

用于激光尾波加速的弯曲毛细管内 气流运动的模拟研究*

赵月琪¹⁾ 崔佩霖¹⁾ 李建龙²⁾ 李博原²⁾ 祝昕哲²⁾ 陈民²⁾ 刘振宇^{1)†}

1) (上海交通大学机械与动力工程学院, 上海 200240)

2) (上海交通大学物理与天文学院, 上海 200240)

(2023 年 5 月 30 日收到; 2023 年 7 月 1 日收到修改稿)

高压放电充气毛细管可产生等离子体通道, 用于激光尾波加速. 为探究尾波级联加速所使用毛细管内的气体流动及分布规律, 本文建立了基于标准 $k-\epsilon$ 模型的弯曲毛细管内气体流动计算模型. 以氦气为工质, 对弯曲毛细管内可压气体流动过程进行数值模拟, 分析了不同结构、充气背压、充气口位置对毛细管内气体密度分布及速度场的影响. 结果表明: 双侧对冲弯曲毛细管在充气口之间管段具有较为稳定的气体密度分布, 充气口附近气体密度波动随充气口与毛细管两端距离的增大而减小; 在“直+弯”结构的级联加速毛细管中, 负责电子注入的直通道口径会对弯管内气体密度分布造成影响, 当电子注入通道口径小于 $150\text{ }\mu\text{m}$ 时, 弯曲毛细管内气体流动受到直通道的影响较小, 可作为级联结构中的电子束导引通道.

关键词: 弯曲毛细管, 可压流动, 气体密度, 激光尾波加速

PACS: 47.11.-j, 02.60.Cb, 52.38.-r, 52.38.Kd

DOI: 10.7498/aps.72.20230893

1 引言

超短超强激光在低密度等离子体中可激发等离子体尾波, 该尾波具有超高的加速梯度 (高出传统射频电子加速器 3 个数量级), 使得激光尾波加速有望成为新一代紧凑型电子加速的方案, 成为近年来国内外研究的热点^[1-4]. 激光尾波加速需要克服聚焦光束长距离传输存在的自然散焦问题. 利用高压放电的毛细管可产生具有横向抛物型密度分布的等离子体通道, 可导引激光, 大大延长聚焦激光的传输距离, 从而增大激光尾波场的加速长度, 提高电子束能量. 近年来, 等离子体通道导引的高能激光尾波加速被广泛关注^[5-8]. Gonsalves 等^[8]通过在直径 $800\text{ }\mu\text{m}$ 、长度 20 cm 的充气毛细管中

放电电离氢气, 优化充气背压及放电延时后成功获得 7.8 GeV 的电子束. 想要进一步提升电子加速能量, 则需要利用多束激光驱动的尾波级联加速. 为此, Steinke 等^[9]通过等离子镜反射引入新的激光, 利用等离子体透镜聚焦上级出射电子束到下一级尾波场, 初步实现两级激光级联的尾波电子加速. 然而, 由于等离子体透镜的色散性质, 电子束在两级之间的耦合效率被大大降低 (耦合率仅达到 3.5%). 2018 年, Luo 等^[10]提出一种利用“直+弯”的毛细管结构产生等离子体通道, 实现电子级联加速的方案; 其优点是避免使用具有色散性质的等离子体透镜, 有望提高电子束在两级之间的耦合效率. 对该类特殊毛细管内气流的分析是设计该类等离子体通道的前提, 目前尚未见报道.

在毛细管导引的激光等离子体尾波加速方案

* 国家自然科学基金 (批准号: 11991074) 和上海交通大学激光等离子体教育部重点实验室 2022 年度开放课题资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhenyu.liu@sjtu.edu.cn

中, 为确保激光能够在等离子体中稳定长距离传输, 获得沿毛细管轴向均匀分布的等离子体密度尤为重要. 而毛细管内等离子体由其内部气体通过高压放电产生^[11], 因此, 充气过程中毛细管内气体流动状态与最终等离子体密度分布直接相关. 其难点之一是设计出气体工质沿轴向均匀分布的毛细管结构, 而复杂形状管内的微尺度气体流动特性直接影响其密度分布, 需要进行详细的数值模拟研究. 目前, 针对微尺度气体流动数值模拟的方法主要有计算流体动力学方法^[12–16]、格子-玻尔兹曼方法 (lattice Boltzmann method, LBM)^[17–20] 和直接模拟蒙特卡罗 (direction simulation Monte Carlo, DSMC) 方法^[21–23] 等, 其中关于弯曲边界的研究已有较多文献报道. Yan 等^[15] 分别用二阶速度滑移边界条件和分形几何学方法描述气体的边界滑移并构建随机粗糙表面, 采用计算流体动力学方法研究了微通道内气体在速度滑移和随机表面粗糙度耦合作用下的流动特性, 发现随机表面粗糙度对微尺度下气体的边界滑移有显著影响. 闫晨帅和徐进良^[16] 采用 SST $k-\omega$ 低雷诺数湍流模型研究了加热条件下超临界压力 CO_2 在水平圆管内三维稳态流动和传热特性, 通过实验数据对比验证了数值模型的可靠性和准确性, 分析了热流密度和质量流速对水平圆管内超临界压力 CO_2 流动换热的影响. Dai 等^[18] 提出了一种改进的曲线边界处理方法, 采用二阶速度滑移条件的多松弛时间 LBM 模拟微气体流动, 较好考虑了晶格节点与物理边界之间实际偏移的影响, 但未考虑气体可压的影响. Shariati 等^[23] 使用 DSMC 算法改变微通道内随机产生的圆形障碍物曲折度研究了多孔微通道中的气体输运行为, 对比不同气体类型流体动力学特征发现气体本身性质会影响介质的表观渗透性. LBM 和 DSMC 方法可较准确描述微尺度气体流动特性, 但存在模拟区域局限、模拟结构单一、计算耗费资源大的缺陷, 不适合整段弯曲毛细管内气体流动过程的全流程模拟.

本文使用商业 ANSYS FLUENT 17.0 模拟软件进行模拟, 借助标准 $k-\epsilon$ 湍流计算模型, 对不同结构及工作条件下毛细管内的氦气工质流动过程进行数值模拟. 探究不同充气方式 (单侧直冲、双侧对称)、充气背压 (68950—172375 Pa)、充气位置 (距毛细管两端 3—12 mm) 及不同结构 (弯曲毛细管、“直+弯”毛细管) 对毛细管内气体流动的影响,

揭示影响管内气体密度波动规律, 并获得毛细管内气体流动过程中的速度场、压力场及管内中心轴线上气体密度的变化规律. 所得研究结果有望为基于曲率渐变弯曲毛细管的激光尾波级联加速实验提供理论指导及技术支持.

2 模型建立

2.1 几何模型

如图 1 所示, 放电毛细管装置由两端充气口、弯曲毛细管和两端铜电极组成, 用于放电产生等离子体的氦气由两端充气口注入, 流向毛细管内以及两侧真空腔, 并由装置两端电极连通高压放电产生等离子体. 由于毛细管为对称性较好的圆管, 综合考虑计算耗时和计算精确性, 此处将毛细管简化为二维计算域, 并在毛细管出口两端增设真空计算区域以更为准确地模拟工质气体由入口到真空腔的流动特性. 其中毛细管长 30 mm, 内管径 0.5 mm. 为获得高压充气下较为理想的气体流动过程, 充气段毛细管管径设置为 0.3 mm, 过大的充气段毛细管管径导致充气口与毛细管形成较为狭窄的流动通道, 高速气体冲击至毛细管壁面致使更多气体流入真空腔, 中间管内流速增大, 充气口位置处形成较大涡旋. 毛细管两端设置真空计算区域长 12 mm, 宽 10 mm.

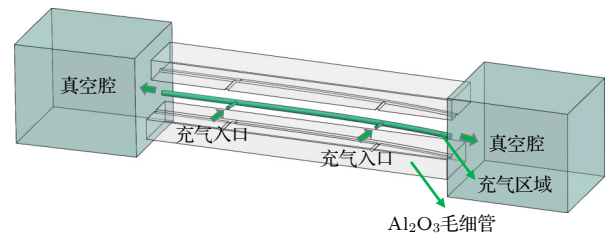


图 1 放电毛细管结构示意图

Fig. 1. Schematic diagram of discharge capillary structure.

2.2 数值模型

弯曲毛细管简化为二维流体计算区域, 其控制方程如下所示:

连续性方程为

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} = 0, \quad (1)$$

动量守恒方程为

$$u_j \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \mu_t) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right], \quad (2)$$

能量守恒方程为

$$\rho c_p u_j \frac{\partial T_f}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(k_f + \frac{c_p \mu_t}{Pr_t} \right) \frac{\partial T_f}{\partial x_j} \right], \quad (3)$$

式中, ρ 为流体密度, u_i 和 u_j 为流体速度, p 为流体压力, μ 为流体动力黏度, μ_t 为湍流黏度, k_f 为导热系数, c_p 为流体定压比热容, $Pr_t = 0.85$ 为湍流普朗特数, T_f 为流体温度.

对于稳态条件下弯曲毛细管内气体流动过程, 管道充气口至出口部分为湍流状态, 靠近毛细管出口处管内流速最高可达 923 m/s, 根据 25 °C 下氦气动力黏度 1.98×10^{-5} Pa·s、管内气体密度 0.15 kg/m^3 计算得到雷诺数 $Re = \rho V d / \mu = 3496$, 其中, ρ 为流体密度, V 为流体速度, d 为圆管直径, μ 为流体动力黏度. 标准 $k-\varepsilon$ 模型比较适合用于求解高雷诺数湍流的情况, 其输运方程为

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho K)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \bar{u}_j K)}{\partial x_j} &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{Pr_K} \right) \frac{\partial K}{\partial x_j} \right] \\ &+ P_K + G_b - \rho \varepsilon - Y_M + S_K, \\ \frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \bar{u}_j \varepsilon)}{\partial x_j} &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{Pr_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] \\ &+ C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{K} (P_K + C_{\varepsilon 3} G_b) - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{K} + S_\varepsilon, \end{aligned} \quad (4)$$

式中, K 为湍流动能, ε 为湍流动能耗散率, $\bar{u}_j$ 为速度分量, Pr_K 和 Pr_ε 为普朗克数, S_K 和 S_ε 分别为 K 方程和 ε 方程的源项, $C_{\varepsilon 1}$, $C_{\varepsilon 2}$, $C_{\varepsilon 3}$ 为经验系数. 其中,

$$\begin{aligned} \mu_t &= C_\mu \rho \frac{K^2}{\varepsilon}, \\ P_K &= \left(-\frac{2}{3} \rho K \delta_{ij} - \frac{2}{3} \mu_t \bar{S}_{kk} + 2 \mu_t \bar{S}_{ij} \right) \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i}, \\ \bar{S}_{ij} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right), \quad G_b = \beta_T \rho g_i \frac{\mu_t}{\sigma_T} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_i}, \\ Y_M &= 2 \rho \varepsilon Ma_t^2, \quad Ma_t = \sqrt{\frac{2K}{c^2}}, \\ c &= \sqrt{\gamma R \bar{T}}. \end{aligned} \quad (5)$$

式中, C_μ 为湍流常数, δ_{ij} 为克罗内克符号, $\bar{S}_{kk}$ 为应变张量, β_T 为热膨胀系数, $\bar{T}$ 为平均温度, σ_T 为湍流普朗克数, γ 为定压比热与定容比热之比, R 为气体常数.

对于具有较大流速 (达到甚至超过当地音速) 或者较大压力变化的流体, 其密度在流动过程中发

生明显变化, 进而对速度场、温度场及压力场产生一定程度的影响, 此时需要将流体作为可压缩流体处理. 通过马赫数可以判断是否需要考虑可压缩效应:

$$Ma = \frac{u}{c}. \quad (6)$$

根据理想气体状态方程, 连续性方程、动量方程和能量方程分别可表示为

$$\begin{aligned} p &= \rho R T, \\ \rho c_v \frac{D}{Dt} \left(\frac{p}{\rho R} \right) &= \frac{p}{\rho} \frac{D\rho}{Dt}, \\ \frac{\rho c_v}{R} \left(\frac{1}{\rho} \frac{Dp}{Dt} - \frac{p}{\rho^2} \frac{D\rho}{Dt} \right) &= \frac{p}{\rho} \frac{D\rho}{Dt}, \\ \frac{c_v}{R} \frac{Dp}{Dt} &= \frac{c_v p}{R_\rho} \left(1 + \frac{R}{c_v} \right) \frac{D\rho}{Dt}, \end{aligned} \quad (8)$$

式中, T 为气体温度; c_v 为定容比热容; R_ρ 为 ρ 密度下气体常数; ρ 为可压缩流体的密度, 可由下式表示为

$$\rho = \frac{p_{\text{op}} + p}{(R/M_w)T}, \quad (9)$$

其中, $p_{\text{op}} + p$ 为绝对压力, M_w 为气体摩尔质量.

3 模拟条件及求解方法

3.1 网格划分及参数设置

图 2 为弯曲毛细管结构的网格划分, 由于计算区域涉及弯管, 因此采用结构化与非结构化耦合网格处理, 有利于计算域数据传递的稳定性和收敛性, 综合考虑模拟精度与计算资源, 选取管内气体流速作为参考参数进行网格无关性验证. 结果如表 1 所列, 网格数达 70628 后, 管内气体流速与前计算值的相对误差减小到 5% 以内, 最终选取 70628 个网格作为毛细管流动模拟的网格数. 毛细管内氦气工质采用理想气体模型, 物性参数设置如表 2 所列.

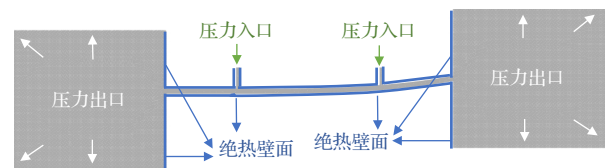


图 2 弯曲毛细管结构网格划分及边界设置

Fig. 2. Mesh division and boundary setting of curved capillary structure.

表 1 网格无关性验证

Table 1. Grid independence verification.

网格数	管内气体流速/($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)	与前计算值的相对误差绝对值/%
6581	586	59.23
11524	368	29.50
26044	533	15.48
39977	452	4.63
70628	432	3.57
160003	448	—

表 2 物性参数表

Table 2. Physical parameters.

	比热容/ ($\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}$)	导热系数/ ($\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$)	黏度/ ($\text{Pa}\cdot\text{s}$)	分子质量/ ($\text{kg}\cdot\text{kmol}^{-1}$)
氦气	5193	0.152	1.99×10^{-5}	4.0026

3.2 边界条件及初始条件

模拟操作压力设置为一个大气压 (101325 Pa).

1) 入口边界: 压力入口 (pressure inlet), 入口压力 103425 Pa, 入口温度为室温 (300 K).

2) 出口边界: 压力出口 (pressure outlet), 考虑到出口为真空腔区域, 真空泵压力示数为 5.5×10^{-4} Pa (绝对压力), 因此模拟中出口压力设置为 -101324.99 Pa, 出口温度为室温 (300 K).

3) 毛细管边界: 毛细管壁面速度采用无滑移壁面, 设置为绝热壁面.

4) 初始条件: 设置气体计算域与真空腔的初始温度为 300 K, 初始速度为 0 m/s.

3.3 求解方法

放电毛细管内气体流动数值模拟针对 68950—172375 Pa 气体注入压力, 距边缘 3—12 mm 充气口位置, 单/双侧对冲及“直+弯”毛细管结构进行研究. 采用更适合可压缩气体基于密度的求解器对毛细管内气体流动过程进行稳态模拟; 使用标准 $k-\epsilon$ 模型, 近壁面处理选用标准壁面方程, 采用隐式格式进行计算, 在精度满足条件下进行合适的参数设置, 以提高稳定性及收敛性. 采用基于单元体的最小二乘法进行网格梯度离散, 流动差分为二阶迎风格式, 湍流动能和湍流耗散率为一阶迎风格式, 库朗数设置为 5 以调节计算的稳定性和收敛性, 湍流动能和湍流耗散率均设置为 0.8, 湍流黏度设置为 1. 连续性方程及气体流速收敛精度为 10^{-4} , 动量方程收敛精度为 10^{-6} , 以此作为每次迭代计算收敛的判断.

4 结果与讨论

4.1 模型可靠性验证

取实验充气背压即初始毛细管初始充气压力为 4000 Pa、管内气体流速为 280—350 m/s 条件下测得的毛细管中心轴线上等离子体密度与毛细管中心轴线上气体数密度进行数值模拟验证, 如图 3 和图 4 所示, 分别为实验和模拟密度趋势对比图与管内气体流速分布云图. 其中, 实验等离子体密度分布由测量的等离子体发射特殊谱线的空间分布和碰撞展宽反演得到[7].

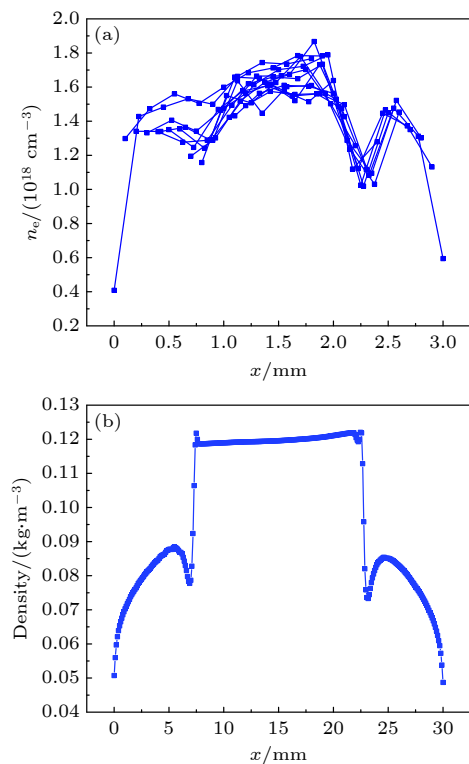


图 3 实验等离子体密度与模拟气体密度对比图 (a) 实验等离子体密度; (b) 模拟毛细管中心轴线上气体密度

Fig. 3. Comparison of experimental plasma density and simulated gas density: (a) Experimental plasma density; (b) simulated gas density on the central axis of the capillary.

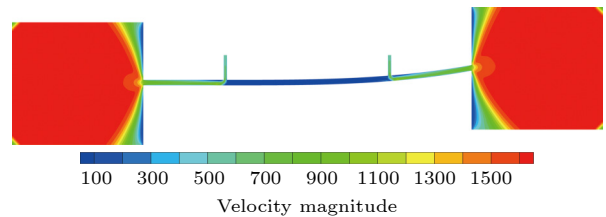


图 4 模拟计算域气体流速分布

Fig. 4. Gas flow velocity distribution in the simulated computational domain.

等离子体由毛细管两端电极对管内气体高压放电产生, 管内气体密度作为等离子体产生基础条件可一定程度反映高压放电后管内等离子体密度波动趋势. 由图 3 可知, 模拟毛细管中心轴线上气体数密度与实验测得毛细管中心轴线上等离子体密度具有相同的变化趋势, 在充气口附近密度呈明显下降的趋势, 表现出激光导引段等离子体密度(气体密度) 不稳定, 流入毛细管的气体在两个充气口之间形成密度稳定段, 与实验测得的激光导引段管内等离子体密度分布相近^[24]. 由图 4 可知, 气体在两个充气口之间的流速稳定在 200 m/s. 因此本数值模拟具有较好的可靠性, 能够较准确地预测管内气体流动分布情况, 为进一步在实验上获得稳定的激光导引提供数值预测.

4.2 充气方式及充气压力对毛细管中心轴线上气体密度影响

图 5 模拟了单/双侧充气, 压力分别为 68950, 103425, 137900, 172375 Pa 时毛细管内中轴线上的气体密度曲线图. 相较于双侧充气, 单侧直冲毛细管内气体密度波动较为剧烈, 两端充气口位置出现较大的密度波动, 中轴线上气体密度并不完全遵循随充气压力升高单调升高的规律, 双侧对称充气毛细管在充气位置中间段气体密度分布较为稳定, 形成平稳流动区域. 图 6 给出了当充气背压为 68950 Pa 和 137900 Pa 时, 在单/双侧充气结构条件下充气口位置附近的流线图, 气体从充气口注入毛细管通道时, 由于充气口与毛细管形成突扩结构, 导致流动膨胀, 流动边界层在交界点处发生分离, 由于分离后毛细管左右两侧压力不同, 导致自由剪切层发展过程中向出口处偏移, 形成圆弧状, 左侧剪切层与毛细管壁面底部发生碰撞, 右侧剪切层与毛细管壁面顶部发生碰撞, 形成新的附面层, 并在碰撞前的区域形成回流区, 回流区形成的气体涡旋导致充气口位置的气体密度降低. 对比图 6(a) 和图 6(b) 与图 6(c) 和图 6(d) 不同压力、不同充气方式下流线图发现, 单侧直冲充气方式下, 增大充气压力导致充气口处气体流速大幅增大, 对弯曲毛细管壁形成冲击后气流一分为二, 分别流入中间管段和管外真空腔, 由于流入中间管段气体流速较大, 气体对毛细管壁面形成较为明显的冲击, 导致了中间管段内气体流动不稳定, 管内气体流动愈加不稳定, 而双侧对冲充气方式下增大充气压力后,

双侧进气气流在毛细管处形成交汇大部分气体流入真空腔, 中间管段保持着相对较低的管内流速, 管内气体流动较为稳定, 可以观察到此时毛细管充气位置处已形成较大涡旋, 进一步增大充气压力会加剧管内气体流动的不稳定性. 具体表现为: 在单侧直冲结构毛细管充气口位置附近形成的气流涡旋较大, 使得该区域气体密度产生明显波动; 而双侧对冲结构毛细管充气口位置附近的涡旋较小, 气体密度波动也较弱; 然而随着充气背压的增大, 单/双侧充气毛细管内气体流动都愈加不稳定, 毛细管内的气体密度均出现明显波动. 模拟结果与实验测得的不同充气方式及充气压力下激光导引段管内等离子体密度分布趋势相近^[24].

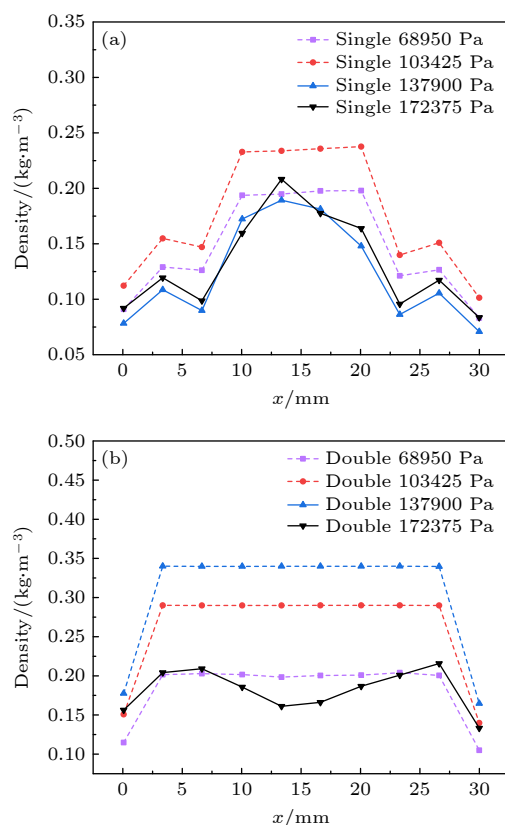


图 5 不同充气方式和充气压力下模拟管内气体密度 (a) 单侧直冲; (b) 双侧对冲

Fig. 5. Gas density in the simulated tube under different inflation methods and inflation pressures: (a) One-side inflation; (b) double-side inflation.

4.3 充气位置对毛细管中心轴线上气体密度影响

图 7 为 103425 Pa 充气背压下, 毛细管中轴线上气体密度分布图 (充气口位置距毛细管两端距离分别为 3, 6, 9, 12 mm). 由图 7 可知, 随充气口位

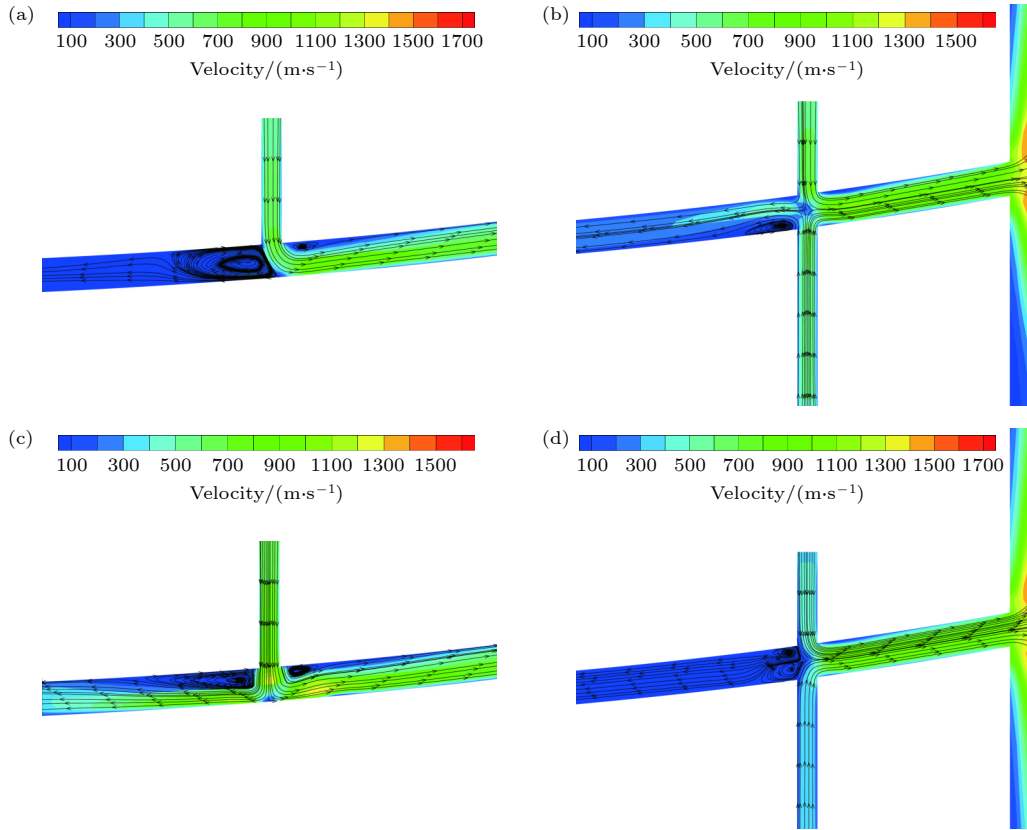


图 6 不同充气压力下, 不同充气方式管内气体流线图 (a) 68950 Pa 单侧直冲; (b) 68950 Pa 双侧对冲; (c) 137900 Pa 单侧直冲; (d) 137900 Pa 双侧对冲

Fig. 6. Gas streamlines in the simulated pipe with different inflation methods: (a) One-side inflation under 68950 Pa; (b) double-side inflation under 68950 Pa; (c) one-side inflation under 137900 Pa; (d) double-side inflation under 137900 Pa.

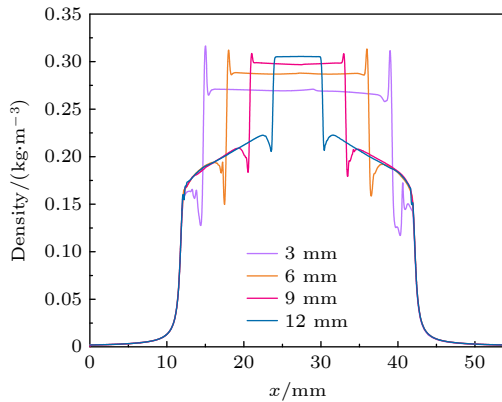


图 7 不同充气口位置毛细管中心轴线上气体密度

Fig. 7. Gas density on the central axis of the capillary at different gas filling positions.

置与毛细管两端距离增大, 管内气体稳定区域长度不断减小, 在充气口位置附近出现较明显的气体密度波动, 波动幅度随充气口位置距毛细管两端距离的增大而减小. 随着充气位置距毛细管两端距离增大, 气体从充气管流入毛细管的压降损失减小, 毛细管内平均流速也随之减小, 位置距离毛细管两端越近的充气口位置气压损失更为严重, 相较于充气

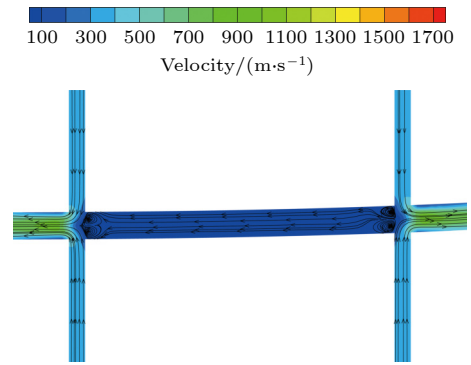


图 8 充气位置距毛细管两端 12 mm 时, 充气口之间流线图

Fig. 8. Streamline diagram between the left and right inflation port at 12 mm from both ends of the capillary.

口距毛细管两端 12 mm 的气体流动, 气体更多流向管外真空腔, 导致中间管内密度相对较小, 充气口中间段气体密度呈现平台型密度分布. 图 8 为当充气口与毛细管两端距离为 12 mm 时, 位于左右两侧充气口之间的气体流线图, 由于气流运动路径不同、与毛细管接触部位的结构不同, 导致了不同的压降, 表现为气体从弯曲侧流向直段. 图 9 进一

步给出了在相同距离下, 双侧对称充气毛细管内的压力云图. 由计算结果可知, 气体在进气管道上压强损失非常小, 所以毛细管内气压值近似等于充气气压, 在靠近毛细管出口处, 因为管内外压强差导致毛细管内氦气加速向外扩散, 因此密度很快下降到与管外相同. 因此在进气口之间产生较均匀的气体密度, 通过调整充气位置, 可以实现对等离子体通道长度的调控.

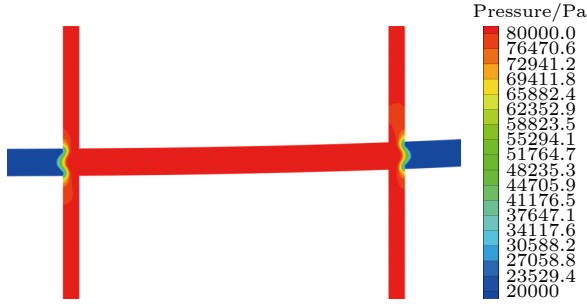


图9 充气位置距毛细管两端 12 mm 时, 充气口之间压力云图
Fig. 9. Pressure cloud diagram between the left and right inflation port at 12 mm from both ends of the capillary.

4.4 电子注入通道口径对弯曲毛细管内气体密度分布的影响

为实现基于曲率渐变弯曲毛细管的激光等离子体尾波级联加速, 在上述弯曲毛细管的基础上增

加了实现上级电子注入的直通道^[10]. 在不造成明显激光能量损失的前提下, 需要稳定且高效地将第二束激光脉冲导引到第二加速级中轴线上, 而电子注入通道需要在弯管段与激光导引通道合并. 第二加速级的结构如图 10 所示.

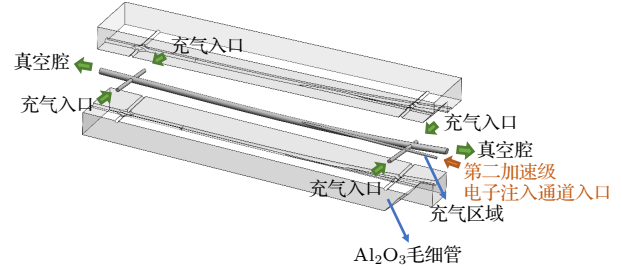


图 10 “直+弯”放电毛细管结构示意图

Fig. 10. Schematic diagram of the “straight + curved” discharge capillary.

图 11 和图 12 为不同电子注入通道口径条件下, 弯曲毛细管中轴线上气体密度曲线以及充气口位置处的流线分布. 由结果可得, 当电子注入通道口径较小时, 气体流动过程与双侧对称充气弯曲毛细管内的气体流动过程类似, 弯管中轴线上气体密度扰动较小, 充气口位置处由于流体膨胀形成的涡旋导致该区域气体密度波动较明显. 这一现象在 100 μm 和 150 μm 的电子通道口径条件下表现得

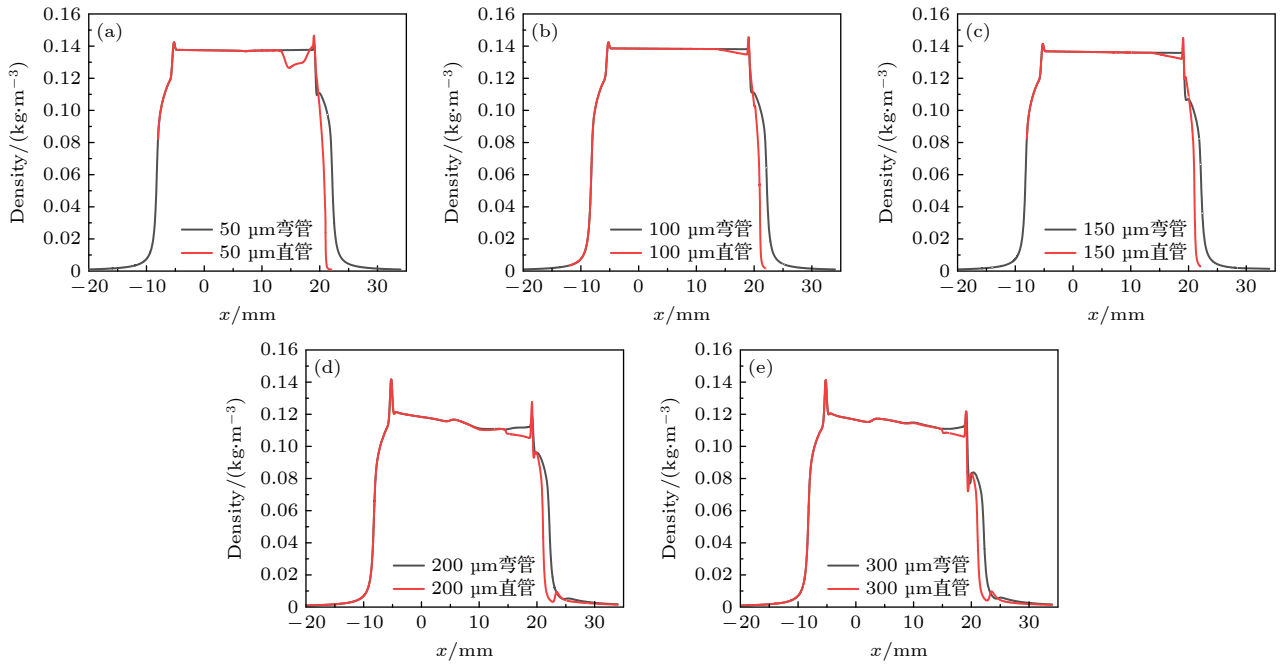


图 11 不同电子注入通道口径下弯曲毛细管内的气体密度分布 (a) 直管径 50 μm ; (b) 直管径 100 μm ; (c) 直管径 150 μm ; (d) 直管径 200 μm ; (e) 直管径 300 μm

Fig. 11. Gas density distribution in curved capillary tubes with different electron injection channel diameters: (a) 50 μm diameter; (b) 100 μm diameter; (c) 150 μm diameter; (d) 200 μm diameter; (e) 300 μm diameter.

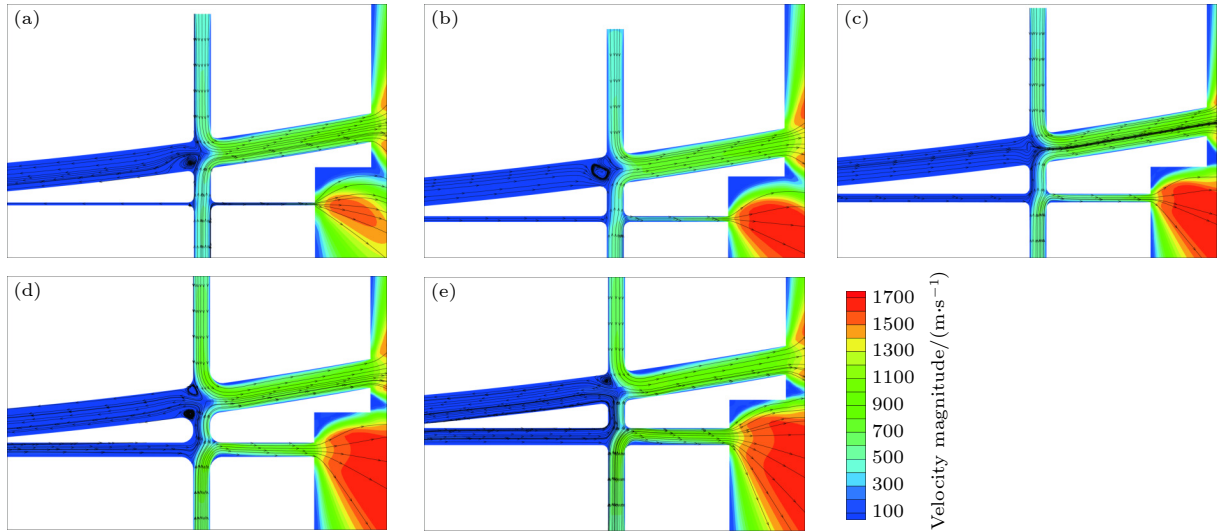


图 12 不同电子注入通道口径下弯曲毛细管内的气体流速分布图 (a) 直管径 50 μm ; (b) 直管径 100 μm ; (c) 直管径 150 μm ; (d) 直管径 200 μm ; (e) 直管径 300 μm

Fig. 12. Gas velocity distribution in curved capillary tubes with different electron injection channel diameters: (a) 50 μm diameter; (b) 100 μm diameter; (c) 150 μm diameter; (d) 200 μm diameter; (e) 300 μm diameter.

不太明显, 当电子注入通道口径大于 200 μm 时, 如图 11、图 12(d) 和图 12(e) 所示, 由于电子注入通道口径的增大, 弯管内气体流动受到显著的影响, 充气口处直管与弯管连接结构处气体流动连通进一步加大, 充气口位置处亦形成较大涡旋, 增大了该处管内中心轴线上气体密度的扰动, 直管弯管内气体流动的连通也导致此处气体密度下降, 最终导致毛细管内气体分布不均. 因此, 考虑管内气体流动状态与气体密度均匀性, 100 μm 和 150 μm 的电子注入口径较适合“直+弯”结构实现电子在激光等离子体尾波中的级联加速.

5 结 论

本文针对上海交通大学新型激光尾波加速级联方案, 基于标准 $k-\epsilon$ 模型建立弯曲毛细管内气体流动计算模型, 对氦气工质在曲率渐变弯曲毛细管内的流动过程进行模拟分析, 获得了弯曲毛细管内气体密度分布情况, 与实验测量等离子体电子密度分布结果具有相同的变化趋势, 能够较准确地预测管内气体流动分布情况. 基于该模型分别对单侧直冲、双侧对冲和“直+弯”级联加速结构毛细管内气体流动过程进行模拟, 得到以下结论:

1) 相较于单侧直冲弯曲毛细管结构, 双侧对冲弯曲毛细管在左右两侧充气口之间的气体密度波动较小, 气体流动更为平稳, 可产生较为稳定的

等离子体密度通道.

2) 在双侧对冲弯曲毛细管中, 相同充气背压下毛细管两个进气口之间形成了较均匀的气体密度分布; 进一步研究结果表明, 可通过控制充气口的位置获得不同长度的较均匀等离子体密度分布.

3) “直+弯”级联加速毛细管结构中, 电子注入通道口径对弯管内气体密度分布造成影响, 电子注入通道口径较小时毛细管内绝对压力较低, 充气口与弯管之间的压差较大, 将导致弯管内气体流速较高, 使弯管中气体密度波动变大; 进一步研究表明, 100 μm 和 150 μm 的电子注入通道口径较适合应用于“直+弯”级联加速毛细管结构设计.

本文所得研究成果有望为基于曲率渐变弯曲毛细管的激光尾波级联加速实验提供理论指导及技术支持^[25,26].

参考文献

- [1] Chen M, Liu F, Li B Y, Weng S M, Chen L M, Sheng Z M, Zhang J 2020 *High Power Laser Particle Beams* **32** 7 (in Chinese) [陈民, 刘峰, 李博原, 翁苏明, 陈黎明, 盛政明, 张杰 2020 *强激光与粒子束* **32** 7]
- [2] Esarey E, Schroeder C B, Leemans W P 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 1229
- [3] Geddes C G R, Toth C, van Tilborg J, Esarey E, Schroeder C B, Bruhwiler D, Nieter C, Cary J, Leemans W P 2004 *Nature* **431** 538
- [4] Leemans W, Esarey E 2009 *Phys. Today* **62** 44
- [5] Gonsalves A J, Rowlands-Rees T P, Brooks B H, van der Mullen J J, Hooker S M 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 025002

- [6] Zigler A, Botton M, Ferber Y, Johansson G, Pollak O, Dekel E, Filippi F, Anania M P, Bisesto F, Pompili R, Ferrario M 2018 *Appl. Phys. Lett.* **113** 183505
- [7] Zhu X Z, Li B Y, Liu F, Li J L, Bi Z W, Lu L, Yuan X H, Yan W C, Chen M, Chen L M, Sheng Z M, Zhang J 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 095202 (in Chinese) [祝昕哲, 李博原, 刘峰, 李建龙, 毕择武, 鲁林, 远晓辉, 闫文超, 陈民, 陈黎明, 盛政明, 张杰 2022 物理学报 **71** 095202]
- [8] Gonsalves A J, Nakamura K, Daniels J, Benedetti C, Pieronek C, de Raadt T C H, Steinke S, Bin J H, Bulanov S S, van Tilborg J, Geddes C G R, Schroeder C B, Toth C, Esarey E, Swanson K, Fan-Chiang L, Bagdasarov G, Bobrova N, Gasilov V, Korn G, Sasorov P, Leemans W P 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 084801
- [9] Steinke S, van Tilborg J, Benedetti C, Geddes C G, Schroeder C B, Daniels J, Swanson K K, Gonsalves A J, Nakamura K, Matlis N H, Shaw B H, Esarey E, Leemans W P 2016 *Nature* **530** 190
- [10] Luo J, Chen M, Wu W Y, Weng S M, Sheng Z M, Schroeder C B, Jaroszynski D A, Esarey E, Leemans W P, Mori W B, Zhang J 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 154801
- [11] Biagioni A, Anania M P, Arjmand S, Behar E, Costa G, Del Dotto A, Ferrario M, Galletti M, Lollo V, Pellegrini D, Di Pirro G, Pompili R, Raz Y, Russo G, Zigler A 2021 *Plasma Phys. Control. Fusion* **63** 115013
- [12] Yang Y, Wen C 2017 *Sep. Purif. Technol.* **174** 22
- [13] Peng M, Chen L, Ji W T, Tao W Q 2020 *Int. J. Heat Mass Transf.* **157** 119982
- [14] Qin M, Liao K, Chen S, He G, Zhang S 2023 *Chem. Eng. Res. Des.* **190** 605
- [15] Yan H, Zhang W M, Hu K M, Liu Y, Meng G 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 174701 (in Chinese) [闫寒, 张文明, 胡开明, 刘岩, 孟光 2013 物理学报 **62** 174701]
- [16] Yan C S, Xu J L 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 044401 (in Chinese) [闫晨帅, 徐进良 2020 物理学报 **69** 044401]
- [17] Gu J, Huang R Z, Liu Z Y, Wu H Y 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 114701 (in Chinese) [顾娟, 黄荣宗, 刘振宇, 吴慧英 2017 物理学报 **66** 114701]
- [18] Dai W, Wu H, Liu Z Y, Zhang S 2022 *Phys. Rev. E* **105** 025310
- [19] Jeong N, Lin C L, Choi D H 2006 *J. Micromech. Microeng.* **16** 1741
- [20] Wang Z, Liu Y, Zhang J Z 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 014703 (in Chinese) [王佐, 刘雁, 张家忠 2016 物理学报 **65** 014703]
- [21] Xue H, Fan Q, Shu C 2000 *Probab. Eng. Eng. Mech.* **15** 213
- [22] Wang M, Li Z 2004 *Int. J. Heat Fluid Flow* **25** 975
- [23] Shariati V, Ahmadian M H, Roohi E 2019 *Sci. Rep.* **9** 17183
- [24] Li J L, Li B Y, Zhu X Z, Bi Z W, Wen X H, Lu L, Yuan X H, Liu F, Chen M 2023 *High Power Laser Sci. Eng.* **11** E58
- [25] Deng H, Zhang Z, Chen M, Li J, Cao Q, Hu X 2023 *Materials* **16** 3278
- [26] Zhu X Z, Li B Y, Liu F, Li J L, Bi Z W, Ge X L, Deng H Y, Zhang Z Y, Cui P L, Lu L, Yan W C, Yuan X H, Chen L M, Cao Q, Liu Z Y, Sheng Z M, Chen M, Zhang J 2023 *Phys. Rev. Lett.* **130** 215001

Simulation study on gas flow in curved capillary used in laser wakefield acceleration^{*}

Zhao Yue-Qi¹⁾ Cui Pei-Lin¹⁾ Li Jian-Long²⁾ Li Bo-Yuan²⁾
Zhu Xin-Zhe²⁾ Chen Min²⁾ Liu Zhen-Yu^{1)†}

1) (*School of Mechanical Engineering, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China*)

2) (*School of Physics and Astronomy, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China*)

(Received 30 May 2023; revised manuscript received 1 July 2023)

Abstract

Based on the standard $k\text{-}\varepsilon$ model, a gas flow calculation model in a curved capillary is established, and the flow process of helium working medium in a curved capillary with gradually changing curvature is numerically simulated. Compared with other methods of studying micro-scale gas flow, this simulation obtains the gas density distribution in the curved capillary more conveniently, and has the same variation trend as the experimental measurement of the plasma electron density distribution, and can predict the gas flow distribution in the tube more accurately. The situation provides a theoretical basis for designing the discharge capillary experiment. Based on this model, the gas flow process in the capillary of the one-sided direct flushing, double-sided hedging and “straight + curved” cascade acceleration structures are numerically simulated. The results and conclusions are summarized as follows.

1) Comparing with the single-sided straight-bent capillary structure, the gas density fluctuation between the left gas inlet and the right gas inlet of the double-sided hedging-bend capillary is smaller, the gas flow is more stable, and a relatively stable plasma density channel can be generated.

2) In the double-sided hedged curved capillary, a relatively uniform gas density distribution is formed between the two inlets of the capillary under the same inflation back pressure; further research results show that a more uniform plasma density distribution with different lengths can be obtained by controlling the position of the gas inlet.

3) In the “straight + curved” cascaded accelerating capillary structure, the diameter of the electron injection channel will affect the gas density distribution in the bend. When the diameter of the electron injection channel is small, the absolute pressure in the capillary is low. The larger pressure difference between them will lead to a higher gas flow rate in the elbow, which will increase the fluctuation of the gas density in the elbow; the final research shows that the diameters of the electron injection channel, 100 μm and 150 μm are more suitable for the application in the “direct + bend” cascade acceleration capillary structure design.

In summary, the calculation model of gas flow in the curved capillary constructed in this paper can accurately predict the gas flow distribution in the tube. The double-sided hedged curved capillary can generate a relatively stable plasma density channel, and the electron injection channel diameters, 100 μm and 150 μm , are more suitable for application in the “straight + curved” cascade accelerating capillary structure design. The research results obtained are expected to provide theoretical guidance and technical support for the laser wake cascade acceleration experiment based on the curved capillary with gradually changing curvature.

Keywords: curved capillary, compressive flow, gas density, laser wakefield acceleration

PACS: 47.11.-j, 02.60.Cb, 52.38.-r, 52.38.Kd

DOI: 10.7498/aps.72.20230893

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11991074) and the 2022 Open Project of Key Laboratory for Laser Plasma (Ministry of Education), Shanghai Jiao Tong University, China.

[†] Corresponding author. E-mail: zhenyu.liu@sjtu.edu.cn



用于激光尾波加速的弯曲毛细管内气流运动的模拟研究

赵月琪 崔佩霖 李建龙 李博原 祝昕哲 陈民 刘振宇

Simulation study on gas flow in curved capillary used in laser wakefield acceleration

Zhao Yue-Qi Cui Pei-Lin Li Jian-Long Li Bo-Yuan Zhu Xin-Zhe Chen Min Liu Zhen-Yu

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 184701 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20230893

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230893>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

面向激光等离子体尾波加速的毛细管放电实验研究

Experimental study on capillary discharge for laser plasma wake acceleration

物理学报. 2022, 71(9): 095202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212435>

基于激光尾场加速的自反射式全光汤姆孙散射的参数优化

Parameter optimization of self-reflecting all-laser-driven Thomson scattering based on laser wakefield acceleration

物理学报. 2021, 70(8): 085204 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210549>

染料掺杂液晶填充毛细管的激光发射特性研究

Laser emission characteristics of the capillary of dye-doped liquid crystal

物理学报. 2018, 67(4): 044204 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171844>

锐真空-等离子体边界倾角对激光尾波场加速中电子注入的影响

Effects of slant angle of sharp plasma-vacuum boundary on electron injection in laser wakefield acceleration

物理学报. 2020, 69(3): 035201 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191332>

基于双程放大的毛细管放电69.8 nm激光增益特性

Characteristics of gain in Ne-like Ar 69.8 nm laser pumped by capillary discharge based on double-pass amplification

物理学报. 2019, 68(2): 025201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181617>

高品质激光尾波场电子加速器

High-quality laser wakefield electron accelerator

物理学报. 2021, 70(8): 084103 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201993>