

高压物理学报

高速气体与椭圆柱云相互作用的数值研究

王雅 蒋灵杰 邓小龙

Numerical Study of the Interaction between High-Speed Gas and Elliptical Column Cloud

WANG Ya, JIANG Lingjie, DENG Xiaolong

引用本文:

王雅, 蒋灵杰, 邓小龙. 高速气体与椭圆柱云相互作用的数值研究[J]. 高压物理学报, 2020, 34(1):012301. DOI: 10.11858/gywlb.20190748

WANG Ya, JIANG Lingjie, DENG Xiaolong. Numerical Study of the Interaction between High-Speed Gas and Elliptical Column Cloud[J]. Chinese Journal of High Pressure Physics, 2020, 34(1):012301. DOI: 10.11858/gywlb.20190748

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.11858/gywlb.20190748>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

模拟舱室内部气云爆炸载荷的不同精度WENO格式比较

Comparisons of Different Precision WENO Schemes for Simulating Blast Load of Gas Cloud Explosion inside a Cabin
高压物理学报. 2018, 32(4): 042302 <https://doi.org/10.11858/gywlb.20170689>

基于PPM的界面压缩方法研究

Interface Compression Technique in PPM
高压物理学报. 2019, 33(5): 052302 <https://doi.org/10.11858/gywlb.20180663>

一种提高极值点处精度的三阶WENO-Z改进格式及应用

An Improved Third-Order WENO-Z Scheme for Achieving Optimal Order near Critical Points and Its Application
高压物理学报. 2018, 32(3): 032302 <https://doi.org/10.11858/gywlb.20170696>

密度非均匀流场中冲击加载双模态界面失稳现象的数值模拟

Numerical Study of Shock Wave Impacting on the Double-Mode Interface in Nonuniform Flows
高压物理学报. 2018, 32(1): 012301 <https://doi.org/10.11858/gywlb.20170501>

激波冲击V形界面的RM不稳定性实验研究

Experimental Investigation on Richtmyer-Meshkov Instability of a "V" Shaped Interface Subjected to Shock Wave
高压物理学报. 2017, 31(6): 718 <https://doi.org/10.11858/gywlb.2017.06.006>

激波两次冲击下重气柱Richtmyer-Meshkov不稳定性的粒子图像测速研究

A Particle Image Velocimetry Study of Richtmyer-Meshkov Instability in a Twice-Shocked Heavy Gas Cylinder
高压物理学报. 2016, 30(6): 463 <https://doi.org/10.11858/gywlb.2016.06.005>

高速气体与椭圆柱云相互作用的数值研究

王雅¹, 蒋灵杰¹, 邓小龙^{1,2}

(1. 北京计算科学研究中心, 北京 100193;
2. 弗吉尼亚大学, 美国弗吉尼亚州夏洛茨维尔 22904)

摘要: 高速颗粒流在天文、自然灾害、工业安全、医疗工业和国防等领域有着重要应用。采用基于分层流模型的直接数值模拟方法, 对平面激波与椭圆柱云的相互作用进行数值研究, 重点关注椭圆柱横截面的不同长短轴之比和椭圆柱横截面长轴与来流方向所成角度对流场的影响, 从气体来流方向上的速度、 x 轴和 y 轴方向上的均方根速度、动能、内能和湍动能的分布上进行分析, 对能量在计算域的上游区域、椭圆柱云区域和下游区域进行定量分析。同时针对椭圆柱改进了一维体积平均模型, 利用该模型拟合了由直接数值模拟得到的反射激波和透射激波位置, 获得了最适配的一维体积平均模型中的人工有效阻力系数, 并探讨此系数的分布规律。

关键词: 激波; 椭圆柱; 直接数值模拟; 一维体积平均模型

中图分类号: O359; O354.5

文献标识码: A

高速气体和固体颗粒群的相互作用是一类典型的可压缩多相流问题, 广泛存在于天文、自然灾害、工业安全、医疗工业和国防等领域, 如超新星爆炸^[1]、火山爆发^[2]、粉尘爆炸^[3]、无针注射^[4]和炸弹爆炸^[5]等。在高速颗粒流中, 颗粒体积分数的 α_d 是一个重要参数^[6]。当 $\alpha_d \ll 1$ 时, 颗粒之间彼此远离, 颗粒间的碰撞效应可以忽略不计^[7]; 当 $\alpha_d \geq 0.5$ 时, 颗粒之间彼此靠近, 颗粒间的碰撞是其运动的主要机制, 流体对固体颗粒的作用可以忽略不计^[8]。本研究的固体体积分数为15%, 属于 $0.001 < \alpha_d < 0.5$ 范围^[8], 此时流体与颗粒的相互作用以及颗粒之间的相互作用变得尤为重要^[9-10]。

在物理实验方面, Rogue等^[11]在垂直激波管中进行了激波与水平颗粒床相互作用的实验。Wagner等^[12]使用多相流激波管(Multiphase shock tube, MST)对激波与颗粒帘的相互作用进行实验研究, 观察到反射激波和透射激波的产生和传播, 以及颗粒帘宽度扩张和传播过程。Wagner等^[13]利用X射线测量技术改进了激波管, 以观察在整个实验过程中颗粒帘内部体积分数的分布变化。Theofanous等^[14-15]使用ASOS激波管研究激波与颗粒帘的相互作用, 发现了此类实验中存在时间标度(Time scaling)现象, 进而总结出颗粒帘宽度在实验前期加速扩张、实验后期匀速扩张的规律。

在数值模拟方面, 研究颗粒流的常用方法有点颗粒模型法^[16-17]和直接数值模拟(Direct numerical simulation, DNS)方法, DNS方法又包括基于网格重构的拉格朗日-欧拉移动网格法(Arbitrary Lagrangian-Eulerian, ALE)^[18]和浸入边界法(Immersed boundary method, IBM)^[19-21]等。Zhu等^[22]使用界面解析的DNS方法研究了不同形状(椭球和圆球)的颗粒在湍流通道中的流动。Zastawny等^[23]使用改进的镜像浸入边界法进行DNS, 推导了流动中4种非球形颗粒的阻力和升力系数以及扭矩系数。邹立勇等^[24]实验研究了在马赫数为1.18的平面激波冲击作用下, 双椭圆界面R-M不稳定性演化的动力学过程。2018年Jiang等^[25]基于分层流模型^[26-27]在笛卡尔背景网格下, 进行了高速气体与二维圆柱云相互作用

* 收稿日期: 2019-03-25; 修回日期: 2019-05-07

基金项目: 中国工程物理研究院院长基金(201501043); 国家自然科学基金(U1530401)

作者简介: 王雅(1994—), 女, 学士, 主要从事流体力学研究. E-mail: wangya@csrc.ac.cn

通信作者: 邓小龙(1981—), 男, 博士, 特聘研究员, 主要从事流体力学研究.

E-mail: xiaolong.deng@csrc.ac.cn

前期的系统性数值模拟,并对高速气体与三维圆球云的数值模拟进行了初步探究。Deng 等^[28]进一步探讨了高速气体与三维圆球云相互作用后期的相关规律,发现了与 Theofanous 等^[14-15]实验中获得的时间尺度类似的现象。

本研究基于分层流模型^[26-27],在前人^[25, 28]的基础上拓展研究,对平面激波与椭圆柱云的相互作用进行 DNS,重点关注椭圆柱横截面不同长轴之比(λ)以及椭圆柱横截面长轴与来流方向成不同角度(θ)时对流场的影响程度。图 1 为椭圆柱横截面几何示意图,其中 a 为椭圆柱横截面长轴长, b 为椭圆柱横截面短轴长, $\lambda = a/b$ 表示长轴之比, θ 表示 x 轴(流场来流方向)与长轴之间的夹角。

1 数值方法

本研究采用的数值方法是基于 Chang 和 Liou^[27]提出的分层流模型,其控制方程如下

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial t} \int_{V_g} \rho_g dV_g + \oint_{S_g} (\rho_g \mathbf{v}_g) \cdot \mathbf{n} dS_g = 0 \\ \frac{\partial}{\partial t} \int_{V_g} \rho_g \mathbf{v}_g dV_g + \oint_{S_g} (\rho_g \mathbf{v}_g \mathbf{v}_g) \cdot \mathbf{n} dS_g + \oint_{S_g} p \mathbf{n} dS_g = 0 \\ \frac{\partial}{\partial t} \int_{V_g} \rho_g E_g dV_g + \int_V p \frac{\partial \alpha_g}{\partial t} dV + \oint_{S_g} (\rho_g H_g \mathbf{v}_g) \cdot \mathbf{n} dS_g = 0 \end{cases} \quad (1)$$

式中:下标“g”表示气相; ρ 为密度; $\mathbf{v}$ 为速度矢量; $\mathbf{n}$ 为控制体边界的单位外法向量; p 为压力; E 和 H 分别为每个控制体的总能量和总焓; S_g 为控制体中气体相的表面积; $V_g = \alpha_g V_i$,其中 V_g 为控制体中的气相体积, α_g 为气体的体积分, V_i 为控制体的体积。应用理想气体状态方程来封闭式(1)。采用有限体积法(Finite volume method, FVM)离散控制方程,空间重构使用三阶 TVD 格式,由于不同控制体的体积分 α_g 不都相同,每个控制体界面可以重构为气-气、固-固和气-固 3 个部分,如图 2 所示。其中气-气界面之间的通量使用 AUSM⁺-up 近似黎曼解法器^[27, 29-30]计算,时间推进采用三阶龙格库塔(Runge-Kutta)方法,计算网格使用笛卡尔网格。本研究主要针对激波与椭圆柱云相互作用的前期阶段,可认为此时椭圆柱固定不动。由于流场的流速较高,因此椭圆柱所受的合外力仅通过圆柱表面对压力积分获得,而忽略流体黏性对椭圆柱受力的影响。气-固界面采用滑移边界条件。使用 MPI 实现并行计算,以便进行大规模数值模拟。

2 平面激波与椭圆柱云相互作用研究

2.1 方法验证

通过测试网格的收敛性检验本方法的正确性。采用 4 种不同分辨率的网格进行数值模拟。表 1 列出了不同分辨率下 x 和 y 方向上的网格数 N_x 和 N_y ,以及解析椭圆短轴所使用的网格数 n_b ,计算区域设置见图 3(a)。椭圆圆心位于原点(0,0)处,入射激波位于 $x = -0.04$ 处,计算域为 $x \in [-0.140, 0.140]$, $y \in [-0.084, 0.084]$, $z \in [-0.020, 0.020]$ 。为了节省计算资源,当 $x \in [-0.056, 0.056]$ 且 $y \in [-0.028,$

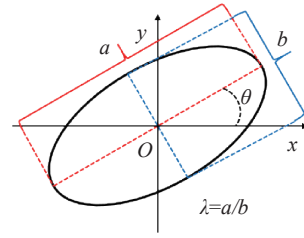


图 1 椭圆柱横截面几何示意图

Fig. 1 Illustration of the geometry for the cross-section of the elliptical cylinder

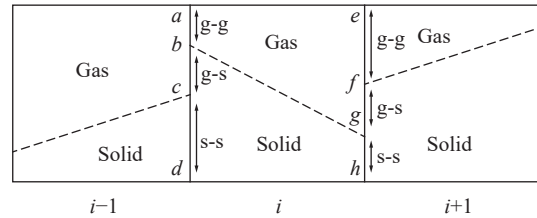


图 2 分层流模型示意图^[25]($i-1$, i 和 $i+1$ 表示网格索引号,界面 $\overline{ab}$ 和 $\overline{ef}$ 为气-气界面, $\overline{bc}$ 和 $\overline{fg}$ 为气-固界面, $\overline{cd}$ 和 $\overline{gh}$ 为固-固界面)

Fig. 2 Illustration of the stratified flow model^[25] (Where $i-1$, i and $i+1$ are the indexes of the cell. $\overline{ab}$ and $\overline{ef}$ are the interfaces between the gas phases, $\overline{bc}$ and $\overline{fg}$ are the interfaces between the gas phase and solid phase, $\overline{cd}$ and $\overline{gh}$ are the interfaces between the solid phases.)

0.028] 时, 网格间距是均匀的, 且在该区域 $\Delta x = \Delta y$; 除此之外, x 和 y 方向采用不等间距的拉伸网格, z 方向上的均匀网格个数设置为 2, 且该方向上两侧为周期性边界条件。图 3(a) 的上下边界条件为周期性边界条件, 左边界为入口边界条件, 右边界为出口边界条件, 入口边界和出口边界都按照气体的初始条件设置为固定值。气体初始条件为: 波前 $(p, T, u)_R = (8.2349 \times 10^4 \text{ Pa}, 294.9 \text{ K}, 0.0 \text{ m/s})$, 波后 $(p, T, u)_L = (2.5489 \times 10^5 \text{ Pa}, 425.2 \text{ K}, 309.1 \text{ m/s})$ 。

表 1 网格收敛性分析实验中使用的 4 种网格

Table 1 Four meshes used in the convergence analysis experiment

Mesh	n_b	N_x	N_y
1	8	112	64
2	16	224	128
3	32	448	256
4	64	896	512

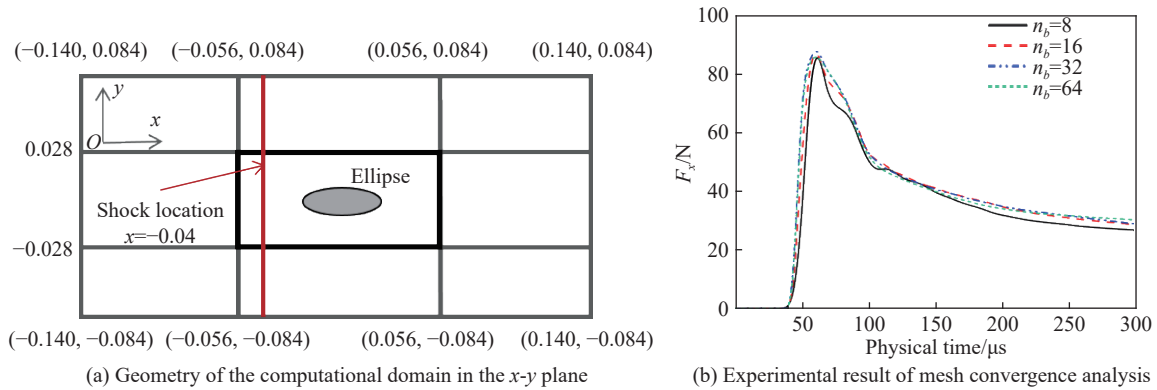


图 3 网格收敛性分析实验示意图

Fig. 3 Illustration of the convergence analysis experiment

在此初始条件下可以产生马赫数 $Ma = 1.67$ 的运动激波。图 3(b) 显示了网格收敛性的数值模拟结果, 主要考察了 x 方向上椭圆柱所受的外力 F_x 随时间的演化规律。从图 3(b) 中可以看出: 随着 n_b 的增加, 数值模拟结果显示出很好的收敛性, 且当 $n_b = 32$ 时, 数值模拟结果与 $n_b = 64$ 时的结果吻合很好。因此, 以下均使用 $n_b = 32$ 的网格进行 DNS。

2.2 直接数值模拟

设入射激波马赫数 $Ma = 1.67$, 气体初始条件与 2.1 节中的初始条件相同, 网格分辨率 n_b 取为 32。初始流场设置见图 4, 入射激波位于 $x = -2.5$, 计算域为 $x \in [-3.0, 4.0]$, $y \in [-0.5, 0.5]$, $z \in [-0.1, 0.0]$ 。为了节省计算资源, 当 $x \in [-0.65, 0.65]$ 时, 采用等间距网格, 除此之外, x 方向采用拉伸网格, y 方向采用均匀网格, z 方向上的网格个数设置为 1。椭圆柱云位于 $x \in [-0.5, 0.5]$ 区域, 其宽度 $L = 1$ 。椭圆柱个数 $N_p = 440$, 椭圆柱的横截面均相同, 其排布参照 Jiang 等^[25] 的排布方案。表 2 列出了 λ 为 2、3 和 4 时网格的设置, a 为椭圆柱横截面长轴长, b 为椭圆柱横截面短轴长, Δx 为均匀网格区域网格的宽度, N_x 和 N_y 分别表示 x 和 y 方向上的网格总数, N 为整个计算区域内的网格总数。

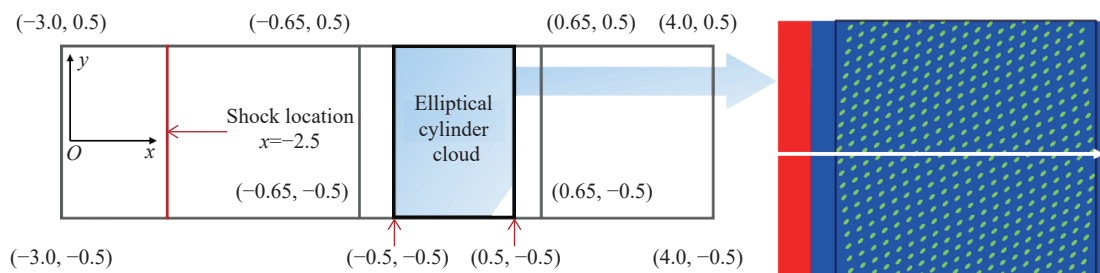
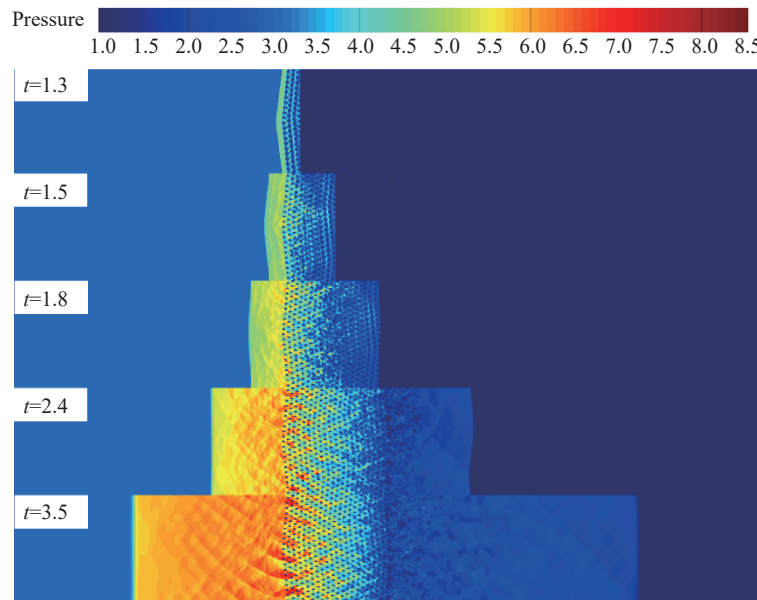
图 4 x - y 平面计算区域设置示意图 (右图为初始椭圆柱云分布图, 蓝色表示低压区域, 红色表示高压区域)Fig. 4 Illustration of the computational domain setting in the x - y plane (The right plot shows the initial distribution of the elliptical cylinder cloud. The red and blue regions represent the high-pressure and low-pressure regions, respectively.)

表 2 平面激波与椭圆柱云相互作用数值模拟使用的网格设置

Table 2 Mesh settings in numerical simulation of the interaction between plane shock and elliptical column cloud

λ	N_p	a	b	$\Delta x/10^{-4}$	N_x	N_y	$N/10^6$
2	440	0.029 44	0.014 72	4.59	3 894	2 176	8.5
3	440	0.036 04	0.012 02	3.75	4 763	2 666	12.7
4	440	0.041 64	0.010 41	3.25	5 500	3 078	16.9

在数值模拟过程中,可以观察到类似于高速气体与圆柱云相互作用的物理现象^[25]。图 5 显示了当 $\lambda=2$ 、 $\theta=0^\circ$ 时,无量纲时间 t 为 1.3、1.5、1.8、2.4 和 3.5 时流场中的压强分布,其中压强采用初始时刻波前压强 (8.234×10^4 Pa) 进行了无量纲化处理。从图 5 中可以看出:在激波与椭圆柱云相互作用的过程中产生了一道向流场上游运动的反射激波和一道向流场下游运动的透射激波;当无量纲时间为 2.4 和 3.5 时,在椭圆柱云内部和流场下游部分区域流场扰动较大,原因是此区域存在激波的反射以及激波之间的相互作用。

图 5 当 $\lambda=2$ 、 $\theta=0^\circ$ 时,不同无量纲时间下流场的无量纲压强分布Fig. 5 Distributions of the dimensionless pressure at different dimensionless time when $\lambda=2$ and $\theta=0^\circ$

为了定量分析流场,先给出本研究所涉及的部分变量的定义^[8],变量 ϕ 的体积平均可以定义为

$$\bar{\phi} \equiv \frac{1}{V} \int_V \phi dV \quad (2)$$

式中: V 为连续相和离散相的总体积。连续相的相平均(或雷诺平均)定义为

$$\langle \phi \rangle \equiv \frac{1}{V_c} \int_{V_c} \phi dV \quad (3)$$

式中: V_c 为 V 中连续相的体积。质量平均 $\tilde{\phi}$ 定义为

$$\tilde{\phi} \equiv \frac{\overline{\rho\phi}}{\bar{\rho}} = \frac{\langle \rho\phi \rangle}{\langle \rho \rangle} \quad (4)$$

均方根(RMS)速度 u_i'' 定义为

$$u_i'' \equiv \sqrt{\tilde{u}_i^2 - \bar{u}_i^2} \quad (5)$$

式中:下标 i 表示速度的 3 个方向, $\tilde{u}_i^2$ 表示速度 u_i^2 的质量平均, $\bar{u}_i^2$ 表示 $\bar{u}_i$ 的平方。连续相的体积平均后的

内能、动能和湍动能的定义^[8]分别为

$$E_i = \langle \rho_c \rangle \tilde{e} = \frac{\langle p \rangle}{\gamma - 1} \quad (6)$$

$$E_k = \frac{\langle \rho_c \rangle \tilde{u}_i \tilde{u}_i}{2} \quad (7)$$

$$k = \frac{\langle \rho_c u_i'' u_i'' \rangle}{2} \quad (8)$$

为了便于描述,将计算域分为 3 部分,即上游区域、椭圆柱云区域和下游区域,如图 6(e) 所示,其中椭圆柱云的边界分为椭圆柱云上游边界(UFC)和椭圆柱云下游边界(DFC)。图 6 展示了在 $t = 3.5$, λ 为 2、3、4 时,椭圆柱横截面长轴与来流方向呈不同角度时的流场速度(u)、流场内能和流场动能在计算域中沿着 x 方向的分布。从图 6 中可以看出:随着 θ 从 0° 增大到 135° ,入射激波与椭圆柱云正面冲击的有效面积先增大后减小,椭圆柱云对入射激波的反射效果也先增强后减弱;当 θ 达到 90° 时,入射激波与椭圆柱云正面冲击的有效面积最大,椭圆柱云对入射激波的反射效果最强。从图 6 中来流速度 u 的分布可以看出,当 $\theta = 90^\circ$ 时,反射激波位置离 UFC 最远,而透射激波位置离 DFC 最近。从内能分布图中也可以看出,与其他角度相比,当 $\theta = 90^\circ$ 时,反射激波与 UFC 之间的区域中的内能相对于初始时刻的内能增加更大,而下游区域中内能增加最小。从动能分布中可以看出,当 $\theta = 90^\circ$ 时,入射激波对下游的

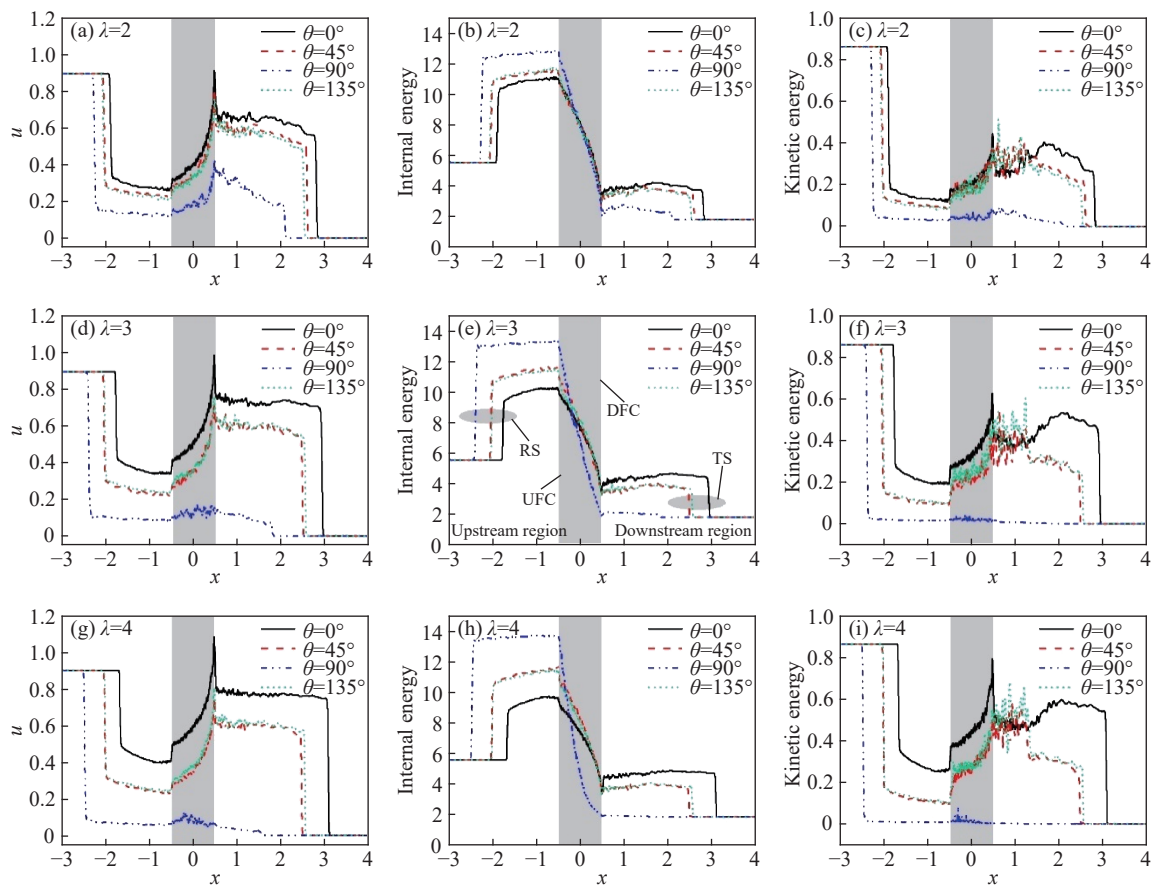


图 6 $t = 3.5$ 时不同 λ 下 θ 分别为 0° 、 45° 、 90° 、 135° 时的流场速度、流场内能和流场动能分布(灰色矩形区域表示椭圆柱云,RS、TS、UFC、DFC 分别表示反射激波、透射激波、椭圆柱云上游边界、椭圆柱云下游边界)

Fig. 6 Distributions of the fluid velocity, fluid internal energy and fluid kinetic energy with different λ when θ equals to 0° , 45° , 90° , 135° at dimensionless time $t = 3.5$ (The gray rectangular regions stand for the elliptical cylinder cloud.

Hereafter, RS, TS, UFC and DFC mean reflected shock, transmitted shock, the upstream front of elliptical column cloud, and the downstream front of elliptical column cloud, respectively.)

影响相比其他角度来说更小,说明流场中的能量更多以内能形式保留在从反射激波面到 UFC 之间的区域中,而较少输入流场的下游。由于椭圆柱云的分布具有沿中心轴上下近似对称的性质,如图 4 所示,因此当 $\theta=45^\circ$ 和 135° 时,流场中主流速度 (u)、内能和动能的分布也具有相似性。

图 7 显示了在无量纲时间 $t=3.5$ 且 θ 不变, λ 分别为 2、3、4 时的主流速度、流场内能和流场动能在 x 方向上的分布。当 $\theta=0^\circ$ 时,随着 λ 从 2 增加到 4,相同面积的椭圆逐渐变得细长,入射激波与椭圆柱云正面冲击的有效面积减小,椭圆柱云对入射激波的反射效果减弱。从图 7 中来流速度 u 的分布来看,当 $\theta=0^\circ$ 、 $\lambda=2$ 时,反射激波间断面离 UFC 最远,透射激波的间断面离 DFC 最近。从内能分布图中也可以看出,随着 λ 的增大,反射激波与 UFC 之间的区域中的内能相对于初始时刻内能上升的幅度减小,传递到下游的内能相对于初始时刻内能逐渐增加,流场下游区域的内能占流场总内能的比例逐渐增加。从动能分布来看,随着 λ 的增加,动能整体增加。而当 $\theta=90^\circ$ 时,随着 λ 的增大,反射激波与 UFC 之间的区域中的内能相对于初始时刻内能上升的幅度增加,传递到下游的内能相对于初始时刻内能逐渐减少,流场上游区域中的内能占流场总内能的比例逐渐增加,且此时流场中的动能随着 λ 的增加而减小,但差别不大。当 $\theta=45^\circ$ 时,不同的 λ 下,入射激波与椭圆柱云正面冲击的有效面积差异较小,因此 λ 的不同对主流速度、流场内能和流场动能的影响较小。

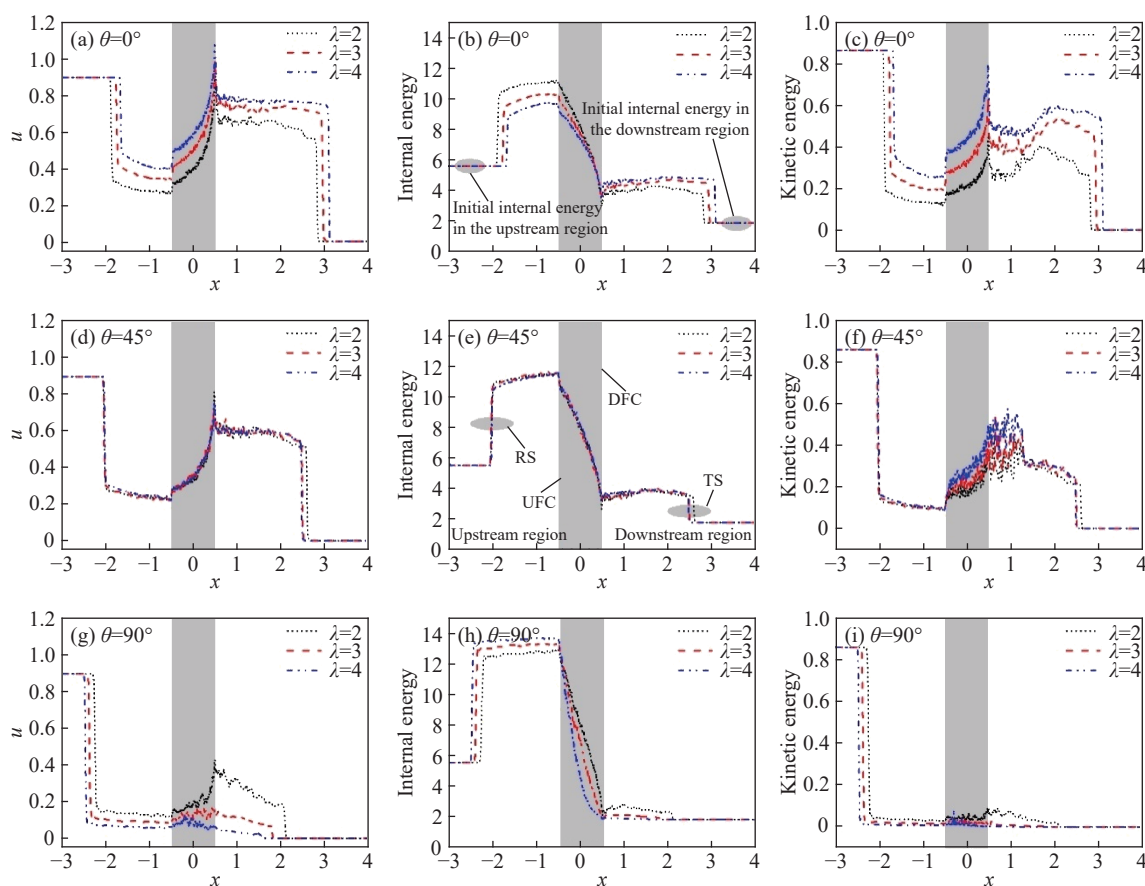


图 7 $t=3.5$ 时不同 θ 下 λ 分别为 2、3、4 时,流场速度、流场内能和流场动能的分布(灰色矩形区域表示椭圆柱云)

Fig. 7 Distributions of the fluid velocity, fluid internal energy and fluid kinetic energy with different θ , when λ equals to 2, 3, 4, at dimensionless time $t=3.5$, where the gray rectangular regions stand for the elliptical cylinder cloud

图 8 显示了在无量纲时间 $t=3.5$ 时,相同 θ 下,当 λ 从 2 增加到 4,沿 x 和 y 方向上的 RMS 速度 (u'' , v'') 和湍动能的分布,虚线之间的区域表示椭圆柱云。可以观察到,当 θ 为 0° 、 45° 和 135° 时, λ 的变化对 u'' 、 v'' 和湍动能分布的影响较小,此时 u'' 、 v'' 和湍动能数值较大的区域分布在 DFC 附近。当 $\theta=90^\circ$ 时,随着 λ 的增加, u'' 、 v'' 和湍动能的分布区域逐渐收窄,此时湍动能数值较大的区域分布在 UFC 附近。

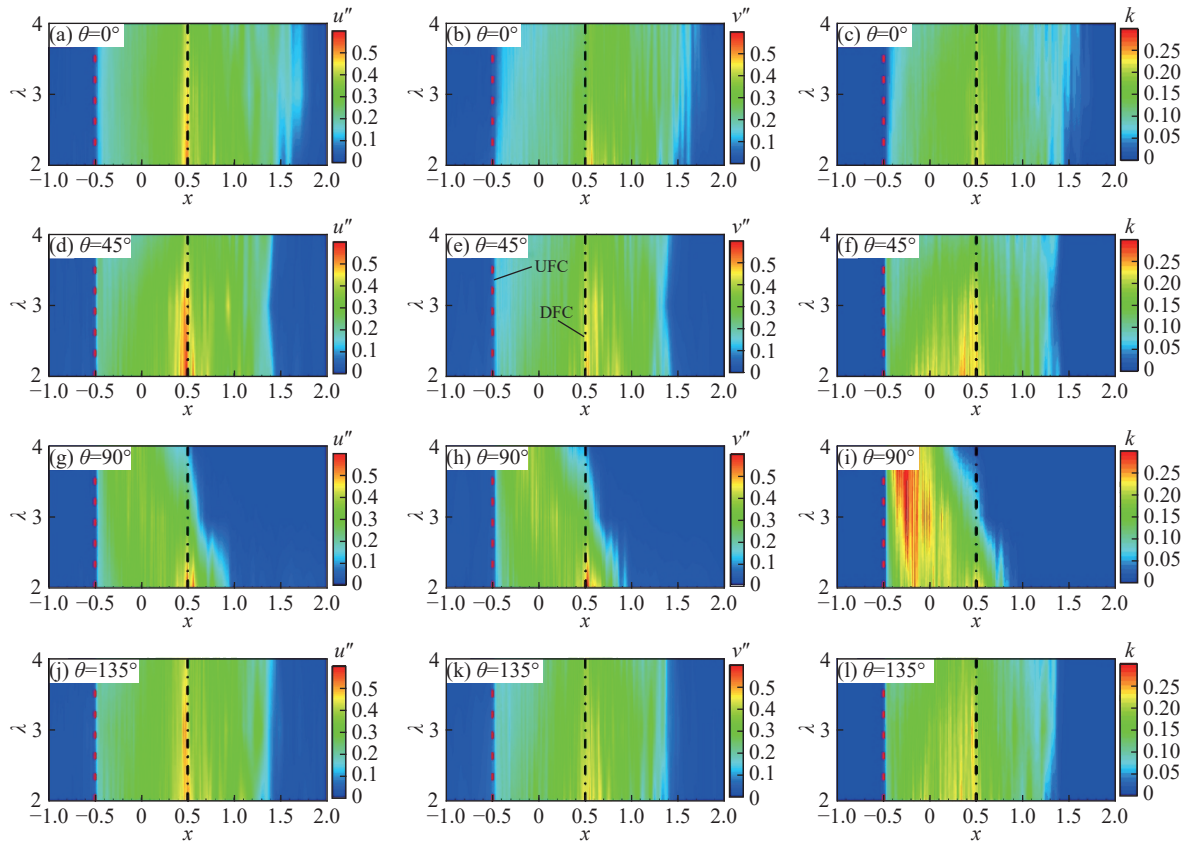


图 8 $t = 3.5$, $\theta = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ$ 时流场 RMS 速度 u'' 、 v'' 以及湍动能 k 在不同 λ 下沿 x 方向的分布

Fig. 8 Distributions of the fluid RMS velocity u'' , v'' and turbulent kinetic energy k in the x -direction at different λ , when θ is equal to $0^\circ, 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ$ at dimensionless time $t = 3.5$

为了探究更详细的规律, 需要对流场内能、流场动能和流场湍动能进行定量分析, 将计算域 $x \in [-3.0, 4.0]$ 分为 3 部分, 分别是计算域上游区域 ($x \in [-3.0, -0.5]$)、椭圆柱云区域 ($x \in [-0.5, 0.5]$) 和计算域下游区域 ($x \in [0.5, 4.0]$), 在每个计算区域内对内能、动能和湍动能进行积分, 如图 9 所示, 图中标出了每个区域具体积分值以便分析。

从内能分布来看, 对于不同的 λ 和 θ , 在上游区域中的内能占整个流场中内能的比例最大。随着 λ 的增大, 主要差异体现在: 当 $\theta = 0^\circ$ 时, 上游区域内能从 23.8 减小到 20.6; 而当 $\theta = 90^\circ$ 时, 变化趋势则相反, 内能从 29.4 增加到 32.9, 同时内能在此区域中的值比其他角度在此区域中的值都大, 在椭圆柱云区域, 内能从 4.2 减小到 1.9, 在下游区域, 内能从 7.8 减小到 6.8; 当 $\theta = 45^\circ, 135^\circ$ 时, 在不同 λ 下, 每个区域的内能对 λ 的变化不敏感。

从动能分布来看, 当 $\theta = 0^\circ$ 时, 随着 λ 的增大, 动能在上游区域从 1.18 增加到 1.54, 在椭圆柱云区域从 0.10 增加到 0.23, 在下游区域从 0.83 增加到 1.53; 当 $\theta = 90^\circ$ 时, 趋势则相反, 随着 λ 的增大, 动能在上游区域、椭圆柱云区域和下游区域都逐渐减小; 当 $\theta = 45^\circ, 135^\circ$ 时, 随着 λ 的增大, 动能在 3 个区域的值缓慢增加。

从湍动能分布来看, 当 θ 处于不同角度下, 湍动能在上游的值均很小, 主要分布在椭圆柱云区域和下游区域。当 $\theta = 0^\circ, 45^\circ, 135^\circ$ 时, 随着 λ 的增加, 湍动能在椭圆柱云区域和下游区域的值都逐渐减小; 当 $\theta = 90^\circ$ 时, 湍动能主要分布在椭圆柱云区域。

图 10 展示了流场总内能、流场总动能和流场湍动能在 $t \in [1.2, 3.5]$ 的演化过程。因为 $t \in [0, 1.2]$ 时, 流场中的激波未与椭圆柱云相互作用, 因此该过程中的能量变化规律并不重要, 可以忽略。这里主要讨论当 $x \in [1.2, 3.5]$ 时 3 个量的变化。3 个量中流场总内能总是随着时间的增加而逐渐增大。当 $\theta =$

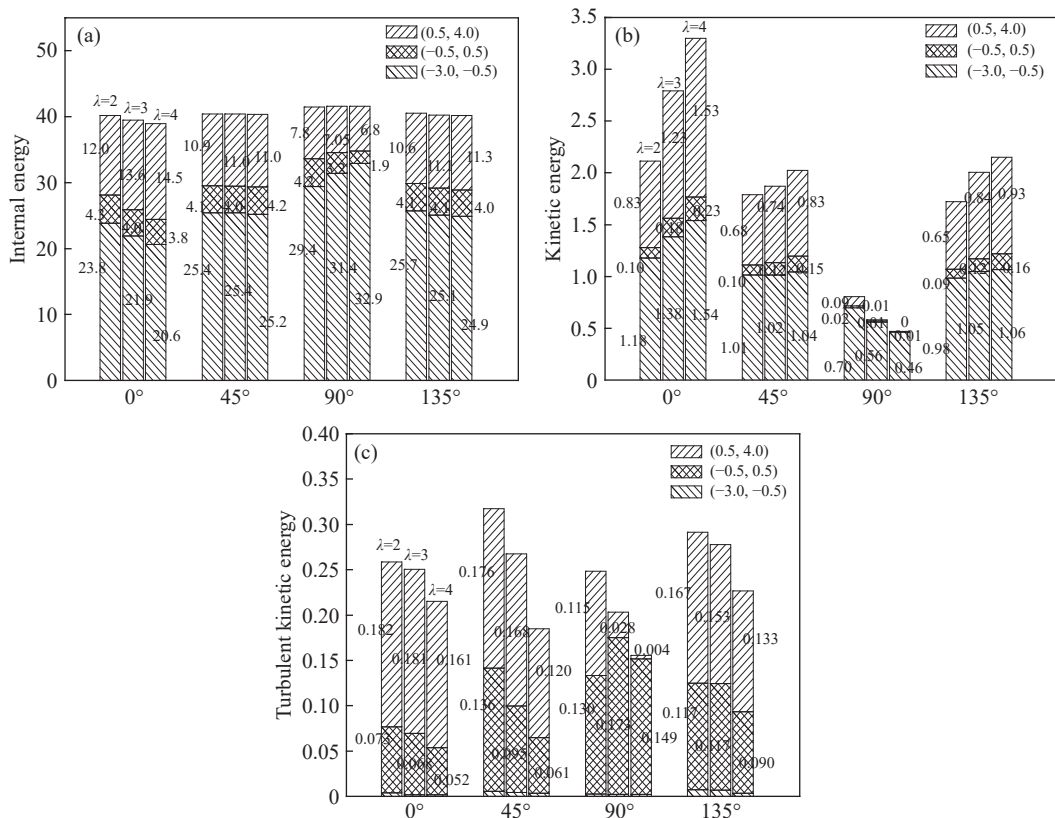


图 9 $t = 3.5$ 时不同 θ 和 λ 下流场内能、流场动能和流场湍动能在计算域上游区域($x \in [-3.0, -0.5]$)、椭圆柱云区域($x \in [-0.5, 0.5]$)和计算域下游区域($x \in [0.5, 4.0]$)分布

Fig. 9 Distributions of the fluid internal energy, fluid kinetic energy and fluid turbulent kinetic energy at different θ and λ in three different regions, that is the upstream area of the domain $x \in [-3.0, -0.5]$, elliptical column cloud area $x \in [-0.5, 0.5]$, the downstream area of the domain $x \in [0.5, 4.0]$ at dimensionless time $t = 3.5$

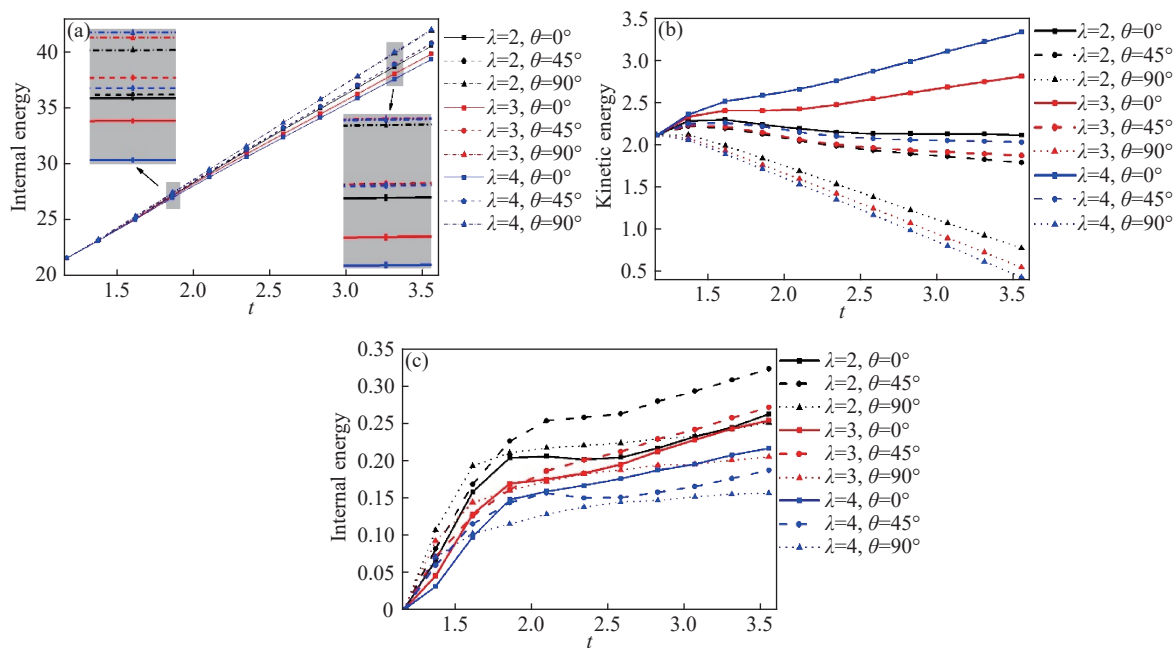


图 10 不同角度 θ 和不同 λ 下流场内能、流场动能和流场湍动能随无量纲时间 t 的变化

Fig. 10 Variations of the fluid internal energy, fluid kinetic energy and fluid turbulent kinetic energy with dimensionless time t at different θ and λ

90°时, 流场总内能增长得最快; λ 越大, θ 越小, 流场中总内能增长得越慢; 到 $\theta = 0^\circ$ 时, 流场总内能增长得最慢。总动能方面, 当 $\theta = 0^\circ$ 、 $\lambda = 3$ 或者 $\theta = 0^\circ$ 、 $\lambda = 4$ 时, 计算域中的总动能随时间的增加而逐渐增大, 而其他情况下则随时间的增加而逐渐减小。当 $\theta = 90^\circ$ 时, 计算域中的总动能减小得较快。就湍动能而言, 总体上都随着时间的增加而逐渐增大, 而且在相同 θ 下, λ 越小, 湍动能越大。综合来看, 在相同 λ 的条件下, 当 $\theta = 90^\circ$ 时, 入射激波与椭圆柱云正面冲击的有效截面积最大, 整个流场中总内能增长得最快, 湍动能增长得最慢, 而总动能减少得最快。

2.3 一维体积平均模型

本节讨论改进 Jiang 等^[25] 的一维体积平均模型与 DNS 的结果对比。改进后的一维体积平均模型的具体形式如下

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_c \langle \rho \rangle) + \frac{\partial}{\partial x}(\alpha_c \langle \rho \rangle \tilde{u}) = 0 \quad (9)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_c \langle \rho \rangle \tilde{u}) + \frac{\partial}{\partial x}[\alpha_c (\langle \rho \rangle \tilde{u}^2 + \langle p \rangle)] = \langle p \rangle \frac{\partial \alpha_c}{\partial x} - \frac{2\sqrt{\lambda^2 \sin^2 \theta + \cos^2 \theta}}{\pi a} C_d \alpha_d \langle \rho \rangle |\tilde{u}| \tilde{u} \quad (10)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_c \langle \rho \rangle \tilde{e}_T) + \frac{\partial}{\partial x}(\alpha_c \langle \rho \rangle \tilde{u} \tilde{h}_T) = 0 \quad (11)$$

$$\langle \rho \rangle \tilde{e}_T = \langle \rho \rangle \tilde{e} + \frac{1}{2} \langle \rho \rangle \tilde{u}^2 \quad (12)$$

$$\langle \rho \rangle \tilde{h}_T = \langle \rho \rangle \tilde{e} + \frac{1}{2} \langle \rho \rangle \tilde{u}^2 + \langle p \rangle \quad (13)$$

式中: C_d 为人工有效阻力系数, α_d 为固体体积分数。表 3 给出了在 $t = 3.5$ 时不同 λ 和 θ 下最优 C_d 的取值, 其中 $\theta = 90^\circ$ 时以整体拟合趋势为准, 其他角度则以一维体积平均模型的反射激波和透射激波位置与 DNS 结果的激波位置拟合最优为准。图 11 展示了 $\lambda = 2, 3, 4$, 且 $\theta = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$ 和 135° 时的速度分布。从图 11 中可以看出, 一维体积平均模型与当前 DNS 结果的拟合效果较好。

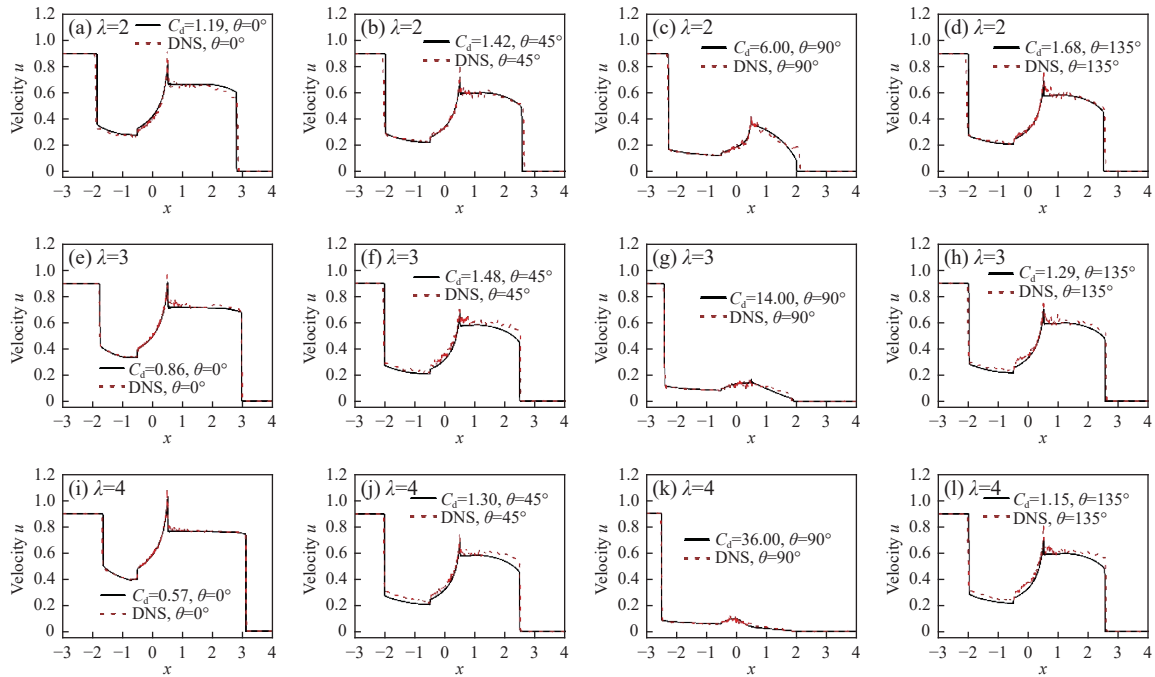


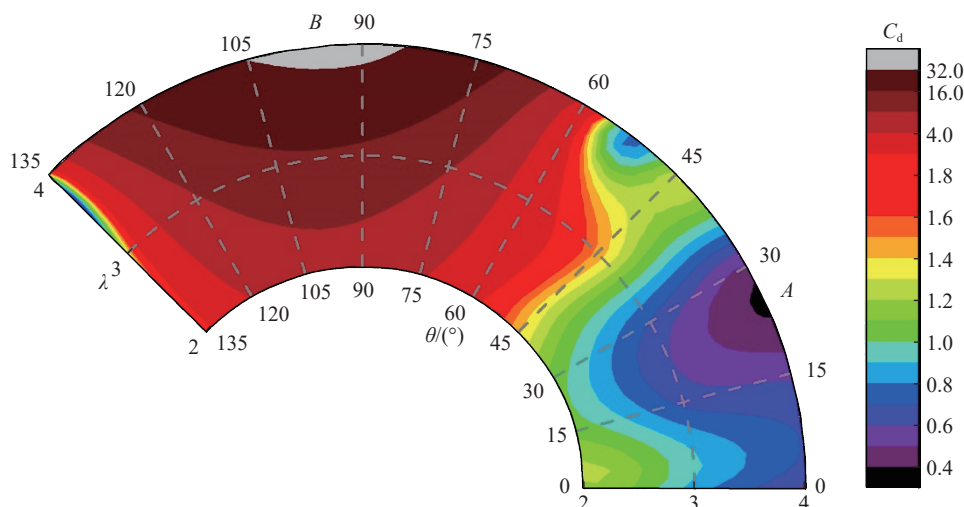
图 11 $t = 3.5$ 时不同的 λ 和 θ 下一维体积平均模型与 DNS 拟合结果

Fig. 11 Fitting results of the 1-D volume-averaged model and DNS at different λ and θ when the dimensionless time is equal to 3.5

表 3 人工有效阻力系数 C_d 的最优取值Table 3 Optimal values of artificial effective drag coefficient C_d

λ	C_d						
	$\theta = 0^\circ$	$\theta = 15^\circ$	$\theta = 30^\circ$	$\theta = 45^\circ$	$\theta = 60^\circ$	$\theta = 90^\circ$	$\theta = 135^\circ$
2	1.19	1.06	1.06	1.42	2.22	6.00	1.68
3	0.86	0.67	0.69	1.48	2.80	14.00	1.29
4	0.57	0.58	0.47	1.30	3.00	36.00	1.15

利用表 3 中的数据得到如图 12 所示的 C_d 分布。由图 12 可以看出: $\theta \in [0^\circ, 45^\circ]$ 时, λ 越大, C_d 越小; 当 $\theta \in [60^\circ, 120^\circ]$ 时, λ 越大, C_d 越大; 当 $\theta = 90^\circ$ 时, C_d 比相同 λ 、其他角度下的 C_d 都要大。在目前拟合的 θ 和 λ 范围内, C_d 最小值出现在图 12 中 A 处, 最大值出现在图 12 中 B 处。

图 12 人工有效阻力系数 C_d 的最优取值分布Fig. 12 Distribution for the optimal value of artificial effective drag coefficient C_d

3 结 论

研究了不同椭圆柱横截面长短轴之比 λ 和不同椭圆柱横截面长轴与来流方向所成角度 θ 对流场的影响, 得到如下结论。

(1) 在 $t = 3.5$ 时, 保持 λ 不变, θ 从 0° 增大到 90° , 激波与椭圆柱云正面冲击的有效横截面积逐渐增大, 反射激波的位置逐渐远离椭圆柱云, 透射激波的位置逐渐靠近椭圆柱云, 此时流场中的能量更多以内能形式保留在从反射激波面到椭圆柱云上边界之间的区域中。

(2) 在 $t = 3.5$ 时, 保持 θ 不变, 当 $\theta = 0^\circ$ 时, 随着 λ 从 2 增大到 4, 反射激波的位置逐渐靠近椭圆柱云, 透射激波的位置逐渐远离椭圆柱云, 流场下游区域的内能占流场总内能的比例逐渐增加。 $\theta = 90^\circ$ 时, λ 从 2 增加到 4, 此时流场上游区域中的内能占流场总内能的比例逐渐增加。 $\theta = 45^\circ$ 的内能分布和动能分布对 λ 的变化不敏感。

(3) 当 $t = 3.5$ 、 $\theta = 90^\circ$ 时, 随着 λ 的增加, u'' 、 v'' 和湍动能的分布区域逐渐收窄, 此时湍动能数值较大的区域分布在椭圆柱云上边界附近。而其他角度下, u'' 、 v'' 和湍动能的分布对 λ 的变化不敏感, 且 u'' 、 v'' 和湍动能数值较大区域分布在椭圆柱云下边界附近。

(4) 当 $t \in [1.2, 3.5]$ 时, 流场总内能随时间逐渐增大, 相同 λ 下, 当 $\theta = 90^\circ$ 时, 流场总内能增长最快, $\theta = 0^\circ$ 时, 流场总内能增长最慢。当 $\theta = 0^\circ$ 、 $\lambda = 3$ 或者 $\theta = 0^\circ$ 、 $\lambda = 4$ 时, 计算域中的总动能随时间的增加而逐渐增大, 而其他情况则随时间的增加而逐渐减小。当 $\theta = 90^\circ$ 时, 计算域中的总动能减小较快。湍动能

随时间的增加而逐渐增大, 相同 θ 下, λ 越小, 湍动能越大。在相同 λ 的条件下, 当 $\theta = 90^\circ$ 时, 动能转换成内能的效率最高。

(5) 一维体积平均模型在采用合适的有效人工阻力系数 C_d 时, 可以较好地拟合当前 DNS 结果。

参考文献:

- [1] 罗志全. 核心坍缩型超新星的相关物理过程及爆发机制的研究 [D]. 成都: 四川大学, 2006.
LUO Z Q. Research on the physical process and explosion mechanism of core-collapse supernova [D]. Chengdu: Sichuan University, 2006.
- [2] 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): 292–306.
- [3] 张莉聪, 徐景德, 吴兵, 等. 甲烷-煤尘爆炸波与障碍物相互作用的数值研究 [J]. *中国安全科学学报*, 2004(8): 85–88.
ZHANG L C, XU J D, WU B, et al. Study on numerical value of reaction between barrier and explosion wave of methane-coal dust [J]. *China Safety Science Journal*, 2004(8): 85–88.
- [4] QUINLAN N J, KENDALL M A F, BELLHOUSE B J, et al. Investigations of gas and particle dynamics in first generation needle-free drug delivery devices [J]. *Shock Waves*, 2001, 10(6): 395–404.
- [5] 张晓立, 解立峰, 洪滔, 等. 激波管驱动石英砂颗粒抛洒的数值模拟 [J]. *高压物理学报*, 2014, 28(1): 97–102.
ZHANG X L, XIE L F, HONG T, et al. Numerical simulation of quartz sand dispersion under shock tube loading [J]. *Chinese Journal of High Pressure Physics*, 2014, 28(1): 97–102.
- [6] ZHANG F, FROST D L, THIBAUT P A, et al. Explosive dispersal of solid particles [J]. *Shock Waves*, 2001, 10(6): 431–443.
- [7] RUDINGER G. Fundamentals of gas-particle flow [M]. Elsevier Scientific Publishing Company, 1980.
- [8] REGELE J D, RABINOVITCH J, COLONIUS T, et al. Unsteady effects in dense, high speed, particle laden flows [J]. *International Journal of Multiphase Flow*, 2014, 61: 1–13.
- [9] ZAREI Z, FROST D L, TIMOFEEV E V. Numerical modelling of the entrainment of particles in inviscid supersonic flow [J]. *Shock Waves*, 2011, 21(4): 341–355.
- [10] JACOBS G B, DON W S, DITTMANN T. High-order resolution Eulerian-Lagrangian simulations of particle dispersion in the accelerated flow behind a moving shock [J]. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, 2012, 26(1/2/3/4): 37–50.
- [11] ROGUE X, RODRIGUEZ G, HAAS J F, et al. Experimental and numerical investigation of the shock-induced fluidization of a particles bed [J]. *Shock Waves*, 1998, 8(1): 29–45.
- [12] WAGNER J L, BERESH S J, KEARNEY S P, et al. A multiphase shock tube for shock wave interactions with dense particle fields [J]. *Experiments in Fluids*, 2012, 52(6): 1507–1517.
- [13] WAGNER J L, KEARNEY S P, BERESH S J, et al. Flash X-ray measurements on the shock-induced dispersal of a dense particle curtain [J]. *Experiments in Fluids*, 2015, 56(12): 213.
- [14] THEOFANOUS T G, MITKIN V, CHANG C H. The dynamics of dense particle clouds subjected to shock waves. Part 1. experiments and scaling laws [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2016, 792: 658–681.
- [15] THEOFANOUS T G, CHANG C H. The dynamics of dense particle clouds subjected to shock waves. Part 2. modeling/numerical issues and the way forward [J]. *International Journal of Multiphase Flow*, 2017, 89: 177–206.
- [16] WANG L P, ROSA B, GAO H, et al. Turbulent collision of inertial particles: point-particle based, hybrid simulations and beyond [J]. *International Journal of Multiphase Flow*, 2009, 35(9): 854–867.
- [17] LING Y, WAGNER J L, BERESH S J, et al. Interaction of a planar shock wave with a dense particle curtain: modeling and experiments [J]. *Physics of Fluids*, 2012, 24(11): 113301.
- [18] HU H H. Direct simulation of flows of solid-liquid mixtures [J]. *International Journal of Multiphase Flow*, 1996, 22(2): 335–352.
- [19] XIONG Q, LI B, ZHOU G, et al. Large-scale DNS of gas-solid flows on Mole-8.5 [J]. *Chemical Engineering Science*, 2012, 71: 422–430.
- [20] PICANO F, BREUGEM W P, BRANDT L. Turbulent channel flow of dense suspensions of neutrally buoyant spheres [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2015, 764: 463–487.

- [21] WANG S, VANELLA M, BALARAS E. A hydrodynamic stress model for simulating turbulence/particle interactions with immersed boundary methods [J]. *Journal of Computational Physics*, 2019, 382: 240–263.
- [22] ZHU C, YU Z, SHAO X. Interface-resolved direct numerical simulations of the interactions between neutrally buoyant spheroidal particles and turbulent channel flows [J]. *Physics of Fluids*, 2018, 30(11): 115103.
- [23] ZASTAWNY M, MALLOUPPAS G, ZHAO F, et al. Derivation of drag and lift force and torque coefficients for non-spherical particles in flows [J]. *International Journal of Multiphase Flow*, 2012, 39: 227–239.
- [24] 邹立勇, 廖深飞, 刘金宏, 等. 双椭圆界面 Richtmyer-Meshkov 流动中的相互干扰效应 [J]. *高压物理学报*, 2015, 29(3): 191–198.
- ZOU L Y, LIAO S F, LIU J H, et al. Interaction effect of two ellipse Richtmyer-Meshkov flows [J]. *Chinese Journal of High Pressure Physics*, 2015, 29(3): 191–198.
- [25] JIANG L J, DENG X L, TAO L. DNS study of initial-stage shock-particle curtain interaction [J]. *Communications in Computational Physics*, 2018, 23(4): 1202–1222.
- [26] STEWART H B, WENDROFF B. Two-phase flow: models and methods [J]. *Journal of Computational Physics*, 1984, 56(3): 363–409.
- [27] CHANG C H, LIOU M S. A robust and accurate approach to computing compressible multiphase flow: stratified flow model and AUSM(+)-up scheme [J]. *Journal of Computational Physics*, 2008, 227(10): 5360–5360.
- [28] DENG X, JIANG L, DING Y. Direct numerical simulation of long-term shock-particle curtain interaction [C]//2018 AIAA Aerospace Sciences Meeting. Florida: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2018.
- [29] LIOU M S. Ten years in the making-AUSM-family [C]//15th AIAA Computational Fluid Dynamics Conference, 2001: 2521.
- [30] LIOU M S. A sequel to AUSM, Part II: AUSM+-up for all speeds [J]. *Journal of Computational Physics*, 2006, 214(1): 137–170.

Numerical Study of the Interaction between High-Speed Gas and Elliptical Column Cloud

WANG Ya¹, JIANG Lingjie¹, DENG Xiaolong^{1,2}

(1. *Beijing Computational Science Research Center, Beijing 100193, China;*

2. *University of Virginia, Charlottesville 22904, VA, USA*)

Abstract: High-speed particle-laden flow has important applications in astronomy, natural disasters, industrial safety, medical industry, and national defense. In this work, a direct numerical simulation method based on the stratified flow model is used to study the interaction between a planar shock wave and an elliptical column cloud. The influence of the aspect ratio and the tilt angle, the distributions of the flow velocity, RMS velocities along x axis, kinetic energy, internal energy, and turbulent kinetic energy are analyzed; energy values in the upstream region, the elliptical column cloud region and the downstream region of the computational domain are quantitatively analyzed. The 1-D volume-average model is improved for elliptical columns. Based on this model, the appropriate artificial effective drag coefficients are decided by fitting the positions of the reflected shock and the transmitted shock from the direct numerical simulation results, and the distribution of the optimal artificial effective drag coefficients is also discussed.

Keywords: shock wave; elliptical column; direct numerical simulation; 1-D volume-averaged model