

文章编号: 0258-1825(2010)02-0226-08

简化微小液滴在超声速气流横向喷射中的运动探索

尚庆¹, 沈清¹, 庄逢甘²

(1. 中国航天空气动力技术研究院, 北京 100074; 2. 中国航天科技集团公司, 北京 100037)

摘 要:从研究超声速气流中简化液滴(刚性小球)的气动力着手, 比较分析使用 CFD 方法与使用两相流理论中已有的颗粒阻力系数模型得到的简化液滴气动力结果, 得出 Charles B. Henderson 给出的阻力系数经验关系式适用于计算简化液滴在超声速气流中的运动。进一步, 对不同直径简化液滴的运动开展工程方法的计算。在来流 $Ma=2.7$ 的二维平板超声速流场中选取一个截面, 作为气相流场, 结果显示: (1) 简化液滴与主气流存在相对超声速运动, 当简化液滴直径 $d_k \leq 0.12\text{mm}$ 时, 纵向相对超声速运动区域约为 $0.15\text{m} \sim 0.4\text{m}$, 当 $d_k > 0.12\text{mm}$ 时, 作用区域明显增大; (2) 以 10m/s 喷射出的简化液滴, 其横向穿透深度与纵向运动距离比约为 $0.004\text{m}/1\text{m} \sim 0.021\text{m}/1\text{m}$; (3) 以 100m/s 的速度喷射出的 $30 \sim 120\mu\text{m}$ 直径简化液滴, 其横向穿透深度与纵向运动距离比约为 $0.02\text{m}/1\text{m} \sim 0.055\text{m}/1\text{m}$, 实际过程中, 小尺寸简化液滴的汽化很快, 其穿透深度很小。

关键词:简化液滴; 气动力; 两相流; 阻力系数

中图分类号: V211.3 **文献标识码:** A

0 引言

使用液态碳氢类煤油燃料的超燃冲压发动机的设计必须考虑到煤油液滴的喷射、运动、汽化与混合等物理过程, 这是学术界和工程界非常关注的气动难题。若要完整模拟这一过程, 必须在液滴变形、破碎、汽化等不同阶段进行精细模拟, 在目前的计算和实验条件下, 尚待取得突破。然而工程应用上要求建立煤油与空气混合的相互作用规律, 取得对燃料燃烧过程中的物理与化学延迟现象的基本认识。这方面的研究工作非常少, 国外研究从两相流雾化、混合与稳燃着手, 直接通过实验测量, 分析喷射方式、位置、压力、孔径等对燃烧的影响。国内学者也对超声速燃烧室内的煤油喷射与稳燃开展了研究^[1-3], 研究了超声速气流中煤油射流首次破碎与二次破碎现象, 发现气泡雾化可以提高煤油的雾化程度, 提高燃料喷射压力可以增大贯穿深度, 还研究了凹腔与燃料喷射位置对稳燃的影响等。但煤油超声速燃烧的机理研究仍然缺乏, 许多已取得效果的技术手段还缺少基础理论的支持。本文将从单个简化液滴(即球形刚性煤油液滴)在超声速气流中的气动力着手, 分析简化液滴的受力与运动的物理规律, 为发动机的设计提供理论依据。

1 超声速气流中简化液滴的气动力的计算

在贴体坐标系下使用有限体积法对三维 Navier-Stokes 方程进行求解, 如方程(1), 离散中使用了基于网格中心的控制体方法与结构网格。

$$\iiint_V \frac{\partial U}{\partial t} dv + \iiint_V \left(\frac{\partial E}{\partial x} + \frac{\partial F}{\partial y} + \frac{\partial G}{\partial z} \right) dv = \iiint_V \left(\frac{\partial E_v}{\partial x} + \frac{\partial F_v}{\partial y} + \frac{\partial G_v}{\partial z} \right) dv \quad (1)$$

间断面两侧物理量的重构采用 NND 格式^[4], 间断面通量函数的构造采用 Roe 的 Riemann 解算子^[5]逼近形式:

$$F(w_l, w_r) = \frac{1}{2} [F(w_l) + F(w_r) - |A| (w_r - w_l)], \\ (|A| = T |A| T^{-1}) \quad (2)$$

其中, Λ 和 T 分别为矩阵 A 的特征值与特征向量。

在计算粘性通量时, 用虚构的控制体来求解此值。例如, 要得到网格中心控制体各个面上的物理量的偏导数 ϕ_x , 可以分别以这些面的中心点为中心构造一个控制体, 所用到的顶点可以用该面两侧网格中心控制体的两个格心点与该面的四个顶点来确定, 且

收稿日期: 2009-02-13; 修订日期: 2009-06-16

基金项目: 中国博士后科学基金项目(20080430461)资助

作者简介: 尚庆(1977-), 男, 博士后, 从事空气动力学、湍流多相流动与燃烧的研究。E-mail: shangqing@tsinghua.org.cn

该面顶点处的物理量可以用线性插值得到。在此虚构的控制体下作积分可以得到:

$$\phi_x = \frac{1}{V} \iiint_V \frac{\partial \phi}{\partial x} dv = \frac{1}{V} \oint_{\partial V} \Phi \cdot n ds = \frac{1}{V} \sum_{j=1}^8 \phi_{ij} (S_x)_j \quad (3)$$

计算中,为避免驻点与激波面附近的计算出现不稳定,引入了熵修正。边界处,流入边界给定来流参数,流出边界使用一阶外推,计算区域的选取范围保证外边界处均为超声速流动。物面处使用了无滑移、无穿透、等温条件。时间积分使用二步 Runge-Kutta 方法,使得驻点附近的流场计算更为稳定。

首先进行了验证计算,来流 $Ma=6$ 、雷诺数 1.0×10^6 (以头部半径 R_n 为无量纲化参考长度)、温度 89K,圆球头部半径 5mm、壁面温度 300K,得到了无量纲激波位置 0.147,无量纲驻点压力 0.922,阻力 1.397 (即 48.44N)。然后,为研究超燃冲压发动机内煤油液滴的受力情况,在来流 $Ma=2.5$ 、温度 900K、压力 0.5atm 的自由流条件下,以低压喷射出的煤油液

滴直径较大,因此对直径 0.2mm、0.4mm、0.6mm、0.8mm 与 1.0mm 的五种尺寸简化液滴进行绕流计算,忽略液滴内部传热,液滴温度均为 293K,从而得到简化液滴的气动力。

2 两相流理论模型中的颗粒阻力系数

亚声速不可压两相流理论模型中,颗粒的受力研究较多,常用的颗粒阻力系数如下 (Re_k 为根据气体-颗粒两相相对速度得到的颗粒雷诺数):

$$C_{Dk} = \begin{cases} \frac{24}{Re_k} (1 + 0.15 Re_k^{0.687}), & (Re_k \leq 1000) \\ 0.44, & (Re_k > 1000) \end{cases} \quad (4)$$

针对超声速气流中颗粒的受力,国外学者根据实验测量,得到数个不同的颗粒阻力系数的经验关系式。1976年,Charles B. Henderson^[6]给出了较宽范围内适用的单颗粒的阻力系数经验关系式,该公式涵盖了所有亚声速流动体系,在超声速流动区域也与 Bailey 与 Hiatt 的实验数据符合很好,其表达式如下:

$$\begin{aligned} C_{Dk} &= 24 \left(Re_k + \left(\frac{\gamma}{2} \right)^{0.5} Ma_k \left\{ 4.33 + \left(\frac{3.65 - 1.53 T_k / T}{1 + 0.353 T_k / T} \right) \exp \left[-0.247 \left(\frac{2}{\gamma} \right)^{0.5} \frac{Re_k}{Ma_k} \right] \right\} \right)^{-1} + \\ &\quad \exp \left(-\frac{0.5 Ma_k}{\sqrt{Re_k}} \right) \left[\frac{4.5 + 0.38 (0.03 Re_k + 0.48 \sqrt{Re_k})}{1 + 0.03 Re_k + 0.48 \sqrt{Re_k}} + 0.1 Ma_k^2 + 0.2 Ma_k^3 \right] + \\ &\quad 0.6 \left(\frac{\gamma}{2} \right)^{0.5} Ma_k \left[1 - \exp \left(-\frac{Ma_k}{Re_k} \right) \right], \quad (Ma_k \leq 1) \quad (5a) \\ C_{Dk} &= \frac{0.9 + \frac{0.34}{Ma_k^2} + 1.86 \left(\frac{Ma_k}{Re_k} \right)^{0.5} \left[2 + \frac{4}{\gamma Ma_k^2} + 1.058 \frac{1}{Ma_k} \left(\frac{2 T_k}{\gamma T} \right)^{0.5} - \frac{4}{\gamma^2 Ma_k^4} \right]}{1 + 1.86 \left(\frac{Ma_k}{Re_k} \right)^{0.5}}, \quad (Ma_k \geq 1.75) \end{aligned} \quad (5b)$$

$$C_{Dk}(Ma_k, Re_k) = C_{Dk}(1.0, Re_k) + \frac{4}{3} (Ma_k - 1) [C_{Dk}(1.75, Re_k) - C_{Dk}(1.0, Re_k)], \quad (1.0 < Ma_k < 1.75) \quad (5c)$$

1980年,有 Nickerson G. R 等人给出了火箭发动机内颗粒阻力系数,有学者在对固体火箭发动机喷管内气体-颗粒两相流动的数值模拟研究中使用了该公式^[7],其表达式如下:

$$\begin{aligned} C_{Dk} &= (C_{D0} - 2) \exp \left[-3.07 \sqrt{\gamma} \frac{Ma_k}{Re_k} g(Re_k) \right] + \\ &\quad \frac{h(Ma_k)}{\sqrt{\gamma} Ma_k} \exp \left(-\frac{Re_k}{2 Ma_k} \right) + 2 \\ g(Re_k) &= \frac{1 + Re_k (12.278 + 0.584 Re_k)}{1 + 11.278 Re_k}, \\ &\quad (Re_k < 1000) \end{aligned}$$

$$h(Ma_k) = [5.6 / (Ma_k + 1)] + 1.7 \sqrt{(T_k / T)}$$

$$C_{D0} = \begin{cases} 24 / Re_k, & (0 < Re_k < 0.34) \\ 0.48 + 28 Re_k^{-0.85}, & (0.34 < Re_k < 1 \times 10^5) \end{cases} \quad (6)$$

1993年,Igra 和 Takayama^[8]使用超声速气流带动球形颗粒运动的方法来研究颗粒在非稳态气流中的阻力系数,经过分析给出了适合非稳态气流中或粒子做非稳定运动时的单颗粒的阻力系数公式:

$$\begin{aligned} \lg C_{Dk} &= 7.8231 - 5.8137 \lg Re_k + \\ &\quad 1.4129 (\lg Re_k)^2 - 0.1146 (\lg Re_k)^3 \\ &\quad (200 < Re_k < 1.01 \times 10^5) \end{aligned} \quad (7)$$

1997年,Kurian J 与 Das H. K^[9]给出的非稳态

流场与粒子云团中的颗粒阻力系数,适用于局部较为稠密的气体—颗粒两相流动,表达式如下:

$$C_{Dk} = 11.77Re_k^{-0.278}, \quad (70 < Re_k < 4470) \quad (8)$$

这些阻力系数的经验关系式的表达形式互不相同,适用的范围也有差别,需要在超燃冲压发动机的运行工况下对它们进行评估,才可用于煤油超燃冲压发动机的两相流动的数值模拟中。

3 简化液滴气动力计算结果分析

首先,使用五种颗粒阻力系数的经验关系式,在来流温度 900K、压力 0.5atm 的自由流条件下,对亚声速 ($Ma=0.3$)、跨声速 ($Ma=0.9, 1.2$)、超声速 ($Ma=2.0$) 气流中的颗粒受力进行了计算,选定 0.2mm、0.4mm、0.6mm、0.8mm 与 1.0mm 五种直径颗粒。

表 1 为马赫数 0.3 亚声速气流中颗粒阻力的计算结果。由于气流的压缩性较弱,使用 Henderson 阻力系数关系式与使用不可压阻力系数关系式计算得到的颗粒阻力的结果较为接近,使用 Nickerson 阻力系数关系式计算得到的结果与使用 Henderson 阻力系数关系式得到的结果有所差异,而使用 Igra 与 Kurian 阻力系数关系式计算得到的结果与使用 Henderson、不可压、Nickerson 阻力系数关系式得到的结果有很大差异。1mm 直径简化液滴数值计算得到的阻力与不可压阻力系数关系式得到的结果相符合,与 Henderson 阻力系数关系式得到的结果偏差约 8%。

表 1 亚声速气流中不同直径颗粒的阻力数值 ($Ma=0.3$)

Table 1 The drag of different diameter particles in subsonic airstream ($Ma=0.3$)

阻力 关系式	不同直径简化液滴的阻力 ($10^{-4}N$)				
	0.2mm	0.4mm	0.6mm	0.8mm	1.0mm
	$Re_p=182$	$Re_p=365$	$Re_p=548$	$Re_p=730$	$Re_p=913$
Henderson	0.780	2.47	4.98	8.30	12.4
Nickerson	0.850	2.90	6.11	10.47	16.0
Igra	3.16	6.67	11.4	17.4	24.7
Kurian	2.66	8.78	17.7	29.0	42.6
不可压	0.790	2.40	4.64	7.45	11.1
NND(CFD)	—	—	—	—	11.3

表 2 为来流马赫数 0.9 时颗粒阻力的计算结果。可以看出,使用五种颗粒阻力系数关系式计算得到的颗粒阻力均存在很大偏差,与使用 Henderson 阻力系数关系式得到的结果相比,使用 Nickerson 阻力系数关系式得到的颗粒阻力高出约 17%~27%,使用 Igra 阻力系数关系式得到的颗粒阻力约高出 27%~80%,使用 Kurian 阻力系数关系式得到的颗粒阻力

约高出 114%~179%,而使用不可压阻力系数关系式得到的颗粒阻力则约低 25%~30%。1mm 直径简化液滴数值计算得到的阻力与 Henderson 阻力系数关系式得到的结果偏差约 7%。表 3 为来流马赫数 1.2 时颗粒阻力的计算结果。如表所示,使用 Henderson 阻力系数关系式与使用 Nickerson 阻力系数关系式得到的颗粒阻力最为接近,二者偏差最大为 3%;与使用 Henderson 阻力系数关系式得到的结果相比,使用 Igra 阻力系数关系式得到的 0.2mm 直径颗粒阻力偏差达 21%,0.4mm~1.0mm 颗粒阻力偏差为 1%~11%,而使用 Kurian 与不可压阻力系数关系式得到的颗粒阻力偏差很大。1mm 直径简化液滴数值计算得到的阻力与 Henderson 阻力系数关系式得到的结果偏差约 27%。

表 2 跨声速气流中不同直径颗粒的阻力数值 ($Ma=0.9$)

Table 2 The drag of different diameter particles in transonic airstream ($Ma=0.9$)

阻力 关系式	不同直径简化液滴的阻力 ($10^{-4}N$)				
	0.2mm	0.4mm	0.6mm	0.8mm	1.0mm
	$Re_p=547$	$Re_p=1095$	$Re_p=1642$	$Re_p=2190$	$Re_p=2737$
Henderson	6.32	22.8	49.2	85.5	132.0
Nickerson	7.40	28.0	61.5	108.0	168.0
Igra	11.4	33.1	66.0	110.0	167.0
Kurian	17.6	58.1	117.0	191.0	281.0
不可压	4.63	15.9	35.7	63.5	99.30
NND(CFD)	—	—	—	—	141.0

表 3 跨声速气流中不同直径颗粒的阻力数值 ($Ma=1.2$)

Table 3 The drag of different diameter particles in transonic airstream ($Ma=1.2$)

阻力 关系式	不同直径简化液滴的阻力 ($10^{-4}N$)				
	0.2mm	0.4mm	0.6mm	0.8mm	1.0mm
	$Re_p=730$	$Re_p=1459$	$Re_p=2190$	$Re_p=2919$	$Re_p=3649$
Henderson	14.4	54.3	119.0	209.0	324.0
Nickerson	13.9	53.2	118.0	208.0	323.0
Igra	17.4	53.7	110.0	188.0	287.0
Kurian	28.9	95.4	192.0	315.0	462.0
不可压	7.43	28.2	63.5	113.0	176.0
NND(CFD)	—	—	—	—	411.0

表 4 为 2.0 马赫超声速气流中颗粒阻力的计算结果。从表中可以看出,使用 Henderson 阻力系数关系式与使用 Nickerson 阻力系数关系式得到的颗粒阻力较为接近,但后者低于前者;与使用 Henderson 阻力系数关系式得到的颗粒阻力相比,使用 Igra 阻力系数得到的颗粒阻力偏差约 -21%~-33%,使用 Kurian 阻力系数得到的颗粒阻力偏差约 -40%~-1%,使用不可压阻力系数关系式得到的颗粒阻力则偏差很大。1mm 直径简化液滴数值计算得到的阻力与 Hender-

son 阻力系数关系式得到的结果偏差约 0.2%。

表 4 超声速气流中不同直径颗粒的阻力数值 ($Ma=2.0$)

阻力 关系式	不同直径简化液滴的阻力 (10^{-4} N)				
	0.2mm	0.4mm	0.6mm	0.8mm	1.0mm
	$Re_p=1216$	$Re_p=2432$	$Re_p=3649$	$Re_p=4865$	$Re_p=6081$
Henderson	49.6	192.0	425.0	749.0	1160.0
Nickerson	44.7	175.0	391.0	692.0	1070.0
Igra	39.4	134.0	287.0	501.0	776.0
Kurian	69.7	230.0	462.0	758.0	1110.0
不可压	19.6	78.4	176.0	314.0	490.0
NND(CFD)	—	—	—	—	1158.0

然后,在来流 $Ma2.5$ 的自由流条件下,将五种尺寸简化液滴的气动力 CFD 计算结果与阻力系数模型给出的结果进行比较,如表 5 所示(其中颗粒雷诺数使用简化液滴的直径进行计算)。

表 5 中不同直径简化液滴的阻力数据表明,采用数值计算得到的简化液滴阻力数值与使用 Henderson 阻力系数关系式得到的结果符合最好,与 Nickerson 阻力系数关系式得到的结果(除 10mm 简化液滴外)也相互符合;而数值计算结果与 Kurian 阻力系数关系式(除 1mm 简化液滴外)、Igra 阻力系数关系式、不可压阻力系数关系式得到的结果存在较大差异,10mm 简化液滴的阻力结果差异更大。分析估计,由于四种颗粒阻力系数经验关系式的适用范围存在差别,如适用

的颗粒雷诺数、颗粒稠密度、颗粒相对加速度程度等存在差别,因此得到的简化液滴阻力数值存在差异;而数值计算工况可能与 Henderson 阻力系数经验关系式的适用范围较为一致,并且 Henderson 阻力系数关系式是通过整理大量的实验数据得到,适用范围最为宽广,所以二者的结果最为相符;而不可压阻力系数关系式不适用于超声速气流中液滴阻力的计算。

由于 Henderson 阻力系数经验关系式涵盖亚、跨、超声速流动体系,而简化液滴喷入超声速气流之后也会经历相对亚、跨、超声速流域,因此,对 1.0mm 直径简化液滴在马赫数 0.3、0.6、0.9、1.2、1.4、2.0 的气流中的气动力进行了计算比较,结果如表 6 所示,在马赫数 0.3、0.6、0.9 条件下,数值计算结果与 Henderson 阻力系数经验关系式得到的结果相符合,而在马赫数 1.2、1.4 条件下,数值计算结果高于 Henderson 阻力系数经验关系式得到的结果。需要说明的是,在数值计算中尾迹会出现不稳定现象,气动力会出现震荡,计算结果取气动力的平均值,马赫数越低气动力震荡幅度越大,随着马赫数的提高气动力震荡幅度减小,马赫数 0.3 条件下气动力约为 $0.00113\pm 20\%$,马赫数 1.4 条件下气动力约为 $0.0576\pm 1.5\%$ 。马赫数 2.0 条件下圆球绕流场未出现不稳定现象。马赫数 6.0 条件下圆球的气动力在出现震荡之前有很长一段时间是稳定的,其计算结

表 5 不同直径简化液滴气动力的 CFD 计算结果与阻力系数模型计算结果

Table 5 The drag of different diameter simplified droplets by using CFD method and drag coefficient empirical formulas

阻力关系式	不同直径简化液滴的阻力 (N)					
	0.2mm	0.4mm	0.6mm	0.8mm	1.0mm	10mm
	$Re_p=1520$	$Re_p=3041$	$Re_p=4561$	$Re_p=6080$	$Re_p=7602$	$Re_p=2\times 10^6$
NND(CFD)	0.00751	0.0290	0.0631	0.109	0.169	48.4
Henderson	0.00749	0.0290	0.0643	0.113	0.176	49.8
Nickerson	0.00759	0.0299	0.0668	0.118	0.184	82.1
Igra	0.00603	0.0207	0.0447	0.0781	0.121	2.25
Kurian	0.0107	0.0353	0.0709	0.116	0.171	11.4
不可压	0.00306	0.0123	0.0276	0.0490	0.0766	24.0

表 6 不同马赫数下 1.0mm 直径简化液滴气动力的 CFD 计算结果与阻力系数模型计算结果

Table 6 the drag of simplified droplets with 1.0mm diameter by using CFD method and drag coefficient empirical formulas under different Mach number condition

阻力关系式	1.0mm 简化液滴的阻力 (10^{-4} N)					
	$Ma=0.3$	$Ma=0.6$	$Ma=0.9$	$Ma=1.2$	$Ma=1.4$	$Ma=2.0$
	$Re_p=912$	$Re_p=1824$	$Re_p=2737$	$Re_p=3649$	$Re_p=4257$	$Re_p=6081$
NND(CFD)	11.3	45.2	141.0	411.0	576.0	1158.0
Henderson	12.4	47.6	132.0	324.0	494.0	1160.0
Nickerson	16.0	68.2	168.0	323.0	463.0	1080.0
Igra	24.6	79.5	167.0	287.0	387.0	776.0
Kurian	42.4	140.0	281.0	462.0	602.0	1110.0
不可压	11.0	44.1	99.2	176.0	240.0	490.0

果取的是该稳定时期内的气动力数值。

4 简化液滴在平板超声速气流中的运动分析

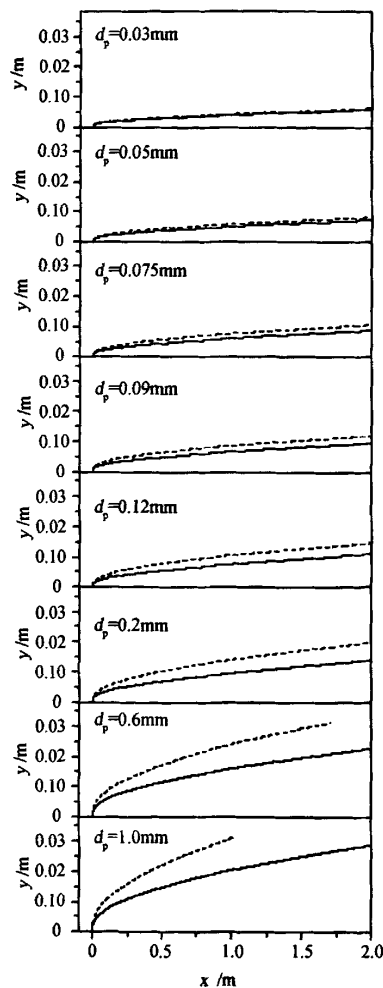
为研究简化液滴的喷射与运动,选取二维平板超声速流动的流场截面,作为简化液滴运动的气相流场。研究中,只考虑相对运动,简化了物理过程与模型,不考虑液滴的变形、破碎、蒸发。平板超声速流场的来流条件为,来流 $Ma2.7$, 温度 $755K$, 雷诺数 1.0×10^6 , 平板壁面温度 $500K$ 。平板流场的边界层厚度约 $1.5mm$ 。仍然使用低压喷射,设简化液滴以 $v_i = 10m/s$ 的速度从平板壁面垂直喷入气流,简化液滴直径取 $30\mu m$ 、 $50\mu m$ 、 $75\mu m$ 、 $90\mu m$ 、 $120\mu m$ 与 $0.2mm$ 、 $0.6mm$ 、 $1.0mm$ 等 8 个组,计算中分别使用 Henderson 的阻力系数公式与不可压阻力系数公式。对简化液滴的动量方程使用数值积分法,从而可以得到简化液滴的运动速度与运动轨迹。

简化液滴从平板壁面垂直喷入主气流,要先穿越平板边界层进入主气流,简化液滴会经历一个短暂的亚、跨、超声速的相对运动,该过程时间很短,相对马赫数会骤然增加;而后,主气流会带动简化液滴运动,按照相对运动可分为三个阶段,即,相对超声速运动阶段,相对跨声速运动阶段,相对超声速运动阶段,这一过程时间较长。

图 1 给出了 8 种尺寸简化液滴的运动轨迹。从图中可以看出,除小尺寸 $30\mu m$ 、 $50\mu m$ 直径简化液滴外,使用 Henderson 阻力系数关系式得到的简化液滴运动轨迹与使用不可压阻力系数得到的结果存在明显的差异,在运动时间大致接近的情况下,前者的横向穿透深度明显低于后者,前者的纵向运动距离大于后者。小尺寸 $30\mu m$ 、 $50\mu m$ 直径简化液滴对主气流的跟随性较好,使用两种阻力系数模型得到的结果无明显差异。简化液滴尺寸越小纵向运动距离越长,简化液滴尺寸越大横向穿透深度越大。考察纵向位置 $1m$ 处,使用 Henderson 阻力系数关系式计算得出, $30\mu m$ 直径简化液滴纵向运动距离与横向穿透深度比约为 $1m/0.004m$, $1.0mm$ 直径简化液滴纵向运动距离与横向穿透深度比约为 $1m/0.021m$ 。

图 2 为 8 种尺寸简化液滴运动过程中的相对马赫数变化。图中显示,8 种直径简化液滴从壁面喷射出之后,其相对马赫数急剧增加,且随着简化液滴直径的增大而增加, $30\mu m$ 直径简化液滴的相对马赫数增加到约 1.5 , $1mm$ 直径简化液滴的相对马赫数增

加到略高于 2.5 , 随后简化液滴逐渐跟随气流运动,相对马赫数逐渐降低,简化液滴尺寸越小,相对马赫数降低越快。在简化液滴喷射出之后的相对马赫数骤升阶段,使用 Henderson 阻力系数关系式与使用不可压阻力系数关系式相比,前者得到的相对马赫数最大值要低于后者得到的相对马赫数最大值。还可以看出,使用 Henderson 阻力系数关系式计算得到, $30\mu m$ 直径简化液滴在纵向 $0.09m$ 的长度范围内处于相对超声速气流中运动, $50\mu m \sim 120\mu m$ 直径简化液滴在纵向 $0.14m \sim 0.38m$ 的长度范围内处于相对超声速气流中运动, $0.2mm \sim 1.0mm$ 直径简化液滴则在纵向 $0.66m$ 至大于 $2m$ 的长度范围内处于相对



(— Charles B. Henderson 阻力系数经验关系式
--- 不可压阻力系数经验关系式)

图 1 简化液滴运动轨迹 ($v_i = 10m/s$)

Fig. 1 Traces of simplified droplets ($v_i = 10m/s$)

超声速气流中运动,表明简化液滴与主气流之间存在有一定距离的相对超声速相互作用区域。

若煤油液滴以高压喷射时,速度一般为几十米每秒,这里为考察高压喷射时煤油液滴的穿透深度,假定简化液滴以 100m/s 的速度喷射,进一步使用 Charles B. Henderson 阻力系数经验关系式对简化液滴的运动进行计算。计算中,当简化液滴纵向运动距离超过 2m 时或横向穿透距离超过 0.1m 时则停止计算。图 3 与图 4 给出了简化液滴的运动轨迹与相对马赫数的变化,使用 Charles B. Henderson 阻力系

数经验关系式,其中 30~120 μm 简化液滴的图中横坐标为 0~2.0m,0.2~1.0mm 简化液滴的图中横坐标进行了适当调整。真实环境中,大尺寸煤油液滴喷射出之后,会很快破碎,煤油液滴的粒径分布一般在 200 μm 以下,平均粒径为几十微米,因此 200 μm 以下尺寸简化液滴的运动研究更为重要。

图 3 给出了 100m/s 喷射出的 8 种尺寸简化液滴的运动轨迹。从图中可以看出,考察纵向位置 1m 处,30 μm 直径简化液滴纵向运动距离与横向穿透深度比约为 1m/0.02m,120 μm 直径简化液滴纵向运动距离与横向穿透深度比约为 1m/0.055m,而 1mm 直径简化液滴横向穿透深度很大,其喷射出之后运动到

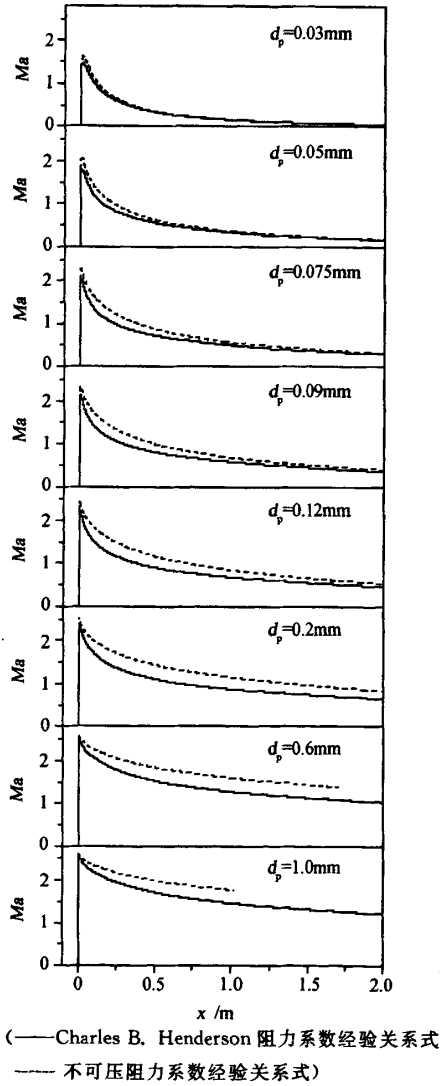


图 2 简化液滴相对马赫数变化 ($v_j = 10\text{m/s}$)
Fig. 2 Relative mach number variations of simplified droplets ($v_j = 10\text{m/s}$)

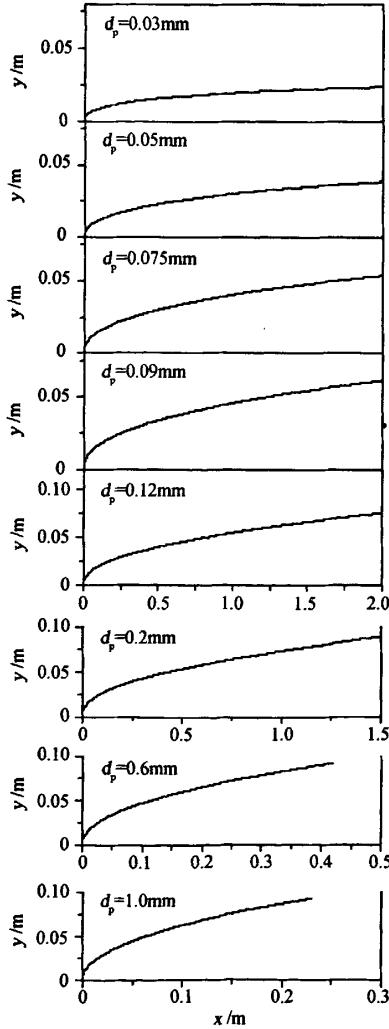
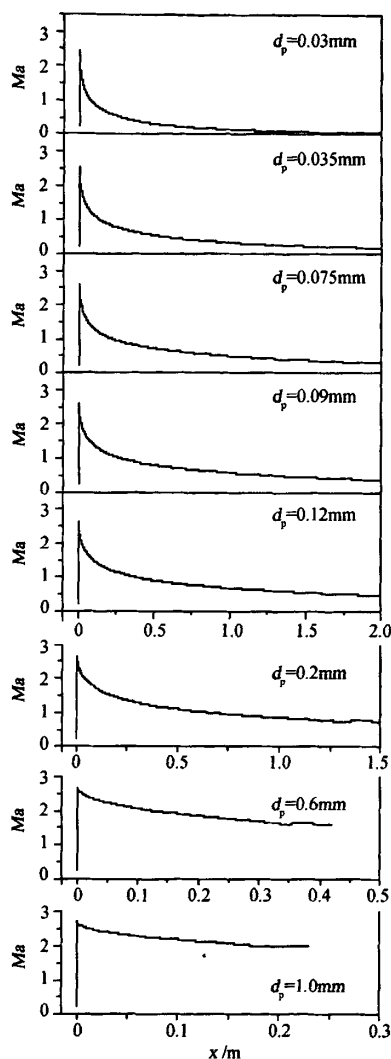


图 3 简化液滴运动轨迹 ($v_j = 100\text{m/s}$)
Fig. 3 Traces of simplified droplets ($v_j = 100\text{m/s}$)

图4 简化液滴相对马赫数变化 ($v_j = 100\text{m/s}$)Fig. 4 Relative mach number variations of simplified droplets ($v_j = 100\text{m/s}$)

纵向距离约0.2m处穿透深度就可达到0.1m,但真实过程中大尺寸液滴会很快破碎,至于液滴在该工况下需经过多长时间或走过多长距离发生破碎,还有待进一步研究。

图4为100m/s喷射出的8种尺寸简化液滴运动过程中的相对马赫数变化。图中显示,8种直径简化液滴从壁面喷射出之后,其相对马赫数急剧增加,以100m/s速度喷射出的简化液滴的相对马赫数均增加到约2.5,大尺寸简化液滴增加的相对马赫数还略高一些,随后简化液滴逐渐跟随气流运动,相对马

赫数逐渐降低。30 μm 直径简化液滴在纵向0.07m的长度范围内处于相对超声速气流中运动,50 μm ~120 μm 直径简化液滴在纵向0.14m~0.37m的长度范围内处于相对超声速气流中运动,更大尺寸的简化液滴处于相对超声速气流中的运动距离更长。

5 结 论

(1) 从亚、跨、超声速气流中的简化液滴受力的阻力系数模型计算结果的比较分析,及与简化液滴气动力CFD计算结果的相互比较分析,可以看出,Charles B. Henderson给出的颗粒阻力系数经验关系式应用范围较广,适用于计算超声速燃烧室内简化液滴在超声速气流中的运动,不可压阻力系数关系式不能用于超声速燃烧室内简化液滴的受力计算;

(2) 使用Henderson阻力系数关系式与使用不可压阻力系数关系式相比,30 μm 、50 μm 直径简化液滴对主流流的跟随性较好,得到的运动轨迹无明显差异,75 μm ~1mm直径简化液滴的横向穿透深度前者明显低于后者,纵向运动距离前者大于后者,简化液滴运动轨迹存在明显差异;

(3) 使用Henderson阻力系数关系式计算,8种直径简化液滴,在1ms时间内纵向运动距离约为0.17m~1.05m,横向穿透深度与纵向运动距离比约为0.004m/1m~0.021m/1m,在纵向0.09m至大于2m的长度范围内处于相对超声速气流中运动,表明简化液滴与主流流之间存在有一定距离的相对超声速相互作用区域;

(4) 以100m/s的速度喷射出的简化液滴,其穿透深度有明显增加,30 μm ~120 μm 直径简化液滴的横向穿透深度与纵向运动距离比约为0.02m/1m~0.055m/1m,相对超声速作用区域为纵向0.07m~0.37m的长度范围;与以10m/s速度喷射出的简化液滴相比,喷射速度提高到10倍,穿透深度增加约为5倍(小尺寸)~2倍(大尺寸)(若考虑汽化,小尺寸简化液滴的汽化过程很快,实际的穿透深度很小),而两种横向喷射速度条件下的相对超声速作用区域相同。

参 考 文 献:

- [1] 徐胜利, ARCHER R D, MILTON B E, et al. 煤油在超声速气流中非定常横向喷射的实验观察[J]. 空气动力学学报, 2000, 18(3): 272-279.
- [2] 王冬, 俞刚. 煤油射流在超声速燃烧室中的实验研究

- [J]. 实验流体力学, 2005, 19(2): 11-13.
- [3] 胡欲立, 刘欧子, 蔡元虎, 等. 燃料喷射位置对凹槽火焰稳定特性的影响[J]. 空气动力学学报, 2007, 25(4): 521-525.
- [4] 张涵信. 无波动、无自由参数的耗散差分格式[J]. 空气动力学学报, 1988, 6: 143-164.
- [5] ROE P L. Approximate riemann solvers, parameter vectors and different schemes[J]. *J. Comput. Phys.*, 1981, 43: 357-372.
- [6] HENDERSON C B. Drag coefficient of spheres in continuum and rarefied flows[J]. *AIAA Journal*, 1976, 14(6): 707-708.
- [7] HWANG C J, CHANG G C. Numerical study of gas-particle flow in a solid rocket nozzle[J]. *AIAA Journal*, 1988, 26(6): 682-689.
- [8] IGRA O, TAKAYAMA K. Shock tube study of the drag coefficient of a sphere on a non-stationary flow[J]. *Proc. R. Soc. Lond. A* 442, 1993, 231-247.
- [9] KURIAN J, DAS H K. Studies of shock wave propagation in gas-particle mixtures[A]. *Proc. of 21st Int. Symp. on Shock Wave*[C]. Great Keppel Island, Australia, 1997.

The study for the motion of simplified little droplet and transversely injection in supersonic flow

SHANG Qing¹, SHEN Qing¹, ZHUANG Feng-gan²

(1. China Academy of Aerospace Aerodynamics, Beijing 100074, China;

2. China Aerospace Science and Technology Corporation, Beijing 100037, China)

Abstract: Beginning from the study for the aerodynamic force on simplified droplet (little rigid sphere) in supersonic flow, the results of aerodynamic force, using by CFD method and by the drag coefficient models in the two phase flow theory, are compared and analyzed. So it is concluded that the drag coefficient formula given by Charles B. Henderson is suitable to simulate the simplified droplet movement in supersonic airflow. Further more, the calculation of different diameter simplified droplet movement is carried out by using engineering calculation method. One section of two dimensional supersonic flat flow with $Ma_{2.7}$ inflow is chosen as gas flow field and the results show that, (1) there exists relative supersonic movement between the simplified droplet and the main gas flow, the lengthways movement distance of which is about 0.15~0.4m for the simplified droplets with $d_k \leq 0.12$ mm diameters and increases obviously for those with $d_k > 0.12$ mm diameters, (2) for the simplified droplets injected with 10m/s velocity the ratios of the transverse penetration deepness to the lengthways movement distance are about 0.004m/1m~0.021m/1m, (3) for the 30 μ m~120 μ m simplified droplets injected with 100m/s velocity the ratios of the transverse penetration deepness to the lengthways movement distance are about 0.02m/1m~0.055m/1m. In the actual process the evaporation of little size simplified droplet is fast and its penetration deepness is short.

Key words: simplified droplet; aerodynamic force; two phase flow; drag coefficient