



空气自由射流能量分离的数值模拟

翟卓凡, 董若凌

(浙江理工大学机械与自动控制学院, 杭州 310018)

摘要: 为了探究能量合理利用形式,以空气自由射流为研究对象,考虑粘性及导热条件,基于无量纲湍流控制方程,采用数值模拟手段,考察了亚音速(100、200、300 m/s)下空气自由射流的能量分离现象以及雷诺数对空气自由射流能量分离的影响。研究表明:空气自由射流边界层外存在高低温区域共存现象;当自由射流速度处于亚音速范围内时,雷诺数越大,能量分离效应越强。研究证实了空气自由射流边界层外存在的能量分离现象,揭示了流体领域内能量分离的机理。

关键词: 能量分离;自由射流;数值模拟;速度;机理

中图分类号: TK01+1

文献标志码: A

文章编号: 1673-3851(2019)07-0453-08

Numerical study of energy separation in free air jet

ZHAI Zhuofan, DONG Ruoling

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

Abstract: To explore the rational energy utilization form, free air jet was chosen as the object of study. In view of viscosity and heat transfer conditions and on the basis of dimensionless turbulence control equations, numerical simulation was used to investigate the energy separation of free air jet under subsonic flow conditions (i.e., velocities of 100, 200 and 300 m/s, respectively), and the influence of Reynolds number on the energy separation. The analysis result showed the co-existence of high temperature region and low temperature region outside the boundary layer of free air jet. The bigger the Reynolds number is, the stronger the energy separation effect is within the subsonic range. This paper confirms the existence of energy separation outside the boundary layer of free air jet and reveals the mechanism of energy separation in the fluid field.

Key words: energy separation; free jet; numerical simulation; velocity; mechanism

0 引言

“能量分离”是指系统在外力做功或热传导的情况下,自发分离成一部分高温区和另一部分低温区的现象。自20世纪30年代法国工程师Ranque首次在涡流管中观察到能量分离现象^[1]以来,研究者先后在自由射流、涡流、冲击射流、圆柱绕流等其他流动条件中观测到了能量分离现象并研究其规

律。值得注意的是,涡流管产生的能量分离与自由射流产生的能量分离属于两种不同的概念。当前,国内对能量分离现象的研究^[2-7]主要集中在基于Ranque-Hilsch效应的涡流管及涡流板等技术应用层面,属于工程热力学问题;有关自由射流、冲击射流、钝体绕流等流体力学领域内能量分离现象的运行机理研究几乎没有。而国外对此做了很多实验性和理论性的深入研究。早在20世纪40年代,

收稿日期: 2018-10-08 网络出版日期: 2018-12-01

作者简介: 翟卓凡(1994-),男,河南驻马店人,硕士研究生,主要从事流体能量分离方面的研究。

通信作者: 董若凌, E-mail: dongruoling@zstu.edu.cn

Eckert 等^[8]通过分析空气边界层沿流向压力梯度方向的温度场,发现了边界层中存在能量分离现象。随后 Eckert 等^[9]在测量高速气流绕圆柱流的恢复温度时,发现湍流涡街中也存在能量分离现象。另有研究^[10-13]测量了圆柱绕流和自由射流的流场温度分布,证实了在一定范围内,雷诺数和声激励都可以增强能量分离效应。Han 等^[14]通过实验测量了在不同雷诺数、不同声激励条件下,自由射流的瞬时总温和速度分布,结果不仅得出了与前人相似的结论,即:雷诺数对能量分离现象存在一定影响,雷诺数越大,能量分离现象越明显;而且揭示了声激励通过影响涡旋配对融合运动从而增强能量分离效应的过程。Fox 等^[15]最先研究了超音速射流的能量分离现象。他们实验测量了自由射流从亚音速到超音速条件下的总温分布,发现当声速达到超音速时,温度分布上会出现更多的低值。这表明了超音速自由射流的能量分离现象更为明显。Leontiev 等^[16]实验研究了两个同轴管道内的热传递现象,数据验证了可压缩边界层的能量分离效应增强了两个管道间的热传递过程。人们通过这些实验一步一步发现、认识并试图解释了不同流动条件下能量分离现象的产生机理,给后续研究留下许多启迪和研究方向。

除实验研究外,数值模拟给研究者们提供了更为直观有效的方式来研究能量分离效应。Fox 等^[17]假设无粘性非导热条件,数值模拟了自由射流和冲击射流中的能量分离。作者模拟了不同马赫数条件下自由射流的能量分离现象,模拟结果与实验所得数据符合较好,清晰地表明了能量分离的存在,并且发现涡旋结对的过程增强了总温分布。Han 等^[18]对考虑粘性传热的剪切层中的能量分离进行了数值模拟,获取二维平面剪切层流场内瞬时速度、压力、温度的分布,结果可以清晰地看到能量分离效应,而且他们发现,随着雷诺数的增加,涡旋发展加快,能量分离增强。

国内外学者已对流体领域内的能量分离现象做了很多实验和数值模拟研究,但对于自由射流的数值模拟,大多集中于较低雷诺数下,且较少考虑粘性影响。本文以空气自由射流为研究对象,考虑粘性及导热条件,数值模拟入口速度均为亚音速时自由射流的能量分离现象以及较高雷诺数对其具体的影响。本文采用无量纲湍流控制方程,在前人理论和实验方法的基础上,从理论分析和数值模拟两方面进行研究,以验证亚音速范围内自由射流能量分离现象的存在以及高雷诺数对能量分离的影响,探究

自由射流能量分离的形成机理。

1 理论分析

1.1 能量分离成因分析

迄今为止,研究人员在许多流动条件下都观测到了能量分离现象,并普遍认同 Eckert^[19]提出的形成机制:假设流体与周围环境比热容恒定,则总能量守恒方程为:

$$\rho c_p \frac{DT_t}{Dt} = \frac{\partial p}{\partial t} + \nabla \cdot (k \nabla T_s) + \nabla \cdot (\mathbf{u}_i; \boldsymbol{\tau}_{ij}) \quad (1)$$

其中: $\rho c_p \frac{DT_t}{Dt}$ 表示流体沿迹线的总能量变化; ρ 表示流体密度; c_p 表示定压比热容; T_t 表示 t 时刻流体瞬时总温; $\frac{\partial p}{\partial t}$ 表示某点处静压波动; p 表示压力; ∇ 表示微分算子符号; k 表示流体导热系数; T_s 表示流体静温; \mathbf{u}_i 表示速度矢量; $\boldsymbol{\tau}_{ij}$ 表示粘性剪切应力张量; $\nabla \cdot (k \nabla T_s) + \nabla \cdot (\mathbf{u}_i; \boldsymbol{\tau}_{ij})$ 表示由热传导和粘性剪切功产生的能量转移。

对于无热传导且忽略粘性作用的非稳态流动,方程(1)可简化为:

$$\rho c_p \frac{DT_t}{Dt} = \frac{\partial p}{\partial t} \quad (2)$$

显然,流体总温波动只与流体静压变化相关。而静压变化普遍与涡旋运动一起发生,所以,对于亚音速下的自由射流,当忽略考虑粘滞力和热传导作用时,自由射流的能量分离更多由涡旋运动伴生的压力波动引起。

1.2 数值扰动稳定性分析

不可压缩混合层对小扰动的失稳属于 Kelvin-Helmholtz 不稳定性。空气自由射流的稳定性即属于此类。基于连续性方程、非定常 N-S 方程进行流体线性稳定性分析^[18]。

引入自由射流入口速度大小 u 如下:

$$u(0, r, t) = 0.5 \left[1 - \tanh \left(\frac{D}{\delta_0} (2r - 1) \right) \right] Ma' + \epsilon \sum_{j=1}^3 v_j(r, t) e^{-i(\omega_j t + \phi_j)} \quad (3)$$

其中: D 表示喷管出口直径; δ_0 表示自由射流初始剪切层厚度; r 表示自由射流速度出口径向距离; Ma' 表示自由射流入口不同的马赫数; ϵ 表示扰动量级大小; v_j 表示扰动频率下的扰动分布; ω_j 表示扰动频率; ϕ_j 表示扰动相位角。

数值模拟不同速度下自由射流的能量分离现象,能量分离强度以无量纲能量分离因子 S 表征如

下所示^[20]:

$$S = \frac{T_t - T_{t,0}}{U_e^2/2c_p} \quad (4)$$

其中: $T_{t,0}$ 表示自由射流出口总温; $U_e^2/2c_p$ 表示自由射流动温; U_e 表示喷管出口射流主速度。

无量纲时间数 t^* 定义为:

$$t^* = \frac{t}{D/u} \quad (5)$$

2 数值模拟方法

2.1 计算域、边界条件及网格划分

计算域采取二维长方形, 尺寸为 300 mm × 100 mm, 参照 Seol 等^[11] 的实验喷管, 设置出口直径 D 为 20 mm, 数值模型及边界条件如图 1 所示。

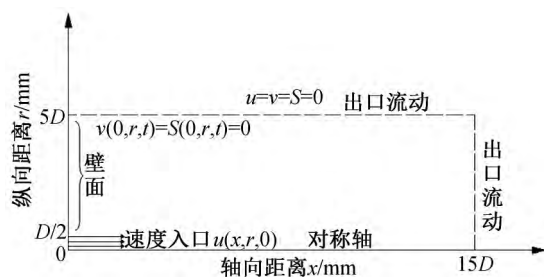


图1 数值模型及边界条件示意

边界条件: $\frac{\partial u}{\partial r} = \frac{\partial v}{\partial r} = \frac{\partial S}{\partial r} = 0$; 计算域左上端为

无滑移壁面边界条件; 左下端为自由射流速度入口边界, 自由射流来流 Re 数分别是 140000、210000、410000; 下端为二维对称轴边界; 上端和右端均为出口流动边界; 环境温度为 300 K; 基于密度基耦合求解器, 湍流模型采用可实现 $k-\epsilon$ 模型, 离散格式采用二阶迎风格式, 一阶隐式瞬态求解, 时间步长为 1×10^{-7} s。网格的划分如图 2 所示, 图中右边为局部网格, 在 Gambit 中采用四边形结构化网格, 为了更清晰获得自由射流流场能量分离效应, 对射流边界层附近进行网格加密处理, 最小网格面积 $5.58 \times 10^{-5} \text{ m}^2$ 最大网格面积 $5.94 \times 10^{-3} \text{ m}^2$, 得到网格数为 45000, 进行数值模拟求解。

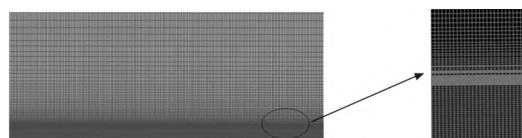


图2 计算域网格划分示意

2.2 网格无关性验证

分别计算网格数为 45000 和 66000 两种划分, 其流场静压等值线分布如图 3—图 4 所示。

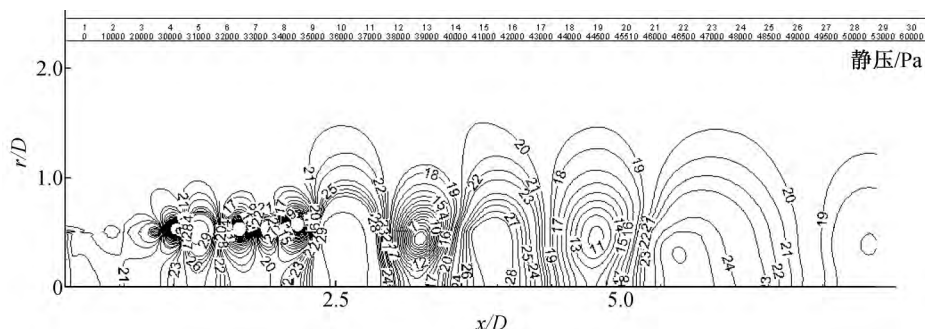


图3 自由射流流场静压等值线分布图(网格单元数为 45000)

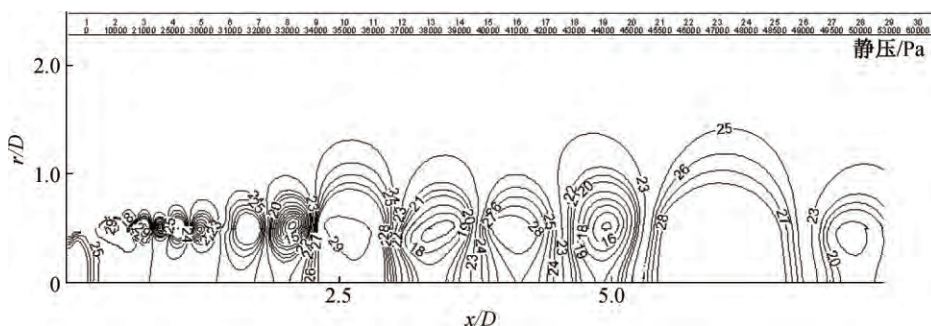


图4 自由射流流场静压等值线分布图(网格单元数为 66000)

从图 3、图 4 可见, 在两种网格精度下, 自由射流流场的高低静压区基本保持一致。网格单元数为 45000 时, 流场内最高静压值为 57313.8 Pa, 最低静压值为 -57.13 Pa, 差值为 57370.93 Pa; 网格单元数为 66000 时, 流场内

最高静压值为 55317.7 Pa, 最低静压值为 -35.83 Pa, 差值为 55353.53 Pa。两种网格运算结果差异非常小, 为 3.6%, 即计算方法满足网格无关性, 为经济考虑, 本文选择网格单元数为 45000 的网格。

3 结果分析

3.1 自由射流的能量分离现象

对 Re 数为 410000 的自由射流进行数值模拟。为

了便于分析,选取 $t^* = 36.45$ 和 $t^* = 38.70$ 两个时刻,在此时间段内,自由射流相邻两个涡旋完成融合。图 5—图 10 表示分别在两个时刻下的自由射流流场能量分离因子分布云图、总压分布云图和涡量分布云图。

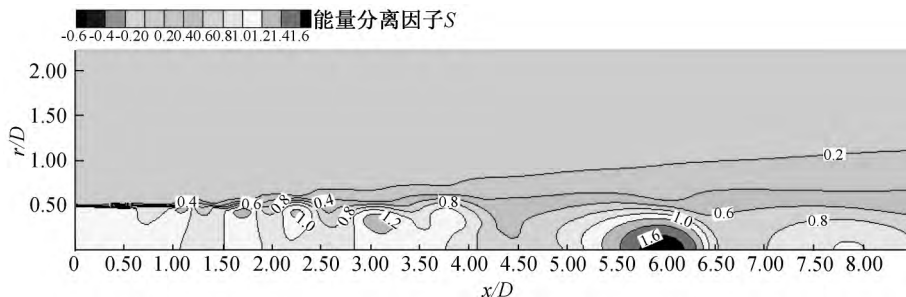


图 5 能量分离因子分布云图($t^* = 36.45$)

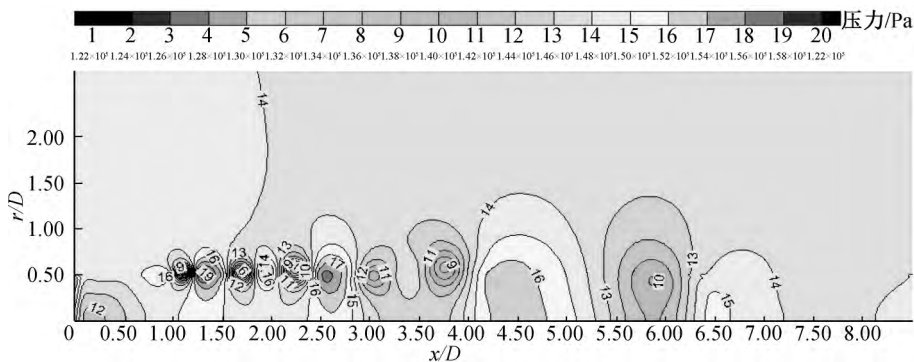


图 6 总压分布云图($t^* = 36.45$)

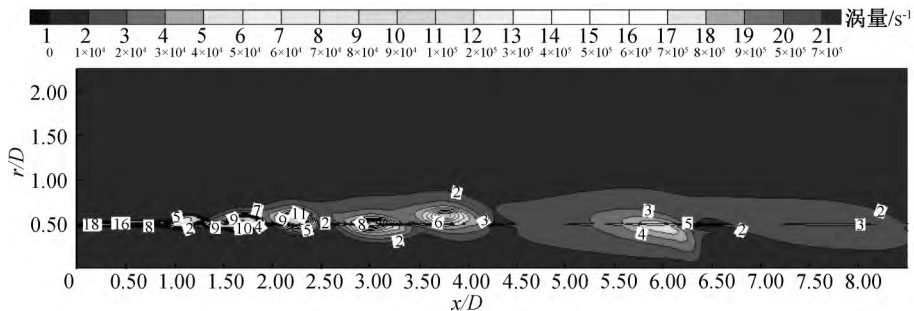


图 7 涡量分布云图($t^* = 36.45$)

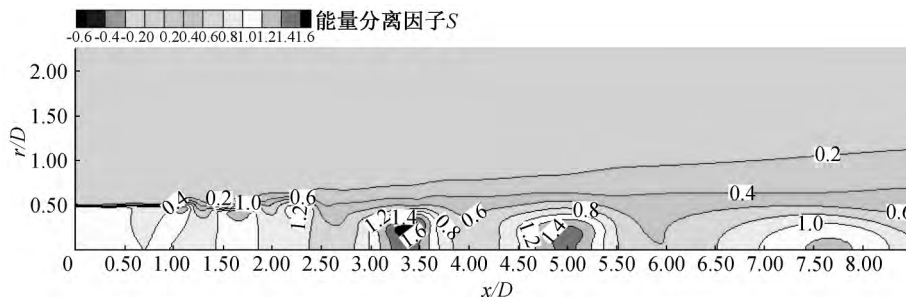


图 8 能量分离因子分布云图($t^* = 38.70$)

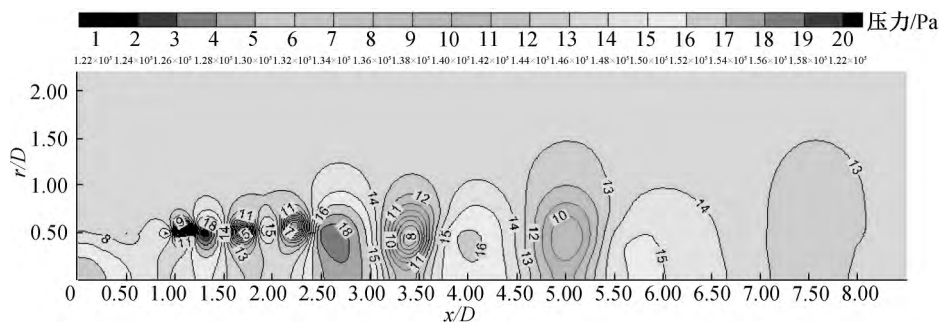
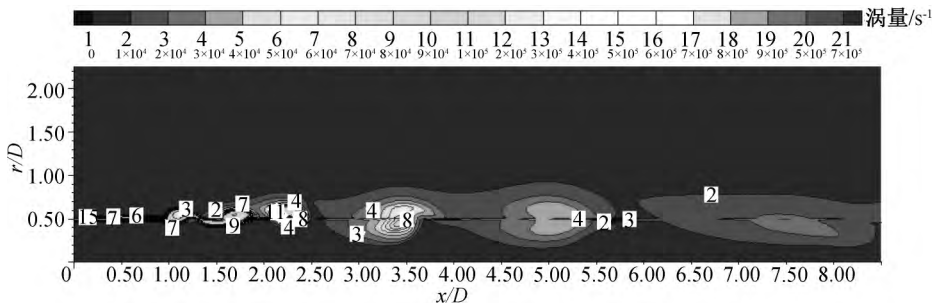
图9 总压分布云图($t^* = 38.70$)图10 涡量分布云图($t^* = 38.70$)

图5、图8能量分离因子分布云图显示了能量分离效应,可以看到自由射流流场内交替出现了高低温区域。从 $t^* = 36.45$ 时刻到 $t^* = 38.70$ 时刻,在轴向 x/D 为1.2处开始明显出现总温分离,能量分离因子值为0.4左右。并且随着射流距离喷嘴出口变远,能量分离区域慢慢变大,能量分离因子慢慢增强。 $t^* = 36.45$ 时刻能量分离因子最大值出现在 x/D 约为6.0处,能量分离因子值在1.6左右。此后,能量分离因子变小,能量分离效应变弱直至消失。

图6、图9总压分布云图清晰地显示了自由射流流场内交替存在的高低压区域。从 $t^* = 36.45$ 时刻到 $t^* = 38.70$ 时刻,在轴向 x/D 为1.2附近开始出现明显高低压区域: $t^* = 36.45$ 时,压力等级为9左右,右边相邻高压区等级为16左右。 $t^* = 38.70$ 时,压力等级为9左右,右边相邻高压区等级为18左右。此后高低压区慢慢变大增强。轴向 x/D 为3.5左右处以后,虽然高低压区域继续变大,但强度渐渐减弱: $t^* = 38.70$ 时, x/D 为3.5处左右的低压等级为8, x/D 为4.0处左右的高压等级为16,压力波动等级为8, x/D 为5.0处左右的低压等级为10,压力波动等级为6, x/D 为6.0处左右的高压等级为15,压力波动等级为5,可见相邻高低压波动减弱。比对能量分离因子云图可知,高压区产生低温,而低压区产生了高温。随着高低压区域变大增强,对应所产生的高低温区也变大增强。

理论分析认为,对于 Re 数为410000的自由射

流,除却粘滞力和热传导作用,自由射流流场内交替产生的压力波动主要是因涡旋的存在而伴生的。

图7、图10涡量分布云图中,从 $t^* = 36.45$ 时刻到 $t^* = 38.70$ 时刻,可以清晰地看到自由射流涡旋的产生、卷吸、配对融合及变弱消失过程。忽略剪切产生的涡量,在轴向 x/D 为1.2附近开始明显出现涡旋,对比图6、图9总压分布云图可知涡旋中心附近是低压区,涡旋之间是高压区。此处涡量值等级为2、3左右,涡旋较小,伴生的压力波动较小,此后,涡旋变大变强。对比能量分离因子图可知,涡旋下半部分产生高温区,上半部分产生低温区。 $t^* = 36.45$ 时刻,轴向 $x/D = 3.5$ 处相邻两个涡旋之间开始结对, $t^* = 38.70$ 时刻,两个涡旋合并融合为一个更大的涡。压力波动得以同步增强,能量分离区域同步变大,能量分离因子同步增强。涡旋合并之后,向下慢慢减弱并消失,压力波动也渐渐变小并消失,能量分离效应也渐渐变弱直至消失。

数值模拟结果证实了亚音速下空气自由射流产生了明显的能量分离效应。忽略粘滞力和热传导作用,自由射流的能量分离更多由涡旋运动伴生的压力波动产生。射流中,涡旋后半部分将周围流体夹带卷进射流中并随涡的下半部分运动,局部压力会随时间升高。使得射流被压缩,从周围流体中获得能量,产生高温区。与此相反,涡的前半部分因带出了一部分射流,造成压力损失,失去一部分能量,从而产生低温区。通过这个过程,自由射流与周围流体交换压力做功导致射流总能量的分离。

3.2 轴向不同位置处的能量分离因子分布

对 Re 数为 410000 的自由射流进行数值模拟,

沿射流方向上不同位置处能量分离因子曲线分布如图 11(a)~(h)所示。

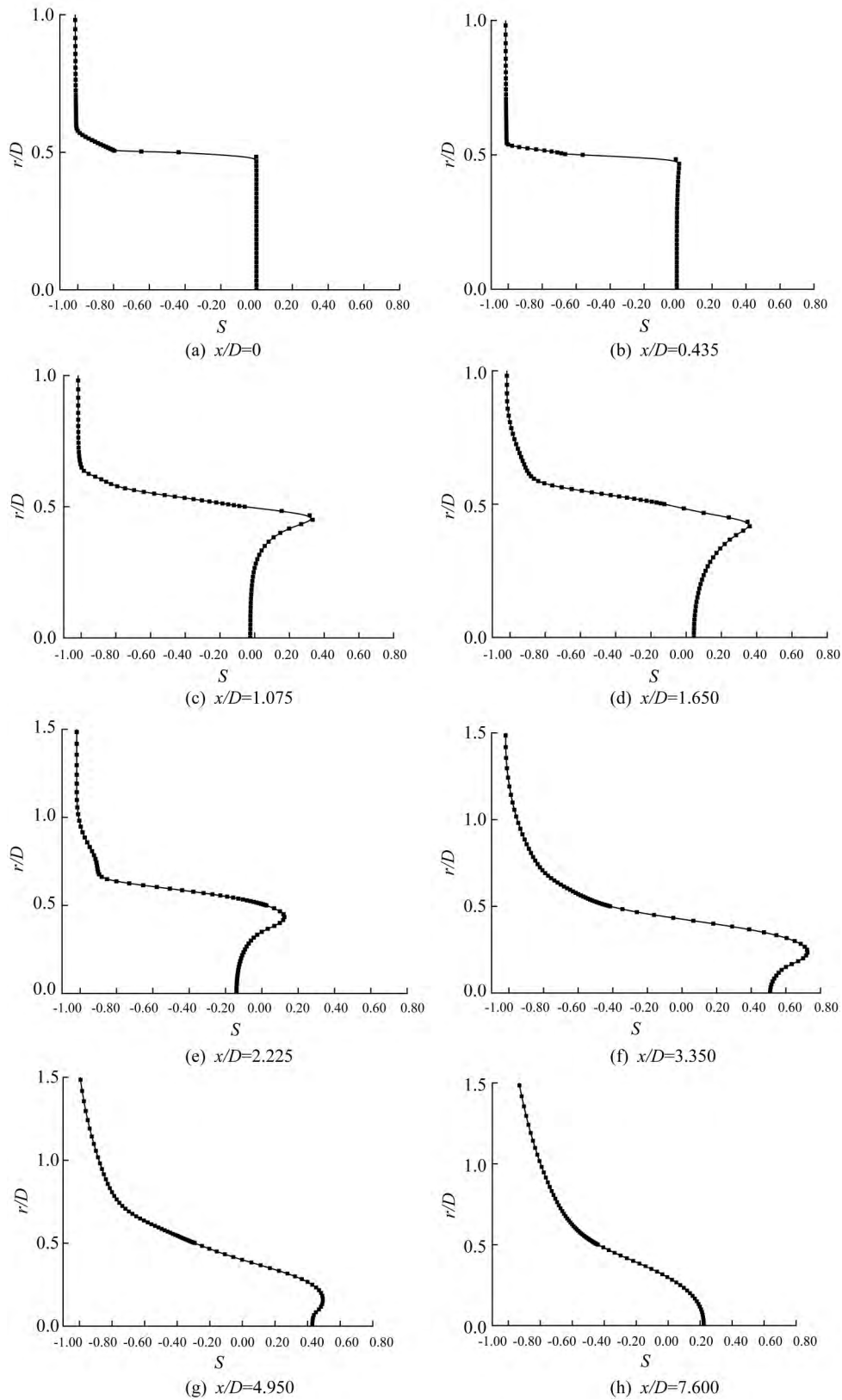


图 11 不同轴向位置处能量分离因子变化曲线($t^*=38, 70$)

观察图 11(a)~(h) 可以发现, 轴向 $x/D = 0.435$ 时, 分离因子变化曲线在 $r/D = 0.417$ 处开始出现正能量分离因子值。图 8 中可以看到此处自由射流外边界层开始出现相对微弱的高温区。从这里, 涡旋运动产生的不稳定的压力波动开始影响能量分离, 图 10 中此处涡旋尺寸非常小、强度很弱, 能量分离效应不明显。轴向 $x/D = 1.075$ 时, 能量分离因子的极值大小开始明显变大, 能量分离区域宽度开始明显增加, 产生明显的能量分离效应。轴向 $x/D = 1.650$ 时, 能量分离因子极值继续变大, 能量分离因子曲线变宽。同时图 10 中可看到此处涡旋开始变大变强, 图 9 中高低压波动区变大, 对能量分离的影响增大。轴向 $x/D = 2.225$ 时, 能量分离因子极值降低, 但能量分离区域宽度继续增加。分析可知随着射流离喷管出口距离变远, 图 10 中可以看到涡旋变大变弱。涡旋融合之后相邻涡旋之间间距变大, 产生了更小的压力波动。而且, 射流剪切层发散使得能量分离减弱。轴向 $x/D = 3.350$ 时, 能量分离因子大小变大。Fox 等^[17] 认为这是周围空气被夹带进射流中所造成的一种现象。轴向 $x/D = 4.950$ 以后, 能量分离因子最大值渐渐变小, 能量分离因子曲线趋向直线, 说明自由射流能量分离现象渐渐变弱直至消失。

数值模拟结果更加清晰地显示了自由射流的能量分离过程, 通过分析自由射流轴向不同位置处的能量分离因子曲线, 证实了亚音速下自由射流能量分离现象的存在。

3.3 雷诺数对自由射流能量分离的影响

为探究雷诺数对自由射流能量分离产生的影响, 比对 Re 数分别为 140000、270000 和 410000 时, 自由射流能量分离因子的分布情况, 结果如图 12 所示。

结果对比发现, 三种 Re 数下不同轴向位置处能量分离因子分布趋势基本相同, 说明三种 Re 数下自由射流能量分离现象形成基本一致。

相邻两个最低能量分离因子值之间的轴向距离为能量分离区域宽度。在自由射流方向 $x/D = 0$ 和 $x/D = 4$ 之间, Re 数从 270000 增加到 410000, 可知 Re 数越大, 能量分离因子最大值离射流喷管出口越远, 能量分离区域宽度越宽。如, Re 数为 270000 时, 最大能量分离因子值出现在轴向 $x/D = 2.4$ 处, 能量分离区域宽度为 1.2; Re 数为 410000 时, 最大能量分离因子值出现在轴向 $x/D = 3.75$ 处, 能量分离区域宽度为 1.4。分析可知, 随着惯性力增大, 涡

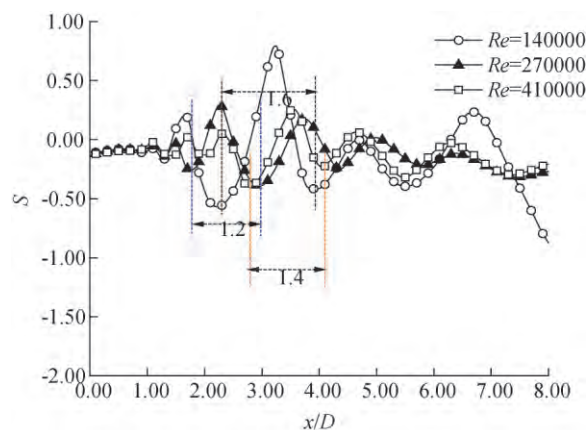


图 12 不同 Re 数下能量分离因子随轴向位置变化的曲线

旋运动加剧, 压力波动增强, 在自由射流能量分离现象中起到了主要作用。而 Re 数为 140000 时, 最大能量分离因子值出现在轴向 $x/D = 3.2$ 处, 且能量分离区域宽度明显大于 Re 为 270000 和 Re 为 410000 时的能量分离区域宽度, 达到了 1.6。这表明, 随着 Re 数的降低, 相比较涡旋产生的压力波动, 粘滞力在能量分离中起到了不可忽视的作用, 一定程度上促进了能量分离。

可见, 在一定范围内, 增大 Re 数可以增强涡旋的形成、长大和衰减过程, 从而增强压力扰动, 进而增强能量分离。

4 结 论

本文通过数值模拟对亚音速下自由射流能量分离现象进行了研究, 并且对不同 Re 数下自由射流能量分离数值结果进行了分析, 得出以下主要结论:

a) 有粘导热条件下, 在亚音速范围内存在空气自由射流能量分离现象。其中涡旋运动伴生的压力波动是自由射流能量分离的主要成因。流场受扰动高低压区域与周围环境交换压力做功, 形成高温区和低温区。

b) 距离射流喷管出口一定位置范围内, 增大 Re 数能够增强涡旋结对融合过程, 增强流场内压力波动, 从而增强能量分离现象。

c) Re 数较小时, 除却涡旋伴生的压力波动, 粘滞力在自由射流能量分离现象中起到了不可忽视的作用。

参考文献:

- [1] Han B, Goldstein R J. A numerical study of energy separation in a jet flow[J]. Journal of Heat Transfer, 2007, 129(4): 577-581.

- [2] 张国庆, 吴玉庭, 丁雨, 等. 不同气体对涡流管能量分离效果的影响[J]. 航空动力学报, 2008(1): 134-137.
- [3] 李文超. 基于涡流管的能量分离模拟研究[J]. 管道技术与设备, 2018(4): 50-52.
- [4] 祁海鹰, 黄兴亮, 胡羽, 等. 龙卷旋涡的真空与能量分离特性研究[J]. 清华大学学报(自然科学版), 2016, 56(8): 893-907.
- [5] 汤振豪, 余晓明, 丁义萍. 喷嘴结构对涡流管性能影响的研究[J]. 低温与超导, 2018, 46(6): 96-100.
- [6] 何丽娟, 潘鹏, 黄艳伟, 等. 三维数值模拟冷孔板孔径对涡流管能量分离特性的影响[J]. 真空科学与技术学报, 2018, 38(3): 252-257.
- [7] 李俐莹, 刘晓明, 邹积岩. 高压 SF₆ 断路器能量分离喷口区域的气流参数特性[J]. 高电压技术, 2015, 41(9): 3123-3129.
- [8] Eckert E R G, Drewitz O. Die berechnung des temperaturfeldes in der laminaren grenzschicht schnell angeströmter, unbeheizter körper[J]. Luftfahrtforschung, 1941, 19: 189-196.
- [9] Eckert E R G, Weise W. Messungen der temperaturverteilung auf der oberfläche schnell angeströmter unbeheizter körper[J]. Forschung Auf Dem Gebiet Des Ingenieurwesens A, 1942, 13(6): 246-254.
- [10] Goldstein R J, He B. Energy separation and acoustic interaction in flow across a circular cylinder[J]. Acta Pathologica Et Microbiologica Scandinavica, 2001, 62(4): 107-111.
- [11] Seol W S, Goldstein R J. Energy separation in a jet flow[J]. Journal of Fluids Engineering, 1997, 119(1): 74-82.
- [12] Goldstein R J, Behbahani A I, Heppelmann K K. Streamwise distribution of the recovery factor and the local heat transfer coefficient to an impinging circular air jet[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1986, 29(8): 1227-1235.
- [13] Goldstein R J, Sobolik K A, Seol W S. Effect of entrainment on the heat transfer to a heated circular air jet impinging on a flat surface[J]. Journal of Heat Transfer, 1990, 112(3): 608-611.
- [14] Han B. Instantaneous Energy Separation in a Jet Flow[D]. Minnesota: University of Minnesota, 2001: 52-62.
- [15] Fox M D, Kurosaka M. Supersonic cooling by shock - vortex interaction[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1996, 308: 363-379.
- [16] Leontiev A I, Zditovets A G, Vinogradov Y A, et al. Experimental investigation of the machine - free method of temperature separation of air flows based on the energy separation effect in a compressible boundary layer[J]. Experimental Thermal and Fluid Science, 2017, 88: 202-219.
- [17] Fox M D, Kurosaka M, Hedges L, et al. The influence of vortical structures on the thermal fields of jets[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1993, 255: 447-472.
- [18] Han B, Goldstein R J, Choi H G. Energy separation in shear layers[J]. International Journal of Heat & Mass Transfer, 2002, 45(1): 47-55.
- [19] Eckert E R G. Energy separation in fluid streams[J]. International Communications in Heat & Mass Transfer, 1986, 13(2): 127-143.
- [20] Kulkarni K S, Goldstein R J. Energy separation in the wake of a cylinder: Effect of Reynolds number and acoustic resonance[J]. International Journal of Heat & Mass Transfer, 2009, 52(17): 3994-4000.

(责任编辑: 康 锋)