

三氧化二铝液滴对心碰撞直接数值模拟*

夏盛勇^{1,2}, 胡春波¹

(1. 西北工业大学 燃烧、热结构与内流场重点实验室, 西安 710072;

2. 剑桥大学 工程系, 英国 剑桥)

摘要: 为研究固体火箭发动机内三氧化二铝液滴碰撞的物理规律及结果预测模型,针对两个相同尺寸的三氧化二铝液滴对心碰撞,开展了直接数值模拟.首先进行了正十四烷液滴在氮气环境下的对心碰撞数值研究,数值与实验结果基本一致,验证了计算方法的可行性及准确性.针对三氧化二铝液滴开展了6 MPa压强下不同Weber数的对心碰撞数值研究,计算Weber数范围为10~200, Ohnesorge数为0.0364;获得了反弹、大变形后聚合和自反分离3种结果类型,反弹与大变形后聚合的临界分离Weber数为26,大变形后聚合与自反分离的临界分离Weber数为44.根据临界Weber数对其他流体液滴碰撞模型进行修正,可以获得三氧化二铝液滴的碰撞模型.

关键词: 固体火箭发动机; 三氧化二铝; 液滴碰撞; 直接数值模拟; 自适应网格; VOF

中图分类号: O242.1; O35 **文献标志码:** A

doi: 10.3879/j.issn.1000-0887.2014.04.004

引 言

含铝复合推进剂因其具有高能量及抑制燃烧不稳定等特点而被现代固体火箭发动机所广泛采用,新一代高能推进剂NEPE也是含铝推进剂^[1].含铝推进剂在发动机内燃烧过程中,铝颗粒在高温燃气环境下经历熔化、蒸发及化学反应等物理过程,最终生成三氧化二铝.由于推进剂燃烧温度(2 800~3 800 K)高于三氧化二铝的熔点温度(2 327 K)^[2]而低于其沸点温度(3 800 K),因此三氧化二铝处于熔融液滴状.燃烧室内三氧化二铝液滴尺寸介于亚微米到几百微米之间^[1, 3-5],不同尺寸的液滴在发动机内流动过程中会发生碰撞,碰撞结果可能为反弹、聚合及破碎等,从而导致液滴粒径分布发生变化.液滴碰撞及粒径分布变化会严重影响发动机内绝热层烧蚀、燃烧稳定性和潜入喷管背壁区的熔渣沉积等,对发动机的安全、稳定和高效工作带来巨大隐患.

为准确预测发动机工作过程中的液滴尺寸分布,需要对发动机内流场进行包含液滴碰撞等物理过程的数值模拟.然而,截至目前为止,国内外尚没有公开发表针对三氧化二铝液滴碰撞物理规律及模型的研究.Averin等^[6]采用类似O'Rourke液滴碰撞模型对固体火箭发动机变截面流动通道内的液滴碰撞过程进行了数值模拟.李强等^[7]基于SPH方法针对模型发动机开展了考虑液滴碰撞的数值模拟.美国先进火箭仿真中心(CSAR)针对大型可重复使用固体火箭

* 收稿日期: 2013-12-06; 修订日期: 2014-01-18

基金项目: 国家自然科学基金(50976095)

作者简介: 夏盛勇(1987—),男,江西人,博士生(通讯作者. E-mail: xiashengyong@126.com).

发动机(RSRM)开展了近十年的数值研究^[8],然而他们的计算模型自始至终都没有考虑 Al_2O_3 液滴间的碰撞.Salita^[9]利用水银液滴和 Al_2O_3 液滴的表面张力系数相近的特点,采用水银液滴碰撞模型对固体助推器喷管内的液滴碰撞过程进行了计算.然而由于水银液滴和三氧化二铝液滴粘度相差甚大,其碰撞模型是否具有相似性值得进一步研究.Sabnis^[10]对 Salita 的碰撞模型进行了简化,并利用简化后的模型对发动机内流场进行了数值模拟.文献[5]采用冻结收集 Al_2O_3 液滴的方法,简单地研究了速度对两束负载大量 Al_2O_3 液滴燃气流碰撞的影响,未提出 Al_2O_3 液滴碰撞的物理规律及模型.由于发动机内高温高压的恶劣工作环境,导致通过实验来研究两个三氧化二铝液滴的碰撞物理规律是极为困难的,因此数值计算就成为目前较为可行的途径.

本文采用 Gerris 程序^[11-12]开展两个相同尺寸三氧化二铝液滴对心碰撞的直接数值模拟.首先阐述液滴碰撞的基本理论,随后给出计算控制方程及数值求解方法.针对实验案例,对数值计算方法进行验证计算.最后研究 6 MPa 压强下三氧化二铝液滴对心碰撞的物理规律.

1 液滴碰撞基本理论

图 1 给出了两个相同尺寸液滴碰撞的示意图,其中 D_0 是液滴直径, U_0 是液滴速度, b 是两液滴质心在垂直于相对速度方向上的距离.对于液滴碰撞结果的描述,一般采用无量纲参数 Weber 数, We ; 碰撞参数, B ; 液滴尺寸比, Δ ; Reynolds 数, Re ; 以及 Ohnesorge 数, Oh ; 其定义如式(1)、(2)所示:

$$We = \frac{\rho_1 U_r^2 D_0}{\sigma}, B = \frac{b}{D_0}, \Delta = \frac{D_s}{D_L}, \quad (1)$$

$$Re = \frac{\rho_1 U_r D_0}{\mu_1}, Oh = \frac{\mu_1}{\sqrt{\rho_1 \sigma D_0}}, \quad (2)$$

其中 ρ_1 为液滴密度, σ 为液滴表面张力系数,相对速度 $U_r = 2U_0$, D_s, D_L 分别为小液滴直径和大液滴直径,对于本文计算,二者相同,因此液滴尺寸比为 1, μ_1 为液滴动力粘度. B 的取值范围为 $0 \leq B < 1$. 本文仅研究对心碰撞,因此本文中 B 为 0.

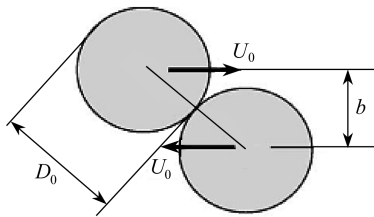


图 1 两相同尺寸液滴碰撞过程

Fig.1 The collision of two equal-sized droplets

一般采用 We - B 图来描述液滴碰撞结果的物理规律(见图 2), Qian 等^[13]将液滴碰撞结果分为 5 类:(I)微小变形后聚合;(II)反弹;(III)大变形后聚合;(IV)近对心碰撞聚合后分离;(V)偏心碰撞聚合后分离,如图 2 所示.Ashgriz 和 Poo^[14]将类型 IV 称为自反分离,类型 V 称为拉伸分离.当两个液滴相向运动靠近时,介于二者之间的气体就会被压缩形成一层气膜,同时压强升高,液滴发生微小变形.如果液滴运动足够缓慢,气膜内的气体在液滴接触之前有足够的时间流出,那么液滴间就会发生微小变形后聚合(I).随着液滴相对速度提高, We 增大,气体没有足够的时间流出,压强急剧升高,最终在液滴接触之前将其推开,发生反弹(II).如果 We 继续增加,液滴在大变形下突破气膜,发生聚合(III),并最终将气膜以气泡的形式包在液滴之中.随着 We 继续

增加,液滴在克服表面张力作用和粘性能量耗散之后仍有剩余的动能,在低碰撞参数条件下会发生自反分离,在高碰撞参数下会发生拉伸分离。在相对低 We 下,自反分离和拉伸分离之间还会存在聚合区域,如果 We 足够大,那么自反分离和拉伸分离就会发生重合,之间的聚合区域消失。

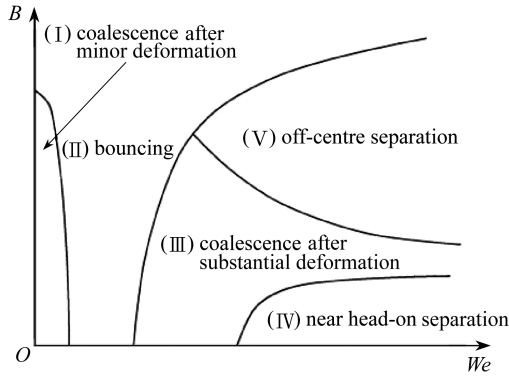


图2 1个标准大气压空气条件下碳氢液滴碰撞结果分布图(Qian等^[13])

Fig.2 Schematic of various collision regimes of hydrocarbon droplets in 1 atm. air(Qian et al^[13])

2 数值计算方法

由于发动机燃烧室内气体速度很低,属于不可压缩流动,且温度基本恒定,因此无需求解能量方程,只需求解非稳态不可压缩 Navier-Stokes 方程,控制方程为

$$\rho(\partial_t \mathbf{u} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u}) = -\nabla p + \nabla \cdot (2\mu \mathbf{D}) + \sigma \kappa \delta_s \mathbf{n}, \quad (3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (4)$$

其中 \mathbf{u} 为流体速度, $\rho = \rho(\mathbf{x}, t)$ 为流体密度, $\mu = \mu(\mathbf{x}, t)$ 为流体动力粘度, p 为压强, \mathbf{D} 为变形张量,定义为 $D_{ij} = (\partial_i u_j + \partial_j u_i)/2$. 式(3)中等号右边最后一项为表面张力源项; Dirac(狄拉克)函数 δ_s 表示表面张力项仅存在于两相交界面, σ 为表面张力系数, κ 为界面曲率, \mathbf{n} 为界面法向量。

本文使用 Gerris 程序^[11-12]进行计算,采用 VOF(volume of fluid)方法追踪两相界面. 定义流体体积函数,即 VOF 函数 $c(\mathbf{x}, t)$ 为第一流体在计算网格中的体积率,则计算网格中的密度和粘度定义为

$$\rho(c) = c\rho_1 + (1-c)\rho_2, \quad (5)$$

$$\mu(c) = c\mu_1 + (1-c)\mu_2, \quad (6)$$

$\rho_1, \rho_2, \mu_1, \mu_2$ 分别为第一和第二流体的密度和粘度. 在高密度比或粘度比的情况下,如果使用函数 $c(\mathbf{x}, t)$ 直接计算密度和粘度会导致计算非常不稳定,需要将函数 $c(\mathbf{x}, t)$ 平滑处理^[12] 为 $\tilde{c}(\mathbf{x}, t)$.

VOF 函数 $c(\mathbf{x}, t)$ 的输运求解方程为

$$\partial_t c + \nabla \cdot (c\mathbf{u}) = 0. \quad (7)$$

采用二阶精度 PLIC/VOF 方法求解方程(7),并重构流体界面。

采用经典的时间分裂投影法(time-splitting projection method)离散求解方程(3)、(4). 表面张力源项采用平衡-力表面张力模型(balanced-force surface-tension calculation)结合高函数求解曲率(height-function curvature calculation)的方法进行计算. 由于两相边界附近物理量变化剧烈,需要细密网格,而远离边界处稀疏网格即可满足要求. 为提高计算效率,利用自适应加密网

格技术对界面和液滴间的区域进行网格加密处理,对于其他区域采用相对稀疏的网格,同时采用自适应时间步来加速计算^[11-12].网格自适应条件^[11]有两个:1) VOF 函数: $0 < c < 1$; 2) 液滴间的最小距离.由于本文计算对象为两个对心碰撞液滴,因此只需采用二维轴对称计算,计算初始几何模型及网格如图 3 所示,计算域底部边界为轴对称边界,其他 3 条边界为自由流出口边界(outflow).

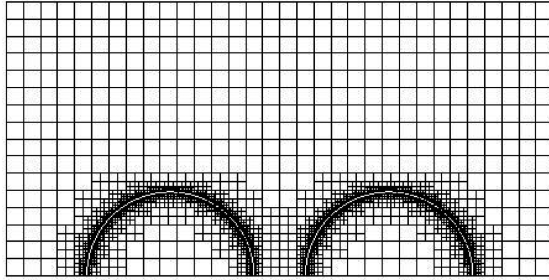


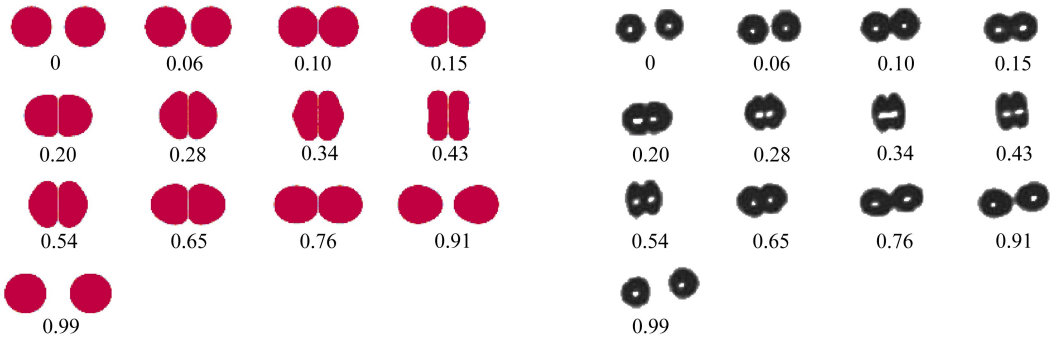
图 3 计算几何构型和自适应网格

Fig.3 Geometry and adaptive mesh of the calculation model

3 数值计算方法验证

为验证数值方法是否适合计算液滴碰撞及其准确度,本文针对文献[13]正十四烷液滴在 1atm (1 atm = 101.325 kPa) 常温氮气环境下的实验进行验证计算,计算流体物性参数与文献[15]的表 1 相同.

首先进行了网格依赖性研究, D_0/s 代表直径为 D_0 液滴的离散网格点数, s 为最小网格尺寸.研究发现,在计算反弹与聚合临界点以及聚合与自反分离临界点时, $D_0/s \geq 344$ 才能取得与实验相一致的反弹与聚合的临界点; $D_0/s \geq 172$ 才能取得与实验相一致的聚合与自反分离的临界点;其他非临界点算例, $D_0/s \geq 86$ 即可取得与实验基本一致的结果.VOF 方法本身的性质决定了这一点,因为计算网格越密,VOF 方法追踪的界面就越精确.因此本文在计算反弹算例时均采用 $D_0/s = 344$,其他算例均采用 $D_0/s = 172$ 的离散度.



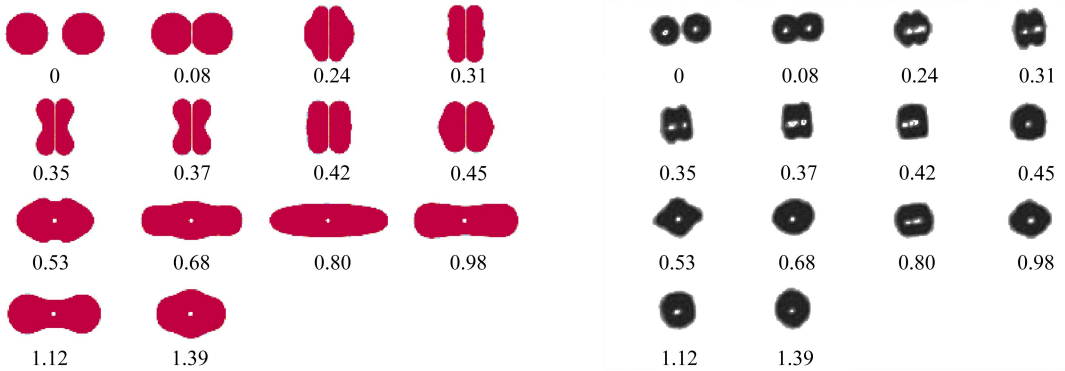
(a) 计算结果 ($B = 0$)
 (a) Simulation results ($B = 0$)
 (b) 实验结果(文献[13]的图 4(c), $B = 0.08$)
 (b) Experimental results (figure 4(c) in Qian^[13], $B = 0.08$)

图 4 数值方法有效性的实验验证 ($We = 8.6, Re = 105.9, D_0 = 306 \mu m$)

Fig.4 Experimental verification of the numerical method ($We = 8.6, Re = 105.9, D_0 = 306 \mu m$)

液滴在对心碰撞条件下,其碰撞结果有微小变形后聚合、反弹、大变形后聚合和自反分离.液滴聚合的物理机理是当液滴间的距离达到 Van der Waals (范德华) 力作用范围(一般 $10^{-8} \sim$

10^{-7} m) 内时,在 Van der Waals 力作用下液滴间发生聚合^[16]。由于本文计算方法中未考虑 Van der Waals 力模型,因此无法获得微小变形后聚合这一类型,大变形后聚合由数值聚合造成。



(a) 计算结果 ($B = 0$)

(b) 实验结果(文献[13]的图4(e), $B = 0.05$)

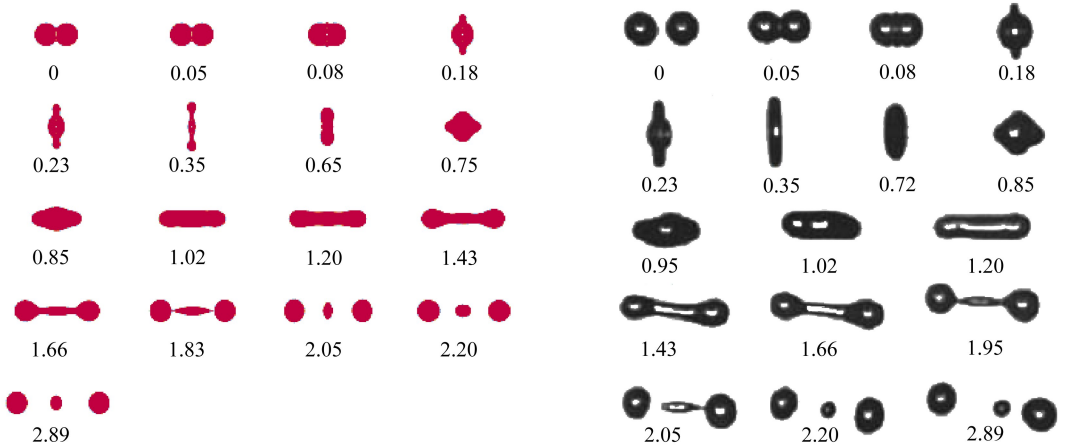
(a) Simulation results ($B = 0$)

(b) Experimental results (figure 4(e)

in Qian^[13], $B = 0.05$)

图5 数值方法有效性的实验验证 ($We = 19.4$, $Re = 158.0$, $D_0 = 302 \mu\text{m}$)

Fig.5 Experimental verification of the numerical method ($We = 19.4$, $Re = 158.0$, $D_0 = 302 \mu\text{m}$)



(a) 计算结果 ($B = 0$)

(b) 实验结果(文献[13]的图4(h), $B = 0.06$)

(a) Simulation results ($B = 0$)

(b) Experimental results (figure 4(h)

in Qian^[13], $B = 0.06$)

图6 数值方法有效性的实验验证 ($We = 61.4$, $Re = 296.5$, $D_0 = 336 \mu\text{m}$)

Fig.6 Experimental verification of the numerical method ($We = 61.4$, $Re = 296.5$, $D_0 = 336 \mu\text{m}$)

针对文献[13]中图4(c)、4(e)、4(h)3种近对心碰撞工况开展了数值计算,计算结果如图4~6所示(图4~7中液滴下方的数字表示该时刻液滴的变形,单位为ms,下同),其中实验结果为三维拍摄图。对比计算及实验结果可以看出,数值计算获得了液滴反弹、大变形后聚合以及自反分离3种碰撞结果,取得了与实验基本一致的液滴变形过程,只是在时刻上略微有所不同。

根据上述算法本文还针对其他 Weber 数液滴碰撞开展了计算,获得了正十四烷液滴反弹与聚合的临界 Weber 数为 13,聚合与自反分离的临界 Weber 数为 34。而文献[13]中 1 atm 常温下正十四烷液滴反弹与聚合的临界 Weber 数为 13.7,聚合与自反分离的临界 Weber 数为 34。

可见,数值模拟取得了与实验基本一致的结果。

4 计算结果及分析

4.1 三氧化二铝液滴及气相物性参数

固体火箭发动机燃烧室内三氧化二铝液滴的尺寸一般介于亚微米到几百微米^[1, 3-5]之间,本文选择两个尺寸相同的三氧化二铝液滴计算,直径均为 100 μm 。Glorieux 等^[17-18]采用气动悬浮激光加热法对三氧化二铝液滴的密度和表面张力系数进行了非接触测量,并得到了密度及表面张力系数随温度 T 变化的关系式:

$$\rho = 3\,084.345 - 0.117\,738T, \quad (\text{kg}/\text{m}^3), \quad 2\,000\text{ K} \leq T \leq 3\,100\text{ K}, \quad (8)$$

$$\sigma = 0.747\,5 - 0.000\,039T, \quad (\text{N}/\text{m}), \quad 2\,300\text{ K} \leq T \leq 3\,200\text{ K}. \quad (9)$$

Paradis 等^[2]利用静电悬浮多波束辐射加热非接触测量法对三氧化二铝液滴的粘性进行了测量,得到了粘度随温度 T 变化的关系式:

$$\mu = 0.003\,2 \exp\left(\frac{5\,196.05}{T}\right), \quad (\text{Pa}\cdot\text{s}), \quad 2\,190\text{ K} \leq T \leq 2\,500\text{ K}. \quad (10)$$

这些研究与后来多数实验研究者的结果基本一致,并被数值研究者采用。

表 1 三氧化二铝液滴及燃气物性参数

Table 1 Physical properties of aluminum oxide droplets and gas

medium	density $\rho / (\text{kg}/\text{m}^3)$	dynamic viscosity $\mu / (\text{Pa}\cdot\text{s})$	surface tension $\sigma / (\text{N}/\text{m})$	temperature T / K
$\text{Al}_2\text{O}_3(\text{l})$	2 685.6	1.48×10^{-2}		
gas	5.914 2 (6 MPa)	3.6×10^{-4}	0.615 4	3 387

气相物性参数采用文献[8]中的燃气物性参数,压强为 6 MPa,具体参数如表 1 所示。由于燃气温度为 3 387 K,根据式(8)~(10)外插计算出三氧化二铝液滴在该温度下的物性参数,如表 1 所示。根据物性参数及液滴直径可以计算出 Ohnesorge 数为 0.036 4。

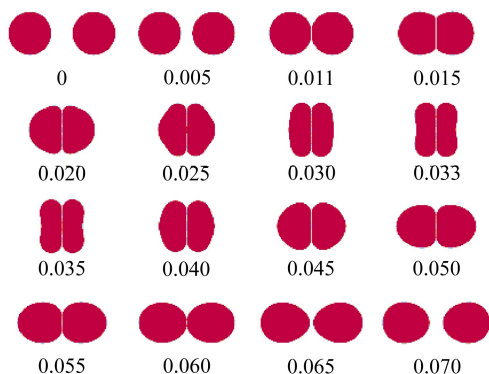
4.2 三氧化二铝液滴对心碰撞直接模拟

本文仅研究不同 Weber 数下两个相同尺寸三氧化二铝液滴的对心碰撞,通过改变液滴相对速度改变 Weber 数。两液滴初始速度相同,均为相对速度的一半,方向相反。计算参数范围为 $We: 10 \sim 200, B = 0, Re: 86.86 \sim 388.47, D_0 = 100 \mu\text{m}, U_r: 4.79 \sim 21.41 \text{ m/s}$ 。部分计算结果如图 7(a)~7(1)所示。

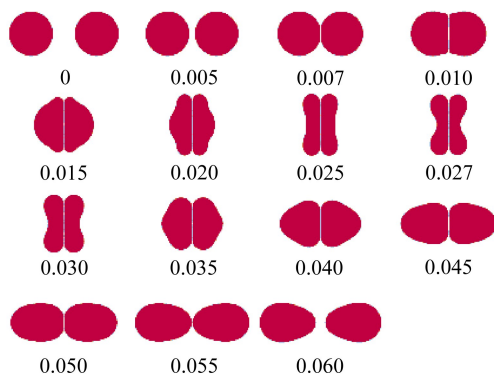
图 7(a)展示了 We 为 10 时液滴反弹的碰撞结果,两个尺寸相同的液滴以相同速度相向而行。在 0.011 ms 由于气膜的存在液滴开始发生微小变形,由于气膜内的气体来不及流出,导致气压不断升高,在表面张力作用下液滴沿径向发生较大变形;在 0.033 ms 液滴动能达到最小,液滴变形最大,并在表面张力作用下开始沿径向中心回流,液滴发生反弹反向运动;在反弹运动过程中,由于液滴的快速分离,导致气膜内压迅速下降,从而发生抽吸现象,液滴中心轴线部分会再次在压力作用下相向运动,形成一个尖端,如 0.065 ms 所示。图 7(b)给出了反弹与聚合临界点 $We = 26$ 的计算结果,从图中可以看出,基本过程与 7(a)类似,但是液滴的变形程度更大,在 0.027 ms 变形达到最大,形成了一个凹陷的锥形。

图 7(c)为具有更大动能的液滴突破气膜发生聚合的工况 $We = 27$,可以看到液滴首先聚合的部分并不在中心轴线部分,而是在液滴接触的边缘处,边缘处聚合后将中心区域的气体包裹在内,形成一个包裹在液滴中的小气泡,这一现象在 Ashgriz 和 Poo^[14]的实验中也发现。图 7(d)~7(e)仍然为液滴聚合结果,但更大的动能导致液滴更大的径向伸展,中心区域的气泡

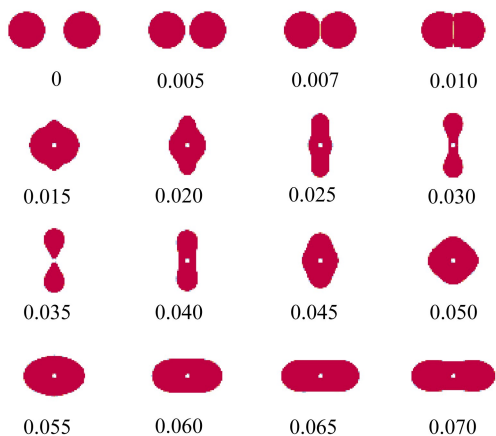
破灭消失,最终聚合的液滴中不含小气泡.图 7(e)为液滴聚合与自反分离的临界点 $We = 44$, 可以看到在 0.14 ms 液滴非常接近分离,但是由于动能的不足最终在粘性耗散和表面张力作用下还是聚合在一起.



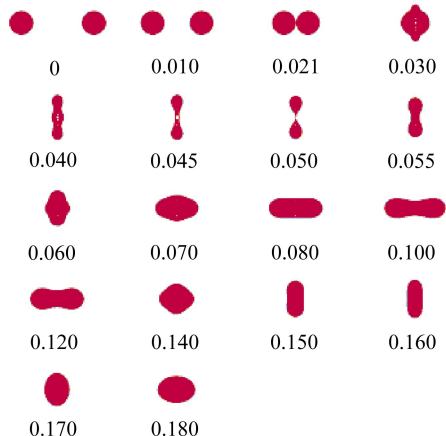
(a) $We = 10$, $Re = 86.86$, $U_r = 4.7869$ m/s



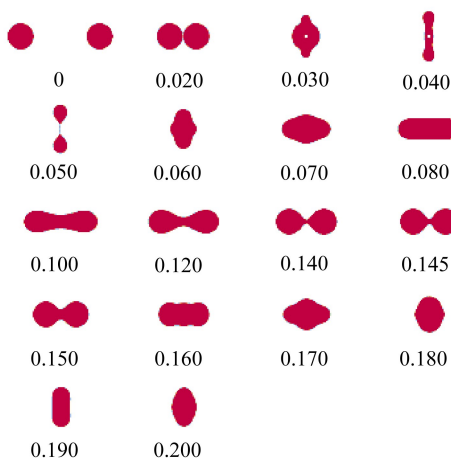
(b) $We = 26$, $Re = 140.06$, $U_r = 7.7187$ m/s



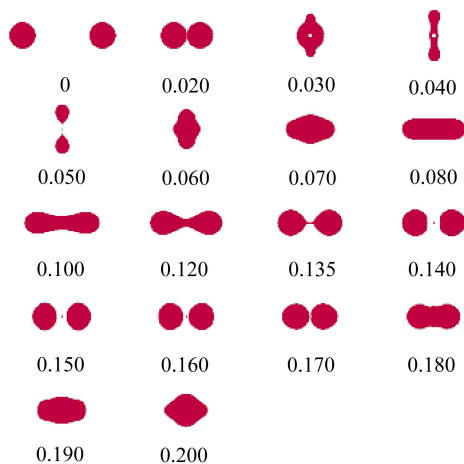
(c) $We = 27$, $Re = 142.73$, $U_r = 7.8657$ m/s



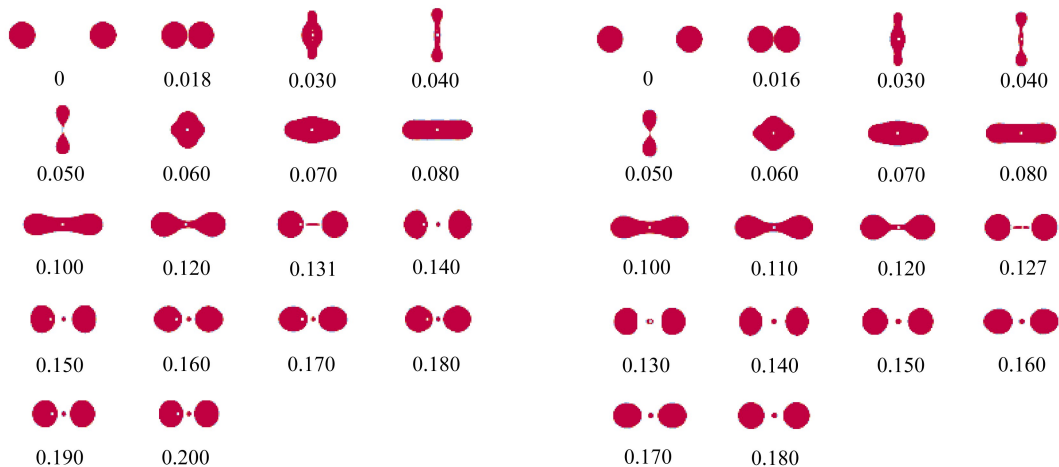
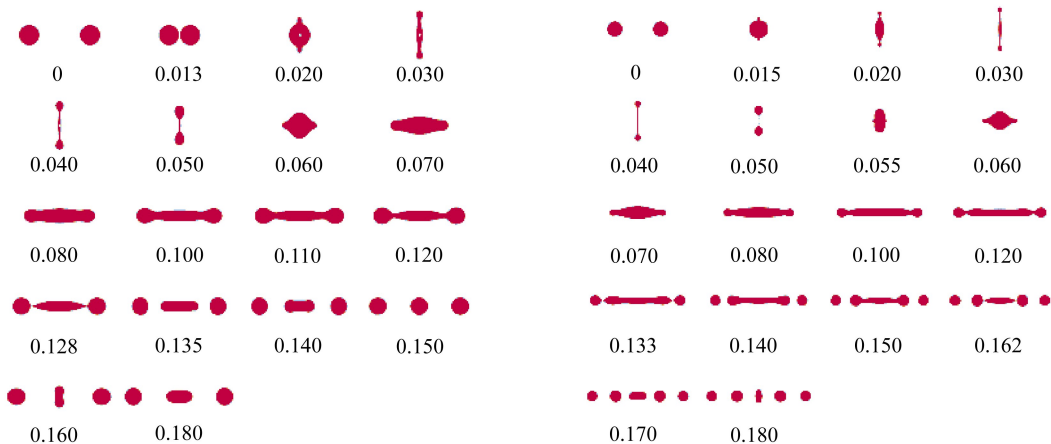
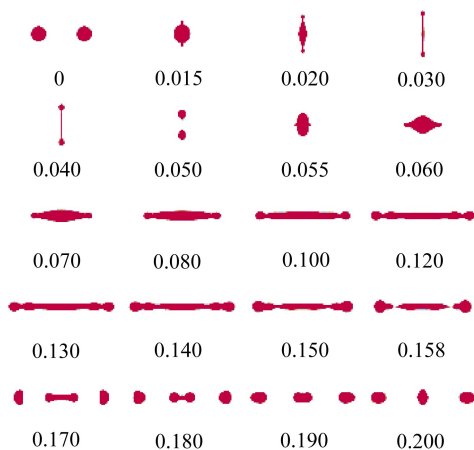
(d) $We = 40$, $Re = 173.72$, $U_r = 9.5739$ m/s

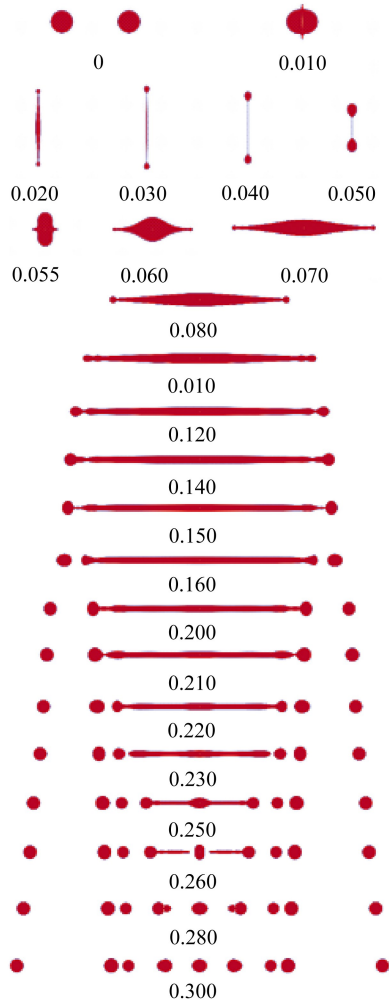


(e) $We = 44$, $Re = 182.21$, $U_r = 10.0412$ m/s



(f) $We = 45$, $Re = 184.27$, $U_r = 10.1546$ m/s

(g) $We = 55$, $Re = 203.71$, $U_r = 11.2264 \text{ m/s}$ (h) $We = 70$, $Re = 229.82$, $U_r = 12.6651 \text{ m/s}$ (i) $We = 100$, $Re = 274.69$, $U_r = 15.1376 \text{ m/s}$ (j) $We = 140$, $Re = 325.01$, $U_r = 17.9111 \text{ m/s}$ (k) $We = 160$, $Re = 347.45$, $U_r = 19.1478 \text{ m/s}$



(1) $We = 200$, $Re = 388.47$, $U_r = 21.4079 \text{ m/s}$

图7 不同 We 数下三氧化二铝液滴对心碰撞过程计算时序图, $B = 0$, $D_0 = 100 \mu\text{m}$, $Oh = 0.0364$

Fig.7 Numerical Simulation of head-on collision sequences of aluminum oxide droplets at various Weber numbers, $B = 0$, $D_0 = 100 \mu\text{m}$, $Oh = 0.0364$

图7(f)给出了碰撞后自反分离 $We = 45$ 的计算结果,液滴突破气膜后发生聚合,0.02 ms 聚合后在表面张力作用下发生径向伸展变形运动,动能逐渐转化为液滴表面能,同时由于粘性耗散而不断减小;在0.05 ms 动能达到最小,表面能开始转化为反向运动动能,液滴发生径向收缩运动,并同时转化为轴向运动;在0.08 ms 液滴径向收缩运动结束,轴向不断伸展延长,动能转化为表面能,并由于粘性耗散不断减小;在0.14 ms 液滴发生分离,并产生一个非常小的子液滴;但由于表面张力作用,液滴开始相向运动,并最终连同小液滴一起发生聚合.图7(g)~7(i)分别展示了 Weber 数为 55, 70, 100 的计算结果.可以看到,随着 We 的增大,动能继续增加,足以克服表面张力和粘性耗散,分离后液滴不再相向运动,而是反向运动,都产生了一个子液滴,而且子液滴的尺寸随着 We 增加而增大; We 为 100 时,子液滴的尺寸与碰撞后母液滴(最先分离的两个液滴)的尺寸基本相同.

图7(j)给出了 $We = 140$ 的计算结果,可以看到液滴碰撞后发生自反分离,并产生了3个

大小与碰撞后两个母液滴基本相同的子液滴.图 7(k) 为 $We = 160$ 的计算结果,自反分离后只产生了一个子液滴,但其尺寸与碰撞后的两个母液滴相同.仔细观察发现,在 0.12 ms 拉伸后液滴两末端的部分具有分离的趋势,但由于表面张力和内压差异的作用而没有发生,进而吸收了下一段液滴部分,形成一个更大的末端,如 0.13 ms 及 0.14 ms 所示.新形成的两末端在末端夹断(end-pinching)作用下,分离出来形成两个母液滴,其他部分形成一个子液滴.可见子液滴的数量并非随着 We 的增加而呈线性增加,反而有减少的可能. $We = 200$ 的计算结果如图 7(l) 所示,可以看到,在大动能作用下液滴被拉伸得非常细长,又称为韧带(ligament),0.15 ms 时其韧带长径比约为 43,随后逐渐由于末端夹断机制产生了 9 个液滴,7 个子液滴与两个母液滴大小基本相同.从图 7(f)~7(l) 可以看出,在此条件下韧带破碎分离出子液滴的物理机制为末端夹断机制,而非毛细不稳定机制(capillary wave instability).图 8 给出了本文计算得到的三氧化二铝液滴对心碰撞结果区域分布图,展示了所有不同 We 下液滴碰撞结果的 3 种类型,分别为反弹、大变形后聚合和自反分离.

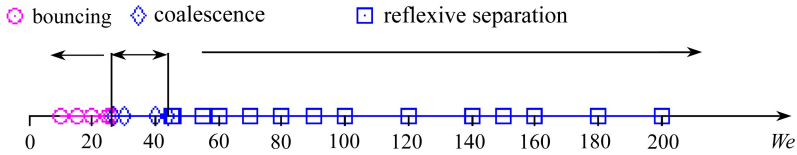


图 8 三氧化二铝液滴对心碰撞结果随 We 数变化趋势图

($We: 10 \sim 200, Re: 86.86 \sim 388.47, B = 0, D_0 = 100 \mu\text{m}, Oh = 0.0364$;

反弹-聚合临界 We 数, $We_{BC} = 26$; 聚合-自反分离临界 We 数, $We_{CR} = 44$)

Fig.8 Regime shift trend map for head-on collision of aluminum oxide drops with Weber number

($We: 10 \sim 200, Re: 86.86 \sim 388.47, B = 0, D_0 = 100 \mu\text{m}, Oh = 0.0364$;

the critical Weber number between bouncing and coalescence, $We_{BC} = 26$;

the critical Weber number between coalescence and reflexive separation, $We_{CR} = 44$)

目前尚没有液滴反弹临界点通用预测模型,但是 Gotaas 等^[19] 对高粘度液滴碰撞进行了实验及数值研究,并总结了前人研究成果,得到了聚合与自反分离临界 Weber 数预测的经验公式:

$$We = 643.10h + 14.8, \quad Oh < 0.04, \quad (11)$$

$$We = 9\,309.00h^{1.7056}, \quad Oh > 0.04. \quad (12)$$

本文计算三氧化二铝液滴的 Oh 为 0.0364, 根据上式可以得到临界分离 Weber 数为 38.2, 与本文计算得到的聚合与自反分离临界 Weber 数 44 相近.根据计算临界 Weber 数可对其他流体液滴碰撞预测模型进行修正^[20], 从而获得三氧化二铝液滴的碰撞结果预测模型.

5 结 论

本文首先阐述了液滴碰撞的基本物理规律及直接数值模拟计算方法,并对计算方法进行了数值验证,最后开展了三氧化二铝液滴对心碰撞数值研究,具体结论如下:

1) 通过开展正十四烷液滴在氮气环境下的对心碰撞数值计算,获得了液滴反弹、大变形后聚合和自反分离 3 种类型碰撞结果,计算与实验结果基本一致.

2) 针对三氧化二铝液滴开展了不同 Weber 数下的对心碰撞数值研究,计算参数范围为 $We: 10 \sim 200, B = 0, Re: 86.86 \sim 388.47, D_0 = 100 \mu\text{m}, Oh = 0.0364$; 获得了反弹、大变形后聚

合和自反分离 3 种结果类型,反弹与大变形后聚合的临界 Weber 数为 26,大变形后聚合与自反分离的临界 Weber 数为 44;根据临界 Weber 数对其它流体液滴碰撞模型进行修正,从而获得三氧化二铝液滴的碰撞模型。

3) 对于三氧化二铝液滴对心碰撞,在 We 小于 100 的自反分离中,随着 We 的增大子液滴尺寸逐渐变大, We 大于 100 时,随着 We 增大子液滴数目逐渐增加,但并非呈线性增加,有可能出现下降,尺寸与碰撞后的母液滴基本相同,液滴分离的物理机制为末端夹断(end-pinching)机制。

参考文献(References):

- [1] 赵志博,刘佩进,张少悦,甘晓松. NEPE 高能推进剂凝相燃烧产物的特性分析[J]. 推进技术, 2010, **31**(1): 69-73.(ZHAO Zhi-bo, LIU Pei-jin, ZHANG Shao-yue, GAN Xiao-song. Combustion peculiarity of condensed-products of NEPE propellant [J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2010, **31**(1): 69-73.(in Chinese))
- [2] Paradis P-F, Ishikawa T. Surface tension and viscosity measurements of liquid and under-cooled alumina by containerless techniques[J]. *Japanese Journal of Applied Physics*, 2005, **44**(7A): 5082-5085.
- [3] Laredo D, McCrorie II J D, Vaughn J K, Netzer D W. Motor and plume particle size measurements in solid propellant micromotors[J]. *Journal of Propulsion and Power*, 1994, **10**(3): 410-418.
- [4] Jeenu R, Pinumalla K, Deepak D. Size distribution of particles in combustion products of aluminumized composite propellant[J]. *Journal of Propulsion and Power*, 2010, **26**(4): 715-723.
- [5] XIA Sheng-yong, HU Chun-bo. Experimental study of collision of liquid Al_2O_3/Al droplets[J]. *Journal of Propulsion and Power*, 2013, **29**(1): 95-103.
- [6] Averin V S, Arkhipov V A, Vasenin I M, Dyachenko N N, Trofimov V F. Effect of a sudden change in cross-sectional area of the solid rocket motor duct on coagulation of condensed particles[J]. *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 2003, **39**(3): 316-322.
- [7] 李强,李江,刘佩进,何国强. 模型发动机内凝相颗粒碰撞的数值模拟[J]. 推进技术, 2008, **29**(1): 18-21.(LI Qiang, LI Jiang, LIU Pei-jin, HE Guo-qiang. Numerical simulation of particle collision and impingement for a model SRM[J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2008, **29**(1): 18-21.(in Chinese))
- [8] Najjar F M, Ferry J P, Haselbacher A, Balachandar S. Simulations of solid-propellant rockets: effects of aluminum droplet size distribution[J]. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 2006, **43**(6): 1258-1270.
- [9] Salita M. Use of water and mercury droplets to simulate Al_2O_3 collision/coalescence in rocket motors[J]. *Journal of Propulsion and Power*, 1991, **7**(4): 505-512.
- [10] Sabnis J S. Numerical simulation of distributed combustion in solid rocket motors with metalized propellant[J]. *Journal of Propulsion and Power*, 2003, **19**(1): 48-55.
- [11] Popinet S. Gerris: a tree-based adaptive solver for the incompressible Euler equations in complex geometries[J]. *Journal of Computational Physics*, 2003, **190**(2): 572-600.
- [12] Popinet S. An accurate adaptive solver for surface-tension-driven interfacial flows[J]. *Journal of Computational Physics*, 2009, **228**(16): 5838-5866.
- [13] Qian J, Law C K. Regimes of coalescence and separation in droplet collision[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1997, **331**: 59-80.

- [14] Ashgriz N, Poo J Y. Coalescence and separation in binary collisions of liquid drops[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1990, **221**: 183-204.
- [15] PAN Yu, Suga K. Numerical simulation of binary liquid droplet collision[J]. *Physics of Fluids*, 2005, **17**(8): 082105.
- [16] ZHANG Peng, Law C K. An analysis of head-on droplet collision with large deformation in gaseous medium[J]. *Physics of Fluids*, 2011, **23**(4): 042102.
- [17] Glorieux B, Millot F, Rifflet J-C, Coutures J-P. Density of superheated and undercooled liquid alumina by a contactless method[J]. *International Journal of Thermophysics*, 1999, **20**(4): 1085-1094.
- [18] Glorieux B, Millot F, Rifflet J-C. Surface tension of liquid alumina from contactless techniques[J]. *International Journal of Thermophysics*, 2002, **23**(5): 1249-1257.
- [19] Gotaas C, Havelka P, Jakobsen H A, Svendsen H F, Hase M, Roth N, Weigand B. Effect of viscosity on droplet-droplet collision outcome: experimental study and numerical comparison [J]. *Physics of Fluids*, 2007, **19**(10): 102106.
- [20] Munnannur A, Reitz R D. A new predictive model for fragmenting and non-fragmenting binary droplet collisions[J]. *International Journal of Multiphase Flow*, 2007, **33**(8): 873-896.

Direct Numerical Simulation of Head-on Binary Collision of Aluminum Oxide Droplets

XIA Sheng-yong^{1,2}, HU Chun-bo¹

(1. *Science and Technology on Combustion, Internal Flow and Thermal-Structure Laboratory, Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072, P.R.China;*

2. *Department of Engineering, University of Cambridge, Trumpington Street, Cambridge CB2 1PZ, UK)*

Abstract: Direct numerical simulations of head-on binary collisions between equal-sized aluminum oxide droplets were conducted to investigate the collision physics and mechanics of aluminum oxide droplets in solid rocket motors. Trial simulations of head-on collisions of tetradecane droplets in nitrogen medium were performed firstly to give results in good agreement with those of the previous experiments. After the positive validation of the numerical method, the head-on binary collisions of equal-sized aluminum oxide droplets were numerically computed with various Weber numbers under 6 MPa ambient pressure and 3 387 K ambient temperature. The Weber number ranged from 10 to 200, and the Ohnesorge number kept at 0.036 4, which covered three different types of outcomes: bouncing, coalescence and reflexive separation. The results show that the critical Weber number between bouncing and coalescence after substantial deformation is 26, and the one between coalescence after substantial deformation and reflexive separation is 44. The collision model for aluminum oxide droplets can be obtained through modification of the collision model for other fluid droplets with critical Weber numbers.

Key words: solid rocket motor; aluminum oxide; droplet collision; DNS; adaptive mesh method; VOF

Foundation item: The National Natural Science Foundation of China(50976095)