

倾斜射流撞壁形成的液膜外形的理论建模*

唐亮, 李平, 周立新, 任孝文, 张波涛

(西安航天动力研究所 液体火箭发动机技术重点实验室, 陕西 西安 710100)

摘要: 倾斜射流撞击壁面在燃烧室液膜冷却、溅板式喷注器雾化等领域均有广泛应用。为了研究倾斜射流撞壁形成的液膜的基本形态、液膜边界大小, 开展理论建模研究。通过建立在液膜边界的守恒方程及液膜在壁面上的厚度及速度分布关联式, 形成一套能够求解倾斜射流撞击壁面后液膜形态及边界的理论方法。模型计算结果与文献中的实验结果对比表明, 建立的模型能够较为准确地反映出壁面上液膜的基本外形。理论模型计算表明: 液膜铺展面积随着射流速度和射流直径的增大而增大; 当射流与壁面的夹角增大时, 液膜流量分布的改变会导致液膜长度减小, 宽度增大; 模型计算结果能够反映出液膜边界随接触角增大而变小这一定性规律。

关键词: 倾斜射流撞壁; 液膜; 理论模型; 接触角; 液膜冷却

中图分类号: V434+.1 文献标识码: A 文章编号: 1001-4055 (2021) 02-0327-08

DOI: 10.13675/j.cnki.tjjs.190766

Theoretical Modeling of Liquid Sheet Shape Formed by Oblique Jet Impinging onto Wall

TANG Liang, LI Ping, ZHOU Li-xin, REN Xiao-wen, ZHANG Bo-tao

(Science and Technology on Liquid Rocket Engine Laboratory, Xi'an Aerospace Propulsion Institute, Xi'an 710100, China)

Abstract: The oblique jet impinging on the wall has a wide range of applications in the field of liquid film cooling in the combustion and atomization of spark injector. In order to study the basic shape, liquid sheet size and the boundary of the liquid sheet formed by the oblique jet impinging on the wall, theoretical modeling studies were carried out. By establishing conservation equations at the boundary of the liquid sheet and the expression of the thickness and velocity distribution of the liquid sheet on the wall, theoretical method for solving the shape and boundary of the liquid sheet formed by the oblique jet impinging on the wall was established. The comparison between the calculation results of the model and the experimental results in the literature shows that the established model can accurately reflect the basic shape of the liquid sheet on the wall. The calculation results show that the liquid sheet spreading area increases with the jet velocity and the jet diameter. When the angle between the jet and the wall increases, the change in the flow distribution causes the liquid sheet length to decrease and the width to increase. The model calculation results can qualitatively reflect that the liquid film boundary becomes smaller with increasing contact angle.

Key words: Oblique jet impinging on the wall; Liquid sheet; Theoretical method; Contact angle; Liquid film cooling

* 收稿日期: 2019-11-04; 修订日期: 2020-04-29。

基金项目: 国家自然科学基金 (11502186)。

通讯作者: 唐亮, 博士生, 研究领域为液体火箭发动机传热与冷却。E-mail: tang410632@163.com

引用格式: 唐亮, 李平, 周立新, 等. 倾斜射流撞壁形成的液膜外形的理论建模[J]. 推进技术, 2021, 42(2): 327-334. (TANG Liang, LI Ping, ZHOU Li-xin, et al. Theoretical Modeling of Liquid Sheet Shape Formed by Oblique Jet Impinging onto Wall[J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2021, 42(2): 327-334.)

1 引言

倾斜射流撞壁形成液膜在火箭发动机液膜冷却^[1-3]、溅板式喷注器雾化^[4-5]、清洁等领域^[6-8]具有广泛的应用。在小推力液体火箭发动机中,倾斜射流撞击壁面并铺展形成液膜,实现对发动机推力室的热防护。液膜冷却的好坏,直接关系到发动机热防护的效果以及比冲性能^[9-10],是发动机设计的重要方面。倾斜射流撞壁形成的液膜大小及覆盖区域是推力室液膜冷却的重要关注点。

倾斜射流撞击方面,Hasson等^[11]最早提出射流相互撞击以后,流动滞止点并不是位于撞击面正中心,而是处于撞击形成的椭圆形接触面的一个焦点上,并据此建立了不考虑粘性作用的液膜厚度分布理论模型。这一假设也在之后的研究中广泛应用。Bremond等^[12]考虑到液膜边缘的影响,建立了射流互击形成的液膜的模型方程。而Yang等^[13]则在模型中考虑到了射流的速度型以及粘性作用,进而研究了粘性射流互击形成的液膜的形态。在射流撞壁形成液膜的厚度方面,Watson^[14]考虑到流动分别为层流和湍流的情况,建立了竖直射流撞击壁面以后的液膜厚度分布模型。Inamura等^[15]应用Hasson等的模型,并考虑到了射流撞壁后在壁面上层流边界层的发展,建立了射流撞击壁面后的液膜厚度分布模型,之后又在此模型的基础上,考虑到壁面曲率的影响,对模型进行修正进而建立了射流撞击曲壁以后的液膜厚度分布模型^[16]。而林庆国^[1]则进行了射流撞壁的实验研究,观察了液膜形态与入射参数的关系并测量了液膜厚度,液膜厚度与Inamura等的模型吻合较好。Wang等^[17]对射流撞壁进行了实验研究,并建立了半经验的模型来研究射流速度、粘性、撞击角度等因素对液膜形态的影响。

由于存在壁面摩擦的影响,射流撞击壁面形成液膜的过程非常复杂,除了Wang等^[17]建立半经验的模型描述射流撞壁后的液膜形态外,当前对射流撞壁形成的液膜的形态研究还十分少。本文建立了一个理论的射流撞壁模型,能够计算得到不同射流参数下液膜的内外边界,获得液膜的基本形态。然后通过理论模型研究了射流速度、射流直径、射流撞击角度以及流体与壁面的接触角对液膜形态的影响。

2 倾斜射流撞壁理论模型

2.1 射流撞壁过程及模型假设

圆柱射流以一定的倾斜角度撞击壁面以后,会

在惯性力的主导作用下,以撞击点为中心,向四周铺展,并在液体表面张力和粘性的作用下,在液膜边缘形成跃起区域。液流在流入边缘跃起区域后,在跃起区域内继续向下游流动,然后汇集于一点,典型的倾斜射流撞壁形成的液膜如图1所示。从图1中可以看出,射流撞壁形成的液膜按照其特征可以分为射流撞壁区、薄膜区以及边缘跃起区这三大区域,其中,液膜边缘跃起与壁面之间的分界线可被视为液膜的外边界,而薄膜区与边缘跃起之间的分界线可以被视为液膜的内边界。

为了获取液膜的内外边界形状,开展理论建模研究,在建模之前,引入以下假设:

(1)射流为标准的圆柱射流,在其截面内具有均匀的速度分布。

(2)射流撞击壁面后,以滞止点为中心,向四周呈放射状流动。

(3)液膜在壁面上为层流流动,并且层流边界层从滞止点开始发展。

(4)忽略空气流动以及重力对液膜的影响。

(5)忽略射流撞壁后可能产生的飞溅造成的质量损失。

(6)液膜的层流边界层未发展到液膜表面时,液膜表面速度等于射流速度。

(7)液膜的流线不会产生相互影响。

(8)液膜边缘跃起的截面形状可认为是圆形的一条弦从圆上截取的一部分半月形。

(9)在液膜边缘跃起区域内的流动非常复杂,假设在边缘跃起区域内,其壁面附近的速度梯度等于边缘跃起区域内的液膜平均速度与边缘跃起高度一半之比。

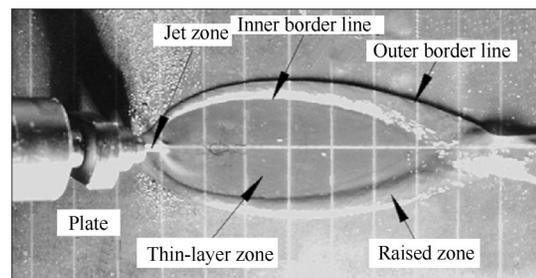


Fig. 1 Picture of liquid sheet^[17]

2.2 液膜边缘理论模型

图2为射流撞击壁面形成液膜的示意图,在图中标注了建模过程中所用的坐标系及参量。其中,射流速度为 u_j ,射流直径为 d_j 。壁面在 xy 平面内, S 为倾斜射流撞击壁面后流动的滞止点,并且是坐标系

的原点, z 轴与壁面垂直。射流撞击壁面以后, 液膜以滞止点为中心, 呈放射状向四周流动, 流过距离 r 之后, 最终都汇集到边缘跃起区域中。液膜从滞止点发出的流线与 y 轴的夹角为 θ (流线的方位角), 流线所在的径向方向与边界的夹角为 ϕ 。取一段大小为 $d\theta$ 的扇形区进行研究, 如图 2(b) 所示, 扇形区的流动出发点都是滞止点 S , 液膜表面速度为 u_s , 此时的液膜高度为 h 。由于壁面液膜为层流流动, 在不同方位角 θ , 径向位置 r 处, 液膜表面速度、液膜平均速度、液膜高度都是不断变化的。在液膜边缘跃起区内, 液膜以平均速度 u_b 向下游流动, 其速度方向为边缘的切向, 边缘跃起的截面面积用 s_b 表示。

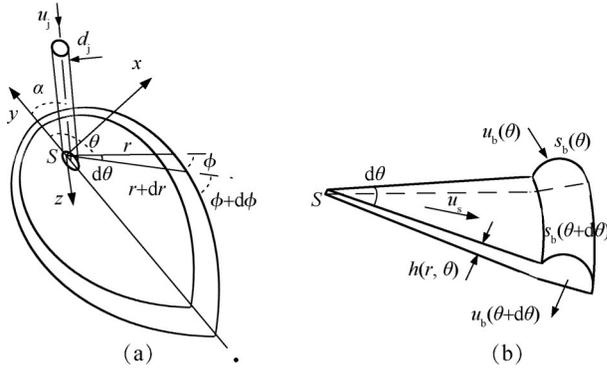


Fig. 2 Coordinate systems and control volume used for mass and momentum conservation balances

液膜在壁面上流动, 液膜边缘受张力的影响收缩, 液膜与壁面的接触角为 β , β 的大小会影响液膜边缘所受到的张力的, 图 3(a) 显示了液膜边缘所受到的张力的示意图, σ 为液膜的表面张力系数, 根据图 3(a) 显示的液膜边缘受力, 液膜边缘所受张力可表示为 $\sigma(1 - \cos\beta)$ 。根据假设(8), 液膜边缘跃起的截面形状可认为是圆形的一条弦从圆上截取的一部分半月形, 具体形状如图 3(b) 所示。半月形所在的圆形半径为 R_{rim} , 半月形的面积为 s_b , 宽度为 W_{rim} , 高度为 H_{rim} , 则边缘宽度和高度与面积 s_b 存在的关系为

$$W_{rim} = 2\sqrt{s_b / (\beta \csc^2 \beta - \cot \beta)} \quad (1)$$

$$H_{rim} = \frac{1 - \cos \beta}{2 \sin \beta} W_{rim} \quad (2)$$

在图 2 中, $d\theta$ 内的液膜质量流量为

$$dm = \int_0^h \rho u r d\theta dz = \rho u_m h r d\theta \quad (3)$$

在 $d\theta$ 内的液膜动量通量为

$$dM = \int_0^h \rho u^2 r d\theta dz = C \rho u_m^2 h r d\theta \quad (4)$$

式(1)和(2)中, z 为液膜厚度方向, ρ 为液膜的密

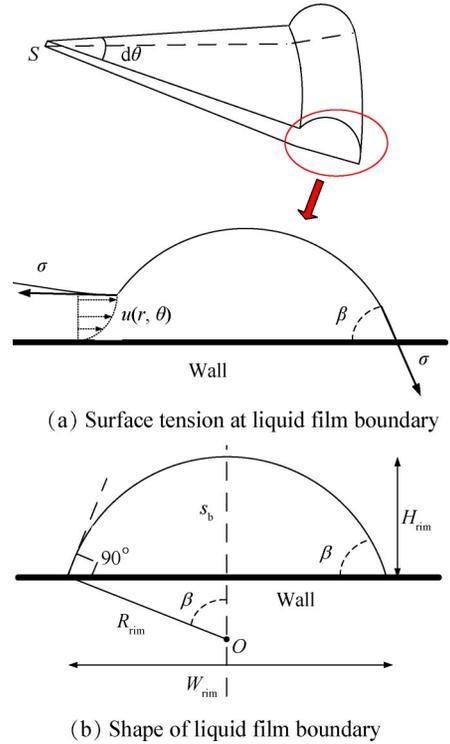


Fig. 3 Surface tension forces and shape involved in termination

度, u 为液膜不同位置处的速度, u_m 为液膜在不同位置沿厚度方向的平均速度。射流撞壁后液膜为层流流动, 则 C 是由速度型决定的常数。假设壁面液膜汇入边缘之前, 其速度型为

$$u = u_s (2\eta - \eta^2) \quad (5)$$

式中 $\eta = z/\delta$, δ 为边界层厚度, 则在此时, $C=1.2$ 。

在液膜边缘跃起区内, 存在质量守恒

$$\rho d(u_b s_b) = \rho u_m h r d\theta \quad (6)$$

在液膜边缘切向满足如下的动量守恒方程

$$\rho d(C u_b^2 s_b) = C \cos \phi \rho u_m^2 h r d\theta - \mu \left(\frac{u_b - u_m \cos \phi}{W_{rim}/2} \right) \frac{h r d\theta}{\sin \phi} - \mu \left(\frac{u_b}{H_{rim}/2} \right) \frac{W_{rim} r d\theta}{\sin \phi} \quad (7)$$

式中右边第一项代表从扇形流管汇入的液膜使边缘切向增加的动量, 其中的常数 C 也是由边缘跃起区内的液膜速度分布决定的常数, 第二项代表液膜粘性对边缘的影响, 即边缘流动与液膜汇入边缘之前的切向速度存在速度差, 由粘性产生的力。 $(u_b - u_m \cos \phi) / (W_{rim}/2)$ 代表边缘切向的速度梯度。第三项代表壁面对边缘的摩擦作用, 由于边缘液膜的速度分布非常复杂, 用 $u_b / (H_{rim}/2)$ 近似法向的速度梯度。

在液膜边缘法向满足如下的动量守恒方程

$$C\rho u_j^2 s_b (d\theta + d\phi) = \sigma(1 - \cos\beta) \frac{rd\theta}{\sin\phi} - C\rho u_m^2 \sin\phi hr d\theta \quad (8)$$

式中左边第一项代表离心力,右边第一项代表液膜边缘所受到的表面张力^[18],具体的受力示意图可见图3(a)。右边第二项,即液膜汇入边缘的法向动量。

另外, ϕ, θ 和 r 之间存在以下几何关系

$$\tan\phi = \frac{rd\theta}{dr} \quad (9)$$

应用射流直径 d_j 作为长度尺度,射流速度 u_j 作为速度尺度,对以上方程进行无量纲化,对各变量添加波浪上标,用以表示对应的无量纲量。可以得到

$$\frac{d\tilde{u}_b}{d\theta} = \frac{\tilde{u}_m^2 \cos\phi \tilde{h}\tilde{r} - \tilde{u}_b \tilde{u}_m \tilde{h}\tilde{r} - f_v - f_w}{\tilde{u}_b \tilde{s}_b} \quad (10)$$

$$\frac{d\tilde{s}_b}{d\theta} = \frac{2\tilde{u}_b \tilde{u}_m \tilde{h}\tilde{r} - \cos\phi \tilde{u}_m^2 \tilde{h}\tilde{r} + f_v + f_w}{\tilde{u}_b^2} \quad (11)$$

$$\frac{d\phi}{d\theta} = \frac{((1 - \cos\beta)\tilde{r}/(CWe \sin\phi)) - \sin\phi \tilde{u}_m^2 \tilde{h}\tilde{r}}{\tilde{u}_b^2 \tilde{s}_b} - 1 \quad (12)$$

$$\frac{d\tilde{r}}{d\theta} = \frac{\tilde{r}}{\tan\phi} \quad (13)$$

其中:

$$f_v = \frac{\tilde{u}_b - \tilde{u}_m \cos\phi}{\tilde{W}_{rim}/2} \cdot \frac{\tilde{h}\tilde{r}}{C \cdot \sin\phi \cdot Re} \quad (14)$$

$$f_w = \frac{4\tilde{u}_b \tilde{r}}{C \cdot Re \cdot \sin\phi \cdot (\csc\beta - \cot\beta)} \quad (15)$$

$$Re = \frac{\rho d_j u_j}{\mu} \quad (16)$$

$$We = \frac{\rho d_j u_j^2}{\sigma} \quad (17)$$

在以上方程中,有四个方程,但是有六个无量纲

$$q = \frac{-b \cos\theta \sin^2\alpha + [r_j^2(1 - \cos^2\theta \cos^2\alpha) - b^2 \sin^2\theta \sin^2\alpha]^{1/2}}{1 - \cos^2\theta \cos^2\alpha} \quad (19)$$

对于均匀流, Hasson 在文献中推导得到 $b = r_j \cot\alpha$, 则式(19)可以简化为

$$q = \frac{r_j \sin\alpha}{1 + \cos\theta \cos\alpha} \quad (20)$$

在 $d\theta$ 内的流量为 $dm = 0.5u_j q^2 \sin\alpha d\theta$, 整个射流的总流量为 $m_0 = \pi r_j^2 u_j$, 则 $d\theta$ 内的流量占射流总流量的百分比可用以下关系式表示

$$\frac{dm}{m_0} = \frac{d\theta}{2\pi} F \quad (21)$$

$$F = \frac{\sin^3\alpha}{(1 + \cos\alpha \cos\theta)^2} \quad (22)$$

的未知数,分别是 $\tilde{u}_b, \tilde{s}_b, \phi, \tilde{r}, \tilde{h}$ 和 \tilde{u}_m 。 \tilde{h} 和 \tilde{u}_m 分别为液膜汇入边缘前液膜厚度和液膜的平均速度。对于倾斜射流撞击壁面问题,由于有壁面摩擦的存在, \tilde{u}_m 和 \tilde{h} 随 \tilde{r} 的变化比较复杂,需要建模计算。为了使以上方程封闭,下文通过建模获得液膜厚度 \tilde{h} 和速度 \tilde{u}_m 的表达式。

2.3 液膜厚度及速度分布模型

射流直径为 $2r_j$ 的射流以角度 α 倾斜撞击壁面后,与壁面的接触面是一个椭圆,可认为图4中的 A-A 截面与接触面形状相同。 S_1, O_1 分别与滞止点 S, 撞击中心 O 处于同一条流线上,可将截面 A-A 视为射流与壁面的接触面进行分析。 S_1 距离 O_1 的距离为偏心距 b , 椭圆边缘距离 S_1 的距离为 q , 如图4所示。

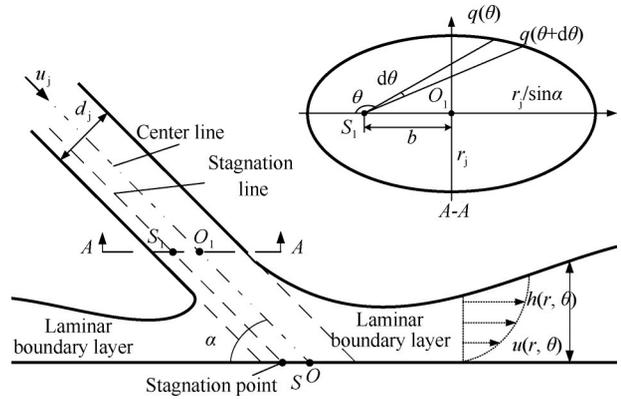


Fig. 4 Theoretical analysis model of jet impinging on wall surface

在图4中的椭圆形接触面可用以下方程描述

$$\left(\frac{q}{r_j} \cos\theta + \frac{b}{r_j}\right)^2 \sin^2\alpha + \left(\frac{q}{r_j}\right)^2 \sin^2\theta = 1 \quad (18)$$

可计算出滞止点距离接触面边缘的距离为

从 F 的表达式可以看出, F 仅由 α, θ 决定。 F 可以表征在倾角为 α 时,液膜流量沿着不同方位角 θ 的相对分布规律。

图4中扇形流管内的液膜沿着壁面流动,从滞止点 S 开始,层流边界层不断发展,边界层中速度分布如式(5)所示,即为 $u = u_s(2\eta - \eta^2)$ 。

由质量守恒有

$$0.5q^2 d\theta u_j \sin\alpha = \int_0^h ur d\theta dz \quad (23)$$

假设液膜在壁面上的流动为层流,在圆柱坐标系下,层流边界层的动量方程可以写为

$$\left(\frac{d}{dr} + \frac{1}{r}\right) \int_0^{\tilde{r}} u(u_j - u) dz = v_1 \left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)_{z=0} \quad (24)$$

联立方程(23)和(24),可以求得层流边界层发展到液膜表面处的径向位置为

$$\tilde{r}_s = 0.141 Re^{1/3} F^{2/3} \quad (25)$$

当 $\tilde{r} \leq \tilde{r}_s$ 时,层流边界层还未发展到液膜表面,边界层最大速度等于射流速度,即有 $\tilde{u}_s = 1$ 。联立式(5),(23),(24),(25)四个方程,可以得到

$$\tilde{h} = \frac{1}{8\tilde{r}} F + 1.011 \frac{1}{Re^{1/2}} \quad (26)$$

当 $\tilde{r} > \tilde{r}_s$ 时,液膜表面的速度是未知的,由式(23)~(26)及在 $\tilde{r} = \tilde{r}_s$ 时 $u_s = u_j$,可以求得

$$\tilde{u}_s = 1 / \left(\frac{35.556}{F^2} \frac{\tilde{r}^3}{Re} + 0.875 \right) \quad (27)$$

$$\tilde{h} = \frac{0.164 F}{\tilde{r}} + 6.667 \frac{\tilde{r}^2}{Re \cdot F} \quad (28)$$

通过 \tilde{u}_s 和液膜速度型(式5)可以求得 \tilde{u}_m 。然后将 \tilde{h} 和 \tilde{u}_m 带入式(10~13),通过龙格库塔方法进行迭代求解,求解过程从 $\theta = 0^\circ$ 开始进行迭代。初值 $\tilde{u}_{b0}=0.02$, $\phi_0=90^\circ$, $\tilde{r}_0 = 25 We Re^{-1} \tan \alpha$, \tilde{s}_{b0} 一般需要从实验结果中估计。代入初值,经逐步迭代可得到液膜的边界。

3 结果分析及讨论

3.1 模型验证

应用上文中建立的模型,可以得到倾斜射流撞

击壁面后形成的液膜形状。为了验证文中模型的正确性,将模型计算结果与文献[17]中的实验数据进行对比。图1为文献[17]中实验得到的典型液膜形态,可以清晰地看到射流撞击壁面后形成的液膜的内外边界。文献[17]给出了不同射流条件下的液膜形态图像,本文根据其液膜图像数据中的标尺,提取出了不同工况下液膜内外边界上的一些离散点的坐标,并与文中的计算结果进行对比。

模型计算结果与实验结果的对比如图5所示。图5中的流体密度为 997.3 kg/m^3 , 粘性为 $9.4 \times 10^{-4} \text{ pa} \cdot \text{s}$, 张力系数为 72.88 mN/m 。方块代表实验数据点,实线与虚线分别代表液膜的外边界和内边界,图中原点为流动滞止点。可以看出,本文中模型预测的液膜边界与实验中测得的液膜边界总体上吻合较好。具体来看,液膜外形的计算结果与实验结果相比,一般在液膜最大宽度之前,各工况下液膜边界距离滞止点的距离的理论预测结果与实验结果吻合度较高;而在液膜最大宽度之后,越是靠近流动汇集点,液膜边界距离滞止点距离的理论预测结果与实验结果的误差越大。在方位角 θ 为 180° 时,此时液膜汇集于一点,此处液膜内边界距离滞止点距离的理论计算值与实验结果的误差最大,在图5中的四个工况下,此处理论计算结果相比实验结果分别偏大 17.3%, 10.9%, 8.0%, 12.5%。误差之所以产生,一方

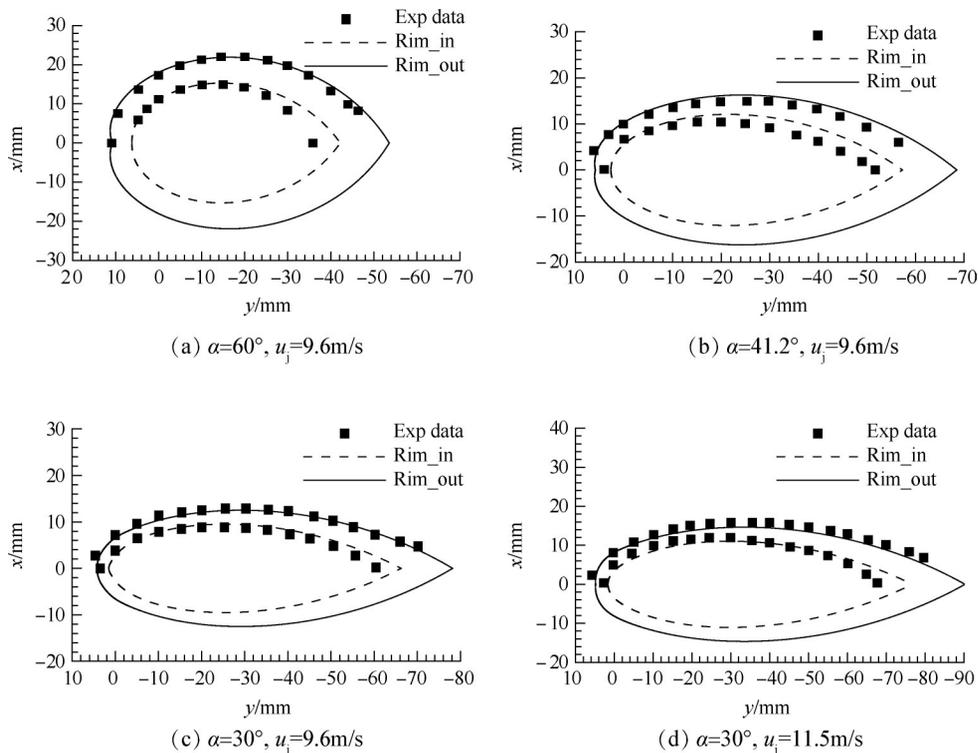


Fig. 5 Comparison between the calculated results and the experimental results

面是因为建模过程模型中引入的许多假设,比如液膜的速度型等,可能和实际情况有所差别;另一方面,液膜越靠近收缩汇集点处,液膜流动就越复杂,实际物理过程中存在的影响因素还无法完全被考虑到,导致靠近液膜汇集点处误差相对较大。但总体而言,模型基本上可以描述射流撞壁后液膜的外形,验证了本文中模型的正确性。

3.2 液膜形态的变化规律

在分析各因素对液膜形态的影响之前,先假定一个基准状态:以射流撞壁角度 40° ,壁面接触角 60° ,射流速度 10m/s ,射流直径 1mm ,流体密度 997.3kg/m^3 ,粘性 $9.4 \times 10^{-4}\text{pa}\cdot\text{s}$,张力系数 72.88mN/m 的状态为基准工况,应用文中的理论模型进行计算,得到射流撞壁后的液膜轮廓。

图6是基准状态下的液膜内外边界,反映液膜流量分布的 F 随方位角 (θ) 的变化规律,液膜边缘处的速度 \tilde{u}_b 以及液膜边缘处的面积 \tilde{s}_b 的变化规律。可以看出,由于射流撞壁后滞止点偏离撞击中心,导致不

同方位角的液膜流量分布非常不均, $\theta=180^\circ$ 时的液膜流量是 $\theta=0^\circ$ 时的30多倍。而随着 F 值的快速增大, \tilde{s}_b 也快速增大。 \tilde{u}_b 在 $\theta=90^\circ$ 附近迅速增大,然后在 $\theta=160^\circ$ 附近开始有所减小。

在其他条件不变的情况下,改变射流速度、射流直径、射流角度、接触角这四个参数中的一个参数,研究这一参数对液膜形态的影响规律。为了方便对比,只对液膜的外边界进行对比。

3.2.1 射流速度的影响

图7显示了射流速度对液膜外形的影响,图中只显示出了液膜的外边界并进行对比。按箭头的指示方向,图中的射流速度分别为 6m/s , 8m/s , 10m/s 和 12m/s 。可以看出:随着射流速度的增大,液膜铺展开的面积也增大。射流速度的增大会导致液膜在每一个扇形流管中的流量及动量增大,从而有利于液膜铺展出更大的面积。

3.2.2 射流孔径的影响

图8显示了射流孔径对液膜形态的影响,按箭头

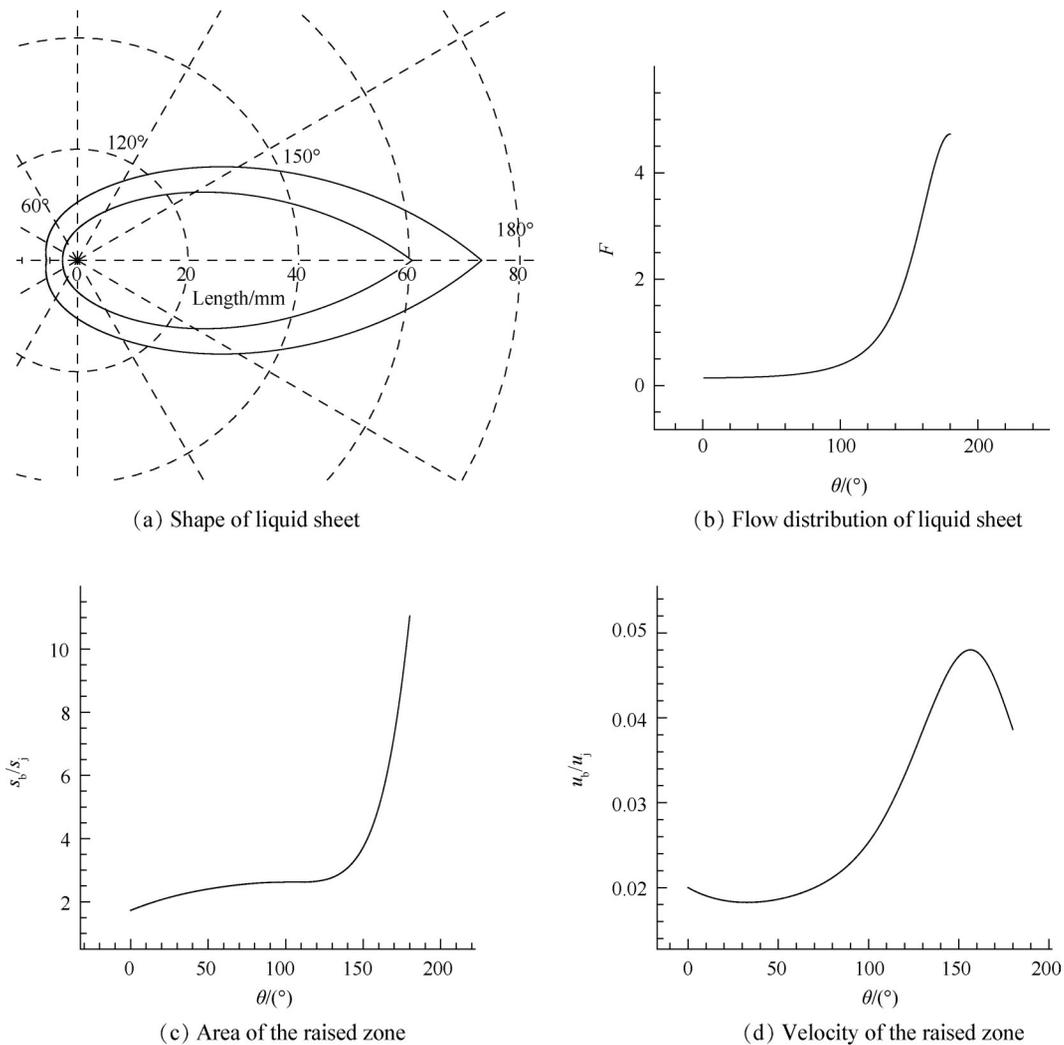


Fig. 6 Calculation results under standard operating condition

的指示方向,孔径由小到大分别为 0.6mm, 0.8mm, 1.0mm 以及 1.2mm。从图中可以看出,随着孔径的增大,液膜轮廓整体增大,这与射流速度对液膜形态的影响规律类似。但是可以看出射流孔径对液膜形态的影响更加显著,孔径由 0.6mm 增大到 1.2mm,而液膜长度由 34mm 增大到 94mm,增幅超过两倍。

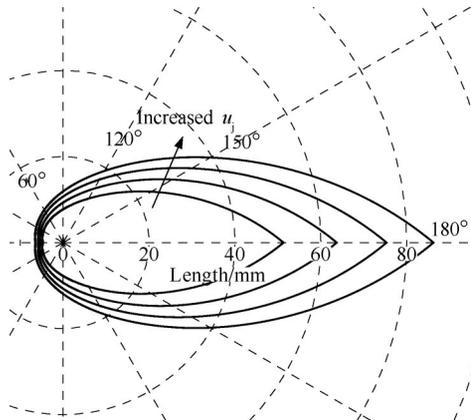


Fig. 7 Effects of jet velocity on liquid sheet border line

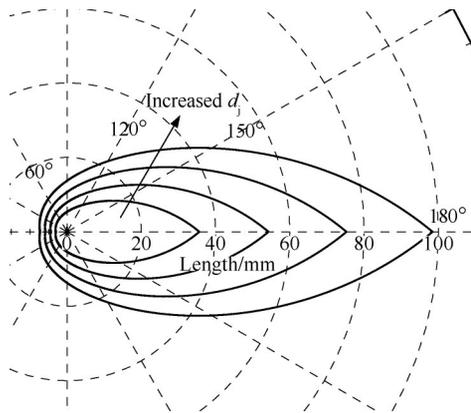


Fig. 8 Effects of jet diameter on liquid sheet border line

3.2.3 射流角度的影响

图9显示了射流撞击角度对液膜形态的影响,按图中的箭头指示方向,射流与壁面的夹角分别为 30°, 40°, 50° 和 60°。从图中可以看出:随着射流撞击角度由小增大,壁面上液膜的长度减小,而宽度增大。出现这一变化规律的原因可以从图10中找出,图10为不同撞击角度下液膜流量的分布与方位角θ的关系,从图10中可以看出,随着射流撞壁角度的增大,θ角较小时的液膜相对流量增大,而θ角较大时的液膜相对流量减小,撞击角度的改变导致液膜流量分布的改变是液膜形态变化的主要原因。

3.2.4 接触角的影响

图11显示了接触角对液膜外边界的影响,按图中的箭头指示方向,接触角分别为 40°, 50°, 60°, 70°

和 80°。从图中可以看出随着接触角的增大,液膜边界整体内缩。事实上,由于液膜边缘控制体所受到的张力为 $\sigma(1 - \cos\beta)$,当接触角β由 0°向 90°增大时, $\cos\beta$ 趋于 0,则边缘所受到的张力增大,导致液膜边界减小。从定性上来开,计算结果反映出的规律是符合物理实际的,但其结果的具体数值大小,还需较为精细的实验验证。

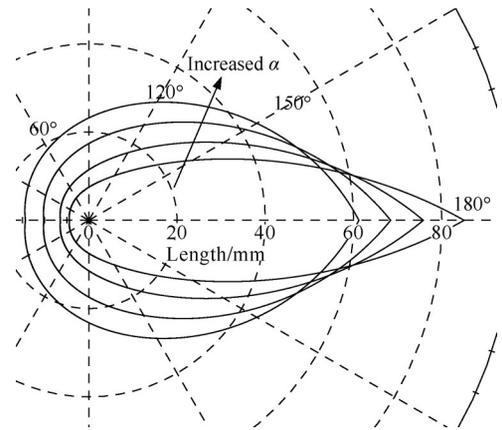


Fig. 9 Effects of jet angle on liquid sheet border line

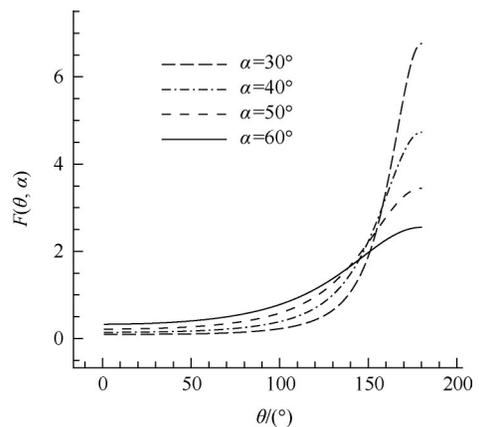


Fig. 10 Effects of jet angle on flow distribution of liquid sheet

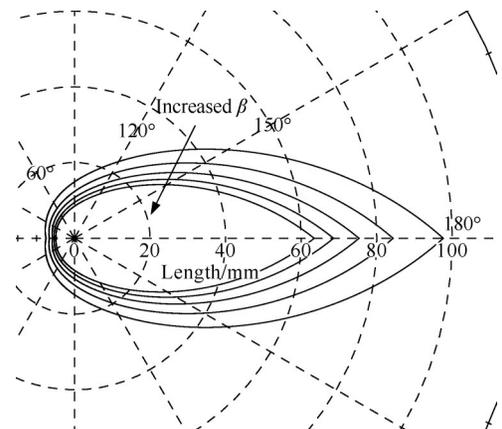


Fig. 11 Effects of contact angle on liquid sheet border line

4 结 论

通过本文研究,得到以下结论:

(1)模型计算得到了液膜内外边界与文献中的实验结果吻合较好,证明了本文建立的模型的准确性。

(2)研究了射流速度、射流直径、射流攻角对液膜形态的影响,其中,增大射流撞壁角度会显著改变液膜的形态,会使液膜长度减小,宽度增大。其原因主要是射流撞壁角度的增大会导致方位角 θ 较小处的液膜流量增大,而方位角 θ 较大处的液膜流量减小。

(3)本文中的模型能够分析接触角对液膜形态的影响,通过计算结果得到了在接触角小于 90° 的情况下,随着接触角增大,液膜变小这一定性结论,但具体的数值大小有待实验验证。

致 谢:感谢国家自然科学基金的资助。

参考文献

- [1] 林庆国. 空间轨控发动机高效燃烧室仿真与试验研究 [D]. 长沙:国防科学技术大学, 2015.
- [2] 张其阳,王 兵,张会强,等. 液膜内冷与辐射外冷发动机室压上限的研究[J]. 推进技术, 2013, 34(6): 781-785. (ZHANG Qi-yang, WANG Bing, ZHANG Hui-qiang, et al. A Study on Chamber Pressure Upper Limit of Liquid Rocket Engine Utilizing Film and Radiative Cooling [J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2013, 34(6): 781-785.)
- [3] 唐 亮,李 平,周立新. 液体火箭发动机液膜冷却研究综述[J]. 火箭推进, 2020, 46(1): 1-12.
- [4] Li Y, Zhang C, Yu W, et al. Effects of Rapid Burning Characteristics on the Vibration of a Common-Rail Diesel Engine Fueled with Diesel-Methanol Dual-Fuel[J]. *Fuel*, 2016, 170: 176-84.
- [5] 沈赤兵,陆政林. 相似理论在层板式喷注器试验研究中的应用[J]. 推进技术, 1995, 16(1): 58-62. (SHEN Chi-bing, LU Zheng-lin. An Application of Similarity Theory to the Experimental Investigation of Platelet Injectors [J]. *Journal of Propulsion Technology*, 1995, 16(1): 58-62.)
- [6] Bhagat R K, Wilson D I. Flow in the Thin Film Created by a Coherent Turbulent Water Jet Impinging on a Vertical Wall[J]. *Chemical Engineering Science*, 2016, 152: 606-623.
- [7] Wilson D I, Le B L, Dao H D A, et al. Surface Flow and Drainage Films Created by Horizontal Impinging Liquid Jets[J]. *Chemical Engineering Science*, 2012, 68: 449-460.
- [8] Kate R P, Das P K, Chakraborty S. Effects of Jet Obliquity on Hydraulic Jumps Formed by Impinging Circular Liquid Jets on a Moving Horizontal Plate[J]. *Journal of Fluids Engineering*, 2009, 131(3).
- [9] 李 平,王衍方. 双组元姿控发动机液膜冷却对性能的影响分析[J]. 火箭推进, 1995, (5): 1-8.
- [10] 张 锋,仲伟聪. 膜冷却推力室传热计算研究[J]. 火箭推进, 2009, 35(4): 34-38.
- [11] Hasson D, Peck R E. Thickness Distribution in a Sheet Formed by Impinging Jets[J]. *AIChE Journal*, 1964, 10(5): 752-754.
- [12] Bremond N, Villermaux E. Atomization by Jet Impact [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2006, 549: 273-306.
- [13] Yang L J, Zhao F, Fu Q F, et al. Liquid Sheet Formed by Impingement of Two Viscous Jets[J]. *Journal of Propulsion and Power*, 2014, 30(4): 1016-1026.
- [14] Watson E J. The Radial Spread of a Liquid Jet Over a Horizontal Plate[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1964, 20(3): 481-499.
- [15] Inamura T, Yanaoka H, Tomoda T. Prediction of Mean Droplet Size of Sprays Issued from Wall Impingement Injector[J]. *AIAA Journal*, 2004, 42(3): 614-621.
- [16] Inamura T, Amagasaki S, Yanaoka H. Thickness of Liquid Film Formed by Impinging Jets on a Concave Wall [J]. *Journal of Propulsion and Power*, 2007, 23(3): 612-617.
- [17] Wang R X, Huang Y, Feng X, et al. Semi-Empirical Model for the Engine Liquid Fuel Sheet Formed by the Oblique Jet Impinging onto a Plate [J]. *Fuel*, 2018, 233: 84-93.
- [18] Button E C, Davidson J F, Jameson G J, et al. Water Bells Formed on the Underside of a Horizontal Plate, Part 2: Theory [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2010, 649: 45-68.

(编辑:朱立影)