

高背压超声气体团簇喷流中团簇平均尺寸沿喷流方向演化研究

徐逸 A.S.Boldarev Dong Eon Kim 陈光龙

Evolution of average cluster size in supersonic cluster jet under high gas backing pressure

Xu Yi A. S. Boldarev Dong Eon Kim Chen Guang-Long

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 013601 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.013601

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.013601>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I1>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

高指数晶面 Au-Pd 纳米合金粒子的稳定结构研究

Investigation on stable structures of Au-Pd alloy nanoparticles with high-index facets

物理学报.2015, 64(1): 013602 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.013602>

静态真空对超声喷流气体团簇制备的实验研究

Influence of static vacuum on the preparation of cluster of supersonic gas jet

物理学报.2014, 63(20): 203601 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.203601>

$\text{Al}_2\text{S}_n^\pm$ ($n=2-10$) 团簇结构特征和稳定性的密度泛函理论研究

Density functional theory study of structure characteristics and stabilities of $\text{Al}_2\text{S}_n^\pm$ ($n=2-10$) clusters

物理学报.2014, 63(16): 163601 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.163601>

超声喷流氩氢混合团簇特性研究

Study of argon/hydrogen mixed cluster in supersonic gas jet

物理学报.2014, 63(10): 103601 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.103601>

Mg 原子修饰的封闭型六硼烷 $\text{B}_6\text{H}_6^{2-}$ 储氢性质的研究

Hydrogen storage of Mg-decorated closo-hexaborate $\text{B}_6\text{H}_6^{2-}$

物理学报.2013, 62(21): 213601 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.213601>

高背压超声气体团簇喷流中团簇平均尺寸沿喷流方向演化研究*

徐逸¹⁾ A.S.Boldarev²⁾ Dong Eon Kim³⁾⁴⁾ 陈光龙^{1)†}

1)(上海工程技术大学基础教学学院, 上海 201620)

2)(Keldysh Institute of Applied Mathematics, Russian Academy of Science, Moscow 125047, Russia)

3)(Department of Physics & Center for Attosecond Science and Technology(CASTECH), Pohang University of Science and Technology (POTTECH), Pohang, Kyungbuk 790-784, Korea)

4)(Max Planck Center for Attosecond Science, Pohang, Kyungbuk 790-784, Korea)

(2014年7月18日收到; 2014年9月9日收到修改稿)

本文通过对高背压 (50 bar, 1 bar = 1.0×10^5 Pa) 氩气经长锥型喷嘴 (长度 $L = 30$ mm) 向真空绝热膨胀所形成的超声气体团簇喷流的数值模拟, 分析比较了由喷嘴喉口起沿喷流方向在喷流中心轴线上团簇平均尺寸的演化情况. 结果表明: 沿喷流方向团簇平均尺寸显示先增长后趋于饱和的变化趋势, 具有较大尺寸团簇的区域出现在距离喷嘴喉口大约 20 mm. 据此本文再结合关于喷流中原子密度沿喷流方向变化的模拟结果开展了锥形喷嘴长度的优化研究. 针对由常见构型的锥形喷嘴 (喉径 ~ 0.5 mm, 半张角 $\sim 8.5^\circ$) 在高背压下形成的团簇喷流, 20 mm 左右的长度为锥形喷嘴的适宜长度.

关键词: 气体团簇, Boldarev 模型, 团簇尺寸, 气体团簇喷流

PACS: 36.40.-c, 47.40.Ki

DOI: 10.7498/aps.64.013601

1 引言

高背压气体经锥形喷嘴向真空绝热膨胀形成的超声团簇喷流作为激光与物质相互作用的介质具有独特的优势 (即团簇喷流在宏观上具有气体的密度, 而微观上团簇个体具有固体或液体的密度), 因而受到研究者很大关注^[1-3]. 特别是在实现台式激光核聚变后^[4-6], 为了优化中子产额, 对具有高原子密度和大尺寸团簇的团簇源的要求使得气体团簇喷流的研究受到重视^[7]. 气体团簇喷流中团簇平均尺寸是一重要特性, 对激光与气体团簇相互作用研究实验结果的解释至关重要. 目前大部分研究小组都采用 Hagena 尺度定律来估计喷流中团簇平均尺寸 N_c (组成单个团簇的平均原子

数目), 即 $N_c \sim (\Gamma^*)^{2.35}$ ^[8,9]. 这里 Γ^* 称为 Hagena 经验参量, 可以表示为 $K d_{eq}^{0.85} P_0 / T_0^{2.29}$, 其中 K 是与气体种类有关的冷凝常数, T_0 , P_0 分别为气体源的初始温度 (K) 和压强, 即气体背压 (mbar), d_{eq} 为锥形喷嘴的等效孔径. 对单原子气体而言, $d_{eq} = 0.74d / \tan \alpha$ (d 和 α 分别为锥形喷嘴的喉口直径和半张角, 如图 1 所示).

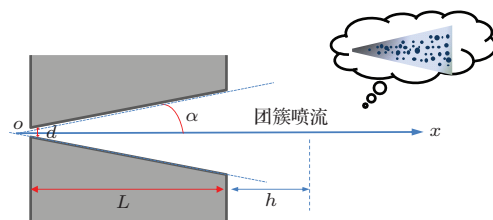


图1 锥形喷嘴及超声团簇喷流示意图 (d 和 α 分别为锥形喷嘴的喉口直径和半张角, L 为喷嘴的长度, x 方向代表了喷流的方向)

* 上海市科学技术委员会 (批准号: 11ZR1414500) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: chenguanglong@sues.edu.cn

根据 Hagen 团簇尺寸定律, 锥形喷嘴对应的超声团簇喷流中团簇平均尺寸与喷嘴喉径 d 和半张角 α 有关. 我们知道, Hagen 尺度定律是在研究团簇束流(团簇喷流经漏勺 skimmer 后形成)中团簇平均尺寸得出的结果, 即在 $x \gg$ 喷嘴长度 L 情况下的结果. 因为团簇束流中影响团簇尺寸大小的热力学参量, 如温度 T , 压强 P 等都已经趋于稳定, 几乎不再随位置(即图 1 中 x)变化而变化(可参见图 3 和图 4), 因而束流中团簇尺寸可能会趋于一稳定值, 不会随 x 的变化而变化. 但是目前激光与团簇相互作用研究是以喷嘴出口不远处的团簇喷流为作用介质. 不同于团簇束流, 在团簇喷流中, 特别是在高背压情况下, 只要离喷嘴出口不是很远, 也就是 x 接近于 L 时, 喷流中各热力学参量可能会随 x 位置的变化而变化, 那么团簇尺寸可能因为喷流中热力学参量的变化而不同. 因此, 喷流中团簇平均尺寸沿喷流方向(即图 1 中的 x 轴方向)在不同的位置上团簇的平均尺寸可能会不同. 如果使用了不同长度 L 的锥形喷嘴, 在距离喷嘴出口相同 h (见图 1)的相互作用区域就会因为喷嘴长度的不同而对应了不同的 x . 因而可能因为 x 不同, 而影响到相互作用区域的团簇尺寸. 因此, 调查研究喷流中团簇尺寸的演化规律对目前激光与团簇喷流相互作用研究中团簇尺寸的确定具有一定的意义. 另外, 考虑到随锥形喷嘴长度 L 的增加, 在 d 和 α 不变的情况下, 距离喷嘴出口一定 h 的位置会由于喷流截面的增加而使得原子密度会进一步减小. 因此在激光与团簇喷流相互作用实验研究中, 如果既要考虑到团簇尺寸大小, 又要兼顾喷流中原子密度, 那么就需要选择合适的喷嘴长度 L . 近年来虽然针对高背压团簇喷流中团簇尺寸的研究也开展了一系列研究工作^[10–15], 但很少涉及团簇尺寸沿喷流方向的空间演化(特别是锥形喷嘴内喷流中团簇尺寸演化)和锥形喷嘴长度的优化研究. 因此弄清喷流中团簇尺寸的演化情况, 结合喷流中原子密度变化规律研究合适的锥型喷嘴长度对激光与高背压气体团簇喷流相互作用研究具有一定的现实意义.

本文利用 Boldarev 模型^[11,12,16–18], 通过对高背压(50 bar)氩气团簇喷流的数值模拟, 详细研究了经 $L = 30$ mm 的锥形喷嘴形成的超声喷流(从喷嘴喉口起始到喷嘴外的喷流)中团簇平均尺寸和原子密度随 x 的变化情况. 研究结果表明, 喷流中的团簇尺寸从喷嘴内部开始就随 x 的增加显现一增长过程, 最后团簇尺寸增长趋缓. 而原子密度随 x

增加而减小. 因此在需要高原子密度喷流作为相互作用介质, 应采用较短的喷嘴, 需要具有大尺寸团簇的喷流作为相互作用介质, 应采用较长的喷嘴. 而对大尺寸团簇和高原子密度都有实际要求的激光与团簇相互作用研究, 则存在一优化的锥型喷嘴长度. 本文根据研究结果, 认为在激光与团簇相互作用区域取 $h = 2$ mm 左右的情况下, 适宜的锥形喷嘴长度约为 20 mm 左右.

2 理论模型

本文采用的 Boldarev 二维模型, 详见文献^[11, 12]. 该模型结合气体动力学方程和团簇生成动力学方程给出喷流中各热力学参量及团簇尺寸的二维分布, 包括喷嘴内和喷嘴外的喷流. 目前已有多篇文献应用该模型研究团簇尺寸, 模拟结果也被实验所证实^[11,16–18]. 该模型忽略气体的黏滞性, 把团簇喷流看成是球形液体颗粒和饱和气体介质的混合物, 液相微粒(团簇)中原子和周围的气相原子处于动态平衡的状态中, 用过饱和气体中临界凝结核形成率和凝结核尺寸增长率理论来研究气体冷凝成团过程. 本文例举该模型所依据的几个基本方程, 包括气体膨胀动力学方程和团簇生成动力学方程. 这些方程可表示为如下形式:

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

$$\frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \times \mathbf{v}) = -\nabla P, \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\rho \varepsilon + \rho \frac{\mathbf{v}^2}{2} \right) + \nabla \cdot \left[\rho \mathbf{v} \left(\varepsilon + \frac{\mathbf{v}^2}{2} \right) \right] = -\nabla \cdot (P \mathbf{v}), \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho \Omega_0}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \Omega_0) = I, \quad (4)$$

$$\frac{\partial \rho \Omega_n}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \Omega_n) = I r_*^n + n \dot{r} \rho \Omega_{n-1}, \quad (n = 1, 2), \quad (5)$$

$$\frac{\partial \rho \beta}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \beta) = -\frac{4}{3} \pi \rho_1 I r_*^3 - 4 \pi \rho \rho_1 \dot{r} \Omega_2, \quad (6)$$

其中 ρ , ρ_1 为气体和液体的质量密度, ε , $\mathbf{v}$ 分别为单位体积的内能和流速, P 为压强, β 为喷流中处于气态的原子质量占气态和液态(团簇)总质量的百分比, $\rho \Omega_n$ 为团簇半径分布函数的 n 阶矩, 可表示为

$$\rho \Omega_n = \int_0^\infty f(r, \mathbf{x}, t) r^n dr, \quad (n = 0, 1, 2). \quad (7)$$

团簇是过饱和气体中由于密度涨落自发形成的凝结核,在一定气体压强和温度下生长而成.考虑到气液两相平衡条件,可知只有那些半径大于临界半径的凝结核才能成长为半径更大的稳定的液相微粒,也就是团簇.显然液相微粒(团簇)中原子和周围的气相原子处于动态平衡的状态中,空间某处的液相微粒的可能大小(团簇尺寸)取决于该处的原子密度,热力学参量和液体表面张力等物理量.团簇生成的动力学过程与过饱和气体中凝结核的形成率和团簇半径增长率有关.团簇半径增长率可表示为

$$\dot{r} = \frac{P}{\rho_l \sqrt{2\pi RT}} \left(1 - \sqrt{\frac{T}{T_s}} \right). \quad (8)$$

凝结核的形成率可表示为

$$I = \frac{1}{\rho_l} \sqrt{\frac{2\sigma\mu}{\pi N_A}} \left(\frac{P}{kT} \right)^2 \exp \left(-\frac{4\pi\sigma r_*^2}{3kT} \right), \quad (9)$$

式中 r_* 团簇的临界半径,可表示为

$$r_* = \frac{2\sigma}{\rho_l RT \ln(P/P_s)}. \quad (10)$$

以上三式中 σ 为液体表面张力系数, μ 为摩尔质量, T , T_s 分别为温度和饱和温度, P , P_s 为气压和饱和气压, N_A 为阿伏伽德罗常数, $R = R_0/\mu$ 是气体常数.通过求解以上方程,可得到喷流中各热力学参量的二维分布.其中团簇半径分布函数的一阶矩 $\rho\Omega_1$ 和零阶矩 $\rho\Omega_0$ 的比值代表了团簇平均半径大小.

3 结果与讨论

根据对 50 bar 氩气经锥形喷嘴 ($d = 0.5$ mm, $\alpha = 8.5^\circ$, $L = 30$ mm) 向真空膨胀形成的超声团簇喷流的模拟结果,图 2(a) 给出了喷流中团簇平均尺寸二维分布图.图中的横坐标为喷流的中心轴线(即图 1 中的 x 轴),以喷嘴喉口处为坐标原点.图中的纵坐标为喷流的径向距离,相当于喷流的半径.喷流的方向从左向右.图 2(b) 为其中心轴线上团簇平均尺寸随 x 的变化情况,纵坐标是单个团簇中平均原子数,即团簇平均尺寸 N_c .从图 2 中可以明显看出,沿喷流方向(包括喷嘴内的喷流中)团簇平均尺寸的演化情况,也就是:先增长后趋于饱和的趋势.显然这与团簇束流中团簇尺寸情况不同.在喉口附近,团簇并没有明显得产生.但随着 x 的增加,在 x 约为 2 mm 的位置团簇开始生成,随后团

簇尺寸随 x 增加而增长.例如在 x 为 10 mm 时,团簇尺寸已增大到 1.8×10^7 , x 为 20 mm 时,团簇尺寸为 2.2×10^7 .当 x 为 30 mm(喷嘴出口处)的团簇尺寸为 $N_c = 2.4 \times 10^7$,此时对应的团簇半径约为 58 nm.显然从 20 mm 后团簇尺寸增加趋缓,特别是在喷嘴出口以外的位置上,例如在距离喷嘴出口 5 mm 处团簇尺寸为 2.5×10^7 ,这与出口处的团簇相差不大,可以说团簇尺寸已经趋于饱和.也就是说喷流中包含较大平均尺寸团簇的区域出现在距离喷嘴喉口大约 20 mm 以后.另外,根据图 2 中反映的团簇喷流中团簇平均尺寸的演化规律可知,当 x 足够大时团簇尺寸可趋于一稳定值,即团簇尺寸已趋于饱和.据此就不难理解 Hagenau 尺度定律中团簇尺寸与 x 无关的结论.因为 Hagenau 尺度定律是对团簇束流(由团簇喷流经漏勺 skimmer 后形成,此时 $x \gg$ 喷嘴长度 L) 中团簇尺寸研究的结果,即对应了 x 足够大时的情况.

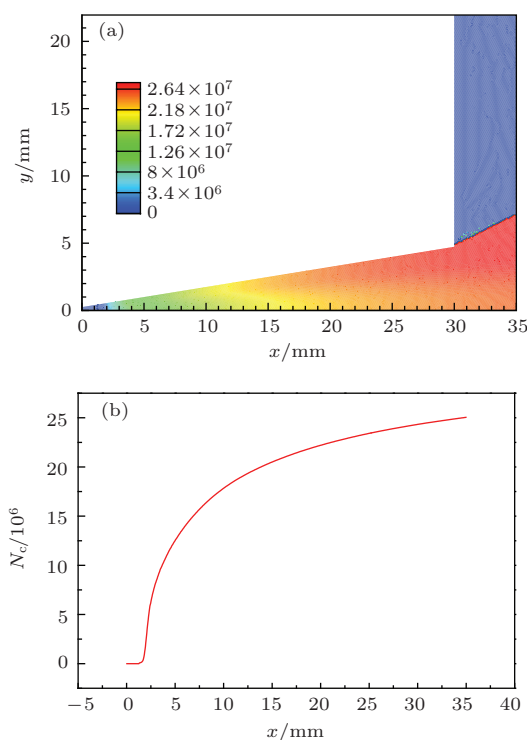


图 2 (网刊彩色) (a) 喷流中团簇平均尺寸二维分布图; (b) 喷流中心轴线上团簇平均尺寸沿 x 方向的分布

图 3 是利用模拟结果给出的超声团簇喷流中原子密度分布二维图.图 3(b) 为其中心轴线上原子密度随 x 的变化情况.图中的横坐标仍然为喷流的中心轴线(即图 1 中的 x 轴),以喷嘴喉口处为坐标原点.从图 3 可以看出,与喷流中团簇平均尺寸变化趋势相反,喷流中原子密度显

示逐渐减小的趋势. 喷嘴喉口处原子密度较大, 约为 $7.5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. 根据理想气体状态方程 $P_0 = nkT_0$ ($T_0 = 293 \text{ K}$, $P_0 = 50 \text{ bars}$), 喉口处对应的原子密度 n 约为 10^{21} cm^{-3} . 因此与模拟结果基本类似. 但随着 x 的增加, 原子密度减少得很快. 例如在 $x = 10 \text{ mm}$, 原子密度已减小为 $8.7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, 约减小为喉口处原子密度的 0.012 倍. 但在 $x = 10 \text{ mm}$ 以后, 原子密度的减小趋势明显变缓. 例如在 $x = 20 \text{ mm}$ 处的原子密度约为 $2.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, 而在距离喷嘴出口 5 mm 处 (即 $x = 35 \text{ mm}$) 的原子密度约为 $8.3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, 只相当于 $x = 20 \text{ mm}$ 处的原子密度的 0.33 倍. 原子密度这种变化规律, 也可以这样理解: 根据锥型喷嘴的几何特性, 当喷嘴张角和喷嘴喉径一定的情况下, 随着 x 增加, 喷流截面会增加. 由流体的连续性方程可知, 截面面积大的区域对应的原子密度就会小, 所以 x 越长, 对应的喷流中原子密度越小. 但随着 x 的继续增大, 喷流的横截面积的增加会变缓 (由于喷流的径向流速变小) 而使得原子密度减小变缓.

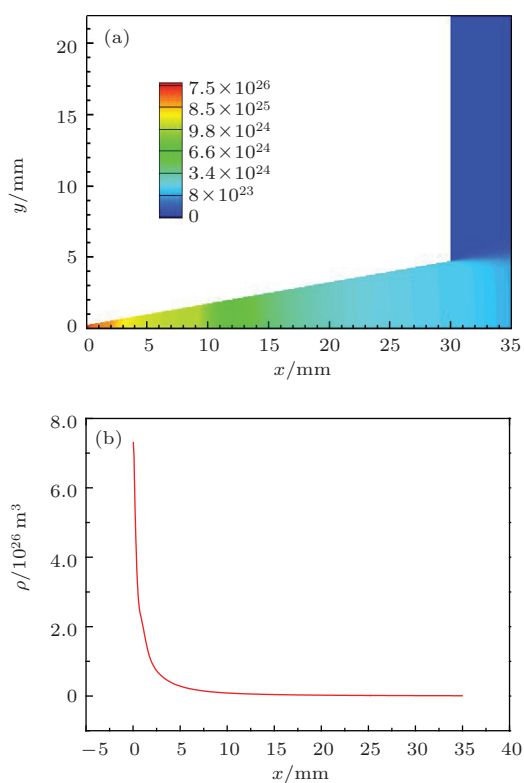


图3 (网刊彩色) (a) 喷流中原子密度二维分布图; (b) 喷流中心轴线上原子密度沿 x 方向的分布

值得注意的是, 从图 2(a) 和图 3(a) 中也可看出, 在与喷流垂直的截面上, 也就是径向上来看, 团簇平均尺寸和原子密度分布均显示一定的均匀性.

但相对而言, 由于团簇平均尺寸受制于多个因素的影响, 其径向上的分布均匀性不如原子密度. 同时, 如果从原子密度径向分布观察喷流的径向宽度, 可以看到: 对应 $L = 30 \text{ mm}$ 的锥形喷嘴而言, 从喷嘴出口后的喷流空间轮廓的径向尺寸基本符合 Hagen 直线流模型对喷流尺寸的假设, 即喷嘴出口外喷流的张角与喷嘴的张角基本一致. 这与短锥形喷嘴 ($L = 5 \text{ mm}$) 对应的喷流尺寸略大于理想直线流模型的预期尺寸情况稍有不同 [15].

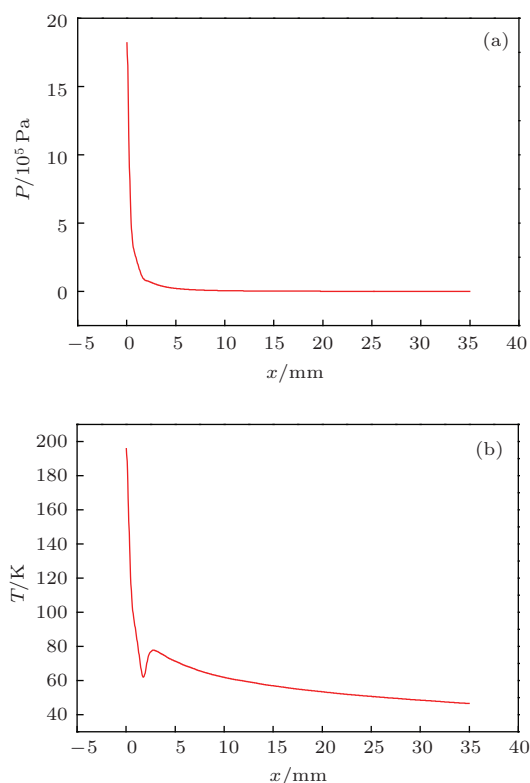


图4 喷流中心轴线上压强 (a) 和温度 (b) 沿 x 方向的分布

根据团簇生成动力学方程组, 团簇尺寸的增长不仅与原子密度有关, 还与压强和温度有关. 为了更好地理解团簇尺寸演化规律, 根据数值模拟结果, 图 4(a) 和 (b) 给出了喷流中压强和温度随 x 的变化情况. 从图中可以看出, 压强和温度随 x 的变化情况类似于原子密度的变化, 即初始阶段随着 x 增加, 减小得很快, 后减小趋势变缓. 例如: 当 x 从 0 mm 增大为 20 mm 时, 压强从 $1.8 \times 10^6 \text{ Pa}$ 迅速减小为 1220 Pa. 而在 x 从 20 mm 到 35 mm 这段区域时, 压强只是从 1220 Pa 减小到 340 Pa, 减小明显变缓. 可以说相对于初始阶段压强的变化, 后阶段的变化基本趋于稳定. 温度的变化规律也类似. 在喷嘴喉口处的温度约为 200 K, 在 x 为 20 mm 处

时, 温度减小为 53 K. 当 x 大于 20 mm 时, 温度也趋于一个稳定值 47 K. 需要指出的是在图 4(b) 中温度的变化出现了一涨落过程, 这是由于考虑到团簇形成过程中气体液化放热所引起的, 发生在团簇开始大量产生的位置. 结合以上关于喷流中原子密度、压强和温度随 x 的变化趋势的讨论, 即这些物理量基本是随 x 增加先减小, 后减小变缓, 最后几乎趋于稳定的变化规律, 不难理解团簇尺寸随 x 增加而趋于饱和的趋势, 也就意味着大尺寸团簇的形成需要一个过程.

根据以上关于喷流中原子密度和团簇尺寸演化规律可知, 在激光-团簇相互作用研究中, 如果需要较大的原子密度, 则应选择的相互作用区域所对应的 x 值应尽可能小, 而若需要较大尺寸的团簇, 则对应的 x 应尽可能大. 考虑到实际激光-团簇相互作用区域一般选在喷嘴出口外一定距离 (~ 2 mm) 处, 因此锥形喷嘴长度决定了所选择的相互作用区域对应的 x 值. 如果在激光与团簇喷流相互作用研究中对大团簇尺寸和高喷流原子密度都有实际要求, 那么在一定气体背压、锥形喷嘴喉径和半张角的情况下, 可以通过选择适当的喷嘴长度来达到目的. 例如: 在图 3(b) 中, 如果喷嘴长度选为 20 mm, 那么喷嘴出口处的团簇尺寸和原子密度对应了图 3(b) 中 $x = 20$ mm 处的相应值 (团簇尺寸约为 2.2×10^7 , 原子密度为 $2.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$). 如果喷嘴长度选为 30 mm, 那么喷嘴出口处的团簇尺寸和原子密度对应 $x = 30$ mm 处的相应值 (团簇尺寸约为 2.4×10^7 , 原子密度为 $1.1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$). 相比较而言, 两种喷嘴对应的团簇尺寸基本相同, 都已接近于最大值 2.5×10^7 . 但是 20 mm 喷嘴对应的原子密度却是 30 mm 时的 2.2 倍. 显然, 此种条件下, 20 mm 长的喷嘴优于 30 mm 长的喷嘴. 当然若选用更短的喷嘴, 对应的原子密度虽然可以继续增加, 但团簇尺寸会进一步减小, 这样就会不利于激光-团簇相互作用研究中高能粒子的产生. 因此根据以上关于团簇尺寸随 x 变化分析可知, 这种情况下合适的喷嘴长度可以估计为 20 mm 左右.

4 结 论

本文利用 Boldarev 模型对高背压氩气经锥形喷嘴向真空绝热膨胀形成的团簇喷流的模拟结果, 研究了沿喷流方向在喷流中心轴线上团簇尺寸、原子密度、压强和温度的变化规律. 模拟结果表明:

不同于团簇束流, 团簇喷流中沿喷流方向团簇尺寸显示先增大后趋于饱和, 而原子密度先减小后逐渐减小的规律. 针对这一演化规律, 本文指出在激光与高背压团簇喷流相互作用实验研究中可以通过喷嘴长度的选择来优化相互作用区域, 满足对原子密度和团簇尺寸的实际要求. 考虑到气体背压、锥形喷嘴张角和喉径都有可能对喷流中热力学参量产生影响, 也就是对团簇尺寸增长趋势的影响, 那么喷流中出现较大尺寸团簇的区域到喷嘴喉口的距离可能会受到这些因素的影响, 因而就会影响到锥形喷嘴长度的优化选择. 这些内容需要作进一步的详细研究. 本文由于研究了常见喉径 (~ 0.5 mm) 和半张角 ($\sim 8.5^\circ$) 的锥形喷嘴形成的高背压 (~ 50 bar) 气体团簇喷流, 因此对大尺寸团簇源的研制、激光-团簇喷流相互作用研究中喷嘴长度的选择有一定的参考意义.

参考文献

- [1] McPherson A, Thompson B D, Borisov A B, Boyer K, Rhodes C K 1994 *Nature* **370** 631
- [2] Shim B, Hays G, Zgadzaj R, Ditmire T, Downer M C 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 123902
- [3] Kumarappan V, Kim K Y, Milchberg H M 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 205004
- [4] Zweiback J, Cowan T E, Hartley J H, Howell R, Wharton K B, Crane J K, Yanovsky V P, Hays G, Smith R A, Ditmire T 2002 *Phys. Plasmas* **9** 3108
- [5] Ditmire T, Zweiback J, Yanovsky V P, Cowan T E, Hays G, Wharton K B 1999 *Nature* **398** 489.
- [6] Liu J S, Lu H Y, Zhou Z L, Wang C, Li H Y, Xia C Q, Wang W T, Xu Y, Lu X M, Leng Y X, Liang X Y, Ni G Q, Li R X, Xu Z Z 2014 *Chin. J. Phys.* **52** 524
- [7] Smith R A, Ditmire T, Tisch J W G 1998 *Rev. Sci. Instrum.* **69** 3798
- [8] Hagena O F 1992 *Rev. Sci. Instrum.* **63** 2374
- [9] Hagena O F 1981 *Surf. Sci.* **106** 101
- [10] Lu H Y, Ni G Q, Li R X, Xu Z Z 2010 *J. Chem. Phys.* **132** 124303
- [11] Dorchies F, Blasco F, Caillaud T, Stevefelt J, Stenz C, Boldarev A S, Gasilov, V A 2003 *Phys. Rev. A* **68** 023201
- [12] Boldarev A S, Gasilov V A, Faenov A Y, Fukuda Y, Yamakawa K 2006 *Rev. Sci. Instrum.* **77** 083112
- [13] Guo E F, Han J F, Li Y Q, Yang C W, Zhou R 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 103601 (in Chinese) [郭尔夫, 韩纪锋, 李永青, 杨朝文, 周荣 2014 物理学报 **63** 103601]
- [14] Chen G L, Kim B, Ahn B, Kim D E 2010 *J. Appl. Phys.* **108** 064329
- [15] Chen G L, Xu H X, Ren L, Wang L L, Cao Y J, Zhang X L, Ping Y X, Kim D E 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 133601 (in Chinese) [陈光龙, 徐红霞, 任莉, 汪丽莉, 曹云玖, 张修丽, 平云霞, Dong Eon Kim 2013 物理学报 **62** 133601]

- [16] Jinno S, Fukuda Y, Sakaki H, Yogo A, Kanasaki M, Kon-do K, Faenov A Ya, Skobelev I Yu, Pikuz T A, Boldarev A S, Gasilov V A 2013 *Appl. Phys. Lett.* **102** 164103
- [17] Jinno S, Fukuda Y, Sakaki H, Yogo A, Kanasaki M, Kon-do K, Faenov A Ya, Skobelev I Yu, Pikuz T A, Boldarev A S, Gasilov V A 2013 *Opt Express* **21** 20656
- [18] Fukuda Y, Faenov A Ya, Tampo M, Pikuz T A, Nakamu-ra T, Kando M, Hayashi Y, Yogo A, Sakaki H, Kameshi-ma T, Pirozhkov A S, Ogura K, Mori M, Esirkepov T Zh, Koga J, Boldarev A S, Gasilov V A, Magunov A I, Yamauchi T, Kodama R, Bolton P R, Kato Y, Tajima T, Daido H, Bulanov S V 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 165002

Evolution of average cluster size in supersonic cluster jet under high gas backing pressure*

Xu Yi¹⁾ A. S. Boldarev²⁾ Dong Eon Kim³⁾⁴⁾ Chen Guang-Long^{1)†}

1) (School of Fundamental Studies, Shanghai University of Engineering Science, Shanghai 201620, China)

2) (Keldysh Institute of Applied Mathematics Russian Academy of Science, Moscow 125047, Russia)

3) (Department of Physics & Center for Attosecond Science and Technology(CASTECH), Pohang University of Science and Technology (POTEC), Pohang, Kyungbuk 790-784, Korea)

4) (Max Planck Center for Attosecond Science, Pohang, Kyungbuk 790-784, Korea)

(Received 18 July 2014; revised manuscript received 9 September 2014)

Abstract

Evolution of the average cluster size at the center of a cluster jet from the nozzle throat along the gas flow is investigated using simulations. The simulation is performed for the cluster jet from the expansion of Ar gas into vacuum through a long conical nozzle (with the length L of 30 mm) under a high backing pressure ($\sim 5 \times 10^6$ Pa). Results indicate that the cluster size increases gradually until it is close to the maximum with the increase of the distance from the nozzle throat, and the part of the jet with large-size clusters is located at the distance greater than 20 mm from the nozzle throat. Based on the simulation results about the evolution of the cluster size and the atom density in a cluster jet, the optimization of a nozzle length has been discussed under a given condition. This work shows that a proper nozzle length is about 20 mm for a usual conical nozzle with an opening angle of about 8.5 degree and a throat diameter of about 0.5 mm.

Keywords: gas cluster, Boldarev model, cluster size, clustered-gas jet

PACS: 36.40.-c, 47.40.Ki

DOI: 10.7498/aps.64.013601

* Project supported by the Natural Science Foundation of Shanghai, China (Grant No. 11ZR1414500).

† Corresponding author. E-mail: chengguanglong@sues.edu.cn