

上海交通大学

SHANGHAI JIAO TONG UNIVERSITY

学士学位论文

BACHELOR'S THESIS



论文题目：多物体强迫震荡运动粘性流场特性计算分析

学生姓名：张笑通

学生学号：5130109009

专 业：船舶与海洋工程专业

指导教师：万德成

学院(系)：船舶海洋与建筑工程学院

多物体强迫振荡运动粘性流场特性计算分析

摘要

随着海洋工程以及流体力学的快速发展,越来越多的人开始关注刚性结构物在振荡流当中的受力以及流场情况。本研究采用基于边界沉浸法开发的求解器 Lily-Pad 以及 naoe-FOAM-SJTU 求解器当中的重叠网格技术来对并列多圆柱以及串列多圆柱在静止流体当中振荡的问题展开了综合数值模拟研究。

在并列排布情况下,小间距比的情况相较于单圆柱或者间距比较大的双圆柱排布存在明显的 C_d 系数放大。通过理论分析以及对流场情况的观察,我们认为该系数的放大主要是由于在间距比很小的时候,圆柱之间的间隙当中存在间隙射流,并且其裹挟着强度较高的旋涡快速从圆柱表面耗散到远流场当中。我们在圆柱表面周围添加了控制体,以计算能量的流出量。通过对众多的算例进行分析发现较高的能量流出与间隙射流以及 C_d 系数的放大几乎同时发生或者消失,从而验证了间隙射流是 C_d 系数放大的重要原因。同时,我们还对间隙射流的产生以及发展进行了时域研究。

在串列双圆柱的案例当中,我们在进行了网格收敛性验证以及模型验证之后,通过对雷诺数在 200 情况下的案例模拟与分析,证明了在多种流态的流场当中无因次化升力的 RMS 值都可以较好地反映流场的对称性。在本部分我们还发现了小间距的串列双圆柱的尾涡更加趋向于对称结构并且 C_m 以及 C_d 的变化趋势更加均匀,与单圆柱的结果存在较大差异。我们对此现象也进行了详细的分析。

关键词: 振荡流, 多结构物, 数值模拟, 机理分析

NUMERICAL STUDY ON VISCOUS FLOW FIELD CHARACTERISTICS OF MULTI-STRUCTURES IN OSCILLATORY FLOW

ABSTRACT

With the rapid development of ocean engineering and fluid mechanics, more and more attention is focused on rigid multi-structures in oscillatory flow. In this paper, we adopt solvers of Lily-Pad based on Boundary Data Immersed Methods and naoe-FOAM-SJTU based on overset grid technics to systematically analyze the problems related to multi-cylinders in oscillatory flow with both tandem and side-by-side configuration.

When the cylinders is positioned side-by-side, we detect an obvious C_d coefficient enhancement when compared with cases of single cylinder as well as large gap ratio. With further observation and theoretical analysis, we attribute this enhancement to the gap jet between two cylinders expelling vortex away from the neighbors of cylinders to far field together with large energy. When we set a control volume in the calculation domain to calculate the energy outflow rate due to the gap jet, we find large energy outflow, drag coefficient enhancement and gap jet always occur in the same cases. Thus, it is reasonable to attribute the coefficient enhancement to gap jet. Moreover, we analyze the development process of the gap jet in the time domain.

In the cases with tandem arrangement, we demonstrate the non-dimensional RMS of lift force can reflect the rate of asymmetry of flow field in various flow regimes with Reynolds number of 200 after mesh dependent study and model validation. After that, we realize that the vortex wake after two cylinders with small gap ratios tends to be symmetrical and the trend of C_d and C_m is more regular when compared with cases of single cylinders. We also analyze the effect of blockage effect on this phenomenon.

Key words: oscillatory flow, multi-structure, numerical simulation, mechanism analysis

目 录

第一章 绪论.....	1
1.2 国内外研究现状.....	2
1.2.1 参数研究.....	3
1.2.2 试验研究进展.....	4
1.2.3 数值方面研究进展.....	7
1.3 无因次化以及处理方法.....	9
1.3.1 试验以及模拟设置参数.....	9
1.3.2 结果无因次化.....	11
1.3 本项目主要工作以及创新点.....	12
1.4 本章小结.....	13
第二章 数值方法.....	14
2.1 Lily-Pad 求解器数值方法.....	14
2.1.1 控制方程.....	14
2.1.2 边界沉浸法.....	14
2.2 重叠网格方法数值方法.....	17
2.2.1 控制方程.....	17
2.2.2 速度压力解耦.....	17
2.2.3 重叠网格算法.....	18
2.2.3.1 计算方法以及步骤.....	18
2.2.3.2 动态重叠网格在 OpenFOAM 当中的实现.....	21
2.3 本章小结.....	22
第三章 并列双圆柱在振荡流当中的阻力系数放大问题.....	23
3.1 试验设置.....	23
3.2 试验结果分析- C_d 系数放大.....	25
3.3 数值模拟布置.....	31
3.4 网格收敛性验证.....	32
3.5 模拟结果.....	33
3.6 现象分析.....	35
3.7 本章小结.....	44
第四章 关于串列圆柱的模拟.....	45
4.1 模拟设置.....	45
4.2 网格收敛性验证以及模型验证.....	45
4.3 串列双圆柱在振荡流当中的受力以及流场情况.....	49
4.4 流场对称性与升力分析.....	55
4.5 大间距比流场分析.....	60
4.6 本章小结.....	62
第五章 总结与展望.....	63
5.1 总结.....	63
5.2 展望.....	64
参考文献.....	65
谢辞.....	69



攻读学士学位期间发表或录用论文目录.....	70
在学期间获得奖励以及发表的专利情况.....	71

第一章 绪论

海洋是地球上最广阔的水体，一直都受到来自人类的广泛关注。据统计，地球上约有 70.8% 的面积被海洋所覆盖，同时约含有十三亿五千万立方千米的水，占地球水体总量的 97%。海洋虽然占据了地球上绝大多数的表面积，但是海洋中所蕴含的资源与能源也是不可小觑的。随着人类经济社会的快速发展，地面上的自然资源日益紧张，并且已经对经济、政治、文化等等领域造成了一定的影响。在这个人类发展的关键节点，人们将更多的目光投向了海洋。海洋资源主要分为海洋生物资源、海底矿产资源、海水资源、海洋能源、海洋空间资源以及海洋旅游资源。广阔的海洋当中孕育了 20 万余种的生物，其中动物有 18 万余种，植物有 2 万余种。据统计，地球上 80% 的生物资源在海洋当中，是人类蛋白质的最重要的来源，同时也为制药等提供了丰富的原料。海洋生物资源的开发利用被越来越多的人和社会团体以及国家政府所关注。在 1969 年，世界海洋产业总值为 130 亿美金；但是到了 1992 年，这一数值被提高到了 6700 亿美金；到了 2001 年，这一数值继续飙升到了 1.3 万亿美金。

海底矿产资源又可分为滨海矿砂、石油天然气、多金属结核、富钴结壳、天然气水合物、海底热液硫化物以及磷钙石和海绿石。这些资源在海洋当中的储备都是相当巨大的。海底石油资源的总量约为 1350 亿吨，在地球石油总量当中占比高达 27%-45%；在天然气资源方面，海上天然气的总量约为 140 万亿立方米，在地球总天然气储量当中占比高达 50%-55%。在海洋能源方面，海洋也为人类提供了最坚强的支持。海洋当中的潮汐能、波浪能、潮流能、温差能等等都有巨大的储备，这些能源不仅无污染，并且还是可再生的。这些能源经过初步的估计高达 1500 亿 kW 以上。

面对如此大的资源与能源储备，人们从来没有放弃过征服海洋的决心。早在古希腊时期，人们就开始构建和驾驶船舶，把工程技术知识应用于海洋。到了 20 世纪 60 年代，海洋工程已经取得了巨大的进展，尤其是海洋油气正处于大规模开发的阶段。在这个阶段，海洋经济展现了强大的生命力，海洋开发进入了一个全新的时期。在现阶段，海洋工程已经是一个包括了海洋能的开发利用、船舶工程、海港工程、海岸保护及侵蚀防护、港区疏浚及疏浚物处理、海洋环境监测与海洋环境保护、海底管道埋设等方面。之后又被赋予了深海采矿、海洋经济生物养殖、海水淡化以及海水综合利用、海洋水下工程、海洋空间开发利用等等新的内容。

海洋工程虽然已经经历了多年的发展，也已经取得了较大的进展，但是在很多领域依然没有突破性的进展。海洋工程结构物的实际工作情况大多是十分恶劣的。海洋结构物一方面要承受着多种环境载荷的压力，同时还要承受着长期的海水侵蚀。海洋结构物的工作环境环境可能在海洋表面、海洋内部或者海洋底部，但是无论在哪里工作都必须承受着大量的载荷。这些载荷的来源可能有波浪载荷、海流载荷、潮汐、风暴潮、海啸等等。这样复杂的环境就使得海洋工程设计人员在设计相关结构的时候要进行复杂而又系统的考虑。

通过对海洋结构物在流体当中的受力以及流场情况进行研究，不仅可以加强我们在科学领域上面对流体的特性进行进一步的研究与分析，让我们对旋涡在机理层面有所进展与突破；更可以让我们在面对实际工程问题的时候有更多的资料，对提高海洋工程的工作能力、效率以及寿命都有重要的意义。近年来，随着海洋工程逐步走向深海，越来越多的研究倾向于柔性立管的涡激振动问题，并且已经取得了较多的成果。但是针对刚性立管或者刚性结构物在海洋环境中的受力以及流场情况的研究却非常少。但是这种情况在海洋工程的实际情况中却又有大量的应用。图 1-1 (a) 中的图为海洋平台刚性立柱受到的波浪抨击，图 1-1 (b)

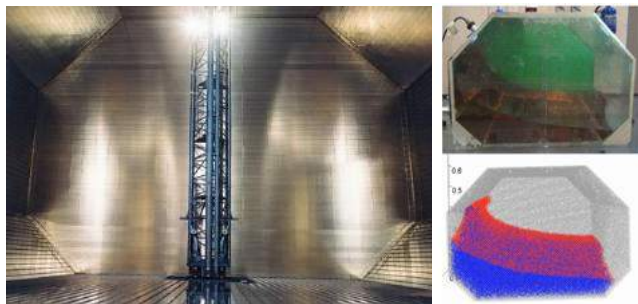
是挪威新设计的最新型海上渔场，其由多根刚性立柱构成；图 1-1 (c) 是在 LNG 船液舱中心的支柱；图 1-1 (d) 是海底防喷器 (Blow Out Preventer, BOP) 的构造。这些结构物都将在海洋环境当中工作，可见刚性结构物在海洋工程当中依然占据重要的地位，不可忽略。



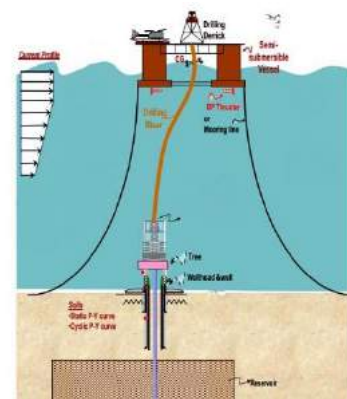
(a) 海洋平台



(b) 海洋渔场



(c) LNG 液舱泵塔以及晃动



(d) BOP

图 1-1 海洋工程刚性结构物在振荡流当中的实例

而这些刚性结构物的工作环境基本都与振荡流 (Oscillatory flow) 有关。海洋平台和海上渔场受到海洋表面波浪的作用。而我们知道，在波浪当中，海水质点进行的运动是轨圆运动，在二维情况下可以抽象为简谐运动，可以等效为振荡流。而 LNG 船当中，由于自由液面的存在，剧烈的液舱晃动致使中心泵塔与水质点的相对运动也是振荡流的形式。BOP 在海底由于立管的涡激振动，带动其下面的 BOP 进行晃动，这种晃动的形式可以简化为简谐运动，从而从相对运动的角度来说，依然可以简化为多结构物在振荡流当中这一问题。从我们目前的分析来看，多结构物在振荡流当中的受力以及流场情况的研究是具有非常重大的现实意义的。

这一问题不仅仅涉及到工程领域，更是对科学领域的一个补充。目前国内外对于旋涡问题的研究已经有很长一段时间了，但是却一直对于旋涡的本质以及其机理的认识上的推动非常有限。本课题的重点也将主要是在机理层面来对很多有关于涡量场的问题进行分析，力图可以推动人们对旋涡的认识前进一步。

1.2 国内外研究现状

国内外目前在刚性多结构物在振荡流当中的受力以及流场响应问题上引起了研究人员广泛的关注，无论是从实验、数值还是理论上面都投入了大量的研究精力。

1.2.1 参数研究

刚性结构物的结构如果已经确定，那么其在振荡流当中的结果主要取决于两大参数， β 数（斯托克斯数，Stokes 数）和 KC 数（Keulegan Carpenter number）。

斯托克斯数的确定以及相关研究最早可以追溯到在空气，氢气，水和真空等等介质中的摆锤试验。Poisson S.D.和 Green G.分别在 1831 年和 1833 年计算了球体和椭圆在非粘性流体当中的附加质量系数^[1,2]。Stokes G.G.在 1851 年指出：“我们现在最基础的，最重要的任务是没有清楚地分辨不同的流体对于试验结果有什么影响，除了由密度引起的不同”，或者也可以表述为“我们忽视了粘性，也就是某种由于摆锤和空气之间的切向运动或者空气层和其他介质的切向运动所带来的效应被忽视了”。斯托克斯在 1851 年首先尝试去解决一个比较长的圆柱的问题，但是他却被卡在一个任意常数的确定这一环节。这一常数最后反映为一个无限级数的和。Stokes G.G.虽然在圆柱这一问题上没有得到答案，但是他又将研究转到了圆球上面，这次他最后得到了较好的结果。最终 Stokes G.G.在 1851 年解决了圆柱这一问题，但是他却并没有使用已经广为人知的贝塞尔函数的渐进表达式。值得注意的是，Stokes G.G.在这两个研究当中，他都是直接利用并且求解了线性版本的 Navier-Stokes 方程（无对流项，无流体分离，无泄涡，无转捩，无湍流）。斯托克斯应用了无滑移，无渗透的边界条件利用二维线性方程完成了作用在物体上的力的总和的计算。他将圆柱的运动设置为简谐震荡，并且将复力 $[-M'U_0i\omega(k-ik')e^{i\omega t}]$ 的实数部分表示为^[3]

$$F=M'U_0\omega(k\sin\omega t-k'\cos\omega t) \quad (1-1)$$

其中 M' 是长为 L 半径为 a 的圆柱所排开水的质量。而 k 和 k' 则表示为：

$$k=1+\sqrt{2m^{-1}},k'=\sqrt{2m^{-1}+0.5m^{-2}},m=\frac{a}{2}\sqrt{n/\mu'} \quad (1-2)$$

其中 $n=\omega$ ， $\mu'=\nu$ ，是斯托克斯动粘性。但是当时斯托克斯并没有通过贝塞尔函数来得到 k 的值。他的学生 Stuart 在 1963 年通过贝塞尔函数，将复力直接表述为：

$$F=-M'U_0i\omega\left\{1-\frac{4K_1(\sqrt{i\beta_s})}{K_1(\sqrt{i\beta_s})+\sqrt{i\beta_s}K_1'(\sqrt{i\beta_s})}\right\} \quad (1-3)$$

其中 $\beta_s=\omega R^2/\nu$ ， β_s 并不是由量纲分析得到了，而是因为如果要满足简谐运动的线性方程和边界条件，那么 β 只能通过这样表达。另外一方面也是由于在 Stokes G.G.之后的研究当中，比如 Grace S.F.在 1928 年^[4]，Sexl T.在 1930 年^[5]，Uchida S.在 1956 年^[6]以及 Sarpkaya T.在 1966 年^[7]的试验当中，运动方程都首先被写成圆柱坐标的形式。这种形式在使用贝塞尔方程进行展开的时候的非常自然使用到了 $\omega R^2/\nu$ 这一表达式。Stuart J.T.在 1963 年的论文当中，称该参数为“频率参数”^[8]。

在接下来的研究当中，众多学者发现“频率参数”的定义不仅仅可以应用在振荡流当中，在 Andrade E.N.在 1931 年关于噪声的应用等当中都有体现^[9]。Stuart J.T.于是也将 Stokes G.G.确定参数的方程改写为：

$$k=1+2\sqrt{2/\beta_s},k'=2\sqrt{2/\beta_s+2/\beta_s} \quad (1-4)$$

在将近一个世纪之后，Wang C.Y.在 1968 年应用内外展开的方法拓展了斯托克斯的结果到 $[(\pi\beta)^{-3/2}]$ 阶^[10]。Wang C.Y.在其 1968 年的论文以及 Sarpkaya T.在其 1986 年的论文当中都进行了物体的受力以及阻力系数和惯性系数方面的研究^[11,12]。Wang C.Y.发现其结果与 Stokes

G.G.的两项结果在验证的范围当中几乎是没有什么差距的。这个特殊的范围是 KC 远远小于 1, $ReKC$ 远远小于 1, 并且频率参数远远大于 1。并且他们的研究也证实在这个参数范围内, 流体是没有分离现象发生的并且非线性项是可以忽略不计的。

之后学界进行了大量的关于圆柱在静止流体当中进行小幅度或者高频率的简谐运动的研究。但是最近的研究却将更多的目光聚焦在大幅度以及小频率范围内的简谐震荡的研究。然而 Stokes G.G.关于小幅度以及高频率的非分离流体的研究已经不能应用在这样新的要求当中, 更是和海洋工程的实际波浪情况非常不符的。于是人们将 KC 引入研究。 KC 这个参数最早是由 Keulegan G.H.和 Carpenter L.H.在 1956 年最先提出的, 用于表达间歇震荡幅度的无量纲参数^[13]。经过若干年的大量的试验的展开, 科学家发现由于固定频率的实验环境以及非常难以改变的实验圆柱的直径, 试验当中的最大速度这一项必须通过某种方式消除掉。Sarpkaya T.发现 $Re/KC=fD^2/\nu$ 正好可以消除这一参数, 并且反映实验当中的频率参数, 于是 Sarpkaya T.在 Stuart J.T.之后在 1976 年的文章当中称 $Re/KC=\beta$ 为频率参数^[14,15]。

于是 KC 数以及 β 数便成为目前在针对刚性结构物在振荡流中的研究中的最重要的两个参数, 他们分别反映了无因次简谐震荡的幅度以及频率, 并且分别定义如下:

$$KC = \frac{U_m T}{D} \quad (1-5)$$

$$\beta = Re/KC = D^2 / \nu T \quad (1-6)$$

其中, U_m 代表在震荡过程当中的最大速度, T 代表振荡流的震荡周期, D 代表圆柱的直径, ν 代表动摩擦系数。

1.2.2 试验研究进展

在介绍这一部分之前, 首先需要将对即将要进行介绍的试验进行进行一部分说明:

(1) 关于试验等效操作

由于目前试验条件的限制, 在实验的过程当中很难对水池的边界条件进行复杂的限制, 从而很难产生真正意义的振荡流。基于这样的显示状况, 目前为止绝大多数的实验都是其等效实验, 并没有开展真正意义上的振荡流实验, 而是将结构物置于静止流体当中进行强迫震荡。强迫震荡的驱动形式有各种形式, 但是相较于 U 型管的振荡流实验, 都有更高的精度和可信度。

基于目前的研究表明, 这两种实验方法的流场情况是完全一致的, 但是受力略有不同。在对受到的流向力进行分解之后, 阻力系数 C_d 在两种实验条件下是完全一致的, 但是惯性系数 C_m 会有 1 的差距。这主要是由于静止圆柱在振荡流当中会受到在震荡周期当中的压力梯度的影响, 从而产生克里洛夫力。由于 C_m 在两种情况下需要进行等效变换, 于是我们在本文当中将统一采用变换后的数据进行解释以及分析。

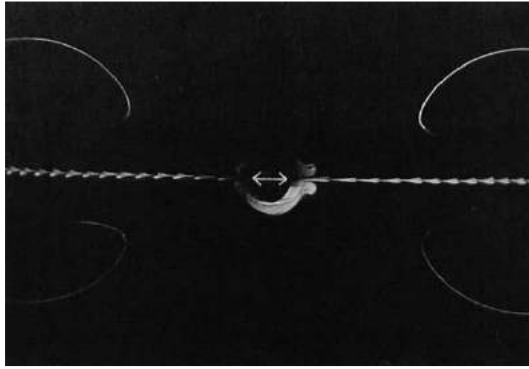
基于以上的两点说明, 我们将对目前的实验状况进行简单的介绍。比较成型, 并且对流场情况进行了比较系统的分析的实验最早是由 Williamson C H K.在 1985 年进行的。Williamson C H K.的实验范围主要是 β 在 730, KC 从 0 到 35。在这个范围内, 他发现每半个周期当中从圆柱表面脱落的旋涡个数随 KC 的增加而增加。根据每个周期从圆柱表面脱落的旋涡个数, Williamson C H K.将不同的流场情况进行分类, 并且定义了不同的流态: 无泄涡, 一直保持在圆柱表面 ($0 < KC < 7$); 一对泄涡 ($7 < KC < 15$); 两对泄涡 ($15 < KC < 24$); 三对泄涡 ($24 < KC < 32$); 四对泄涡 ($32 < KC < 40$)。Williamson 的实验是首次对流态进行分类,

并且对此进行非常详细的分析^[16]。之后，Tatsuno M 和 Bearman PW 在 1990 年通过流场可视化技术对范围更广的 β 数和 KC 数的实验进行了分析， β 数的覆盖范围是 5 到 160，KC 是从 1.6 到 15。他们将不同的流场情况根据不同的特点划分为 8 个流态 A*, A, B, C, D, E, F 和 G，以供后续分析^[17]。流态的典型特点如下表所示：

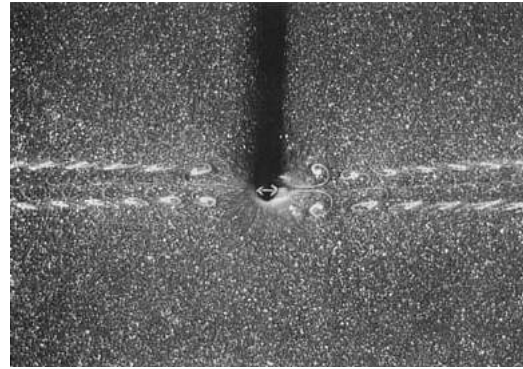
表 1-1 流态特征

流态	关键特点
A*	无旋涡脱落；二次流；二维
A	每半个周期两个旋涡对称脱落；二维
B	三维不稳定结构；轴向旋涡
C	小旋涡累积成为大旋涡；三维
D	旋涡流向方向与轴线有倾斜；三维
E	流体传播方向不稳定；三维
F	流体沿对角线传播；三维
G	横向涡街；三维

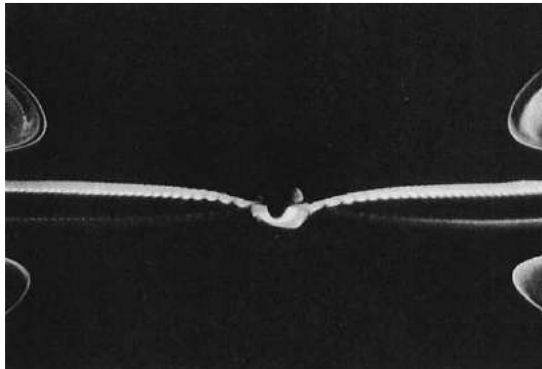
各个流态的典型流场情况如下图所示。其中 A*流态如图 1-2 (a) 所示，圆柱在整个运动当中，旋涡都没有脱落。但是可以清晰地看到有流从圆柱表面沿振动方向传向远方。由于要保持质量守恒，所以还有流沿垂直于振动的方向流向圆柱表面。A 流态的情况如图 1-2(b) 所示。其尾涡是对称结构的，每半个周期有轻微的一对泄涡。B 流态的 X-Y 平面情况如图 1-2 (c) 所示，其和其他流态的情况有很大不同。由于 B 流态开始出现三维效应，并且其主要特性并不是表现在 X-Y 平面，所以在后人对该问题的二维数值模拟研究当中很少有对 B 流态进行分析。也正是因为如此，B 流态在本毕设项目当中也不是最重要的研究对象。C 流态的 X-Y 平面旋涡结构如图 1-2 (d) 所示，C 流态最典型的特点就是每次脱落的小旋涡会逐渐累积最后变成一个大的旋涡，并且对大旋涡始终注入能量。大的旋涡在相同数量的周期之后会转变方向，从而促使大旋涡裹挟着小旋涡向前不断运动。其流场结构与卡门涡街的结构较为类似，但是不同的是旋涡方向相反，并且旋涡从圆柱表面脱离的时候方向会进行反向。流态 D 是在二维研究当中最容易出现的流态，其特征如图 1-2 (e) (f) 所示。在 A*, A, B 和 C 流态当中，流体都是沿着圆柱震荡方向传播，然而在 D 流态当中，非对称现象出现，并且传播方向与震荡方向有一定的角度。尾迹的传播会出现一定的弯曲。流态 E 的结构如图 1-2 (g) 所示，其结构与 D 流态的结构基本相同，但是其在每个周期内都有较大的变化，呈现出非常强烈的不稳定性。流态 F 的结构如图 1-2 (h) 所示，其尾涡传播方向与震荡方向有较大区别，并且首先沿着对角线方向传播。流态 G 的结构如图 1-2 (i) 所示，其主要特点是存在横向涡街，以及会在圆柱旁边行程一个封闭环流。并且他们还在论文当中对各种实验结果进行分类统计，最终得到了如图 1-2 (j) 所示的流态分类图。



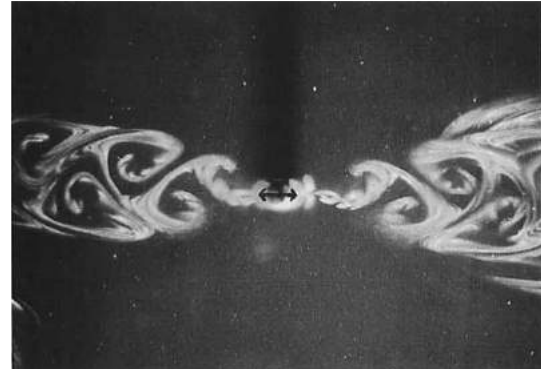
(a) A*流态



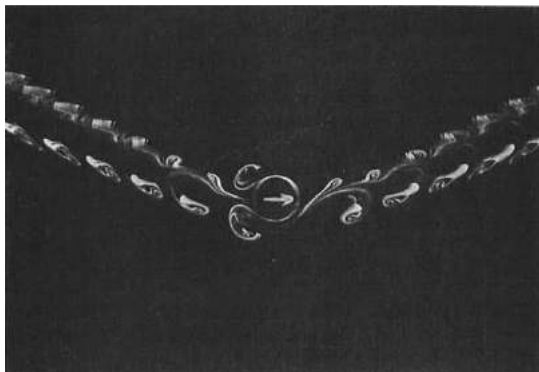
(b) A 流态



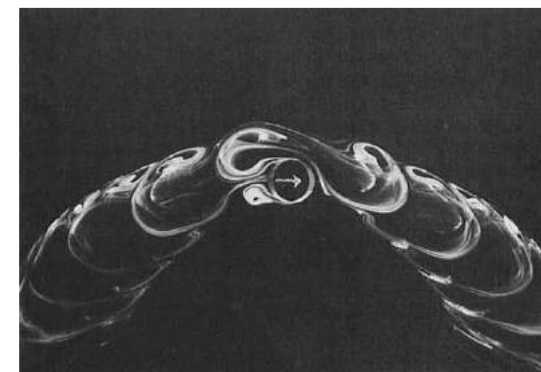
(c) B 流态



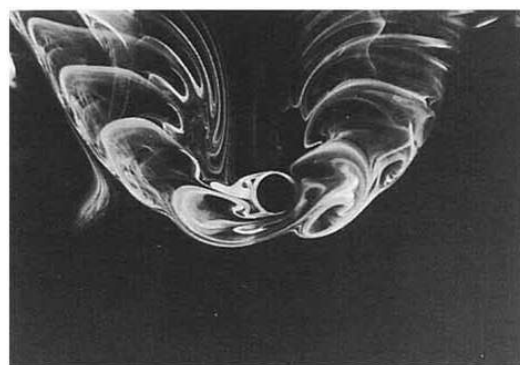
(d) C 流态



(d) D 流态



(e) D 流态



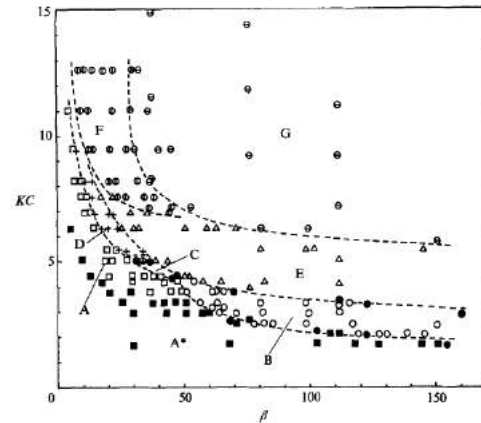
(f) E 流态



(g) F 流态



(h) G 流态



(i) 流态划分

图 1-2 流态特征

之后 Dutsch H., Durst F.和 Becker S.在 1998 年又通过激光多普勒技术 (LDA) 对这个问题进行了进一步的探究。在实验的同时,他们还进行了二维的数值模拟,并且二维数值模拟可以模拟出试验过程当中的绝大多数现象^[18]。该问题的研究出了流态的确定以外还有很有其他的方面都有大量的前辈来进行研究。比如从二维向三维的流态转换现象就有 Honji H. 在 1981 年^[19], Hall P.在 1984 年^[20], Sarpkaya T.在 1986 年^[11, 12], 2002 年^[21], 2005 年^[2]以及 2006 年^[22]分别进行过非常系统的研究。Obasaju E D, Bearman P W 和 Graham J M R 在 1988 测量了当单一圆柱 KC 在 4-55 之间, β 数在 100 到 1665 之间在横截面上的总受力。他们发现当 KC 小于 30 的时候,不同的旋涡脱落的模式在一定的 KC 范围内才存在^[23]。

对于单一圆柱的研究已经较为充分,于是人们将眼光聚焦于多圆柱在振荡流场当中的研究。Zdravkovich MM 和 Pridden DL 在 1977 年^[24], Zdravkovich 自己分别在 1987 年^[25]和 1988 年^[26]发表的论文都证明,当两个圆柱在振荡流场当中的时候,两个圆柱之间的影响将会非常强烈,并且流场以及受力都将和单一圆柱表现出完全不同的特性。Williamson C H K 在 1985 年的另外一篇论文通过实验的方法证实两个并列圆柱在振荡流当中,如果之间的间距满足一定的条件,则两个圆柱之间的泄涡将是同步的,可能是同相位,也可能是反相位的。另外如果两个圆柱之间的间距与圆柱直径的比例低于 2.2,那么他们共同形成的尾迹将和单一圆柱的尾迹是较为类似的^[27]。Bearman P.W.和 Wadcock A.J.在 1973 年^[28]以及 Kim H.J.和 Durbin P.A.在 1988 年^[29]的论文也对这一问题进行了研究,并且结果和 Williamson C H K 是相似的。Alam M.M., Moriya M.和 Sakamoto H.在 2003 年发现,当两个并列圆柱之间的间距小于 1.2 倍直径的时候,间距中间的流体将会偏向一方,从而造成一个圆柱的尾迹较为宽阔,一个圆柱的尾迹较为狭小^[30]。Meneghini J R 等人在 2001 年^[32]; Mizushima J 和 Suehiro N 在 2005 年^[33]以及 Tasaka Y 等人在 2006 年^[33]的研究也表明,如果两个圆柱之间的间距小于某个特定值,那么泄涡将只在下流向的圆柱上面发生,并且这个阈值介于 3.0 到 3.5 之间。

1.2.3 数值方面研究进展

数值方面相较于试验方向较晚开始,但是却已经取得了非常不错的成果。为了最大程度地平衡计算准确性与计算效率之间的关系,目前大多数针对该问题的数值模拟都是利用二维数值模拟来进行的。但是这就带来一个不可小觑的问题,就是二维模拟是否能够有效代替三维数值模拟,最大程度地反映流场结构,为分析和研究提供必要的信息。基于此, Honji H 在 1981 年^[19]和 Sarpkaya T 在 1986 年^[11, 12]对二维向三维流场结构转换这一问题进行了大量的研究。并且 Sarpkaya T 在 2002 年还提出了一个 KC 准数的计算标准,只要 KC 低于该准数,

则流场为二维结构。其计算的方法为:

$$K_{cr}\beta^{2/5} = 12.5 \quad (1-7)$$

在此需要特地说明的是, 本毕业设计的全部算例都是满足该准则的二维结构。

An, Cheng 和 Zhao 等人在 2014 年对二维模拟与三维模拟的区别进行了较为系统的分析, 并且期望能够验证二维模型是否能够很大程度上再现出三维模拟的情况。他们选取了单圆柱在振荡流当中的情况针对二维和三维模型分别使用相同的 FEM 方法进行数值模拟。他们发现二维模拟的结果可以在很大程度上模拟三维情况, 比如在 KC 等于 20 的情况下, 二维模型与三维模型都模拟出了三个旋涡脱落的泄涡模式, 虽然这一状况是处于两个泄涡与三个泄涡的临界地带。他们还对具体的附加质量系数和阻力系数进行模拟, 最后发现二维模型和三维模型之间的最大差距在 18% 之内。

其实针对多结构物在振荡流中的数值模拟研究主要都是基于二维模型。一方面, 二维模型已经可以在一定程度上满足计算精度; 另一方面也可以极大地缩短计算时间, 最终得到大量的数据, 方便对这个问题的研究与理解。Justesen P 在 1991 年通过求解二维 NS 方程, 针对 KC 从 0.1 到 26, β 数为 196、483 和 1035 的算例进行了模拟, 并且在此基础上对受力系数、压力分布、流态转变等等现象进行了较为系统的研究^[34]。Lin X W, Bearman P W 和 Graham J M R 等人在 1996 年针对低 β 数的情况采用二维离散涡模型, 并且最终得到了与实验结果特别相符的结果^[35]。Iliadis G 和 Anagnostopoulos P 在 1998 年依然进行了单一圆柱在振荡流当中的研究, 并且聚焦于雷诺数等于 200, KC 数等于 20 的情况。他们发现了不同的流场特性以及泄涡数量的流态之间的存在着不间断的相互转化关系^[36]。Saghafian M, Stansb P K, Saidi M S 和 Apsley 等人在 2003 年通过求解二维 RANS 方程, 对高 β 数的算例进行求解, 并且最终结果和试验结果吻合地相当理想^[37]。Anagnostopoulos P 和 Minear R 在 2004 年进行了数值模拟, 对单一圆柱在振荡流当中的阻塞效应进行了研究。本次数值模拟的 KC 数的范围从 0.1 到 6, β 数取为定值 50。他们发现当阻塞比低于 20% 的情况下阻塞效应基本是可以忽略不计的^[38]。人们对于单一圆柱在振荡流当中的情况进行了非常系统的分析。从模拟条件是否可以满足到对流场以及受力的耦合分析, 都展现了人们对这个问题的极大的热情。

但是多结构物, 或者说是多圆柱在振荡流当中的研究却并不是十分充分。Chern M J 等人在 2010 年数值模拟了两个正方形圆柱在振荡流当中并列布置的结果, 并且发现空隙中间的流对于柱体的泄涡有非常明显的影响。而且尾迹保持对称直到 KC 大于 10^[39]。Yang 等人在 2013 年采用二维数值模拟, 对两个不同直径的圆柱在振荡流当中的流场情况进行数值模拟, 主要研究了两个圆柱之间的间距和他们之间的方向角对流场的影响^[40]。

随着 CFD 的快速发展, 越来越多的数值模拟方法被提出, 从而越来越多的工程问题得以解决。由于海洋工程一直处于非常复杂的海洋环境当中, 对运动有较高的要求, 人们开始研究各种方法来满足结构物在流场当中的大尺度变形以及较大的位移, 并且这种需求很难通过弹簧网格或者动网格来进行满足。目前在大尺度运动以及变形模拟上面的研究已经取得了较多的进展, 一方面可以完全采用无网格方法来对其进行模拟, 比如 MPS 方法等等。或者采用重叠网格方法或者边界沉浸法等等。

具体的技术细节将在第二章进行着重讲解, 这里仅对目前的研究进展进行简单介绍。Chern M J, Shiu W C 和 Horng T L 等人在 2013 年使用边界沉浸法来对一个四边形的圆柱序列进行模拟, 并且探讨了 KC 数, 圆柱间距以及斜流的情况对水动力载荷在时域和频域当中分别进行研究^[41]。Harimi I 和 Saghafian M 在 2012 年将重叠网格方法应用于串列圆柱在流体当中的强制热交换问题, 并且最终和试验的结果进行对比, 满足程度非常高^[42]。重叠网格技术是一种新兴的应用非常广泛的用于处理大幅度运动的技术, 其通过多套网格之间的流场信

息相互插值来达到网格之间可以随意运动的目的。Ye H 和 Wan D 等人在 2016 年对单圆柱在高雷诺数下的圆柱扰流问题结合重叠网格技术进行了系统的研究^[43]。Cheng P, Wan D 和 Hu C 在 2016 年利用重叠网格技术对浮式风机的不稳定气动性能进行研究^[46]。Wang J H, Liu 和 Wan 在 2015 年^[47]以及 Wang J H, Zhao W W 和 Wan D C 在 2016 年也都分别对 ONR 船艙内倾进行了自航模拟^[48]。并且在万德成教授的课题组当中,该重叠网格方法在很多问题上面都进行了应用,并且取得了不俗的结果^[53-60]。

边界沉浸法在本毕设项目当中也有所涉及。沉浸边界法 (Boundary Immersed Method) 最初是由 Peskin C S 在 1972 年提出的,主要用于研究心脏中小叶与血液的相互作用,通过附加力来代替小叶对血液的作用^[49,50]。由于小叶的边界轮廓与流体的网格可能存在一定的误差,不能保证完全重合,所以 Peskin C S 采用 δ 函数来解决这一问题。之后 Fadlun E A 等人进一步采用 Mohd-Yusof 方法将其与基于交错网格的有限差分法进行结合,从而进行三维复杂流场的求解^[51]。至此,沉浸边界法得到了较为完善的发展,并且在众多领域进行应用,与有限元方法,大涡模拟方法等等进行结合,极大地丰富了边界沉浸法的应用范围和内涵。在 2009 年,美国的麻省理工学院的 Weymouth G.D.和 K.P. Yue 利用边界沉浸法基于编程语言 Processing 完成了求解器 Lily-Pad 的开发,并且进行了大量的验证工作,说明该方法在处理动边界以及复杂轮廓方面具有较高的效率和较为准确的结果^[52]。

本毕业设计的数值模拟工作一部分采用上海交通大学万德成教授课题组开发的 naoe-FOAM-SJTU 求解器进行,另外一部分采用麻省理工学院 Dick Yue 教授课题组开发的 Lily-Pad 求解器进行。采用两种求解器分别对若干不同问题分别进行研究,以加深对该课题的理解以及在机理层面的认识。

1.3 无因次化以及处理方法

为了使得试验以及模拟的结果更加具有可比性,并且方便对实验结果进行分析,我们对实验设置参数以及结果全部都进行了无因次化处理。在本文当中,除了特殊说明的,各个参数均已经被无因次化如下:

1.3.1 试验以及模拟设置参数

设置参数主要有 KC 数, β 数, 间距比, 圆心距比, 雷诺数以及圆柱布置情况几类。

(1) KC 数

KC 数是广泛应用于振荡流的主要用于表征振荡幅度的无因次量。KC 的定义如下:

$$KC = \frac{U_m T}{D} \quad (1-8)$$

其中 U_m 代表振荡流得最大速度; T 代表振荡流得周期; D 代表圆柱的直径。针对简谐振荡流体,将速度和周期的关系带入之后得到另外一个表达式:

$$KC = \frac{2\pi A}{D} \quad (1-9)$$

其中 A 代表振荡幅值。所以在该表达形式下,我们可以更加清晰地看出 KC 表征振荡流的振荡幅值的大小。如果圆柱直径已经固定,那么 KC 的大小就直接反映了振荡流的振荡幅值,或者代表圆柱在静止流体当中的简谐振荡幅值。

(2) β 数

β 数就是上文当中已经提到的斯托克斯数,主要表征振荡流的频率大小,其定义如下:

$$\beta = \frac{D^2}{\nu T} \quad (1-10)$$

在上式当中，D 代表圆柱直径，T 代表震荡周期， ν 代表流体的运动学粘性系数。在流体参数确定，圆柱直径确定的情况下， β 数的大小主要与周期有关，所以其代表了振荡流的频率大小，或者圆柱在静止流体当中震荡的频率。

(3) Re 数

Re 数（雷诺数）是在流体力学当中最有代表性的参数之一，其表征了惯性力与粘性力的比值，其定义如下：

$$\text{Re} = \frac{\text{Inertia_force}}{\text{Viscous_force}} = \frac{\rho UL}{\mu} = \frac{UL}{\nu} \quad (1-11)$$

其中 ρ 代表流体密度，U、L 分别代表来流的特征速度以及流体中的结构物的特征长度； μ 和 ν 分别代表流体的动力学粘性系数和运动学粘性系数。对于圆柱在振荡流当中或者圆柱在静止流体当中震荡，U 代表震荡的最大速度，L 代表圆柱的直径 D。经过简单的计算，我们可以发现：

$$\text{Re} = \frac{U_m D}{\nu} = \frac{U_m T}{D} \cdot \frac{D^2}{T\nu} = \text{KC} \cdot \beta \quad (1-12)$$

于是 Re 数虽然和振荡流的具体参数无关，但是由于上面公式的关系，其经常在研究之中也被作为一个单独的变量。在本毕设项目当中，其经常被作为控制变量，而改变的变量为 KC 数和 β 数。在这样的设定当中，Re 数经常是固定的，KC 数和 β 数变动，但是需要满足其乘积等于 Re 数的数值。

(4) 间距比

由于在本研究当中我们主要的研究对象是多圆柱的情况，从而多圆柱之间的间距是一个非常重要的变量。间距的变化会影响到圆柱之间的相互影响的程度，无论是在实验当中还是在模拟当中都是非常重要的研究变量。在具体的研究当中，并列圆柱和串列圆柱对于间距的变化呈现出完全不同的变化趋势，将在后续的章节陆续展开。但是由于不同的试验以及模拟可能用的圆柱直径不同，所以圆柱之间的间距可能并不能很好的反应问题的实质，于是我们将其无因次化，并且定义如下：

$$\text{间距比} = \frac{\text{圆柱间距}}{\text{直径}} \quad (1-13)$$

间距比也经常被简化成为 Gap_ratio。通过以上的变换，不同的圆柱直径将不会对问题的分析产生显著影响，这也是无因次化的一个非常重要的意义所在。

(5) 圆心距比

圆心距比与上面定义的间距比较为类似，但是不同的是其定义当中的圆柱间距被圆柱圆心距所取代。所以其定义如下：

$$\text{圆心距比} = \frac{\text{圆心距}}{\text{直径}} \quad (1-14)$$

圆心距比通常也被简化为 Center_ratio。对于两个圆柱的直径相等的情况，我们可以通过间距比轻松得到圆心距比

$$\text{圆心距比} = \text{间距比} + 1 \quad (1-15)$$

(5) 圆柱布置关系

圆柱之间的布置关系通常采用圆柱连心线的迎流角这一指标进行衡量，如下图所示，但是由于在本项目当中，迎流角只有 0 度以及 90 度两种情况，所以特将两种情况命名为并列以及串列圆柱的情况。并且其布置如下图所示：

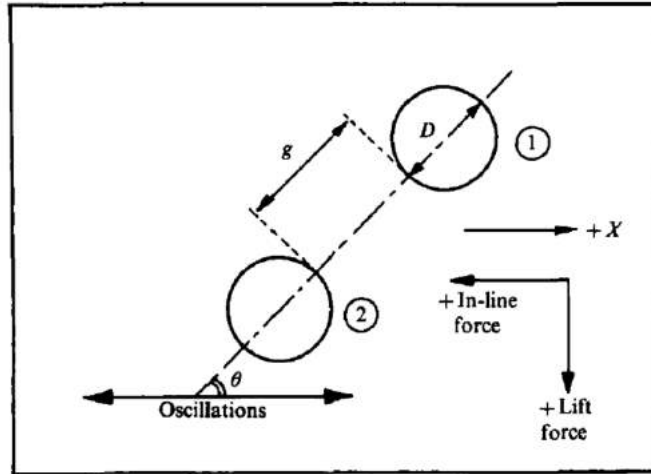


图 1-3 连心线迎流角

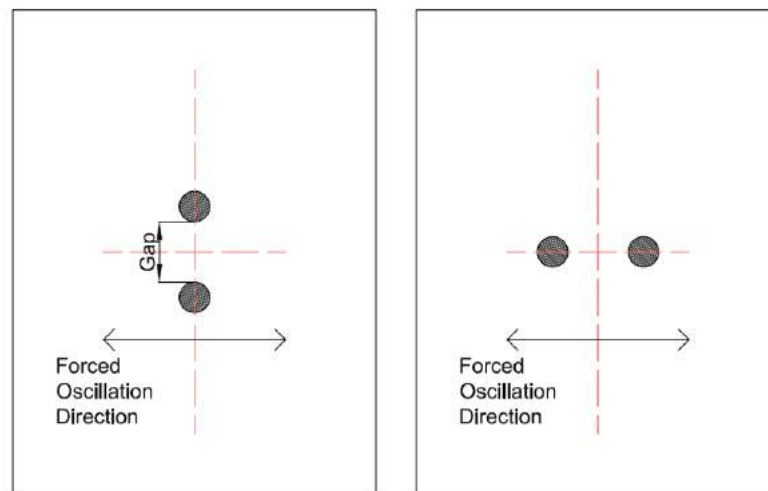


图 1-4 圆柱布置情况：并列（左）、串列（右）

1.3.2 结果无因次化

结果的无因次化是与其他流体问题的无因次化较为类似的。

(1) 基本无量纲参数

由于本项目当中，所有的参数都是经过无量纲化处理的，所以首先针对位移，速度，时间，压强，受力等等进行无量纲化处理，并且其处理的具体方法如以下公式所示：

$$(x, y) = (x', y') / D \quad (1-16a)$$

$$(u, v) = (u', v') / U_m \quad (1-16b)$$

$$p = p' / \rho U_m^2 \quad (1-16c)$$

$$t = U_{mean} t' / D \quad (1-16d)$$

$$C_f = F / (\rho D U_m^2 / 2) \quad (1-16e)$$

在以上公式当中， (x,y) 是坐标； (u,v) 是速度在 x 方向以及 y 方向的分量； t 是时间； p 是压强； ρ 是流体密度； C_f 是受力系数。右上角的小标代表真实坐标系下的变量， F 代表真实坐标系下的受力。根据以上的规则，我们就将很多后续要用到的基础变量进行了无量纲化的处理。

但是我们由于 Lily-Pad 求解器的特殊要求，我们在无因次化的时候在公式 1-16a 中将圆柱的直径替换为网格尺寸 s ，在公式 1-16d 和 1-16e 当中的直径应该为用网格间距无量纲化之后的无量纲直径。

(1) C_m 与 C_d

莫里森方程在本项目当中占据非常重要的地位。我们通过莫里森方程来对流向力进行分解，分解为由附加质量引起的附加质量项以及由于阻力引起的阻力项。莫里森方程的具体形式如下所示：

$$F_{in-line} = \frac{1}{2} \rho D C_d |U|U + \frac{1}{4} \pi \rho D^2 C_m \frac{dU}{dt} \quad (1-17)$$

其中 C_m 和 C_d 分别代表惯性系数和阻力系数。同时，目前的研究重点也主要是针对这两个系数来展开。在得到总的流向力之后，可以通过最小二乘法拟合或者傅汝德平均的方法来将阻力项以及惯性力项进行分离，并且得到最终的结果。两个力学参数在不同的工况条件下呈现出完全不同的变化趋势，为我们对流向力的变化提供了更多分析的角度。

(2) 无量纲涡量

流场的最终情况往往通过涡量图来进行表示，以更好地对旋涡的形成以及发展进行研究。在本研究当中，涡量也同样进行了无量纲化的处理。涡量的无量纲化处理的具体方式如下式所示：

$$\omega = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \quad (1-18)$$

以上公式中的变量都是已经进行了无量纲化的无量纲参数。通过无量纲参数的计算得到无量纲的涡量大小。

1.3 本项目主要工作以及创新点

本论文的主要工作是弥补目前还尚停留在较为基础阶段的多圆柱在振荡流当中的相互影响这一问题的研究空白。具体工作有：

- (1) 联系麻省理工学院拖曳水池进行试验设计以及实施，并且进行试验数据的后处理。
- (2) 在发现了小间距的并列圆柱的 C_d 相较单圆柱的放大问题之后，对该问题进行分析。
- (3) 对串列圆柱进行模拟，探究尾流对称性与无因次化升力 RMS 值之间的关系。
- (4) 分析旋涡的产生，发展以及脱落的具体过程。

在具体的工作当中有如下的创新点是本毕业设计项目所特有的：

(1) 由于国内外对该问题的研究还停留在比较初级的阶段，我们在该项目的研究当中将受力与流场情况进行整合分析。从一个特殊的角度入手，发现在受力或者流场中的特殊的现象，然后将受力与流场进行结合来对该现象进行解释，试图从机理层面来对发现的问题进

行研究。

(2) 我们采用了完全不同的求解器来对这一问题分别进行较为系统的研究，极大地丰富了项目的内涵。在并列双圆柱的模拟当中，我们采用了基于边界沉浸法的 Lily-Pad 求解器；在对串列圆柱进行分析的时候采用 naoe-FOAM-SJTU 求解器进行求解。这样的设置使得毕设项目更加丰富，学到了更多的东西，对日后的发展更加有利。

(3) 在并列双圆柱的研究当中，我们首先通过实验发现 C_d 系数在小间距的情况下相较于单圆柱的放大，然后在数值模拟之后发现了间隙射流的现象。通过理论分析，发现间隙射流往往伴随着巨大的能量耗散，其与代表耗散力的 C_d 系数的放大必然有直接的关系。通过系统的分析，我们验证了这一观点。在本部分当中，我们采用了试验与数值模拟相结合的方法来对这一问题进行分析。试验可以提供更加准确的受力信息，而数值模拟可以最大程度地提供流场信息，并且可以非常方便进行后期后处理的进一步计算，为问题的分析提供了更多的解决思路。

(4) 在串列圆柱的分析过程当中，我们结合了受力与流场信息相互影响这一基本理论。通过受力来预判流场，通过流场来分析受力变化特点的原因。

(5) 本问题具有较强的工程背景，但是又不失科学探索的意义。正如第一章当中之前所阐述的那样，该项目的研究背景在海洋工程领域应用广泛，同时对于人们认识旋涡的机理具有重要意义。

1.4 本章小结

本章首先对海洋工程领域的快速发展进行了剖析，然后对多结构物在振荡流当中的工程应用进行了描述。之后我们介绍了该问题在参数研究，试验，数值模拟上面的发展以及关注点由单圆柱向多圆柱变化的发展趋势。之后我们介绍了在本项目当中的具体无因次化方法以及意义。最后我们介绍了该项目的具体工作以及创新点。

第二章 数值方法

本章主要介绍由麻省理工学院基于边界沉浸法研发的求解器 Lily-Pad 以及由上海交通大学船舶海洋与建筑工程学院万德成教授课题组开发的 naoe-FOAM-SJTU 求解器的基本方程以及数值求解方法。

2.1 Lily-Pad 求解器数值方法

Lily-Pad 的主要思路是边界沉浸法，来完成对动边界问题的数值模拟。边界沉浸法通过在控制方程右侧加入一个附加力项来模拟固体表面的边界条件。

2.1.1 控制方程

边界沉浸法的控制方程与其他方法的控制方程较为类似，其最主要的区别就是在控制方程的右侧会增加一个附加力项，于是控制方程变为如下所示：

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} = -\nabla P + \frac{1}{\text{Re}} \nabla^2 \mathbf{V} + \mathbf{F} \quad (2-1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = 0 \quad (2-2)$$

上式当中， \mathbf{V} 和 P 分别代表流场当中的速度和压力，而 \mathbf{F} 代表附加力，他只在流场当中固体边界附近不为 0。 Re 为无量纲参数雷诺数，表征惯性力和粘性力的大小。

2.1.2 边界沉浸法

边界沉浸法最终的目的是建立一整套的针对流固耦合问题所必须的控制方程。对于两个区域分别为 Ω_b 和 Ω_f ，并且他们之间的交界面为 σ_s 的一般性问题 P_0 。那么我们就要找到方程 $\Psi_0(\vec{x}, t)$ 可以满足以下方程以对问题 P_0 进行求解：

$$B(\Psi_0, \vec{x}, t) = 0 \quad \vec{x} \in \Omega_b$$

$$F(\Psi_0, \vec{x}, t) = 0 \quad \vec{x} \in \Omega_f \quad (2-3)$$

$$S(\Psi_0, \vec{x}, t) = 0 \quad \vec{x} \in \sigma_s$$

其中 B 和 F 分别为区域 Ω_b 和 Ω_f 的控制方程，而 S 是两个区域之间的交接条件。而流固耦合问题则是这类方程的特殊问题，那就是 F 是流体区域的控制方程，而 B 是固体区域的控制方程， S 是固体表面的边界条件。由于边界数据被整合进了控制方程，那么如果可以通过转换，将 P_0 这一可能带有复杂边界条件的问题转换为由单一元方程控制单一区域的问题 P_ϵ 将会使得问题更加简单。并且通过大量的实例发现 P_ϵ 应该具有如下三个一般光滑条件：

- (1) 当 $\epsilon \rightarrow 0$ 的时候， P_ϵ 与 P_0 保持一致；
- (2) P_ϵ 满足二阶收敛，比如 $\Psi_\epsilon = \Psi_0 + O(\epsilon^2)$ ；
- (3) 结果对边界交界与数值网格的位置没有敏感性。

要想得到相关的元方程，我们必须将方程 (2-1) 当中的方程的范围进行扩展，扩展到整个研究区域 $\Omega \equiv \Omega_b \cup \Omega_f$ 。扩展的进行主要是得益于 δ 积分核 K_ϵ 。为了更好地形容积分核 K_ϵ

的性质，我们定义了如下跟随动边界不断变化的在各子区域的积分核的零阶距：

$$\begin{aligned}\delta_\varepsilon^B(\vec{x}, t) &= \int_{\Omega_b} K_\varepsilon(\vec{x}, \vec{x}_b) d\vec{x}_b \\ \delta_\varepsilon^F(\vec{x}, t) &= \int_{\Omega_f} K_\varepsilon(\vec{x}, \vec{x}_f) d\vec{x}_f \\ \delta_\varepsilon^S(\vec{x}, t) &= \int_{\sigma_s} K_\varepsilon(\vec{x}, \vec{x}_s) d\vec{x}_s\end{aligned}\quad (2-4)$$

积分核具有一些特定的性质：每一个核积分只在其子区域内或者距离其子区域 ε 的区域为0；所有积分的数值光滑变化；当 δ_ε^B 和 δ_ε^F 从1变到0的过程当中，对点边界 σ_s 的积分导致在 $x = \sigma_s$ 的地方存在大小为 $1/\varepsilon$ 的峰值，以及 $\delta_\varepsilon^S(x) = K_\varepsilon(x, \sigma_s)$ ，所以 $\delta_\varepsilon^S(x) = O(1/\varepsilon)\delta_\varepsilon^F = O(1/\varepsilon)\delta_\varepsilon^B$ 。正是由于这样的性质，导致 K_ε 可以数值地扩展每一个区域的范围。

将方程 2-1 与 K_ε 进行卷积运算得到

$$\begin{aligned}B_\varepsilon(\Psi, \vec{x}, t) &= \int_{\Omega_b} B(\Psi, \vec{x}_b, t) K_\varepsilon(\vec{x}, \vec{x}_b) d\vec{x}_b \\ F_\varepsilon(\Psi, \vec{x}, t) &= \int_{\Omega_f} F(\Psi, \vec{x}_f, t) K_\varepsilon(\vec{x}, \vec{x}_f) d\vec{x}_f \\ S_\varepsilon(\Psi, \vec{x}, t) &= \int_{\sigma_s} S(\Psi, \vec{x}_s, t) K_\varepsilon(\vec{x}, \vec{x}_s) d\vec{x}_s\end{aligned}\quad (2-5)$$

方程 2-3 与之前的预期是非常一致的，他们都是定义在整个区域内的，并且 K_ε 只在他自己的区域内以及之外一个微量距离的范围内有意义。我们通过将方程 2-3 整合在一起，构造了解析的元函数 M_ε ：

$$M_\varepsilon(\Psi_\varepsilon) \equiv B_\varepsilon(\Psi_\varepsilon) + F_\varepsilon(\Psi_\varepsilon) + S_\varepsilon(\Psi_\varepsilon) = 0 \quad (2-6)$$

并且我们注意到 M_ε 具有如下的性质：

$$\begin{aligned}M_\varepsilon(\Psi_\varepsilon) &\equiv B(\Psi) + O(\varepsilon) & \vec{x} \in \Omega_b^{-\varepsilon} \\ M_\varepsilon(\Psi_\varepsilon) &\equiv F(\Psi) + O(\varepsilon) & \vec{x} \in \Omega_f^{-\varepsilon} \\ \varepsilon M_\varepsilon(\Psi_\varepsilon) &\equiv S(\Psi) + O(\varepsilon) & \vec{x} \in \Omega_s^{+\varepsilon}\end{aligned}\quad (2-7)$$

因此 M_ε 在任意区域都是无穷接近于每个区域的控制方程。 Ψ_ε 趋向于 Ψ_0 的收敛性在数值结果当中已经得到证实，并且发现对于我们关心的大多数问题，差值往往是二阶小量。

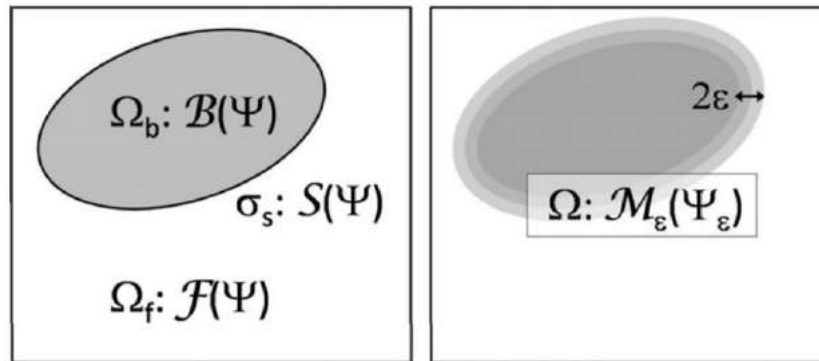


图 2-1 边界沉浸法三区域元方程

针对一般情况下的流固耦合问题，我们将以上的方程进行特殊化运用，并且得到可以应

用于海洋工程以及本毕业设计的无滑移边界条件的速度方程。最后的结果与直接附加力方法得到的结果是十分相似的，但是主要区别就是在于压力项以及应用于一般边界条件的普适性。

由于在本毕业设计当中，沉浸在流体当中的物体的运动是简谐运动，所以物体的运动已经可以进行描述以及规定。我们将一般形式的流体控制方程改写为

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} = \vec{r}(\vec{u}) - \frac{1}{\rho} \vec{\nabla} p \quad (2-8)$$

其中 ρ 是流体密度， p 是流体压力场， \vec{r} 是所有和压力无关的项的综合。为了导出易于处理的方程，必须将流体和固体的速度场结合在一起。在本论文当中，我们只需简单地将上述方程在时间步 Δt 内进行积分，然后给出速度瞬时方程：

$$F(\vec{u}, p) = \vec{u} - \vec{u}^0 - \vec{R}_{\Delta t}(\vec{u}) + \partial \vec{P}_{\Delta t} = 0 \quad (2-9)$$

在上式当中：

$$\begin{aligned} \vec{u}^0 &= \vec{u}(t_0) \\ \vec{R}_{\Delta t}(\vec{u}) &= \int_{t_0}^{t_0+\Delta t} \vec{r}(\vec{u}) dt \\ \partial \vec{P}_{\Delta t} &= \int_{t_0}^{t_0+\Delta t} \frac{1}{\rho} \vec{\nabla} p dt \end{aligned} \quad (2-10)$$

这些积分可以通过一般的显式或者隐式的求积来获得。接下来的部分主要是利用二阶外显式方法来进行以时间为变量的模拟估计。我们主要介绍无滑移条件下的估计方法。

针对无滑移条件，我们有：

$$\vec{F} = \vec{u}(\vec{x}_f, t) - \vec{u}(\vec{x}_f, t_0) - \int_{t_0}^t \left[\vec{r}(\vec{x}_f, t') - \frac{1}{\rho(\vec{x}_f, t')} \vec{\nabla} p(\vec{x}_f, t') \right] dt' = 0 \quad (2-11a)$$

$$\vec{B} = \vec{u}(\vec{x}_b, t) - \vec{U}(\vec{x}_b, t) = 0 \quad (2-11b)$$

将以上的方程进行转换得到向量形式的元方程，并且经过整理得到：

$$\vec{u}_\varepsilon - \vec{u}_\varepsilon^0 = \delta_\varepsilon (\vec{U} - \vec{u}_\varepsilon^0) + [1 - \delta_\varepsilon] \int_{t_0}^t \vec{r} - \frac{1}{\rho} \vec{\nabla} p_\varepsilon dt \quad (2-12)$$

通过将上式进行微分，我们得到关于压力的元方程，并且将不发散条件

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{u}_\varepsilon = 0 \quad (2-13)$$

带入之后，得到

$$-\vec{\nabla} \cdot \vec{u}_\varepsilon^0 = \vec{\nabla} \cdot \left(\delta_\varepsilon (\vec{U} - \vec{u}_\varepsilon^0) + [1 - \delta_\varepsilon] \int_{t_0}^t \vec{r} - \frac{1}{\rho} \vec{\nabla} p_\varepsilon dt \right) \quad (2-14)$$

于是我们就将未知的 \vec{u}_ε 从上式当中消去。那么只要时间积分方法确定，上式就可以为了压力求解进行转化。通过将不可渗透条件带入动量方程，我们可以得到纽曼压力边界条件如下

$$\frac{\partial p}{\partial n} = \rho(r_n - \frac{\partial U_n}{\partial t}) \quad (2-15)$$

为了求解方程 2-10 以及 2-12, 我们采用二阶 Runge-Kutta 方法来对时间积分进行估计。这一方法进行用在不定常流动的求解上面。将该方法应用在方程 2-10 以及 2-12 之后得到:

$$\begin{aligned} \text{预估式: } \quad \vec{\nabla} \cdot \frac{1-\delta_\varepsilon}{\rho^0} \vec{\nabla} p_\varepsilon^0 &= \vec{\nabla} \cdot (r_{ns}^{-0} + \frac{\vec{u}_\varepsilon^{-0}}{\Delta t}) \\ \vec{u}_\varepsilon' &= \vec{u}_\varepsilon^{-0} + \Delta t \vec{f}^0 \end{aligned} \quad (2-16)$$

$$\begin{aligned} \text{修正子: } \quad \vec{\nabla} \cdot \frac{1-\delta_\varepsilon}{\rho'} \vec{\nabla} p_\varepsilon' &= \vec{\nabla} \cdot (r_{ns}^{-'} + \frac{\vec{u}_\varepsilon^{-0} + \vec{u}_\varepsilon'}{\Delta t}) \\ \vec{u}_\varepsilon &= \frac{1}{2}(\vec{u}_\varepsilon^{-0} + \vec{u}_\varepsilon' + \Delta t \vec{f}') \end{aligned} \quad (2-17)$$

其中 \vec{r}_{ns} 以及 \vec{f} 分别为流体的 RHS 向量以及合力, 并且他们被定义如下:

$$\begin{aligned} \vec{r}_{ns}^{-} &= [1-\delta_\varepsilon] \vec{r} + \delta_\varepsilon \frac{\vec{U} - \vec{u}_\varepsilon^{-0}}{\Delta t} \\ \vec{f} &= \vec{r}_{ns}^{-} - \frac{1-\delta_\varepsilon}{\rho} \vec{\nabla} p_\varepsilon \end{aligned} \quad (2-18)$$

在经过如上的推导之后, 最需要解决的问题就是我们的确定针对具体的 δ_ε 以及 \vec{U} 。

以上的方法可以应用于任意数量的物体以及任意给定的速度边界条件。另外 Ω_b 不一定是材料表面, 入口和出口边界也可以通过合理地确定速度场而妥善解决。

2.2 重叠网格方法数值方法

本项目当中主要使用了两种数值模拟方法, 除了上文当中已经介绍过的边界沉浸法之外, 我们采用的另外一个方法就是采用重叠网格方法来对运动进行处理。

2.2.1 控制方程

由于本毕业设计采用二维数值模拟, 模拟在进行过程当中的雷诺数较低, 所以采用层流模型。基于此, 求解器采用的控制方程主要是二维 NS 方程以及连续性方程:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{1}{\text{Re}} \nabla^2 u &= 0, \\ \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial p}{\partial y} - \frac{1}{\text{Re}} \nabla^2 v &= 0, \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} &= 0, \end{aligned} \quad (2-19)$$

2.2.2 速度压力解耦

由于本毕业设计项目采用的求解器是基于 OpenFOAM 开发的, 所以其压力与速度解耦采用的是 OpenFOAM 求解器当中的 Pimple 算法来完成的。Pimple 算法是 PISO 算法与 SIMPLE 算法的结合, 在 PISO 算法的基础上增加了若干非线性迭代, 从而确保每个时间步内流场能够充分收敛。

2.2.3 重叠网格算法

重叠网格就是在背景网格的基础上，再嵌套若干套网格，每个独立网格之间都可以产生互相无约束的相对位移，然后不同网格之间通过差值的方法使得不同网格之间的流场信息能够得到交换。利用重叠网格的这种性质，越来越多的海洋工程问题都可以通过其来进行解决，自然也包含本毕业设计所设计的问题。

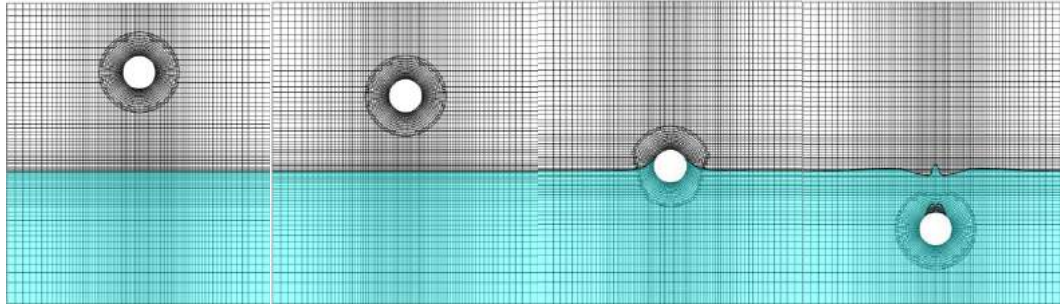


图 2-2 重叠网格技术应用实例：二维圆柱入水过程

上图中展示的一个二维圆柱入水的算例计算得到的结果。在计算过程当中，总共需要用到两套网格，分别为背景网格和圆柱表面的圆柱网格。圆柱网格在背景网格当中进行嵌套，两个网格之间是完全相互独立的，只通过插值的方法互相通信流场信息。圆柱网格由于在近壁面进行了大量的加密，所以对流场信息有更加细致的捕捉，提高计算的精度。

2.2.3.1 计算方法以及步骤

一般来说，在重叠网格方法当中，有将信息以单元顶点为中心的存储格式以及将信息存储在单元中心两种格式。由于 OpenFOAM 采用的是单元中心格式，所以在其基础上开发的求解器 naoe-FOAM-SJTU 也自然采用单元中心格式。在网格当中，网格的单元类型有如下的五种类型，分别是活动单元、洞单元、差值边界单元、贡献单元以及孤点单元。他们的具体位置以及形式如图 2-3 所示^[53]。

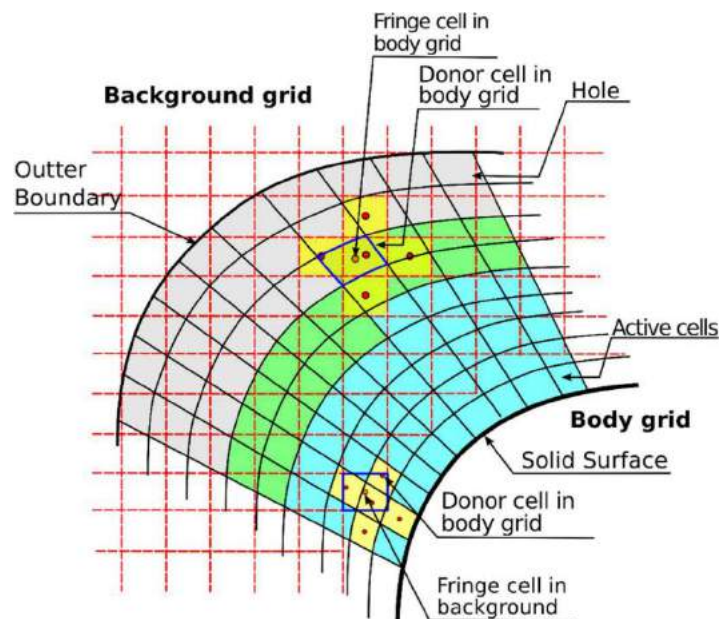


图 2-3 重叠网格单元类型示意图

活动单元与普通网格当中的普通单元一致，只是正常参与计算的普通单元，是通过他们的计算来得到流场的综合信息的。洞单元是那些处在计算之外的单元。这一部分单元的特点就是不会参与计算。插值边界单元是在网格进行信息传递的过程当中接受信息的单元，而贡献单元刚好相反，是在网格插值过程当中提供信息的单元。插值边界单元主要存在于网格交叉区域内，并且位于洞单元和活动单元之间，并且为了满足计算精度，一般采用两层网格充当插值边界单元。一般来说，一个插值边界单元需要若干贡献单元来提供信息。孤点单元是特殊的边界插值单元，其只在插值边界单元没有贡献单元的时候才会被标记为孤点单元。孤点单元出现的原因往往是两套网格之间没有足够的单元来相互重叠以及提供信息，所以需要加大网格重叠的面积以及重叠区的网格密度。为了描述不同的单元的类型，当 SUGGAR 在进行插值的时候会对每一个单元进行计算以及标记，标记的数值可以通过 `iblack` 变量来进行观察。并且对应的标准如下：

表 2-1 单元类型表

单元类型	iblack 数值
洞单元	-1
插值边界单元	0
活动单元	1
孤点单元	101

所有的网格信息都会被储存在 DCI (Domain Connectivity Informaiton) 文件当中，只有通过 DCI 才能够建立各套网格之间的关系，从而完成流场插值。在实际的操作当中，通过 DCI 当中存储的 `iblack` 信息，还很方便进行后处理，扣除掉其他的无用信息。

网格之间的插值主要是通过 SUGGAR 程序来完成的，其不仅仅可以应用于有限差分法求解器，也可以应用于有限体积法求解器。求解 DCI 主要分为四个步骤：

(1) 搜索洞单元。通过搜索洞单元，将不需要进行计算的网格排除在计算之外，使其不参与计算。其基本思想就是遍历所有单元，如果其在圆柱内部，则将其标记为洞单元。对于简单几何结构的判定是较为简单的，但是对于复杂的几何结构就需要较为复杂的判定方式。SUGGAR 采用的是八叉树结构的挖洞算法。

(2) 插值边界单元搜寻足够的贡献单元来完成信息交互。SUGGAR 采用的是 Neighborwalk 方法。该算法首先判断搜索单元是否已经将插值边界单元的中心包括在内，如果已经包括在内，则该起始搜索点就是贡献单元；反之就要进行进一步的搜索，进一步的搜索。选择与初始单元相邻的单元作为下一个单元，然后再对该搜索单元进行判定，如果还是没有包括插值边界单元的中心，则进一步进行搜索，直到搜索单元将目标单元你的中心包括在内。

(3) 求得插值系数。求得插值系数的方法是截断的拉普拉斯算子权重法，该方法是基于拉普拉斯算子权重法进行改变，将无因次化之前的插值系数限定在 0 至 2 之间以去掉负数以及过大的插值系数。在拉普拉斯算子权重法当中，我们假定了所有的插值系数都满足拉普拉斯算子：

$$\begin{aligned}
 L(x_n) &= \sum_{i=1}^n \omega_i (x_i - x_n) \\
 L(y_n) &= \sum_{i=1}^n \omega_i (y_i - y_n) \\
 L(z_n) &= \sum_{i=1}^n \omega_i (z_i - z_n)
 \end{aligned}
 \tag{2-20}$$

其中每一个 ω_i 代表权重； (x_i, y_i, z_i) 分别代表贡献单元坐标； (x_n, y_n, z_n) 代表被插值单元的坐标。权重系数的定义如下：

$$\omega_i = 1 + \Delta\omega_i \quad (2-21)$$

插值系数的计算其实本质上是一个优化问题，通过定义成本函数，我们可以非常完美地定义了这个问题，那么我们就定义成本函数为：

$$C = \sum_{i=1}^n (\Delta\omega_i)^2 \quad (2-22)$$

利用拉格朗日乘数来求解上述成本函数的最小值，计算得到其中 $\Delta\omega_i$ 的定义如下：

$$\Delta\omega_i = \lambda_x(x_i - x_n) + \lambda_y(y_i - y_n) + \lambda_z(z_i - z_n) \quad (2-23)$$

其中拉格朗日乘数的计算如下：

$$\begin{aligned} \lambda_x &= [-R_x(I_{yy}I_{zz} - I_{yz}^2) + R_y(I_{xy}I_{zz} - I_{xz}I_{yz}) - R_z(I_{xy}I_{yz} - I_{yy}I_{xz})] / D \\ \lambda_y &= [R_x(I_{xy}I_{zz} - I_{xz}I_{yz}) - R_y(I_{xx}I_{zz} - I_{xz}^2) + R_z(I_{xx}I_{yz} - I_{xy}I_{xz})] / D \\ \lambda_z &= [-R_x(I_{xy}I_{yz} - I_{yy}I_{xz}) + R_y(I_{xx}I_{yz} - I_{xy}I_{xz}) - R_z(I_{xx}I_{yy} - I_{xy}^2)] / D \end{aligned} \quad (2-24)$$

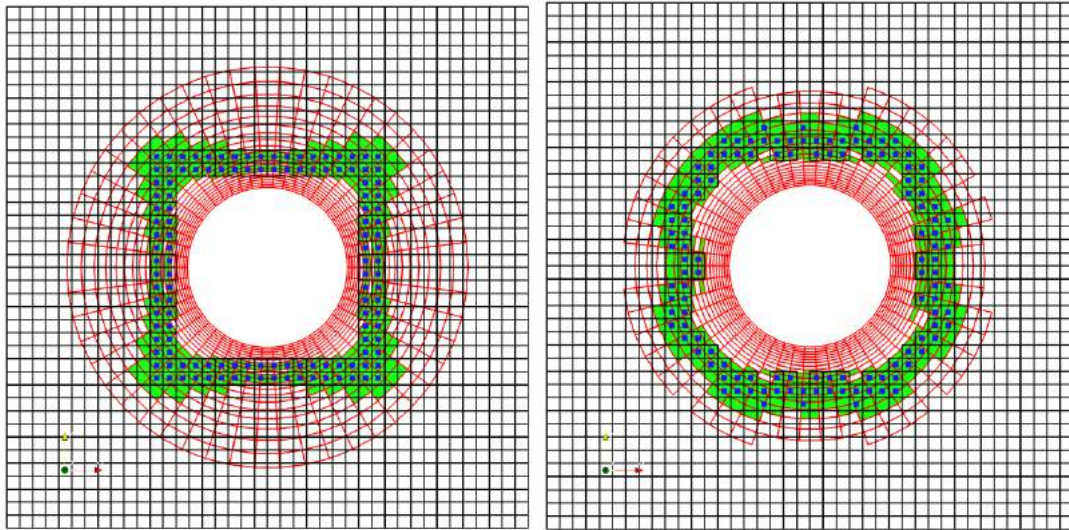
其中：

$$\begin{aligned} D &= I_{xx}(I_{yy}I_{zz} - I_{yz}^2) - I_{xy}(I_{xy}I_{zz} - I_{xz}I_{yz}) + I_{xz}(I_{xy}I_{yz} - I_{yy}I_{xz}) \\ R_x &= \sum_{i=1}^n (x_i - x_n) \quad R_y = \sum_{i=1}^n (y_i - y_n) \quad R_z = \sum_{i=1}^n (z_i - z_n) \\ I_{xx} &= \sum_{i=1}^n (x_i - x_n)^2 \quad I_{yy} = \sum_{i=1}^n (y_i - y_n)^2 \quad I_{zz} = \sum_{i=1}^n (z_i - z_n)^2 \\ I_{xy} &= \sum_{i=1}^n (x_i - x_n)(y_i - y_n), \quad I_{xz} = \sum_{i=1}^n (x_i - x_n)(z_i - z_n), \quad I_{yz} = \sum_{i=1}^n (y_i - y_n)(z_i - z_n) \end{aligned} \quad (2-25)$$

将以上的表达式都带入之前的公式之后就得到了贡献单元的插值系数。在具体的进行过程当中，还要对权重的范围进行限制，以进一步提高精度，达到截断的效果。

(4) 重叠区域优化。

虽然在完成第三步之后就已经完成了网格插值的工作，但是在很多情况下都是可以进一步进行优化的。如下图的背景网格的插值边界单元与贡献单元的实际情况，我们可以看到背景网格的插值边界单元（蓝点）从圆柱网格中的贡献单元（绿点）获取信息。这样的贡献单元离圆柱表面非常近，如果直接获取信息进行插值的话非常容易造成较大的误差。另外由于在圆柱表面处的网格的形状不是特别规整，为了保证计算的精度，此处的网格基本上都是长方形的，所以如果直接插值也会引入一定的误差。为了解决这一问题，SUGGAR 当中采用 DSF 函数（Donor Suitability Function）来计算插值边界单元与贡献单元之间的匹配程度。经过优化之后的插值边界单元整体向外移动，并且对应的贡献单元也从圆柱表面向远离圆柱表面的方向移动，提高了插值精度以及计算的稳定性。



(a) 优化前的背景网格单元 (b) 优化后的背景网格单元

图 2-4 优化前后背景网格单元分布对比

2.2.3.2 动态重叠网格在 OpenFOAM 当中的实现

动态重叠网格是若干套网格之间的相对位置随着时间的推移而变化的重叠网格问题。多结构在振荡流当中的数值模拟问题由于多结构与背景网格之间的相对运动而属于此类问题。动态重叠网格问题在每一个时间步内都需要重新计算 DCI，所以 SUGGAR 程序与 OpenFOAM 之间的高效通信以及相关的并行开发成为最重要的一个环节。虽然本算例属于二维问题，网格数量较少，如果划分过多部分进行并行运算，通信时间将导致计算时间大大增长，但是如果不进行并行运算，计算的效率将会更低。所以在计算的过程当中虽然不宜划分过多的模块进行并行运算，但是并行少核数的并行运算还是需要的。于是我们在这里仅对并行运算的通信进行介绍。

SUGGAR 与 OpenFOAM 的并行计算采用延迟模式，即 OpenFOAM 在进行第 n 步的计算的时候，SUGGAR 进行第 $n+1$ 步的 DCI 运算，然后再 OpenFOAM 进行第 $n+1$ 步计算的时候，SUGGAR 及时将 DCI 信息发给 OpenFOAM 用于后续处理。其计算流程如下图 3-4 所示：

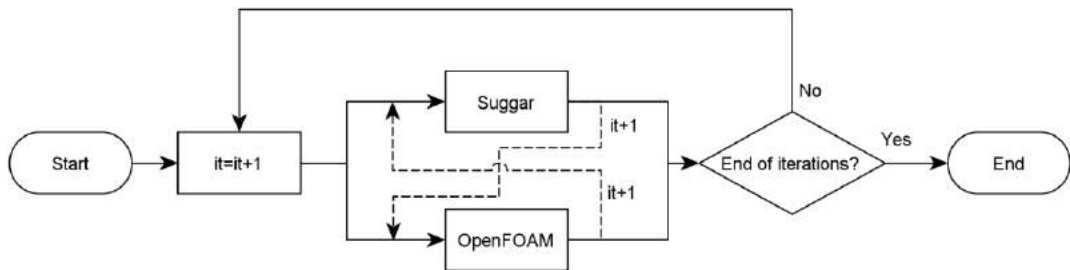


图 2-5 OpenFOAM 与 SUGGAR 交互通信模式

在实际的计算过程当中，SUGGAR 分配一个 CPU 核心，从而满足该并行交互模式。在具体的计算过程当中，为了最大程度平衡计算时间与通信时间，我们在具体的模拟过程当中采用 8CPU 核心计算，其中七个核心为 OpenFOAM，另外一个核心为 SUGGAR 对 DCI 信

息进行计算。

2.3 本章小结

本章主要介绍了边界沉浸法以及重叠网格方法实现的具体手段以及理论知识。边界沉浸法是通过在控制方程的右端增加一个附加力项,从而使得流场的速度在物体的边界上面满足物体的边界条件。通过理论推导之后,我们通过核积分等等方式进行光滑,将三个控制方程变为一个整体的元方程,从而方便了计算。然后又将该方法应用于具体实例,最后得到了本项目当中需要使用的求解附加力的方程。MIT 的 Dick Yue 教授课题组通过该方法开发的求解器 Lily-Pad 将会是在本课题当中具有重要应用的一个数值手段。

另外一个重要的数值手段就是重叠网格方法。重叠网格方法的采用是通过不同网格之间的嵌套来进行流场信息的插值,从而使得若干套网格可以在背景网格当中较为自由地运动。在本章当中,我们对其实现的方法以及具体的操作进行了详细的解释。其求得 DCI 的步骤主要是通过求得洞单元,信息交互,插值系数求解以及重叠区域优化等四个步骤完成的。该求解器也将在本项目当中发挥重要作用。

第三章 并列双圆柱在振荡流当中的阻力系数放大问题

针对多结构物的问题，我们首先将目光聚焦在多圆柱的情况下，更加具体的是双圆柱的算例。根据双圆柱的摆放位置，可以分为并列布置（Side-by-Side）、串列布置（Tandem）以及其他的不同的迎流角度的一般性问题。在章节当中，我们针对模拟以及具体现象的分析主要集中在并列情况。

在振荡流场当中的双圆柱问题由于圆柱之间的相互影响而变得更加复杂。目前的研究还主要集中在单一圆柱。即使已经扩展到双圆柱，仍然处于较为初期的阶段，并且对于很多的现象没有从机理的层面来进行分析。如果我们可以选准一个现象，并且对其产生的原因进行深入的探究，那么将是一件非常有意义的事情，并且也将对此问题的研究推进一大步。基于此，我们对这个问题首先进行了试验的研究，力图通过试验发现一些有趣的现象，并且基于此进行深入的探究。

3.1 试验设置

本项目的试验是在麻省理工学院的拖曳水池实验室进行。该实验室不仅有一个长达 30 米左右的大型拖曳装置，在其旁边还有一个小型水池用于小型试验，如下图所示。在该水池的上方安装有拖曳装置可以控制下方物体的实际速度，并且拖曳可以在 X-Y 平面内进行。在水池的下方还安装有全套 PIV 设备，包括激光，高速摄像机以及软件系统。该水池对于该问题来说是十分理想的，一方面在其上方具有驱动装置可以模拟简谐运动，从而等效振荡流，更可以直接对受力，位移，速度等等信息进行记录。如果有要求，还可以直接进行 PIV 试验，对流场进行探究，记录并且分析流场的实际情况。

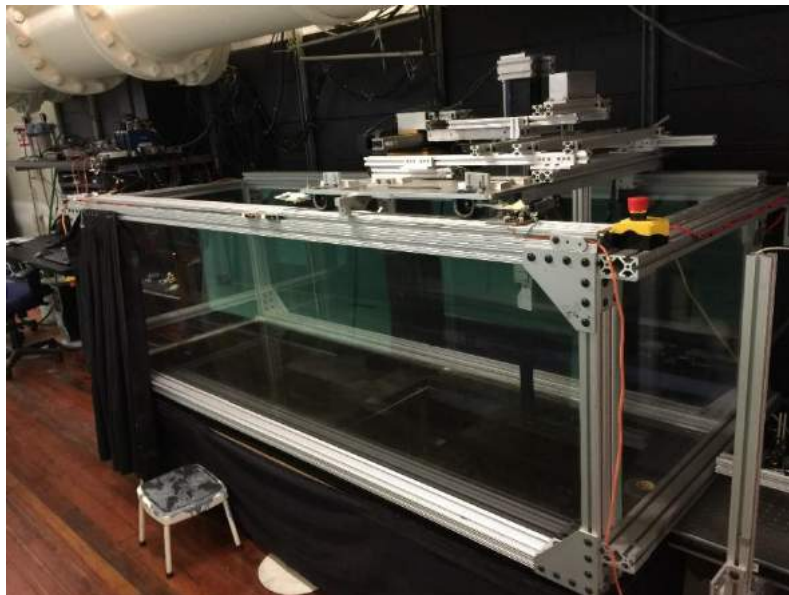


图 3-1 试验水池

试验覆盖的范围非常广泛， β 数的范围是从 350 到 2810，KC 数的范围从 1 到 20。两圆柱的间距比的定义如下：

$$Gap_ratio = Gap / Diameter \quad (3-1)$$

在上式当中，Gap_ratio 是我们所说的间距比；Gap 代表两个圆柱之间的空隙的距离；Diameter 代表每一个圆柱的直径。在该实验当中，间距比的数值被定义为 0.5, 1.0, 2.0 和 3.0。圆柱的排布方式分为并列和串列两种布置方式。但是在具体的实验过程当中，我们发现由于试验设施的限制，对于 KC 数过小的试验，流向力的震荡幅值过小，从而导致在测量的过程当中存在较大的误差。所以在实际的结果处理当中，我们将过小的 KC 数进行了忽略，从而尽最大可能保证试验的准确性。在试验的过程当中，一方面要保证足够的试验周期来保证试验结果处于稳定状态，另外一方面，由于水池的大小问题，如果进行太多的实验周期，那么漩涡将会传播到边界。边界会对漩涡进行反射，从而影响本来的流场，流场将变得极其混乱。为了平衡这一限制，我们制作了不同直径的圆柱，从而满足不同的试验条件，最大可能保证试验的准确性。制作的具体的试验模型如下图所示 3-2 示：



图 3-2 实验模型

并列或者串列的圆柱经过特殊的夹具进行固定之后分别固定到水池顶部的力学传感器上面，然后力学传感器再固定到最上面的二维平面驱动装置。二维平面驱动装置驱动双圆柱系统一同进行简谐运动，模拟振荡流的流场情况。通过二维平面运动机构还能够记录圆柱位置、速度、加速度等等信息，以验证试验的准确性。在其下方的力学传感器在实验过程当中，采集每个圆柱流向力（X 方向）以及升力（Y 方向）的信息，然后进行信号转换之后进行记录，将其保存在流向力以及升力的文件当中。整体系统安装之后的效果如下图所示：

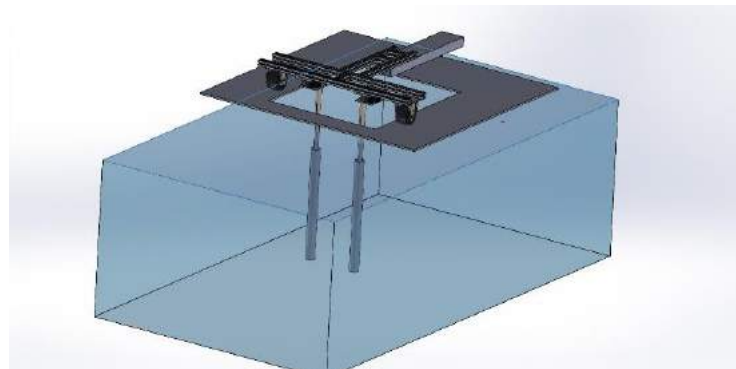


图 3-3 试验设置

设备在安装的过程当中有一些情况需要特别注意：

- (1) 在实验过程当中，我们应该对圆柱的长度进行精确的控制。如果圆柱的长度明显

短于水池的深度，那么就会在深度方向出现不均匀。流场将会变得更加混乱，上半部分是有圆柱的实验段，而下半部分是没有圆柱的，那么这就势必导致流场在垂直方向出现某些特殊的现象，从而导致问题的分析变得更加复杂。所以我们应该对下面没有圆柱的部分的长度进行限制，不宜过大。CHK Willimson 在 1985 年的试验当中限制的间距是小于 0.2cm。而 M Tatsuna 和 PW Bearman 在 1989 年的试验当中则将间隙的范围限制在 0.3cm。在我们的实验当中，我们也将间隙的范围限制在 0.3cm 之内。一方面为了保护试验装置，需要在实验水池的底部安装假底，同时我们也需要对圆柱的长度进行精确的计算和控制。在圆柱的安装上面也要保证其垂直。在完成了试验装置的安装并且在正式试验开始之前，我们有必要对试验装置进行低速度的测试，防止在试验的过程当中出现圆柱与假底的接触致使试验装置出现损毁或者影响受力测量的准确性以及采集工作。

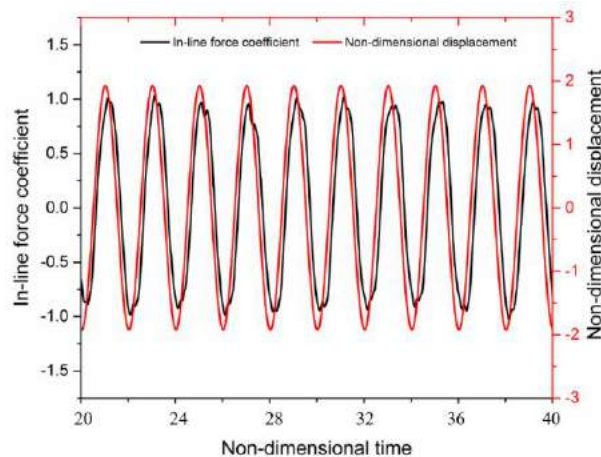
(2) 第二点需要注意的是我们在实验的过程当中应该控制试验的周期最起码要在 20 个以上。CHK Willimson 在实验的过程当中采用 40 个半周期数据。所以我们为了保证试验的精确程度，也采用相同的配置。

(3) 每组试验的间隙最少要达到 30 分钟。该要求是 M Tatsuno 和 PW Bearman 在试验的过程当中遵循的原则，以减少各次试验之间的影响。我们通过 Labview 软件进行编程自动进行试验，所以在前期编程的过程当中就已经对试验之间的时间间隔进行考虑，并且设定为 30 分钟。

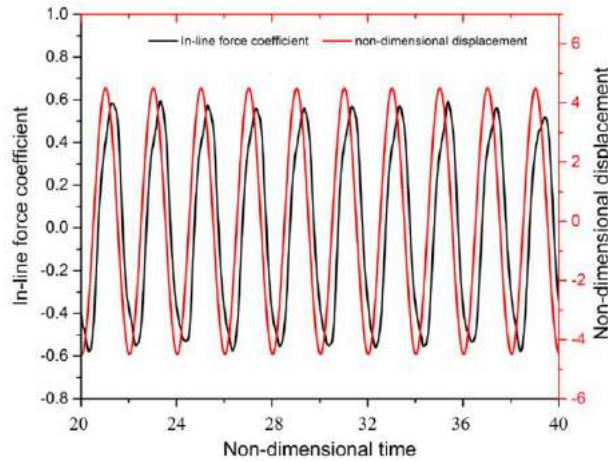
在完成了对试验的设计之后，我们通过 Labview 进行编程从而实现试验的自动化进行以及数据的自动化记录。

3.2 试验结果分析- C_d 系数放大

在我们完成了相关试验之后，我们就得到了相关的结果。然后我们通过 MATLAB 进行编程对数据结果进行处理，我们首先进行的就是对量纲位移以及无量纲流向力系数进行观察：



(a) 并列圆柱， $KC=12.1$ ， $\beta=480$ ，间距比=0.5

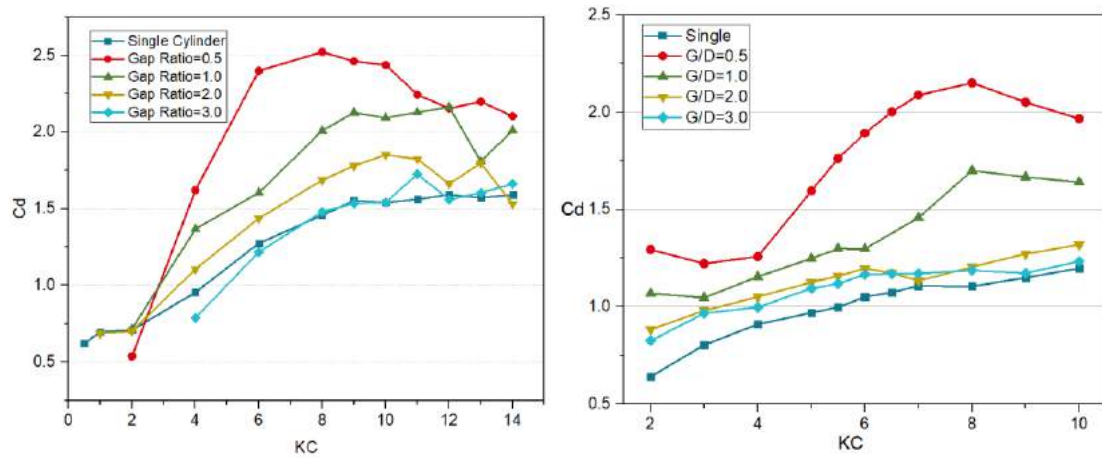


(b) 并列圆柱, $KC=28.2$, $\beta=480$, 间距比=0.5

图 3-4 受力与位移时历曲线

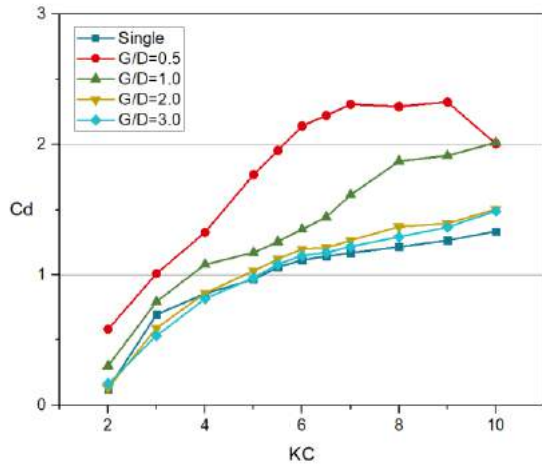
通过我们对无量纲化位移以及无量纲化受力的分析,我们发现与我们规定的简写条件基本吻合,验证了实验设置的准确性。但是受力却没有呈现出三角函数的状态,而是与三角关系在顶峰附近有略微的区别,这样的区别主要是由于受力是附加质量引起的项与阻力引起的项的和。两个力之间存在一定的相位差,所以其和不会是标准的三角函数关系。受力与运动基本遵循相同的频率与周期,但是随着其他参数的变化,他们之间的关系呈现出非常不同的趋势以及特性。当 KC 分别等于 12.1 和 28.2 的时候,我们发现无量纲流向力的大小有较大的差距。并且由于在每半个周期当中,旋涡的脱落都呈现出不同的情况,进而其对圆柱的流体力的产生方式以及作用时间都会不同,所以流向力以及位移之间的相位差也有所不同。并且通过上面的图片进行对比,我们发现较大的 KC 数的试验结果当中,每一个周期之间的受力不是特别稳定,呈现出较强烈的不稳定性,而小 KC 数的试验当中,每一个周期内的受力都较为均匀,这与 M. Zhao 等人在 2014 年的模拟结果较为吻合,即当 KC 数较大的时候,流场呈现出较大的不稳定性,每一个周期之间可能都会有流场流态的变化^[52]。

我们通过最小二乘法的拟合方法来对我们的 C_m 以及 C_d 进行分离,得到的 C_m 以及 C_d 结果跟随 KC 数变化的趋势如下图所示:

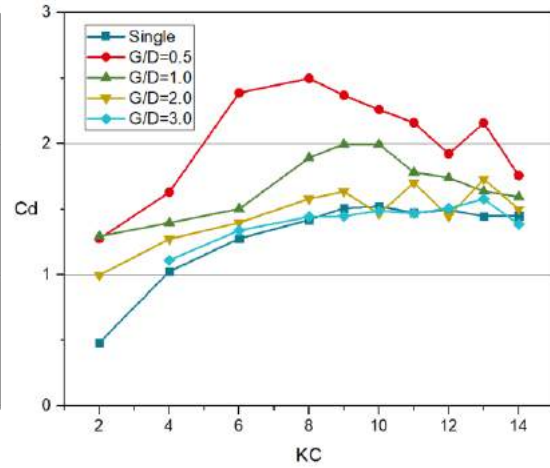


(a) $\beta=1190$

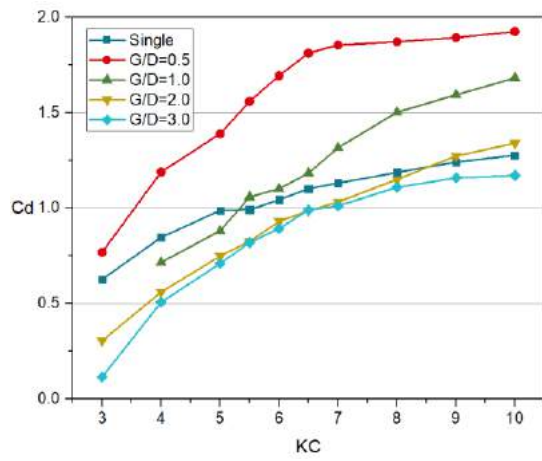
(b) $\beta=2810$



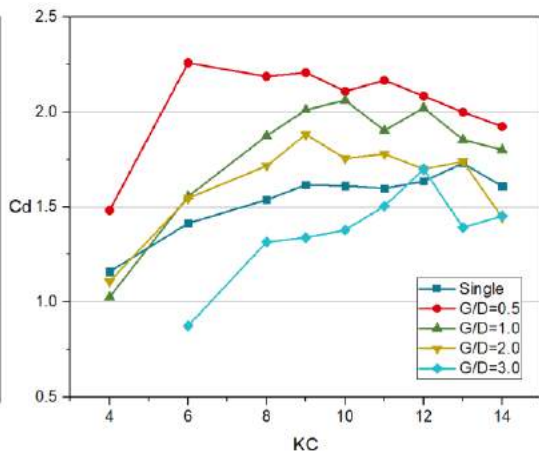
(c) $\beta=2120$



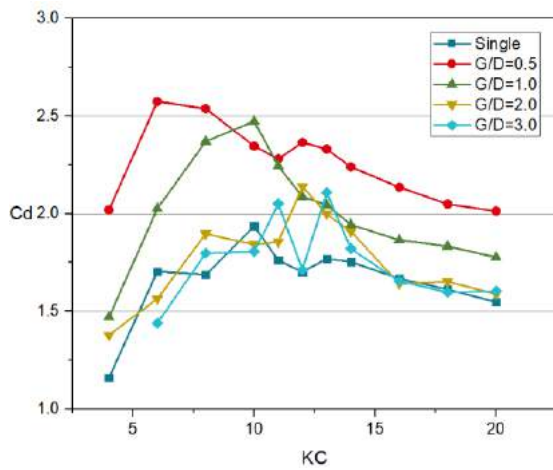
(d) $\beta=1580$



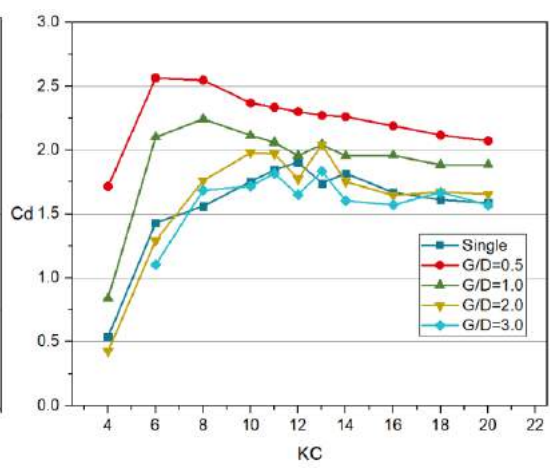
(e) $\beta=1400$



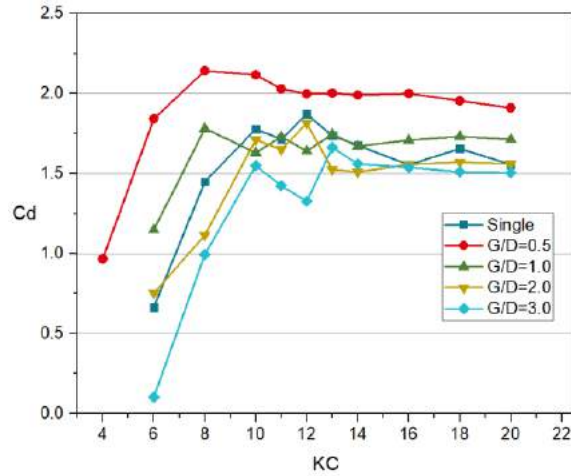
(f) $\beta=790$



(g) $\beta=700$



(h) $\beta=530$

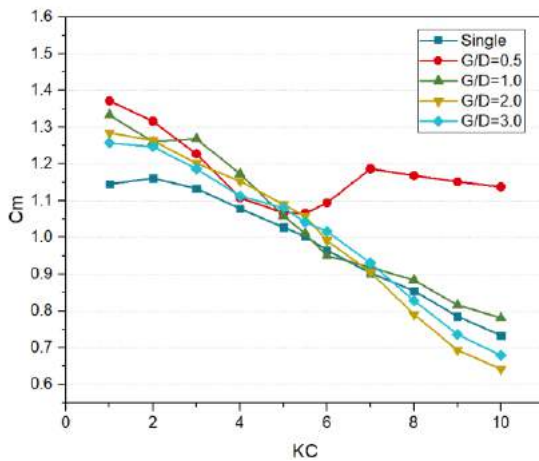


(i) $\beta = 350$

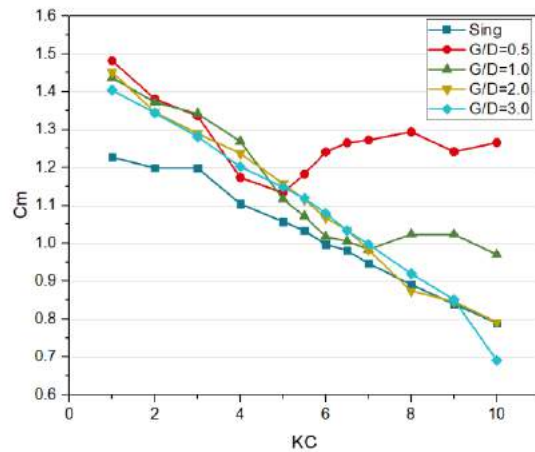
图 3-5 Cd 系数随 KC 变化结果图

通过对结果的简单分析，我们发现针对不同的 β 数，Cd 随 KC 的变化趋势有非常明显的不同。比如针对 β 数较低的情况，Cd 系数的变化趋势大多呈现出先增长，后下降的趋势；但是针对 β 数较高的情况，则基本呈现于随 KC 数单一增长的情况。不过我们在进一步的仔细观察之后发现无论是针对 β 数等于多少的情况，代表间距比为 0.5 的红色曲线的值在绝大多数的情况下都是高于其他颜色曲线的值，尤其是明显高于代表单一圆柱结果的深蓝色曲线。但是当间距比为 2 或者 3 的时候，我们发现其绝大多数情况下都是与单一圆柱的结果较为类似的。而间距比为 1 的情况则基本介于以上两者之间的状态。于是将这个问题归结为在并列双圆柱的排布情况下，小间距比将带来一个相对于单一圆柱的 Cd 系数放大问题。这一问题非常值得我们进行深入的分析以及探究。通过我们之后的分析，我们将会发现阻力系数在流场当中的重要情况以及其特殊的应用领域。

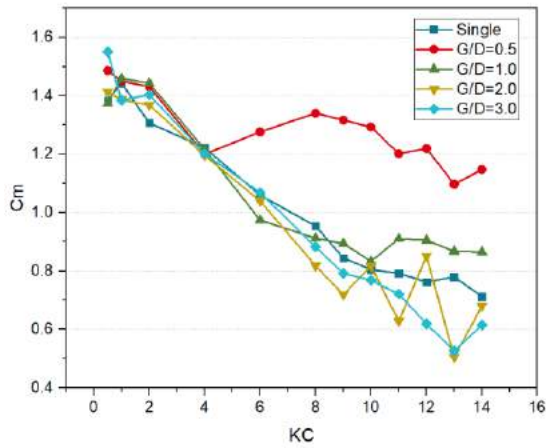
我们对 Cm 系数的结果也同样进行了计算，总结以及记录，并且最终的结果如下图所示 3-所示。



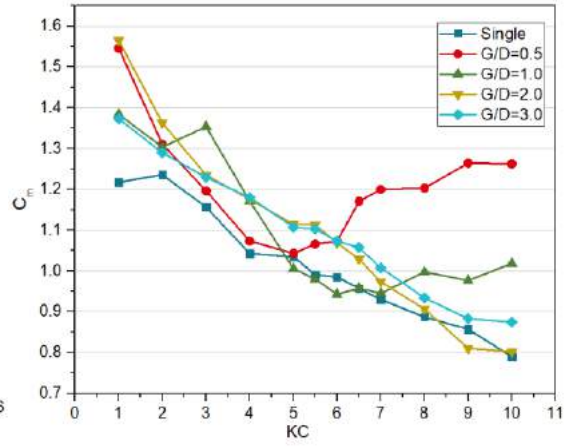
(a) $\beta = 2810$



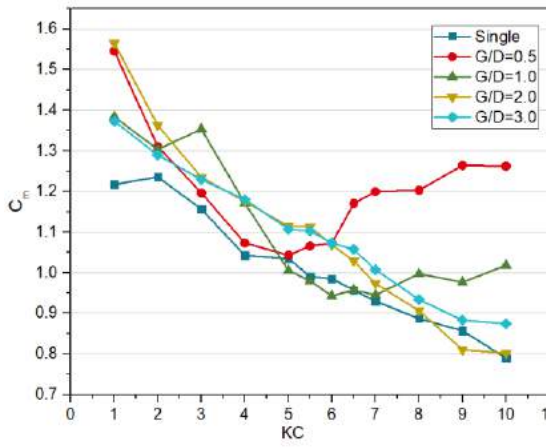
(b) $\beta = 2120$



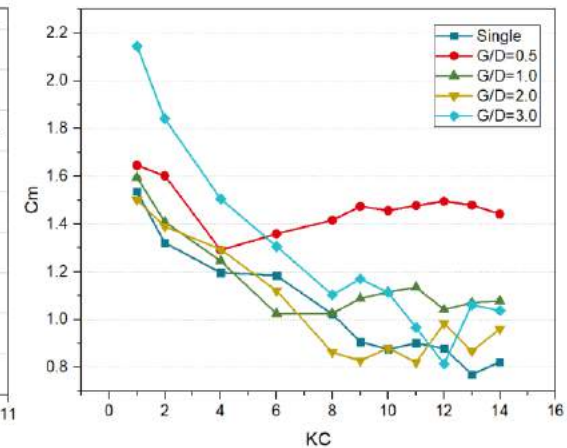
(c) $\beta=1580$



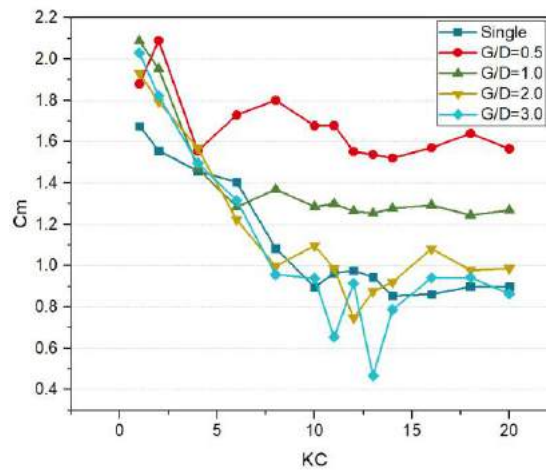
(d) $\beta=1400$



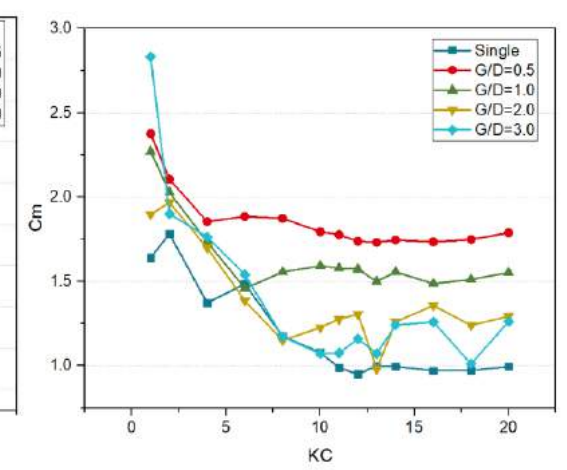
(e) $\beta=1190$



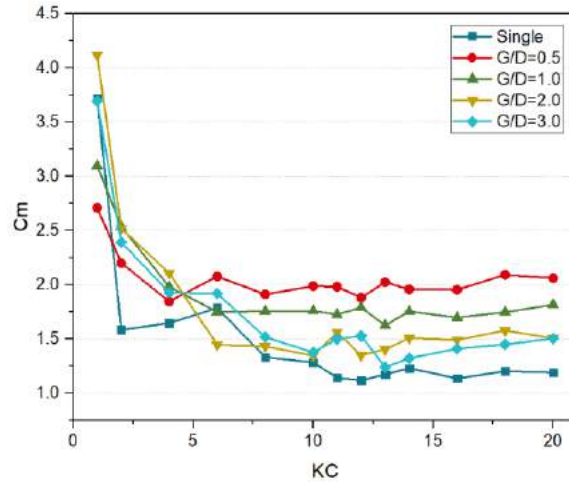
(f) $\beta=790$



(g) $\beta=700$



(h) $\beta=530$



(i) $\beta=350$

图 3-6 C_m 随 KC 变化曲线图

在 C_m 的变化关系当中，我们同样可以发现相似的规律，那就是当 KC 数较大的时候，低间距比的试验结果明显高于其他间距比的结果。这也就说明 C_m 在低间距比的情况下也会有一个比较明显的放大。但是由于我们毕业设计时间有限，所以本文主要关注的是 C_d 系数的放大情况，针对 C_m 系数的放大情况将在未来的进一步研究当中进行详细的探讨。

为了对该问题进一步的详细描述，我们定义了放大系数这一无量纲系数，其定义方式如下所示：

$$\text{放大系数} = \frac{\text{双圆柱 } C_d \text{ 结果}}{\text{单圆柱 } C_d \text{ 结果}} \quad (3-2)$$

在上式当中，应该保证双圆柱以及单圆柱的试验参数保持一致。我们选取在之前结果当中 C_d 系数放大较为明显的 $KC=6$ 的例子对放大系数（Enhancement Factor）进行计算并且绘制在图 3-7 当中。

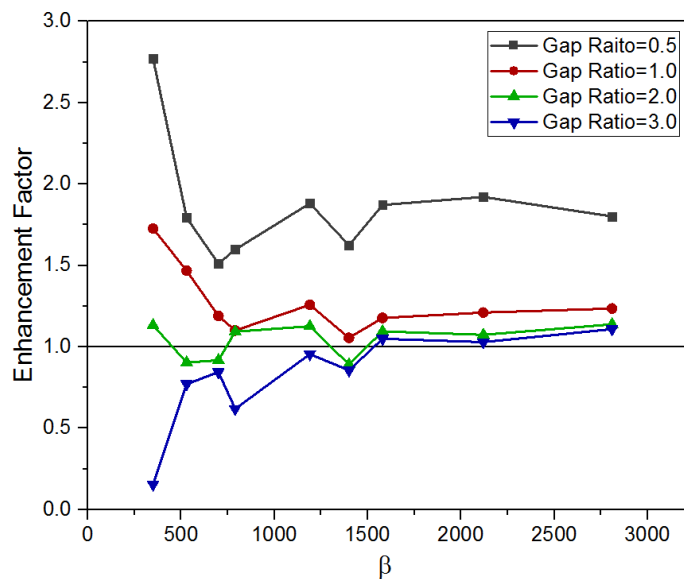


图 3-7 放大系数随 β 数变化趋势 ($KC=6$)

在上图当中，黑色的水平实线代表单圆柱的结果，所以图 3-7 当中的每一个数据点在计算的时候分母的选取都是其对应相同工况的单圆柱结果。当数据点位于黑色水平实线上方的时候，代表双圆柱的结果相较于单圆柱结果有放大；反之，当数据点位于黑色水平实线的下方的时候，其 C_d 的数值和单圆柱结果相比较小。在图 3-7 当中，我们发现在 KC 等于 6 的情况下，无论 β 数等于多少，间距比为 0.5 的结果都是明显在黑色实线以上的，并且明显高于其他间距比的情况。当间距比为 1.0 的时候，其也明显在黑色实线以上，但是均处于代表间距比为 0.5 的结果的红色实线以下。而间距比为 2.0 的结果则在黑色实线上下来回浮动，代表其与单圆柱的结果较为类似。当间距比为 3.0 的时候，当 β 数较小的时候，其结果明显低于单圆柱的结果，之后略有回升。当圆柱之间的间距过大的时候，两个圆柱的尾流场之间的影响较小，从而整个的流场的表现将更加趋向于两个尾流场简单并排重叠放置的情况。但是当间距较小的时候，两个圆柱后面的尾流场将存在非常强烈的相互影响，从而产生某种效应，导致 C_d 系数有一个明显的放大。

3.3 数值模拟布置

由于在实验当中，没有使用 PIV 或者 LDV 等等流场可视化技术，所以在发现以上的情况之后，我们没有办法对流场进行观察，所以没有办法对某些问题进行非常具体的分析。但是数值模拟却使得流场可视化成为可能。并且数值还可以对流场的信息进行编程后处理，对于问题的分析以及验证具有得天独厚的优势，对该问题在机理层面认识的推进有重要的参考意义。

数值模拟采用边界沉浸法来进行模拟，该方法的相关理论已经在第二章当中进行了简单的交代。在具体的模拟当中，我们对计算域的设置进行了详细的分析以及探讨，如果计算域的尺寸过小，那么圆柱表面脱落的旋涡将会很快到达边界，然后被反射之后对原始流场的影响较大。另外一方面还会导致阻塞效应，对圆柱受力的影响较大。如果计算域的设置过大，那么会使得计算时间以及需要存储的信息量成倍地增加，并且由于我们对远流场的情况不是特别关心，所以也没有必要将计算域扩展到特别大。经过多次尝试以及考虑之后，我们将计算域的大小定义为 $32D \times 16D$ 。其中 $32D$ 代表 32 倍直径，代表了计算域在 X 方向的无量纲长度，而 $16D$ 代表了计算域在 Y 方向的无量纲长度。于是模拟的过程当中，计算域的情况如下图 3-8 所示。

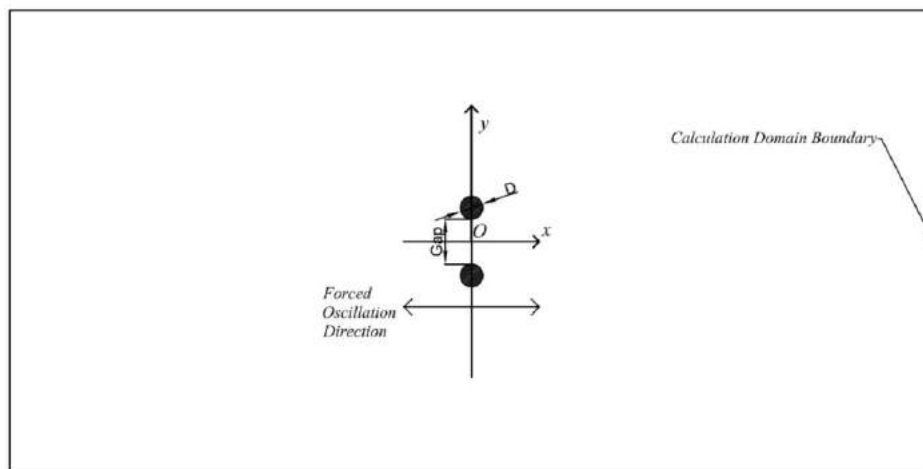


图 3-8 计算域以及坐标系

计算过程当中，X 方向是圆柱在静止流体当中强迫震荡的方向，而 Y 方向是垂直于强

迫震荡的方向；换言之，X 方向是流向力的方向，而 Y 方向是升力方向。

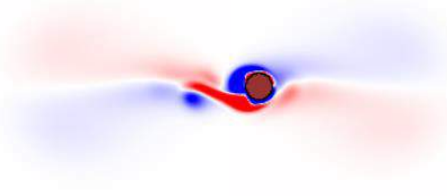
3.4 网格收敛性验证

在正式计算之前，我们通过网格收敛性验证的方式来对我们的网格质量以及算法进行检验。求解器 Lily-Pad 基于的编程语言是 Processing，这是一种非常新颖的编程语言，最早由美国麻省理工学院进行开发，主要用于数据可视化。Processing 基于 JAVA 语言进行开发，可以直接对屏幕上面的每一个像素进行编程计算，并且在显示器上面进行显示。于是该求解器在计算过程当中，直接选取屏幕的每一个像素点作为网格格点，直接将屏幕作为正交网格用于边界沉浸法的计算。在网格收敛性验证的过程当中，我们没有办法改变屏幕的分辨率，但是可以通过改变圆柱的无量纲化直径，然后再基于直径改变其他的流场参数来达到网格收敛性验证的目的。当圆柱的无量纲直径较大的时候，圆柱内部以及圆柱表面将存在更多的网格格点，从而模拟在常规网格收敛性验证当中的精细网格；而当圆柱的无量纲化直径较小的时候，由于表面以及内部的网格格点数量较小，从而模拟常规网格收敛性验证当中的粗网格。我们在具体操作的时候，给定粗网格的圆柱无量纲直径为 37.5；常规网格算例的圆柱无量纲直径为 50；细网格算理的圆柱无量纲直径为 62.5。然后对三种网格都同时选取 $KC=7$ ， Re 数为 120 的情况来进行模拟。在模拟结束之后对三个算例的 C_d 以及 C_m 分别进行计算以及比较，得到的结果如下表 3-1 所示：

表 3-1 网格收敛性结果表

网格	C_m	C_d
粗网格	1.8850	2.4578
常规网格	1.9335	2.3768
细网格	1.9461	2.3507

通过上表的结果，我们发现精细网格与常规网格的差别并不大，但是在实际的计算时间上面的差异却非常明显。 C_m 在网格精细化程度从粗变为常规再变为细的过程当中，误差分别为 2.57% 以及 0.65%。 C_d 在这个过程当中的误差分别为 3.30% 以及 1.10%。我们发现粗网格与常规网格的结果存在较大的差距，但是常规网格与细网格之间的差距不大。另外，三种网格计算的在无量纲时间为 65 的涡量场情况如图 3-9 所示。



(a) 粗网格

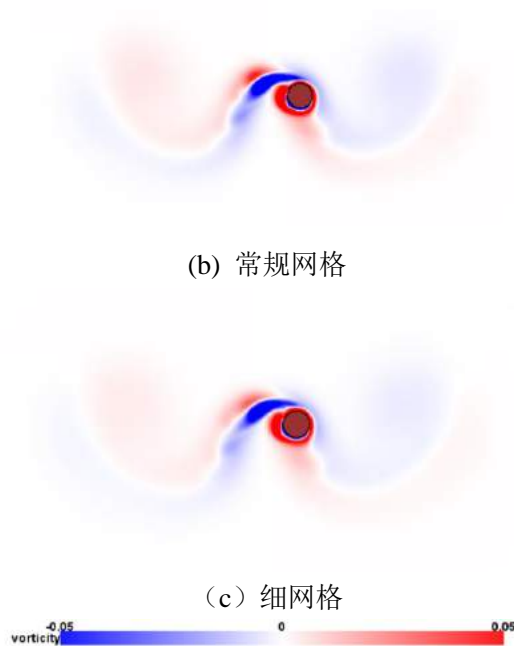


图 3-9 不同网格涡量场

在上图当中，精细网格与常规网格都较好地捕捉了流场的情况，流场处于相同的流态，并且对于小范围的旋涡也都能较好地捕捉。但是粗网格所计算出的流场与常规网格以及细网格存在较大的差异，并且这种差异已经非常明显地对分析造成了影响。综合以上分析，在平衡计算效率与计算精度的情况下，选用无量纲化直径为 50 的常规网格是非常合理的，对于后续的分析具有重要帮助以及意义。

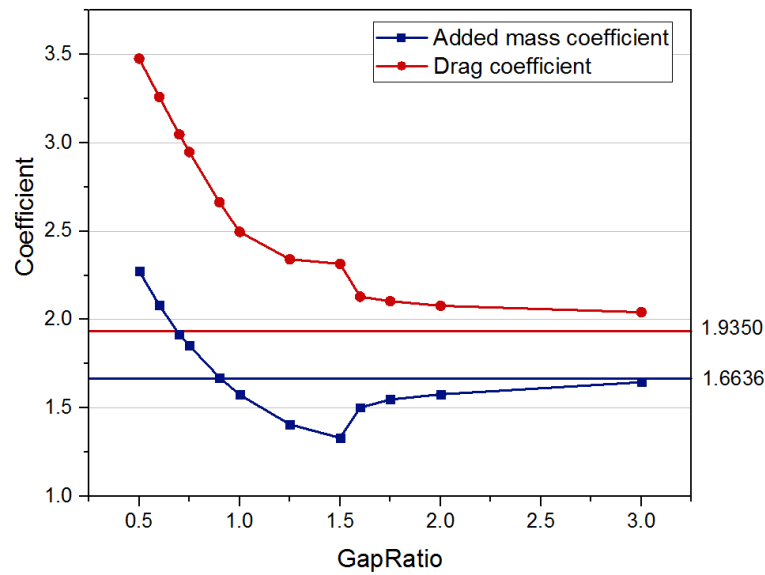
3.5 模拟结果

为了更加有针对性地对 C_d 系数的放大进行解释，我们有针对性地选取了数值模拟的计算工况。由于目前该求解器还只能应用在二维情况，为了消除三维效应的影响，我们将所有算例的雷诺数控制在 120。KC 数取在放大较为明显的 6 和 7，从而根据 β 数，KC 数以及雷诺数之间的关系， β 数对应为 20.00 和 17.14。针对两个 KC 数以及 β 数的设定，分别进行了双圆柱以及单圆柱的模拟计算，并且双圆柱的间距比为 0.50, 0.60, 0.70, 0.75, 0.90, 1.00, 1.25, 1.50, 1.60, 1.75, 2.00 以及 3.00。从而总共计算工况有 26 个。工况的具体情况如下表所示：

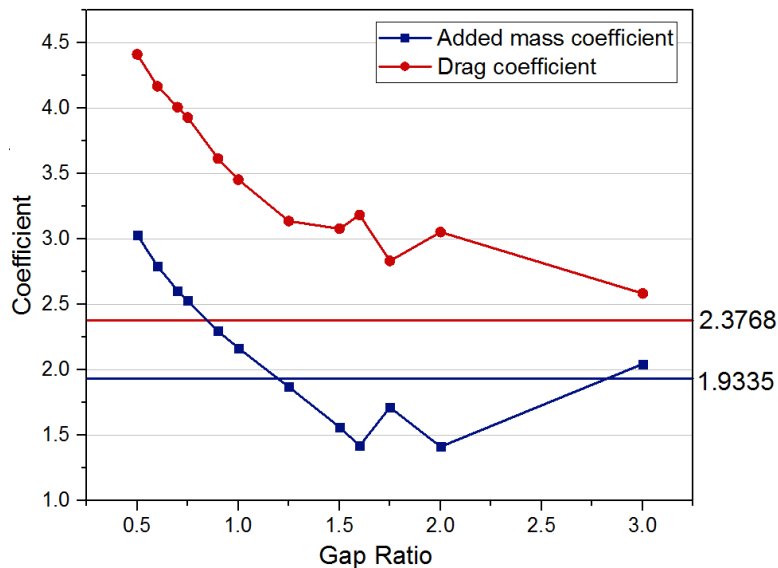
表 3-2 算例统计表

圆柱布置情况	KC	β 数	间距比	个数
单一圆柱	6	20.00	-	1
	7	17.14		1
并列双圆柱	6	20.00	0.50, 0.60, 0.70, 0.75, 0.90, 1.00,	12
	7	17.14	1.25, 1.50, 1.60, 1.75, 2.00, 3.00	12

在数值模拟之后，我们得到了相关的对 C_m 以及 C_d 进行了计算，并且发现他们对间距比有非常强烈的依赖关系。其具体的趋势情况如下图 3-10 所示。



(a) $KC=6$



(b) $KC=7$

图 3-10 模拟结果

在上图当中，红色圆形标记以及蓝色方形标记分别 C_d 和 C_m ，蓝色以及红色的横线分别代表单圆柱的结果，并且在横线的右侧标有单圆柱的数值结果。在两次模拟当中，无论 KC 等于 6 还是 7， C_d 的大小都是在其对应的横线的上方，代表 C_d 较单圆柱的结果都有放大，但是当间距比较小的时候，其放大作用以及效果更加明显。在间距比较小的时候，随着间距比的增大， C_d 均有减小，随后呈现出不同的特性。在曲线最初的这种趋势代表数值模拟同样反映出了小间距的情况往往伴随着 C_d 系数的明显放大。随着间距比的增大， C_d 逐渐变小，并且最终趋于单圆柱的结果。在之前的分析当中，我们也提到过，如果间距比足够大，那么两个圆柱之间的流场将会互不影响，从而结果与单圆柱的完全相同，所以在间距比的扩大过程当中， C_d 不断趋向于单圆柱的情况是完全可以预计的。但是在变化的过程当中，我们看到有一个阶段其变化趋势比较混乱，呈现出并不单调的变化趋势。这样的情况在 KC

等于 6 的时候出现在间距比为 1.5 的时候，而当 KC 等于 7 的时候，这种情况出现在间距比 1.6 到 2.0 之间。在这个范围内， C_m 系数的变化趋势也进行了改变。当间距比较小的时候，间距比在提高的过程当中， C_m 在逐渐减小，但是经过了以上这个范围之后， C_m 就开始随着间距比的提高而变大，但是最终的趋势都是趋向于单一圆柱的结果，这点和 C_d 非常相像。在后续的分析当中，我们会发现这个阶段伴随着流态的转化，流场变得非常不稳定，从而受力变得有些复杂。但是不管怎么样， C_d 系数的放大都被清晰地检测到。

3.6 现象分析

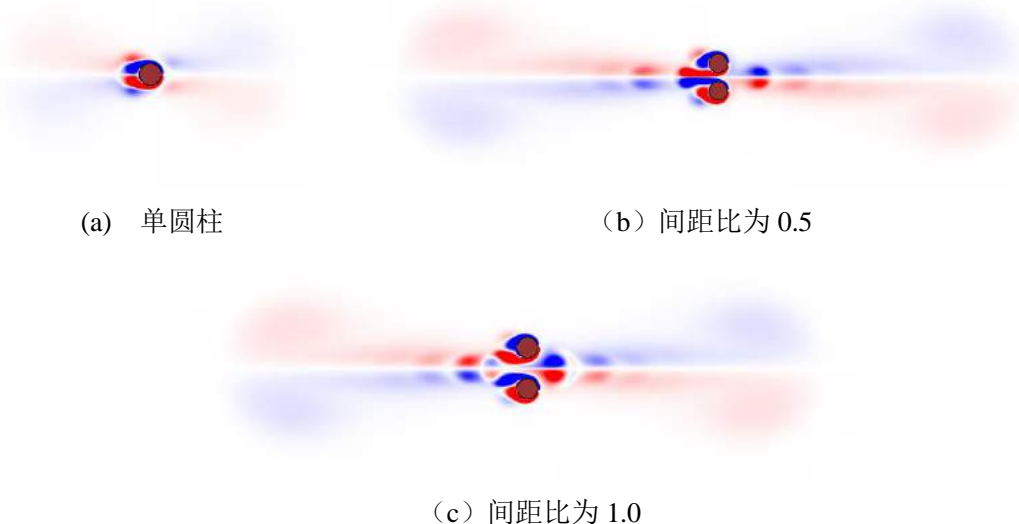
要对 C_d 系数的放大进行解释，我们就必须对 C_d 为什么会放大有一个较为清晰的分析。根据莫里森方程，我们将圆柱受到的力分为附加质量以及阻力两大部分，并且将其乘以简谐运动的速度，然后在整个周期内进行积分，然后得到如下的结论：

$$\int_0^T \frac{1}{4} \pi \rho D^2 C_m \frac{dU(t)}{dt} \cdot U dt = 0 \quad (3-3)$$

$$\int_0^T \frac{1}{2} \rho D C_d |U(t)| U(t) \cdot U(t) dt = \frac{4}{3\omega} \rho D C_d A^3 \quad (3-4)$$

根据以上的两个公式，我们可以发现附加质量部分是非耗散的。也就是说在整个过程当中，附加质量部分都没有参与到能量的转移过程当中，而 C_d 项的积分则完全不同。由于速度与 C_d 项是同相位的，所以导致其在一个周期当中会耗散能量，也就是说圆柱自身的能量通过 C_d 项耗散在流场当中，流场再通过某种形式进行进一步的耗散。也就说 C_d 的大小与能量的耗散有某些关系。如果 C_d 过大，往往代表着圆柱向流场当中耗散更多的能量。

于是我们选取几个算例在相同的无因次时间 68 处的结果放在一起进行比对，具体的流场情况如下图 3-11 所示。



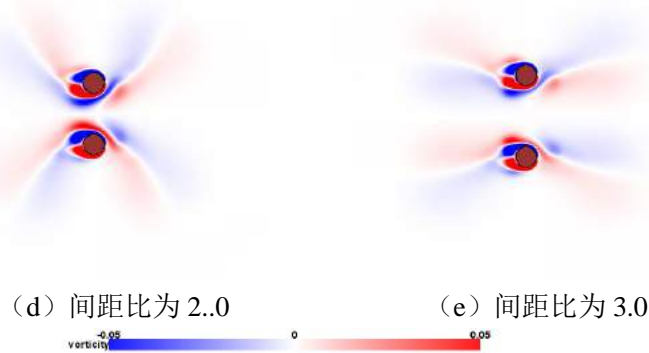


图 3-11 典型流场情况涡量图 (KC=6)

在上图当中，我们发现对应于不同的间距比，在相同的无因次化时间处呈现出完全不同的涡量图形式。单圆柱仅有轻微的泄涡，并且其形式较为对称。当间距比为 0.5 的时候，两个圆柱之间出现了强烈的相互干扰，并且在两个圆柱的间隙当中出现了带有非常大速度以及能量的射流，伴随着非常强烈的旋涡。当间距比为 1.0 的时候，这种之间的干扰变得相对减弱，并且在间隙当中出现了一个小的反向的旋涡削弱了原本的较强的旋涡。当间距比进一步提升到 2.0 的时候，我们发现间隙当中的射流消失，圆柱周围的流场呈现出了完全不同的情况，两个圆柱分别呈现出了 D 流态的特征，严重偏离了震荡方向。而当间距比变为 3.0 的时候，我们发现流态依然呈现出 D 流态的特征，每一个圆柱后面的尾流都偏离了圆柱的中心线，但是其偏离的程度较间距比为 2.0 的算例有了较大的减弱。通过上图的分析，我们发现当间距比较小的时候，在圆柱之间的间隙之间会产生一股射流，并且这股射流混杂着旋涡带有相当大的速度以及能量。

我们为了更加清晰地展示以上状态当中，小间距比的算例具有较大的速度，我们对流场中线处的速度进行了测量。我们测量的具体位置位于流场的中心线上，具体的坐标为 (-2D, 0)。通过对该点的速度进行测量，我们可以非常明显地看到，当间距比较小的时候，中线上的速度非常大，甚至形成射流。

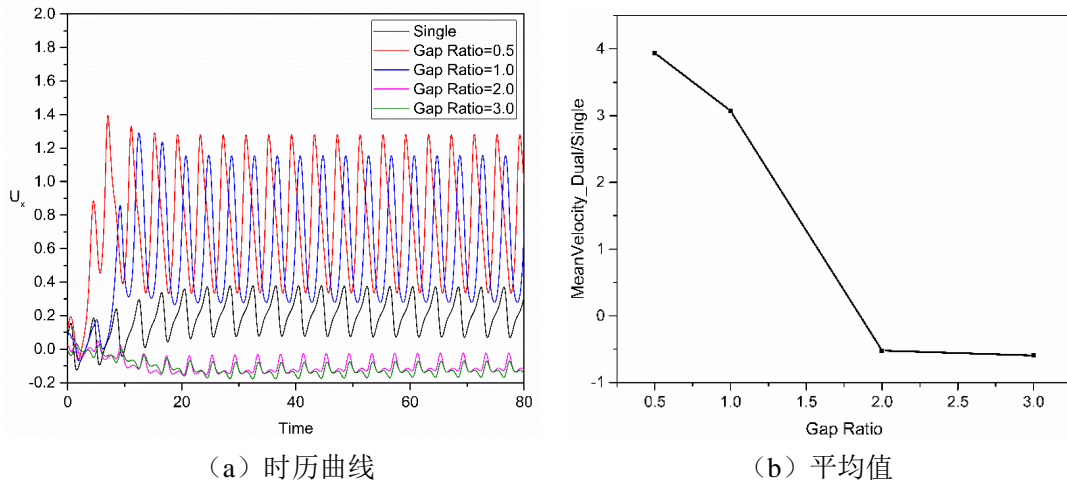


图 3-12 中心线速度变化曲线 (KC=6)

通过上图，我们发现当间距比较小的时候，中心线上的速度场确实最开始进行波动，并且通过 (b) 图我们经过简单计算后发现，当间距比较小的时候，确实平均速度也是较大的。进一步分析，我们当间距比为 2.0 以及 3.0 的时候，中心线上的速度甚至是负值，这代表了

有能量从中心线上流入。

我们接下来对不同间距比的算例当中，旋涡的形成，发展以及脱落进行了较为系统研究。

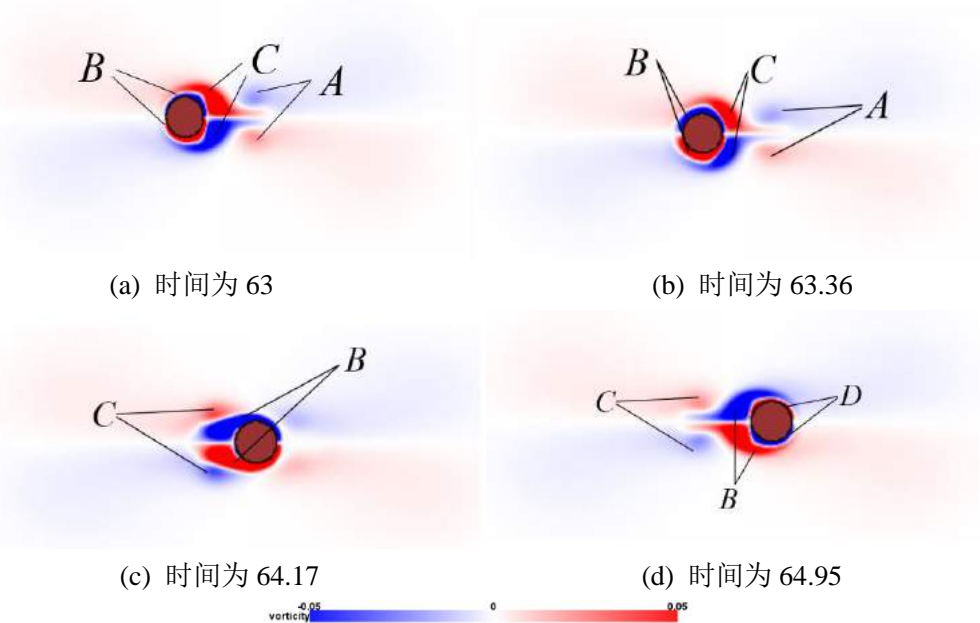
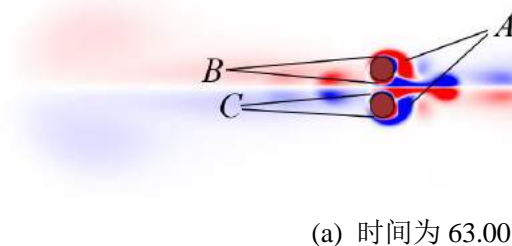


图 3-13 单圆柱旋涡历程 (KC=6)

在进行旋涡的历程的研究的时候，我们会对旋涡进行编号以方便描述。在单圆柱的情况当中，我们发现每半个周期会有两个泄涡，基本属于 A 流态的特征。在上图 3-13 (a) 当中，圆柱已经运动到了最左端，上半个周期脱落的旋涡 A 已经运动到流场的右端。这时，本半周期当中的主旋涡 B 在圆柱表面形成，使得旋涡 C 逐渐脱离壁面。然后根据图 3-13 (b)，圆柱开始反方向运动，这个时候旋涡 B 进一步发展，旋涡 C 进一步脱落。这时旋涡 B 的发展是非常快速的，并且旋涡 C 的强度以及范围都逐渐减弱。然后发展到图 3-13 (c) 所示，B 进一步发展，C 在脱落之后就运动到圆柱的后部，也就是流场的左端。但是脱落的旋涡由于强度的原因，其运动速度并不是很大。然后根据图 3-13 (d)，圆柱运动到最右端，然后脱落两个旋涡在中心线上面会和，但是其速度很小。经过周而复始的运动，单圆柱的旋涡在每半个周期当中都会有两个脱落，但是其运动到中心线上的时候的强度已经很小，很难再产生较高的速度离开，于是其一直在圆柱的运动范围内产生，发展，脱落，但是却很难耗散出去，在圆柱表面附近不断累积，最后达到平衡。当 KC 等于 7 的时候，单圆柱的发展是十分类似的。

但是当圆柱的情况发展到间距比较小的并列双圆柱的算例的时候，我们就发现了完全不同的情况，其具体情况如下图 3-14 所示。



(a) 时间为 63.00

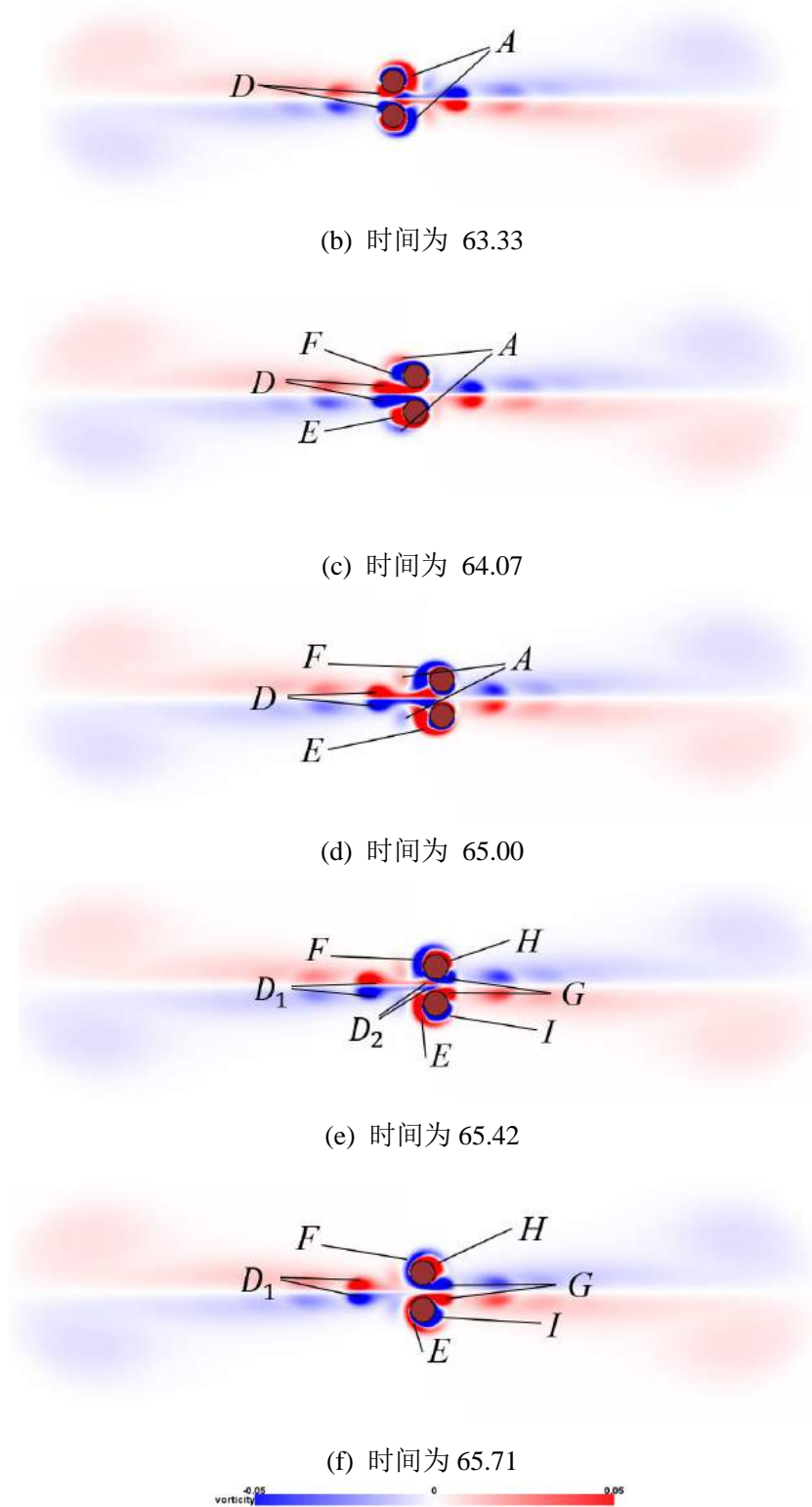


图 3-14 双圆柱旋涡发展 (间距比=0.5, $KC=6$)

在双圆柱的情况下，情况变得更加复杂，于是我们绘制了一个周期内的旋涡发展情况，以更好地展示旋涡的发展状况。在上图 3-14 (a) 当中，双圆柱一同运动到最左端，一开始的状况与单圆柱的情况是十分类似的，在两个圆柱的表面都分别产生了相反的旋涡。旋涡对 B 以及旋涡对 C 都包括两个相反方向的旋涡，并且分别在圆柱的上表面以及下表面产生。

其产生的旋涡对 B 以及 C 并不是完全对称的，而是更加倾向于双圆柱的中心线。在图 3-14 (b) 当中，上面圆柱的下部旋涡与下面圆柱的上部旋涡相互影响十分强烈，并且组成了一个新的旋涡对，两个圆柱所产生的旋涡对的外部旋涡分别形成旋涡 E 和 F。旋涡对 D 由于两个非常强烈的旋涡相互影响，从而直接造成了较大的初速度，形成了一个间隙射流，并且自身也蕴含着巨大的能量。上半个周期当中的外侧旋涡也从圆柱的表面脱落，然后形成了旋涡对 A。在图 3-14 (c) 当中，图 3-14 (b) 当中的情况进一步发展。在图 3-14 (d) 当中，圆柱运动到最右端，半个周期结束，圆柱停止运动。然后旋涡对 D 逐渐有要脱离的趋势，并且旋涡 E 和 F 进一步向中心线靠拢。旋涡 A 虽然强度较弱，但是还是运动到了中心线上，不过此时旋涡对 D 已经离开圆柱较远，所以旋涡对 A 无法与旋涡对 D 会和。在图 3-14 (e) 当中，圆柱开始反向运动。然后又产生了这半个周期当中的射流旋涡对 G，以及每个圆柱的外侧旋涡 H 和 I。上半个周期当中的外侧旋涡 E 和 F 逐渐脱落。旋涡对 A 没有跟随旋涡对 D 运动，而是很快被 E 和 F 中和，或者自行耗散。同样也是在这个时候，最重要的现象发生了，旋涡对 D 分别称为旋涡对 D1 和旋涡对 D2。其中 D1 从圆柱表面脱落，逐渐向远方运动，而旋涡对 D2 则一直在圆柱表面附近，最终被旋涡对 G 中和。然后在图 3-14 (f)，圆柱进一步向左运动，但是其速度较 D1 的速度还有一定的差距，于是旋涡从圆柱表面快速离开，运动向远方。

当 KC 等于 7 的时候，其效果是完全相同的，只是由于运动幅度的增大，其旋涡的强度有所提高，从而间隙射流的速度以及强度都有所提高。

正是由于这样的相互作用，导致能量从圆柱表面迅速扩散到了流体当中，形成旋涡，并且快速脱离圆柱表面附近，造成了巨大的能量耗散。这样的现象在 M. Zhao 等人 2014 年的论文当中是有所体现的，所以其在 CHK. Williamson 以及 M. Tatsuna 规定的八个流态之外又规定了一个全新的流态 GVS (Gap Vortex Shedding Regime)。但是我们是第一次将 Cd 系数的放大与该现象进行联系，并且对某些现象进行解释的，极大地加深了人们从机理层面对该问题的认识。

在此基础上，我们还试图通过增加控制体来计算流出控制体的能量。我们通过编程，在计算域当中添加了一个长方形的控制体，其具体形状如下图 3-15 所示。

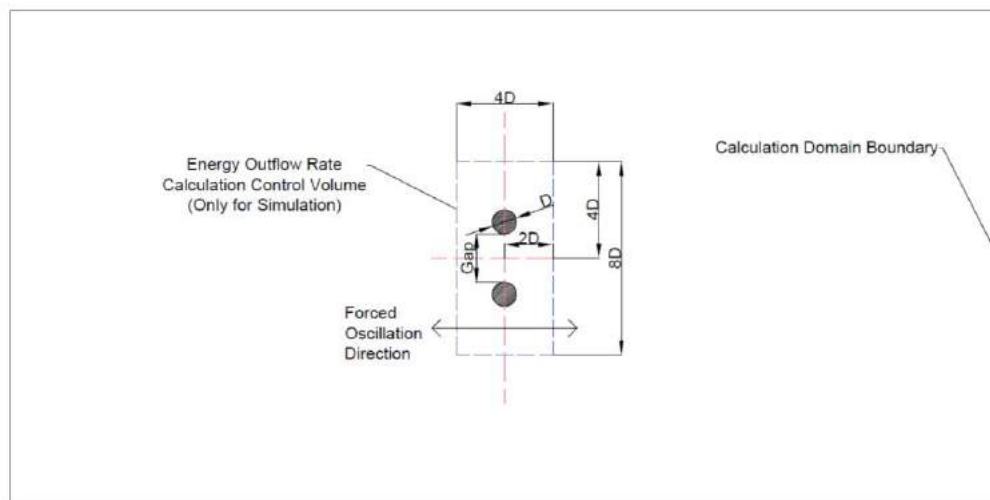


图 3-15 控制体位置示意图

控制体的位置在流场当中是完全对称的，并且在 X 方向具有 4D 的宽度，在 Y 方向有 8D 的长度。通过这样的配置，我们可以为圆柱满足圆柱具有较大的间距比或者运动幅度。我们在流场信息的每一步求解过程当中都记录了在控制体上面的每一个网格的速度信息，然

后通过 MATLAB 对其进行后处理。后处理的过程当中，我们主要计算了流体的动能的，计算的方法以及方程如下所示：

$$EOR = \oint \frac{1}{2} |\vec{u}|^2 \vec{u} \cdot \vec{n} ds \quad (3-5)$$

上式当中的 EOR (Non-dimensional Energy Outflow Rate) 是无因此能量流出率的缩写。上式当中的 \vec{n} 代表控制体表面上的法向量； \vec{u} 代表无量纲速度适量， ds 是无因次网格间距，在上式当中的统一取为 1。我们选取在 KC 等于 6 时的单圆柱以及具有间距比为 0.5, 1.0, 2.0 和 3.0 的五个算例作为典型算例。五个主要算例的 EOR 时历曲线如图 3-16 所示。

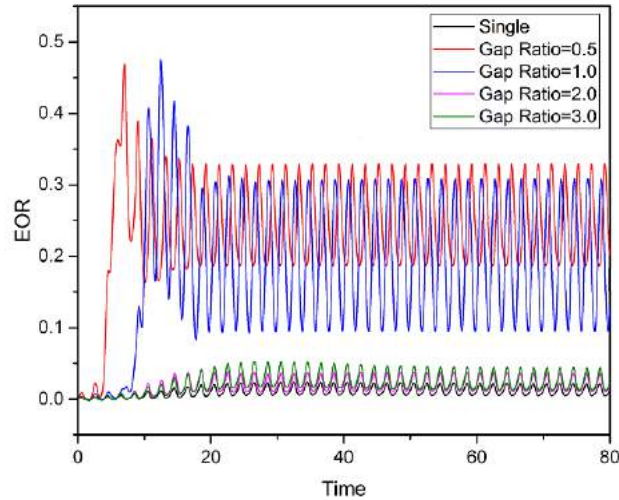


图 3-16 EOR 时历曲线图

通过上图，我们发现所有算例的 EOR 都从 0 开始升高，最终在其稳定值周围震荡，但是间距比为 0.5 的算例最先开始震荡，这也说明了在间距比为 0.5 的时候，圆柱所脱落的旋涡对或者间隙射流有更大的速度，从而其最先到达控制体的表面，然后逐步开始在稳定值附近震荡。然后我们又对每一个算例的 mEOR (mean EOR) 的含义进行了规定，并且进一步进行了计算。我们将 mEOR 定义如下：

$$mean_EOR = \frac{mean_EOR_in_one_period}{number_of_cylinders} \quad (3-6)$$

也就是说我们规定 EOR 的平均值是针对每一个圆柱的，对于双圆柱的算例，由于两个圆柱都对流场提供能量，但是 Cd 的计算当中却实际已经对圆柱的个数进行了平均，所以我们在统计 EOR 的时候也对 EOR 进行了针对每一个圆柱的平均。我们对 KC=6 以及 KC 等于 7 的算例分别进行了计算，其具体的趋势如下图 3-17 所示。

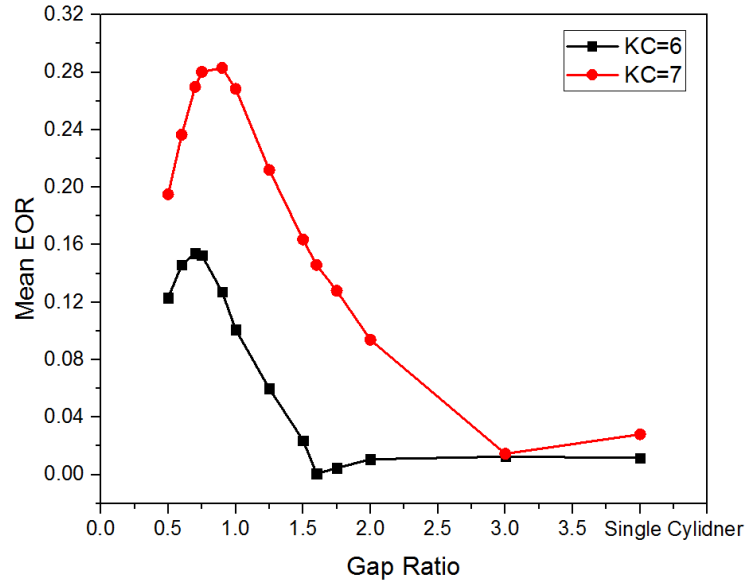
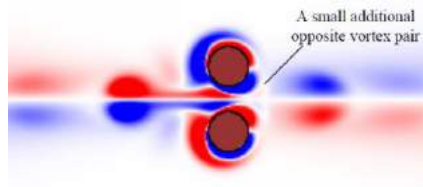
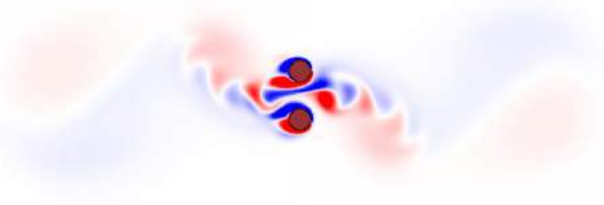


图 3-17 EOR 平均值曲线

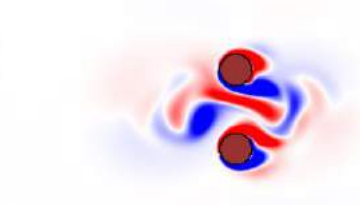
在上图当中,我们将单一圆柱的结果也同样绘制在了上图的最右端作为间距比为无穷远的情况。在 KC 等于 6 的时候,我们发现间距比为 0.5 时候的 $mEOR$ 甚至是间距比为 3.0 时候的十倍左右,是单圆柱的 11 倍左右。我们依然选取 KC 等于 6 的例子进行详细分析,我们发现当间距比从 0.5 开始渐渐增大的过程当中,流态出现了非常大的变化。我们选取无因次化时间为 65 左右的案例来进行阐释,其不同间距比具体的流态如下图 3-18 所示。其他的间距比为 0.5, 1.0, 2.0 以及 3.0 的情况已经在图 3-11 中展示。



(a)间距比=0.6 , 时间为 65.32



(b)间距比= 1.25, 时间为 66.01



(c)间距比= 1.50, 时间为 66.02

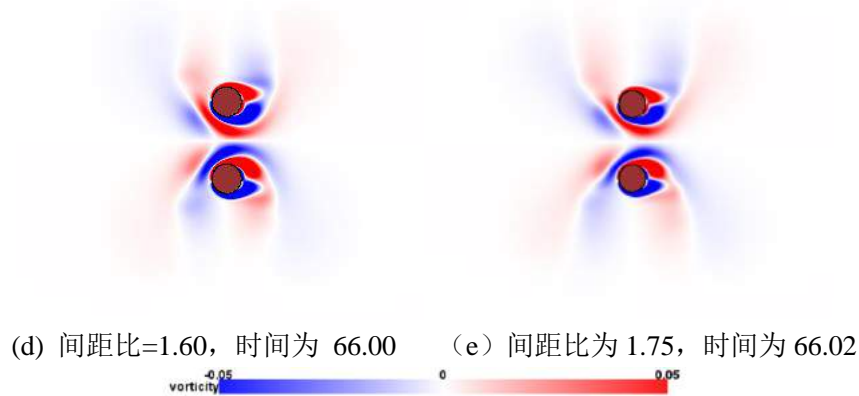
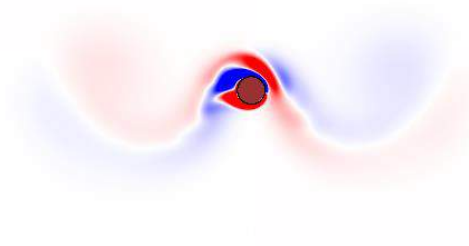


图 3-18 其他间距比涡量图 (KC=6)

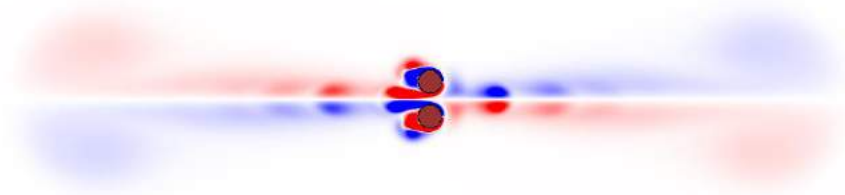
通过对上图的分析,我们发现当 $KC=6$ 的时候,当间距比提高到 0.6 的时候,在每半个周期当中都会出现一个小型的反向旋涡,这个旋涡由于具有和间隙旋涡相反的方向所以没有办法向外传播,转而被其他旋涡快速中和掉了。当间距比发展到 1.0 的时候,我们可以在图 3-11 当中看到更加清晰的反向旋涡,并且可以看到反向旋涡的中和更加快速。

但是当间距比在提高的时候,我们可以明显发现我们的两个圆柱外侧脱落旋涡的强度有明显降低,从而其在控制体内部耗散掉的能量较少,能量更加倾向于流出控制体,而不是在控制体内部耗散掉。并且间距比提高到 1.25 的时候,我们发现间隙射流的现象会消失,流场呈现出明显的 D 流态特征。当间距比提高到 1.5 的时候,这种不对称进一步发展,并且能量非常明显地无法流出控制体表面,更多的是在控制体的内部进行耗散。当间距比提高到 1.6 以及 1.75 的时候,我们发现量圆柱中间的射流已经完全消失,并且其中间间隙的泄涡会向外扩散进一步降低两个圆柱脱落旋涡之间的影响。旋涡之间的影响不存在了,其相互诱导的速度也大大降低了。当间距比提高到 2.0 以及 3.0 的时候,我们发现情况变得更加有趣,两个圆柱后部的尾流场都呈现出单圆柱的特性,但是两个单圆柱尾流场又进行相互影响,从而偏离中心线。在图 3-17 当中,当间距比提高到 1.6 或者 1.75,也就是间隙射流消失的时候, $mEOR$ 有一个明显的降低,并且其 Cd 相较于单圆柱的明显放大也随之消失,其结果与单圆柱的结果的差距越来越小。从而通过上述的论证,我们证明了当间距比较小时与单圆柱结果相比较的 Cd 系数的明显放大主要是由于圆柱间隙射流造成的。图 3-17 中的黑色曲线在间距比小于 0.75 的升高与 Cd 的趋势刚好相反是由于当间距比较小的时候,更多的能量趋向于在控制体内部耗散。也就是说控制体内部耗散的能量也是影响 Cd 的重要因素之一,但是在图 3-17 当中,存在射流的情况伴随着较大的 $mEOR$ 以及 Cd ,就已经可以从一定的程度说明射流与 Cd 的放大具有重要的因果关系,并且是最重要的影响因素。

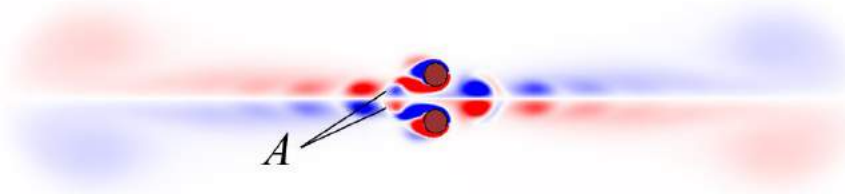
当 $KC=7$ 的时候,不同间距比的涡量场情况如下图 3-19 所示。本次我们选取无因次时间为 60 左右的情况来进行对比。



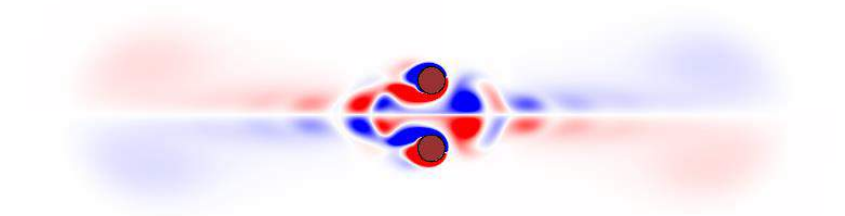
(a) 单圆柱



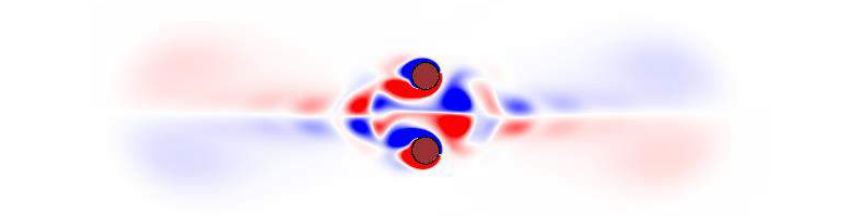
(b) 间距比为 0.5



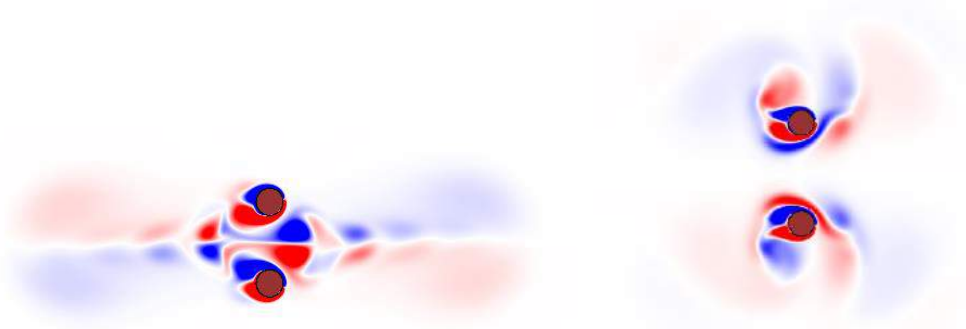
(c) 间距比为 1.0



(d) 间距比为 1.50



(e) 间距比为 1.75



(f) 间距比为 2.0

(g) 间距比为 3.0



图 3-19 涡量场 (时间为 60, $KC=7$)

在上图当中, 我们看到, 由于 KC 的进一步增大, 流场变得更加复杂, 这种情况也同样出现在单圆柱的情况当中。单圆柱的尾流场变得不再对称, 并且由 $KC=6$ 时的 A 流态特征转变成成为 D 流态的特征。但是当并列圆柱的间距比变小的时候, 我们发现射流同样存在。当间距比逐渐变大的时候, 在中心线处同样会出现一组与间隙射流相反的旋涡对 A, 如图 3-19 (c) 所示, 该旋涡对 A 在其他情况当中也都存在。该反向旋涡 A 是因为间距的扩大导致圆柱之间的相互影响减弱, 从而上圆柱在其下表面以及下圆柱在其上表面都进行了泄涡, 并且这对泄涡没有与间隙射流相互中和, 而是通过间隙流向了圆柱的后方, 从而形成了相反方向的旋涡对 A。虽然当 $KC=6$ 的时候这个旋涡对也同样存在, 但是当 $KC=7$ 的时候, 其强度更大, 并且发展得更加充分。当间距比增大到 1.75 的时候, 双圆柱的流场首次出现了不对称的现象, 并且这种不对称性在间距比为 2.0 的时候也同样出现了, 两次的不对称强度都不大。当间距比进一步提高到 3.0 的时候, 其呈现出明显的 D 流态的特征, 并且流场出现这样的情况与 $KC=6$, 间距比为 3.0 的算例是较为类似的。都是由于两个圆柱的尾涡与单圆柱较为类似, 并且相互之间还有一定程度的影响造成的。反向旋涡的出现是圆柱之间的相互影响减弱的重要体现。

但是无论如何, 与之前 KC 等于 6 时候的分析相类似, 由于间距比的增大, 导致旋涡之间的影响逐渐降低, 综合反向旋涡对间隙射流的削弱作用, 所以其在小间距的时候, $mEOR$ 相较于大间距以及单圆柱的情况都有明显的提高, 并且 C_d 也表现出同样的规律。当间距比很小的时候, $mEOR$ 出现了一段与 C_d 的趋势相反的阶段是由于在控制体内部出现了过大的能量损耗, 导致能量没有流出控制体。

基于以上分析, 我们对 C_d 系数的放大 (小间距双圆柱与单圆柱情况比较) 现象进行了较为合理的解释。

3.7 本章小结

在本章当中, 我们首先通过试验的开展以及对结果的分析发现了并列双圆柱的受力特点与单圆柱有明显的不同, 并且在小间距比的情况下, C_d 较单圆柱情况有明显的放大。接下来, 我们通过数值模拟来对流场进行可视化, 并且在其基础上进行了某些计算以及统计工作。结合能量耗散原因的分析以及对涡量场发展的分析, 我们认为这种 C_d 系数的放大主要与间隙射流有关。于是我们在流场当中增加了控制体计算单位能量流出, 发现无论是在 KC 等于 6 还是 KC 等于 7 的情况下, 存在间隙射流算例的平均能量流出量以及 C_d 系数都明显高于没有间隙射流的双圆柱算例以及单圆柱算例。在间距比很小的阶段, 我们发现 C_d 系数的变化趋势与平均能量流出量之间可能存在一定的差距。但是结合流场的分析, 我们认为该差距主要是由于控制体不能完全衡量间隙射流的能量, 控制体内部耗散的能量对于 C_d 同样也有一定的影响。但是我们通过流场情况进行综合分析之后可以总结出这样的结论, 存在间隙射流的算例的 C_d 以及平均能量流出量都明显高于无间隙射流的算例。所以间隙射流在 C_d 的放大这一问题上面有重要的影响, 或者说互相是关键的关系。

第四章 关于串列圆柱的模拟

串列双圆柱的情况，目前的研究还停留在比较初级的阶段。由于并列圆柱仅仅需要考虑两个圆柱后面的尾流场的相互影响。而串列双圆柱由于圆柱的排布影响，圆柱本身对于流场也有较大的影响，并且两个圆柱的尾流场之间的相互影响会强烈很多，情况更加复杂，所以在目前的研究当中即使有对串列双圆柱排布的研究也是停留在比较初级的，并且将更多的目光聚焦在并列双圆柱上。本毕业设计项目对串列双圆柱也进行了大量的研究，并且取得了一定的成果，在 ISOPE-2017 上面进行了投稿，并且目前已经被录用。

4.1 模拟设置

在上一章节，我们采用的模拟求解器是由 MIT 开发的 Lily-Pad，在本章节对串列圆柱的研究当中，我们将采用上海交通大学万德成教授课题组基于重叠网格技术以及 OpenFOAM 开源平台进行开发的 naoe-FOAM-SJTU 求解器进行开发。其求解器的具体数值方法已经在第二章当中进行了介绍，本章主要对具体实例进行应用以及分析。

由于 OpenFOAM 本身为三维求解器，所以针对二维问题，我们采用了单层网格来进行模拟以满足二维的条件。另外，由于 OpenFOAM 本身不是无因次化求解器，所以我们在进行了计算之后，对各结果进行无因次化处理。在模拟当中才用的二维模型以及坐标系如下图 4-1 所示。

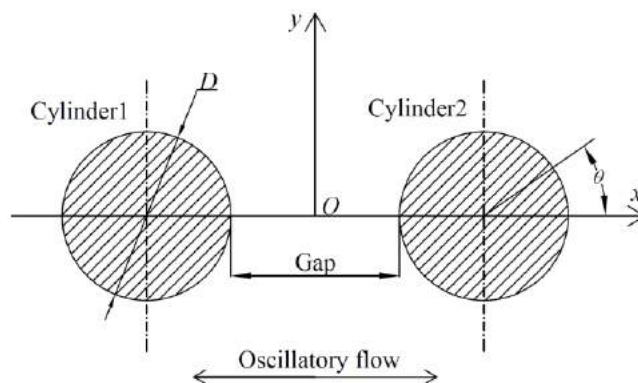


图 4-1 串列双圆柱布置图以及坐标系

在上面的布置当中，X 轴的方向依然是强迫震荡的方向，也就是流向力的方向；Y 方向是垂直于震荡方向的方向，是升力所代表的方向。坐标体系的设置与上一章当中相同。间距比的定义也都是是一样的。

4.2 网格收敛性验证以及模型验证

我们在本章节的正式分析之前，首先对数值方法以及网格收敛性进行了检验。我们首先进行网格收敛性验证。

由于重叠网格技术在本项目的具体应用当中需要采用三套网格之间分别进行嵌套，所以我们在网格收敛性验证当中需要对三套网格分别进行定义，并且其网格尺寸的缩放比例应该尽可能相同。由于两套圆柱表面的网格是完全相同的，所以我们仅需要对两套网格——背景网格以及圆柱表面网格，进行变量改变来进行网格收敛性验证。在所有的算例当中，我们将

圆柱表面网格的外直径都设置为 $3D$ (三倍圆柱直径)。本章节的无因次化操作以及条件完全参照第一章当中的描述。我们针对圆柱表面直径的无因次化参数主要是 Δr , N_s , $N_{n,c}$, 分别代表在圆柱表面直径方向的最小无因次化网格间距, 圆柱表面网格格点, 在网格区域的总网格节点数。在背景网格方面, 我们针对背景网格的参数主要是两个 s 以及 $N_{n,b}$ 来进行研究, 其分别代表无量纲化网格尺寸以及背景网格总节点数。为了满足大尺度运动的要求, 以及对远流场的研究, 我们初期将计算域的尺寸定义为在 x 方向 $15D$ 长, 在 y 方向 $10D$ 宽。这样的宽度设置可以在一定程度上消除阻塞效应使得阻塞系数为 10% 。背景网格目前的是由简单的正方体网格所构成, 在三个方向的网格无因次化尺寸都被定义为 s 。在网格收敛性验证当中, 圆柱表面网格以及背景网格的尺寸分别被确定如下表 4-1 所示。

表 4-1 网格收敛性验证网格参数表

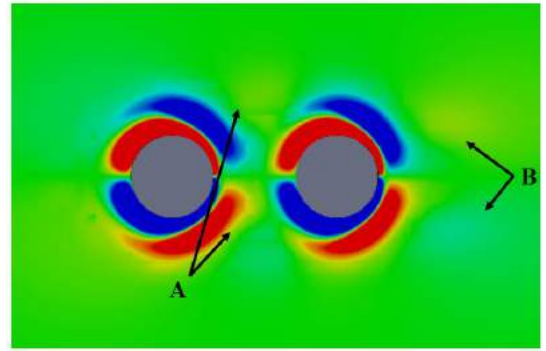
网格密度	圆柱表面网格			背景网格	
	N_s	$N_{n,c}$	Δr	s	$N_{n,b}$
粗网格	72	2520	0.0030	0.15	20301
常规网格	84	3780	0.0024	0.10	45451
细网格	112	5600	0.0016	0.08	71188

在所有模型当中, 圆柱的表面都经过了细化, 从而防止旋涡在圆柱表面进行耗散。圆柱表面网格在直径方向的尺寸是根据到圆心的距离不断变化的, 以保证其最外层网格处的网格形状能够近似为正方形, 在最内侧的网格有合理的加密等级。我们在本环节当中选用了串列圆柱的布置, KC 在所有的算例当中的取值都是 5 , 雷诺数为 100 , 于是 β 数经过简单计算为 20 。在这样的一个配置当中, 流场是十分稳定的, 避免了因为流场的不稳定以及不确定性对收敛性结果造成影响。我们在模拟之后, 对流向力采用最小二乘法来对阻力项以及附加质量项进行分离, 并且将结果记录在表 4-2 当中。

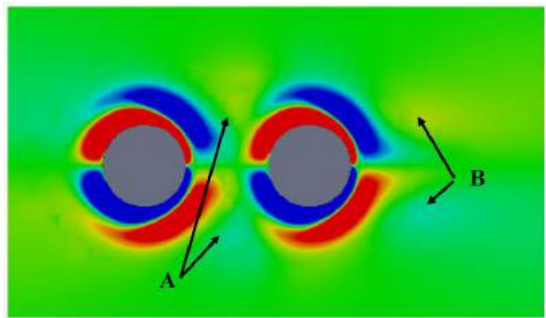
表 4-2 网格收敛性验证 C_d , C_m 结果表

网格	C_m	C_d
粗网格	2.1687	2.0386
常规网格	2.1742	2.0384
细网格	2.1765	2.0383

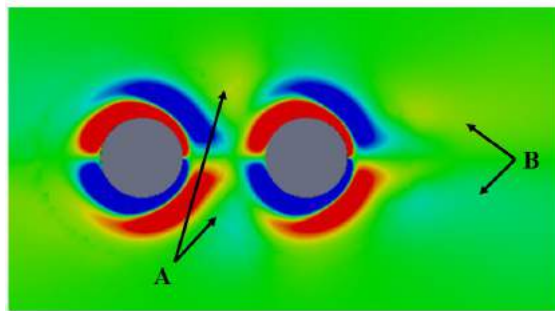
通过上表当中的结果, 我们发现 C_d 从粗网格变换到常规网格的过程当中, 其误差已经非常小, 已经小于万分之一; 而从常规网格到细网格的误差更是已经远远小于万分之一的级别。但是 C_m 却在这个变化过程当中存在一定的误差。当网格从粗网格变化到常规网格, 再从常规网格变化到细网格的过程当中, 我们发现其误差从 0.25% 降低到了 0.11% 。虽然 0.25% 的误差已经很小了, 但是由于本计算算例是一个二维算例, 常规网格依然不会花费太长时间来对算例进行计算, 所以在平衡了计算准确性以及计算效率之后, 选择采用常规网格的精度来进行模拟。选择常规网格的另外一个原因就是其可以更好地捕捉流场的细节。我们将三种网格在时间为 29.54 时候的流场放在一起进行了对比。从对比结果来看, 我们认为三种网格都是基本可以捕捉最基本的流场信息的。但是粗网格的结果当中, 旋涡 A 十分不明显; 而常规网格以及细网格的记过对旋涡 A 的捕捉都是较为明显的。虽然常规网格与细网格在计算结果上的差距比较小, 但是在计算时间以及计算资源的消耗上面却存在非常大的差距。所以在综合计算效率以及计算准确性之后, 我们选取常规网格来进行后续的模拟。



(a) 粗网格结果



(b) 常规网格结果

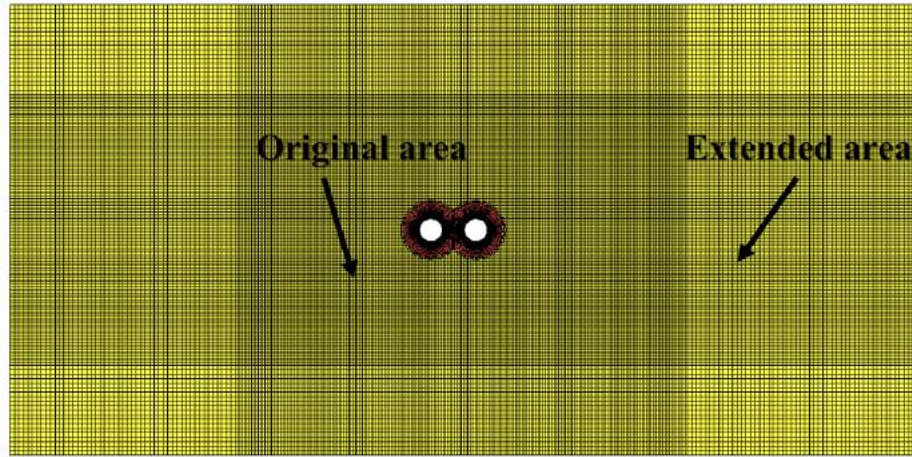


(c) 细网格结果

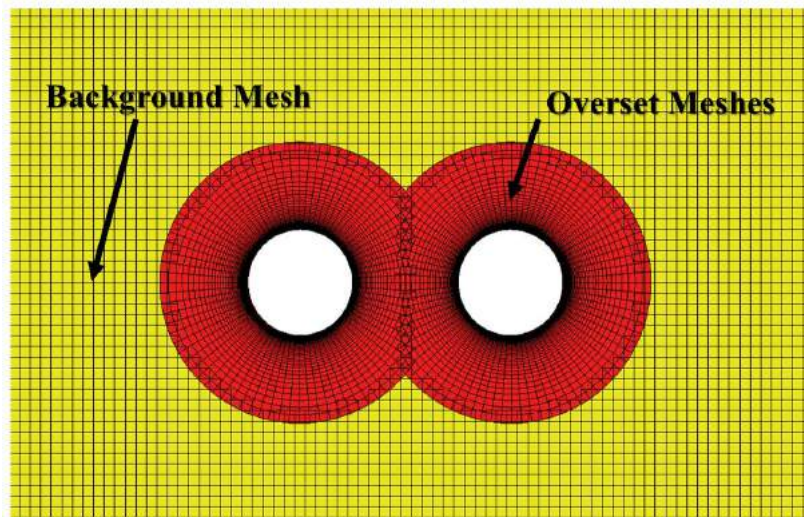


图 4-2 网格收敛性验证涡量图

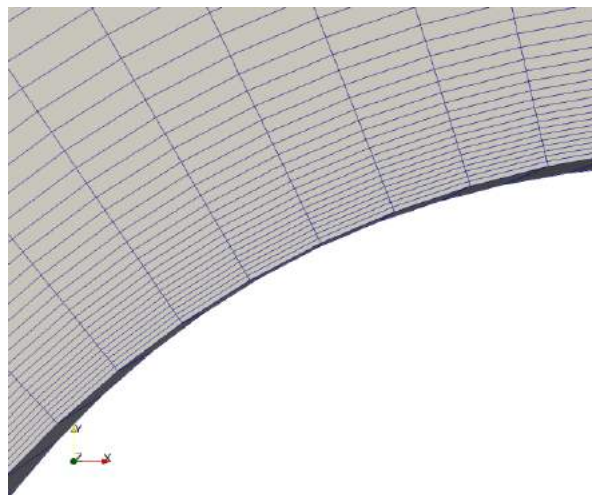
在进行了网格收敛性验证之后，我们为了捕捉远流场的信息，我们将计算域的范围继续扩大到长 $30D$ ，宽 $20D$ 的范围内。中心的区域的网格密度仍然遵循之前的网格收敛性验证的常规网格的密度。但是在拓展的区域，网格的尺寸是中心区域的二倍。这样的安排可以最大程度地不影响圆柱表面的泄涡情况以及圆柱的受力。于是，我们经过了拓展之后的最终的网格如图 4-3 所示。在图 4-3 (a) 当中的是计算域的整体布置以及网格情况，其中黄色部分是背景网格部分；红色的部分是两套圆柱表面网格。三套网格之间相互进行流场信息的插值。并且在图 4-3 (a) 当中，我们也对我们的计算域的原始区域以及拓展区域进行了标示。图 4-3 (b) 是我们对圆柱表面网格的进一步的放大。通过该图，我们可以发现直径方向的网格尺寸也在随着直径进行变化，以保证网格的形状尽可能是正方形的，但是表面附近进行了相当程度的加密。在图 4-3 (c) 当中，我们对圆柱表面的网格加密进行了展示。通过该图，我们发现圆柱表面网格的直径方向的尺寸在圆柱表面是非常小的，以防止旋涡在圆柱表面就进行过大的耗散。



(a) 计算域整体尺寸以及布置



(b) 网格表面网格



(c) 圆柱表面加密

图 4-3 计算域以及网格示意图

在确定了相关的计算域尺寸以及网格质量参数之后,我们就通过实例来对计算方法以及

求解器的计算准确性来进行研究以及验证。由于关于单圆柱的算例更加丰富，资料更加详细，于是我们选取了单圆柱的算例来进行验证。在具体的参数选择方面，由于当 KC 数或者雷诺数较大的时候，流场呈现出极强的不规则性以及不稳定性，所以不同求解器对问题的计算呈现出较大的区别。于是我们选取了一个广泛计算的实例，即 KC 等于 5，雷诺数等于 100 的算例来进行验证。该算例已经被广泛的应用在该问题的验证模拟当中。相同的结果分别被 Dutsch, Durst, Becker 以及 Lienhart 在 1998 年应用低雷诺数模拟进行了相关的计算；Nehari, Armenio 和 Ballio 在 2014 年分别使用了二维以及三维的方法来进行了不同的计算；Uzunoglu, Tan 和 Price 在 2001 年采用粘性边界元方法进行了模拟；Zhao 和 Cheng 在 2014 年通过模拟振荡流的方法进行了模拟。在模型以及算法验证的过程当中，我们对该算例采用重叠网格方法进行了相关的模拟，并且得到了结果，与其他研究的结果进行了仔细的比较，具体的结果如表 4-3 所示。

表 4-3 结果对比

结果来源	C_m	C_d
2D 模拟结果 (Dütsch 等人, 1998)	2.45	2.09
2D 模拟结果 (Nehari 等人, 2004)	2.43	2.10
2D 模拟结果 (Uzunoglu 等人, 2001)	2.45	2.10
2D 模拟结果 (Zhao 等人, 2004)	2.48	2.04
3D 模拟结果 (Nehari 等人, 2004)	2.47	2.13
采用重叠网格方法的结果	2.43	2.09

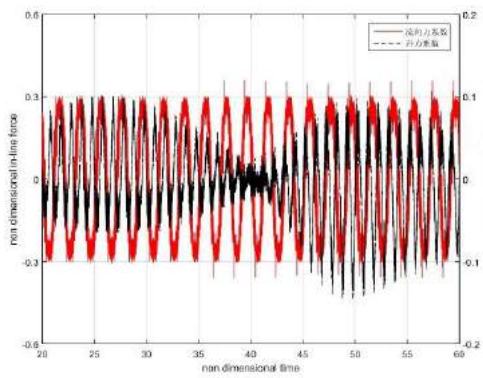
通过上表的结果，我们发现在 C_d 系数方面，Zhao M 等人在 2014 年的模拟结果明显偏小，而 Nehari 等人在 2004 年的三维结果又明显偏大。而我们的结果基本在其他研究结果的范围之中，与其他研究的结果符合较好。而针对 C_m 系数的比较，我们与 Nehari 等人在二维情况下的结果相同，而其他人的结果与我们的结果相比较都偏大。但是误差都不大，完全在可以接受的范围当中。于是我们的求解器以及计算方法得到的结果是非常准确的，并且计算精度是明显高于其他计算结果的。这也为我们后续的模拟奠定了一定的条件。

4.3 串列双圆柱在振荡流当中的受力以及流场情况

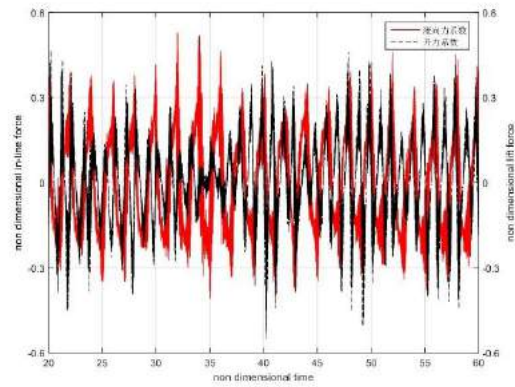
串列双圆柱的计算结果是十分有趣的。在本章节当中，我们采用重叠网格方法主要对串列双圆柱在小间距比的情况下进行模拟，并且说明其与大间距比的算例存在的明显不同。我们在本章节当中采用的主要的间距比为 0.5 以及 1.0。雷诺数固定为 200， KC 数的取值为 5, 7.5, 10, 12.5, 15, 17.5 以及 20。 β 数的数值随着 KC 数的变化进行变化。我们首先得到了流向力系数以及升力系数随时间变化的时历曲线。其中单圆柱的时历曲线分别如图 4-4 所示。间距比为 0.5 的如图 4-5 所示。间距比为 1.0 的如图 4-6 所示。

在单圆柱的情况下，当 KC 等于 5 的时候，我们发现流向力是较为稳定的，但是升力却经过一次变换，这次经过横坐标的变换主要是由于尾流的偏向方向进行了改变，从一侧偏向了另外一侧。当 KC 增大到 7.5 的时候，受力变得较为混乱，这可能是由于某些特定的流态所造成的。在后续的分析当中，我们会发现其出现了 C 流态的某些二维特征。但是当 KC 数继续增大的时候，这种特定的流态随之消失，然后受力的时历曲线变得更加稳定，但是当 KC 数增大到 20 的时候，我们发现升力的平均值将严重偏向于 0，这可能是由于流场出现了某些不对称的流态，从而升力出现了向一个方向的偏差。通过不同的算例之间的对比，我们发现每个算例之间都存在非常明显的差异，并且这种差异一定是由于流场的流态不同所造成

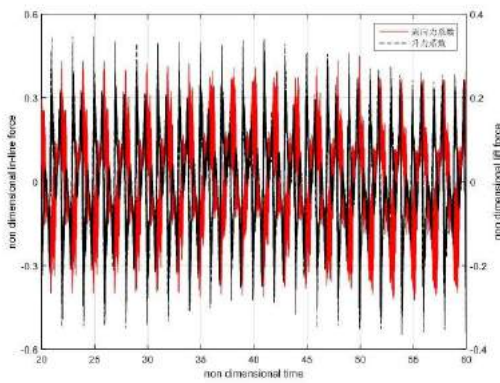
的。如果我们要对受力或者流场进行分析，我们都不应该割裂开两者单独进行分析，而是应该从两者之间的关系入手，才能从机理层面来对该问题进行解释。



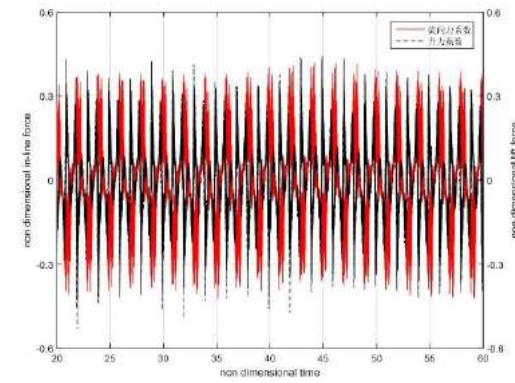
(a) $KC=5$



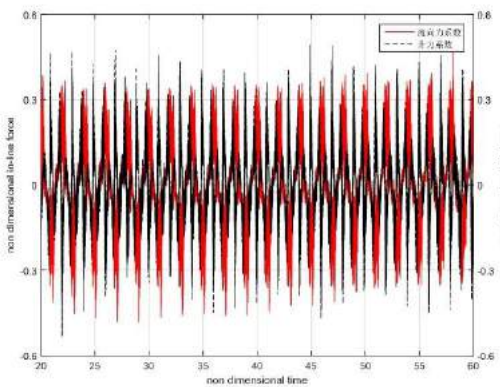
(b) $KC=7.5$



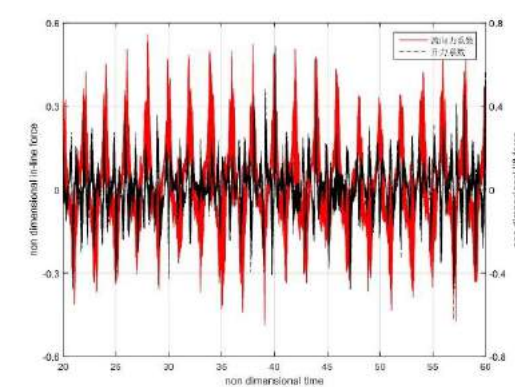
(c) $KC=10$



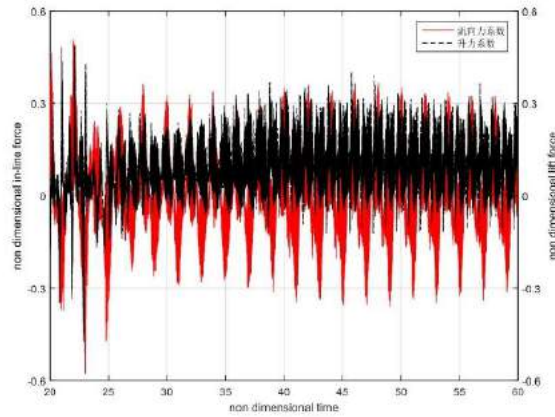
(d) $KC=12.5$



(e) $KC=15$



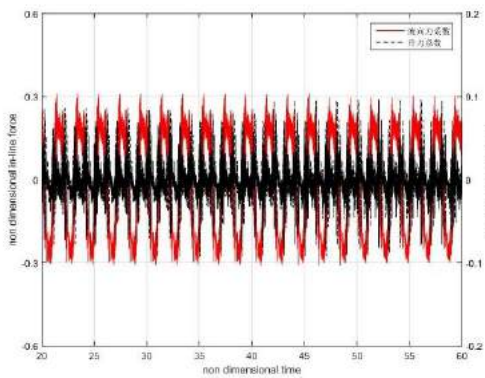
(f) $KC=17.5$



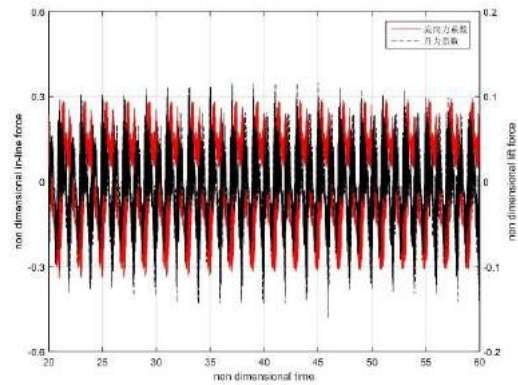
(g) $KC=20$

图 4-4 单圆柱无因次受力时历曲线

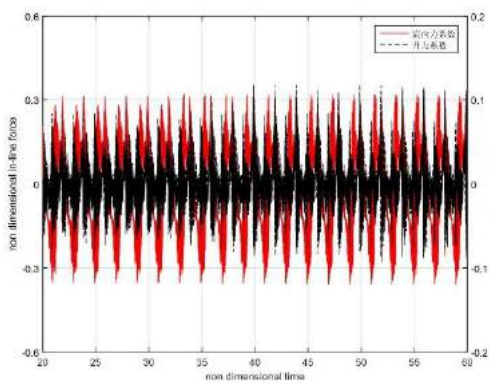
而双圆柱在间距比为 0.5 的时候的受力时历曲线则更加规整。每一个周期之间的变化也比较小，并且通过右侧坐标的范围的对比，我们发现当间距比为 0.5 的时候，升力震荡的幅值明显小于单圆柱情况的。在流向力方面却没有太大的差距。但是当 KC 增大到 20 的时候，我们发现流向力以及升力也出现了一定幅度的不稳定性。



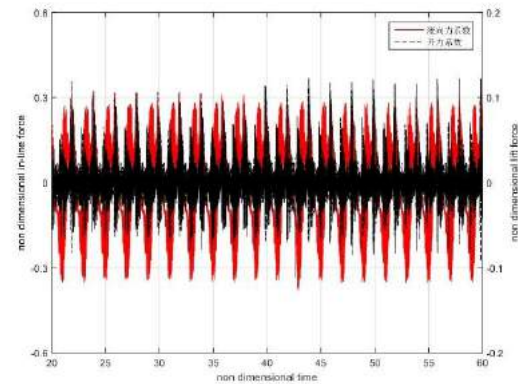
(a) $KC=5$



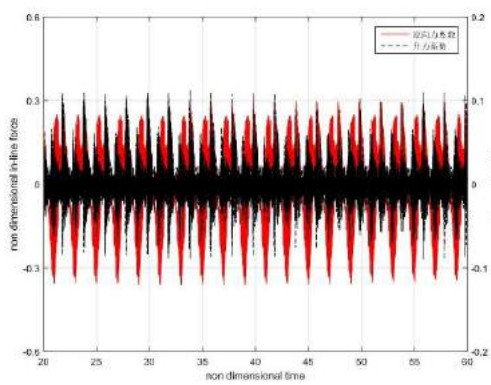
(b) $KC=7.5$



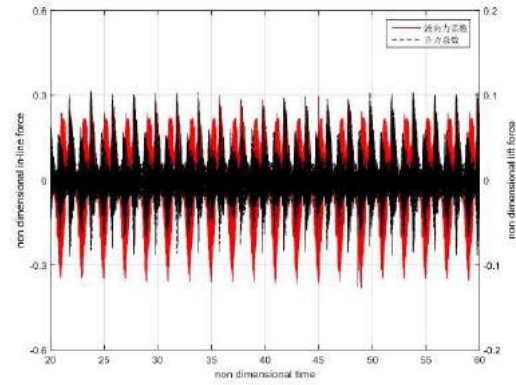
(c) $KC=10$



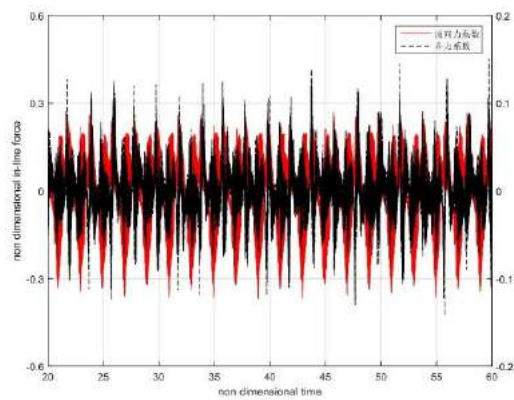
(d) $KC=12.5$



(e) $KC=15$



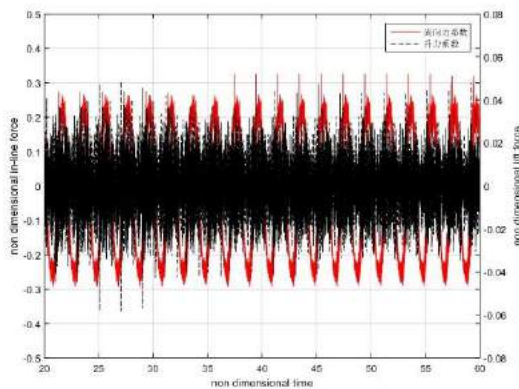
(f) $KC=17.5$



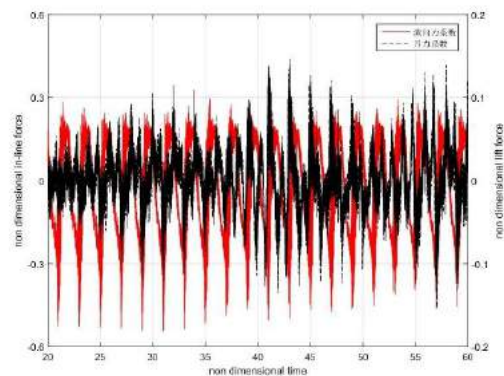
(g) $KC=20$

图 4-5 间距比为 0.5 的流向力以及升力时历曲线

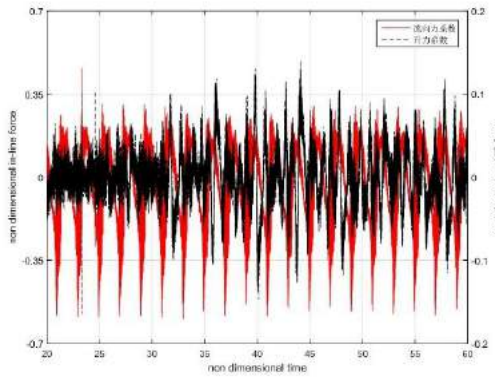
当间距比进一步提高到 1.0 的时候，我们发现升力的震荡幅值也明显小于单圆柱的升力震荡幅值。并且在 KC 等于 5 的时候，甚至出现了数倍的差距。当间距比为 1.0 的时候，受力系数随 KC 的变化关系变得更加复杂。在 KC 等于 5 的时候，圆柱所收到的力呈现非常明显的周期性。这表明流场较为稳定，能够出现稳定的流态。但是当 KC 增大到 7.5 的时候，我们发现其升力存在较为复杂的变化，其每一个周期的平均值都出现了较大的不同。这说明流场出现了较为复杂的现象。可能由于 KC 已经大于 7，出现了 Zhao 等人在 2014 年发现的流场不稳定性。然后在 KC 进一步扩大的过程当中，我们发现这种不稳定的情况更加剧烈。



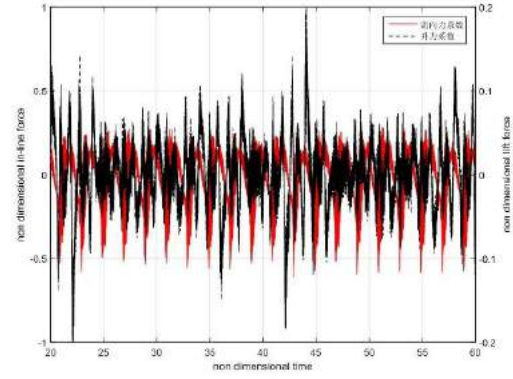
(a) $KC=5$



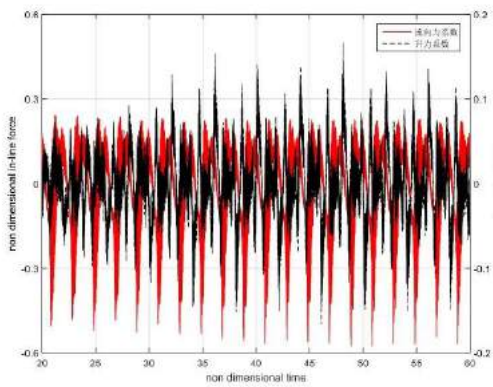
(b) $KC=7.5$



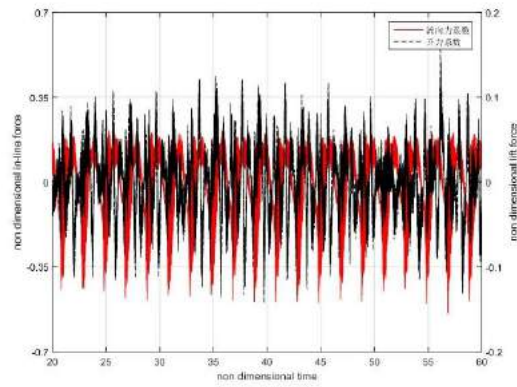
(c) KC=10



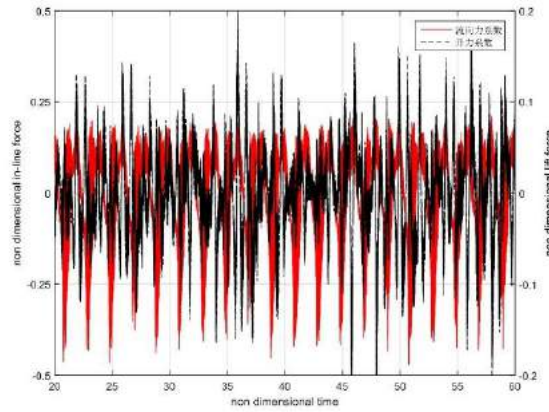
(d) KC=12.5



(e) KC=15



(f) KC=17.5



(g) KC=20

图 4-6 间距比为 1.0 的流向力以及升力时历曲线

遵循着受力是流场对圆柱表面压强的积分的思想,我们在本章当中将主要探究升力与流场的对称性之间的关系。我们目前主要聚焦于升力的无因次化 RMS 值是否能够反映流场在每一个周期当中的泄涡的对称性。我们将无因次化 RMS 值定义如下:

$$RMS = \sqrt{\frac{\sum(Force_y^2)}{N}} \quad (4-1)$$

在上式当中, $Force_y$ 为无因次化的升力, 然后我们再对无因次化升力进行 RMS 值的计算。其中 N 为参与计算的总时间步数。所有算例的升力 RMS 值如图 4-7 所示。

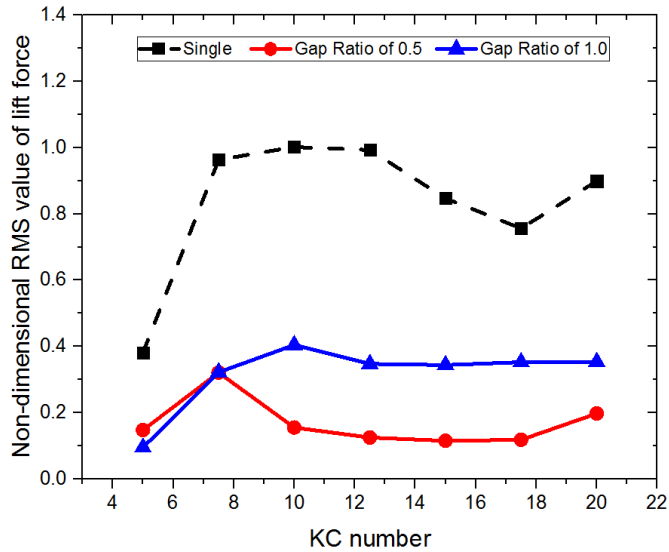


图 4-7 无因次化升力 RMS 值

在上图当中，我们发现不管 KC 数等于多少，单圆柱的 RMS 值都是明显高于间距比为 0.5 以及 1.0 的串列双圆柱的结果的。另外，不管圆柱采用何种布置方法，当 KC 等于 5 的时候，都是这种排布方式当中 RMS 值最小的时候。在其他的研究当中已经证实当 KC 小于 7 的时候，流场主要呈现出对称的流态，而且每个周期内的流场也都趋向于稳定，不规则性十分不突出。当 KC 等于 7.5 的时候，其值明显高于 KC 等于 5 的 RMS 值。随后当 KC 继续增加的时候，间距比为 0.5 的首先出现了下降，间距比为 1.0 以及单圆柱继续增大。随后双圆柱的结果变得较为稳定。而圆柱的数值则波动较为明显。

在得到圆柱的受力之后，我们同样也对流向力进行了分解，然后得到了其 Cd 以及 Cm 的具体数值，其结果如下图 4-8 所示。

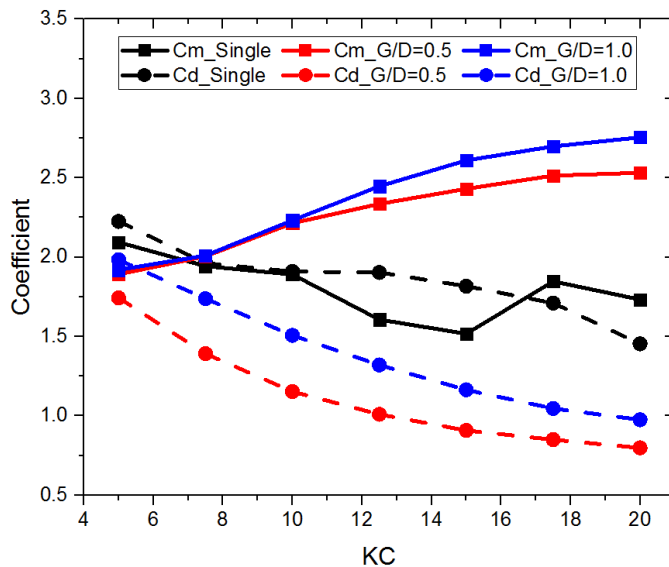


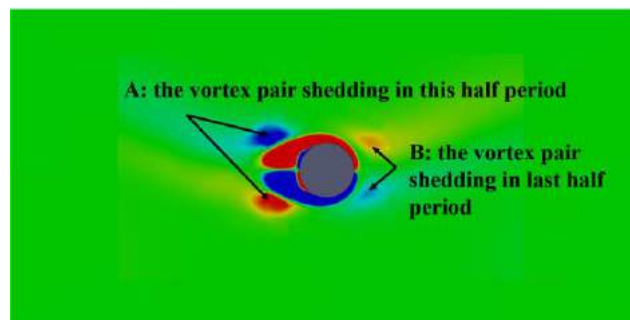
图 4-8 Cm 以及 Cd 结果

通过对上图进行分析，我们发现当 KC 增加的时候，间距比为 0.5 以及 1.0 的串列双圆柱呈现出了较为稳定的趋势：Cm 随 KC 的增加而单调增加，Cd 随 KC 的增加而单调减小。

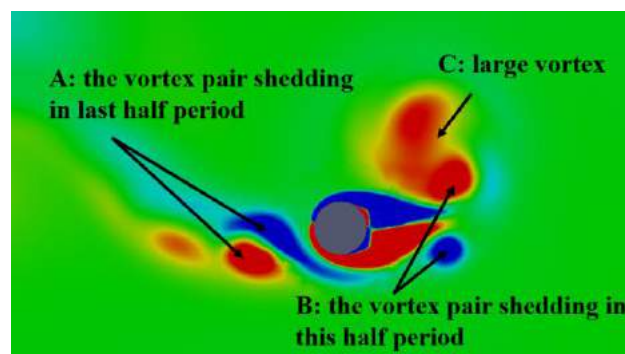
并且间距比为 1.0 的 C_d 以及 C_m 系数都大于间距比为 0.5 时候的结果。但是当我们聚焦于单圆柱的结果，我们就发现其变化趋势并不是单调的，尤其是单圆柱的 C_m 曲线。单圆柱的 C_d 曲线一直随 KC 的增加而单调递减，但 C_m 的曲线却呈现出了先减小，后增加，后又递减的趋势。这引发了我们的思考，究竟是什么样子的流场会使得受力呈现出这样的变化趋势以及 RMS 是否能够从一定程度反映流场泄涡的对称性。

4.4 流场对称性与升力分析

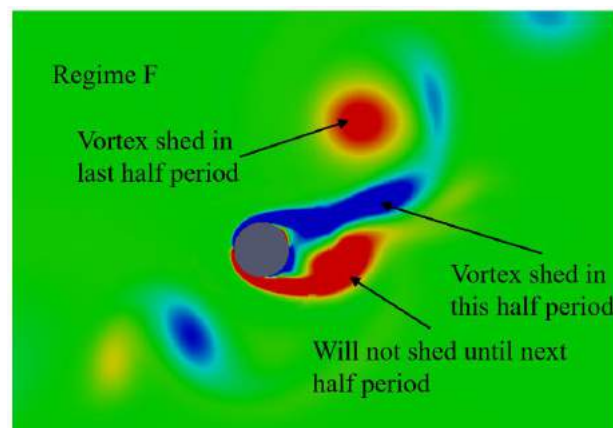
我们首先选取单圆柱进行分析。当 KC 从 5 增大到 7.5 的时候，其 RMS 的值从 0.38 增大到了 0.96，其增大的倍数比一倍还要多。具体的流场情况如下图 4-9 所示。



(a) $KC = 5$



(b) $KC = 7.5$



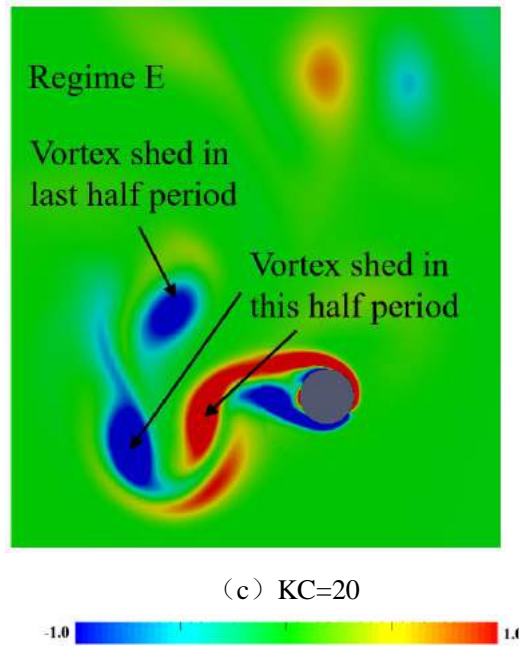
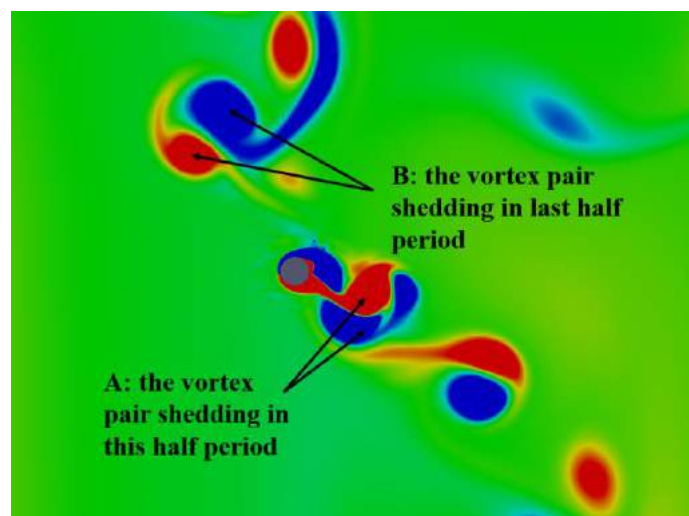


图 4-9 单圆柱涡量图

在上图当中，当 KC 等于 5 的时候，尾流场以及旋涡脱落都呈现出了极强的对称性，其升力自然呈现出较小的数值。当 KC 等于 7.5 的时候，圆柱左侧呈现出明显的 D 流态不对称特性；而在圆柱的右侧则出现了一个大的旋涡 C，每一个周期当中的圆柱上半部分的泄涡都和大旋涡 C 进行融合，不断提高旋涡 C 的能量，最终保持平衡，出现了较为复杂的流态。流场以及泄涡的不对称性发展得非常充分。当 KC 进一步扩大到 20，我们发现流态的变化是十分剧烈的，在图 4-9 (c) 当中，流态从一开始的 F 流态（呈现对角线扩散）变化到了 E 流态。并且流态不稳定性也是 E 流态的一个关键特性。我们通过 RMS 的数值以及流场的特性确实发现小的 RMS 值往往对应非常对称的流场，而大的 RMS 值往往对应不对称的流场。

然后我们进一步分析串列双圆柱与单圆柱的流场情况的区别。我们首先选取间距比分别为 0.5 和 1.0 以及单圆柱的情况下在 KC 等于 17.5 时的具体情况。其三种排布方式的流场特性如图 4-10 所示。



(a) 单圆柱

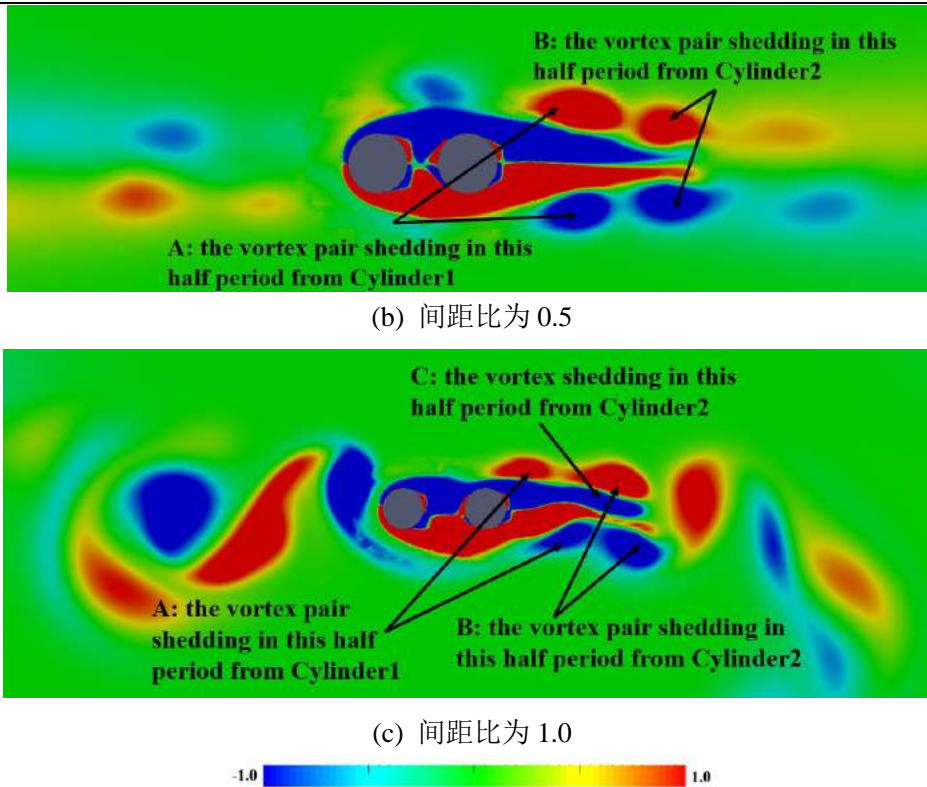
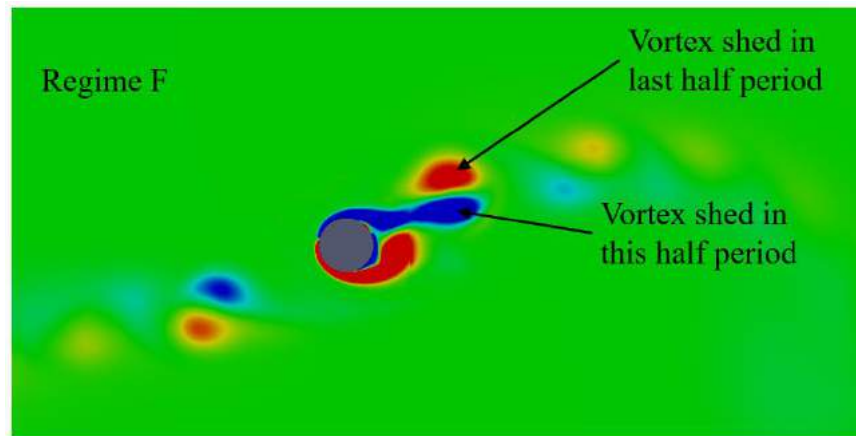


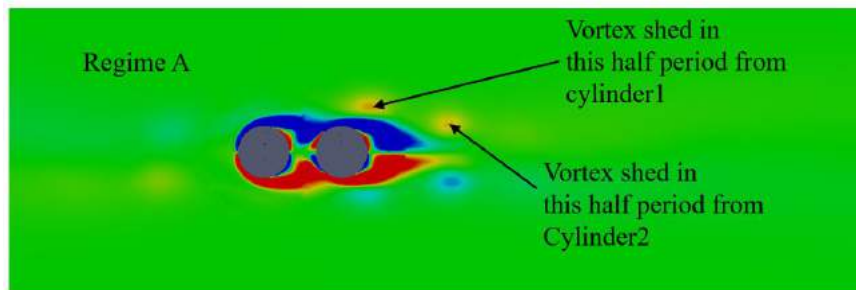
图 4-10 KC 等于 17.5 情况下不同圆柱排布涡量场

在上图当中，我们可以清楚的看到泄涡基本完全对称的算例是间距比为 0.5 的算例，而间距比为 1.0 的次之，单圆柱的呈现出最不对称的流场情况。并且这种不对称性与 RMS 值的大小正好是完全对应的。在单圆柱的算例当中，在每半个周期当中有两个旋涡脱落，并且流场呈现出明显的 F 流态的特点，旋涡向着对角线的方向传播。在图 4-10 (a) 当中，旋涡 B 是上半个周期脱落的旋涡，而旋涡 A 是会在这半个周期当中脱落的旋涡。在单圆柱的算例当中，其整体还是呈现出非常强的不规则性，也就说每半个周期的流场情况以及泄涡情况都是有较大区别的。但是流态 F 还是会存在相当长的时间，从而造成针对中心线的较强的不对称性，而这种不对称的流场作用在圆柱表面上的流体力也将是不对称的，从而导致圆柱受到的升力将不等于 0，出现震荡的情况，从而出现了较大的 RMS 数值。当间距比提升到 0.5 的时候，我们发现我们的左侧的圆柱 1 在这半个周期当中的泄涡为 A，而右侧圆柱 2 泄涡为 B。通过我们对多周期的观察，由于主旋涡的中和作用，旋涡 A 的大大部分会被中和，然后只有一小部分流入背景流场当中。但是我们发现流场和其他的布置情况相比却是非常对称的。当间距比提升到 1.0 的时候，如图 4-10 (c) 所示，其泄涡情况以及流场情况与间距比为 0.5 的情况较为类似。但是两个圆柱之间的相互影响减弱了很多，从而导致其尾流变得对称的效应也相应减弱了很多，所以其流场更加趋向于单圆柱的流场以及泄涡模式，但是我们应该注意到在这个时候，圆柱之间的影响还是存在的，并且依然相当强烈。在这次的流场当中，我们看到除了每个圆柱脱落的两个旋涡之外，还存在一个旋涡 C 在每半个周期当中脱落进入流场当中，这一个旋涡是造成流场不对称的重要因素。正是由于这个旋涡，流场变得更加不对称。但是不管其原因如何，我们都发现流场对称的程度与升力的 RMS 数值在一定程度上是相互依赖与验证的。

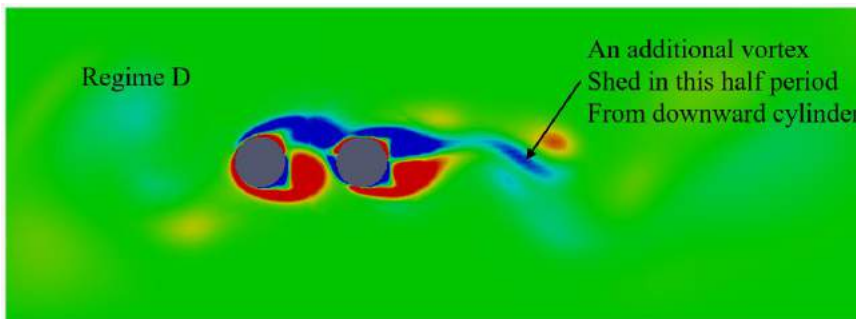
相关的验证依然可以在其他 KC 数的情况下进行验证。为了篇幅的考虑，我们再对 KC 为 10 的情况进行简单说明。其流场情况如下图 4-11 所示。在下图当中，我们同样地发现了单圆柱的 F 流态，以及当间距比为 1.0 的第三个单一旋涡的存在。



(a) 单圆柱



(b) 间距比为 0.5

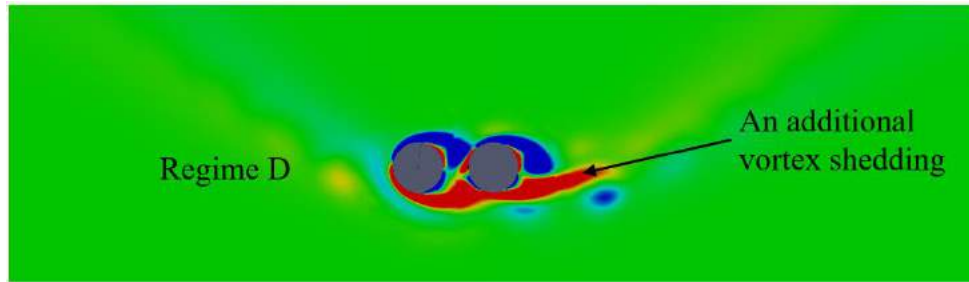


(c) 间距比为 1.0

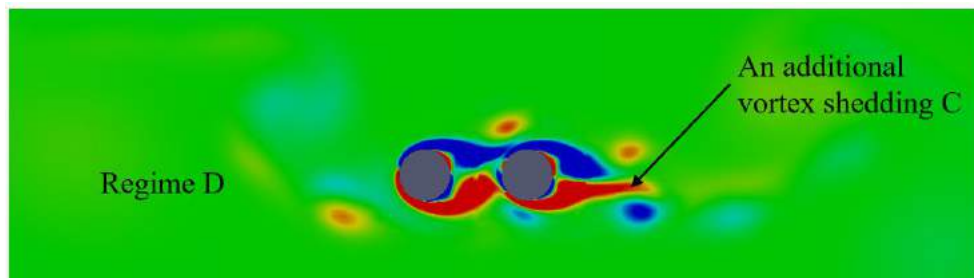


图 4-11 KC 为 10 的涡量图

我们在图 4-7 当中发现了当间距比为 0.5 以及 1.0 的时候的 RMS 的数值是十分相似的，于是我们对两个情况的旋涡脱落以及流场的对称性进行了相关的计算。当 KC 等于 7.5 的时候，我们发现其流场的对称程度是十分相似的，都呈现出了 D 流态的特征，并且都存在这一个单独脱落的旋涡 C，从而造成流场的不对称。这也从侧面证明了升力的 RMS 数值可以代表流场的对称程度。



(a) 间距比为 0.5

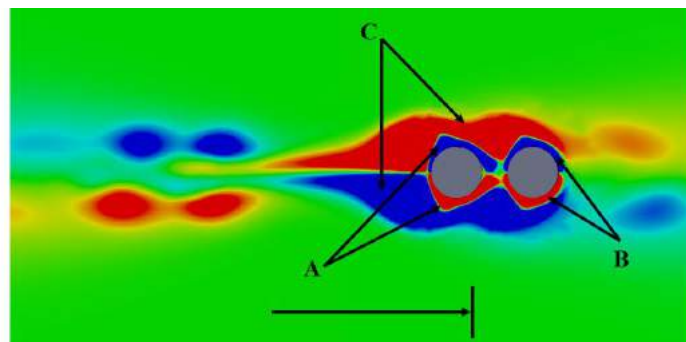


(b) 间距比为 1.0

图 4-12 KC 为 7.5 时的双圆柱涡量图

如果根据以上的分析，我们证明了在小间距的情况下，无量纲的升力 RMS 数值确实在一定程度上反映流场的对称性特征。在分析的初始阶段，我们也分析过升力的平均值是否可以代表流场的对称性，但是通过进一步的分析，我们发现 RMS 值代表的是圆柱表面的旋涡的对称性，而圆柱表面旋涡的对称性是整个流场的对称性的诱发因素。而升力的平均值只有在流场的整体不对称性（主要是远流场）达到一定程度的时候才会对圆柱的平均升力造成影响。并且圆柱的泄涡模式有很多模式，从而在流场造成了很多种类的流态。比如在 F 流态的情况下，圆柱的泄涡模式基本呈现对角对称的性质， F 流态的这一特性将会导致其升力的平均值非常小，但是流场依然根据中心线是完全不对称的。换言之，升力的平均值更加适合描述是否对中心轴有空间上的对称性，但是对时间没有考虑，而 RMS 值则从时间以及空间上都对对中心线的对称性进行了衡量。平均值与 RMS 的研究目的是不同的。

但是我们在分析的过程当中发现了在小间距的情况下阻碍不对称性发展的现象以及效应，这是一个十分有趣的现象。我们对这一现象的产生以及发展进行了相关的讨论以及分析。其具体的发展模式如图 4-13 所示。我们选取的例子是间距比为 0.5， KC 为 17.5 的例子来进行分析。



(a) 时间为 30.75

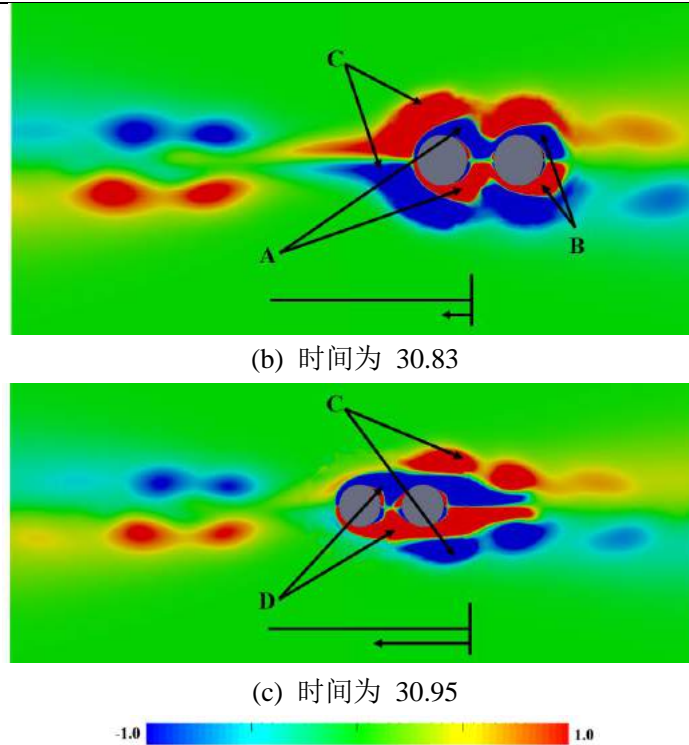


图 4-13 间距比为 0.5, KC 为 17.5 时的漩涡发展

这种小间距的情况 Cheng 等人在 2014 年也进行过相应的研究, 当 KC 数较小的时候, 流态呈现出 A 或者 A* 的流态, 而当 KC 数较大的时候, 主要呈现出 D 流态的特征。但是 Cheng 的研究是建立在 Re 数为 150 的基础上, 而本研究的 Re 数为 200。但是 we 和 Cheng 的结果吻合得依然相当不错。但是单圆柱在相同情况下却处于 F 流态, 于是一定存在某种效应导致流场趋向于对称。在上图当中, 当如图 4-13 (a) 所示, 圆柱运动到最右端的时候, 漩涡 A 和 B 分别是圆柱 1 和 2 在下半个周期内的泄涡。而漩涡 C 是在上半个周期内的泄涡。漩涡 A 和 B 就像单圆柱情况的圆柱一样, 在圆柱的上表面分别形成了两个反向的漩涡。然后圆柱在图 4-13 (b) 当中开始反向运动, 漩涡对 A 和 B 也继续发展, 变得无论是强度, 长度还是大小上面都快速发展。但是与此同时, 圆柱 1 和 2 的尾涡相互接触并且结合成为一个更大的漩涡。最终漩涡对 A 和 B 结合成为一个新的组合漩涡 D, 包围圆柱 1 和 2。在圆柱表面刚刚形成漩涡对 A 和 B 的时候, 其特点与单圆柱的特点较为类似, 但是随着其发展, 后面的圆柱对于前面圆柱的尾涡有一个吸引作用, 就像一块磁铁一样。但是当间距比增大到 3.0 或者 4.0 之后, 这种效应就随之消失, 并且两个圆柱后面的泄涡没有融合, 反而脱落之后相互影响, 流场呈现出非常混乱的局面。就像之前讨论的一样, 当间距比变为 1.0 的时候, 流场的情况更加复杂, 并且漩涡 A 需要更长的时间来与圆柱 2 以及圆柱 2 的尾涡 B 进行接触, 并且漩涡 A 与 B 的结合变得脆弱很多。我们在上图当中看到, 虽然圆柱 1 的尾涡 A 仍然趋向于变得不对称, 但是由于圆柱之间的间距过小, 从而阻碍了这种不对称性的发展。但是当间距比提高到 1.0 的时候, 这种阻塞效应就变得更小, 从而流场更加趋向于不对称的状态。所以圆柱 2 会进行泄涡, 并且导致流态呈现出 D 的特性。

4.5 大间距比流场分析

当间距比变为 3.0 的时候, 我们通过一个算例来对其进行简单的分析。其流场特性变得非常复杂, 我们将其在某一个特定半周期内的涡量场情况进行简单描述, 如图 4-14 所示。在图 4-14 (a) 当中, 圆柱已经运动到最左端, 并且准备开始向右运动。此时, 我们可以看

到在流场当中有在上半个周期当中脱落的旋涡 A 和 B，分别从圆柱 2 和圆柱 1 脱落。当圆柱继续向右运动的时候，如图 4-14 (b) 所示，旋涡 C 开始从圆柱 2 的下半部分脱落。当圆柱继续向右运动的时候，圆柱 2 的上半部分的旋涡分解成为旋涡 F 和 H，并且旋涡 F 直接从圆柱表面脱落。旋涡 C 与圆柱 1 下半部分生成的旋涡融合在一起。旋涡 E 从圆柱 1 的上半部分脱落，并且与旋涡 B 中和，使得旋涡 B 的能量有了较大幅度的减弱。并且在圆柱 2 表面的旋涡 G 有脱落的趋势。当圆柱运动到最右端，如图 4-14 (d) 所示，圆柱停止运动。旋涡 A 与 B 进一步削弱，C 和 D 混合后的大旋涡也从圆柱 1 的表面脱落，旋涡 G 也脱落到了流场当中，但是刚才脱落的旋涡 F 与圆柱 1 上半部分的表面旋涡混合在一起。综合上述分析，我们发现当间距比提高到 3.0 的时候，流场确实更加混乱，并且每半个周期最后旋涡 H 也会脱落，然后在圆柱右侧逐渐累积，最后形成了一个旋涡条带。

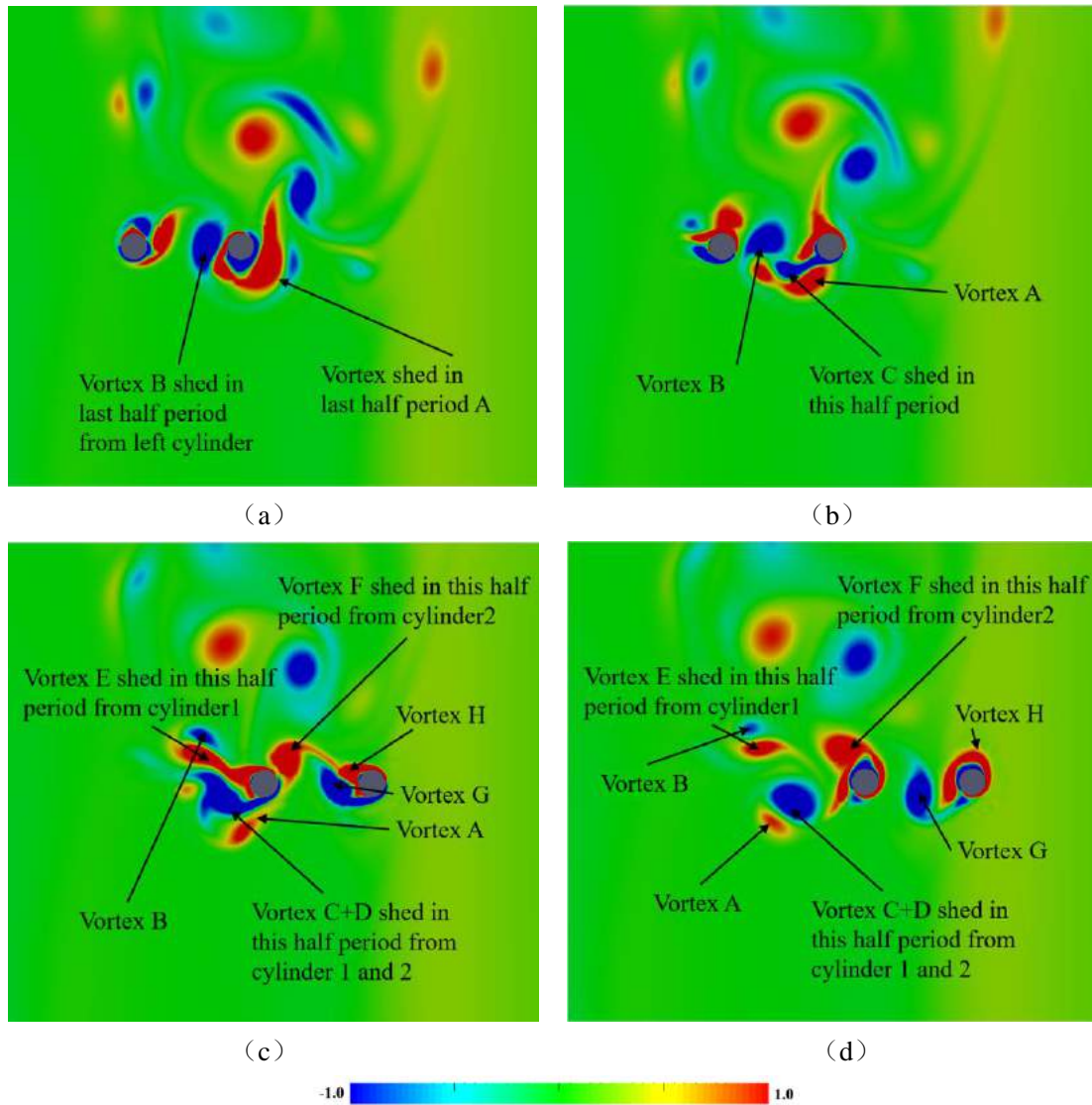


图 4-14 间距比为 3.0 的旋涡发展

由于当间距比为 3.0 的时候，流场在每半个周期当中都呈现出基本完全不同的情况，所以其流场可以呈现出非常多的流态以及各种影响关系。其具体的可能出现的情况如下图 4-15 所示。在以下的两个流态当中，流场又呈现出较为规整的姿态，两个圆柱的尾涡之间的影响较为薄弱。

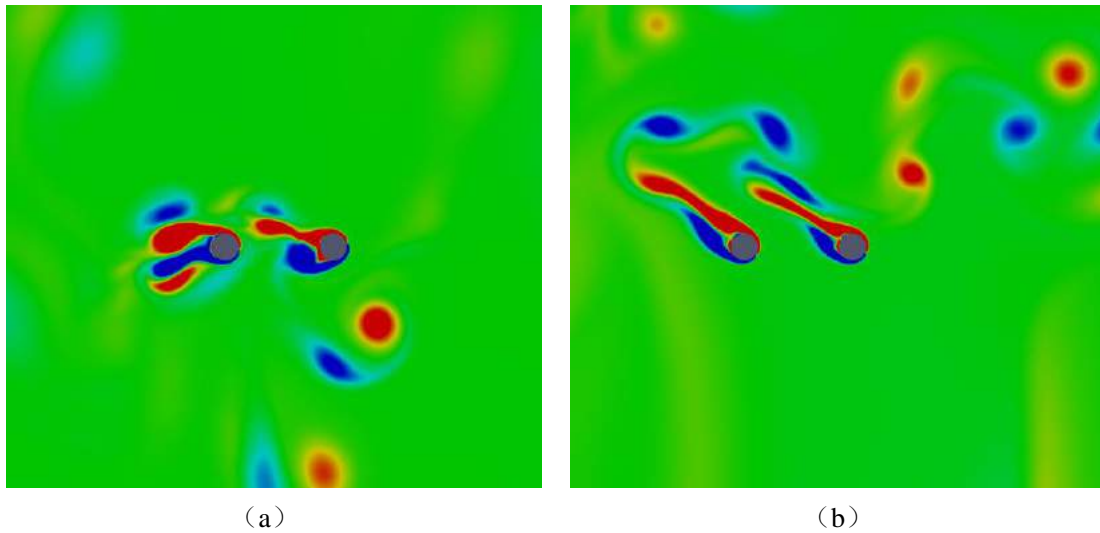


图 4-15 其他复杂流态

4.6 本章小结

本章主要采用重叠网格方法对串列双圆柱进行了数值模拟，首先通过网格收敛性验证以及与其他研究进行对比的方法对网格以及数值方法进行了验证，说明了本课题组基于 OpenFOAM 开发的求解器 naoe-FOAM-SJTU 求解器对该问题的数值模拟是十分准确的，能够提供很多的流场信息。在此基础上我们计算了其流向力的 C_d 以及 C_m 系数。并且在上一章的基础上引入了对升力的讨论。通过详细的分析以及讨论，我们发现无因次化升力的 RMS 值可以在一定程度上反映流场的对称性，并且其效果较升力的平均值对对称性的评价更加贴切。然后我们对小间距的串列双圆柱的旋涡发展进行了分析，发现圆柱之间的较小的间距阻碍了不对称流场的发展，从而使得流场呈现出对称的特性。

第五章 总结与展望

在完成了上述的分析之后，本章主要对该毕业设计的相关内容总结与展望。

5.1 总结

在本毕业设计当中，我们首先对该项目进行了相当广泛的调研，调研的范围包括且不限于该课题目前的国内外研究进展，相关课题的研究进展，相关理论研究，势流方法研究，计算方法研究等等众多方面。在完成了基本的调研之后，我们对调研的结果进行了仔细的梳理以及详细的整理，并且生成了本论文的第一章的内容。

在完成了调研之后，我们对贯穿本课题的无因次化的具体方法，边界沉浸法以及重叠网格方法的具体理论和实际操作进行了学习，其成果展示在第二章当中。在此基础上，我还完整地阅读了重叠网格方法的课题组内的指导手册，对具体的操作有了比较全面的了解与理解。并且由于 Lily-Pad 是基于 Processing 编程语言的一个开源的求解器，在其上面可以进行任意的修改以及后处理，所以我还自己在图书馆找到了教材，对这门编程语言进行了学习，然后对开源的求解器代码进行了针对该课题的改编以及适配。自此完成了本毕设项目的所有学习工作。

在完成了所有的准备工作之后，我还参与到了 MIT 拖曳水池针对该课题的试验当中，参与到了从试验设计到试验后处理等等环节当中。在得到了相关的数据之后，经过简单的观察与分析，我们发现了一个令人非常激动的现象，那就是在并列小间距双圆柱的结果当中，Cd 系数相较于单圆柱的结果以及大间距比的试验结果都有明显的放大。通过理论分析，我们认为 Cd 是在莫里森方程当中唯一的耗散项，所以其放大必然与能量的大量耗散有关系。于是我们通过 Lily-Pad 求解器来对二维流场进行可视化。通过模拟结果，我们发现当间距非常小的时候，在双圆柱的间距当中存在一股间隙射流，这股间隙射流不仅仅有非常大的速度，同时还裹挟着强度非常大的旋涡，从而蕴含着巨大的能量。我们将其与 Cd 系数的放大联系在一起，并且在计算域当中添加了控制体，以计算流出控制体的能量流出率。在计算之后，我们发现流出控制体的能量流出率平均值基本符合 Cd 的变化趋势，只是在间距比非常小的时候平均能量流出率有一段放大，而 Cd 却是在减小的。这可能是由于在间距比非常小的时候，两个圆柱外侧的旋涡有一个强度较强的脱落，并且很快在控制体内部耗散掉，没有流出控制体。但是存在间隙射流的案例往往伴随着较大的能量流出量以及 Cd 系数的放大。在间隙射流消失的算例当中，其 Cd 系数的放大协同巨大的能量流出都同时消失。这说明 Cd 系数的放大确实与间隙射流有关，并且间隙射流伴随着大量的能量从圆柱表面快速扩散到远流场当中进行耗散。

在接下来的串列圆柱的模拟当中，我们选用了上海交通大学万德成教授课题组基于 OpenFOAM 平台开发的带有重叠网格技术的求解器 naoe-FOAM-SJTU 求解器来进行模拟。我们首先针对 KC 等于 5，雷诺数为 100 的双圆柱以及单圆柱算例进行了网格收敛性验证以及模型验证，说明采用的求解器，网格精度以及我们的处理方法可以满足计算的精度要求，并且相较于其他求解器以及研究得到的结果精度更高。在此基础上我们对单圆柱以及串列双圆柱的算例进行了模拟，雷诺数为 200；KC 数为从 5 到 20，以 2.5 作为间隔；双圆柱的间距比定为 0.5 以及 1.0。在完成了数值模拟之后，我们对时历曲线进行了分析，并且对 Cd 以及 Cm 系数进行了计算。之后我们又探究了无因次升力的 RMS 值是否能够反映流场的对称性。通过将多组流场信息以及 RMS 值进行比较，我们发现 RMS 值确实可以在一定程度上反映流场的对称性，并且效果是比较好的。同时，我们发现当圆柱的间距比较小的时候，双

圆柱的尾涡更加趋向于规则以及对称，和单圆柱的结果完全不同。我们对该现象也进行了分析，认为是中间的过小的间隙对旋涡不对称性的发展有较强的阻塞作用。

本研究从串列以及并列圆柱的不同布置情况分别入手，对某些现象进行了深入系统的分析，在机理层面对很多问题进行解释。

5.2 展望

本项目进展至今，我们已经取得了不错的成果。但是在今后的工作当中还有很多可以发展以及探讨的地方。

在并列双圆柱的问题当中，在已经掌握了基本的流场信息编程运算的基础上，我准备对控制体内部的能量密度以及能量耗散进行计算，结合流出控制体的能量密度，综合探究能量去向。或者通过设置涡量的阈值判断间隙射流的区域，进而对间隙射流内的总能量进行计算。从量化的角度来对能量的去向进行跟踪，更加准确地验证间隙射流是 C_d 系数放大的最主要原因。

在串列双圆柱的研究当中，可以探讨更大间距比状况下的旋涡相互影响。当间距比变大的时候，圆柱间隙的阻塞效应减弱，两个圆柱本身都会有旋涡脱落，而脱落的旋涡之间相互影响，从而使得流场更加混乱。然后进一步研究 RMS 在大间距比的情况下是否依然可以反映流场的对称性。当间距比为 2.0 以及 3.0 的网格以及算例都已经调整好，还在计算当中。同时，我们也可以将模拟拓展到三维情况，探究三维效应的产生以及二维结果与三维结果之间的差异。

参考文献

- [1] Poisson S D. Nouvelle théorie de l'action capillaire[M]. Bachelier père et fils, 1831.
- [2] Sarpkaya T. On the parameter $\beta = Re/KC = D^2/\nu T$ [J]. Journal of Fluids and Structures, 2005, 21(4): 435-440.
- [3] Stokes G G. On the effect of the internal friction of fluids on the motion of pendulums[M]. Pitt Press, 1851.
- [4] Grace S F. XCIV. Oscillatory motion of a viscous liquid in a long straight tube[J]. The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, 1928, 5(31): 933-939.
- [5] Sexl T. Über den von EG Richardson entdeckten „Annulareffekt“[J]. Zeitschrift für Physik, 1930, 61(5-6): 349-362.
- [6] Uchida S. The pulsating viscous flow superposed on the steady laminar motion of incompressible fluid in a circular pipe[J]. Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Physik (ZAMP), 1956, 7(5): 403-422.
- [7] Sarpkaya T. Experimental determination of the critical Reynolds number for pulsating Poiseuille flow[J]. Journal of Basic Engineering, 1966, 88(3): 589-598.
- [8] Stuart J T. Unsteady boundary layers[J]. Laminar boundary layers, 1963: 349-408.
- [9] Andrade E N C. On the circulations caused by the vibration of air in a tube[J]. Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character, 1931: 445-470.
- [10] Wang C Y. On high-frequency oscillatory viscous flows[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1968, 32(01): 55-68.
- [11] Sarpkaya T. Force on a circular cylinder in viscous oscillatory flow at low Keulegan—Carpenter numbers[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1986, 165: 61-71.
- [12] Sarpkaya T. In-line and transverse forces on smooth and rough cylinders in oscillatory flow at high Reynolds numbers[R]. Monterey, California. Naval Postgraduate School, 1986.
- [13] Carpenter L H. Forces on cylinders and plates in an oscillating fluid[M]. US Department of Commerce, National Bureau of Standards, 1956.
- [14] Sarpkaya T. Vortex shedding and resistance in harmonic flow about smooth and rough circular cylinders at high Reynolds numbers[R]. Monterey, California. Naval Postgraduate School, 1976.
- [15] Sarpkaya T. In-Line And Transverse Forces, On Cylinders In Oscillatory Flow At High Reynolds Numbers[C]//Offshore Technology Conference. Offshore Technology Conference, 1976.
- [16] Williamson C H K. Sinusoidal flow relative to circular cylinders[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1985, 155: 141-174.
- [17] Tatsuno M, Bearman P W. A visual study of the flow around an oscillating circular cylinder at low Keulegan—Carpenter numbers and low Stokes numbers[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1990, 211: 157-182.
- [18] Dütsch H, Durst F, Becker S, et al. Low-Reynolds-number flow around an oscillating circular cylinder at low Keulegan—Carpenter numbers[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1998, 360: 249-271.

- [19] Honji H. Streaked flow around an oscillating circular cylinder[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1981, 107: 509-520.
- [20] Hall P. On the stability of the unsteady boundary layer on a cylinder oscillating transversely in a viscous fluid[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1984, 146: 347-367.
- [21] Sarpkaya T. Experiments on the stability of sinusoidal flow over a circular cylinder[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2002, 457: 157-180.
- [22] Sarpkaya T. Structures of separation on a circular cylinder in periodic flow[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2006, 567: 281-297.
- [23] Obasaju E D, Bearman P W, Graham J M R. A study of forces, circulation and vortex patterns around a circular cylinder in oscillating flow[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1988, 196: 467-494.
- [24] Zdravkovich M M, Pridden D L. Interference between two circular cylinders; series of unexpected discontinuities[J]. *Journal of wind engineering and industrial aerodynamics*, 1977, 2(3): 255-270.
- [25] Zdravkovich M M. The effects of interference between circular cylinders in cross flow†† An earlier version as originally presented as an invited paper, entitled “Forces on pipe clusters”, at the International Symposium on Separated Flow around Marine Structures, Norwegian Institute of Technology, Trondheim, Norway, 26–28 June 1985[J]. *Journal of fluids and structures*, 1987, 1(2): 239-261.
- [26] Zdravkovich M M. Review of interference-induced oscillations in flow past two parallel circular cylinders in various arrangements[J]. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 1988, 28(1-3): 183-199.
- [27] Williamson C H K. Evolution of a single wake behind a pair of bluff bodies[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1985, 159: 1-18.
- [28] Bearman P W, Wadcock A J. The interaction between a pair of circular cylinders normal to a stream[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1973, 61(03): 499-511.
- [29] Kim H J, Durbin P A. Observations of the frequencies in a sphere wake and of drag increase by acoustic excitation[J]. *The Physics of fluids*, 1988, 31(11): 3260-3265.
- [30] Alam M M, Moriya M, Sakamoto H. Aerodynamic characteristics of two side-by-side circular cylinders and application of wavelet analysis on the switching phenomenon[J]. *Journal of Fluids and Structures*, 2003, 18(3): 325-346.
- [31] Meneghini J R, Saltara F, Siqueira C L R, et al. Numerical simulation of flow interference between two circular cylinders in tandem and side-by-side arrangements[J]. *Journal of fluids and structures*, 2001, 15(2): 327-350.
- [32] Mizushima J, Suehiro N. Instability and transition of flow past two tandem circular cylinders[J]. *Physics of Fluids*, 2005, 17(10): 104107.
- [33] Tasaka Y, Kon S, Schouveiler L, et al. Hysteretic mode exchange in the wake of two circular cylinders in tandem[J]. *Physics of Fluids*, 2006, 18(8): 084104.
- [34] Justesen P. A numerical study of oscillating flow around a circular cylinder[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1991, 222: 157-196.
- [35] Lin X W, Bearman P W, Graham J M R. A numerical study of oscillatory flow about a circular cylinder for low values of beta parameter[J]. *Journal of Fluids and Structures*, 1996, 10(5): 501-526.
- [36] Iliadis G, Anagnostopoulos P. Viscous oscillatory flow around a circular cylinder at low

- Keulegan-Carpenter numbers and frequency parameters[J]. *International journal for numerical methods in fluids*, 1998, 26(4): 403-442.
- [37] Saghafian M, Stansby P K, Saidi M S, et al. Simulation of turbulent flows around a circular cylinder using nonlinear eddy-viscosity modelling: steady and oscillatory ambient flows[J]. *Journal of fluids and structures*, 2003, 17(8): 1213-1236.
- [38] Anagnostopoulos P, Minear R. Blockage effect of oscillatory flow past a fixed cylinder[J]. *Applied Ocean Research*, 2004, 26(3): 147-153.
- [39] Chern M J, Kanna P R, Lu Y J, et al. A CFD study of the interaction of oscillatory flows with a pair of side-by-side cylinders[J]. *Journal of Fluids and Structures*, 2010, 26(4): 626-643.
- [40] Yang K, Cheng L, An H, et al. The effect of a piggyback cylinder on the flow characteristics in oscillatory flow[J]. *Ocean Engineering*, 2013, 62: 45-55.
- [41] Chern M J, Shiu W C, Horng T L. Immersed boundary modeling for interaction of oscillatory flow with cylinder array under effects of flow direction and cylinder arrangement[J]. *Journal of Fluids and Structures*, 2013, 43: 325-346.
- [42] Harimi I, Saghafian M. Numerical simulation of fluid flow and forced convection heat transfer from tandem circular cylinders using overset grid method[J]. *Journal of Fluids and Structures*, 2012, 28: 309-327.
- [43] Ye H, Wan D. Benchmark computations for flows around a stationary cylinder with high Reynolds numbers by RANS-overset grid approach[J]. *Applied Ocean Research*, 2017.
- [46] Cheng P, Wan D, Hu C. Unsteady Aerodynamic Simulations of Floating Offshore Wind Turbines with Overset Grid Technology[C]//The 26th International Ocean and Polar Engineering Conference. International Society of Offshore and Polar Engineers, 2016.
- [47] Wang J, Liu X, Wan D. Numerical Simulation of an Oblique Towed Ship by naoe-FOAM-SJTU Solver[C]//The Twenty-fifth International Ocean and Polar Engineering Conference. International Society of Offshore and Polar Engineers, 2015.
- [48] Wang J H, Zhao W W, Wan D C. Self-propulsion Simulation of ONR Tumblehome Using Dynamic Overset Grid Method[J].
- [49] C.S. Peskin, Flow patterns around heart valves: a numerical method, *J. Comput. Phys.* 10 (2) (1972) 252–271.
- [50] C.S. Peskin, Numerical analysis of blood flow in the heart, *J. Comput. Phys.* 25 (3) (1977) 220–252.
- [51] Fadlun E A, Verzicco R, Orlandi P, et al. Combined immersed-boundary finite-difference methods for three-dimensional complex flow simulations[J]. *Journal of computational physics*, 2000, 161(1): 35-60.
- [52] Weymouth G D, Yue D K P. Boundary data immersion method for Cartesian-grid simulations of fluid-body interaction problems[J]. *Journal of Computational Physics*, 2011, 230(16): 6233-6247.
- [52] Zhao M, Cheng L. Two-dimensional numerical study of vortex shedding regimes of oscillatory flow past two circular cylinders in side-by-side and tandem arrangements at low Reynolds numbers[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2014, 751: 1-37.
- [53] 沈志荣. 船桨舵相互作用的重叠网格技术数值方法研究[D].上海交通大学,2014.
- [54] Ping Cheng, Decheng Wan and Changhong Hu, Unsteady Aerodynamic Simulations of Floating Offshore Wind Turbines with Overset Grid Technology, Proceedings of the Twenty-sixth (2016) International Ocean and Polar Engineering Conference Rhodes, Greece, June 26-

- July 1, 2016, pp. 391-398.
- [55] Yao Peng, Decheng Wan, Gang Chen, Wenhua Huang, Numerical Study of a Moving Object in Calm Water Using Overset and Non-overset Grids, Proceedings of the Twenty-sixth (2016) International Ocean and Polar Engineering Conference Rhodes, Greece, June 26-July 1, 2016, pp. 152-158.
- [56] Yuan Zhuang, Chonghong Yin, Decheng Wan, Numerical Study on Ship Motion Coupled with LNG tank Sloshing Using Dynamic Overset Grid Approach, Proceedings of the 7th International Conference on Computational Methods (ICCM2016), August 1-4, 2016, Berkeley, USA, paper No. ID 1503-5525-1-PB.
- [57] Zhenyuan Tang, Jianhua Wang, Youlin Zhang and Decheng Wan, Numerical Investigation of 3D Water Entry Based on IMPS Method and Overset Method, Proceedings of 3rd International Conference on Violent Flows (VF-2016), 9-11, March 2016, Osaka, Japan, Paper No. 29.
- [58] Zhirong Shen, Decheng Wan and Pablo Carrica, Dynamic overset grids in OpenFOAM with application to KCS self-propulsion and maneuvering, Ocean Engineering, Vol. 108, November, 2015, pp. 287-306.
- [59] Qingjie Meng, Decheng Wan, Numerical Simulations of Viscous Flows around a Ship While Entering a Lock With Overset Grid Technique, Proceedings of the Twenty-fifth (2015) International Ocean and Polar Engineering Conference (ISOPE), Kona, Big Island, Hawaii, USA, June 21-26, 2015, pp.989-996.
- [60] Jianhua Wang, Xiaojian Liu and Decheng Wan, NUMERICAL PREDICITON OF FREE RUNNING AT MODEL POINT FOR ONR TUMBLEHOME USING OVERSET GRID METHOD, Proceedings of Tokyo 2015 Workshop on CFD in Ship Hydrodynamics, Vol. III, Dec. 2-4, 2015, NMRI, Tokyo, Japan, pp. 383-388.

谢辞

时光荏苒，大学四年的工作与生活就要结束了。在这四年当中，我学到了很多知识，领悟到了很多道理，认识了很多良师益友。我真的非常感谢他们，感谢他们给我的帮助，感谢他们给我的启迪，感谢他们对我的支持。

我首先要感谢的是万德成老师对本毕业设计的大力支持。万德成老师带领我在非常早的时候就已经开始了本毕业设计的相关工作，为我提供了工作的空间，博士的支持以及大量的集群计算资源。同时，万德成老师还对本毕业设计亲自提供了相当多的指导，从研究内容，研究重点到机理分析的方法都为本项目提供了明确以及必要的思路。但是万德成老师同时也给本项目提供了充分的发挥的空间，让我从某些方面自由选择角度，在此基础上进行细致以及深入的思考，并且鼓励我总结上述的内容完成了一篇 ISOPE-2017 会议论文，目前已经录用。除了学术方面，在万德成老师课题组当中的这两年生活也让我在人格方面有了很大的提高，对我日后的发展十分有益。万德成老师身上的勤奋、刻苦的钻研精神以及学者的谦逊，亲和都十分深刻地影响了我，让我以老师为榜样，努力提升自己。在平时生活当中，我深刻地受到老师的影响，自己在很多方面都对自己有较高的要求，努力达到最优秀的结果。同时，我还积极帮助身边的同学，为他们答疑解惑。真的感谢这两年在万德成老师课题组里的时光，以及万德成老师言传身教的指导。

之后，我要感谢我的父母。感谢他们在我最需要帮助的时候无私地支持我，帮助我。在本项目进行当中，也会时不时有较大的压力，是他们站在我背后用他们的关心给我力量，让我继续下去。同时也感谢他们对我在经济方面的大力支持。

我还要感谢课题组内的学长以及学姐们对我的帮助。我作为一个本科生进入课题组，他们十分照顾我，给了我很多指导以及帮助，为我答疑解惑。我尤其要感谢在 A708 办公室的赵伟文学长以及在 A704 的夏可学长，他们甚至牺牲了很多自己休息的时间来帮助我解决问题。没有他们的支持，我可能也没有办法这么顺利地完成本项目。

同时我还要感谢 MIT 的 Michael S. Triantafyllou 教授提供的试验支持以及 Dick K.P. Yue 教授提供的求解器支持，我还要感谢博士生 Dixia Fan 为我提供的指导。是他们让我加深了对这个问题的理解，并且可以对这个问题进行一些深入的分析。

我还要感谢答辩老师牺牲了自己的时间来指导我的答辩工作，真的感谢您们。您的意见也是对我日后工作以及研究的关键指导。

最后，感谢学院以及学校的相关负责老师。

攻读学士学位期间发表或录用论文目录

- **Xiaotong Zhang**, Yao Peng, Decheng Wan. "Numerical Analysis of the Coupling Response of a Semi-submersible Platform with its Mooring System", Proceedings of the Second Conference of Global Chinese Scholars on Hydrodynamics (CCSH-2016), November 11-14, 2016, Wuxi, China, pp. 461-468.
- Yao Peng, **Xiaotong Zhang**, Decheng Wan, Caiyun Huang, Numerical study of wave-current loads acting on foundation of fixed offshore wind turbine, Chinese Journal of Hydrodynamics, 2017, Vol. 32, No. 1, pp. 1-10.
- **Xiaotong Zhang**, Weiwen Zhao, Dixia Fan, Decheng Wan. "Numerical Study of Oscillatory Dual Cylinders in Tandem Arrangement", the 27th International Ocean and Polar Engineering Conference (ISOPE-2017), 录用, 2017.
- Dixia Fan, **Xiaotong Zhang**, Michael S. Triantafyllou. "Drag Coefficient Enhancement for Dual Cylinders in Oscillatory Flow", the 27th International Ocean and Polar Engineering Conference (ISOPE-2017), 录用, 2017.

在学期间获得奖励以及发表的专利情况

专利情况:

- 一种用于低速肥大船型的垂直艏和前缘引流组合减阻结构 ZL 2015 2 0849813.8, 公开;
- 一种深海管路提升装置, 201610218511.X, 在审;
- 一种波浪能蹼式运动机构, 201610389766.2, 在审;
- 一种多尺寸多量程三方位精密标定三分力传感器的系统及装置及方法, 201610353557.2, 在审;
- 一种高效线夹装置, 201620292239.5, 在审。

NUMERICAL STUDY ON VISCOUS FLOW FIELD CHARACTERISTICS OF MULTI-STRUCTURES IN OSCILLATORY FLOW

With the rapid growth and development of ocean engineering, more and more ocean structures have been positioned in the open and deep sea, where they have to experience extreme wave, wind load and current in some extraordinary situations. Thus we cannot imagine how severe the environment is and the difficulty we have to face when designing them. Moreover, when the depth of the working condition is going to increase, the riser has gained the characteristics of high length ratio and then the riser is going to become flexible. Scientific research related to the VIV phenomenon of flexible riser has been conducted widely. However, the research on rigid structures has been ignored for a quite long time. However, the cylinder in oscillatory flow is a wide-spread engineering problem as well as a quite scientific investigation as it is highly related to vortex, a quite complex phenomenon in fluid mechanics. It can be found in the bump tower of LNG liquid tank, the fish farm, wave energy collector in the open sea full of wave as well as BOP (Blow-Out Preventer) undergoing sinusoidal vibration due to the motivation of upper riser. However, no matter where it shows, it contributes a lot to the stability and efficiency of the whole equipment. In my opinion, people have always been curious about the mechanism of vortex and fluid. Thus given the above two reasons, this project is meaningful and significant.

In this project, we firstly conduct a comprehensive investigation on the theoretical, experimental, and numerical achievement regarding this problem. The simplified problem aimed at single cylinder has attracted extensive attention in the whole world. In theoretical aspect, T. Sarkaya, P.W. Stuart, G.G. Stokes and C.Y. Wang have pushed the investigation of the key factor (Stokes number) on the force acting along the surface of the cylinder forwards with their best effort. When it comes to experiments, Professor Williamson in Cornell University firstly separated the flow regime with flow visualization technique in 1985. His another paper in the same year also concerned the force coefficient variation. Following him, Bearman and Tatsuno clearly defined the eight regimes for single cylinder in oscillatory flow based on Williamson's definition. Each regime shows quite different characteristics on the inline force, lift force and wake flow. However, only a few people promoted the problems to multi-structures, or namely dual cylinders, because they have to focus more on the interaction of two cylinders. Investigation on this problem is mainly numerical, which is conducted by Ming Zhao's group in Australia. They systematically analyzed the difference between two-dimensional model and three-dimensional model and thus their following research was mainly based on two-dimensional cases. They added a GVS regime for side-by-side configuration when gap ratio is very small and they concluded flow characteristics in a wide range of KC numbers and Stokes numbers.

To simplify inlet and outlet velocity boundary condition, we force the cylinders to vibrate in still water. Then it raises a question, how to keep high-quality meshes and calculation accuracy in

spite of large-amplitude motion. To solve this question, various numerical methods have been put forwards, such as overset grid technique, BDIM (Boundary Data Immersed Methods), MPS (Meshless Particle Solver) methods and etc., and they have all been tried in numerous projects. The overset grid technique achieves this by interpolation among several sets of meshes in the whole calculation domain, including background meshes and two sets of cylinder meshes which can move freely in the background mesh in this project. While BDIM methods add an additional virtual force term in the govern equation to make the solved velocity field satisfied with the desired fields with a cylinder in fluid. With help of these two techniques, we can accomplish the numerical simulation in this paper.

When it comes to side-by-side configuration, we mainly focus on the drag coefficient separated due to Morison Equation with least-square methods. We firstly designed, conducted the experiments and recorded, analyzed the data in the tow tank of MIT, during which we strictly obeyed the rules designed by Williamson and Bearman & Tatsuno. After a long period of data post-processing and careful investigation, we discovered the drag coefficient enhancement compared with single cylinder results when gap ratio is small. This phenomenon has a wide engineering utility if we can solve the question that what causes this. After analyzation of dissipation of each force term in Morison Equation, we declared that there must be some phenomena containing large energy outflow that can dispel energy away from cylinders, as added mass term is not dissipative. Then we conducted numerical simulations with the solver developed by Professor Dick K.P. Yue in MIT based on BDIM methods to visualize the flow field. Firstly, we conducted mesh dependent study, and the result advised us to choose mesh size of 50 nodes along the diameter of the cylinders to be the standard mesh size in all cases. And it can satisfy the high-accuracy demand of force calculation and flow field simulation. Then we started our systematical simulation, and Reynolds numbers are set to be fixed at 120; KC numbers are 6 and 7; Stokes number adapts according to KC number and Reynolds number; Gap ratio varies from 0.5 to 3.0.

After separation of added mass coefficient and drag coefficient, we found that the drag coefficient enhancement also occur in two-dimensional cases with a relatively small Reynolds number. In the results of vorticity contour, we could simply analyze the generation, development, shedding and interaction of vortex wake. And we clearly detect a gap jet shed in each half period with large translational velocity along X-axis and strong vortex.

Then we positioned a control volume in the flow field around two cylinders to record the velocity on each mesh node, and further calculate the energy outflow rate in each case. After careful observation of nearly all the cases, we discover that large energy outflow rate, gap jet and drag coefficient enhancement mostly occur in the same time, although the trends of energy outflow rate and drag coefficient show a slight difference when gap ratio is quite small. After analyzation, we would prefer to attribute it to energy dissipation in the control volume of vortex shed from the outer part of cylinders. These pairs of vortex are quite weak, thus it cannot be expelled out of the control volume, but it can influence the energy component to a large extent. Till now, we finish the analyzation of drag coefficient enhancement, and it is mainly due to the gap jet. Although Ming Zhao in 2014 has also detected the GVS regime, they only detected this flow regime and did not focus on the force, relate the flow regime to force and analyze inner relationship between these two factors. Thus our research is the first one to explain the mechanism of some phenomena with combination of flow and force.

In the second part of main investigation of this paper and project, we focus on dual cylinders

with tandem configuration, and a quite new phenomenon related to asymmetry is detected and deeply investigated. In this part, we use our in-house solver naoe-FOAM-SJTU based on open source toolbox OpenFOAM and combined with overset grid technique, which is indicated by “os”. We firstly conducted mesh dependent study and model validation. In the mesh dependent study, we change the parameter of both cylinder mesh and background mesh. When we get the result from different meshes and compare force on the cylinder surface and vortex wake structures, the normal mesh we select with least non-dimensional radius mesh size of 0.0024 can balance the calculation efficiency and accuracy. Because this is the first project in our group related to this problem, we then conducted model validation to confirm that our solver is satisfactory when facing this problem. We choose the single cylinder cases with KC number of 5, Reynolds number of 100 to compare with other research’s results based on different simulation methods and solvers. During comparison, the results from our solver show strong accordance with other results, and have nearly the least error. This indicates the solver in our group can be adapted to a lot of different situations.

After validation, we focus on tandem cylinders with gap ratio of 0.5 and 1.0 as well as single cylinders. This time, the KC numbers vary from 5 to 20 with an interval of 2.5; Reynolds number is 200, Stokes number is also determined by Reynolds number and KC number. We calculated the drag coefficient and added mass coefficient in this configuration for reference of other people. We find that the curves of these two coefficients for dual cylinders are more monotonic and smooth when compared with single cylinder cases. Then we talk about the relationship between force acting on the cylinder and asymmetry in the wake flow. We find that RMS value of non-dimensional lift force can reflect the asymmetry near the cylinder, and this is also the reason of asymmetry in far field after full development. We validate this idea with abundant comparison between cases of same KC number or same cylinder arrangement. Moreover, we detect that the mean value of lift force in some cases is not zero, it can also reflect the asymmetry in the wake flow. However, the mean value can only reflect asymmetry in some flow regime, but RMS value can reflect nearly all kinds of asymmetry in nearly all flow regimes. Thus it is more reasonable to adopt RMS value of lift force to evaluate the rate of asymmetry in wake flow.

During investigation, we find that tandem cylinders with small gap ratio induce the wake and results to become more regular and steady. When the gap ratio increases from 0.5 to 1.0, the RMS value also increases and the wake tends to become more asymmetrical. When it comes to single cylinder cases, the wake becomes more complex and complicated as it can be in different regimes. But no matter what KC is, the wake of tandem cylinders in small gap ratio is just in regime A. After analyzation in time domain, we find that the blockage effect in the gap or vortex emerging may be the main reason for this regular wake as it is also a kind of strong interaction between two cylinders.

In this paper, we mainly focus on the relationship between force (coefficient) and wake flow in both tandem and side-by-side arrangement to fill the blank of previous study on either the wake structure or force prediction. With our critical thinking, we have explained the drag coefficient enhancement and established the new methods to evaluate rate of asymmetry. In the future research, we will stick into this idea of combining flow and force to analyze more phenomena.