



膨胀波透过大孔隙率结构化球阵时气流场的数值模拟

章利特, 吴博文, 余秋李, 刘天程, 冯子龙

(浙江理工大学机械与自动控制学院, 杭州 310018)

摘要: 针对膨胀波透过大孔隙率结构化球阵时的气体流动问题, 采用三维雷诺时均 Navier-Stokes 方程和可实现 k -epsilon 湍流模型, 对不同球阵(或固相)体积分数、破膜压比和球阵排列条件下的气流场进行了数值模拟, 分析了上述因素对膨胀波的传播特性和球体阻力系数的影响规律。结果表明: 入射膨胀波在传播透过球阵时, 会被球面不断地反射, 这导致大量反射膨胀波的出现。当破膜压比较小时, 反射膨胀波具有较强的聚集叠加效应, 容易长时间稳定存在, 并汇集形成规则的阵面, 此时球体阻力系数增大。在确定工况条件下, 对于一个给定的球阵排列, 存在一个临界体积分数, 当实际体积分数大于它时, 能够形成反射膨胀波阵面, 反之则不能形成。在大孔隙率限制条件下, 体积分数的增大, 有利于增强反射膨胀波的干涉, 从而增大球体阻力系数。对比晶体立方(Crystal cubic, CC)、双面心立方(Bis-face-centered cubic, BFCC)和交错立方(Staggered cubic, SC)三种排列方式, 阻力系数的排序为 SC 排列、BFCC 排列、CC 排列, 这主要由邻近球间距的差异导致。

关键词: 立方单元体; 球阵; 膨胀波; 反射波; 体积分数

中图分类号: TK121

文献标志码: A

文章编号: 1673-3851(2020)05-0653-11

Numerical simulation of airflow field of expansion waves penetrating structured sphere arrays with large porosities

ZHANG Lite, WU Bowen, YU Qiuli, LIU Tiancheng, FENG Zilong

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

Abstract: Aiming at the airflow problem induced by an expansion wave penetrating structured sphere arrays with large porosities, three-dimensional RANS (Reynolds-average Navier-Stokes) equation and realizable k -epsilon turbulence model were used to carry out the numerical simulation for the airflow fields under different (or solid phase) volume fractions of sphere array, rupture pressure ratios and sphere array arrangements. Besides, the influencing rules of the above factors on propagation characteristics of expansion waves and sphere resistance coefficient. The results show that incident expansion waves will be continuously reflected by the surfaces of the spheres when penetrating the sphere array, thus leading to the appearance of lots of incident expansion waves. For smaller rupture pressure ratios, these reflection waves have strong aggregation and superimposition effect, exist stably for a long time and therefore form a regular wavefront easily. At this moment, the resistance coefficient of the sphere increases. Under a certain operating condition, there exists a critical volume fraction for a given sphere array arrangement. When the actual volume fraction is greater than the critical value, a reflected expansion wavefront can form; otherwise, it cannot form. Under a restriction of large porosities, the increase of volume fraction contributes to enhancing the interference of reflected expansion waves, and thus the resistance coefficient of

收稿日期: 2020-03-04 网络出版日期: 2020-05-08

基金项目: 浙江省自然科学基金(LY17E060006); 浙江理工大学科研业务费专项项目(2019Q030); 国家重点研发计划“制造基础技术与关键部位”重点项目(2018YFB2004002)

作者简介: 章利特(1979—), 男, 浙江平湖人, 博士, 副教授, 主要从事动力工程与工程热物理方面的研究。

spheres increases. For three different arrangements of spheres, namely, crystal cubic (CC), bis-face-centered cubic (BFCC), and staggered cubic (SC), the resistance coefficients are sorted in descending order as below: SC, BFCC and CC, which is mainly due to the difference of distance between neighboring spheres.

Key words: cubic cell; sphere array; expansion wave; reflection wave; volume fraction

0 引言

气固两相流是指气体中带有固态颗粒物体状态下的流动^[1]。挟带固态颗粒的超声速气体两相流动,经常伴随激波和膨胀波现象,是超声速气体动力领域中一个极其重要的研究课题^[2]。目前,国内外学者已针对伴随激波的可压缩性气固两相流问题,采取实验和数值模拟等手段开展了一系列卓有成效的基础研究工作,而针对涉及膨胀波的相关研究也有了初步的进展。

Sun 等^[3]对平面激波绕过单球时的非稳态阻力开展了实验研究,结果发现:当雷诺数和球体直径增大时,非稳态阻力会呈线性增长。Saito 等^[4]对激波诱导的气固两相流动开展了一系列数值模拟,研究了激波后的非平衡流场结构,结果发现:影响非稳态阻力的主要因素为气相的非稳态性,激波马赫数的降低和颗粒质量比的升高可以使阻力系数对时间的依赖效应增大。Igra 等^[5]对模型球的非稳态绕流场进行了数值模拟,并对模型球做了受力分析,发现球的阻力决定于球表面压力和黏性剪切应力。Tanno 等^[6]利用垂直激波管开展了对模型球阻力的实验测量,结果发现:当激波移动到与来流方向垂直的模型球赤道面附近时,产生的瞬态阻力最大;当衍射波在模型球后滞止点附近聚集时,瞬态阻力会在短时间内下降至负值。Cagnoli 等^[7]利用垂直激波管进行了膨胀波与细玻璃珠相互作用的实验,通过对实验结果的分析,认为火山流在密度分布上也可能呈现类似的不均匀性。Parmar 等^[8]构建了颗粒与激波之间相互作用时的非定常力新模型,通过与其他学者的实验测量或数值计算结果的对比发现,所有的非定常力峰值和持续时间都具有良好的一致性。Annamalai 等^[9]针对可压缩流中的有限尺寸球形颗粒,提出了一种适用于非定常不均匀流场中的流体力理论模型,并对膨胀波与单球颗粒的相互作用进行了数值模拟,发现颗粒流体力的数值解与理论解非常吻合。Chojnicki 等^[10]和 Cigala 等^[11]利用水平激波管进行了膨胀波与颗粒群相互作用的实验研究,他们将颗粒放置在激波管的高压一侧,当膜片破裂后,膨胀波扫过颗粒群,他们利用流场可视化技术

研究了膨胀波前沿的传播规律,并分析了导致颗粒膨胀床内空洞不稳定性的原因。Marjanovic 等^[12]对膨胀波透过低体积分数结构化颗粒层的无黏流场进行了数值模拟,结果表明:在整个过程中,由于颗粒阵列通流面积的非线性变化引起了喷嘴效应,使阵列头部和尾部的不稳定效应普遍存在;在同等条件下,相比于颗粒群体积分数为 10% 和 15% 的情形,体积分数为 3% 时流体的密度和速度较大,温度和压力较小。

目前,国内外学者对激波管内膨胀波的传播特性以及膨胀波与颗粒之间的相互作用机理的理解还不够系统、深入。鉴于颗粒群阻力模型在气固两相流相间耦合模型构建和数值模拟研究方面的重要性,本文针对膨胀波透过大孔隙率结构化球阵时的气体流动问题,在不同破膜压比、球阵体积分数和排列方式下,开展了气流场的数值模拟工作,并根据计算得到的压力、温度和速度云图对气体流动特性进行分析,同时绘制了膨胀波与球阵之间相互作用产生的阻力系数曲线,分析非稳态阻力产生的物理机理。本研究的主要目的在于探索膨胀波传播和球体阻力的关键参数影响规律,为伴随膨胀波气流场中颗粒群阻力模型的构建奠定基础。

1 几何模型

在膨胀波驱动固体颗粒群的实际流动中,颗粒形状、尺寸以及排列方式千差万别,专门针对颗粒形状和尺寸影响的研究已有大量文献。本文为了专注于固体颗粒群空间排列方式的影响分析,同时考虑到在膨胀波驱动实际颗粒运动的早期阶段,颗粒速度相对于气流速度处于可以忽略不计的极低水平,故假设颗粒群为等直径球体,它们沿展向(垂直于来流方向)进行周期性的空间排列,形成一个无限大的固定阵列,本文从中任意选取一个可重复的流动通道几何结构,从物理及数学上抽象出颗粒群的简化模型,即球阵模型。本文主要采用的是自然界常见的交错立方(Staggered cubic, SC)排列方式,其立方单元体结构如图 1(a)所示,单元体各表面中心和体心均有一球。此外,本文还对比分析了晶体立方(Crystal cubic, CC)和双面心立方(Bis-face-centered cubic, BFCC)单元体结构这两种排列方式

下的情形,其单元体结构分别如图1(b)和图1(c)所示,前者仅在立方单元体顶点布置球,后者还在上下

表面中心各布置一球。为简便起见,分别用英文简称 SC、CC 和 BFCC 表示三种球阵排列方式。

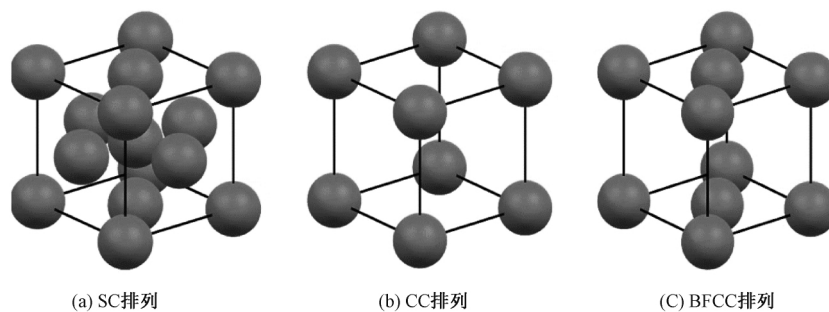


图1 模型球阵的不同立方单元体结构

本文中球体直径取定为 40 mm,根据单元体几何特性,选取 1%、3%、5%、7% 和 9% 五种体积分数,计算出每种体积分数对应单元体的尺寸,选择五个单元体沿流向串排布置。采用参数化三维造型软件 Pro/E 对

整个球阵的流道进行建模,为了保证流动的充分发展,对球阵进出口段进行了延长。图2为 SC 排列球阵示意图,图中 Sphere1—Sphere6 为单元体中心线上的前 6 球。各体积分数下 SC 球阵的具体几何参数见表1。

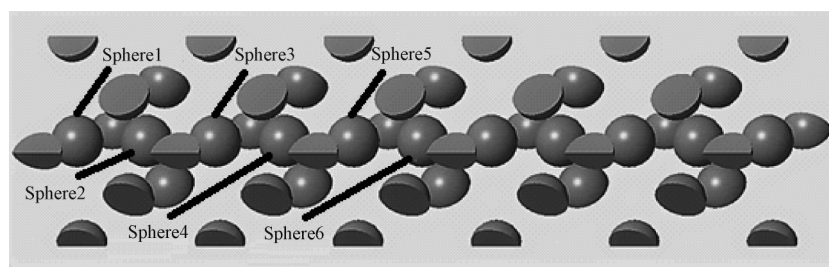


图2 SC 排列球阵示意图

表1 不同体积分数 SC 球阵几何参数

体积分 数/%	单元体边 长/mm	球阵总 长/mm	进口段长 度/mm	出口段长 度/mm	模型总 长/mm
1	238	1190	950	200	2240
3	165	825	700	200	1825
5	139	695	600	200	1645
7	124	620	550	200	1445
9	114	570	500	200	1470

2 数值模拟的网格划分及算法

2.1 网格划分

基于对称性,本文采用 ANSYS Workbench 软件对 1/8 个流道进行非结构化多面体网格划分。根据 $k-\epsilon$ 湍流模型第一层网格落入对数区的要求($y^+ = 30 \sim 300$),利用球半径 $r = 20$ mm、流场和介质物性参数,可以估计出适用于本文所有计算工况条件的最小网格尺寸,约为 0.1~0.5 mm。为了在兼顾计算精度的同时节省计算资源,依据单球网格无关性和计算准确性测试确定了网格尺寸设置,将流道整体网格尺寸设置为 4.0 mm,球面网格尺寸加密为 0.4 mm,在稀疏网格过渡区域采用指数增长方式进行过渡,由此决定了实际的网格总数,约为 490 万,最终得到了

总体网格质量在 0.6 以上的高质量非结构化网格,整体网格和球面局部加密网格见图3。依据 Courant-Friedrichs-Lewy(CFL)稳定性准则,可以估算出适合的时间步长范围,为 $\tau \leq 8 \times 10^{-7}$ s,通过实际测试计算,结合对稳定性和收敛性要求以及总计算时长的综合考虑,最终取定 $\tau = 5 \times 10^{-7}$ s。

2.2 控制方程

本文数值模拟的对象为非定常黏性可压缩气相流场,采用三维雷诺时均 Navier-Stokes 方程组,该方程组包括连续性方程、动量守恒方程和能量守恒方程。由于可实现 $k-\epsilon$ 湍流模型适合于多数工程湍流流动,对伴随激波和膨胀波的湍流场具有非常理想的刻画效果,因此本文选其作为湍流模型。湍动能 k 和湍动能耗散率 ϵ 方程表示为:

其中: t 为时间; ρ 为气体密度; u_j 为气体速度分量; x_j 为坐标分量; C_1 、 C_2 、 $C_{\epsilon 1}$ 、 $C_{\epsilon 2}$ 为常数^[13]; P_k 和 P_b 分别为由于平均速度梯度和浮力作用产生的湍动能; Y_M 表示脉动扩张对总耗散率的贡献; μ 和 μ_t 分别为分子黏性和湍流黏性系数; S_k 和 S_ϵ 为自定义源项。

对于可压缩流动而言,为了使上述控制方程封闭,需补充理想气体状态方程:

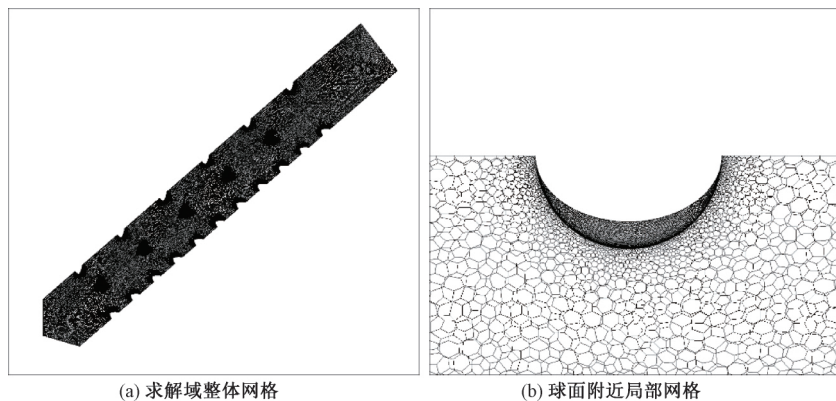


图3 流道网格示意图

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j k) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k + P_b - \rho \epsilon - Y_M + S_k \quad (1)$$

$$\frac{\partial(\rho \epsilon)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j \epsilon) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] + \rho \left(C_1 S \epsilon - C_2 \frac{\epsilon^2}{k + \sqrt{\nu \epsilon}} \right) + C_{\epsilon 1} \frac{\epsilon}{k} C_{\epsilon 2} P_b + S_\epsilon \quad (2)$$

$$P = \rho R T \quad (3)$$

其中: P 和 T 分别为气体压力和温度; 气体常数 $R = R_m/M$, 对于空气, $R = 286.7 \text{ J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$; R_m 为通用气体常数, 其数值为 $8.314 \text{ kJ}/(\text{kmol} \cdot \text{K})$; M 为所采用气体的摩尔质量。

2.3 数值计算方法和边界条件

为了更好地捕捉精细的膨胀波结构, 选用 AUSM 差分格式和 Roe-fds 通量分裂方法, 方程采用二阶迎风格式进行离散, 并采用隐式算法进行瞬态迭代

求解, 固定时间步长为 $5 \times 10^{-7} \text{ s}$ 。在进行数值计算时, 采用基于密度的求解器。计算区域的进口边界条件设定为压力入口, 计算域的出口边界条件为压力出口。球体表面设置为固壁无滑移、绝热边界条件。由于采用 1/8 个流道进行计算, 其余三个面均为对称面, 都被设置为对称边界条件, 在初始化时先将整个计算区域赋值为 P_1 , 然后将高压区域压力设置为 P_4 。图 4 为膨胀波到达球阵前的流场分区示意图, 图中显示, 激波和接触面向计算域进口端(左端)运动, 而膨胀波向计算域出口端(右端)传播, 它们将整个流场分为 1、2、3、4 这四个分区, 高压区与低压区的介质均为空气, 初始温度 $T_1 = T_4 = 300 \text{ K}$, 可计算得出 300 K 时的声速 c , $c = 347.01 \text{ m/s}$ 。根据所需计算工况设置参数: 1 区静压 $P_1 = 101325 \text{ Pa}$, 破膜压比 $P_4/P_1 = 2.0, 2.5, 3.0, 3.5$ 或 4.0 , 利用激波管理论关系式^[14], 可求得后续阻力系数计算所需的气流参数, 具体如表 2 所示。

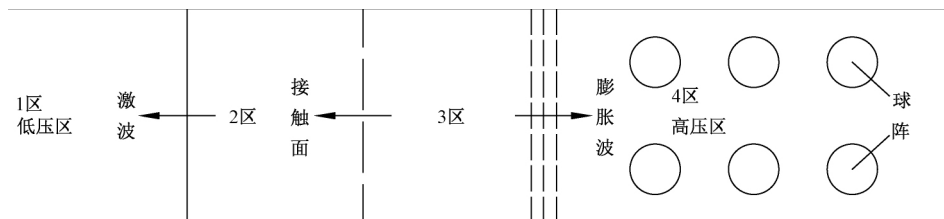


图4 流场分区示意图

表2 膨胀波气流参数

P_4/P_1	P_2/P_1	P_2/Pa	$u_3/(\text{m} \cdot \text{s}^{-1})$	T_3/K
2.0	1.4018	142036	85.90	271.03
2.5	1.5567	157733	113.53	262.02
3.0	1.6934	171583	136.11	254.78
3.5	1.8163	184040	155.20	248.73
4.0	1.9285	195401	171.73	243.55

3 数值模拟准确性验证

3.1 单球验证的模型及网格划分

单球模型采用 Pro/E 软件建立, 计算区域尺寸

$700 \text{ mm} \times 200 \text{ mm} \times 200 \text{ mm}$, 单球直径 40 mm , 单球模型的空间布置见图 5。流场网格划分采用 ICEM 软件, 总体网格质量在 0.9 以上, 对球壁面附近做了加密处理, 单球附近网格见图 6。

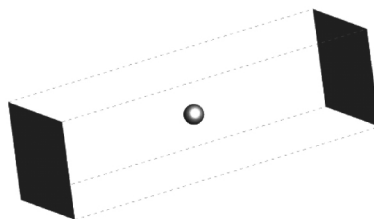


图5 单球模型

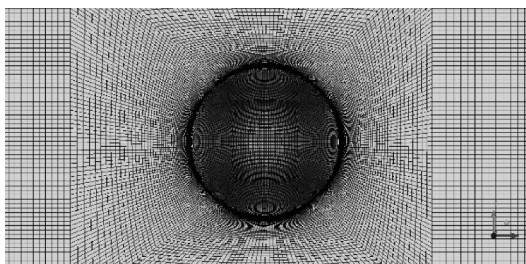


图6 单球网格划分

3.2 网格无关性验证

根据对称性,选取了1/8个流域进行网格绘制和模拟,得到了网格数在90万、137万和173万时 C_d 随着时间变化的曲线图7,其中,特征时间 t_c 定义为以入射膨胀波头速度经过一个球直径距离的时间。从图7中可以看出,在三种不同网格数量下, C_d 曲线之间的差距微小,这说明90万网格数量下的总体网格尺寸和球壁面加密尺寸已经能够满足模拟的要求,因此在后续的网络绘制工作中,均采用这种网格尺寸设置,这样能够保证模拟结果能够满足要求。

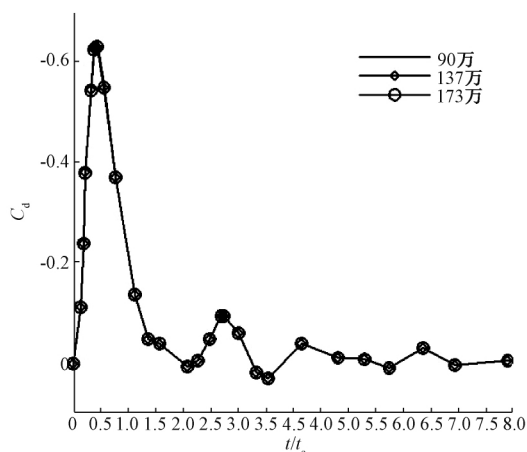


图7 不同计算网格下单球阻力系数的对比

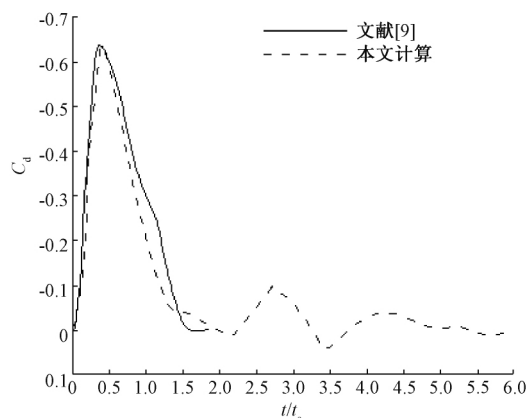
3.3 计算方法合理性验证

图8中的实线为Annamalai等^[9]在2018年膨胀波诱导单球阻力系数的模拟结果,虚线为本文数值计算得到的单球 C_d 曲线。从图8中可以看出,本文模拟得到的单球 C_d 曲线和文献^[9]中的结果在 C_d 峰值和整体变化趋势上吻合得较好,故认为本文采用的数值计算和求解方法已具有较高的准确性,可以用于后续参数影响分析的模拟计算中。

4 数值模拟结果及分析

4.1 不同破膜压比数值模拟结果及分析

为了研究不同破膜压比下膨胀波透过大孔隙率球阵内部时的流动特性,SC球阵体积分数固定为5%,分别在破膜压比为2.0、2.5、3.0、3.5和4.0的情况下开

图8 膨胀波单球模拟与文献^[9]中的 C_d 曲线

展非定常数值模拟计算,得到了在不同破膜压比下膨胀波从进入球阵前缘之前到离开球阵末端之后整个过程中压力、速度和温度沿中心对称截面的分布云图,部分结果分别如图9—图11所示。 $t=0$ ms时刻膨胀波位于距离第一个单元体左边界100 mm处。

图9(a)~(e)分别显示了破膜压比从2.0到4.0时,膨胀波经过SC球阵时的中心对称截面压力分布云图。从图9中可以看出,入射膨胀波行进过程中其波及区域(见图11(a)波头与波尾之间区域)不断铺展开来,膨胀波头进入球阵以后不再保持平面形状,波头通过区域的压力沿入射波传播相反方向递减,膨胀波被球阵反射,反射膨胀波向上游和侧方传播时,其波及区域的压力下降,当破膜压比较小时,反射波对入射膨胀波诱导的背景流场扰动更为显著,来自每个单球反射波更容易相互干涉,产生聚集叠加效应,使反射波及其影响区域稳定存在时间更长,从而逐渐形成规则的持续向上游运动的阵面,见图11(a)中所标注的反射波阵面。反之,当破膜压比较大时,反射波对背景流场扰动相对减弱,压力变化不明显,反射波及其影响区被背景流场掩盖,难以形成规则而持续向上游移动的阵面,见图9(e)。

图10(a)~(e)分别显示了破膜压比从2.0到4.0时膨胀波经过SC球阵时的中心对称截面速度分布云图。从图10中可以看出,在入射膨胀波波及区域,气流速度从零值逐渐过渡到一个基本一致的负值,即气流向上游运动,在与压力云图对应的波后低压区域,会出现较高的负向速度,对应较大负向速度的区域是膨胀反射波的影响区域。由于反射膨胀波是以当地波速叠加气流速度向上游运动的,所以反射波阵面及影响区域向上游呈加速移动趋势,甚至可以穿过接触面持续向上游运动,从而使其影响内部的局部温度也会相应下降,见图

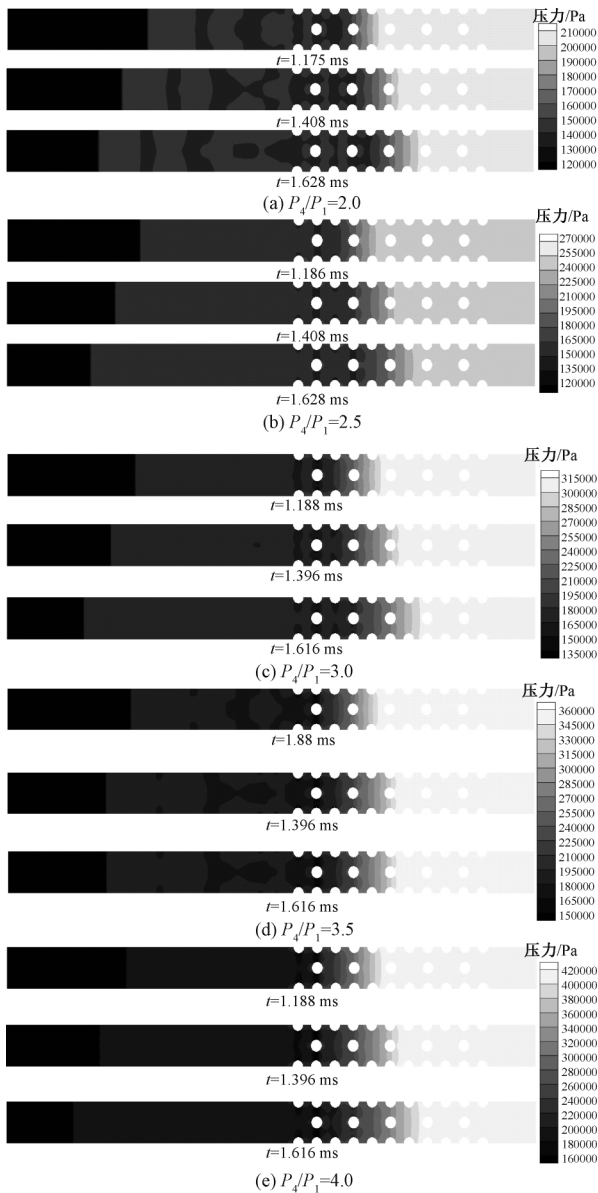


图9 不同破膜压比下压力分布云图

11(a)—(c)。对于球阵中的单球而言,会受到入射膨胀波以及来自周围球表面反射波系的影响,球面附近的压力、速度和温度等流场参数发生复杂的变化,在气体黏性作用下,球表面的附面层逐渐形成。当入射膨胀波通过足够长时间后,在球的前后滞止点附近以及与流向垂直的赤道面附近分别出现稳定的局部高压、高温、低速区以及低压、低温、高速区,球表面的压力和黏性剪切应力分布也趋于稳定。

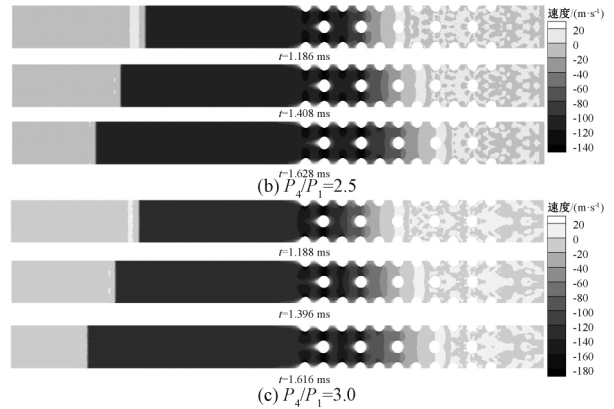
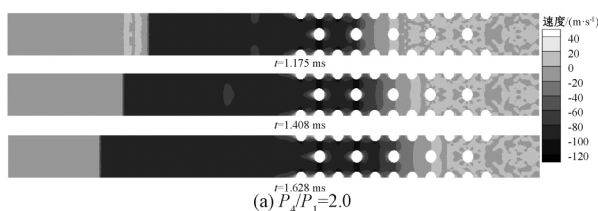


图10 不同破膜压比下速度分布云图

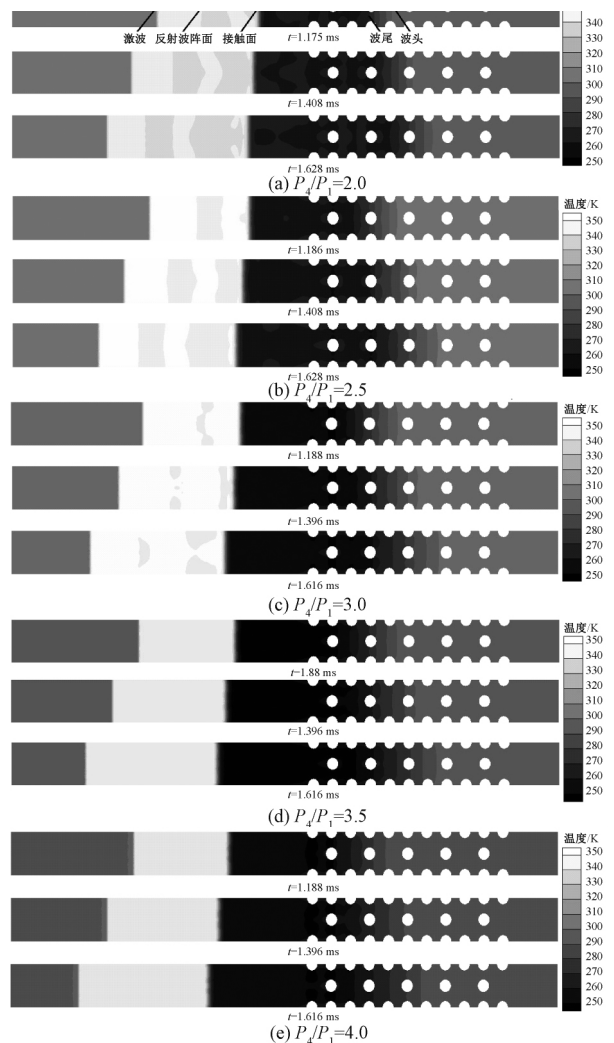


图11 不同破膜压比下温度分布云图

图12(a)—(e)分别显示了破膜压比从2.0到4.0,膨胀波经过SC球阵形成的单元体中心对称线上前6个球 Sphere1—Sphere6(见图2)时的阻力系数随时间的演化曲线。从图12中可以看出,随着膨胀波在球阵内逐渐向出口运动,球阵中单球的阻力系数从零值开始先急剧减小到负极值(下文称“峰值”),再较缓慢增大,甚至可能出现正值,之后呈现

波动趋于某一稳定负值。由于膨胀波越过球的前滞止点但未超过赤道面时,在波前和前滞止点之间的区域压力迅速下降,同时产生朝向上游的气流速度,由于上游半球表面压力低于下游对称位置的数值,导致了指向上游占主导地位的压差分力,附面层的逐渐发展所产生的黏性剪切应力也会贡献指向上游占次要地位的剪切分力,这两个均指向上游的合力(下文称“阻力”,指向上游为负),当膨胀波头到达赤道面附近的某一位置时,阻力出现峰值;膨胀波头越过赤道面以后,使得下游半球局部区域压力也下降,导致压差分力和阻力减小;当膨胀波头到达后滞止点附近时,由于波阵面向后滞止点的聚集行为促使该区域的局部压力出现更显著地下降,这就导致压差力的指向可能发生反转,尽管剪切力依然指向上游,而且数值不断增大,但压差力依然起决定作用,所以阻力的方向也可能反转,这就解释了有些球的阻力系数曲线在下凸主结构结束后出现了正值的上凸次结构;随着波头继续向下游移动,来自邻近球面的反射波开始对当前球面附近的局部流场产生影响,从而导致了之后曲线

的不稳定波动结构;当膨胀波远离后,球阵中各单球附近局部流场趋于稳定,形成一个均匀来流(从下游向上游)速度条件下的球阵绕流场,各单球阻力指向上游,并趋于稳定。对比从上游到下游排列的6个球,可以发现阻力系数峰值依次减小,如:当 $P_4/P_1=2.0$ 时,球1峰值为8.0,而球6峰值仅为2.6。此外,各球的阻力系数波形曲线沿时间轴的拉伸现象更加显著。随着膨胀波在球阵内的运动,膨胀波强度逐渐衰减,单个球对应的阻力系数曲线逐渐由陡峭变为平缓,这表明膨胀波在经过球阵的过程中,强度不断衰减,同时膨胀波的厚度在与球阵的相互作用中被拉伸,导致阻力系数曲线逐渐变得平缓。对比破膜压比从2.0上升到4.0的过程中,各球阻力系数峰值依次下降,如:单元体中心线第一个球的阻力系数绝对峰值从8.0下降到了2.8。众所周知,阻力系数正比于阻力反比于速度的平方,尽管破膜压比的增大会导致阻力峰值增大,但同时导致波后(图4中3区)的速度增大,由于阻力峰值增大比例达不到速度平方的增大比例,所以阻力系数峰值随破膜压比增大而下降。

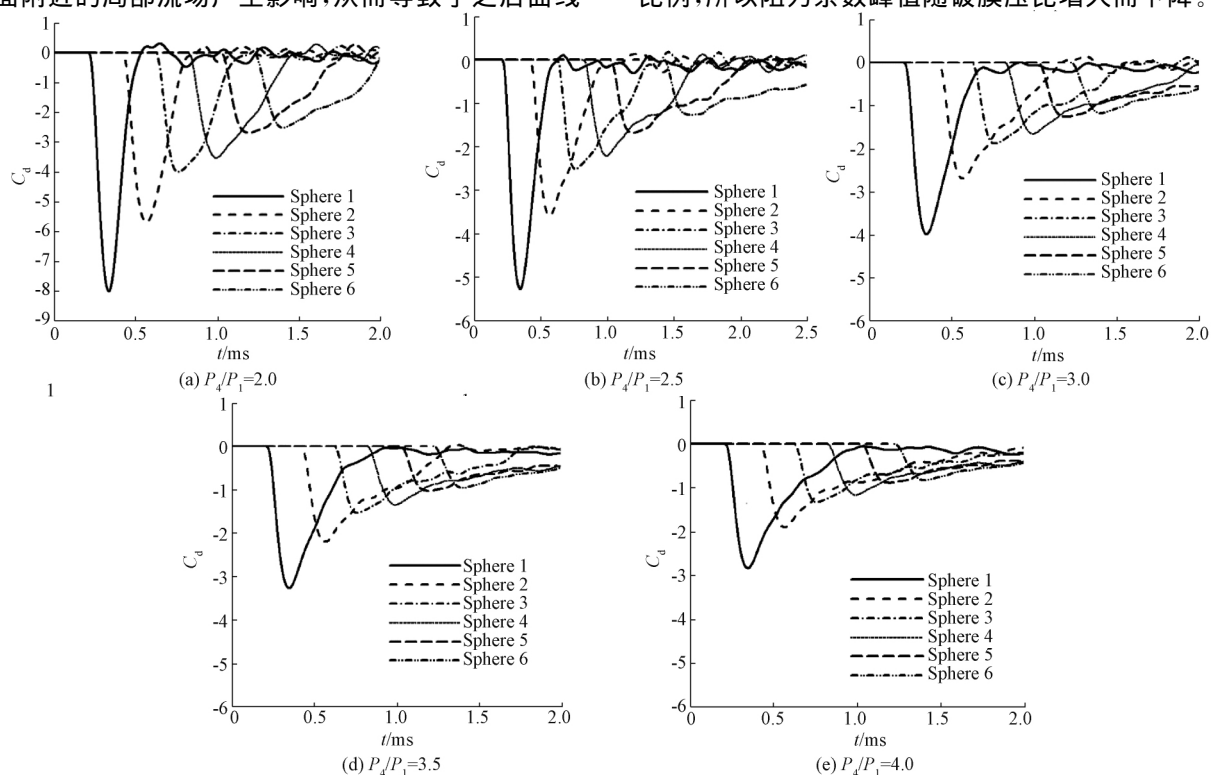


图12 不同破膜压比下单元体对称中心球阻力系数曲线

4.2 不同体积分数数值模拟结果及分析

为了研究不同孔隙率下膨胀波透过大孔隙率球阵内部时的流动特性,固定破膜压比为2.5,选择SC排列方式,分别在体积分数为1%、3%、5%、7%和9%的情况下开展非定常数值模拟,得到了膨胀波从进入球阵前缘之前到离开球阵末端之后整个过程的

压力、速度和温度沿中心对称截面的分布云图,分别如图13—图15所示。需要补充说明的是,球阵体积分数的改变是在保持球直径不变时通过改变球的间距实现的,实际的流场为具有周期性的无限大三维流场,图13—图15中截取了其中一个周期的纵向截面,并让每幅图的显示尺寸一致是为了便于观察比较。

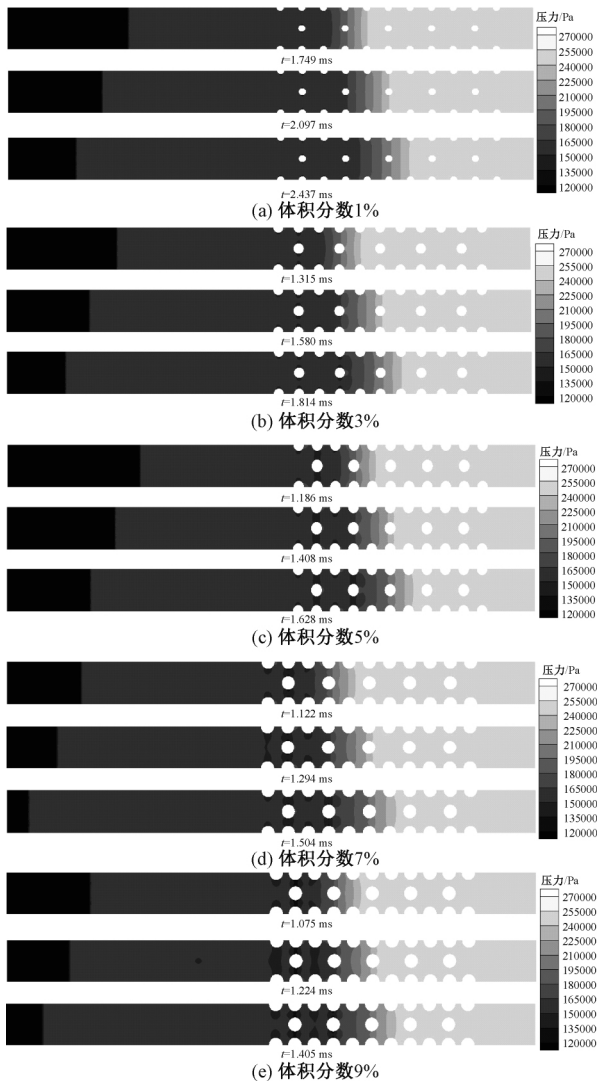


图 13 不同孔隙率下压力分布云图

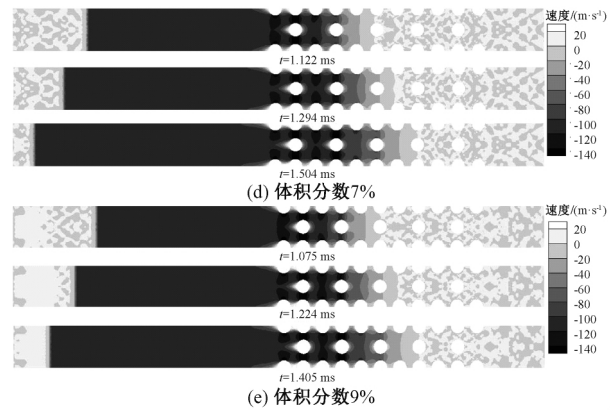
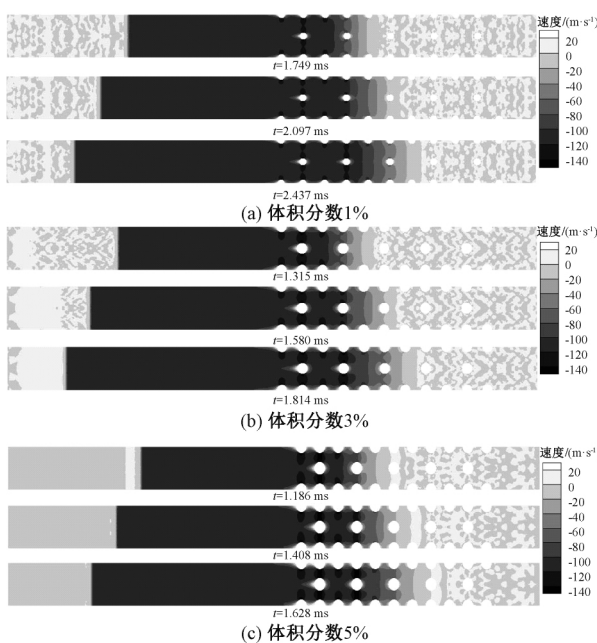


图 14 不同孔隙率下速度分布云图

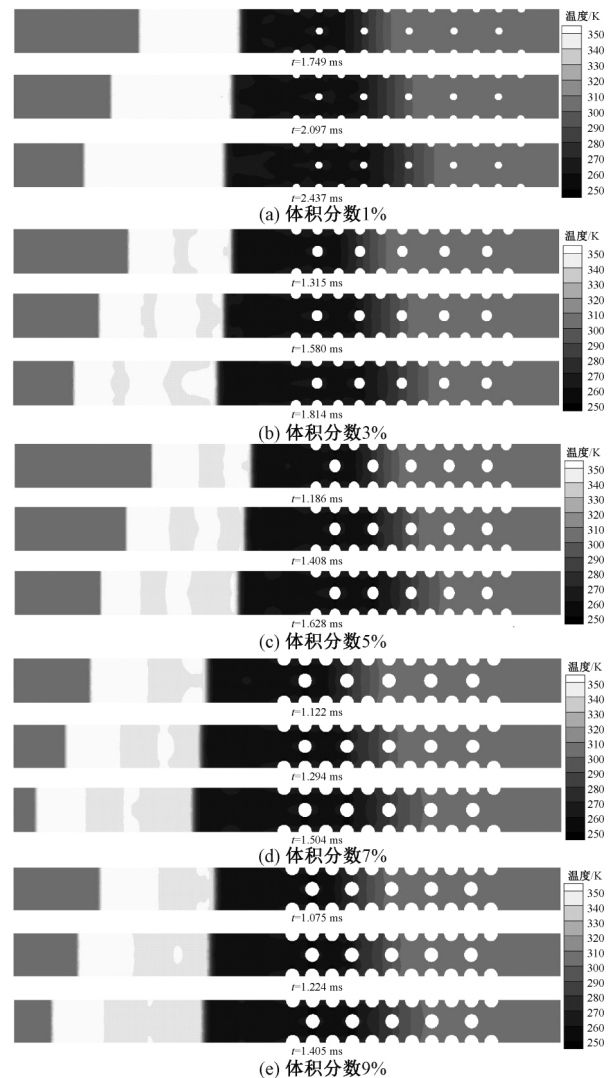


图 15 不同孔隙率下温度分布云图

结合图 13—图 15, 可以发现: 当球阵体积分数很小(如体积分数 1%)时, 未能形成反射膨胀波阵面; 当体积分数到达一个较大值(如体积分数 3%)时, 清晰的反射波阵面和反射波影响区域才会形成, 但后者分区现象明显; 随着体积分数的进一步增大, 反射波阵面更容易发展成平面结构, 反射波影响区

域能更好的联通形成一个整体,压力、速度和温度等流场参数分布相对均匀。当球阵体积过小时,尽管球阵中各单球均会反射入射膨胀波,但由于邻近球距离过远,来自不同邻近球的反射膨胀波在未来得及相互干涉而产生聚集叠加效应之前已经衰减为声学波,因此,反射波阵面无法形成,也就不会出现清晰稳定的影响区域。对于特定破膜压比和球阵结构等限制条件,存在一个临界体积分数,可以使邻近球的反射波聚集叠加效应恰好发生,从而形成反射波阵面和影响区域。可以断定,对应于图13—图15限制条件的临界体积分数介于1%到3%之间。随着体积分数的继续增大,来自远近不同球的反射波先后发生干涉,促使聚集叠加效应增强,一方面使反射波阵面更早地趋于平面结构,另一方面也使反射波区内的流场参数因反复小扰动而区域均匀。

图16(a)—(e)分别显示了对应于图13—图15工况下膨胀波经过体积分数从1%到9%的SC球阵时,其单元体中心对称线上前6个球的阻力系数随时间的演化曲线。从图16中可以看出,当体积分数比为较小1%和3%两种情形时,各球阻力系数峰值几乎完全一致,如前三球峰值均分别为5.0、2.9、2.1,各球对应阻力系数曲线变化细节的差异也难以分辨。如前文所述,体积分数3%邻近球的反射膨胀波干涉和聚集叠加效应已经产生,但球的间距依然过大,无法在阻力系数峰值出现之前对球面压力

分布产生影响,所以不会引起峰值改变;此外,来自邻近球的反射膨胀波经过长距离传播当前球表面时已严重衰减,对球面附近流场参数的扰动极其微弱,无法显著改变球面压力和剪切应力,因此阻力系数曲线与体积分数的1%时的几乎没有差异。随着体积分数的逐渐增大,会带来球体阻力系数的增大,如体积分数为7%和9%两种情形时的前三球峰值分别为5.4、3.7、2.5和5.4、4.0、2.6,可见尽管最上游单球(Sphere1)阻力系数峰值差异难以分辨,但其后两球的峰值随体积分数增大而增大现象还是很明显的,仔细观察体积分数为5%、7%和9%三种情形时Sphere1阻力系数曲线可以发现:体积分数的5%和7%时在曲线下凸主结构结束后均出现了正值上凸次结构,但前者正值更大;体积分数的9%时在曲线下凸主结构结束后未出现了正值上凸次结构。当体积分数足够大时,意味着邻近球间距足够小,来自邻近球的反射膨胀波可以在阻力系数峰值出现前到达当前球,通过其对上游半球面局部降压扰动达到增大指向上游阻力的效果,最终表现为阻力系数曲线整体向负坐标轴侧移动,这就解释了前述阻力系数峰值和上凸次结构随体积分数改变的行为规律。不过对于超出本文研究范围之外的小孔隙率(如体积分数大于20%)情形,由于黏性耗散和通流阻碍两种效应随着体积分数增大逐渐变得显著,透射的膨胀波产生更快的衰减,后排球的阻力系数峰值可能变小。

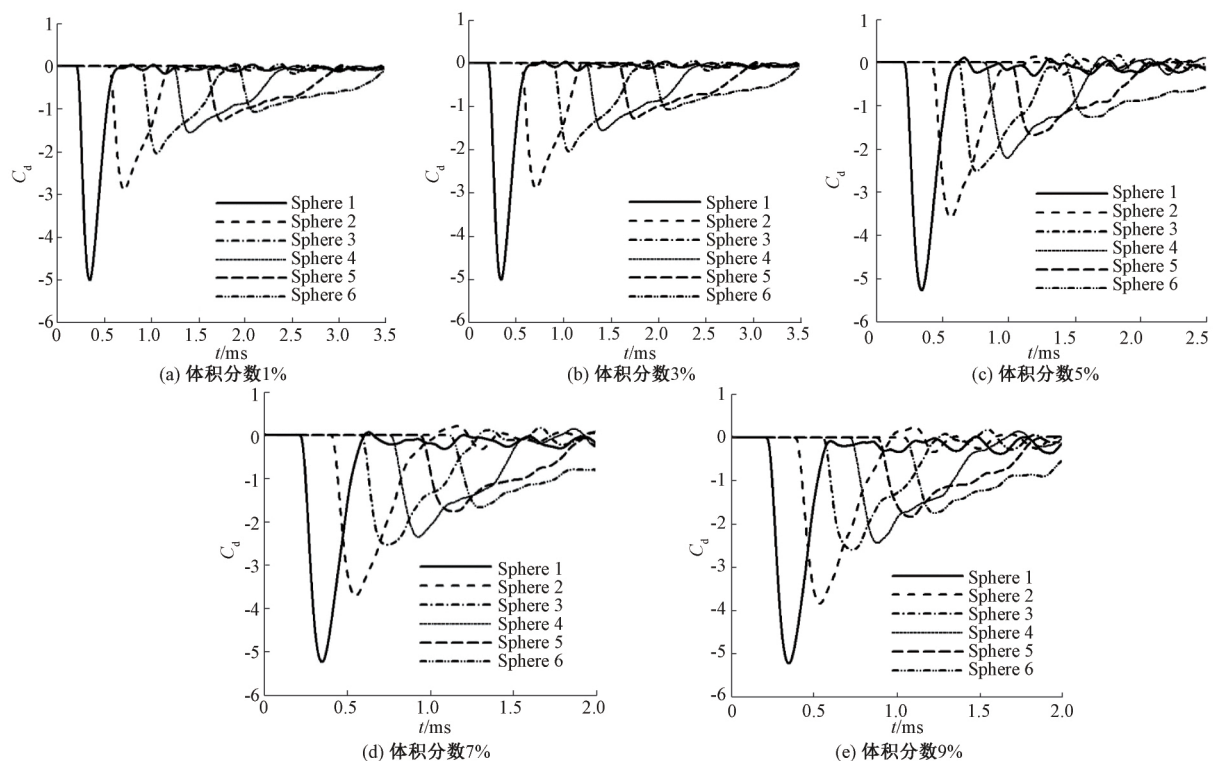


图16 不同孔隙率单元体对称中心球阻力系数曲线

4.3 不同排列方式值模拟结果及分析

为了研究不同排列方式下膨胀波透过大孔隙率球阵内部时的流动特性,固定球阵体积分数为5%,在破膜压比为2.5的情况下对膨胀波透过CC、BFCC和SC三种排列方式球阵开展非定常数值模拟研究,得到了膨胀波从进入球阵前缘之前到离开球阵末端之后整个过程的压力、速度和温度沿中心对称截面的分布云图,分别如图17—图19所示。

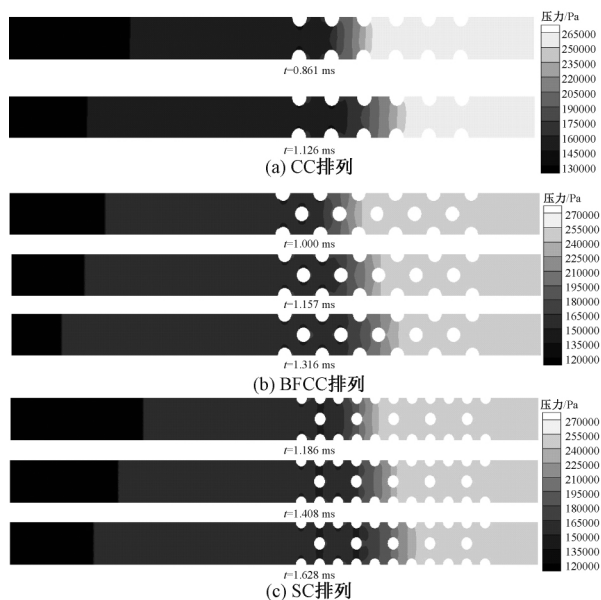


图17 不同排列压力分布云图

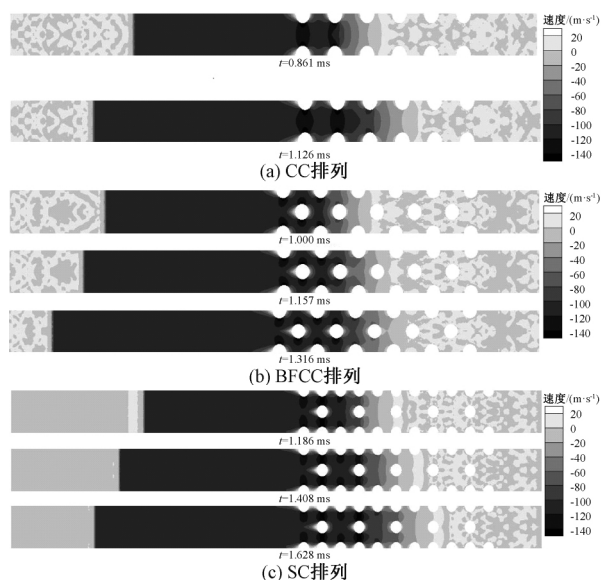


图18 不同排列方式下的速度分布云图

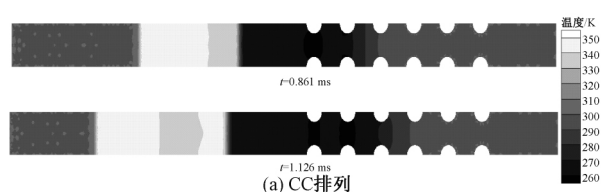


图19 不同孔隙率下的温度分布云图

结合图17—图19可以发现:三种排列方式下均出现清晰的反射膨胀波阵面和反射波影响区域,当CC排列和SC排列时,只存在同一横截面(与流向垂直)球之间联通的参数等值线,入射膨胀波波及区域呈现竖条纹状分层分区结构,但入射膨胀波通过后的球面附近流场参数分布CC排列比SC排列的更均匀,BFCC排列时,同一横截面球之间和交错方位不同横截面球之间均存在参数等值线联通的现象,参数分布最不均匀。不同几何结构球阵导致的通流条件差异对入射膨胀波的波头和波尾扭曲效果不同,也致使膨胀波反射和干涉情形存在显著差异。在保持不同球阵体积分数一致时,邻近球之间的距离是彼此不同的,间距从大到小的球阵排序依次是CC排列、BFCC排列和SC排列。根据三种球阵空间结构的特点,CC排列和SC排列的反射膨胀波干涉首先在单一横截面邻近球之间发生,而BFCC排列却是首先在交错方位邻近球之间发生。这些可以部分解释三种排列球阵时流场参数等值线的异同点,但要进行更严格地定量描述目前却难以实现。图20(a)—(c)分别显示了膨胀波经过CC排列、BFCC排列和SC三种排列方式球阵时,膨胀波经过单元体中心对称线上前几个球阻力系数随时间的演化曲线。对应于CC、BFCC和SC三种排列方式球阵前三球的峰值分别依次为(3.2, 2.0, 1.4)、(5.3, 3.0, 2.2)以及(5.4, 3.7, 2.6),可见,随着排列方式从CC排列到FCC排列,相应球体与膨胀波相互作用产生阻力的系数逐渐增大,根据前文对三种排列方式下的压力、速度和温度云图影响的对比分析,可以断定:当前计算条件下,三种球阵对应的阻力系数均受到邻近球反射膨胀波干涉的影响,主要由于邻近球间距的不同导致垂直于流向的球赤道面上游半球面减压效果的差异,即,SC排列的最好,BFCC排列的次之,CC排列的最差,所以阻力系数峰值也出现相同排序。

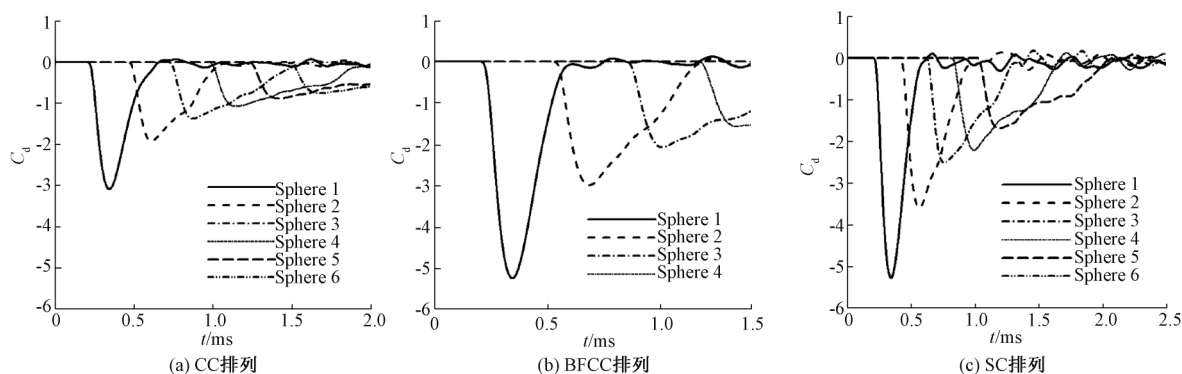


图20 不同排列方式下的单元体对称中心球阻力系数曲线

5 结 论

本文针对膨胀波透过大孔隙率结构化球阵时的气体流动问题,利用计算流体力学方法研究不同破膜压比、球阵体积分数以及排列方式对其流动特性和球体阻力的影响,得到了以下主要结论:

a) 当入射膨胀波传播透过球阵时,会被球面不断地反射,这就导致大量反射膨胀波的出现。破膜压比越小,反射膨胀波具有越强的聚集叠加效应,越容易长时间稳定存在,从而形成规则的阵面,并且此时的球体阻力系数越大。

b) 在确定工况条件下,对于一个给定的球阵排列,存在一个临界体积分数,当实际体积分数小于它时,不能形成反射膨胀波阵面;反之,当实际体积分数大于它时,反射膨胀波阵面可以稳定存在。在大孔隙率限制条件下,体积分数的增大,有利于增强反射膨胀波干涉,从而增大球体阻力系数;但对于小孔隙率情形,由于黏性耗散和通流阻碍这两种效应随着体积分数的增大逐渐变得显著,透射膨胀波更快地衰减,可能使球阵内部球体的阻力系数变小。

c) 对比晶体立方(CC)、双面心立方(BFCC)和交错立方(SC)三种排列方式,阻力系数的排序为SC排列的最大,BFCC排列的次之,CC排列的最小,这主要是由邻近球间距的差异所导致的。

本文目前仅分析了3种固定的球阵排列方式,在实际工程应用中,颗粒的几何形状和空间排列更加复杂,同时颗粒群因流体的拖曳会发生整体运动和相互碰撞,如果完全考虑这些因素的影响,需要耗费天文级的计算资源,以现有的计算条件根本无法实现,所以只能逐次考虑其中若干因素的影响,再将这些影响关系以一定方式综合起来,得出一般性的模型关联式。

参考文献:

[1] 车得福,李会雄.多相流及其应用[M].西安:西安交通

大学出版社,2007:15-16.

- [2] 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.
- [3] 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.
- [4] 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.
- [5] Igra O, Takayama K. Shock tube study of the drag coefficient of a sphere in a nonstationary flow[M]// Takayama K. Shock Waves. Berlin, Heidelberg: Springer, 1992: 491-497.
- [6] Tanno H, Itoh K, Saito T, et al. Interaction of a shock with a sphere suspended in a vertical shock tube[J]. Shock Waves, 2003, 13(3): 191-200.
- [7] Cagnoli B, Barmin A, Melnik O, et al. Depressurization of fine powders in a shock tube and dynamics of fragmented magma in volcanic conduits[J]. Earth and Planetary Science Letters, 2002, 204(1/2): 101-113.
- [8] Parmar M, Haselbacher A, Balachandar S. Modeling of the unsteady force for shock-particle interaction[J]. Shock Waves, 2009, 19(4): 317-329.
- [9] Annamalai S, Balachandar S. Faxén form of time-domain force on a sphere in unsteady spatially varying viscous compressible flows[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2017, 816: 381-411.
- [10] Chojnicki K, Clarke A B, Phillips J C. A shock-tube investigation of the dynamics of gas-particle mixtures: Implications for explosive volcanic eruptions[J]. Geophysical Research Letters, 2006, 33(15): L15309.
- [11] Cigala V, Kueppers U, Peña Fernández J J, et al. The dynamics of volcanic jets: Temporal evolution of particles exit velocity from shock-tube experiments[J]. Journal of Geophysical Research: Solid Earth, 2017, 122(8): 6031-6045.
- [12] Marjanovic G, Hackl J, Shringarpure M, et al. Inviscid simulations of expansion waves propagating into structured particle beds at low volume fractions[J]. Physical Review Fluids, 2018, 3(9): 094301.
- [13] Roache P J. Computational Fluid Dynamics[M]. Albuquerque: Hermosa Publications, 1972: 217-218.
- [14] 张鸣远,景思睿,李国君.高等工程流体力学[M].西安:西安交通大学出版社,2006:351-361.

(责任编辑:康 锋)