

# 轴对称管口激波绕射诱导的 复杂两相流动的数值分析

吴清松 董海波 徐燕侯

(中国科学技术大学力学和机械工程系 合肥 230026)

**摘要** 基于稀颗粒群假定下的双流体简化模型,采用具有高精度、高分辨率的数值方法,研究了粉尘气体中轴对称管口激波绕射诱导的复杂两相流动。得到非平衡两相流动不同于纯气体流动的一些基本物理特征,以及粒子物性参数改变对这些特性的影响。

**关键词** 粉尘气体 激波绕射 复杂两相流动 轴对称管 数值分析

中图法分类号 O359.2

## 1 引 言

火药武器发射以及低压段为开口的激波管试验时,都存在激波在管道出口的绕射现象。研究这类绕射问题,分析绕射激波诱导的复杂流场特性,对准确预定武器装备和实验设施自身所受到的气动载荷,对周围环境的超压和破坏效应,以及在周围环境中产生的噪音,都是必要的。因此,多年来该问题引起许多学者的注意,并从实验和理论上开展了研究<sup>[1,2]</sup>。但迄今为止,所有这些研究基本上都是针对纯气体情况。如果武器处在连续发射状态并造成膛内外均为硝烟弥漫环境,或者激波管用于粉尘气体实验,则实际流动是包含有大量固体颗粒的气固两相流。深入一步研究激波在两相介质中的绕射特性和诱导的复杂两相流动,既是两相流基础研究的一项重要内容,也对更切实际解决某些工程问题有一定指导意义。

由于问题的复杂性,作为初步探讨,我们按照稀颗粒群假设下的连续介质模型<sup>[3]</sup>,针对轴对称问题,从包含相间耦合作用的准守恒型 Euler 方程出发,采用算子分裂技术,综合使用对间断解具有高分辨率的 GRP 方法<sup>[4]</sup>以及其它高精度有限差分格式,数值模拟了该问题,得到粉尘气体中激波从管端出口处绕射时在近场处的复杂两相流场结构。通过与纯气体结果比较,揭示了固体颗粒出现和颗粒物性参数的改变带来的流场特性新变化。

## 2 简化模型和数值方法

考察一圆柱形管,其内外充满均匀散布某种固体颗粒的静止粉尘气体。管内有一平面激波自左向右沿管轴方向运动。设激波到达管端出口时,波后除松弛区外,两相已达平衡,

· 国家自然科学基金资助课题。

1995-08-22收到原稿,1996-01-19收到修改稿。

相应的冻结激波马赫数为  $M_{s_j}$ 。现研究该激波在轴对称管端出口处的绕射。

采用稀颗粒群下两相耦合的双流体模型,作如下基本假设:(1)系统无相变和化学反应。(2)气相视为可压缩理想流体,仅在两相作用时计及它的粘性和热传导。(3)粒相由直径一样、内部均温、有恒定比热的刚性小球组成。(4)不计粒子本身体积及粒子间相互作用力,忽略其粒相分压。对粒子的唯一作用形式是两相间摩擦和热传导。按照这些假设,取如下坐标系:管轴方向为  $x$  坐标,管径方向为  $r$  坐标,管口中心  $o$  为坐标原点, $t$  代表时间坐标,得如下轴对称非定常两相流动的准守恒型 Euler 方程组

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial E(U)}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [rF(U)] + \frac{\partial G(U)}{\partial r} = H(U) \quad (1)$$

其中

$$U = (\rho, \rho u, \rho v, \rho e, \rho_p, \rho_p u_p, \rho_p v_p, \rho_p e_p)^T \quad (2)$$

$$E(U) = (\rho u, \rho u^2 + p, \rho uv, (\rho e + p)u, \rho_p u_p, \rho_p u_p^2, \rho_p u_p v_p, \rho_p e_p u_p)^T \quad (3)$$

$$F(U) = (\rho v, \rho uv, \rho v^2, (\rho e + p)v, \rho_p v_p, \rho_p u_p v_p, \rho_p v_p^2, \rho_p e_p v_p)^T \quad (4)$$

$$G(U) = (0, 0, p, 0, 0, 0, 0, 0)^T \quad (5)$$

$$H(U) = (0, -f_x, -f_r, -u_p f_x - v_p f_r - q, 0, f_x, f_r, u_p f_x + v_p f_r + q)^T \quad (6)$$

这里下标  $p$  相应于粒相。 $p, \rho, u, v$  分别表示压力、密度、 $x$  和  $r$  方向的速度分量; $e = cT + [(u^2 + v^2)/2]$  为总比能( $T$  为温度, $c$  或为粒相比热,或为气相定容比热); $f_x, f_r$  和  $q$  分别为单位体积里粒子在  $x$  和  $r$  方向所受的力及热传导,其相应的阻力系数与热传导系数,选择适用性广、形式简单的关系式来确定<sup>[3]</sup>。另外,为使方程组封闭,需补充气体状态方程。设  $R$  代表气体常数,有

$$p = \rho RT \quad (7)$$

采用不同形式的算子分裂技术,将方程(1)分裂为如下解除两相耦合的两个不同空间方向的齐次偏微分方程和只包含两相耦合效应的常微分方程

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial E(U)}{\partial x} = 0 \quad (8)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [rF(U)] + \frac{\partial G(U)}{\partial r} = 0 \quad (9)$$

$$\frac{dU}{dt} = H(U) \quad (10)$$

再用全二阶精度格式离散各方程,并在每个时间步里续接求解。对(8)式和(9)式中气相方程,采用基于求解广义 Riemann 问题基础上,对间断具有高分辨率的一维 GRP 格式<sup>[4]</sup>及其对高维问题的推广方法<sup>[6]</sup>求解——对每个分裂方程,相比纯一维问题,在动量方程中多出一个垂直于所研究方向(横向)的动量方程;在能量方程中总能量增加了横向速度的动能。经推演,可得到在求解分裂方程时,横向速度是作为一个无源的被动标量沿分裂方向速度特征线输运。从而,可定义一个与一维条件下完全相同的广义 Riemann 问题,并按同样方法求奇点处的解。为保证被动输运量在分裂方向求解过程中具有相同精度,在构造分裂方向广义 Riemann 问题时,亦对横向速度构成一线性分布初态,依此分布及其相应的被动输运方程,确定横向速度及它对时间导数在奇点处的值。这样,GRP 格式所需要的在前进半个时间步长时,网格子域边界上的通量函数值即可求出。对(8)式和(9)式中粒相方

程取 Mac Cormack 格式求解<sup>[7]</sup>;而对方程(10),则采取预估-校正方法求解<sup>[5]</sup>。令  $L_x, L_r$  和  $L_m$  分别为相应于方程(8)、(9)、(10)的差分算子,我们构造了以下五步的复合求解格式

$$U_{ij}^{n+1} = L_m\left(\frac{\Delta t}{2}\right)L_x\left(\frac{\Delta t}{2}\right)L_r(\Delta t)L_x\left(\frac{\Delta t}{2}\right)L_m\left(\frac{\Delta t}{2}\right)U_{ij}^n \quad (11)$$

其中: $\Delta t_n$  是第  $n$  个时间步长,按满足气相计算稳定要求的 CFL 条件确定。计算中如遇固相参数产生抖动而使计算不稳定,则可通过减小 Courant 数选择以适当减小  $\Delta t_n$  数值。

### 3 数值结果分析

按前述模型和方法,数值计算了轴对称管口气固两相流中的激波绕射传播。由问题的对称性,取其轴上半部作为计算区域,选用的计算条件与有实验资料的纯气体情况<sup>[1]</sup>所设定的条件相对应:圆形管,管径  $D=152$  mm,管壁厚  $h=D/2$ ,管端出口处冻结激波马赫数  $M_{s1}=1.76$ ,波前未扰平衡粉尘气体  $p_1=1.01325 \times 10^5$  Pa,  $T_1=295$  K,  $u=0$ 。为考察高分辨率的 GRP 方法计算带间断解复杂流动的有效性,首先计算了相应的纯气体情况,并与实验结果作了对比。

图 1 示意了轴对称管端出口的上半部及其在纯气体下实验测试超压的位置点。图 2 则示出了纯气体下激波马赫数  $M_s=1.76$  的平面激波从端口开始绕射后,在  $t=1.5$  ms 时由实验观测的近端口处的放大阴影图<sup>[1]</sup>(注意:阴影图中标有 AL 记号的为轴对称条件下,相机从侧旁拍摄时在照片上形成的对称点轨迹线,勿与其它流场特征阴影线弄混;图形观察方向从右至左,与本文设定的座标方向相反)。图 3 给出了对应该时刻用 GRP 格式计算得到的气体密度等值线分布。图 4 则为文献[2]用高分辨率有限体积的 TVD 格式,并用局部加密网格方法计算出的相应结果。由实验观测图 2 可以看出,当平面激波从管端传出时,激波弯曲绕射,波后流场不再均质而变为有旋,开端处形成射流剪切层,并卷起成为旋涡。非定常的旋涡流与绕射激波后的有旋流场相耦合,在旋涡右侧形成二次激波,并逐步演化为由二次激波、马赫盘、绕射激波组成的马赫反射。在三波点处向右上方伸出一滑移面,在旋涡左上方形成另一再压激波。在主激波和马赫反射波系之间,还形成一密度、温度不连续的接触面。对照图 3、图 4 可以清楚看出,两种方法的数值结果基本重现了实验观测所得到的复杂流场结构形态,且各波系间相对位置也大体一致。但本文结果对分辨复杂流场的滑移面和接触面比文献[2]的结果要好。文献[2]是在局部加密网格条件下得到的。如果采用本文相同网格,用原始 TVD 格式计算,则旋涡左上方的再压激波也难以分辨出来<sup>[5]</sup>。众所周知,复杂流场形态的结构特征,粘性影响具有重要的作用。但对本文讨论的管口近尾区域,粘性影响主要集中于薄的剪切层和旋涡的涡核之中,当我们用无粘 Euler 方程近似模拟这种复杂的旋涡流场时,既要求离散格式有适当数值粘性,以限制涡核和管端口分离处的速度值有限,并规定剪切层的范围,使其尽可能与实际粘性效应相接近;但又不能使这种数值粘性过大,以致流场中其它重要特征如激波、接触面等间断因耗散抹平。从用 GRP 格式计算的数值结果看来,该格式引入的数值粘性是适中的,符合上述要求,从而较好地与实验结果相吻合。但是,对远离管口的尾流区域,当流动大部分发展为湍流时,差异就会越来越大,这种简化模型不再有效。对如此复杂的波系结构,GRP 格式能准确模拟出它的演化过程,表明此数值方法既有好的计算精度,又对间断解具有高的分

辨率。将此法推广用于两相带间断及其相互作用的流动计算,是合理且可行的。

对粉尘气体,先取粒子直径  $d=10\mu\text{m}$ , 载荷比  $\alpha=\rho_{p1}/\rho_1=1.0$ , 相对比热  $\beta=c_m/c_v=1.0$ , 粒子物质密度  $\sigma_p=2500\text{kg}/\text{m}^3$  作为基本情况进行计算,其结果与纯气体比较,得到粒子出现对流场特性的影响。进而改变以上四个参数中的一个参数,保持其它条件不变,与基本情况作比较计算,研究粒子物性改变所引起的两相流场结构变化。

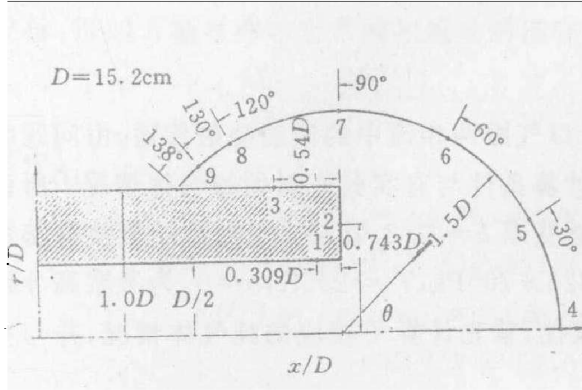


图1 纯气体下显示管端出口处测量位置示意图

Fig. 1 Schematic showing measurement locations near open tube end for pure gas

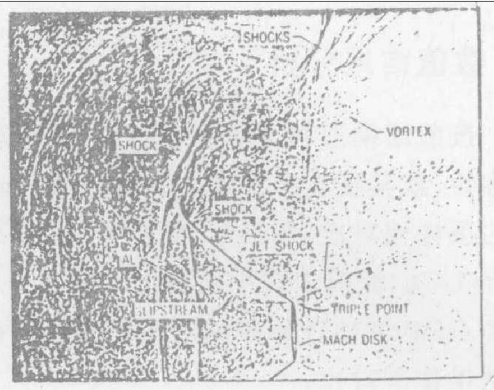


图2 纯气体下实验观测的在  $t=1.5\text{ms}$  时近管端处阴影图

Fig. 2 Experimentally observed shadowgraph near open tube end at  $t=1.5\text{ms}$  for pure gas

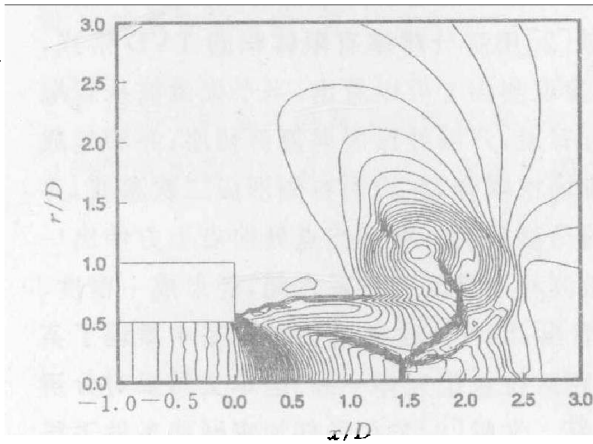


图3 纯气体下  $t=1.5\text{ms}$  时本文用 GRP 格式计算的等密度线

Fig. 3 Density contours computed by GRP scheme for pure gas at  $t=1.5\text{ms}$

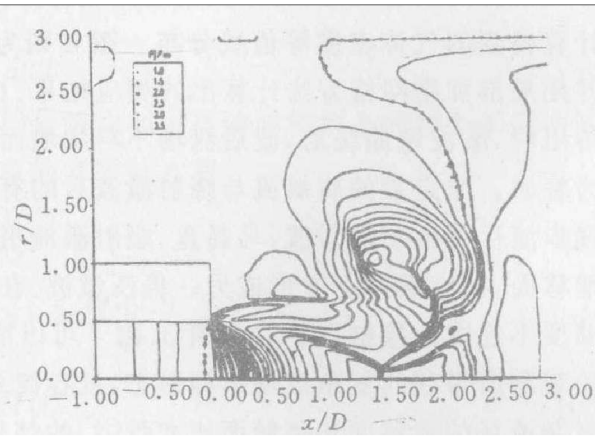


图4 纯气体下  $t=1.5\text{ms}$  时文献[2]用有限体积 TVD 格式计算的等密度线

Fig. 4 Density contours computed by TVD finite volume scheme for Pure gas at  $t=1.5\text{ms}$

图5示出了粉尘气体在前述基本情况下计算的激波从开端处绕射后  $t=0.8\text{ms}$  气相等密度线分布。图6则为相应于图5条件的纯气体结果。比较两图,可以看出,(1)当粉尘气体管端出口处的冻结激波强度与纯气体管端出口处激波强度相同时,绕射经过相同时间后,主激波到达位置基本相同。这是因为在粉尘气体条件下,尽管绕射激波后多了一个复杂的两相作用因素,气相的一部分动量传递给固体颗粒以带动粒子运动,但在相同入射激波强度下,粉尘气体相应的驱动压力较纯气体下高得多,可以补充其两相间作用对气相

动能的耗损。(2)粉尘气体中涡心在轴向  $x$  位置大体不变,但在径向  $r$  位置有所抬高,二次激波和接触面由近乎垂直于  $x$  轴变成向右下方倾斜,沿轴向到达的位置较远。这是因为绕射主激波后各个区段两相作用的松弛特性不相同。近轴部分激波接近正激波,强度最大;随  $r$  增大,绕射激波强度变弱。激波越强,波后松弛区越短,经松弛达到的最大压力愈高。这就使流场形成从轴线位置开始向左上方的压力降,导致涡心位置有所上抬,并使二次激波形成位置越靠近轴线越接近主激波,从而构成整个二次激波与接触面向右下倾斜。

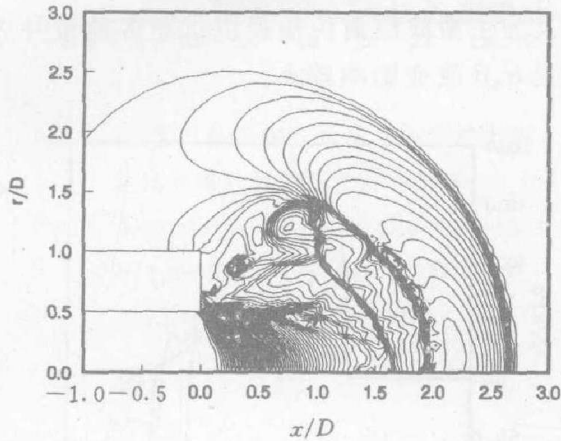


图 5 粉尘气体下  $t=0.8$  ms 时相应文中所述基本情况计算的气相等密度线

Fig. 5 Computed isopycnics of gas phase in dusty gas at  $t=0.8$  ms for basic case

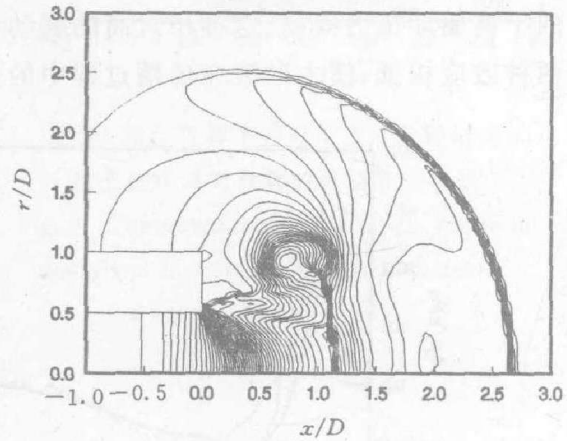


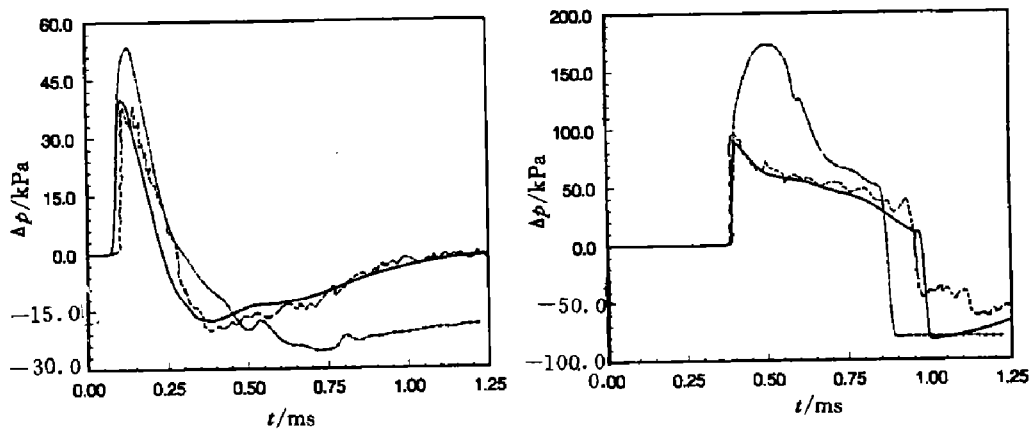
图 6 纯气体下相应于图 5 条件计算的等密度线

Fig. 6 Computed isopycnics for pure gas corresponding to Fig. 5

考察了流场中多个不同位置点上在纯气体和粉尘气体下压力随时间的变化,我们选择了图 1 四个测试点上的超压计算结果与纯气体下的测试结果(粉尘气体无实验结果资料)示于图 7 中。从图可以看出,纯气体下的计算与测试结果吻合较好,表明本文方法的可用性。对比粉尘气体和纯气体下计算结果,能够看出,离轴线垂直距离较近的点(测点 2、5),粉尘气体可能达到的最大超压峰值远大于纯气体,在正的超压作用时间里,各时间超压值亦大于纯气体。而离轴较远及管壁外部附近位置(测点 7、9),相对纯气体,粉尘气体所达到的超压峰值相近——稍高(测点 7)或略低(测点 9),而大部分时间的超压值要高,正的超压作用时间要长。总的看,粒子出现将使端口轴线方向环境的破坏效应和产生的噪音大大增强,但对管壁处影响要小些。

以图 5 对应计算条件作为参考条件,分别改变粒子四个参数  $d$ 、 $\alpha$ 、 $\beta$ 、 $\sigma_p$ (增大或减小)进行对比计算,选取  $\alpha=1.5$ ,  $d=15\mu\text{m}$  时的气相等密度线分布示于图 8、图 9 中。将此两图与图 5 比较,可以看出,两图相对图 5 的变化趋势不同:增大  $\alpha$  时,涡心径向  $r$  的相对位置抬得更高,二次激波与接触面向右下方倾角更大,与激波相交处距主激波更近。但增大  $d$  时与以上变化相反。其它未用图形显示的计算结果为:增大  $\beta$  或减小  $d$ 、或减小  $\sigma_p$  与增大  $\alpha$  时趋势一样,减小  $\alpha$  或减小  $\beta$ 、或增大  $\sigma_p$  与增大  $d$  时趋势一样。所有情况下的绕射主激波到达位置都同图 7 和图 8 所示,与图 5 基本相同。对于上述结果,构成差异的原因是,相对含灰计算基本情况,增大  $\alpha$ 、 $\beta$  或减小  $d$ 、 $\sigma_p$  都是使波后两相间相互作用效应增强,从而使前述与纯气体条件下绕射间差异进一步加大,反之则使差异减小。绕射主激波在相同

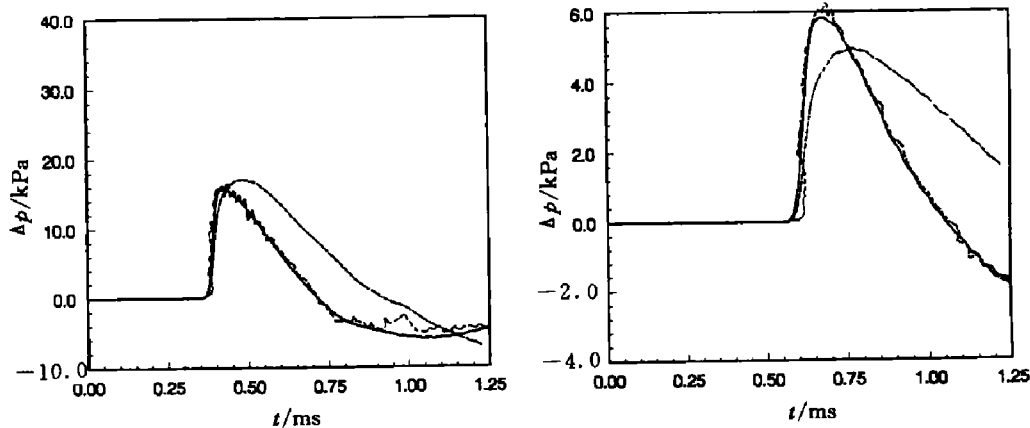
时间到达基本相同位置,说明所讨论的轴对称管口绕射情况,主激波在传播过程中的强度变化受粒子物性参数改变的影响很小。这是因为在相同  $M_{s1}$  下,改变  $d$  或  $\sigma_p$  并不改变波后平衡驱动压力,但却改变了绕射波后的松弛特征。 $d$  或  $\sigma_p$  减小均使粒子数目增加,两相间作用增强,相应的松弛长度显著减小。两相间作用增强导致气体动能耗损增大,但松弛长度显著减少又使气体动能耗损的范围减少。对所讨论的问题,两种相反效应大体相抵,使得在同样驱动压力下,主激波在传播过程中的强度不因  $d$  或  $\sigma_p$  变化而发生显著改变。 $\alpha$  或  $\beta$  增大,增强了两相间相互作用,使气体动能耗损加大,但入射激波强度相同时,波后对应的平衡驱动压力提高。这种相对高的驱动条件又为主激波绕射传播提供了更多能量补充。两种效应相抵,使主激波在传播过程中的强度受  $\alpha$ 、 $\beta$  改变影响较小。



(a)测点 2(管前壁上)

(b)测点 5( $\theta=30^\circ$ )

(a)At measurement location 2(on front face of tube)

(b)At measurement location 5( $\theta=30^\circ$ )(c)测点 7( $\theta=90^\circ$ )(d)测点 9( $\theta=130^\circ$ )(c)At measurement location 7( $\theta=90^\circ$ )(d)At measurement location 9( $\theta=130^\circ$ )

— 纯气体计算; ... 纯气体测量; - · - 粉尘气体计算

— Calculation for pure gas; ... Measurement for pure gas; - · - Calculation for dusty gas

图 7 不同位置上超压值随时间的变化

Fig. 7 Overpressure variations with time at different locations

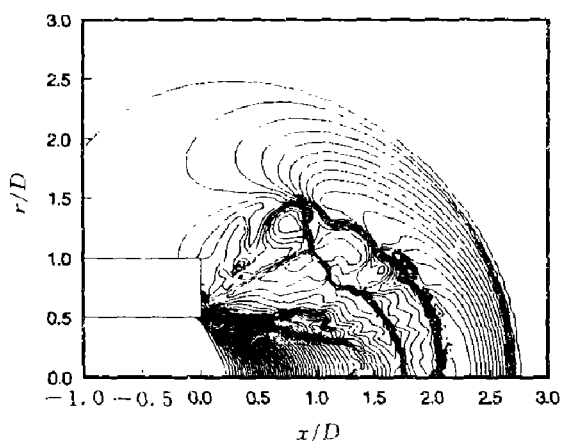


图 8 粉尘气体下相应于图 5 条件增大载荷比  $\alpha$  时计算的气相等密度线

Fig. 8 Computed isopycnics of gas phase in dusty gas as increasing load ratio  $\alpha$  corresponding to Fig. 5

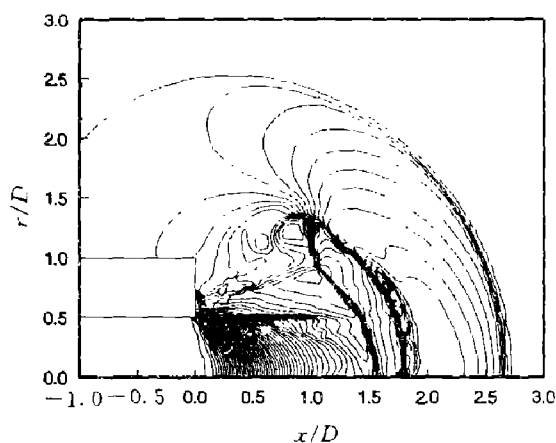


图 9 粉尘气体下相应于图 5 条件增大粒子直径  $d$  时计算的气相等密度线

Fig. 9 Computed isopycnics of gas phase in dusty gas as increasing particle diameter  $d$  corresponding to Fig. 5

#### 4 结 语

我们采用算子分裂技术,以高精度、高分辨率的 GRP 格式作为处理流场各种间断主要手段,辅以其它全二阶精度格式,数值模拟了粉尘气体中激波在轴对称管端出口处的绕射传播,得到绕射激波诱导的以两相松弛为特征的复杂流动结构形态。相对纯气体,粒子出现使管口近轴线处的环境超压峰值显著增大,但对远离轴线区域和管外壁部位,其影响较小。这对评价粉尘激波管低压出口端及火药武器发射时对周围环境和本身结构的破坏效应有一定参考。粒子物性参数改变,对于我们研究的轴对称管,其绕射激波强度受影响很小,但均使绕射波后流场的松弛特性发生变化,导致波后流场结构形态有一定改变。

本文的结论是在无粘流基础上,仅在两相间相互作用时计及气体粘性和热传导的简化假定下得到的,没有计入高温气体效应,亦未考虑管端出口前膛内包括边界层、湍流影响等复杂情况。因此,复杂两相流场的计算结果只是初步的,并有待实验资料作比较。

#### 参 考 文 献

- Schmidt E M, Duffy S. Noise from Shock Facilities. AIAA Paper 85-0049, 1985
- Wang J C T, Widhopf G F. Numerical Simulations of Blast Flow Fields Using a High Resolution TVD Finite Volume Scheme. AIAA Paper 87-1320, 1987
- Crow C T. Review—Numerical Models for Dilute Gas-Particle Flows. Journal of Fluid Engineering, 1982, 104: 297~303
- Ben-Artzi M, Falcovitz J. An Upwind Second-Order Scheme for Compressible Duct Flows. SIAM J Sci Statistic Compute, 1986, 7(3): 744~768
- 吴清松. 粉尘气体中的球激波. 力学学报, 1994, 26(6): 671~678
- 吴清松,董海波. GRP 格式推广用于多维复杂流动的数值计算. 空气动力学学报, 待发表。
- Mae Cormack T W. The Effects of Viscosity in Hypervelocity Impact Cratering. AIAA Paper 69-354, 1969
- Strang G. On the Construction and Comparison of Finite Difference Schemes. SIAM Journal on Numerical Analysis, 1968, 5(3): 506~517

## NUMERICAL ANALYSIS OF COMPLEX TWO-PHASE FLOW INDUCED BY SHOCK DIFFRACTION FROM AN OPEN AXISYMMETRICAL TUBE

Wu Qingsong, Dong Haibo, Xu Yanhou

*(University of Science and Technology of China, Hefei, 230026)*

**ABSTRACT** In this paper, based on the simplified two-fluid model under the assumption of dilute gas-particle suspensions, the complex two-phase flow induced by shock diffraction from an open axisymmetrical tube in a dusty gas has been investigated by using high accuracy and high resolution schemes. The basic features of the non-equilibrium two-phase flow which are different from the pure gas, and the effects of changing the physical properties on these features have been obtained.

**KEY WORDS** dusty gas, shock diffraction, complex two-phase flow, axisymmetrical tube, numerical analysis