

## 磁化天体准直流中非理想效应的实验室研究

陶弢

### Laboratory study of non-ideal effects in magnetically collimated astrophysical outflows

Tao Tao

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 69, 195202 (2020) DOI: 10.7498/aps.69.20200559

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200559>

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

两个非磁性颗粒在磁流体中的沉降现象研究

Sedimentation of two non-magnetic particles in magnetic fluid

物理学报. 2017, 66(16): 164703 <https://doi.org/10.7498/aps.66.164703>

基于酒精与磁流体填充的单模-空芯-单模光纤结构温度磁场双参数传感器

A modal interferometer based on single mode fiber-hollow core fiber-single mode fiber structure filled with alcohol and magnetic fluid for simultaneously measuring magnetic field and temperature

物理学报. 2017, 66(7): 070601 <https://doi.org/10.7498/aps.66.070601>

FP-1装置铝套筒内爆动力学过程的一维磁流体力学模拟

One-dimensional magneto-hydrodynamics simulation of magnetically driven solid liner implosions on FP-1 facility

物理学报. 2018, 67(8): 080701 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172300>

纵向磁场抑制Richtmyer-Meshkov不稳定性机理

Mechanism of longitudinal magnetic field suppressed Richtmyer-Meshkov instability

物理学报. 2020, 69(18): 184701 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200363>

聚龙一号装置磁驱动准等熵压缩实验的一维磁流体力学模拟

One-dimensional magneto-hydrodynamic simulation of the magnetic drive isentropic compression experiments on primary test stand

物理学报. 2018, 67(3): 030702 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171920>

基于气体放电等离子体射流源的模拟离子引出实验平台物理特性

Physical characteristics of ion extraction simulation system based on gas discharge plasma jet

物理学报. 2018, 67(18): 182801 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180919>

## 磁化天体准直流中非理想效应的实验室研究\*

陶弢†

(中国科学技术大学, 物理学院工程与应用物理系, 合肥 230000)

(2020 年 4 月 15 日收到; 2020 年 6 月 18 日收到修改稿)

磁准直是塑造天体外流形貌的重要机制, 它的有效性已经在激光等离子体实验中被无量纲验证. 本文在现有磁准直射流研究框架的基础上, 综合实验与模拟, 通过改变激光等离子体烧蚀靶材引入不同冷却和耗散强度, 以观察这些非理想效应对准直流形态的影响. 使用低原子序数靶时, 烧蚀外流和外加强磁场的相互作用满足理想磁流体条件, 外流形成了抗磁空腔和沿磁场延展的射流; 而采用高原子序数靶时, 准直结构被磁扩散破坏, 强烈的冷却使得外流停滞, 形成与靶面分离的弱准直磁化密度团. 无量纲分析表明, 磁扩散对实验室等离子体准直形态的破坏, 有可能推广解释原恒星射流在大尺度上的消散; 而强耗散等离子体展现的弱准直腔与密度堆积, 有可能用来类比行星状星云中的弱极化椭球形腔体, 以及腔体头部的发光团簇. 本文通过考察实验室磁化等离子体演化, 支持了非理想效应能够塑造天体外流的理论猜想, 对研究非相对论性天体外流形态的形成机制具有重要参考意义.

**关键词:** 天体外流, 准直射流, 实验室天体物理, 磁流体

**PACS:** 52.72.+v, 52.65.-y

**DOI:** 10.7498/aps.69.20200559

## 1 引言

宇宙中接近太阳质量的恒星, 在其演化过程中会向周围的星际空间抛射物质, 这些源于核心高密度区的外流在传播一段距离后, 常呈现出偏离球对称的观测形态. 比如原恒星 (protostar) 或年轻星 (young stellar object, YSO), 它们是处于吸积阶段的早期恒星<sup>[1]</sup>, 此类天体普遍拥有吸积盘, 以及以核心星为对称中心、垂直盘面两侧发射的射流 (jet); 另一类对象行星状星云 (planetary nebula, PN) 则在恒星由主序星向白矮星过度的晚年阶段形成, 其形态繁多, 包含椭球形、蝴蝶型、准直射流等等<sup>[2]</sup>, 银河系中 80% 被观测的 PN 都显示出或强或弱的准直特征. 一般意义上说, 射流最重要的观测特征是高长径比, 且射流内部流速远大于周围介

质. 但本文也关注略微偏离球对称膨胀, 但还没有形成条带状的弱准直对象, 典型的如 PN 中常见的椭球状腔体.

以上天体的准直形态如何形成及维持仍不完全清楚, 但在外流的发射、准直、传播过程中, 磁场很可能发挥了重要作用: 磁离心机制<sup>[3]</sup>描述了在外流系统的最内侧, 绕轴旋转的放射状磁场可以将磁冻结物质沿磁力线加速形成核心风; 在中距离上, 通常是数十个天文单位 (au) 以内, 磁准直机制<sup>[4,5]</sup>能够减小核心风的开放角, 直至磁化背景与核心风达到压力平衡. 此处背景磁场可能来源于吸积盘内的发电机效应, 或星际空间内种子磁场的压缩放大<sup>[6]</sup>; 当外流进入传播阶段, 跨越距离可达数千天文单位以上, 此时外流周围磁场环向分量占优, 其箍缩作用能够维持准直流的长距离运动. 以上的模型中, 非理想磁流体效应的加入会显著地改变外流

\* 中国科学院先导专项 (批准号: XDB16000000)、国家自然科学基金 (批准号: 11475171) 和科学挑战计划 (批准号: TZ2016005) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: [tt397396@mail.ustc.edu.cn](mailto:tt397396@mail.ustc.edu.cn)

图像: 首先是辐射冷却, 有模拟<sup>[7]</sup>显示辐射损失将减小外流准直度, 产生局部密度堆积并使得外流传播前沿碎片化, 但辐射强度超过一定的阈值反而会减小内部热压从而增大准直度; 另一个要素是磁扩散, 磁扩散显著的原因首先是因为 YSO 和 PN 中物质常处于部分电离状态, 微观碰撞强烈. 其次粒子的大拉莫尔半径回旋以及外流的湍流化<sup>[8]</sup>都会引入速率更高 (相比完全电离经典模型的扩散率) 的反常扩散, 强磁扩散会从根本上破坏外流的准直和稳定传播.

产生高能量密度物质手段的进步可使研究者在实验室中对上述天体外流的动力学演化进行标度变换<sup>[9–11]</sup>的研究. 基于流体方程的变换不变性, 可将时间长、空间大的天体缩放, 与实验室演化快、尺寸小的等离子体联系起来, 形成微缩版的天体演化模型. 如 Lebedev 等<sup>[12]</sup>采用丝阵产生汇聚碰撞的等离子体柱, 高密度柱体通过辐射冷却长时间保持高长径比结构; Albertazzi 等<sup>[13]</sup>将脉冲强磁场加载于大角度发散的激光烧蚀等离子体之上, 在接近理想磁流体的条件下, 在数十纳秒的实验时间内, 获得了由外部磁场约束形成的射流; Behera 等<sup>[14]</sup>则采用百纳秒以上的长实验时间, 使外磁场充分扩散进入烧蚀等离子体, 此时等离子体横越磁场做漂移运动. 本文工作即立足于这些实验室天体物理的成功范式之上.

本文通过模拟与实验, 综合研究了激光打靶产生的等离子体在外加准直磁场中的动力学演化. 通过靶材原子序数的变化引入不同的冷却和磁扩散强度, 观察到了弱耗散时, 外流产生抗磁腔和磁化准直流的过程; 也观察到了强耗散时, 射流的滞止、外流密度堆积和结构分离. 通过无量纲参数定量对比, 可创新地将实验室结果与不同观察尺度、不同背景条件的原恒星及行星状星云建立了联系, 支持了非理想效应能够塑造天体外流的理论猜想. 实验结果有可能帮助理解原恒星射流准直度下降的原因, 以及行星状星云“ansae”结构的形成机制.

## 2 激光等离子体外流与磁化背景相互作用

本文采用平面靶加纵向磁场作为磁化天体准直流的实验室模型. 由平面靶喷射的等离子体几乎覆盖整个靶面半空间, 对应天体磁离心发射后的大

角度风; 纵向磁场设置为, 零时刻均匀磁场的指向与靶面法向、激光入射轴平行, 这种忽略磁场环向分量的简化基于一个事实, 即准直尺度内星盘的偶极磁场由垂直盘面的分量主导, 纵向磁场在天文外流模拟中也常被应用<sup>[15]</sup>. 背景接近真空, 仅有的稀薄气体中, 磁场压力远大于热压, 即等离子体热压与磁压之比 (beta 值) 远小于 1. 实验和模拟展示了低原子序数靶在理想磁流体近似下抗磁腔、射流的形成, 也展示了高原子序数靶引入强耗散, 破坏射流准直、形成分离的密度团等特征.

### 2.1 等离子体演化的非理想磁流体模拟

本文使用的模拟程序为 FLASH<sup>[16]</sup>, 它可以在包含曲线坐标系的多种欧拉网格上求解非理想磁流体流体方程, 具有演化多群辐射、电子离子辐射三温能量方程的能力, 且允许外挂其他程序导出的物质电离、不透明度数据库. 其完整方程组规模较大, 细节可参照用户手册, 此处仅列举能量方程:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} (\rho E_{\text{tot}}) + \nabla \cdot (\nu (\rho E_{\text{tot}} + p_{\text{tot}}) - \mathbf{B} (\nu \cdot \mathbf{B})) \\ &= Q_{\text{las}} - \nabla \cdot (\mathbf{q}_e + \mathbf{q}_{\text{rad}}) + \nabla \cdot (\nu \cdot \boldsymbol{\tau}) \\ &+ \nabla \cdot (\mathbf{B} \times (\eta \nabla \times \mathbf{B})), \end{aligned} \quad (1)$$

其中,  $\rho$  是密度,  $\nu$  是速度,  $\mathbf{B}$  是磁场,  $\boldsymbol{\tau}$  是黏滞张量,  $Q_{\text{las}}$  是激光沉积能量源. 总能量  $E_{\text{tot}}$  为特征动能、三温组分的内能、磁场能量密度之和, 总压  $p_{\text{tot}}$  为热压辐射压磁压之和. 其中  $\eta$  是 Braginskii 碰撞模型<sup>[17]</sup>实时计算得到的磁扩散系数:  $\eta \text{ (cm}^2/\text{s)} = 4.18 \times 10^5 \bar{z} \ln \Lambda (T_e \text{ (eV)})^{-1.5}$ ,  $\eta$  它和电子热传导流  $\mathbf{q}_e$  都是当地等离子体平均电离度  $\bar{z}$ 、库伦对数  $\ln \Lambda$ 、电子温度  $T_e$  的函数, 和物态方程数据库紧密联系<sup>[18]</sup>. 辐射流  $\mathbf{q}_{\text{rad}}$  强度则由当前等离子体温度密度下的不透明度数据库决定<sup>[19]</sup>.

模拟中激光从计算域上方朝下正入射 ( $-Z$ ) 打击靶面, 能量 300 mJ, 波长 532 nm, 脉冲时间波形为高斯型, 半高全宽 7 ns, 聚焦半径 37  $\mu\text{m}$ , 峰值功率密度  $1.41 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ . 背景磁场强度 8 T 指向上 ( $+Z$ ), 整个系统沿中心轴 ( $R = 0$ ) 旋转对称. 背景密度由于流体程序固有特性不能设置为物理真空, 采用密度截断于小量  $\rho = 5.0 \times 10^{-9} \text{ g/cm}^3$  的方法代表真空, 所使用的稀薄背景气体是 He 氦气. 所有物质由弱电离室温初态出发, 靶保持固态密度. 模拟采用自由流出边界 (outflow boundary) 以避免受扰动的磁场被边界反射回来干扰中心区域.



模拟的结果总结在图1中,图1(a)展示的是烧蚀低原子序数碳氢靶产生的等离子体向磁场背景中的膨胀. 此处碳氢分子结构为聚乙烯, 平均原子量 4.67, 平均电荷数 2.67. 按照时间顺序描述等离子体动力学过程: 首先激光能量沉积在聚焦焦斑附近, 巨大的热压梯度将内能转化为等离子体动能, 因此其速度随距离增加而增大, 5 ns 时流速靠近轴线处最大值约 400 km/s; 接下来外流膨胀排开背景磁场, 两者碰撞界面上形成密度抬升的腔体壁, 腔内流体热压、碰撞压(冲击内壁面的外流动量通量  $\rho v^2$ ) 与外部磁压平衡, 10 ns 时可见外流速度被腔体内壁面折射, 方向变为与腔内表面相切; 15 ns 时沿壁面外流在中心轴处汇聚碰撞, 形成倒锥形的冲击波, 流场左右两支在锥形激波内横向动量抵消, 形成高长径比的射流并以约 500 km/s 的纵向速度稳定传播. 碳氢靶腔内典型电子密度为  $5.0 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , 壁面可达  $5.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ .

图1(b)展示中原子序数硅靶结果, 其原子量 28, 电荷数 14, 相较碳氢具有更强的碰撞和辐射损失(第三节将定量分析这些非理想项的强度). 在 5—15 ns 内, 硅靶产生了与碳氢类似的三部分空间结构: 等离子体大角度自由膨胀的抗磁空腔、等离子体推动磁场而堆积产生的壁、锥形激波准直的射流. 不过硅靶的锥形激波发展速度更快, 形成的腔体尺寸稍小. 这一方面是由于辐射冷却降低了腔内部等离子体的温度从而减小热压, 另一方面也有靶密度上升使烧蚀面离子声速下降的原因. 在冕区特征动能相似的前提下, 硅外流较碳氢而言速度较低但密度较高.

图1(c)使用高原子序数钽靶, 钽原子量 181, 电荷数 73, 可以产生典型的强耗散等离子体, 在有限的观测时间内将非理想效应最大化. 5—15 ns 延时的整个演化阶段内, 钽等离子体占据的体积都远小于前两种靶. 更大的差异是, 钽并不能形成向轴线处汇聚的三维流速场, 不能形成对准直极为关键的锥形激波. 靠近靶面的高密度团缓慢向外膨胀, 近靶面电子密度约  $5.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , 烧蚀面附近速度约 200 km/s, 呈  $120^\circ$  以上的大张角半开放结构. 距靶面较远处存在一薄密度壳, 电子密度约  $1.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , 速度最大时接近 300 km/s. 壳密度团与靶面密度团空间结构不连续, 间隙间密度低至  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . 此时外流结构完全被磁场渗透, 密度壳由磁化的钽堆积形成. 靶面和壳两头密度高,

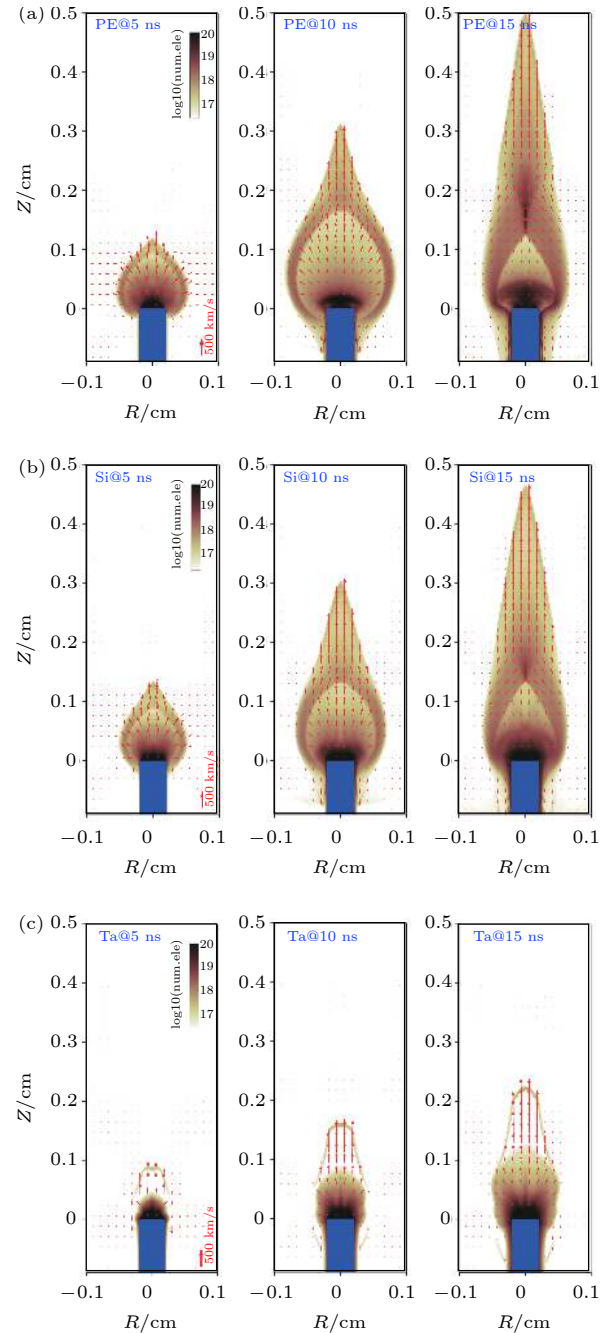


图1 激光打击固体靶产生等离子体在 8 T 磁场中的电子密度时间演化, 按三列分别为相对激光上升沿延时 5 ns、10 ns、15 ns. 使用的靶材料有 (a) PE 碳氢靶; (b) Si 硅靶; (c) Ta 钽靶. 激光沿  $R = 0$  轴由上至下入射, 聚焦于柱形靶水平端面中心  $R = 0$  和  $Z = 0$  处. 初始磁场方向与激光平行, 并均匀充满计算域

Fig. 1. Electron density evolution of laser-ablated solid target plasma embedded in 8 Tesla of external magnetic field, three rows correspond to 5 ns, 10 ns, 15 ns delay from laser rising edge respectively. Solid target materials are (a) Polyethylene target; (b) silicon target; (c) tantalum target. Laser incident along  $R = 0$  axis from top to the bottom, focus at the center of the flat end surface of target cylinder where  $R = 0$  and  $Z = 0$ . Initial field is parallel to the laser direction, and uniformly distributed across the domain.

碰撞强导致辐射冷却激增, 反过来内能的损失又促进密度增大, 因此形成了空间上的分离结构.

以上结果中, 尽管来自不同靶的等离子体外流行为差异大, 但磁化背景氦气的行为是相似的. 由于磁场强度大而背景密度极低, 背景特征速度 (即磁声波速度水平) 每秒可达数千千米以上, 远大于外流特征流速, 因此背景扰动仅限于声波形式. 从图 1 背景中速度矢量可以看出, 背景气体几乎不动, 与腔内部高速烧蚀物在腔壁边界处形成速度剪切.

## 2.2 等离子体演化的实验

实验几何 ( $R$ - $Z$  柱对称)、打靶激光 (300 mJ, 7 ns)、外加脉冲磁场参数 (8 Tesla 纵向设置) 与上节模拟保持一致, 实验验证了硅靶和钽靶的模拟结果. 诊断手段包含飞秒纹影和密度干涉, 具有 50 fs 的时间分辨和 15  $\mu\text{m}$  左右的空间分辨. 由于系统整体上的柱对称特性, 诊断均采用垂直激光和磁场方向的侧向视角.

图 2 纹影反映了硅等离子体外流密度的空间变化, 确认了细长的射流传输结构, 射流的横向尺度在百微米量级. 纹影可依稀分辨射流中细致的不稳定性, 射流在纵向可见多个密度周期, 横向有扭曲, 这可能是外磁场扭结模和腊肠模共同作用的结果. 由于腔体壁和锥形激波中密度梯度不够大, 以及探针光沿视线积分的平均作用, 纹影信号不明显, 仅清晰观测到抗磁腔近靶面部分结构, 腔体衔接部分在图 2 中以线段标出以作示意.

飞秒干涉得到的是沿探针光路径的电子密度积分, 即图 3 中展示的电子面密度 ( $n_e/\text{cm}^2$ ). 首先关注硅靶: 在距离靶面  $Z = 0.05\text{--}0.15\text{ cm}$  的抗磁腔内部, 电子面密度约  $1.0 \times 10^{17}\text{--}3.0 \times 10^{18}\text{ cm}^{-2}$ , 呈现由靶面朝外的稀疏结构. 将面密度除以外流腔体横向尺寸约 0.14 cm, 即可得到电子体密度的平均值, 约为  $7.0 \times 10^{17}\text{--}3.0 \times 10^{18}\text{ cm}^{-3}$  与模拟结果吻合. 硅射流根部位于  $Z = 0.1\text{ cm}$ , 一直延伸到距靶面 0.4 cm 以上, 射流传播时横向宽度先略微减小, 后达到稳定弹道传播. 相比较而言, 钽外

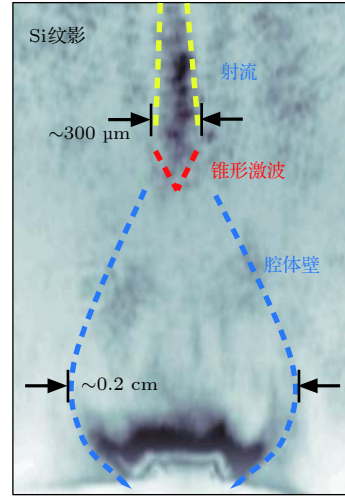


图 2 硅等离子外流的纹影成像, 相对激光上升沿延时 10 ns. 灰度图计数随当地等离子体密度梯度增加而增加

Fig. 2. Schlieren image of the silicon plasma outflow, 10 ns delay relative to the rising edge of laser. Gray scale count increase as the local plasma density gradient becomes larger.

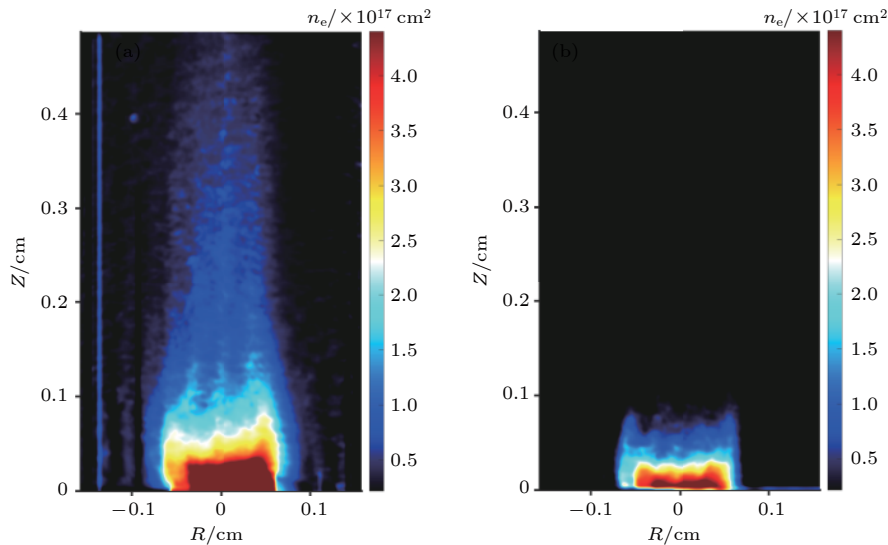


图 3 硅和钽靶等离子体在 10 ns 延时左右的电子面密度飞秒干涉诊断.

Fig. 3. Electron area number density of Silicon and Tantalum target around 10 ns delay, obtained by femtosecond interferometry.

流只在距离靶面高度  $Z < 0.07$  cm 的范围内可见, 横向密度边界并无任何向中心轴收缩的迹象. 钽靶的实验形态与模拟结果是相似的, 原则上来说钽的这种形态是高  $Z$  等离子体中冷却、磁扩散较强所致, 下一节将定量分析这些物理要素.

### 3 定量分析

本节包含两方面内容: 第一, 以等离子体状态定标计算非理想项和动力学参数值; 第二, 针对磁约束力, 即洛伦兹力的强度和拓扑变化的受力分析, 解释强磁扩散如何导致准直流消散.

首先定标计算的量是流速, 由图 4 可知, 烧蚀等离子体的稀疏行为呈现明显的向外加速特征. 烧蚀面等温声速与激光功率密度相关, 而稀疏前沿最大可达 3 倍绝热声速<sup>[20]</sup>, 两者结合得到稀疏前沿速度定标  $v_{\text{front}}(\text{km/s}) = 391.4 \times (\bar{z}/A)^{1/3} (I(\text{W/cm}^2) \lambda^2(\mu\text{m}))^{1/3}$  其中  $\bar{z}$  是平均电离度,  $A$  是原子量,  $I$  是激光功率密度,  $\lambda$  是波长, 下文中未显式指明的单位均取高斯制. 公式预测碳氢速度 240 km/s, 硅 230 km/s, 钽 126 km/s, 碳氢和硅的稀疏前沿速度在被锥形激波汇聚之后得到进一步放大. 由于背景密度  $\rho$  极低, 背景中阿尔芬速度  $v_a = \sqrt{B^2/4\pi\rho}$  超过 3000 km/s, 外流总是处于亚阿尔芬膨胀状态.

接下来考虑碰撞特征时间, 对于电子  $\tau_e = 3.44 \times 10^5 T_e^{3/2}(\text{eV}) / (n \ln \Lambda)$  对于离子  $\tau_i = 2.08 \times 10^7 A^{1/2} T_e^{3/2}(\text{eV}) / (Z^4 n_i \ln \Lambda)$ <sup>[21]</sup>, 其中  $T_e T_e$  是电子温度,  $n_e, n_i$  分别是电子、离子数密度,  $Z$  是电荷数,  $\ln \Lambda$  是库伦对数. 代入电子温度、密度和电离度等数据可知, 碳氢靶碰撞发生的时间尺度最大在 100 ps 左右, 对于钽靶, 单次碰撞在 1 ps 量级, 都远小于流体 10 ns 的观察时间尺度, 保证了流体描述成立.

外流中的热扩散主要来自电子热传导, 扩散系数  $\kappa = 2.0 \times 10^{21} T_e^{5/2}(\text{eV}) / (\ln \Lambda Z (Z+1) n_i)$ <sup>[22]</sup>. 各种靶材外流电子密度在同一量级, 但碳氢靶和硅靶具有更高的温度, 电子热传导在 1 ns 左右即可抹平温度梯度 (Peclet 数小于 1), 图 4 轴线上平坦的电子温度分布可以反映这一点.

磁扩散与热扩散的微观机制均与碰撞相关, 磁扩散系数  $\eta = 1.5 \times 10^7 Z/T^{3/2} \text{eV}$ <sup>[23]</sup>,  $T$  取电子离子热平衡温度. 计算得到磁扩散特征时间碳氢 328 ns, 硅靶 48 ns, 钽靶 4 ns. 在图 5 的磁力线形

态横向比较中可见, 碳氢靶外流与外磁场保持着明显的分界; 观察硅外流, 磁场能够有限渗透进入其射流部分; 而对于钽, 磁场已经完全渗透进入其内部并达到均匀分布, 钽靶在观察时间内明显偏离冻结假设.

辐射冷却的估计由于包含线辐射而变得复杂, 依照前人方法<sup>[22]</sup> 以高于韧致辐射功率两个量级来概略计算冷却特征时间  $\tau_{\text{cool}} = 1.4 \times 10^{11} \times (Z+1)T^{1/2}(\text{eV})/Z^3 n_i$ . 代入可知碳氢靶冷却时间 1600 ns, 硅靶 280 ns 均大于观察时间, 但钽靶仅需约 9 ns 就可由辐射显著损失能量, 图 5 中的辐射能量密度直观反映了以上事实. 由于低密度背景是光薄介质, 外流边界上的辐射能量密度与外流表

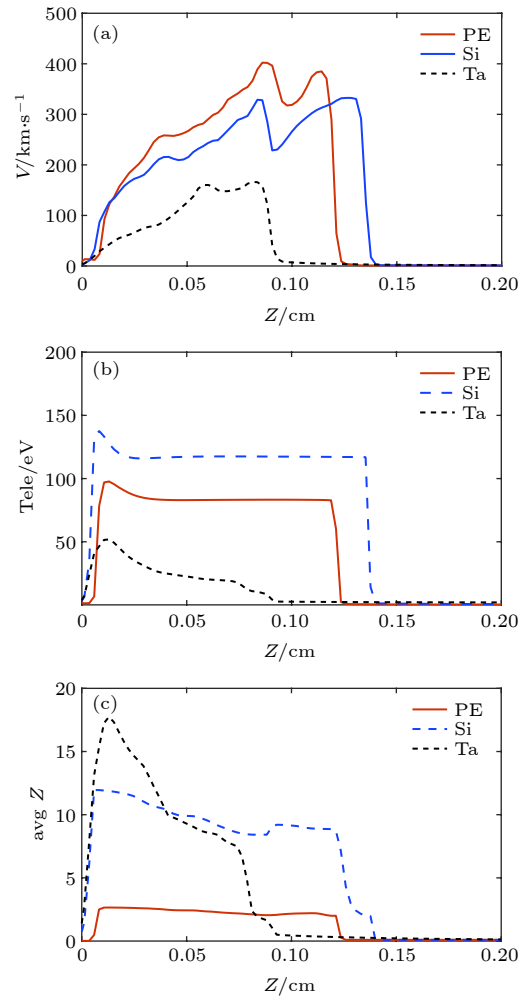


图 4 等离子体外流在 5 ns 延迟时刻, 对称轴上的纵向流速 (+ $Z$  为正方向)、电子温度、平均电离度数值, 单幅图含碳氢、硅、钽靶结果

Fig. 4. Line-out plot of plasma poloidal velocity (positive value along + $Z$  direction), electron density and average ionization along outflow symmetry axis at 5 ns delay, individual values from CH, silicon and tantalum are included.



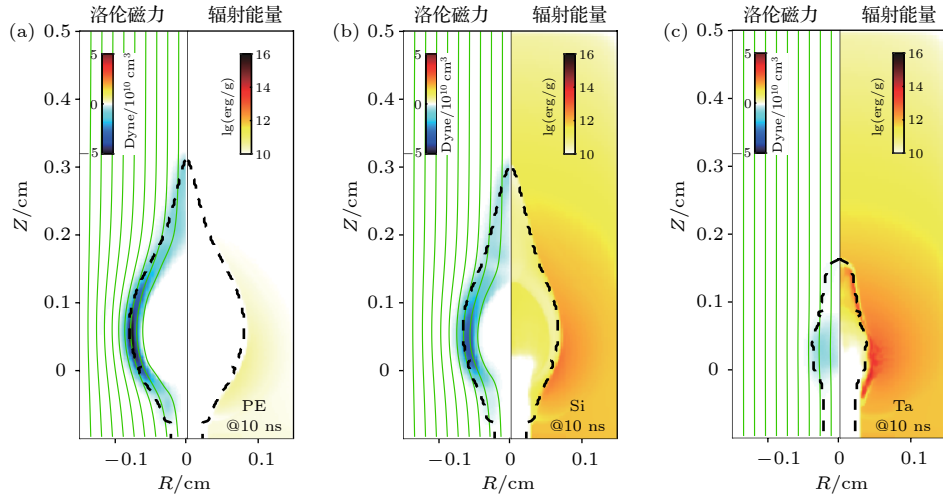


图 5 计算域内 10 ns 时的洛伦兹力 (左半伪彩, 数值为负表示指向腔内)、磁力线状态 (左半流线)、辐射能量密度 (右半伪彩). 靶材依次为 (a) 碳氢靶; (b) 硅靶; (c) 钽靶. 虚线标识的是靶等离子体的边界

Fig. 5. The Lorentz force (pseudocolor image on the left half, negative value indicates force pointing towards inside of the cavity), magnetic field lines (streamlines on the left half) and radiation energy density (pseudocolor image on the right half) status inside the simulation domain at 10 ns. Target materials are (a) Polyethylene; (b) silicon; (c) tantalum respectively. Dashed lines indicate the boundary of target materials.

面积的乘积, 与辐射能量损失正相关. 钽靶虽由于膨胀慢表面积稍小, 但边界上辐射能量相较前两者提高两个量级. 钽等离子体中能量的辐射损失减小了烧蚀物热压强, 腔壁和头部密度壳体积收缩密度增大, 又进一步提升了辐射功率, 形成正反馈.

等离子体形态直接决定于受力情况, 在磁化外流中, 主导运动方程的是洛伦兹力  $J \times B$  项 ( $J$  是等离子体电流), 它可以分解为磁压力和磁张力. 观察图 5 中碳氢靶外流, 磁力线的弯曲在腔体横向半径最大处达极大, 其回复平直的趋势带来了指向腔体内的约束力; 在同一个空间位置磁力线密度也达到最大, 磁压力负梯度的方向同样指向腔内. 以上两个磁应力提供了超过  $5.0 \times 10^{10}$  Dyne/cm<sup>3</sup> 的磁约束体积力, 如果将激光能量平均分布在腔内, 能量密度约  $3.0 \times 10^{10}$  Dyne/cm<sup>3</sup>, 磁约束和热膨胀能量密度数值接近, 正是达成准稳态平衡的条件.

总而言之, 理想磁流体近似是外流磁准直的必要条件, 因为只有这样洛伦兹力才能维持沿轴线延展的抗磁腔、保证射流通道稳定, 强磁扩散破坏了洛伦兹力的约束构型使射流消散, 使钽外流出现密度分离. 冷却会减小系统整体尺寸, 但对准直度的作用不是单调的: 冷却使射流长度减小, 但强冷却与密度堆积又会形成正向反馈, 强化外流壁、头部堆积特征的对比度, 减小射流横向尺寸.

#### 4 实验室等离子体与天体外流的无量纲相似性

实验室与天体系统之间的无量纲相似性建立在两方面基础之上: 1) 流体描述对两者都成立, 这由微观运动特征尺度足够小和碰撞频率足够大保证; 2) 实验室外流中耗散作用对形貌演化的影响, 可以推广至原恒星、行星状星云, 这由无量纲量值保证. 这些信息总结在表 1 中.

实验室等离子体参数已经在上一节介绍了. 表 1 中原恒星数据来自对准直区及传播区的实际观测 [24,25], 特征尺度取射流的横向宽度约 10 au; 行星状星云数据 [26–28] 则在磁场强度上借鉴了理论模型 (目前无场强的直接测量), 特征尺度取发光腔体的典型直径 1000 au.

结果可见, 各系统离子回旋半径均远小于外流尺度, 电子特征碰撞时间均远小于外流动态时间, 流体描述成立. 原恒星外流磁雷诺数接近 1, 磁扩散是主要的非理想项, 这主要是由于射流细长, 磁场只需要横向渗透很短的距离. 行星状星云外流由于时空尺度巨大, 辐射冷却是主要的非理想项, 这里无量纲冷却强度是冷却时间与流体时间的比值, 数值小于 1 即标志着观察时间内冷却能起显著作用. 需要强调, 天体外流常常处于不完全电离甚至是带电分子基团的形式, 使用电离物质的定标率估

表 1 实验室等离子体与相关天体外流动力学参数及无量纲参数对比

Table 1. Dynamics and dimensionless parameters comparison between laboratory plasma and related astronomical outflows.

参数名称	碳氢靶	硅靶	钨靶	YSO	PN
空间尺度/cm	0.1	0.1	0.1		
特征流速/ $\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$	300	250	100	100	500
磁场强度/Gauss	$8.0 \times 10^4$	$8.0 \times 10^4$	$8.0 \times 10^4$	0.01	0.01
离子密度/ $\text{cm}^{-3}$	$2.0 \times 10^{17}$	$5.0 \times 10^{16}$	$3.0 \times 10^{17}$	$10^6$	$10^6$
温度/eV	120	80	20	0.03	0.01
离子拉莫尔半径 $L_i/\text{cm}$	0.01	0.006	0.005	$1.8 \times 10^3$	$1.0 \times 10^3$
电子碰撞时间 $\tau_e/\text{s}$	$1.0 \times 10^{-10}$	$6.0 \times 10^{-10}$	$1.0 \times 10^{-12}$	$1.6 \times 10^{-4}$	$3.7 \times 10^{-5}$
特征冷却时间 $\tau_{\text{cool}}/\text{s}$	$1.6 \times 10^{-6}$	$2.8 \times 10^{-7}$	$9.0 \times 10^{-9}$	—	—
冷却强度/C	470	70	0.9	$\sim 1$	$\ll 1$
磁雷诺数 $Rm$	100	12	0.4	2.2	44
Peclet数 $Pe$	0.15	0.96	122	$1.0 \times 10^{11}$	$6.9 \times 10^{14}$

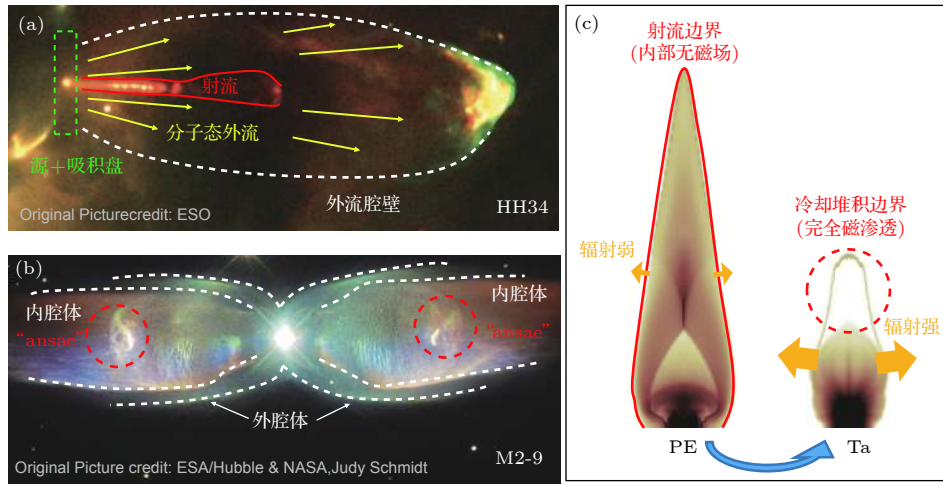


图 6 (a) 典型原恒星系统 HH34 的射电观测图像, 大角度外流包裹着准直射流, 射流从核心星近区发出, 延伸至  $2.0 \times 10^4$  au 距离消散 (原图版权属于 ESO, 本文作者添加注释); (b) 拥有点对称双极化腔体的行星状星云 M2-9, 内侧椭圆腔顶部有增强的发光结构“ansae” (原图版权属于 ESA/Hubble & NASA, Judy Schmidt, 本文作者添加注释); (c) 实验室等离子体从抗磁射流到磁化密度堆积的转变, 部分结构与天体形态有相似性

Fig. 6. (a) Radio observation of a classical young stellar object HH34, the collimated jet is embedded inside a wide-angle outflow component, the jet originated from the inner region near the central star and extend  $2.0 \times 10^4$  au of distance before termination (original image by ESO, annotated by author of this article); (b) planetary nebula M2-9 possesses a pair of point-symmetry bi-polar lobe cavities, with bright “ansae” at the inside tips of the elliptical cavity shells (original image by ESA/Hubble & NASA, Acknowledgement: Judy Schmidt, annotated by author of this article); (c) laboratory plasma transformation from diamagnetic jet to magnetized density clump, structures show similarity with astrophysical objects.

计辐射冷却不一定准确, 实际冷却时间可能偏大, 因此表 1 中直接列出冷却强度的定性结论. 表 1 使用 Shakura-Sunyaev 模型<sup>[29]</sup> 计算湍流可能导致的反常磁扩散, 并假设了湍流特征尺度约 1 au, 最终得到天体磁雷诺数数值.

对大量原恒星的统计显示, 射流的传播距离总是远远小于周围的大角度风, 原因可能是射流准直结构被磁扩散<sup>[30]</sup> 破坏. 如图 6(a) 中展示的 HH34, 论长度属于超级射流, 可以看到随传播距离增加,

射流准直度降低直至瓦解. 需要强调的是, 在表 1 中估计磁扩散强度时, 选取射流横向宽度作为空间特征尺度 ( $1.5 \times 10^{14}$  cm 对应约 10 au), 再利用特征尺度除以流速得到流体特征时间, 作为计算磁雷诺数的分母 (扩散时间/流体时间). 在空间尺度已趋保守的估计下, 得到的磁雷诺数为 2.2, 磁扩散已经不可忽略. 实际上 10 au 仅相当于原恒星准直区长度, 像 HH34 这样的天体纵向延伸远超 10 au, 其射流稳定传输的流体时间将是表 1 中估计的百



倍以上. 在这种情况下, 即使对磁扩散速率的估计有一定偏差, 磁雷诺数远小于 1 的结论不变. 因此本文中碳氢靶、硅靶结果可能对应着天体准直区, 较小尺度 (距离核心 10 au 以下) 内外流仍满足理想磁流体近似; 而钽靶可能对应天体射流的长距离传播 (100 au 以上), 磁扩散将会破坏磁约束结构. 钽靶结果支持了相关天文理论, 磁扩散可能作为原恒星射流消散的原因之一.

图 6(b) 展示的是行星状星云 M2-9, 也被称为蝴蝶状星云. 它的核心星在渐近巨星分支 (AGB) 阶段向外发射大角度高速风, 与原有的磁化星际遗迹碰撞, 形成腔体和壁面. 有间接观测证据显示, 距离 PN 核心 500 au 处磁场约数十豪高斯<sup>[27]</sup>, 对应磁压力约  $10^{-5}$  dyne/cm<sup>2</sup>, 小于 PN 初始外流的碰撞压 3 个量级. 对于 M2-9 来说, 仅当外流膨胀到 1000 au 以上, 热压碰撞压稀释到足够低时, 磁压才能约束外流使其呈现弱准直椭球状. 1000 au 约是 PN 腰部最细处直径, 此处 PN 外流仍保持抗磁特性 (磁雷诺数大于 10), 这与实验等离子体从喷射到被腔壁减速的过程一致. M2-9 内腔体头部的发光“ansae”与钽的密度分离类似, 按照表 1, 它们具有的共同特点是冷却效应显著 ( $C$  远小于 1). 考虑到“ansae”距离核心星超过  $10^4$  au, 可以想象远离核心星的腔体壁被磁场渗透, 磁准直有效性降低, 同时弱准直的 PN 外流在椭球腔顶部滞止, 进入密度堆积、辐射功率增加的正反馈. 因此, 实验中抗磁外流膨胀与 PN 弱准直形貌有潜在联系, 而实验的强耗散结果对于理解 PN 发光结构分布具有参考意义.

## 5 结 论

本文以无量纲变换为基础, 在实验室环境下构建了非理想磁准直激光等离子体与一类非相对论性磁化天体准直流的类比, 并以模拟、实验、定量分析多方面探讨了逐渐增强的辐射冷却和磁扩散效应如何改变外流的形貌. 主要结论是: 增强的磁扩散会破坏维持射流准直所必须的洛伦兹力通道, 定标放大后可能用于解释原恒星准直流长距离传输后的消散; 而增强的冷却效应会造成外流腔尺度缩小、腔壁对比度增加、密度团 (壳) 分离, 这些特征定标放大后具有类比行星状星云的椭球形腔体和 ansae 结构的潜力. 本文工作综合了前人的磁准

直、冷却、磁扩散研究范式, 在实验室天体物理背景下, 进一步探究了非理想磁流体项在外流磁准直模型中所起的作用. 本文中实验结果支持了某些现存的天体理论猜想, 展示了非理想效应确实有潜力成为塑造天体外流形貌的重要物理备选. 未来可在此框架上添加环形外磁场、有初速度的背景气体等, 扩展考察的无量纲参数数目, 期望重现更多的天体外流精细结构.

## 参考文献

- [1] Bally J 2016 *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **54** 491
- [2] Balick B, Frank A 2002 *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **40** 439
- [3] Blandford R, Payne D 1982 *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **199** 883
- [4] Spruit H, Foglizzo T, Stehle R 1997 *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **288** 333
- [5] García-Segura G 1997 *Astrophys. J. Lett.* **489** L189
- [6] García-Segura G, Taam R E, Ricker P M 2020 *arXiv preprint arXiv: 2003.06073*
- [7] Blondin J M, Fryxell B A, Konigl A 1990 *Astrophys. J.* **360** 370
- [8] Fendt C, Čemeljić M 2002 *Astron. Astrophys.* **395** 1045
- [9] Remington B A, Arnett D, et al. 1999 *Science* **284** 1488
- [10] Drake R 1999 *J. Geophys. Res. Space Phys.* **104** 14505
- [11] Takabe H 2001 *Prog. Theor. Phys. Suppl.* **143** 202
- [12] Lebedev S, Chittenden J, Beg F, et al. 2002 *Astrophys. J.* **564** 113
- [13] Albertazzi B, Ciardi A, Nakatsutsumi M, et al. 2014 *Science* **346** 325
- [14] Behera N, Singh R, Kumar A 2015 *Phys. Lett. A* **379** 2215
- [15] Ramsey J P, Clarke D A 2019 *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **484** 2364
- [16] Fryxell B, Olson K, Ricker P, Timmes F, Zingale M, Lamb D, MacNeice P, Rosner R, Truran J, Tufo H 2000 *Astrophys. J. Suppl. S.* **131** 273
- [17] Braginskii S 1965 *Rev. Plasma Phys.* **1** 205
- [18] Heltemes T, Moses G 2012 *Comput. Phys. Commun.* **183** 2629
- [19] Eidmann K 1994 *Laser Part. Beams* **12** 223
- [20] Fabbro R, Max C, Fabre E 1985 *Phys. Fluids* **28** 1463
- [21] Huba J D 2006 *Nrl plasma formulary. Tech. rep.* Naval Research Lab Washington DC Plasma Physic Div.
- [22] Ryutov D, Drake R, Kane J, Liang E, Remington B, Wood-Vasey W 1999 *Astrophys. J.* **518** 821
- [23] Ryutov D, Drake R, Remington B 2000 *Astrophys. J. Suppl. S.* **127** 465
- [24] Lee C F, Li Z Y, Codella C, Ho P T, Podio L, Hirano N, Shang H, Turner N J, Zhang Q 2018 *Astrophys. J.* **856** 14
- [25] Le Gouellec V J, Hull C L, Maury A J, et al. 2019 *Astrophys. J.* **885** 106
- [26] Witt A N, Vijn U P, Hobbs L, Aufdenberg J P, Thorburn J A, York D G 2009 *Astrophys. J.* **693** 1946
- [27] Vlemmings W 2013 *Proc. Int. Astron. Union* **9** 389
- [28] Sahai R, Vlemmings W, Gledhill T, et al. 2017 *Astrophys. J. Lett.* **835** L13
- [29] Shakura N I, Sunyaev R A 1973 *Astron. Astrophys.* **24** 337
- [30] Frank A, Gardiner T A, Delemarter G, Lery T, Betti R 1999 *Astrophys. J.* **524** 947

# Laboratory study of non-ideal effects in magnetically collimated astrophysical outflows<sup>\*</sup>

Tao Tao<sup>†</sup>

(*Department of Engineering and Applied Physics, University of science and technology of China, Hefei 230000, China*)

( Received 15 April 2020; revised manuscript received 18 June 2020 )

## Abstract

Central outflow's collimation by magnetic field is an important theoretical mechanism for explaining the astrophysical objects' morphology formation, and its credibility has been tested in many laser plasma experiments in a dimensionless manner. This article introduces integrated simulation and experiment work based on the present laboratory magnetically collimated jet framework, to explore how non-ideal terms' strength including radiative cooling and magnetic diffusion from different targets can affect the outflow shape. The interaction between outflow from a target with low atomic number and external field satisfies the ideal magneto-hydrodynamic conditions, and the outflow shape results in diamagnetic cavity and jet; on the other hand, a heavy element target brings strong magnetic diffusion that destroys the collimation structure, together with the stagnation of outflow introduced by radiative cooling, and outflow shape results in weakly collimated hemisphere near the target and a detached magnetized density clump. The detailed dimensionless analysis shows that the large-scale dissipation of jets in young stellar objects can possibly be an analog of the laboratory jet's magnetic diffusion breakup, also similar structures like the loosely collimated lobes and bright ansae in planetary nebula can be observed in highly diffusive laboratory outflows. This article shows for the first time that a series of non-relativistic astronomical outflows' dynamic behaviors can be explained by the non-ideal magneto-hydrodynamic evolution of laboratory plasmas.

**Keywords:** astrophysical outflow, collimated jet, laboratory astrophysics, magneto-hydrodynamics

**PACS:** 52.72.+v, 52.65.-y

**DOI:** 10.7498/aps.69.20200559

<sup>\*</sup> Project supported by Strategic Priority Research Program of Chinese Academy of Sciences (Grant No. XDB16000000), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11475171), and Science Challenge Project, China (Grant No. TZ2016005).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [tt397396@mail.ustc.edu.cn](mailto:tt397396@mail.ustc.edu.cn)