

文章编号: 1001-4322(2006)02-0193-04

线性喷管构形对激光推力器冲量耦合系数的影响*

崔村燕^{1,2}, 洪延姬², 何国强¹, 李倩², 曹正蕊²

(1. 西北工业大学 航天学院, 西安 710072; 2. 装备指挥技术学院, 北京 101416)

摘 要: 喷管是激光推力器的重要组成部分。在设计喷管构形时, 可以使其与聚光系统一体化设计, 也可以把聚光系统和喷管分离设计。针对聚光系统与喷管分离设计的工作模式, 建立了一种辅助聚焦系统的点火模型。通过改变喷管的构形, 分析了圆锥形、圆台形喷管的冲量耦合系数与喷管顶部直径与出口直径之比以及喷管长度与出口直径之比之间的关系。通过对推力曲线的分析, 阐述了喷管结构参数对其性能影响的原因。研究结果显示, 圆台形喷管的推进性能优于圆锥形和圆筒形。

关键词: 喷管; 激光推力器; 点火模型; 冲量耦合系数; 设计参数

中图分类号: O439; TN249

文献标识码: A

自从 1972 年 Kantrowitz 提出激光推进概念以来, 国内外学者针对激光推力器冲量耦合系数开展了大量的数值模拟和实验研究^[1-7]。研究的推力器模型主要有美国学者 Myrabo 提出的环聚焦喷管和德国学者 Bohn 提出的点聚焦喷管。目的是通过对推力器冲量耦合系数的研究, 揭示激光推进的机理, 获得具有最佳推进性能的喷管构形。Myrabo 喷管和 Bohn 喷管均采用聚焦系统与喷管一体化设计, 即喷管内表面的主要功能之一是接受并反射入射激光, 使之会聚到一点或环线上, 以击穿聚焦区域的空气而形成等离子体。因而, 喷管的内表面母线一般为抛物线, 在选择喷管材料时必须优先考虑其是否适合镜面加工。这种设计结构简单, 体积小, 重量轻。当激光器的能量和重复频率较小时, 其工作性能较稳定, 推进性能参数也比较理想。随着激光器能量和频率的提高, 爆轰波及其演化的激波对喷管的破坏作用也越来越显著, 主要表现为两种破坏: 一种是高温高压等离子体严重破坏内表面的粗糙度, 导致聚光性能变差; 另一种是喷管材料本身在高温高压作用下发生形变, 甚至烧蚀。这些弊端严重限制了抛物形喷管在未来激光推进中的应用。

为了解决聚光系统与喷管一体化设计的弊端, 可以从两个方面开展研究: 其一是从材料和结构着手, 寻找轻质、耐高温的材料, 并设计具有散热结构的喷管; 其二是设计独立的喷管, 使之与聚光系统分离^[8-9]。第一种方法将使喷管的结构变得复杂, 喷管的性能将受到许多因素的影响, 需要开展大量的实验和数值研究。第二种方法可以分别研究聚光系统和喷管构形, 使喷管的构形设计不再局限于旋转抛物形, 喷管的材料也不必选用适合镜面加工的金属, 而可以换用耐高温高压的高分子材料。考虑到高分子材料的加工性能, 本文从最易于加工的线性喷管入手, 以期寻找一种推进性能较好的构形。

1 激光推力器模型

激光推力器喷管构形为线性等壁厚旋转体, 如图 1 所示。喷管出口直径 D 可依据入射激光光束的大小而

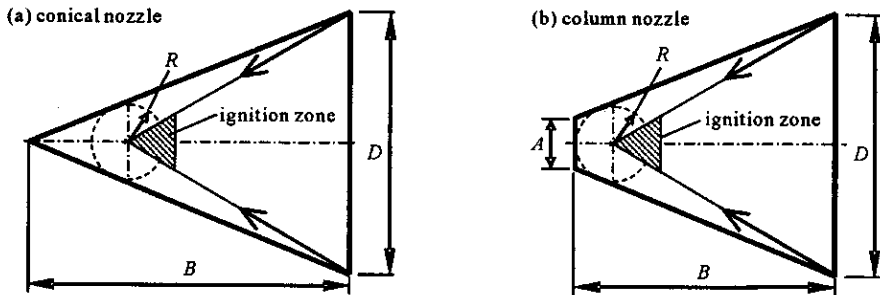


Fig. 1 Structures of conical nozzle and column nozzle

图 1 线性喷管结构示意图

* 收稿日期 2005-11-29; 修订日期 2006-01-04

基金项目 国家 973 项目资助课题

作者简介 崔村燕(1977—), 女, 安徽省怀远县人, 博士生, 讲师, 从事推进技术研究; ccy6655@126.com。

定,以入射光束焦点为圆心,以 R 为半径的圆的切线确定了喷管母线。本文所研究的喷管 $D = 70 \text{ mm}$, $R = 10 \text{ mm}$,其余各参数的取值及所对应的喷管编号见表 1。

表 1 喷管编号与设计参数对应表

Table 1 Different nozzles and their design parameters

number of nozzles	A/mm	B/mm	number of nozzles	A/mm	B/mm	number of nozzles	A/mm	B/mm
tri1	0	86.35	tri2	0	91.35	tri3	0	96.35
tri1-tix-1	1.00	85.12	tri2-tix-1	1.00	90.05	tri3-tix-1	1.00	94.97
tri1-tix-2	4.00	77.71	tri2-tix-2	4.00	86.13	tri3-tix-2	4.00	90.84
tri1-tix1	13.25	70.00	tri2-tix1	13.25	75.00	tri3-tix1	13.25	80.00
tri1-tix2	30.00	70.00	tri2-tix2	30.00	75.00	tri3-tix2	30.00	80.00
tri1-tix3	50.00	70.00	tri2-tix3	50.00	75.00	tri3-tix3	50.00	80.00
tri1-tix4	70.00	70.00	tri2-tix4	70.00	75.00	tri3-tix4	70.00	80.00

2 计算模型

不考虑粘性,忽略质量力和热传导,求解的基本方程是 Euler 方程。在直角坐标系中,其守恒形式为

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial z} = 0 \quad (1)$$

$$\mathbf{U} = \begin{Bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ \rho E \end{Bmatrix}, \quad \mathbf{F} = \begin{Bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ \rho uw \\ (\rho E + p)u \end{Bmatrix}, \quad \mathbf{G} = \begin{Bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ \rho vw \\ (\rho E + p)v \end{Bmatrix}, \quad \mathbf{H} = \begin{Bmatrix} \rho w \\ \rho uw \\ \rho vw \\ \rho w^2 + p \\ (\rho E + p)w \end{Bmatrix} \quad (2)$$

式中 \mathbf{U} 是守恒变量, \mathbf{F} , \mathbf{G} 和 \mathbf{H} 是无粘通量, ρ 和 p 分别是气体密度和压强, u , v 和 w 分别是速度在 3 个坐标轴方向的分量, K 为比总能,定义为

$$K = e + \frac{1}{2}(u^2 + v^2 + w^2) \quad (3)$$

式中 e 为比内能。假定空气为完全气体,比内能 e 和压强 p 与温度 T 之间的关系分别为

$$e = c_v T = \frac{5}{2} RT \quad (4)$$

$$p = \rho RT \quad (5)$$

式中 $c_v = 5R/2$ 是双原子气体的质量定容热容, $R = 287 \text{ J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$, 是空气的气体常数。

入射激光光束经外部辅助聚光系统聚焦于喷管轴线上的某一点,形成如图 1 阴影所示的锥形点火区域。设点火区的底面半径为 r , 母线长为 l , 高为 h , 体积为 V , 表面积为 S , 则

$$S = \pi r(l + r), \quad V = \frac{1}{3} \pi r^2 h \quad (6)$$

令激光脉冲能量为 E , 脉宽为 τ , 空气击穿阈值为 I_{th} , 激光能量转化效率为 η , 等离子体的密度为 ρ , 则

$$\frac{E\eta/\tau}{S} = I_{th} \quad (7)$$

$$\rho e V = E\eta \quad (8)$$

联立式(6)(7)和(8)就可获得等离子体的比内能,这也是在选用流体力学计算软件 FLUENT6.2.16 对爆轰波在流场中的传播进行数值计算时,需要在用户自定义函数中输入的参数。

推力器模型为轴对称形式,采用非结构网格,计算方法为有限体积法;由于爆轰波在流场中的传播速度很快,为高速可压缩流动,我们选用耦合算法以及一阶精度的隐式时间积分方法求解非定常流场。

3 计算结果及分析

假设激光器的单脉冲能量为 60 J , 空气击穿阈值为 $2.5 \times 10^{11} \text{ W}/\text{m}^2$, 脉宽为 200 ns , 考虑到外部聚焦系统需要经过 2~3 次反射,激光能量损失较多,这里,我们假设能量利用率为 25%。

图 2 给出了部分喷管构形所获得的推力曲线。推力曲线显示：

(1)圆锥形喷管(tri1)的推力曲线有两个峰值 ,第一个峰值比较大。

(2)圆台形喷管(tri1-tix1)的推力曲线具有多个峰值 ,其中 ,第一个峰值和第二个峰值较突出 ,二者的大小是由点火区与喷管侧壁间的距离及点火区与喷管顶部间的距离所决定的。

(3)当 $A = D$ 时 ,喷管构形为圆柱形(tri1-tix4) ,推力仅是激波与喷管顶部耦合的结果 ,因而推力曲线比较平滑。

表 2 给出了各喷管冲量耦合系数 C_m 的计算结果。为了使喷管的几何参数对冲量耦合系数的影响规律更容易描述 ,设 K_1, K_2 是两个无量纲参数 ,其表达式为

$$K_1 = A/D, \quad K_2 = B/D \tag{9}$$

表 2 喷管的冲量耦合系数

Table 2 Impulse coupling coefficient of different nozzles

number of nozzles	$C_m / (10^{-5} N \cdot s \cdot J^{-1})$	number of nozzles	$C_m / (10^{-5} N \cdot s \cdot J^{-1})$	number of nozzles	$C_m / (10^{-5} N \cdot s \cdot J^{-1})$
tri1	26.60	tri2	28.00	tri3	29.10
tri1-tix-1	26.82	tri2-tix-1	27.83	tri3-tix-1	28.97
tri1-tix-2	26.19	tri2-tix-2	27.78	tri3-tix-2	27.74
tri1-tix1	38.70	tri2-tix1	28.40	tri3-tix1	28.10
tri1-tix2	35.90	tri2-tix2	25.80	tri3-tix2	23.10
tri1-tix3	23.90	tri2-tix3	18.20	tri3-tix3	19.20
tri1-tix4	22.70	tri2-tix4	17.10	tri3-tix4	16.40

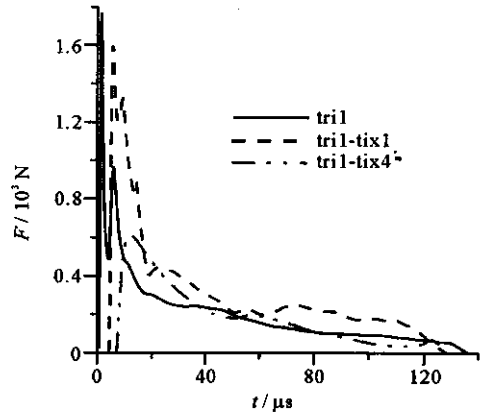


Fig.2 Thrust curves of nozzles with different shapes

图 2 不同喷管构形的推力曲线对比

图 3 给出了无量纲参数 K_1, K_2 与 C_m 之间的关系。从图中可以看出：

(1)当 $0 \leq K_1 < 0.189$ 时 , C_m 随着 K_2 的增大而增大 ,但是变化并不大。虽然喷管长度的增加会使点火区与壁面的距离增大 ,导致 C_m 降低 ,但同时也使喷管侧壁与轴线的夹角减小 ,有助于 C_m 的提高^[7]。所以 ,在正反两方面因素的共同作用下 ,当 K_1 较小时 , C_m 对 K_1 不是太敏感。

(2)当 $0.189 \leq K_1 \leq 1$ 且为定值时 , C_m 随着 K_2 的增大而降低。从推力曲线分析可知 ,圆台形喷管的第一个推力尖峰所产生的冲量只有总冲量的 10% ~ 15% ,而激波第一次与喷管顶部耦合所产生的冲量却可达 10% ~ 25%。由于点火区与喷管出口的距离不变 ,所以 K_2 的增大实质上是点火区与喷管顶部距离的增大 ,这将使第二峰值大大降低 ,导致 C_m 的下降。

(3)当 K_2 为定值时 , C_m 随着 K_1 的增大而降低。通过流场分析可知 ,当 K_1 较小时 ,推力及推力的第一个峰值是由激波与侧壁的耦合所产生的。随着 K_1 的增大 ,激波演化至侧壁所需的时间越来越长 ,压力越来越小 ,导致推力产生较迟 ,推力峰值下降。而且 ,随着 K_1 的增大 ,激波将首先传至喷管顶部 ,从速度矢量场可以明显观察到 ,粒子与喷管顶部碰撞后 ,沿着与轴线接近垂直的方向向侧壁运动 ,其与侧壁作用所产生的推力是径向的 ,所以 ,在轴向推力曲线上表现为“整体”下降。这也是文献中提出线性喷管的顶部需用二次曲面的原因^[8-9]。同时 ,从图 3 还可以看出 ,当推力的第一个峰值不再受喷管侧壁影响时 , C_m 对 K_1 的变化也不敏感了。

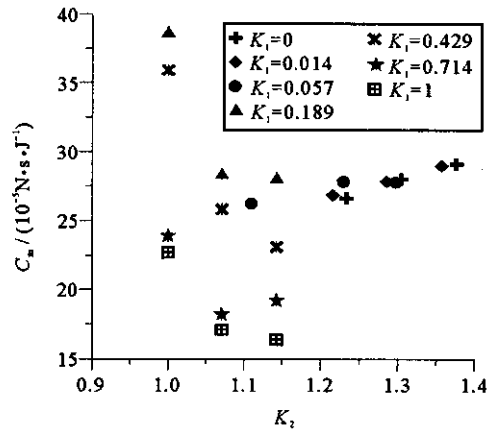


Fig.3 Relationship between K_1, K_2 and C_m

图 3 K_1, K_2 与 C_m 之间的关系

4 结 论

在不考虑材料和入射激光参数对喷管冲量耦合系数影响的条件下,利用外部聚光系统聚焦时,线性喷管的点火形状可假设为圆锥形;用量纲分析方法对数值计算的结果进行分析,获得了线性喷管构形设计的优化规律:

(1) $K_1 = 1$ 时,喷管为圆筒形,获得的 C_m 较低;

(2) $0 \leq K_1 < 0.189$ 时,喷管为圆锥形或近似圆锥形, C_m 有随着 K_2 增大的趋势,与此同时,喷管的体积和质量都随之增大,所以优化空间较小;

(3) $0.189 \leq K_1 \leq 1$, 喷管为圆台形, C_m 有随着 K_1, K_2 的减小而增大的趋势,当 $K_1 \approx 0.189, K_2 \approx 1$ 时,获得了最大的 C_m 。

需要指出的是,本文在设计喷管构形时,由于考虑到高温等离子体对喷管壁面的破坏作用,以辅助聚焦系统的焦点为圆心,以 $R = 10 \text{ mm}$ 为半径界定了一个球形区域,喷管内壁的任何部分不能位于此球形区域内,把喷管出口直径固定为 $\phi 70 \text{ mm}$,聚焦光束与喷管出口边界形成的最小入射角固定为 60° ,所以焦点与喷管出口边界的距离也是固定的。这在限制 K_1, K_2 最小值的同时,也导致了焦点与喷管顶部的距离将会随着 K_2 增大。由此可见,对于激光推力器线性喷管的优化还需开展大量的研究工作。

参考文献:

- [1] Kantrowitz A. Propulsion to orbit by ground-based laser[J]. *Astronautics and Aeronautics*, 1972, **10**(5): 74.
- [2] Schall W O, Bohn W L, Eckel H A, et al. Light craft experiments in Germany[C]//Proc of SPIE. 2000, **4065**: 472-481.
- [3] Myrabo L N, Messitt D G, Mead F B Jr. Ground and flight tests of a laser propelled vehicle[R]. AIAA Paper, 98-1001.
- [4] 金星, 洪延姬, 崔村燕, 等. 激光推进冲量耦合系数的测量方法[J]. 强激光与粒子束, 2004, **16**(7): 861-864. (Jin X, Hong Y J, Cui C Y, et al. Measure method of impulse coupling-coefficient of laser propulsion. *High Power Laser and Particle Beams*, 2004, **16**(7): 861-864)
- [5] 曹正蕊, 洪延姬, 李倩, 等. 单脉冲能量对光船推进性能的影响[J]. 热科学与技术, 2005, **4**(2): 183-188. (Cao Z R, Hong Y J, Li Q, et al. Influence of laser pulse energy on propulsion performance of lightcraft. *Journal of Thermal Science and Technology*, 2005, **4**(2): 183-188)
- [6] 龚平, 唐志平. 大气呼吸模式激光推进的机理分析及数值模拟[J]. 爆炸与冲击, 2003, **23**(6): 501-508. (Gong P, Tang Z P. Mechanism analysis and numerical simulation of air-breathing model for laser propulsion. *Explosion and Shock Waves*, 2003, **23**(6): 501-508)
- [7] 李修乾, 洪延姬, 何国强, 等. 激光推力器概念设计研究现状及发展趋势[J]. 强激光与粒子束, 2005, **17**(3): 363-368. (Li X Q, Hong Y J, He G Q, et al. Status and development trend of concept studies on laser propulsion thruster. *High Power Laser and Particle Beams*, 2005, **17**(3): 363-368)
- [8] Ageichik A A, Egorov M S, Ostapenko S V, et al. Experimental study on thrust characteristics of airspace laser propulsion engine[C]//CP702, Beamed Energy Propulsion: Second International Symposium on Beamed Energy Propulsion. 2004: 49-60.
- [9] Ageichik A A, Egorov M S, Ostapenko S V, et al. Model test of the aerospace laser propulsion engine[C]//CP766, Beamed Energy Propulsion: Second International Symposium on Beamed Energy Propulsion. 2005: 183-194.

Influence of linear nozzle structure on impulse coupling coefficient of laser thruster

CUI Cun-yan^{1,2}, HONG Yan-ji², HE Guo-qiang¹, LI Qian², CAO Zheng-ru²

(1. College of Astronautics, Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072, China;

2. Academy of Equipment Command and Technology, Beijing 101416, China)

Abstract: The nozzle is one of the most important parts of a laser thruster. It can be designed with the focusing system together. It can also be designed independently without considering the focusing system. For the latter case, an ignition mode was set up with an auxiliary focusing system. By changing the parameters of the nozzle, the relationship between the impulse coupling coefficient and two dimensionless parameters, the ratio of the head diameter to the exit diameter of the nozzle and the ratio of the nozzle length to the exit diameter of the nozzle, was obtained. The reasons why the parameters of nozzle structure affect the impulse coupling coefficient were explained. The results show that the propulsion performance of the rotary trapezium nozzle is better than that of the column nozzle or the conical nozzle. The highest impulse coupling coefficient was gained when the two ratios were about 0.189 and 1 separately under the calculation condition of this paper.

Key words: Laser thruster; Nozzle; Ignition mode; Impulse coupling coefficient; Design parameter