

激光诱导等离子体在背景气体中膨胀的二维轴对称模型

王俊霄^{1,2#},王树青^{3#},张雷^{1,2*},韩江华³,夏国富³,尹王保^{1,2*},贾锁堂^{1,2}

(1. 山西大学 激光光谱研究所,量子光学与光量子器件国家重点实验室,山西 太原 030006;

2. 山西大学 极端光学协同创新中心,山西 太原 030006;

3. 中国石油化工股份有限公司石油化工科学研究院,北京 100089)

摘要:激光诱导等离子体的膨胀是人们比较关注的一个问题,因为等离子体参数的演化规律对等离子体动力学过程和辐射过程的研究十分重要。由于激光诱导等离子体这一现象更多的是发生在有背景气体的情况下,所以文章提出了一个描述等离子体在背景气体中膨胀的二维轴对称辐射流体动力学模型,包括流体动力学方程组与辐射传输方程。其中,在流体动力学方程组中考虑了扩散、黏性、热传导等分子传输过程,在辐射传输方程中考虑了三种吸收过程。根据提出的模型,对不同压强氩气下激光诱导铝等离子体进行了理论模拟,获得了等离子体参数(数密度、膨胀速度以及电子温度)的时空演化。此外,还模拟了1标准大气压氩气下激光诱导铝等离子体的发射光谱和谱线积分强度的分布,并且对模拟结果与相同条件下的实验结果进行了比较,两者的一致性很好地验证了该模型的可靠性,为激光诱导击穿光谱技术提供了理论指导。

关键词:激光诱导;等离子体;辐射流体动力学模型

中图分类号:O53

文献标志码:A

文章编号:0253-2395(2022)05-1254-08

A Two-dimensional Axisymmetric Model of Laser-induced Plasma Expansion in Background Gas

WANG Junxiao^{1,2#}, WANG Shuqing^{3#}, ZHANG Lei^{1,2*}, HAN Jianghua³, XIA Guofu³,

YIN Wangbao^{1,2*}, JIA Suotang^{1,2}

(1. State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Institute of Laser Spectroscopy, Shanxi University,

Taiyuan 030006, China; 2. Collaborative Innovation Center of Extreme Optics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China;

3. SINOPEC Research Institute of Petroleum Processing, Beijing 100089, China)

Abstract: The expansion of laser-induced plasma is a problem of great concern, because the evolution of plasma parameters is very important to the study of plasma dynamics and radiation processes. Since the laser-induced plasma mostly occurs in the presence of background gas, a two-dimensional axisymmetric radiation fluid dynamics model is established to simulate the expansion process of plasma in the background gas, in which the diffusion, viscosity and heat conduction are considered in the fluid dynamics equations, and three absorption processes are considered in the radiation transfer equation. Based on the proposed model, we simulate the laser-

收稿日期:2021-08-27;接受日期:2021-12-21

基金项目:国家能源石油炼制技术研发中心(中国石油化工股份有限公司石油化工科学研究院)开放基金课题;国家重点研发计划(2017YFA0304203);长江学者和创新团队发展计划(IRT_17R70);国家自然科学基金(61975103;61875108;61775125;11434007);山西省科技重大专项(201804D131036);111计划(D18001);山西省“1331工程”重点学科建设计划经费资助

作者贡献:王俊霄和王树青对此文贡献相同

作者简介:王俊霄(1996-),女,山西吕梁人,博士研究生,研究方向为激光光谱与等离子体仿真。E-mail:1964253450@qq.com

* 通信作者:张雷(ZHANG Lei),E-mail:k1226@sxu.edu.cn;尹王保(YIN Wangbao),E-mail:ywb65@sxu.edu.cn

引文格式:王俊霄,王树青,张雷,等.激光诱导等离子体在背景气体中膨胀的二维轴对称模型[J].山西大学学报(自然科学版),2022,45(5):1254-1261.DOI:10.13451/j.sxu.ns.2021127

induced aluminum plasma in argon at different pressures, and obtain the spatio-temporal evolution of plasma parameters (number density, expansion velocity and electron temperature). In addition, we also simulate the plasma emission spectrum and the integral intensity distribution of the laser-induced aluminum plasma in argon at atmospheric pressure, and compare the simulated results with the experimental results under the same condition. The consistency between theory and experiment suggests the correctness and reliability of the theoretical model and provides theoretical guidance for laser-induced breakdown spectroscopy.

Key words: laser induced; plasma; radiation fluid dynamics model

0 引言

一束高功率的脉冲激光通过透镜聚焦于固体靶材上,激光束与靶材强烈相互作用,产生高温高密的等离子体,然后,等离子体羽辉沿着靶材表面法线方向和平行于靶材方向进行膨胀。激光诱导等离子体膨胀理论的准确建立,使得激光诱导等离子体羽辉膨胀的过程标准化,有助于人们深入理解激光诱导等离子体羽辉膨胀的动力学过程。在真空下,等离子体羽可以视为无黏性的理想流体,因此可以用欧拉方程组来描述它的膨胀。过去几十年,真空中的实验与理论模拟研究都有很大的进展^[1-5],这些工作为等离子体膨胀的继续研究做了很好的铺垫。

除了真空环境,激光诱导等离子体更多地发生在有背景气体的环境中。这时,等离子体膨胀所涉及的过程更为复杂,所求解的守恒方程组形式也更加复杂,相关研究已有一些报道。例如,Chen等用气体动力学模型研究了在1标准大气压氩气下铜等离子体的一维时空演化^[6],由于在径向上等离子体是自由膨胀的,在轴向上膨胀受到靶面的限制,等离子体在径向和轴向的膨胀略有不同,所以分别进行径向和轴向的二维研究是很必要的。相关二维研究的报道有,Ho等用可压缩的、无耗散的欧拉守恒方程组计算了在氩气中铝等离子体膨胀的温度、压强以及速度^[7];Gusarov等提出了一个两阶段的气体动力学模型,模拟了真空和100 Pa氩气下激光烧蚀石墨产生的等离子体的膨胀,并研究了背景气体的种类与压强对等离子体的影响^[8];Mazhukin等用辐射气体动力学模型研究了背景气体环境下激光强度对铝等离子体演化的影响^[9];Itina等用混合模型研究了背景气体中等离子体的演化,其中在前期忽略了等离子体羽与背景气体的扩散和能量交换,使用了

气体动力学方法模拟,在后期则考虑了质量扩散和能量交换,使用了蒙特卡罗方法模拟^[10];Shabanov等采用轴对称的纳维-斯托克斯方程组研究了等离子体在背景气体中的膨胀^[11];Cai等利用二维轴对称的气体动力学模型研究了不同激光束作用下的等离子体,发现平行激光束下的燃烧波比聚焦激光束下的更加稳定^[12]。然而,背景气体存在时,蒸气粒子与背景气体相互碰撞产生二元等离子体,它们之间存在扩散运动,并且它们之间还会发生相互交换,使等离子体的速度平均化,所以应该考虑扩散、黏性、热传导等过程对于等离子体在背景气体膨胀中的影响。

本文提出了一种考虑蒸气粒子与背景气体之间扩散、黏性和热传导过程的二维轴对称辐射流体动力学模型,利用其研究了氩气背景下激光烧蚀铝靶材产生等离子体中的粒子数密度、膨胀速度、电子温度的时空演化,并且对比了理论和实验的辐射光谱以及积分强度分布,以期更完美地模拟等离子体在背景气体中的膨胀。

1 理论模型

真空中等离子体的膨胀可以用以下的质量、动量、能量守恒方程组来表示^[13]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho \vec{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u} \vec{u}) = -\nabla p, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho \left(e + \frac{\vec{u}^2}{2} \right)}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\rho \left(e + \frac{\vec{u}^2}{2} \right) \vec{u} \right) = -\nabla \cdot (p \vec{u}) - q, \quad (3)$$

其中, ρ 是质量密度, \vec{u} 是等离子体羽的速度, p 是局部压强, e 表示比内能, q 是辐射功率损失。

当有背景气体时,等离子体的总质量守恒仍服从(1)式,而等离子体中蒸气粒子的质量

守恒方程表示为^[14]:

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_i \vec{u}) = \nabla \cdot (\rho D_{ib} \nabla \omega_i), \quad (4)$$

其中,总质量密度 $\rho = \rho_i + \rho_b$, ρ_i 、 ρ_b 分别是靶蒸气、背景气体的质量密度,靶蒸气的质量密度分数 $\omega_i = \rho_i / \rho$, D_{ib} 为二元扩散系数,可以表示为^[14]:

$$D_{ib} = \frac{2}{3} \left(\frac{k_B T}{\pi} \left(\frac{1}{2m_i} + \frac{1}{2m_b} \right) \right)^{1/2} \frac{1}{\pi} \frac{1}{\left(\frac{d_i + d_b}{2} \right)^2} \frac{1}{n_i + n_b}, \quad (5)$$

其中, m 是原子的质量, d 是原子的直径, n 是粒子数密度。

考虑到背景气体的黏性和热传导过程后, (2)、(3) 式变为:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho \vec{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u} \vec{u}) &= \nabla \cdot \tau - \nabla p, \quad (6) \\ \frac{\partial \rho \left(e + \frac{\vec{u}^2}{2} \right)}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\rho \left(e + \frac{\vec{u}^2}{2} \right) \vec{u} \right) &= \nabla \cdot (\tau \cdot \vec{u}) - \\ &\nabla \cdot (\rho \vec{u}) + \nabla \cdot (\lambda \nabla T) - q, \quad (7) \end{aligned}$$

其中, $p = (n_i + n_{ei}) k_B T + (n_b + n_{eb}) k_B T$, $\rho e = \frac{3}{2} (n_i + n_{ei}) k_B T + \frac{3}{2} (n_b + n_{eb}) k_B T$, $q = \left(\frac{2\pi k_B T}{3m_e} \right)^{1/2} \cdot$

$\frac{32\pi e^6}{3hm_e c^3} n_e \left(\sum_{i=1}^m z_i^2 n_{ei} + \sum_{j=1}^n z_j^2 n_{bj} \right)$, 热导率 $\lambda =$

$\sum_{i=1}^l \frac{k_i \lambda_i}{\sum_{j=1}^l k_j \Phi_{ij}}$, k_i, k_j 是粒子 i, j 的数密度分数, $\lambda_i =$

$\frac{\sqrt{m_i k_B T / \pi} k_B}{m_i \pi d_i^2}$, 无量纲量 $\Phi_{ij} = \frac{1}{\sqrt{8}} \left(1 + \frac{m_i}{m_j} \right)^{-1/2} \left(1 + \right.$

$\left. \frac{d_j}{d_i} \right)^2$, 黏性应力张量 τ 由下式确定:

$$\tau_{\alpha\beta} = \mu \left(\frac{\partial u_\alpha}{\partial \beta} + \frac{\partial u_\beta}{\partial \alpha} \right) + \left(\mu' - \frac{2}{3} \mu \right) \left(\frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) \delta_{\alpha\beta}, \quad (8)$$

其中, α, β 分别代表径向 r 、轴向 z 方向, 膨胀黏性系数 μ' 可以忽略, 内摩擦系数 $\mu =$

$\sum_{i=1}^l \frac{k_i \mu_i}{\sum_{j=1}^l k_j \Phi_{ij}}$, $\mu_i = \frac{2}{3} \frac{\sqrt{m_i k_B T / \pi}}{\pi d_i^2}$ 。

假设等离子体处于局部热平衡状态, 结合萨哈方程与电荷守恒方程, 可以计算等离子体

中原子及离子的数密度:

$$\frac{n_e n_{ei}}{n_{i,i-1}} = 2 \frac{U_{ii}}{U_{i,i-1}} \left(\frac{2\pi m_e k_B T}{h^2} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{E_{ii}}{k_B T} \right), \quad (9)$$

$$\frac{n_e n_{bj}}{n_{b,j-1}} = 2 \frac{U_{bj}}{U_{b,j-1}} \left(\frac{2\pi m_e k_B T}{h^2} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{E_{bj}}{k_B T} \right), \quad (10)$$

$$n_{ei} = \sum_{i=1}^m z_i n_{ei}, \quad (11)$$

$$n_{eb} = \sum_{j=1}^n z_j n_{bj}. \quad (12)$$

发射谱线强度可以用如下的辐射传输方程计算:

$$\Omega \cdot \nabla I_\nu + \kappa_\nu I_\nu = \kappa_\nu I_\nu^b, \quad (13)$$

其中, 黑体辐射 $I_\nu^b = \frac{2hw^3}{c^2} \frac{1}{\exp(hw/k_B T) - 1}$, 总

吸收系数 $\kappa_\nu = \kappa_{ff} + \kappa_{fb} + \kappa_{bb}$, 自由-自由^[1]、自由-束缚^[1]、束缚-束缚^[15] 过程的吸收系数分别是:

$$\kappa_{ff} = \frac{8\pi e^6 n_e}{3m_e hc (6\pi m_e k_B T)^{1/2}} z^2. \quad (14)$$

$$\frac{G}{\nu^3} (\exp(hw/k_B T) - 1) n_i,$$

$$\kappa_{fb} = \frac{8\pi e^6 n_e}{3m_e hc (6\pi m_e k_B T)^{1/2}} z^2 \frac{\xi_z}{\nu^3} \exp(hw/k_B T). \quad (15)$$

$$(1 - \exp(-hw/k_B T))^2 n_i,$$

$$\kappa_{bb} = \frac{\pi e^2}{m_e c^2} \sum n_i f_{ij} \lambda_0^2 L(\lambda), \quad (16)$$

其中,

$$f_{ij} = \frac{g_j}{g_i} \frac{m_e c}{8\pi^2 e^2} \lambda_0^2 A_{ji}, L(\lambda) = \frac{2}{\pi} \frac{\Delta\lambda_0}{4(\lambda - \lambda_0)^2 + \Delta\lambda_0^2}.$$

对以上模型求解时, 先将计算区域进行网格化剖分, 用网格节点代替连续的求解域。在求解过程中, 使用了有限差分方法, 即一个显式的 Lax-Wendroff 结合通量校正传输方法^[16], 利用差分代替时间和空间的偏导数, 在计算区域的边界上采用无滑移条件。差分格式的收敛性是通过 Courant-Friedrichs-Lewy 条件来判断的, 时间步长 Δt 与空间网格步长 Δs 满足关系式: $u\Delta t/\Delta s < 1$ 。当模拟的初始条件已知时, 通过(1)、(4)式计算出蒸气与背景气体的粒子数密度, 将其代入(5)式, 计算出等离子体的速度; 将粒子数密度与速度代入(6)式, 计算出等离子体的电子温度; 以特定时间间隔进行迭代计算, 就可得到等离子体各参数的时间演化。

其中,激光脉冲开始作用时的初始条件取决于激光与靶材相互作用的物理机制,其中平行于靶材方向的等离子体初始尺寸为光斑大小,因等离子体被视为高温高密的单原子理想气体而将其垂直靶材方向的初始尺寸近似为粒子运动的平均自由程^[17];由于激光烧蚀时可将等离子体的膨胀看作等温膨胀,所以近似认为等离子体的初始温度与激光脉冲结束时的温度相等。激光结束时,等离子体的尺寸通过对激光脉冲作用阶段的等离子体进行模拟求得,温度由文献[18]给出的公式计算,数密度由激光光斑内被气化的烧蚀粒子来确定。上述所有的计算都是在MATLAB上完成的。

2 实验

Nd:YAG 激光器(Quanta-Ray INDI, 波长 1064 nm, 持续时间 7 ns, 重复频率 1 Hz, 脉冲能量 50 mJ/pulse)通过平凸透镜(焦距 50 mm)正入射到处于 1 标准大气压氩气背景的铝靶材(质量百分含量:≥99.99%)上产生等离子体。氩气以 5 L/min 的流速从位于等离子体两侧的两个气管中吹出,以确保等离子体始终处于氩气环境中。等离子体羽通过平凸透镜 5X 放大后,由光纤收集到光栅光谱仪(Acton Spectra-Pro, 波长范围:290 nm~410 nm, 光谱分辨率:25.85 cm⁻¹)中的 ICCD (PI-MAX4, 曝光延时 10 ns, 积分时间 10 ns)进行光谱探测。其中,光纤固定于电控二维平移台(位移精度:0.05 μm)以完成对等离子体羽的轴向光谱扫描。

3 结果与讨论

激光开始作用时,等离子体的径向尺寸为光斑半径 1 mm,轴向尺寸为粒子运动的平均自由程,一般为 10⁻³ mm,对激光作用过程进行模拟可以得到激光结束后的等离子体径向与轴向尺寸分别为 1 mm 与 0.1 mm;激光功率密度为 10⁸ W/cm²,计算得到等离子体中心处的蒸气密度约为 1×10¹⁹ cm⁻³、电子温度约为 2 eV,又等离子体的初始数密度、电子温度服从高斯分布^[31],所以有 $n(r, z) = n_0 \exp\left(-\frac{r^2}{2R_0^2} - \frac{z^2}{2Z_0^2}\right)$,

$T_c(r, z) = T_{e0} \exp\left(-\frac{r^2}{2R_0^2} - \frac{z^2}{2Z_0^2}\right)$,其中, R_0 、 Z_0 分别为激光结束时等离子体的径向与轴向尺寸, n_0 、 T_{e0} 分别为激光结束后等离子体中心处的蒸气密度与温度。时间步长是 0.1 ns,两个方向上的空间步长都是 0.01 mm。下面依次对等离子体的辐射光谱、谱线强度分布、数密度、膨胀速度以及电子温度作更详细的分析与讨论。

3.1 辐射光谱

图 1 中给出了激光作用结束 10 ns 后, 300 nm~400 nm 范围内等离子体羽中心处的归一化辐射光谱的实验(黑线)与理论模拟(红线)的对比。这里由于曝光延时很短,处于等离子体形成初期,又是等离子体羽中心处,连续辐射背景很高,所以图中显示的是背景去除后的实验光谱。从图中可以看到铝离子 358.7 nm 发射谱线,其余几乎均为氩离子的发射谱线,并且实验与理论模拟有着很好的一致性,验证了模型的可行性。图 2 中给出铝离子 358.7 nm 谱线归一化积分强度的实验(黑线)与理论(红线)轴向分布的对比。其中,理论模拟考虑了三种吸收过程,并从等离子体羽中心开始计算。从图中可以看出,等离子体中心(轴向位置 $z=0.143$ mm)处该谱线的积分强度最大,之后随着轴向距离的增加迅速下降,到 0.245 7 mm 处谱线消失。实验与理论模拟有些差异,可能在束缚-束缚吸收过程中,能级之间的所有跃迁都会对 358.7 nm 处谱线积分强度有影响,而模拟时根据实验测得的光谱只粗略地考虑了主要强峰的吸收。

3.2 粒子数密度

对于实验难测得的早期等离子体参数的演化,基于可行的理论模型得到的结果具有一定的参考价值。图 3 中给出了在不同压强的氩气背景下,等离子体中心处氩总粒子数密度随时间的变化。从图中可以看出,在激光脉冲结束后 40 ns 内,等离子体中的氩总粒子数密度在不断增加。这是由于激光烧蚀的靶蒸气与氩气间的相互作用造成被激发或者被电离的氩数密度大大增加;并且随着背景压强的增大,靶蒸气与氩气间的相互作用增强,等离子体羽中的氩

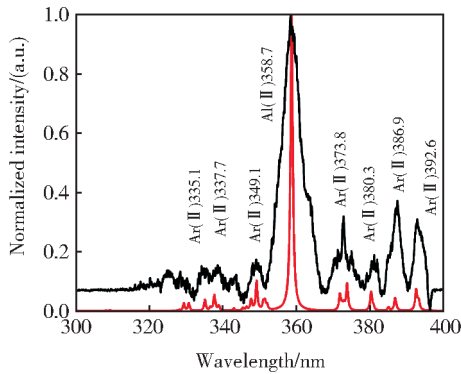


图1 等离子体中心处辐射光谱的实验与理论模拟比较

Fig. 1 A comparison between experiment and the theoretical simulation of emission spectra at the center of plasma

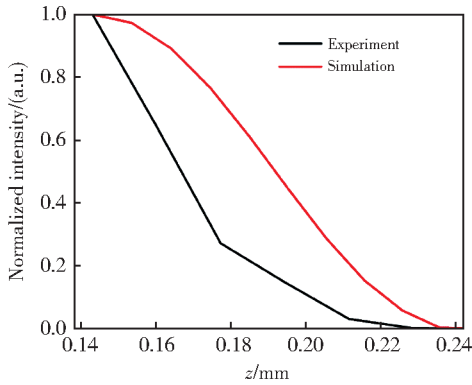


图2 实验与理论下,铝离子358.7 nm谱线归一化积分强度与轴向距离的关系

Fig. 2 Relationship between integral intensity and distance of Al monovalent ion obtained by experiment and theoretical simulation

总粒子数密度增大。不同于真空情况,背景气体下产生的蒸气等离子体会挤压周围的气体,在蒸气等离子体边缘处形成一个压缩的冲击波,即边缘处氩的数密度要远大于等离子体中心区域的数密度,这与实验得到的氩粒子分布一致^[19]。

3.3 膨胀速度

图4中给出了激光结束10 ns后,理论模拟得到的1标准大气压氩气背景及真空下等离子体径向和轴向速度的空间分布。由图可见,靠近等离子体中心处,距离与对应方向的速度基本呈线性关系,而在接近等离子体边缘处,表现出了非线性的特点。真空下,等离子体的径向与轴向速度随着距离的增加而单调递增,而

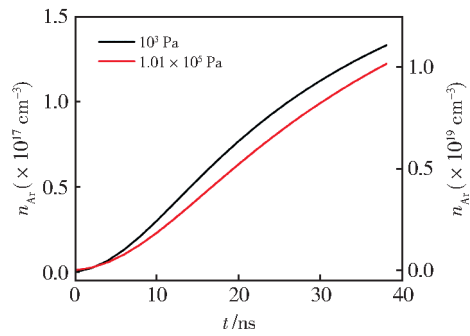


图3 在不同氩气背景压强下等离子体中氩总粒子数密度随时间的演化

Fig. 3 Time evolution of total species number density of Ar in plasma under different argon pressures

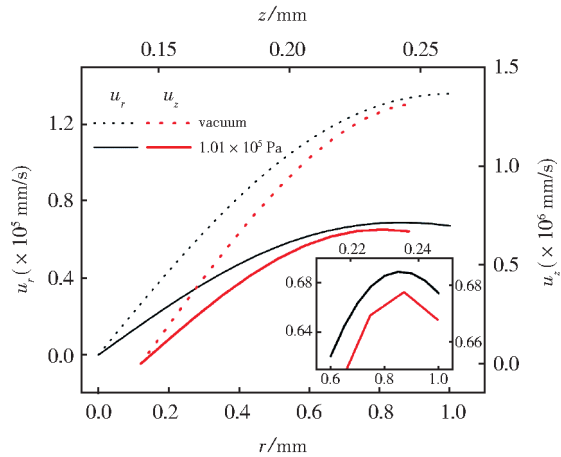


图4 10 ns时1标准大气压氩气背景及真空下等离子体速度的径向和轴向分布的理论模拟

Fig. 4 Theoretical simulation results of the relationship between radial and axial velocities of plasma and the distance under vacuum and 1.01×10^5 Pa argon at 10 ns

在氩气存在的情况下,径向与轴向速度先增加后在靠近等离子体边缘处减小,这是由于等离子体的边缘直接接触氩气造成的。等离子体在背景气体中的径向与轴向速度较真空时小,1标准大气压氩气下等离子体边缘处的径向和轴向速度较真空中分别下降了50.61%和49.36%。

3.4 尺寸与边缘速度

图5(a)、(b)分别给出了理论模拟的1标准大气压氩气背景下铝等离子体径向(r)与轴向(z)尺寸以及边缘速度在0~40 ns的时间演化曲线。为了方便对比,图5(a)中也给出了真空和低压(10^4 Pa)下铝等离子体的尺寸演化。由图5(a)可见,在等离子体形成初期,等离子边

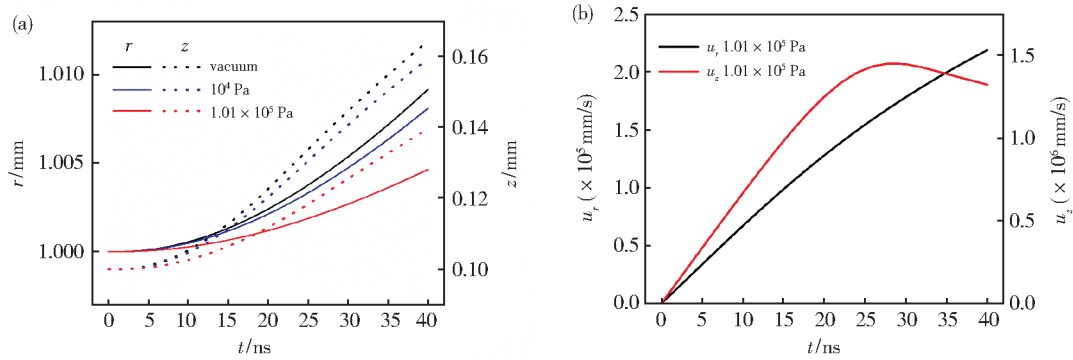


图5 等离子体边缘的尺寸(a)与速度(b)在0~40 ns的随时演化
Fig. 5 Temporal evolution of size (a) and velocity (b) of the plasma edge

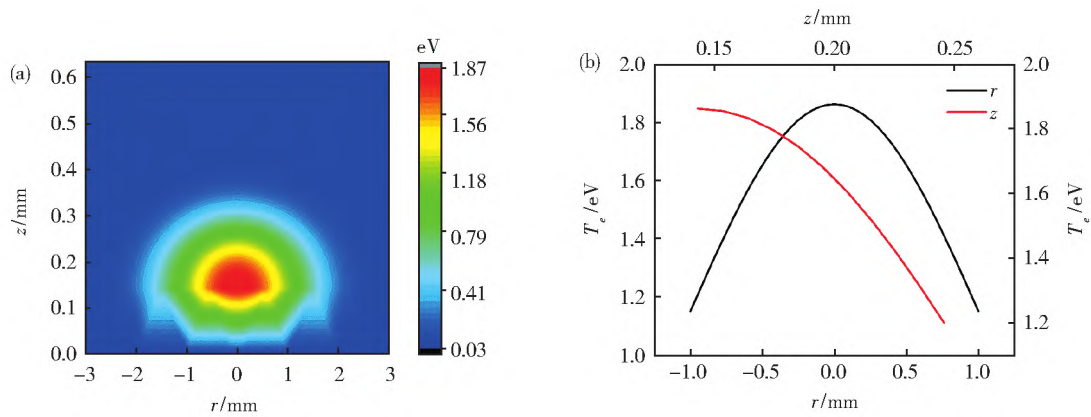


图6 10 ns时等离子体电子温度的轮廓图(a)与空间分布(b)
Fig. 6 Contour diagram (a) and spatial evolution (b) of plasma electron temperature at 10 ns

缘的轴向尺寸远小于径向尺寸(约一个数量级),且背景气体的压强越大,等离子体羽由于与背景气体的碰撞所产生的阻力就越大,等离子体的尺寸就会越小。从图5(b)中可以看出,在等离子体形成初期,等离子体边缘的轴向膨胀速度远大于径向速度(约一个数量级),这是由等离子体膨胀的初始条件决定的。在1标准大气压氩气背景下,等离子体边缘的轴向速度先逐步增大,在28 ns处达到最大,之后缓慢降低;径向边缘速度则在考察时间段内一直呈单调递增的趋势。

3.5 电子温度

图6(a)、(b)中分别为10 ns时,1标准大气压氩气背景下等离子体电子温度的轮廓图与空间分布。从图6(a)可以看出,此时等离子体的外部轮廓是径向拉长的椭球形,电子温度从中心到四周逐渐降低。从图6(b)可以更清楚地看出,径向上,等离子体羽中心处的电子温度最高,从中心到两边,电子温度对称

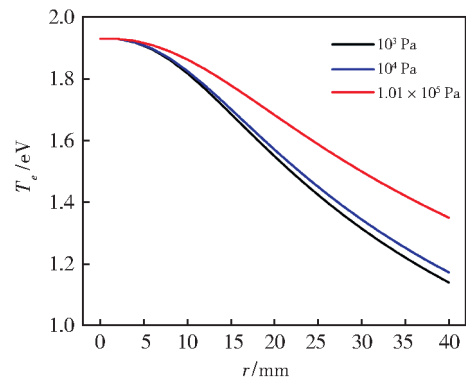


图7 不同氩气背景压强下等离子体电子温度的随时演化
Fig. 7 Time evolution of electron temperature under different argon pressures

下降;轴向上,我们运用了Chen等提出的一维动力源理论^[20],考虑了靶材表面附近等离子体的速度,脉冲激光作用结束后等离子体整体高速脱离靶材表面,这样的模拟结果与实验文献^[21]得到的实际情况更加吻合,图中最高温度在0.143 mm处即等离子体中心。

图7给出了不同压强氩气背景下,等离子体羽的中心电子温度在0~40 ns的随时演化。可以看出,等离子体的中心电子温度在逐渐降低;相同延时下,背景气体的压强越大,等离子体的中心电子温度越高,换句话说,电子温度的下降越缓慢。这是由于气体压强越大,背景气体的粒子数密度越高,烧蚀靶材产生的蒸气与背景气体粒子的相互作用越强烈,从而使得电子温度越高。同样地,在飞秒激光诱导氮等离子体的实验中,也观察到了相似的现象,随着压强的增加,等离子体的平均温度也在不断升高^[22]。

4 结论

本文提出了一个描述等离子体在背景气体中膨胀的二维轴对称辐射流体动力学模型,其中在流体力学方程组中由于激光烧蚀靶材产生的蒸气与背景气体之间的相互作用,考虑了扩散、黏性、热传导过程。我们利用该方程组研究了不同压强的氩气环境下激光诱导铝等离子体羽的数密度、膨胀速度、电子温度等参数的时空演化。在氩气背景下,由于与背景气体碰撞所产生的阻力,使得等离子体的尺寸与速度较真空条件下的小。此外,出现了等离子体边缘速度降低的现象。由于背景气体的压强越大,与烧蚀产生的蒸气碰撞的粒子数就越多,从而等离子体的温度相对高一点。利用辐射传输方程,考虑了三种吸收过程对发射强度的影响,模拟了等离子体发射光谱以及谱线积分强度的变化。我们也进一步通过对等离子体辐射光谱及谱线强度分布的实验测量结果与理论模拟结果的对比,证明了本模型的正确性和适用性。本文我们使用了有限差分方法,实际上差分格式的稳定性,不仅与差分格式本身有关,还与网格比的大小有关,所以之后我们将改进计算方法,以方便计算更长时间后等离子体的状态。

参考文献:

- [1] GORNUSHKIN I B, KAZAKOV A Y, OMENETTO N, *et al.* Radiation Dynamics of Post-breakdown Laser Induced Plasma[J]. *Spectrochimica Acta B At Spectrosc*, 2004, **59** (4): 401-418. DOI:10.1016/j.sab.2003.12.023.
- [2] IRIMICIUC Ş A, MIHĂILĂ I, AGOP M. Experimental and Theoretical Aspects of a Laser Produced Plasma[J]. *Phys Plasmas*, 2014, **21**(9): 093509. DOI: 10.1063/1.4895897.
- [3] HARA H, ARAI G, DINH T H, *et al.* Numerical Evaluation of a 13.5-nm High-brightness Microplasma Extreme Ultraviolet Source[J]. *J Appl Phys*, 2015, **118**(19): 193301. DOI:10.1063/1.4935817.
- [4] SU M G, MIN Q, CAO S Q, *et al.* Evolution Analysis of EUV Radiation from Laser-produced Tin Plasmas Based on a Radiation Hydrodynamics Model[J]. *Sci Rep*, 2017, **7**: 45212. DOI:10.1038/srep45212.
- [5] BAKHIET M, SU M G, CAO S Q, *et al.* Analysis of Ion Radiation Characteristics in the Middle and Late Stages of Laser-produced Cd Plasma Evolution in Vacuum[J]. *J Quant Spectrosc Radiat Transf*, 2021, **263**: 107535. DOI: 10.1016/j.jqsrt.2021.107535.
- [6] CHEN Z Y, BOGAERTS A. Laser Ablation of Cu and Plume Expansion into 1 atm Ambient Gas[J]. *J Appl Phys*, 2005, **97**(6): 063305. DOI:10.1063/1.1863419.
- [7] HO J R, GRIGOROPOULOS C P, HUMPHREY J A C. Computational Study of Heat Transfer and Gas Dynamics in the Pulsed Laser Evaporation of Metals[J]. *J Appl Phys*, 1995, **78**(7): 4696-4709. DOI:10.1063/1.359817.
- [8] GUSAROV A V, GNEDOVETS A G, SMUROV I. Gas Dynamics of Laser Ablation: Influence of Ambient Atmosphere[J]. *J Appl Phys*, 2000, **88**(7): 4352-4364. DOI: 10.1063/1.1286175.
- [9] MAZHUKIN V I, NOSSOV V V, FLAMANT G, *et al.* Modeling of Radiation Transfer and Emission Spectra in Laser-induced Plasma of Al Vapor[J]. *J Quant Spectrosc Radiat Transf*, 2002, **73**(2/3/4/5): 451-460. DOI: 10.1016/S0022-4073(01)00207-2.
- [10] ITINA T E, HERMANN J, DELAPORTE P, *et al.* Laser-generated Plasma Plume Expansion: Combined Continuous-microscopic Modeling[J]. *Phys Rev E Stat Nonlin Soft Matter Phys*, 2002, **66**(6 Pt 2): 066406. DOI:10.1103/PhysRevE.66.066406.
- [11] SHABANOV S V, GORNUSHKIN I B. Two-dimensional Axisymmetric Models of Laser Induced Plasmas Relevant to Laser Induced Breakdown Spectroscopy [J]. *Spectrochimica Acta B At Spectrosc*, 2014, **100**: 147-172. DOI:10.1016/j.sab.2014.08.026.
- [12] CAI J X, XIA S Q, JIN G Y. Time-resolved Temperature Field and Fluid Velocity Field Numerical Simulation of Plasma Generated by Long Pulse Laser Induced Transparent Medium[J]. *Optik*, 2019, **184**: 1-9. DOI: 10.1016/j.ijleo.2019.03.012.

- [13] ZEL'DOVICH Y B, RAIZER Y P. Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena[M]. New York: Academic Press, 1966.
- [14] BIRD R B, STEWART W E, LIGHTFOOT E N. Transport Phenomena[M]. New York: Wiley, 1960.
- [15] HOU J J, ZHANG L, ZHAO Y, *et al.* Laser-induced Plasma Characterization through Self-absorption Quantification[J]. *J Quant Spectrosc Radiat Transf*, 2018, **213**: 143–148. DOI:10.1016/j.jqsrt.2018.04.009.
- [16] BOOK D L, BORIS J P, HAIN K. Flux-corrected Transport II: Generalizations of the Method[J]. *J Comput Phys*, 1975, **18**(3): 248–283. DOI: 10.1016/0021-9991(75)90002-9.
- [17] SINGH R K, NARAYAN J. Pulsed-laser Evaporation Technique for Deposition of Thin Films: Physics and Theoretical Model[J]. *Phys Rev B Condens Matter*, 1990, **41**(13): 8843–8859. DOI: 10.1103/physrevb.41.8843.
- [18] COLOMBANT D, TONON G F. X-ray Emission in Laser-produced Plasmas[J]. *J Appl Phys*, 1973, **44**(8): 3524–3537. DOI:10.1063/1.1662796.
- [19] ZHAO Y, ZHANG L, WANG S Q, *et al.* Species Distribution in Laser-induced Plasma on the Surface of Binary Miscible Alloy[J]. *Spectrochimica Acta B At Spectrosc*, 2020, **173**: 105987. DOI:10.1016/j.sab.2020.105987.
- [20] CHEN K R, KING T C, HES J H, *et al.* Theory and Numerical Modeling of the Accelerated Expansion of Laser-ablated Materials near a Solid Surface[J]. *Phys Rev B*, 1999, **60**(11): 8373–8382. DOI: 10.1103/physrevb.60.8373.
- [21] HARILAL S S, BINDHU C V, TILLACK M S, *et al.* Internal Structure and Expansion Dynamics of Laser Ablation Plumes into Ambient Gases[J]. *J Appl Phys*, 2003, **93**(5): 2380–2388. DOI:10.1063/1.1544070.
- [22] KOCHUEV D, CHKALOV R, CHERNIKOV A. Investigation of Femtosecond Laser-induced Nitrogen Plasma at Different Pressures[J]. *Mater Today Proc*, 2019, **19**: 1928–1931. DOI:10.1016/j.matpr.2019.07.043.