

柴油机冷启动喷雾油滴撞壁速度效应数值分析*

李大树¹ 仇性启¹ 崔运静² 郑志伟¹ 马培勇³ 祁风雷⁴

(1. 中国石油大学(华东)化学工程学院, 青岛 266555; 2. 中国石油大学(华东)机电工程学院, 青岛 266555;
3. 合肥工业大学机械与汽车工程学院, 合肥 230009; 4. 爱荷华州立大学工程学院, 埃姆斯 50011)

摘要:采用流体体积法并综合考虑液滴与壁面间传热及接触热阻的作用,建立了液滴冲击壁面数值模型,并开展实验验证了模型的可靠性。通过分析计算,揭示了液滴撞壁流动传热及破碎机制,并探索了液滴撞壁碰撞速度效应规律。研究表明:液滴最大铺展系数和碰撞点处热流密度与液滴碰撞速度密切相关;液滴达到最大铺展直径和恒定热流密度所需无量纲时间与碰撞速度不相关;燃料液滴换热量与雷诺数近似线性递增。从能量守恒方程出发,建立了液滴最大铺展系数理论解析模型,该解析解与数值解呈现出较好的一致性。

关键词:柴油机 冷启动 喷雾油滴 碰撞速度效应 数值分析

中图分类号: TK05; TK124 **文献标识码:** A **文章编号:** 1000-1298(2014)06-0025-07

引言

现代柴油机受燃烧室几何结构的限制,高速喷雾燃料液滴不可避免地会冲击壁面,尤其在冷启动工况的初始阶段,燃烧室温度低于燃油沸腾温度,喷雾燃料液滴会粘附在壁面形成油膜,影响柴油机效率和排放。研究冷启动喷雾燃料液滴撞壁过程不仅对喷雾控制技术有重要的意义,还有助于预测附壁油膜状况,提高整机性能,有效控制污染物排放^[1-3]。

由于雾化液滴大小不一,速度不同,且雾化特性参数之间不相互独立,使得研究射流碰壁机理及单一参数对碰撞特性的影响极其困难。考虑到燃油射流撞壁现象是不完全蒸发液滴群冲击壁面的行为,因此,国内外研究者多以单液滴作为研究对象,完善喷雾射流理论体系^[3-5]。

液滴撞壁是多尺度、强瞬变过程,且影响因素众多。其中,碰撞速度是控制液滴碰撞特性的重要因素^[6-7]。目前,国内外学者对液滴冲击壁面过程的研究多忽略液滴与壁面间传热,研究重点主要集中在液滴撞壁形态变化及动力学行为(自由表面流动,气液固三相接触线运动)^[3,5,8]。同时,有关撞壁过程中液滴微细流动传热和破碎机理的文献较少^[5,9-10]。此外,在涉及传热的液滴撞壁过程中,接

触热阻是描述液固耦合的重要参数,而目前考虑接触热阻的模型还极其缺乏。对于理论预测模型的研究,由于边界条件的复杂性^[3,11],目前仍缺少用以精确描述液滴最大铺展系数的理论解析模型。本文针对柴油机冷启动工况的初始阶段,采用流体体积法(VOF)^[12-13]并综合考虑液滴与壁面传热和接触热阻的影响,建立欧拉固定网格体系下单个燃料液滴冲击水平干壁面的计算模型,揭示液滴内部微细流动传热和破碎机理,开展液滴碰撞特性(铺展系数、热流密度、总换热量)的碰撞速度效应数值研究,并基于此建立液滴最大铺展系数理论解析模型。

1 数值计算方法

1.1 数值计算模型

数值计算模型采用正癸烷作为国产0号柴油的单组份替代模型^[14]。液滴直径 $D = 2\text{ mm}$,初始温度为 $T = 345\text{ K}$,以一定碰撞速度 U 垂直冲击温度为 300 K 的恒温不锈钢板干壁面,环境温度为 300 K ,环境压力为 1 个大气压。选取疏油不锈钢作为碰撞基板,表面粗糙度为 $0.06\text{ }\mu\text{m}$ 。考虑到碰撞过程液固耦合壁面润湿作用,液滴与壁面间接角选取实验测量静态接触角 $\theta = 140^\circ$ 。此外,加入 Marangoni 应力边界以求解液滴/基板交界面热应力,采用热物性材料参数替代常数参数值,并考虑壁面接触热阻

收稿日期: 2013-11-24 修回日期: 2014-01-13

* “十二五”国家科技支撑计划资助项目(2012BAD30B01)、国家自然科学基金资助项目(51006031)、中央高校基本科研业务费专项资金资助项目(13CX02078A)和安徽省自然科学基金资助项目(11040606Q40)

作者简介: 李大树,博士生,主要从事燃烧及传热技术研究,E-mail: lds1919@163.com

通讯作者: 仇性启,教授,博士生导师,主要从事燃烧、传热及节能技术研究,E-mail: apvshi@upc.edu.cn

对液滴撞壁过程的影响。其中,入射角作为控制液滴碰撞特性的重要参数,将在今后进一步研究。本研究考虑到了柴油机启动过程中燃烧室壁面温度随时间逐渐升高,当壁面温度高于液滴沸腾温度时,液滴撞壁存在相变。本文不考虑该相变撞壁过程,液滴撞壁过程中汽化机理以及蒸汽气泡运动特性将是今后研究的重点。

计算模型对控制方程进行求解,并作出如下假设:气液界面无相变发生;碰撞过程一直处于层流状态;忽略辐射的影响,热量传递为燃料液滴与基板表面导热和空气对流换热。

根据 VOF 方法,通过求解连续性方程

$$\frac{\partial}{\partial t}(\gamma_q \rho_q) + \nabla \cdot \gamma_q \rho_q \mathbf{v} = 0 \tag{1}$$

式中 $\mathbf{v}$ ——速度矢量
 γ_q ——计算单元内第 q 相体积分数
 ρ_q ——计算单元内第 q 密度
得到体积分数来追踪气液交界面。其中, $q = 0$ 表示气相, $q = 1$ 表示液相。对第 q 相流体, $\gamma_q = 0$ 表示单元是空的, $\gamma_q = 1$ 表示单元充满, $\gamma_q < 1$ 表示单元为气液两相界面。VOF 模型中,动量方程为

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \frac{1}{\rho} \nabla \cdot [\mu (\nabla \mathbf{v} + \nabla \mathbf{v}^T)] + \mathbf{g} + \frac{1}{\rho} \mathbf{F} \tag{2}$$

$$\rho = \gamma_1 \rho_1 + (1 - \gamma_1) \rho_0 \tag{3}$$

$$\mu = \gamma_1 \mu_1 + (1 - \gamma_1) \mu_0 \tag{4}$$

式中 $\mathbf{F}$ ——表面张力源项 p ——压力
 $\mathbf{g}$ ——重力矢量 ρ ——计算单元内密度
 μ ——计算单元内动力粘度

其中,下标 0 表示气相,1 表示液相。表面张力源项采用 Brackbill^[15] 提出的连续表面力 (CSF) 模型来求解。能量方程为

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho c_p T) + \nabla \cdot (\rho c_p \mathbf{v} T) = \nabla \cdot (\lambda \nabla T) \tag{5}$$

式中 c_p ——计算单元内比热容
 T ——计算单元内温度
 λ ——计算单元内导热系数

当燃料液滴在壁面运动时,定义接触角为 θ 。 $\mathbf{n}_w$ 和 $\boldsymbol{\tau}_w$ 分别为单位法向量和壁面切向量,则壁面的法向方向为

$$\mathbf{n} = \mathbf{n}_w \cos \theta + \boldsymbol{\tau}_w \sin \theta \tag{6}$$

定义 σ 为表面张力系数,考虑壁面接触热阻的作用,由温度变化引起表面张力变化所产生的壁面切应力,即 Marangoni 应力,可以表示为

$$\boldsymbol{\tau} = \frac{d\sigma}{dT} \nabla T \tag{7}$$

1.2 计算网格划分及求解方法

考虑到液滴撞壁的对称性,计算采用二维轴对称模型,计算区域取 15 mm × 30 mm,为提高相界面的计算精度,采用网格加密技术对壁面附近区域进行加密,网格总数为 250 000,网格划分及边界条件如图 1 所示。

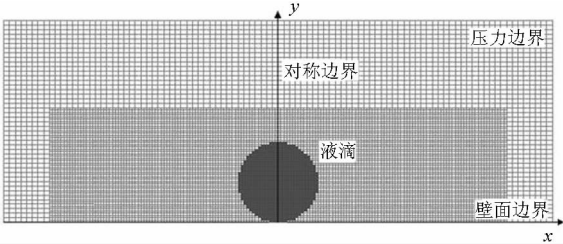


图 1 计算区域网格划分及边界条件
Fig. 1 Computational domain and boundary conditions

采用软件 Fluent 6.3 求解模型,控制方程采用有限体积法进行离散,压力速度耦合采用 SIMPLE 方法,压力求解采用 PRESTO 方法,计算单元液相体积分数采用 CICSAM^[16] 方法离散求解,控制方程采用 QUICK 格式进行离散以减少假扩散提高精度,时间步长 $\Delta t = 10^{-3}$ ms, Δt 内迭代次数为 30。

2 计算模型验证

为验证模型的可靠性,建立实验系统,如图 2 所示。实验测试系统采用德国 Basler 公司 A504KC 型数字面阵高速摄像机记录不同时刻燃料液滴碰撞不锈钢板的形态变化,并用图像处理软件对拍摄图像进行分析。实验操作参数与计算模型相同。实验中,由注射器缓慢流出的液体在针尖出形成液滴,当液滴的重力大于其表面张力,液滴从针头剥落。液滴的直径取决于所选用注射器针头的直径,并通过在高速摄像机拍摄区域放置参照物(已知直径的刚性小球)进行标定。实验中,通过调整滑动支架的高度来控制液滴的碰撞速度(本文验证实验中碰

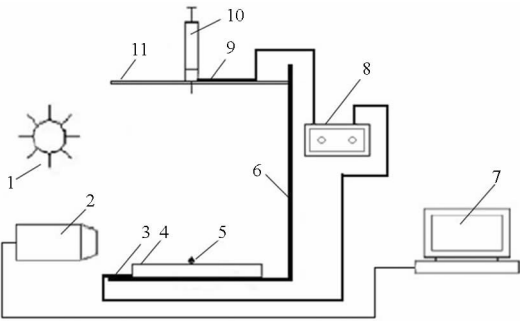


图 2 实验装置示意图
Fig. 2 Experiments system
1. 灯光 2. 高速摄像机 3,9. 热电偶 4. 不锈钢基板 5,6. 坐标架 7. 计算机 8. 液滴温度记录仪 10. 针筒注射器 11. 滑动支架

撞速度 $U = 5.94\text{ m/s}$), 液滴始终垂直碰撞壁面。

将实验测量铺展系数 $f(f = D_s/D, D_s$ 为液滴铺展直径) 与模型计算所得 f 表示成无量纲时间 ($t^* = tU/D$) 的函数^[17], 如图 3 所示。可以看出, 不考虑液滴与壁面间传热模型的计算结果与实验观测值相差较大; 考虑传热模型的计算结果与实验观测值较为接近。其中, 考虑接触热阻的模型与不考虑接触热阻的模型相比, 其计算结果与实验观测值更为接近。说明: 液滴与壁面间的传热对液滴撞壁过程的影响较大; 涉及传热的液滴撞壁模型必须考虑接触热阻的影响。此外, 实验观测值和模拟结果存在偏差是由现有数字图像处理技术和相界面追踪方法的局限性所造成的。

从图 3 还可以看出, 在碰撞后期阶段, 接触热阻模型和无接触热阻模型计算结果十分接近, 这是由于碰撞后期气液固三相接触线逐渐趋于稳定, 液固交界面温度保持不变, 接触热阻的影响可以忽略。不难看出, 在液滴铺展系数的发展阶段, 接触热阻的作用不可忽略, 采用接触热阻模型研究燃料液滴碰撞特性更为精确可行。

3 数值计算结果讨论

3.1 液滴流动传热

为探索燃料液滴撞壁流动传热机理, 对直径为 2 mm , 碰撞速度为 5.94 m/s 的液滴在不同碰撞时刻的压力、速度及温度分布进行分析, 如图 4 所示。其中, 燃料液滴温度高于壁面温度, 液滴向壁面传热。

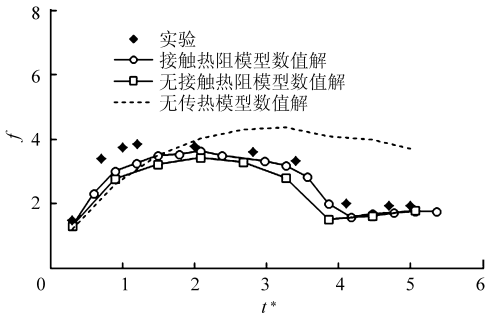


图 3 实验和模拟结果对比

Fig. 3 Comparison between experiments and simulations

由图 4 可以看出, 0.1 ms 时, 燃料液滴边缘 B 处压力最大 ($p_B = 5.2 \times 10^4\text{ Pa}$), 此刻, 在惯性力作用下该点处动量由轴向全部转换为径向 (铺展方向), B 点获得了较大的铺展速度 ($U_B = 17.4\text{ m/s}$), 大于碰撞速度 5.94 m/s 。此时, 燃料液滴在碰撞 A 点温度梯度为 $1\,181\text{ K/mm}$, 大于液滴表面 C 点温度梯度 112 K/mm , 这是由于 A 点传热以液滴与壁面导热为主, C 点传热以空气对流传热为主。 0.3 ms 时, p_B 和 U_B 受沿程阻力的作用均略有降低, 此刻, A 点附近温度梯度也降低为 $1\,168\text{ K/mm}$ 。 0.8 ms 时, 表面张力的作用增大, p_B 和 U_B 显著减小, 分别为 $6 \times 10^3\text{ Pa}$ 和 13.9 m/s , A 点温度梯度持续降低为 $1\,156\text{ K/mm}$ 。需要指出: A 点温度梯度随时间呈减小趋势, 考虑到沉积液膜与壁面传热为导热, 由傅里叶定律可得壁面热流密度随时间减小, 这与高珊等^[5]的研究结果一致。

为进一步研究燃料液滴撞壁传热特性, 图 5 显示了对称轴 y 轴 (图 1) 温度分布随无量纲时间 t^* 的

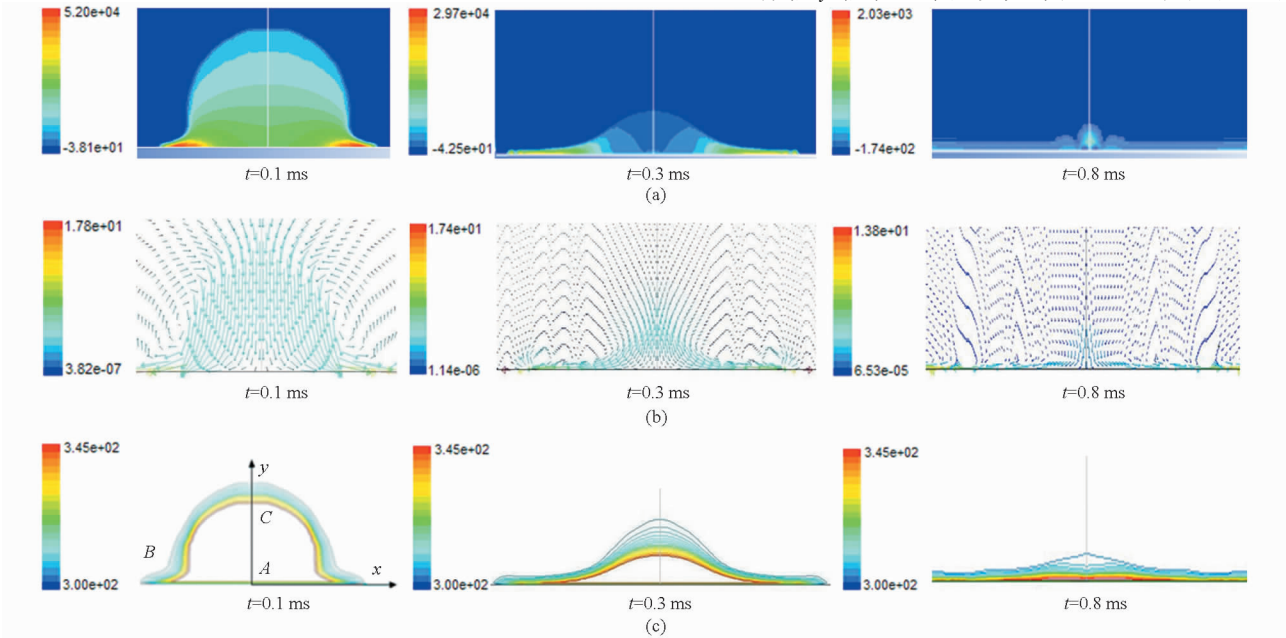


图 4 碰撞过程压力、速度和温度分布

Fig. 4 Pressure velocity and temperature distributions

(a) 压力分布 (b) 速度矢量 (c) 温度等值线

变化,横坐标为无量纲 y 轴坐标值 $Y^* = Y/D$ 。

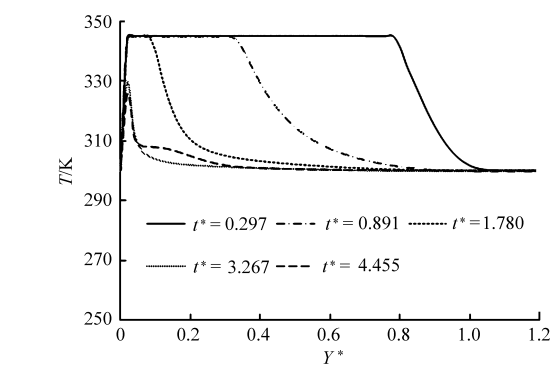


图 5 不同时刻液滴内部温度分布
Fig.5 Temperature distribution at different time

从图 5 可以看出,碰撞初始阶段,由于沉积液膜较厚,液膜内部保持较高的温度。由于壁面具有较大的温度梯度,燃料液滴在 $Y^* = 0.002$ 处即达到 345 K(燃料液滴初始温度)。随后沉积液膜随时间逐渐变薄,液膜内部温度逐渐降低, $t^* = 3.267$ 时,液膜内最高温度为 325 K,之后温度分布基本保持稳定,结合图 3 可得,液滴内部温度分布稳定所需时间大于液滴达到最大铺展系数所需无量纲时间。

3.2 液滴破碎

液滴碰撞壁面,边缘容易破碎。图 6 为液滴边缘破碎液滴和涡量分布。从图 6a 可以看出,0.3 ms 时,液滴边缘 B 处(图 4c)破裂,这是由于液滴沿壁面运动受自由界面垂直方向加速度产生的 Rayleigh Taylor 不稳定性作用,空气在液滴边缘处形成不均匀的压力分布,液滴在此压力扰动作用下沿铺展方向被压缩,随着扰动的持续作用,液滴边缘振动幅度增大,最终导致液滴破碎。0.8 ms 时可见,液滴边缘形成破碎液滴群。此刻,液滴边缘 B 处破碎液滴呈现出向铺展方向偏移的形态,(图 6a 中 $t = 0.8$ ms “偏移液滴”),这是由于边缘 B 附近仍具有较大的

铺展速度 U_b ;而靠近液滴主体的小液滴附近由于铺展速度相对较小,破碎液滴的径向尺度大于轴向尺度,轮廓为“半椭圆”(图 6a 中 $t = 0.8$ ms “半椭圆液滴”)。说明随着液滴撞壁趋于稳态,液滴铺展速度逐渐减小,在惯性力、粘性力及表面张力的共同作用下,从水平方向看,破碎液滴最终呈“半椭圆形”。

图 6b 为液滴碰撞过程中的涡量分布,可以看出,液滴碰撞过程中不同时刻,燃料液滴边缘 B 处都保持较大的涡量,说明 B 处空气对燃料液滴剪切作用较大。此刻,液滴沿壁面铺展,破碎液滴可视为空气阻流体,空气从液滴表面剥离形成涡流,使液滴表面瞬间速度不同于液滴铺展速度,从而形成压差使液滴扰动,最终导致“卡门涡街”出现,加剧了液滴破碎。

3.3 碰撞速度效应

为了分析燃料液滴碰撞速度对碰撞特性的影响,分别选取直径 $D = 2$ mm,碰撞速度为 2、8、10 和 20 m/s 的燃料液滴进行模拟,将铺展系数 f 表示成无量纲时间的函数,得到不同碰撞速度下铺展系数随无量纲时间的变化规律,如图 7 所示。可以看出,燃料液滴最大铺展系数 $f_{\max}$ 随着碰撞速度的增加而变大,由 $U = 2$ m/s 时的 3 增加到 $U = 20$ m/s 时的 4.7。Pasandideh^[17]研究得出,碰撞过程中,液滴达到最大铺展系数所需无量纲时间与其碰撞速度不相关。本文验证了这一结论,即直径不变的正癸烷液滴碰撞壁面达到最大铺展系数所需无量纲时间 t_c^* 与碰撞速度不相关, $t_c^* = 2$ 。

将不同碰撞速度下碰撞点 A 处热流密度 q'_A 表示成无量纲时间 t^* 的函数,如图 8 所示。可以看出,不同碰撞速度下碰撞点 A 处热流密度随无量纲时间变化规律相似:碰撞初始阶段热流密度迅速增

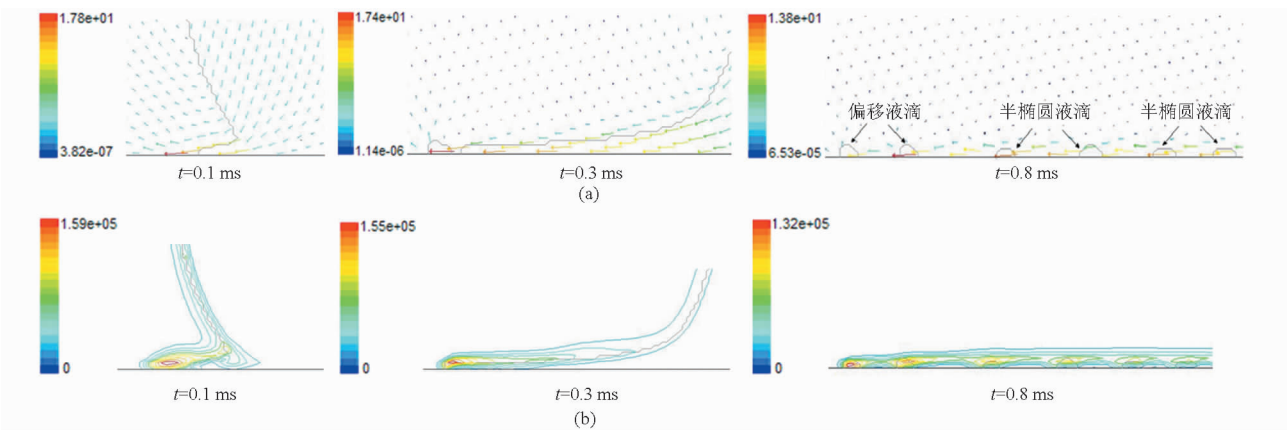


图 6 碰撞过程破碎液滴和涡量分布
Fig.6 Breakup droplets distribution and vorticity distributions
(a) 破碎液滴分布 (b) 涡量等值线

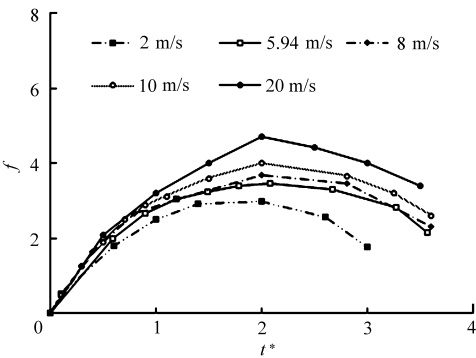


图 7 液滴铺展系数随无量纲时间的变化曲线
Fig. 7 Spreading factor changes with dimensionless time

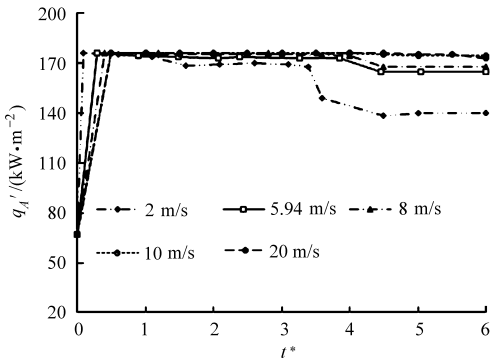


图 8 热流密度随无量纲时间的变化曲线
Fig. 8 Heat flux changes with dimensionless time

加到峰值,随后液滴与壁面接触并沿壁面铺展,该过程中热流密度几乎保持不变。在燃料液滴达到最大铺展面积后 ($t^* > t_c^*$),热流密度开始减小,并逐渐趋于稳定。随着燃料液滴碰撞速度的增加,热流密度变大,且当燃料液滴碰撞速度较大时,热流密度增幅变小。图 8 还可以得出:在本文算例中,碰撞点 A 处热流密度达到稳定状态所需无量纲时间与燃料液滴碰撞速度不相关,即热流密度趋于稳定所需无量纲时间均在 $t_s^* = 4.5$ 左右,可见沉积液膜内热流密度达到稳定所需时间 t_s^* 大于其达到最大铺展系数所需时间 t_c^* 。

4 无量纲分析

4.1 碰撞速度效应无量纲分析

采用无量纲参数研究燃料液滴碰撞特性,选取雷诺数 Re 、韦伯数 We 和毛细数 Ca 进行分析。表 1 为不同碰撞速度下无量纲参数值。从表 1 可以看出,燃料液滴雷诺数较大,表明燃料液滴惯性力大于粘性力,即燃料液滴碰撞壁面后可以呈现出铺展状态;燃料液滴韦伯数越大,说明碰撞过程中惯性力作用越明显,表面张力作用越小。结合图 7 可得,燃料液滴在碰撞过程中惯性力起绝对主导作用,粘性力和表面张力作用较小,且燃料液滴碰撞速度越大,惯性力作用越明显,燃料液滴越容易铺展。

表 1 不同碰撞速度下无量纲参数
Tab.1 Dimensionless numbers at different impact velocities

参数	碰撞速度 $U/(m \cdot s^{-1})$				
	2	5.94	8	10	20
$Re = \rho_d U D / \mu_d$	1 216	3 613	4 866	6 083	12 166
$We = \rho_d U^2 D / \sigma$	149	1 320	2 395	3 743	14 974
$Ca = \mu_d U / \sigma$	0.12	0.36	0.50	0.62	1.23

毛细数常用以描述牛顿液滴在不相容连续相运动中毛细作用的大小^[18]。燃料液滴毛细数随着碰撞速度的增加而变大,毛细数越大说明流动过程中表面张力作用较大,毛细作用较小。本文算例中毛细数相对较大,表面张力起主导作用,毛细作用对燃料液滴碰撞过程的影响较小。

分析燃料液滴最大铺展系数和碰撞点处热流密度与雷诺数的关系,得到不同雷诺数下燃料液滴最大铺展系数和碰撞点热流密度变化规律,如图 9 所示。可以看出,燃料液滴最大铺展系数 f_{max} 和碰撞点 A 处热流密度 q'_A 随雷诺数的增加而变大,说明燃料液滴雷诺数越大,其最大壁面铺展面积越大,即换热面积越大。雷诺数较小时, f_{max} 和 q'_A 增幅较快,当 Re 取值约为 6 000 时, f_{max} 和 q'_A 增幅明显减小。由此可见,随着燃料液滴雷诺数的不断增加,液滴最大铺展系数和热流密度与燃料液滴雷诺数相关性逐渐减小,液滴碰撞特性碰撞速度效应逐渐减小。将最大铺展系数 f_{max} 拟合成 Re 的函数可得

$$f_{max} = D_s / D = 0.556\,3 Re^{0.226\,6} \tag{8}$$

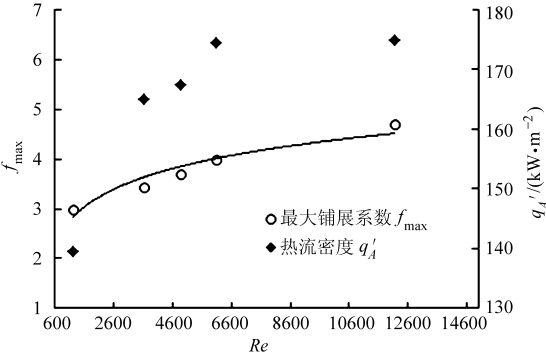


图 9 f_{max} 和 q'_A 随 Re 的变化
Fig. 9 f_{max} and q'_A changes with Re

为进一步研究燃料液滴与壁面碰撞过程传热特性,定义燃料液滴换热量为

$$q_c = \int_0^t \int_0^A q' dA dt = q' A_{max} t_c = \pi q' f_{max}^2 R^2 t_c \tag{9}$$

式中 A_{max} ——燃料液滴与壁面最大接触面积
 t_c ——液滴达到最大接触面积所需时间
 q' ——壁面热流密度
 R ——燃料液滴半径

取 $q' = q'_A$,将计算结果代入式(9),可得图 10 中

燃料液滴换热量曲线。可以看出,燃料液滴换热量与雷诺数近似线性递增;燃料液滴碰撞速度越大,其换热量越大。

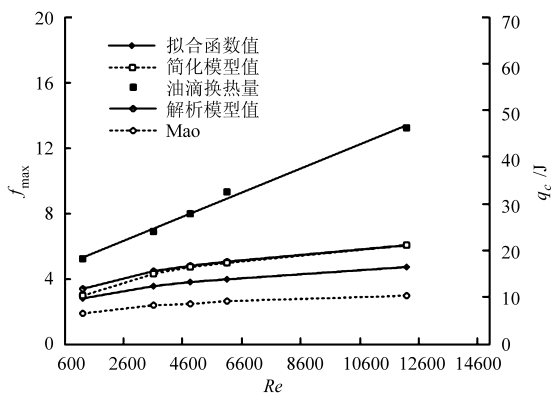


图 10 总换热量随 Re 变化和 $f_{\max}$ 解析模型验证

Fig. 10 Heat transfer changes with Re and $f_{\max}$ model verification

4.2 最大铺展系数解析模型

根据质量守恒方程,建立液滴最大铺展系数解析模型。液滴碰撞过程能量主要包括液滴碰撞前动量 E_1 、碰撞前表面能 E_{s1} 、碰撞后表面能 E_{s2} 和粘性耗散能 W ,即

$$E_1 + E_{s1} = E_{s2} + W \quad (10)$$

其中 $E_1 = (\rho U^2/2)(\pi D^3/6)$ $E_{s1} = \pi D^2 \sigma$

$$E_{s2} = \pi D_{\max}^2 \sigma (1 - \cos \theta_s) \quad W = \int_0^{t_c} \int_{\Omega} \phi d\Omega dt$$

式中 $D_{\max}$ ——液滴最大铺展直径

θ_s ——平衡接触角

其中,液滴达到最大铺展直径所需时间 t_c 基于模拟结果选取,即 $t_c = t_c^* D_0/U_0$ 。粘性耗散能计算采用 Pasandideh^[17] 建议的关系式。最后得到最大铺展系数表达式为

$$f_{\max} = \sqrt{\frac{We + 12}{3(1 - \cos \theta_s) + 3We/\sqrt{Re}}} \quad (11)$$

本文算例中,考虑到不同碰撞速度的 $We/\sqrt{Re}$ 值相对较大,因此,接触角对 $f_{\max}$ 的影响可以忽略,则碰撞过程中毛细作用可以忽略(杨氏方程),这与本文无量纲分析结果一致。又考虑到本文算例中 We 远大于 12,因此模型可简化为

$$f_{\max} = Re^{0.25}/\sqrt{3} \quad (12)$$

将所得最大铺展系数理论解析值与数值计算结

果进行对比,如图 10 所示。

从图 10 中可以看出,理论解析模型和简化模型计算结果基本吻合,且与数值计算结果接近。本文所建立的理论解析模型与 Mao 等^[19] 提出的模型相比更为精确。图 10 中理论解析值与数值计算结果略有偏差主要有两个原因:解析模型求解粘性耗散能时没有考虑热量传递对流动边界层厚度的影响,模型流动边界层厚度取流动滞止条件下的边界层厚度;碰撞基板为表面固体结构分率很小的疏油不锈钢板,因此,结构表面的粘性耗散可以忽略,但结构表面内侵入流体的粘性耗散则需要考虑。由此可见,液滴流动边界层的精确选取和结构表面内粘性耗散的精确计算是最大铺展直径理论解析模型发展的一个方向。

5 结论

(1) 基于欧拉固定网格体系,采用 VOF 方法综合考虑液滴与壁面传热及接触热阻作用建立了单个燃料液滴碰撞壁面数值模型;液滴碰撞过程先后呈现出铺展、收缩、振动及平衡状态;在涉及传热的碰撞过程中,接触热阻的作用不可忽略。

(2) 通过分析液滴碰撞过程不同时刻压力、速度、温度以及涡量分布,揭示了液滴碰撞流动传热以及破碎机理。液滴破碎是由于液滴沿壁面运动受自由界面垂直方向加速度产生的 Rayleigh Taylor 不稳定性作用;空气流经破碎液滴产生“卡门涡街”现象,从而加剧了液滴破碎。

(3) 从液滴铺展系数和热流密度的角度研究了碰撞速度效应,并采用无量纲分析的方法对液滴冲击壁面碰撞速度效应进一步解释论证,研究结果表明:液滴最大铺展系数和碰撞点热流密度的大小与液滴碰撞速度密切相关,即液滴碰撞速度越大,最大铺展系数和碰撞点热流密度越大,但当 Re 取值约为 6 000 时,碰撞速度效应逐渐减小;液滴达到最大铺展直径和恒定热流密度所需无量纲时间与碰撞速度不相关,所需无量纲时间分大约别为 2 和 4.5;燃料液滴换热量与雷诺数近似线性递增。

(4) 基于数值研究结果建立了液滴最大铺展系数解析模型,该解析解与数值解呈现出较好的一致性。

参 考 文 献

- 马宗正,程勇,纪少波,等. 进气流动对 PFI 汽油机燃油喷雾碰壁过程的影响[J]. 农业机械学报, 2012, 43(3): 10-15.
Ma Zongzheng, Cheng Yong, Ji Shaobo, et al. Influences of intake flow on spray and wall-film for port fuel injection gasoline engine[J]. Transactions of the Chinese Society for Agricultural Machinery, 2012, 43(3): 10-15. (in Chinese)
- 魏胜利,王忠,毛功平,等. 不同喷孔夹角的直喷柴油机涡流室燃烧系统性能分析[J]. 农业机械学报, 2012, 43(11): 15-20.
Wei Shengli, Wang Zhong, Mao Gongping, et al. Influence of nozzle hole cone angle on swirl chamber combustion system in direct

- injection diesel[J]. Transactions of the Chinese Society for Agricultural Machinery, 2012, 43(11): 15–20. (in Chinese)
- 3 Moreira A L N, Moita A S, Panao M R. Advances and challenges in explaining fuel spray impingement: how much of single droplet impact research is useful? [J]. Progress in Energy and Combustion Science, 2010, 36(5): 554–580.
- 4 魏明锐, 刘明嘉, 颜伏伍, 等. 液滴平壁铺展过程分析[J]. 内燃机学报, 2012, 30(6): 538–543.
Wei Mingrui, Liu Mingjia, Yan Fuwu, et al. Analysis of spreading process of droplet on flat surface[J]. Transactions of CSICE, 2012, 30(6): 538–543. (in Chinese)
- 5 高珊, 曲伟, 姚伟. 喷雾冷却中液滴冲击壁面的流动和换热[J]. 工程热物理学报, 2007, 28(1): 221–224.
- 6 Tabbara H, Gu S. Modelling of impingement phenomena for molten metallic droplets with low to high velocities[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2012, 55(7): 2081–2086.
- 7 张彬, 韩强, 袁小芳, 等. 液滴与水平壁面碰撞力的数值研究[J]. 西安交通大学学报, 2013, 47(9): 23–27.
- 8 Wang M J, Lin F H, Hung Y L, et al. Dynamic behaviors of droplet impact and spreading: water on five different substrates[J]. Langmuir, 2009, 25(12): 6772–6780.
- 9 Bhardwaj R, Longtin J P, Attinger D. Interfacial temperature measurements, high-speed visualization and finite element simulations of droplet impact and evaporation on a solid surface[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2010, 53(19): 3733–3744.
- 10 Tsai P, Pacheco S, Pirat C, et al. Drop impact upon micro- and nanostructured superhydrophobic surfaces[J]. Langmuir, 2009, 25(20): 12293–12298.
- 11 Chandra S, Avedisian C T. On the collision of a droplet with a solid surface[J]. Proceedings of the Royal Society of London. Series A: Mathematical and Physical Sciences, 1991, 432(1884): 13–41.
- 12 Hirt C W, Nichols B D. Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries[J]. Journal of Computational Physics, 1981, 39(1): 201–225.
- 13 Shinjo J, Umemura A. Simulation of liquid jet primary breakup: dynamics of ligament and droplet formation[J]. International Journal of Multiphase Flow, 2010, 36(7): 513–532.
- 14 Olchanski E, Burcat A. Decane oxidation in a shock tube[J]. International Journal of Chemical Kinetics, 2006, 38(12): 703–713.
- 15 Brackbill J U, Kothe D B. A continuum method for modeling surface tension[J]. Journal of Computational Physics, 1992, 100(2): 335–354.
- 16 Ubbink O, Issa R I. A method for capturing sharp fluid interfaces on arbitrary meshes[J]. Journal of Computational Physics, 1999, 153(1): 26–50.
- 17 Pasandideh F M. Capillary effects during droplet impact on a solid surface[J]. Physics of Fluids, 1996, 8(3): 650–659.
- 18 刘向东, 陈永平, 张程宾, 等. 双乳液液滴形变及破碎特性[J]. 工程热物理学报, 2012, 33(3): 457–459.
Liu Xiangdong, Chen Yongping, Zhang Chengbin, et al. Deformation and breakup characteristics of double emulsion drop[J]. Journal of Engineering Thermophysics, 2012, 33(3): 457–459. (in Chinese)
- 19 Mao T, Kuhn D C S, Tran H. Spread and rebound of liquid droplets upon impact on flat surface[J]. AIChE Journal, 1997, 43(9): 2169–2179.

Effect of Impacting Velocity on Spray Oil Droplet Impacting onto a Surface during Diesel Engine Cold Starting

Li Dashu¹ Qiu Xingqi¹ Cui Yunjing² Zheng Zhiwei¹ Ma Peiyong³ Qi Fenglei⁴

(1. School of Chemical Engineering, China University of Petroleum, Qingdao 266555, China

2. School of Mechanical and Electrical Engineering, China University of Petroleum, Qingdao 266555, China

3. School of Mechanical and Automobile Engineering, Hefei University of Technology, Hefei 230009, China

4. College of Engineering, Iowa State University, Ames IA 50011, United State)

Abstract: In order to explore the mechanism of liquid film formed by fuel droplet impacting on surface in small-size combustor of diesel engine, a numerical model was developed using volume of fluid method including heat transfer and contact resistance and verified by experiments. The mechanism of droplet fluid and heat transfer as well as breakup during spreading were obtained according to the result analysis. The results also showed that the droplet maximum spreading factor and heat flux at impacting point were closely related to impact velocity, and the dimensionless time of maximum spreading factor and constant heat flux are uncorrelated to impacting velocity. The amount of heat transfer linearly increased with Reynolds number. The theoretical analysis model was also developed based on energy conservation equation, which showed a good agreement with numerical results.

Key words: Diesel engine Cold starting Oil spray droplet Impact velocity effect Numerical analysis