

稠密栅元内湍流流体的数值模拟

鄢炳火¹, 顾汉洋², 于雷¹

(1. 海军工程大学 核能科学与工程系, 湖北 武汉 430033;

2. 上海交通大学 核科学与工程学院, 上海 200240)

摘要:采用 CFD 软件 Fluent 对 37 棒束内的湍流流体进行了分析。利用实验数据对计算结果进行了验证, 分析了棒-棒间隙的减小对稠密栅元内局部流动、传热和相干结构的影响。稠密栅元的临界 P/D (棒间距/棒直径) 约为 1.03。随着 P/D 减小, 相干结构和流体交混先增加然后迅速衰减。当通道间隙非常小时, 相干结构运动非常弱以至于可将其忽略。其流速、壁面剪应力和壁面温度的波动也非常小, 但其参数的空间分布的差异非常明显。

关键词:湍流; 稠密栅元; 相干结构

中图分类号: TL33

文献标志码: A

文章编号: 1000-6931(2011)09-1045-06

Numerical Simulation of Turbulent Flow in Tight Lattice

YAN Bing-huo¹, GU Han-yang², YU Lei¹

(1. Department of Nuclear Energy Science and Engineering, Naval University of Engineering, Wuhan 430033, China;

2. School of Nuclear Science and Engineering, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China)

Abstract: The turbulent flow in 37 rod bundles was investigated with CFD code Fluent. The calculation results were validated with experimental data. The effects of diminishing rod-rod gap size on local flow, heat transfer and coherent structure in tight lattice were analyzed. The critical pitch to diameter ratio is next to 1.03. As the decreasing of pitch to diameter ratio, the coherent structure and flow mixing increase first and then decay sharply. In the very narrow gap, the coherent structure is so weak that it can be omitted. The oscillations of velocity, wall shear stress and wall temperature are also very weak. But the spatial difference of the parameters in this gap is very significant.

Key words: turbulent flow; tight lattice; coherent structure

为提高核反应堆的功率密度和转换比, 通常需在堆芯内采用稠密栅元结构。当稠密栅元的 P/D (棒间距/棒直径) 小于 1.1 时, 流道间的横

向流动和交混就变得非常明显, 而这种横向流动与冷却剂流体之间的动量和能量交换密切相关。有关实验和理论分析结果^[1-3]均表明这种稠密栅

元内的横向流动的主要特征是大尺度、准周期性的涡结构运动。这种运动与二次流的关系较小，而主要是由湍流大尺度相干结构决定。由于核反应堆堆芯内的冷却剂流动与核反应堆系统的热工水力特性密切相关，因而分析稠密栅元内的这种准周期性的涡结构运动特性，探索稠密栅元内的流体流动传热特性，对新一代核反应堆的设计和安全运行均有重要理论和实践意义。目前，国外已有一些学者开始研究稠密栅元内的准周期性的涡结构运动规律^[3-4]。但到目前为止，国内尚无学者从事这方面的研究。

目前的理论结果^[5]表明，随着通道间隙的减小，通道间的涡结构运动和交混逐渐增强。但当通道间隙接近于零时，间隙处的流体处于壁面边界层内，属层流流体，此时的涡结构运动几乎为零。因而稠密栅元内存在一临界 P/D ，当通道间隙大于该临界值时，随着间隙的减小，横向交混逐渐增加；当通道间隙小于该临界值时，随着间隙的减小，横向交混逐渐减小直至趋于零。该临界 P/D 的获得无论是对于工程应用还是理论研究均具有非常重要的意义。

本文对典型稠密栅元 37 棒束内的流体进行理论分析，分析 P/D 对流体中的涡结构运动和横向交混运动的影响，并给出稠密栅元的临界 P/D 。

1 理论模型

1.1 稠密栅元

由于稠密栅元结构具有的一系列优势，在核反应堆系统中，如重水堆和超临界水冷堆的堆芯均采用这种结构。Krauss 等^[1-2]曾对这种稠密栅元中的流体进行了一系列的实验研究。本文以 Krauss 实验中的稠密栅元为研究对象，如图 1 所示。所有热工水力参数均与实验中的参数相同：1) $Re=38\ 754$ ；2) 热工水力直径为 33.5、20.97、16.94 mm；3) $P/D=1.06、1.03、1.01$ ；4) 实验工质为常压下的空气，其动力粘度为 $1.919\ 4\times 10^{-5}\text{ Pa}\cdot\text{s}$ ；5) 热流密度恒定为 0.98 kW/m^2 。

1.2 边界条件

在主流方向上，有两类边界条件可供选择，入口/出口边界条件和周期性边界条件。由于周期性边界条件所需的通道长度和网格均更少一些，本文在主流方向上采用周期性边界条件。

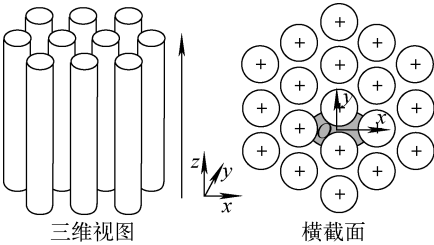


图 1 稠密栅元
Fig. 1 Tight lattice

栅元的轴向长度为实验中测得的流体波动波长的 4 倍(600 mm)。本文采用的计算域如图 2 所示。根据实验中横向流体流动的对称性，在径向设定了 $B-B$ 和 $C-C$ 两对周期性边界条件。

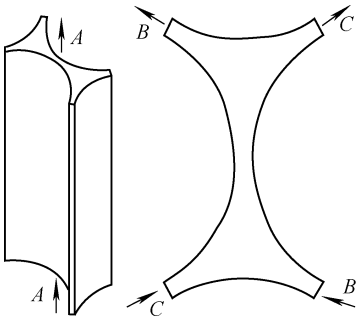


图 2 边界条件
Fig. 2 Boundary conditions

1.3 数值格式

采用 CFD 软件 Fluent 进行计算，数值格式如下：1) 压力速度耦合方程采用 PISO 算法进行求解；2) 隐式欧拉格式对瞬态项进行离散；3) 其它差分格式均为二阶精度；4) 利用壁面函数对近壁区的边界层进行求解，第 1 层网格大小为 $20< y^+ < 100$ ，主流区的网格划分方法与 Merzari 等^[3]的划分方法一致，均采用结构化网格。本文最后得到的网格数为 576 000。

与直接数值模拟(DNS)和大涡模拟(LES)相比，非稳态雷诺平均模拟(URANS)所需的网格、计算步长和计算资源均更少。同时 URANS 模拟结果的准确性也已得到了相关实验的验证^[3]。本文采用 URANS 模拟方法。由于 RSM 模型是一种各向异性的湍流模型，因而可很好地模拟湍流的 Reynolds 应力和横向流动。本文的湍流模型为 RSM 模型。为保证数值残差足够小，计算步长选为 $2\times 10^{-5}\text{ s}$ ，Courant 数小于 0.2。

2 结果分析

2.1 实验验证

稳态条件下的主流速度、壁面温度和壁面剪应力分布如图 3 所示。图 3 中的相对参数表示各空间点的局部参数实际值与壁面参数平均值的比值。从图中可看出,计算结果与实验结果非常吻合,主流速度和壁面温度与实验结果之间的误差非常小,壁面剪应力与实验值之间

的相对偏差也在 5% 以内。所以本文所选用的湍流模型、数值格式和网格等可很好地描述稠密栅元内的流体波动。从图 3 中还可看出,稳态 RSM 模型并不能很好地模拟这种流动,其计算结果与实验结果的相对偏差约为 20%。这是因为稠密栅元内的大尺度相干结构随时间周期性波动,而稳态 RSM 模型无法模拟参数随时间的波动。

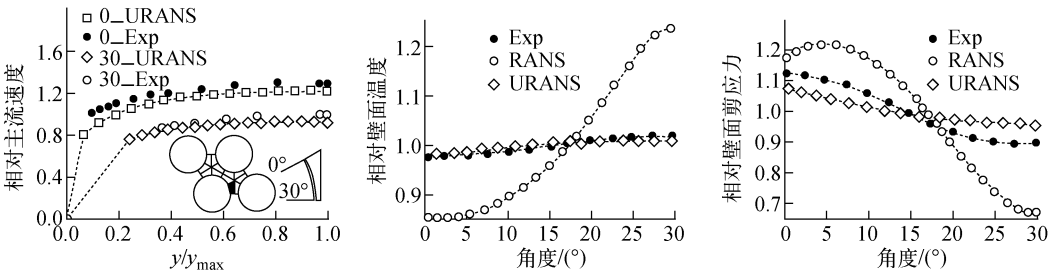


图 3 实验验证
Fig. 3 Validation with experimental data

2.2 时均速度分布

图 4 示出间隙内时均主流速度的分布。图中的速度均利用平均流速 U_b 进行了归一化,3 种通道内的 U_b 按通道间隙从大到小的顺序分别为 21.27、34 和 42.055 m/s。从图 4 可看出,通道间隙变化对主流速度分布的影响较为明显。在间隙区, P/D 为 1.06、1.03 和 1.01 的通道内的最大时均主流速度分别为 $0.95U_b$ 、 $0.885U_b$ 和 $0.225U_b$ 。当 P/D 从 1.06 减小到 1.03 时,归一化主流速度的减小并不十分明显。但随着 P/D 的进一步减小,归一化主流速度迅速减小。由于此时间隙区的流速迅速减

小,流体的传热能力也急剧恶化。图 5 示出不同间隙内的时均主流速度等高线分布。其中的时均主流速度利用 U_b 进行了归一化。随着间隙的减小,间隙区的主流速度先缓慢减小,当 P/D 小于 1.03 时,间隙区的主流速度随着间隙的减小而迅速衰减。当间隙为零时,间隙区的主流速度也趋于零。

2.3 相干速度和相干结构

Chang 等^[4]认为瞬时速度可分为两部分:时均速度和波动速度(瞬时速度与时均速度的差值)。而湍流流体的相干结构对流体的影响可利用波动速度来描述。本文也采用类似的定义方法来定义相干速度和非相干速度。流速可表示为相干流速和非相干流速之和,即:

$$\overline{U^2} = \overline{U_c^2} + \overline{U_{nc}^2} \tag{1}$$

其中: $\overline{U_c^2}$ 和 $\overline{U_{nc}^2}$ 分别为流速的相干部分和非相干部分, $\overline{U_c^2}$ 为当地流速 U 的函数,可表示为:

$$\overline{U_c^2} = \overline{(U - \overline{U})^2} \tag{2}$$

其中: $\overline{U}$ 为时均流速。

图 6 示出间隙区相干主流速度的分布。图中的相干主流速度利用 U_b^2 进行了归一化。在间隙区,3 种 P/D 间隙区的最大归一化相干主流速度分别为 0.002、0.004 和 3×10^{-5} 。

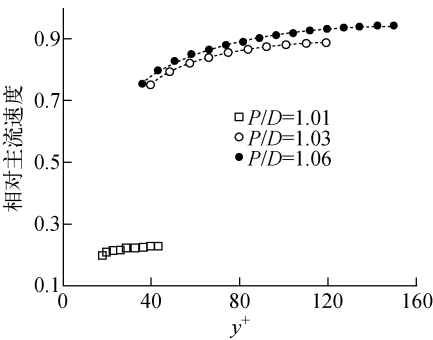


图 4 相对时均主流速度的变化
Fig. 4 Variation of relative time averaged streamwise velocity

构运动最剧烈,由此导致的横向传热和传质也最明显。通过上述分析可得:本文所分析的典型稠密栅元的临界 P/D 约为 1.03。因所有结果均表明随着 P/D 从较大的值减小至 1.03 时,相干结构随之逐渐增大,而当 P/D 再次从 1.03 减小时,相干结构迅速衰减,因而认为工程应用中的稠密栅元的 P/D 不应小于该临界值 1.03。

2.4 速度波动曲线

随着通道间隙的减小,稠密栅元内的速度波动曲线也会随之变化。本文对 O 点的横向速度波动进行分析, O 点分布如图 1 所示,计算结果如图 8 所示。图 8 中的横向速度用 U_b 进行了归一化。图 8 表明, $P/D=1.06$ 的稠密栅元内的速度波动有 3 个波动振幅。虽然实验结果表明这种流体波动的周期约为 0.01 s,但如果将 3 个周期内的波动曲线当作 1 个波动周期,则流体波动的周期性更加明显,各周期内的参数波动曲线也基本相同。从 $t=0$ s 到 $t=0.02$ s,流速波动振幅和相干结构逐渐增强。当流速波动振幅达到最大值(约 $0.1U_b$) 时,波动振幅逐渐减小至最小值,而相干结构也同时衰减。对于 $P/D=1.06$ 的稠密栅元内的

流体,认为如果将 3 个相邻周期内的流体波动合并为 1 个波动周期会更合理,且周期性更强。与 $P/D=1.06$ 的稠密栅元内的速度波动振幅相比, $P/D=1.03$ 的稠密栅元内的速度波动振幅更加平均,最大波动振幅与最小波动振幅的差别也更小。同时 $P/D=1.03$ 的稠密栅元内的速度波动振幅约是 $P/D=1.06$ 的稠密栅元内的速度波动振幅的 1.5 倍。随着 P/D 从 1.03 减小至 1.01,速度波动迅速衰减。 $P/D=1.01$ 的稠密栅元内的速度波动振幅约比 $P/D=1.03$ 的稠密栅元内的速度波动振幅小两个量级,且其相对变化幅度也较大。这也表明 $P/D=1.03$ 的稠密栅元内的相干结构非常弱,也非常不稳定。

2.5 壁面温度和壁面剪应力

图 9 示出最大壁面剪应力随通道间隙的变化。图 9 中的最大壁面剪应力用各通道壁面上的平均壁面剪应力进行了归一化。3 种通道(P/D 从大到小)内的平均壁面剪应力分别为 1.34、3.39 和 4。从图 9 可看出,最大壁面剪应力随时间的波动曲线也不是非常有规律。随着 P/D 从 1.06 减小至 1.03,最大归一化壁面剪应力从 1.345 增加到 1.44。而当 P/D 继续

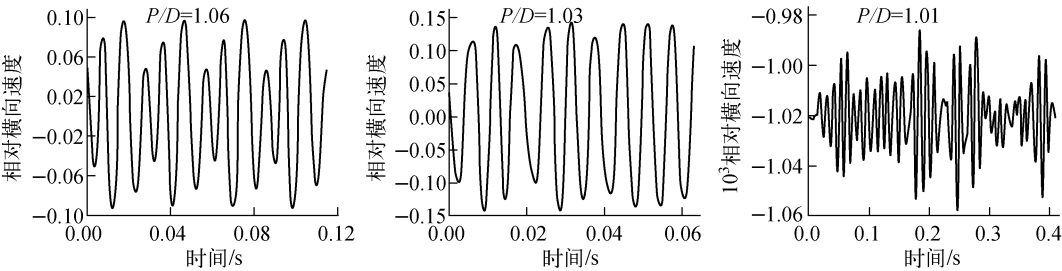


图 8 O 点的横向速度波动
Fig. 8 Radial velocity oscillation in point O

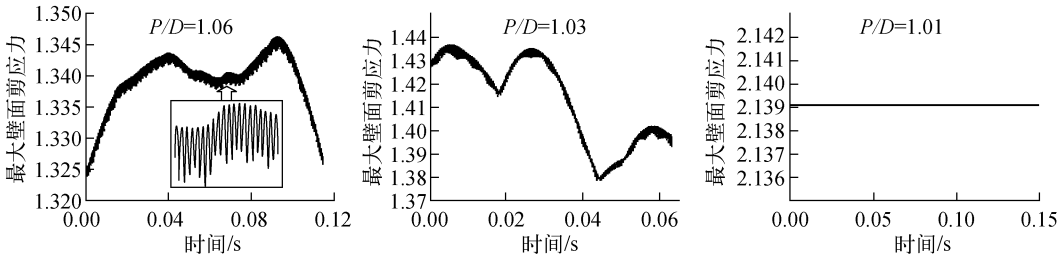


图 9 归一化最大壁面剪应力
Fig. 9 Normalized maximum wall shear stress

减小至 1.01 时,最大归一化壁面剪应力迅速从 1.44 增加到 2.139。从中也可看出, $P/D = 1.01$ 的稠密栅元内的壁面剪应力的空间分布非常不均匀,其最大值比平均值大两倍以上。图 9 还表明, $P/D = 1.01$ 的稠密栅元内的壁面剪应力几乎不随时间变化,这也说明了当通道间隙非常小时,通道间的大尺度相干结构非常弱小,几乎不会引起参数波动。

本文也分析了最大壁面温度随通道间隙的变化,结果如图 10 所示。图 10 中的壁面温度用平

均壁面温度进行了归一化。由于热流密度较小,3 种通道内的平均壁面温度基本相同,约为 $60\text{ }^{\circ}\text{C}$ 。与壁面剪应力的变化规律相同,壁面温度随时间的变化也不是非常有规律性。 $P/D = 1.01$ 的稠密栅元内的壁面温度几乎不随时间变化。当 P/D 从 1.06 减小至 1.03 时,壁面温度的变化非常小。但当 P/D 继续减小至 1.01 时,壁面温度的变化非常明显,其最大归一化壁面温度从 1.15 增加至 1.827。这也说明 $P/D = 1.01$ 的稠密栅元内的流体传热特性不是非常好。

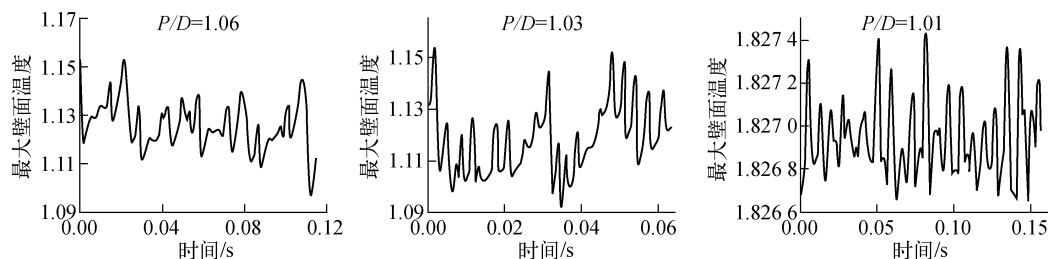


图 10 归一化最大壁面温度

Fig. 10 Normalized maximum wall temperature

3 结论

本文对通道间隙变化对稠密栅元内的湍流流体的影响规律进行了研究。稠密栅元的临界 P/D 约为 1.03。当栅元结构尺寸大于临界值时,相干结构和流体波动随着通道间隙的减小而增加;当栅元尺寸小于临界值时,相干结构随着通道间隙的减小而迅速衰减,直至完全消失,由此导致的流体传热传质也迅速减少。当稠密栅元 P/D 恰好等于临界值时,相干结构运动最剧烈,由此导致的横向动量和能量交混也最明显。当 $P/D = 1.01$ 时,相干结构运动非常弱小,其参数波动也几乎可忽略,而此时流体的传热能力也较差。

在核反应堆设计中,为了提高堆芯功率,通常允许堆芯出口段出现过冷沸腾。虽然过冷沸腾的传热能力较单相流体的传热能力更强,但对于稠密栅元内的流体,由于通道间隙非常小,如果过冷沸腾产生的气泡过大,流体在间隙区的流动会受到阻碍,从而严重削弱稠密栅元内的流体传热能力。因此,建议如果采用稠密栅元布置的堆芯有可能出现过冷沸腾,可适当增加稠密栅元的间隙,以避免过大的气泡阻碍间隙区的流体流动。

参考文献:

- [1] KRAUSS T, MEYER L. Characteristics of turbulent velocity and temperature in a wall channel of a heated rod bundle[J]. *Experimental Thermal Fluid*, 1996, 12(1): 75-86.
- [2] KRAUSS T, MEYER L. Experimental investigation of turbulent transport of momentum and energy in a heated rod bundle[J]. *Nucl Eng Des*, 1998, 180(3): 185-206.
- [3] MERZARI E, NINOKATA H. Unsteady Reynolds averaged Navier-Stokes simulation for an accurate prediction of the flow inside tight rod bundles[C]//The 12th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics (NURETH-12). Pennsylvania: [s. n.], 2007.
- [4] CHANG D, TAVOULARIS S. Unsteady numerical simulations of turbulence and coherent structures in axial flow near a narrow gap[J]. *J Fluids Eng*, 2005, 127(3): 458-466.
- [5] CHANG D, TAVOULARIS S. Simulation of turbulence, heat transfer and mixing across narrow gaps between rod bundle subchannels[J]. *Nucl Eng Des*, 2008, 238(1): 109-123.