

## 激光烧蚀固体碳氢材料的离子组分分离研究\*

陆云杰<sup>1)</sup> 陶骏<sup>1)</sup> 赵斌<sup>2)3)</sup> 郑坚<sup>1)3)†</sup>

1) (中国科学技术大学等离子体物理与聚变工程系, 合肥 230026)

2) (南京工程学院数学与物理系, 南京 211167)

3) (上海交通大学, IFSA 协同创新中心, 上海 200240)

(2023 年 1 月 3 日收到; 2023 年 2 月 6 日收到修改稿)

本文从双离子组分等离子体的 Landau-Fokker-Planck 方程出发, 通过 Chapman-Enskog 方法约化得到离子输运方程, 求得双离子组分等离子体的离子输运系数, 给出了计及离子扩散的完备离子流体方程; 再结合一维辐射流体力学程序 Multi-1D 模拟得到的烧蚀层的宏观状态, 研究了激光烧蚀固体碳氢材料时的组分分离现象. 计算结果显示, 离子组分分离对等离子体流体演化的影响小, 基本可以忽略; 但对于敏感依赖于离子组分的其他物理过程, 如汤姆孙散射, 离子组分分离的影响显著, 这意味着研究激光等离子体相互作用时, 离子组分分离必须予以考虑.

**关键词:** 等离子体输运过程, 组分分离, 激光烧蚀, 辐射流体模拟

**PACS:** 52.25.Dg, 52.30.Ex, 52.57.-z

**DOI:** 10.7498/aps.72.20230013

## 1 引言

辐射流体力学模拟是惯性约束聚变 (ICF)<sup>[1]</sup> 的重要研究手段. 为此, 各主要 ICF 研究机构都开发了辐射流体力学模拟程序, 例如美国的 LASNEX<sup>[2]</sup>、HYDRA<sup>[3]</sup>、DRACO<sup>[4]</sup>, 以及中国的 LARED<sup>[5]</sup> 程序等, 这些程序在 ICF 研究中对于实验的设计、解释以及预测发挥了重要的作用. 在模拟计算物质的流动时, 需要求解的方程有连续性方程、动量方程和能量演化方程. 在处理连续性方程和动量方程时, 通常将流体简化为单质, 在处理能量演化方程时, 则将离子当作单组分来考虑. 然而, 在 ICF 研究中, 烧蚀层物质常常会采用碳氢 (CH) 塑料这样的材料, 聚变燃料则采用氘氚 (DT) 混合物, 这些物质包含了质量数以及荷质比不同的原子核, 其微观性质属于混合物质. 当流体中存在较强的空间不

均匀性, 如压强和温度梯度时, 将出现扩散现象, 导致离子丰度随时空变化<sup>[6]</sup>. 离子丰度发生变化的现象叫做组分分离<sup>[7,8]</sup>.

组分分离效应可能部分解释了 ICF 内爆模拟和实验观测之间存在的一些显著差异. 2012 年在国家点火装置 (NIF) 上测量 CH 烧蚀层的峰值内爆速度的实验表明<sup>[9]</sup>, 与辐射流体力学模拟预测的预测值相比, 其测量值要小  $5\% \pm 5\%$ . 这种差异可能来自 CH 状态方程的不准确; CH 烧蚀材料高于预期的 X 射线反照率; 激光黑腔耦合效率降低等方面的原因. 尽管 View Factor 黑腔实验表明<sup>[10]</sup>, 这种实验与模拟上的差异很有可能是由于某种减少激光黑腔耦合效率的机制导致的, 但组分分离效应在烧蚀物理中可能也存在一定的重要性, 这是因为 Kagan 和 Tang<sup>[11]</sup> 的工作表明, 电子和离子的热扩散可能对 ICF 等离子体特别重要, 其影响甚至会优于压力扩散和电扩散. 热扩散会导致烧蚀前

\* 中国科学院战略性先导科技专项 (批准号: XDA25010200, XDA25050600) 和中央高校基本科研业务费专项资金 (批准号: WK2140000014) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: jzheng@ustc.edu.cn

沿的离子数丰度发生变化, 离子的平均质量数与平均电荷数比值  $\langle A \rangle / \langle Z \rangle$  随之改变, 致使内爆过程的火箭效率也发生改变<sup>[12]</sup>. 2019年, 在 NIF 上实验测得的燃料面密度相比辐射流体力学模拟测得的燃料面密度有约 20% 的不足<sup>[13]</sup>, Haberberger 等<sup>[14]</sup>发现实验测得的低密度等离子体比二维 DRACO<sup>[4]</sup>辐射流体力学模拟给出的结果飞散得更远, 这一点部分地解释了实验测得的面密度低于预期的现象. Zhang 和 Hu<sup>[15]</sup>采用分子动力学模拟软件 LAMMPS<sup>[16]</sup>模拟了冲击压缩下聚苯乙烯 (CH) 样品中碳和氢的密度分布, 观察到在 1.2 ps 时刻低密度区 C 离子和 H 离子在空间上发生了明显的分离; 与辐射流体力学模拟结果相比, 分子动力学模拟得到的低密度区离子速度和密度标长与实验吻合得更好, 这为 CH 离子组分分离导致低密度区等离子体扩展更远提供了重要的证据. 此外, 离子声波的频率和阻尼率与离子组分有密切关系, 会深刻影响离子声波参与的激光等离子体相互作用过程, 进而影响驱动激光在冕区的传播和吸收. 因此建立 CH 烧蚀材料组分分离的流体模型, 对于 ICF 研究具有现实的重要意义.

本文从 Landau-Fokker-Planck 方程出发, 采用 Chapman-Enskog 方法约化得到双离子组分等离子体的输运方程, 求解得到离子扩散系数, 再利用一维辐射流体力学程序 Multi-1D 模拟得到激光烧蚀固体 CH 材料的流体力学状态参数<sup>[17]</sup>, 并以此为基础, 求解离子扩散方程, 进而评估离子组分分离对 CH 烧蚀过程的影响. 作为参考, 在补充材料中给出输运方程求解的详细过程以及离子的热输运系数.

## 2 质量扩散流与离子流体方程

离子组分  $\gamma$  的质量扩散流定义为

$$\mathbf{i}_\gamma = \rho_\gamma (\mathbf{u}_\gamma - \mathbf{u}) \quad (1)$$

式中  $\rho_\gamma$  是组分  $\gamma$  的质量密度, 流体总的质量密度为  $\rho = \sum_r \rho_r$ , 这里忽略了电子贡献的质量密度.  $\mathbf{u}_\gamma$  是组分  $\gamma$  的速度,  $\mathbf{u}$  为流体元质心的速度, 其定义为  $\rho \mathbf{u} \equiv \sum_r \rho_r \mathbf{u}_r$ . 根据质量守恒, 质量扩散流之和  $\sum_\gamma \mathbf{i}_\gamma = 0$ . 将质量守恒方程应用于单组分  $\gamma$  和所有离子组分, 不难得到关于组分  $\gamma$  的质量丰度  $c_\gamma$  的演化方程:

$$\rho \frac{\partial c_\gamma}{\partial t} + \rho \mathbf{u} \cdot \nabla c_\gamma + \nabla \cdot \mathbf{i}_\gamma = 0 \quad (2)$$

其中  $c_\gamma = \rho_\gamma / \rho$ . 对于只含有两种离子且接近局部热平衡的体系, 质量扩散流与热力学量的梯度呈现线性依赖关系<sup>[11,18,19]</sup>.  $\gamma$  取  $a$  和  $b$ , 将轻离子记作  $a$ , 重离子记作  $b$ , 轻离子的质量扩散流具有如下的形式:

$$\mathbf{i}_a = -\rho D \left( \nabla c_a + k_p \nabla \log p_i + k_T^{(i)} \nabla \log T + k_T^{(e)} \nabla \log T_e + \frac{ek_E}{T} \nabla \Phi \right), \quad (3)$$

其中  $D$  是经典扩散系数,  $p_i = p_a + p_b = nT$  为离子总压,  $n = n_a + n_b$  是离子数密度,  $n_{a,b}$  是组分离子的数密度. 这里已经假设两种离子具有相同的温度  $T$ . 方程 (3) 右侧括号中的第一项表示由质量丰度梯度产生的经典扩散通量, 其余各项分别代表离子热压强扩散通量、离子和电子热扩散通量、以及电扩散通量. 相应的扩散系数  $D$ 、 $k_p$ 、 $k_E$ 、 $k_T^{(i)}$  和  $k_T^{(e)}$  可通过动理学理论求出. 经典扩散系数的表达式为<sup>[8]</sup>

$$D = \frac{\rho T}{A_{ab} \mu_{ab} n_a \nu_{ab}} \times \frac{c_a (1 - c_a)}{c_a m_b + (1 - c_a) m_a}, \quad (4)$$

式中  $A_{ab}$  表征  $a$  离子与  $b$  离子之间的动摩擦系数,  $\mu_{ab} = m_a m_b / (m_a + m_b)$  是约化质量,  $n_a$  为  $a$  类离子的粒子数密度,  $\nu_{ab}$  为  $a$  类离子与  $b$  类离子之间的碰撞频率, 定义为

$$\nu_{ab} = \frac{4\sqrt{2}\pi}{3} \frac{n_b Z_a^2 Z_b^2 e^4}{\sqrt{\mu_{ab}} T^{3/2} \ln \Lambda}, \quad (5)$$

这里  $Z_{a,b}$  是组分离子的核电荷数,  $e$  是基本电荷.

计及扩散, 等离子体连续性方程以及动量方程的形式保持不变,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0, \quad (6)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u}) = -\nabla (p_i + p_e), \quad (7)$$

其中  $p_e$  是电子热压强. 在动量方程 (7) 中, 已经忽略了黏滞的影响. 计及扩散, 离子能量方程的形式也有所变化,

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{1}{2} \rho u^2 + \frac{3}{2} n T \right) + \nabla \cdot \left[ \left( \frac{1}{2} \rho u^2 + \frac{5}{2} n T \right) \mathbf{u} \right] \\ &= -\nabla \cdot \mathbf{q} - e \left( \frac{Z_a}{m_a} - \frac{Z_b}{m_b} \right) \nabla \Phi \cdot \mathbf{i}_a - Q_{el}, \end{aligned} \quad (8)$$

这里  $\mathbf{q}$  是离子热流矢量,  $Q_{ei}$  是电子与离子之间的温度弛豫. 离子组分对等离子体演化的影响, 除了扩散现象之外, 还体现在以下关系式中:

$$n = \left[ \frac{c_a}{m_a} + \frac{(1-c_a)}{m_b} \right] \rho, \quad (9)$$

$$p_i = \left[ \frac{c_a}{m_a} + \frac{(1-c_a)}{m_b} \right] \rho T, \quad (10)$$

$$Q_{ei} = \frac{4\sqrt{2\pi}m_e^{1/2}n_e e^4 (T - T_e) \rho \ln \Lambda}{T_e^{3/2}} \times \left[ \frac{Z_a^2 c_a}{m_a^2} + \frac{Z_b^2 (1-c_a)}{m_b^2} \right]. \quad (11)$$

方程 (2)、方程 (3) 和方程 (6)—方程 (11) 构成了离子流体的完备描述. 方程 (3) 右边的输运系数以及方程 (8) 中的离子热流  $\mathbf{q}$  则需要通过求解动理学方程得到, 这是采用流体模型研究离子组分分离现象的关键.

### 3 双离子组分等离子体的输运方程

为了计算等离子体中的输运系数, 需要从描述库仑碰撞的 Landau-Fokker-Planck 方程出发, 采用 Chapman-Enskog 方法将动理学方程约化为输运方程后求解<sup>[20]</sup>. 简单等离子体中的经典输运问题由 Braginskii<sup>[21]</sup> 最早系统解决, 将单离子组分等离子体中的经典输运推广到双离子组分等离子体.

对于双离子组分等离子体, 离子的 Landau-Fokker-Planck 方程为

$$\frac{\partial f_a}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla f_a + \frac{\mathbf{F}_a}{m_a} \cdot \frac{\partial f_a}{\partial \mathbf{v}} = \sum_b C_{ab}(f_a, f_b) + C_{ae}(f_a, f_e), \quad (12)$$

其中  $C_{ab}(f_a, f_b)$  和  $C_{ae}(f_a, f_e)$  是离子与离子、离子与电子之间的 Landau 碰撞项,  $\mathbf{v}$  表示速度.  $\mathbf{F}_a = Z_a e \mathbf{E}$  是粒子所受到的电场力, 这里忽略了洛伦兹力. 当流体接近局部热平衡状态, 系统的宏观演化时间尺度  $\tau_H$  远大于粒子之间的特征碰撞时间  $\tau_C$ , 即存在小参数  $\varepsilon = \tau_C / \tau_H \ll 1$ , 于是可将分布函数展开为关于  $\varepsilon$  的幂级数:

$$f_e = \sum_{k=0}^{\infty} \varepsilon^k f_e^{(k)}, \quad f_a = \sum_{k=0}^{\infty} \varepsilon^k f_a^{(k)}. \quad (13)$$

物理量随时间的变化采用多重时间尺度近似,  $\frac{\partial}{\partial t} = \sum_{k=0}^{\infty} \varepsilon^k \frac{\partial}{\partial \tau_k}$ , 碰撞项有  $\varepsilon^{-1}$  的量级, 于是  $\varepsilon^{-1}$  阶近似方程为  $\sum_b C_{ab}(f_a^{(0)}, f_b^{(0)}) = 0$ , 根据 Landau 碰

撞项的性质, 在零阶近似下, 离子速度分布函数满足麦克斯韦分布, 即  $f_a^{(0)} = f_a^M = \frac{n_a}{\pi^{3/2} v_a^3} e^{-(v-u)^2/v_a^2}$ , 其中  $v_a = \sqrt{2T/m_a}$  为离子特征热速度, 此时两种离子有同样的温度  $T$  和流速  $\mathbf{u}$ .

$\varepsilon^0$  阶动理学方程为

$$\begin{aligned} & \frac{\partial f_a^{(0)}}{\partial \tau_0} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f_a^{(0)}}{\partial \mathbf{r}} + \frac{\mathbf{F}_a}{m_a} \cdot \frac{\partial f_a^{(0)}}{\partial \mathbf{v}} \\ &= \sum_b \left[ C_{ab}(f_a^{(0)}, f_b^{(1)}) + C_{ab}(f_a^{(1)}, f_b^{(0)}) \right] \\ &+ C_{ae}(f_a^{(0)}, f_e^{(0)}) + C_{ae}(f_a^{(1)}, f_e^{(0)}) \\ &+ C_{ae}(f_a^{(0)}, f_e^{(1)}), \end{aligned} \quad (14)$$

对方程 (14) 求零阶矩、一阶矩和二阶矩可以分别得到  $a$  离子的连续性方程, 动量方程以及能量方程. 将矩方程组对离子种类求和, 利用碰撞项的动量守恒性质

$\mathbf{R}^{(ab)} + \mathbf{R}^{(ba)} = 0$ , 以及能量守恒性质  $X^{(ab)} + X^{(ba)} = 0$ , 对求和后的方程化简, 得到物理量时间和空间演化上的联系, 从而得到

$$\begin{aligned} & \frac{\partial f_a^{(0)}}{\partial \tau_0} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f_a^{(0)}}{\partial \mathbf{r}} + \frac{\mathbf{F}_a}{m_a} \cdot \frac{\partial f_a^{(0)}}{\partial \mathbf{v}} \\ &= f_a^M \left[ \left( \frac{w^2}{v_a^2} - \frac{5}{2} \right) \mathbf{w} \cdot \nabla \log T + \frac{w^2}{v_a^2} \eta_{\alpha\beta} V_{\alpha\beta} \right. \\ &+ \mathbf{w} \cdot \left( \frac{\mathbf{D}_{ab}}{\zeta_a} + \frac{m_a \sum_a \mathbf{R}^{(ae)}}{\rho T} \right) \left. \right] \\ &+ f_a^M \left[ \left( 1 - \frac{2w^2}{3v_a^2} \right) \sum_a \frac{3m_e n_e (T - T_e)}{m_a n \tau_{ea} T} \right]. \end{aligned} \quad (15)$$

这里,  $\mathbf{w}$  为离子相对于离子流体的速度;  $\eta_{\alpha\beta} V_{\alpha\beta}$  代表流速剪切,

$$\eta_{\alpha\beta} = \hat{w}_\alpha \hat{w}_\beta - \frac{1}{3} \delta_{\alpha\beta},$$

$$V_{\alpha\beta} = \frac{\partial u_\alpha}{\partial x_\beta} + \frac{\partial u_\beta}{\partial x_\alpha} - \frac{2}{3} \delta_{\alpha\beta} \nabla \cdot \mathbf{u},$$

$\hat{\mathbf{w}}$  为单位矢量,  $\delta_{\alpha\beta}$  为  $\delta$  函数, 脚标  $\alpha$  和  $\beta$  代表张量的笛卡儿分量.  $\mathbf{R}^{(ae)}$  是离子与电子间的动量交换率,  $\tau_{ea}$  为电子和离子的碰撞时间,  $\mathbf{D}_{ab}$  为离子-离子碰撞导致的扩散驱动力,

$$\begin{aligned} \mathbf{D}_{ab} &= \nabla \zeta_a - \left( \frac{1}{m_b} - \frac{1}{m_a} \right) \frac{\rho_a \rho_b}{\rho n} \nabla \log p_i \\ &+ \left( \frac{Z_b}{m_b} - \frac{Z_a}{m_a} \right) \frac{\rho_a \rho_b}{\rho n T} e \mathbf{E}, \end{aligned} \quad (16)$$

其中,  $\zeta_a = n_a/n$  为  $a$  离子的粒子数丰度.

方程 (14) 右边的离子与电子碰撞项分别为

$$C_{ae}(f_a^M, f_e^M) = \frac{3m_e n_e}{m_a n_a \tau_{ea}} \left(1 - \frac{T_e}{T}\right) \left(1 - \frac{2w^2}{3v_a^2}\right) f_a^M, \quad (17)$$

$$C_{ae}(f_a^M, f_e^{(1)}) = \frac{\mathbf{R}^{(ea)}}{m_a n_a} \cdot \frac{\partial f_a^M}{\partial \mathbf{v}} = \frac{\mathbf{R}^{(ae)}}{n_a T} \cdot \mathbf{w} f_a^M, \quad (18)$$

$$C_{ae}(f_a^{(1)}, f_e^M) = \frac{m_e n_e}{m_a n_a \tau_{ea}} \frac{\partial}{\partial v_\alpha} \left[ v_\alpha f_a^{(1)} + \frac{T_e}{m_a} \frac{\partial f_a^{(1)}}{\partial v_\alpha} \right]. \quad (19)$$

与离子和离子之间的碰撞项相比,离子和电子之间的碰撞项  $C_{ae}(f_a^{(1)}, f_e^M)$  为小量, 可以忽略, 于是离子的输运方程 (14) 可以近似为

$$\begin{aligned} \sum_b \left[ C_{ab}(f_a^M, f_b^{(1)}) + C_{ab}(f_a^{(1)}, f_b^M) \right] = \\ f_a^M \left[ \left( \frac{w^2}{v_a^2} - \frac{5}{2} \right) \mathbf{w} \cdot \nabla \log T + \frac{w^2}{v_a^2} \eta_{\alpha\beta} V_{\alpha\beta} \right] + \\ f_a^M \mathbf{w} \cdot \left[ \frac{\mathbf{D}_{ab}}{\zeta_a} + \frac{1}{T} \left( \frac{m_a \sum_a \mathbf{R}^{(ae)}}{\rho} - \frac{\mathbf{R}^{(ae)}}{n_a} \right) \right]. \end{aligned} \quad (20)$$

将离子与电子间的扩散驱动力记作:

$$\mathbf{D}_{ae} = \frac{\zeta_a}{T} \left( \frac{m_a \sum_a \mathbf{R}^{(ae)}}{\rho} - \frac{\mathbf{R}^{(ae)}}{n_a} \right), \quad (21)$$

式中的离子与电子动量交换  $\mathbf{R}^{(ae)}$  可通过电子的 Landau-Fokker-Planck 方程求得, 于是有

$$\mathbf{D}_{ae} = \frac{5\eta_e T_e}{2} \frac{\rho_a \rho_b}{\rho n} \frac{1}{Z^*} \left( \frac{Z_b^2}{m_b} - \frac{Z_a^2}{m_a} \right) \nabla \log T_e, \quad (22)$$

这里  $Z^* = (n_a Z_a^2 + n_b Z_b^2)/n_e$  是有效离子电荷数. 记总的扩散驱动力为  $\mathbf{D}_a$ , 则有  $\mathbf{D}_a = \mathbf{D}_{ab} + \mathbf{D}_{ae}$ . 最终离子输运方程为

$$\begin{aligned} \sum_b \left[ C_{ab}(f_a^M, f_b^{(1)}) + C_{ab}(f_a^{(1)}, f_b^M) \right] = \\ f_a^M \left[ \left( \frac{w^2}{v_a^2} - \frac{5}{2} \right) \mathbf{w} \cdot \nabla \log T + \frac{w^2}{v_a^2} \eta_{\alpha\beta} V_{\alpha\beta} + \mathbf{w} \cdot \frac{\mathbf{D}_a}{\zeta_a} \right], \end{aligned} \quad (23)$$

方程 (23) 是一个线性微分-积分方程. 由于其线性性, 可将一阶分布函数表示为  $f_a^{(1)} = f_a^M \Phi_a$ , 其中扰动分布函数  $\Phi_a$  是流速剪切项  $\eta_{\alpha\beta} V_{\alpha\beta}$ 、温度梯度项  $\nabla \log T$ 、扩散驱动力项  $\mathbf{D}_a$  的线性组合,

$$\begin{aligned} \Phi_a = \tau_{ab} [ (w/v_a)^2 C_a \eta_{\alpha\beta} V_{\alpha\beta} + v_a (w/v_a) G_a \\ \times \hat{\mathbf{w}} \cdot \nabla \log T + v_a (w/v_a) H_a \hat{\mathbf{w}} \cdot \mathbf{D}_a ]. \end{aligned} \quad (24)$$

将 (24) 式中函数  $C_a$ ,  $G_a$ ,  $H_a$  采用 Sonine 多项式展开:

$$C_a = \sum_{m=0}^{\infty} c_m^{(a)} S_{5/2}^m(w_\alpha^2), \quad (25)$$

$$G_a = \sum_{m=0}^{\infty} g_m^{(a)} S_{3/2}^m(w_\alpha^2), \quad (26)$$

$$H_a = \sum_{m=0}^{\infty} h_m^{(a)} S_{3/2}^m(w_\alpha^2). \quad (27)$$

再把 (24) 式代入 (23) 式中, 并比较流速剪切  $\eta_{\alpha\beta} V_{\alpha\beta}$ , 温度梯度  $\nabla \log T$  项以及扩散驱动力项  $\mathbf{D}_a$  的系数即可得到三个线性方程组. 扩散与速度剪切无关, 所以只需求解后两个线性方程组, 结合 Enskog 可解条件  $\sum_r \rho_r (\mathbf{u}_r - \mathbf{u}) = 0$  求解两个线性方程组, 求得  $g_m^{(i)}$  和  $h_m^{(i)}$ , 进而得到一阶分布函数  $f_a^{(1)}$ . 根据质量扩散流的定义不难得到

$$\mathbf{i}_a = \tau_{ab} n_a T \left[ g_0^{(a)} \nabla \log T + h_0^{(a)} \mathbf{D}_a \right]. \quad (28)$$

将 (16) 式和 (21) 式代入 (28) 式中, 最终得到

$$\begin{aligned} \mathbf{i} = \tau_{ab} n_a T h_0^{(a)} \frac{m_a m_b}{[m_b c + (1-c) m_a]^2} \\ \times \left( \nabla c + k_p \nabla \log p_i + k_T^{(i)} \nabla \log T \right. \\ \left. + k_T^{(e)} \nabla \log T_e + \frac{e k_E}{T} \nabla \Phi \right), \end{aligned} \quad (29)$$

这里略去了扩散流  $\mathbf{i}_a$  以及质量丰度  $c_a$  的下标. (29) 式中系数  $k_p$ ,  $k_E$ ,  $k_T^{(e)}$ ,  $k_T^{(i)}$  和自洽电场  $\nabla \Phi$  分别为

$$k_p = c(1-c)(m_b - m_a) \left( \frac{c}{m_a} + \frac{1-c}{m_b} \right), \quad (30)$$

$$k_E = m_a m_b c(1-c) \left( \frac{c}{m_a} + \frac{1-c}{m_b} \right) \left( \frac{Z_a}{m_a} - \frac{Z_b}{m_b} \right), \quad (31)$$

$$\begin{aligned} k_T^{(e)} = -m_a m_b c(1-c) \left( \frac{c}{m_a} + \frac{1-c}{m_b} \right) \frac{1}{Z^*} \\ \times \left( \frac{Z_a^2}{m_a} - \frac{Z_b^2}{m_b} \right) \frac{5\eta_e T_e}{2} \frac{1}{T}, \end{aligned} \quad (32)$$

$$k_T^{(i)} = \frac{g_0^{(a)}}{h_0^{(a)}} \frac{[m_b c + (1-c) m_a]^2}{m_a m_b}, \quad (33)$$

$$\nabla \Phi = \frac{1}{en_e} \nabla p_e + \frac{5\eta_e T_e}{2e} \nabla \log T_e, \quad (34)$$



其中, 热力系数  $\eta_e$  与离子和电子间动量交换有关, 由电子的 Landau-Fokker-Planck 方程求解得到<sup>[22]</sup>

$$\eta_e \approx \frac{0.188 + 0.376(Z^*)^{-1}}{0.124 + 0.48(Z^*)^{-1} + 0.164(Z^*)^{-2}}.$$

$k_p$ ,  $k_E$ ,  $k_T^{(e)}$ ,  $k_T^{(i)}$  是质量丰度  $c$  的函数, 图 1 展示了 ICF 研究中常见的 CH 和 DT 两种材料的扩散系数, 可以看到 CH 的离子热力扩散系数  $k_T^{(i)}$  要远大于其他三个扩散系数.

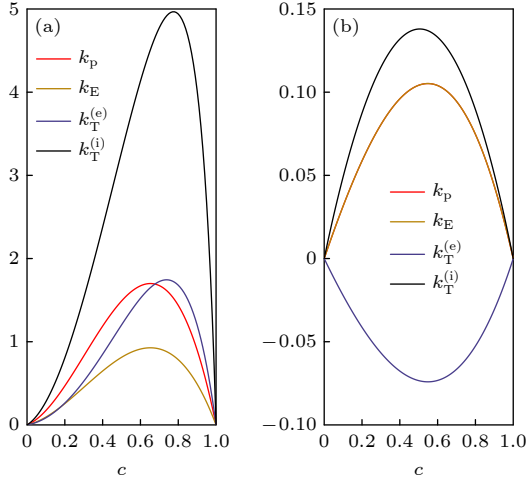


图 1 4 种扩散系数和质量丰度  $c$  的关系 (a) CH; (b) DT  
Fig. 1. Four diffusion coefficients as a function of mass concentration  $c$  for two materials: (a) CH; (b) DT.

图 2 为 CH 和 DT 物质的动摩擦系数  $A_{ab}$ <sup>[10]</sup> 随质量丰度  $c$  的变化. 对比质量扩散流 (3) 式与 (29) 式, 不难得到动摩擦系数的表达式

$$A_{ab} = - \frac{(m_a + m_b)^{1/2}}{m_b^{3/2}} \frac{1-c}{c} \times [m_b c + (1-c)m_a] (1/h_0^{(a)}). \quad (35)$$

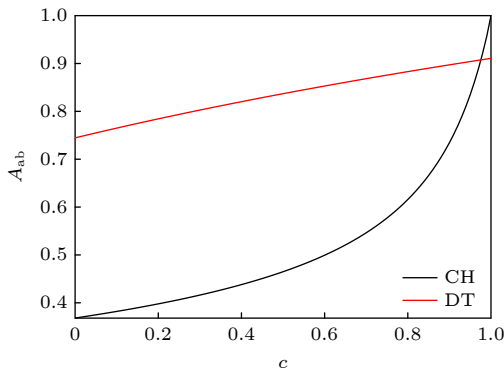


图 2 动摩擦系数  $A_{ab}$  随质量丰度  $c$  的函数  
Fig. 2. Dynamic friction coefficient  $A_{ab}$  as a function of mass concentration  $c$  for two materials.

由一阶分布函数以及离子热流的定义式, 离子热流为

$$\mathbf{q} = \frac{5T}{2} \left( \frac{1}{m_a} - \frac{1}{m_b} \right) \mathbf{i} - \frac{5T^2}{2} \left\{ \left[ \frac{\tau_{ab} n_a g_a^{(1)}}{m_a} + \frac{\tau_{ba} n_b g_b^{(1)}}{m_b} \right] \nabla \log T + \left[ \frac{\tau_{ab} n_a h_a^{(1)}}{m_a} - \frac{\tau_{ba} n_b h_b^{(1)}}{m_b} \right] \mathbf{D}_a \right\}. \quad (36)$$

可以看到, 对于双组分离子等离子体, 离子热流不再简单地正比于离子温度梯度, 扩散流  $\mathbf{i}$  以及扩散驱动力  $\mathbf{D}_a$  都有贡献. 当  $m_a = m_b$ ,  $Z_a = Z_b$ , 扩散流  $\mathbf{i}$  以及扩散驱动力  $\mathbf{D}_a$  的贡献消失, (36) 式退化到简单等离子体的离子热流矢量. 关于离子热流的有关输运系数可详见补充材料.

## 4 扩散方程的求解与结果分析

### 4.1 扩散方程的求解

第 3 节的计算过程已经表明, 扩散是等离子体流体演化的高阶修正, 因而可采用逐次迭代法来计算其影响: 首先借助不包含扩散过程的辐射流程序计算流体力学量的时空演化, 带入方程 (3) 得到扩散流, 再由方程 (2) 得到质量丰度的演化. 为此, 我们借助辐射流体模拟代码 Multi-1D<sup>[17]</sup>, 这是一个专门用于研究 ICF 的一维辐射流体力学程序, 它将离子视为单流体来考虑, 因此其本身是不包含组分分离的物理模块. 该程序在一维拉格朗日坐标下对需要求解的微分方程组进行了离散, 流体元跟着网格一起运动, 每个网格内的流体元质量是一定的, 利用这一点可以将方程 (2) 和方程 (3) 变换到拉格朗日坐标, 这样变换后的方程 (2) 不包含对流项, 从而更易于求解.

将方程 (2) 和方程 (3) 中质量扩散流  $i_a$  和质量丰度  $c_a$  的下标略去, 其在一维拉格朗日坐标下的形式为

$$\frac{\partial c}{\partial \tau} + A \frac{\partial i}{\partial m} = 0, \quad (37)$$

$$i = -A \rho^2 D \left( \frac{\partial c}{\partial m} + k_p \frac{\partial \log p_i}{\partial m} + k_T^{(i)} \frac{\partial \log T}{\partial m} + k_T^{(e)} \frac{\partial \log T_e}{\partial m} + \frac{e k_E}{T} \frac{\partial \Phi}{\partial m} \right) \quad (38)$$

在一维平板位型下, 单位面积  $A = 1 \text{ cm}^2$ ;  $D$  表示为

$$D = \frac{T^{5/2}}{\rho \ln \Lambda} f(c) B, \quad B = \frac{\mu_{ab}^{1/2}}{Z_a^2 Z_b^2 e^4}.$$

$$f(c) = \frac{1}{A_{ab}} \times \frac{(m_a + m_b)}{cm_a + (1-c)m_b} \times \frac{3}{4(2\pi)^{1/2}}. \quad (39)$$

于是 (38) 式可化简为

$$i = -A \frac{\rho T^{5/2}}{\ln \Lambda} f(c) B \left( \frac{\partial c}{\partial m} + k_p \frac{\partial \log p_i}{\partial m} + k_T^{(i)} \frac{\partial \log T}{\partial m} + k_T^{(e)} \frac{\partial \log T_e}{\partial m} + \frac{ek_E}{T} \frac{\partial \Phi}{\partial m} \right). \quad (40)$$

使用 Multi-1D 程序模拟了激光辐照平面靶的早期烧蚀过程, 靶内层是厚度为 1000  $\mu\text{m}$ , 密度为  $6 \times 10^{-4} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ , 电子温度和离子温度均为 0.0253 eV 的 DT 气体. 靶外层是厚度为 20  $\mu\text{m}$ , 密度为  $1.05 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ , 电子温度和离子温度均为 0.0253 eV 的 CH 烧蚀层. 激光是波长为 351 nm, 强度为  $10^{14} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$  带有上升沿的平顶脉冲激光. 利用 Multi-1D 模拟得到的等离子体密度  $\rho$ , 离子压力  $p_i$ , 电子压力  $p_e$ , 离子温度  $T_i$ , 电子温度  $T_e$ , 以及电子密度  $n_e$ , 对 (37) 式和 (38) 式进行求解, 求解区域为外层 20  $\mu\text{m}$  厚的 CH 层, 初值条件为  $c = 1/13$ . 图 3 和图 4 给出了  $t = 1.6 \text{ ns}$  时的等离子体参数分布, 电子的温度以及离子的温度在烧蚀面附近变化剧烈, 有很大的梯度. 在冕区, 电子温度变化缓慢, 但离子温度下降较快. 因而, 轻离子有从近临界密度区向烧蚀面以及低密度区扩散的趋势, 导致离子丰度发生变化, 不再是一个常数.

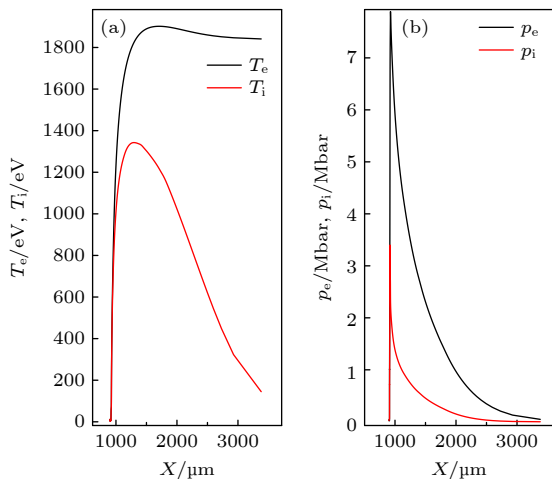


图 3 (a) 1.6 ns 时电子温度和离子温度随空间的分布; (b) 1.6 ns 时电子压力和离子压力随空间的分布

Fig. 3. (a) Spatial distribution of electron temperature and ion temperature in 1.6 ns; (b) spatial distribution of electron pressure and ion pressure in 1.6 ns.

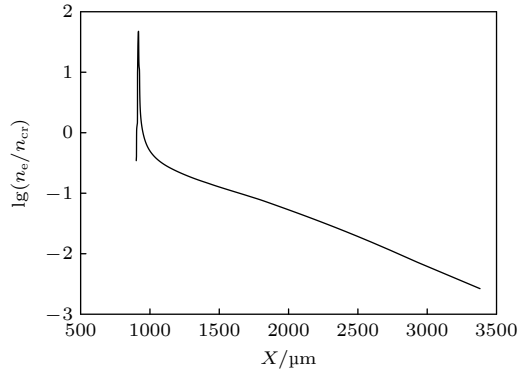


图 4 1.6 ns 时电子密度随空间分布图

Fig. 4. Spatial distribution of electron density in 1.6 ns.

## 4.2 分析与讨论

不同时刻下 H 离子粒子数丰度  $\zeta_a$  随空间的变化, 如图 5 所示, 随着时间的演化, 冕区的等离子体不断向外扩散, 少量 H 离子会有向烧蚀面扩散的趋势, 而较多的 H 离子会有向真空扩散的趋势. 从图 3 可以看出, 电子温度梯度导致了 H 离子向烧蚀面扩散的趋势, 离子温度梯度导致了 H 离子向烧蚀面和真空扩散的趋势, 电子压力梯度和离子压力梯度导致了 H 离子向真空扩散的趋势. 在 0—0.4 ns 是 H 离子的粒子数丰度分布随时间变化较为迅速的一段时间, 在 0.4—1.6 ns 及 1.6 ns 之后, H 离子的粒子数丰度随时间变化十分缓慢. 在 1.6 ns 时, 烧蚀面对应的 H 离子的粒子数丰度约为 0.526, 1/10 临界密度面对应 H 离子的粒子数丰度约为 0.466, 在约 3000  $\mu\text{m}$  处对应 H 离子的粒子数丰度约为 0.6.

由于扩散的存在, (36) 式中离子热流矢量除了包含离子温度梯度的贡献外, 还包含扩散流以及扩散驱动力的贡献, 根据计算得到的 H 离子粒子数分布, 对  $D_a$  和  $\nabla \log T$  的数值大小进行了比较,  $\nabla \log T \approx 20 D_a$ , 也就是说离子热流主要是离子温度梯度占主导.  $g_a^{(1)}$  与  $g_a^{(0)}$  在数值上相当, 因此根据 (28) 式和 (36) 式, 扩散流贡献的离子热流  $\frac{5T}{2} \left( \frac{1}{m_a} - \frac{1}{m_b} \right) i$  与  $-\frac{5T^2}{2} \left( \frac{\tau_{ab} n_a g_a^{(1)}}{m_a} + \frac{\tau_{ba} n_b g_b^{(1)}}{m_b} \right) \nabla \log T$  在量级上也是相当的, 而由自洽电场做功产生的耗散近似有

$$-\frac{1}{n_e} \left( \frac{Z_a}{m_a} - \frac{Z_b}{m_b} \right) \left( \nabla p_e + \frac{5\eta_e}{2} n_e T_e \nabla \log T_e \right) \cdot i$$

$$\approx -\frac{1}{8} \nabla \cdot \left[ \frac{5T}{2} \left( \frac{1}{m_a} - \frac{1}{m_b} \right) i \right].$$

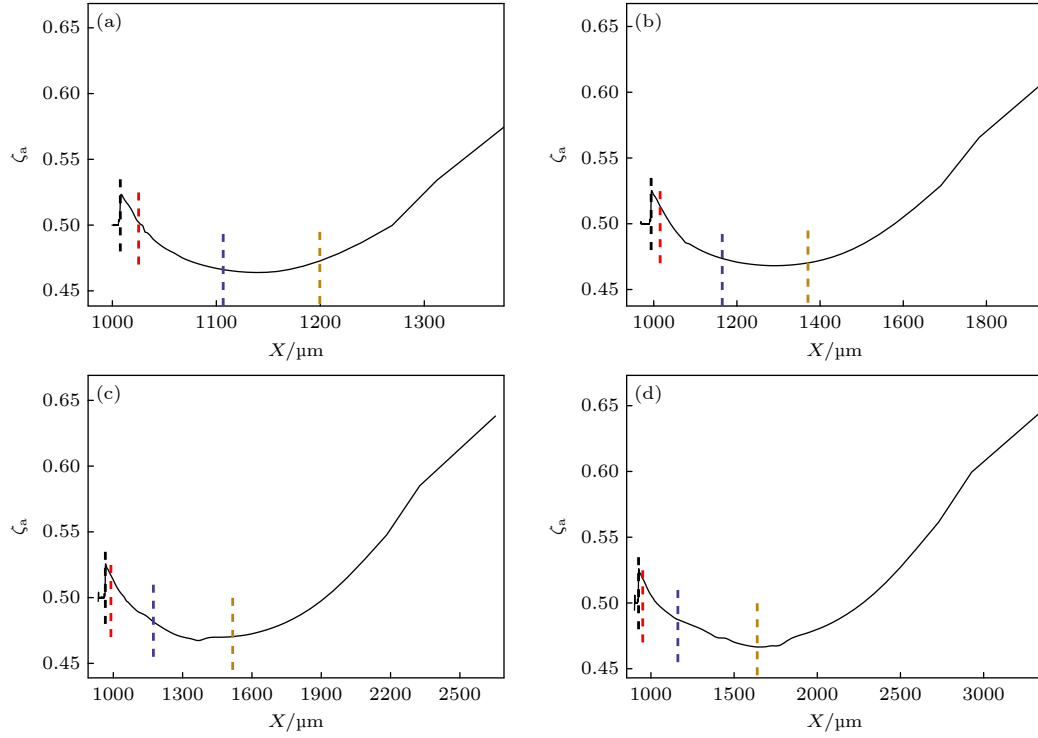


图 5 不同时刻下 H 离子粒子数丰度  $\zeta_a$  随空间的变化, 其中黑色虚线表示烧蚀面, 红色虚线表示临界密度面, 蓝色虚线表示 1/4 临界密度面, 黄色虚线表示 1/10 临界密度面 (a) 0.4 ns; (b) 0.8 ns; (c) 1.2 ns; (d) 1.6 ns

Fig. 5. The variation of H ion particle number abundance  $\zeta_a$  with space at different times. Black dotted line indicates ablation front, red dotted line indicates critical density surface, blue dotted line indicates 1/4 critical density surface, yellow dotted line indicates 1/10 critical density surface: (a) 0.4 ns; (b) 0.8 ns; (c) 1.2 ns; (d) 1.6 ns.

因而也可以忽略. 在 Multi-1D 程序中, 由于电子的质量相比离子质量很小, 热传导主要是由电子携带, 对于离子热传导不予考虑, 因此我们认为扩散导致的耗散项是小量, 在不考虑离子热传导的情况下是可以忽略的.

由图 5 和图 6 可以看出, 在烧蚀面附近 H 离子粒子数丰度  $\zeta_a \approx 0.523$ , 电子和离子热交换项大约增加了 1.6%, 在 1/10 临界密度面附近  $\zeta_a \approx 0.466$ , 电子和离子热交换项大约减少了 2.3%, 图 5 中 1.5 ns, 2500—3000  $\mu\text{m}$  密度较低的地方电子和离子热交换项约会产生 1.5%—8.0% 的增加. 因此 CH 离子间组分分离主要会对低密度区电子离子热交换项产生影响, 对高密度区电子离子热交换项仅有 -2.3%—1.6% 的微小变化.

图 6 为电子-离子温度弛豫项随 H 离子粒子数丰度变化图, 离子能量 (8) 式中电子与离子之间的温度弛豫项  $Q_{el}$  是与 H 离子质量丰度  $c$  有关的量,

$$Q_{el} = \frac{4\sqrt{2}\pi m_e^{1/2} n_e e^4 (T - T_e) \rho \ln \Lambda}{T_e^{3/2}} \times \left[ \frac{Z_a^2 c}{m_a^2} + \frac{Z_b^2 (1-c)}{m_b^2} \right]. \quad (41)$$

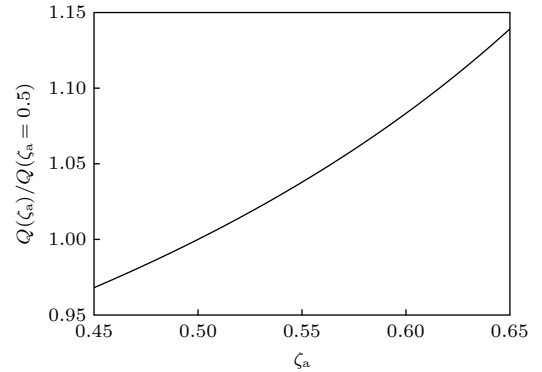


图 6 电子-离子温度弛豫项随 H 离子粒子数丰度变化

Fig. 6. Variation of electron-ion thermal relaxation term with the abundance of H-ion particles.

图 7 给出了离子比内能随 H 离子粒子数丰度的变化. 由理想气体状态方程, 离子比内能为

$$\begin{aligned} \varepsilon_m(\rho, T, c) &= \frac{3}{2} n T / \rho = \frac{3}{2} \left( \frac{c}{m_a} + \frac{1-c}{m_b} \right) T \\ &= \frac{3}{2} \frac{T}{\zeta_a m_a + (1-\zeta_a) m_b}. \end{aligned} \quad (42)$$

由图 5 和图 7 可以看出, 在烧蚀面附近  $\zeta_a \approx 0.523$ , 烧蚀面附近发生组分分离相比未发生组分分离比内能增高了约 4%, 这意味着双组分分离

子对比单组分离子在烧蚀面的状态方程可能会有一些变化. 我们还统计了 0—0.4 ns 发生组分分离和未发生组分分离的离子总内能, 计算结果表明, 由于粒子数丰度的变化, 发生组分分离相比未发生组分分离离子总内能约有 4% 的下降.

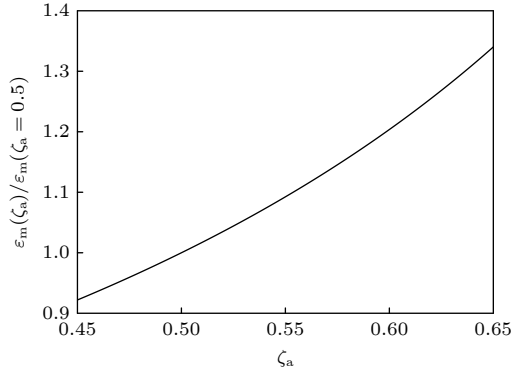


图 7 离子比内能随 H 离子粒子数丰度变化图

Fig. 7. Variation of ion specific internal energy with the abundance of H-ion particles.

上述计算结果表明, 在流体理论框架下, 离子组分分离对激光烧蚀 CH 材料的流体演化产生的影响是很小的, 基本可以忽略, 但这并不意味着离子组分分离对其他物理过程的影响也能够忽略. 我们知道, 离子声波的频率和阻尼率在某些参数范围内敏感依赖于离子组分, 而集体汤姆孙散射是诊断等离子体中离子声波的重要手段<sup>[23,24]</sup>, 为此我们计算了在 1.6 ns 时刻约 3000 μm 处的散射光谱. 在 1.6 ns 时刻 3000 μm 处等离子状态为电子密度  $n_e = 6.56 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ , 离子温度为 323 eV, 电子温度为 1847 eV, H 离子粒子数丰度约为 0.6, C 离子粒子数丰度约为 0.4, 离子速度和电子速度均为  $-1.56 \times 10^6 \text{ m/s}$ ,

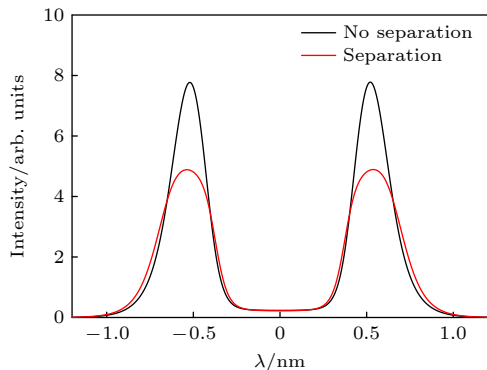


图 8 2927 μm 处离子声波在 1.6 ns 时对应的汤姆逊散射光谱

Fig. 8. Thomson scattering spectrum of ion acoustic wave at 2927 μm in 1.6 ns.

散射角为  $63^\circ$ , 探针光波长为 532 nm, 此时散射参数  $\alpha = 1/(k\lambda_{De}) \approx 2.15$ ,  $k$  为散射光与入射光波矢差,  $\lambda_{De}$  为电子德拜半径, 汤姆孙散射处于所谓的集体散射状态. 根据以上这些参数计算的汤姆孙散射光谱如图 8 所示. 可以看出, 发生组分分离与未发生组分分离相比离子声波对应的汤姆孙散射光谱强度下降了约 35%, 这意味着通过汤姆孙散射光谱的峰谷比, 能够在实验上判断离子是否发生显著的组分分离现象.

## 5 结 论

本文从 Landau-Fokker-Plank 方程出发, 推导了双离子组分的离子输运方程, 通过对一阶分布函数采用 Sonine 多项式展开的方法, 得到一组关于离子输运系数的线性方程组, 对该线性方程组进行求解可以得到任意双组分离子的扩散系数. 基于单流体程序 Multi-1D 给出的烧蚀层的宏观物理量, 对关于质量丰度  $c$  的扩散方程进行了数值求解, 用以评估组分分离对早期 CH 材料作为烧蚀层的影响. 计算结果表明, 在电子热力和离子热力的作用下少部分 H 离子会有向烧蚀面扩散的趋势, 较多的 H 离子在压力和离子热力作用下会有向外扩散的趋势. 在不发生组分分情况下, 烧蚀面  $\langle A \rangle / \langle Z \rangle = 1.857$ , 在烧蚀面附近  $\zeta_a \approx 0.523$ , 此时  $\langle A \rangle / \langle Z \rangle = 1.845$ , 这样 0.6% 的微小变化不足以解释 CH 峰值内爆速度的异常. 本文给出了包含组分分离的完整的流体力学方程组, 还进一步分析了组分分离对流体方程组的影响, 结果表明离子组分分离对激光烧蚀 CH 材料的流体演化影响很小, 可以忽略. 但对于敏感依赖于离子组分的其他物理过程, 如汤姆孙散射, 离子组分分离产生的影响显著, 这意味着在研究激光与等离子体相互作用时, 离子组分分离效应需要加以考虑.

目前主流的辐射流体模拟程序忽略了组分分离的现象, 采用辐射流体力学模拟和离子扩散方程结合的方法粗略评估了组分分离对 CH 烧蚀层流体力学方程各项的影响, 对烧蚀层组分分离现象的细致评估可以借助粒子模拟 (particle-in-cell, PIC) 或分子动力学的模拟方法, 但随之而来会受到空间和时间尺度的限制.

## 参考文献

- [1] Atzeni S, Meyer-ter-Vehn J 2004 *The Physics of Inertial*



- Fusion* (Vol. 125) (Oxford: Oxford University) pp38–41
- [2] Zimmerman G, Kershaw D, Bailey D, Harte J 1978 *J. Opt. Soc. Am.* **68** 549
  - [3] Marinak M M, Kerbel G D, Gentile N A, Jones O, Munro D, Pollaine S, Dittrich T R, Haan S W 2001 *Phys. Plasmas* **8** 2275
  - [4] Radha P B, Goncharov V N, Collins T J B, Delettrez J A, Elbaz Y, Glebov V Y, Keck R L, Keller D E, Knauer J P, Marozas J A, Marshall F J, McKenty P W, Meyerhofer D D, Regan S P, Sangster T C, Shvarts D, Skupsky S, Srebro Y, Town R P J, Stoeckl C 2005 *Phys. Plasmas* **12** 032702
  - [5] Song P, Zhai C, Li S, Yong H, Qi J, Hang X, Yang R, Cheng J, Zeng Q, Hu X, Wang S, Shi Y, Zheng W, Gu P, Zou S, Li X, Zhao Y, Zhang H, Zhang A, An H, Li J, Pei W, Zhu S 2015 *High Power Laser Part. Beams* **27** 032007
  - [6] Landau L D, Lifshitz E M 1987 *Fluid Mechanics* (Vol. 6) (Oxford: Pergamon) pp227–235
  - [7] Amendt P, Bellei C, Wilks S 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 075002
  - [8] Kagan G, Tang X Z 2012 *Phys. Plasmas* **19** 082709
  - [9] Hicks D G, Meezan N B, Dewald E L, et al. 2012 *Phys. Plasmas* **19** 122702
  - [10] MacLaren S A, Schneider M B, Widmann K, Hammer J H, Yoxall B E, Moody J D, Bell P M, Benedetti L R, Bradley D K, Edwards M J, Guymer T M, Hinkel D E, Hsing W W, Kervin M L, Meezan N B, Moore A S, Ralph J E 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 105003
  - [11] Kagan G, Tang X Z 2014 *Phys. Lett. A* **378** 1531
  - [12] Michel D T, Goncharov V N, Igumenshchev I V, Epstein R, Froula D H 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 245005
  - [13] Clark D S, Weber C R, Kritcher A L, Milovich J L, Patel P K, Haan S W, Hammel B A, Koning J M, Marinak M M, Patel M V, Schroeder C R, Sepke S M, Edwards M J 2019 *Nucl. Fusion* **59** 032008
  - [14] Haberberger D, Shvydky A, Goncharov V N, Cao D, Carroll-Nellenback J, Hu S X, Ivancic S T, Karasev V V, Knauer J P, Maximov A V, Froula D H 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 235001
  - [15] Zhang S, Hu S X 2020 *Phys. Rev. Lett.* **125** 105001
  - [16] Plimpton S 1995 *J. Comput. Phys.* **117** 1
  - [17] Ramis R, Meyer-ter-Vehn J 2016 *Comput. Phys. Commun.* **203** 226
  - [18] Byvank T, Langendorf S J, Thoma C, Hsu S C 2020 *Phys. Plasmas* **27** 042302
  - [19] Simakov A N, Keenan B D, Taitano W T, Chacon L 2017 *Phys. Plasmas* **24** 092702
  - [20] Chapman S, Cowling T 1970 *The Mathematical Theory of Non-Uniform Gases* (Cambridge: Cambridge University)
  - [21] Braginskii S 1965 *Rev. Plasma Phys.* **1** 205
  - [22] Molvig K, Simakov A N, Vold E L 2014 *Phys. Plasmas* **21** 092709
  - [23] Ross J S, Park H S, Amendt P, Divol L, Kugland N L, Rozmus W, Glenzer S H 2012 *Rev. Sci. Instrum.* **83** 10e323
  - [24] Stejner M, Nielsen S K, Bindslev H, Korsholm S B, Salewski M 2011 *Plasma Phys. Control. Fusion* **53** 065020

# Separation of ion component from solid hydrocarbon materials by laser ablation<sup>\*</sup>

Lu Yun-Jie<sup>1)</sup> Tao Tao<sup>1)</sup> Zhao Bin<sup>2)3)</sup> Zheng Jian<sup>1)3)†</sup>

1) (*Department of Plasma Physics and Fusion Engineering, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China*)

2) (*Department of Mathematics and Physics, Nanjing Institute of Technology, Nanjing 211167, China*)

3) (*IFSA Collaborative Innovation Center, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China*)

( Received 3 January 2023; revised manuscript received 6 February 2023 )

## Abstract

Plasma usually consists of multiple ion component. Ion-component separation occurs in various conditions, and profoundly affects the plasma dynamic evolution. In this work, ion-component separation in two-ion-component plasma is investigated in the hydrodynamic condition. Starting from the Landau-Fokker-Planck equations of two-ion-component plasma, the ion transport equations are reduced through the Chapman-Enskog approach. The transport equations are then transformed into a set of linear algebraic equations and solved by expanding the perturbed ion distribution functions into the series of Sonine polynomials. The diffusive ion mass flows with inclusion of baro-diffusion, thermo-diffusion and electro-diffusion are thus obtained. With these efforts, the complete ion fluid equations are presented, which can be used to describe the processes of ion-component separation. We evaluate ion-component separation in the case of a solid CH plate target ablated with a laser pulse, by solving the ion diffusion equation with the hydro states output from the one-dimensional radiative hydro code Multi-1D. The simulation results show that ion-component separation mainly occurs around ablation front and under-dense region, and that the effect of ion-species separation on plasma hydrodynamic evolution is minor and can be neglected. For those physical processes sensitive to ion concentration such as Thomson scattering, however, the effect of ion-component separation is significant, which means that ion-component separation should be included in the study of laser plasma interaction.

**Keywords:** plasma transport processes, ion-species separation, laser ablation, radiative hydro simulation

**PACS:** 52.25.Dg, 52.30.Ex, 52.57.-z

**DOI:** 10.7498/aps.72.20230013

<sup>\*</sup> Project supported by the Strategic Priority Research Program of the Chinese Academy of Sciences (Grant Nos. XDA25010200, XDA25050600) and the Fundamental Research Funds for the Central Universities of Ministry of Education of China (Grant No. WK2140000014).

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

## 激光烧蚀固体碳氢材料的离子组分分离研究

陆云杰 陶弢 赵斌 郑坚

## Separation of ion component from solid hydrocarbon materials by laser ablation

Lu Yun-Jie Tao Tao Zhao Bin Zheng Jian

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 075201 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20230013

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230013>

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

#### 激光烧蚀-吸收光谱测量铀同位素比实验研究

Measurement of uranium isotope ratio by laser ablation absorption spectroscopy

物理学报. 2021, 70(16): 163201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210193>

#### 单晶铁金属表面污染物的激光烧蚀机理

Laser ablation mechanism of contamination on surface of single crystal iron

物理学报. 2018, 67(23): 234401 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180999>

#### 掺杂红外染料聚叠氮缩水甘油醚工质激光烧蚀推进性能优化探索

Optimization exploration of laser ablation propulsion performance of infrared dye doped glycidyl azide polymer

物理学报. 2018, 67(18): 187901 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180479>

#### 粒径对激光驱动颗粒溅射动力学特征的影响

Influence of grain size on dynamic characterizations of laser-driven grain ejection

物理学报. 2022, 71(14): 145203 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220243>

#### 激光诱导铝等离子体中原子和离子组分膨胀特性

Expansion characteristics of atom and ion component in laser-induced aluminum plasma

物理学报. 2018, 67(18): 185201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180595>

#### 高Z烧蚀等离子体的运动规律研究

Movement of ablated high-Z plasmas

物理学报. 2019, 68(18): 185201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182211>