigate the near-surface atmospheric boundary layer in comparison with in situ measurements[J]. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 2002, 19(8): 1208-1215.
- [5] Zhang S P, Shen G Q, An L S, et al. Online monitoring of the two-dimensional temperature field in a boiler furnace based on acoustic computed tomography[J]. *Applied Thermal Engineering*, 2015, 75: 958-966.
- [6] Kong Q, Jiang G S, Liu Y C, et al. 3D high-quality temperature-field reconstruction method in furnace based on acoustic tomography[J]. *Applied Thermal Engineering*, 2020, 179: 115693.
- [7] Yu Y, Xiong Q Y, Li Q D, et al. A hybrid kernel function approach for acoustic reconstruction of temperature distribution[J]. *Measurement*, 2020, 166: 108238.
- [8] Li Y Q, Zhou H C. Experimental study on acoustic vector tomography of 2-D flow field in an experiment-scale furnace[J]. *Flow Measurement and Instrumentation*, 2006, 17(2): 113-122.
- [9] Li Y, Zhou H, Chen S, et al. Acoustic reconstruction of the velocity field in a furnace using a characteristic flow model[J]. *Journal of the Acoustical Society of America*, 2012, 131(6): 4399-4408.
- [10] Li Y qin, Wang Y wen, Guan X feng, et al. A wavelet model on reconstructing complex aerodynamic field in furnace with acoustic tomography[J]. *Measurement*, 2020, 157: 107669.
- [11] Um J, Thurber C. A Fast Algorithm for two-Point Seismic Ray Tracing[J]. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 1987, 77(3): 972-986.
- [12] V C. *Seismic ray theory*[M]. Cambridge: Cambridge university press, 2001.
- [13] Lu J, Wakai K, Takahashi S, et al. Acoustic computer tomographic pyrometry for two-dimensional measurement of gases taking into account the effect of refraction of sound wave paths[J]. *Measurement Science and Technology*, 2000, 11(6): 692-697.

# 热处理增强石墨烯/硅基底界面热运输

刘文享, 黄小娜\*, 岳亚楠\*

(武汉大学动力与机械学院, 武汉 430072)

(Tel:18164101110, Email:yyue@whu.edu.cn)

**摘要:** 本文针对界面热调控问题, 研究退火对石墨烯和硅基底间界面热运输的影响, 通过拉曼热测量方法测量不同退火次数下的石墨烯和二氧化硅/硅基底之间的界面热阻。实验结果表明, 界面热阻值从未退火前的  $9.51 \times 10^{-5} \text{ K}\cdot\text{m}^2/\text{W}$  降低一个数量级至  $5.00 \times 10^{-6} \text{ K}\cdot\text{m}^2/\text{W}$ 。界面热运输增强的机理主要有三点, 即石墨烯退火后表面平整化、层间距降低以及水层蒸发。退火前后石墨烯表面原子力显微镜图像表明其表面粗糙度从  $0.609 \text{ nm}$  降低到  $0.433 \text{ nm}$ 。

**关键词:** 二维材料; 拉曼热测量; 界面热运输

## 0 前言

电子设备在不断小型化的同时, 功率显著增大, 这会产生严重的热管理问题, 危及电子设备的寿命和性能<sup>[1,2]</sup>。作为一个拥有超高热导率的材料, 石墨烯被证明是解决热管理问题的有效途径之一<sup>[3]</sup>。然而, 在现实应用中, 当它与基底结合时, 其优良的热学性能被抑制, 同时也产生了一个新的问题, 即由两种不同材料的接触导致的界面热阻问题<sup>[4]</sup>, 这也成为抑制跨界面热运输的主要因素之一, 这些都阻碍了石墨烯的实际应用。

解决这个问题的首要任务是确定界面热阻的精确值。关于界面热阻的研究大多数都是基于模拟和计算, 这是因为实验测量极具挑战性。石墨烯/衬底结构的界面热阻计算上通常约为  $10^{-8}\sim 10^{-9} \text{ K}\cdot\text{m}^2/\text{W}$ <sup>[5]</sup>。而少数基于实验上的测量值一般要高于计算值, 并且因为样品和测量方法的不同, 测量值也不同。Villaroman 等人<sup>[6]</sup>利用  $3\omega$  方法研究了三明治结构石墨烯/金属界面的界面热阻, 其值为  $6 \times 10^{-8} \text{ K}\cdot\text{m}^2/\text{W}$ 。Li 等人<sup>[7]</sup>通过拉曼光热法测量的支撑单层石墨烯的界面热导为  $9.0 \text{ MW}/\text{m}^2\cdot\text{K}$ 。与机械剥离的石墨烯不同, 通过化学气相沉积 (CVD) 生长的石墨烯和 Au/SiN 之间的界面热导为  $28 \text{ MW}/\text{m}^2\cdot\text{K}$ <sup>[8]</sup>。

随后的问题是发现对界面热运输具有很大影响的因素, 并通过改变这些因素增强界面传热, 如改变层间的结合力<sup>[9]</sup>、表面改性<sup>[10]</sup>、如添加功能团, 以及化学键的产生<sup>[11]</sup>等。外部应力是缩短层间距离的一个简单方法, 这可以直接增强界面热运输。计算发现沿平面外方向施加  $2 \text{ GPa}$  的应力, 多层石墨烯的界面热阻减少  $50\%$  以上<sup>[12]</sup>。然而, 上述方法一是缺乏直接的实验验证, 或者是很难在实际设备中实现, 因此, 发现一个简易可行的界面传热增强方法是必要的。退火是一种用于材料后处理的重要方法。通过退火, 材料的内部结构被重构, 应力被进一步释放, 导致更好的机械性能<sup>[13]</sup>。同时, 最近的研究发现, 退火也会改变石墨烯的固有特性<sup>[14]</sup>。因此, 探索退火对界面热运输的影响和发现内

基金项目: (国家重点研发计划项目: 2019YFE0119900, 国家自然科学基金面上项目: 52076156)

在的声子传输现象是可行且有意义的。

## 1 实验介绍

### 1.1 实验系统和模型

一个典型的拉曼测量系统如图 1 所示，包括激光发生器、滤镜、拉曼光谱仪和聚光镜。该系统的使用过程首先通过激光器产生激光，然后激光将被聚光镜聚焦后加热样品，同时，拉曼光谱仪将收集信号并在屏幕上显示拉曼信号。此外，图 1 介绍了基底支撑石墨烯样品的传热模型。模拟的加热源模拟入射激光束照射时的吸收光子能量产生的热源，这将直接导致加热区域的温度上升。在这个模型中存在三个传热通道分别传导热量以达到整个系统的最终热平衡状态，包括沿着石墨烯的平面内方向、穿过基底和石墨烯的界面通道以及和空气的对流。因此，热传导模型可以由下述方程表示：

$$k_G t_G \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial T_G}{\partial r} \right) - \frac{T_G(r) - T_{sub}}{R} - h(T_G - T_{air}) + \alpha_{eff} q(r) = 0 \quad (1)$$

其中  $k_G$ 、 $t_G$  和  $R$  分别为石墨烯的热导率、厚度以及界面热阻。 $T_G$  和  $T_{sub}$  表示石墨烯和基底的温度。在上述方程中，第一项采用柱坐标系来描述沿着石墨烯面内方向的热输运，同时鉴于石墨烯的超薄厚度 ( $t_G = 0.335 \text{ nm}$ ) 和激光束的功率强度分布，采用更为简洁的一维模型。第二部分  $(T_G(r) - T_{sub})/R$  为跨越石墨烯和基底之间的界面热输运。值得一提的是，公式中的  $R$  包含来自石墨烯-二氧化硅界面热阻  $R_{G-SiO_2}$ 、二氧化硅本身热阻  $R_{SiO_2}$  和二氧化硅-硅界面热阻  $R_{Si-SiO_2}$  的贡献。为了获得最终的界面热阻值， $R_{Si-SiO_2}$  和  $R_{SiO_2}$  应当被减去，其中  $R_{Si-SiO_2}$  的值是  $3.35 \times 10^{-8} \text{ m}^2 \cdot \text{W/K}$ <sup>[15]</sup>， $R_{SiO_2}$  的值为  $2.11 \times 10^{-7} \text{ m}^2 \cdot \text{W/K}$ ，其结果基于公式  $R = d/k_{SiO_2}$ ，其中  $d$  是二氧化硅层的厚度， $k_{SiO_2}$  是二氧化硅的热导率，在本文中设定为  $1.42 \text{ W/m} \cdot \text{K}$ <sup>[16]</sup>。第三部分  $h(T_G - T_{air})$  主要考虑对流的热损失，但是由于石墨烯的温升有限，因此忽略这项热量损失。最后一部分是来自激光功率的热源，其中  $\alpha_{eff} = 2.3\%$  是石墨烯的有效吸收系数， $q(r)$  表示激光能量通量的高斯分布，表示为：

$$q(r) = q_0 \exp(-2r^2 / r_0^2) \quad (2)$$

其中  $q_0$  是激光强度， $r_0$  是激光光斑半径。采用绝热边界条件和预先给定的  $k_G$  来求解该模型，可以获得最终的界面热阻值。

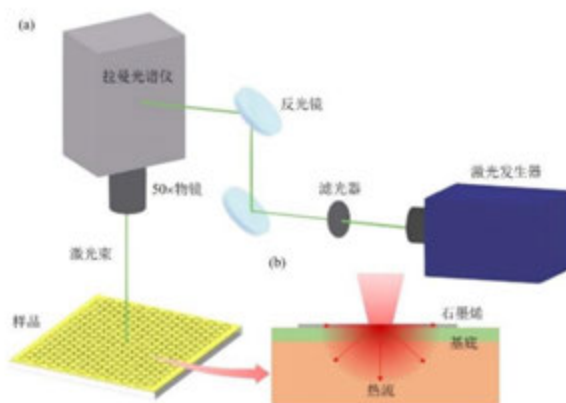


图 1 拉曼热测量基底支撑石墨烯的装置系统图以及对应的热传导模型



## 1.2 样品制备及表征

样品的制作过程如下所示：首先通过化学气相沉积（CVD）方法在铜箔上合成单层的石墨烯。随后，为了将石墨烯转移到目标基底上，需要将聚甲基丙烯酸甲酯（PMMA）膜覆盖在合成的石墨烯表面作为支撑层，然后在加热器中加热以促进 PMMA 膜和石墨烯之间的粘合。接着用  $\text{CuSO}_4/\text{FeCl}_3$  混合溶液蚀刻去除铜箔，得到 PMMA/石墨烯结构，然后用稀盐酸（HCl）溶液和去离子水进行清洗，转移到 Si/SiO<sub>2</sub> 基底的表面，形成 PMMA/石墨烯/基底结构。最后，用丙酮溶液去除表面的 PMMA 层，再依次用丙酮溶液和酒精进行冲洗，晾干冷却得到最终的 Si/SiO<sub>2</sub> 基底支撑石墨烯样品。

单层石墨烯的光学显微图像如图 2（a）所示，可以明显地观察到石墨烯和基底的边缘。由于需要同时获得石墨烯和衬底的拉曼信号，激光应避免照射到边缘区域，卷曲和不完整的边缘区域会影响石墨烯的拉曼信号，如产生 D 峰等。图 2（b）为样品的拉曼光谱图，包括三个峰：Si 的拉曼峰（ $\sim 519 \text{ cm}^{-1}$ ），石墨烯的 G 峰（ $\sim 1590 \text{ cm}^{-1}$ ）和 2D 峰（ $\sim 2680 \text{ cm}^{-1}$ ）。拉曼光谱中给出的丰富信息能反映样品的质量和石墨烯的层数。G 峰和 2D 峰的强度之比表明，石墨烯的层数是单层的<sup>[17, 18]</sup>。同时，不存在 D 峰表示石墨烯较为完整，缺陷较少。

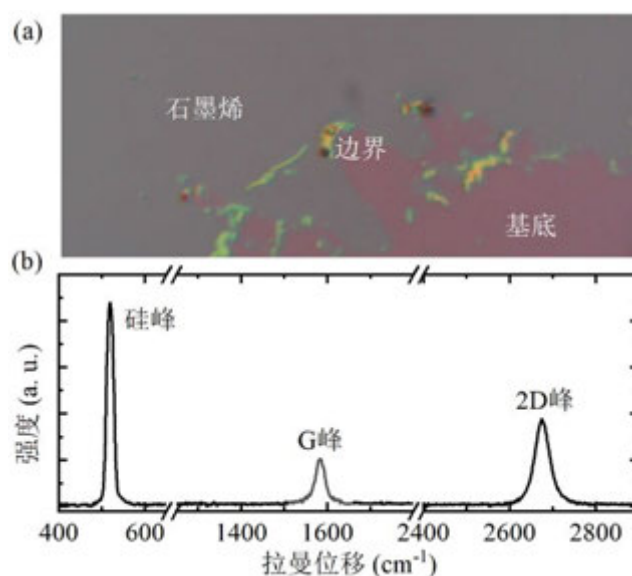


图 2 基底支撑单层石墨烯的（a）光学显微图像和（b）拉曼光谱

## 1.3 实验细节

实验采用 50×物镜来聚焦波长为 532 nm 的连续激光，并且使用分辨率为  $1.644 \text{ cm}^{-1}$  的拉曼光谱仪采集信号。通过使用改进的刀片法，测量的激光束的直径约为  $30 \mu\text{m}$ 。在温度校准实验中，需要保证激光束的功率足够小，以尽量减少激光束加热引起的温升对信号产生的影响；在功率校准过程中，最大功率强度低于 8 mW，以避免太大的功率会对石墨烯产生破坏。因为石墨烯具有超薄厚度，聚焦水平的微小变化都会导致拉曼信号的显著变化。因此，在每一次实验中，激光束都聚焦在石墨烯层上，以获得最佳的石墨



烯拉曼信号。此外，考虑到石墨烯的拉曼信号比硅弱得多，使用足够长的积分时间（20 s）来获得更强的拉曼信号，这可以使得在拟合时，拟合的线型更完美。与过去对拉曼峰的拟合处理一样，采用洛伦兹拟合来获得峰值的拉曼位移。此外，每个光谱是 5 次测量的平均结果，最终的拉曼峰的位移也是 5 次独立测量的平均值。实验过程中样品在台上保持稳定，以保证测量的位置一致。样品的退火在真空室中进行，此时压力小于  $10^{-3}$  bar。在退火过程中，样品在 600 K 下连续加热 1 小时，然后缓慢冷却至室温。

## 2 结果和讨论

### 2.1 温度和功率标定

拉曼峰因温度升高而产生红移的现象在许多材料中被广泛观察到<sup>[19,20]</sup>，这主要是由于光学声子非弹性散射的增强导致。对于石墨烯，大量的研究发现 G 峰的红移与温度间的线性关系，2D 峰同样也存在这个关系，并且 2D 峰随温度变化的斜率要大于 G 峰的斜率<sup>[8]</sup>。因此，在本研究中，考虑到 2D 峰更强的温度的敏感性，选择 2D 峰进行温度标定，并通过这个拉曼信号获得对应石墨烯的温度，其温度和拉曼位移之间的关系可以表示为： $\chi_T = \Delta\omega/\Delta T$ ，其中  $\chi_T$  是斜率， $\Delta\omega$  和  $\Delta T$  分别是拉曼位移变化和温升。这个公式并没有考虑非线性变化部分，因为一般只有在应变和较高温度的影响下，拉曼位移才会产生非线性的变化<sup>[21]</sup>。在温度校准过程中，样品被放置在加热台上，其拉曼位移和温度分别由拉曼光谱仪和热电偶来确定。图 3（a）为 Si 峰和 2D 峰的温度校准结果，无论是硅峰，亦或者 2D 峰的拉曼位移都随着温度的升高而单调线性下降，通过拟合得到的 Si 峰和 2D 峰的温度系数  $\chi_T$  分别为  $-0.021 \text{ cm}^{-1}/\text{K}$  和  $-0.092 \text{ cm}^{-1}/\text{K}$ ，这与以前的研究结果一致<sup>[8]</sup>。

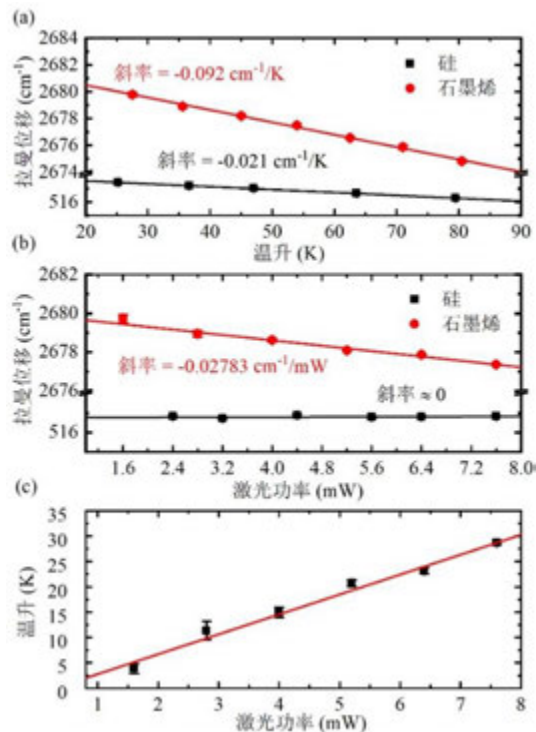


图 3 （a）石墨烯和硅的拉曼位移随硅的线性变化关系 （b）不同功率下的石墨烯和硅的拉曼位移  
（c）根据温度标定确定的不同激光功率下的石墨烯的温升

在激光加热实验中，不同功率的激光将照射到样品的同一位置，以达到加热样品和获取对应拉曼位移的目的。这个过程与温度校准实验相同，只是激光功率发生变化。拉曼位移随激光功率的变化如图 3 (b) 所示，其中最大功率被限制在 8 mW 以下，以避免对石墨烯产生破坏。与温度校准类似，用  $\Delta\omega/\Delta P$  定义的功率系数  $\chi_P$  来描述拉曼位移与激光功率之间的线性关系。对于 2D 峰， $\chi_P$  等于  $-0.02783 \text{ cm}^{-1}/\text{mW}$ ，而对于 Si 峰，即使激光功率达到最大值，也没有产生明显的拉曼位移变化，因此可以近似认为  $\chi_P$  为 0。随后，根据温度校准结果并且结合功率校准结果，拉曼位移被转换为图 3 (c) 所示的相应温升。当激光功率达到最大值 (8 mW) 时，石墨烯的温升大约为 28 K，而对于硅，由于拉曼位移并无明显变化，可以认为硅的温度稳定在室温。

## 2.2 退火对界面热阻的影响

首先，从拉曼测量的温度和上述模型中提取的界面热阻值为  $9.51 \times 10^{-5} \text{ K}\cdot\text{m}^2/\text{W}$ ，这比报道的计算结果高三个数量级。对于实验测量，考虑到样品质量和测量方法的不同，测量的界面热阻值变化范围很大，从  $10^{-3} \text{ K}\cdot\text{m}^2/\text{W}$  到  $10^{-7} \text{ K}\cdot\text{m}^2/\text{W}$  之间变化。例如，Judek 等人<sup>[22]</sup>报告的值是  $5 \times 10^{-7} \text{ K}\cdot\text{m}^2/\text{W}$ ，而 Xu 等人<sup>[23]</sup>测量的值要高得多，为  $1.29 \times 10^{-4} \text{ K}\cdot\text{m}^2/\text{W}$ 。这种差异主要归因于不同的界面情况，Tang 等人<sup>[24]</sup>最近的一项研究发现，只要石墨烯与衬底完全接触，界面热阻可以减少五个数量级。

为了研究界面热阻与退火之间的关系，基底支撑的石墨烯随后依次进行多次的退火和拉曼测量，以获得与退火次数相对应的界面热阻值。图 4 (a) 为在室温下 2D 峰的拉曼位移随退火次数的变化情况，在反复退火后 2D 峰存在明显的蓝移现象。Liu 等人<sup>[25]</sup>首先研究了退火引起的蓝移现象，在 200-600 °C 下退火后，由于氧化过程中的空穴掺杂，G 峰明显地漂移到更高的频率，同时，2D 峰的蓝移现象也在悬浮的石墨烯和有衬底支撑的石墨烯上被观测到。退火后，边界附近的石墨烯和吸附物之间的相互作用得到加强，这导致接近费米能级的带状结构的调制，从而导致费米速度的下降，这反映在拉曼光谱中为 2D 峰漂移到更高的频率<sup>[26]</sup>。应变在这种蓝移现象中同样起着重要作用。在退火或其他热处理后，由于与衬底的耦合<sup>[27]</sup>以及石墨烯和衬底不同热膨胀系数的影响<sup>[28]</sup>，衬底上的石墨烯产生结构变形，应力分布被改变，对应的拉曼位移同样地产生变化。

图 4 (b) 比较了从 1.6 mW 到 7.2 mW 不同激光功率下石墨烯的温升情况，这些石墨烯经历从零到四次不等的退火次数。经过反复退火后，在相同的激光功率下，石墨烯的温升大幅下降。例如，对于第三次退火下的石墨烯，即使用最大的激光功率加热样品，平均温升也只在 2.61 K 左右，而石墨烯在初始状态下的温升接近 30 K。此外，第四次退火后的石墨烯温升值与第三次退火的温升值相似，这表明退火的效果达到饱和。界面热阻的计算结果如图 5 (a) 中所示，与上述温升分析一致。随着退火次数的增加，界面热阻值下降一个数量级，从  $9.51 \times 10^{-5} \text{ K}\cdot\text{m}^2/\text{W}$  降低到  $5.00 \times 10^{-6} \text{ K}\cdot\text{m}^2/\text{W}$ 。退火引起的界面热运输的增强机制是复杂且多方面的，其中一个重要因素是褶皱。在石墨烯生长和转移过程中，褶皱很难避免和消除，尤其是对于大规模生长的石墨烯<sup>[29]</sup>。尽管褶皱在有基底支撑的石墨烯中被广泛观察到，它对界面传热影响的具体研究仍然缺乏。图 5 (b) 展现了通过使用原子力显微镜测量的退火前后石墨烯的表面形貌，左图代表退火前的形貌，另一个表示退火后的形貌。在测量过程中，原子力显微镜选择接触模式而不是敲击或其

他模式，以避免可能出现的伪影。同时，精心选择一个  $1\ \mu\text{m} \times 1\ \mu\text{m}$  的区域，以避免由于转移或保存过程中产生的残留物或颗粒物的影响，使测量更加精确。从图 5 (b) 可以观察到经过 1 小时，600 K 温度下的退火，褶皱虽然仍然存在，但与退火前石墨烯的表面相比，显然石墨烯表面经历一个平整化的过程。具体来说，退火前石墨烯的测量均方根表面粗糙度为 0.609 nm，退火后的石墨烯为 0.433 nm。这种粗糙度的下降表明，经过热处理后，石墨烯表面变得更为平坦和光滑。

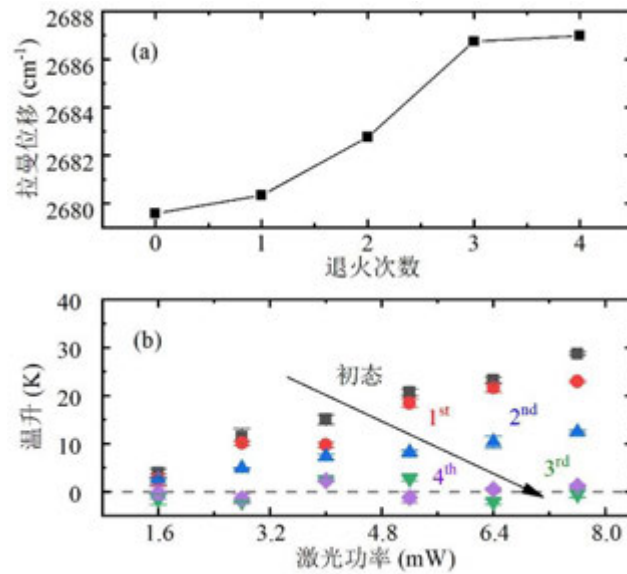


图 4 (a) 不同退火次数下石墨烯 2D 峰的拉曼位移。(b) 不同退火次数下不同激光功率下的石墨烯的温升变化

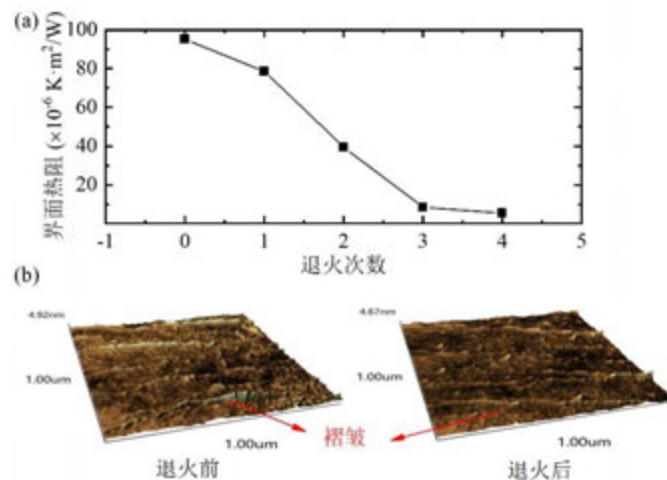


图 5 (a) 多次退火后石墨烯和基底之间的界面热阻变化。(b) 退火前和退火后的通过原子力显微镜拍摄的石墨烯表面形貌

### 3 结论

本文通过采用拉曼热测量方法，系统地研究热处理（退火）对基底支撑的单层石墨

烯界面热运输的影响。通过对基底支撑石墨烯进行数次反复退火,发现测量的石墨烯/硅基底的界面热阻值降低一个数量级,从最初的  $9.51 \times 10^{-5} \text{ K}\cdot\text{m}^2/\text{W}$  降低到  $5.00 \times 10^{-6} \text{ K}\cdot\text{m}^2/\text{W}$ 。界面热阻的初始测量值较大,其主要原因是支撑的石墨烯结构较为松散,石墨烯与基底贴合不紧密导致。对样品施加退火处理后,石墨烯/硅基底的层间热运输大大增强,其主要原因可以归结为退火可以蒸发水层的同时缩短层间距离,更重要的是使单层石墨烯与基底紧密贴合,而不再是松弛的状态。利用原子力显微镜测量的退火前后的石墨烯表面图像直接支持上述原因,退火后的表面更加平整,测量的均方根表面粗糙度从 0.609 nm 降低至 0.433 nm。

### 参考文献

- [1] Meng, J. H.; Wu, H. C.; Wang, L.; Lu, G.; Zhang, K.; Yan, W. M.; Thermal management of a flexible controlled thermoelectric energy conversion-utilization system using a multi-objective optimization, *Applied Thermal Engineering*, 2020, 179: 115721.
- [2] Wang, Q. S.; Ping, P.; Zhao, X. J.; Chu, G. Q.; Sun, J. H.; Chen, C. H.; Thermal runaway caused fire and explosion of lithium ion battery, *Journal of Power Sources*, 2012, 208: 210-224.
- [3] Balandin, A. A.; Ghosh, S.; Bao, W. Z.; Calizo, I.; Teweldebrhan, D.; Miao, F.; Lau, C. N.; Superior thermal conductivity of single-layer graphene, *Nano Letters*, 2008, 8(3): 902-907.
- [4] Li, B. W.; Lan, J. H.; Wang, L.; Interface thermal resistance between dissimilar anharmonic lattices, *Physical Review Letters*, 2005, 95(10): 104302.
- [5] Zheng, Weidong; McClellan, Connor J.; Pop, Eric; Koh, Yee Kan; Nonequilibrium Phonon Thermal Resistance at MoS<sub>2</sub>/Oxide and Graphene/Oxide Interfaces, *Acs Applied Materials & Interfaces*, 2022, 14(19): 22372-22380.
- [6] Villaroman, Daniel; Wang, Xinjiang; Dai, Weijing; Gan, Lin; Wu, Ruizhe; Luo, Zhengtang; Huang, Baoling; Interfacial thermal resistance across graphene/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> and graphene/metal interfaces and post-annealing effects, *Carbon*, 2017, 123: 18-25.
- [7] Li, Q. Y.; Xia, K. L.; Zhang, J.; Zhang, Y. Y.; Li, Q. Y.; Takahashi, K.; Zhang, X.; Measurement of specific heat and thermal conductivity of supported and suspended graphene by a comprehensive Raman optothermal method, *Nanoscale*, 2017, 9(30): 10784-10793.
- [8] Cai, W. W.; Moore, A. L.; Zhu, Y. W.; Li, X. S.; Chen, S. S.; Shi, L.; Ruoff, R. S.; Thermal Transport in Suspended and Supported Monolayer Graphene Grown by Chemical Vapor Deposition, *Nano Letters*, 2010, 10(5): 1645-1651.
- [9] Zhang, L. N.; Zhong, Y.; Qian, X.; Song, Q. C.; Zhou, J. W.; Li, L.; Guo, L.; Chen, G.; Wang, E. N.; Toward Optimal Heat Transfer of 2D-3D Heterostructures via van der Waals Binding Effects, *Acs Applied Materials & Interfaces*, 2021, 13(38): 46055-46064.
- [10] Foley, B. M.; Hernandez, S. C.; Duda, J. C.; Robinson, J. T.; Walton, S. G.; Hopkins, P. E.; Modifying Surface Energy of Graphene via Plasma-Based Chemical Functionalization to Tune Thermal and Electrical Transport at Metal Interfaces, *Nano Letters*, 2015, 15(8): 4876-4882.
- [11] Chen, W.; Zhang, J. C.; Yue, Y. A.; Molecular dynamics study on thermal transport at carbon nanotube

- interface junctions: Effects of mechanical force and chemical functionalization, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2016, 103: 1058-1064.
- [12] Chen, Jie; Walther, Jens H.; Koumoutsakos, Petros; Strain Engineering of Kapitza Resistance in Few-Layer Graphene, *Nano Letters*, 2014, 14(2): 819-825.
- [13] Chen, Cheng-Meng; Huang, Jia-Qi; Zhang, Qiang; Gong, Wen-Zhao; Yang, Quan-Hong; Wang, Mao-Zhang; Yang, Yong-Gang; Annealing a graphene oxide film to produce a free standing high conductive graphene film, *Carbon*, 2012, 50(2): 659-667.
- [14] Ni, Zhen Hua; Wang, Hao Min; Ma, Yun; Kasim, Johnson; Wu, Yi Hong; Shen, Ze Xiang; Tunable Stress and Controlled Thickness Modification in Graphene by Annealing, *ACS Nano*, 2008, 2(5): 1033-1039.
- [15] Chien, H. C.; Yao, D. J.; Huang, M. J.; Chang, T. Y.; Thermal conductivity measurement and interface thermal resistance estimation using SiO<sub>2</sub> thin film, *Review of Scientific Instruments*, 2008, 79(5)
- [16] Yamane, T.; Nagai, N.; Katayama, S.; Todoki, M.; Measurement of thermal conductivity of silicon dioxide thin films using a 3 omega method, *Journal of Applied Physics*, 2002, 91(12): 9772-9776.
- [17] Hao, Y. F.; Wang, Y. Y.; Wang, L.; Ni, Z. H.; Wang, Z. Q.; Wang, R.; Koo, C. K.; Shen, Z. X.; Thong, J. T. L.; Probing Layer Number and Stacking Order of Few-Layer Graphene by Raman Spectroscopy, *Small*, 2010, 6(2): 195-200.
- [18] Ferrari, A. C.; Meyer, J. C.; Scardaci, V.; Casiraghi, C.; Lazzeri, M.; Mauri, F.; Piscanec, S.; Jiang, D.; Novoselov, K. S.; Roth, S.; Geim, A. K.; Raman spectrum of graphene and graphene layers, *Physical Review Letters*, 2006, 97(18): 187401.
- [19] Lee, J. U.; Yoon, D.; Kim, H.; Lee, S. W.; Cheong, H.; Thermal conductivity of suspended pristine graphene measured by Raman spectroscopy, *Physical Review B*, 2011, 83(8): 081419.
- [20] Yan, R. S.; Simpson, J. R.; Bertolazzi, S.; Brivio, J.; Watson, M.; Wu, X. F.; Kis, A.; Luo, T. F.; Walker, A. R. H.; Xing, H. G.; Thermal Conductivity of Monolayer Molybdenum Disulfide Obtained from Temperature-Dependent Raman Spectroscopy, *ACS Nano*, 2014, 8(1): 986-993.
- [21] Tian, S. B.; Yang, Y.; Liu, Z.; Wang, C.; Pan, R. H.; Gu, C. Z.; Li, J. J.; Temperature-dependent Raman investigation on suspended graphene: Contribution from thermal expansion coefficient mismatch between graphene and substrate, *Carbon*, 2016, 104: 27-32.
- [22] Judek, J.; Gertych, A. P.; Swiniarski, M.; Lapinska, A.; Duzynska, A.; Zdrojek, M.; High accuracy determination of the thermal properties of supported 2D materials, *Scientific Reports*, 2015, 5
- [23] Xu, Y. R.; Jiang, J.; Yang, B.; Li, M. D.; Xu, S.; Yue, Y. N.; Comparison of thermal conductance of graphene/SiO<sub>2</sub> and graphene/Au interfaces based on Raman optothermal method, *Materials Research Express*, 2019, 6(11)
- [24] Tang, X. D.; Xu, S.; Zhang, J. C.; Wang, X. W.; Five Orders of Magnitude Reduction in Energy Coupling across Corrugated Graphene/Substrate Interfaces, *Acs Applied Materials & Interfaces*, 2014, 6(4): 2809-2818.
- [25] Liu, L.; Ryu, S. M.; Tomasik, M. R.; Stolyarova, E.; Jung, N.; Hybertsen, M. S.; Steigerwald, M. L.; Brus, L. E.; Flynn, G. W.; Graphene oxidation: Thickness-dependent etching and strong chemical

- doping, Nano Letters, 2008, 8(7): 1965-1970.
- [26] Ni, Z. H.; Wang, Y. Y.; Yu, T.; You, Y. M.; Shen, Z. X.; Reduction of Fermi velocity in folded graphene observed by resonance Raman spectroscopy, Physical Review B, 2008, 77(23)
- [27] Ryu, S.; Liu, L.; Berciaud, S.; Yu, Y. J.; Liu, H. T.; Kim, P.; Flynn, G. W.; Brus, L. E.; Atmospheric Oxygen Binding and Hole Doping in Deformed Graphene on a SiO<sub>2</sub> Substrate, Nano Letters, 2010, 10(12): 4944-4951.
- [28] Yoon, D.; Son, Y. W.; Cheong, H.; Negative Thermal Expansion Coefficient of Graphene Measured by Raman Spectroscopy, Nano Letters, 2011, 11(8): 3227-3231.
- [29] Liu, N.; Pan, Z. H.; Fu, L.; Zhang, C. H.; Dai, B. Y.; Liu, Z. F.; The Origin of Wrinkles on Transferred Graphene, Nano Research, 2011, 4(10): 996-1004.

# 基于单个拉曼峰的功率器件温度、应力原位解耦测量方法

李玉璞, 樊傲然, 张晓宇, 张兴\*

(1 清华大学工程力学系, 热科学与动力工程教育部重点实验室, 北京 100084)

(\*Email: x-zhang@tsinghua.edu.cn)

**摘要:** 原位检测工作条件下功率器件内部温度和热应力变化, 已成为揭示器件失效机理的重要前提。本文提出一种基于单拉曼峰的温度、应力两步解耦测量方法。校准步骤, 在关闭状态下标定器件内不同位置的表观温度-拉曼偏移系数, 与本征偏移系数对比, 确定温度和热应力对单峰位移的贡献比。原位测量步骤, 在工作状态下测量目标半导体层拉曼峰偏移, 确定温度和热应力变化。实验与数值模拟的一致性验证了方法的可靠性和测量精度。

**关键词:** 温度应力解耦, 原位测量, 功率器件, 拉曼光谱

## 0 前言

功率器件是功率转换和电路控制的关键部件, 在电子制造、信息技术和交通运输等领域有着广泛的应用。为了适应工业发展, 功率器件需要在更高的电压和更高的频率下运行[1-3], 这使得器件的工作温度显著升高。以绝缘栅双极晶体管(IGBT)为例, 其在工作状态下的结温可达 175°C。温度已成为 IGBT 故障的最重要因素, 在所有故障中占比 55%[4, 5]。结温过高会加速掺杂剂扩散, 缩短器件寿命[6], 还会引发热应力, 使器件老化甚至疲劳失效[7, 8]。更为复杂的是, 应力的变化还会导致半导体的热物理性质发生变化[9-12]。拉伸应力将显著影响半导体的声子色散关系[13], 引起热导率下降、结温升高。应力和温度之间的相互作用加剧了功率器件内部热优化的难度。揭示温度和应力对功率器件的耦合效应成为了亟待解决的问题[14], 而揭示耦合影响的前提, 则是同时确定功率器件[15]工作时的温度和应力。

研究人员已开发了许多针对温度和应力的测量方法, 主要可分为接触式方法和非接触式方法[16-19]。接触式方法具有较高的测量精度。然而, 由于接触式测量需要依赖热电偶或应变片等接触式传感器, 测量点数量有限, 灵活度不高, 对于原位温度/应力检测并不理想。非接触式方法中, 红外方法和拉曼方法均可分别用于温度和应力测量[20-25]。红外应力测量基于热弹性效应, 这意味着其测定的应力是由测量得到的微弱的温度变化计算获得的[25, 26]。因此, 当温度场和应力场同时存在时, 仅靠红外方法很难将其解耦。同时, 热弹性效应引起的温度变化通常小于 1K, 而功率器件的温升可以超过 100K。相对灵敏度的差异将进一步影响应力和温度的解耦测量。

基金项目: 本文受国家自然科学基金(Nos. 51827807, 52206097, 和 52130602)资助。



作为另一种非接触式方法，拉曼检测对温度和应力的变化都很敏感。研究人员已经提出了几种方案来同时确定器件内部的温度和热应力变化[27]。2007年，Abel等人提出了通过结合半峰全宽（FWHM）和特征拉曼峰的峰位来解耦温度和应力的测量方法[28]。然而，FWHM的测量不确定性很大，显著限制了该方法的应用。Batten等人在2009年提出了一种基于两个拉曼特征峰峰位非线性拟合测量温度、应力的双峰解耦方法[29]。2013年，Choi等人将Batten等人的方法进一步简化为线性双峰解耦方法，可基于预先确定的材料本征温度-拉曼偏移系数和本征应力拉曼位移系数确定温度和应力[30]，有效地缩短了测量时间。2017年，Bagnall等人考虑了电场对拉曼峰位置的影响，进一步提出了一种线性三峰解耦方法，该方法可以根据三个拉曼特征峰的峰位变化，解耦温度、应力和电场的影响[31]。这些方法充分利用了材料的拉曼光谱信息，理论上足以实现温度和热应力的精确解耦测量。

然而，并非所有材料都具有两个或多个具有高信噪比的拉曼特征峰。当测量得到的拉曼特征峰FWHM宽、强度低或与其他拉曼特征峰重叠时，温升和热应力的测量精度将受到显著影响。使用具有最佳信噪比的单个特征峰来同时检测温度和应力，是实现高质量测量的一种更理想的方法。而我们此前进行的温度和应力对拉曼位移的独立影响研究有力证实了单峰检测的可行性[32]。但如何确定温度和热应力对单峰位移的贡献率，仍是一个亟待解决的问题。

为了解决同时测量功率器件中的温度和热应力的难题，本文提出了一种基于单个拉曼峰的两步解耦方法。校准步骤用于测量功率设备处于关闭状态时的表观温度-拉曼偏移系数。通过分析本征温度-拉曼偏移系数和表观温度-拉曼偏移系数之间的差异，可以初步确定温度和热应力的贡献率。在原位测量步骤中，功率器件处于导通状态，测量目标半导体层的拉曼位移，基于校准步骤中确定的温度和热应力的贡献率，可以计算得到器件内的温度分布和应力分布。为了进一步验证方法的可行性和准确性，本文测量了GaN高电子迁移率晶体管（HEMT）在不同的漏源电压下的工作状况，与此前的多峰解耦方法相比，两步解耦方法获得的温度和热应力分布更加合理，与热应力模拟的一致性进一步验证了该方法的可靠性。

## 1 测量原理

拉曼散射是对入射激光的非弹性散射，可以反映被测材料的结构特征。温度和应力都会改变材料的分子极化率，导致拉曼峰的移动[33]。当温度高于200K时，拉曼峰移和温升之间的关系可以被视为线性关系[34, 35]。对于应力，可以通过晶体结构和应力张量来分析其与拉曼峰移的关系。功率器件半导体层的厚度比平面内尺寸小得多。因此，只需考虑平面内双轴应力，而法向应力和剪切应力可以忽略。功率器件中使用的半导体在平面内双轴方向上是各向同性的（ $\sigma_{xx} \approx \sigma_{yy}$ ）[31]。在这种情况下，拉曼峰移和应力之间的关系也可以简化为线性关系。此外，温度和应力对拉曼位移影响的独立性已经得到验证[32]。因此，当温度和应力同时存在时，拉曼峰移、温度上升和热应力变化之间的关系可以描述为方程（1）：

$$\Delta\omega = \Delta\omega_{\Delta T} + \Delta\omega_{\Delta\sigma} = A_i\Delta T + K\Delta\sigma \quad (1)$$

其中,  $\Delta\omega$  是受温升和应力影响的拉曼峰移,  $\Delta\omega_{\Delta T}$  是由温升  $\Delta T$  引起的拉曼峰位移,  $A_i$  是本征温度-拉曼偏移系数,  $\Delta\omega_{\Delta\sigma}$  是由应力变化  $\Delta\sigma$  引起的拉曼峰值位移 ( $\Delta\sigma = \sigma_{xx} + \sigma_{yy}$ ),  $K$  是本征应力-拉曼位移系数。  $A_i$  和  $K$  是被测试材料的固有特性。

### 1.1 校准步骤

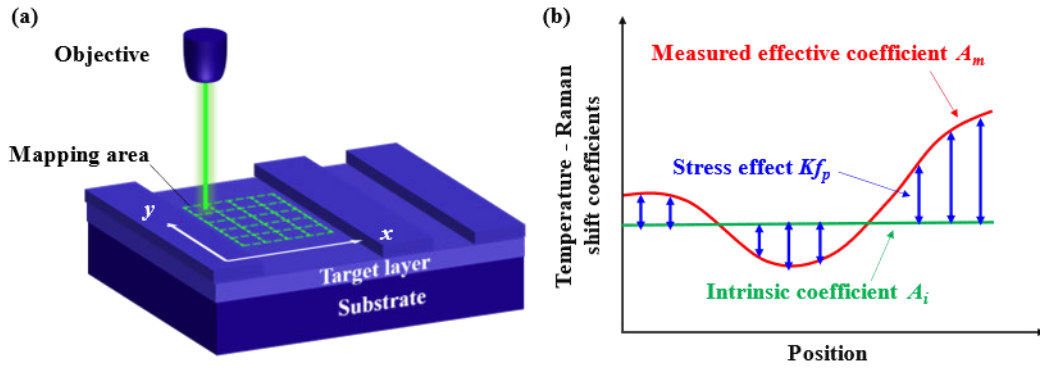


图 1 (a) 校准步骤的测量示意图; (b) 应力变化与温升的比例系数  $f_p$  的测量示意图

Figure 1 (a) Measurement diagram of calibration step; (b) Schematic diagram of the measurement for the proportional coefficient of stress variation and temperature rise,  $f_p$ .

热应力的产生机制决定了其与温升成比例, 且这一比例系数与半导体层的性质、衬底的性质和其他相对结构约束有关。由于电力设备的结构复杂, 不同位置的结构约束可能不同, 因此比例系数将被视为位置  $(x, y)$  的函数。当器件如图 1(a)所示整体加热时, 器件的整体温度发生变化, 目标层的比例系数仅与器件的结构约束以及目标层和衬底的相关物理性质有关, 而与温度无关。将应力变化和温升的比例系数定义为  $f_p = \Delta\sigma/\Delta T$ , 不同位置  $(x, y)$  的拉曼位移可以写成:

$$\Delta\omega(x, y) = A_i\Delta T(x, y) + Kf_p(x, y)\Delta T(x, y) \quad (2)$$

在校准步骤中, 整体加热样品, 并测量不同位置  $(x, y)$  的表观温度-拉曼偏移系数  $A_m$ , 其表示为方程 (3)。同时,  $A_i/A_m$  和  $Kf_p/A_m$  可以分别反映温度和热应力对单峰位移的贡献率。

$$A_m(x, y) = \frac{\Delta\omega(x, y)}{\Delta T(x, y)} = Kf_p(x, y) + A_i \quad (3)$$

因此, 如图 1(b)所示, 当样品中每个目标位置的表观温度-拉曼偏移系数都被标定后, 应力变化和温升的比例系数可以通过方程 (4) 获得。

$$f_p(x, y) = \frac{A_m(x, y) - A_i}{K} \quad (4)$$

## 1.2 原位测量步骤

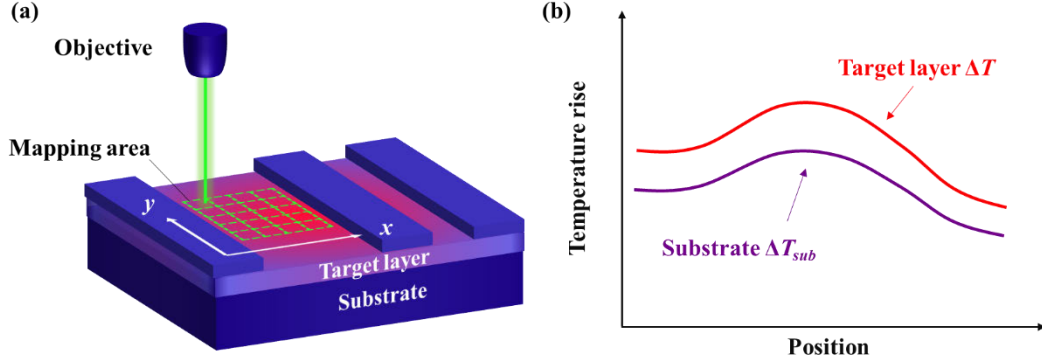


图 2(a)原位测量步骤的测量示意图；(b)目标层和衬底的温度上升曲线示意

**Figure 2** (a) Measurement diagram of in situ measurement step; (b) Schematic diagram of the temperature rise curves of the target layer and the substrate.

器件工作状态下的原位测量步骤如图 2(a)所示。在实际测量中，由于存在界面热阻，半导体层和衬底的温升可能存在一些差异，如图 2(b)所示。因此，需定义一个校正因子  $\xi$  来校正校准步骤中获得的  $f_p$ 。在这种情况下，拉曼位移可以写成：

$$\Delta\omega(x,y) = A_i\Delta T(x,y) + K\xi(x,y)f_p(x,y)\Delta T(x,y) \quad (5)$$

校正因子  $\xi$  则可以通过式(6)求得：

$$\xi = 1 + \frac{\left(\frac{\Delta T_{sub}}{\Delta T} - 1\right)KE\alpha_{sub}}{A_m(x,y) - A_i} \quad (6)$$

其中， $\Delta T_{sub}$  是衬底的温升，可以通过衬底的拉曼位移  $\Delta\omega_{sub}$  和衬底的表观温度-拉曼偏移系数  $A_{m,sub}$  来确定。 $\alpha_{sub}$  是衬底的热膨胀系数， $E$  是目标半导体层的杨氏模量。

自然地，温度上升和应力变化可以通过下式计算：

$$\Delta T(x,y) = \frac{\Delta\omega(x,y)}{\xi(x,y)A_m(x,y) + [1 - \xi(x,y)]A_i} \quad (7)$$

$$\Delta\sigma(x,y) = \frac{\Delta\omega(x,y)\xi(x,y)[A_m(x,y) - A_i]}{[\xi(x,y)A_m(x,y) + [1 - \xi(x,y)]A_i]K} \quad (8)$$

因此，温升和应力的两步测量流程如下：

1) 校准步骤：当电源设备处于 OFF 状态时，改变环境温度，并校准不同位置  $(x, y)$  的表观温度-拉曼偏移系数  $A_m$ 。基于所确定的目标半导体层材料的本征温度和应力拉曼位移系数（分别为  $A_i$  和  $K$ ），可以获得应力变化和温升的比例系数  $f_p$ ，其反映了半导体材料所受的全局约束。

2) 原位测量步骤：当功率器件处于 ON 状态时，测量目标半导体层和衬底的拉曼位

移。根据确定的物理性质，可以定义校正因子 $\xi$ 。通过方程（6-8）的迭代计算来确定温度上升和应力变化。

## 2 测量结果与讨论

选择 GaN HEMT 作为测试样品，包括 GaN 半导体层和 SiC 衬底。样品的形态如图 3(a)所示，测量方向如图 3(b)所示。图 3(c)进一步显示了测试样品的拉曼光谱。由于高强度和高信噪比，GaN 和 SiC 的  $E_2(\text{high})$ 特征峰分别被选为检测传感器。

首先校准待测 HEMT 器件不同位置的表观温度-拉曼偏移系数。环境温度由  $50^\circ\text{C}$ 变化到  $210^\circ\text{C}$ ，沿图 3(b)所示的  $x$  方向检测样品的拉曼光谱信号，并记录 GaN 和 SiC 的峰值位置，其测量结果如图 4 所示。由于通道边缘的光谱信噪比受到了电极金属产生的荧光的影响，因此，选择黄色虚线框内具有高信号质量的测量区域作为分析区域。分析区域中 GaN 和 SiC 的表观温度-拉曼偏移系数如图 5 所示。

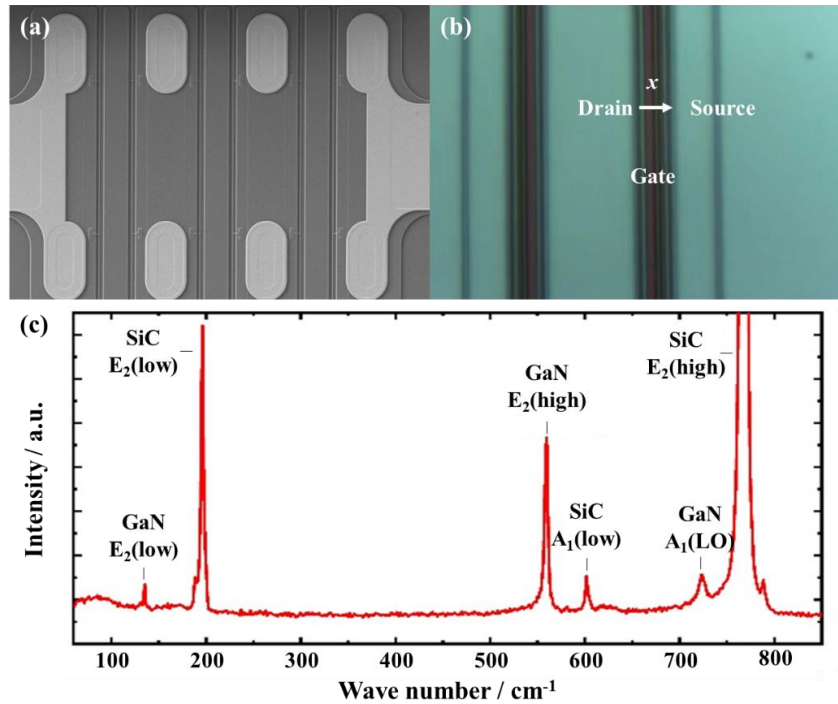


图 3 (a)HEMT 样品；(b)测量区域和方向图；(c)测试样品的拉曼光谱

Figure 3 (a)The morphology of the HEMT sample; (b) diagram of measurement region and direction; (c) Raman spectrum of the tested sample.

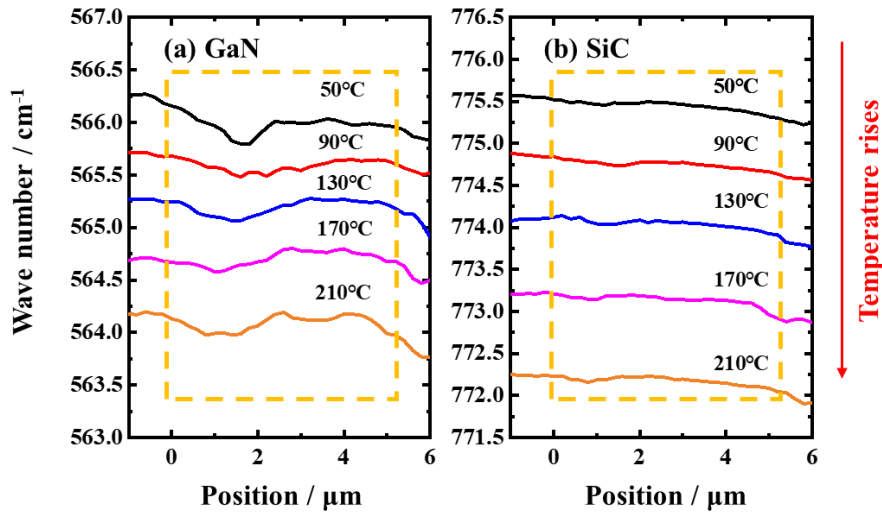


图 4 (a)GaN 和(b)SiC 从 50°C到 210°C的峰位变化

Figure 4 The peak position variations of (a) GaN and (b)SiC from 50 °C to 210 °C.

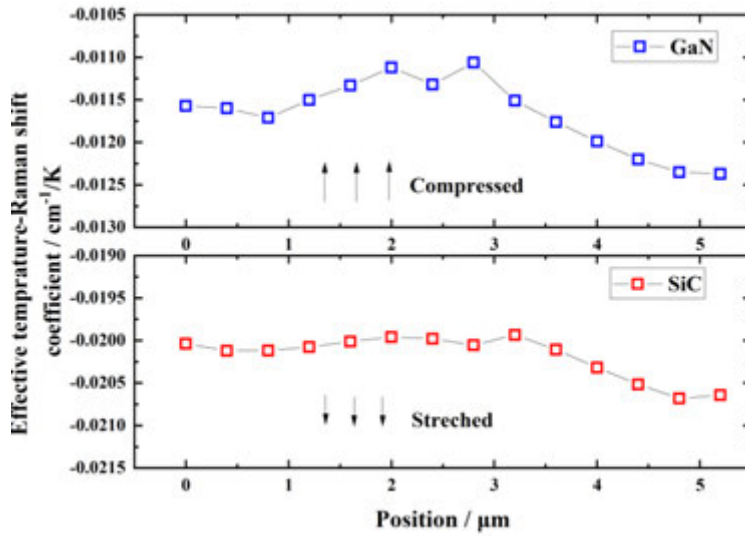


图 5 分析区域中 GaN 和 SiC 的表观温度-拉曼偏移系数

Figure 5 Effective temperature – Raman shift coefficients of GaN and SiC in the analysis area

GaN 和 SiC 的本征温度-拉曼偏移系数分别为  $-0.0142 \text{ cm}^{-1}/\text{K}$ [27] 和  $-0.0151 \text{ cm}^{-1}/\text{K}$ [31]。与图 5 中的结果相比，可以发现，当温度升高时，GaN 的表观温度-拉曼偏移系数大于本体材料的本征温度-拉曼偏移系数，而 SiC 的表观温度-拉曼偏移系数正好相反，表明器件中的半导体和衬底分别被压缩和拉伸。半导体层和衬底层的表观温度-拉曼偏移系数随位置的变化是相似的，而 GaN 的波动更明显，表明由于器件的复杂结构，半导体层的约束变化更多。此外，对于 GaN，如果只有来自 SiC 衬底的约束，则表观温度-拉曼偏移系数将为  $-0.0127 \text{ cm}^{-1}/\text{K}$ [27]。这表明，除了衬底和半导体层之间的热膨胀系数的差异之外，器件的工艺设计还为半导体层提供了显著的附加约束。

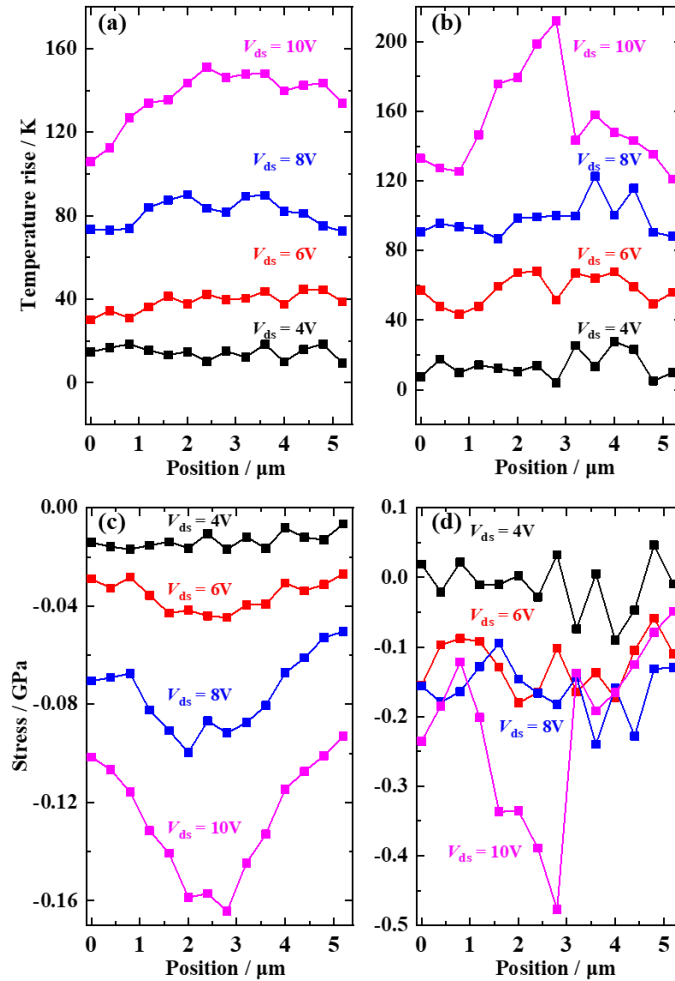


图 6 4V 到 10V 的不同漏源电压下的测量结果，包括通过(a)本方法和(b)此前的双峰解耦法获得的温升分布，及通过(c)本方法与 (d) 双峰解耦法获得的热应力分布

**Figure 6** Measurement results with various drain-to-source voltages from 4V to 10V, including temperature rise distribution obtained by (a) this method and (b) previous two-peak method, and thermal stress distribution obtained by (c) this method and (d) previous two-peak method

在原位测量步骤中，将栅源电压  $V_{gs}$  设置为-3.0V，改变漏源电压  $V_{ds}$ ，并测量 HEMT 的沟道中的温度和应力分布。为了与之前的线性双峰解耦方法进行比较，额外选择 GaN 的  $A_1(\text{LO})$  拉曼峰作为检测峰。对于相同的检测拉曼光谱数据，通过单峰法和双峰解耦法获得的结果如图 6 所示。可以看出，如图 6(a)所示，单峰检测结果具有更好的一致性和连续性，而由于  $A_1(\text{LO})$  的信噪比不佳，双峰检测结果在峰位测量中具有更大的不确定度。当  $V_{ds}$  为 10V 时，温度测量结果具有接近 80K 的急剧阶跃变化，存在明显的不合理性。应力检测结果如图 6(c)所示，通过单峰拉曼检测获得的热应力随着  $V_{ds}$  的增加有规律地增加，且应力集中的位置与器件结构约束非常一致。然而，双峰解耦法的应力结果波动很

大，且随  $V_{ds}$  的变化不遵循单调变化规律。

为了进一步验证测量结果的可靠性，我们建立了 HEMT 器件的温度-应力耦合模型。将热应力-温度比例系数的模拟结果与实验结果进行了比较。模型的几何尺寸由装置的截面 SEM 图像确定。如图 7 所示，模拟结果的归一化热应力-温度比例系数与实验测量结果吻合良好，进一步验证了测量结果的合理性和准确性。

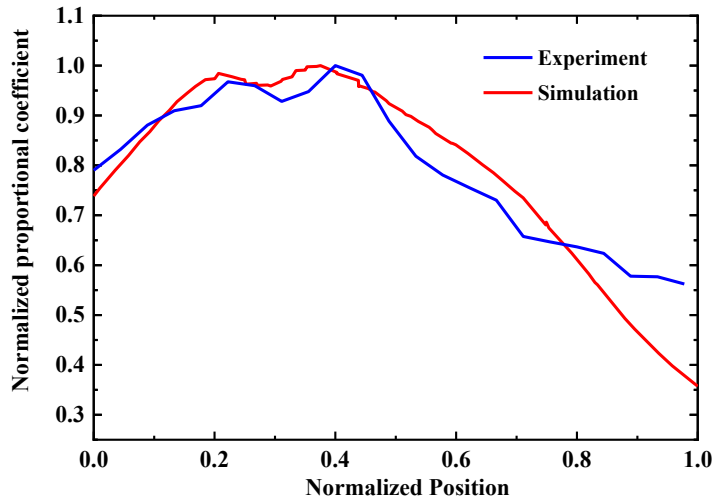


图 7 归一化热应力-温度比例系数的测量结果与模拟结果的比较

Figure 7 Comparison of the measured normalized thermal stress- temperature proportional coefficient with the thermo-stress simulation results

### 3 结 论

为了解决同时测量功率器件中的温度和热应力的问题，本文提出了一种基于单个拉曼峰的两步解耦方法。校准步骤用于测量功率设备处于关闭状态时的表观温度-拉曼偏移系数。分析本征温度-拉曼偏移系数和表观温度-拉曼偏移系数之间的差异，可以确定温度和热应力对单峰位移的贡献率。在原位测量步骤中，功率器件处于导通状态，并且可以测量目标半导体层的拉曼位移。在校准步骤中确定的温度和热应力的贡献率可以随着衬底温度的升高而进一步校正，并且可以计算温度升高和热应力图。该方法已用于确定 HEMT 器件的温升和应力变化，测量得到的归一化热应力-温度比例系数与模拟结果吻合良好。该方法有望为现场测量温度和应力提供一种简单有效的方法，并为进一步分析多物理耦合机制提供可靠的依据。

### 参考文献

- [1] M. Higashiwaki, K. Sasaki, A. Kuramata, T. Masui and S. Yamakoshi. Development of gallium oxide power devices. *physica status solidi (a)*, 2014, 211(1):21-26
- [2] X. She, A. Q. Huang, L. Ó and B. Ozpineci. Review of Silicon Carbide Power Devices and Their Applications. *IEEE Transactions on Industrial Electronics*, 2017, 64(10):8193-8205
- [3] F. Udrea, G. Deboy and T. Fujihira. Superjunction Power Devices, History, Development, and Future

- Prospects. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 2017, 64(3):713-727
- [4] H. Wang, M. Liserre and F. Blaabjerg. Toward Reliable Power Electronics: Challenges, Design Tools, and Opportunities. *IEEE Industrial Electronics Magazine*, 2013, 7(2):17-26
- [5] U. M. Choi, F. Blaabjerg and K. B. Lee. Study and Handling Methods of Power IGBT Module Failures in Power Electronic Converter Systems. *IEEE Transactions on Power Electronics*, 2015, 30(5):2517-2533
- [6] M. Andresen, K. Ma, G. Buticchi, J. Falck, F. Blaabjerg and M. Liserre. Junction Temperature Control for More Reliable Power Electronics. *IEEE Transactions on Power Electronics*, 2018, 33(1):765-776
- [7] W. Wuchen, M. Held, P. Jacob, P. Scacco and A. Birolini. Thermal stress related packaging failure in power IGBT modules. In: *Proceedings of International Symposium on Power Semiconductor Devices and IC's: ISPSD '95*. 1995. 330-334
- [8] F. Perisse, P. Venet, G. Rojat and J. M. Rétif. Simple model of an electrolytic capacitor taking into account the temperature and aging time. *Electrical Engineering*, 2006, 88(2):89-95
- [9] L. Zhu and X. Zheng. Modification of the phonon thermal conductivity in spatially confined semiconductor nanofilms under stress fields. *Europhysics Letters*, 2009, 88(3):36003
- [10] L. Zhu and H. Luo. Phonon properties and thermal conductivity of GaN nanofilm under prestress and surface/interface stress. *Journal of Alloys and Compounds*, 2016, 685:619-625
- [11] W. L. Liu, T. Borca-Tasciuc, G. Chen, J. L. Liu and K. L. Wang. Anisotropic thermal conductivity of Ge quantum-dot and symmetrically strained Si/Ge superlattices. *J Nanosci Nanotechnol*, 2001, 1(1):39-42
- [12] K. D. Parrish, A. Jain, J. M. Larkin, W. A. Saidi and A. J. H. McGaughey. Origins of thermal conductivity changes in strained crystals. *Physical Review B*, 2014, 90(23):235201
- [13] M. H. Grimsditch, E. Anastassakis and M. Cardona. Effect of uniaxial stress on the zone-center optical phonon of diamond. *Physical Review B*, 1978, 18(2):901-904
- [14] D.-S. Tang, G.-Z. Qin, M. Hu and B.-Y. Cao. Thermal transport properties of GaN with biaxial strain and electron-phonon coupling. *Journal of Applied Physics*, 2020, 127(3):035102
- [15] C. Falsetti, M. Sisti and P. F. Beard. Infrared thermography and calibration techniques for gas turbine applications: A review. *Infrared Physics & Technology*, 2021, 113:103574
- [16] M. H. M. Sathik, J. Pou, S. Prasanth, V. Muthu, R. Simanjorang and A. K. Gupta. Comparison of IGBT junction temperature measurement and estimation methods-a review. In: *2017 Asian Conference on Energy, Power and Transportation Electrification (ACEPT)*. Singapore, 2017. 1-8
- [17] K. Dziarski, A. Hulewicz, P. Kuwałek and G. Wiczyński. Methods of Measurement of Die Temperature of Semiconductor Elements: A Review. *Energies*, 2023, 16:2559
- [18] P. J. Withers, M. Turski, L. Edwards, P. J. Bouchard and D. J. Buttle. Recent advances in residual stress measurement. *International Journal of Pressure Vessels and Piping*, 2008, 85(3):118-127
- [19] J. Guo, H. Fu, B. Pan and R. Kang. Recent progress of residual stress measurement methods: A review. *Chinese Journal of Aeronautics*, 2021, 34(2):54-78
- [20] R. Haj-Ali and R. Elhajjar. An infrared thermoelastic stress analysis investigation of single lap shear joints in continuous and woven carbon/fiber epoxy composites. *International Journal of Adhesion and Adhesives*, 2014, 48:210-216



- [21] A. Kus, Y. Isik, M. C. Cakir, S. Coşkun and K. Özdemir. Thermocouple and Infrared Sensor-Based Measurement of Temperature Distribution in Metal Cutting. *Sensors*, 2015, 15:1274-1291
- [22] X. Wu, J. Yu, T. Ren and L. Liu. Micro-Raman spectroscopy measurement of stress in silicon. *Microelectronics Journal*, 2007, 38(1):87-90
- [23] J. Nance, G. Subhash, B. Sankar, R. Haftka, N. H. Kim, C. Deck and S. Oswald. Measurement of Residual Stress in Silicon Carbide Fibers of Tubular Composites Using Raman Spectroscopy. *Acta Materialia*, 2021, 217:117164
- [24] S. Xu, A. Fan, H. Wang, X. Zhang and X. Wang. Raman-based Nanoscale Thermal Transport Characterization: A Critical Review. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2020, 154:119751
- [25] L. Duperrex, R. Pesci, P. Le Boterf and O. Maillart. Simulation and measurement of residual stress and warpage in a HgCdTe-based infrared detector at 100 K. *Materials Science and Engineering: A*, 2021, 813:141148
- [26] G. Pitarresi and U. Galietti. A Quantitative Analysis of the Thermoelastic Effect in CFRP Composite Materials. *Strain*, 2010, 46(5):446-459
- [27] T. Beechem, S. Graham, S. P. Kearney, L. M. Phinney and J. R. Serrano. Invited Article: Simultaneous mapping of temperature and stress in microdevices using micro-Raman spectroscopy. *Rev Sci Instrum*, 2007, 78(6):061301
- [28] M. R. Abel, S. Graham, J. R. Serrano, S. P. Kearney and L. M. Phinney. Raman Thermometry of Polysilicon Microelectro-mechanical Systems in the Presence of an Evolving Stress. *Journal of Heat Transfer*, 2006, 129(3):329-334
- [29] T. Batten, J. W. Pomeroy, M. J. Uren, T. Martin and M. Kuball. Simultaneous measurement of temperature and thermal stress in AlGaIn/GaN high electron mobility transistors using Raman scattering spectroscopy. *Journal of Applied Physics*, 2009, 106(9)
- [30] S. Choi, E. R. Heller, D. Dorsey, R. Vetury and S. Graham. Thermometry of AlGaIn/GaN HEMTs Using Multispectral Raman Features. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 2013, 60(6):1898-1904
- [31] K. R. Bagnall, E. A. Moore, S. C. Badescu, L. Zhang and E. N. Wang. Simultaneous measurement of temperature, stress, and electric field in GaN HEMTs with micro-Raman spectroscopy. *Review of Scientific Instruments*, 2017, 88(11):113111
- [32] Y. Li, A. Fan, Y. Zhang and X. Zhang. Independence verification and decoupling measurement of Raman shift coefficients with coexisting temperature and stress. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2022, 184:122279
- [33] T. Beechem, A. Christensen, S. Graham and D. Green. Micro-Raman thermometry in the presence of complex stresses in GaN devices. *Journal of Applied Physics*, 2008, 103(12)
- [34] P. Mishra and K. P. Jain. Temperature-dependent Raman scattering studies in nanocrystalline silicon and finite-size effects. *Physical Review B*, 2000, 62(22):14790-14795
- [35] R. Cuscó, E. Alarcón-Lladó, J. Ibáñez, L. Artús, J. Jiménez, B. Wang and M. J. Callahan. Temperature dependence of Raman scattering in  $\text{ZnO}$ . *Physical Review B*, 2007, 75(16):165202

# 棒束通道内环状流波状界面行为特点研究

金光远, 王睿, 白镜湖, 杜利鹏, 张文超

(1. 东北电力大学 能源与动力工程学院, 吉林省 吉林市, 132012)

**摘要:** 在常温常压条件下, 对  $3\times 3$  棒束通道中环状流波状界面行为进行了研究, 实验中观察到的典型环状流界面行为有未润湿、剪切流、单一波状流、包状扰动波、带状扰动波和带状扰动波叠加液相丧失共 6 种情况。单一波状流液膜的底层厚度与整体幅值最低, 对应的概率密度最高; 角棒底层液膜频率占比和液膜幅值与边棒相比较低, 但厚度与边棒相差不大。底层液膜出现的小型波状结构频率占比均超过 90%, 液相丧失频率在总的界面频率中占比极低。

**关键词:** 环状流; 界面行为; 棒束通道

## 0 前言

环状流, 作为气液两相流的基本流型之一, 广泛存在于两相流换热器、蒸汽发生器、非能动余热排出系统等热力设备中, 国内学者针对环状流的表现参数开展了大量的研究。近几年, 针对环状流气液微观界面参数测量的研究逐步开展, 多集中于探针测量和可视化研究。

文献[1-3]都应用探针方式直接测量液膜厚度和气液相分布等参数, 结果表明环状流在入口处气液波状界面未完全形成, 波动幅度较小, 在通道中存在充分发展的过程。但探针技术受限于对反应信号的延迟误差, 同时在采集分辨率方面也存在不足, 并不能直观的、准确的反应环状流气液波状界面行为。针对环状流开展的可视化研究参考文献[4-8], 其中, 文献[4-5]通过轴向布置观察技术在实验中捕捉到了包状破裂和带状破裂结构, 并对其发展过程进行了简单记录与分析。Schubring 等利用平面激光诱导荧光显示技术 (PLIF) [6]和高速摄影技术[7]研究环状流气液界面速度特点与受力情况, 得出结论, 传统环状流模型并不能很好预测实际液膜厚度等参数。以上研究大都针对常规圆形通道, 针对棒束通道的研究较少, Pham 等[8]对  $3\times 3$  棒束通道中环状流进行了研究, 实验中观察到了典型的界面表现形式, 但并未对其表现形式进行系统归纳, 也为对环状流的特点进行系统的分析。

针对国内外文献针对棒束通道中环状流气液行为的研究现状, 其气液波状界面特点研究尚不深入, 未能形成系统地研究手段和详尽数据库。本研究使用高速摄影技术, 对  $3\times 3$  棒束通道中环状流气液波状界面行为进行总结, 对不同形式的波状界面行为特点进行分析。

## 1 实验装置

环状流流通截面由有机玻璃做成的壁面围成, 中部隔离棒采用  $3\times 3$  形式布置, 棒束通道截面尺寸如图 1 所示。实验段总长为 2000mm, 高速摄影仪设置在距离进口 1000

mm 处，为保证同时记录边棒和角棒的表面界面行为，选取聚焦面为近壁处 4#边棒和 7#角棒中心连线处（如图 1 布置）。高速摄影仪与光源放置在棒束通道两侧，背光选用均匀板状光源，高速摄影装置在所有实验中确保位置不变，拍摄原理如图 2 所示。高速摄影仪最大能拍摄每秒 5000 帧的动态图像，且每个工况保证连续拍摄不少于 15s。

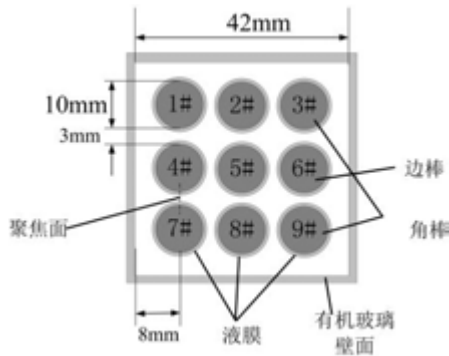


图 1 棒束通道截面图

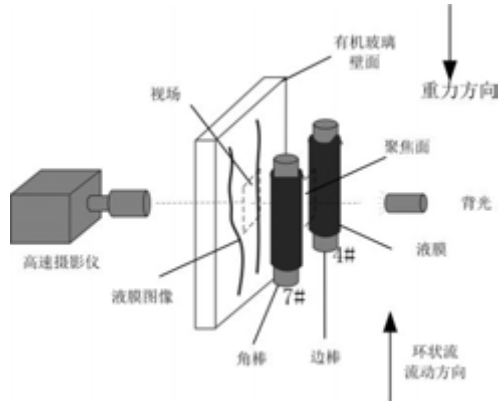


图 2 高速摄影仪系统拍摄原理图

实验系统（如图 3）由空气供应系统系统、水循环系统、实验段主体和测量及采集系统构成。实验工质为常温常压条件下的空气和去离子水。空气经螺杆式气泵压缩后存在储气罐中，设定好供气压力，当储气罐中压力低于设定值时，气泵自动开启向储气罐提供压缩空气。去离子水置于水箱（水箱容积经过测算，能够满足每次实验过程中液相参数保持不变）之内，由离心式水泵提供驱动力，经过滤器、调节阀以及旁通调节可得到目标液相流量值，在混合腔中与气相混合后进入实验段，后返回水箱形成闭式循环。

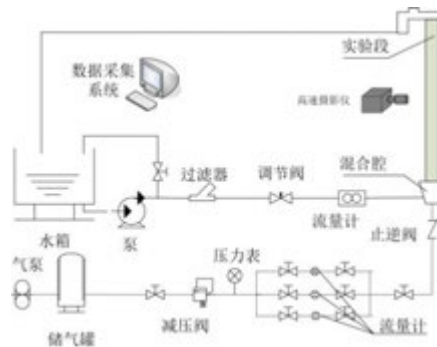


图 3 实验系统图

实验时，保证气相和液相流量不变，使通道中形成两相环状流动并保持稳定，开启高速摄影记录流型，同时记录流量信息，保证取得足够实验数据后调整气相或液相流量进行下一个工况的实验，直至所有设定工况均测量完毕。测量及采集系统中，水流量和气流量分别采用不同科式力质量流量计测得，精度分别为 0.1 级和 0.2 级；所有数据均通过计算机统一采集获得。

## 2 图像数据处理

通过高速摄影系统获取的原始图像需要通过计算机处理获得实际气液界面行为、液膜厚度和干扰波频率等结果。高速摄影图像处理过程参考图 4，具体处理过程如下：

- (1) 获取含边棒和角棒的气液界面行为原始图像；
- (2) 原始图像分割，旋转（边棒图像进行镜像处理）获得 500 像素×150 像素大小的基本图像。
- (3) 辨认气液相边界，实验主要关注气液波状界面行为，因此忽略中央区域的液滴边界捕捉。
- (4) 固化气液边界，将图像转化成气液相的黑白图。
- (5) 获取环状流气液界面行为重要参数信息。

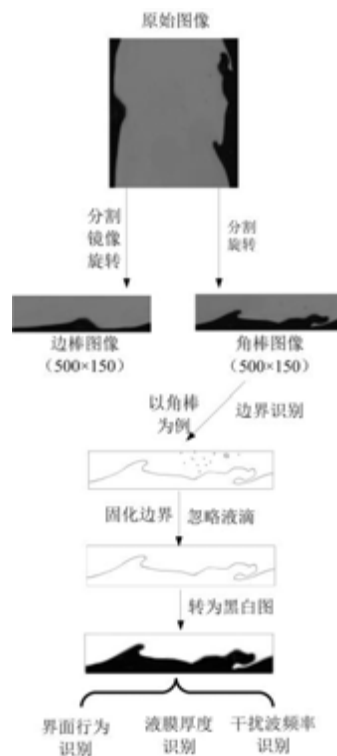


图 4 高速摄影图像处理过程

液膜厚度通过读取界面上的点距离隔离棒壁面的距离获得，干扰波频率则通过读取液膜厚度变化的局部最值点方法获取，获取基础数据后，通过计算机统计方法获取高度或频率的分布情况，借此反应不同气液界面行为特点。

### 3 实验结果分析

#### 3.1 棒束通道中环状流不同界面行为

实验中观察到的典型环状流界面行为有未润湿、剪切流、单一波状流、包状扰动波、带状扰动波和带状扰动波叠加液相丧失共计 6 种情况，在设定的气相和液相折算速度工况条件下，边棒和角棒虽然存在液膜厚度和干扰波频率的轻微差别，但在气液界面行为

判别具有一致性，因此可作为一类界面行为进行分析，不同界面行为如图 5 所示。

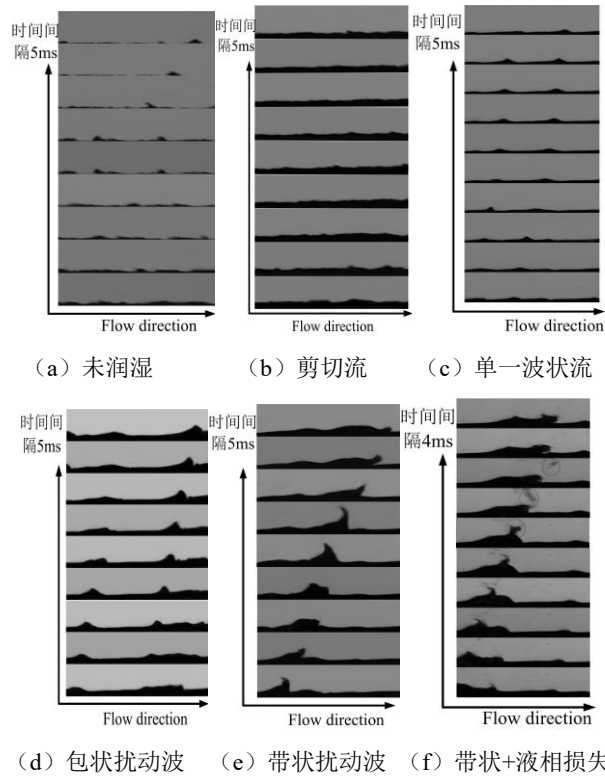


图 5 棒束通道中环状流不同界面行为示意图

未润湿 (Non-wetting) 是棒束通道中环状流较为极限的工况，仅当气相速度远大于液相速度时出现，认为液相间断性的润湿棒束表面，多以无规律的小波纹形式存在。剪切流 (Shearing) 是典型的环状流气液界面形态，是绝大多数环状流模型的基础，气液界面形成的波纹较小，波动幅值极低。单一波状流 (Single-wave) 是指高速气相引起液膜高度较高、周期性出现并能稳定存在的波状结构。包状扰动波 (Bag-shaped disturbance-crest) 在界面顶部出现的扰动波，其周期性不强，不能稳定存在。带状扰动波 (Ligament-shaped disturbance-crest) 与包状扰动波的区别主要是扰动波的尺寸与形态，其高度较高，向两侧液膜高速下降迅速，甚至出现底部液膜为中空的情况。当液相含量较多，在高速气流作用下，气液界面无法维持完整性，部分液相脱离液相表面进入气芯中，由于液相丧失前都为带状扰动波形式，称为带状扰动波叠加液相丧失 Liquid-loss+Ligament-shaped disturbance-crest。实验工况及棒束通道中环状流流型图如图 6 (横纵坐标分别为气相与液相折算速度) 所示。

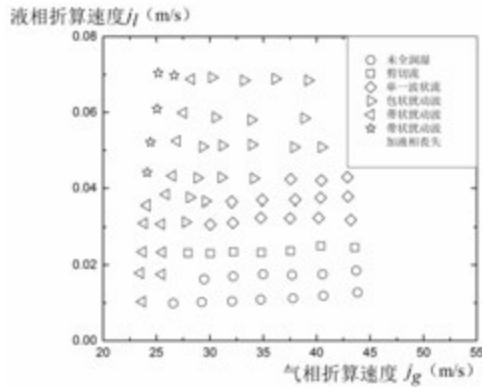


图 6 棒束通道中环状流流型图

界面出现的行为主要通过界面上产生的波状结构不同而形成，由于未润湿工况存在范围较小，而剪切流对应的环状流模型已经较为完善，这一部分主要讨论单一波状流、包状扰动波、带状扰动波和带状扰动波叠加液相丧失产生的原因。根据文献[8-11]的研究结果以及分析综合考虑，界面上产生的小幅值的波动可以通过开尔文-亥姆霍兹不稳定性来解释<sup>[12-15]</sup>；而大幅度的波动的原因主要由于气相高速湍动引起，当气相高速湍动时，产生垂直于宏观流动方向上的突然下降式冲击，由于液膜厚度不高，这种冲击作用与液相并很快引起棒束表面的反作用力，使得一部分液体向气相中心移动，产生扰动波。因此，不同形式的波状界面可以认为是液相对气相湍动能容纳能力的表观体现，当气相湍动能不高时，产生单一波状流和包状扰动波，当气相湍动能较高时，产生带状扰动波，甚至当液相容纳的能量超过界面和底层液膜的束缚能力，产生液相丧失情况。

### 3.2 波状界面液膜特性分析

选取单一波状流、包状扰动波、带状扰动波和带状扰动波叠加液相丧失共计 4 种波状界面，对其液膜厚度进行概率密度统计，图 7 和图 8 分别给出边棒和角棒中波状界面液膜厚度概率密度分布的情况。

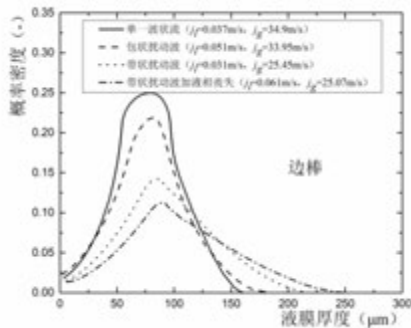


图 7 边棒中波状界面液膜厚度概率密度图

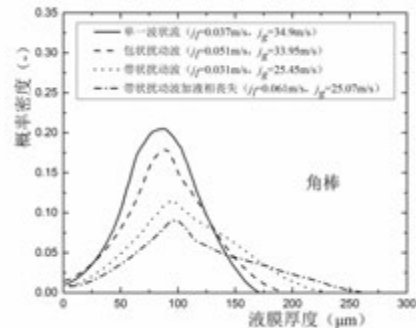


图 8 角棒中波状界面液膜厚度概率密度图

以上两图的横坐标为液膜厚度的值，纵坐标为出现对应液膜厚度的概率密度值，概率密度图中最高点的横坐标体现了底层液膜厚度的平均值，纵坐标则体现了底层液膜出现的概率；概率密度图与横轴交点则体现了波状界面液膜厚度的最大值。结合概率密度图的最高点和与横轴交点分析即可得到整体波状界面的液膜特性。

由图 7 和图 8 可以发现，在边棒和角棒的 4 种波状界面统计结果中，单一波状流的底层液膜厚度最低，对应的概率密度最高；包状扰动波、带状扰动波和带状扰动波叠加液相丧失工况底层液膜厚度依次略有增加，对应概率密度依次降低。波状界面厚度的最大值体现了具体界面形态的幅值，单一波状流对应的幅值最低，包状扰动波、带状扰动波和带状扰动波叠加液相丧失工况则依次升高，这一点与上一节中关于界面行为成因的讨论结果一致。同时结合单一工况条件下边棒和角棒的对比可以发现，在所有的波状界面结果中，角棒底层液膜频率占比与边棒相比较低，但厚度与边棒相差不大；液膜厚度最高处则是角棒中略高。

### 3.3 波状界面干扰波频率特性分析

棒束通道中环状流不同界面行为的分类中的波状界面的 4 种结构，并不只存在一种形式的界面形式，原始图像的处理过程也包含对波状界面频率特性的捕捉，对边棒和角棒上出现的 4 种波状界面行为中所有的界面频率特性结果如表 1 所示。

表 1 波状界面频率特性

流型	液相折算速度 (m/s)	气相折算速度 (m/s)	频率 (Hz)					
			SSW	SW	BD	LD	LL	
边棒	SW	0.037	34.9	283	24	—	—	—
	BD	0.051	33.95	364	—	29	—	—
	LD	0.031	25.45	325	—	—	31	—
	LL+LD	0.061	25.07	358	—	—	35	6
角棒	SW	0.037	34.9	296	26	—	—	—
	BD	0.051	33.95	385	—	32	—	—
	LD	0.031	25.45	343	—	—	33	—
	LL+LD	0.061	25.07	382	—	—	36	7

表中：SSW- 小尺度波；SW- 弹一波；BD- 包状扰动波；LD-带状扰动波；LL- 液相丧失

由波状界面频率特性结果可以看出，在边棒和角棒的单一波状流、包状扰动波、带状扰动波和带状扰动波叠加液相丧失共计 4 种工况中，底层液膜出现的开尔文-亥姆霍兹不稳定性产生的小型波状结构占比均超过 90%，在单一波状流、包状扰动波、带状扰动波 3 种工况中，均出现小尺度波与对应工况的特征扰动波两种形式存在，且扰动波频率占比约为 7%~10%。在带状扰动波叠加液相丧失工况中，液相丧失频率包含于带状扰动波频率中，在总的界面频率中占比极低。

综上所述，棒束通道中环状流的模型化需结合波状界面类别进行，需同时考虑特征扰动波与底层小型波状结构两种形式的界面，后续将结合不同形式的工况进行更细致的

定量研究，为棒束通道中环状流的模型化提供更多的数据支撑和理论分析。

#### 4 结论

(1) 实验中典型环状流界面行为有未润湿、剪切流、单一波状流、包状扰动波、带状扰动波和带状扰动波叠加液相丧失共计 6 种情况，界面上产生的小幅值的波动可以通过开尔文-亥姆霍兹不稳定性来解释；而大幅度的波动的原因主要由于气相高速湍动引起，不同形式的波状界面可以认为是液相对气相湍动能容纳能力的表现体现。

(2) 单一波状流的底层液膜厚度与整体液膜幅值最低，对应的概率密度最高；包状扰动波、带状扰动波和带状扰动波叠加液相丧失工况底层液膜厚度依次略有增加，对应概率密度依次降低。角棒底层液膜频率占比和液膜幅值与边棒相比较低，但厚度与边棒相差不大。

(3) 波状界面频率特性分析结果表明，底层液膜出现的小型波状结构占比均超过 90%，在单一波状流、包状扰动波、带状扰动波 3 种工况中，均出现小型波状结构与对应工况的特征扰动波两种形式存在，且扰动波频率占比约为 7%~10%；液相丧失频率在总的界面频率中占比极低。

#### 参考文献

- [1] Damsohn, M.. Liquid films and droplet deposition in a BWR fuel element[D]. Switzerland.Technical University Clausthal, Zurich, 2011.
- [2] Feldhaus, G., Azzopardi, B.J., Zeggel, W.. Annular flow experiments in rod bundles with spacers[J].. Nucl. Eng. Des. 2002,213:199-207.
- [3] Zhao, Y., Markides, C.N., Matar, O.K., Disturbance wave development in two-phase gas-liquid upwards vertical annular flow[J]., Int. J. Multiphase flow,2013,55:111-129
- [4] Hewitt, G.F., Whalley, P.B., Advanced optical instrumentation methods[J].. Int. J. Multiphase flow,1980,6:139-156.
- [5] Badie, S., Lawrence, C.J., Hewitt, G.F.. Axial viewing studies of horizontal gas-liquid flows with low liquid loading[J].. Int. J. Multiphase flow,2001,27:1259-1269.
- [6] Schubring, D., Ashwood, A.C., Shedd, T.A., Planar laser-induced fluorescence (PLIF) measurements of liquid film thickness in annular flow. Part I: Methods and data[J].. International Journal of Multiphase Flow,1968,36, 815-824.
- [7] Schubring, D., Shedd, T.A., Hurlburt, E.T., Studying disturbance waves in vertical annular flow with high-speed video[J].. Int. J. Multiphase flow,2010,36:385-396.
- [8] Son H. Pham, Zensaku Kawara, Measurements of liquid film and droplets of annular two-phase flow on a rod-bundle geometry with spacer[J].. Int. J. Multiphase flow, 2015, 70:35-57
- [9] Fulgosi, M., Lakehal, D., Banerjee, S. Direct numerical simulation of turbulence in a sheared air water flow with a deformable interface. [J]. J. Fluid Mech, 2003,482, 319-345.
- [10] Yamamoto, Y., Kunugi, T..Direct numerical simulation of a high-Froude number turbulent



- open-channel flow[J]. Phys. Fluids, 2011, 23: 108-125.
- [11] Okuda, K., Kawai, S., Tokuda, M.. Detailed observation of the windexerted surface flow by use of flow visualization methods[J]. J. Oceanographical Soc. Japan 1976, 32: 53-64.
- [12] Zhenyi Guo, David F. Fletcher, Brian S. Haynes, Numerical simulation of annular flow hydrodynamics in microchannels[J]., Computers & Fluids, 2016, 133: 90-102
- [13] Sergey V. Alekseenko, Andrey V. Cherdantsev, Mikhail V. Cherdantsev, Sergey V. Isaenkov, Dmitriy M. Markovich, Study of formation and development of disturbance waves in annular gas-liquid flow[J]., Int. J. Multiphase flow, 2015, 77: 65-75
- [14] Liang-ming Pan, Hui He, Peng Ju, Experimental study and modeling of disturbance wave height of vertical annular flow[J]., Int. J. Heat Mass Tran., 2015, 89: 165-175
- [15] Jeffrey W. Lane, David L. Aumiller Jr. A self-consistent three-field constitutive model set for predicting co-current annular flow[J]., Nucl. Eng. Des., 2010, 240: 3294-3308

# 基于逆向蒙特卡洛法仿真海面背景下舰船 目标红外热像

石兴亮, 王成安\*, 李瑜

(哈尔滨工业大学(威海), 新能源学院, 山东 威海 264209)

Tel:13793384090 E-mail: [chengan.wang@hitwh.edu.cn](mailto:chengan.wang@hitwh.edu.cn)

**摘要** 随着红外探测技术的进步, 研究背景海面及舰船的红外辐射特性对识别舰船有着极其重要的军事意义。本文基于 Blender 软件模拟海面风速为 6 m/s 的背景粗糙海面, 利用 CFD 软件计算舰船模型表面温度分布; 考虑海面粗糙度对发射率的影响; 基于逆向蒙特卡洛(RMC)射线跟踪法, 计算 8-12  $\mu\text{m}$  波段在不同探测高度、角度及相机焦距条件下海面舰船目标红外热像。研究结果表明粗糙海面背景下的舰船辐射亮度随着探测高度增加, 舰船整体辐射亮度减小; 不同探测角度, 捕捉到的舰船热像轮廓不同; 随相机焦距增加, 捕捉到舰船红外热像越明显。

**关键词** 逆向蒙特卡洛法; 红外热像; 粗糙海面; 舰船目标

## 0 引言

维护海洋权益是一个国家重要战略, 探测识别舰船目标在军事侦察中极其重要, 红外辐射探测技术具有作用距离远、可识别伪装、抗干扰能力强、全天候工作等优点, 在识别舰船侦察中表现突出。美国最新研究的红外探测设备最高分辨率可达  $0.001^\circ\text{C}$ <sup>[1]</sup>。

国外率先展开红外辐射研究, Arnold<sup>[2]</sup>等人研究提出了计算大气吸收和散射的方法。Wayne<sup>[3]</sup>等人提出海面红外目标成像仿真模型, 结合海洋环境背景, 考虑海面粗糙度和双向分布函数等, 通过光线追踪计算了海面的散射。Cox 和 Munk<sup>[4]</sup>提出了 Cox-Munk 粗糙海面模型, 将海面离散成多个小波面, 小面元可看作镜面, 根据统计学规律得出与风速相关的面波面坡度概率分布函数。对于粗糙海面发射率, Masuda<sup>[5]</sup>提出了基于风速和风向的各向异性粗糙海面坡度分布模型海面发射率模型。Borckelman<sup>[6]</sup>等人对不同海况海浪的遮蔽效应进行实验, 提出了发射率及反射率的修正因子。娄树理<sup>[7]</sup>等人基于 Cox-Munk 海面模型, 考虑风速、风向、遮挡效应等因素, 推导出各向异性粗糙海面红外反射率和发射率。X Wu<sup>[8]</sup>等人通过研究粗糙海面发射率, 对 8-13  $\mu\text{m}$  波段的红外辐射发射率计算验证。

陈翹<sup>[9]</sup>等人通过模拟舰船各部位表面温度分布, 考虑环境、天空等因素, 仿真海面舰船多波段动态红外热图。任海刚<sup>[10]</sup>等通过海面舰船红外仿真平台, 模拟在不同天气条件的目标红外热成像。李振环<sup>[11]</sup>利用 OpenGL 完成舰船目标各方向探测消隐, 基于网格裁剪法完成舰船目标热成像。陈斌<sup>[12]</sup>等人通过蒙特卡洛法模拟了不同探测高度和角度的海面背景下舰船红外热像。Li<sup>[13]</sup>等人通过有限体积法建立 SUBOFF 数学模型, 结合重叠网络技术模拟潜航体, 结果表明回转体后的转弯侧和偏航侧的热尾流上升至水面时, 形成两个高温热点组成的弧形温度异常区。黄子亮<sup>[14]</sup>等人分析粗糙海面辐射传输特性, 研究粗糙海面及潜艇尾迹高度场分布, 模拟不同海洋背景和探测高度的红外辐射亮度。

本文基于以上研究成果, 建立粗糙海面背景下舰船目标模型, 通过计算粗糙海面发射率, 分析舰船模型表面温度分布, 利用 Band Approximation Method 计算辐射力, 考虑辐射传输过程中多种影响因素, 基于逆向蒙特卡洛法编写程序, RMC 法减少所需发射的能量光束, 降低了计算量, 具有更高的计算效率。通过计算不同探测高度、角度及相机焦距下海面舰船红外热像, 最终得出不同探测条件下海面背景舰船目标红外辐射亮度分布。

# 1 红外辐射传输模型

## 1.1 探测器接收到总红外辐射能量

红外辐射热成像仿真数理模型中，探测器接受的总辐射能量包含目标物自身辐射、天空辐射、太阳辐射、海面辐射。红外辐射探测流程如图 1 所示：

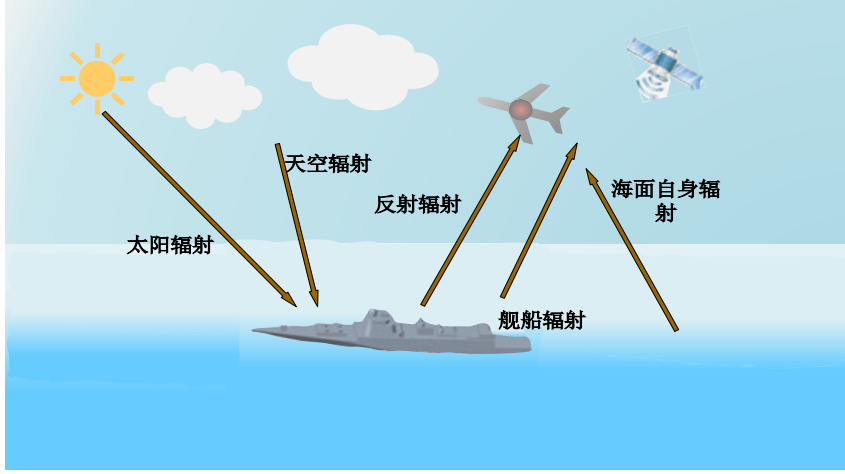


图 1 红外辐射探测示意图

探测器接收不同辐射热源的总辐射能量建立数理模型，表达式如下：

$$L_{\text{detector}}(\theta_i, \varphi_i, \theta_s, \varphi_s, \lambda) = \tau(\lambda)[L_{\text{sea}}(\lambda) + L_{\text{ship}}(\lambda) + L_{\text{sky}}(\lambda) + L_{\text{sun}}(\lambda)] + L_{\text{path}}(\lambda) \quad (1)$$

式中： $L_{\text{detector}}(\theta_i, \varphi_i, \theta_s, \varphi_s, \lambda)$  为探测器接收到的总辐射能量； $\theta_i$  为入射光线的天顶角； $\varphi_i$  为入射光线的方位角； $\theta_s$  为探测器到目标面元方位角； $\varphi_s$  为探测器到目标面元方位角； $\lambda$  为光线波长； $\tau(\lambda)$  为目标面到探测器的大气穿透率； $L_{\text{sea}}(\lambda)$  为海面自身辐射力； $L_{\text{ship}}(\lambda)$  为舰船自身辐射力； $L_{\text{sky}}(\lambda)$  为海面及舰船目标射天空辐射能量； $L_{\text{sun}}(\lambda)$  为海面及舰船目标反射太阳辐射能量； $L_{\text{path}}(\lambda)$  为海面到探测器之间大气向探测器辐射的辐射能量。

海面及舰船红外辐射亮度  $L(\lambda)$  由 Band Approximation Method<sup>[15]</sup> 公式计算，公式如下：

$$\sum_{j=1}^N \left[ \delta_{ij} - (1 - \rho_j^{s(m)}) \cdot F_{i-j}^{s(m)} \right] \cdot E_{bj}^{(m)} = \sum_{j=1}^N \left[ \frac{\delta_{ij}}{\varepsilon_j^{(m)}} - \frac{\rho_j^{d(m)}}{\varepsilon_j^{(m)}} \cdot F_{i-j}^{s(m)} \right] \cdot q_j^{(m)} + H_{oi}^{s(m)} \quad (2)$$

$$i = 1, 2, 3, \dots, N, \quad m = 1, 2, \dots, M; \quad (2)$$

$$E_{bj} = \sum_{m=1}^M E_{bj}^{(m)}, \quad q_j = \sum_{m=1}^M q_j^{(m)}, \quad H_{oi}^s = \sum_{m=1}^M H_{oi}^{s(m)} \quad (3)$$

$$E_{bj}^{(m)} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_{b\lambda j}^{(m)} d\lambda = [f(\lambda_{c2} T_j) - f(\lambda_{c1} T_j)] \cdot E_b \quad (4)$$

$$E_b = \sigma T^4 \quad (5)$$

$$L_{\text{sea}}(\lambda) = \varepsilon(\lambda) \cdot E_{bj} \quad (6)$$

式中： $\delta_{ij}$  为克罗内克符号； $\rho_j^{s(m)}$  为  $j$  面第  $m$  波段间镜面反射率； $F_{i-j}^{s(m)}$  为  $i$  与  $j$  面第  $m$  波段间角系数； $E_{bj}^{(m)}$  为  $j$  面第  $m$  波段间自身辐射亮度； $\varepsilon_j^{(m)}$  为  $j$  面第  $m$  波段间自身发射率； $\rho_j^{d(m)}$  为  $j$  面第  $m$  波段间漫反射率； $q_j^{(m)}$  为  $j$  面  $m$  波段的自身辐射能量； $H_{oi}^{s(m)}$  为背景对  $j$  面  $m$  波段的辐射亮度； $E_{bj}$  为  $j$  面所测波段的自身辐射亮度； $q_j$  为  $j$  面所测波

段的自身辐射能量； $H_{oi}^s$  为外界对  $j$  面所测波段的辐射亮度； $f(\lambda_{c2}T_j)$  黑体辐射函数； $E_b$  黑体辐射力； $\sigma$  为黑体辐射常数，其值为  $5.67 \times 10^{-8} \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K}^4)$ ； $T$  为面元绝对温度，单位为 K。

## 1.2 海面发射率

### 1.2.1 平静海面发射率

静海面可看作为镜面，海面光辐射的反射遵循 Fresnel 定律，海面反射率为  $\rho$ ，菲涅耳反射系数垂直方向的极化分量为  $\rho_{\perp}$ ，水平方向上极化分量为  $\rho_{\parallel}$ 。满足以下关系式<sup>[16]</sup>：

$$\rho_{\perp}(\theta_1, \theta_2) = \frac{n_1 \cdot \cos \theta_1 - n_2 \cdot \cos \theta_2}{n_1 \cdot \cos \theta_1 + n_2 \cdot \cos \theta_2} \quad (7)$$

$$\rho_{\parallel}(\theta_1, \theta_2) = \frac{n_2 \cdot \cos \theta_1 - n_1 \cdot \cos \theta_2}{n_2 \cdot \cos \theta_1 + n_1 \cdot \cos \theta_2} \quad (8)$$

式中： $\theta_1$  为入射角； $\theta_2$  为折射角； $n_1$  为大气的折射率，通常认为 1； $n_2$  为海水折射率，与波长  $\lambda$  有关。

由 Snell 定律可得入射角和折射角的关系：

$$\theta_2 = \sin^{-1} \left( \frac{n_1}{n_2} \cdot \sin \theta_1 \right) \quad (9)$$

海面反射率<sup>[17]</sup>：

$$\rho(\theta_1, \theta_2) = \frac{1}{2} (|\rho_{\perp}|^2 + |\rho_{\parallel}|^2) \quad (10)$$

### 1.2.2 粗糙海面发射率：

风浪存在时，海面呈现一定的粗糙性，海浪的高低及海面粗糙度影响海面发射率。对粗糙海面进行网格划分为连续足够小的三角形面元组成，把每个三角形小波面看做为平面，且满足 Fresnel 定律，研究其反射率。建立海面坐标系，X、Y 轴坐标系在水平面上，Z 轴方向指向天顶角，坐标原点位于海面上。 $\mathbf{i}$  为入射光线方向， $\mathbf{s}$  为反射光线方向， $\mathbf{n}$  为面元法向量， $\theta_i$  为入射方向天顶角， $\theta_s$  为反射方向天顶角， $\theta_n$  为面元法向量与 Z 轴的夹角， $\varphi_i$  为入射方向方位角， $\varphi_s$  为反射方向方位角， $\omega_1$  为入射光线与波面元法向量的夹角， $\omega_2$  为入射光线与波面元法向量的夹角，波面与水平面的夹角为  $\beta$ ，坡度在水平面的投影和 Y 轴的夹角为  $\alpha$ 。

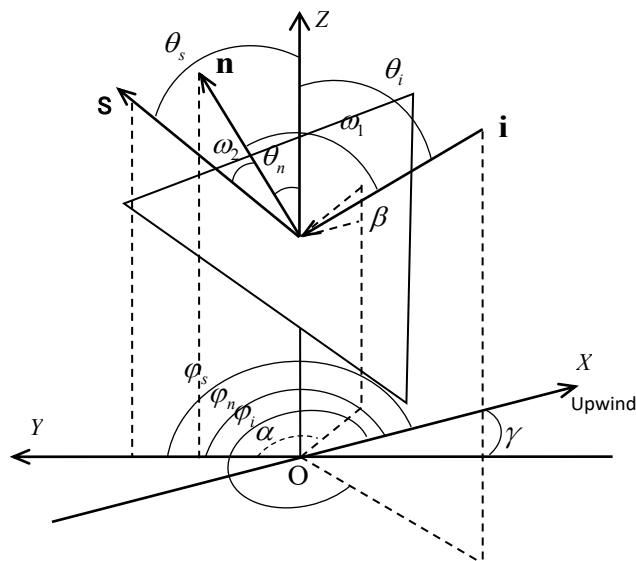


图2 粗糙海面几何面元

坡面坡度  $s$  在  $X$ 、 $Y$  轴上的分量为  $S_x$ 、 $S_y$ （定义为波面元和坐标平面  $ZOX$ 、 $ZOY$  的交线与  $X$ 、 $Y$  轴之间的夹角的正切）等于：

$$s_x = \frac{\partial z}{\partial x} \cdot \tan\beta \cdot \sin\alpha = \frac{\sin\theta_i \cdot |\cos(\varphi_i - \varphi_s)|}{\cos\theta_i - \cos\theta_s} \quad (11)$$

$$s_y = \frac{\partial z}{\partial y} \cdot \tan\beta \cdot \cos\alpha = \frac{\sin\theta_s \cdot \sin\theta_i \cdot |\cos(\varphi_i - \varphi_s)|}{\cos\theta_i - \cos\theta_s} \quad (12)$$

$s_x$ 、 $s_y$  描述为入射光线的天顶角  $\theta_i$ 、方位角  $\varphi_i$ 、反射光线的天顶角  $\theta_s$  的函数：

海面坡度概率分布公式  $P_{(s_x, s_y)}$  为：

$$P_{(s_x, s_y)} = \frac{1}{2\pi\sigma^2} \exp\left[-\frac{s_x^2 + s_y^2}{2\sigma^2}\right] = \frac{1}{2\pi\sigma^2} \exp\left[-\frac{\tan^2\theta_n}{2\sigma^2}\right] \quad (13)$$

式中  $\sigma$  为面元坡度标准偏差，与风速  $u$  有关，关系为：

$$\sigma^2 = 0.003 + 0.00512 \cdot u \quad (14)$$

可得海面反射率随方向变化的分布函数：

$$\rho(\theta_i, \theta_s, \varphi_i, \varphi_f) = \frac{\pi P_{(s_x, s_y)} \cdot \rho(\omega)}{4 \cos\theta_s \cdot \cos^4\beta} \quad (15)$$

$\rho(\omega)$  根据式 (10) 计算。

考虑海面对红外辐射的透过率基本为零，故  $\alpha + \rho = 1$ ，由基尔霍夫定律可得  $\varepsilon = \alpha$ ，海面发射率为：

$$\varepsilon(\theta_i, \theta_s, \varphi_i, \varphi_f) = 1 - \rho(\theta_i, \theta_s, \varphi_i, \varphi_f) \quad (16)$$

## 2 红外辐射仿真

### 2.1 几何建模

#### 2.1.1 海面模型

本文基于 Blender 软件模拟粗糙海面模型，如图 4 所示为在 6 m/s 风速下粗糙海面模型（局部区域），整体尺寸为：15 km × 15 km。

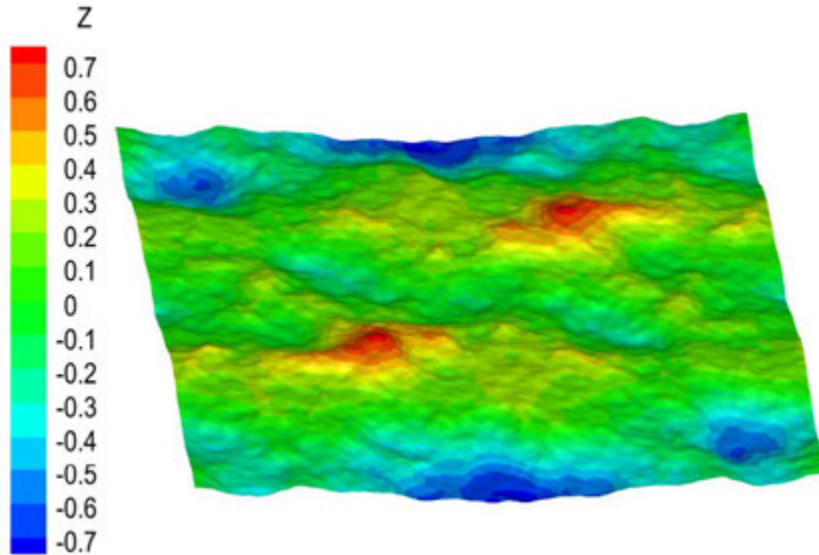


图 4 6 m/s 风速下粗糙海面模型（局部区域）

### 2.1.2 舰船模型

合理简化舰船几何模型如图 5 所示,对舰船模型进行非结构网格划分,综合考虑对流、导热和辐射换热方式,在 CFD 软件中计算舰船表面的温度分布。

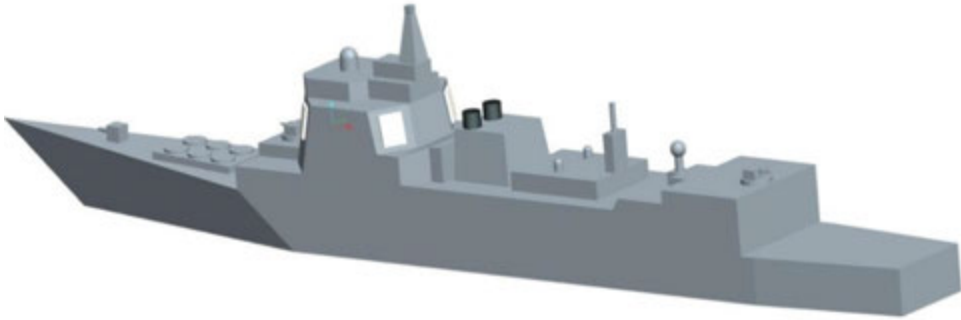


图 5 舰船模型示意图

## 2.2 红外热像仿真

### 2.2.1 逆向蒙特卡洛法基本思想

在目标红外辐射特性热辐射传输是确定性问题,逆向蒙特卡洛法将确定性问题转化为随机性问题,对随机变量统计求解。

相机点发射出数量足够多的光线,根据探测器相关信息确定每条光线的发射方向,对光线进行追踪,计算每条光线与面元交点,通过产生随机数确定该光线是被面元吸收或反射,对反射的光线继续追踪,直到最终被吸收位置。利用相对性原理计算到达特定方向的红外辐射能量。此方法将热辐射传输复杂的吸收、发射、反射、折射等确定性过程分解为一系列独立的子过程,并建立每个子过程的概率模型,通过概率统计方法判断光线到达探测面元是吸收还是反射、以及反射方向等。通过追踪、统计每条光线的结果,利用热辐射传递过程中物理概念进行分析计算,得出辐射能量的统计结果。逆向蒙特卡洛法射线追踪过程如图 6 所示。

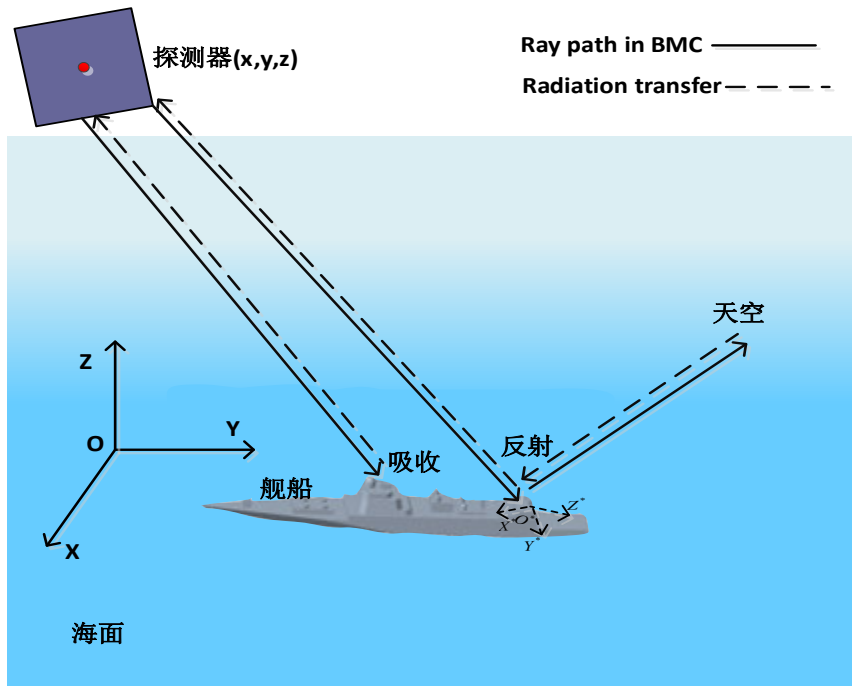


图 6 RMC 法光线追踪示意图

如上图建立仿真坐标系,追踪射线光束,光线在面元反射时,需要对面元的局域坐标

$X^*Y^*Z^*$  转化为全局坐标  $XYZ$ ，局域坐标系下光线向量的坐标为  $(x^*, y^*, z^*)$ ，全局坐标系下光线向量的坐标为  $(x, y, z)$ 。坐标转换如图 7 所示：

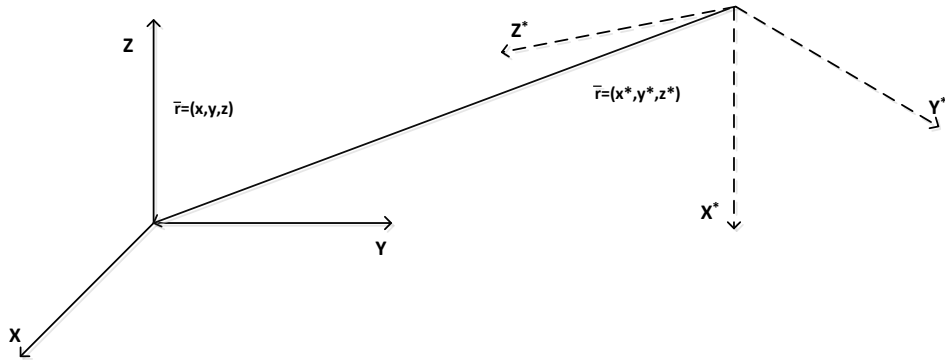


图 7 局部坐标转换

以海面元法向量  $\vec{n}(z_1, z_2, z_3)$  作为局域坐标的  $\vec{z}^*(z_1, z_2, z_3)$ ，即：

$$\vec{z}^*(z_1, z_2, z_3) = \vec{n}(z_1, z_2, z_3) \quad (16)$$

以海面元平面作为局域坐标系的  $X^*O^*Y^*$  面，面元中心点与面元一点的矢量方向作为局域坐标系的  $\vec{x}^*(x_1, x_2, x_3)$  轴，由右手坐标系法则得出  $\vec{y}^*(y_1, y_2, y_3)$  轴，公式如下：

$$\vec{y}^*(y_1, y_2, y_3) = \vec{z}^*(z_1, z_2, z_3) \times \vec{x}^*(x_1, x_2, x_3) \quad (17)$$

得出  $\vec{y}^*(y_1, y_2, y_3)$  的分量为：

$$\begin{aligned} y_1 &= z_2 x_3 - z_3 x_2 \\ y_2 &= z_3 x_1 - z_1 x_3 \\ y_3 &= z_1 x_2 - z_2 x_1 \end{aligned} \quad (18)$$

面元局域坐标系和全局坐标系之间转化为：

$$\begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} x_1 & x_2 & x_3 \\ y_1 & y_2 & y_3 \\ z_1 & z_2 & z_3 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x^* \\ y^* \\ z^* \end{bmatrix} \quad (19)$$

### 2.2.2 红外热像计算流程：

海面背景下舰船红外辐射热像模型的计算，基于逆向蒙特卡洛法，结合相关理论，构造了目标红外辐射特性计算流程，整体红外热像模拟流程如图 8-1 所示，图 8-2 所示为确定光线落点后，正向追踪光束路径，确定该面元对探测相机红外热像的贡献。

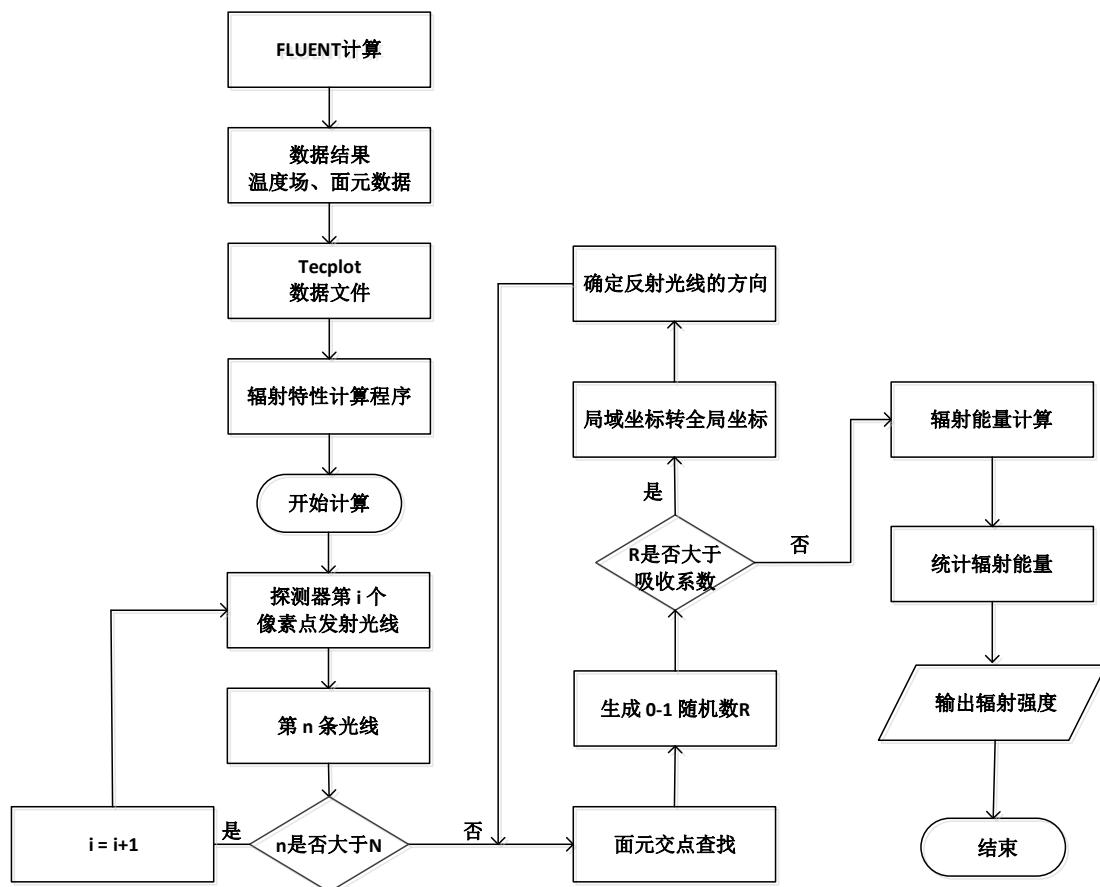


图 8-1 红外辐射特性计算整体流程图

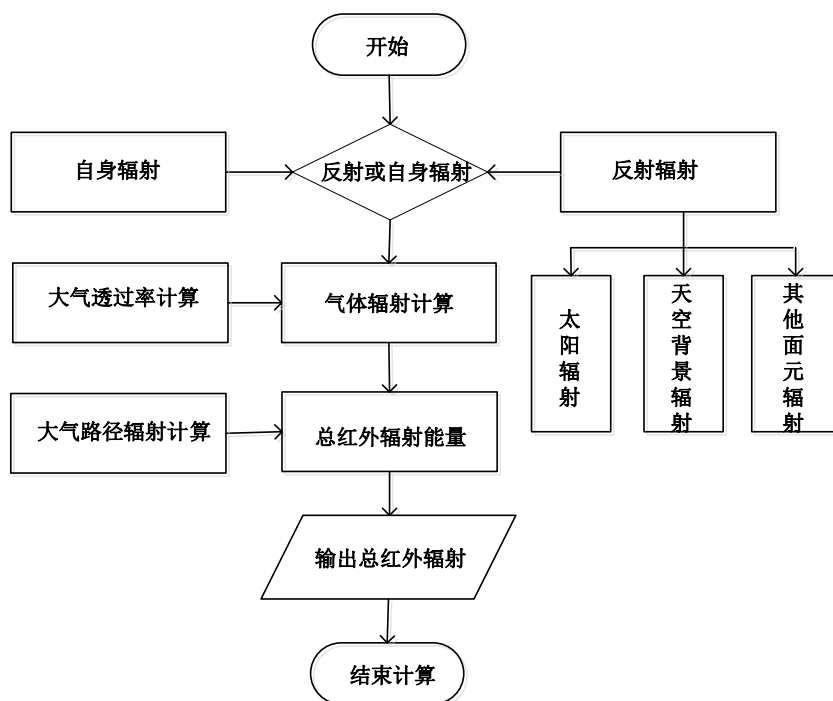


图 8-2 单束光线跟踪辐射能量计算流程图



### 3 结果分析

利用上述模块进行计算，从整体热像图可以看出，海面背景下的舰船在其锅炉烟囱和动力舱位置有着极其明显的辐射亮度，易识别其红外特征。

本文分别模拟探测器在探测高度为 1 km、3 km、6 km 时的舰船热像；探测角度为垂直舰船方向、天顶角和方位角分别为  $10^\circ$  和  $30^\circ$ 、天顶角和方位角分别为  $30^\circ$  和  $60^\circ$  的舰船热像；定义红外相机焦距为相机焦点与垂直方向像素面的距离，焦距为 0.1 m 时设为 L，仿真焦距为 1 L, 1.5 L, 2 L 时舰船热像，得出以下结果。

#### 3.1 舰船与海面热像

利用编写的计算程序，分别计算无背景海面的舰船辐射亮度，设定舰船周围的辐射力为 0，舰船热像如图 9-1 所示；计算 6 m/s 风速下背景粗糙海面的辐射热像，海面热像如图 9-2 所示，海面热像呈现明暗交错，主要由于粗糙海面导致探测器捕捉到每个面元的发射率不同造成。

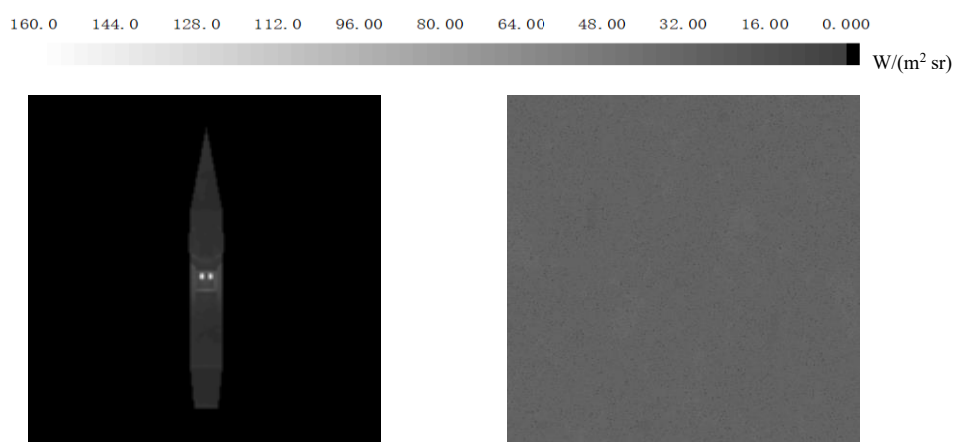


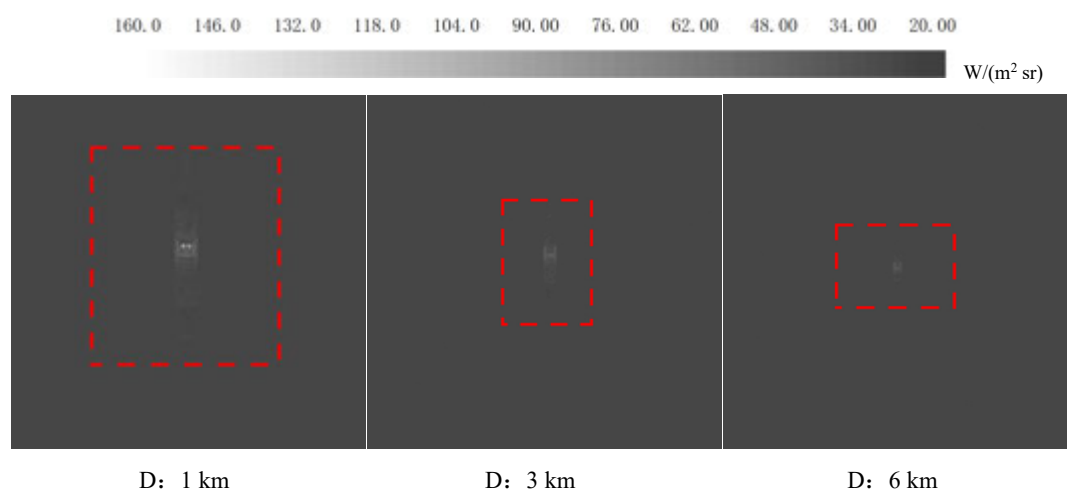
图 9-1 舰船热像（无背景海面）

图 9-2 粗糙海面热像

图 9 舰船与海面热像

#### 3.2 探测高度变化时的舰船热像

条件为垂直舰船方向、相机焦距为 1.5 L 时，不同探测高度的红外热像如图 10 所示，随着探测高度增加，舰船相对尺寸减小，主要由于探测器捕捉到舰船辐射特征信息相对粗糙，舰船整体辐射亮度减小。



D: 1 km

D: 3 km

D: 6 km

图 10 不同探测高度下融合热像

#### 3.3 探测角度变化时的舰船热像

条件为探测高度为 3 km、相机焦距为 1.5 L 时，不同探测角度的红外热像如图 11 所

示, 随着探测角度的变化, 探测器捕捉舰船辐射特征信息不同, 在天顶角和方位角为  $30^\circ$  和  $60^\circ$  时, 捕捉到较详细的动力舱辐射信息。

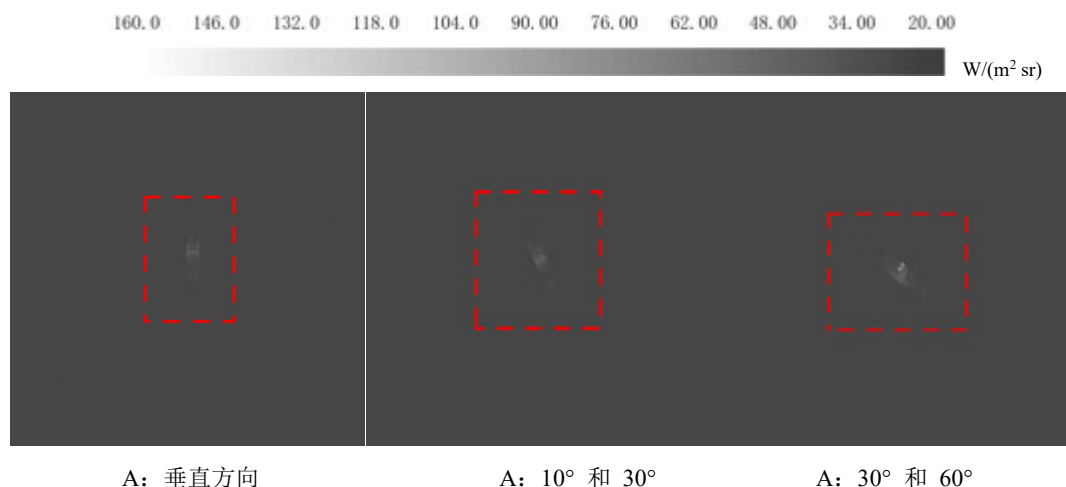


图 11 不同探测角度下融合热像

### 3.4 相机焦距不同时舰船热像

条件为探测高度为  $3\text{ km}$ 、角度为垂直方向, 不同相机焦距的红外热像如图 12 所示, 随着焦距的增加, 探测器在相同条件下捕捉舰船辐射特征信息越详细, 如图所示焦距为  $2L$  时捕捉到的舰船热像易识别。

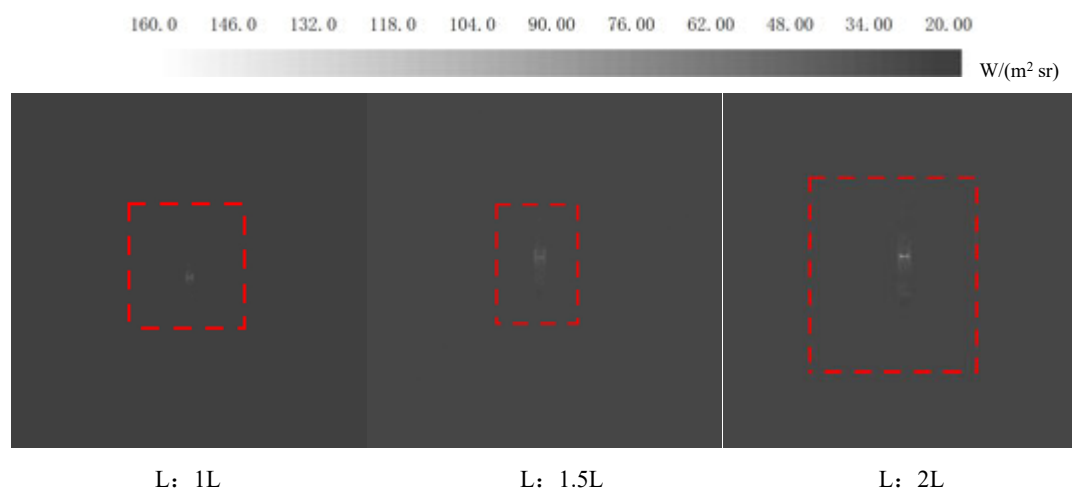


图 12 不同焦距下融合热像

## 4 结论

本文利用 Band Approximation Method 计算目标辐射力, 基于逆向蒙特卡洛射线追踪法编写仿真程序, 模拟计算  $8\text{-}12\mu\text{m}$  波段海面背景下舰船的红外辐射热像。利用 Blender 软件建立风速为  $6\text{ m/s}$  的粗糙海面背景场, 将其与舰船进行耦合计算, 分析了不同探测高度、探测角度与相机焦距舰船融合热像。得出以下结论:

(1) 舰船整体红外热像中, 动力舱和锅炉烟囱部分辐射力明显高于其他部分, 是舰船热像中易识别的部位;

(2) 随着探测高度的增加, 探测器捕捉到舰船红外辐射信息相对粗糙, 舰船整体辐射亮度变小, 不易识别舰船目标;

(3) 不同的探测距离下, 调整相机焦距对于识别舰船目标极其重要, 适当的焦距更容易捕捉详细的舰船辐射信息。

## 参考文献

- [1] Hagt E, Durmin M. Space, China's Tactical Frontier[J]. *Journal of Strategic Studies*, 2011, 34(5): 733-761.
- [2] Arnold J O, Whiting E E, Lyle G C. Line by line calculation of spectra from diatomic molecules and atoms assuming a Voigt line profile[J]. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 1969, 9(6): 775-798. DOI:10.1016/0022-4073(69)90075-2.
- [3] Harris J W, Williams W D. SOSIS: infrared ocean simulation package with target interactions[J]. *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, 1993. DOI:10.1117/12.151045.
- [4] Cox C, Munk W. Measurement of the roughness of the sea surface from photographs of the sun's glitter[J]. *Journal of the Optical Society of America*, 1954, 44(11): 838-850.
- [5] Masuda K. Influence of wind direction on the infrared sea surface emissivity model including multiple reflection effect[J]. *Papers in Meteorology & Geophysics*, 2012, 63: 1-13. DOI:10.2467/mripapers.63.1.
- [6] Brockelman R, Hagfors T. Note on the effect of shadowing on the backscattering of waves from a random rough surface[J]. *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, 1966, 14(5): 621-626.
- [7] Lou S L, Zhou X D. Research on Infrared Reflectance of Anisotropic Rough Sea Surface [J]. *The Journal of Light Scattering*, 2011, 23(03): 277-282.
- [8] Wu X, William L. S. Emissivity of rough sea surface for 8-13 $\mu\text{m}$ : modeling and verification[J]. *Appl. Opt.* 1997, 36, 2609-2619 .
- [9] Chen X, Liu Z H, Liu C S. The Multiple-Band Infrared Image Simulation of Surface Naval Vessels[J]. *Mechanical & Electrical Engineering Technology*. 2015,44(07):114-117.
- [10] Ren H X, Ren H G, XU G. Real-time Infrared Simulator of marine ship. *Infrared and Laser Engineering*[J]. 2007, No.172(02): 202-206.
- [11] 李振环. 海面大型舰船目标红外成像研究[D].哈尔滨工业大学,2014.
- [12] Chen B, Tan J Y. Simulation of Infrared Imagery of Ship and Sea[J]. *Energy Conservation Technology*. 2015, 33(06):535-538+545.
- [13] Li G, Du Y. Simulation Study on Thermal Wake Characteristics of Underwater and Vehicle under Rotary Motion[J]. *Applied Sciences*. 2023, 3(13): 1531-1531
- [14] Huang Z L, Zhang H C, Wang Q. Infrared simulation imaging of ship wakes and sea surface[J]. *Journal of Applied Optics*. 2023, 44(02).
- [15] Modest M. *Radiative Heat Transfer - Michael F. Modest*[M]. McGraw-Hill, 2013.P233
- [16] Born M. *Principles of optics - electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light* [M]. DBLP,1999.
- [17] Takashima T, Takayama Y. Emissivity and reflectance of the model sea surface for the use of AVHRR data of NOAA satellites[J]. *Papers in Meteorology & Geophysics*, 1981, 32(4):267-274.

# 超/跨临界 CO<sub>2</sub>-N<sub>2</sub> 互射流混合相界面传质 过程高速定量可视化实验

杨 董<sup>1, 2</sup>, 陈 林<sup>1, 2,\*</sup>

(1. 中国科学院工程热物理研究所, 北京 100190; 2. 中国科学院大学, 北京 100049)

(\*Tel:010-82543109, Email: chenlin2018@iet.cn)

## 摘要:

二元混合过程广泛存在于物质分离、航空发动机等化工、能源动力领域, 准确地解析射流在腔室内混合过程的界面参数变化规律对于动力过程调控具有重要意义。本研究搭建了基于二维傅里叶变换的高速干涉测量系统, 实现跨临界互射流过程的瞬态可视化测量。通过对流场参数的定量化分析, 获得相混合界面梯度和稳定性特征。结果表明: 液态 CO<sub>2</sub> 从腔体底部进入至达到顶部的瞬态过程中, 高密度核心并不连续, 存在明显的波动性, 这是由于受到环境的扰动, 在界面产生了涡旋, 加快了向环境的扩散速度。密度梯度峰值的径向位置随着射流的发展, 在初始时存在波动, 随后趋于稳定, 混合层界面位置大约在  $r = 0.36$  mm 处。最终稳定时, 较大的密度梯度( $\rho_{\text{grad}} = 1.0 \times 10^6$ )有利于维持混合层的稳定。

**关键词:** 跨临界, 互射流, 高速干涉, 二维傅里叶变换, 界面可视化

## 0 前言

许多推进装置例如火箭、燃气轮机和均质压燃发动机都依赖于高压条件下物质超临界状态下的混合和燃烧。当工质涉及到超临界相态区域时, 由于表面张力和蒸发焓的减小, 液相和气相之间的明显区别消失了。流体性质及其空间梯度在整个流场中不断变化<sup>[1]</sup>。流体在接近临界点时, 其等温压缩系数、定压比热以及气体在液体中的可溶性均急剧增加<sup>[2]</sup>, 这将对混合物的空间分布和热力学特性, 以及界面混合过程产生重大影响。

迄今为止只有纯物质和二元物质的混合实验数据。纯物质混合实验中, 代表性实验研究有 Oswald 和 Schik<sup>[3]</sup>, Meyer 等<sup>[4]</sup>, 获得了 N<sub>2</sub>-N<sub>2</sub> 注射的数据; Yang 和 Chen<sup>[5-6]</sup> 研究了 CO<sub>2</sub> 在多种跨临界路径下的射流形态和界面行为。二元物质混合实验中, Oswald 等<sup>[7]</sup>将 N<sub>2</sub> 注入到 H<sub>2</sub> 环境中进行实验, 实验中观察到在喷射器下游  $L/D = 1$  位置氢密度增加, 是由于 H<sub>2</sub> 流与低温 N<sub>2</sub> 流混合时的冷却导致。Chehroudi 等<sup>[8]</sup>将 N<sub>2</sub> 注入到 N<sub>2</sub>、O<sub>2</sub>、He 或 CO 和 N<sub>2</sub>(50%/50%)的混合物中, 结果表明在临界压力及以上, 测量的射流增长率

基金项目: 国家自然科学基金(No.52076207, No.51961145201), 中国科学院稳定支持基础研究青年团队计划(No.YSBR-043), 中国科学院前沿科学重点研究计划(No.ZDBS-LY-JSC018)及中国科学院人才启动经费。

在数量上与不可压缩但密度可变的气体混合层的理论一致。Falgot 等<sup>[9]</sup>观察了正十二烷注射到含 21%的 O<sub>2</sub> 的空气中, 以及丁醇、正十二烷和正十六烷分别注射到 N<sub>2</sub> 中的现象, 结果表明由于超临界状态具有显著增强的扩散速度和溶解能力, 在氧气和氮气进入混合层过程中, 其拉曼光谱的强度将随着深度的增加而呈现单调递减的趋势。Manin 等<sup>[10]</sup>将正庚烷、正十二烷和正十六烷注入到 C<sub>2</sub>H<sub>2</sub> 和 H<sub>2</sub> 在空气中燃烧产生的高温混合物中的多组分(即超过两种)混合实验外, 没有其他多组分(即超过两种)混合的实验, 但这种混合物的百分比组成没有记录。Lebonnois 等人<sup>[11]</sup>在实验中测量了 CO<sub>2</sub>/N<sub>2</sub> 混合物在 10 MPa 和 296 K~735 K 的温度范围内的混合过程, 结果表明当 N<sub>2</sub> 从底部注入到 CO<sub>2</sub> 顶部(分层填充)时, 大密度比使得两种化学物质更难混合, 在 60 cm 高的容器内, 混合的时间尺度在 10<sup>2</sup> 小时的数量级。

为了准确地实验中观测到射流界面以及流场的参数变化, 在课题组之前的研究中<sup>[12-16]</sup>采用了基于像素阵列掩模法的相移干涉测量技术, 其具有高时空分辨率, 通过非接触测量的方式提供了全流场的定量化信息。由于互射流过程的界面具有高瞬变性, 因此在本研究中进一步采用了基于二维傅里叶变换的高速干涉测量方法, 通过快速傅里叶变换从条纹干涉图中精确地提取出原始波面的相位信息<sup>[17]</sup>。相较于以往的光学测量方式, 高速干涉测量基于单帧干涉图像, 具有较高的时间分辨率, 可以实现对动态流场信息的采集, 为跨临界两相混合瞬态界面的解析提供了高分辨率的有效方式。

本文利用基于二维傅里叶变换的高速干涉测量方法, 开展了对跨临界 CO<sub>2</sub>-N<sub>2</sub> 互射流过程的混合界面的可视化测量, 获得了混合界面形态和局部的动态特征, 并与跨临界 CO<sub>2</sub>-CO<sub>2</sub> 的实验结果进行了比较分析。

## 1 实验装置及测量方法

### 1.1 跨临界相混合界面高速测量实验系统

本研究在中国科学院工程热物理研究所廊坊实验中心恒温室(温度控制范围 0-40 °C, 精度±1°C)内搭建了相混合界面高速测量实验系统, 如图 1 所示。实验系统中包含高压精密注射泵、缓冲罐、压力变送计、帕尔贴温控仪、可视腔、激光干涉光学平台等关键部件。可视腔的体积为 0.16 mL (5 mm × 4 mm × 8 mm), 可视窗部分采用了高透过率蓝宝石(12 mm), 使得可视腔能够承受较高压力。腔内设置一个高精度的热敏电阻(测温精度±0.01°C)以测量初始温度和腔内温度变化。实验通过高压注射泵将不同状态的工质注入到可视腔内。

### 1.2 高速干涉测量装置

本文的干涉测量装置基于马赫-曾德尔型干涉仪, 采用二维傅里叶变换对单帧干涉图像进行处理。高速干涉系统的光路示意图如图 2 所示。线偏振 He-Ne 激光器(输出功率 > 1.8 mW, 波长  $\lambda$  为 632.8 nm)发出的光束通过分光棱镜将光束分为了测试光束和参考光束, 射流可视腔放置在测试光路上。当流体进入可视腔后透过的光线发生变化, 即相位分布发生改变。测试光束和参考光束经过分光棱镜合束之后发生干涉。高速相机 (FASTCAM NOVA S9)记录下瞬态的干涉图像。测量系统的空间分辨率为 20  $\mu\text{m}$ , 时间分

分辨率 0.0001 s。

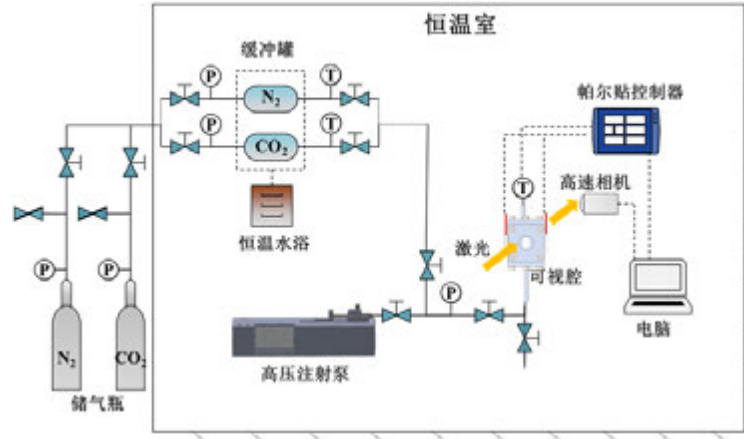


图 1 跨临界互射流实验系统示意图

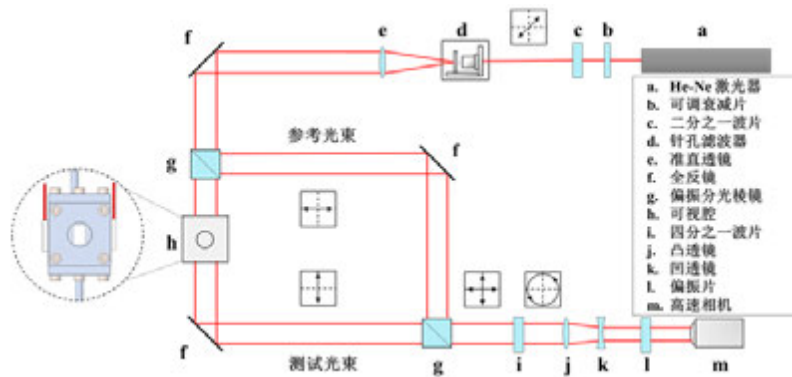


图 2 高速干涉测量系统光路示意图<sup>[18]</sup>

### 1.3 基于傅里叶变换的干涉图像数据处理

利用傅里叶变换相位提取技术处理干涉条纹并重建密度场的计算流程如图 3 所示。干涉仪所形成的光强分布引入频率为  $f_c$  的空间载波，对光强度空间变量作二维傅里叶变换，可获得干涉图的频谱<sup>[19]</sup>。采用滤波器将正一级频谱分离出来并平移至原点，对其进行二维傅里叶逆变换，即可求解出含有待测波面相位信息的相位分布函数  $\phi(x,y)$ ：

$$\phi(x, y) = \arctan \frac{\text{Im}[c(x, y)]}{\text{Re}[c(x, y)]} \quad (1)$$

式中  $\text{Re}[c(x, y)]$ 、 $\text{Im}[c(x, y)]$  分别为  $c(x, y)$  的实部和虚部。由于反正切函数求出的角度范围只在  $(-\pi, \pi)$  中，上式直接得到的为包裹相位。本文采用了一种基于快速余弦变换的二维相位展开算法，通过自主编写程序将相位展开。进一步基于洛伦兹-洛伦茨关系式<sup>[20]</sup>(式 5)，可以将相位差转化为密度分布(式 3)。

$$\frac{1}{\rho} \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{4\pi N\chi}{3} = \text{Const} \quad (2)$$

其中  $\rho$  为介质密度,  $\text{kg/m}^3$ ;  $n$  为折射率,  $N$  为每单位体积内的极化分子数,  $\chi$  是平均极化率。

$$\Delta\rho(x, y) = \frac{d\rho}{dn} \Delta n(x, y) = \frac{3n\lambda\rho}{(n^2 + 2)(n^2 - 1)\pi d(x, y)} \Delta\psi_i(x, y) \quad (3)$$

式中  $\lambda$  是光波长,  $\text{nm}$ ;  $\psi$  代表绝对相位,  $\text{rad}$ 。

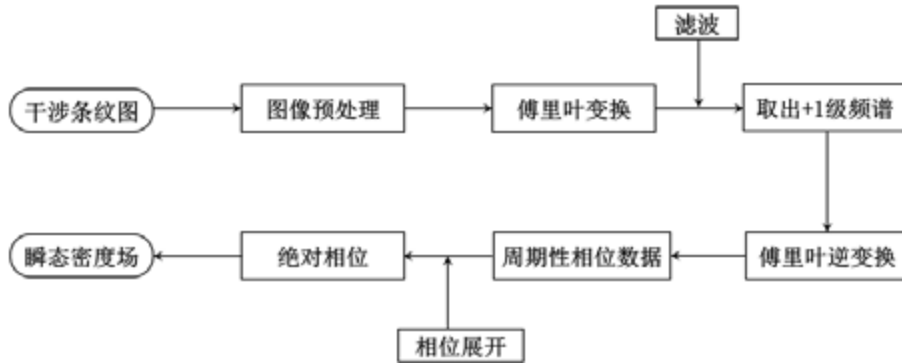


图3 数据处理流程图

实验的不确定度产生的来源主要有实验仪器的测量不确定度和干涉测量方法所引起的不确定度。实验仪器中温度测量的不确定度为 $\pm 0.01^\circ\text{C}$ , 压力测量的不确定度为 $\pm 0.005 \text{ MPa}$  (0-10 MPa 的量程)。干涉测量的不确定度是由干涉的非线性引起的以及图像传感器有限分辨率引起的偏差, 另一个方面来自滤波引起的部分有效信息丢失和残留的无效信息干扰。干涉位置测量的分辨率约为  $0.009 \text{ mm}$ , 其位置测量误差一般远小于一个像素微元( $20 \mu\text{m}$ ), 其相对不确定度约为 $\pm 0.1\%$ , 检测到的强度数据(本实验中检测密度参数)的分辨率为  $0.01 \text{ kg/m}^3$ , 相对不确定度约为 $\pm 0.27\%$ 。

## 2 实验结果与讨论

### 2.1 实验步骤与工况条件

实验中首先利用高压氮气(15 MPa)对系统进行密封性检验, 同时对回路进行清洗, 反复进行 5-7 次。由于  $\text{CO}_2$  的气瓶压力只有 5-6 MPa, 实验中将  $\text{CO}_2$  通入缓冲罐中, 并通过冷水浴不断液化  $\text{CO}_2$ , 达到足够的密度增量后, 再提高温度到超临界态( $\text{CO}_2$ :  $T_{\text{cr}} = 30.98^\circ\text{C}$ ,  $p_{\text{cr}} = 7.38 \text{ MPa}$ ;  $\text{N}_2$ :  $T_{\text{cr}} = 146.96^\circ\text{C}$ ,  $p_{\text{cr}} = 3.40 \text{ MPa}$ )。高压注射泵将超临界  $\text{CO}_2$  注射到氮气环境内。在实验中测量了亚临界  $\text{CO}_2$  ( $T_{\text{inj}} = 28.0^\circ\text{C}$ ,  $p_{\text{inj}} = 7.500 \text{ MPa}$ ) 在超临界氮气环境中 ( $T_{\text{inj}} = 28.0^\circ\text{C}$ ,  $p_{\text{inj}} = 7.300 \text{ MPa}$ ) 的密度变化。高速相机以 2000 fps 的采集频率记录干涉图像, 通过本研究中开发的图像处理技术, 解析干涉条纹信息得到密度场。

### 2.2 相态混合界面

本文通过二元介质互射流瞬态过程的可视化, 首先研究了跨临界相混合界面行为。

激光干涉光学系统上的高速相机采集了原始干涉图像，利用 1.3 小节中所描述的二维傅里叶变换单帧干涉图处理，获得图 4(a)中的腔体内相位场分布，再根据相位展开算法以及洛伦兹-洛伦茨关系式，可以重构出如图 4(b)中所示的密度场分布。高速干涉测量技术重现了液态的  $\text{CO}_2$  在超临界态的  $\text{N}_2$  环境从底部向上发展的过程。注入的  $\text{CO}_2$  流体比氮气环境的密度更高，较重的流体的与轻流体相遇会导致射流的快速三维破裂，从而增强混合，提高了氮气环境的密度。从图 4 中还可以看出， $\text{CO}_2$  从底部进入腔内到达顶部的瞬态过程中，高密度核心并不连续，存在明显的波动，提高了传递效率。

在图 5 中展示了  $\text{CO}_2$ - $\text{CO}_2$  射流的瞬态过程，图像的处理基于相移干涉测量技术。对比工况入射条件(温度压力)相同，而腔内环境的温度略有不同，这是为了满足腔内同时处于超临界状态。与  $\text{CO}_2$  相比， $\text{N}_2$  的临界点较低( $T_{c, \text{CO}_2} = 30.98 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $T_{c, \text{N}_2} = -146.96^\circ\text{C}$ )，因此  $\text{CO}_2$ - $\text{N}_2$  互射流工况中，腔内环境密度较低。与图 4 进行对比发现，在初始时刻同样观察到了高密度核心的波动。 $\text{CO}_2$  液核与其周围环境有较为明显的界面，而  $\text{CO}_2$  在  $\text{N}_2$  中有相对较厚的混合层。互射流工况中界面涡扰动下有利于径向扩散。

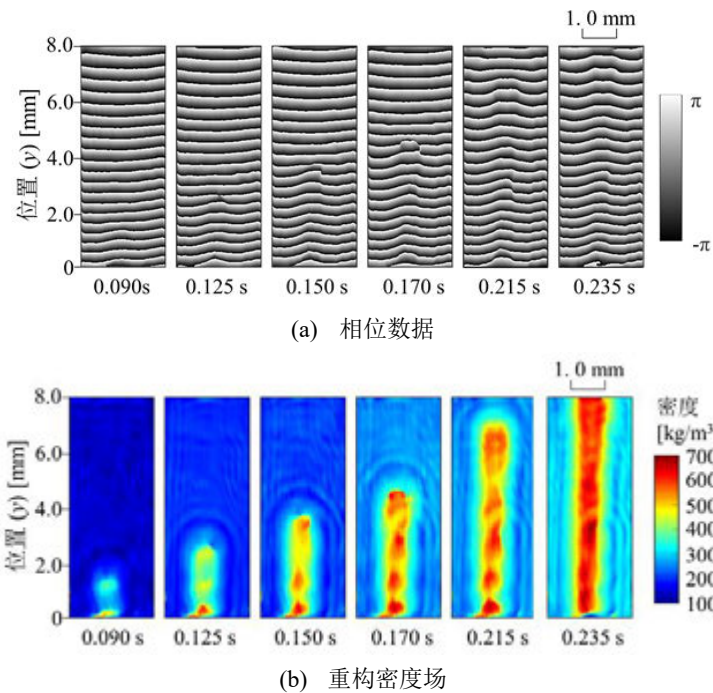


图 4  $\text{CO}_2$ - $\text{N}_2$  互射流瞬态相混合界面。(a) 周期性相位数据 (b) 重构密度场。亚临界  $\text{CO}_2$  射流到超临界  $\text{N}_2$  环境( $\text{CO}_2: T_{inj} = 28.0 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $p_{inj} = 7.500 \text{ MPa}$ ;  $\text{N}_2: T_{cham} = 28.0 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $p_{cham} = 7.300 \text{ MPa}$ )。图像处理基于快速傅里叶变化的高速干涉测量法。



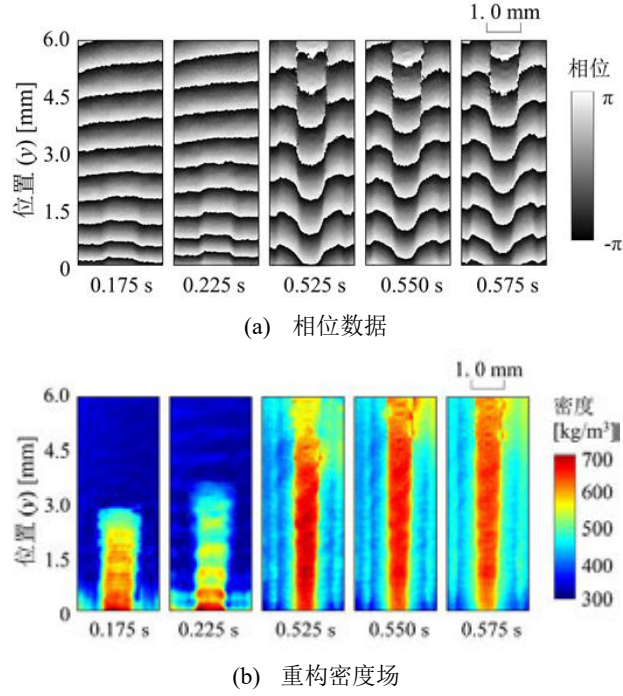


图 5 CO<sub>2</sub>-CO<sub>2</sub> 射流瞬态相混合界面。(a) 周期性相位数据 (b) 重构密度场。亚临界 CO<sub>2</sub> 射流到超临界 CO<sub>2</sub> 环境(CO<sub>2</sub>: $T_{inj} = 28.0$  °C,  $p_{inj} = 7.500$  MPa;  $T_{cham} = 32.0$  °C,  $p_{cham} = 7.382$  MPa)。图像处理基于相移干涉测量法<sup>[6]</sup>。

### 2.3 局部参数分析

为了进一步分析相混合过程中局部参数的变化，在图 6 中展示了射流中心线密度的瞬态变化过程。图 6 验证了 2.2 小节所描述的密度波动，随着时间的增加，射流核心的密度波动幅度逐渐降低。轴向位置密度急剧下降反映了射流头部在腔内的位置。中心线密度在下游位置趋于平缓，但随着时间逐渐增加，反映了 CO<sub>2</sub> 射流在腔内向上发展中，快速混合导致射流流体与周围流体混合，射流向外扩散局部扩散到了氮气中，引起了环境密度的上升。

密度梯度峰值的位置反映了相态混合的区域。本文计算了腔内密度梯度峰值的位置，以及随时间的变化过程。

$$\rho_{grad} = \sqrt{(\nabla\rho \cdot \nabla\rho)} = \left[ \left( \frac{\partial\rho}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial\rho}{\partial y} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (4)$$

图 7 中径向距离指与射流中心线位置  $r = 0$  处的距离。射流从进入腔内后向上发展，其密度梯度峰值位置在初始时刻存在波动，随后趋于稳定，这是由于混合层在发展过程中逐步建立，最终混合层界面的位置大约在 0.36 mm 处。密度梯度峰值的大小也反映出了相应的规律，密度梯度越大，相应的径向距离越小( $\rho_{grad} = 9.76 \times 10^5$ ,  $r = 0.25$  mm)，最终射流的稳定阶段，较大的密度梯度( $\rho_{grad} = 1.0 \times 10^6$ )有利于维持混合层的稳定。

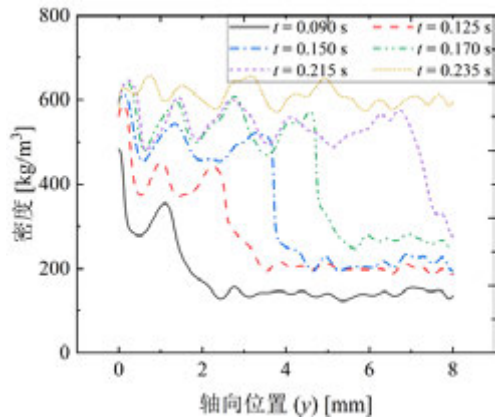


图6 射流中心线密度的瞬态变化

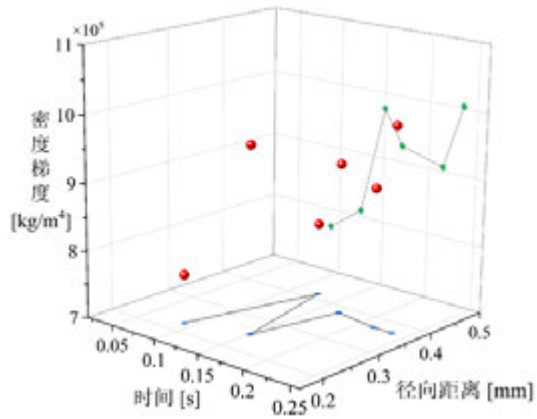


图7 密度梯度峰值位置的径向变化

### 3 结论

本文利用基于二维傅里叶变换的高速干涉测量方法,开展了对跨临界  $\text{CO}_2\text{-N}_2$  互射流过程的混合界面的可视化测量,获得了混合界面形态和局部的界面参数。结果表明:

- (1) 注入的  $\text{CO}_2$  流体比氮气环境的密度更高,较重的流体的与轻流体相遇导致了射流的快速三维破裂,从而增强混合,提高了氮气环境的密度。 $\text{CO}_2$  从腔体底部进入至达到顶部的瞬态过程中,高密度核心并不连续,存在明显的波动性。
- (2) 与跨临界  $\text{CO}_2\text{-CO}_2$  的射流实验结果对比发现,纯物质射流中  $\text{CO}_2$  液核与其周围环境有较为明显的界面,而  $\text{CO}_2$  在  $\text{N}_2$  环境中存在有相对较厚的混合层。
- (3) 密度梯度峰值的径向位置随着射流的发展,在初始时存在波动,随后趋于稳定。较大的密度梯度( $\rho_{\text{grad}} = 1.0 \times 10^6$ )有利于维持混合层的稳定。

### 致谢

本研究得到了国家自然科学基金(No.52076207, No.51961145201),中国科学院稳定支持基础研究领域青年团队计划(No.YSBR-043),中国科学院前沿科学重点研究计划(No.ZDBS-LY-JSC018)及中国科学院人才启动经费支持。

### 参考文献

- [1] Chen L. Handbook of Research on Advancements in Supercritical Fluids Applications for Sustainable Energy Systems. IGI Global, 2021.
- [2] Chen L. Microchannel Flow Dynamics and Heat Transfer of Near-Critical Fluid. Springer, 2016.
- [3] Oschwald M, Schik A. Supercritical Nitrogen Free Jet Investigated by Spontaneous Raman Scattering. Experiments in Fluids, 1999, 27(6): 497-506.
- [4] Mayer W, Telaar J, Branam R, Schneider G, & Hussong J. Raman Measurements of Cryogenic Injection at Supercritical Pressure. Heat and Mass Transfer, 2003, 39(8-9): 709-719.
- [5] Yang D, Chen L, Kanda Y, Komiya A, & Chen H. Quantitative Visualization of Injection Jet Flow Behaviors of Transcritical and Supercritical Processes by Pixelated Phase-Shifting Interferometer.

- Experimental Thermal and Fluid Science, 2022, 139: 110729.
- [6] Yang D, Chen L. Visualization of Dynamic Phase Mixing and Equilibrium Process in Transcritical and Supercritical Conditions. Flow Measurement and Instrumentation, 2023, 102399.
- [7] Oschwald M, Schik A, Klar M, & Mayer W. Investigation of Coaxial LN<sub>2</sub>/GH<sub>2</sub>-Injection at Supercritical Pressure by Spontaneous Raman Scattering//35th joint propulsion conference and exhibit. 1999: 2887.
- [8] Chehroudi B, Talley D, Coy E. Visual Characteristics and Initial Growth Rates of Round Cryogenic Jets at Subcritical and Supercritical Pressures. Physics of Fluids, 2002, 14(2): 850-861.
- [9] Falgout Z, Rahm M, Sedarsky D, Linne M. Gas/Fuel Jet Interfaces under High Pressures and Temperatures. Fuel, 2016, 168: 14-21.
- [10] Manin J, Pickett L M, Crua C. Microscopic Observation of Miscible Mixing in Sprays at Elevated Temperatures and Pressures//ILASS meeting, Raleigh, NC. 2015.
- [11] Lebonnois S, Schubert G, Kremic T, Nakley L M, Phillips K G, Bellan J, & Cordier D. An Experimental Study of The Mixing of CO<sub>2</sub> and N<sub>2</sub> Under Conditions Found at The Surface of Venus. Icarus, 2020, 338: 113550.
- [12] Yang D, Chen L, Kanda Y, Komiya A, & Chen H. Quantitative Visualization of Injection Jet Flow Behaviors of Transcritical and Supercritical Processes by Pixelated Phase-Shifting Interferometer, 2022, Experimental Thermal and Fluid Science, 139, 110729.
- [13] Zhang Y, Chen L, Wu Q, Yang D, Kanda Y, Zang J, & Huang Y. Preliminary Measurements of Transient Boundary Heat Transfer Process Under Supercritical Pressures Using Pixelated Phase-Shifting Interferometry, International Communications in Heat and Mass Transfer, 2022, 138, 106396.
- [14] Chen L, Zhang Q, Wu Q, Yang D, Zeng G, Zhang Y, & Komiya A. Measurement of Transient Transport Process of Different Molecules Across Mixed Fiber (CA-CN) Membrane by Pixelated-Array Masked Phase-Shifting Interferometer, Experimental Thermal and Fluid Science, 2022, 130, 110490.
- [15] Chen L, Wu Q, Zhang Q, Feng Y, Kanda Y, & Komiya A. (2022). Experimental Visualization on Ionic Liquids Interfacial Absorption Process of CO<sub>2</sub> by Pixelated-Array Masked Phase-Shifting Interferometry, 2022, Energy Reports, 8, 62-71.
- [16] Wu Q, Chen L, Komiya A. Dynamic Imaging and Analysis of Transient Mass Transfer Process Using Pixelated-Array Masked Phase-Shifting Interferometry. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2021, 174: 121339.
- [17] Guo Y, Yang L D. Chirp-Fourier Transform for Quadratic Phase Interference Fringe Analysis: Principles, Method and Application. Optics and Lasers in Engineering, 2020, 133: 106145.
- [18] 杨董, 陈林. 跨/超临界多相射流过程瞬态密度场可视化实验. 化工进展, 2021, 40(12): 6432-6440.
- [19] Bone D J, Bachor H A, Sandeman R J. Fringe-Pattern Analysis Using A 2-D Fourier Transform. Applied Optics, 1986, 25(10), 1653-1660.
- [20] Born M, Wolf E. Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light. Elsevier, 2013.

# 基于相位测量轮廓术的制动盘表面萘升华高度测量

李维<sup>1,2</sup>, 贺钧<sup>1,2</sup>, 王璐<sup>1,2</sup>, 王良璧<sup>1,2</sup>

(1. 兰州交通大学 机电工程学院, 甘肃 兰州 730070; 2. 铁道车辆热工教育部重点实验室 (兰州交通大学), 甘肃 兰州 730070)

Tel: 0931-4956556, Email: lbwang@mail.lzjtu.cn

**摘要:** 制动盘的对流传热特性研究主要使用萘升华热-质比拟实验方法, 为能够得到更加精确的局部萘升华量, 论文研究了一种非接触式测量复杂表面高度的测量方法, 即相位测量轮廓术。在此基础上, 对其中的相位展开算法做了改进, 并且与其他两种传统算法通过仿真模拟进行分析对比, 发现随着噪声值的增加, 融合算法的抗噪性能明显占优。通过实验对比得到萘升华高度与实验真实值之间的误差为 11.31%, 结果说明: 三维轮廓测量实验对制动盘萘升华过程中局部萘升华高度的精密测量有实现的可能性。

**关键词:** 三维表面测量; 萘升华; 相位测量轮廓术; 相位展开

## 0 引言

盘式制动器是公路车辆、轨道车辆等制动系统中的重要组成部分, 其作用为减缓列车的运行速度。盘式制动器中的制动盘可分为实心制动盘和通风式制动盘, 其中通风式制动盘内部设有通风道, 在制动过程中, 空气通过内部通道而达到散热的目的。据统计, 列车在进行制动时, 制动过程中 90% 的热量都由制动盘所吸收<sup>[1]</sup>, 急剧升温的制动盘会导致内部产生热应力, 使得制动盘极易产生裂纹和热疲劳等现象, 因此, 分析制动盘内部通道的对流传热特性, 从而优化内部通道的结构, 提高制动盘的散热性能显得非常重要<sup>[2]</sup>。本论文对制动盘的对流传热特性研究主要使用萘升华热-质比拟实验方法, 为能够得到更加精确的萘升华量, 因此需要找到一种测量复杂萘表面高度的测量方法。

光学三维表面测量技术随着信息技术的发展而变得越来越成熟, 应用也越来越广泛, 现在已经成为了测量物体三维信息的主要方法。相位测量轮廓术<sup>[3,4]</sup>是基于光栅投影的一种非接触式三维轮廓测量方法, 因其具有非接触式测量、测量速度快、精度高等优点, 故广泛应用于工业检测、医学诊断、文物复原、地质灾害监测等诸多领域<sup>[5]</sup>。因此, 为能够更加精确的获得内部通道的对流传热特性, 论文在萘升华热质比拟实验的基础上, 采用光学测量方法——相位测量轮廓术来测量实验前后萘表面的轮廓, 从而更加精确地计算出内部通道局部区域的萘升华高度, 使局部传热系数的计算成为可能。

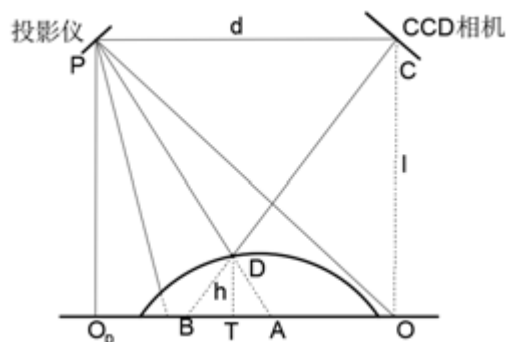


图 1 PMP 系统测量原理示意图

基金项目: 国家自然科学基金项目 (NO. 5206609, NO. 5176093); 甘肃省高等学校产业支撑引导项目(2019C-06)。

## 1 测量方法原理

### 1.1 相位测量轮廓术原理

相位测量轮廓术通过计算机控制投影仪向待测物体投射几幅等步长的正弦光栅条纹图,光栅条纹受到待测物体的高度调制后会发不同程度的变形,相机对其采集拍照。采用相移法<sup>[6]</sup>计算获取包裹相位后,使用相位展开算法<sup>[7-11]</sup>获取展开相位,然后利用相位-高度映射关系<sup>[12-15]</sup>还原待测物体的三维轮廓表面。相位测量轮廓术的光路原理如图 1 所示。

当正弦光栅图像被投影到待测物体表面时,从成像系统获取的 4 幅变形光栅图像可表示为:

$$I(x, y) = A(x, y) + B(x, y) \cos[\varphi(x, y) + \delta_i] (i = 1, 2, 3, 4) \quad (1)$$

式中,  $I(x, y)$  表示 CCD 相机获取的光栅条纹图像在  $(x, y)$  点的光强,  $A(x, y)$  表示背景光强分布函数,  $B(x, y)$  是投影的正弦光栅条纹的调制深度,  $\delta_i$  表示第  $i$  次光栅相移的相位,  $\varphi(x, y)$  是 CCD 相机拍摄的光栅图像中光栅条纹的相位分布函数。利用 4 步相移法计算变形光栅条纹的包裹相位, 其表达式为:

$$\frac{1}{\varphi(x, y)} = \tan^{-1} \left[ \frac{I_4(x, y) - I_2(x, y)}{I_1(x, y) - I_3(x, y)} \right] \quad (2)$$

该相位函数被截断在反三角函数的主值范围  $[-\pi, \pi]$  内, 所以该相位被称为包裹相位(或截断相位)。将包裹相位恢复成连续相位需要通过相位展开算法进行计算。

解包后的相位可以用  $\phi(x, y)$  表示, 被测物体某一点的高度可以用  $h(x, y)$  表示, 利用相位-高度映射关系可以将被测物体的相位转换为高度, 其表达式可以表示为:

$$\frac{1}{h(x, y)} = a(x, y) + b(x, y) \frac{1}{\Delta\varphi(x, y)} + c(x, y) \frac{1}{\Delta\varphi^2(x, y)} \quad (3)$$

式中,  $a(x, y)$ 、 $b(x, y)$  和  $c(x, y)$  代表系统参数, 只要搭建的测量系统结构不变, 那么对于每一个坐标处的  $a(x, y)$ 、 $b(x, y)$  和  $c(x, y)$  保持不变。

### 1.2 相位展开

二维相位展开就是将包裹相位从截断相位  $(-\pi, \pi)$  恢复成为连续相位的过程。即为:

$$\phi = \varphi + 2k\pi \quad (4)$$

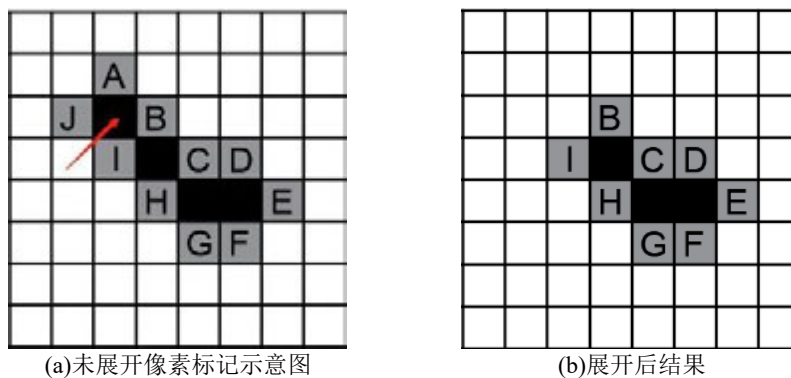
其中,  $\phi$  为真实相位,  $\varphi$  为包裹相位,  $k$  为整数。由此可以知道: 真实相位其实是包裹相位发生了  $2\pi$  的整数倍的相位跳变, 即相位展开就是确定整数  $k$  的过程。

相位展开算法主要可以分为时域相位展开算法<sup>[16-18]</sup>和空域相位展开算法<sup>[19-21]</sup>, 论文基于枝切法与质量图导向法提出了一种改进的算法。算法过程如下:

- 1) 首先使用质量图计算公式计算包裹相位的质量图;
- 2) 采用 Goldstein 枝切法计算枝切线以外的像素点;
- 3) 用融合算法展开剩余包裹相位。

如图 2 所示为利用融合算法进行相位展开的示意图, 图中黑色部分代表未展开的像素点, 灰色部分代表周围四邻域的质量值。当使用枝切法将枝切线外的像素点展开结束后, 在枝切线上的像素点以及由于枝切线过密而无法有效展开的区域, 将其全部加入邻接列表(adjoin)中, 然后判断每一个未展开像素点四邻域的质量值的大小, 邻接列表以外的像素点的相位都已展开, 质量值越高的像素点所代表的相位可靠程度越高, 所以选择质量值最高的点对该邻接列表中所对应的像素点进行相位展开。如图 2(a)所示对箭头所

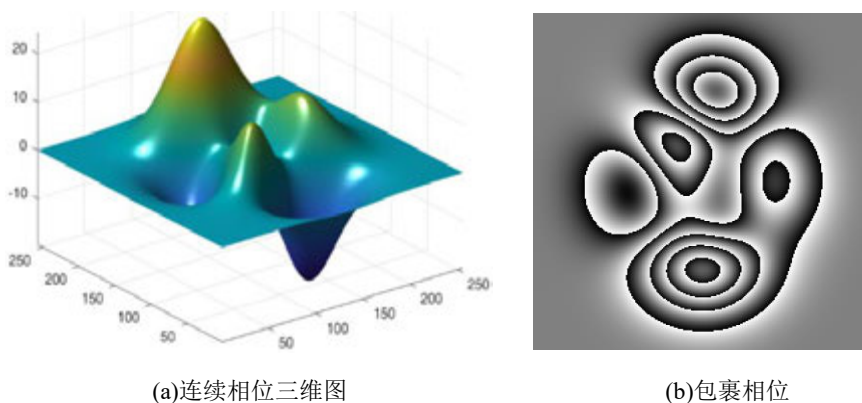
指的像素点进行相位展开的时候，判断 A、B、I、J 四个邻域的质量值，假设 A 的质量值最高，则通过 A 对该像素点相位展开，然后设置邻接列表中对应位置的值为 0，并标记为已展开点，继续对下一个像素点进行相位展开，重复循环此过程，直至遍历全图。



(a)未展开像素标记示意图 (b)展开后结果  
图 2 融合算法相位展开示意图

## 2 计算机仿真

利用 MATLAB 的 peaks 函数生成如图 3(a)所示的三维模型，其包裹相位如图 3(b)所示。



(a)连续相位三维图 (b)包裹相位

图 3 三维仿真物体及其包裹相位图

为比较融合算法与枝切法和质量图导向法对包裹相位的展开能力及抗噪能力，在图 3 所示的连续相位中分别加入方差为  $\sigma^2=0.6$ ， $\sigma^2=0.7$ ， $\sigma^2=0.8$ ， $\sigma^2=0.9$ ， $\sigma^2=0.95$  和  $\sigma^2=1.0$  的随机噪声。如图 4 所示为使用三种不同算法对不同噪声影响下包裹相位的相位展开结果，图中 4 列图从左到右依次为 6 种不同噪声值情况下的包裹相位图、质量图导向法相位展开结果、枝切法相位展开结果以及融合算法相位展开结果。

从图 4 中可以看出，当噪声值比较低的时候，三种算法对于包裹相位都能有一个良好的展开结果；随着噪声值的增加，三种算法的差异化变得越来越明显，从  $\sigma^2=0.8$  开始，质量图导向法相位展开结果中出现误差较大的区域；当  $\sigma^2=0.9$  时，枝切法相位展开结果中也开始出现展开失败的区域，即由于残差点过于密集或者枝切线闭合产生的“孤岛”现象，但融合算法仍展现出了稳定的计算结果；随着噪声值的继续增加，质量图导向法误差扩散到全图，意味着相位展开失败，枝切法的“孤岛”区域越来越大，但融合算法只是出现了一些误差较大的点。

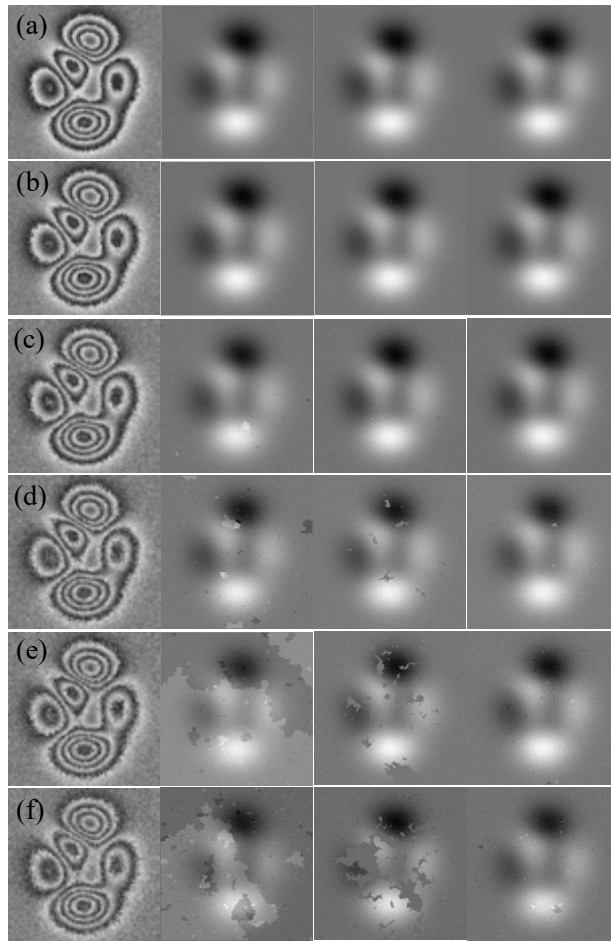


图4 三种算法在不同噪声下的相位展开结果。噪声值分别为(a)  $\sigma^2=0.6$ 、(b)  $\sigma^2=0.7$ 、(c)  $\sigma^2=0.8$ 、(d)  $\sigma^2=0.9$ 、(e)  $\sigma^2=0.95$ 、(f)  $\sigma^2=1.0$

### 3 实验及结果分析

#### 3.1 实验装置简介

论文根据相位测量轮廓术的工作原理和前几章的内容自主设计并搭建了一套三维轮廓测量实验平台，该实验平台的系统结构如图5所示。



图5 三维测量实验系统



图6 铸铁实验小轮



实验系统主要由投影仪、工业相机、测量支架以及计算机组成。由于对制动盘铸萘耗时且复杂，无法在短时间内完成对制动盘的铸萘工作，论文对制动盘的萘升华实验简化，选择实验室现有的已经铸好萘的实验小轮试件模拟铸萘制动盘，如图 6 所示。将实验小轮固定在如图 7 所示的实验台上，以 15 rad/s 运行一小时后取下，然后通过三维轮廓测量系统计算出萘升华高度。

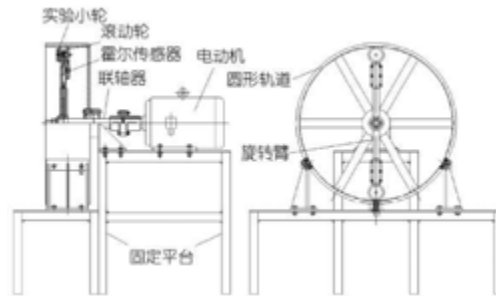


图 7 实验台整体布置图

### 3.2 测量结果分析

测量萘升华高度的整体实验过程如下：

(1) 通过 MATLAB 生成四张周期为 60，相移量为  $\pi/2$  的正弦光栅，如图 8(a)所示。首先通过投影仪将一组正弦光栅投射到实验平台表面，由相机进行采集，作为基准相位；然后将实验小轮放到实验平台，相机重新采集。

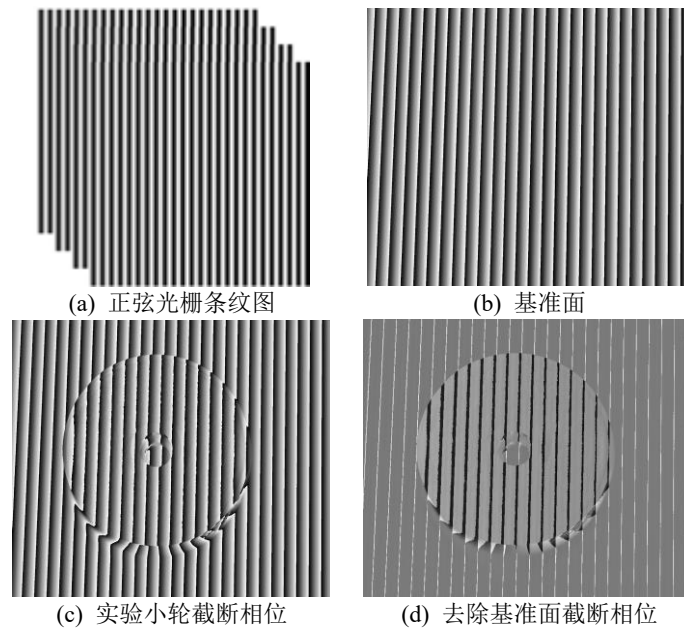


图 8 计算实验小轮包裹相位

(2) 用四步相移算法计算每组照片的截断相位，基准平面和实验小轮的截断相位如图 8(b)、图 8(c)所示。在测量制动盘的高度的过程中，需要将包含制动盘的展开相位减去基准面的相位，从而得到制动盘的相位差，为节省时间，方便计算，减小误差，可以先求出制动盘与基准面之间的包裹相位差，之后再行相位展开，如图 8(d)所示。



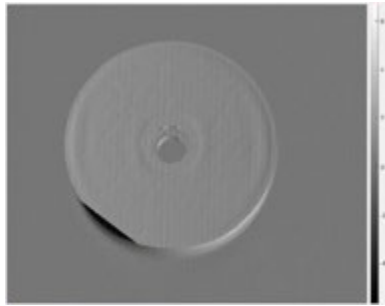


图 9 实验小轮展开相位

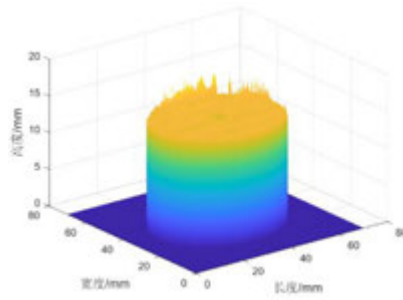
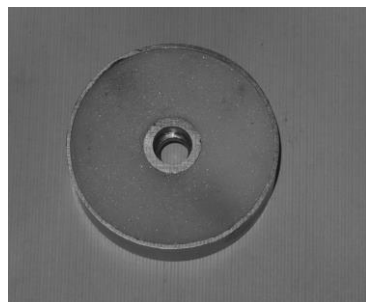


图 10 小轮三维轮廓

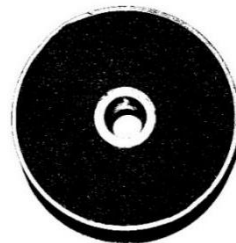
(3) 使用融合算法对图 8(d)所示包裹相位图进行相位展开, 由于实验小轮有一定的高度, 投影仪在投射正弦光栅时与小轮成一定角度, 导致在小轮边缘处造成一定的阴影, 相机在采集过程中丢失部分细节信息, 形成相位不连续区域, 因此得到如图 9 所示的展开相位图。

(4) 得到相位展开图之后, 根究相位-高度映射关系, 计算实验小轮的三维表面轮廓, 其结果如图 10 所示。

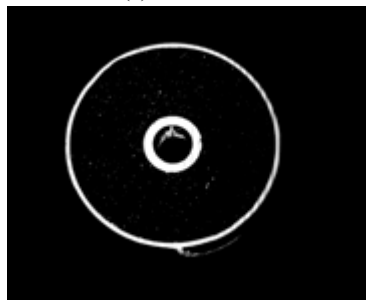
实验小轮的高度为 15mm, 直径为 44mm, 从图中可以看出, 实验小轮的三维信息被基本还原出来。为计算实验小轮的萘升华高度值, 需要选定一个确定的基准面, 通过该基准面分别计算前后两次测量得到的萘表面高度差, 然后将得到的两个高度值做差, 得到最终所求的萘升华高度值。论文选择实验小轮未铸萘的边缘表面作为基准面, 从而确定两次测量的萘表面相对于小轮边缘的高度。



(a) 实验小轮



(b) 二值化图



(c) 小轮边缘



(d) 小轮萘表面

图 11 小轮特征采集图

如图 11 所示, 图 11(a)是第一次采集到的实验小轮的图片, 论文通过最大类间方差法(又名大津法, 简称 Otsu 法)自动选取阈值对采集图片进行二值化, 确定实验小轮未铸萘部分的边界值, 得到如图 11(b)所示的二值化图片。可以看到, 使用 Otsu 算法很精确

的将小轮的边缘部分显示了出来，在此基础上，通过二值化图片所反映的特征，将实验小轮的二维相位展开图进行特征提取，得到图 11(c)、(d)所示的小轮各部分的特征图片。

使用相位-高度映射算法分别计算实验小轮边缘部分和小轮萘表面部分的高度值，恢复三维轮廓，如图 12(a)、(b)所示。小轮边缘部分受到的干扰较少，因此三维重建结果良好，其平均高度为 15.1429 mm；萘表面因为部分区域存在反光现象，所以导致三维重建结果出现突起和毛刺，在计算过程中忽略这些区域。

使用相同的方法，对第二次采集的实验小轮的图片信息进行图像处理，使用相位-高度映射算法计算得到的实验小轮边缘部分和萘表面部分的三维重建结果如图 12(c)、(d)所示。小轮边缘部分的平均高度为 15.1410 mm，其结果与第一次的测量结果基本一致。

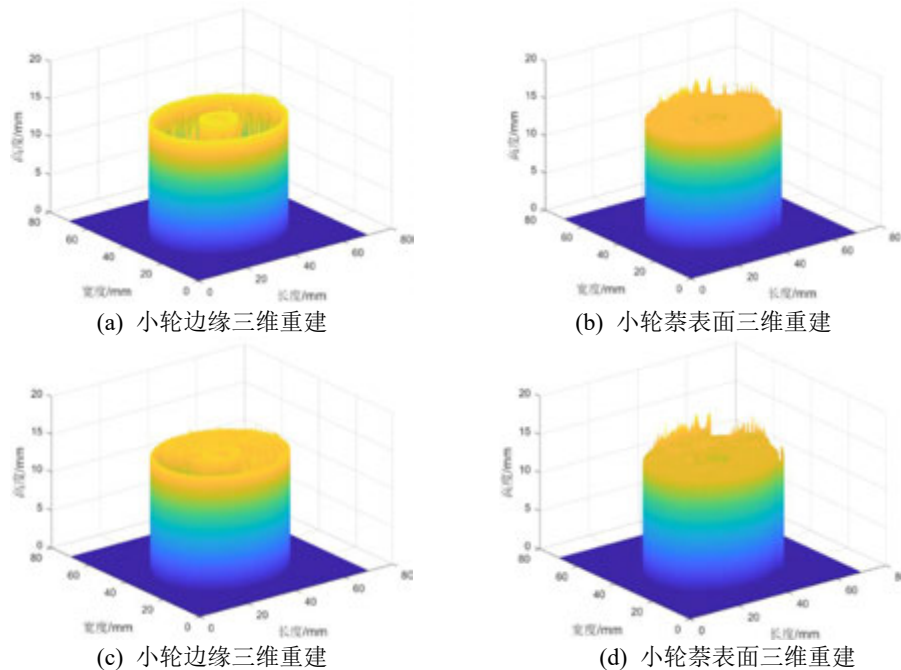


图 12 实验小轮三维重建结果

得到萘升华前后实验小轮边缘部分和萘表面的高度信息之后，以实验小轮的边缘表面作为基准面，分别计算升华前后萘表面相对于小轮边缘的高度值，然后对两个高度数值做差即可得到实验小轮的萘升华高度。制动盘铸萘表面平均升华高度为 0.0149 mm。

### 3.3 测量精度验证

实验前后使用电子天平对小轮进行称重，得到实验前后小轮的重量差为 0.0223 g，即实验过程中小轮表面萘升华的重量。已知固态萘的密度为 1162 kg/m<sup>3</sup>，小轮萘表面积为 0.00143 m<sup>2</sup>，计算得到实验前后的真实萘升华平均高度为 0.0168 mm。

基于相位测量轮廓术下的萘升华高度与实验真实值之间的误差为 11.31%。根据文献[23]中的公式可以得到实验小轮表面的对流换热系数为 0.1620 W/m<sup>2</sup>·K。

## 4 结论

通过对相位测量轮廓术的介绍，结合两种算法提出了基于枝切法和质量图导向法的融合算法。对三种算法利用 MATLAB 进行仿真模拟，结果表明随着噪声值的不断增加，融合算法的均方根误差相比于枝切法和质量图导向法更小，变化也更加平缓。利用相位测量轮廓术测量实验小轮表面的萘升华高度，结果显示，实验小轮的平均萘升华高度为

0.0149 mm, 与真实值之间的误差为 11.31%, 实验小轮表面的对流换热系数为  $0.1620 \text{ W/m}^2\cdot\text{K}$ 。实验结果说明三维轮廓测量实验对制动盘蔡升华过程中局部蔡升华高度的精密测量有实现的可能性。

## 参考文献

- [1] Ji P, Wu F, Zhang G, et al. A novel numerical approach for investigation of the heat transport in a full 3D brake system of high-speed trains[J]. *Numerical Heat Transfer, Part A: Applications*, 2019, 75(12): 824-840.
- [2] Sisson A E. Thermal analysis of vented brake rotors[J]. *SAE Transactions*, 1978, 87: 1685-1694.
- [3] Srinivasan V, Liu H C, Halioua M. Automated phase-measuring profilometry of 3-D diffuse objects[J]. *Applied Optics*, 1984, 23(18): 3105-3108.
- [4] 李勇, 张广汇, 马利红, 等. 条纹投影动态三维表面成像技术综述[J]. *红外与激光工程*, 2020, 49(03): 91-103.  
Yong L, Guanghui Z, Lihong M, et al. Review of dynamic three-dimensional surface imaging based on fringe projection[J]. *红外与激光工程*, 2020, 49(3): 0303005-0303005-13.
- [5] 常轶民, 金永, 吴靖. 基于光栅投影的工件表面缺陷检测方法研究[J]. *工具技术*, 2020, 54(1): 94-97.  
Yimin C, Yong J, Jing W. Research on Surface Defect Detection Method of Workpiece Based on Grating Projection[J]. *Tool Engineering*, 2020, 54(1): 94-97.
- [6] Zuo C, Feng S, Huang L, et al. Phase shifting algorithms for fringe projection profilometry: A review[J]. *Optics and Lasers in Engineering*, 2018, 109: 23-59.
- [7] 杨锋涛, 罗江龙, 刘志强, 等. 相位展开的 6 种算法比较[J]. *激光技术*, 2008(03): 323-326.  
YANG F T, LUO J L, LIU Z Q. Comparison of six phase unwrapping algorithms[J]. *Laser Technology*, 2008, 32(3): 323-326.
- [8] Zuo C, Huang L, Zhang M, et al. Temporal phase unwrapping algorithms for fringe projection profilometry: A comparative review[J]. *Optics and Lasers in Engineering*, 2016, 85: 84-103.
- [9] Wang X, Fang S, Zhu X, et al. Phase unwrapping of interferometric fringes based on a mutual information quality map and phase recovery strategy[J]. *Optical Engineering*, 2018, 57(11): 114108-114108.
- [10] Yu H, Lan Y, Lee H, et al. 2-D phase unwrapping using minimum infinity-norm[J]. *IEEE Geoscience and Remote Sensing Letters*, 2018, 15(12): 1887-1891.
- [11] Xu J, An D, Huang X, et al. An efficient minimum-discontinuity phase-unwrapping method[J]. *IEEE Geoscience and Remote Sensing Letters*, 2016, 13(5): 666-670.
- [12] Chung B M, Park Y C, Do J Y. Phase-height relationship by plane analysis in 3D shape measurement using fringe pattern projector[C]. *2014 IEEE Sensors Applications Symposium (SAS)*. IEEE, 2014: 272-277.
- [13] 马秋娜, 曹益平, 陈澄, 等. 一种提高相位-高度映射精度的标定方法[J]. *光学与光电技术*, 2018, 16(3): 1-7.  
QiuNa M, Yiping C, Cheng C, et al. A Calibration Method for Improving the Accuracy of Phase to Height Mapping[J]. *Optic & Optoelectronic Technology*, 2018, 16(3): 1-7.
- [14] Zhang S. Flexible and high-accuracy method for uni-directional structured light system calibration[J]. *Optics and Lasers in Engineering*, 2021, 143: 106637.
- [15] Yanjun F, Xiaoqi C, Kejun Z, et al. Method for phase-height mapping calibration based on fringe projection

- profilometry[J]. 红外与激光工程, 2022, 51(4): 20210403-1-20210403-9.
- [16] Wan Y, Cao Y, Liu X, et al. High-frequency color-encoded fringe-projection profilometry based on geometry constraint for large depth range[J]. Optics Express, 2020, 28(9): 13043-13058.
- [17] 黄修章, 曹益平, 张玉娇. 一种新型单帧彩色复合光栅投影的实时三维测量方法[J]. 光学与光电技术, 2021, 19(3): 33-40.
- Xiuzhang H, Yiping C, Yujiao Z. A Real-Time 3D Measurement Method Based on New Single-Shot Color Composite Grating Projection[J]. Optic & Optoelectronic Technology, 2021, 19(3): 33-40.
- [18] 韩宇, 张启灿, 吴应山. 三种基本相位展开算法及其融合算法的性能比较[J]. 光学学报, 2018, 38(8): 88-96.
- Yu H, Qican Z, Yingshan W. Performance Comparison of Three Basic Phase Unwrapping Algorithms and Their Hybrid Algorithms[J]. Acta Optica Sinica, 2018, 38(8): 0815006.
- [19] 周勇, 邵珩, 聂中原, 等. 改进的枝切法在散斑相位解包裹中的应用[J]. 红外与激光工程, 2021, 50(10): 125-134.
- Yong Z, Heng S, Zhongyuan N, et al. Application of improved branch-cut method in speckle phase unwrapping[J]. Infrared and Laser Engineering, 2021, 50(10): 20200451-1-20200451-10.
- [20] Bone D J. Fourier fringe analysis: the two-dimensional phase unwrapping problem[J]. Applied Optics, 1991, 30(25): 3627-3632.
- [22] Flynn T J. Consistent 2-D phase unwrapping guided by a quality map[C]. IGARSS'96. 1996 International Geoscience and Remote Sensing Symposium. IEEE, 1996, 4: 2057-2059.
- [23] 金星, 张永恒, 王良璧等. 高速列车制动盘表面对流传热特性[J]. 科学通报, 2015, 60(23): 2245-2252.
- Jin X, Zhang Y H, Wang L B, et al. The convective heat transfer characteristics of the brake disc surface of a high-speed train (in Chinese). ChinSci Bull, 2015, 60: 2245-2252.

# 金属流速测量技术对比

肖辉, 王苏豪, 张显均, 兰治科, 卓文彬, 王盛

(中国核动力研究设计院 成都 610213)

(Tel:028-85908154, Email: xiaohui\_hust@foxmail.com)

**摘要:** 液态金属流速会影响容器、关键设备内的流量、温度、氧浓度以及应力分布, 获取准确流场分布可提升结构设计能力及系统运行的可靠性。为选择合适的液态金属流速测量方式, 回顾了适用于液态金属的局部流速测量技术, 分析了不同测量技术的研究进展及优劣。结果发现, 当前国内外尚未有成熟的金属流场测量仪器, 介入式方法中皮托管、电磁探针及电涡流探针的技术成熟度较高, 非介入方式中超声多普勒技术成熟度最高而电磁感应成像应用前景较好。在此基础上, 针对典型反应堆内运行环境推荐了测量技术, 其中电磁感应法因无需添加粒子、时间分辨率高而具有更广适用性。

**关键词:** 液态金属; 局部流速; 测量技术; 研究进展

## 0 前言

高温液态金属工质沸点余量大、自然循环流速高、安全特性好, 在能源转换系统, 尤其是第四代核反应堆系统, 逐渐受到关注。特别是液态铅基金属, 不仅可用于第四代核能系统, 还可用于加速器驱动系统、核聚变系统<sup>[1]</sup>, 具有较好的应用前景。

流量也是能源系统运行的重要参数。常见用于液态金属流量测量的仪器有科里奥利流量计、文丘里流量计以及涡街流量计。然而流量计尺寸较大, 对流动干扰较大, 不适用于浸没于堆池内测量流量。较好的解决方案是获取局部流速分布, 然后以此推演得到流量。

然而, 高温液态金属具有高温、不透明、腐蚀性等特性, 对实验仪器提出了挑战, 其流场测量一直是国际上研究的难点。在过去几十年里, 研究者对液态金属流速测量技术进行了少量探索及分析<sup>[2]</sup>。前人研究主要介绍部分测量技术的原理及实验测试, 不同技术对比不够详细, 对反应堆内的应用介绍较少。因此, 本文回顾了近年来主要的液态金属流速测量技术, 对比分析了不同技术的特点, 推荐反应堆内典型位置的测量技术, 为液态金属运行、实验时选择合适的测量设备提供参考。

## 1 技术原理与应用

当前主要的液态金属局部流速测量技术有皮托管、卡门涡街法、电势探针、永磁探针、热线仪、机械位移法、时间过渡法、超声多普勒法、电磁感应成像法、洛伦兹力法以及中子照相法。

### 1.1 皮托管

皮托管基于伯努利原理, 通过测量动压孔和静压孔压差以获得局部速度。通过将探头小型化, 并安装热电偶于孔口, 可以同时测量局部速度和温度分布。Schulenberg 等<sup>[3]</sup>在 KALLA 的 THESYS 回路上采用皮托管获得了管内铅铋流速分布, 该皮托管压力传感器分辨率达到 12.5Pa, 探头尺寸 5mm, 速度分辨率约 5mm/s。Pacio 等<sup>[4]</sup>采用可移动皮托管测量了铅铋流速分布, 该皮托管内径为 2mm, 速度测量范围可覆盖 0.1-0.3m/s。

## 1.2 卡门涡街法

当流体绕流长圆柱体时，边界层分离导致圆柱体后面会出现卡门涡街，涡街衰减频率和流体速度相关。在实际应用中，流速与衰减频率近似呈线性关系，且衰减频率几乎等于圆柱体振动频率。卡门涡街探针主要由圆柱形探头、压力计、支撑杆、电桥和动态压力计组成。Iguchi 等<sup>[5]</sup>通过测量卡门涡街探针振动频率以计算液体的流速，分别获得了液态伍德合金和铁的流速。采用探针水力直径约 6mm，可测量最大流速可达到 0.8m/s，最小流速可达到 0.05m/s<sup>[6]</sup>。

## 1.3 电势探针

在给定磁场下，导电流体流速方向与磁场方向垂直时，测量流体电势差则可反推流速信息<sup>[7]</sup>。该探针除针尖外的其余部分与流体保持绝缘。Chowdhury 等<sup>[8]</sup>通过电势探针测量了磁场下 GaInSn 的瞬态、稳态流速分布，结果与理论分析吻合良好，表明该方法时间响应和分辨率较高。Ni 等<sup>[9]</sup>数值模拟发现电势探针法难以测量三维流场，毫伏级电压信号易受外部电磁、探针接触电阻等干扰。

## 1.4 永磁/电磁探针

流体流过安装有永磁铁的探针时，产生感应电动势，测量电动势可以计算流速。微型永磁铁与流速方向垂直，磁铁槽内可安装热电偶，并一起集成于不锈钢套管。Ricoud 和 Vives<sup>[10]</sup>研制了永磁探针，测量了常温汞和高温铝液流场，测量范围可达 0~10m/s，灵敏度达到 1mm/s。Kapulla 等<sup>[11]</sup>在 2000 年研制了外径为 2.5 mm 的微型永磁探头，校准并在强温度梯度的液态钠中开展了实验。2021 年，德国卡尔斯鲁厄理工学院（KIT）Thomas Schaub 等<sup>[12]</sup>将热电偶植入传感器内，同时测量了流速和温度。日本原子能机构（JAEA）Ariyoshi 等<sup>[13]</sup>研制了输出信号和速度具有较好线性关系的电磁探针，校准并测量了 420°C 的铅铋流速。

## 1.5 热线探针法

当流体流过加热金属丝时，带走热量与流速相关，通过测量金属丝温度可以获得流速。对于液态金属，Reed 等<sup>[14]</sup>发现扩散传热和对流传热比值较大，导致该方法在液态金属中灵敏度在低于水、空气，分辨率难以达到 1mm/s。此外，热线信号受到润湿改变、杂质沉积等表面条件改变的影响<sup>[15]</sup>。液态金属内杂质和氧化产物沉积在热线会导致换热性能改变。在热线上进行镀石英、金属钒，可以降低杂质沉积的影响，传热变化率可低于 2.5%<sup>[16]</sup>。Gardner 和 Lykoudis<sup>[17]</sup>采用了多种热线探头测量汞流场，发现在 300h 后测量结果仍能够保持。

## 1.6 时间过渡法

时间过渡测速的典型代表有温度脉冲法、尾迹法以及溶解法，主要通过向流体内施加热源或质量源，通过测量传递时间以获得流速<sup>[15]</sup>。温度脉冲法是通过测量温度脉冲在加热棒与热电偶或两热电偶之间传播的时间来计算流速值，不会引入外部杂质。这种测量方法在水、钠钾液态金属中均可行，但是在金属中测量的分辨率较低，而且加热棒附近需安装较多热电偶，产生较大流体扰动。尾迹法和溶解法需外加质量源，测量浓度分布以获得流速，由于该方法需要引入杂质，较难应用于反应堆及其实验。

## 1.7 机械位移法

流体冲击机械探针时，探针产生弹性变形，通过光学系统、应变测量系统可检测探针位移变化，然后通过软件分析位移变化可获得流速。在 2000 年，Eckert 等<sup>[18]</sup>研制了机械光学探

针, 测量了常温 GaInSn、350°C 铅铋等介质的流速。Cramer 等<sup>[19]</sup>测量了旋转 GaInSn 的流场, 结果与数值模拟吻合良好。机械光学探针材料采用石英玻璃时, 能够应用到 800°C 高温环境。该探针直径可小至 50 $\mu$ m, 长度约为 10~50mm, 浸没在流体的支撑玻璃管直径约为 1mm, 对流体扰动较小。

### 1.8 超声多普勒法

超声多普勒测速(UDV)是一种非侵入式技术, 通过发射超声波(通常为 1~10 MHz), 检测流体中示踪粒子反射回波的多普勒频移, 计算得到局部流速。Takeda<sup>[20]</sup>研制了超声多普勒测速系统, 测量水速度时偏差小于 5%, 然后采用多个 UDV 探头获得了汞的二维流场分布。在高温液态金属方面, 当温度高于 230°C 时, 须使用波导管保护产生超声波信号的压电材料。Eckert<sup>[21]</sup>研制了能够应用于 620°C 高温环境的波导探头, 获得了 300°C 铅铋及 620°C 铜锡合金流速分布。UDV 能在不透明介质中正常传播, 能够沿声波传输路径测量流速分布, 具有较高的时间、空间分辨率, 不受外界电磁干扰影响。UDV 也受测速系统、超声穿透效率、流固界面、声压及示踪粒子特性的影响。

### 1.9 电磁感应法

电磁感应成像法分为电涡流探针(ECFM)和非接触电感流动层析成像(CIFT)。当金属流体流过外部激励线圈产生的正交磁场时, 会产生感应电流进而引起磁场变化, 通过计算机分析磁场变化和流场的关系, 采用适当的正则化技术求解逆问题, 可以获得流场。美国原子能委员会在 20 世纪 70 年代基于电涡流原理开发了探头式流量传感器, 进行非接触测量。目前 ECFM 探头的外径可达到 10mm 量级, 测速精度可达到 $\pm 2\%$ , 量程可覆盖 0.03-1.4m/s<sup>[22]</sup>。CIFT 是无需添加示踪粒子的非介入式方法, 原理与 ECFM 法类似, 但传感器为阵列式, 包含多个磁敏元件, 可从多角度检测物场内的电磁场变化, 可以重建容器内部的三维流场。在 2004 年, Stefani<sup>[23]</sup>提出采用 CIFT 测速。Wondrak 等<sup>[24]</sup>应用该方法测得了 1cm/s 的低速流动, Mitra 等<sup>[25]</sup>则测量了圆筒内 Rayleigh-Benard 对流的复杂流动结构。该方法很好的实现了液态金属二维或三维速度场测量, 在反应堆三维流动结构测量方面具有较高价值。

### 1.10 洛伦兹力法

洛伦兹力测速法(LFV)是一种基于电磁感应效应的非接触式流速测量技术<sup>[26]</sup>。当金属或导电流体在磁场中移动时会产生涡流, 涡流和原磁场之间的相互作用会产生洛伦兹力。根据牛顿第三定律, 原磁场源也会受到一个和洛伦兹力大小相同但方向相反的力, 该反作用力和流体流速存在关系, 通过测量该反作用力可以确定流体的平均速度。在使用局部磁场的情况下, 可以进行局部速度测量<sup>[27]</sup>。洛伦兹力取决于电导率、液体和原磁体之间的相对速度以及磁场的大小, 且电导率较大时洛伦兹力更便于检测, 因而 LFV 可用于测量高温和腐蚀性液态金属, 并已在实验室条件应用于 GaInSn、钢铁及铝液流速测量<sup>[28]</sup>。

### 1.11 中子照相法

该种测量方式的原理和 PIV 类似, 通过连续拍照获得粒子位移变化, 进而得到局部速度及流场。中子射线穿过液态金属的衰减很小, 热中子束被示踪粒子吸收后在转换板上成像, 采用高速相机拍摄转换板的影像变化, 然后通过特定算法(如 PIV 算法)可以获取金属流场。Takenaka<sup>[15]</sup>采用 AuCd3 为弥散颗粒, 可视化了液态金属流场, 测量速度不确定度为 10%。Cha 和 Saito<sup>[29]</sup>获得了铅铋绕流管束的二维流场, 其采用的 AuCd3 粒子直径 1mm。

## 2 技术对比

根据测量结构是否浸入流体，上述方法可分为介入式和非介入式。介入式测量方法会对流场产生较大干扰，同时也受被测液体冲刷，可能发生弯曲甚至损坏，但测量结构简单、数据后处理简单。非介入式测量方法对原有流场产生干扰较小，时间、空间分辨率较高，而且可以获取流场，但测量结构复杂，测量过程会引入杂质或外力的干扰，且数据后处理难度较大。

液态金属测速的特殊性具体表现为：高温、低透光率、强腐蚀性、高电导率、高热导率、潜在的液固相变、高密度等。高温状态对检测结构的耐温性提出了苛刻的要求。低透光率使光线难以透过流体，严重制约 PIV、LIF/PLIF、LDV 等依靠光学信息测速方法应用，使其仅局限于测量表面流速。强腐蚀性导致光纤/电势探针等侵入结构无法长期稳定工作，而且腐蚀滋生的杂质会使 UDV 的示踪粒子浓度不稳定，也会危及皮托管（取压孔）稳定工作能力，导致检测过程失常。高热导率使得热线测速类方法可靠性降低。高电导率导致电势探针的内阻大幅降低，难以满足安装绝缘衬的条件，且电涡流效应和电磁场趋肤效应显著，致使常规电势探针难以有效检测信号。金属高熔点特性极易诱发液固相变现象，压差法取压位置凝固造成难以准确检测流速。高密度性会导致流体冲击较大，致使脆弱的光纤/电势探针难以稳定工作，检测精度不甚理想。

综合而言，皮托管、磁探针和电涡流探针的可实现性和可靠性较好，综合技术成熟度较高，已经用于核领域液态金属流速测量<sup>[2, 3, 13]</sup>。特别地，电涡流探针能实现非接触式测量，且不使用永磁体，不受居里温度限制，可在更宽的温度范围内稳定工作。在非介入式测量方面，中子照相技术需引入粒子，当前仅能获得较小结构的二维流场，工程测量成熟度低；超声多普勒需引入粒子，流场测量时受影响因素较多<sup>[30]</sup>，作为工业环境下关键流速长期监测方法的可靠性难保证，但测量系统较为简单且研究较充分，技术成熟度最高，可以在实验室条件下作为其他流速检测方法的标定手段<sup>[2]</sup>。电磁感性成像不用引入粒子，但会受到电磁干扰，现已成功被用于测量三维流场<sup>[24, 25]</sup>，技术成熟度居中。洛伦兹力法也不需要引入粒子，但测量多维局部流速方面尚未有公开实验室测量数据发表。此外，电磁感应成像法已发现影响测量精度的因素较少，具有较高的时间、空间分辨率，在测量复杂结构的流场方面有较好前景。

## 3 技术推荐

在反应堆堆池内，需要测量流速的主要位置有蒸汽发生器、堆芯以及腔室。当前上述液态金属流速测量技术均未有成熟可靠的商业化测量仪器。近年来研究人员重点关注并使用的流速测量方法有皮托管法<sup>[4]</sup>、电磁探针法<sup>[13]</sup>、电涡流探针法<sup>[31]</sup>、超声多普勒法<sup>[30]</sup>和电磁感应成像法<sup>[32]</sup>。反应堆内液态金属具有高温、腐蚀及含放射性物性等特点，其流速检测宜选择流场干扰小、可靠性高、流体接触少甚至无接触的方法，其相关实验应选用流场干扰小、测量精度高的方法。针对堆内不同测量对象，推荐工程或实验验证上有前景的测量方式如下：

(1) 蒸汽发生器。蒸汽发生器传热管内流体吸收热量发生相变，带走一回路热量。无论是列管式还是盘管式，传热管整体体积庞大，管间间隙狭窄，间隙通常小于管径，其量级约 10mm。因此，应当选用对流场干扰较小的测量方式。非介入式方法中超声多普勒法的超声受到管内水-蒸汽强烈干扰。相比而言，电磁感应成像法较优，已成功用于测量液态金属对



流换热流场<sup>[25]</sup>。若对蒸发器传热管进行缩比模化,也可采用中子照相法测量,如韩国测量了管束间液态金属流场<sup>[29]</sup>。在介入式测量方法中,皮托管、磁探针法、电涡流探针法都可行,均能实现尺寸小于 10mm<sup>[3, 13, 31]</sup>。特别地,电磁探针尺寸小、强度足且可测量二维流速,日本 JAEA 已经验证了 3mm 电磁探针测量铅铋流速可行性<sup>[13]</sup>,是测量蒸发器流速的较优方式。

(2) 燃料组件。冷却剂通过对流换热带走燃料棒束的热量,以确保燃料棒温度不超限值。通常,单盒组件的尺寸相对较小,量级约 100mm。棒间距较小,而且棒间存在格架或绕丝,流体流动间隙量级约 1mm。介入式方法不适用于测量燃料组件内部流场,但可用于测量组件进出口区域流速分布,如日本 Monju 快堆采用电涡流探针测量堆芯出口流速长达 20 年<sup>[31]</sup>,德国 KALLA 采用皮托管测量堆芯出口流速分布<sup>[4]</sup>。组件内部流场在实验和工程上均难测,目前尚未有公开文献发表。工程上不允许堆内引入杂质,可采用电磁感应法;实验上燃料棒内通常存在加热电流干扰磁场和多重界面干扰超声,可采用中子照相法测量。

(3) 池式腔室。反应堆腔室尺寸较大,内部存在换热器、主泵等重要部件,其自由液面震荡、流体射流、以及热分层变化会引起传热变化,导致部件热疲劳、结构破坏而带来安全问题。腔内布置测量仪器的空间充足,介入式和非介入式测量方式均可采用。射流、金属卷吸气体、液面振荡均属于非稳态现象,应采用时间、空间分辨率较高的监测方式,比如电磁感应成像、永磁/电磁探针及电涡流探针。如果要获得腔室整体流场分布,可开展比例模化以缩小规模,在缩比的基础上开展试验,选择超声多普勒流场测量方法,如日本采用超声多普勒法获得了 1/10 上腔室缩放模型流场<sup>[33]</sup>,德国获得了腔内自然对流流场<sup>[34]</sup>。

#### 4 总结展望

对于反应堆内金属流速测量技术,结果及结论如下:

(1) 介入式技术通过测量多个局部点的流速可得到流场信息。其中,皮托管、永磁/电磁探针法及电涡流探针研究较充分、成熟度高,特别是电涡流探针可实现无接触测量,在监测堆内流速方面较有潜力。

(2) 非介入式技术对流场的干扰较小,可同时测量多点流速。中子照相法、超声多普勒法、电磁感应成像法及洛伦兹力法均有较好前景。其中,超声多普勒法技术成熟度较高,可用于实验标定,中子照相法实施难度最大,二者均需加入的示踪粒子。电磁感应法无需示踪粒子,时空分辨率均高,适应性广。

(3) 对于蒸发器,推荐电磁感应法、中子照相法、皮托管、电磁探针及电涡流探针;对于堆芯燃料组件,推荐皮托管、电涡流探针测量进出口流速,并采用中子照相法实验测量堆芯流场;对于池式腔室,推荐电磁感应成像、永磁/电磁探针、电涡流探针及超声多普勒法。

**致谢:** 本工作得到了中国核动力研究设计院中核核反应堆热工水力技术重点实验室支持。

#### 参考文献

- [1] 盛倩, 吴姝琴, 王晓宇, 等. ITER 计划实验包层项目概述 [J]. 核技术, 2022, 45(7): 070001.
- [2] PACIO J, VAN TICHELEN K, ECKERT S, et al. Advanced Thermal-Hydraulic experiments and instrumentation for heavy liquid metal reactors [J]. Nuclear Engineering and Design, 2022, 399: 112010.
- [3] SCHULENBERG T, STIEGLITZ R. Flow measurement techniques in heavy liquid metals [J]. Nuclear Engineering Design, 2010, 240(9): 2077-87.

- [4] PACIO J, DAUBNER M, FELLMOSEER F, et al. Experimental study of the influence of inter-wrapper flow on liquid-metal cooled fuel assemblies [J]. *Nuclear Engineering and Design*, 2019, 352.
- [5] IGUCHI M, KAWABATA H, OGURA T, et al. A new probe for directly measuring flow velocity in a continuous casting mold [J]. *ISIJ international*, 1996, 36(Supplement): S190-S3.
- [6] IGUCHI M, TERAUCHI Y. Karman Vortex Probe for the Detection of Molten Metal Surface Flow in Low Velocity Range [J]. *ISIJ International*, 2002, 42: 939-43.
- [7] MISTRANGELO C, BÜHLER L. Perturbing effects of electric potential probes on MHD duct flows [J]. *Flow Measurement Instrumentation*, 2010, 48(1): 157-65.
- [8] CHOWDHURY V, BÜHLER L, MISTRANGELO C, et al. Experimental study of instabilities in magnetohydrodynamic boundary layers [J]. *Fusion Engineering Design*. 2015, 98: 1751-4.
- [9] M. N, L, B, N. M. Direct simulation of a 3D sudden expansion by a current density conservative scheme [Z]. 9th International Symposium on Fusion Nuclear Technology. Dalian, China. 2009
- [10] RICOU R, VIVES C. Local velocity and mass transfer measurements in molten metals using an incorporated magnet probe [J]. *International Journal of Heat Mass Transfer*, 1982, 25(10): 1579-88.
- [11] KAPULLA R, SIGG B, HORANYI S, et al. Local velocity measurements in a thermally-stratified sodium mixing layer using a permanent-magnet probe [J]. *Experimental thermal fluid science*, 2000, 20(3-4): 115-36.
- [12] SCHAUB T, WÜSTLING S, KONRAD J, et al. Design and calibration of permanent magnet probes for the local measurement of velocity and temperature in a liquid metal backward facing step flow [J]. *Exp Fluids*, 2021, 62(10): 62.
- [13] ARIYOSHI G, OBAYASHI H, SASA T. Development of a miniature electromagnet probe for the measurement of local velocity in heavy liquid metals [J]. *Journal of Nuclear Science and Technology*, 2022, 59(9): 1071-88.
- [14] REED C, PICOLOGLOU B, DAUZVARDIS P, et al. Techniques for measurement of velocity in liquid-metal MHD flows [J]. *Fusion technology*, 1986, 10(3P2A): 813-21.
- [15] NUCLEAR-ENERGY-AGENCY. Handbook on Lead-bismuth Eutectic Alloy and Lead Properties, Materials Compatibility, Thermalhydraulics and Technologies [M]. 2015 ed.: ORGANISATION FOR ECONOMIC CO-OPERATION AND DEVELOPMENT, 2015.
- [16] ROBINSON T, LARSSON K J J O F M. An experimental investigation of a magnetically driven rotating liquid-metal flow [J]. 1973, 60(4): 641-64.
- [17] GARDNER R, LYKOUDIS P. Magneto-fluid-mechanic pipe flow in a transverse magnetic field. Part 1. Isothermal flow [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1971, 47(4): 737-64.
- [18] ECKERT S, WITKE W, GERBETH G. A new mechano-optical technique to measure local velocities in opaque fluids [J]. *Flow Measurement Instrumentation*, 2000, 11(2): 71-8.
- [19] CRAMER A, GERBETH G, TERHOEVEN P, et al. Fluid velocity measurements in

- electro-vortical flows [J]. *Materials Manufacturing Processes*, 2004, 19(4): 665-78.
- [20] TAKEDA Y, KIKURA H. Flow mapping of the mercury flow [J]. *Exp Fluids*, 2002, 32(2): 161-9.
- [21] ECKERT S, GERBETH G, MELNIKOV V. Velocity measurements at high temperatures by ultrasound Doppler velocimetry using an acoustic wave guide [J]. *Exp Fluids*, 2003, 35(5): 381-8.
- [22] KRAUTER N, FRANKE S, GERBETH G, et al. Eddy current flowrate and local ultrasonic velocity measurements in liquid sodium [Z]. *International Conference on Fast Reactors and Related Fuel Cycles: Next Generation Nuclear systems for Sustainable Development (FR17)*. International Atomic Energy Agency 2017
- [23] STEFANI F, GUNDRUM T, GERBETH G. Contactless inductive flow tomography [J]. *Physical Review E*, 2004, 70(5): 056306.
- [24] WONDRAK T, PAL J, STEFANI F, et al. Visualization of the global flow structure in a modified Rayleigh-Bénard setup using contactless inductive flow tomography [J]. *Flow Measurement Instrumentation*. 2018, 62: 269-80.
- [25] MITRA R, SIEGER M, GALINDO V, et al. Flow reconstruction in a Rayleigh-Bénard convection cell with an aspect ratio 0.5 by contactless inductive flow tomography [J]. *Magnetohydrodynamics*, 2022, 58: 81-8.
- [26] THESS A, VOTYAKOV E V, KOLESNIKOV Y. Lorentz force velocimetry [J]. *Phys Rev Lett*, 2006, 96(16): 164501.
- [27] HEINICKE C, TYMPEL S, PULUGUNDLA G, et al. Interaction of a small permanent magnet with a liquid metal duct flow [J]. *Journal of Applied Physics*, 2012, 112(12): 124914.
- [28] 郑锦灿. 洛伦兹力测速技术的工业应用研究 [D]. 北京; 中国科学院大学, 2020.
- [29] CHA J-E, SAITO Y. Measurement of Liquid-Metal Flow with a Dynamic Neutron Radiography [J]. *Journal of the Korean Society of Visualization*, 2011, 9(4): 63-8.
- [30] 黄少球. 声压及示踪粒子对超声多普勒流场测量影响研究 [D]. 合肥; 中国科学技术大学, 2018.
- [31] AIZAWA K, CHIKAZAWA Y, MOROHASHI Y. Performance evaluation of eddy current flowmeter in Monju [J]. *Journal of Nuclear Science and Technology*, 2018, 55(12): 1393-401.
- [32] SIEGER M, MITRA R, SCHINDLER F, et al. CHALLENGES IN CONTACTLESS INDUCTIVE FLOW TOMOGRAPHY FOR RAYLEIGH-BÉNARD CONVECTION CELLS [J]. 2022, 58: 25-32.
- [33] KIMURA N, HAYASHI K, IGARASHI M, et al. Hydraulic experiment for compact reactor vessel. Measurement of flow field and flow optimization in upper plenum [R]. Tokai, Ibaraki (Japan): Japan Nuclear Cycle Development Inst., 2003.
- [34] ZÜRNER T, SCHINDLER F, VOGT T, et al. Combined measurement of velocity and temperature in liquid metal convection [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2019, 876: 1108-28.

# 燃气环境对涡轮叶片多光谱测温准确性影响研究

闫浩<sup>1,2,3</sup>, 李勋锋<sup>\*1,2,3</sup>, 陈俊霖<sup>1,3</sup>, 淮秀兰<sup>1,2,3</sup>, 成克用<sup>1,3</sup>

(1、中国科学院工程热物理研究所, 北京, 100190

2、中国科学院大学工程科学学院, 北京, 100049

3、中科南京未来能源系统研究院, 南京, 211135)

(Tel: 13683034867, Email:lixunfeng@iet.cn)

**摘要:** 建立了涡轮叶片复杂三维逆向蒙特卡罗模型模拟叶片与测温探头之间的辐射换热, 采用 NSGA-II 算法对多波段的辐射能量反演计算得出叶片温度, 实现了涡轮叶片的温度测量, 分析了涡轮内部高温燃气的温度、压力、浓度的变化对测温准确性的影响, 评估了测温模型在不同工况下的准确性和稳定性。结果表明, 高温燃气与叶片之间的温差变化会对测温造成较大影响; 压力变化造成影响较小; 燃气组分的浓度变化在浓度较低时影响较大。

**关键词:** 逆向蒙特卡罗算法, 多光谱测温, 高温燃气, 涡轮叶片

## 0 前言

增加涡轮入口温度可以改善航空发动机热力学循环, 从而提高航空发动机工作效率<sup>[1]</sup>, 在更高的涡轮入口温度下如何能保证叶片温度始终保持在安全范围内是其关键问题。如果能够对叶片表面温度进行实时监控, 将对航空发动机涡轮叶片冷却结构设计及热防护性能研究提供很大帮助<sup>[2]</sup>。常见的叶片的测温方式可分为接触式测温和非接触式测温。接触式测温由于传感器元件与高温叶片直接接触, 布置难度大且易损坏<sup>[3]</sup>; 非接触式测温主要是利用辐射能量来进行测温, 不接触被测对象、响应速度快、测温范围广, 在目前的航空发动机研发中应用较多。然而, 对于复杂的涡轮发动机内部来说, 辐射测温技术易受到叶片周围的高温热端部件以及高温燃气的影 响, 导致测温结果往往与真实温度存在较大偏差<sup>[4]</sup>, 从而需要对其复杂的辐射环境影响进行模拟研究, 以修正辐射环境影响, 进而提高其测温精度。

目前常用的辐射传热数值模拟方法有蒙特卡罗法、射线追踪法等。相比于传统的辐射数值模拟方法, 蒙特卡罗法能够适用于更复杂的几何形态和更高的精度, 计算速度也更快<sup>[5]</sup>。因此, 对于本文的复杂的涡轮叶片结构来说, 使用蒙特卡罗算法进行模拟更具有优势。由于本文主要研究的是小视场、小面积的测温探头接收到的来自涡轮内部的复杂气固耦合辐射, 而对其余表面之间的辐射传递并不关心, 为提高计算效率, 采用逆向蒙特卡罗算法, 基于光学互易性, 从探头反向射出光子, 统计最终到达各个表面的光子数, 再利用相对性来进行下一步处理。多光谱测温法利用了多条光谱的测量信息, 从而降低了发射率等未知量带来的测量误差, 也减少了对发射率的信息依赖性<sup>[6]</sup>。文献[7]设计了一种适用于燃气轮机的高速多光谱测温系统; 文献[8]假设被测对象光谱发射率具有缓变特性, 实现了真温和发射率的反演; 文献[9]选取多个特征波长, 建立了函数不变的假设方法, 提高了普适性。然而, 在实际的涡轮叶片辐射测温中, 影响测温结果的不仅仅只有叶片的发射率, 高温燃气的温度和压力等不断变化也会使测温结果造成较大的偏差, 因此分析高温燃气的工况变化对多光谱测温准确性的影响至关重要。文献[10]分析了高温参与介质下的连铸坯的温度测量方法; 文献[11]分析了燃气轮机在特定工作波段的气体辐射特性并对测温结果进行了修正。目前, 针对燃气工况变化对多光谱测温准确性影响的相关研究还很少。

本文对涡轮内复杂叶片环境做了适当的简化,利用逆向蒙特卡罗算法模拟了涡轮内叶片与燃气复杂气固耦合辐射及其与测温探头之间的辐射传递,研究了涡轮内部高温燃气的温度、压力与组分浓度变化对测温波长在 10-12 $\mu\text{m}$  间的多光谱测温准确性的影响,评估了发射率模型对不同燃气工况下的测温准确性和稳定性影响规律。

## 1 计算模型

### 1.1 涡轮叶片模型

建立三维的涡轮叶片模型,叶片主视图和俯视图分别如图 1(a)、(b)所示。其中  $x$  方向为轴向,  $y$  方向为圆周方向,  $z$  方向为径向。S1V、S1R、S2V 分别表示一级静叶、一级动叶、二级静叶, pb 表示测温探头,探头目标为一级动叶的 2 号叶片。计算过程中仅考虑一级动叶前面的一级静叶和后面的二级静叶发射的辐射能对计算域的影响,不考虑涡轮盘外辐射和内涵道的影响。叶片设为光谱发射率为 0.81 的漫射体,壳体设为反射率为 1 的等温漫反射体。测温探头半径为 0.5mm,黑体表面,视场角为  $0^\circ$ 。涡轮叶片模型划分为 901 个面元和 96 个气体体元,初始的叶片面元和气体体元参数选取文献[12]中的数据,叶片所有面元的温度处于 1250K-1400K 之间,所有体元的温度处于 1700K-2200K 之间,其中被测面表面温度为 1334K,被测面所在气体体元温度为 2143K,气体压力为 21bar,  $\text{CO}_2$  体积浓度为 0.04,水蒸气体积浓度为 0.04。

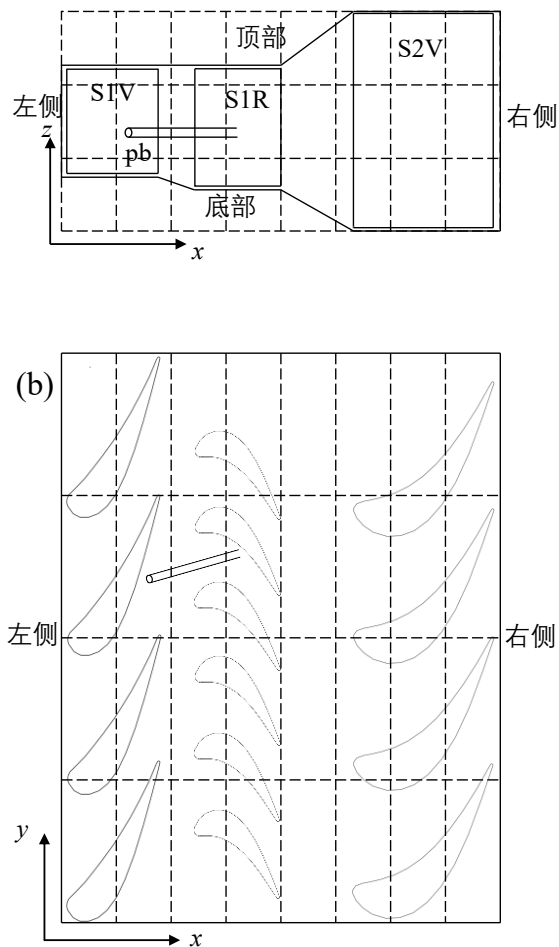


图 1 涡轮叶片及测温探头三维模型

Fig1 Three-Dimensional Model of Turbine Blade and Temperature Measurement Probe

### 1.2 数学模型

采用逆向蒙特卡罗算法,从辐射探头射出若干光子,统计到达涡轮叶片面元和高温燃气体元的光子数,计算出测温探头对叶片和燃气的辐射传递系数,再利用相对性原理计算出涡轮叶片对测温探头的辐射能量。

采用文献[13]中辐射传递系数的计算公式:

$$F_{a \rightarrow b} = \frac{E_{a \rightarrow b, \text{absorb}}}{E_{a, \text{total}}} \quad (1)$$

其中,  $E_{a, \text{total}}$  代表表面元或体元  $a$  发射出的总辐射能,  $E_{a \rightarrow b, \text{absorb}}$  代表  $a$  发射的辐射能被另一表面元或体元  $b$  完全吸收的部分。那么, 任一波长  $\lambda$  下, 由面  $i$  发射的被面  $j$  吸收的辐射能可以表示为  $\varepsilon_{\lambda, i} E_{b, i} A_i F_{i \rightarrow j}$ , 若面  $i$  和面  $j$  处于热平衡状态, 则由热力学第二定律和普朗克定律可知,  $E_{b, i}$  和  $E_{b, j}$  相等, 且两个面之间的净热流量为零, 从而可得:

$$\varepsilon_{\lambda, i} A_i F_{i \rightarrow j} = \varepsilon_{\lambda, j} A_j F_{j \rightarrow i} \quad (2)$$

其中,  $\varepsilon_{\lambda}$  为表面在波长  $\lambda$  下的光谱发射率,  $A$  为表面的面积。同理, 针对面元和气体体元之间的辐射能量传递, 也可得到:

$$4\kappa_{\lambda, i} V_i F_{\lambda, i \rightarrow j} = \varepsilon_{\lambda, j} A_j F_{\lambda, j \rightarrow i} \quad (3)$$

其中,  $\kappa_{\lambda}$  为气体介质在波长  $\lambda$  下的平均吸收系数,  $V_i$  为气体体元的体积。探头所接收到的来自涡轮内部的辐射能量可以表示为:

$$Q_{\lambda, p} = \sum_{i=1}^J \varepsilon_{\lambda, i} F_{\lambda, i \rightarrow p} A_i E_{\lambda, b}(T_i) + \sum_{j=1}^K 4\kappa_{\lambda, j} F_{\lambda, j \rightarrow p} V_j E_{\lambda, b}(T_j) \quad (4)$$

将式(2)和式(3)代入可得:

$$\begin{aligned} Q_{\lambda, p} &= \sum_{i=1}^J \varepsilon_{\lambda, p} F_{\lambda, p \rightarrow i} A_p E_{\lambda, b}(T_i) + \sum_{j=1}^K \varepsilon_{\lambda, p} F_{\lambda, p \rightarrow j} A_p E_{\lambda, b}(T_j) \\ &= \sum_{i=1}^{J+K} \varepsilon_{\lambda, p} F_{\lambda, p \rightarrow i} A_p E_{\lambda, b}(T_i) \end{aligned} \quad (5)$$

对于测温探头来说, 接收到的辐射能量不仅仅来自目标表面, 还有来自目标表面反射的其他表面和高温燃气的辐射, 而探头无法分辨这些能量的来源, 会直接用这些能量作为被测表面的辐射能量来计算温度, 因此会存在一定的误差, 因此引入表观发射率  $\varepsilon_{\lambda}^*$  来进行修正, 即:

$$\varepsilon_{\lambda, t}^* F_{\lambda, t \rightarrow p} A_t E_{\lambda, b}(T_t) = \sum_{i=1}^{J+K} \varepsilon_{\lambda, p} F_{\lambda, p \rightarrow i} A_p E_{\lambda, b}(T_i) \quad (6)$$

其中, 下标  $t$  代表目标表面,  $p$  代表测温探头表面。

整理式(6)可得:

$$E_{\lambda, b}(T_t) = \frac{A_p}{A_t} \frac{\varepsilon_{\lambda, p} \sum_{i=1}^{J+K} F_{\lambda, p \rightarrow i} E_{\lambda, b}(T_i)}{\varepsilon_{\lambda, t}^* F_{\lambda, t \rightarrow p}} \quad (7)$$

本文采用的辐射高温计探头假设为黑体表面, 视场角为  $0^\circ$ , 从而可以简化为

$$E_{\lambda, b}(T_t) = \frac{\sum_{i=1}^{J+K} F_{\lambda, p \rightarrow i} E_{\lambda, b}(T_i)}{\varepsilon_{\lambda, t}^* F_{\lambda, t \rightarrow p}} \quad (8)$$

表观发射率  $\varepsilon_{\lambda, t}^*$  会随涡轮内工况的变化而变化, 同时由于本文选取的测温波段处于  $10\text{--}12\mu\text{m}$ , 在该波段范围内, 高温燃气的吸收系数随温度、压力、浓度等变化也较大, 因此  $F_{\lambda}$  随工况的变化也会有较大变化。为简化分析, 设:

$$K_t = \varepsilon_{\lambda, t}^* F_{\lambda, t \rightarrow p} \quad (9)$$

$K_t$  的物理意义可以看作是测温探头所接收的实际辐射能与在没有其他辐射影响的理想

状态下探头所接收的目标面辐射能的比值。由于涡轮内高温燃气的存在，一般来说，探头所接收到的实际辐射总是高于理想状态下所接收的辐射，即  $K_i$  的数值大于 1。

将普朗克公式代入式(8)，可得：

$$T_i = \frac{C_2}{\lambda \ln \left( 1 + \frac{C_1 K_i}{\lambda^5 \sum_{i=1}^{J+K} F_{\lambda,p \rightarrow i} E_{\lambda,b}(T_i)} \right)} \quad (10)$$

其中， $C_1$ 为第一普朗克常数， $3.7418 \times 10^4 \text{W}\mu\text{m}^4/\text{cm}^2$ ； $C_2$ 为第二普朗克常数， $1.4388 \times 10^{-2} \mu\text{mK}$ 。

通过求解式(10)即可得到目标表面的温度值，而  $K_i$  为未知量，仅靠单个波长无法实现温度求解，故选取三个波段，其中心波数分别为  $10.5\mu\text{m}$ ， $11\mu\text{m}$ ， $11.5\mu\text{m}$ ，并选取合适的  $K_i$  模型联立求解。

### 1.3 光子数目的选择

光子数目的选择对于蒙特卡罗模拟来说至关重要，一方面要保证统计结果的准确性，另一方面又要考虑计算成本，因此，选取一个误差小、计算时间短的光子数十分必要。针对  $11\mu\text{m}$  段的逆向蒙特卡罗计算模型，光子数分别选取  $1 \times 10^4$ ， $1 \times 10^5$ ， $1 \times 10^6$ ， $1 \times 10^7$ ，计算结果准确性和计算时间如表 1 所示，将光子数为  $1 \times 10^8$  时的计算结果作为对比值：

表 1 光子数目对计算准确性和计算时间的影响

Table 1 Effect of Photon Number on Calculation Accuracy and Calculation Time

光子数/个	误差/%	计算时间/s
$1 \times 10^4$	0.9876	249
$1 \times 10^5$	0.0053	2357
$1 \times 10^6$	0.0000	24200
$1 \times 10^7$	0.0000	257690

当光子数处于  $1 \times 10^6$  时，计算误差就小于 0.00001%，对于本文后续的分析来说足够精确。综合计算时间和计算准确性，后续计算光子数选择为  $1 \times 10^6$  个。

### 1.4 多光谱测温数据处理方法

多光谱测温中一般假设未知光谱发射率与已知的波长之间存在某种函数关系，模型的选择对测温的准确性有着重要的影响，这里选取  $K_i$  的模型为对数模型：

$$K_i = \ln(a\lambda^2 + b\lambda + c) \quad (11)$$

联立四个方程后仍无法直接求解，采用 NSGA- II 算法使得误差方程  $\delta^2$  最小化来求得相应的温度和  $K_i$ ：

$$\delta^2 = (T_{i,\lambda_1} - T_{i,\lambda_2})^2 + (T_{i,\lambda_2} - T_{i,\lambda_3})^2 + (T_{i,\lambda_1} - T_{i,\lambda_3})^2 \quad (12)$$

NSGA- II 算法在处理多目标优化问题时降低了非劣排序遗传算法的复杂性，采用了拥挤度和拥挤度比较算子，同时引入了精英策略，因此提升了运行速度，同时在解的收敛性上也具有更好的性能。NSGA- II 算法的参数设置如表 2：

表 2 NSGA- II 参数列表

Table 2 Parameters of NSGA- II

种群大小	迭代次数	交叉概率	变异概率
100	100	0.5	0.5

通过 NSGA- II 算法对目标函数进行优化，从而计算出被测表面的温度和不同波长下的发射率。

## 2 结果及分析

### 2.1 变量搜索空间

模型参数  $a$ 、 $b$ 、 $c$  的搜索空间对测温结果和收敛速度有着直接的影响，因此选取合适的搜索空间十分重要。目标面温度为 1334K，物体发射率在  $10.5\mu\text{m}$ ， $11\mu\text{m}$ ， $11.5\mu\text{m}$  下均为 0.81，涡轮内其余表面的温度以及燃气的温度、压力、浓度均采用文献[12]中的数据。由逆向蒙特卡罗算法计算得到三个波长的  $K_t$  值以及相应的模型参数值如表 3：

表 3 三个波段的  $K_t$  及模型参数

波段一 $K_t$	波段二 $K_t$	波段三 $K_t$	$a$	$b$	$c$
1.10639	1.23965	1.16092	-1.38503	30.64015	-165.99886

模型参数的不同变量搜索空间如表 4：

表 4 模型参数的搜索空间

序号		$a$	$b$	$c$
1	上界	-1.03503	35.14012	-153.49835
	下界	-1.73503	26.14012	-178.49835
2	上界	-1.13503	34.14012	-155.99835
	下界	-1.63503	27.14012	-175.99835
3	上界	-1.23503	33.14012	-158.49835
	下界	-1.53503	28.14012	-173.49835
4	上界	-1.33503	32.14012	-160.99835
	下界	-1.43503	29.14012	-170.99835
5	上界	-1.36003	31.14012	-163.49835
	下界	-1.41003	30.14012	-168.49835

对不同的搜索空间分别进行计算，为减少算法的随机性影响，通过取 100 次平均值来比较不同搜索空间的稳定性、准确性以及计算效率，计算结果如表 5：

表 5 不同搜索空间的计算结果

序号	平均温度 /K	平均误差 /K	方差	计算时间 /s
1	1326.129	-7.871	1933.2566	7.17
2	1327.382	-6.618	398.3785	7.63
3	1331.560	-2.440	111.7581	7.16
4	1333.629	-0.371	41.4709	7.10
5	1333.755	-0.245	12.9258	7.53

从表 5 中可以看出，随着搜索空间范围缩小，平均温度的误差越来越小，计算结果越来越精准且波动越来越小，计算时间的变化并不大。因此，搜索空间过大，会导致计算结果精确度低且波动大，然而搜索空间过小虽然保证了准确度，但是需要对参数的真值有精准的定位，操作起来难度较大，综合考虑，选择序号 5 作为后续计算的搜索空间，即  $a$ 、 $b$ 、 $c$  的搜索空间的区间大小分别为 0.05、1、5。

## 2.2 燃气温度对测温的影响

在涡轮内部，叶片和周围的燃气之间存在一定的温差，会对温度测量造成一定的影响，上述只是其中一个工况，而涡轮叶片实际工作中要面对许多不同的工况，因此，模拟不同温度的燃气对测温结果的影响十分必要。在实际的测温过程中，叶片的温度是未知的，只能通过工作状态推算其大致温度范围，选定一个参考温度，进而推算出燃气和叶片之间的温差。设定工况下的叶片温度处于 1300-1400K 范围内，选定参考温度为 1300K，改变燃气温度和参考温度之间的温差，来研究温度变化对测温准确性的影响。令文献[12]工况中燃气与参考温度的温差乘一个温度系数  $c_t$  (0.2-1.6)，其余参数不变，通过逆向蒙特卡罗算法的计算结果如图 2 所示：



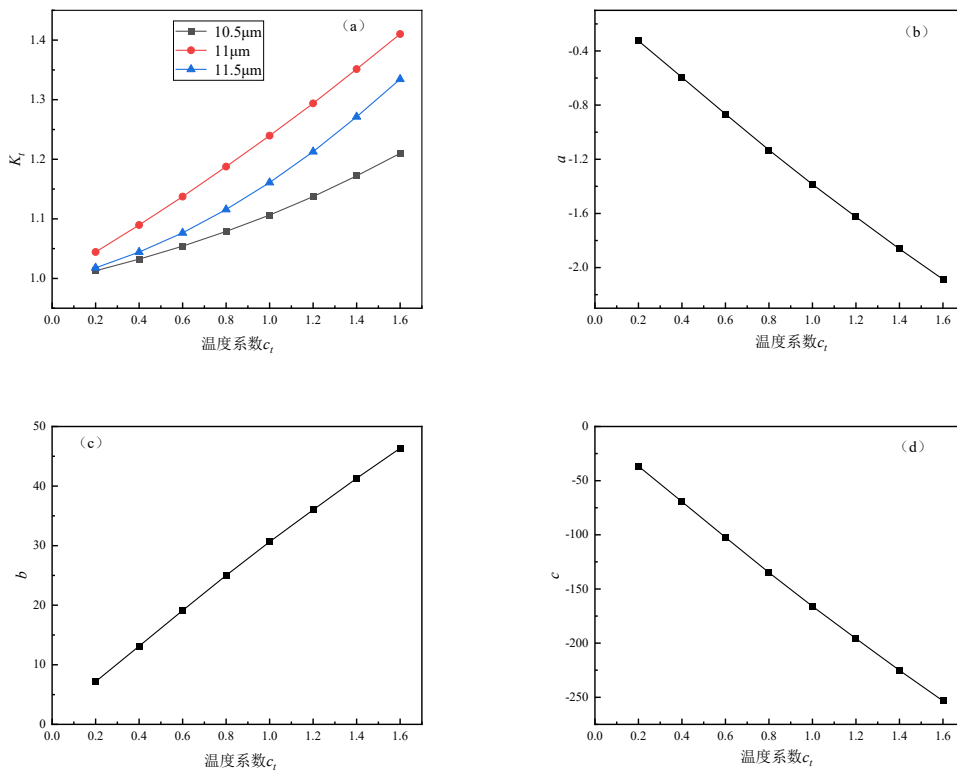


图2 三个波长下的 $K_t$ (a)以及模型各个参数值(b)、(c)、(d)随温度系数 $c_t$ 的变化

Fig2  $K_t$ (a) at Three Wavelengths and The Variation of the Values of Each Parameter(b)、(c)、(d) of The Model with The Temperature Coefficient  $c_t$

燃气温度对测温的影响主要体现在两方面：一方面随着燃气温度的增加，气体体元所释放的光子携带的能量也增加，在叶片温度不变的情况下，探头所接收的能量中气体辐射的能量占比增加；另一个方面是随着燃气温度变化，气体吸收系数也随之改变，从而影响测温探头所接收到的来自被测表面发射的光子数，根据高温气体数据库 HITEMP，对于主要成分是水蒸气和二氧化碳的燃气来说，随温度的增加，气体吸收系数也随之增加。从图 2(a)可以看出， $K_t$  数值一直大于 1，说明在上述工况中辐射测温结果受到较多的来自高温燃气辐射的影响，探头所接收的实际辐射能大于被测表面发射的辐射能，且随着温度系数的增加，三个波长下的  $K_t$  均有趋势相似的较大程度的增加，说明随着燃气温度的增加，探头实际接收的辐射能越来越大，高温燃气辐射能在总能量中占比越来越大，高温燃气对测温结果的影响越来越大，符合理论分析结果。

从图 2(b)、(c)、(d)可以看出，所选的  $K_t$  模型的三个参数真值随温度系数的变化呈一种近似线性变化，这说明可以根据参数的变化规律来近似确定不同工况下  $a$ 、 $b$ 、 $c$  的搜索空间。由于只是需要确定搜索的大致范围，因此不需要特别高的精准度，故对三个参数进行线性拟合，拟合结果表 6 所示：

表 6  $a$ 、 $b$ 、 $c$  对温度系数的拟合结果

Table6 The Results of Fitting the Values  $a$ ,  $b$  and  $c$  to the Temperature Coefficient

参数	斜率	截距	R <sup>2</sup>
$a$	-1.2618	-0.0989	0.99883
$b$	28.0649	2.0793	0.99903
$c$	-155.1430	-8.2944	0.99917

从表 6 看出，针对  $a$ 、 $b$ 、 $c$  进行线性拟合，相关系数达到了 0.99 以上，相关性较高，从而通过拟合公式可计算得到  $a$ 、 $b$ 、 $c$  关于不同温度系数  $c_t$  的搜索空间，如表 7 所示：

表 7 不同温度系数下的模型参数的搜索空间

Table7 Search Spaces of the Model Parameters with Different Temperature Coefficients

$c_t$		$a$	$b$	$c$
0.2	上界	-0.32630	8.19229	-36.82309
	下界	-0.37630	7.19229	-41.82309
0.4	上界	-0.57866	13.80528	-67.85171
	下界	-0.62866	12.80528	-72.85171
0.6	上界	-0.83102	19.41827	-98.88033
	下界	-0.88102	18.41827	-103.88033
0.8	上界	-1.08338	25.03126	-129.90895
	下界	-1.13338	24.03126	-134.90895
1.0	上界	-1.33575	30.64426	-160.93757
	下界	-1.38575	29.64426	-165.93757
1.2	上界	-1.58811	36.25725	-191.96618
	下界	-1.63811	35.25725	-196.96618
1.4	上界	-1.84047	41.87024	-222.99480
	下界	-1.89047	40.87024	-227.99480
1.6	上界	-2.09283	47.48323	-254.02342
	下界	-2.14283	46.48323	-259.02342

利用 NSGA-II 算法对不同的工况分别计算 100 次，计算结果如表 8 所示：

表 8 不同温度系数下的计算结果

Table8 Results with Different Temperature Coefficients

$c_t$	平均温度 /K	平均误差 /K	方差	计算时 间/s
0.2	1300.948	-33.052	291.0431	7.05
0.4	1329.330	-4.670	63.0012	7.95
0.6	1337.622	3.622	33.2684	7.63
0.8	1340.816	6.816	21.7812	7.86
1.0	1339.598	5.598	10.9037	7.19
1.2	1336.394	2.394	8.4533	7.84
1.4	1333.752	-0.248	5.5892	8.02
1.6	1328.885	-5.115	3.7801	8.31

从表 8 可以看出，在  $c_t$  为 0.2 时，计算 100 次温度的误差和方差很大，计算效果并不好，造成这种现象的原因主要有两个，一是在  $c_t$  小于 0.2 这个温差范围内，所选的模型不能很好的反映  $K_t$  与波长的物理关系；二是模型参数的搜索空间不合适，需要修正。

当  $c_t$  大于 0.4 时，平均误差处于  $\pm 8K$  以内，说明计算结果虽然有一定的随机性，但都在一定的范围内浮动。随着温度系数的增加，方差逐渐减小，平均误差也处于可接受范围内，说明所选模型在高温燃气与叶片之间的温差大时更加稳定，适应性也更好。

### 2.3 燃气压力对测温的影响

高温燃气的压力在涡轮叶片的不同工作状态下会有较大的变化，燃气的压力会对吸收系数造成影响，从而影响测温探头所接收到的辐射能量。令文献[12]工况中燃气的压力乘一个压力系数  $c_p$ (0.8-1.2)，其余参数不变，来研究压力变化对测温准确性的影响。通过逆向蒙特卡罗算法的计算结果如图 3 所示：

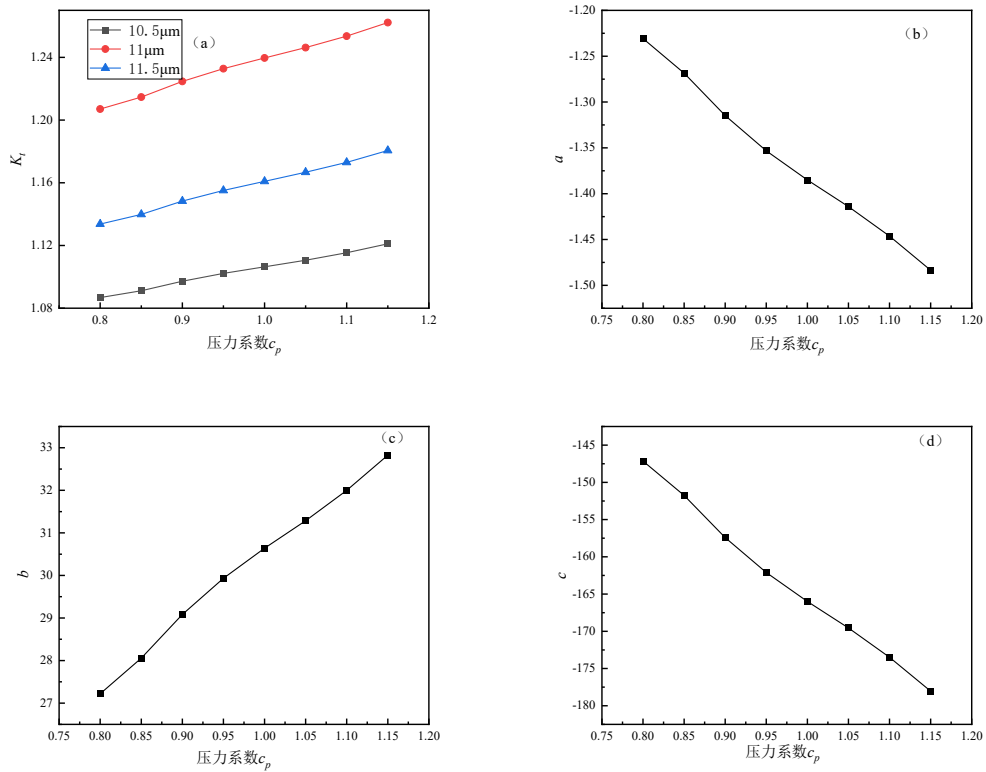


图3 三个波长下的 $K_t$ (a)以及模型各个参数值(b)、(c)、(d)随压力系数 $c_p$ 的变化

Fig3  $K_t$ (a) at Three Wavelengths and The Variation of the Values of Each Parameter(b)、(c)、(d) of The Model with The Pressure Coefficient  $c_p$

燃气的压力变化会导致燃气的吸收系数发生变化，从而使得表面间的辐射传递系数 $F_{\lambda}$ 发生变化进而对测温产生影响。从图3(a)中可以看出，随压力系数的增加，三个波段的 $K_t$ 均有轻微的增加，增长趋势相似， $K_t$ 增加说明随着压力的增加气体辐射对测温的影响也增加，但压力主要影响的是气体的吸收系数，对气体的辐射力没有影响，整体来看，气体压力对 $K_t$ 的影响并不大。从图3(b)、(c)、(d)可以看出，随压力系数的变化，三个参数都呈近似线性变化，对三个参数进行线性拟合，结果如表9：

表9 a、b、c对压力系数的拟合结果

Table9 The Results of Fitting the Values a, b and c to the Pressure Coefficient

参数	斜率	截距	R <sup>2</sup>
a	-0.7114	-0.6683	0.99543
b	15.3519	15.1942	0.99512
c	-86.9726	-78.3900	0.99545

不同压力系数下a、b、c的搜索空间如表10：

表10 不同压力系数下的模型参数的搜索空间

Table10 Search Spaces of the Model Parameters with Different Pressure Coefficients

$C_p$		a	b	c
0.8	上界	-1.21252	27.97580	-145.46809
	下界	-1.26252	26.97580	-150.46809
0.85	上界	-1.24809	28.74340	-149.81678
	下界	-1.29809	27.74340	-154.81678
0.9	上界	-1.28366	29.51100	-154.16535
	下界	-1.33366	28.51100	-159.16535
0.95	上界	-1.31923	30.27860	-158.51398
	下界	-1.36923	29.27860	-163.51398

1.0	上界	-1.35481	31.04625	-162.86261
	下界	-1.40481	30.04621	-167.86261
1.05	上界	-1.39038	31.81379	-167.21124
	下界	-1.44038	30.81379	-172.21124
1.1	上界	-1.42595	32.58139	-171.55987
	下界	-1.47595	31.58139	-176.55987
1.15	上界	-1.46152	33.34899	-175.90858
	下界	-1.51152	32.34899	-180.90858

利用 NSGA-II 算法对不同的工况分别计算 100 次，计算结果如表 11 所示：

表 11 不同压力系数下的计算结果

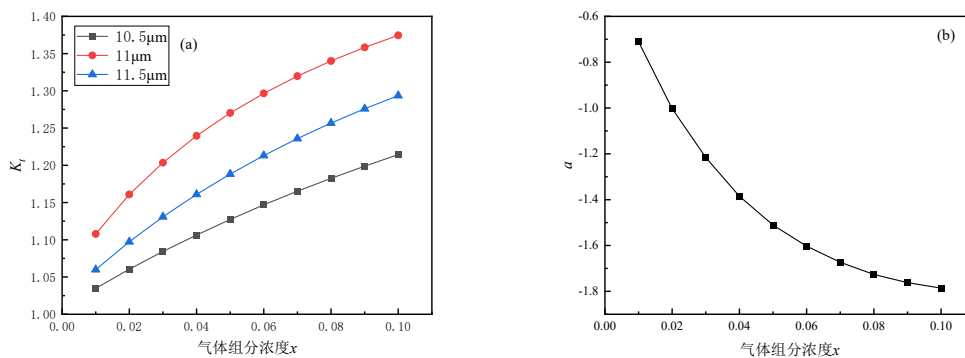
Table 11 Results with Different Pressure Coefficients

$c_p$	平均温度 /K	平均误差 /K	方差	计算时间 /s
0.8	1331.052	-2.948	13.3952	8.12
0.85	1332.071	-1.929	15.7551	7.69
0.9	1335.548	1.548	18.3123	7.65
0.95	1336.363	2.363	11.9342	7.75
1.0	1335.445	1.445	11.6106	7.66
1.05	1333.466	-0.534	12.4208	6.84
1.1	1332.863	-1.137	9.7003	7.26
1.15	1332.969	-1.031	9.5431	8.23

如表 11 所示，在所选的压力系数范围内，采用 NSGA-II 算法计算的温度平均温差和方差都处于较小的范围内，说明所选的发射率模型针对燃气压力变化的适应性较高，针对压力变化比较剧烈的工作环境，本文的模型可以起到较好的效果。

#### 2.4 燃气组分浓度对测温的影响

本文分析的高温燃气内主要辐射气体为  $\text{CO}_2$  和  $\text{H}_2\text{O}$ ，改变  $\text{CO}_2$  和  $\text{H}_2\text{O}$  的组分浓度，其余数据仍按文献[12]选取，来研究燃气组分浓度对测温结果的影响，设定工况中  $\text{CO}_2$  的浓度和  $\text{H}_2\text{O}$  的浓度相等，本文中所有气体浓度均为体积浓度。通过逆向蒙特卡罗算法的计算结果如图 4 所示：



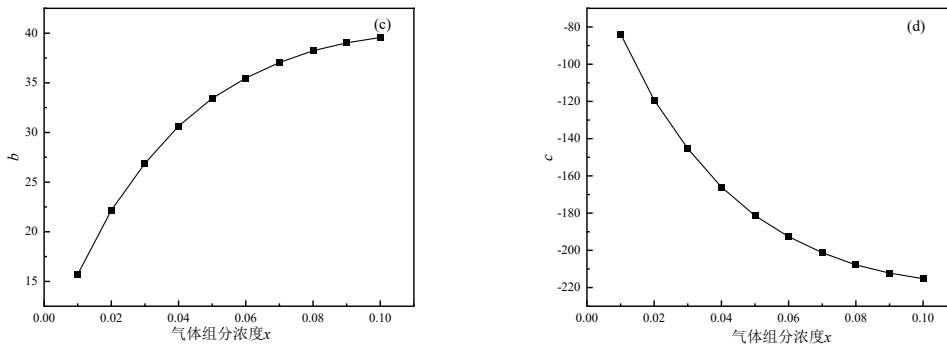


图4 三个波长下的 $K_t$ (a)以及模型各个参数值(b)、(c)、(d)随气体组分浓度  $x$  的变化

Fig4  $K_t$ (a) at Three Wavelengths and The Variation of the Values of Each Parameter(b)、(c)、(d) of The Model with the Concentration  $x$

根据朗伯-比尔定律，燃气的温度和压力保持不变时，气体吸收系数和组分浓度呈正比，因此随着气体组分浓度的变化，与压力变化类似，叶片表面之间的辐射传递系数也会发生相应的改变，进而影响到辐射测温结果。根据高温气体数据库 HITEMP，在所选波长范围内， $H_2O$  的吸收系数比  $CO_2$  的吸收系数至少多一个数量级，因此，主要是  $H_2O$  的浓度影响这辐射测温的准确性。从图 4(a)中可以看出，随着组分浓度的变化三个波段的  $K_t$  都呈现出相似的变化趋势， $K_t$  随  $x$  的增加也逐渐增加，但增速逐渐减小，说明在气体浓度较低的时候，对  $K_t$  的影响更大，而浓度较高时，虽然浓度变化对  $K_t$  有影响，但影响效果并不显著。

模型的参数变化如图 4(b)、(c)、(d)，从图中可以看出，三个参数的变化趋势也是非线性，显然不能采用线性拟合，这里采用三次多项式，拟合结果如表 12：

表 12  $a$ 、 $b$ 、 $c$ 对浓度的拟合结果

Table12 The Results of Fitting the Values $a$ , $b$ and $c$ to the Concentration					
参数	三次系数	二次系数	一次系数	截距	$R^2$
$a$	-1285.634	365.939	37.914	0.372	0.99985
$b$	28341.207	-8075.230	838.469	8.217	0.99985
$c$	-155810.283	44426.715	-4616.060	-42.516	0.99985

不同组分浓度下 $a$ 、 $b$ 、 $c$ 的搜索空间如表 13：

表 13 不同组分浓度下的模型参数的搜索空间

Table13 Search Spaces of the Model Parameters with Different Concentrations

$x$		$a$	$b$	$c$
0.01	上界	-0.69095	16.32271	-81.88981
	下界	-0.74095	15.32271	-86.88981
0.02	上界	-0.96931	22.48322	-115.81307
	下界	-1.01931	21.48322	-120.81307
0.03	上界	-1.18991	27.36879	-142.72070
	下界	-1.23991	26.36879	-147.72070
0.04	上界	-1.36047	31.14944	-163.54758
	下界	-1.41047	30.14944	-168.54758
0.05	上界	-1.48869	33.99524	-179.22857
	下界	-1.53869	32.99524	-184.22857
0.06	上界	-1.58229	36.07623	-190.69852
	下界	-1.63229	35.07623	-195.69852
0.07	上界	-1.64898	37.56246	-198.89229
	下界	-1.69898	36.56246	-203.89229

0.08	上界	-1.69649	38.62397	-204.74476
	下界	-1.74649	37.62397	-209.74476
0.09	上界	-1.73252	39.43082	-209.19077
	下界	-1.78252	38.43082	-214.19077
0.1	上界	-1.76478	40.15304	-213.16520
	下界	-1.81478	39.15304	-218.16520

通过 NSGA-II 算法对不同的工况计算 100 次, 结果如表 14:

表 14 不同组分浓度下的计算结果  
Table 14 Results with Different Concentrations

$x$	平均温度 /K	平均误差 /K	方差	计算时间 /s
0.01	1330.085	-3.915	48.8033	7.25
0.02	1337.618	3.618	26.4544	7.69
0.03	1334.527	0.527	13.8622	8.02
0.04	1333.495	-0.505	12.7904	7.36
0.05	1333.174	-0.826	9.1700	8.57
0.06	1332.557	-1.443	14.3057	8.02
0.07	1333.384	-0.616	6.2101	7.36
0.08	1334.954	0.954	6.5451	7.93
0.09	1334.858	0.858	8.2130	8.06
0.1	1333.486	-0.514	10.4644	8.22

从表 14 可以看出, 随气体浓度变化, NSGA-II 算法计算得到的温度平均误差保持在 $\pm 5K$ 以内, 计算精度保持在较高水平, 且在  $x$  大于 0.02 时, 计算结果的方差也保持在较小的水平, 说明算法在气体浓度较高时有较好的稳定性。

### 3 结论

本文利用逆向蒙特卡罗算法对涡轮内部复杂辐射换热进行了数值模拟, 并利用 NSGA-II 算法对三个波长的辐射数据进行反演得到叶片表面的温度, 实现涡轮叶片多光谱测温的模拟。分析了高温燃气的温差、压力、组分浓度对叶片测温的影响, 并验证了所选择的  $K_r$  模型对不同工况下温度测量的适应性。结果表明:

- (1) 在所选择的波长范围内, 燃气与叶片之间温差对测温结果的影响很大, 温差越大, 探头所接收总辐射中燃气的辐射占比越大, 所选择的  $K_r$  模型在温差较大时适应性更好;
- (2) 燃气的压力变化对测温结果存在着一定的影响, 但并不显著, 在本文所选择的范围内,  $K_r$  的模型有较好的适应性;
- (3) 燃气的组分浓度变化对测温结果的影响在浓度小时更加显著,  $K_r$  的模型在组分浓度大于 0.02 后, 有更好的精度和稳定性。

### 参考文献

- [1] 尚守堂, 程明, 刘殿春, 等. 航空动力技术的研究热点及发展趋势. 航空制造技术, 2013, 429(09): 72--74  
SHANG Shou-Tang, CHENG Ming, LIU Dian-Chun, et al. Research Hotspots and Development Trend of Aviation Power Technology. Aerospace Manufacturing Technology, 2013, 429(09): 72--74
- [2] Kim SM., Lee KD., Kim KY. A comparative analysis of various shaped film-cooling holes. Heat Mass Transfer, 2012, 48(11): 1929--1939
- [3] 胡娜, 赵伟, 晋小超, 等. 航空发动机涡轮叶片接触式测温技术应用进展. 航空工程进展, 2023, 14(01): 1--12  
HU Na, ZHAO Wei, JIN Xiao-Chao, et al. Advances in the Application of Contact Temperature Measurement Technology for Aero-Engine Turbine Blades. Aviation Engineering Progress, 2023, 14(01): 1--12

- [4] 王超, 苟学科, 段英, 等. 航空发动机涡轮叶片温度测量综述. 红外与毫米波学报, 2018, 37(04): 501--512  
WANG Chao, GOU Xue-Ke, DUAN Ying, et al. A Review of Turbine Blade Temperature Measurement in Aero Engines. *Journal of Infrared and Millimeter Waves*, 2018, 37(04): 501--512
- [5] L. Wei, H. Qi, Z. Niu. Reverse Monte Carlo coupled with Runge-Kutta ray tracing method for radiative heat transfer in graded-index media. *Infrared Physics & Technology*, 2019, 99: 5--135
- [6] 肖易寒, 李明逵, 陈立伟. 基于改进 NSGA-II 算法的多光谱测温数据处理. 应用科技, 2017, 44(01): 33--39  
XIAO Yi-Han, LI Ming-Kui, CHEN Li-Wei. Multi-Spectral Temperature Measurement Data Processing Based on Improved NSGA-II Algorithm. *Applied Technology*, 2017, 44(01): 33--39
- [7] 敖晨阳, 王强, 冯驰. 燃气轮机涡轮叶片多光谱辐射测温技术研究. 舰船电子工程, 2020, 40(09): 142--145+149  
AO Chen-Yang, WANG Qiang, FENG Chi. Research on Multispectral Radiometric Temperature Measurement Technology for Gas Turbine Blades. *Naval Electronics Engineering*, 2020, 40(09): 142--145+149
- [8] 杨艺帆, 蔡红星, 王诏宣, 等. 基于发射率缓变特性的光谱发射率反演研究. 光谱学与光谱分析, 2018, 38(03): 702--707  
YANG Yi-Fan, CAI Hong-Xing, WANG Zhao-Xuan, et al. Inversion Study of Spectral Emissivity Based on the Emissivity Retardation Property. *Spectroscopy and Spectral Analysis*, 2018, 38(03): 702--707
- [9] 朱泽忠, 沈华, 王念, 等. 基于多光谱法的激发温度和辐射温度瞬态测试技术. 光谱学与光谱分析, 2018, 38(02): 333--339  
ZHU Ze-Zhong, SHEN Hua, WANG Nian, et al. Excitation and Radiation Temperature Transient Testing Technique Based on Multispectral Method. *Spectroscopy and Spectral Analysis*, 2018, 38(02): 333--339
- [10] 黄云伟. 高温参与性介质环境的辐射能传递与连铸坯表面温度在线测量研究: [博士论文]. 重庆: 重庆大学, 2020  
Huang Yunwei. Online Measurement of Radiative Energy Transfer And Surface Temperature of Continuous Casting Billets in High Temperature Participatory Media Environment: [Ph.D. Thesis]. Chongqing: Chongqing University, 2020
- [11] Shan Gao, Lixin Wang, Chi Feng, et al. Analyzing the influence of combustion gas on a gas turbine by radiation thermometry. *Infrared Physics & Technology*, 2015, 73: 184--193
- [12] 赵树男. 涡轮内复杂气固耦合辐射特性及其对辐射测温准确性影响研究: [博士论文]. 北京: 中国科学院工程热物理研究所, 2018  
ZHAO Shunan. Study on the Complicated Radiation with Gases in Turbine and Its Effects on Accuracy of Radiation Thermometry: [Ph.D. Thesis]. Beijing: Institute of Engineering Thermophysics, Chinese Academy of Sciences, 2018
- [13] Modest M F. *Radiative Heat Transfer* (fourth edition). Pittsburgh: Academic Press, 2013. 69—104

# 基于小波光流法的氢气射流测速研究

张云鹏, 姚晨奕, 张嘉欣, 刘悦, 王殿吉, 巴清心, 李雪芳\*

(山东大学热科学与工程研究中心, 济南 250061)

(Tel: 0531-88393000, Email: lixf@email.sdu.edu.cn)

**摘要:** 氢能是实现双碳目标的重要能源载体之一。氢气具有最小点火能低、易泄漏的特性, 在其大规模应用前应对氢安全问题展开研究。氢气流场测速可为氢安全分析提供科学基础, 本文模拟了带有示踪粒子的亚声速氢气射流, 利用小波光流法获得了准确且具有高分辨率的速度场结果, 使用粒子图像测速技术、粒子追踪测速技术和 CFD 方法对小波光流法速度场结果进行了验证。氢气射流流场的测速结果为氢气燃爆事故等模型的开发验证提供了数据基础。

**关键词:** 小波光流法、氢气射流、速度场

## 0 前言

2020 年, 我国明确提出 2030 年“碳达峰”与 2060 年“碳中和”目标, 能源结构在向低碳甚至零碳转型。氢作为一种清洁能源, 燃烧热值高, 可长时间大规模储存, 是未来多元能源供给系统的重要组成部分, 有望成为支撑可再生能源大规模发展的媒介<sup>[1]</sup>。为实现 2060 年“碳中和”目标, 我国氢气的年需求量将从 2022 年的 3342 万吨增加至 2060 年的 1.3 亿吨左右, 在终端能源体系中占比达 20%<sup>[2]</sup>。由于氢气体积能量密度较低, 一般将氢气加压储存在高压容器中或对其进行液化处理来提高体积能量密度。高压气态氢具有技术成熟、能耗低、充放速度快等诸多优点。但是氢气分子量小, 粘度较低, 尤其在高压储存的条件下, 容易发生泄漏, 泄漏后形成的氢气云团, 一旦遇到点火源, 就容易发生燃爆事故。氢气射流速度会影响氢气可燃云团的点燃及扩散行为, 对氢气流场的测速研究可为制定相关安全标准、制定有效的安全措施提供理论基础。

传统的流场测速方法以侵入式测量为主, 主要包括皮托管测量法、热线风速仪等, 此类测速方法多基于测量探针, 成本较低, 但会对流场产生干扰, 测量探针的响应时间也会影响测量结果的准确性。随着技术的发展, 非侵入式流场速度测量方法已被广泛应用于流场测试中。激光多普勒测速法 (Laser Doppler Velocimetry, LDV) 利用光的多普勒效应测量通过激光探头的悬浮粒子的散射光频移信息, 根据速度与多普勒频移的线性关系定量地计算出流体中悬浮粒子的速度<sup>[3]</sup>。LDV 属于非侵入式流场测量方法, 但其测量范围小, 属于单点测量技术, 难以捕捉整个流场的速度分布。粒子图像测速技术 (Particle Image Velocimetry, PIV) 是一种非侵入式瞬态流场测量技术, 在流场中注入示踪粒子, 激光通过透镜系统形成平面激光, 照射流体中的示踪粒子, 再由高速相机获取连续的粒子图像。通过计算两幅图像之间示踪粒子的位移来计算速度。目前大多数 PIV 方法使用互



相关分析来获取速度场。然而，PIV 方法也存在一些缺点，例如，粒子随流特性和光照等实验条件会影响测量结果。此外，通过互相关分析计算得到的速度场的分辨率较低。粒子追踪测速技术（Particle Tracking Velocimetry, PTV）与 PIV 相类似，均使用激光照射流场中的示踪粒子，对示踪粒子图像序列进行分析。PTV 更注重对单个粒子的追踪，属于拉格朗日法，因此需要通过二值化等方法对示踪粒子进行检测，在粒子检测过程中，容易发生粒子丢失、模糊等问题，与 PIV 技术相比，PTV 测量结果分辨率较低，但 PTV 可以提供粒子运动轨迹等信息。

随着计算机视觉领域技术的发展，光流法已开始被应用于流场测速。光流是三维物体运动投影在二维平面图像上的二维的瞬时速度矢量场，因此光流法是一种基于图像序列的运动分析技术<sup>[4]</sup>。Horn 和 Schunck<sup>[5]</sup>最早提出了基于变分的光流估计模型 HS 光流法，其数据项基于光照恒定假设，即连续图像中的相同像素点的亮度保持不变，平滑项为全局平滑约束，通过最小化由数据项和平滑项组成的目标函数得到二维速度场。HS 光流属于稠密光流，即对图像中每个像素点计算其在相邻帧之间的运动向量。稠密光流提供了图像中每个位置的像素运动信息，从而得到一个与原始图像尺寸相同的光流场。Lucas 和 Kanade<sup>[6]</sup>提出了 LK 光流法，设置  $k \times k$  像素的图像区域，假设区域内每个点的速度变化一致，使用最小二乘法得到速度场。LK 光流法属于稀疏光流，即只对选定的一些像素点计算其运动向量。与稠密光流相比，稀疏光流可提供的速度场信息较少。Sun 等<sup>[7]</sup>总结了光流估计中的光流约束、稠密估计、边界处理和算法评估等关键问题。Dérían<sup>[8]</sup>提出了基于速度场小波分解和重构的小波光流法（wavelet-based Optical Flow Velocimetry, wOFV），利用最小化能量泛函过程中的数学框架对速度场进行小波分解，得到两个速度分量，并使用了高阶正则化方法获取准确的计算结果。Schmidt 和 Sutton<sup>[9]</sup>对小波光流法进行了优化，在对称边界条件下使用小波分解及重构，利用湍流能量谱半自动调整高阶正则化的正则化系数。Schmidt 等<sup>[10]</sup>利用小波光流法计算甲烷-空气预混燃烧的 PLIF 示踪粒子图像的二维速度场，并将结果与 PIV 结果相对比，对小波光流算法进行了验证。小波光流法作为一种低成本、高精度的测量方法，可应用于氢气射流流场测量中，但测量结果的准确性以及方法的适用性仍需验证。

wOFV、PIV 和 PTV 都需要对连续图像序列进行计算来得到速度场。为了得到连续的氢气射流粒子图像，本文使用 Fluent 软件，基于离散相模型（Discrete Phase Model, DPM）模拟了带有示踪粒子的亚声速氢气射流，得到示踪粒子图像序列。使用 wOFV、PIV 和 PTV 对示踪粒子图像序列进行计算，对比不同测速方法及数值模拟得到的速度场结果，验证 wOFV 方法的有效性和准确性。

## 1 不同测速方法原理

### 1.1 小波光流法

小波光流法的数据项基于亮度守恒假设，即同一像素点所在的亮度在相邻图像序列中保持不变，可由下式表示<sup>[11]</sup>：

$$\frac{dI}{dt}(\mathbf{x}, t) = \frac{\partial I}{\partial t}(\mathbf{x}, t) + \mathbf{v}(\mathbf{x}, t) \cdot \nabla I(\mathbf{x}, t) = 0 \quad (1)$$

其中  $I$  是图像的亮度（灰度值）， $t$  是时间， $\mathbf{x}$  是图像坐标， $\mathbf{v}$  是速度。假设在两图像的时间间隔  $\Delta t = t_1 - t_0$  内速度恒定，对上式进行积分可得到：

$$I_0(\mathbf{x}) - I_1(\mathbf{x} + \mathbf{v}(\mathbf{x})) = 0 \quad (2)$$

作为稠密光流估计方法，小波光流法在图像的每一个像素处都计算速度值，可以实现整个图像的速度计算。将目标函数转化为凸函数，构建的数据项为：

$$J_{DFD}(I_0, I_1, \mathbf{v}) = \frac{1}{2} \int [I_1(\mathbf{x} + \mathbf{v}(\mathbf{x})) - I_0(\mathbf{x})]^2 d\mathbf{x} \quad (3)$$

平滑项使用 HS 光流法中全局平滑的设置，即

$$J_{reg}(\mathbf{v}) = \frac{1}{2} \int_{\Omega} |\nabla v_1(\mathbf{x})|^2 + |\nabla v_2(\mathbf{x})|^2 d\mathbf{x} \quad (4)$$

其中， $v_1$  为沿 Y 轴的速度分量， $v_2$  为沿 X 轴的速度分量。此时，光流估计问题可写为：

$$\hat{\mathbf{v}} = \underset{\mathbf{v}}{\operatorname{arg\,min}} J_{DFD}(I_0, I_1, \mathbf{v}) + \mu J_{reg}(\mathbf{v}) \quad (5)$$

其中， $\mu$  为正则化系数。最小化过程为非线性的，可以较好的处理大位移。使用 L-BFGS（Limited-memory Broyden-Fletcher-Goldfarb-Shanno）算法，通过提供目标函数的函数值和梯度值求得速度场结果。在计算时，对速度场进行小波分解，得到小波系数矩阵，作为 L-BFGS 优化的初始值，对小波系数矩阵进行小波重构可得到当前阶段速度场，使用速度场数据计算数据项函数值和梯度值。经过迭代，得到最终的速度场。

## 1.2 PIV 和 PTV

PIV 和 PTV 技术均属于非侵入式激光粒子图像测速技术。PIV 技术基于欧拉法，分析流场中示踪粒子信息得到流场速度分布，PTV 基于拉格朗日法，通过分析单个粒子的运动，得到整体速度场信息。PIV 及 PTV 技术使用相同的实验系统，系统主要包含粒子注入系统、成像系统和图像采集处理系统。

本文使用基于快速傅里叶变换（Fast Fourier Transform, FFT）的互相关算法（Cross-correlation algorithm）进行 PIV 计算<sup>[12]</sup>。在连续图像中划分出“判读区”即一个正方形的区域来对图片进行离散化处理，通过对比连续图像中的判读区窗口内的粒子信息，得到速度场。连续两帧的离散化图像可表示为  $f(m, n)$  和  $g(m, n)$ ，其互相关函数由期望值得到，可表示为<sup>[13]</sup>：

$$\phi_{fg}(m, n) = \frac{\sum_{k=-\infty}^{\infty} \sum_{l=-\infty}^{\infty} f(k, l) g(k + m, l + n)}{\sum_{k=-\infty}^{\infty} \sum_{l=-\infty}^{\infty} f(k, l) \sum_{k=-\infty}^{\infty} \sum_{l=-\infty}^{\infty} g(k, l)} \quad (6)$$

$\phi_{fg}(m, n)$  为互相关函数， $k$  和  $l$  分别对应图像像素的行数和列数。互相关函数取得最大值时，可认为此时两个判读区内的粒子为最佳匹配。此时判读区内的平均粒子位移即为窗口位移。直接计算相关函数的计算量巨大，为了提高计算效率，一般使用二维快速傅里叶变换实现互相关函数的计算。如图 1 所示，整个计算过程需要使用三次 FFT 算法，分别应用在两幅初始图像和互相关函数上。

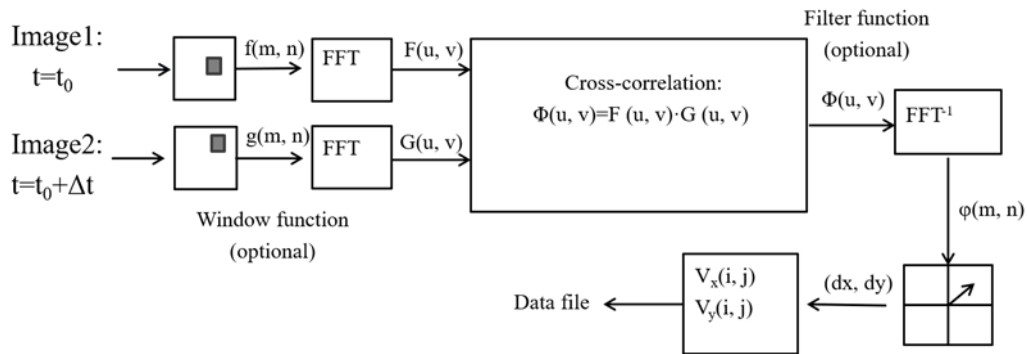


图 1 互相关算法流程<sup>[13]</sup>

Figure 1 Cross-correlation algorithm<sup>[13]</sup>

与 PIV 相似，PTV 也使用互相关算法得到速度场。不同的是，PTV 在进行互相关计算之前，需要先进行粒子检测。粒子检测方法一般有图像二值化、边缘检测等。本文使用基于互相关的 Gaussian Mask 算法检测粒子<sup>[14-15]</sup>，该算法假设粒子亮度符合高斯分布。先设定判读区大小，使用互相关算法得到不同粒子间的互相关函数值，设定亮度阈值来检测粒子边缘。与传统的图像二值化方法相比，Gaussian Mask 算法可以检测到亮度较低的粒子。完成粒子检测后，使用互相关算法得到速度场。

## 2 氢气射流模拟研究

本文使用 CFD 方法，基于 Fluent 19.0 软件模拟了常温亚声速氢气射流。使用 DPM 模型对离散相示踪粒子进行拉格朗日轨迹计算，包括离散相与连续相的耦合计算。添加的无质量示踪粒子与流场速度一致，通过控制计算步长可获得固定时间间隔的示踪粒子图像序列。

### 2.1 控制方程

二维常温亚声速氢气射流模拟选用标准 k-ε 湍流模型，采用基于压力的求解器。标准 k-ε 模型是一种两方程模型，通过求解两个输运方程来确定湍流长度和时间尺度。湍流动能 ( $k$ ) 和耗散率 ( $\varepsilon$ ) 由以下输运方程得到<sup>[16]</sup>：

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho \varepsilon - Y_M + S_k \quad (7)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + C_{3\varepsilon} G_b) - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + S_\varepsilon \quad (8)$$

其中， $G_k$  表示由于平均速度梯度产生的湍流动能； $G_b$  是由于浮力产生的湍流动能； $Y_M$  表示可压缩湍流脉动膨胀对总耗散率的影响； $C_{1\varepsilon}=1.44$ ， $C_{2\varepsilon}=1.92$ ， $\sigma_k=1.0$ ， $\sigma_\varepsilon=1.3$ ； $\sigma_k$  和  $\sigma_\varepsilon$  分别是对应湍流动能和耗散率的湍流普朗特数； $S_k$  和  $S_\varepsilon$  为自定义源项；湍流粘度  $\mu_t$  的计算方法见下式：

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (9)$$

式中  $C_\mu$  为常数,  $C_\mu=0.09$ , 湍流粘度由  $k$  和  $\varepsilon$  计算得到。

DPM 模型在 Fluent 中使用欧拉-拉格朗日方法, 通过求解 NS 方程计算连续相, 再通过连续相来追踪粒子、气泡和液滴等离散相。在本文模拟中, 粒子类型为 massless (无质量粒子), 粒子速度总是等于同位置处的连续相速度, 粒子不影响连续相流场的运动。

## 2.2 几何模型及边界条件

模拟采用如图 2 所示的二维长方形计算域, 计算域长度为 100 mm, 宽度为 40 mm, 在计算域左侧边界的中间位置设置一个 2 mm 的氢气入口。由 ANSYS ICEM 软件生成结构化网格, 网格数量为 48 万。

氢气入口的速度大小为 50 m/s, 计算域上下边界及最右侧边界为压力出口。重力方向与氢气射流方向相反, 大小为  $9.8 \text{ m/s}^2$ 。环境压力为 1 bar, 温度为 300 K。开启 DPM 模型, 粒子射入面为氢气入口面, 开启离散相与连续相的双向耦合, 射入粒子类型为无质量粒子, 粒子射入间隔与氢气射流计算的时间步长相同, 均为 0.05 ms。模拟使用隐式算法, 压力与速度耦合采用 Coupled 算法, 密度、动量、湍流动能、湍流耗散率和能量项均使用二阶迎风差分格式。

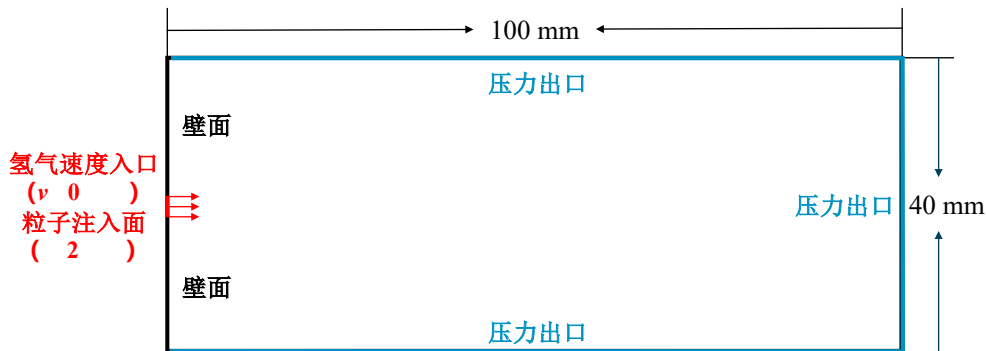


图 2 几何模型

Figure 2 Geometry

## 3 测速结果分析

### 3.1 粒子场

如图 3 所示, 在氢气射流两侧形成了对称的涡环结构, 中心线附近的射流速度较大, 速度分布呈对称分布。为了提高计算速度, 选取了黑色虚线内的正方形区域作为分析区域, 该区域既包含涡环结构, 又涵盖了速度较大的射流轴线区域。

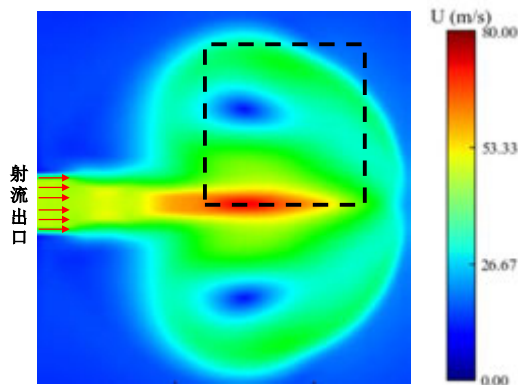
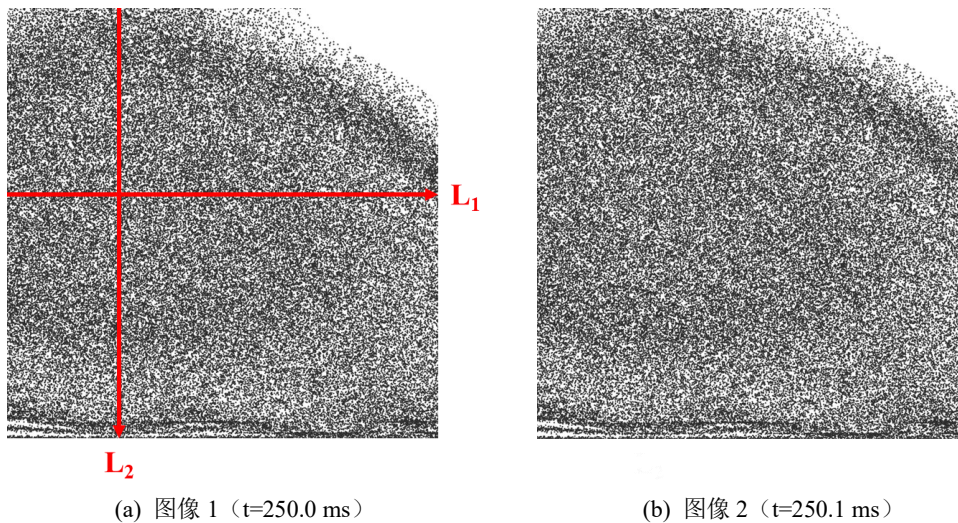


图 3 在 250 ms 时刻的模拟速度云图

Figure 3 Velocity contour of hydrogen jet at 250 ms

两张间隔 0.1 ms 的分析区域的粒子图像如图 4 所示，图像大小为 2560 像素×2560 像素（6.01 mm×6.01 mm），通过控制模拟粒子场的时间步长保证粒子位移在 5 像素内。在进行光流计算前，对图像灰度值进行归一化处理。选取了两条通过涡环中心的直线  $L_1$  和  $L_2$ ，分析沿两条直线的速度来量化对比不同测速方法得到的速度结果。



(a) 图像 1 ( $t=250.0$  ms)

(b) 图像 2 ( $t=250.1$  ms)

图 4 间隔 0.1 ms 的粒子图像序列

Figure 4 Particle images with 0.1 ms intervals

### 3.2 速度场分析

wOFV、PIV 和 PTV 初步得到的速度场单位为“像素/时间间隔”。对图像进行标定，标定结果为每“像素/时间间隔”对应 23.8379 “m/s”。将四种方法得到的速度场结果单位转化为 m/s。基于粒子图像序列的不同测速方法计算结果及 CFD 模拟结果如图 5 所示。使用 wOFV 方法计算的结果与 PIV、PTV 和 CFD 结果吻合良好，wOFV 可以准确的计算出湍流程度较大区域的速度。同时，wOFV 作为一种稠密光流计算方法，在每一个像素点处计算速度场，其速度场结果分辨率最高。PIV 的速度结果表现出平均特性，因为其计算时将判读区内粒子的平均位移作为最终速度结果。PTV 的结果分辨率最低，因为



PTV 对示踪粒子的检测存在误差，可能出现粒子丢失等问题。

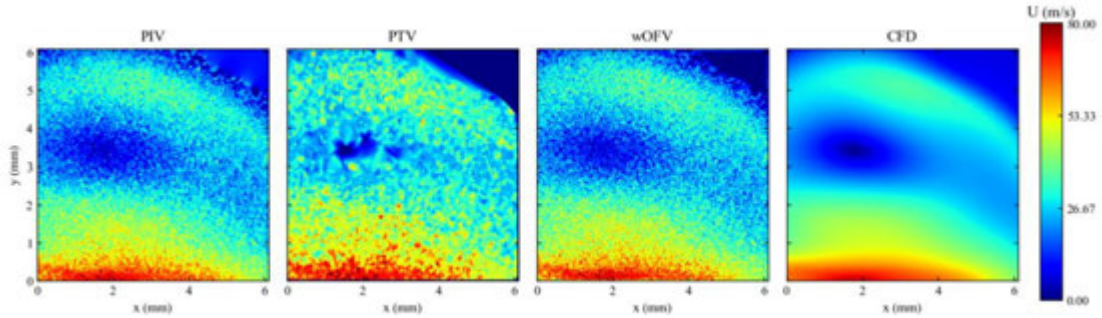
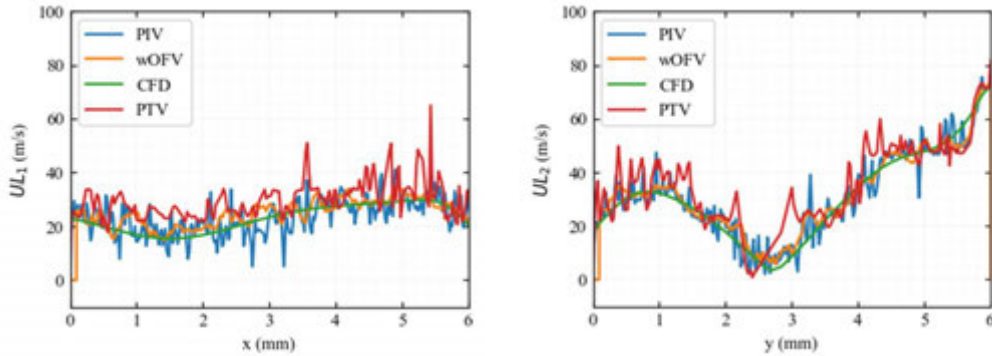


图 5 不同方法得到的速度场结果

Figure 5 Velocity distributions obtained from various methods

$L_1$  和  $L_2$  穿过涡的中心，沿两条直线的速度分布如图 6 所示。结果显示，wOFV 计算结果与 CFD 方法的结果吻合良好，二者速度变化趋势和数值表现一致。PIV 在数值上以 CFD 结果的数值为中心上下波动，变化趋势与 CFD 结果较为一致。PTV 结果在变化趋势上与其他三种结果相似，但其沿  $L_1$ 、 $L_2$  的速度略大于其他三种结果，在数值上存在较大误差。



(a) 沿  $L_1$  的速度分布

(b) 沿  $L_2$  的速度分布

图 6 不同方法得到的沿  $L_1$  和  $L_2$  的速度分布

Figure 6 The velocity distributions along  $L_1$  and  $L_2$  obtained from various methods: (a) The velocity distributions along  $L_1$ , (b) The velocity distributions along  $L_2$

图 7 显示了不同方法得到的沿 x 方向速度分量结果的一致性。随着 y 坐标的增大，x 方向速度分量表现出分层分布，射流核心区内速度最大，可达到 80 m/s，在  $y > 3.5$  mm 的区域，x 方向速度分量趋近于零。通过 wOFV 得到的速度结果分辨率最高，可以计算出外层边缘的微小速度分量。

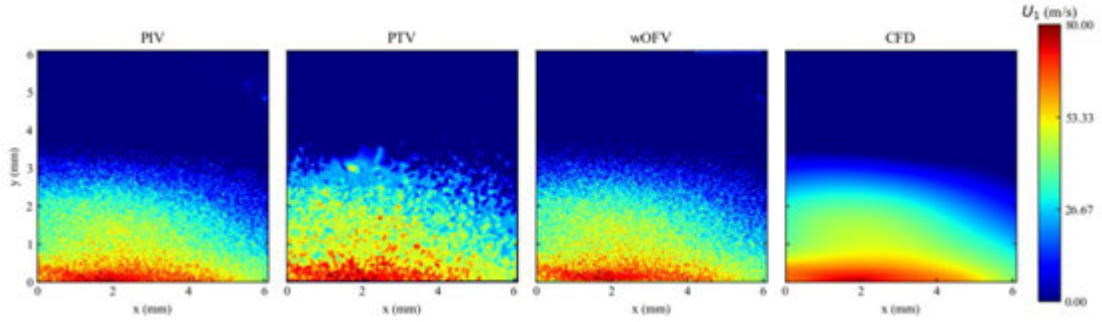
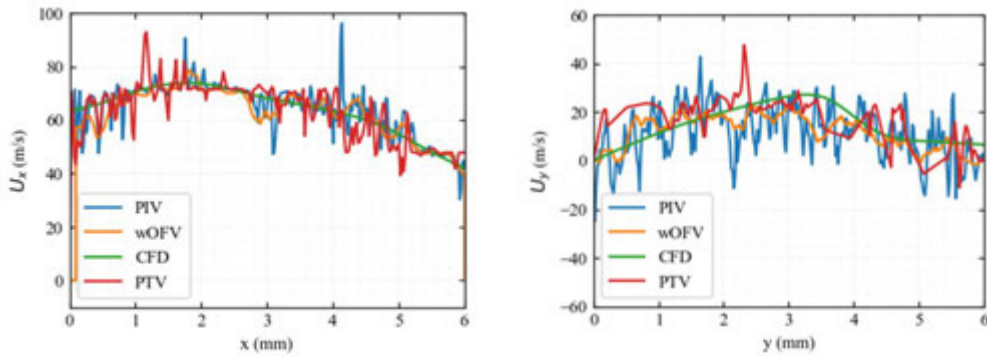


图 7 不同方法得到的 x 方向速度分量结果

Figure 7 The X-component velocity distributions obtained from various methods

在实验操作中，需要对不同区域的速度场结果进行拼接来得到完整流场的速度分布。为了检验 wOFV 在图像边缘计算结果的准确性，本文对不同方法得到的沿 X、Y 坐标轴的速度分量进行了统计，如图 8 所示。沿 X 轴的 x 方向速度分量和沿 Y 轴的 y 方向速度分量表明，wOFV、PIV 与 CFD 的结果具有良好的 consistency，PTV 计算结果在部分区域与 CFD 结果产生了明显的偏离。wOFV、PIV 和 PTV 在 y 方向的速度分量波动较大，随着 Y 轴坐标的增大，四种方法得到的 y 速度分量均先增大再减小至 0。wOFV 得到的结果具有高分辨率，可以更精确地捕捉到流场中速度的波动特性。



(a) 沿 X 轴的 x 速度分量

(b) 沿 Y 轴的 y 速度分量

图 8 沿坐标轴的 x, y 速度分量

Figure 8 The x and y component velocity distributions along the coordinate axis

以 CFD 模拟得到的速度场作为真实速度场，对不同方法得到的速度场误差进行分析。对于模拟得到的  $p \times p$  像素的图像，其二维速度场的均方根误差（Root Mean Square Error, RMSE）计算公式如下：

$$\text{RMSE} = \frac{\sum_{i=1}^p \sum_{j=1}^p \sqrt{(u(i,j) - u_t(i,j))^2}}{p} \quad (10)$$

$u$  为不同测速方法得到的速度， $u_t$  为模拟速度结果。不同测速方法的 RMSE 由表格 1 所示。RMSE 反映了测速方法的准确性，wOFV 的 RMSE 值最小，为 0.1443，其速度场结果最为精确；PTV 的 RMSE 值最大，为 0.6130，计算结果误差较大；PIV 的 RMSE 值为

0.2919, 可以较准确的得到速度场信息。

表格 1 不同测速方法的 RMSE

Table 1 RMSE for various velocity measurement methods

测速方法	RMSE
wOFV	0.1443
PIV	0.2919
PTV	0.6130

由上述分析结果可得, 与 PIV 和 PTV 方法相比, wOFV 测速方法可以得到更准确、更高分辨率的速度场, 在氢气流场测速方面具备潜力。

#### 4 结论

本文使用 Fluent 软件模拟了常温亚声速氢气射流, 得到了射流的速度场和示踪粒子图像。使用 wOFV、PIV 和 PTV 方法对模拟示踪粒子图像进行了速度场分析, 对比了不同方法得到的整体速度云图及局部速度分布情况。

研究表明, wOFV 计算得到的速度场结果与 PIV、PTV 和 CFD 结果在变化趋势上基本一致。wOFV 可得到所有像素点处的速度值, 结果分辨率高。wOFV、PIV 和 PTV 在 x 和 y 方向上的速度分量均表现出一定的波动性, 其中 wOFV 可以捕捉到更为精细的流场波动特性, 从而得到准确、分辨率高的速度场结果。

本文的粒子模拟方法为各测速算法的验证提供了可靠的数据基础, 验证了 wOFV 应用于氢气流场测速的准确性和有效性。本研究结果将为氢安全相关问题的研究提供科学依据。

#### 参考文献

- [1] 李建林, 李光辉, 郭丽军等. “十四五”规划下氢能应用技术现状综述及前景展望. 电气应用, 2021,40(06):10-16  
LI Jian-Lin, LI Guang-Hui, Guo Li-Jun, et al. Overview and prospect of hydrogen energy application technology under the 14th five year plan. Electrotechnical Application, 2021. 40(06):10-16
- [2] 刘玮, 万燕鸣, 熊亚林, 刘坚. “双碳”目标下我国低碳清洁氢能进展与展望. 储能科学与技术, 2022,11(02):635-642  
LIU Wei, WAN Yan-Ming, XIONG Ya-Lin, et al. Outlook of low carbon and clean hydrogen in China under the goal of "carbon peak and neutrality". Energy Storage Science and Technology, 2022,11(02):635-642
- [3] 陈彬, 颜欢, 刘阁. 油中悬浮粒子激光多普勒测速瞬时速度的分析. 强激光与粒子束, 2017, 29(02):145-152  
CHEN Bin, YAN Huan, LIU Ge. Analysis on LDV instantaneous velocity of suspended particles in oil. High Power Laser and Particle Beams, 2017, 29(02):145-152
- [4] 邵绪强, 杨艳, 刘艺林. 流体运动估计光流算法研究综述. 中国图象图形学报, 2021, 26(02):355-367  
SHAO Xu-Qiang, YANG Yan, LIU Yi-Lin. Review of optical flow algorithms in fluid motion estimation.



Journal of Image and Graphics, 2021, 26(02):0355-0367

- [5] Horn B K P, Schunck B G. Determining optical flow. *Artificial Intelligence*, 1981, 17(1-3), 185-203
- [6] Lucas B D, Kanade T. An Iterative Image Registration Technique with an Application to Stereo Vision. In: *International Joint Conference on Artificial Intelligence*, 1981.
- [7] Sun D, Roth S, Black M J. Secrets of optical flow estimation and their principles. 2010 IEEE Computer Society Conference on Computer Vision and Pattern Recognition, San Francisco, CA, USA, 2010, 2432-2439
- [8] Dérian Pierre. *Wavelets and Fluid Motion Estimation: [Ph.D. Thesis]*. Bretagne: UNIVERSITE RENNES, 2012
- [9] Schmidt B E, Sutton J A. High-resolution velocimetry from tracer particle fields using a wavelet-based optical flow method. *Exp Fluids*, 2019, 60
- [10] Schmidt B E, Skiba A W, Hammack S D, et al. High-resolution velocity measurements in turbulent premixed flames using wavelet-based optical flow velocimetry (wOFV). *Proceedings of the Combustion Institute*, 2021, 38(1), 1607-1615
- [11] Dérian Pierre, Héas Patrick, Herzet Cedric, et al. Wavelets and Optical Flow Motion Estimation. *Numerical Mathematics Theory Methods and Applications*, 2012, 6, 1-23.
- [12] Thielicke W, René Sonntag. Particle Image Velocimetry for MATLAB: Accuracy and enhanced algorithms in PIVlab. *Journal of Open Research Software*, 2021
- [13] Willert C E, Gharib M. Digital particle image velocimetry. *Experiments in Fluids*, 1991, 10(4):181-193
- [14] Etoh T, Takehara K, Michioku K, et al. A Study on Particle Identification in PTV-Particle Mask Correlation Method. *Journal of the Visualization Society of Japan*, 1996, 16(1):239-242.
- [15] Brevis W., Niño Y., Jirka G.H. Integrating cross-correlation and relaxation algorithms for particle tracking velocimetry. *Exp Fluids*, 2011, 50, 135–147
- [16] ANSYS Fluent Theory Guide. ANSYS, Inc. and ANSYS Europe, Ltd. 2020