

文章编号: 1000-8055(2022)11-2534-10

doi: 10.13224/j.cnki.jasp.20220238

斜射流撞壁成膜的液膜形状半经验模型

章宏宙^{1, 2, 3}, 黄 勇^{1, 2, 3}, 袁韦韦^{1, 2, 3}

- (1. 北京航空航天大学 能源与动力工程学院, 北京 100191;
2. 北京航空航天大学 航空发动机气动热力国家级重点实验室, 北京 100191;
3. 先进航空发动机协同创新中心, 北京 100191)

摘 要: 通过求解斜射流撞壁形成液膜的厚度和速度分布, 并结合能量方程和经验近似, 得到预测液膜边界的半经验模型。该模型能直观地描述各因素的影响, 无需数值迭代求解复杂方程。为了验证模型的准确性, 开展了实验研究, 分析了射流速度、撞击角度、黏性和表面张力的影响, 然后比较了实验结果和模型结果。结果表明: 该模型能很好地预测液膜边界, 实验和模型边界曲线的相关系数都在 0.99 以上, 即便对下游流动复杂区域也有很高的预测精度, 此时误差约为 1%。

关 键 词: 斜射流; 水平板; 液膜; 半经验模型; 液膜冷却

中图分类号: V434⁺.1

文献标志码: A

Semi-empirical model for shape of liquid sheet formed by oblique jet impinging onto wall

ZHANG Hongzhou^{1, 2, 3}, HUANG Yong^{1, 2, 3}, YUAN Weiwei^{1, 2, 3}

- (1. School of Energy and Power Engineering, Beihang University, Beijing 100191, China;
2. National Key Laboratory of Science and Technology on Aero-Engine Aero-thermodynamics, Beihang University, Beijing 100191, China;
3. Collaborative Innovation Center for Advanced Aero-Engine, Beijing 100191, China)

Abstract: By solving the thickness and velocity distribution of the liquid sheet formed by an oblique liquid jet impinging onto a wall, in combination with the energy equation and empirical approximation, a semi-empirical model was established to predict the liquid sheet boundary. The model can directly describe the influence of various factors without numerical iteration of the complex equations. To verify the accuracy of the model, experimental studies were carried out, and the influences of the jet velocity, impact angle, viscosity and surface tension were analyzed. Then, the model results were compared with the experimental results. It was found that the model had a good prediction ability for the liquid sheet shape. The correlation coefficients of the experimental and model boundary curves under all working conditions were larger than 0.99. The model also had a high prediction accuracy even for the downstream complex flow area, with the error about 1%.

Keywords: oblique jet; horizontal plate; liquid sheet; semi-empirical model; liquid sheet cooling

射流撞击壁面形成的液膜在工程上具有广泛的应用, 比如液体火箭发动机的液膜冷却^[1-2]和撞

击雾化^[3]、核电站和燃气轮机的降膜冷却^[4]、直喷式内燃机中的燃料壁膜^[5]等。其中, 对于液膜冷

收稿日期: 2022-04-22

作者简介: 章宏宙(1996—), 男, 博士生, 主要从事雾化机理研究。

通信作者: 黄勇(1964—), 男, 教授、博士生导师, 博士, 主要从事燃油雾化及燃烧室点火熄火机理研究。E-mail: yhuang@buaa.edu.cn

引用格式: 章宏宙, 黄勇, 袁韦韦. 斜射流撞壁成膜的液膜形状半经验模型[J]. 航空动力学报, 2022, 37(11): 2534-2543. ZHANG Hongzhou, HUANG Yong, YUAN Weiwei. Semi-empirical model for shape of liquid sheet formed by oblique jet impinging onto wall[J]. Journal of Aerospace Power, 2022, 37(11): 2534-2543.

却来说,液膜覆盖区域的大小对于避免烧蚀和流量分配非常重要;对于雾化来说,液膜形状和厚度决定了燃料喷雾的空间分布和粒径大小。可见射流撞壁成膜的液膜形状是一个关键因素,因此有必要深入研究射流撞壁成膜的几何外形。

对于射流撞壁成膜而言,斜射流撞壁成膜是一种普遍的现象,即射流以一定的夹角倾斜地撞击壁面。斜射流撞壁成膜与喷雾撞壁成膜、双射流对撞成膜和射流垂直撞壁成膜和都具有相似性,因此关于后三者的研究对斜射流撞壁成膜都具有参考性,比如 Chen 等^[6]和 Feng 等^[7]对喷雾撞壁的研究, Inamura 等^[8]对双射流撞壁的理论 and 实验研究, Kibar^[9]对斜射流撞击超疏水壁面的实验和数值研究和 Dairay 等^[10]对射流垂直撞壁的数值模拟等。

斜射流撞壁成膜也有着自身独特的现象,因此一些学者对此做出了研究。其中关于斜射流撞击平板成膜的外形研究,根据模型建立过程可以分为 3 个部分,首先是关于射流撞壁时撞击区内的流体分离情况。Taylor^[11]认为斜射流撞击平板的撞击区是椭圆形的,并且在分离点有着最高的压力。Hasson 等^[12]认为双射流对撞成膜时的分离点位于椭圆形射流撞击区内的上游焦点,这个结论在之后的研究中被广泛引用,同时还建立了无黏的厚度分布模型。

其次是关于撞击区外液膜铺展时的厚度和速度分布。Glauert^[13]很早就对射流垂直撞击壁面形成的液膜进行了理论研究,分别对层流和湍流液膜的速度和厚度分布进行了分析。之后 Watson^[14]对这一现象进行了更深入的研究,对无黏、有黏、层流、湍流、水跃区位置、重力等情况都进行了理论分析。而 Naber 等^[15]建立了斜射流撞击平板成膜时的厚度分布公式,之后 Ibrahim 等^[16]在双射流对撞成膜中进行了改进,并应用到了对喷雾粒径分布的预测中。Azuma 等^[17]也建立了一个垂直射流撞壁成膜的厚度分布模型,并通过实验研究进行验证。之后 Inamura 等^[18]据此建立了斜射流撞壁成膜的速度和厚度分布模型,并且应用到了斜射流撞击曲壁成膜的研究中^[19]。林庆国等^[20]对斜射流撞击曲壁成膜进行了实验研究,分析了壁面曲率和撞击角度的影响。

最后是液膜形状模型。Kate 等^[21]建立了一个关于斜射流撞击水平板成膜时水跃区位置的理论模型,假设液膜是稳定流动,并且忽略了重力和表面张力的影响。Yang 等^[22]建立一套控制方

程并通过数值迭代求解,研究了亲疏水性的影响,结果表明液膜的长度和宽度都吻合较好,但是由于下游流动复杂,理论和实验存在一定偏差。唐亮等^[23]首先对斜射流撞击平板进行了实验研究,分析了液膜长度和宽度,形成了相应的半经验公式。然后唐亮等^[24]对斜射流撞击水平板的液膜形状建立了一套控制方程,并通过数值迭代求解,同时考虑了流体与壁面接触角的影响。Wang 等^[25]建立了求解液膜内外边界的半经验模型,并通过实验结果进行验证,分析了射流速度、撞击角度、黏性和表面张力的影响,但是该模型对于速度和厚度分布仍然需要进行复杂的数值求解。

可见目前有许多关于斜射流撞壁成膜的液膜外形的研究,包括通过控制方程或半经验公式求解,但是上述模型要么需要复杂的数值迭代求解,要么是因为液膜下游流动复杂,导致预测结果在这里误差较大。因此,本文的目标是建立一个关于斜射流撞击水平板形成液膜的液膜形状的直观、准确且无需复杂求解的模型。本文首先求解液膜厚度和速度分布,然后结合能量方程,建立一个半经验公式来预测斜射流撞击水平板形成的液膜的形状,接着通过实验结果分析获得半经验公式各项系数的值,最后验证半经验模型在不同的射流速度、撞击角度、黏性和表面张力系数下的预测能力。

1 理论模型

1.1 符号定义和模型假设

为了预测液膜边界的大小和变化规律,需要通过理论建模来分析。图 1 为斜射流撞击平板成膜前后的横截面的流线图,坐标系如图中所示。密度为 ρ 、动力黏度为 μ 、表面张力为 σ 、直径为 $2r_0$ 的液体射流以 u_0 的速度撞击静止的水平板,撞击角度为 θ 。撞击区可以认为是一个短轴长度

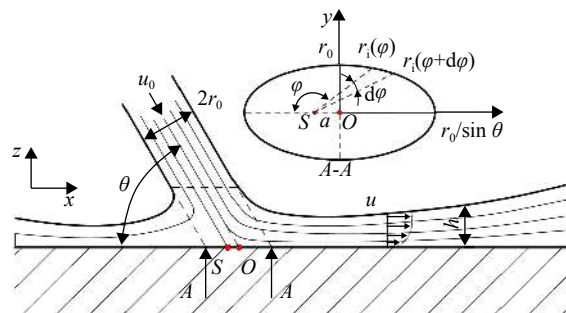


图 1 液膜流线图

Fig. 1 Streamline pattern of a liquid sheet

r_0 、长轴长度为 $r_0/\sin \theta$ 的椭圆。在撞击区内,射流的中心点为 O 点,滞止点为 S 点,滞止点到中心点的距离为 a 。如流线所示,射流在撞击区内完成方向转换。以 S 点作为原点,与流向相反的方向为 0° 线,可以定义方位角 φ ,在该方位角处的撞击区半径为 r_i 。之后流体从撞击区外沿径向流出,形成液膜,最后在水跃区的外边缘处停止径向流动,然后液体堆积并在此形成水跃区。在某一方位角 φ 下的距离撞击点径向距离为 r 处的液膜径向表面速度为 $u_s(r)$,局部液膜厚度为 $h(r)$ 。

图 2 显示了射流撞击平板后,液体流出撞击区后的示意图。由于撞击区相对整个液膜来说非常小,所以用 S 点表示。流体沿径向流动,最终到达外边界线。

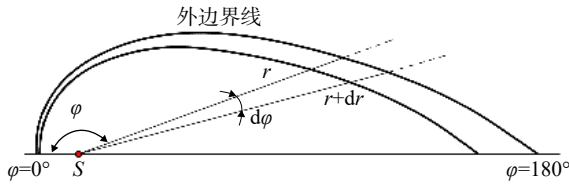


图 2 液膜示意图

Fig. 2 Schematic diagram of a liquid sheet

在建立模型前可以引入以下假设^[24]:

- 1) 射流是一个圆柱射流,且有着均匀的速度剖面。
- 2) 射流撞击前后流向保持不变,流体从滞止点 S 出发向四周流动,相邻流线不干扰。
- 3) 周围空气是静止的,忽略空气的作用,且忽略重力的影响。
- 4) 忽略撞击前后液滴飞溅造成的质量损失。
- 5) 液膜为层流流动,当层流边界层未发展到液膜表面时,认为液膜表面速度等于射流速度 u_0 。

1.2 液膜厚度速度模型

首先建立液膜薄膜区的厚度和速度分布模型。对于撞击区,从 S 点到撞击区的边缘的径向距离,即撞击区半径 r_i 可以写成^[21]

$$r_i = \frac{r_0 \sin \theta}{1 + \cos \theta \cos \varphi} \quad (1)$$

射流的总质量流量为 $\dot{m}_0 = \rho \pi r_0^2 u_0$,而在撞击区内一个 $d\varphi$ 的扇形微元体的质量流量为 $d\dot{m} = 0.5 \rho r_i^2 d\varphi u_0 \sin \theta$,则 $d\varphi$ 微元体所占质量流量的比值可以写成

$$d\dot{m}/\dot{m}_0 = (d\varphi/2\pi) T \quad (2)$$

$$T = \sin^3 \theta / (1 + \cos \theta \cos \varphi)^2 \quad (3)$$

其中 T 代表着不同方位角 φ 下的微元体 $d\varphi$ 占总流量的百分比的流量分配比例,其对 $d\varphi$ 的积分之和为 2π 。

在撞击区内外质量守恒,且认为流向保持不变。因此,当流体在撞击区内完成从射流到液膜的转变后,液膜在方位角 φ 下的 $d\varphi$ 微元体的体积流量是

$$Q = \frac{1}{2} r_0^2 u_0 T = \int_0^h u r dz \quad (4)$$

式中 u 为液膜在 r 方向的速度分量。

在液膜流动过程中,在壁面附近存在一个边界层,该边界层随着流动逐渐发展到液膜表面,此时的径向位置为 r_1 。因此可以将液膜发展过程分成两个区域,在区域 1 内, $r_1 \leq r < r_i$,液膜表面速度保持不变;在区域 2 内, $r_1 \leq r < r_{\max}$,其中 $r_{\max}$ 是液膜边界的位置,边界层将填充整个液膜厚度,液膜表面速度逐渐减小。

1.2.1 区域 2

首先求解区域 2 内的速度和厚度分布。

此时,质量和动量方程可以写成^[14]

$$\frac{\partial(ru)}{\partial r} + \frac{\partial(rw)}{\partial z} = 0 \quad (5)$$

$$u \frac{\partial u}{\partial r} + w \frac{\partial u}{\partial z} = \nu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad (6)$$

其中 $\nu = \mu/\rho$, w 为液膜在 z 方向上的速度分量,根据假设 5,液膜流动可以看成平板边界层流动,根据平板边界层流动理论,认为 w 相比较液膜在 r 方向的速度分量 u 而言是一个小量,所以可以忽略关于 w 的动量守恒方程。

采用一个 3 次型的速度分布函数来拟合层流边界层速度分布^[26]:

$$u = u_s(r) f(\eta) = u_s(r) (1.5\eta - 0.5\eta^3) \quad (7)$$

其中 $\eta = z/\delta$, $\delta(r)$ 为边界层的厚度,此时 $\delta(r) = h(r)$ 。

则式(4)可以写成

$$Q = \frac{5}{8} r u_s(r) h(r) \quad (8)$$

将式(8)带入式(5)可以求出

$$w = u_s(r) h'(r) f(\eta) \eta \quad (9)$$

再将动量方程对 z 从 0 到 $h(r)$ 进行积分,并代入式(9)可以求出

$$u_s'(r) h^2(r) = -3.088 \nu \quad (10)$$

再将式(8)带入式(10)可以求出

$$u_s(r) = 2.487Q^2/[v(r^3 + l^3)] \quad (11)$$

$$h(r) = 0.643v(r^3 + l^3)/(Qr) \quad (12)$$

其中 l 是在积分中引入的一个系数。

1.2.2 区域 1

其次求解区域 1 内的速度和厚度分布。

此时认为边界层内的速度分布仍然保持不变。但是液膜表面速度 $u_s(r) = u_0$ 。则径向动量方程的积分形式为

$$\left(\frac{d}{dr} + \frac{1}{r}\right) \int_0^\delta u(u_0 - u) dz = v \left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)_{z=0} \quad (13)$$

可以求出边界层的厚度为

$$\delta(r) = 3.094(r_0 r / Re)^{0.5} \quad (14)$$

$$Re = u_0 r_0 / v \quad (15)$$

当边界层发展到整个液膜时, 即 $\delta(r) = h(r)$, 此时 $r = r_1$, 由式(8)可以求出

$$r_1 = 0.406 r_0 Re^{1/3} T^{2/3} \quad (16)$$

再将式(14)代入式(4)可以求出

$$h(r) = r_0^2 T / (2r) + 1.16(r_0 r / Re)^{0.5} \quad (17)$$

而当 $r = r_1$ 时, $u_s(r_1) = u_0$, 代入式(11)可以求出

$$l = 0.822 r_0 Re^{1/3} T^{2/3} \quad (18)$$

因此, 式(11)和式(12)变成

$$u_s(r) = 2.487Q^2/[v(r^3 + 0.555r_0^3 Re T^2)] \quad (19)$$

$$h(r) = 0.714r_0^2 T / r + 1.286r^2 / (r_0 Re T) \quad (20)$$

1.3 液膜边界模型

最后求解液膜的边界位置 $r_{\max}$ 。

由于撞击区相对于整个液膜来说面积很小, 将撞击区等同于一个点, 边界层是从撞击区外开始发展的, 此时液膜的初始速度为 $u_s(r_i)$ 。可以建立一个关于液体从撞击区外出发到液膜边界线整个过程中的 $d\varphi$ 微元体的能量守恒方程^[25]:

$$0.5dm u_s^2(r_i) = \int_0^{r_{\max}} \tau 0.5r^2 d\varphi dr + \int_0^{r_{\max}} \sigma r d\varphi dr \quad (21)$$

式中 τ 为切应力系数。

$d\varphi$ 微元体的质量 dm 可以写成

$$dm = 0.5\rho r_{\max}^2 d\varphi \bar{h}_r \quad (22)$$

其中平均液膜厚度 $\bar{h}_r$ 可以写成

$$\bar{h}_r = 1/r_{\max} \int_0^{r_{\max}} h(r) dr = f_1 h(r_{\max}) \quad (23)$$

系数 f_1 的引入是为了将平均液膜厚度的积分式进行简化, 方便方程的求解。

切应力系数 $(\tau(r))$ 可以写成

$$\tau(r) = \mu \frac{u_s(r)}{h(r)} = f_2 \mu \frac{u_s(r_i)}{h(r_{\max})} \quad (24)$$

可见, 切应力系数是关于径向位置 r 的函数, 这会导致关于黏性力做功的积分式的求解困难, 因此, 系数 f_2 的引入同样是为了简化积分项求解, 方便方程的求解。

根据 Wang 等^[25]的研究, 同时在表面张力系数项中引入系数 f_3 。

此时, 式(21)可以写成

$$\frac{1}{4} \rho r_{\max}^2 d\varphi f_1 h(r_{\max}) u_s^2(r_i) = \int_0^{r_{\max}} \frac{1}{2} f_2 \mu \frac{u_s(r_i)}{h(r_{\max})} r^2 d\varphi dr + \int_0^{r_{\max}} f_3 \sigma r d\varphi dr \quad (25)$$

最后可以求出外边界位置 $r_{\max}$ 的表达式

$$r_{\max} = \frac{1.5 f_1 \rho h^2(r_{\max}) u_s^2(r_i) - 3 f_3 \sigma h(r_{\max})}{f_2 \mu u_s(r_i)} \quad (26)$$

其中, 通过将式(26)的计算结果与实验数据进行对比和拟合, 可以得到 3 个系数的表达式分别为

$$f_1 = 0.37 \sigma^{0.3} \quad (27)$$

$$f_2 = 30 \mu (14.15)^\theta u_0^{1.3} + e^n |(\theta - \pi/2)/(\pi/2)|^8 \quad (28)$$

$$f_3 = (u_0/4)^2 \quad (29)$$

其中式(28)中的 n 可以写成

$$n = 1.915 - 2.430 \times (0.45)^{u_0} \quad (30)$$

式(26)包含了 $h(r_{\max})$ 项, $h(r_{\max})$ 也是一个关于 $r_{\max}$ 的函数, 所以式(26)是一个关于 $r_{\max}$ 的隐函数, 可以用 MATLAB 进行计算。最终的液膜外边界是 $r_{\max} + r_i$ 。

可见最后可以用一个半经验公式来直观地描述密度、射流速度、黏性和表面张力系数对液膜边界的影响。相比较前人研究而言, 半经验公式的建模和求解过程得到了简化, 也不需要每个工况进行多个复杂方程的数值迭代求解。

1.4 模型分析

图 3~图 5 显示了式(3)、式(19)、式(20)的计算结果, 即液膜的流量、速度和厚度分布。

图 3 显示的是不同射流撞击角度 ($\theta = 30^\circ, 45^\circ$,

60°, 90°) 时, 液膜在撞击区外不同方位角下的流量分配比例。可以看见, 当撞击角为 30° 时, 流向方向 ($\varphi=180^\circ$) 的流量与反向方向 ($\varphi=0^\circ$) 的流量相差非常大, 这也决定了液膜的形状是叶形, 即长度很长。而当撞击角度逐渐增加时, 这个流量相差逐渐减小, 最后当撞击角为 90° 时, 在所有方位角上的流量一致, 此时液膜形状也发展成圆形。

图 4 显示了当撞击角度 $\theta=30^\circ$ 时, 液膜表面速度在不同方位角时随径向距离的变化, 此时 $\varphi=180^\circ, 135^\circ, 90^\circ, 0^\circ$ 。可见, 随着径向距离的增大, 液膜表面速度逐渐减小, 接近于零。而当方位角不断减小, 液膜表面速度的最大值也逐渐减小, 而且衰减到零的径向位置也更短, 这和小方位角时液膜边界更小的现象是一致的。

图 5 显示了当撞击角度 $\theta=30^\circ$ 时, 液膜厚度在不同方位角时随径向距离的变化, 此时 $\varphi=180^\circ, 135^\circ, 90^\circ, 0^\circ$ 。可见, 随着径向距离的增加, 液膜厚度先迅速减小, 然后慢慢增加。随着方位角的减小, 液膜撞击区处的厚度变小, 而且下游厚度增大的速度更慢。这些趋势和表面速度的变化趋

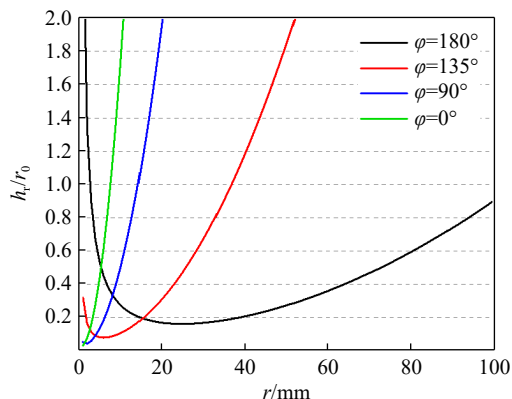


图 5 厚度变化

Fig. 5 Thickness variation

势刚好相反, 符合质量守恒。

2 实验

2.1 实验系统

实验设置如图 6 所示。气流从高压气罐中经过减压阀流出, 进入储液罐中挤压液体, 液体再通过调节阀控制流出的流量, 再通过标定的压力-速度关系式进行关联, 进而控制射流速度大小。然后, 射流从内径为 1.08 mm 的直射式喷嘴喷出, 撞击到水平放置的有机玻璃平板上。喷嘴外部为带有安装附件的钢管, 内部为一个有机玻璃直管, 射流撞击角度通过角度调节器控制。光源位于透明有机玻璃板正下方, 高速相机位于液膜正上方进行拍摄, 然后由采集系统控制拍摄频率等参数和保存图片。

图 7 显示了射流以 30° 撞击水平板时形成液

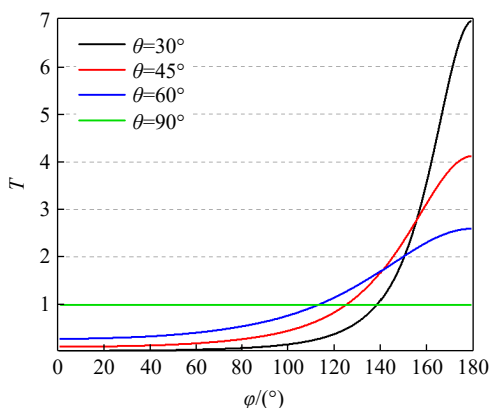


图 3 流量分配比例

Fig. 3 Flow distribution ratio

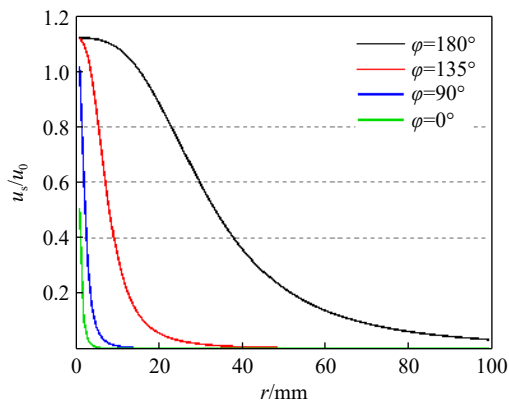
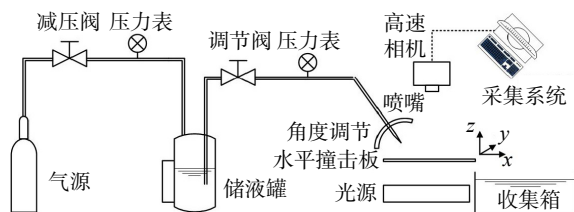
图 4 表面速度变化 ($\theta=30^\circ$)Fig. 4 Surface velocity variation ($\theta=30^\circ$)

图 6 实验设置

Fig. 6 Experimental setup

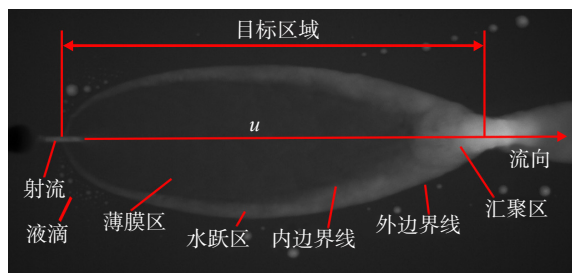


图 7 液膜特征

Fig. 7 Characteristics of the liquid sheet

膜时,由高速相机拍摄到的实验原图。从图中可以清晰地看到射流、液膜外的液滴、薄膜区、水跃区、汇聚区以及内边界线和外边界线,同时可以看见本文所研究的液膜如图中目标区域所示,包括汇聚区及其之前的区域。

2.2 实验内容

为了研究时间平均射流速度、撞击角度、液体黏度、表面张力系数对液膜形态影响,设置了 9 个实验工况,如表 1 和图 8 所示。

图 8 是对应的瞬时灰度原图,可以清晰反映各因素影响下的液膜形状的变化。本系统中,高速相机的拍摄频率为 4 000 Hz,空间分辨率为 0.14 mm/像素,拍摄区域为 140 mm×140 mm。

在表 1 中,工况 1、工况 2、工况 3 是比较不同射流速度对液膜形状的影响;工况 1、工况 4、

表 1 实验工况

Table 1 Experimental conditions

工况	$u_0/$ (m/s)	$\theta/$ ($^{\circ}$)	$\rho/$ (kg/m ^{3})	$\mu/$ (mPa·s)	$\sigma/$ (mN/m)
1	9.8	30	997.6	0.94	72.88
2	13.4	30	997.6	0.94	72.88
3	18.9	30	997.6	0.94	72.88
4	9.8	45	997.6	0.94	72.88
5	9.8	75	997.6	0.94	72.88
6	13.4	30	1 109.2	5.48	72.88
7	13.4	30	1 134.6	9.57	72.88
8	13.4	30	997.6	0.94	40.62
9	13.4	30	997.6	0.94	36.81

工况 5 是比较不同射流撞击角度对液膜形状的影响;工况 2、工况 6、工况 7 是比较不同液体黏性对液膜形状的影响;工况 2、工况 8、工况 9 是比

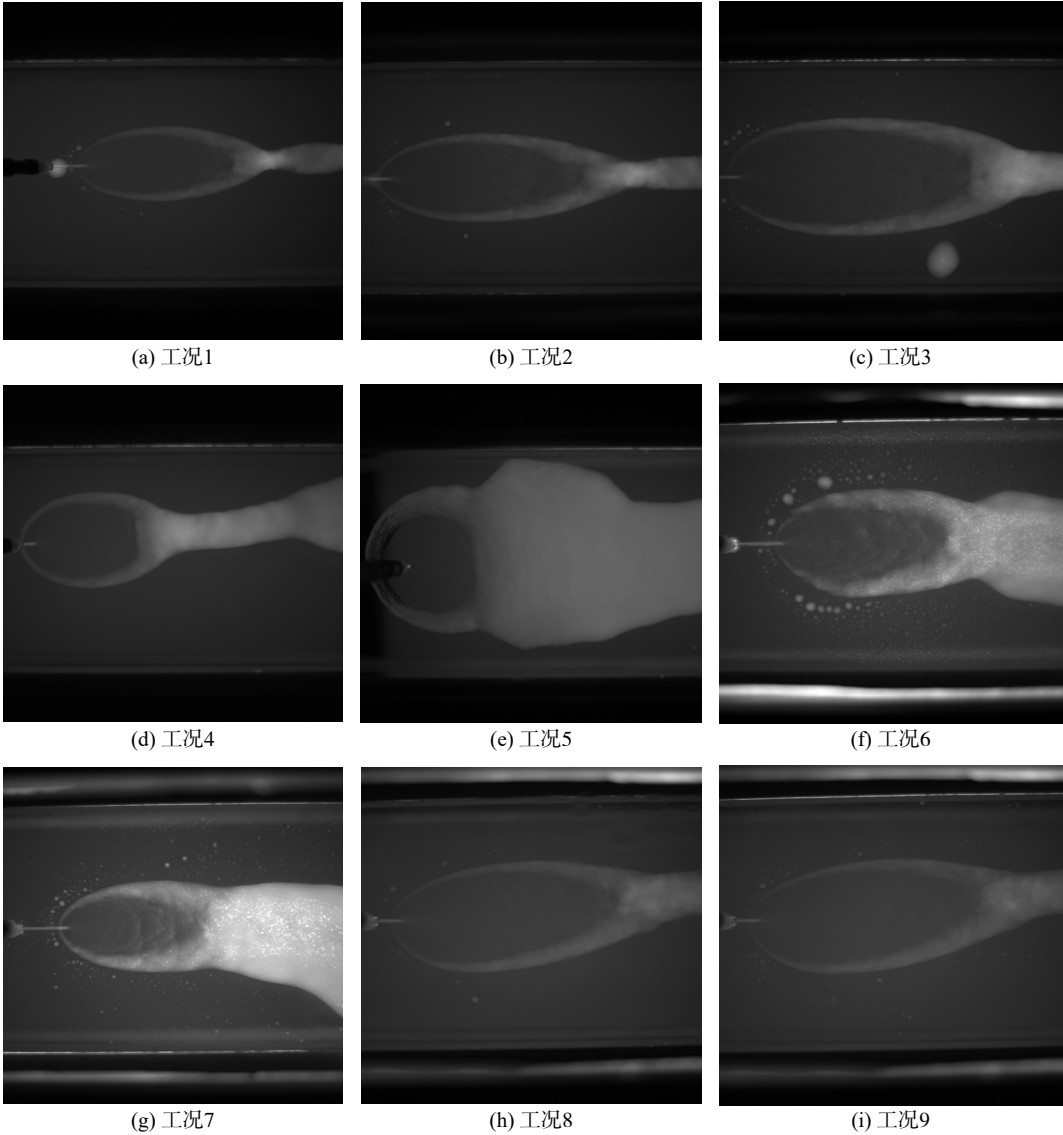


图 8 不同工况下的液膜原图

Fig. 8 Raw images of the liquid sheet under different experimental conditions

较不同液体表面张力对液膜形状的影响。其中,通过在水中加入甘油来改变黏度,加入表面活性剂来调剂张力系数^[20]。

在本实验中,有几个工况和文献[25]的实验研究工况是相似的,但是本实验有着更大的射流速度范围,更大的撞击角度范围,不同的黏度和表面张力系数范围,可以与文献[25]的实验研究范围进行比较和补充。

2.3 结果分析

对图 8 进行初步分析可知,射流速度越大,液膜形状越大;撞击角度越大,液膜宽度越大,长度越小,液膜形状逐渐变成圆形;液体黏性越大,液膜尺寸变小;而液体表面张力的影响比较小。这些趋势和前人实验研究结果一致。

此外,还可以看到汇聚区和水跃区的变化。水跃区和汇聚区的大小随着射流速度、撞击角度和液体黏性的增大而增大。当水跃区和汇聚区的增大超过液膜整体的增大时,会导致薄膜区的减小。汇聚区的增大还会导致水跃区下游的液膜边界线被覆盖,最终导致大方位角时的边界曲线无法识别,无法知道真实的液膜长度,只能对比汇聚区前的边界曲线。

为了对液膜大小做进一步分析,可以识别和提取液膜边界曲线。图 9 显示了液膜边界坐标识别的结果。图 10 显示了边界曲线坐标提取的结果。

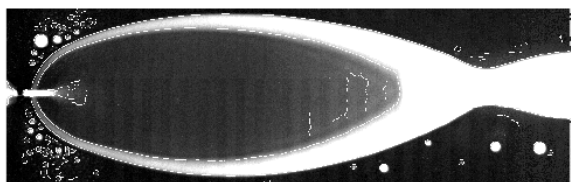


图 9 液膜边界识别

Fig. 9 Boundary identification of the liquid sheet

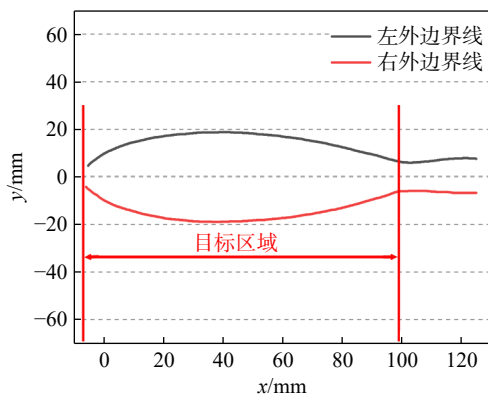


图 10 液膜边界的坐标提取

Fig. 10 Coordinate extraction of the liquid sheet boundary

边界识别具体步骤为:首先将 1 000 张瞬时液膜图像进行时间平均,尽量去除液膜波动带来的影响;然后通过把亮度提高,在液膜边界线内外形成比较强的亮度对比;之后采用滤波和边界识别函数分辨出液膜边界位置;最后去除其他位置处的干扰信号。可以看到液膜边界识别的结果很好,识别后的曲线和液膜边界重合。

坐标提取步骤为:首先将撞击点定义为原点以液膜中心线,即 $\varphi=180^\circ$ 为 x 轴,然后以 $\varphi=90^\circ$ 为 y 轴;然后通过尺度图像得到像素数量和真实坐标的换算比例;之后将曲线每个点的像素位置换算成真实坐标下的边界曲线的位置。

2.4 误差分析

实验误差的来源包括系统误差和随机误差,系统误差主要包括压力表、角度调节器和高速相机的测量误差。压力表采用精密压力表,显示误差为示值的 0.4%,根据压力-速度的线性函数,对应的射流速度误差也为 0.4%。同理,角度调节器最小刻度为 1° ,因此测量误差为 $(0.5 \times 1)/30 = 1.7\%$ 。高速相机的单位像素的长度为 0.14 mm/像素,因此测量误差为 $(0.5 \times 0.14)/2.78 = 2.5\%$ 。而随机误差的影响通过采用多次测量和时间平均的方法来尽可能减少。

3 实验和模型对比

将每个工况都进行边界识别和坐标提取,然后和模型计算结果进行对比,来分析半经验公式的预测能力,结果如图 11~图 14 所示。图中 y 坐标范围是 x 坐标范围的一半,也就是说相对于长度方向,液膜尺寸在宽度方向放大一倍。

图 11 显示了当射流速度分别为 9.8、13.4、18.9 m/s 时的实验和模型结果。液膜的长度和宽度都随着射流速度的增大而增大,而且液膜形状基本保持不变。原因是当射流速度增大时,液膜在各个方向下的流量和速度会同时增大。

图 12 显示了不同撞击角度下的实验和模型结果。当射流撞击角度分别为 30° 、 45° 、 75° 时,液膜长度逐渐减小,宽度逐渐增大,液膜的形状逐渐从叶形转变成圆形。这和图 3 中的分析一致,当撞击角增大时,方位角对流量分配的影响逐渐降低,流量在不同方位角上的差异逐渐减小,因此液膜形状逐渐变成圆形。

图 13 显示了不同动力黏度下的实验和模型结果。当动力黏度分别为 0.94、5.48、9.57 mPa·s 时,液膜的长度逐渐减小,而液膜的宽度减小得

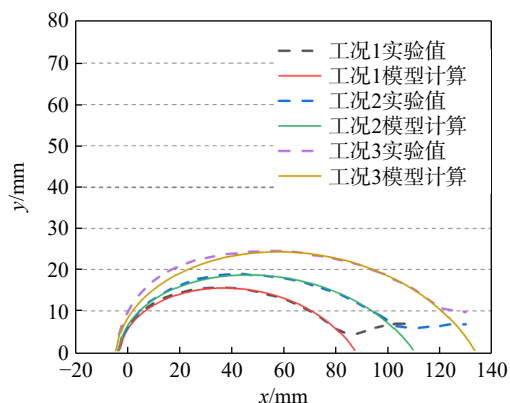


图 11 射流速度的影响

Fig. 11 Effects of jet velocity

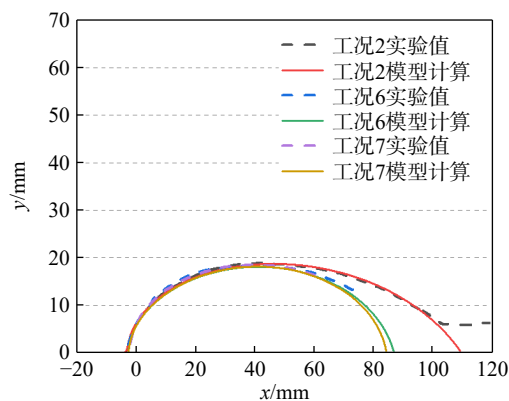


图 13 黏性的影响

Fig. 13 Effects of viscosity

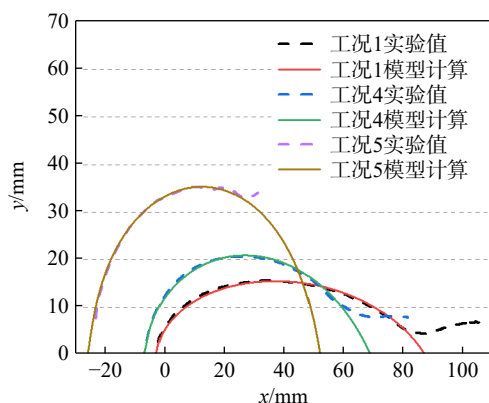


图 12 撞击角度的影响

Fig. 12 Effects of impinging angle

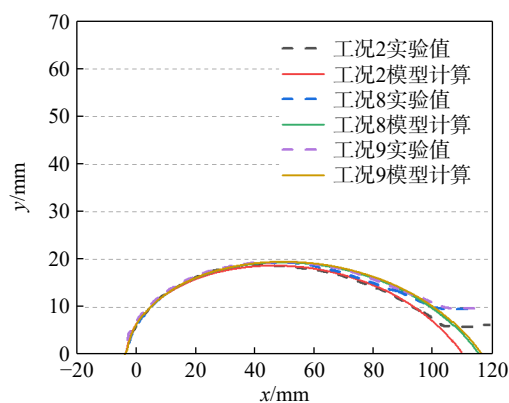


图 14 表面张力的影响

Fig. 14 Effects of surface tension

比较小。这和图 4 的分析一致,在大方位角下的液膜速度比小方位角下的液膜速度大得多,所以当黏性增大后,大方位角的减速效果更强,表现在长度方向上的减小更明显。

图 14 显示了不同表面张力系数下的实验和模型结果。可以看到,当表面张力系数分别为 72.88×10^{-3} 、 40.62×10^{-3} 、 36.81×10^{-3} N/m 时,液膜的长度和宽度增大得很少。因此表面张力对液膜大小的影响比较小。

选出图 11~图 14 的 9 个工况下的实验结果中的水跃区位置的液膜边界曲线,然后选取对应区域的模型计算结果曲线,对两条曲线做相关性分析。结果表明,9 个工况下的两条曲线的 Pearson 相关系数分别为 0.996、0.996、0.989、0.991、0.999、0.997、0.998、0.991、0.996。可见,半经验模型对本文的 9 个工况的预测效果都很好。

图 15 展示了 9 个工况下,关于水跃区上的液膜边界径向长度的模型结果和实验结果在不同 x 位置处的相对误差。其中,除了工况 4 和工况 5

之外,其余工况没有展示 $x < 0$ mm 时的误差,因为此时的液膜边界径向长度很小,比较小的绝对误差会导致很大的相对误差。此外,从图 11~图 14 中可以看到,工况 5、工况 6、工况 7 的下游边界曲线无法提取,这是由于汇聚区的增大,覆盖了此处的水跃区,所以无法用来和模型结果对比。

从图 15 可以看出,模型和实验的相对误差

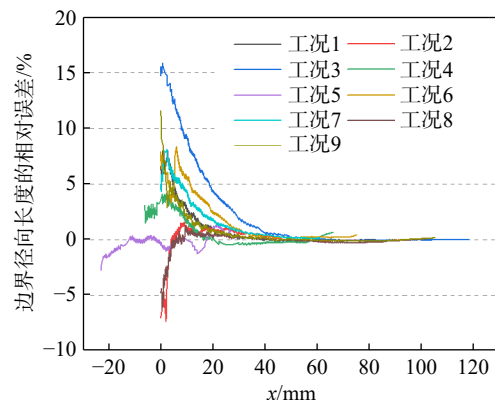


图 15 各工况下边界径向长度的相对误差

Fig. 15 Relative errors of radial length of boundary under all working conditions

在 $x=0$ mm 附近比较大,而随着 x 的增大,误差很快减小,在下游流动复杂区域基本上在 1% 左右。事实上,前人研究结果中,下游流动复杂区域的误差最大接近 20%。可见,对于本文研究的实验工况范围,半经验公式都能有很好的预测效果。

另外,本文中的工况 1($u_0=9.8$ m/s, $\theta=30^\circ$)和工况 4($u_0=9.8$ m/s, $\theta=45^\circ$)和 Wang 等^[25]实验研究中的工况 3($u_0=9.6$ m/s, $\theta=30^\circ$)和工况 2($u_0=9.6$ m/s, $\theta=41.2^\circ$)的参数非常接近。在这两个研究中,它们的液膜边界的实际大小非常接近,两个半经验公式也都能预测液膜边界大小,但是本公式在下游的误差更小。

由此可见,本文中的实验结果和前人的实验研究的变化趋势相符,而且本文研究的工况内,半经验公式的预测结果和实验结果符合良好,包括下游流动复杂区域。

4 结 论

本文建立了一个预测液膜边界的半经验模型,然后将实验数据与模型计算结果进行对比,验证模型的可靠性。最后可以得到以下结论:

1) 半经验模型能够直观地描述各因素对液膜形状的影响趋势,无需对多个复杂控制方程进行数值迭代求解。

2) 实验结果和文献^[25]研究结果一致,即射流速度越大,液膜越大;撞击角度越大,液膜从叶形变成圆形;黏性越大,液膜越小;表面张力影响很小。此外,水跃区和汇聚区随射流速度、撞击角度和黏性的增大而增大。汇聚区会覆盖水跃区边界线,导致无法识别下游边界曲线。

3) 在实验测量的 9 个工况下,半经验模型计算的液膜边界曲线和实验测量的液膜外边界曲线的相关系数都在 0.99 及以上,而预测结果和实验结果的相对误差分析表明, $x>0$ mm 时的误差都在 20% 以下,且随着 x 的增大,误差逐渐减小,最后约为 1%。可见,半经验模型有着很好的预测能力,包括下游复杂流动区域。

参考文献:

- [1] 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.
TANG Liang, LI Ping, ZHOU Lixin. Review on liquid film cooling of liquid rocket engine[J]. *Journal of Rocket Propulsion*, 2020, 46(1): 1-12. (in Chinese)
- [2] VOLKMANN J C, MCLEOD J M, CLAFLIN S E. Investigation of throat film coolant for advanced LOx/RP-1 thrust chambers[R]. AIAA-1991-1979, 1991.
- [3] 吴凌峰,杨成虎,姚锋,等.单股自由圆射流撞壁雾化实验[J]. *火箭推进*, 2020, 46(1): 44-51.
WU Lingfeng, YANG Chenghu, YAO Feng, et al. Atomization experiment of single free circular jet impinging against wall[J]. *Journal of Rocket Propulsion*, 2020, 46(1): 44-51. (in Chinese)
- [4] PETRUCHIK A I, SOLODUKHIN A D, FISENKO S P. Simulation of cooling of water droplet and film flows in large natural wet cooling towers[J]. *Journal of Engineering Physics and Thermophysics*, 2001, 74(1): 62-68.
- [5] SCHULZ F, BEYRAU F. The effect of operating parameters on the formation of fuel wall films as a basis for the reduction of engine particulate emissions[J]. *Fuel*, 2019, 238: 375-384.
- [6] CHEN B, FENG L, WANG Y, et al. Spray and flame characteristics of wall-impinging diesel fuel spray at different wall temperatures and ambient pressures in a constant volume combustion vessel[J]. *Fuel*, 2019, 235: 416-425.
- [7] FENG L, SUN X, PAN X, et al. Gasoline spray characteristics using a high pressure common rail diesel injection system by the method of laser induced exciplex fluorescence[J]. *Fuel*, 2021, 302: 121174.1-121174.14.
- [8] INAMURA T, SHIROTA M. Effect of velocity profile of impinging jets on sheet characteristics formed by impingement of two round liquid jets[J]. *International Journal of Multiphase Flow*, 2014, 60: 149-160.
- [9] KIBAR A. Experimental and numerical investigations of the impingement of an oblique liquid jet onto a superhydrophobic surface: energy transformation[J]. *Fluid Dynamics Research*, 2015, 48(1): 015501.1-015501.20.
- [10] DAIRAY T, FORTUNE V, LAMBALLAIS E, et al. LES of a turbulent jet impinging on a heated wall using high-order numerical schemes[J]. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 2014, 50: 177-187.
- [11] TAYLOR G. Oblique impact of a jet on a plane surface[J]. *Philosophical Transactions for the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, 1966, 260: 96-100.
- [12] HASSON D, PECK R E. Thickness distribution in a sheet formed by impinging jets[J]. *AIChE Journal*, 1964, 10(5): 752-754.
- [13] GLAUERT M B. The wall jet[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1956, 1(6): 625-643.
- [14] WATSON E J. The radial spread of a liquid jet over a horizontal plane[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1964, 20(3): 481-499.
- [15] NABER J D, REITZ R D. Modeling Engine spray/wall impingement[C]// SAE International Congress & Exposition. Detroit, US: SAE, 1988: 118-140.
- [16] IBRAHIM E A, PRZEKAS A J. Impinging jets atomization[J]. *Physics of Fluids A Fluid Dynamics*, 1991, 3(12): 2981-2987.
- [17] AZUMA T, HOSHINO T. The radial flow of a thin liquid film: 2nd report, liquid film thickness[J]. *Bulletin of JSME*, 1984, 27(234): 2747-2754.
- [18] 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.
- [19] 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.
- [20] 林庆国,杨成虎,刘犇.射流角度和壁面曲率对撞壁液膜的影响[J]. *国防科技大学学报*, 2013, 35(2): 17-21.
LIN Qingguo, YANG Chenghu, LIU Ben. Effect of impingement

- angle and wall curvature on liquid film[J]. [Journal of National University of Defense Technology](#), 2013, 35(2): 17-21. (in Chinese)
- [21] KATE R P, DAS P K, CHAKRABORTY S. Hydraulic jumps due to oblique impingement of circular liquid jets on a flat horizontal surface[J]. [Journal of Fluid Mechanics](#), 2007, 573: 247-263.
- [22] YANG L J, LI P H, FU Q F. Liquid sheet formed by a Newtonian jet obliquely impinging on pro/hydrophobic surfaces[J]. [International Journal of Multiphase Flow](#), 2020, 125: 103192.1-103192.9.
- [23] 唐亮, 胡锦涛, 刘计武, 等. 倾斜射流撞壁实验研究及液膜几何参数建模[J]. [航空学报](#), 2020, 41(12): 163-172.
- TANG Liang, HU Jinhua, LIU Jiwu, et al. Experimental study on oblique jet wall impingement and geometrical parameter model of liquid film[J]. [Acta Aeronautica et Astronautica Sinica](#), 2020, 41(12): 163-172. (in Chinese)
- [24] 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 Lixin, 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. (in Chinese)
- [25] WANG R, 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.
- [26] 唐树江, 李明军. 平板层流边界层速度分布的一种最佳近似解析解[J]. [湘潭大学自然科学学报](#), 2013, 35(1): 18-20.
- TANG Shujiang, LI Mingjun. An optimum approximate analytical solution for laminar boundary layer velocity with flat distribution[J]. [Natural Science Journal of Xiangtan University](#), 2013, 35(1): 18-20. (in Chinese)

(编辑: 陈 越)