

被动标量湍流混合的实验研究方法与发展

李慧鑫¹, 徐多^{1, 2, *}

- 中国科学院力学研究所 非线性力学国家重点实验室, 北京 100190
- 中国科学院大学 工程科学学院, 北京 100049

摘要: 湍流混合与日常生活和工程应用息息相关, 研究湍流混合对湍流理论及湍流燃烧、化学工程等重要领域具有重要意义。在湍流混合的实验研究方面, 传感器技术和非接触式(光学)测量技术的发展促进了人们对湍流混合多尺度、非线性过程的深入研究和机理认知。本文介绍了标量场湍流混合实验中较为常用的瑞利散射技术和激光诱导荧光技术, 着重讨论了提高后者空间测量分辨率的方法, 可为湍流混合的二维高分辨率精细化测量提供思路。另外, 从实验测量角度对小尺度混合的标度律(黏性-对流区)、标量场的概率密度函数和标量场混合界面的分形维数等方面进行了介绍, 旨在结合被动标量湍流混合基础理论简要介绍相关实验研究方法与发展。

关键词: 湍流混合; 被动标量场; 标度律; 概率密度函数; 分形维数

中图分类号: O357.5

文献标识码: A

Methods and progress of experimental research on passive scalar turbulent mixing

LI Huixin¹, XU Duo^{1, 2, *}

- The State Key Laboratory of Nonlinear Mechanics, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China
- School of Engineering Science, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

Abstract: Turbulent mixing plays a vital role in daily life and engineering applications. Extensive research in turbulent mixing is crucial for various subjects, including turbulent theories, turbulent combustion, and chemical engineering. For the experimental studies of turbulent mixing, the development of sensors and non-intrusive laser-based measurement techniques furthers exploring and understanding the multi-scale nonlinear process in turbulent mixing. This review focuses on the Rayleigh scattering technique and laser-induced fluorescence technique for passive scalar field measurements. Potential ways to improve the spatial resolution of laser-induced fluorescence are introduced and discussed for measurements of turbulent mixing in two dimensions. Then an experimental perspective on small-scale mixing is presented, covering topics of the scaling law of mixing in the viscous-convective regime, the probability density function of scalar fluctuation fields, and the fractal dimension of the mixing interface. This work aims to introduce fundamental experimental methods and progress on the passive scalar turbulent mixing, together with the corresponding theoretical basis.

Keywords: turbulent mixing; passive scalar field; scaling law; probability density function; fractal dimension

收稿日期: 2023-09-26; 修回日期: 2024-07-11; 录用日期: 2024-07-26

基金项目: 国家自然科学基金项目(92152106, 11988102); 中国博士后科学基金项目(2023M733589)

* 通信作者 E-mail: duo.xu@imech.ac.cn

引用格式: 李慧鑫, 徐多. 被动标量湍流混合的实验研究方法与发展 [J]. 实验流体力学, 2024, 38(4): 90-103.

LI H X, XU D. Methods and progress of experimental research on passive scalar turbulent mixing[J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 2024, 38(4): 90-103.

0 引言

湍流混合是日常生活和工程应用中最常见的流动现象之一,比如咖啡与牛奶的搅拌混合,化学反应器和发动机燃烧过程中反应原料的混合等。在这些现象中,2种或2种以上流体之间(较快速)的相对运动促使流体发生相互掺混。具体来说,湍流混合是指在较高雷诺数情况下,由于湍流运动而导致的物理量(如浓度或温度)之间的快速交换和扩散过程^[1]。湍流混合是流体力学中的经典问题,也是自然界和工程领域中的重要问题。层流-湍流转捩实验最早就是通过湍流混合进行观测的。19世纪80年代,雷诺进行了经典的管道流动实验研究。管道中的水在压差驱动下向下游运动,人为在上游管口处沿管流方向注入少量染色溶液,发现管道流动中存在不同的流动形态:流速较小时,染色水线在管道流动中始终保持层状有序的直线运动,即层流;流速较大时,染色水线会发生破裂并扩散,管道流动呈现混乱无序的湍流状态。虽然湍流混合现象广泛存在,但由于其呈现的多尺度和非线性等特征,使得关于湍流混合的研究具有极大挑战性。探索湍流混合机理不仅能够加深对湍流本身的认知,还能提高化工生产和发动机燃烧效率等^[2-3]。基于气、液、固之间的组合,湍流混合可以分为气-气混合、液-液混合和气-液混合等^[4]。本文主要讨论同相流体间的混合(如气-气混合和液-液混合),聚焦于不可压缩流动下的湍流混合过程,特别是均匀、各向同性、统计状态稳定的被动标量湍流混合相关理论和实验研究。液-液混合通常是2种相溶或不相溶的液体的混合。如果液体在分子水平上不能混合,例如油和水,则认为是不相溶的。相比之下,不同流体的相溶混合是指不同流体发生混合,最终形成单一均匀相,例如水和乙醇在任何比例下都是相溶的,最终变为乙醇溶液^[4]。相溶流体混合可以分为被动标量混合和主动标量混合2种情况^[1]。密度相同或携带非反应性示踪标记物质(如污染物)的流体混合^[5],温差较小的温度输运^[6],小颗粒烟(烟雾)^[7-8]的混合和低浓度液体染料的混合等都认为是被动标量混合^[9]。在被动标量湍流混合过程中,被动标量对流体速度场的影响可以忽略,混合过程仅由流体流动驱动。大量被动标量湍流混合研究侧重于在射流^[10-12]和槽道流^[13]等经典流动中探索高雷诺数下的湍流混合物理机理。相比之下,主

动标量湍流混合会改变流体密度、黏度和扩散系数等物理参数,混合过程更为复杂。在主动标量湍流混合过程中,主动标量与流体流动相互作用,混合过程由流体和主动标量共同驱动。例如,在水与乙醇的混合过程中,混合物黏度和密度随混合物浓度变化剧烈,呈现非线性关系^[14],该非线性关系增大了主动标量混合实验研究和数值研究的难度^[15]。

在自然界和工程领域中,许多混合问题涉及复杂的压力梯度、密度梯度、热量释放、物质转移和化学成分变化^[16-17]。例如Abarzhi^[18]、Andrews^[19]、张戈^[20]和江荣宝^[21]等关注Rayleigh-Taylor界面失稳及由其产生的液-液湍流混合过程。Balakumar^[22-23]、Mansoor^[24]、黄熙龙^[25]和Xiao^[26]等通过实验和数值模拟研究了激波与轻重气体界面相互作用(Richtmyer-Meshkov不稳定性)引起的气-气湍流混合过程,丛洲洋^[27]和Liang^[28]等对该失稳与混合问题进行了综述。Rayleigh-Taylor和Richtmyer-Meshkov混合过程是非均匀、各向异性的,统计上具有非稳定的特性^[16],混合过程非常复杂^[17, 27, 28],其湍流混合的频谱特性、能量传递特性与均匀、各向同性湍流之间的异同尚待厘清,感兴趣的读者可参阅文献[16]。

本文聚焦于均匀、各向同性、统计状态稳定的湍流混合,主要讨论被动标量的湍流混合问题,从实验测量的角度回顾了湍流混合,特别是小尺度湍流混合特性的相关研究,介绍了被动标量湍流混合相关实验研究方法和进展。

1 湍流混合

1.1 湍流混合过程

湍流混合过程是一个多尺度相互作用过程^[1, 29],对许多化工产品的制造至关重要,例如聚合物生产过程中,混合时间、传质系数和初始浓度等参数会影响催化聚合反应,进而影响聚合物的生产效率和产品质量^[30]。在工业应用中,混合装置通常会产生高湍流度,不同尺度的涡不断扭曲,增大混合流体间界面的接触面积,进而增大混合速率。根据Eckart^[31]的描述,湍流混合过程包括挟带(entrainment)、搅拌(stirring)和扩散(diffusion)3个阶段。在挟带阶段,可以观测到大量未混合流体,在未混合流体界面存在较大的浓度梯度,就像分层流体一样;随后,流体运动使得混合进入搅拌阶段,混合界面被旋转和折叠;在最后的扩散阶段,混合完成,初始阶段未混合的流体最终变为均匀稳定的流体。

1.2 湍流混合的控制方程

在湍流混合中, 流体运动遵循 Navier–Stokes 方程:

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} = -\nabla p + \frac{\Delta \mathbf{u}}{Re}, \quad \nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (1)$$

式中: t 为时间; p 为压力; 流速 $\mathbf{u} = (u, v, w)$, 其中 u, v, w 分别为 x, y, z 方向的速度; ∇ 为空间导数算子; 雷诺数 $Re = u_0 L / \nu$, 其中 u_0 为流场特征速度, L 为特征长度, ν 为工作流体的运动黏度。同时, 被动标量湍流混合过程还受控于标量对流–扩散方程:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \phi = \frac{\Delta \phi}{Re Sc} \quad (2)$$

式中: ϕ 为被动标量; 施密特数 $Sc = \nu / \kappa$, 其中 κ 为分子扩散系数。一般认为浓度是被动标量, 也有研究认为流场中的温度(温差较小)也属于被动标量^[6], 此时式(2)中的 Sc 将变为普朗特数 Pr ($Pr = \nu / \kappa_T$, κ_T 为分子热扩散系数), 但控制方程相同。因此, 下文将 Sc 和 Pr 混合使用, 不再进一步区分。

1.3 湍流混合中的能量级串理论

湍流经典理论认为湍流能量呈现 Kolmogorov–Richardson 能量级串特征^[32–34]。在各向同性湍流中, 速度脉动的最小尺度为 Kolmogorov 尺度, 即 $\eta_K = (\nu^3 / \varepsilon)^{1/4}$, 其中 ε 为湍动能耗散率。各向同性湍流中的湍动能是衰减的, 大尺度速度脉动含有较大的能量, 在衰减过程中湍动能从大尺度涡向小尺度涡进行传输, 最后在很小的尺度(Kolmogorov 尺度以下)上发生耗散^[33–34]。该理论框架刻画了看似随机无序的湍流在跨尺度能量传递过程中的物理规律, 而这主要体现在湍动能能谱上——湍动能的传输在惯性–对流区内符合 $k^{-5/3}$ (k 为波数, 单位为长度单位分之一, 即较大的波数对应于较小的运动长度尺度) 的标度律。

类似的, 认为湍流混合标量场同样存在最小的混合尺度, 即 Batchelor 尺度^[35], $\eta_B = (\nu \kappa^2 / \varepsilon)^{1/4} = \eta_K Sc^{-1/2}$ 。与湍动能传输过程相似, 标量场的脉动能量 (scalar variance) 同样从大尺度向小尺度传递^[29, 36]。湍流混合标量能谱的标度律描述了标量脉动能量在不同尺度上的分布规律, 有助于揭示湍流混合中标量脉动的行为和特征^[29]。当 Re 足够大, 在惯性–对流区内, 标量脉动能谱 $E_\phi(k)$ 与速度脉动能谱相似, 同样存在着 $k^{-5/3}$ 标度律^[29, 35, 37], 在该尺度范围内, 流体的黏性和标量的分子扩散作用可忽略。Cook 等^[38] 在 Rayleigh–Taylor 不稳定性引起的湍流混合实验

中发现存在 $k^{-5/3}$ 标度律。Thornber^[39] 和 Reese^[40] 等在 Richtmyer–Meshkov 失稳引起的湍流混合中也发现 $k^{-5/3}$ 标度律。但是 Mohaghar 等^[41] 在实验研究 Richtmyer–Meshkov 不稳定性时, 发现马赫数对标度律指数有影响, 认为这可能与大尺度剪切所产生能量较高及流向速度脉动较大有关。

在更小的标量脉动尺度 ($< \eta_K$), 能谱标度律与 Sc 相关, 如图 1 所示^[29]。当 $Sc \approx 1$ 时, 标量和速度脉动量的能谱在 Kolmogorov 尺度开始迅速下降, 流体黏性和标量扩散都开始在这个耗散区内起作用。有研究结果^[29, 37] 表明, 在较小的 Taylor 微尺度雷诺数 (Re_λ) 下, 该耗散区内的能谱基本为指数型。但在更高 Re_λ 下, 耗散区内能谱则呈现出更复杂的形式, 更细的规律还有待进一步研究^[29]。 $Sc \approx 1$ 常见于气体之间的混合, 或者在气体室温中的热扩散, 空气的 Pr 约为 0.7, 液体水的 Pr 约为 7.6。

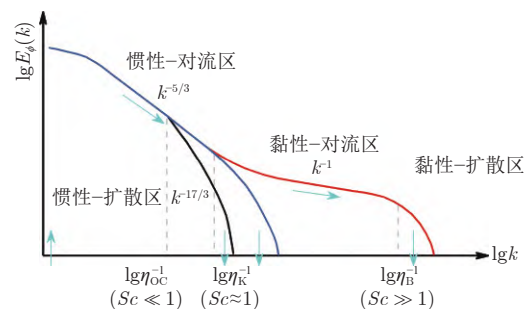


图 1 均匀各向同性湍流被动标量场在不同 Sc 下的能谱概念示意图^[29]
Fig. 1 Conceptual schematic of the spectrum for an isotropic fluctuating passive scalar field for different Sc ^[29]

当 $Sc \ll 1$ 时, 如图 1 中黑线所示, 在标量耗散尺度 $\eta_{OC} = \eta_K Sc^{-3/4}$ 位置, 能谱呈现为理论预测的 $k^{-17/3}$ ^[35] 或 k^{-3} ^[42] 标度律, 在这个惯性–扩散区内, 标量扩散起主导作用, 而流体黏性尚未发挥作用。但这种情况的发生需要极大的 Re 和较小的 Sc , 实验研究所需条件相对比较苛刻。有文献^[43] 指出, 在液态金属(如 $Pr \approx 0.009$ 的液态金属钠)间的被动标量输运中存在上述情况, 但尚未见到关于该标度律的进一步研究报道, 并且就作者所知, 该标度律目前尚未被直接数值模拟(Direct Numerical Simulation, DNS)验证。

当 $Sc \gg 1$ 时, 在 Kolmogorov 尺度以下, 存在着黏性–对流区, 流体黏性通过小尺度应变率 $(\nu / \varepsilon)^{1/2}$ 开始发挥作用, 而标量扩散需要达到 Batchelor 尺度才会发生^[29, 35, 44]。Batchelor^[35] 和 Kraichnan^[44] 分别在理论上预测了黏性–对流区内标量能谱的 k^{-1}

标度律。进入黏性-扩散区(长度尺度小于 Batchelor 尺度), 标量扩散开始发挥作用, 此时 Batchelor^[35] 与 Kraichnan^[44] 的理论预测结果差异较大。有 DNS 结果^[45] 表明, 能谱在该区内比较符合 Kraichnan 的理论。 $Sc \gg 1$ 常见于液-液混合, 这也是本文讨论的重点。理论上, 对于各向同性湍流, 在足够大的 Sc 下, 标量能谱在黏性-对流区内存在 k^{-1} 标度律, 最近的数值模拟结果也证明了 k^{-1} 标度律的存在^[46]。但在实验上, 仍缺乏直接的证据证明 k^{-1} 标度律的存在^[12, 47-50], 主要原因是液-液混合中 Sc 的数量级为 1000, 导致标量场的 Batchelor 尺度相比于 Kolmogorov 尺度更小, 约为 Kolmogorov 尺度的 1/30, 基于现阶段的浓度测量技术手段, Batchelor 尺度的空间高分辨率测量还具有相当大的挑战。

2 浓度的实验测量方法

对于已预混好的均匀稳定溶液, 化学中常用滴定法、色谱-质谱法和光谱法等来测量溶质浓度^[4]。对于一些特定的溶液如蔗糖溶液, 其折射率与浓度成线性关系, 因此也可以通过测量溶液折射率获得溶液浓度。被动标量实验则需实时在线测量标量场随流场的运动。对于温度被动标量, 可使用温度传感器进行测量^[6]; 对于浓度被动标量, 液-液混合通常用激光诱导荧光技术^[9](Laser-Induced Fluorescence, LIF) 测量, 气-气混合可用激光诱导荧光技术^[22-23, 25] 或瑞利散射技术^[50-51](Rayleigh Light Scattering, RLS) 测量。下面简要介绍 LIF 和 RLS 浓度标量测量方法, 以及速度场-浓度场同步测量技术。

2.1 激光诱导荧光技术测量原理

如图 2 所示, 在流体中加入少量荧光染色剂, 用适当波长的激光照射被测流体, 染色剂在激光激发作用下发出荧光, 同时用数码相机记录测量区域内的荧光强度, 可获得被动标量混合流场。常见水体和气体中的荧光染色剂性质如表 1 所示。由于一般荧光染色剂在水体中的浓度为 $10 \mu\text{g/L}$ 量级甚至更小, 并不会对流场介质(水)的物理性质产生影响, 可以认为是被动标量^[9, 52]。

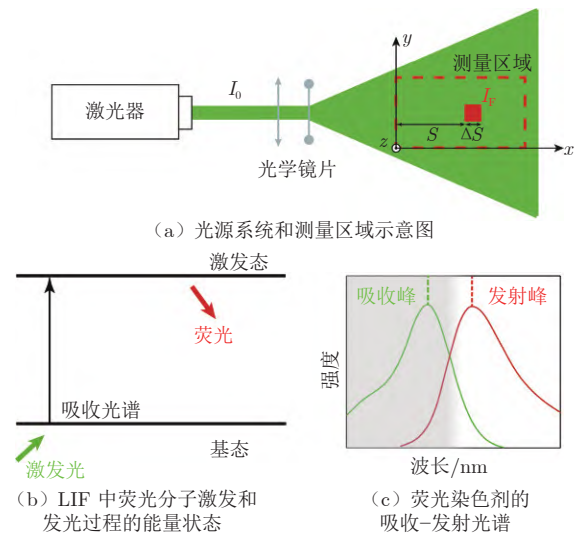


图 2 激光诱导荧光技术测量原理示意图
Fig. 2 The illustration of LIF technology

如图 2(a)所示, 假设强度为 I_0 的激光照射到水体中, 入射光线穿过其路径 S 处一层很薄的水体层 ΔS , 该薄水层内荧光染色剂吸收的激光能量为 ΔI , 发射的荧光强度为 I_F , 则:

表 1 常见荧光物质的适宜激发波长和发光波长

Table 1 Matched excitation and emission wavelengths of common fluorescent materials

荧光物质	流场介质	吸收谱波长峰值/nm	激发谱波长峰值/nm	备注	参考文献
荧光素钠	水	490	515	无毒	[53]
罗丹明6G	水	525	555	有毒	[54]
罗丹明B	水	555	580	有毒	[53]
罗丹明110	水	496	520	有毒	[55]
磺酰罗丹明	水	355	580	有毒	[56]
Alexa 350	水	343	441	无毒	[57]
奎宁	水	355	400~570	有毒	[56]
丙酮	气体	285	420	信噪比较低	[22, 58]
3-戊酮	气体	270	450	轻微毒性	[59]
甲苯	气体	255	320	有毒, 与氧气会发生淬灭效应	[59]
苯甲醚	气体	260	310	与氧气会发生淬灭效应	[15, 60]

$$I_F = -\alpha \Delta I \Delta A \quad (3)$$

式中： α 为量子效率， ΔA 为薄水层的截面($y-z$ 平面)面积。根据 Lambert-Beer 定律， ΔI 与荧光染色剂的浓度、液层厚度和激光强度有关：

$$\Delta I = -\chi I(S) c(S) \Delta S \quad (4)$$

$$I = I_0 \exp \left[-\chi \int_S c(x) dx \right] \quad (5)$$

式中： χ 为荧光染色剂溶液的吸收系数，通常与荧光染色剂性质、入射光波长、溶液温度等相关； $I(S)$ 为激光在 S 处的强度； $c(S)$ 为荧光染色剂在 S 处的浓度。结合式(3)~(5)可得到 S 处薄水层的荧光强度为：

$$I_F = \alpha \chi I_0 c(S) \Delta S \Delta A \exp \left[-\chi \int_S c(x) dx \right] \quad (6)$$

测量区域内的图片灰度值 I_g 可表示为：

$$I_g = \Gamma \cdot I_F + I_b \quad (7)$$

式中： I_b 为背景噪声的灰度值， Γ 为相机传感器的转换率。对于被动标量混合问题，若选取合适的激光光源和荧光染色剂，固定光学测量区域和激光强度，则式(4)和(5)中的 α 、 χ 、 I_b 、 I_0 、 ΔS 和 ΔA 在实验过程中基本保持不变。当荧光染色剂浓度很低时，假设接收路径上的荧光染色剂对荧光的再吸收可忽略不计，并忽略高阶小量，则可得图片灰度值与浓度的线性关系^[8]：

$$I_g = \Gamma \alpha \chi^2 I_0 \Delta S \Delta A c(S) + I_b = K \cdot c(S) + I_b \quad (8)$$

式中： K 为常数项。利用均匀浓度溶液获得图片中每个像素对应的荧光强度与浓度校正曲线，可得每个像素对应的 K 值及 I_b ，从而实现对浓度被动标量场的测量。现在的 LIF 技术包括一维 LIF、二维 LIF(PLIF)和三维 LIF(3DLIF)技术，并且可以用于液-液混合^[9]和气-气混合的实验测量^[23, 25]。国内学者已经对三维 LIF 技术进行了较为全面的综述^[61]，故本文不再赘述，主要介绍一维和二维 LIF 技术及其相关进展，

2.2 双激发激光诱导荧光技术

双激发激光诱导荧光技术(Dual Emission Laser-Induced Fluorescence, DELIF)是一种改进的激光诱导荧光技术。对于一些荧光染色剂，式(8)中的常数项 K 会受溶液的 pH 值和温度影响。DELIF 通常用于测量流场的温度和 pH 值(后者通常与浓度

相关)。以利用 DELIF 测量流场 pH 值为例，在流场中均匀加入 A、B 两种荧光染色剂，其中 A 荧光染色剂(如奎宁)的量子效率随流场 pH 值变化而变化，而 B 荧光染色剂(如磺酰罗丹明^[56])的量子效率与 pH 值无关。因此，在流场中使用 1 种激光来激发这 2 种荧光染色剂时，由于 2 种荧光染色剂的量子效率不同，其荧光分子会产生不同的发射光谱。根据式(8)，A、B 荧光染色剂的发光强度分别为(通常不考虑 A 和 B 荧光染色剂相互吸收对方的自发光)：

$$I_{g,A} = K_A(\lambda_A, \text{pH}) \cdot c_A + I_{b,A} \quad (9)$$

$$I_{g,B} = K_B(\lambda_B) \cdot c_B + I_{b,B} \quad (10)$$

式中：下标 A、B 分别表示 A、B 荧光染色剂，如 λ_A 和 λ_B 分别为荧光染色剂 A、B 的发光波长。使用分光镜并选择适当的滤光片，2 台相机分别同时拍摄，可获得 A、B 荧光染色剂的发光图像，即：

$$\frac{I_{g,A} - I_{b,A}}{I_{g,B} - I_{b,B}} = \frac{K_A(\text{pH}) \cdot c_A}{K_B \cdot c_B} = K_{AB}(\lambda_A, \lambda_B, \text{pH}) \frac{c_A}{c_B} \quad (11)$$

式中： K_{AB} 为 A、B 荧光染色剂的 K 值之比。实验前，通过不同 pH 下的 c_A/c_B 标定 pH 与 K_{AB} 的关系，同时记录 c_A 和 c_B 分别等于 0 时相机的图像背景噪声灰度值 $I_{b,A}$ 和 $I_{b,B}$ 。在实验中，固定 2 种荧光染色剂的浓度比，通过相机拍摄图像的灰度值之比，利用 K_{AB} 与 pH 标定曲线来确定流场的 pH。这种方法广泛应用于气液两相流中的气体浓度测量，如在 CO_2 气泡尾迹的传质过程中，先测量流场中的 pH 变化(流场 pH 由于 CO_2 微溶于水而改变)，然后通过 pH 获得 CO_2 气泡尾迹传质过程中的浓度分布^[56, 62]。与常用的单激发 LIF 相比，双激发 LIF 中 2 种荧光染色剂是由同一光束同时激发，因此在一定程度上降低了 LIF 对照明强度的要求。由于水体中染色剂的扩散系数约为 $10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ ，扩散过程非常缓慢，因此在使用 DELIF 测量过程中可假定浓度比始终保持不变^[56]。单一的荧光染色剂也可用于 DELIF 测量，如 C-SNARF-4F^[62]，其不同 pH 环境中受激可以发出 2 种不同波长(λ_A, λ_B)的荧光^[53, 62]，由于使用了同一种荧光染色剂，式(11)中的浓度比值 $c_A/c_B = 1$ ，即：

$$\frac{I_{g,A} - I_{b,A}}{I_{g,B} - I_{b,B}} = K(\lambda_A, \lambda_B, \text{pH}) \quad (12)$$

在实验标定过程中，只需获得 K 与 pH 的关系，即可通过 K 值获得 pH 值和 CO_2 浓度。

Coppeta 等^[53]总结了各种荧光染色剂的发光性质，并分析了双荧光染色剂 DELIF 的误差来源。同样地，双荧光染色剂 DELIF 还可以基于 K_{AB} 与温度的标定关系测量温度(如使用罗丹明 B 和罗丹明 110^[55])。

2.3 流体中 LIF 的测量分辨率

图 3 为 LIF 测量结果，其中二维 LIF 的测量结果如图 3(b)所示，其空间分辨率取决于相机的放大率和激光片的光源厚度。通过不同镜头和图像传感器的组合较易实现高相机空间分辨率，可满足湍流混合流动中黏性-对流区内被动标量分辨率测量要求。式(4)表明，LIF 的分辨率还取决于激光片光源的厚度，即图 2(a)中 z 方向的厚度，该厚度与 ΔA 相关。目前常用的激光片光源厚度为 0.5 mm 量级^[63]，而被动标量湍流混合流动中的 Batchelor 尺度一般为 10 μm 量级(如管道流动^[64]和明渠流动^[47]中 $\eta_B \approx 10 \mu\text{m}$)，远小于激光片光源厚度，测量分辨率难以满足。如果想要流场达到 1 mm 量级的 Batchelor 尺度，实验装置的特征尺度需达到几米甚至几十米数量级，实验成本相当昂贵。因此，现阶段许多研究尝试通过减小激光片光源厚度来提高 LIF 在厚度方向的测量分辨率。

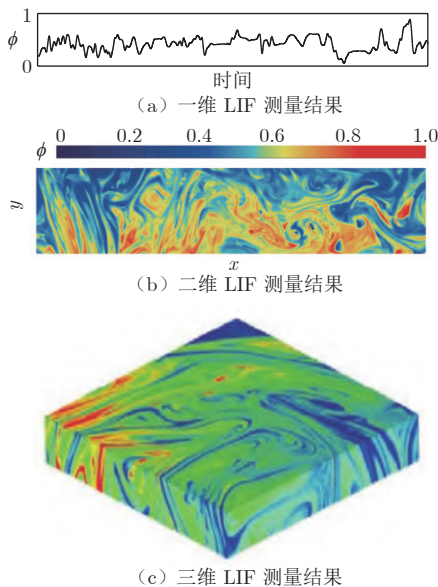


图 3 LIF 测量结果^[65]

Fig. 3 The results of one-, two-, and three-dimensional LIF measurements^[65]

如图 4 所示，假设准直激光的强度在横截面(光斑)上符合高斯分布(即激光是高斯光束)，直径为 D 的激光经过焦距为 f 的凸面镜，在沿激光传播方向(图 2 和 4 中 x 轴方向)上，各处光斑半径 $\omega(x)$ 组

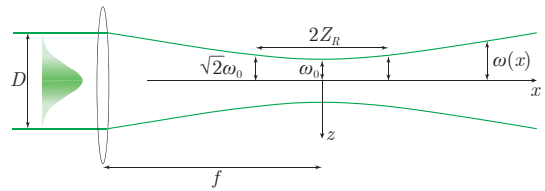


图 4 高斯激光腰束几何示意图

Fig. 4 Gaussian beam focus geometry

成一个双曲面包络线，其表达式为：

$$\omega(x) = \omega_0 \left[1 + \left(\frac{\lambda x M^2}{\pi \omega_0^2} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (13)$$

式中： z 为光斑与焦点的距离； λ 为激光波长； ω_0 为最小光斑半径，通常被称为束腰半径； m 为激光光束质量参数， $m = 1$ 时激光光束具有理想的高斯分布(在 TEM00 模式下)^[9]。研究^[9, 52, 65]指出，典型离子激光器的 $m = 1.1 \sim 1.7$ ，而高能多模激光器的 $m > 10$ 。在旁轴近似假设下($f \gg D/2$)，当 $z = 0$ 时，束腰半径可表示为：

$$\omega_0 = m^2 \frac{\lambda f}{\pi D} \quad (14)$$

也有文献^[9, 66]直接使用如下的经验公式来确定束腰半径：

$$\omega_0 = \frac{1.22 \lambda f}{\pi D} \quad (15)$$

由式(14)或(15)可知，可通过减小凸面镜焦距或增大激光光束直径得到较小的激光厚度，从而提高激光厚度方向的测量分辨率。如果想获得更准确的束腰半径，可使用光束分析仪或光学方法(如刀口法^[67])测量。当光斑半径 $\omega(x) = \sqrt{2}\omega_0$ 时，光斑与焦点的距离称为瑞利长度 Z_R ：

$$Z_R = \frac{\pi \omega_0^2}{\lambda} \quad (16)$$

对于一维 LIF 术，通常可基于焦点区域内的束腰直径对流场浓度进行单点测量，如图 3(a)所示。而对于二维 LIF 技术，可以考虑将 $2\omega_0 \times 2Z_R$ 作为激光片光源，从而实现高分辨率测量，如图 3(b)所示。

2.4 气体混合浓度的瑞利散射技术测量原理

在二元气体混合中，还可以通过瑞利散射技术来测量气-气混合的浓度。RLS 技术能够实现对浓度场的定量时空测量^[68]。如图 5 所示，当一束激光通过具有 j 种组分的理想气体时，激光光源垂直方向的瑞利散射光总强度 $I_R(90^\circ)$ 可表示为^[50, 69]：

$$I_R(90^\circ) = \beta_0 I_0 \Omega l N \sum_{i=1}^j X_i \sigma_{R,i} \quad (17)$$

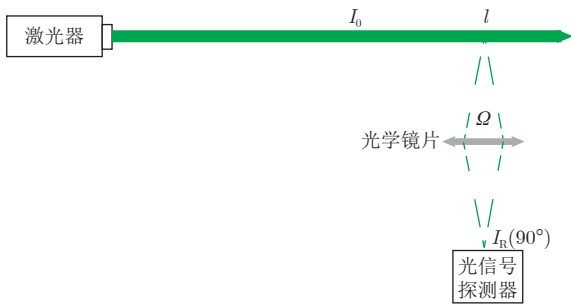


图5 瑞利散射技术测量原理示意图

Fig. 5 The principle sketch of Rayleigh light scattering for measuring the gas concentration

$$N = pN_A/RT \quad (18)$$

式中： β_0 为系统校准常数，代表光收集和传输效率； Ω 为光信号探测器的立体角； l 为光信号探测器区域长度； X_i 为组分 i 的摩尔分数； $\sigma_{R,i}$ 为组分 i 的瑞利散射截面； N 为总分子数密度，单位 $1/m^3$ ； p 和 T 分别为总压和绝对温度； N_A 为阿伏伽德罗常数(6.023×10^{23})； R 为通用气体常数，取 $8.3143 \text{ J}/(\text{mol}\cdot\text{K})$ 。光信号探测器可以是相机图像传感器或光电倍增管。

在实验过程中，光信号探测器的位置和测量角度保持不变，因此可认为 β_0 、 l 、 Ω 是常数，式(17)可进一步写为：

$$I_R(90^\circ) = \beta I_0 N \sum_{i=1}^j X_i \sigma_{R,i} \quad (19)$$

假设实验中压力、温度和激光初始强度不变，根据摩尔守恒方程，有：

$$\sum_{i=1}^j X_i = 1 \quad (20)$$

对于一个二元混合气体($j=2$)，在测量设备和装置保持不动的情况下，当RLS测量区域中只流过第一种气体(即 $X_1=1$)时，其瑞利散射强度为：

$$I_{R,1}(90^\circ) = \beta I_0 N_s \sigma_{R,1} \quad (21)$$

式中： N_s 为标定过程中使用的标准状态(p_s , T_s)分子数密度， p_s 和 T_s 可以通过压力和温度传感器测量获得。同样的，如果只流过第二种气体，其瑞利散射强度为：

$$I_{R,2}(90^\circ) = \beta I_0 N_s \sigma_{R,2} \quad (22)$$

结合式(18)~(22)可知，在二元气体混合过程中，气体浓度为：

$$X_2 = \frac{I_R \cdot \frac{N_s}{N} - I_{R,1}}{I_{R,2} - I_{R,1}} = \frac{I_R \cdot \frac{p_s}{p} \cdot \frac{T}{T_s} - I_{R,1}}{I_{R,2} - I_{R,1}} \quad (23)$$

$$X_1 = 1 - X_2 \quad (24)$$

如果是3种及以上的气体发生混合，且每种气体的 $\sigma_{R,i}$ 不同，则上述方程组是不封闭的，无法求解单个 X_i 的值。为了获得气体浓度，需要进行额外的假设。例如，Talbot等^[50]在丙烷-空气-氩气三元气体射流混合实验研究中，由于氩气和空气已经预混好且氩气的瑞利散射光强与空气、丙烷相比很微弱，因此仅考虑了丙烷和空气的瑞利散射光强，从而获得了气体浓度的测量值。RLS的测量分辨率同样受到激光光束厚度的限制，利用2.3节所述的激光束腰区域进行测量，也可以提高测量分辨率^[50]。Budzinski等^[51]早在1994年就使用RLS研究了初始条件对Richtmyer-Meshkov不稳定性气体混合界面形貌演化的影响。

光的散射信号通常包含气体分子引起的瑞利散射信号及大量的杂散光(例如米氏散射)。为了减小杂散光的干扰，提高RLS的信噪比，目前常在流场与探测器之间放置具有窄吸收峰的分子滤波池，并借助波长调谐技术，过滤杂光，增强瑞利散射光的强度，即滤波瑞利散射技术(filtered Rayleigh scattering technique)^[70]，其在燃烧诊断中应用广泛。关于此技术的详情，感兴趣的读者可以参阅文献[70-71]。此外，基于式(18)和(19)，RLS也可测量单一组分理想气体的流场温度。

2.5 混合过程中速度场和浓度场的同步测量技术

混合过程中速度场的测量同样至关重要。在流体力学研究中，通常可以采用热线测速技术^[72-73]、激光多普勒技术(Laser Doppler Velocimetry, LDV)^[74]、粒子追踪测速技术(Particle Tracking Velocimetry, PTV)^[63]和粒子图像测速技术(Particle Image Velocimetry, PIV)^[75-76]等对流场速度进行测量。当混合过程引起的折射率变化很弱或没有变化的时候，基于光学的测速技术(LDV、PIV、PTV等)同样可以用于混合过程的速度场测量^[63, 73-74]。

在湍流混合研究中，考虑雷诺平均的标量对流-扩散方程(式(2))时，湍流运输的影响会体现在浓度脉动与速度波动的相关性 $\langle \mathbf{u}'\phi' \rangle$ 上($\langle \cdot \rangle$ 表示系综平均，上标'表示脉动量)。因此对于湍流混合问题，需对速度和浓度进行同时测量。学者们通常采用PIV-PLIF同步技术。该同步技术中的PIV和PLIF与单独使用时基本相同，主要难点在于为保证拍摄

区域相同,需将 PIV 相机和 PLIF 相机精确校准,并将 PIV 示踪粒子散射的激光与荧光染色剂受激发出的荧光进行分离。上述 2 种荧光的波长通常不同,可在相机前加滤光片实现光的分离。可使用同步器同步 PIV 相机、PLIF 相机及相应激光器的触发信号。在早期研究中,Chen^[77]和 Hu^[78]等分别对重力流和射流的混合过程进行了 PIV 和 PLIF 同步测量。在(小密度差)液体分层流动中,Xu 等^[79]成功利用 PIV-PLIF 同步测量技术对重力流的水平射流(射流环境为轻流体)进行测量,获得了射流的密度场和速度场。他们使用的 PIV 示踪粒子为中空玻璃珠(中径 11 μm ,比重 1.1),荧光染色剂为罗丹明 6G。激光器发射波长为 532 nm。使用 PIV 带通滤光片(中心波长 530 nm,带宽 10 nm)和 PLIF 长波通滤光片(截止波长 550 nm,允许波长大于 550 nm 的光通过)将 PIV 和 PLIF 图像进行分离。此外,由于不同密度的流体折射率不同,为了克服折射率不同引起的光学测量误差,实验中采用不同浓度的乙醇和盐溶液,实现了折射率匹配,即 2 种流体密度不同但折射率相同,从而消除了折射率差异引起的光学测量误差。在不同密度的气体湍流混合中,Balakumar^[22-23]和 Reese^[40]等成功实现了对激波管中由 Richtmyer-Meshkov 不稳定性引起的湍流混合过程的 PIV-PLIF 同步测量。以 Balakumar 等^[22-23]的实验为例,进入激波管前将重气体六氟化硫(SF_6)与丙酮($\text{C}_3\text{H}_6\text{O}$)蒸气预混,并使用波长为 266 nm 的激光实现 PLIF 技术,激发 $\text{C}_3\text{H}_6\text{O}$ 的荧光信号(吸收和激发光谱见表 1),从而测量 $\text{C}_3\text{H}_6\text{O}$ 蒸气的浓度场。同时,流场中充满平均直径为 0.5~1.0 μm 的乙二醇液滴,采用波长为 532 nm 的激光进行 PIV 测量,可获得速度场。为获得高质量的 PIV 和 PLIF 图像,Balakumar 等在 PLIF 相机前使用可见光干涉滤光片(中心波长 420 nm,带宽 10 nm)隔离 PIV 的散射光,在 PIV 相机前使用窄带通滤光片(带宽 17 nm,中心波长 532 nm)。实验中,Balakumar 等^[22]评估的空气和 SF_6 的最大折射率变化分别为 7.2×10^{-5} 和 3.4×10^{-4} ,折射率差异引起的光学畸变非常小,因此在实验中未考虑其对 PIV 和 PLIF 测量误差的影响。然而,近期 Li 等^[80]的研究表明,光学畸变引起的测量误差与流场特征尺度相关。因此,即使最大折射率变化在 10^{-4} 或 10^{-5} 数量级,在进行相应的湍流混合实验前,也应注意光学畸变对测量误差的潜在影响。

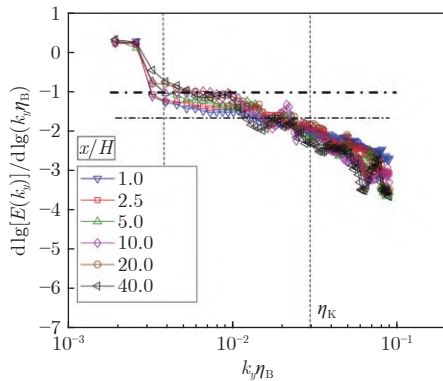
3 湍流混合标量场的测量和机理研究

3.1 黏性-对流区内被动标量标度律

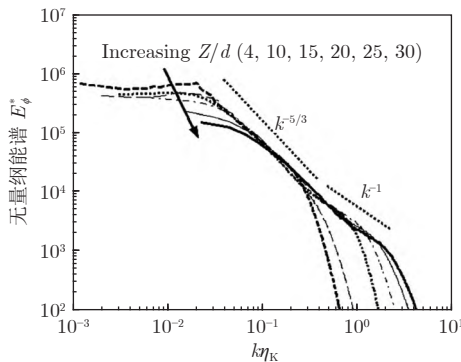
最新 DNS 研究^[46]表明,在高 Re , $Sc = 512$ 的各向同性湍流中,被动标量能谱在惯性-对流区和黏性-对流区内的标度律为理论预测的 $k^{-5/3}$ 和 k^{-1} ,但是 k^{-1} 标度律在实验研究中尚未达成统一的结论。如前文所述,黏性-对流区内的混合尺度较小,较难实现被动标量场的高精度时空测量。早期主要利用激光束腰提高黏性-对流区被动标量测量的空间分辨率,通过光电倍增管实现对荧光信号的高频采样(图 3(a)),从而获得被动标量的时间序列,再基于 Taylor 冻结假设获得标量场的空间波数能谱,最终得到惯性-对流区和黏性-对流区内的标度律。Miller 等^[12]在湍流射流($Sc = 1900$, $Re \in [1.25 \times 10^4, 7.2 \times 10^4]$, $\eta_B \approx 6 \mu\text{m}$)中使用一维 LIF 实现约 50 μm 的区域测量,发现被动标量能谱在惯性-对流区内不符合 $k^{-5/3}$ 标度律,在黏性-对流区内不符合 k^{-1} 标度律,而是以对数正态分布(log-normal)的形式存在。最近, Mohaghar 等^[48]在充分发展的明渠槽道流动中,使用 PLIF 对黏性-对流区内的被动标量进行二维测量,实验 Re 分别为 5000、10000、20000,对应的 Batchelor 尺度分别为 24、13、9 μm 。其束腰区域的测量分辨率为 80 μm ,处于 Kolmogorov 尺度和 Batchelor 尺度之间。结果表明,在黏性-对流区内,如图 6(a)所示,横向谱不存在 k^{-1} 标度律,而是与 Miller 等^[12]的结果一致,在黏性-对流区内能谱与波数呈对数正态分布。但对于上述实验测量结果,其测量分辨率均未完全解析到 Batchelor 尺度。

Prasad 等^[81]使用一维 LIF 在湍流射流($Sc = 1930$, $Re = 4000$, $\eta_B \approx 5 \mu\text{m}$)中发现存在 k^{-1} 标度律,测量的分辨率约为 4 μm 。Talbot 等^[50]在丙烷-空气-微量氦气湍流射流($Re = 1.54 \times 10^4$)中使用瑞利散射技术(同样使用束腰区域作为光源)测量单点气-气混合浓度,其 η_B 为 50~200 μm ,测量分辨率约 80 μm 。尽管实验中 $Sc \approx 7$,但其一维浓度时间序列仍然表明,在惯性-对流区内存在 $k^{-5/3}$ 标度律,在黏性-对流区内存在 k^{-1} 标度律,如图 6(b)所示。近期, Iwano 等^[49]使用高测量分辨率(约 2.8 μm)的 LIF,在湍流射流($Sc = 2900$, $Re = 2.0 \times 10^4$)中针对不同初始浓度进行实验测量,结果发现均存在 $k^{-5/3}$ 和 k^{-1} 标度律,如图 6(c)所示,但 k^{-1} 标度律并未发生在黏性-对流区内。相似的, Nye 等^[82]通过光纤探针测

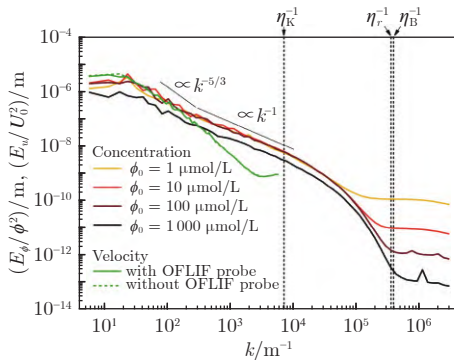
量在管道流动中发现了 k^{-1} 标度律, 但探针属于浸入式测量, 对流场测量有一定影响。



(a) 明渠槽道流动 ($Re = 10000$) 中, 染色剂注入喷嘴 (直径 9.4 mm) 时, 标量脉动横向能谱的对数导数变化 (水平点划线对应 k^{-1} 和 $k^{-5/3}$ 标度律, x/H 表示在流向不同位置, H 为明渠槽道高度) [48]



(b) 湍流射流中在射流流向不同位置 ($Z/d = 4 \sim 30$) 的标量脉动能谱 [50]



(c) 湍流射流中的不同初始浓度 ϕ_0 对应的浓度能谱图 (E_ϕ/ϕ^3) 和速度能谱图 (E_v/U_0^3) (OFLIF 为光纤 LIF 技术, η_r 为该技术的空间测量分辨率) [49]

图 6 文献中不同实验条件下测量得到的标量脉动能谱

Fig. 6 The scalar spectrum measured under different experimental conditions in the literature

现阶段对于黏性-对流区内标度律的研究, 大多通过浓度的一维时间序列获得空间能谱。最近, Mohaghar 等 [48] 的工作则针对二维空间测量直接获得空间能谱, 美中不足的是其空间测量分辨率并没有完全解析到 Batchelor 尺度, 有待进一步提高分辨率以判断黏性-对流区内的标度律。因此, 虽然在理

论研究和 DNS 计算中, 黏性-对流区内的 k^{-1} 标度律是存在的, 但目前还需更精准的二维甚至三维实验测量结果来证实。

3.2 标量脉动的概率密度分布

早期研究认为, 根据中心极限定理, 均匀流场中标量脉动的概率密度分布 PDF 应服从高斯分布, 这得到了早期温度被动标量测量的实验验证 [83]。但是 Castaing 等 [84] 的对流实验表明, 当瑞利数 Ra (浮力与黏性力的比值 [85], 用于表征热对流强弱 [86]) 超过临界值 4×10^7 时, 标量场概率密度分布从高斯分布转变为指数分布。Pumir [87] 和 Kerstein [88] 等在含有平均标量梯度湍流混合理论研究中获得了指数分布的 PDF。Gollub [89] 和 Warhaft [90] 等对格栅湍流温度场进行了实验测量 (热电偶测量), 发现在具有平均标量梯度的情况下, 当流动雷诺数大于某一值 (Gollub 等 [89] 的研究中 $Re_\lambda > 70$; Warhaft [90] 的研究中 $Re_\lambda > 30$) 且测量区域大于 8 倍标量积分尺度 (避免壁面对尾迹的影响) 时, 被动标量的 PDF 尾迹呈现指数分布, 如图 7 所示。图中, 为了显示清楚, 与下一个 PDF 分布相比, 每个 PDF 曲线都被平移了一个数量级, 实线为高斯曲线; 由下至上, 被测位置距离入口格栅为 $x/M = 36.4 \sim 132.4$, 其中格栅格子大小 $M = 2.54$ cm。在 $x/M = 62.4$ 处的 $Re_\lambda = 74.4$, 被动标量 PDF 尾迹的指数分布结果也在参考文献 [64] 中得到报道。目前, 关于被动标量 PDF 尾迹指数分布的研究大多存在于平均标量梯度的情况, 在没有平均标量梯度的流动中, 理论和实验发现是否仍然有效, 还需在不

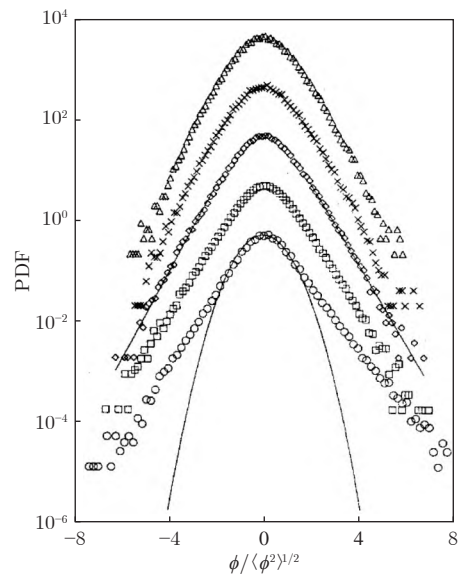


图 7 格栅湍流中不同位置被动标量 (温度) 的 PDF 分布曲线 [37]

Fig. 7 PDF distributions at different positions for the passive scalar (temperature) in a grid turbulence [37]

同流动条件下(如圆管流动、槽道流和方形管流动等)进行实验研究。此外,指数分布尾迹是否为湍流混合的一个更普遍的特征,目前尚不清楚,需在更广泛的流动条件下开展进一步实验研究。

3.3 被动标量场的分形维数

为了更全面地描述湍流混合过程中被动标量等值面几何形状特征与流动大尺度特征之间的关系,一些研究利用分形几何来探索高 Sc 情况下被动标量场的混合界面规律。部分早期研究^[81, 91]认为,标量等值面的分形维数在惯性-对流区内是一个定值。而 Miller 等^[11]发现,湍流射流中的分形维数与空间尺度和所选浓度等值线的阈值有关。Villermaux 等^[92]

观察到分形维度取决于盒维数法(box counting)的盒子尺度,并且会随不同荧光染色剂的注入尺度和浓度阈值变化。随后, Dasi^[47]和 Mohaghar^[48]等使用高分辨率 PLIF,在充分发展的明渠湍流边界层内也发现惯性-对流区内的浓度等值线分形维数为非定值,该值与边界层 Re 、荧光染色剂的注入尺度和浓度阈值都有关系;在黏性-对流区内,分形维数虽然不是定值,却与荧光染色剂的注入尺度和浓度阈值无关。部分相关研究及对应的分形维度观测结果如表 2 所示。对于高 Sc 情况下被动标量场在惯性-对流区和黏性-对流区内的分形几何性质,则需更多实验来进一步探索,以揭示潜在的湍流混合机理。

表 2 被动标量浓度等值面分形维数的实验研究总结

Table 2 Summary of experimental studies of the geometric properties of passive scalar iso-surfaces

流动	Re	$\eta_K/\mu\text{m}$	$\eta_B/\mu\text{m}$	最小测量分辨率/ μm	测量维数	惯性-对流区内的分形维数	参考文献
射流	4000	—	—	450	二维	定值 2.35	[91]
圆柱尾流	1500	50	4	450	二维	定值 1.35	[81]
射流	2940~23400	200	6	50	一维	非定值	[11]
射流	4500~18000	—	—	420	二维	非定值	[93]
射流	6000	100	2	300	二维	非定值	[92]
明渠流	5000~20000	290~760	9~24	80	二维	非定值	[47]
明渠流	5000~20000	290~760	9~24	80	二维	非定值	[48]

4 结论与展望

本文简要介绍了被动标量湍流混合的实验研究进展,以及激光诱导荧光技术和瑞利散射技术,着重讨论了激光诱导荧光技术在小尺度湍流混合方面的应用,并探讨了高空间分辨率对黏性-对流区混合规律的重要性,从实验的角度综述了标量的能谱标度律、概率密度函数和混合界面的分形维数。一方面,随着湍流混合理论的发展和直接数值模拟计算能力的提升,新的现象不断被发现。另一方面,高精度和高分辨率湍流混合问题的实验研究亟需开展,以加深对湍流混合多尺度、非线性过程的物理机理认知。

湍流混合是一个广阔且复杂的领域,仍然有许多基础问题需通过实验进行验证和研究,例如被动标量脉动场结构函数的标度指数规律、标量耗散与涡量和应变之间的性质, Rayleigh-Taylor 和 Richtmyer-Meshkov 不稳定性引起的非均匀各向异性湍流混合等。湍流混合研究是一个不断发展和进步的领域,对其进行深入研究有助于我们更全面地理解湍流混合机理,为工程应用提供更为有效的解决方案。

参考文献:

- [1] DIMOTAKIS P E. Turbulent mixing[J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 2005, 37: 329-356.
doi: 10.1146/annurev.fluid.36.050802.122015
- [2] 刘亚明, 柳朝晖, 贺铸, 等. 湍流被动标量研究的最新进展[J]. 力学进展, 2005, 35(4): 549-558.
LIU Y M, LIU Z H, HE Z, et al. Recent progress in statistics of turbulent passive scalar[J]. Advances in Mechanics, 2005, 35(4): 549-558.
doi: 10.6052/1000-0992-2005-4-J2004-125
- [3] VILLERMAUX E. Mixing versus stirring[J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 2019, 51: 245-273.
doi: 10.1146/annurev-fluid-010518-040306
- [4] PAUL E L, ATIEMO-OBENG V A, KRESTA S M. Handbook of industrial mixing: science and practice[M]. Hoboken, NJ: Wiley-Interscience, 2004.
- [5] ISSAKHOV A A, BAITUREYEVA A R. Modeling of a passive scalar transport from thermal power plants to atmospheric boundary layer[J]. International Journal of Environmental Science and Technology, 2019, 16(8): 4375-4392.
doi: 10.1007/s13762-019-02273-y
- [6] HE X Z, SHANG X D, TONG P E. Test of the anomalous scaling of passive temperature fluctuations in turbulent Rayleigh-Bénard convection with spatial inhomogeneity[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2014, 753: 104-130.

- doi: 10.1017/jfm.2014.325
- [7] 张晓航, 许春晓, 张兆顺, 等. 无剪切湍流混合层中被动标量扩散的实验研究[J]. 流体力学实验与测量, 2003, 17(4): 22-27.
ZHANG X H, XU C X, ZHANG Z S, et al. Experimental study on the passive scalar diffusion in shearless turbulent mixing layer[J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 2003, 17(4): 22-27.
doi: 10.3969/j.issn.1672-9897.2003.04.004
- [8] 张晓航, 许春晓, 张兆顺. Sc 数对湍流被动标量扩散的影响[J]. 工程力学, 2004, 21(3): 36-39.
ZHANG X H, XU C X, ZHANG Z S. Effect of Sc number on turbulent diffusion of passive scalar[J]. Engineering Mechanics, 2004, 21(3): 36-39.
doi: 10.3969/j.issn.1000-4750.2004.03.007
- [9] CRIMALDI J P. Planar laser induced fluorescence in aqueous flows[J]. Experiments in Fluids, 2008, 44(6): 851-863.
doi: 10.1007/s00348-008-0496-2
- [10] MILLER P L, DIMOTAKIS P E. Reynolds number dependence of scalar fluctuations in a high Schmidt number turbulent jet[J]. Physics of Fluids A: Fluid Dynamics, 1991, 3(5): 1156-1163.
doi: 10.1063/1.858043
- [11] MILLER P L, DIMOTAKIS P E. Stochastic geometric properties of scalar interfaces in turbulent jets[J]. Physics of Fluids A: Fluid Dynamics, 1991, 3(1): 168-177.
doi: 10.1017/S0022112096001425
- [12] MILLER P L, DIMOTAKIS P E. Measurements of scalar power spectra in high Schmidt number turbulent jets[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1996, 308: 129-146.
doi: 10.1017/s0022112096001425
- [13] PAPAVALASSIOU D V, HANRATTY T J. Transport of a passive scalar in a turbulent channel flow[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1997, 40(6): 1303-1311.
doi: 10.1016/s0017-9310(96)00202-5
- [14] DIZECHI M, MARSCHALL E. Viscosity of some binary and ternary liquid mixtures[J]. Journal of Chemical & Engineering Data, 1982, 27(3): 358-363.
doi: 10.1021/je00029a039
- [15] BRAHAMI Y. Active scalar mixing in turbulent jet flows[D]. Rouen: Normandie Université, 2020.
- [16] ABARZHI S I, SREENIVASAN K R. Turbulent mixing and beyond[J]. Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences, 2010, 368(1916): 1539-1546.
doi: 10.1098/rsta.2010.0021
- [17] SREENIVASAN K R, ABARZHI S I. Acceleration and turbulence in Rayleigh-Taylor mixing[J]. Philosophical Transactions Series A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences, 2013, 371(2003): 20130267.
doi: 10.1098/rsta.2013.0267
- [18] ABARZHI S I. Self-similar interfacial mixing with variable acceleration[J]. Physics of Fluids, 2021, 33(12): 122110.
doi: 10.1063/5.0064120
- [19] ANDREWS M J, DALZIEL S B. Small Atwood number Rayleigh-Taylor experiments[J]. Philosophical Transactions Series A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences, 2010, 368(1916): 1663-1679.
doi: 10.1098/rsta.2010.0007
- [20] ZHANG G, XU A G, ZHANG D J, et al. Delineation of the flow and mixing induced by Rayleigh-Taylor instability through tracers[J]. Physics of Fluids, 2021, 33(7): 076105.
doi: 10.1063/5.0051154
- [21] 江荣宝, 黄熙龙, 邹立勇, 等. 液-液斜界面 R-T 失稳特征实验研究[J]. 高压物理学报, 2018, 32: 80-86.
JIANG B R, HUANG X L, ZOU L Y, et al. Experimental investigation on the characteristics of instability at liquid-liquid tilted interface induced by Rayleigh-Taylor instability[J]. Chinese Journal of High Pressure Physics, 2018, 32: 80-86.
doi: 10.11858/gywlxb.20180512
- [22] BALAKUMAR B J, ORLICZ G C, TOMKINS C D, et al. Simultaneous particle-image velocimetry-planar laser-induced fluorescence measurements of Richtmyer-Meshkov instability growth in a gas curtain with and without reshock[J]. Physics of Fluids, 2008, 20(12): 124103.
doi: 10.1063/1.3041705
- [23] BALAKUMAR B J, ORLICZ G C, RISTORCELLI J R, et al. Turbulent mixing in a Richtmyer-Meshkov fluid layer after reshock: velocity and density statistics[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2012, 696: 67-93.
doi: 10.1017/jfm.2012.8
- [24] MANSOOR M M, DALTON S M, MARTINEZ A A, et al. The effect of initial conditions on mixing transition of the Richtmyer-Meshkov instability[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2020, 904: A3.
doi: 10.1017/jfm.2020.620
- [25] 黄熙龙, 廖深飞, 邹立勇, 等. 扩散型气柱界面 R-M 失稳中混合率的实验研究[J]. 力学学报, 2016, 48(5): 1073-1079.
HUANG X L, LIAO S F, ZOU L Y, et al. Experimental investigation of mixing rate in r-m instability of diffuse gas cylinder interface[J]. Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics, 2016, 48(5): 1073-1079.
doi: 10.6052/0459-1879-16-108
- [26] XIAO M J, HU Z X, DAI Z H, et al. Experimentally consistent large-eddy simulation of re-shocked Richtmyer-Meshkov turbulent mixing[J]. Physics of Fluids, 2022, 34(12): 125125.
doi: 10.1063/5.0129595
- [27] 从洲洋, 郭旭, 司延. 反射激波诱导界面不稳定性研究进展[J]. 中国科学(物理学 力学 天文学), 2020, 50(10): 14-35.
CONG Z Y, GUO X, SI Y. Advances in interfacial instability induced by reshock[J]. Scientia Sinica (Physica, Mechanica & Astronomica), 2020, 50(10): 14-35.
doi: 10.1360/SSPMA-2020-0099
- [28] LIANG Y, LUO X S. Review on hydrodynamic instabilities of a shocked gas layer[J]. Science China Physics, Mechanics & Astronomy, 2023, 66(10): 104701.
doi: 10.1007/s11433-023-2162-0
- [29] SREENIVASAN K R. Turbulent mixing: a perspective[J]. Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America, 2019, 116(37): 18175-18183.
doi: 10.1073/pnas.1800463115
- [30] RAUWENDAAL C. Mixing in polymer processing[M]. New York: M. Dekker, 1991.
- [31] ECKART C. An analysis of the stirring and mixing

- processes in incompressible fluids[J]. *Journal of Marine Research*, 1948, 7: 265–275.
- [32] CORRISIN S. On the spectrum of isotropic temperature fluctuations in an isotropic turbulence[J]. *Journal of Applied Physics*, 1951, 22(4): 469–473.
doi: 10.1063/1.1699986
- [33] KOLMOGOROV A N. Dissipation of energy in the locally isotropic turbulence[J]. *Proceedings of the Royal Society of London Series A: Mathematical and Physical Sciences*, 1991, 434(1890): 15–17.
doi: 10.1098/rspa.1991.0076
- [34] KOLMOGOROV A N. The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds numbers[J]. *Proceedings of the Royal Society of London Series A: Mathematical and Physical Sciences*, 1991, 434(1890): 9–13.
doi: 10.1098/rspa.1991.0075
- [35] BATCHELOR G K. Small-scale variation of convected quantities like temperature in turbulent fluid Part 1. General discussion and the case of small conductivity[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1959, 5(1): 113.
doi: 10.1017/s002211205900009x
- [36] 方乐, 崔桂香, 许春晓, 等. 标量湍流的能量传输特性[J]. *计算物理*, 2006, 23(6): 692–698.
FANG L, CUI G X, XU C X, et al. Energy transfer in scalar turbulence[J]. *Chinese Journal of Computational Physics*, 2006, 23(6): 692–698.
doi: 10.19596/j.cnki.1001-246x.2006.06.011
- [37] WARHAFT Z. Passive scalars in turbulent flows[J]. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 2000, 32: 203–240.
doi: 10.1146/annurev.fluid.32.1.203
- [38] COOK A W, CABOT W, MILLER P L. The mixing transition in Rayleigh–Taylor instability[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2004, 511: 333–362.
doi: 10.1017/s0022112004009681
- [39] THORNER B, DRIKAKIS D, YOUNGS D L, et al. Growth of a Richtmyer–Meshkov turbulent layer after reshock[J]. *Physics of Fluids*, 2011, 23(9): 095107.
doi: 10.1063/1.3638616
- [40] REESE D T, AMES A M, NOBLE C D, et al. Simultaneous direct measurements of concentration and velocity in the Richtmyer–Meshkov instability[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2018, 849: 541–575.
doi: 10.1017/jfm.2018.419
- [41] MOHAGHAR M, CARTER J, PATHIKONDA G, et al. The transition to turbulence in shock-driven mixing: effects of Mach number and initial conditions[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2019, 871: 595–635.
doi: 10.1017/jfm.2019.330
- [42] GIBSON C H. Fine structure of scalar fields mixed by turbulence II: spectral theory[J]. *Physics of Fluids*, 1968, 11(11): 2316–2327.
doi: 10.1063/1.1691821
- [43] ZWIRNER L, KHALILOV R, KOLESNICHENKO I, et al. The influence of the cell inclination on the heat transport and large-scale circulation in liquid metal convection[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2020, 884: A18.
doi: 10.1017/jfm.2019.935
- [44] KRAICHNAN R H. Small-scale structure of a scalar field convected by turbulence[J]. *Physics of Fluids*, 1968, 11(5): 945–953.
doi: 10.1063/1.1692063
- [45] DONZIS D A, SREENIVASAN K R, YEUNG P K. The batchelor spectrum for mixing of passive scalars in isotropic turbulence[J]. *Flow, Turbulence and Combustion*, 2010, 85(3): 549–566.
doi: 10.1007/s10494-010-9271-6
- [46] CLAY M P. *Strained turbulence and low-diffusivity turbulent mixing using high performance computing*[D]. Georgia: Georgia Institute of Technology, 2017.
- [47] DASI L P, SCHUERG F, WEBSTER D R. The geometric properties of high-Schmidt-number passive scalar iso-surfaces in turbulent boundary layers[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2007, 588: 253–277.
doi: 10.1017/s0022112007007525
- [48] MOHAGHAR M, DASI L P, WEBSTER D R. Scalar power spectra and turbulent scalar length scales of high-Schmidt-number passive scalar fields in turbulent boundary layers[J]. *Physical Review Fluids*, 2020, 5(8): 084606.
doi: 10.1103/physrevfluids.5.084606
- [49] IWANO K, HOSOI J, SAKAI Y, et al. Power spectrum of high Schmidt number scalar in a turbulent jet at a moderate Reynolds number[J]. *Experiments in Fluids*, 2021, 62(6): 129.
doi: 10.1007/s00348-021-03216-5
- [50] TALBOT B, MAZELLIER N, RENO B, et al. Time-resolved velocity and concentration measurements in variable-viscosity turbulent jet flow[J]. *Experiments in Fluids*, 2009, 47(4): 769–787.
doi: 10.1007/s00348-009-0729-z
- [51] BUDZINSKI J M, BENJAMIN R F, JACOBS J W. Influence of initial conditions on the flow patterns of a shock-accelerated thin fluid layer[J]. *Physics of Fluids*, 1994, 6(11): 3510–3512.
doi: 10.1063/1.868447
- [52] CRIMALDI J P. The effect of photobleaching and velocity fluctuations on single-point LIF measurements[J]. *Experiments in Fluids*, 1997, 23(4): 325–330.
doi: 10.1007/s003480050117
- [53] COPPETA J, ROGERS C. Dual emission laser induced fluorescence for direct planar scalar behavior measurements[J]. *Experiments in Fluids*, 1998, 25(1): 1–15.
doi: 10.1007/s003480050202
- [54] FERRIER A J, FUNK D R, ROBERTS P J W. Application of optical techniques to the study of plumes in stratified fluids[J]. *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, 1993, 20(1–2): 155–183.
doi: 10.1016/0377-0265(93)90052-9
- [55] SAKAKIBARA J, ADRIAN R J. Whole field measurement of temperature in water using two-color laser induced fluorescence[J]. *Experiments in Fluids*, 1999, 26(1): 7–15.
doi: 10.1007/s003480050260
- [56] SOMEYA S, BANDO S, SONG Y C, et al. DeLIF measurement of pH distribution around dissolving CO₂ droplet in high pressure vessel[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2005, 48(12): 2508–2515.

- doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2004.12.042
- [57] PANCHUK-VOLOSHINA N, HAUGLAND R P, BISHOP-STEWART J, et al. Alexa dyes, a series of new fluorescent dyes that yield exceptionally bright, photostable conjugates [J]. *The Journal of Histochemistry and Cytochemistry*, 1999, 47(9): 1179–1188.
doi: 10.1177/002215549904700910
- [58] LOZANO A, YIP B, HANSON R K. Acetone: a tracer for concentration measurements in gaseous flows by planar laser-induced fluorescence[J]. *Experiments in Fluids*, 1992, 13(6): 369–376.
doi: 10.1007/BF00223244
- [59] SCHULZ C, SICK V. Tracer-LIF diagnostics: quantitative measurement of fuel concentration, temperature and fuel/air ratio in practical combustion systems[J]. *Progress in Energy and Combustion Science*, 2005, 31(1): 75–121.
doi: 10.1016/j.pecs.2004.08.002
- [60] BERLMAN I B. Handbook of fluorescence spectra of aromatic molecules[M]. 2d ed. New York: Academic Press, 1971.
- [61] 黄真理, 周维虎, 曲兆松. 三维激光诱导荧光 (3DLIF) 技术及测量水体标量场设备研究[J]. *实验流体力学*, 2017, 31(5): 1–14.
HUANG Z L, ZHOU W H, QU Z S. Study on three dimensional laser-induced fluorescence (3DLIF) techniques and its instrument[J]. *Journal of Experiments in Fluid Mechanics*, 2017, 31(5): 1–14.
doi: 10.11729/syltlx20160173
- [62] KONG G, BUIST K A, PETERS E A J F, et al. Dual emission LIF technique for pH and concentration field measurement around a rising bubble[J]. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 2018, 93: 186–194.
doi: 10.1016/j.expthermflusci.2017.12.032
- [63] RAFFEL M, WILLERT C E, SCARANO F, et al. Particle image velocimetry: A practical guide[M]. Cham: Springer International Publishing, 2018.
doi: 10.1103/PhysRevE.56.1753
- [64] GUILKEY J E, KERSTEIN A R, MCMURTRY P A, et al. Long-tailed probability distributions in turbulent-pipe-flow mixing[J]. *Physical Review E*, 1997, 56(2): 1753–1758.
doi: 10.1103/physreve.56.1753
- [65] DEUSCH S, DRACOS T. Time resolved 3D passive scalar concentration-field imaging by laser induced fluorescence (LIF) in moving liquids[J]. *Measurement Science and Technology*, 2001, 12(2): 188–200.
doi: 10.1088/0957-0233/12/2/310
- [66] READY J F. Industrial applications of lasers[M]. 2nd ed. San Diego: Academic Press, 1997.
- [67] 雷明明, 田兴志. 直角刀口法测量激光光束质量[J]. *激光与红外*, 2008, 038: 74–77.
LEI M M, TIAN X Z. Measurement of the laser beam quality using right-angle knife-edge method[J]. *LASER & INFRARED*, 2008, 038: 74–77.
doi: 10.3969/j.issn.1001-5078.2008.01.022
- [68] PITTS W M, KASHIWAGI T. The application of laser-induced Rayleigh light scattering to the study of turbulent mixing[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1984, 141: 391–429.
doi: 10.1017/s0022112084000902
- [69] ZHAO F Q, HIROYASU H. The applications of laser Rayleigh scattering to combustion diagnostics[J]. *Progress in Energy and Combustion Science*, 1993, 19(6): 447–485.
doi: 10.1016/0360-1285(93)90001-u
- [70] 闫博, 李猛, 陈力, 等. 基于滤波瑞利散射技术的带压燃烧场温度测量实验研究[J]. *实验流体力学*, 2019, 33(4): 27–32.
YAN B, LI M, CHEN L, et al. Experimental study on temperature measurement of high pressure combustion based on filtered Rayleigh scattering technology[J]. *Journal of Experiments in Fluid Mechanics*, 2019, 33(4): 27–32.
doi: 10.11729/syltlx20180168
- [71] 王海青, 林伟, 全毅恒, 等. 基于激光的燃烧场温度诊断方法综述[J]. *气体物理*, 2020, 5(1): 42–55.
WANG H Q, LIN W, TONG Y H, et al. Review of laser-based temperature diagnosis methods for combustion field[J]. *Physics of Gases*, 2020, 5(1): 42–55.
doi: 10.19527/j.cnki.2096-1642.0752
- [72] 高南, 刘玄鹤. 免标定热线风速测量方法的初步研究[J]. *实验流体力学*, 2023, 37(5): 1–8.
GAO N, LIU X H. A preliminary study on calibration-free hot-wire anemometry method[J]. *Journal of Experiments in Fluid Mechanics*, 2023, 37(5): 1–8.
doi: 10.11729/syltlx20230004
- [73] MCKEON B, COMTE-BELLOT G, FOSS J, et al. Velocity, vorticity, and Mach Number[M]//TROPEA C, YARIN A L, FOSS J F. Springer Handbook of Experimental Fluid Mechanics. Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2007: 215–471.
- [74] 沈熊. 激光测速技术 (LDV) 诞生 50 周年启示[J]. *实验流体力学*, 2014, 28(6): 51–55.
SHEN X. A historical review for the 50 th anniversary of laser Doppler velocimetry[J]. *Journal of Experiments in Fluid Mechanics*, 2014, 28(6): 51–55.
doi: 10.11729/syltlx20140011
- [75] 王洪平, 高琪, 魏润杰, 等. 基于层析 PIV 的湍流边界层展向涡研究[J]. *实验流体力学*, 2016, 30(2): 59–66.
WANG H P, GAO Q, WEI R J, et al. Study of spanwise vortices in turbulent boundary layer flow based on tomographic PIV[J]. *Journal of Experiments in Fluid Mechanics*, 2016, 30(2): 59–66.
doi: 10.11729/syltlx20150086
- [76] 田海平, 伊兴睿, 钟山, 姜楠, 张山鹰. 基于 Stereo-PIV 技术的三维发卡涡结构定量测量研究[J]. *力学学报*, 2020, 52: 1666–1677.
TIAN H P, YI X R, ZHONG S, et al. Experimental study on quantitative measurement of three-dimensional structure of harpin vortex by Stereo-PIV[J]. *Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, 2020, 52: 1666–1677.
doi: 10.6052/0459-1879-20-203
- [77] CHEN J, ODIER P, RIVERA M, et al. Laboratory measurement of entrainment and mixing in oceanic overflows[C]//Proceedings of ASME/JSME 2007 5th Joint Fluids Engineering Conference. 2009: 1283–1292.
doi: 10.1115/FEDSM2007-37673
- [78] HU H, SAGA T, KOBAYASHI T, et al. Simultaneous velocity and concentration measurements of a turbulent jet mixing flow[J]. *Annals of the New York Academy of Sciences*, 2002, 972(1): 254–259.
doi: 10.1111/j.1749-6632.2002.tb04581.x
- [79] XU D, CHEN J. Experimental study of stratified jet by

- simultaneous measurements of velocity and density fields[J]. *Experiments in Fluids*, 2012, 53(1): 145–162.
doi: 10.1007/s00348-012-1275-7
- [80] LI H X, FISCHER A, AVILA M, et al. Measurement error of tracer-based velocimetry in single-phase turbulent flows with inhomogeneous refractive indices[J]. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 2022, 136: 110681.
doi: 10.1016/j.expthermflusci.2022.110681
- [81] PRASAD R R, SREENIVASAN K R. Quantitative three-dimensional imaging and the structure of passive scalar fields in fully turbulent flows[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1990, 216: 1–34.
doi: 10.1017/s0022112090000325
- [82] NYE J O, BRODKEY R S. The scalar spectrum in the viscous-convective subrange[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1967, 29(1): 151–163.
doi: 10.1017/s0022112067000680
- [83] TAVOULARIS S, CORRISIN S. Experiments in nearly homogenous turbulent shear flow with a uniform mean temperature gradient. Part 1[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1981, 104: 311–347.
doi: 10.1017/s0022112081002930
- [84] CASTAING B, GUNARATNE G, HESLOT F, et al. Scaling of hard thermal turbulence in Rayleigh-Bénard convection[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1989, 204: 1.
doi: 10.1017/s0022112089001643
- [85] DUBIEF Y, TERRAPON V E. Heat transfer enhancement and reduction in low-Rayleigh number natural convection flow with polymer additives[J]. *Physics of Fluids*, 2020, 32(3): 033103.
doi: 10.1063/1.5143275
- [86] HE X Z, FUNFSCHILLING D, NOBACH H, et al. Transition to the ultimate state of turbulent Rayleigh-Bénard convection[J]. *Physical Review Letters*, 2012, 108(2): 024502.
doi: 10.1103/PhysRevLett.108.024502
- [87] PUMIR A, SHRAIMAN B, SIGGIA E. Exponential tails and random advection[J]. *Physical Review Letters*, 1991, 66(23): 2984–2987.
doi: 10.1103/PhysRevLett.66.2984
- [88] KERSTEIN A, MCMURTRY P. Mean-field theories of random advection[J]. *Physical Review E, Statistical Physics, Plasmas, Fluids, and Related Interdisciplinary Topics*, 1994, 49(1): 474–482.
doi: 10.1103/physreve.49.474
- [89] GOLLUB J P, CLARKE J, GHARIB M, et al. Fluctuations and transport in a stirred fluid with a mean gradient[J]. *Physical Review Letters*, 1991, 67(25): 3507–3510.
doi: 10.1103/physrevlett.67.3507
- [90] WARHAFT Z. Probability distribution of a passive scalar in grid-generated turbulence[J]. *Physical Review Letters*, 1991, 67(25): 3503–3506.
doi: 10.1103/PhysRevLett.67.3503
- [91] SREENIVASAN K R, PRASAD R R, MENEVEAU C, et al. The fractal geometry of interfaces and the multifractal distribution of dissipation in fully turbulent flows[J]. *Pure and Applied Geophysics*, 1989, 131(1): 43–60.
doi: 10.1007/BF00874479
- [92] VILLERMAUX E, INNOCENTI C. On the geometry of turbulent mixing[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1999, 393: 123–147.
doi: 10.1017/s0022112099005674
- [93] CATRAKIS H J, DIMOTAKIS P E. Mixing in turbulent jets: scalar measures and isosurface geometry[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1996, 317: 369–406.
doi: 10.1017/s002211209600078x



作者简介:

李慧鑫(1992—),男,内蒙古包头人,博士,博士后。研究方向:湍流混合和光学测量技术。
E-mail: lihuixin@imech.ac.cn

(编辑:宋嘉慧)