

# 激波诱导模型球阵非稳态阻力的数值模拟研究

郝李娜,章利特,王天航,施红辉

(浙江理工大学机械与自动控制学院,杭州 310018)

**摘 要:**采用 CFD 软件,对激波诱导单排四球模型球阵绕流场进行三维数值模拟,在计算模型和方法准确性验证基础上,分析模型球非稳态阻力的形成机理,并揭示激波马赫数  $M_s$  和无量纲间距  $H$  对非稳态阻力和激波结构的影响。结果表明:模型球阻力系数  $C_d$  曲线存在一个尖锐的最大值波峰和一个波谷的结构,且最终趋于某一稳态正值; $M_s$  越小, $C_d$  峰值越大,谷值越小, $C_d$  曲线波动幅度越大;激波反射、衍射、聚焦和干涉行为共同影响非稳态阻力系数;无量纲间距  $H$  越小,相邻球的激波干涉越显著, $C_d$  峰值越大。

**关键词:**激波;模型球阵;非稳态阻力;阻力系数;激波干涉

**中图分类号:** TK121      **文献标志码:** A      **文章编号:** 1673-3851 (2016) 05-0726-08      **引用页码:** 090403

## 0 引 言

激波与固体颗粒群相互作用的现象普遍存在于自然界和工业生产中,对该现象的研究一直是超声速气-固两相流领域的重要课题之一。目前,国内外研究学者已针对激波管内可压缩性气-固两相流的现象,采用实验和数值模拟等手段进行了一系列研究。Sun 等<sup>[1]</sup>对平面激波加载单模型球时的非稳态阻力进行了实验测量,发现在模型球直径或雷诺数较大的情况下,非稳态阻力会较大。Saito 等<sup>[2]</sup>通过对含激波的气体-颗粒混合物两相流动进行数值模拟,研究了不稳定阻力对激波后非平衡流场结构的影响,发现在激波与颗粒群相互作用早期非稳态阻力对流动结构的影响较大。Igra 等<sup>[3]</sup>对激波诱导的单颗粒绕流场进行了数值模拟后得出,作用在小球上的阻力主要取决于球表面压力和粘性剪切应力分布以及尾迹湍流结构。施红辉等对激波与颗粒群相互作用时的反射、透射和衍射行为进行了实验研究<sup>[4-6]</sup>,发现激波的这些动力学行为导致了颗粒群阻力系数显著的非稳态性,表现为其具有明显的波峰、

波谷结构。Shi 等<sup>[7]</sup>对激波与模型球阵相互作用时的反射和聚集机理进行了实验研究,发现相邻球之间存在明显的激波干涉行为,认为颗粒群阻力系数建模时必须将其加以考虑。陈婉君等<sup>[8]</sup>对激波诱导的双圆柱绕流场和阻力系数进行了二维数值计算,发现了明显的双圆柱激波结构的干涉行为,这对圆柱面压力、剪切应力分布并最终对圆柱阻力产生显著的影响。Jourdan 等<sup>[9]</sup>利用光学方法捕捉了单颗粒球的运动轨迹,并进行了颗粒运动参数的推导,据此研究激波驱动下颗粒的运动规律。Parmar 等<sup>[10]</sup>利用插值方法得到了雷诺数、马赫数适用范围都很广且精度相当高的单球阻力系数经验公式,该公式可直接用于固体颗粒相为稀相时的气-固两相流建模。

上述研究主要关注激波与单球的相互作用,一些学者(如 Parmar 等<sup>[10]</sup>)所建立的阻力系数模型在稀颗粒相气-固两相流中的适用性已经得到充分验证。从先前学者对激波与多球(圆柱)相互作用的研究中不难得出,邻近球(圆柱)的激波结构存在干涉行为,它势必会对颗粒阻力产生影响,但这方面的物

收稿日期: 2015-11-16

基金项目: 国家自然科学基金项目(51006091);浙江省自然科学基金项目(LY13E060011);流体机械及工程省重点学科及流体工程技术创新团队项目(11130031201301);流动腐蚀与防控技术创新团队(浙理工科[2013]13号)

作者简介: 郝李娜(1990-),女,山西太原人,硕士研究生,主要从事湍流与复杂流动以及可压缩性与瞬态流动方面的研究。

通信作者: 章利特, E-mail: langzichsh@zstu.edu.cn

理机理和规律研究仍不够全面深入。鉴于颗粒阻力在两相流相间耦合建模方面的重要性,有必要开展激波诱导球阵的绕流场及阻力的数值计算,探索颗粒群非稳态阻力形成机理和影响规律。为此,本文将介绍激波诱导球阵(单排四球)绕流场和阻力的计算模型与方法,并探讨激波马赫数  $M_s$ 、无量纲间距  $H$  对非稳态阻力的影响。

## 1 三维计算模型与计算方法

### 1.1 控制方程

激波诱导模型球阵绕流场属于三维非定常可压缩粘性流动,该流动可用 Navier-Stokes 方程描述。

连续性方程:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{V}) = 0 \quad (1)$$

动量守恒方程:

$$\frac{\partial \rho \vec{V}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{V} \vec{V}) = -\nabla p + \nabla \vec{\tau} \quad (2)$$

能量方程:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t}(\rho E) + \nabla \cdot (\rho E \vec{V}) \\ &= -\nabla \cdot (\rho \vec{V}) + \nabla \cdot (\kappa \nabla T + \vec{V} \vec{\tau}) \end{aligned} \quad (3)$$

其中  $E$  表示单位质量总能,

$$E = e + \frac{V^2}{2} \quad (4)$$

粘性应力张量  $\vec{\tau}$  可表示为:

$$\begin{aligned} \tau_{ji} = \tau_{ij} = & (\mu + \mu_T) \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \\ & \frac{2}{3} \delta_{ij} (\mu + \mu_T) \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \end{aligned} \quad (5)$$

其中:  $\rho$  为密度,  $p$  为压力,  $\vec{V}$  表示速度矢量,  $\kappa$  为热传导系数,  $T$  为温度,  $\mu$  为动力粘性系数,  $\mu_T$  为涡旋粘性系数,  $e$  和  $V^2/2$  分别表示单位质量内能和动能。考

虑到本文计算的雷诺数处于湍流流动范围,且激波前后气体均为空气,故采用  $k-\epsilon$  湍流模型和理想气体状态方程使方程组封闭。

### 1.2 三维计算模型及计算参数

三维计算模型如图 1 所示,计算区域总尺寸为  $0.7 \text{ m} \times 0.2 \text{ m} \times 0.2 \text{ m}$ ,其中波后气流区域尺寸为  $0.2 \text{ m} \times 0.2 \text{ m} \times 0.2 \text{ m}$ ,模型球(阵)中心到计算区域入口端面距离为  $0.3 \text{ m}$ ,模型球直径均为  $0.04 \text{ m}$ 。计算区域的截面尺寸与实际测试段一致,但为了节约计算时间,同时又不影响模型球阵非稳态阻力的分析,球阵前后均只截取的部分长度,计算结果在入口或出口反射波到达球阵前有效。采用压力进口、压力出口和无滑移壁面(包括管和球壁面)条件。计算区域的网格划分采用了结构化网格,球的近壁面区域作了网格加密处理,网格总数约为 90 万。表 1 显示了根据激波管理论确定的流场计算参数,其中:  $p_2$ 、 $V_2$ 、 $T_2$ 、 $p_0$  和  $T_0$  分别表示波后气流的压力、速度、温度、滞止压力和滞止温度;  $p_1$  和  $T_1$  分别表示波前气流的压力和温度,分别取为实验条件下的平均值  $0.1013 \text{ MPa}$  和  $28^\circ\text{C}$ 。激波前、后气体均为空气。激波马赫数  $M_s$  定义为入射激波速度与被驱动初始声速(约为  $347.85 \text{ m/s}$ )之比,无量纲间距  $H$  定义为两相邻球球心间距  $L$ (如图 7 所示)与球直径  $D$  之比,  $M_s$  和  $H$  取值范围均来自于实验工况。

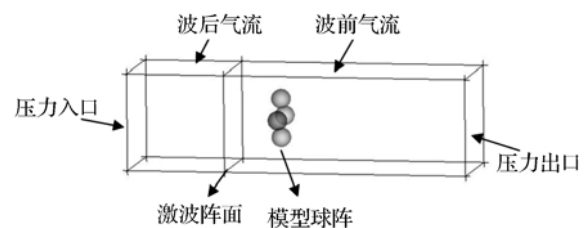


图 1 单排四球模型球阵绕流场的计算区域

表 1 流场计算参数表

$M_s$	$H$	$V_2 / (\text{m} \cdot \text{s}^{-1})$	$\rho_2 / (\text{kg} \cdot \text{m}^{-3})$	$p_2 / \text{Pa}$	$T_2 / \text{K}$	$p_0 / \text{Pa}$	$T_0 / \text{K}$
1.0636	1.6 / 1.8 / 2.0	35.8	1.298	116840	313.7	117706	314.35
1.1809		96.8	1.534	147963	336.1	156147	341.30
1.2698		139.8	1.715	173717	352.9	194165	364.30
1.4106		203.4	2.002	218331	379.9	275205	405.89

### 1.3 非稳态阻力系数的计算

Igra 等<sup>[3]</sup>通过对激波与单模型球相互作用的数值模拟发现,模型球所受的阻力主要由作用于其表面的流体粘性剪切力和压力共同决定,故本文进行了模型球表面压力和剪切应力的分析。图 2 中,  $\Delta\sigma$  为球表面任一局部小面积;  $\gamma_0$  为外法向单位矢量,其

指向与球面压力  $P_r$  方向相反;  $\phi_0$  为球面纬线切向单位矢量,与纬线剪切力  $\tau_\phi$  同向;  $\theta_0$  为球面经线切向单位矢量,与经线剪切力  $\tau_\theta$  同向;  $i$  是  $x$  轴方向单位矢量;  $j$  是  $y$  轴方向单位矢量;  $k$  是  $z$  轴方向单位矢量;  $\theta$  为球心角,即为外法向单位矢量  $\gamma_0$  与  $z$  轴正向之间的夹角;  $\phi$  为球面纬线切向单位矢量  $\phi_0$  与  $x$  轴

负向之间的夹角。

由于球阻力等于  $x$  方向的合外力,即球面压力  $P_\gamma$ 、纬线剪切力  $\tau_\varphi$  和经线剪切力  $\tau_\theta$  对应的力沿  $x$  轴投影的叠加,可建立非稳态阻力  $F_D$  与球面压力和剪切应力的积分关系:

$$F_D = \iint (-P_\gamma \cdot \sin\theta \cdot \cos\varphi + \tau_\varphi \cos\theta \cdot \cos\varphi + \tau_\theta \sin\varphi) d\sigma \quad (6)$$

设球面小面积总数为  $N$ ,可得到阻力  $F_D$  的离散形式:

$$F_D = \sum_{i=1}^N (-P_{\gamma_i} \sin\theta_i \cdot \cos\varphi_i + \tau_{\varphi_i} \cos\theta_i \cdot \cos\varphi_i + \tau_{\theta_i} \sin\varphi_i) \Delta\sigma_i \quad (7)$$

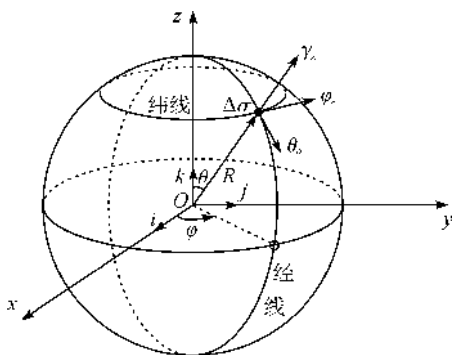


图2 球面压力与剪切应力分析图

设球面网格节点坐标  $(x_i, y_i, z_i)$  为局部小面积  $\Delta\sigma_i$  的中心坐标,球心  $O$  坐标为  $(x_0, y_0, z_0)$ ,其中:

$$\sin\theta_i = \frac{\sqrt{(x_i - x_0)^2 + (y_i - y_0)^2}}{R}, \cos\theta_i = \frac{z_i - z_0}{R}, \cos\varphi_i = \frac{x_i - x_0}{\sqrt{(x_i - x_0)^2 + (y_i - y_0)^2}},$$

$$\sin\varphi_i = \frac{y_i - y_0}{\sqrt{(x_i - x_0)^2 + (y_i - y_0)^2}}. \text{故式(7)可进一步化简为:}$$

$$F_D = \sum_{i=1}^N \left( -P_{\gamma_i} \cdot \frac{x_i - x_0}{R} + \tau_{\varphi_i} \cdot \frac{z_i - z_0}{R} \cdot \frac{x_i - x_0}{\sqrt{(x_i - x_0)^2 + (y_i - y_0)^2}} + \tau_{\theta_i} \cdot \frac{y_i - y_0}{\sqrt{(x_i - x_0)^2 + (y_i - y_0)^2}} \right) \Delta\sigma_i \quad (8)$$

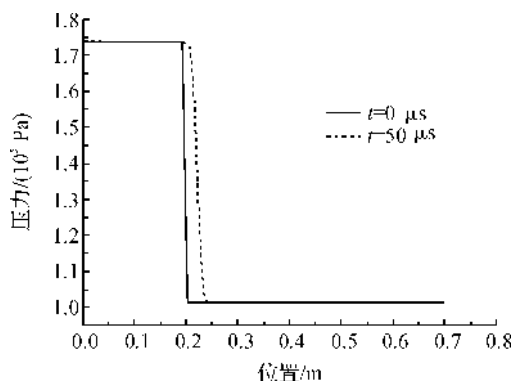
阻力系数定义为:

$$C_d = \frac{F_D}{0.5\rho_2 v_2^2 \pi R^2} \quad (9)$$

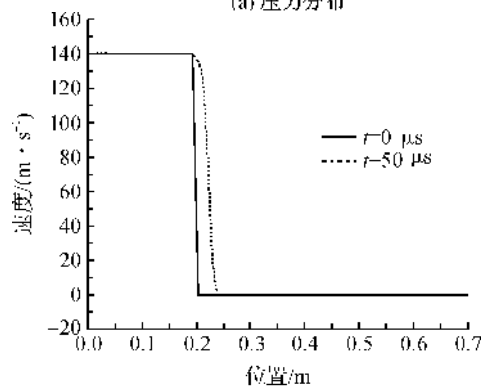
其中: $\rho_2$  和  $v_2$  分别为波后气流密度和速度, $\pi$  为圆周率, $R$  为球半径。

#### 1.4 计算准确性验证

图3(a)和图3(b)分别显示了  $M_s = 1.2698$  时,  $t = 0$  和  $50 \mu s$  两个时刻激波管轴线上的压力和速度分布的计算结果,其中  $t = 0$  对应了激波恰好到达球前驻点的时刻,激波阵面此时位于  $x = 0.2 \text{ m}$  处。根据图3(a)和图3(b)中的压力和速度间断位置可知,激波在  $50 \mu s$  内的传播距离为  $0.02215 \text{ m}$ ,故激波速度和马赫数的数值计算结果分别为  $443 \text{ m/s}$  和  $1.2735$ 。其中,数值计算的激波马赫数与理论值  $M_s = 1.2698$  相比,相对误差仅为  $0.29\%$ 。



(a) 压力分布



(b) 速度分布

图3 沿激波管轴线的压力分布和速度分布

图4为  $M_s = 1.2698$  时的  $C_d$  实验曲线和计算结果的比较,可以发现两条波形曲线具有极相似的变化规律,即  $C_d$  随着时间的增大,先出现一个尖锐的最大正值波峰,继而快速减小到一个负值波谷,之后上升回复到正值,最终趋于一个稳定正值。数值计算的  $C_d$  峰值为  $5.033$ ,实验测量值为  $4.967$ ,相对误差仅为  $1.03\%$ 。文中提及的实验  $C_d$  曲线和实验纹影图均由本文实验获得。由于实验采用的激波管装置内径较大,为  $200 \text{ mm}$  装置,膜片的不规则破裂引起了尾随入射激波的小波结构,又由于此时激波马赫数较小,小波衍射和聚集长时间存在,这导致了  $C_d$  实验曲线在负值波谷之后出现较明显的小幅(相对于峰值)振荡阶段。然而在数值模拟中,采用了正激波

间断关系,相当于采用了理想的规则破膜假设,即不存在上述小波结构,因此计算的  $C_d$  曲线在上述相应阶段未出现明显振荡。

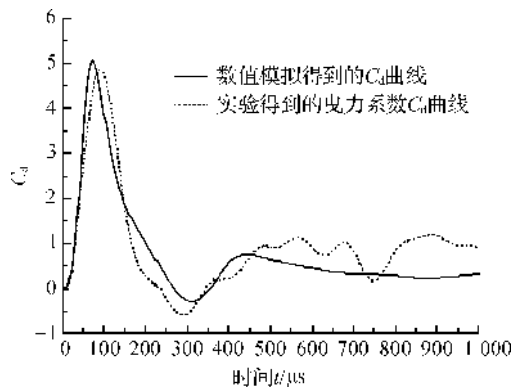


图4  $M_s = 1.2698$  时,单排四球模型  $C_d$  实验曲线和计算结果的比较

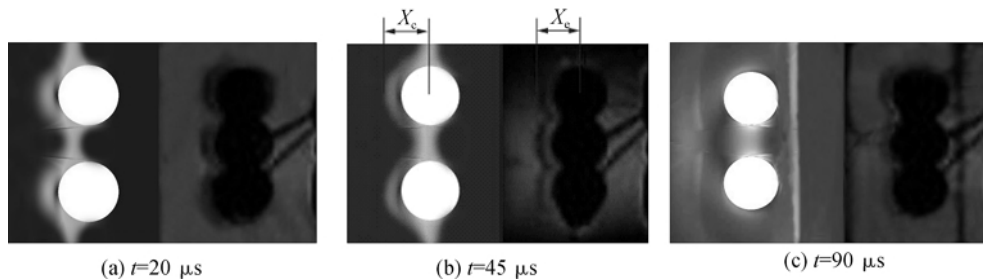


图5  $M_s = 1.2698$  时单排四球模型密度梯度数值模拟图(左半)与实验纹影图(右半)的对比

以上分别从流场参数、模型球阻力系数和激波结构三方面,进行了数值模拟结果与实验数据(或激波管理论值)的对比,充分验证了本文数值计算模型和方法的准确性。

## 2 数值模拟结果及分析

### 2.1 阻力系数 $C_d$ 与时间 $t$ 的关系

图6显示了  $H = 1.6$  时,不同  $M_s$  下模型球阻力系数  $C_d$  与时间  $t$  的关系。从图6中可以发现,不同  $M_s$  下阻力系数曲线的变化趋势基本一致,即:随着  $t$  的增大,  $C_d$  曲线先急剧上升,出现一个最大正值波峰后急速减小,出现一个波谷,继而渐进趋于一个稳定值,严格来讲,最终趋于一个稳态阶段的正值。且  $M_s$  越小,  $C_d$  峰值越大,谷值越小,波动幅度越大,  $C_d$  越难趋于稳定。由图6中最小激波马赫数  $M_s = 1.0636$  时的  $C_d$  曲线可以发现,在  $1000 \mu s$  计算时间内,  $C_d$  仍未回复正值,但通过更长时间(约  $2000 \mu s$ ) 的计算可以发现,  $C_d$  最终可以回复正值,见图9。  $M_s$

图5为  $M_s = 1.2698$  时,不同时刻(图5(a)  $t = 20 \mu s$ 、图5(b)  $t = 45 \mu s$ 、图5(c)  $t = 90 \mu s$  数值计算的密度梯度图与实验纹影图的对比。由于实验纹影图视角垂直于激波管轴线,四球中距离观察者最近和最远的两球影像重叠地位于上、下两球的正中间处,因此实验图像显示为并列纵排的三球影像。而数值计算密度梯度图为激波管轴截面图,故其显示为并列纵排两球的影像。通过对比可以发现,数值计算跟纹影拍摄的透射和反射激波结构在不同时刻都很好吻合。为定量比较起见,定义数值计算的密度梯度图(左半)和实验纹影图(右半)中球心到球面反射激波面前缘的距离分别为  $X_c$  和  $X_e$ (见图5(b)),通过测量可以发现,在  $t = 45 \mu s$  时刻,前后两者之间的相对误差仅为  $2.6\%$ 。

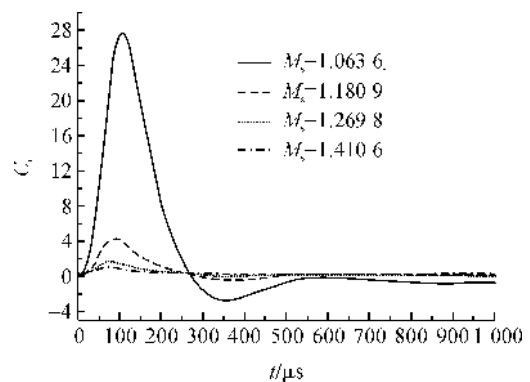


图6 不同激波马赫数下单排四球模型阻力系数与时间的关系曲线

### 2.2 阻力系数 $C_d$ 与压力云图的同步比对

为了深入研究不同球之间激波结构相互干涉的影响,取间距较小的相邻两球为观测对象,并选



取如图7所示的球阵斜截面为压力云图提取截面。图8为激波马赫数  $M_s = 1.1809$  时,不同时刻球轴截面外半圆周上的压力和剪切应力分布,此处外半圆周指相对两球(见图7中的上、下两球)轴截面外侧半圆周线,可以看出,在本文关注的激波与球阵相互作用期间,压力比剪切应力值大4~5个量级,这说明该阶段阻力  $F_D$  取决于球周围压力分布,而受球面剪切应力影响极小,完全可以忽略不计,因此本文只进行压力云图与阻力系数  $C_d$  曲线的同步对比。

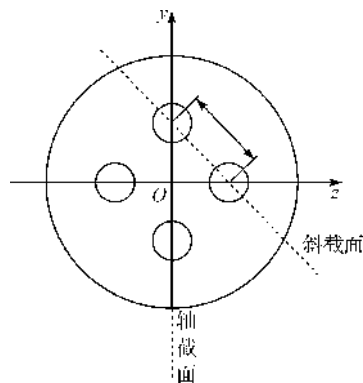


图7 单排四球模型球阵数据提取截面示意

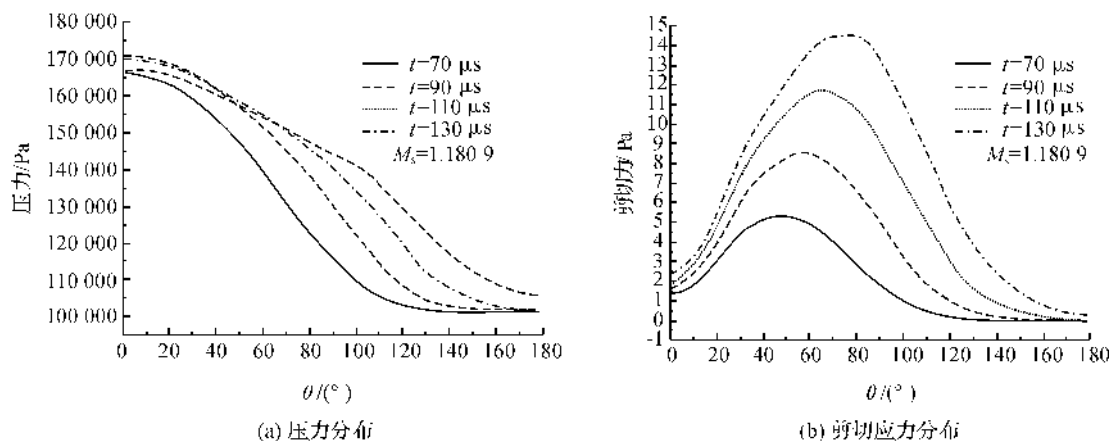


图8 不同时刻球轴截面外半圆周上的压力和剪切应力分布

图9和图10分别为  $M_s = 1.1809$  时模型球  $C_d$  曲线和对应于图9中各标注时刻球阵斜截面上的压力云图。由图10可以发现,激波阵面后的压力呈条带状分布,而并非预期的大片区域均匀分布,这可能是以下两方面原因造成的:一是数值模拟时考虑了流体粘性的影响,二是所采用的二阶迎风差分格式对激波阵面的分辨能力有限。通过更细地时间同步对比可发现:在a时刻,入射激波还未到达模型球前驻点,球面压力依然保持初始状态(见图10(a)),阻力系数为0;在b时刻,入射激波开始与模型球相互作用,在小球前驻点附近开始出现高压区(见图10(b)),阻力系数由0增大到2左右;在c时刻,入射激波到达模型球赤道附近,球面反射激波发生干涉,两个球的高压区域相交(见图10(b)),阻力值急剧增大到峰值;在d、e时刻,激波继续向下游移动并发生衍射,赤道下游球面激波投射区域扩大,同时赤道上游半球的高压区域向外扩大、压力下降(见图10(d)和(e)),阻力下降;在f时刻,入射激波波前已远离后驻点,处于图10压力云图视野范围之外,球

面反射激波已远离赤道上游球面,之前由于球面反射造成的激波后高压区已消失,另一方面,由于衍射激波在后驻点附近的持续聚集,该处变为高压区(见图10(f)),从而导致阻力最小值的出现;在g时刻,在前驻点附近发生激波的二次反射,使得该处又出现高压区域,此时衍射波在后驻点近区的聚集行为已经结束,该处的高压区也已完全消失(见图10(g)),导致了阻力第二峰值的出现。

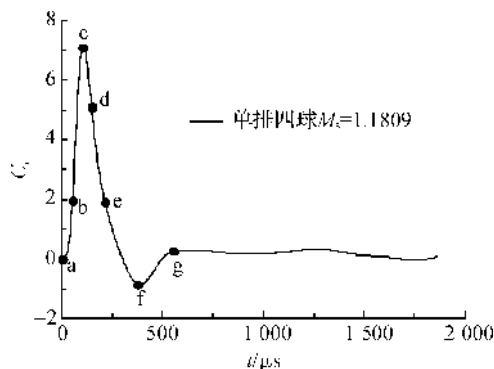


图9  $H = 1.6, M_s = 1.1809$  时的  $C_d$  曲线

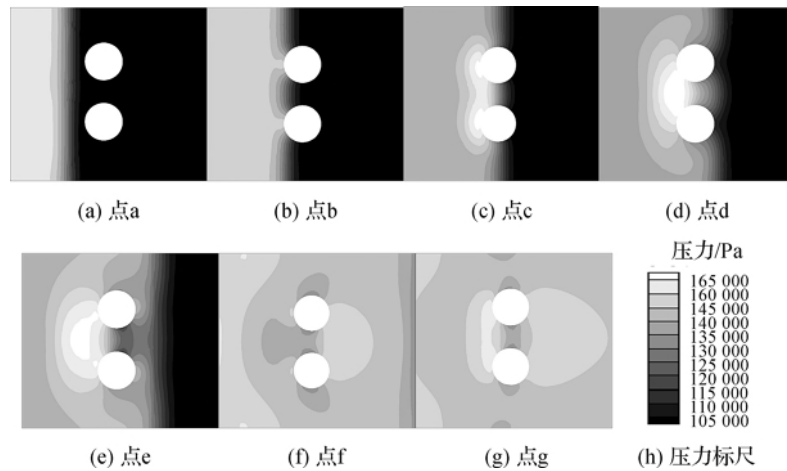
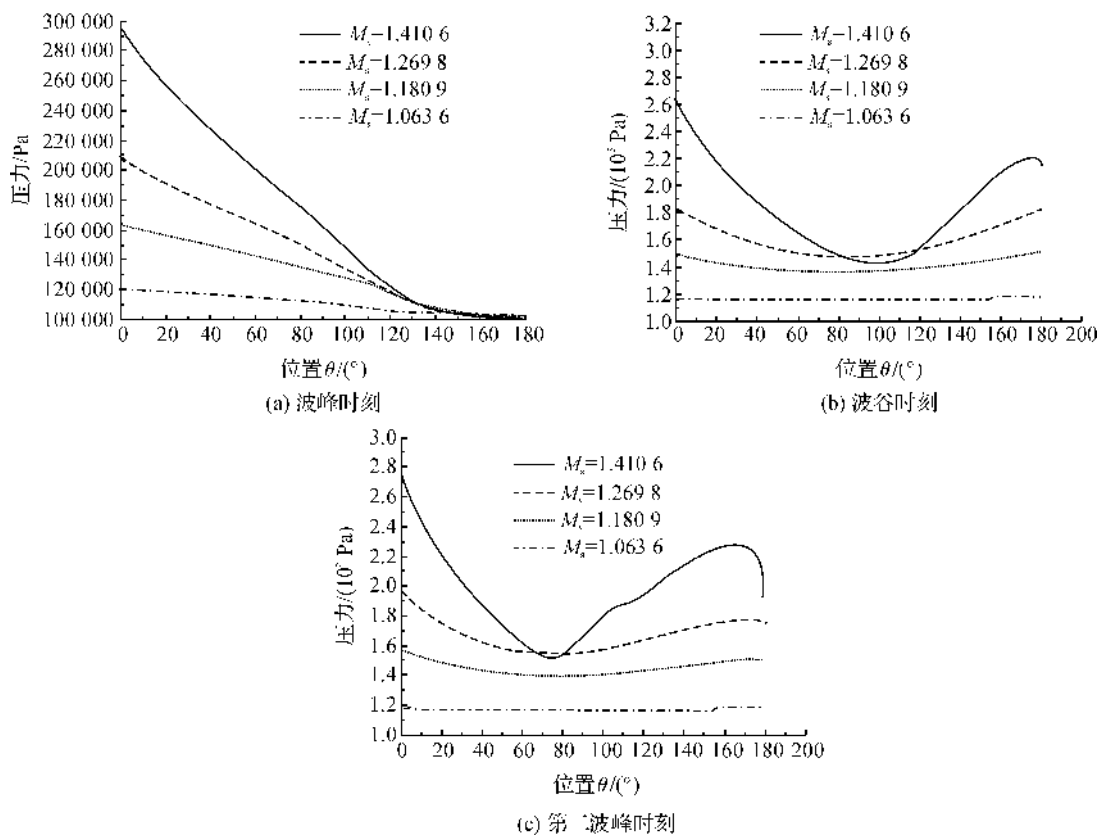


图 10 对应于图 9 中各标注时刻球阵斜截面上的压力云图

### 2.3 球面压力分布曲线

图 11 显示了不同激波马赫数  $M_s$  下  $C_d$  曲线代表时刻球轴截面外半圆周上的压力分布,其中  $0^\circ$ 、 $90^\circ$  和  $180^\circ$  分别对应了模型球的前驻点、赤道线和后驻点位置。图 11(a) 为不同  $M_s$  下  $C_d$  波峰时刻球轴截面外半圆周上的压力分布,从图 11 中可以看出,在  $C_d$  波峰时刻,前驻点处压力值最大,压力值随位置的后移持续减小,在球后驻点前某处达到最小值,即初始压力 101325 Pa,且  $M_s$  越大,球面上分布

的压力值越大。由图 11(b) 可以看出,  $C_d$  波谷时刻,球面分布的压力值随位置的后移,先减小后增大,压力最小值出现在约  $100^\circ$  位置,且  $M_s$  越大,压力变化越剧烈,前、后驻点处的压力差值越大。由图 11(c) 可以看出,  $C_d$  第二波峰时刻,前驻点处压力值最大,但该值显著小于  $C_d$  波峰时刻的相应值,球面压力随角度增大,先减后增,在后驻点附近可能再次减小,压力最小值出现在约  $80^\circ$  位置处,且  $M_s$  越大,压力变化越剧烈。

图 11 不同  $M_s$  下,  $C_d$  曲线代表时刻球轴截面外半圆周上的压力分布

## 2.4 $H$ 对激波干涉和 $C_d$ 峰值的影响

图 12 为激波马赫数  $M_s = 1.2698$  时,不同无量纲间距  $H$  下  $C_d$  峰值时刻球轴截面外半圆周上的压力分布,可以发现,此时入射激波前缘均到达赤道面附近,无法分辨位置差异,无量纲间距  $H = 1.6$  和  $H = 1.8$  时反射激波在双球内侧发生明显的干涉行为,表现为双球反射激波阵面的交汇和波后高压区的合并,且  $H = 1.6$  时上述现象相对更为显著,其结果是对双球内侧压力分布乃至球的阻力影响更大,而当  $H = 2.0$  时,未见明显的双球反射激波干涉行为。综上可得出,相邻球无量纲间距越小,反射激波干涉越显著,进而对球阻力的影响越大。

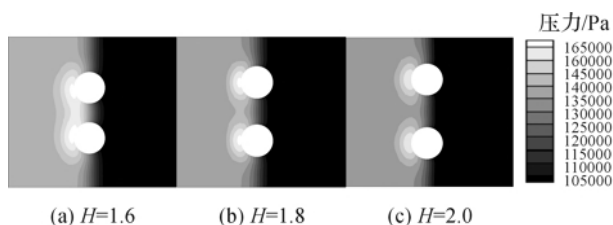


图 12  $M_s = 1.2698$  时,不同  $H$  下  $C_d$  峰值时刻球轴截面外半圆周上的压力分布

图 13 为  $M_s = 1.2698$  时,不同无量纲间距下的曳力系数  $C_d$  曲线。发现随着  $H$  的减小,由于激波间的干涉行为逐渐变得更加剧烈, $C_d$  峰值增大,在出现第二峰值之后, $C_d$  曲线渐渐平稳,并趋近于一个稳定的正值。

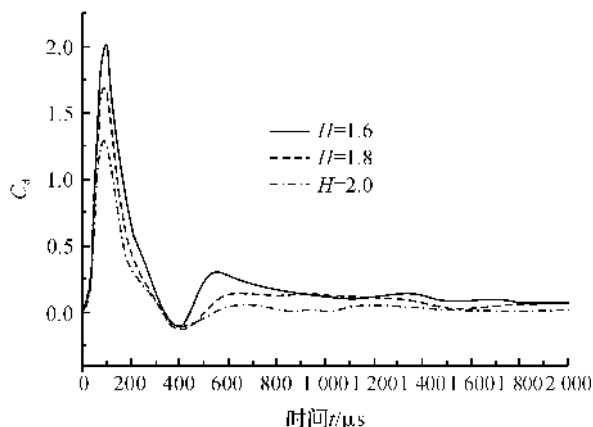


图 13  $M_s = 1.2698$  时不同  $H$  下的  $C_d$  曲线

## 3 结 论

本文进行了单排四球球阵在激波作用下的绕流场和非稳态阻力的数值计算和分析,主要结论如下:

a) 模型球阻力系数  $C_d$  曲线先后出现一个尖锐的最大值波峰和最小值波谷,激波马赫数  $M_s$  较小时

可能出现负的  $C_d$  谷值,随后逐渐回复并最终趋于某一稳态正值。

b)  $M_s$  越小, $C_d$  峰值越大,谷值越小, $C_d$  曲线波动幅度越大,需要更长时间趋于稳态。

c) 激波与球阵相互作用的过程中,出现的激波反射、衍射、聚焦和干涉行为共同影响球面的压力分布,进而影响非稳态阻力(系数)。

d) 无量纲间距  $H$  会影响球面反射激波的干涉行为,从而改变球面压力分布,进而导致  $C_d$  曲线的差异; $H$  越小,激波干涉越显著, $C_d$  峰值越大。

## 参考文献:

- [1] SUN M, SAITO T, TAKAYAMA K, et al. Unsteady drag on a sphere by shock wave loading[J]. Shock Waves, 2005, 14(1/2): 3-9.
- [2] SAITO T, SABA M, SUN M, et al. The effect of an unsteady drag force on the structure of a non-equilibrium region behind a shock wave in a gas-particle mixture[J]. Shock Waves, 2007, 17(4): 255-262.
- [3] IGRA D, IGRA O, HOUAS L, et al. Simulation of sphere's motion induced by shock waves[J]. Journal of Fluids Engineering, 2012, 134(10): 21-24.
- [4] ZHANG L T, SHI H H, WANG C, et al. Aerodynamic characteristics of solid particles' acceleration by shock waves[J]. Shock Waves, 2011, 21(3): 243-252.
- [5] 章利特,施红辉,王超,等. 激波与可运动颗粒群相互作用反射与透射机理实验研究[J]. 应用力学学报, 2010, 27(2): 280-285.
- [6] 张晓娜,岳树元,章利特,等. 激波驱动的气固两相流力学特性研究[J]. 水动力学研究与进展: A 辑, 2008, 23(5): 538-545.
- [7] SHI H H, YAMAMURA K. The interaction between shock waves and solid spheres arrays in a shock tube [J]. Acta Mechanica Sinica, 2004, 20(3): 219-227.
- [8] 陈婉君,章利特,施红辉,等. 激波加载单双圆柱非稳态曳力的数值研究[J]. 浙江理工大学学报, 2015, 30(2): 208-212.
- [9] JOURDAN G, HOUAS L, IGRA O, et al. Shock tube study of the drag coefficient of a sphere[J]. Shock Waves, 2009, 19: 521-526.
- [10] PARMAR M, HASELBACHER A, BALACHANDAR S. Improved drag correlation for spheres and application to shock-tube experiments[J]. AIAA Journal, 2010, 48(6): 1273-1276.

## Numerical Simulation Study on Unsteady Drag Force Acting on Model-Sphere Array Induced by Shock Wave

HAO Lina, ZHANG Lite, WANG Tianhang, SHI Honghui

(Faculty of Mechanical Engineering & Automation, Zhejiang Sci-Tech University, Hangzhou 310018, China)

**Abstract:** In this study, the 3D numerical simulation of a gas flow around a four-spheres-in-one-row array induced by shock wave was performed with CFD software. Based on verifying the accuracy of calculation model and method, the formation mechanism of unsteady drag force exerted on a model sphere and the effect of the Mach number  $M_s$  of shock wave and the non-dimensional interval distance  $H$  on unsteady drag force and shock wave structure were analyzed. The result shows that each curve of the drag coefficient  $C_d$  has a sharp maximum value peak and a valley, and finally  $C_d$  tends to be a steady-state positive value. Furthermore, the smaller the value of  $M_s$  is, the larger the peak value and the fluctuating amplitude of the curve, and the smaller the valley value of  $C_d$ . Besides, the combination of shock wave reflection, diffraction, focusing and interference behaviors affects the unsteady drag coefficient. And the smaller the value of  $H$  is, the more remarkable the shock interference between adjacent spheres, and the larger the peak value of  $C_d$ .

**Key words:** shock wave; model-sphere array; unsteady drag force; drag coefficient; shock wave interference

(责任编辑: 康 锋)