

JONATAS EMMANUEL BORGES

MODELAGEM MATEMÁTICA E SIMULAÇÃO DE
ESCOAMENTOS EM CANAIS ANULARES COM
INTERAÇÃO FLUIDO-ESTRUTURA



UNIVERSIDADE FEDERAL DE UBERLÂNDIA
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA

2011

JONATAS EMMANUEL BORGES

**MODELAGEM MATEMÁTICA E SIMULAÇÃO DE ESCOAMENTOS
EM CANAIS ANULARES COM INTERAÇÃO FLUIDO-ESTRUTURA**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Uberlândia, como parte dos requisitos para a obtenção do título de **MESTRE EM ENGENHARIA MECÂNICA**.

Área de Concentração: Mecânica dos Fluidos.

Orientador: Prof. Dr. Elie Luis Martínez Padilla

UBERLÂNDIA – MG

2011

JONATAS EMMANUEL BORGES

**MODELAGEM MATEMÁTICA E SIMULAÇÃO DE
ESCOAMENTOS EM CANAIS ANULARES COM INTERAÇÃO
FLUIDO-ESTRUTURA**

Dissertação **APROVADA** pelo Programa
de Pós-graduação em Engenharia Mecânica da
Universidade Federal de Uberlândia.

Área de Concentração: Mecânica dos Fluidos

Banca Examinadora:

Prof. Dr. Elie Luis Martínez Padilla – UFU – Orientador

Prof. Dr.: Aristeu da Silveira Neto – UFU

Prof. Dr. Leandro Franco de Souza – USP

Uberlândia, 18 de Março de 2011

À minha família...

AGRADECIMENTOS

À Universidade Federal de Uberlândia e à Faculdade de Engenharia Mecânica pela oportunidade de realizar este Curso.

Agradeço aos meus pais Wellington e Elizabete, aos meus irmãos Wellington Junior e Queren Daniela, a minha namorada Fabiana e todos os demais familiares e amigos pela paciência, atenção e carinho, que dispuseram. Eles foram meu apoio nas horas difíceis e presente nos momentos mais alegres.

Agradecimento sincero aos professores Elie Padilla e Aristeu pelos ensinamentos, aprendizado, amizade e exemplos de profissionais e pessoas, que contribuíram imensamente e deram o suporte necessário para a conclusão desta dissertação.

Aos amigos do MFlab, em especial ao Rafael (Colméia), Marcos (Marketing), Tiago (Titi), Franco, Fabio, Filipe, Leonardo, Mariana e Flavia pelo companheirismo e amizade.

Ao CNPq pelo apoio financeiro.

Borges, J. E., 2011. "Modelagem matemática e simulação de escoamentos em canais anulares com interação fluido-estrutura", Dissertação de Mestrado, Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, MG, Brasil.

Resumo

O objetivo deste trabalho é de dar continuidade ao desenvolvimento de uma plataforma numérica em canais anulares, problemas presentes em engenharia de perfuração e da indústria de gás e petróleo. A plataforma numérica, desenvolvida utilizando o método de discretização dos volumes finitos, emprega métodos e esquemas de segunda ordem. A utilização do método de fronteira imersa possibilita a representação de estruturas que representam a geometria que definem os problemas. A versão inicial (com modelo físico virtual) foi modificada pela substituição do modelo que avalia a força lagrangeana, sendo implementado o modelo denominado de multi forçagem direta. Tal modificação levou a uma redução considerável do custo computacional da simulação de aproximadamente 16 vezes. Com esta redução de tempo, foi possível trabalhar com malhas mais refinadas, que tornou as simulações do escoamento mais fidedigna com os dados de referência. Assim pode-se evidenciar de forma mais clara a formação dos vórtice de Taylor durante o transiente até o estado estacionário nos escoamento de Taylor-Couette, Taylor-Couette com oscilação forçada, Taylor-Couette com translação forçada, Taylor-Couette com oscilação e translação forçada, Taylor-Couette Espiral, Taylor-Couette Espiral com oscilação forçada. Uma aplicação final foi considerada com a finalidade de avaliar a metodologia numérica frente a problemas com interface em movimento não imposto.

Palavras Chave: Escoamentos Anulares, Método da Fronteira Imersa, Modelo de Multi Forçagem Direta, Interação Fluido-Estrutura.

Borges, J. E., 2011. "Mathematical modeling and simulation of flow in annular channels with fluid-structure interaction", Master Thesis, Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, MG, Brasil.

Abstract

The objective is to continue to develop a numerical platform in annular channels, present problems in engineering and drilling of oil and gas industry. The numerical platform, developed using the method of finite volume discretization, employing methods and schemes of second order. The use of immersed boundary method allows for the representation of structures that represent the geometry defining the problems. The original version (with virtual physical model) was modified by replacing the model that assesses the strength lagrangian, and implemented the model called multi direct forcing. This modification led to a considerable reduction of the computational cost of simulating about 16 times. With this reduction in time, it was possible to work with more refined meshes, which made the simulations of the flow with the most reliable reference data. So you can show more clearly the formation of Taylor vortex during the transient until steady state flow in Taylor-Couette, Taylor-Couette with forced oscillation, Taylor-Couette with shift forced Taylor-Couette with oscillation and translation forced Taylor-Couette Spiral, Taylor-Couette Spiral with forced oscillation. A final application was considered with the aim of assessing the numerical methodology facing problems with moving interface is not imposed.

Key-Words: Annular Flows, Immersed Boundary Method, Multi Direct Forcing, Fluid-Structure Interaction.

LISTA DE FIGURAS

FIGURA 1- Instabilidades de Taylor-Couette (a); oscilações harmônicas (b) e degeneração em turbulência (c). Figura retirada de Padilla (2004).	8
FIGURA 2- Representação esquemática da FIGURA 1: (a) vórtices de Taylor, (b) oscilações harmônicas. Figura retirada de Padilla (2004).	9
FIGURA 3- Problema que motivou o desenvolvimento do método de fronteira imersa.	12
FIGURA 4- Evolução da solução particionada de um esquema de interação fluido-estrutura (Campregher,2005).	16
FIGURA 5- Iteração (I) entre os domínios de fluido e estrutura, em cada passo de tempo (Campregher,2005).	17
FIGURA 6- Representação das malhas euleriana e lagrangiana para um corpo imerso de geometria arbitrária (Oliveira,2006).	19
FIGURA 7- Função distribuição do tipo gaussiana proposta por Juric e Tryggvason (1996) (Mariano, 2007).	21
FIGURA 8- Representação dos domínios considerados no método de fronteira imersa (Padilla et al., 2007).	27
FIGURA 9- Tempo computacional para o mesmo caso com os métodos MFV e MDF.	29
FIGURA 10- Sonda temporal para as componentes de velocidade u e v .	30
FIGURA 11- Desenvolvimento temporal da componente de velocidade w .	30
FIGURA 12- Instabilidades de Taylor-Couete: a) 1,5s; b) 2s; c) 4s.	31
FIGURA 13- Vetores velocidade do escoamento de Taylor-Couette para os instantes de tempo 19s; 15,5s e 20s.	32
FIGURA 14- Campo do vetor velocidade para as componentes da velocidade: (a) u e (b) v .	33
FIGURA 14- Distribuição de velocidade radial adimensional ao longo da direção axial adimensional para $Ta = 100$.	35
FIGURA 15- Distribuição de velocidade axial adimensional ao longo da direção radial adimensional, perfil que passa pelo núcleo do vórtice para $Ta = 100$.	35
FIGURA 17- Velocidade de rotação do canal interno ω para os casos de com oscilação.	37
FIGURA 18- Velocidade u da sonda temporal para os casos de rotação-oscilação.	37
FIGURA 19- Velocidade v da sonda temporal para os casos de rotação-oscilação.	38
FIGURA 20- Perfil de velocidade u e v para os casos de rotação-oscilação.	39
FIGURA 21- Perfil de velocidade w para os casos de rotação-oscilação.	39

FIGURA 22- Desenvolvimento temporal da componente de velocidade w : a) $f_c = 0,463 \text{ s}^{-1}$; b) $f_c = 0,923 \text{ s}^{-1}$; c) $f_c = 1,389 \text{ s}^{-1}$; d) Taylor-Couette nos instantes 95 e 100 segundos.	40
FIGURA 23- Sequencia temporal do campo de vetores velocidade para o caso (a) $f_c = 0,463 \text{ s}^{-1}$; nos instantes 97 s; 97,5 s e 98 s.	41
FIGURA 24- Desenho esquemático para excentricidade variável.	43
FIGURA 25- Posição do centro do canal interno nos eixos x e y .	43
FIGURA 26- Componentes da força lagrangeana durante o escoamento.	44
FIGURA 27- Componentes de velocidade da sonda durante o escoamento.	45
FIGURA 28- Detalhamento do estado estacionário com translação forçada para a componente da velocidade u .	45
FIGURA 29- Desenvolvimento temporal dos vórtices de Taylor para os tempos: (a) 0,25; (b) 0,50; (c) 1,75; (d) 3; (e) 4,25; (f) 5,5; (g) 29; (h) 29,25; (i) 29,5 e (j) 29,75 segundos.	47
FIGURA 30- Perfil das velocidades w com excentricidade variável nos instantes 29; 29,25; 29,5 e 29,75 segundos.	48
FIGURA 31- Perfil das velocidades u e v com excentricidade variável no instante 20 s.	49
FIGURA 32- Velocidade u e v da sonda temporal para casos de rotação, translação e oscilação.	51
FIGURA 33- Efeito da frequência de oscilação na amplitude do sinal de velocidade u para escoamento com rotação-translação.	51
FIGURA 34- Efeito da frequência de oscilação na amplitude do sinal de velocidade u para escoamento com rotação-translação.	51
FIGURA 35- Velocidades u e v para casos de rotação, translação e oscilação.	52
FIGURA 36- Velocidades w e pressão p para casos de rotação, translação e oscilação.	52
FIGURA 37- Vetores velocidade do escoamento de Taylor-Couette (a) e Taylor-Couette Espiral com $Re_w = 10$ (b) para três instantes.	54
FIGURA 38- Vetores velocidade do escoamento de Taylor-Couette Espiral com $Re_w = 17$ (a) e $Re_w = 25$ (b) para três instantes.	55
FIGURA 39- Visualização tridimensional de um vórtice de Taylor com $Re_w = 25$ em 20 segundos de simulação.	56
FIGURA 40- Jato radial formado entre as estruturas no escoamento de Taylor-Couette e Taylor-Couette Espiral para os tempos 19, 19,5 e 20 segundos.	57

FIGURA 41- Velocidade axial para Taylor-Couette e Taylor-Couette Espiral.	58
FIGURA 42- Distribuição da velocidade u e detalhe da oscilação da amplitude dos sinais.	60
FIGURA 43- Distribuição da velocidade v e detalhe da oscilação da amplitude dos sinais.	60
FIGURA 44- Distribuição da velocidade w e detalhe da oscilação da amplitude dos sinais.	60
FIGURA 45- Vetor velocidade do escoamento de Taylor-Couette Espiral para os casos sem oscilação, $f_c = 0,463 \text{ s}^{-1}$, $f_c = 0,923 \text{ s}^{-1}$ e $f_c = 1,389 \text{ s}^{-1}$ no instante 20 segundos.	61
FIGURA 46- Desenvolvimento temporal da componente de velocidade w : a) $f_c = 0,463 \text{ s}^{-1}$, b) $f_c = 0,923 \text{ s}^{-1}$, c) $f_c = 1,389 \text{ s}^{-1}$, d) Taylor-Couette nos instantes 11 e 16 segundos.	62
FIGURA 47- Desenho esquemático representando o sistema canal interno-molas em uma posição arbitrária.	64
FIGURA 48- Desenho esquemático representando o sistema canal interno-molas quando atinge a posição de equilíbrio.	64
FIGURA 49- Simulação do conjunto canal-mola sem forças externas.	68
FIGURA 50- Posição dos cilindros no início da simulação de fluido-estrutura.	69
FIGURA 51- Posição do centro do canal interno durante a simulação de fluido-estrutura.	70
FIGURA 52- Componentes do centro do canal interno em cada direção durante a simulação de fluido-estrutura.	70
FIGURA 53- Comparação temporal entre as componentes de velocidade u e v , no escoamento de Taylor-Couette, com e sem fluido-estrutura.	71
FIGURA 54- Isovalores de velocidade w para o caso de interação fluido-estrutura nos instantes: a)5, b)10, c)15, d)20, e)25, f)30, g)40 e h)100 segundos.	72
FIGURA 55- Espectro de energia no domínio das frequências.	73
FIGURA 56- Vetores velocidade do escoamento Taylor-Couette com translação não imposta (fluido-estrutura) nos tempos 5, 10, 15, 20, 25, 30, 40 e 100 segundos.	74
FIGURA 57- Perfil das componentes de velocidade u e v no centro do vórtice de Taylor.	75
FIGURA 58- Perfil das componentes de velocidade u e v para os casos de excentricidade variável e fixa.	76
FIGURA 59- Perfil das componentes de velocidade u e v e pressão p para os casos de excentricidade variável e fixa.	76
FIGURA 60- Representação de geração das malhas.	86
FIGURA 61- Perfil da componente de velocidade u no centro do corpo.	87

LISTA DE TABELAS

Tabela 1- Tensão de cisalhamento para Taylor-Couette com oscilação forçada.	42
Tabela 2- Tensão de cisalhamento tangencial para os casos de Taylor-Couette com oscilação forçada e excentricidade variável.	53
Tabela 3- Tensão cisalhante tangencial para os diversos Reynolds de Taylor-Couette Espiral.	58
Tabela 4- Tensão cisalhante tangencial para os casos de Taylor-Couette Espiral com oscilação forçada.	63
Tabela 5- Deslocamento dos centros do canal interno e do vórtice de Taylor na direção y .	75

LISTA DE SÍMBOLOS

Letras Gregas

ν	viscosidade cinemática	$[\text{m}^2\text{s}^{-1}]$
ρ	massa específica	$[\text{kgm}^{-3}]$
Δx	passo de discretização na direção horizontal	$[\text{m}]$
Δy	passo de discretização na direção vertical	$[\text{m}]$
Δt	discretização temporal	$[\text{s}]$
Δs	espaçamento entre os pontos lagrangianos	$[\text{m}]$
ω	velocidade angular de rotação	$[\text{s}^{-1}]$
Γ	razão de aspecto	
η	razão entre raios	
τ	tensão cisalhante	$[\text{kgm}^{-1}\text{s}^{-2}]$
ε	grau de excentricidade	
β	ângulo das molas com os planos	

Letras Latinas

Ta	número de Taylor	
R	Raio	$[\text{m}]$
E	espaçamento entre os canais	$[\text{m}]$
f	campo de força euleriano	$[\text{Nm}^{-3}]$
F	campo de força lagrangiano	$[\text{Nm}^{-3}]$
D	função distribuição	$[\text{Nm}^{-3}]$
h	tamanho da malha euleriana	$[\text{m}]$
w	função peso	
RHS	termos advectivos, divusivos e de pressão	$[\text{Nm}^{-3}]$
r	distância ponderada adimensional	
C	dimensão axial do domínio computacional	$[\text{m}]$
L	dimensão horizontal do domínio computacional	$[\text{m}]$
k	constante de mola	
xs	comprimento original das molas	$[\text{m}]$
p	Pressão	$[\text{m}^2\text{s}^{-1}]$
p'	pressão estimada	$[\text{m}^2\text{s}^{-1}]$
Re	número de Reynolds	
t	tempo	$[\text{s}]$
u, v, w	Componentes de velocidade na direção x, y, z	$[\text{ms}^{-1}]$

$\tilde{u}$	componente de velocidade estimada	$[\text{ms}^{-1}]$
u^*	parâmetro temporal	$[\text{ms}^{-1}]$

Subscritos

i, j	índices tensoriais
i, o	raio interno e externo
$1, 2, 3$	numeração das molas
c	frequencia de oscilação
cen	centro geométrico
k	pontos da malha lagrangiana
r, θ, z	eixos em coordenada cilíndrica
g	função genérica
tan	direção tangencial
Fl	fronteira imersa
ex	Excentricidade
m	descrição genérica das molas

Sobrescrito

n	instante de tempo
$\cdot$	velocidade do corpo imerso na interação fluido-estrutura
$\ddot{}$	aceleração do corpo imerso na interação fluido-estrutura

Operadores

∂	derivada parcial;
F	transformada de Fouier
$\sum$	somatório;
$\int$	integral;

SUMÁRIO

1. Introdução	1
1.1. Aspectos gerais	1
1.2. Dinâmica dos fluidos computacional (CFD)	2
1.3. Objetivos	4
1.4. Temática da dissertação	5
2. Revisão Bibliográfica	6
2.1. Escoamento de Taylor-Couette	6
2.2. Escoamento de Taylor-Couette com fluxo axial	9
2.3. Métodos de fronteira imersa	11
2.4. Interação fluido-estrutura	14
2.5. Presente trabalho	18
3. Modelo matemático e método numérico	19
3.1. Modelo matemático	19
3.1.1. Método de fronteira imersa	19
3.1.1.1. Modelagem matemática para o fluido	20
3.2. Método numérico	23
3.2.1. Cálculo da força lagrangiana	24
4. Resultados	27
4.1. Escoamento Taylor-Couette	28
4.1.1. Validação do escoamento Taylor-Couette	33
4.2. Escoamento Taylor-Couette com oscilação forçada	32
4.3. Escoamento Taylor-Couette com excentricidade variável	42
4.4. Escoamento Taylor-Couette com oscilação forçada e excentricidade variável	50
4.5. Escoamento Taylor-Couette Espiral	53
4.6. Escoamento Taylor-Couette Espiral com oscilação forçada	59
4.7. Interação fluido-estrutura	63
5. Conclusão	76
5.1. Perspectivas futuras	77
6. Referências	79

Apêndice 1- Utilização de espessura na geração do corpo imerso na metodologia de fronteira imersa	86
--	-----------

CAPÍTULO I

INTRODUÇÃO

1.1- Aspectos gerais

O escoamento de fluidos em espaços anulares passou a receber maior destaque na indústria petrolífera a partir do início da década de 80, devido à constante preocupação com custos de operação e a necessidade de aumento de capacidade de produção, vazões cada vez maiores são utilizadas e as perdas hidrodinâmica ao longo do anular poço/eixo passaram a representar uma quantia significativa de energia total a ser fornecida e consequentemente sua determinação assumiu papel de relevante no dimensionamento de tais unidades.

O escoamento em canais anulares com excentricidade variável, configuração presente em sistema de perfuração de poços apresenta alta complexidade, devido à superposição de escoamentos (axial e azimutal), à interação entre os escoamentos no interior do canal e da cavidade anular (excentricidade variável), a característica do fluido (não newtoniano) e à presença de particulados.

Um importante aspecto no processo de perfuração é determinar a vazão do fluido de perfuração e conseqüentemente a potência de bombeamento necessária. Para determinar estes parâmetros é necessário determinar o padrão de escoamento no espaço anular entre a coluna giratória da broca e o poço. Neste tipo de escoamento pode ocorrer uma instabilidade hidrodinâmica caracterizada pelo aparecimento de vórtices toroidais contrarotativos. Esta instabilidade é conhecida como instabilidade de Taylor-Couette e pode alterar profundamente a perda de carga do escoamento, a tensão cisalhante na parede do poço e a capacidade de carregamento de cascalho.

Nesse sentido faz-se necessário o desenvolvimento de uma ferramenta numérica que faça a simulação plena deste escoamento, pois experimentos demandam grandes investimentos e tempo.

O presente trabalho representa uma etapa intermediária do processo de desenvolvimento de uma plataforma numérica que possibilite representar e analisar problemas associados a engenharia de perfuração. Uma ferramenta integrada de análise de interação fluido-estrutura

simplificada, com qual poder-se-á analisar ao mesmo tempo o escoamento e a dinâmica estrutural, sendo possível observar a formação das instabilidades geradas durante o transiente.

No entanto, a simulação numérica de escoamento em canais anulares com excentricidade variável representa um das grandes dificuldades científicas devido ao fato de ter domínios de simulação variável no tempo. Problemas desta natureza são normalmente tratados com malhas não estruturadas. Dificuldades aparecem, no entanto, no que se refere à necessidade de ser remalhar o domínio de cálculo a cada passo de tempo. O processo de remalhagem em 3D é caro e o processo de reprojeção dos campos insere erros numéricos que geram problemas, em especial, no que tange à evidenciação de instabilidades dinâmicas que caracterizam o processo de transição deste tipo de escoamento.

Como alternativa ao processo de remalhagem e de projeção dos campos calculados, surge à metodologia de fronteira imersa (MFI), que oferece as seguintes vantagens sobre as metodologias convencionais: torna-se possível utilizar malhas cartesianas para discretizar qualquer geometria, não importando sua complexidade e apresenta grande potencial para modelar matematicamente e tratar numericamente a interação fluido-estrutura em problemas desta natureza.

1.2- Dinâmica dos fluidos computacional (CFD)

A tentativa de melhor entender os fenômenos físicos e o interesse em prever estes fenômenos, servirão como inspiração para o desenvolvimento de formulação matemática. Para o caso da mecânica dos fluidos que é um ramo da engenharia, estes modelos matemáticos são as equações governantes, que representam o balanço da quantidade de movimento, equação da conservação da massa e equação da conservação da energia.

Para o estudo de um escoamento real, existem basicamente duas maneiras de análises: os métodos experimentais e os métodos teóricos. Todas as formas de estudos tentam representar um fenômeno físico o mais próximo da realidade.

As técnicas experimentais evoluíram com o advento de instrumentos pouco intrusivos ou de dimensões praticamente microscópicas e de alta precisão. Entre esses avanços destacam-se os anemômetros de fio quente, a anemometria Laser-Doppler, o método PIV (Particle Image Velocimetry), etc. Essas técnicas são aplicadas no âmbito acadêmico para estudar e quantificar escoamentos de base como camada limite, escoamentos cisalhantes livres (jatos, esteiras e camadas de mistura), ou mesmo escoamentos complexos, que são

utilizados na indústria como parte do projeto de aeronaves, veículos, máquinas térmicas, bombas, edificações e etc.

Para os métodos teóricos, verifica-se que a sua solução analítica apenas ocorre para casos simplificados, no entanto a maioria dos problemas de engenharia não apresenta simplificação, assim surgem às metodologias numéricas, que buscam resolver as equações governantes através de métodos numéricos. A dinâmica de fluidos computacional (Computational Fluid Dynamics - CFD) tem por objetivo simular escoamentos através de metodologias numéricas de tal forma que represente um fenômeno físico, resolvendo as equações governantes. O seu desenvolvimento começou em meados de 1960, tendo seus primeiros sucessos na década de 1970 e início em aplicações industriais na década de 1980. A divulgação e aceitação da metodologia vieram a partir de 1990, com o uso massivo de CFD em projetos aeronáuticos e veiculares. A partir daí, passou a ser uma ferramenta de desenvolvimento e melhoria de projetos.

A realização de um ensaio experimental exige a execução de um projeto e às vezes requer uma condição difícil e/ou cara de se obter em laboratório. Neste ponto torna-se interessante à interação do projetista com CFD. Muitas vezes em partes preliminares de projetos, onde dimensões básicas precisam ser determinadas e não se têm dados experimentais confiáveis, a metodologia de CFD pode ser uma excelente opção de estudo tanto qualitativa como quantitativa, dependendo do grau de conhecimento do projetista, ou de exigência do projeto. Condições de operação extremas de temperaturas, pressões, velocidades ou geometrias complexas em geral são de difícil reprodução em laboratório e demandam tempo e dinheiro para serem realizadas. Aplicando-se modelos e métodos apropriados, resultados confiáveis podem ser obtidos via CFD.

A solução numérica das equações de Navier-Stokes é a base para a Mecânica dos Fluidos Computacional (CFD). Elas são equações diferenciais parciais (EDP) não-lineares que modelam matematicamente o comportamento dinâmico dos fluídos. Existem várias formas de resolver numericamente essas equações, dentre as quais podem ser citados os métodos das diferenças finitas, volumes finitos, elementos finitos, métodos espectrais, etc. Dependendo do tipo do escoamento que se queira resolver, um desses métodos adequa-se melhor que outro.

O Método das Diferenças Finitas surgiu na década de 1950 e consiste em aproximar as derivadas das equações governantes por meio de diferenças finitas que são obtidas, usualmente, a partir de expansões em séries de Taylor truncadas. Este método pode alcançar

uma alta ordem de precisão usando fórmulas de alta ordem (fórmulas que envolvem grande número de pontos), mas requer uma forte restrição no passo de tempo para a estabilidade da solução.

O Método dos Volumes Finitos consiste em uma integração formal das equações governantes do escoamento de fluido, sobre todos os volumes de controle do domínio. A discretização envolve o uso de esquemas de interpolação espacial e temporal. Isto converte as equações integradas em um sistema de equações algébricas (Patankar, 1980 e Maliska, 1995).

O Método dos Elementos Finitos surgiu por volta de 1960 para a análise de esforços estruturais e desde então são usados para resolver equações diferenciais parciais que aparecem nas áreas da Mecânica dos Sólidos, Elasticidade e na Dinâmica dos Fluidos. Estes métodos são particularmente apropriados para geometrias complexas que aparecem em muitas aplicações da engenharia. A base do Método dos Elementos Finitos consiste em dividir o domínio em um número de elementos e aproximar a solução em cada elemento por uma soma de funções bases, compostas por polinômios.

Os Métodos Espectrais surgiram em meados de 1970 com o desenvolvimento dos métodos transformados (transformações entre o espaço físico e o espaço espectral) em problemas da Dinâmica dos Fluidos e Meteorologia. Os Métodos Espectrais são caracterizados pela expansão da solução em termos de uma série truncada de funções de aproximação globais (séries de Fourier, séries de polinômios de Chebyshev ou Legendre) das variáveis independentes.

1.3- Objetivos

O objetivo do presente trabalho é dar continuidade ao desenvolvimento da plataforma numérica que possibilite a solução de problemas de escoamentos em canais anulares com excentricidade variável, considerando efeitos de oscilação forçada e os efeitos de estruturas de tipo massa-mola; isto é, problemas simplificados de fluido-estrutura. A plataforma base, que considera o MFI com o método de fronteira imersa com o Modelo Físico Virtual, tem forte restrição ao passo de tempo, uma versão modificada do MFI será implementada (Multi Forçagem Direta, Wang et al., 2007). Com a finalidade de avaliar a capacidade metodológica, diversos problemas de aplicação são simulados, tomando com base o escoamento de Taylor-Couette, tais como:

- ✓ Escoamento Taylor-Couette;
- ✓ Escoamento Taylor-Couette com oscilação forçada do canal interno;
- ✓ Escoamento Taylor-Couette com translação forçada do canal interno;
- ✓ Escoamento Taylor-Couette com oscilação e translação forçada do canal interno;
- ✓ Escoamento Taylor-Couette Espiral;
- ✓ Escoamento Taylor-Couette Espiral com oscilação forçada;
- ✓ Escoamento Taylor-Couette com o canal interno ancorado por mola caracterizando um problema de interação fluido-estrutura;

1.4 Temática da Dissertação

Neste Capítulo inicial, contextualizou-se o tema abordado nesta dissertação, evidenciando a importância do mesmo, assim como algumas dificuldades e objetivos do presente trabalho.

No **Capítulo II – Revisão Bibliográfica**, traz as características fundamentais do escoamento de Taylor-Couette, do método de fronteira imersa, do escoamento de Taylor-Couette com imposição de velocidade axial e interação fluido estrutura são abordadas e apresentadas de forma resumida, assim uma resenha de boa parte do material consultado referente aos temas apresentados.

O **Capítulo III – Modelo Matemático e Métodos Numéricos** apresenta as equações utilizadas no método de fronteira imersa, como a descrição euleriana e lagrangiana, a função de interpolações e distribuição utilizadas e o cálculo da força lagrangiana pelo método de Multi Forçagem Direta (Wang et al., 2007).

Os principais resultados obtidos nesta dissertação são apresentados no **Capítulo IV – Resultados**, bem como as estruturas formadas, o comportamento e perfis do escoamento frente às diversas variantes do escoamento de Taylor-Couette.

No **Capítulo V – Conclusões**, as principais conclusões da dissertação são apresentadas, assim como algumas perspectivas para trabalhos futuros.

O **Capítulo VI – Referências**, traz todas as referencias bibliográficas consultadas durante o desenvolvimento deste trabalho.

CAPÍTULO II

REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

2.1- Escoamento de Taylor-Couette

Diversos estudos das instabilidades de Taylor-Couette, principalmente para o caso particular de fluidos Newtonianos, foram desenvolvidos e apresentados. A introdução ao estudo de instabilidade deste escoamento foi realizada por Rayleigh (1916). Posteriormente, Taylor (1923), usando a teoria da estabilidade linear e ensaios experimentais, realizou um amplo estudo da instabilidade do escoamento anular de Couette. No campo experimental, houve um grande avanço com o desenvolvimento do método Laser Doppler Velocimetry (LDV), que permite medir o campo de velocidades do fluido com grande precisão.

Os primeiros trabalhos referentes ao estudo do escoamento através de um espaço anular formado entre cilindros concêntricos datam de inícios do século XX. Estes estudos foram inicialmente realizados para medir a viscosidade da água. Couette¹ realizou experiências onde o cilindro interno foi mantido fixo, enquanto o externo apresentou rotação. Ele concluiu que o momento de arrasto que o fluido exerce sobre o cilindro interno é proporcional à velocidade do cilindro externo, isto até certo valor da velocidade. Acima desta velocidade crítica, o crescimento do arrasto torna-se não linear com a velocidade. Esta mudança de comportamento foi atribuída à mudança de padrão de escoamento entre os cilindros. Mallock² encontrou os mesmos resultados que Couette, só que em seu estudo, o cilindro interno apresentou rotação e o externo foi mantido fixo. Neste caso, ele encontrou instabilidades para todas as velocidades do cilindro interno.

Taylor (1923) foi o primeiro a realizar estudo tanto teórico como experimental do problema. Os resultados apresentados estão completamente em desacordo com os resultados experimentais de Couette & Mallock. Taylor (1923) atribuiu estas diferenças a detalhes de fabricação das bancadas de testes de Couette & Mallock, que segundo ele, apresentavam muitas falhas. No caso onde o cilindro interno é mantido fixo e o cilindro externo apresentava

¹ É mencionado no trabalho de Taylor(1923)

² É mencionado no trabalho de Taylor(1923)

rotação, Taylor (1923) encontrou que o escoamento azimutal é estável até elevadas velocidade do cilindro externo. No caso em que o cilindro interno apresenta rotação e o cilindro externo é mantido fixo, o movimento foi estável somente para baixas velocidades do cilindro interno. Acima de uma velocidade crítica, o movimento torna-se instável, isto é, recirculações aparecem e o escoamento deixa de ser puramente azimutal.

As equações de estabilidade de Taylor são complexas, no entanto, se o espaçamento entre cilindros é pequeno comparado com o raio interno ($E \ll R_i$), o problema se simplifica e a estabilidade do escoamento passa a depender de um simples parâmetro, o número de Taylor, considerando que há somente velocidade angular no cilindro interno, o cilindro externo encontra-se estático.

O número de Taylor é definido como:

$$Ta = \frac{E^3 R_i \omega^2}{\nu^2} \quad (2.1)$$

sendo E o espaçamento entre os canais, R_i o raio do cilindro interno, ω a velocidade angular e ν a viscosidade cinemática.

Pellew e Southwell (1940) usaram esta teoria simplificada para determinar o número de Taylor crítico ($Ta_c=1708$). As instabilidades formadas a partir do Ta_c são conhecidas como *instabilidades de Taylor-Couette*, caracterizadas pelos *vórtices de Taylor*, que são estruturas toroidais contrarotativas axisimétricas. Segundo Stuart (1958), o escoamento com a presença de vórtices de Taylor, permanece estável para $Ta \leq 160.000$ e passa a turbulento a partir de $Ta > 160.000$.

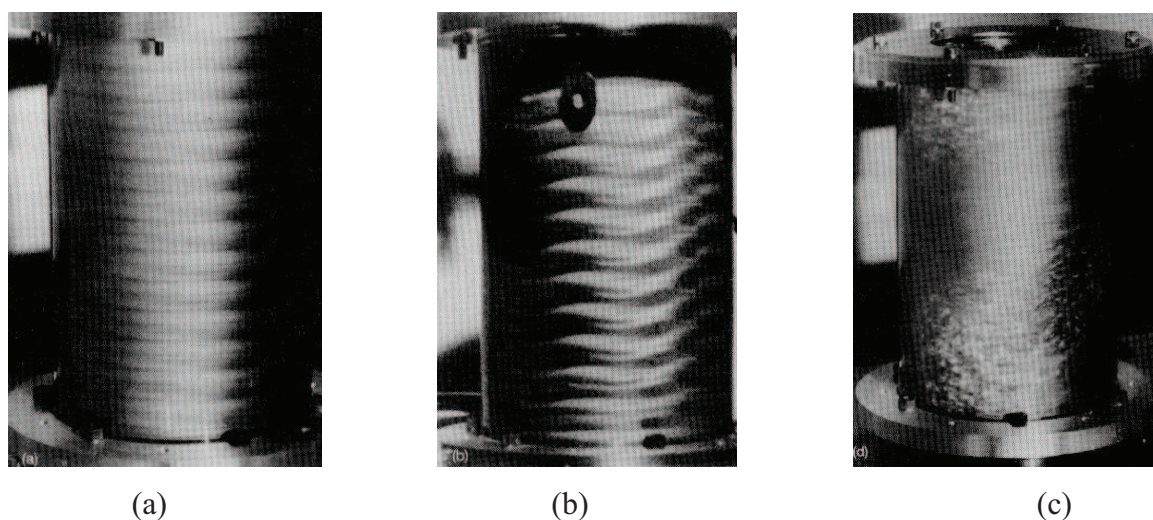


Figura 1- Instabilidades de Taylor-Couette (a); oscilações harmônicas (b) e degeneração em turbulência (c). Figura retirada de Padilla (2004).

O trabalho experimental de Coles (1965) contribuiu significativamente com o conhecimento das instabilidades de Taylor-Couette, como ilustra nas figuras acima (Fig. 1³). A primeira figura (Fig. 1-a), corresponde às instabilidades de Taylor-Couette, que descreve uma série de células toroidais contrarrotativas como detalhada esquematicamente na Fig. 2(a)⁴. Quando se incrementa a velocidade de rotação, os vórtices de Taylor entram em regime instável, fenômeno manifestado pela aparição de oscilações harmônicas azimutais (Figs. 1-b e 2-b). A degeneração deste estado leva ao regime de transição e logo ao regime de turbulência, estado visualizado na figura 1-c. Recentemente, Parker e Merati (1996), investigaram o escoamento Taylor-Couette turbulento usando LDV (Laser Doppler Velocimetry), com sódio iodado aquoso como fluido de trabalho; e Wereley e Lueptow (1998), realizaram medidas do campo de velocidades do escoamento Taylor-Couette usando PIV (Particle Image Velocimetry).

Meyer (1967) foi o primeiro a estudar numericamente o escoamento de Taylor-Couette. Na atualidade existe uma importante quantidade de trabalhos, entre os quais encontram-se os de Kupferman (1998) e Lopez et al., (2002a). Kupferman (1998) usou o método de diferenças finitas com um novo esquema, o qual resulta da combinação do esquema centrado de segunda ordem com o método de projeção. Estruturas do escoamento

³ Figuras retiradas da tese de doutorado de Padilla (2004)

⁴ Figuras retiradas da tese de doutorado de Padilla (2004)

considerando pequenos comprimentos axiais foram evidenciados por Lopes et al., (2002), explorando numericamente a estabilidade linear do problema.

Diversas investigações relacionadas a este escoamento podem também ser encontradas, como por exemplo: escoamento Taylor-Couette considerando movimento axial periódico no cilindro interno (Weisberg et al., 1997); estabilidade hidrodinâmica de escoamentos entre cilindros rotativos porosos com escoamento radial e axial (Jhonson e Lueptow, 1997); estudo teórico e experimental do escoamento Taylor-Couette com dois fluidos imiscíveis entre cilindros corotativos (Baier e Graham, 1998); identificação de escoamentos complexos em cavidades com cilindros controrotativos (Czarny et al., 2001); escoamentos axiais em problemas de Taylor-Couette (Meseguer e Marques, 2001; Hwang e Yang, 2004); e escoamento de Taylor-Couette com excentricidade variável (Padilla et al., 2007a).

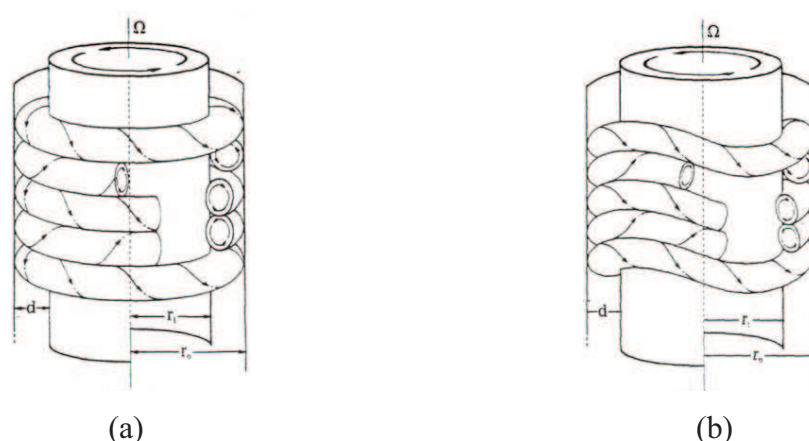


Figura 2- Representação esquemática da Fig. 1: (a) vórtices de Taylor, (b) oscilações harmônicas. Figura retirada de Padilla (2004).

2.2- Escoamento de Taylor-Couette com fluxo axial

O escoamento axial induzido no espaço anular acoplada ao escoamento com rotação tem diversas aplicações práticas, tais como: reatores químicos catalíticos, filtros, extração líquido-líquido, mancais e fluxo de retorno de lama de perfuração entre a coluna de perfuração rotatória e a formação rochosa na perfuração de poços produtores de petróleo e gás.

Inicialmente, este problema foi caracterizado analiticamente por (Ludweig, 1960) e experimentalmente por (Ludweig, 1964). Posteriormente, outros trabalhos têm

complementado as informações em relação aos modos de desestabilização e aos valores críticos do número de Taylor, entre os quais (Hu e Kelly, 1995).

Na literatura encontram-se duas formas de escoamento axial em canais anulares: Poiseuille Espiral “Spiral Poiseuille Flow” (SCF) e Couette Espiral “Spiral Couette Flow” (SCF).

No escoamento Poiseuille Espiral (SCF), o efeito de movimentação axial ocorre devido à imposição de um gradiente de pressão axial.

Para o Taylor-Couette Espiral (SCF) o efeito de movimento axial é introduzido por uma condição de deslizamento de um dos cilindros ou de ambos (Mesenguer e Marques, 2000) e (Padilla et al., 2007b). A imposição do movimento de rotação é realizada a partir do número de Taylor (Eq. 2.1) e a imposição do movimento axial é realizada a partir do número de Reynolds, sendo definido como:

$$Re = \frac{w E}{\nu} \quad (2.2)$$

onde, w é a velocidade axial do canal interno, ν é a viscosidade cinemática, e E é o espaçamento entre os canais, sendo definido como:

$$E = R_o - R_i \quad (2.3)$$

Segundo Padilla (2007) para o Taylor-Couette Espiral, a distribuição das componentes da velocidade para os menores valores de Re é similar à do escoamento de Taylor-Couette e tal distribuição se modifica conforme o Re aumenta. A sobreposição dos dois tipos de escoamento resulta em um escoamento com presença de dois tipos de estrutura: estruturas toroidais contrarotativas (próprias do escoamento de Taylor-Couette) e estruturas espiraladas. Para menores valores de Re , ambos os tipos de estruturas coexistem no canal anular e tem-se um escoamento ondulante na direção axial que contorna os vórtices de Taylor. Os pares destes vórtices encontram-se desalinhados, sendo que o vórtice localizado próximo da superfície do canal externo é maior que o localizado próximo da superfície do canal interno. Entretanto, para valores altos de Re , formam-se predominantemente estruturas espiraladas. Algumas destas características foram evidenciadas anteriormente por Wereley e Lueptow (1999) e Hwang e Yang (2004).

2.3- Método de Fronteira Imersa

As simulações de escoamentos sobre corpos imersos em um escoamento podem utilizar duas abordagens básicas: malhas que adaptam ao corpo (malhas não estruturadas) e malhas que não se adaptam ao corpo (domínio fictício - FD). Na segunda abordagem existem:

- i) Modelos que não se baseiam em forças de corpo;
- ii) Modelos que empregam forças de corpo e usam multiplicadores de Lagrange distribuído (DLM) para obter uma pseudo-força de corpo (muito utilizado em simulação de partículas imersas em fluídos);
- iii) Modelos que usam forças de corpo e não usam DLM, onde se encaixam os métodos de fronteira imersa.

O método da fronteira imersa (Immersed Boundary Method) surgiu como uma alternativa eficiente aos métodos cujas malhas se ajustam a fronteira (body-fitted) para o tratamento envolvendo geometrias complexas, móveis e deformáveis. Nesse método, a presença de uma interface fluido-sólido, ou mesmo uma interface fluido-fluido, pode ser representada pela adição de um termo de força (ou termo forçante) as equações do movimento do fluido. Desta forma, o escoamento “percebe” a presença de um objeto imerso apenas pela adição de um campo de força. Tais forças são formadas a partir de efeitos diversos agindo ao mesmo tempo no fluido, em decorrência de cisalhamentos e deformações, variações na quantidade de movimento e gradientes de pressão.

Os métodos que usam malhas que se ajustam ao corpo conseguem ter uma maior versatilidade no controle da resolução da malha nas regiões de parede, característica sempre desejada quando escoamentos a altos números de Reynolds estão envolvidos. Em compensação, os métodos de fronteira imersa ganham em simplicidade no procedimento de geração de malha e, sobretudo em escoamentos sobre fronteiras móveis, pois se evita a reconstrução da malha a cada passo de tempo. O método de fronteira imersa, devido a sua conceitual simplicidade para lidar com problemas de interfaces complexas e móveis, torna-se atrativo, especialmente em casos que envolvem grandes deslocamentos.

De forma geral, no método de fronteira imersa costuma-se posicionar o domínio do escoamento em um sistema de coordenadas euleriano e o objeto a ser estudado em um sistema lagrangeano. Esta flexibilidade constitui a principal vantagem do método, permitindo que o objeto se mova com grande liberdade e/ou se deforme, de uma forma induzida ou não pelo escoamento, caracterizando um fenômeno conhecido como interação fluido-estrutura.

No método da fronteira imersa, a malha euleriana é fixa, sendo tratada como se estivesse ocupada somente por fluido. O escoamento é então modelado e resolvido pelas equações de Navier-Stokes em todos os pontos da malha, mesmo para aqueles, que a princípio, fazem parte do corpo sólido. As informações sobre a interface fluido/sólido no domínio de cálculo são passadas à malha euleriana via adição de um termo fonte de força nas equações de Navier-Stokes. Este termo de força é calculado sobre os pontos de malha lagrangiana, e então, distribuídos apenas sobre os pontos eulerianos vizinhos à interface. O termo fonte é responsável pela comunicação das informações entre as malhas, fazendo com que o fluido (malha euleriana) “sinta a presença” do corpo imerso (malha lagrangiana) forçando assim o aparecimento de escoamento coerente em torno do corpo.

O método de fronteira imersa foi desenvolvido por Charles Peskin e seus colaboradores, os quais tinham por motivação simular o escoamento do sangue por válvulas cardíacas (Fig. 3). De acordo com o seus trabalhos (Peskin, 1972 e Peskin, 1977), a natureza do termo de força adicional era proveniente da taxa de deformação da fronteira, na qual seus pontos constitutivos eram unidos por forças elásticas. O autor também apresentou uma função de interpolação, baseada em senos, para lidar com a transferência da força lagrangiana para o domínio euleriano. No trabalho de Lai (1998), o método da fronteira imersa foi melhorado, empregando discretizações de ordem mais alta, que propiciou melhor estabilidade numérica em relação ao passo de tempo. Mais tarde, Roma et al. (1999) reformularam o modelo apresentado originalmente, introduzindo malhas adaptativas e nova função de interpolação.

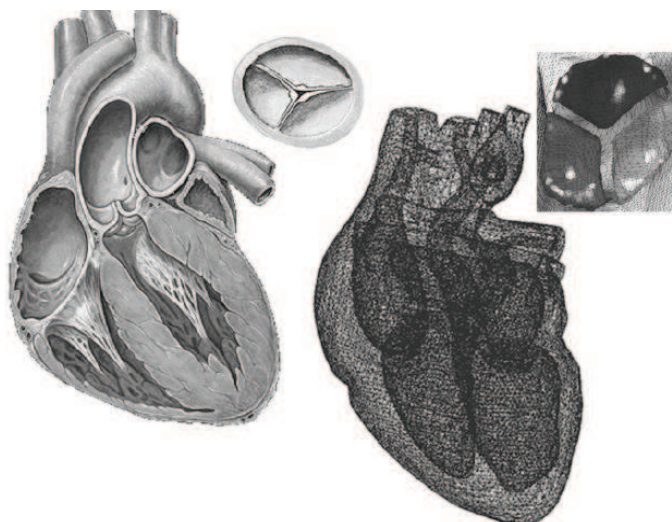


Figura 3 – Problema que motivou o desenvolvimento do método de fronteira imersa (Peskin, 1977).

Unverdi e Tryggvason(1992) aplicaram a metodologia de fronteira imersa em escoamentos bifásicos, onde a força inserida no termo-fonte era simulada com base na tensão interfacial presente na interface entre os dois fluidos. Com essa metodologia, os autores realizaram simulações de bolhas em domínios bidimensionais e tridimensionais, onde uma linha reta unindo os pontos nos problemas bidimensionais é substituída por um elemento triangular nos casos tridimensionais, nos moldes das formulações em Elementos Finitos. Uma importante contribuição apresentada pelos autores é o uso de uma função indicadora para localizar as regiões ocupadas pela interface entre os diferentes fluidos.

Posteriormente, Goldstein et al. (1993) propuseram uma função capaz de relacionar o termo de força à velocidade do fluido da interface e a velocidade da própria interface, na qual intervêm constantes ad hoc. Uma das constantes produz uma frequência de oscilação natural, enquanto que a outra amortece as oscilações da resposta. Os autores se referenciaram à metodologia como método de forçagem de retroalimentação (ou, feedback forcing method), devido ao fato de que as constantes são ajustadas baseando-se no resultado obtido no campo do escoamento, à medida que um termo de força é aplicado. Entretanto, em regimes mais complexos de escoamentos, aumenta-se a dependência de passos de tempo menores, encarecendo o método.

Mohd-Yusof (1997) propôs que o cálculo da força lagrangiana fosse realizado com base na equação do movimento do fluido na interface, sem o emprego de constantes que precisam de ajuste. Este método foi chamado de método de forçagem direta (ou, Direct forcing method).

Recentemente, Lima e Silva et al. (2003), propuseram um modelo, que embora também calcula a força a partir do balanço da quantidade de movimento, como no trabalho de Mohd-Yusof, o faz sobre a partícula de fluido na superfície do corpo, enquanto que o último o realiza sobre uma célula vizinha. Devido ao fato de empregar, como mencionado, a própria equação da quantidade de movimento aplicada a partícula de fluido possa modelar de forma indireta a condição de não deslizamento do fluido sobre a interface, além de não fazer uso de constantes, a proposta foi batizada de modelo físico virtual (MFV).

Este modelo foi testado em domínios bidimensionais, para diversos problemas práticos de engenharia, além de problemas clássicos em mecânica dos fluidos. Escoamentos ao redor de obstáculos moveis e/ou deformáveis, a altos números de Reynolds, podem ser encontrados em Oliveira et al., (2006). Mariano (2007) utilizando-se do modelo físico virtual, e da metodologia pseudo-espectral de Fourier simulou problemas como o da cavidade com tampa

deslizante, na busca de se obter uma maior ordem de precisão no método de fronteira imersa. Mariano (2009) testando várias metodologias de fronteira imersa, mostra que é possível simular escoamentos complexos com alta ordem de precisão utilizando a metodologia pseudo-espectral de Fourier.

Campregher (2005) estendeu o modelo físico virtual para domínios tridimensionais, e simulando escoamentos a baixos números de Reynolds sobre esferas estáticas imersas no escoamento e com interação fluido estrutura. Neste último caso, o sistema dinâmico escolhido foi composto de uma esfera imersa no escoamento sustentada por molas. Foi estudado o efeito provocado pela ação do escoamento sobre a dinâmica do sistema e o consequente movimento da esfera sobre a geração e emissão de estruturas turbilhonares. Na mesma ótica do trabalho desenvolvido por Campregher (2005), Vedovoto (2007) otimizou a importação de geometrias, e utilizou o método de fronteira imersa na simulação de escoamentos incompressíveis sobre geometrias complexas tridimensionais.

Como aplicação industrial, Padilla et al., (2007), Padilla et al., (2008) implementaram o método de fronteira imersa para simulação de escoamentos em canais cilíndrico-anulares com excentricidade variável para fluido Newtoniano e não Newtoniano. Estes tipos de escoamentos estão presentes em condutos de perfuração de poços de extração de petróleo.

Recentemente, Wang et al., (2007), propuseram um modelo, que tem como influência os trabalhos de imposição direta de forças (ou, direct forcing) de Mohd-Yusof (1997) e Lima e Silva (2003). Assim os autores propõem um método de multi-forçagem direta (ou, multi direct forcing), o diferencial deste modelo foi implementar um laço iterativo no algoritmo do método possibilitando reduzir drasticamente a restrição ao passo de tempo encontrada no modelo físico virtual.

2.4- Interação Fluido-Estrutura

Os problemas físicos de engenharia onde se aplicam a mecânica dos fluidos e dos sólidos se constituem de 3 princípios fundamentais, que são: 1. Conservação da massa; 2. As três leis de Newton e 3. Conservação da energia.

Para modelar matematicamente os referidos problemas, primeiro escolhe-se um referencial preferencialmente inercial, e então se aplicam os três princípios básicos ao problema, podendo ser feito o uso de:

i) Um sistema isolado, que pode ser definido por um elemento ou conjunto de elementos interessante ao estudo, isolando do meio por uma fronteira impermeável à massa, de forma que um sistema terá sempre a mesma massa, permitindo apenas o transporte de calor e trabalho através da fronteira do mesmo.

ii) Um volume de controle, definido por uma região do espaço interessante para o estudo, cuja fronteira é chamada de superfície de controle e é permeável à massa, ou seja, permite transporte de matéria para dentro ou para fora do volume de controle. Assim, geralmente, por facilitar a solução, o volume de controle possui o volume fixo e a massa variável.

O uso de sistemas isolados é muito interessante quando a matéria do problema físico a ser estudado não se desloca excessivamente em relação ao referencial. São exemplos desses problemas: os problemas de compressão ou descompressão de gases, problemas de hidrostática e problemas da mecânica dos sólidos. Por outro lado, o uso de volume de controle torna-se muito interessante quando se trata de problemas que envolvam fluxo de massa, tal como escoamento de fluido, assim como explica Fox e Macdonald (2001).

Desta forma, é ideal que uma formulação para uma análise de mecânica dos sólidos seja obtida por meio de um sistema isolado, gerando eficientemente uma descrição lagrangiana do problema, enquanto é ideal que uma formulação para análise de um escoamento de fluido seja obtida através do emprego de volume de controle com fronteira permeável à massa, numa descrição euleriana.

Para a solução de problemas envolvendo mecânica dos fluidos e dos sólidos no mesmo problema faz-se necessário a utilização da metodologia de interação fluido-estrutura. Os métodos para simulação de tais problemas são divididos em dois grupos segundo Teixeira e Awruch (2005), que são o grupo dos métodos particionados e o grupo dos métodos monolíticos.

Nos métodos particionados, as equações governantes do fluido e da estrutura são integradas no tempo separadamente. Vários pesquisadores vêm estudando o assunto através desse método, acoplando algoritmos para dinâmica dos fluidos a algoritmos para dinâmica dos sólidos, como o trabalho desenvolvido por Teixeira (2001) em tese de doutoramento, onde foram desenvolvidos um algoritmo de dois passos baseado no método de elementos finitos para resolução tridimensional do fluido, e um algoritmo de análise estrutural por elementos finitos de casca, e então acoplados.

Nos métodos monolíticos, ambos os domínios sólidos e fluido são tratados como uma única entidade, sendo integrados simultaneamente no tempo, como no trabalho desenvolvido por Blom (1998).

É possível, encontrar na literatura, os termos “métodos diretos” para as abordagens monolíticas e “métodos iterativos” para as abordagens particionadas. A figura 4 apresenta a evolução de um sistema de interação fluido-estrutura segundo a abordagem particionada. Pode-ser perceber que as informações obtidas com a solução de um dos sistemas, servem como dados de entrada para a solução do outro. Além disso, o avanço temporal só é realizado a partir do instante em que as duas soluções são obtidas.

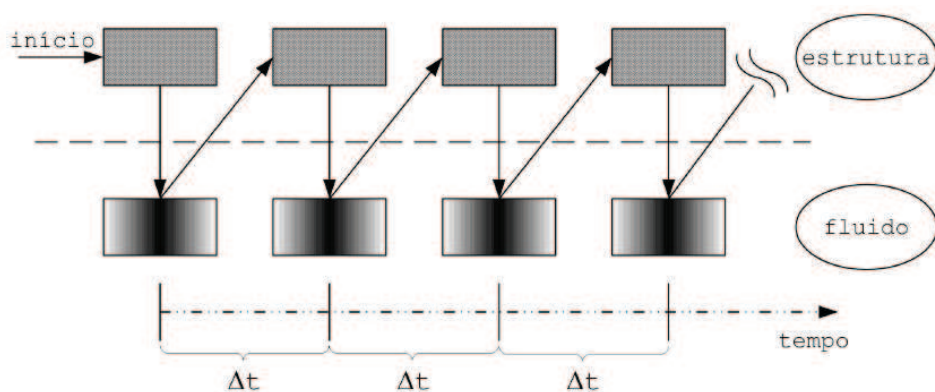


Figura 4- Evolução da solução particionada de um esquema de interação fluido-estrutura (Campregher, 2005).

Podem-se resumir os procedimentos adotados na solução de um problema de interação fluido-estrutura, usando o método particionado, com fronteira imersa para problemas de mecânica dos fluidos da seguinte maneira:

- i) Calcular a somatória das forças envolvidas;
- ii) Calcular o deslocamento do corpo;
- iii) Atualizar a posição da malha lagrangiana no fluido;
- iv) Avançar para o próximo passo de tempo;
- v) Resolver as equações governantes;

O maior responsável pela qualidade da solução obtida num problema de interação fluido-estrutura, cuja solução foi obtida numa abordagem particionada, reside no algoritmo

empregado na transferência das informações entre um domínio e outro (estrutura e fluido). A operação de transferência realizada avalia a somatória das forças envolvidas, se esta for diferente de zero, pode-se calcular a velocidade de movimentação do corpo e consequentemente a sua nova posição.

Como uma observação final, em relação aos sistemas particionados, pode-se dizer que estes são, em geral, acumuladores de energia (devido aos prováveis erros ao se transitar entre um domínio e outro) e, desta forma, tendem a ser instáveis. Assim, na prática, estes modelos induzem ao emprego de passos de tempo bastante reduzidos, segundo Campregher (2005). Um desenho esquemático, representando as iterações entre os domínios dentro de cada passo de tempo, indicada pela letra “I” pode ser visto na figura 5.

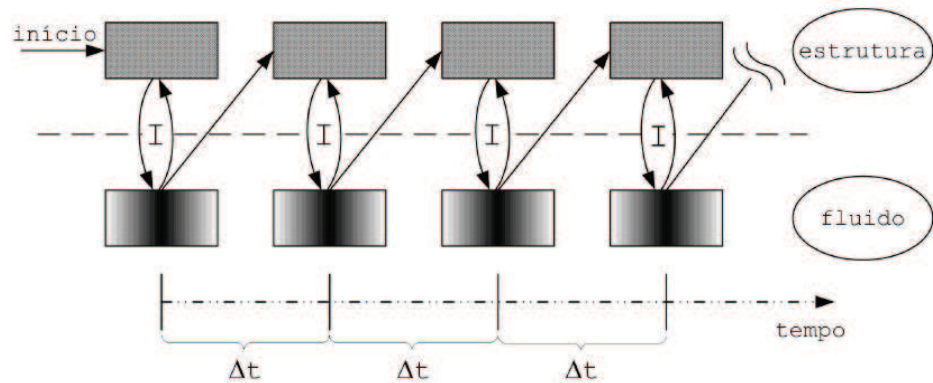


Figura 5- Iteração (I) entre os domínios de fluido e estrutura, em cada passo de tempo (Campregher, 2005).

Campregher (2005) utilizando o método particionado simulou a interação fluido-estrutura de uma esfera ancorada por mola, onde foi estudado o efeito provocado na esfera pela ação do escoamento e consequentemente o movimento da esfera sobre a geração e emissão de estruturas turbilhonares.

Kitatani Junior (2009) utilizando o método da fronteira imersa e interação fluido-estrutura, simulou um pêndulo simples imerso em um fluido que parte de uma dada posição angular inicial e oscila em torno da sua posição de equilíbrio, até parar.

2.5- Presente trabalho

No presente trabalho a plataforma numérica utilizando o método de fronteira imersa (com modelo físico virtual) foi modificada pela substituição do modelo que avalia a força lagrangeana, sendo implementado o modelo denominado de multi forçagem direta, sendo esperado uma redução significativa de tempo de simulação.

No trabalho atual, serão apresentados os seguintes casos de simulação numérica para canais anulares: Taylor-Couette, Taylor-Couette com oscilação forçada, Taylor-Couette com translação forçada, Taylor-Couette com oscilação e translação forçada, Taylor-Couette Espiral, Taylor-Couette Espiral com oscilação forçada.

Uma aplicação final considerada com a finalidade de avaliar a metodologia numérica frente a problemas com interface em movimento não imposto (fluido-estrutura). O sistema é constituído de molas que ancoram o canal interno. Iniciando a simulação com o canal interno em uma posição arbitrária, sendo possível verificar a resposta do escoamento e o deslocamento do canal interno à medida que o escoamento prossegue.

CAPÍTULO III

MODELO MATEMÁTICO E MÉTODO NUMÉRICO

3.1- Modelo matemático

Neste capítulo é apresentada a formulação matemática para o domínio euleriano e lagrangiano, sendo a formulação euleriana empregada para descrever o comportamento do escoamento em todo o seu domínio de interesse, enquanto que a superfície imersa é caracterizada por uma formulação lagrangeana. É também estabelecida uma forma de interação entre o fluido e a interface imersa nele, ou seja, as duas formulações são acopladas. Os modelos de fronteira imersa buscam avaliar este acoplamento pela inserção de um termo de força às equações governantes. Uma das grandes vantagens atribuídas ao método da fronteira imersa é a possibilidade de se simular escoamentos ao redor de geometrias complexas utilizando-se formulações de sistemas eulerianos para o fluido e sistemas lagrangeanos para a interface fluido-corpo imerso.

3.1.1- Método de fronteira imersa

O método da fronteira imersa foi desenvolvido por Peskin (1977) para a modelagem de problemas envolvendo geometrias complexas móveis. Ao invés de representar o corpo imerso no escoamento via imposição de condições de contorno, o que exige invariavelmente o uso de malhas que se adaptem à geometria, Peskin propôs usar uma malha euleriana regular em todo o domínio e, para representar a interface do corpo imerso, ele propôs utilizar uma segunda malha, dita lagrangeana. Como mostrado na figura 6, as malhas são geometricamente independentes, não existindo assim dificuldades em representar geometrias complexas ou mesmo móveis e deformáveis.

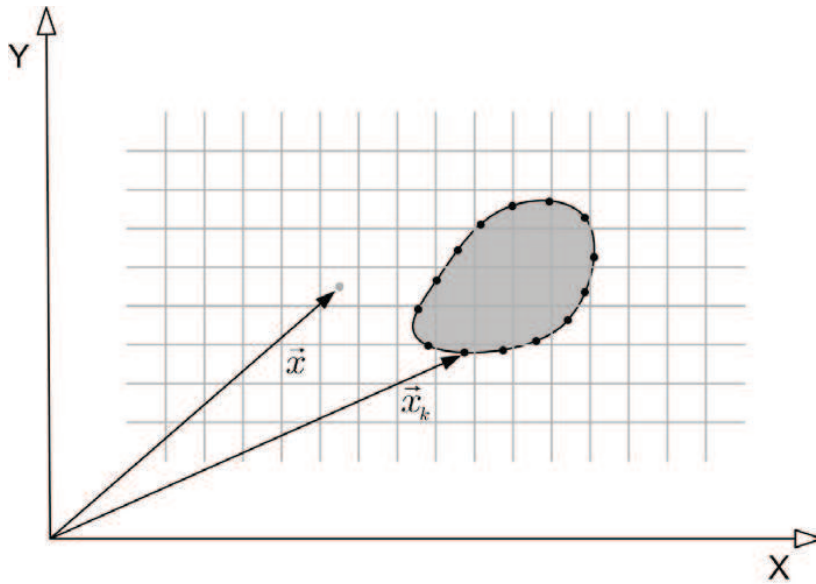


Figura 6- Representação das malhas euleriana e lagrangiana para um corpo imerso de geometria arbitrária (Oliveira, 2006).

A malha euleriana é fixa, sendo tratada como se estivesse ocupada somente por fluido. O escoamento é então modelado e resolvido pelas equações de Navier-Stokes em todos os pontos da malha, mesmo para aqueles pontos, que a princípio, fazem parte do corpo sólido. As informações sobre a interface fluido/sólido no domínio de cálculo são passadas à malha euleriana via adição de um termo de força nas equações de Navier-Stokes. Este termo de força é calculado sobre os pontos da malha lagrangiana e, então, distribuído apenas sobre os pontos eulerianos vizinhos à interface. O termo de força é responsável pela comunicação das informações entre as malhas, fazendo com que o fluido (malha euleriana) sinta a presença do corpo imerso (malha lagrangeana).

3.1.1.1- Modelagem matemática para o fluido

As equações de Navier-Stokes são resolvidas em todo o domínio de cálculo. Estas equações podem ser escritas na forma tensorial para escoamentos isotérmicos e incompressíveis, como:

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial (u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] + \frac{f_i}{\rho}, \quad (3.1)$$

A equação da conservação de massa, também deve ser satisfeita em todo o domínio de cálculo, como mostrado na sua forma tensorial:

$$\frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0, \quad (3.2)$$

onde ρ e ν são respectivamente a massa específica e a viscosidade cinemática, propriedades que caracterizam o fluido. As características do escoamento são representadas por: p , o campo de pressão, u_i as componentes do vetor velocidade e f_i as componentes do campo de força que atuam sobre o escoamento.

Na equação do balanço da quantidade de movimento linear (Eq. 3.1) aparece o termo f_i , o qual pode ser considerado, fisicamente, como um termo que representa forças de campo, como por exemplo, a força da gravidade, ou uma força eletromagnética. No caso do MFI, este termo é o responsável por representar a interface imersa no domínio euleriano. Matematicamente ele é representado pela equação (ENRIQUEZ-REMIGIO, 2007):

$$f_i(\vec{x}, t) = \begin{cases} F_i(\vec{x}_k, t) & \text{se } \vec{x} = \vec{x}_k \\ 0 & \text{se } \vec{x} \neq \vec{x}_k \end{cases}, \quad (3.3)$$

onde $F_i(\vec{x}_k, t)$ é a força lagrangeana definida no domínio lagrangeano.

Esta definição leva a um campo $f_i(\vec{x}, t)$ descontínuo, o qual pode ser resolvido numericamente apenas quando houver coincidência dos pontos que compõem a interface com os pontos que compõem o domínio fluido. Caso não haja coincidência, o que, para geometrias complexas é muito freqüente, deve-se distribuir a função $f_i(\vec{x}, t)$ sobre a sua vizinhança. Para tanto, faz-se uso de uma função distribuição de força, $D_h(\vec{x}_k - \vec{x})$ proposta por Juric e Tryggvason (1996).

$$f(\vec{x}) = \sum_k D_h(\vec{x}_k - \vec{x}) F(\vec{x}_k) \Delta S^2 \Delta Z, \quad (3.4)$$

$$D_h(\vec{x}_k - \vec{x}) = \frac{1}{h^3} \left[w_g \left(\frac{x_k - x}{h} \right) w_g \left(\frac{y_k - y}{h} \right) w_g \left(\frac{z_k - z}{h} \right) \right], \quad (3.5)$$

$$w_g(r) = \begin{cases} \frac{3-2|r|+\sqrt{1+4|r|-4|r|^2}}{8} & \text{se } 0 < |r| \leq 1 \\ \frac{5-2|r|-\sqrt{-7+12|r|-4|r|^2}}{8} & \text{se } 1 < |r| \leq 2 \\ 0 & \text{se } 2 < |r| \end{cases} \quad (3.6)$$

onde, $r = \frac{\vec{x}_k - \vec{x}}{h}$, sendo h o espaçamento do domínio euleriano, ΔS o espaçamento entre os pontos lagrangianos e ΔZ o espaçamento entre os pontos lagrangianos na direção axial.

A função w_g é ilustrada na figura 7. Ela tem a forma similar a uma gaussiana e atende à propriedade de integral unitária quando integrada no intervalo $[-\infty, \infty]$.

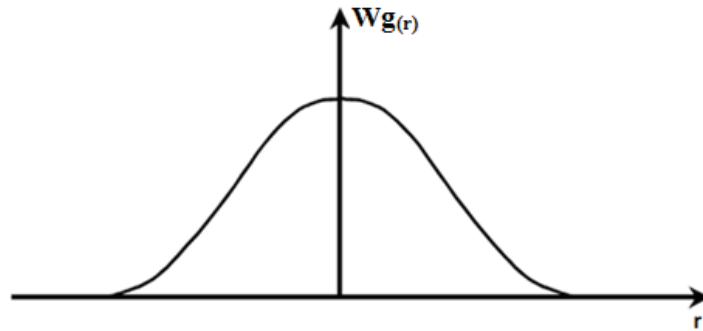


Figura 7- Função distribuição do tipo gaussiana proposta por Juric e Tryggvason (1996) (Mariano, 2007).

O campo de força euleriano, $f_i(\vec{x}, t)$, é nulo em todo domínio, exceto quando se aproxima dos pontos lagrangianos, onde ele passa a modelar virtualmente a presença do corpo imerso. Uma vez calculado o campo de força lagrangiana, $F_i(\vec{x}_k, t)$, este pode ser distribuído e, assim, transmitir a informação da presença da geometria para a malha euleriana. É interessante perceber que dessa maneira os pontos eulerianos serão influenciados por todos os pontos lagrangianos em função da distancia entre eles, independente da forma do corpo imerso no escoamento. A distância limite em que os pontos eulerianos serão influenciados pelos pontos lagrangianos é determinado pela função distribuição (Fig. 7).

3.2- Método numérico

As equações governantes são discretizadas pelo método dos volumes finitos (Patankar, 1980) sobre malhas deslocadas, considerando esquemas temporal (Adams-Bashforth) e espacial (diferenças centradas) de segunda ordem. O acoplamento pressão-velocidade é de tipo passo fracionado (KIM e MOIN, 1985), na sua versão de dois passos. Segundo o método de acoplamento pressão-velocidade a equação do movimento (Eq. 3.1) é fracionada em dois passos denominados:

preditor:

$$\frac{\tilde{u}_i - \tilde{u}_i^t}{\Delta t} = \frac{3}{2} f(u)^t - \frac{1}{2} f(u)^{t-1} - \left(\frac{dp}{dx_i} \right)^t, \quad (3.7)$$

e corretor:

$$\frac{u_i^{t+1} - \tilde{u}_i}{\Delta t} = - \frac{\partial p'}{\partial x_i}, \quad (3.8)$$

sendo que $f(u)$ reúne os termos advectivos e difusivos da equação do movimento (Eq. 3.1). No primeiro passo estima-se as velocidades e no segundo passo corrige-se o campo de velocidade no tempo atual ($t + 1$) usando o gradiente do campo de correção da pressão p' . Este campo serve também para atualizar o campo de pressão.

$$p^{t+1} = p^t + p'. \quad (3.9)$$

O campo de pressão p' é calculado através da equação de Poisson:

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \left[\frac{u_i^{t+1} - \tilde{u}_i}{\Delta t} \right] = - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\partial p'}{\partial x_i} \right). \quad (3.10)$$

O sistema de equações derivado da equação de Poisson é resolvido usando o método SIP (Strongly Implicit Procedure), proposto por Stone (1968).

3.2.1- Cálculo da força lagrangiana

No contexto da explicação da metodologia da fronteira imersa, falta ainda descrever o cálculo da força lagrangiana $F_i(\vec{x}_k, t)$. Neste ponto também existem variações do cálculo da força, porém no presente trabalho ficar-se-á restrito ao método da imposição direta da força (“Direct Forcing” - DF) proposto por Uhlmann (2005) e também apresentado nos trabalhos de Shu, Liu e Chew (2007), Su, Lai e Lin (2007) e Wang, Fan e Luo (2007), entre outros. Todos esses autores apresentam diferentes tipos de discretização espacial e temporal das equações de Navier-Stokes, porém o conceito do método é sempre o mesmo.

Primeiramente, determina-se o campo de força euleriano isolando f_i na equação do movimento (Eq. 3.1):

$$\frac{f_i}{\rho} = \frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial(u_i u_j)}{\partial x_j} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right], \quad (3.11)$$

Como a equação acima (Eq. 3.11) foi desenvolvida a partir da hipótese do contínuo e o domínio lagrangiano está contido no euleriano, pode-se definir a força lagrangiana através da equação abaixo (Eq. 3.12):

$$\frac{F_i(\vec{x}_k, t)}{\rho} = \frac{\partial u_{k i}}{\partial t} + \frac{\partial(u_{k i} u_{k j})}{\partial x_{k j}} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p_k}{\partial x_{k i}} - \frac{\partial}{\partial x_{k j}} \left[\nu \left(\frac{\partial u_{k i}}{\partial x_{k j}} + \frac{\partial u_{k j}}{\partial x_{k i}} \right) \right], \quad (3.12)$$

cujas as variáveis com índice k representam ao domínio lagrangiano.

Discretizando a derivada temporal da equação acima (Eq. 3.12) através de um esquema de Euler explícito (WANG, FAN e LUO, 2007), obtém-se:

$$\frac{F_i(\vec{x}_k, t)}{\rho} = \frac{u_{k i}^{t+\Delta t} - u_{k i}^t}{\Delta t} + RHS_i^t, \quad (3.13)$$

Sendo, $RHS_i^t = \frac{\partial(u_{k i} u_{k j})}{\partial x_{k j}} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p_k}{\partial x_{k i}} - \frac{\partial}{\partial x_{k j}} \left[\nu \left(\frac{\partial u_{k i}}{\partial x_{k j}} + \frac{\partial u_{k j}}{\partial x_{k i}} \right) \right]$ e Δt é o intervalo discreto de tempo.

O método DF consiste em somar e subtrair um parâmetro temporário ($u_{k i}^*$) no operador discretizado do tempo (WANG, FAN e LUO, 2007), ou seja:

$$\frac{F_i(\vec{x}_k, t)}{\rho} = \frac{u_{k,i}^{t+\Delta t} - u_{k,i}^* + u_{k,i}^* - u_{k,i}^t}{\Delta t} + RHS_i^t, \quad (3.14)$$

O próximo passo é utilizar o princípio da superposição e resolver a equação acima (Eq. 3.14) em duas etapas (Eq. 3.15 e 3.16), no mesmo passo de tempo:

$$\frac{u_{k,i}^* - u_{k,i}^t}{\Delta t} + RHS_i^t = 0, \quad (3.15)$$

$$\frac{F_i(\vec{x}_k, t)}{\rho} = \frac{u_{k,i}^{t+\Delta t} - u_{k,i}^*}{\Delta t}, \quad (3.16)$$

A equação 3.15 está definida no domínio lagrangiano, porém ela é resolvida no domínio euleriano. Desta forma, consegue-se obter o parâmetro temporário u_i^* (Eq. 3.17):

$$\frac{u_i^* - u_i^t}{\Delta t} + rhs_i^t = 0, \quad (3.17)$$

A fim de entender a equação da força lagrangiana (Eq. 3.16), tem-se o cálculo de $u_{k,i}^*$ que vem do processo de transferência de informação, de u_i^* , do domínio euleriano, para o lagrangiano. Para isso, é utilizada uma função de interpolação, dada pela equação (Eq. 3.18):

$$u_{k,i}^* = \sum u_i^* D_h(x_{k,i} - x_i) h^3, \quad (3.18)$$

A função de interpolação pode ser entendida como um processo oposto ao de distribuição, isto é, enquanto que na distribuição a informação de um ponto lagrangiano é transmitida para os vizinhos eulerianos, na função interpolação transfere-se a informação dos pontos vizinhos eulerianos para um ponto lagrangiano. Essas transferências são ponderadas pela distância entre esses pontos, $(x_{k,i} - x_i)$, através da função D_h , dada por uma das equações 3.5 e 3.6.

O outro termo (Eq. 3.16), o termo $u_{k,i}^{t+\Delta t}$, diz respeito à velocidade da fronteira imersa no tempo $t + \Delta t$. Normalmente essa velocidade é conhecida, como por exemplo, em problemas que se têm escoamentos sobre corpos parados, $u_{k,i}^{t+\Delta t} = 0$. Para problemas de interação fluido-fluido, ou fluido-estrutura, $u_{k,i}^{t+\Delta t} = u_{FI}$, onde u_{FI} deve ser obtido do modelo que rege o movimento da interface.

A partir da força lagrangiana (Eq. 3.16) e utilizando a função distribuição é obtida a força euleriana (Eq. 3.4).

Segundo Mariano (2009), fazendo uma analogia com relação ao método preditor-corretor (CHORIN, 1968), este parâmetro temporário (u_i^*) pode ser entendido como um campo de velocidade predita, ou estimada (Eq. 3.7). Resolvendo esta equação (Eq. 3.17) desta maneira, recai na equação do movimento (Eq. 3.1) com o termo fonte nulo. Em um segundo passo, (passo corretor), se faz a “correção” do campo u_i^* , ou seja, na equação abaixo (Eq. 3.19) é onde o campo de velocidade euleriano recebe a informação do campo de força (Eq. 3.4):

$$u_i^{t+\Delta t} = u_i^* + \Delta t \frac{f_i}{\rho}, \quad (3.19)$$

De forma geral, a soluções dos problemas utilizando a metodologia de fronteira imersa segue a sequencia das seguintes equações respectivamente:

- ✓ Cálculo do parâmetro temporal (Eq.3.17).
- ✓ Interpolação dos pontos eulerianos para o ponto lagrangiano (Eq. 3.18).
- ✓ Cálculo da força lagrangiana (Eq. 3.16)
- ✓ Distribuição da força lagrangiana para os pontos eulerianos (Eq. 3.4)
- ✓ Cálculo do novo campo de velocidade (Eq. 3.19)

Nos estudos de Wang, Fan e Luo (2007) é proposto um processo iterativo para o cálculo da força, denominado “Multi-Direct Forcing”, sendo que o novo campo de velocidade obtido na equação acima (Eq. 3.19) é novamente interpolado (Eq. 3.18) até que um determinado critério seja atendido. Wang, Fan e Luo (2007) utilizaram um número de iterações fixo, mas é possível usar diversos critérios para finalizar o processo iterativo, dentro os quais se destaca a norma L2. Esta norma é definida aqui como somatória da raiz quadrada da norma da diferença entre a velocidade do fluido sobre a interface fluido/sólido e da velocidade desta interface (Eq. 3.20). Todas as simulações deste trabalho utilizaram este critério de parada, sendo o valor apresentado no capítulo de resultados.

$$L2 = \frac{\sqrt{\sum (u_{FI} - u_i)^2}}{\text{Número de pontos lagrangianos}}, \quad (3.20)$$

CAPÍTULO IV

RESULTADOS

O código computacional foi desenvolvido no MFLab em linguagem C/C++. A parte euleriana foi validada usando os problemas de cavidade bidimensional e cavidade tridimensional, onde os resultados foram comparados com dados experimentais e numéricos (Padilla et al., 2005). Por outro lado, a parte lagrangeana, que considera o método de fronteira imersa com o modelo físico virtual (MFV), foi validada com o escoamento de Hagen-Poiseuille cujo resultado foi comparado com a solução analítica (Padilla et al., 2006). Neste trabalho foi substituída a metodologia de fronteira imersa que utilizava o modelo físico virtual (MFV) pelo modelo da multi forçagem direta (MDF), devido ao fato que o (MDF) não apresenta restrição ao passo de tempo como ocorre no (MFV).

As malhas euleriana e lagrangeana que representaram os domínios considerados para o método de fronteira imersa são representadas pela seguinte figura (Fig. 8)¹.

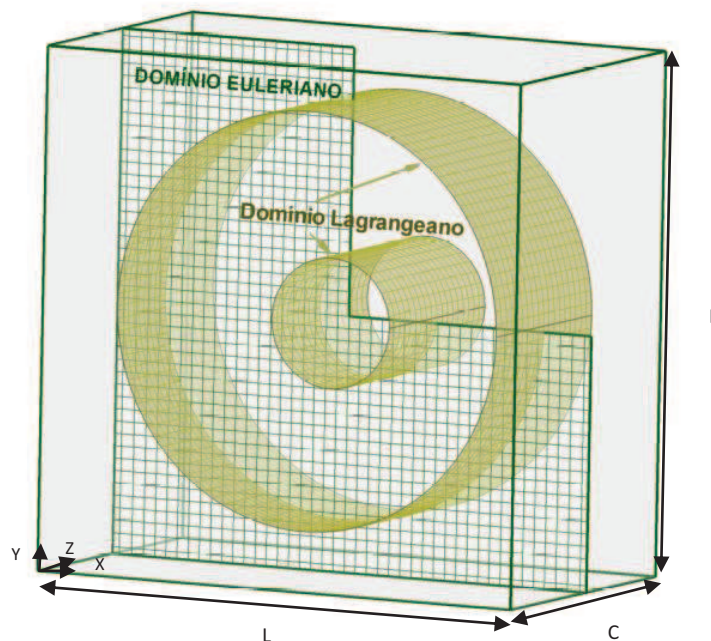


Figura 8- Representação dos domínios considerados no método de fronteira imersa.

¹ Figura retirada do artigo de Padilla et al., (2007)

O domínio físico simulado apresenta comprimentos de 1m x 1m x 0,6 m. Os canais imersos no domínio apresentam diâmetro interno de 0,25m, o externo 0,8m, comprimento na direção axial de 0,4m para ambos os canais, sendo que o centro dos corpos imersos é o mesmo do domínio físico. As propriedades físicas para o fluido Newtoniano como massa específica de 1 kg/m³ e viscosidade cinemática de 0,01 m²/s, são mantidos constantes em todos os casos.

Os resultados das aplicações da plataforma numérica desenvolvida são apresentados na seguinte ordem:

- ✓ Escoamento Taylor-Couette;
- ✓ Escoamento Taylor-Couette com oscilação forçada;
- ✓ Escoamento Taylor-Couette com excentricidade variável;
- ✓ Escoamento Taylor-Couette com oscilação forçada e excentricidade variável;
- ✓ Escoamento Taylor-Couette Espiral;
- ✓ Escoamento Taylor-Couette Espiral com oscilação forçada;
- ✓ Interação fluido-estrutura;

4.1- Escoamento Taylor-Couette

Trata-se de escoamentos no interior de cavidades formadas entre cilindros concêntricos rotativos com a presença de vórtices de Taylor. No presente trabalho, os cilindros são canais cilíndricos, dos quais o canal interno é rotativo em sentido anti-horário. O domínio euleriano está definido por $C/L=0,6$, a razão de aspecto é definida como o comprimento axial dos cilindros pelo espaço anular entre eles $\Gamma = C_c/E$ apresentando valor de $\Gamma = 1,4545$ e a razão entre raios $\eta = R_o/R_i$ apresentando valor de $\eta = 3,2$. A malha computacional é estruturada e não uniforme apresentando 99.200 volumes na malha euleriana, já para a malha lagrangeana apresenta, 3360 volumes lagrangianos para o canal externo e 1056 volumes lagrangianos para o canal interno. A condição de contorno usada na direção axial foi de periodicidade. O valor de número de Taylor usado em todas as simulações desta dissertação foi igual a $Ta = 100$, sendo que o parâmetro Ta é definido segundo Hwang e Yang (2004) como:

$$Ta = \frac{\omega R_i E}{\nu}, \quad (4.1)$$

onde,

$$E = R_o - R_i, \quad (4.2)$$

e sendo ω a velocidade angular de rotação do canal interno.

Segundo Taylor (1923), quem estudou analiticamente e experimentalmente este tipo de escoamento, para pequenos espaçamentos entre canais cilíndricos, comparados com o raio do canal interno (R_i), o problema passa a depender do número de Taylor. Quando este parâmetro aumenta acima do valor crítico surgem às instabilidades de Taylor-Couette, que consistem de vórtices toroidais contrarotativos axisimétricos. Para o problema em análise, E é maior que o raio do canal interno, mesmo assim, o critério de desestabilização acima mencionado é válido, assim segundo Lueptow e Docter (1992) o valor do número de Taylor crítico para $\eta = 3,2$ é aproximadamente 65.

Para a melhor compreensão deste escoamento, foram inicializadas as simulações assumindo que todo campo euleriano encontra-se em repouso e o canal interno apresenta rotação. A velocidade angular de rotação do canal interno ω é obtida a partir do rearranjo da equação (4.1).

Após a implementação do (MDF), foi necessário realizar comparações entre os métodos de fronteira imersa. Os resultados não apresentaram discrepância para o escoamento de Taylor-Couette (Padilla et. al. 2009) e como esperado houve uma redução significativa do tempo de simulação (Fig. 9). Nessa figura tem-se a comparação quantitativa dos modelos MFV e MDF no que diz respeito a custo computacional. Para uma simulação real de 5 segundos físicos, observa-se que o custo computacional do (MDF) é muito menor do que o modelo (MFV), diferença que chega a aproximadamente 16 vezes.

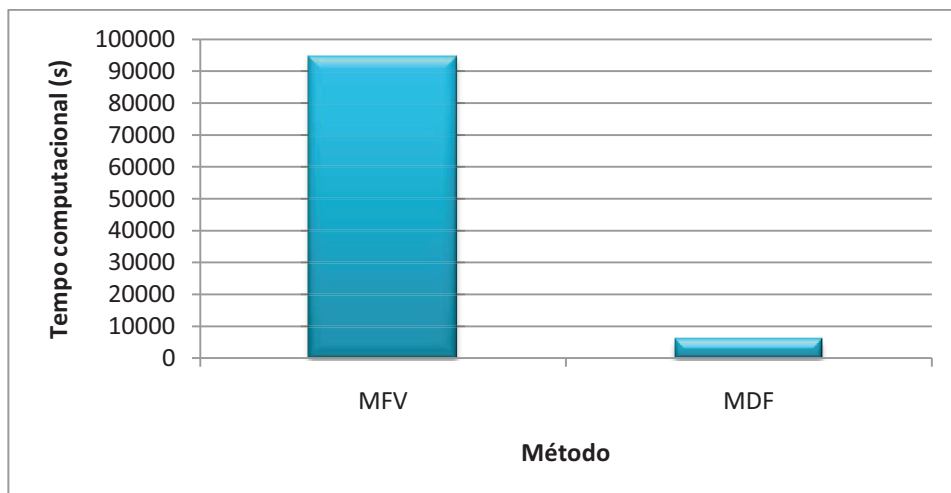


Figura 9- Tempo computacional para o mesmo caso com os métodos MFV e MDF.

Os campos das componentes da velocidade partem do repouso, passando pelo transiente até atingir o estado estacionário, como pode ser visualizado no sinal da sonda numérica posicionada entre os canais na direção azimutal e no centro do domínio na direção axial (Fig.10). É observado que no tempo de aproximadamente 4 segundos o escoamento entra em regime permanente, como mostrado pelas componentes u e v do vetor velocidade.

Outra forma de mostrar que o escoamento atingiu regime permanente é apresentada na Fig. 11, através de perfis axiais da componente w da velocidade na posição $x = 0,5\text{ m}$ e $y = 0,75\text{ m}$. Os perfis para os instantes 4 e 5 segundos coincidem em toda sua extensão.

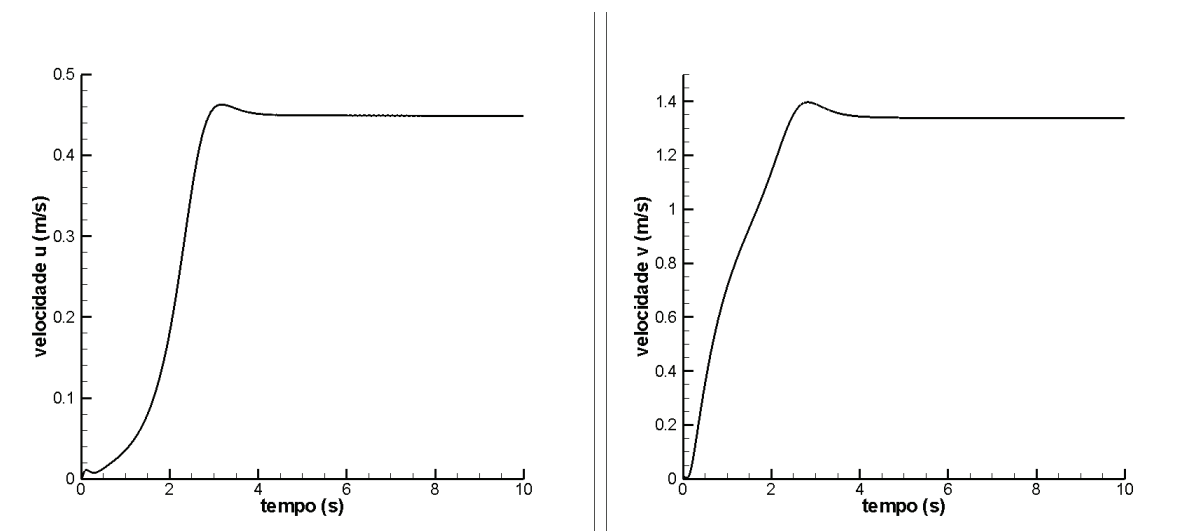


Figura 10- Sonda temporal para as componentes de velocidade u e v .

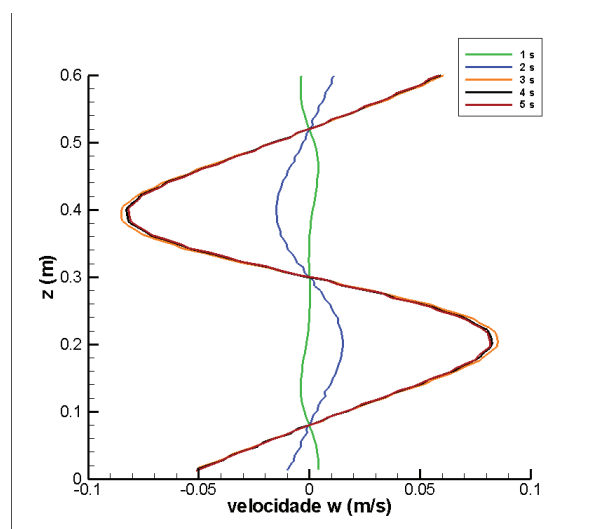


Figura 11- Desenvolvimento temporal da componente de velocidade w .

As instabilidades de Taylor-Couette vão sendo formadas durante o transiente do escoamento, como visualizado a partir de isosuperfície da componente de velocidade axial w , para $w = \pm 0,1 \text{ m/s}$ (a simbologia $\pm$ representa os valores, $w = 0,1 \text{ m/s}$ e $w = -0,1 \text{ m/s}$). As primeiras isosuperfícies para estes valores começam a surgir no tempo de 1,5 segundos (Fig. 12-a), à medida com que a simulação prossegue, as estruturas vão se tornando mais espessas até atingirem o regime permanente (Fig. 12-b e c). Conforme mostrado nas sondas temporais (Figs. 10 e 11), o escoamento atinge o estado estacionário no tempo de 4 segundos.

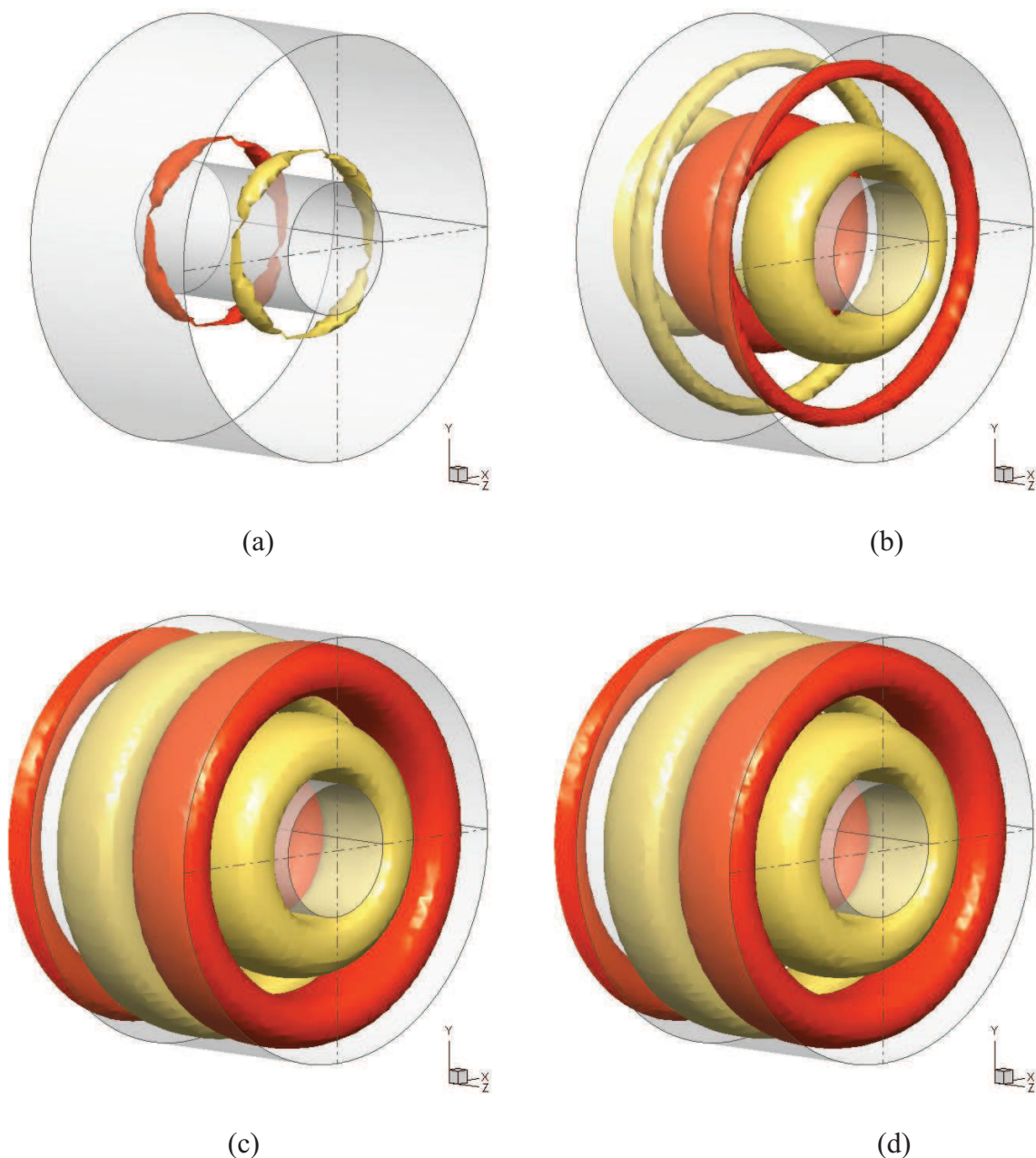


Figura 12- Instabilidades de Taylor-Couette: a) 1,5 s; b) 2 s; c) 3 s e d) 4 s.

Segundo Docter e Lueptow (1992) o espaçamento entre canais usado no presente trabalho lhe corresponde um número de Taylor crítico de aproximadamente 65, após este valor as estruturas permaneceram estáveis até atingir um segundo número de Taylor. Como neste trabalho o número de Taylor foi mantido a $Ta = 100$, as estruturas formadas permanecem estáveis sendo evidenciado pelo campo de velocidade a presença de um par de vórtices contrarotativos de excelente concordância com os resultados experimentais de Cole (1965) e Wereley e Lueptow (1999) nos instantes de tempos 19, 19,5 e 20 segundos (Fig. 13).

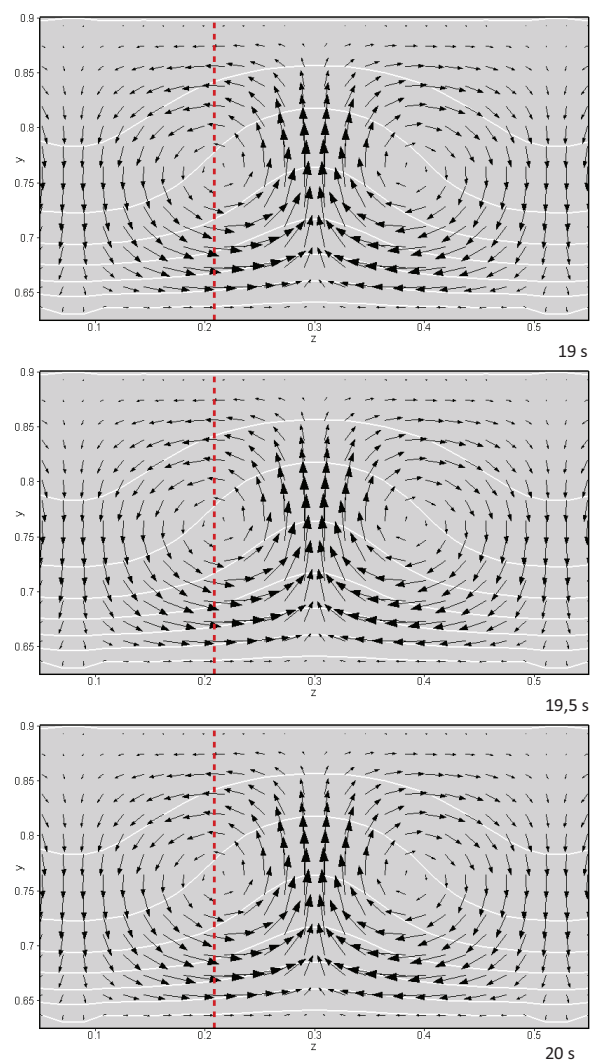


Figura 13- Vetores velocidade do escoamento de Taylor-Couette para os instantes de tempo 19; 19,5 e 20 s.

A fim de evidenciar de forma mais clara os vórtices de Taylor no escoamento, foi extraído um plano na direção $x = 0,5$ m, onde utilizando vetores velocidade, juntamente com o campo das componentes de velocidade u e v , forneceram uma visão mais detalhada destas estruturas no escoamento (Fig. 14) para o tempo de 100 segundos.

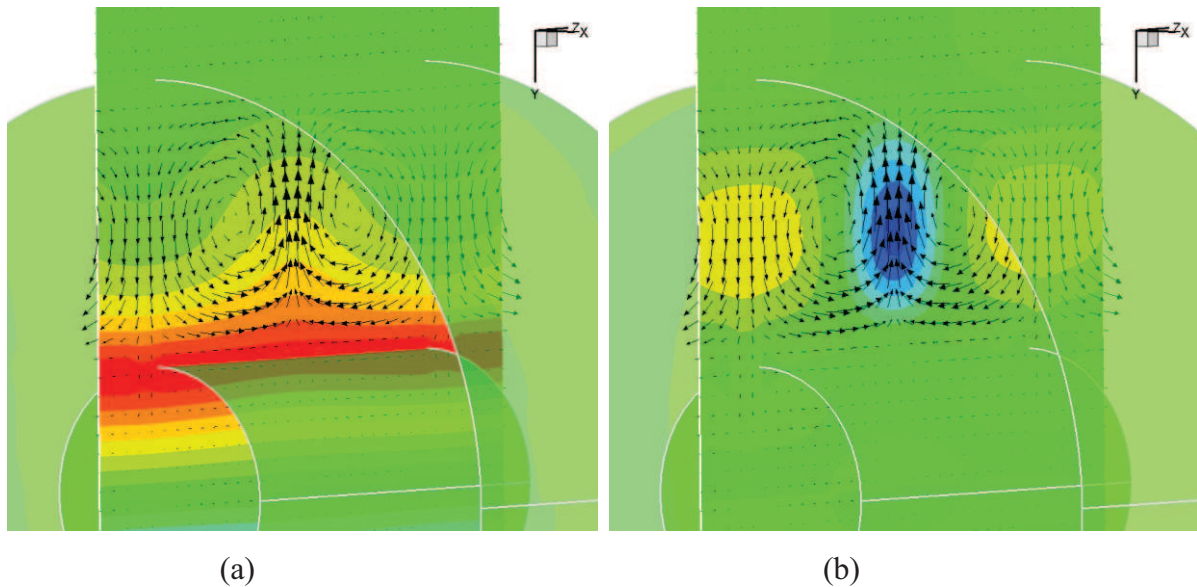


Figura 14– Campo do vetor velocidade para as componentes da velocidade: (a) u e (b) v .

4.1.1- Validação do escoamento Taylor-Couette

Para a validação do código numérico atual com o modelo de multi forçagem direta (MDF), foi realizada uma comparação com um código em coordenada cilíndricas 3D, desenvolvido por Padilla et al. (2004), denominado CCCil3D e com a versão anterior do código numérico com o modelo físico virtual (MFV). O referido código numérico usado como referência foi validado (Padilla et al., 2009) baseado em três trabalhos: Wereley e Lueptow (1999), onde apresentavam dados experimentais do campo de velocidade obtidos usando a técnica de velocimetria por imagem de partículas PIV (baseado na correção cruzada de um par de imagens). Hwang and Yang (2004), que apresentam resultados numéricos usando o método de volumes finitos e Davey (1962), que obteve uma solução (para as velocidades radial e axial) perturbando a solução das equações de Navier-Stokes, para escoamento anular de Couette, com a expansão de Davey.

Os resultados correspondem ao número de Taylor igual a $Ta = 100$ e à configuração geométrica definida pelos parâmetros: relação de raios $\eta = 3,2$ e razão de aspecto $\Gamma = 1,4545$.

Em relação às malhas: no código CCCil3D foram usadas 4 densidades de malha, 12x60x18, 20x60x30, 26x60x38 e 30x60x46 volumes nas direções radial, tangencial e axial, respectivamente; na plataforma numérica desenvolvida para o modelo físico virtual (MFV) foi usada malha euleriana de 42x42x24 (direções horizontal, vertical e transversal) e para o modelo de multi forçagem direta (MDF) foi usada a malha euleriana de 42x42x24 e 54x54x34 (direções horizontal, vertical e transversal).

As figuras 15 e 16 apresentam a comparação dos resultados com os dados de referência, assim como os resultados da versão anterior da plataforma numérica. Na primeira figura têm-se perfis de velocidade radial ao longo da direção z , em $x = 0,5\text{ m}$ e $y = 0,76\text{ m}$ (exatamente em $E/2$), e na segunda figura mostram-se perfis de velocidade axial ao longo da direção radial, perfis extraídos na posição do centro do vórtice direito. Assim é evidenciado que os resultados obtidos para MFV e para MDF com malha 44x44x26, apresentaram valores muito próximos e à medida que há refinamento de malha no código CCCil3D e refinamento de malha nos códigos com o método de fronteira imersa (MDF e MFV) os resultados tendem a se aproximar.

No entanto, devido à função de distribuição utilizada no método de fronteira imersa há uma leve diferença nos perfis de velocidade entre a fronteira imersa e sem fronteira imersa “CCCil3D”, ou seja, embora o espaço anular seja o mesmo para ambos os casos, a função distribuição “cria” uma espessura deixando espaço anular menor para o código com fronteira imersa. Assim, quanto mais grosseira é a malha no método de fronteira imersa, maior será o deslocamento dos perfis e menor será o espaço anular, e quanto mais refinado for à malha, menor será este deslocamento dos perfis e tende-se a não haver desvio entre ambas as abordagens. Assim, na atualidade ainda existe o desafio de se melhorar a distribuição de força, para que se possa trabalhar com malhas não tão refinadas e que apresentem o mesmo resultado para o caso sem fronteira imersa.

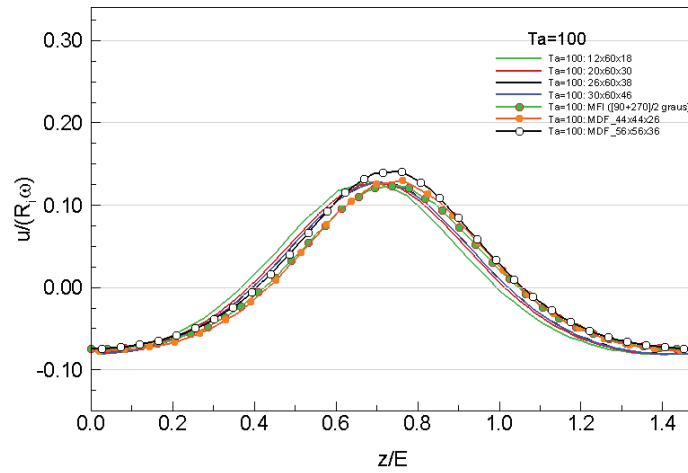


Figura 15- Distribuição de velocidade radial adimensional ao longo da direção axial adimensional para $Ta = 100$.

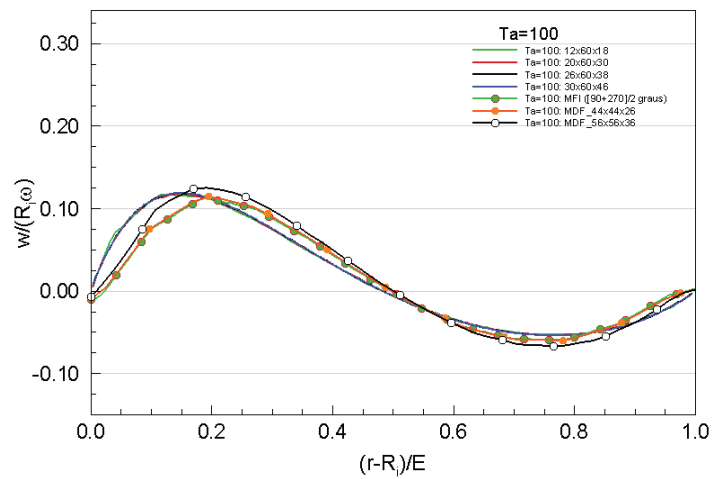


Figura 16- Distribuição de velocidade axial adimensional ao longo da direção radial adimensional, perfil que passa pelo núcleo do vórtice para $Ta = 100$.

4.2- Escoamento Taylor-Couette com oscilação forçada

Neste item, é analisada a influência rotação-oscilação da superfície do canal interno sobre o escoamento. O estudo deste tópico surge da necessidade de aproximar as aplicações aos problemas associados à engenharia de perfuração.

A configuração geométrica é a mesma do problema anterior, sendo que a imposição do movimento de rotação-oscilação aplicado via condição de contorno na superfície do canal interno, através da velocidade tangencial, definida como:

$$v_{tan} = \omega R = A \sin(2 \pi f_c t) R \quad (4.3)$$

onde v_{tan} é a velocidade tangencial, ω é a velocidade angular, A é a amplitude de oscilação, R é o raio do cilindro interno, f_c é a frequência de oscilação do cilindro que é imposta e t é o tempo. Este procedimento foi o mesmo utilizado por He et al. (2000).

O efeito de rotação-oscilação no escoamento Taylor-Couette foi pouco estudado na literatura, sendo raros os artigos que trazem detalhes sobre este efeito, porém para escoamentos sobre corpos rombudos bidimensionais existem alguns estudos (Silva, A. R. 2008 e Raupp, E. M., 2007). Assim neste trabalho foi usada uma oscilação com amplitude de 1% da velocidade de rotação do cilindro interno ω . A velocidade de rotação do cilindro interno é obtida a partir da equação (4.1) apresentando o valor de $\omega = 29,09 \text{ s}^{-1}$, como mostrado no caso (d) (Fig. 17), condição para o escoamento de Taylor-Couette sem oscilação, já para os demais casos (a, b, c) que representam o escoamento de Taylor-Couette com oscilação, a velocidade de rotação do cilindro interno ω apresenta valores variáveis no tempo (Eq. 4.3) e as frequências dos respectivos casos são definidas como: (a) $f_c = 0,463 \text{ s}^{-1}$; (b) $f_c = 0,923 \text{ s}^{-1}$ e (c) $f_c = 1,389 \text{ s}^{-1}$.

Com o auxílio da sonda temporal posicionada entre os canais, numa posição intermediária do domínio, é possível avaliar a dinâmica do escoamento através da distribuição temporal das componentes da velocidade. As distribuições das componentes de velocidade u (Fig. 18) e v (Fig. 19), apresentam efeitos similares quando a frequência é incrementada. As amplitudes no local da sonda são maiores à medida que f_c decresce. As amplitudes de oscilação da velocidade u são de aproximadamente 2,2, 1,3 e 0,9% do valor do caso (d) para as frequências (a), (b) e (c), respectivamente. Por outro lado, as velocidades v oscilam com

amplitudes menores que 1% do valor do caso (d) nos outros três casos. Se comparadas aos 1% da velocidade imposta no canal interno (ωR_i), as amplitudes com que oscilam ambas as componentes da velocidade são menores. Nas figuras 18 e 19 a figura (b) representa uma ampliação (zoom) da figura (a), depois de estabelecido o regime permanente, a fim de evidenciar melhor a resposta da imposição da oscilação forçada.

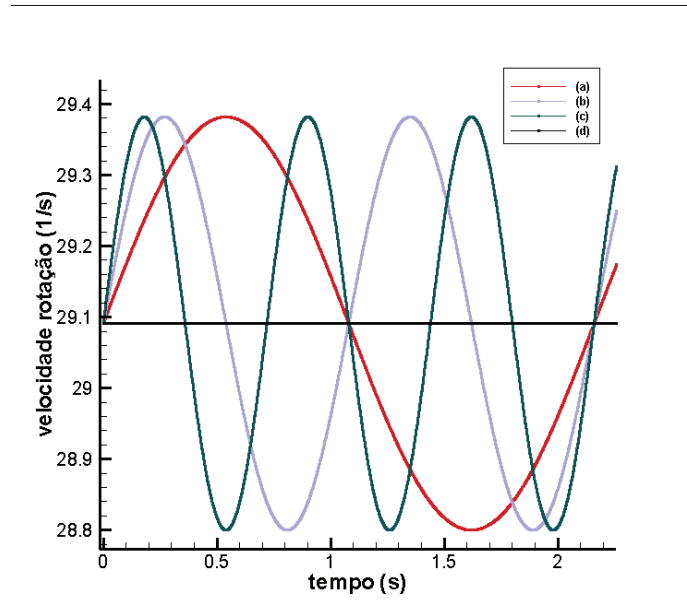


Figura 17– Velocidade de rotação do canal interno ω para os casos com oscilação.

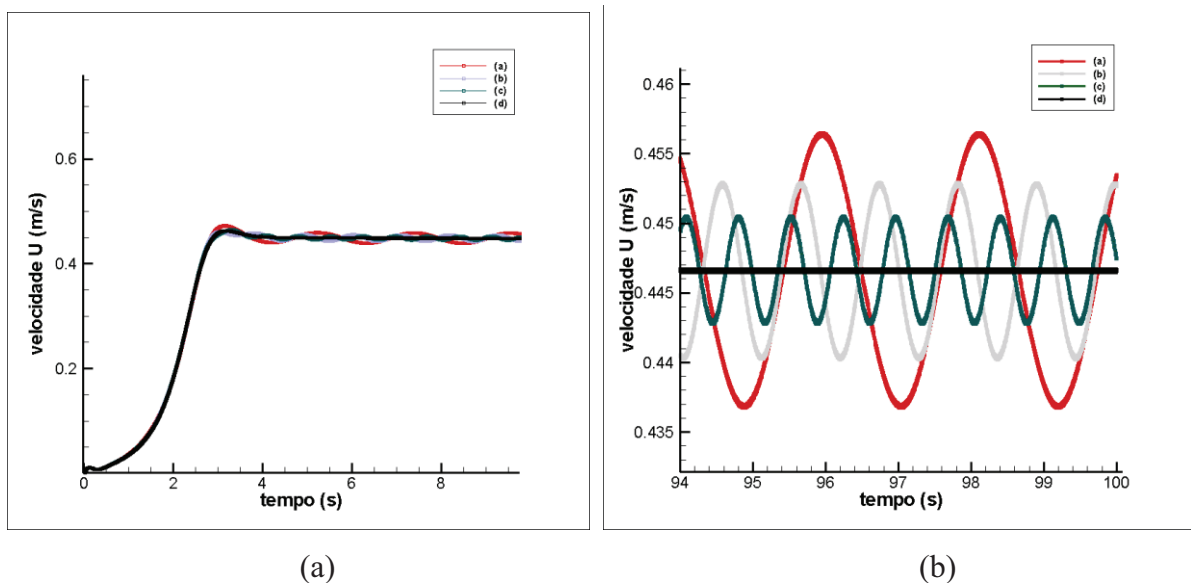


Figura 18- Velocidade u da sonda temporal para casos de rotação-oscilação

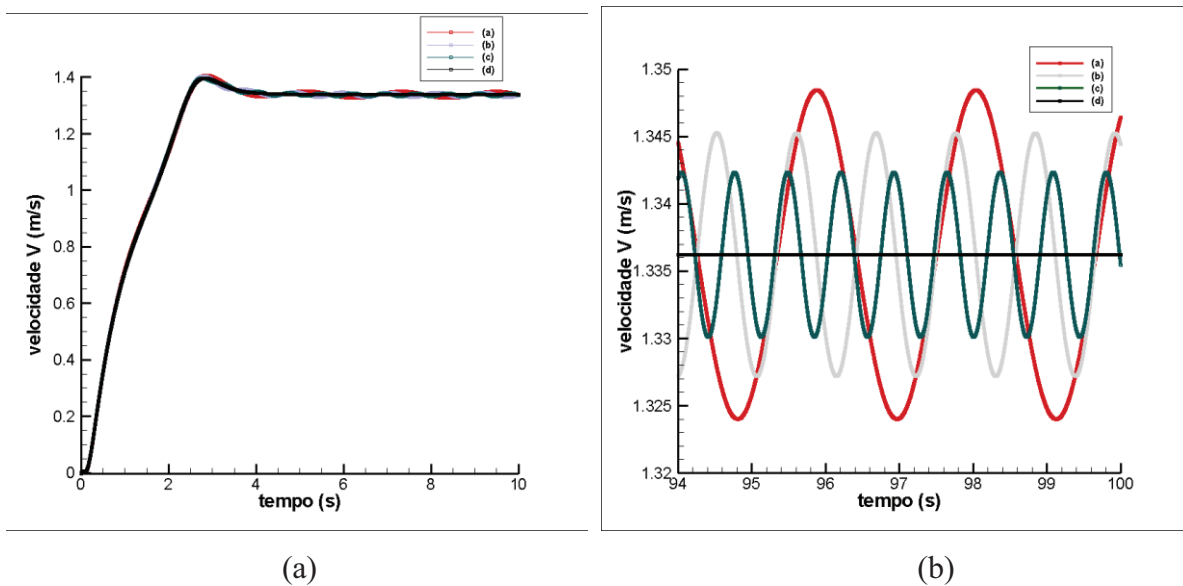


Figura 19- Velocidade v da sonda temporal para casos de rotação-oscilação

Após 4 segundos o regime permanente estatístico é atingido, sendo possível avaliar o escoamento a partir deste instante e quantificar a influência da oscilação imposta nos diversos campos. Tais efeitos podem ser mais ou menos intensos dependendo do instante escolhido para a avaliação, como observado nas figuras anteriores.

Inicialmente, são extraídos perfis ao longo da direção $x = 0,5m$ e $z = 0,4m$, para o tempo de simulação de 95 segundos. Os perfis de velocidade u e v , onde o domínio do canal anular encontra-se nos intervalos $0,1-0,375$ m e $0,625-0,9m$. Os picos da velocidade u representam a velocidade da superfície do canal interno, de valor igual à velocidade tangencial imposta. Já os picos da velocidade v são os máximos do comportamento parabólico na direção, que indica predominância radial do escoamento. Para a velocidade w , os picos e vales representam uma região que apresenta vórtices de Taylor. Comparando todos os casos para o mesmo instante de 95 segundos, observa-se que a influência da oscilação é mínima, visualmente perceptível somente na figura 20-b. Quando são analisados perfis para a mesma frequência em tempos diferentes verifica-se que dependendo dos tempos analisados pode haver grandes diferenças do perfil de velocidade para uma determinada frequência. Contudo a máxima diferença do perfil de velocidade entre tempos distintos ocorre na menor frequência e esta máxima diferença é reduzida com o incremento da oscilação. Foram confrontados para cada frequência os perfis de velocidade w nas posições $x = 0,5m$ e $y = 0,75m$ e nos tempos 95 segundos e 100 segundos (Fig. 22).

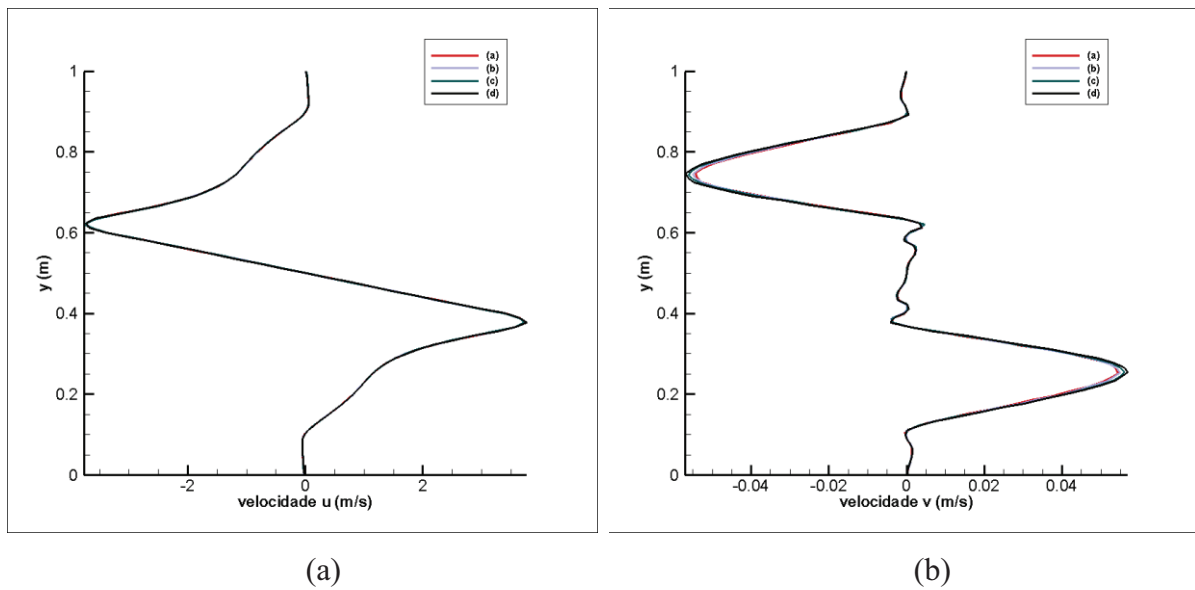


Figura 20- Perfil de velocidade u e v para os casos de rotação-oscilação.

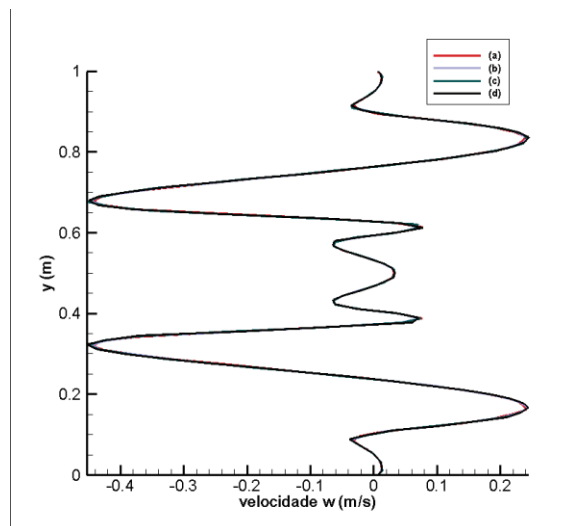


Figura 21- Perfil de velocidade w para os casos de rotação-oscilação.

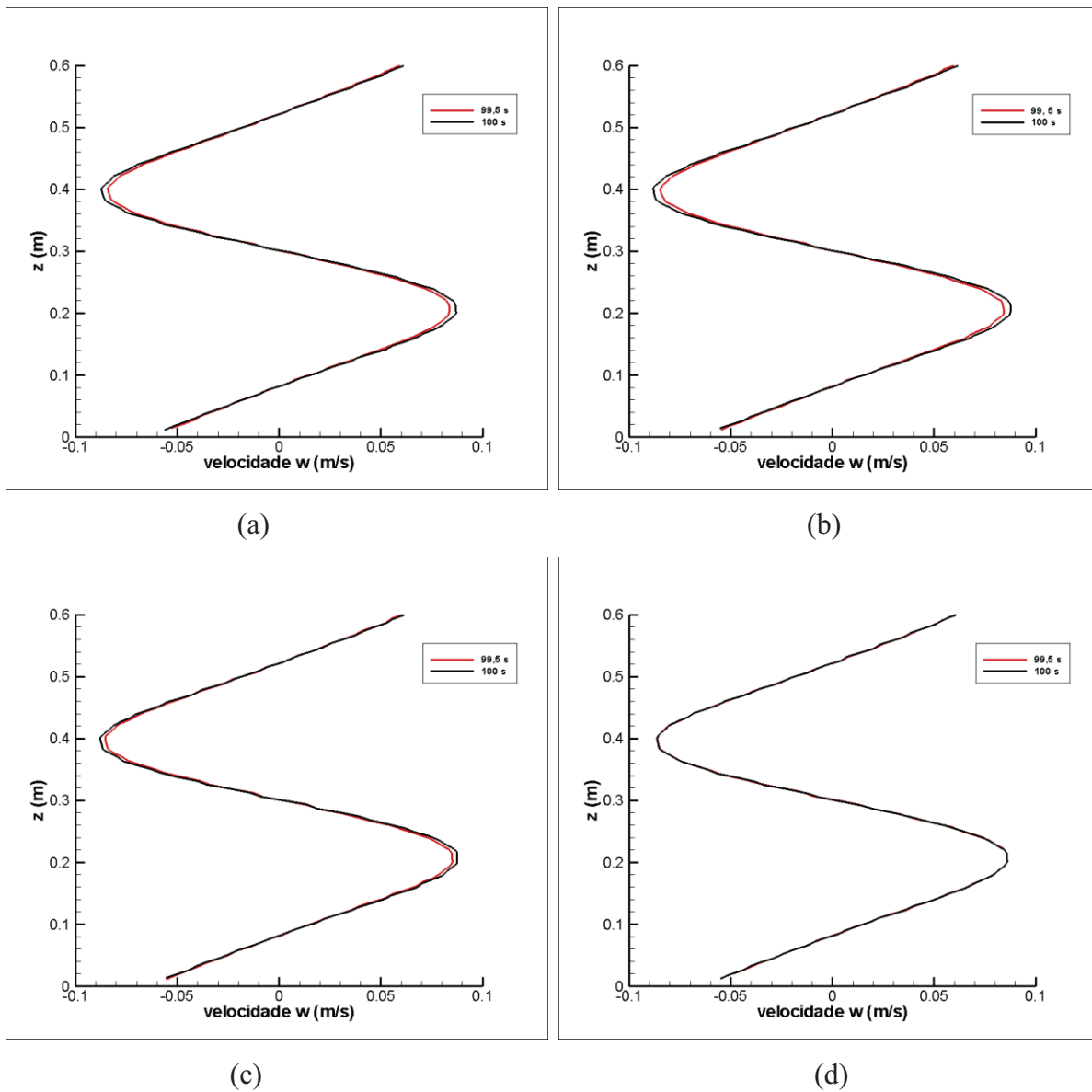


Figura 22- Desenvolvimento temporal da componente de velocidade w : a) $f_c = 0,463 \text{ s}^{-1}$; b) $f_c = 0,923 \text{ s}^{-1}$; c) $f_c = 1,389 \text{ s}^{-1}$; d) Taylor-Couette nos instantes 95 e 100 segundos.

Analisando os vórtices de Taylor através dos vetores velocidade (Fig. 23), verifica-se que praticamente, os núcleos dos vórtices contra-rotativos permanecem inalterados no intervalo de tempo 95-98 s. Então, o que acontece é que o efeito da oscilação forçada torna os pares de vórtices mais ou menos intensos ao longo do tempo.

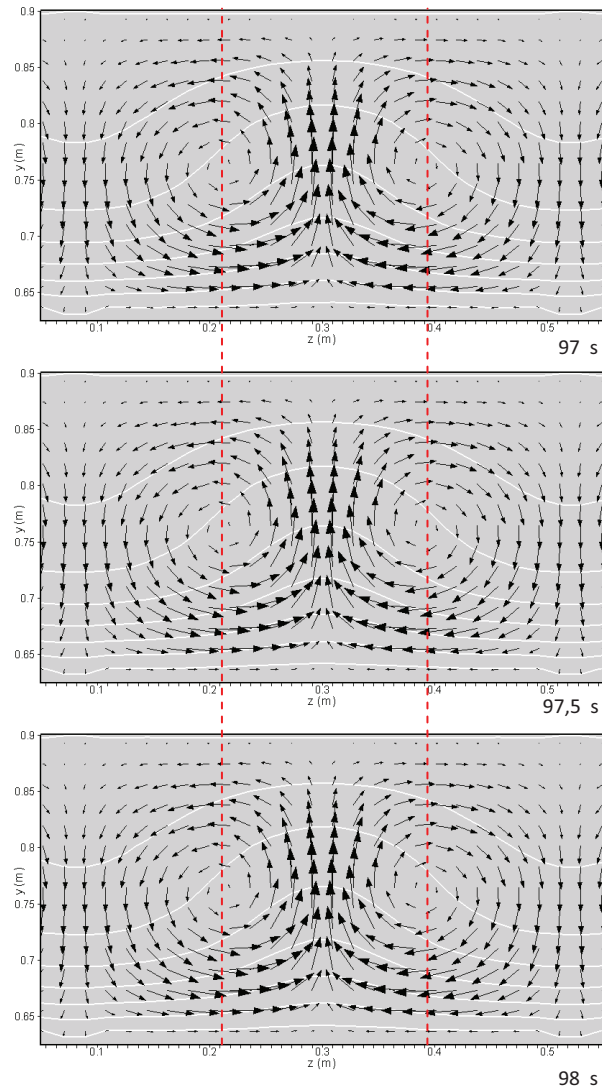


Figura 23- Sequencia temporal do campo de vetores velocidade para o caso (a)
 $f_c = 0,463 \text{ s}^{-1}$; nos instantes 97 s; 97,5 s e 98 s.

Uma importante informação nos projetos das indústrias petroquímicas é o cálculo do tensor cisalhante. Este tensor é facilmente obtido com o método de fronteira imersa, sendo definido como:

$$\tau = F(\vec{x}_k) \Delta S \quad (4.4)$$

sendo, $F(\vec{x}_k)$ a força lagrangeana e ΔS o espaçamento desta malha.

A tensão cisalhante é calculada na superfície interna do canal interno, sendo avaliada através direção tangencial $\tau_{r\theta}$. É verificado que o incremento da frequência imposta, faz com que a tensão cisalhante decresça, sendo os valores apresentados constantes para a toda a simulação como mostrado na tabela 1.

Tabela 1 – Tensão de cisalhamento tangencial para Taylor-Couette com oscilação forçada.

Frequencia de oscilação (s^{-1})	$\tau_{r\theta}$ (Kg/ms ²)
Taylor-Couette sem oscilação	0,1593
0,463	0,1593
0,923	0,1129
1,389	0,1127

4.3- Escoamento Taylor-Couette com excentricidade variável

O movimento excêntrico imposto sobre o canal interno de raio R_i é circular e é descrito pelo raio R_{exc} . Convencionalmente o parâmetro ε indica o grau de excentricidade e é definido da seguinte forma:

$$\varepsilon = \frac{R_{exc}}{E} \quad (4.5)$$

A configuração geométrica deste caso (Fig. 24) é definida pelos raios $R_i = 0,125$ e $R_o = 0,4$ m e pelo comprimento axial $C_c = 0,4$ m, sendo que o raio $R_{exc} = 0,1$ m. Esses valores determinam uma excentricidade $\varepsilon = 0,36$.

Inicialmente, o centro do canal interno encontra-se na posição 0,6m x 0,5m x 0,3m e realiza um movimento cíclico em torno do centro 0,5m x 0,5m x 0,3m de 2π por segundo. O movimento de excentricidade variável imposta sobre a superfície do canal interno representado por seu centro mostra uma trajetória temporal de raio 0,1m a partir do centro (Fig. 25).

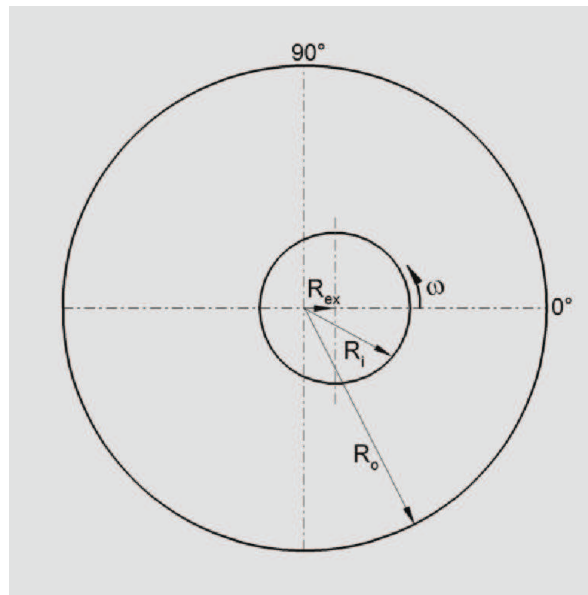


Figura 24- Desenho esquemático para excentricidade variável.

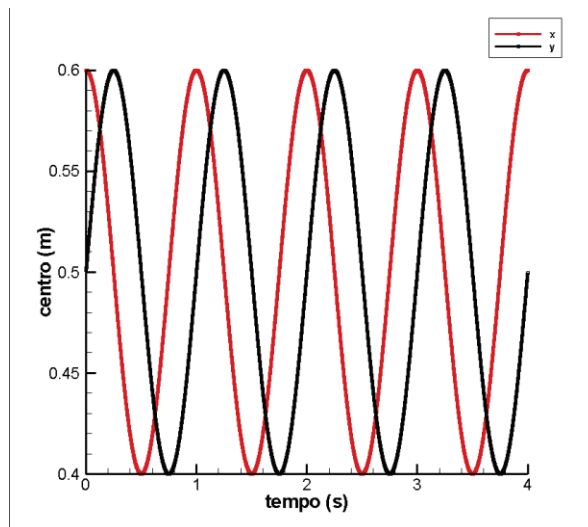


Figura 25- Posição do centro do canal interno nos eixos x e y.

O movimento forçado do canal interno no escoamento Taylor-Couette modifica todo o campo de estudo, pois além do efeito de rotação há também o efeito de translação, que deve ser levado em conta no cálculo da força lagrangeana, caso este efeito de translação não seja considerado na força lagrangeana, esta fica super estimada (Fig. 26), e consequentemente todas as demais variáveis do problema estarão apresentando valores que não são reais, como a velocidade u e v (Fig. 27). A fim de exemplificar de forma mais clara, foram realizadas duas simulações, uma levará em conta este efeito de translação e rotação no cálculo da força lagrangeana enquanto o outro caso somente a velocidade de rotação (ocorre o movimento do

corpo, sem acrescentar o termo de velocidade de translação). Para o caso em que é considerado o efeito de translação e rotação, as componentes da velocidade oscilam de forma crescente, até que regime estacionário seja atingido em um momento posterior ao caso somente com rotação, este novo estado estacionário encontra-se no instante 20 segundos, aproximadamente (Fig. 28). Assim o efeito de translação tem um importante papel neste escoamento, pois além de modificar todos os campos do escoamento, faz com que o estado estacionário seja alterado para um instante posterior.

O intuito deste exemplo decorre que para ambos os casos o balanço de massa converge, uma vez que só será alterado um termo da equação da força lagrangeana, assim faz-se necessário antes de induzir qualquer movimento no corpo imerso, deve-se realizar uma minuciosa avaliação deste termo.

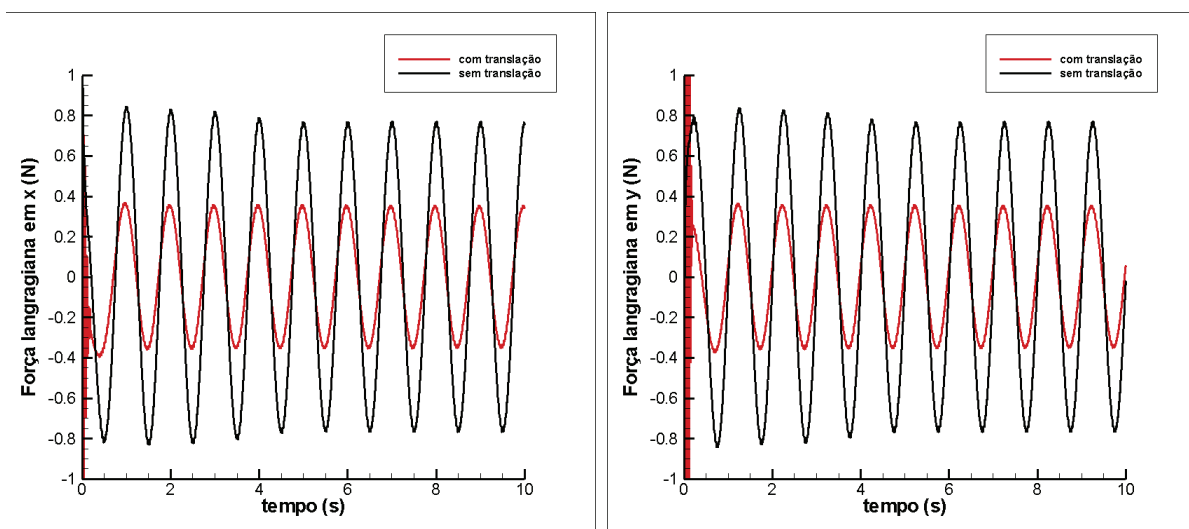


Figura 26- Componentes da força lagrangeana durante o escoamento.

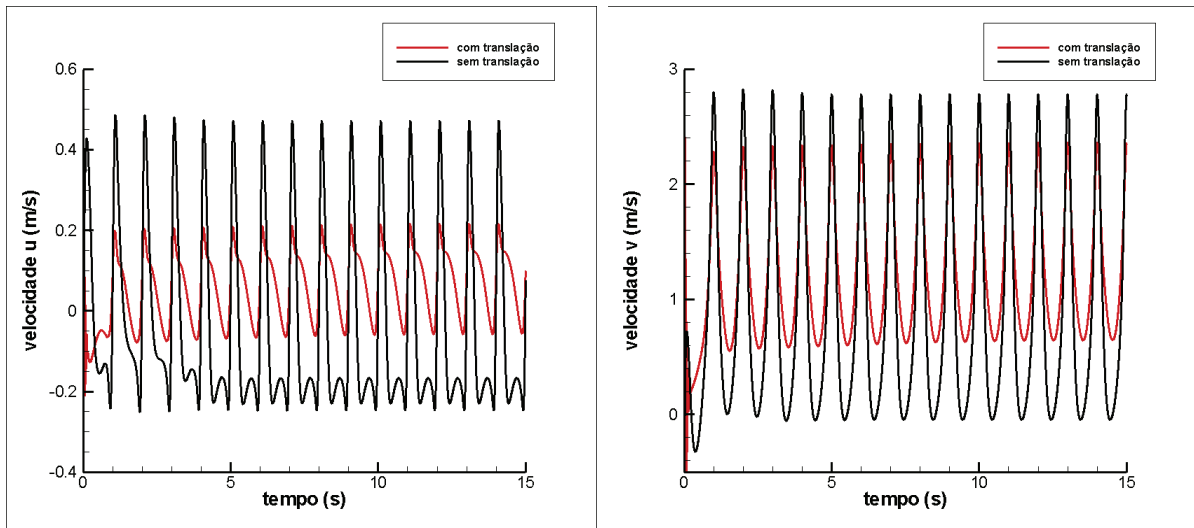


Figura 27- Componentes de velocidade da sonda durante o escoamento.

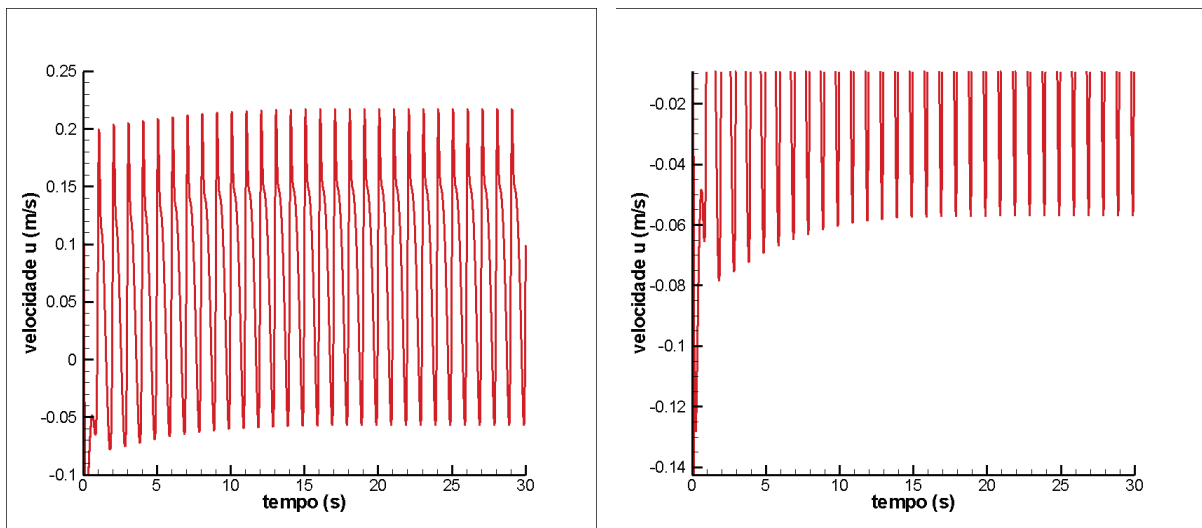
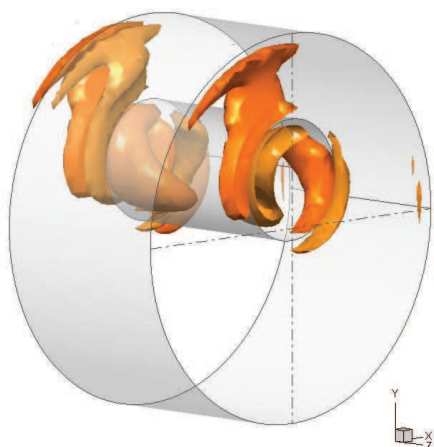
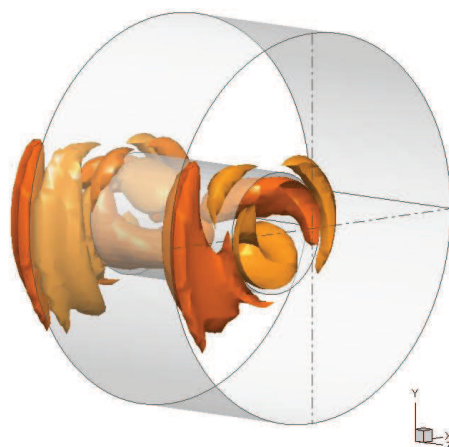


Figura 28- Detalhamento do estado estacionário com translação forçada para a componente da velocidade u .

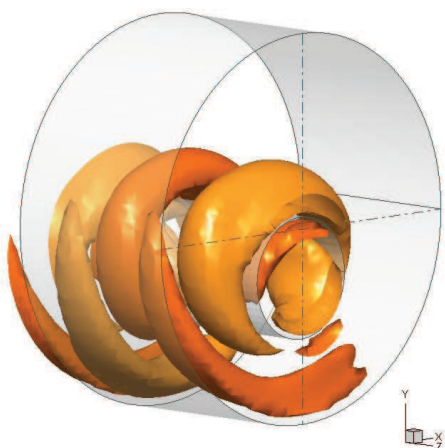
As instabilidades de Taylor-Couette com excentricidade variável vão sendo formadas durante o transiente do escoamento e quando o canal interno encontra-se em uma região próxima à parede, as estruturas tornam-se delgadas, como pode ser visualizado pelas isosuperfícies da velocidade w , com os seguintes valores $w = \pm 0,01\text{m/s}$ para os instantes: 0,25; 0,50; 1,75; 3; 4,25; 5,5; 29; 29,25; 29,5 e 29,75 segundos (Fig. 29).



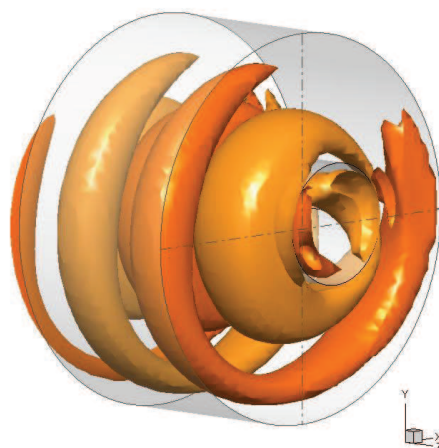
(a)



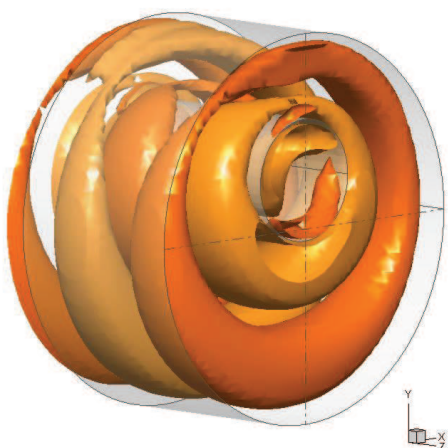
(b)



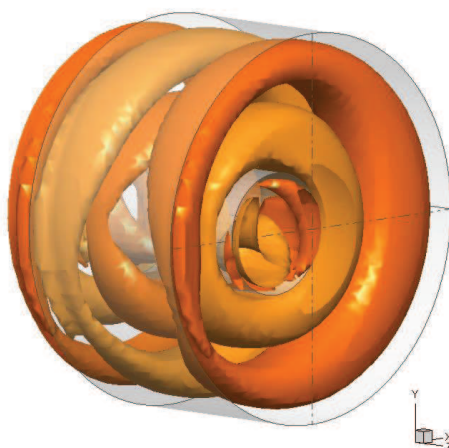
(c)



(d)



(e)



(f)

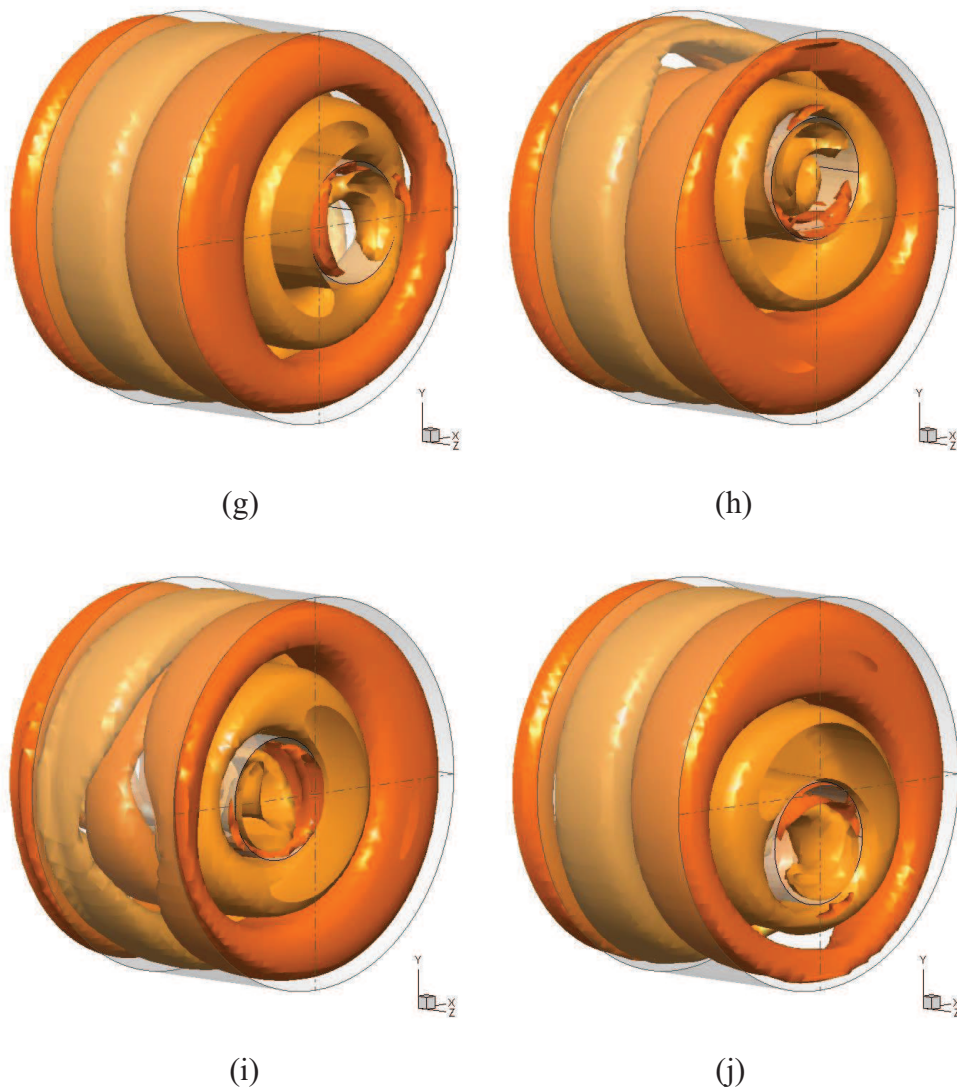


Figura 29- Desenvolvimento temporal dos vórtices de Taylor para os tempos: (a) 0,25; (b) 0,50; (c) 1,75; (d) 3; (e) 4,25; (f) 5,5; (g) 29; (h) 29,25; (i) 29,5 e (j) 29,75 segundos.

Estabelecido o estado estacionário, foram comparados os perfis da componente de velocidade w ao longo da direção z , para os tempos 29; 29,25; 29,5 e 29,75 segundos, sendo estes perfis extraídos nas posições $x = 0,5 \text{ m}$ e $y = 0,75 \text{ m}$. Devido à translação do canal interno, os perfis de velocidade w dependem da posição em que se encontram o canal interno, conforme visualizado pelas isosuperfícies da figura 29 (Fig. 30).

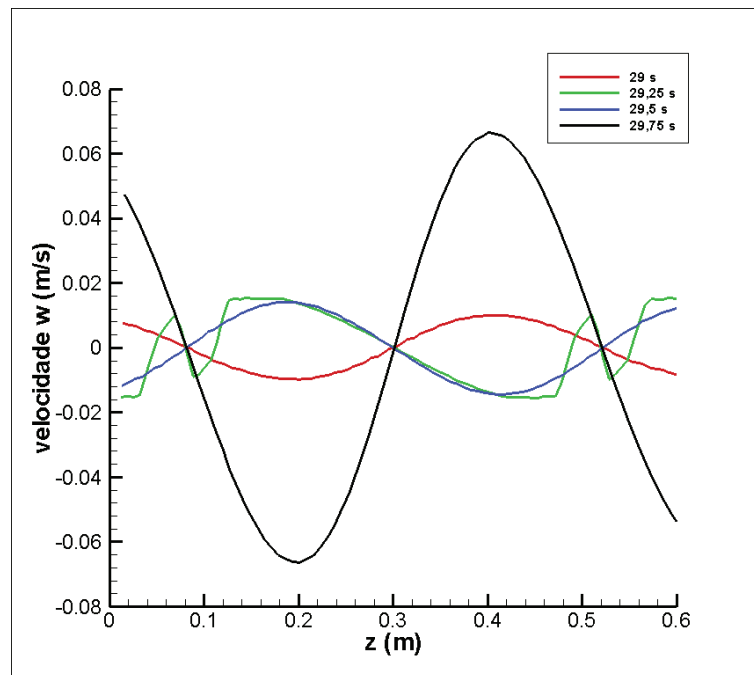


Figura 30- Perfil das velocidades w com excentricidade variável nos instantes de 29; 29,25; 29,5 e 29,75 segundos.

Analisando o perfil na posição $x = 0,6\text{ m}$ e $z = 0,3\text{ m}$ no instante de 20 segundos para o caso da velocidade u , verifica-se que houve pequenos desvios de valores na superfície do canal interno ($y = 0,375\text{ m}$ e $y = 0,625$). Nesse instante em que o perfil foi extraído o vetor velocidade de translação decomposto nas direções dos eixos x e y apresenta os valores positivos $u = 0,005\text{ m/s}$ e $v = 0,628\text{ m/s}$ em todos os pontos do corpo, já a velocidade de rotação na superfície do canal interno, que depende da posição, apresenta os seguintes valores de velocidade: $u = 3,636\text{ m/s}$ e $v = 0\text{ m/s}$ (posição $y = 0,375\text{ m}$) e para posição $y = 0,625\text{ m}$ apresenta os valores: $u = -3,636\text{ m/s}$ e $v = 0\text{ m/s}$. Assim quando são somadas as velocidades u para que seja possível acoplar o fenômeno de rotação e de translação, observar-se que a posição $y = 0,375\text{ m}$ apresenta velocidade maior do que na posição $y = 0,625\text{ m}$, pois na posição $y = 0,625\text{ m}$ os sentido dos vetores são opostos, já em $y = 0,375\text{ m}$ os vetores são concorrentes, fazendo com que uma das extremidades do cilindro interno apresente velocidade maior que a outra (Fig. 31).

Para a velocidade v , conforme mencionado, o vetor velocidade de rotação decomposto na direção y nestas posições apresenta valor nulo e para o vetor velocidade de translação apresenta valor positivo e constante de $v = 0,628\text{ m/s}$ para todo o corpo na direção dos eixos x e y . O vetor de translação decomposto em cada direção independe da posição da superfície

do canal interno para o mesmo instante no tempo, pois os canais são corpos rígidos, assim a superfície do canal interno assume esta velocidade e o fluido situado dentro do corpo tende a esta velocidade também (Fig. 31).

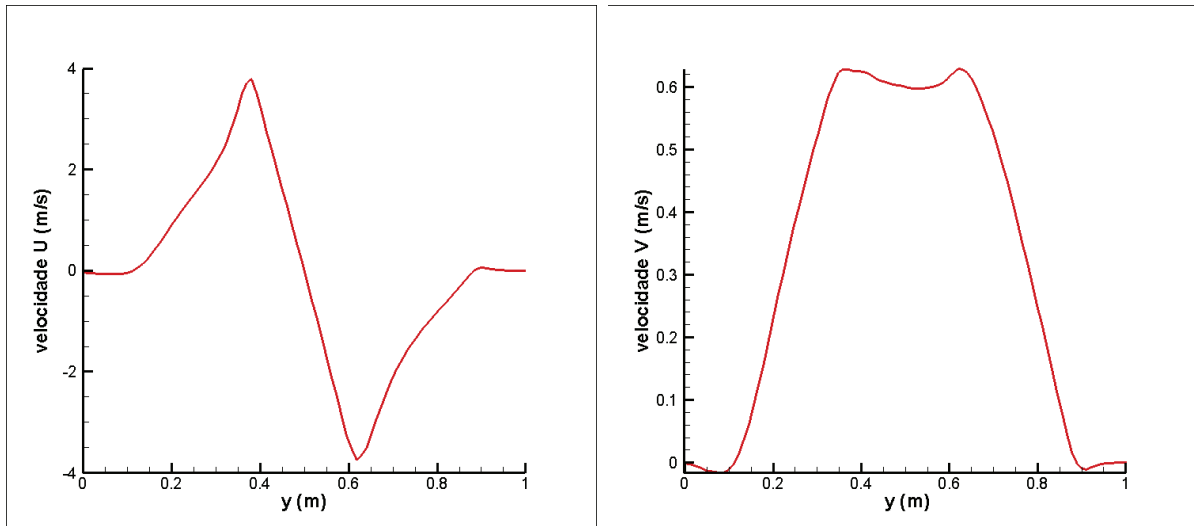


Figura 31- Perfil das velocidades u e v com excentricidade variável no instante de 20 s.

4.4- Escoamento Taylor-Couette com oscilação forçada e excentricidade variável

Após analisar isoladamente o escoamento Taylor-Couette, Taylor-Couette com oscilação forçada do canal interno e Taylor-Couette com excentricidade variável, neste tópico será realizado uma aplicação com influência de oscilação forçada e translação do canal interno sobre o escoamento Taylor-Couette.

O canal interno irá realizar uma rotação em torno do eixo central por segundo, como foi trabalhado no item 4.3 e para o efeito de oscilação a amplitude da oscilação adotada foi de 1% da velocidade de rotação do cilindro interno ω , sendo variado o valor de frequência imposta, como apresentado no item 4.2. A velocidade de rotação do cilindro interno é obtida a partir da equação (4.1) apresentando o valor de $\omega = 29,09 \text{ s}^{-1}$, como mostrado no caso (d) (Fig. 17) que representa o escoamento de Taylor-Couette sem oscilação, já para os demais casos (a, b, c) que representam o escoamento de Taylor-Couette com oscilação, a velocidade de rotação do cilindro interno ω apresenta valores variáveis no tempo (Eq. 4.3) e as frequências dos respectivos casos são definidas como: (a) $f_c = 0,463 \text{ s}^{-1}$; (b) $f_c = 0,923 \text{ s}^{-1}$ e (c) $f_c = 1,389 \text{ s}^{-1}$.

Similar ao ocorrido no item anterior, o estado estacionário encontra-se a partir do instante 20 segundos e a imposição de oscilação no canal interno não modificou esse instante (Fig. 32).

A junção de translação forçada, rotação e oscilação forçada fizeram com que as amplitudes das frequências apresentem oscilação no tempo, o que não ocorreu no caso do escoamento de Taylor-Couette com oscilação forçada, onde a amplitude e a frequência de resposta foram constantes ao longo do tempo. Para graficar melhor esse efeito foram extraídos os mínimos dos sinais e gerado, por interpolação, a tendência das diversas frequências sobre a componente u (Fig. 33) e v (Fig. 34) Observa-se que a menor frequência “caso (a)” apresenta uma maior amplitude no escoamento, contudo esta amplitude é oscilante e em determinados momentos torna-se tão menor que as demais frequências no escoamento, como pode ser visualizada nas componentes de velocidade u e v (Figs. 33 e 34).

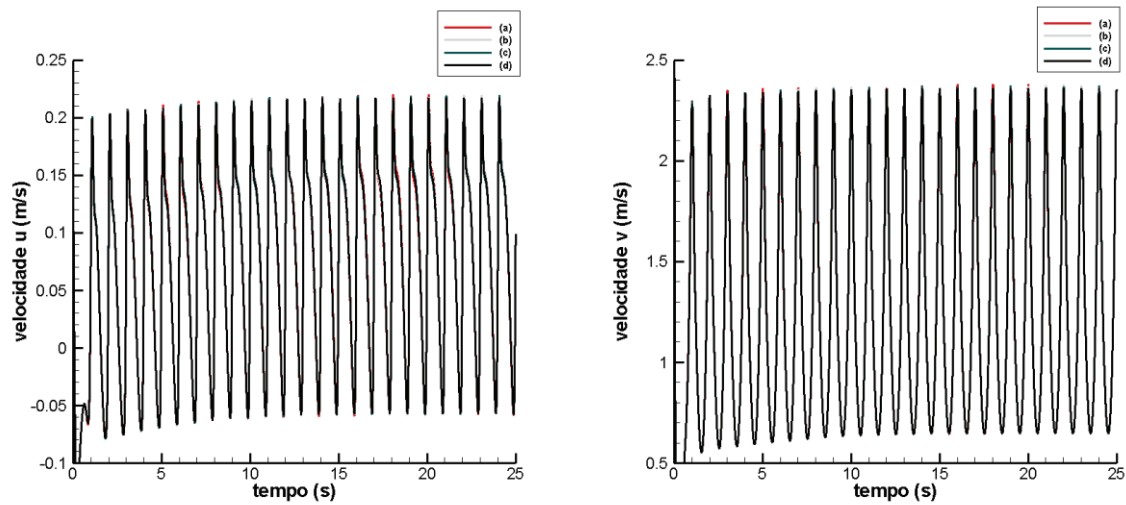


Figura 32- Velocidade u e v da sonda temporal para casos de rotação, translação e oscilação.

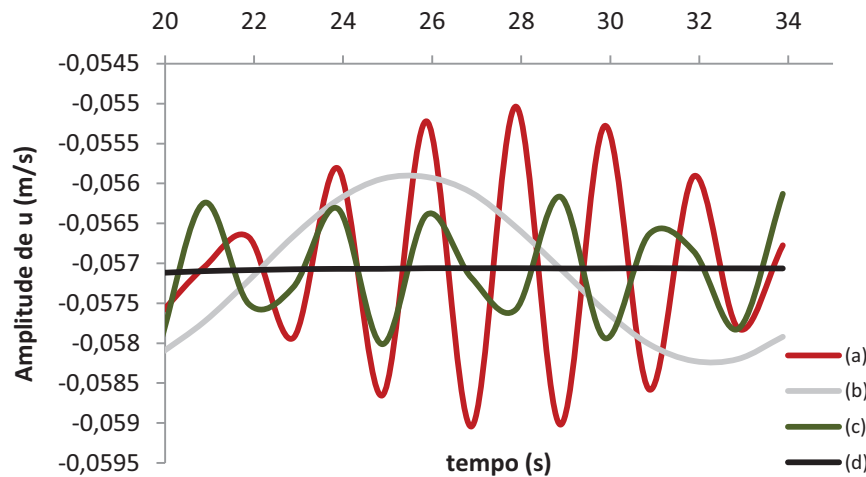


Figura 33- Efeito da frequência de oscilação na amplitude do sinal de velocidade u para escoamentos com rotação-translação.

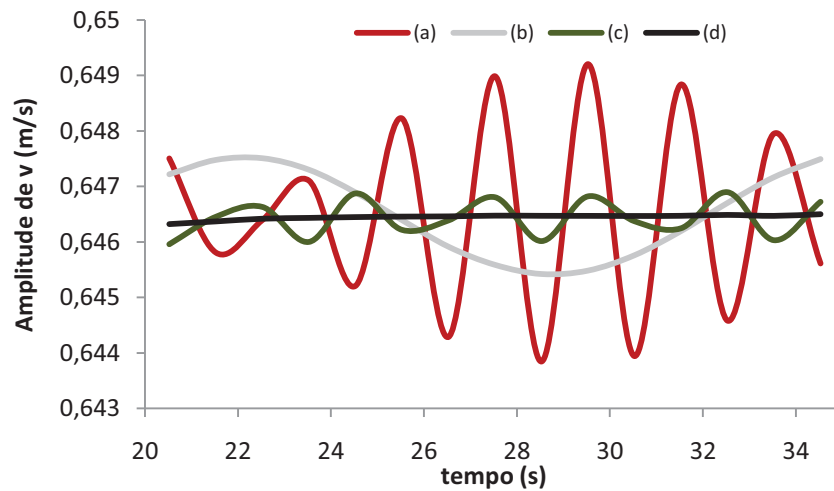


Figura 34- Efeito da frequência de oscilação na amplitude do sinal de velocidade v para escoamentos com rotação-translação.

Quando comparado todos os casos para o perfil $x = 0,5 \text{ m}$ e $z = 0,4 \text{ m}$, no instante 20 segundos, como analisado para o caso sem oscilação no item 4.3, verifica-se que a influência é pequena, devido ao instante analisado e a pequena amplitude de oscilação tanto para as velocidades u , v e w (Figs. 35 e 36), como também para a pressão (Fig. 36).

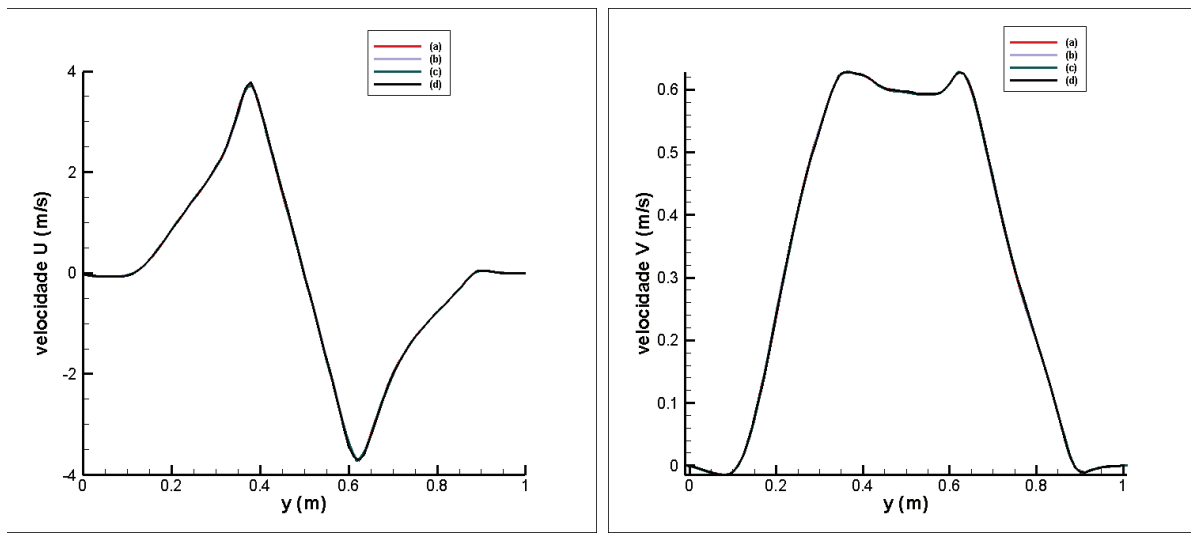


Figura 35- Velocidades u e v para casos de rotação, translação e oscilação.

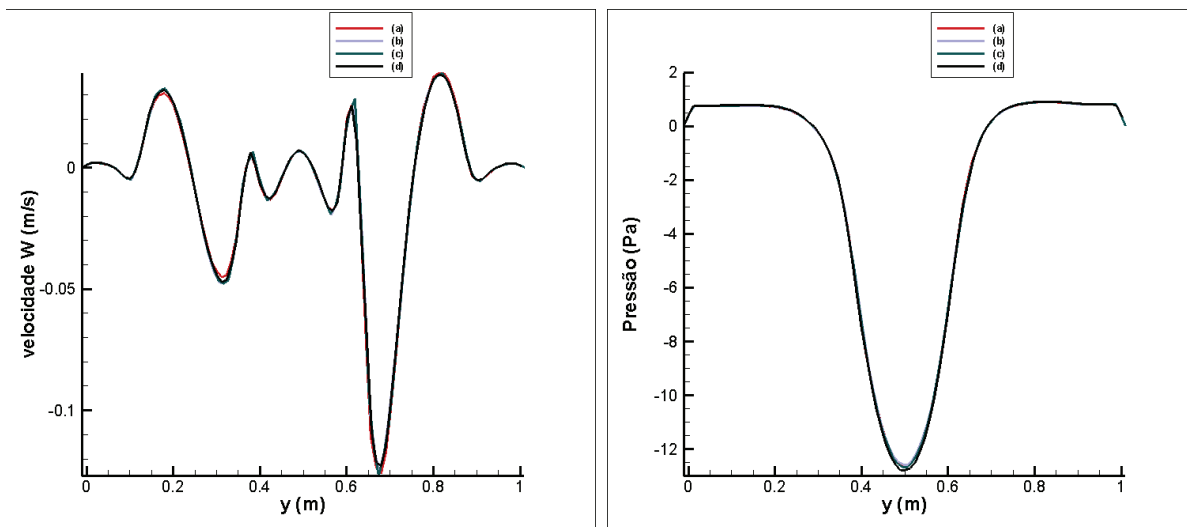


Figura 36- Velocidades w e pressão p para casos de rotação, translação e oscilação.

São comparados também, os valores da tensão cisalhante na direção tangencial para os casos de Taylor-Couette com excentricidade variável com e sem oscilação forçada. Estes resultados evidenciam que todos os casos apresentam valores variáveis no tempo devido à

translação do canal interno a média dos resultados mostrou que a oscilação forçada não influenciou a tensão cisalhante na direção tangencial, como mostrado na tabela 2.

Tabela 2 – Tensão de cisalhamento tangencial para os casos de Taylor-Couette com oscilação forçada e excentricidade variável.

Frequencia de oscilação (s^{-1})	$\tau_{r\theta}$ (Kg/ms^2)
Taylor-Couette com excentricidade variável e sem oscilação forçada	0,0198
0,463	0,0197
0,923	0,0197
1,389	0,0198

4.5-Escoamento de Taylor-Couette Espiral

Este tipo de escoamento é definido pela configuração do escoamento Taylor-Couette com imposição de velocidade axial sobre a superfície do canal interno.

As simulações foram realizadas para o número de Taylor igual a $Ta = 100$, e os seguintes valores de número de Reynolds: 10, 17 e 25. A presença de imposição de movimento axial combinado com os efeitos de movimento de rotação imposto resulta na geração dos vórtices de Taylor e translação dos mesmos na direção axial. Esta característica é visualizada com o auxílio dos vetores velocidade no plano $x = 0,5 m$ nos tempos de 19, 19,5 e 20 segundos de simulações, sendo apresentado o escoamento Taylor-Couette e Taylor-Couette Espiral com os seguintes valores de Reynolds: $Re = 10$ (Fig. 37); $Re = 17$ e $Re = 25$ (Fig. 38);

A velocidade axial do canal interno w é obtida a partir do rearranjo da equação de Reynolds (Eq. 4.6):

$$Re = \frac{w E}{\nu} \quad (4.6)$$

sendo ν é a viscosidade cinemática e E o espaço anular.

A sobreposição dos dois tipos de escoamento, escoamento Taylor-Couette e escoamento Couette, resultam em um escoamento com presença de dois tipos de estruturas: estruturas toroidais contrarotativas (próprias do escoamento Taylor-Couette) e estruturas

espiraladas. Para os menores valores de Re , ambos os tipos de estruturas coexistem no canal anular, entretanto, à medida que os valores de Re aumentam, há formação predominante de estruturas espiraladas.

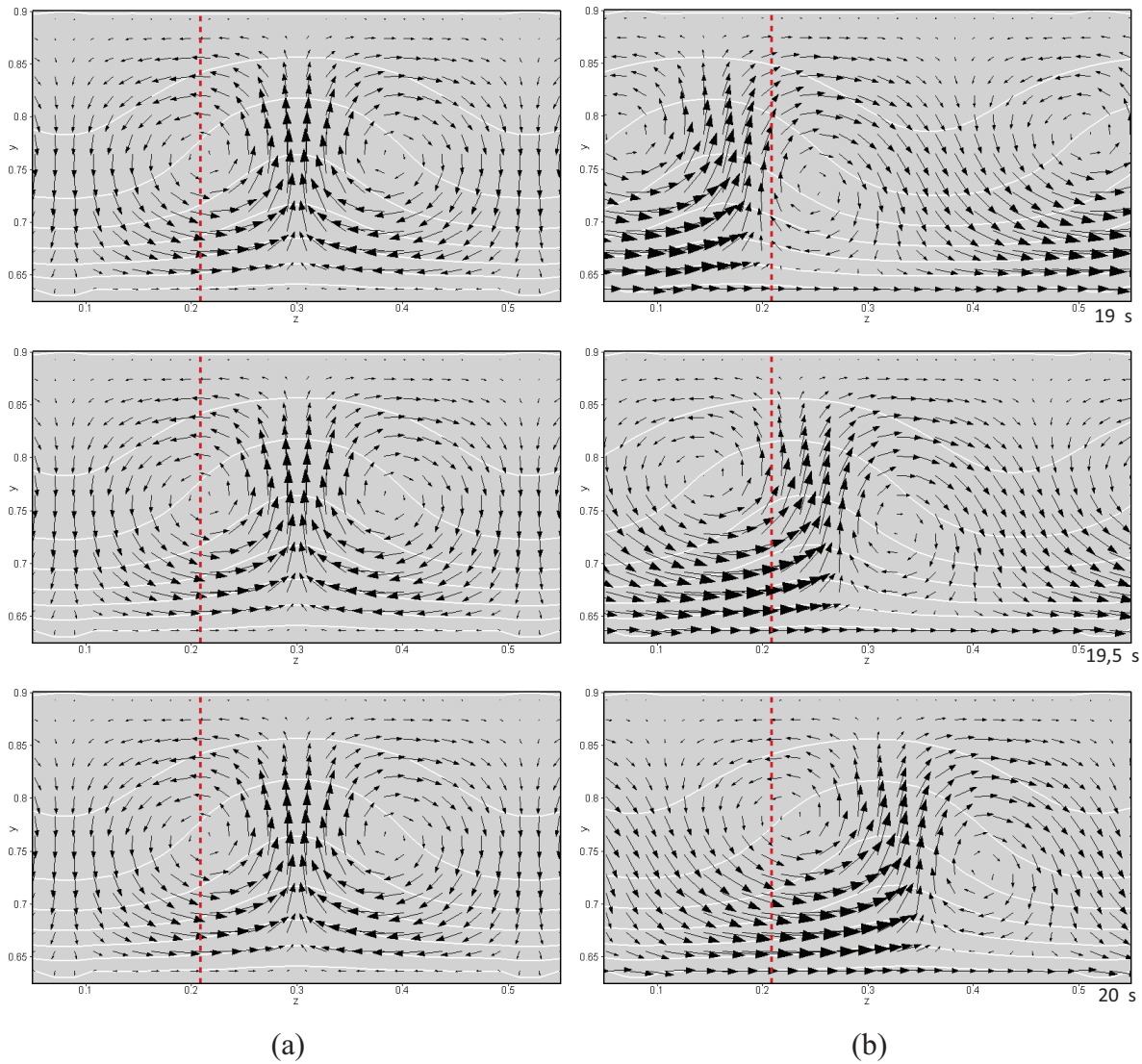


Figura 37- Vetores velocidade do escoamento de Taylor-Couette (a) e Taylor-Couette Espiral com $Re_w = 10$ (b) para três instantes.

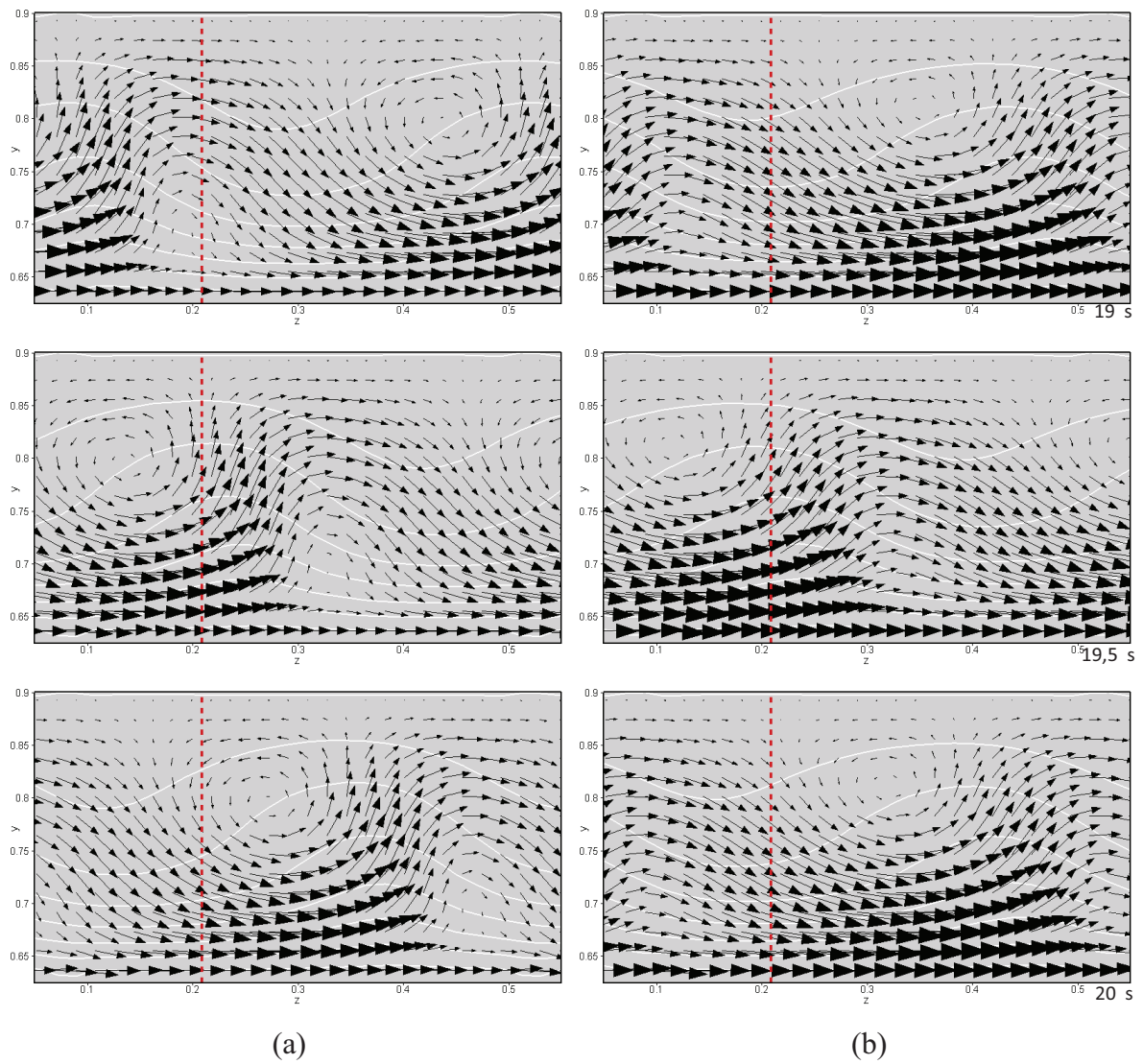


Figura 38- Vetores velocidade do escoamento de Taylor-Couette Espiral com $Re_w = 17$ (a) e $Re_w = 25$ (b) para três instantes.

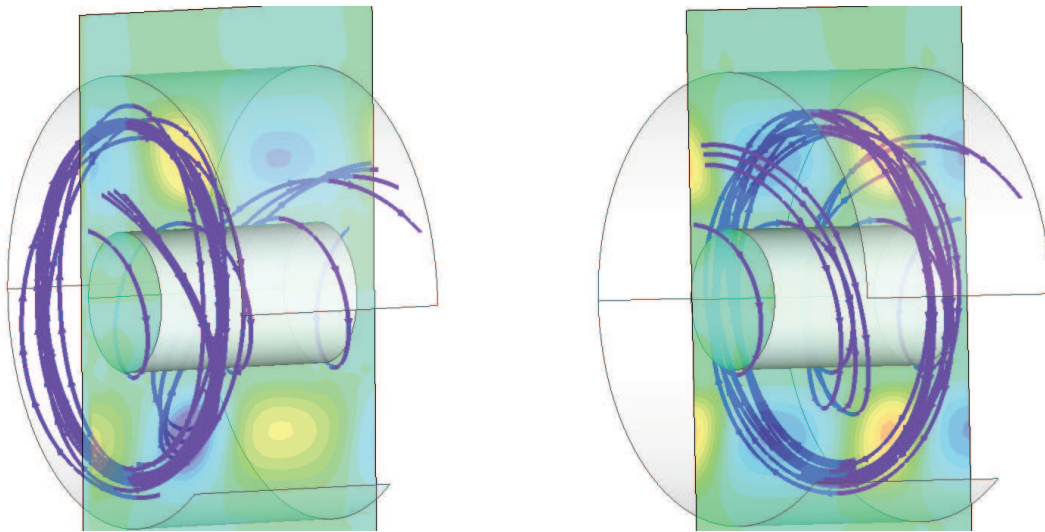


Figura 39- Visualização tridimensional de um vórtice de Taylor com $Re_w = 25$ em 19,5 e 20 segundos de simulação.

Para $Re = 10$ (Fig. 37) tem-se um escoamento ondulante na direção axial que contorna os vórtices de Taylor. Os pares de vórtices de Taylor se apresentam desalinhados, sendo que o vórtice localizado próximo da superfície do canal externo é maior que o localizado próximo da superfície do canal interno. Por outro lado, para $Re = 25$ (Fig. 38) tem-se um escoamento ondulante na direção axial com a presença menor de vórtices de Taylor. O padrão dos escoamentos é similar aos resultados experimentais e numéricos obtidos em canais anulares obtidos por Wereley e Lueptow (1999) e Hwang e Yang (2004).

As linhas de corrente possibilitaram a visualização tridimensional das estruturas espiraladas e das estruturas toroidais contrarotativas em diferentes tempos, sendo possível visualizar o transporte das estruturas toroidais no tempo (Fig. 39).

O jato radial formado entre as estruturas permanece inalterado para o escoamento de Taylor-Couette, uma vez que não há translação dos vórtices de Taylor no tempo para este número de Taylor. Contudo no escoamento de Taylor-Couette Espiral há translação das estruturas, assim haverá a translação do jato radial. A fim de identificar a translação do jato radial, foram comparados os perfis entre o escoamento de Taylor-Couette e o escoamento de Taylor-Couette Espiral a $Re = 10$ nas posições $x = 0,5 m$ e $y = 0,75 m$ nos tempos 19, 19,5 e 20 segundos para a componente de velocidade u (Fig. 40).

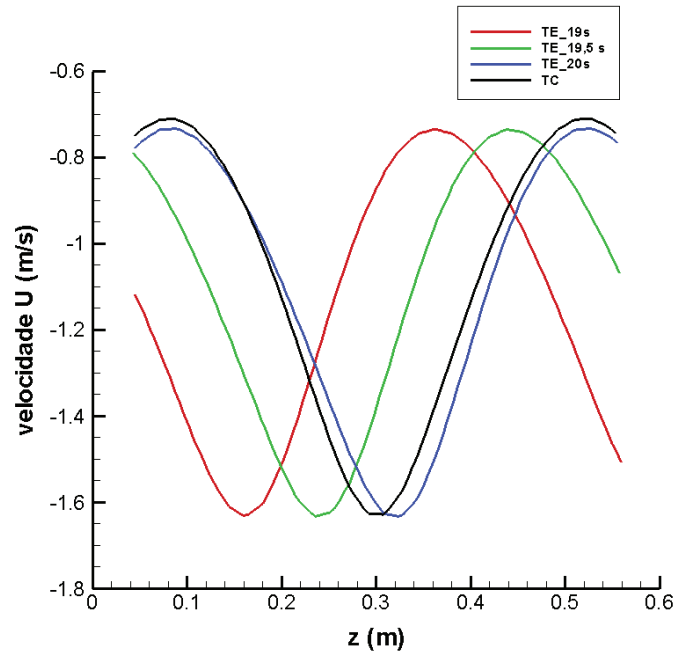


Figura 40- Jato radial formando entre as estruturas no escoamento de Taylor-Couette e Taylor-Couette Espiral para os tempos 19, 19,5 e 20 s.

Utilizando uma sonda temporal, foi verificado que, com a imposição de velocidade na direção axial do canal interno a resposta temporal das componentes de velocidade na posição da sonda é oscilante, sendo que a oscilação depende do número de Reynolds, quanto maior é o Reynolds mais rápido a estrutura é transportada.

Os sinais temporais das componentes de velocidade u e v foram tratados usando FFT (transformada rápida de Fourier). Os resultados mostram a frequência (Hz) versus a energia associada à componente de velocidade w (m/s), ou seja, tem-se o espectro de energia no domínio de frequência. Assim para cada valor de Reynolds a uma frequência fundamental associada, sendo para os seguintes valores de Reynolds $Re = 10$, $Re = 17$ e $Re = 25$, as frequências associadas 0,4 Hz, 0,6608 Hz e 0,9822 Hz respectivamente.

Os valores da tensão cisalhante na direção tangencial para o escoamento de Taylor-Couette Espiral evidencia à medida que o número de Reynolds é incrementado a tensão cisalhante na direção tangencial do escoamento decresce. Os dados médios da tensão cisalhantes são mostrados na tabela 3.

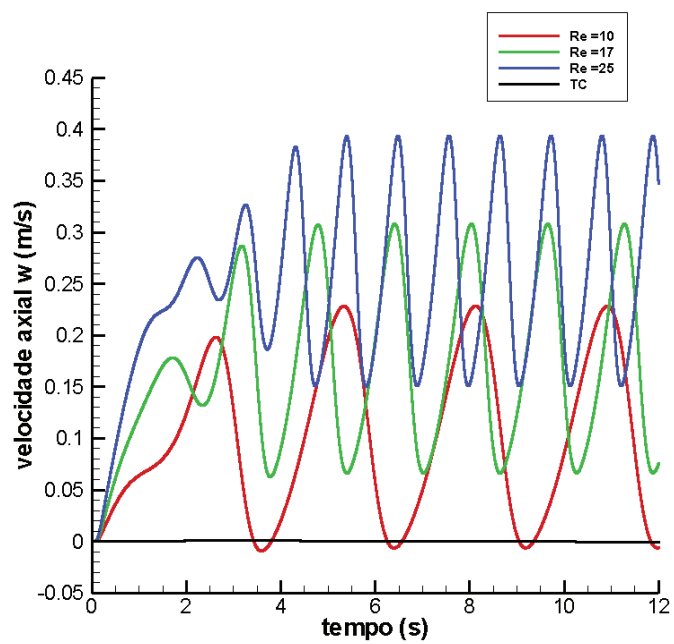


Figura 41- Velocidade axial para Taylor-Couette e Taylor-Couette Espiral.

Tabela 3 – Tensão cisalhante tangencial para os diversos Reynolds de Taylor-Couette Espiral.

Reynolds	$\tau_{r\theta}$ (Kg/ms ²)
10	0,132
17	0,059
25	0,058

4.6-Escoamento de Taylor-Couette Espiral com oscilação forçada

Neste item foi imposta oscilação forçada na velocidade axial w no escoamento de Taylor-Couette Espiral, sendo a oscilação com amplitude de 1% da velocidade axial do canal interno w . Para todos os casos comparados, é utilizado o número de Reynolds igual a $Re = 17$, pois para este valor coexistem de forma bem definida, os vórtices de Taylor e as estruturas espiraladas, como apresentado no item 4.5.

A velocidade axial w do canal interno é obtida a partir da equação de Reynolds (4.6) apresentando o valor de $w = 0,6182 \text{ m/s}$. As frequências de oscilação são as mesmas aplicadas nos itens anteriores (4.2 e 4.4) cujos valores são: $f_c = 0,463 \text{ s}^{-1}$, $f_c = 0,923 \text{ s}^{-1}$ e $f_c = 1,389 \text{ s}^{-1}$.

Com o auxílio da sonda temporal posicionada entre os canais, em uma posição intermediária do domínio, é possível avaliar a dinâmica do escoamento através da distribuição temporal das componentes da velocidade. A distribuição da componente de velocidade u (Fig. 42) e a componente de velocidade v (Fig. 43) apresentam efeitos similares quando a frequência é incrementada. As amplitudes no local da sonda são maiores à medida que f_c decresce para as componentes de velocidades u e v . As amplitudes de oscilação da velocidade u são de aproximadamente 0,11, 0,05 e 0,03% do valor do caso (d) para as frequências (a), (b) e (c), respectivamente. Já as amplitudes de oscilação da velocidade v são de aproximadamente 0,087, 0,034 e 0,010% do valor do caso (d) para as frequências (a), (b) e (c), respectivamente. Para as amplitudes de oscilação da velocidade w são de aproximadamente 1,16, 0,12 e 0,43% do valor do caso (d) para as frequências (a), (b) e (c), respectivamente. Na componente de velocidade w é verificado que as amplitudes não seguem o padrão observado para as componentes u e v , ou seja, não é evidenciado que amplitudes no local da sonda são maiores à medida que f_c decresce, uma vez que a resposta da frequência $f_c = 0,923 \text{ s}^{-1}$ apresentou valor menor que a maior frequência imposta $f_c = 1,389 \text{ s}^{-1}$ (Fig. 44). Comparando todas as respostas das componentes de velocidade no tempo que a sonda apresentou, os valores das amplitudes das componentes são menores que os 1% da velocidade imposta da componente axial do canal interno.

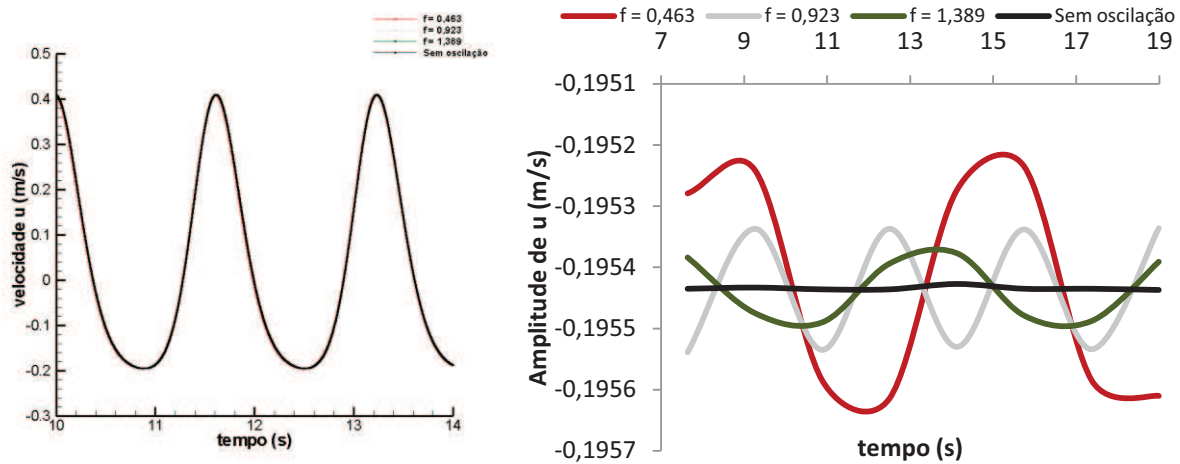


Figura 42- Distribuição da velocidade u e detalhe da oscilação da amplitude dos sinais.

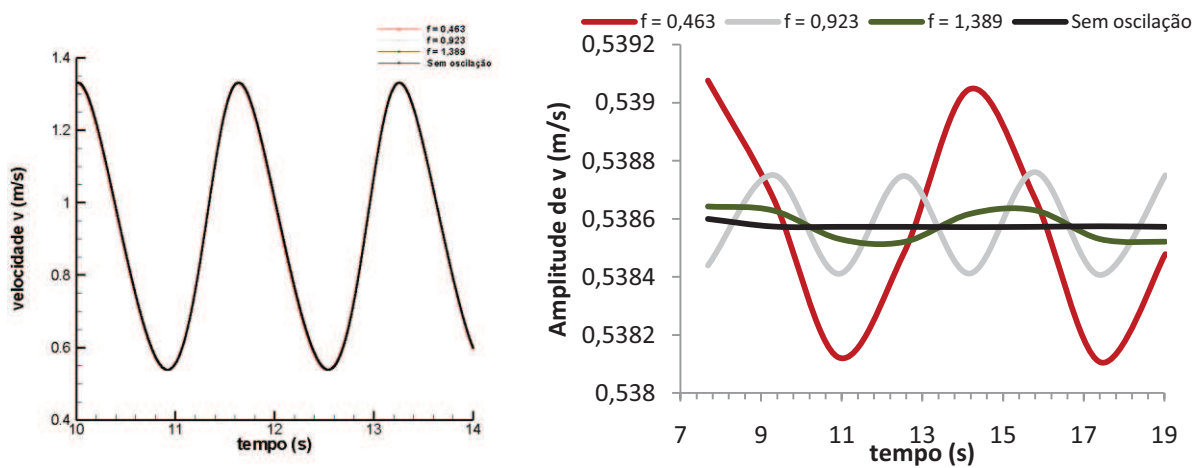


Figura 43- Distribuição da velocidade v e detalhe da oscilação da amplitude dos sinais.

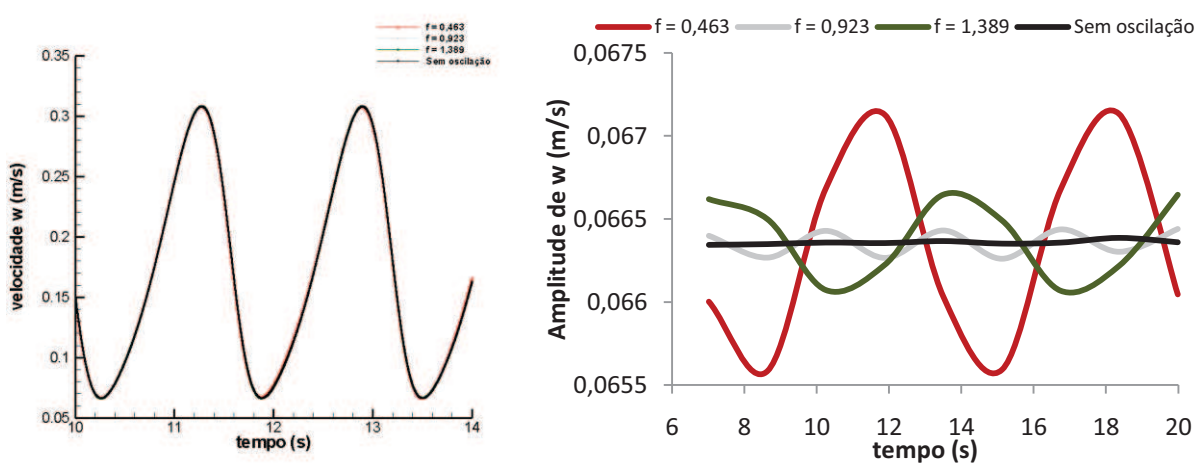


Figura 44- Distribuição da velocidade w e detalhe da oscilação da amplitude dos sinais.

Analisando os vórtices de Taylor através do vetor velocidade para o instante 20 segundos, verifica-se que os centros das estruturas não são modificados com a imposição da velocidade axial no canal interno com oscilação forçada (Fig. 45).

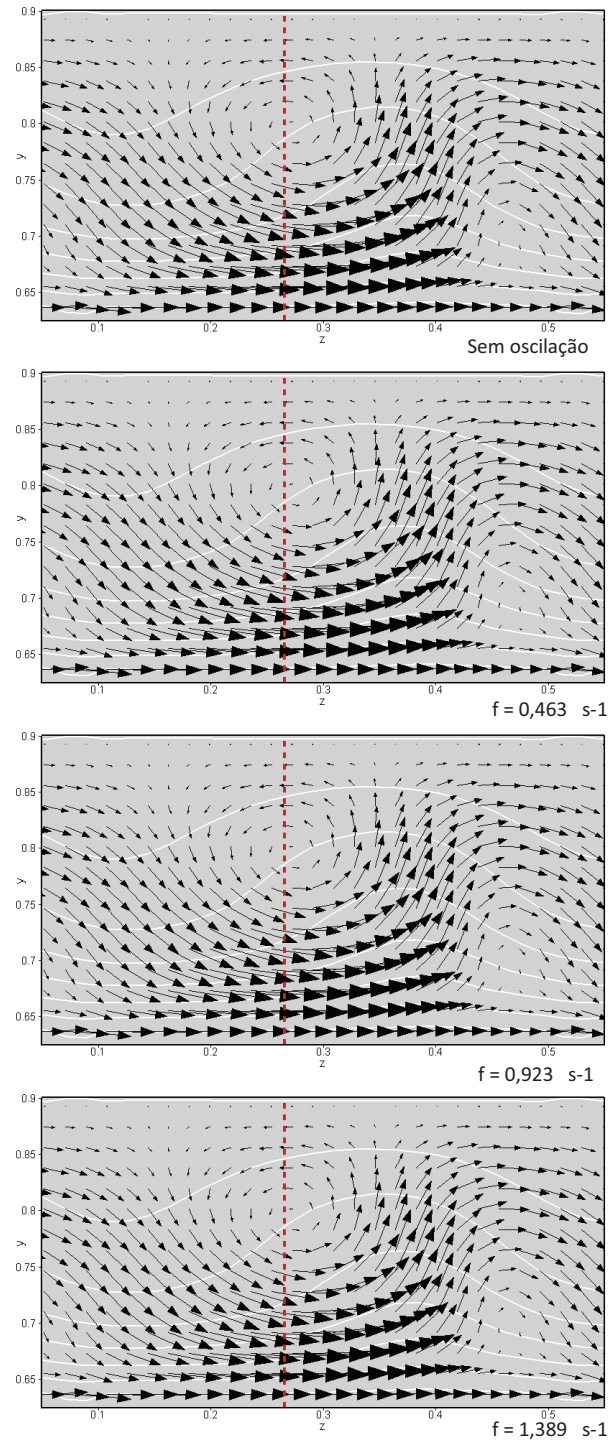


Figura 45- Vetor velocidade do escoamento de Taylor-Couette Espiral para os casos: sem oscilação, $f_c = 0,463 \text{ s}^{-1}$; $f_c = 0,923 \text{ s}^{-1}$ e $f_c = 1,389 \text{ s}^{-1}$ no instante 20 segundos.

Na Fig. 46, onde se apresenta perfis de velocidade u ao longo da direção vertical, o domínio do canal anular encontra-se nos intervalos 0,1-0,375 m e 0,625-0,9m. Os picos da velocidade u representam a velocidade da superfície do canal interno, de valor igual à velocidade tangencial imposta e na superfície do canal externo a velocidade é nula. Analisando os perfis de velocidade u para a mesma frequência em tempos distintos verifica-se que a oscilação forçada e a translação das estruturas influenciam o perfil ao longo do tempo. Foram confrontados para cada frequência os perfis de velocidade u nas posições $x = 0,5m$ e $z = 0,3m$ e nos tempos 11 segundos e 16 segundos.

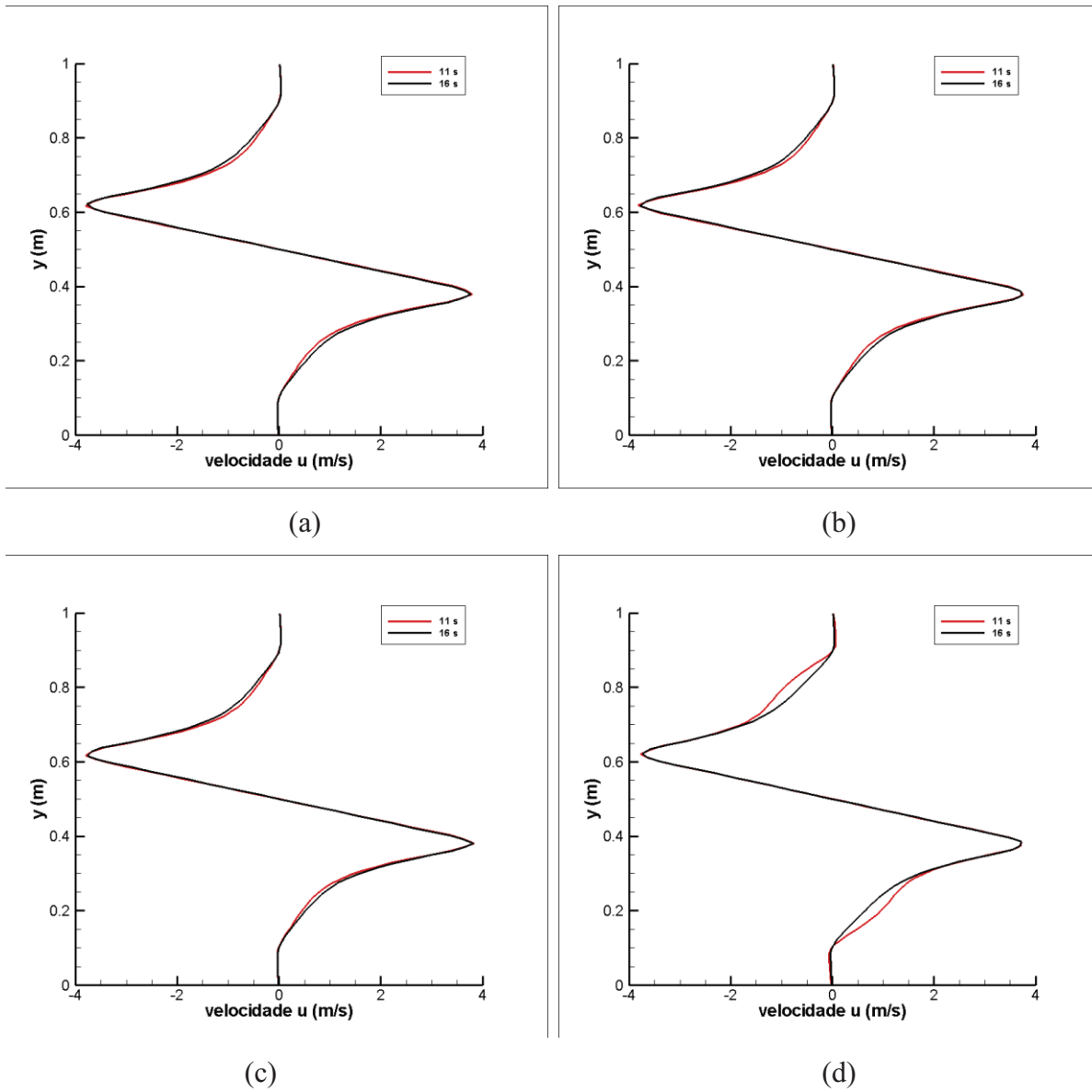


Figura 46- Desenvolvimento temporal da componente de velocidade w : a) $f_c = 0,463 s^{-1}$, b) $f_c = 0,923 s^{-1}$, c) $f_c = 1,389 s^{-1}$, d) Taylor-Couette nos instantes 11 e 16 segundos.

A tensão cisalhante tangencial para os mesmo casos analisados, também não alterou em função da imposição de oscilação forçada, como visualizado na tabela 4.

Tabela 4 – Tensão cisalhante tangencial para os casos de Taylor-Couette Espiral com oscilação forçada.

Frequencia de oscilação (s^{-1})	$\tau_{r\theta}$ (Kg/ms^2)
Taylor-Couette Espiral sem oscilação	0,059
0,463	0,059
0,923	0,059
1,389	0,059

4.7- Interação fluido-estrutura

A imposição de movimento excêntrico e oscilação forçada sobre problemas com base no escoamento de Taylor-Couette possibilitaram representar de forma simplificada problemas associados à tecnologia de perfuração. Neste contexto, objetivando representar melhor as condições de operação reais é proposto um problema de interação fluido-estrutura onde a oscilação e movimentação excêntrica do canal interno esta presente em um sistema de molas que atuam sobre o canal interno. O canal foi ancorado aos limites do domínio externo usando três molas dispostas no plano xy , como visualizado nas figuras 47 e 48. Na primeira das figuras, é mostrado o sistema composto pelo canal interno e as molas em uma posição arbitrária. Já na figura seguinte, o referido sistema encontra-se na posição de equilíbrio, coincidente com a tradicional configuração do escoamento de Taylor-Couette.

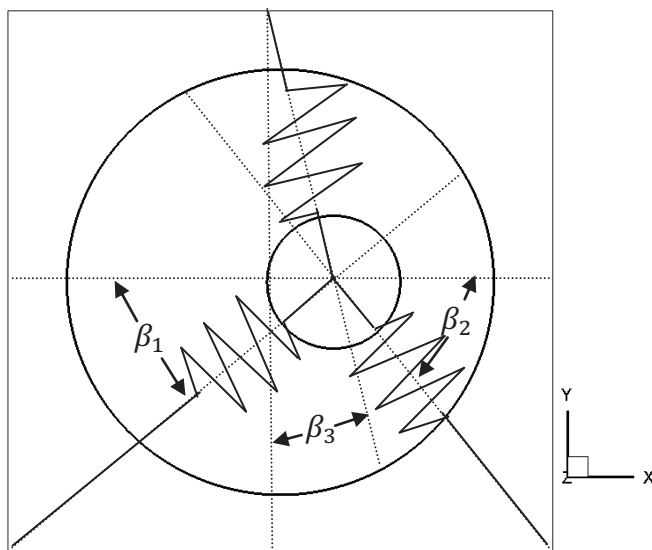


Figura 47- Desenho esquemático representando o sistema canal interno-molas em uma posição arbitrária.

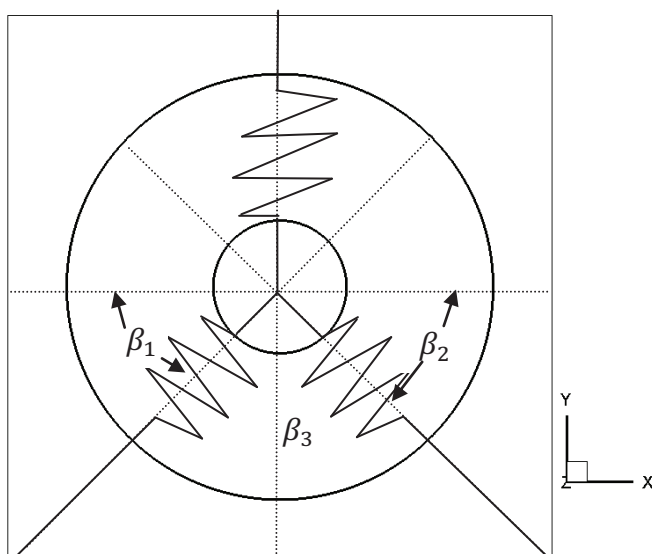


Figura 48- Desenho esquemático representando o sistema canal interno-molas quando atinge a posição de equilíbrio.

As seguintes hipóteses simplificadoras são consideradas na elaboração do modelo: o efeito do arrasto sobre as molas não foi considerado, bem como suas deformações de natureza plástica, as molas possuem elasticidade infinita, massa e arrasto nulos. Além disso, os efeitos de rotação do cilindro interno sobre as molas não foram considerados. O momento de inércia

do cilindro interno, que representa a resistência a sua rotação foi desconsiderada neste modelo, pois este cilindro apresenta pequena massa.

Com base nas hipóteses propostas e nas posições das molas, foi possível deduzir um modelo matemático partindo da segunda lei de Newton.

Na dedução das equações para o diagrama de corpo livre, foi necessária a introdução de algumas variáveis auxiliares. Assim, a partir da figura 47 tem-se os ângulos β_1 e β_2 , pertencentes ao plano xy , medem a inclinação das molas 1 e 2, respectivamente, em relação à horizontal. Por outro lado, o ângulo β_3 , também do plano xy , mede a inclinação da mola 3 em relação à vertical. De forma geral, as molas estão no plano xy , assim a interação fluido-estrutura será tratado como bidimensional, pois a movimentação do corpo ocorrerá também neste mesmo plano. Além disso, foi atribuída a cada mola uma constante k e um comprimento original (em repouso) denominado ls . À medida que o cilindro interno é deslocado de sua posição original, os comprimentos originais das molas são alterados, no instante de tempo $n - 1$, para um comprimento xs . Assim, de posse do comprimento original, do comprimento atualizado e da constante k da mola, calcula-se a força que a mola exerce sobre o sistema a partir da lei de Hooke:

$$F_m^{n-1} = k_m (xs_m^{n-1} - ls_m), \quad (4.7)$$

sendo m o índice para cada mola ($m = 1, 2$ e 3). Os valores das forças externas, que agem sobre os corpos imersos, são avaliados utilizando-se a metodologia de fronteira imersa com o modelo da multi-forçagem direta (MDF), no instante de tempo n . Assim, a somatória das forças em cada uma das direções coordenadas, no tempo n , assume a forma:

$$\sum F_X^n = F_{mx}^{n-1} - F_x^n, \quad (4.8)$$

$$\sum F_Y^n = F_{my}^{n-1} - F_y^n, \quad (4.9)$$

Sendo respectivamente,

$$F_{mx}^{n-1} = -F_1^{n-1} \cos(\beta_1^{n-1}) + F_2^{n-1} \cos(\beta_2^{n-1}) - F_3^{n-1} \sin(\beta_3^{n-1}), \quad (4.10)$$

$$F_{my}^{n-1} = -F_1^{n-1} \sin(\beta_1^{n-1}) - F_2^{n-1} \sin(\beta_2^{n-1}) + F_3^{n-1} \cos(\beta_3^{n-1}), \quad (4.11)$$

onde F_I ($I = X, Y$) são as resultantes das forças nas direções coordenadas, F_i ($i = x, y$) são as forças lagrangeanas totais aplicadas sobre o cilindro interno e F_{mi} ($i = x, y$) são as forças aplicadas pelas molas dadas pela equação Eq. (4.7). O centro do cilindro interno encontra-se, originalmente em uma posição arbitrária do domínio, dada por $(x, y) = (x_o^{n-1}, y_o^{n-1})$, e a posição no tempo $n - 1$ é dada por $(x, y) = (x^{n-1}, y^{n-1})$; já o centro geométrico do domínio computacional é dado por $(x, y) = (x_{cen}, y_{cen})$. Os valores dos ângulos podem ser calculados como:

$$\beta_1^{n-1} = tg^{-1} \left(\frac{y^{n-1}}{x^{n-1}} \right), \quad (4.12)$$

$$\beta_2^{n-1} = tg^{-1} \left(\frac{y^{n-1}}{2x_{cen} - x^{n-1}} \right), \quad (4.13)$$

$$\beta_3^{n-1} = tg^{-1} \left(\frac{x^{n-1} - x_{cen}}{2y_{cen} - y^{n-1}} \right). \quad (4.14)$$

Uma vez obtidas às forças resultantes das forças, aplica-se a 2ª lei de Newton de forma a se obter os valores das componentes da aceleração:

$$\ddot{x}^n = \frac{\Sigma F_X^n}{m}, \quad (4.15)$$

$$\ddot{y}^n = \frac{\Sigma F_Y^n}{m}, \quad (4.16)$$

que integradas fornecem os valores das velocidades:

$$\dot{x}^n = \dot{x}^{n-1} + \ddot{x}^n \Delta t, \quad (4.17)$$

$$\dot{y}^n = \dot{y}^{n-1} + \ddot{y}^n \Delta t, \quad (4.18)$$

que, por sua vez, fornecem a nova posição do centróide do cilindro interno como sendo:

$$x^n = x^{n-1} + \dot{x}^n \Delta t, \quad (4.19)$$

$$y^n = y^{n-1} + \dot{y}^n \Delta t, \quad (4.20)$$

É importante salientar que as velocidades obtida nas equações (4.17 e 4.18) deverão ser fornecidas para o cálculo da velocidade do corpo imerso (canal interno), pois esta velocidade representa a velocidade de translação do corpo que deverá ser somada a velocidade de rotação, afim de representar a movimentação real do corpo imerso.

Uma vez definidas as estratégias para a simulação, o modelo foi testado para o problema de interação fluido-estrutura, onde o deslocamento do canal interno é comandado pelas resultantes das forças que o fluido exerce sobre ela e o sistema de molas, e que, por sua vez, modifica a dinâmica do escoamento.

O algoritmo usado nos cálculos pode ser resumido da seguinte forma:

1. Dada a posição inicial do centro do cilindro interno: $(x, y) = (x_o, y_o)$, resolve-se o escoamento, calculando u, v e w (componentes da velocidade);
2. Obtém-se a força lagrangeana total em cada direção que age sobre a superfície do cilindro interno;
3. Obtém-se a resultante das forças em cada direção (Eqs. 4.8 e 4.9);
4. A partir da 2ª lei de Newton, calcula-se a aceleração do centro de massa do cilindro interno (Eqs. 4.15 e 4.16);
5. Obtém-se a velocidade do deslocamento dos pontos lagrangianos que representam o corpo (Eqs. 4.17 e 4.18);
6. Obtém-se a nova posição do centro do cilindro interno $(x, y) = (x^n, y^n)$ (Eqs. 4.19 e 4.20);
7. Com a nova posição calculam-se os novos valores das variáveis auxiliares e atualiza a força da mola para o próximo passo de tempo;
8. Avança-se no tempo;

Com a finalidade de verificar a consistência física do sistema canal interno-mola, foi testado o algoritmo, porém sem forças externas atuando sobre a mola, ou seja, o sistema parte de uma posição arbitrária e não é amortecida por nenhuma força (força lagrangeana, que representa a resistência do fluido a movimentação do corpo), fazendo com que as equações 4.8 e 4.9 não apresentem o segundo termo, isto é, o fluido não exerce força sobre o sistema

canal-molas, assim espera-se que este movimento ocorra continuamente dentro do intervalo dado pela posição inicial, com dois graus de liberdade (x, y) . Para o caso em questão em um domínio computacional de $1m \times 1m$ em (x, y) respectivamente, o centro do cilindro interno apresentava a posição inicial de $0,4m \times 0,6m$ em (x, y) respectivamente, assim o corpo descrevera um movimento randômico e não será amortecido por nenhuma força, como pode ser visualizado (Fig. 49):

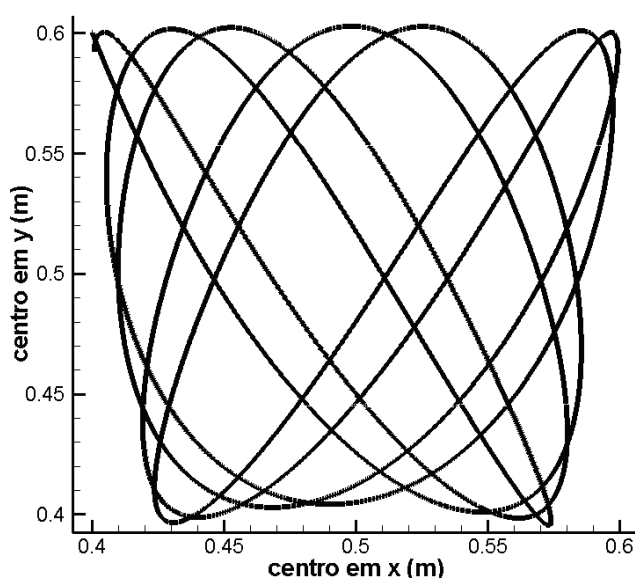


Figura 49- Simulação do conjunto canal-mola sem forças externas.

O modelo implementado neste trabalho, não prevê possíveis deformações que ocorre ao longo da tubulação na direção axial, este modelo trata o cilindro interno como um objeto rígido, ou seja, caso o centro do cilindro interno seja alterado para uma nova posição, todo o corpo também se movimentará, fazendo com que a modelagem seja simplificada.

Depois de testado o modelo matemático proposto e verificado que apresentava coerência com os objetivos propostos, foi implementado no código numérico em questão. Como nos itens anteriores o domínio é definido como sendo $1m \times 1m \times 0,6m$, onde a posição inicial do centro do canal interno foi fixado no local $0,4m \times 0,6m \times 0,3m$, o raio do mesmo sendo igual a $0,125m$. O centro do cilindro externo foi posicionado no centro do domínio $(0,5m \times 0,5m \times 0,3m)$ com raio igual a $0,4m$ (Fig. 50).

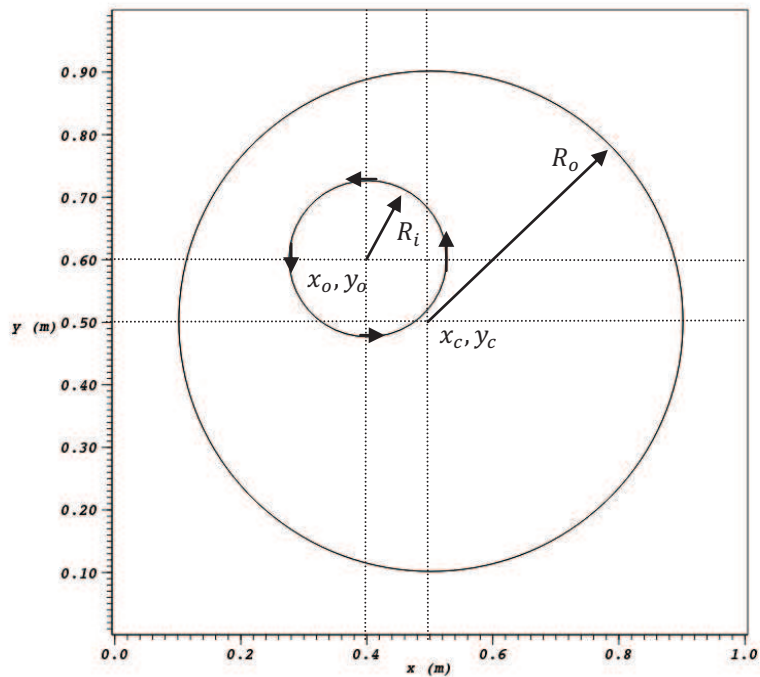


Figura 50- Posição dos cilindros no início da simulação de fluido-estrutura.

O escoamento foi iniciado e neste instante o sistema canal interno-molas foi liberado (na referida posição excêntrica) apresentando máxima energia elástica e à medida que o tempo prosseguia as forças viscosas no fluido tendem a amortecer o movimento do canal interno, fazendo com que o canal interno atinja a posição de equilíbrio (Fig. 51).

A posição do centro em cada direção no tempo depende da disposição das molas no plano e também da condição inicial imposta, assim, neste caso na direção x o corpo foi amortecido mais rapidamente que na direção y (Fig. 52). A velocidade de translação é associada ao deslocamento do centro do canal interno, logo, no início há uma maior velocidade de translação e com o passar do tempo esta velocidade decresce.

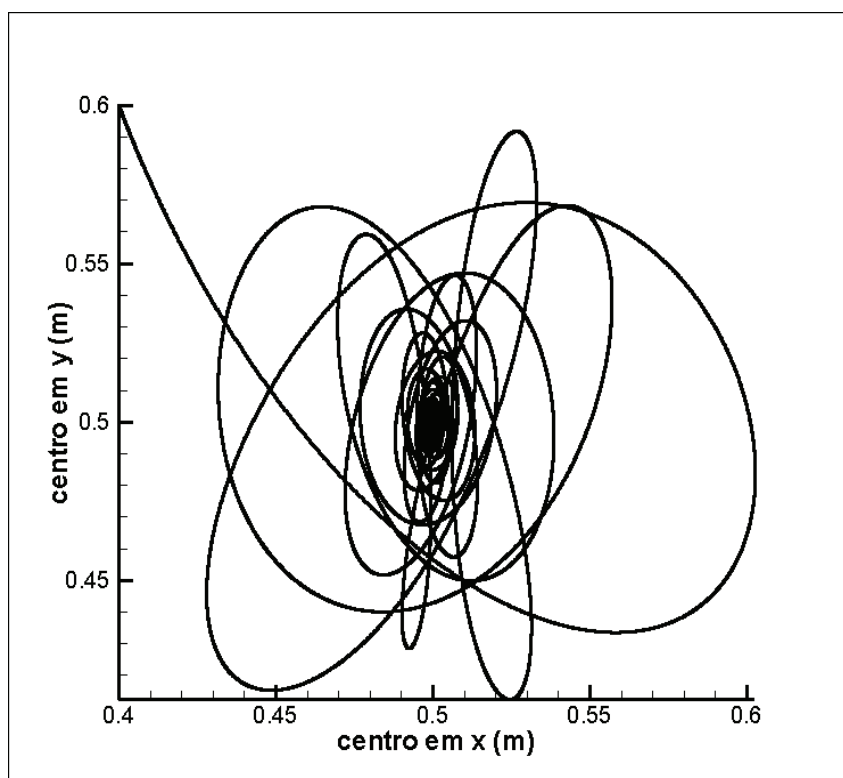


Figura 51- Posição do centro do canal interno durante a simulação de fluido-estrutura.

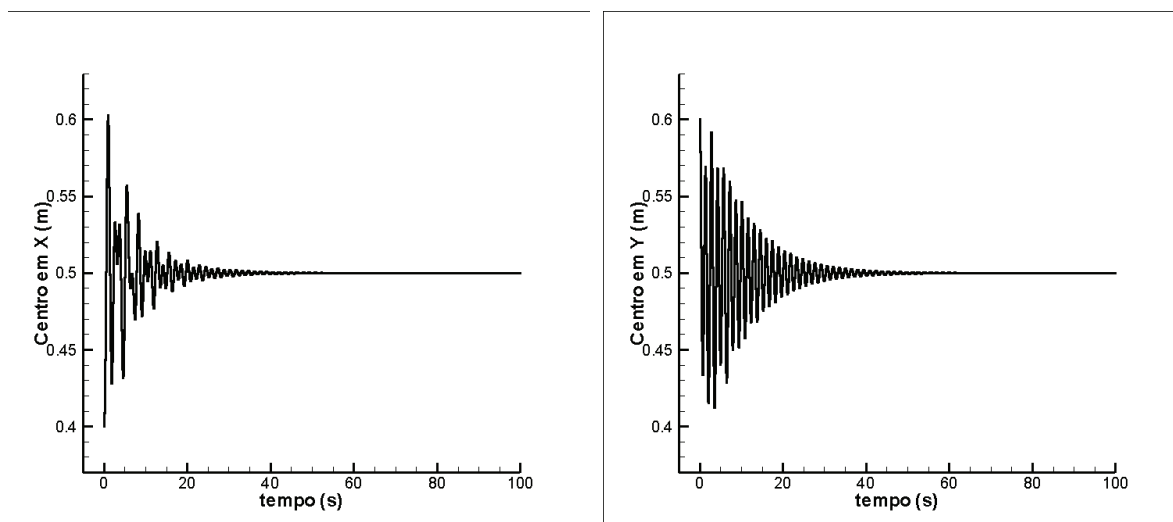


Figura 52- Componentes do centro do canal interno em cada direção durante a simulação de fluido-estrutura.

Foi comparado o desenvolvimento temporal das componentes de velocidade no escoamento de Taylor-Couette, com e sem interação fluido-estrutura, sendo observado que o equilíbrio do sistema canal interno-mola ocorre aproximadamente a partir de 75 segundos (Fig. 53).

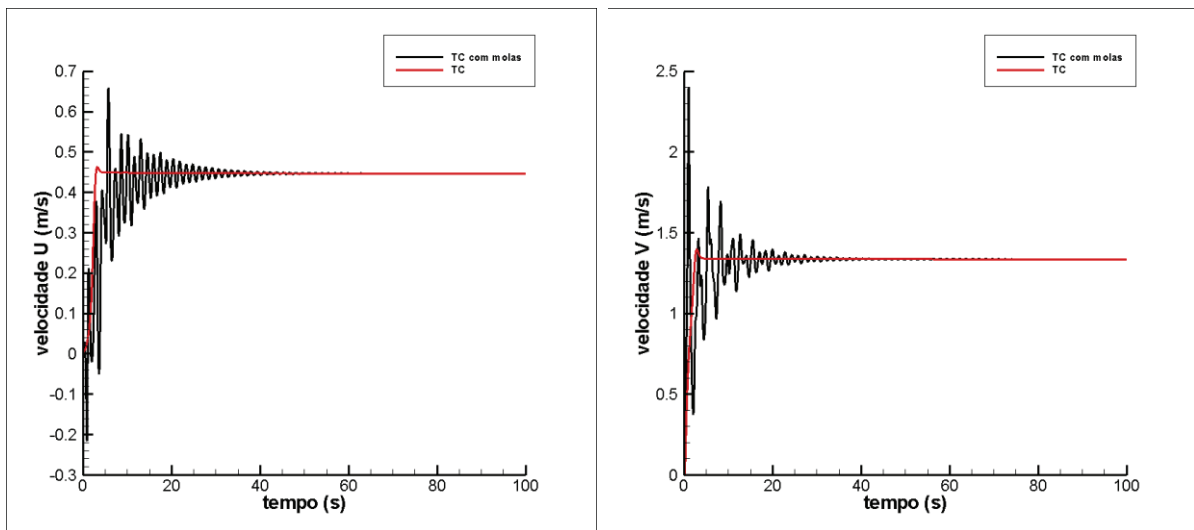
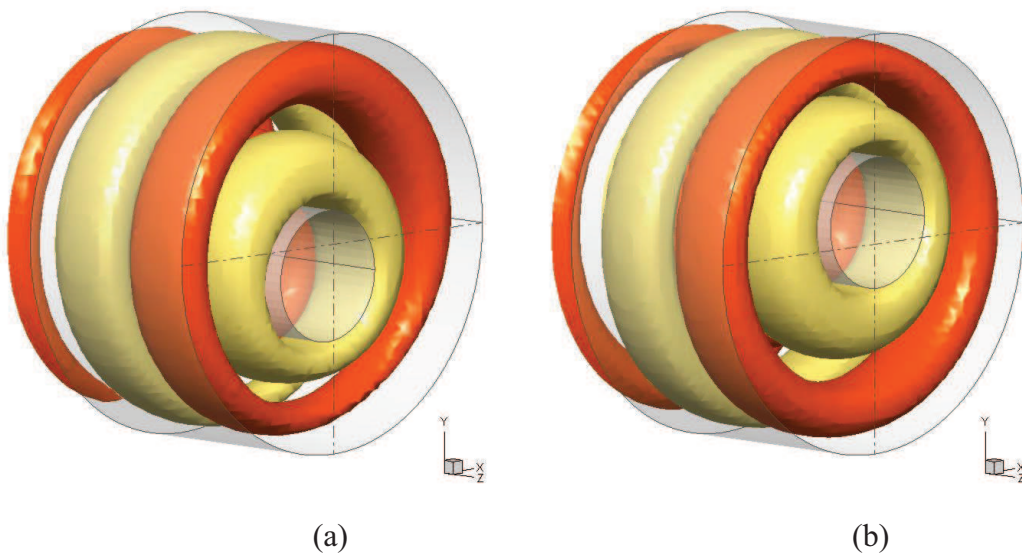


Figura 53- Comparação temporal entre as componentes de velocidade u e v , no escoamento de Taylor-Couette com e sem fluido-estrutura.

As instabilidades de Taylor-Couette com o canal interno apresentando rotação e translação devido a dinâmica do sistema vão sendo formadas durante o transiente da simulação do escoamento, assim utilizando a isosuperfície da velocidade w , com os valores $w = \pm 0,1$ m/s, são visualizadas as estruturas para os tempos 5, 10, 15, 20, 25, 30, 40 e 100 segundos na figura 54.



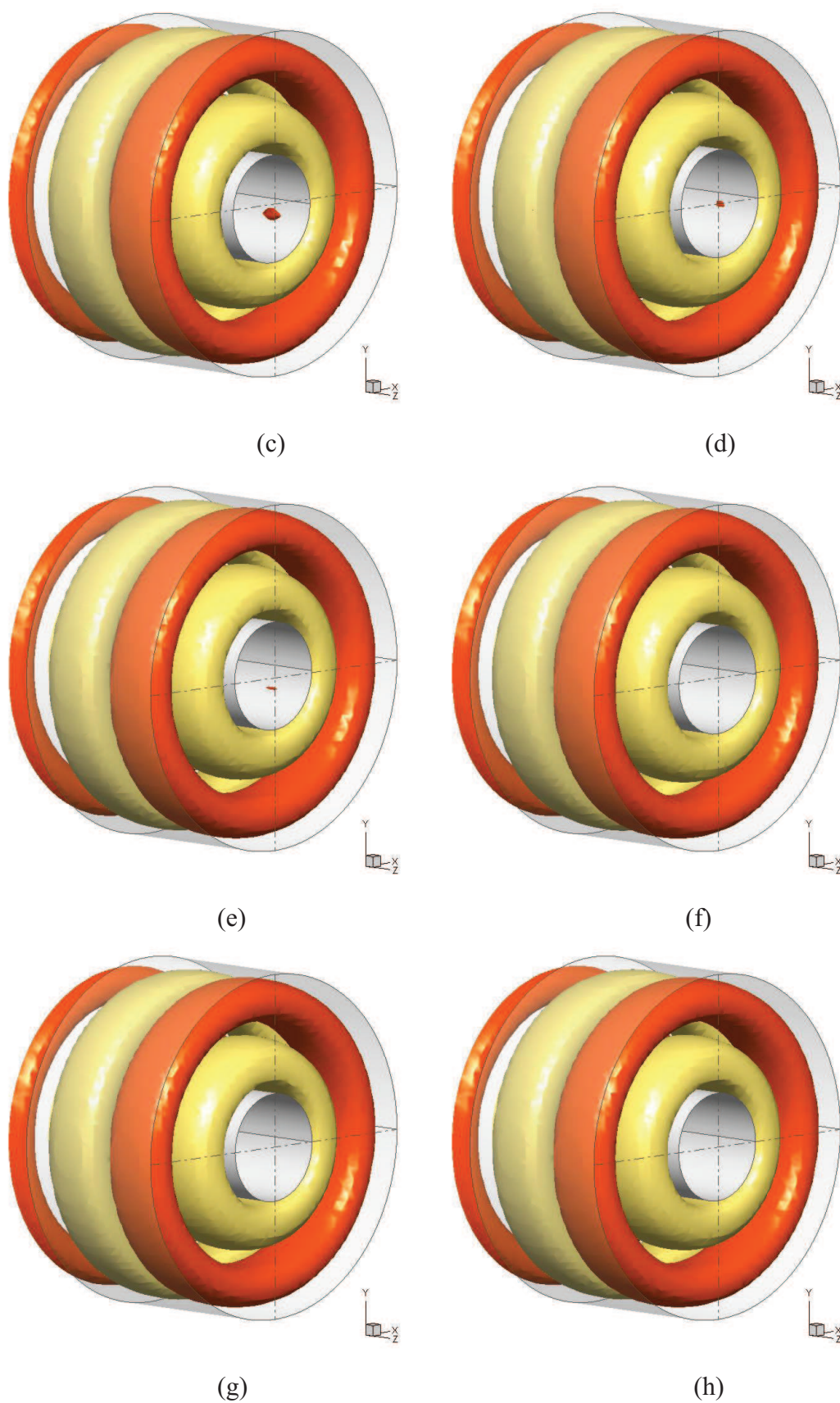


Figura 54- Isovalores de velocidade w para o caso de interação fluido-estrutura nos instantes:
a)5, b)10, c)15, d)20, e)25, f)30, g)40 e h)100 segundos.

Os sinais temporais das componentes de velocidade u e v foram tratados usando FFT (transformada rápida de Fourier). Os resultados mostram a frequência (Hz) versus a energia associada à componente de velocidade u e v (m/s), ou seja, tem-se o espectro de energia no domínio de frequência. Para ambas as componentes, a frequência fundamental com que o sistema oscila é mantida constantes em $f = 0,692$ (Fig. 55).

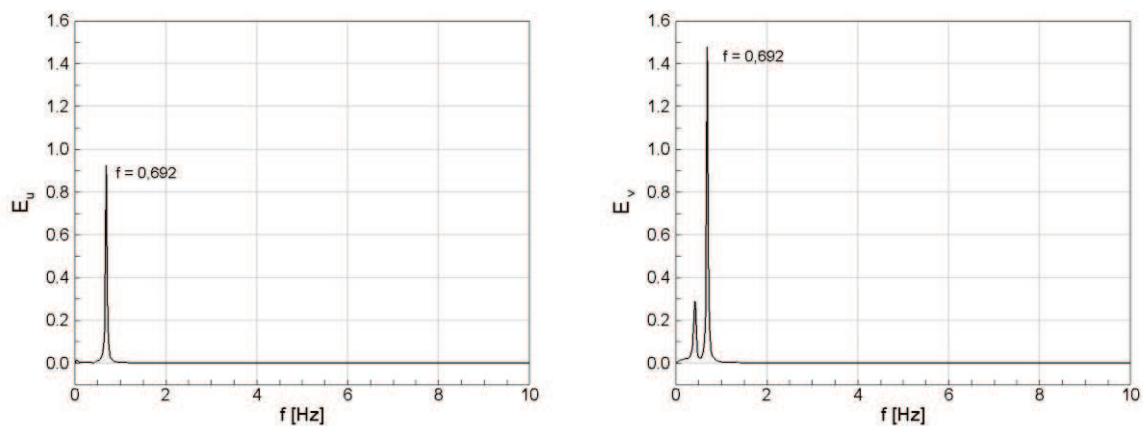


Figura 55– Espectro de energia no domínio das frequências.

O sistema canal interno-mola entra em equilíbrio no instante 75 segundos, assim em qualquer instante anterior, o canal interno apresenta translação. Analisando os tempos 5, 10, 15, 20, 25, 30, 40 e 100 segundos, mostrados anteriormente pelas isosuperfícies, o centro do canal interno encontra-se deslocado do equilíbrio nestes instantes, exceto para 100 segundos.

Nos primeiros instantes o deslocamento do canal interno é intenso e as estruturas apresentam espessura variáveis devido a restrição do espaço anular em determinada seção do escoamento, assim com o auxílio dos vetores velocidade no plano $x = 0,5\text{ m}$ nos tempos de 5, 10, 15, 20, 25, 30, 40 e 100 segundos é evidenciado que no instante 5 s as estruturas são espessas e no instante 10 s são delgadas (Fig. 56). Nos demais tempos o deslocamento é pequeno da posição de equilíbrio e pouco é observado na espessura das estruturas. Na tabela 5 são apresentados as posições dos centros dos vórtices de Taylor no escoamento para estes tempos.

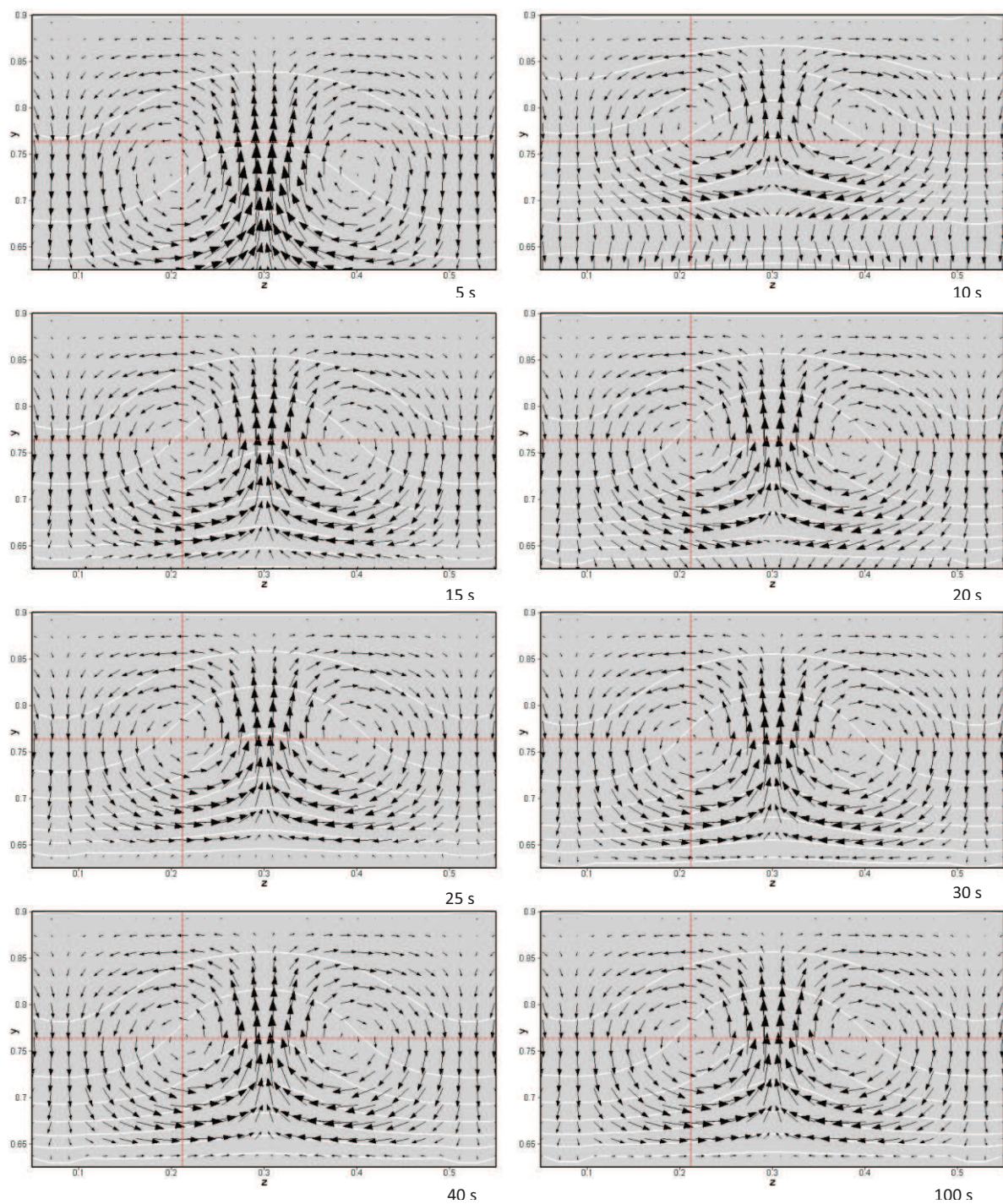
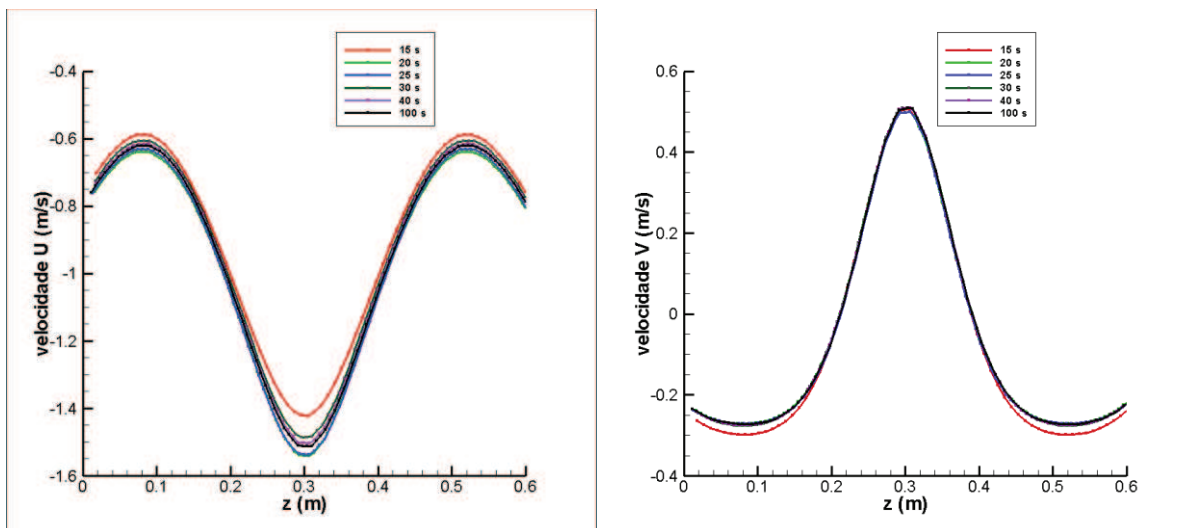


Figura 56- Vetores velocidade do escoamento Taylor-Couette com translação não imposta (fluido-estrutura) nos tempos 5, 10, 15, 20, 25, 30, 40 e 100 segundos.

Tabela 5 – Deslocamento dos centros do canal interno e do vórtice de Taylor na direção y .

Instante (s)	Centro do canal interno da direção y (m)	Centro do vórtices de Taylor na direção y (m)
5	0,44	0,729
10	0,54	0,781
15	0,488	0,761
20	0,499	0,76
25	0,505	0,766
30	0,496	0,76
40	0,499	0,762
100	0,5	0,763

Analisando os perfis retirados exatamente nos centros das estruturas de Taylor-Couette, a partir do instante 15 segundos é evidenciado que neste instante, os perfis das componentes de velocidade u e v apresentam maior desvio se comparado aos demais perfis, este fenômeno ocorre devido ao corpo apresentar grandes deslocamentos comparado aos demais tempos (Fig. 57).

Figura 57- Perfil das componentes de velocidade u e v no centro do vórtice de Taylor.

Depois de atingido o equilíbrio de forças, o corpo fica posicionado no centro do domínio e este já não mais apresenta a velocidade de translação, logo apresentará apenas a velocidade de rotação, fazendo com que este escoamento responda igual ao escoamento

Taylor-Couette clássico. Assim são analisados os perfis para o instante de 100 segundos de simulação como velocidade u , v e w (Figs. 58 e 59) e pressão p (Fig. 59) na posição $x = 0,5m$ e $z = 0,4m$ e verificado que embora este escoamento passe por um transiente com translação do cilindro interno, depois de atingido este equilíbrio os escoamentos de Taylor-Couette e Taylor-Couette com fluido-estrutura apresentam os mesmos perfis.

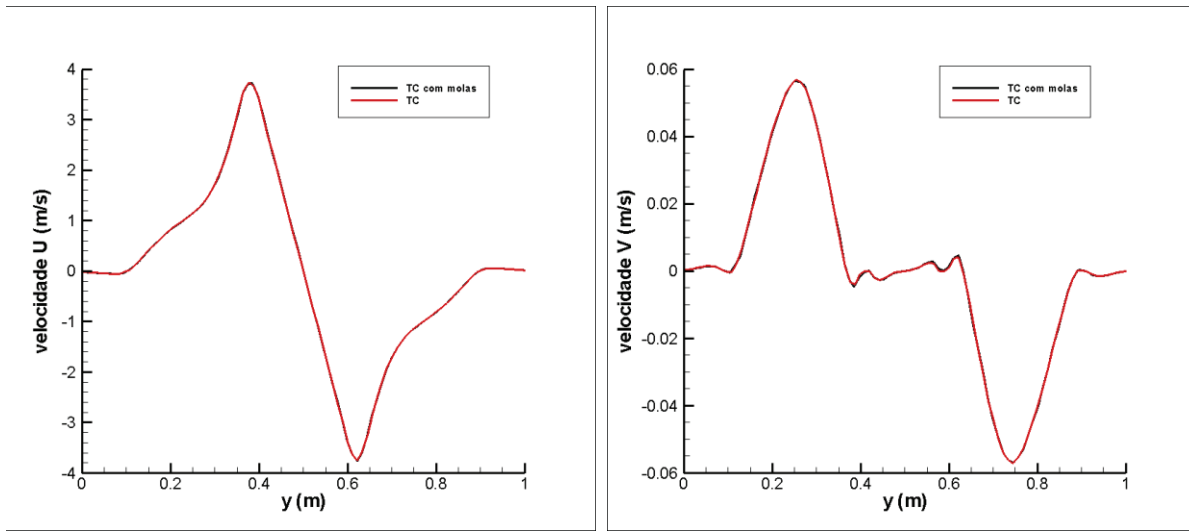


Figura 58- Perfil das componentes de velocidades u e v para os casos de excentricidade variável e fixa.

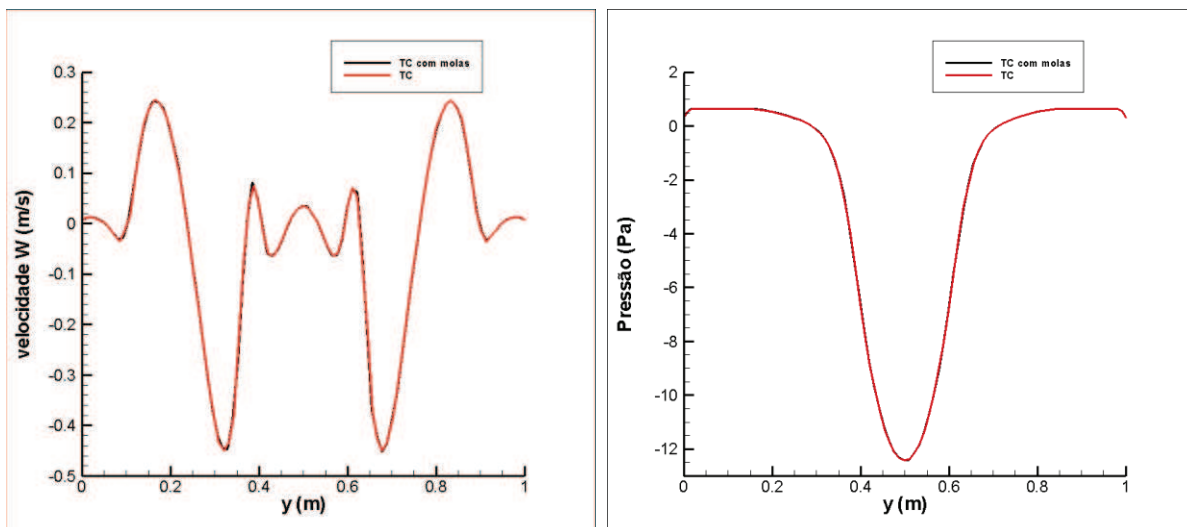


Figura 59- Perfil da componente de velocidade w e pressão p para os casos de excentricidade variável e fixa.

CAPÍTULO V

CONCLUSÕES

No presente trabalho foi realizado a aplicação de uma plataforma numérica a diversos problemas, presentes em engenharia de perfuração de poços de petróleo e gás, que tem como base o escoamento Taylor-Couette. Entre as aplicações destacam-se os problemas de fluido-estrutura. O método de fronteira imersa empregado possibilitou a representação das condições de contorno que definem os problemas através de um termo de força, inserida nas equações do movimento, permitindo o uso de coordenadas cartesianas para problemas com geometrias complexas. A utilização do método de fronteira imersa mostrou-se eficiente não somente em obter resultados qualitativos, e como também quantitativos o que proporcionou a comparação com outros códigos de referência.

O modelo de multi forçagem direta (MDF) proporcionou trabalhar com uma malha mais refinada, sendo possível obter resultados que anteriormente utilizando uma malha menos refinada não era possível obter, além disso, houve uma redução significativa do tempo de simulação, quando comparado ao modelo físico virtual (MFV). Contudo, vale ressaltar que ainda existem necessidades físicas que os modelos que avaliam a força interfacial devem considerar para melhorar o método, como por exemplo, nos casos em que o domínio de interesse encontra-se em ambos os lados da interface.

A plataforma numérica proporcionou a visualização do desenvolvimento temporal dos vórtices de Taylor, do transiente até o estado estacionário, demonstrando que a metodologia de fronteira imersa é apropriada para problemas com geometrias complexas. Nos casos analisados neste trabalho, houve comparação entre eles, como do estabelecimento do estado estacionário com oscilação e sem oscilação, com translação e sem translação, sendo possível identificar a influência de cada comportamento no escoamento.

No escoamento com movimento do canal interno não imposto (fluido-estrutura), foi evidenciado que as forças viscosas são forças amortecedoras, que tendem a parar o corpo, quando este se encontra em um local fora da posição de equilíbrio.

5.1- Perspectivas futuras

Na continuação deste projeto para modelar o complexo escoamento que envolve a perfuração de petróleo será necessário o desenvolvimento de algumas ferramentas numéricas, tais como:

- ✓ **Paralelização do código atual.** Com a paralelização do código atual será possível trabalhar com grandes razões de aspectos, o que será interessante para a modelagem real deste escoamento.
- ✓ **Gradiente de pressão para o escoamento axial.** A justificativa desta implementação decorre que a maioria dos escoamentos axiais reais ocorre devido ao gradiente de pressão axial.
- ✓ **Modelo estrutural dos canais.** Devido às correntes marítimas os corpos transladam e sofrem flexão devido a seus grandes comprimentos, assim o modelo estrutural deve simular este comportamento.
- ✓ **Simular os casos anteriores com o modelo já implementado de fluido não Newtoniano.** A somatória do que já há implementado com os itens anteriores, mostrará uma visão clara do comportamento do fluido no espaço anular que é usualmente utilizado.
- ✓ **Inserção de partículas no espaço anular.** Durante a perfuração, as partículas são transportadas na direção axial, assim será possível representar de forma mais fidedigna o escoamento.

CAPÍTULO VI

REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS

Armfield, S. e R. Street (1999). **“The fractional-step method for the Navier-Stokes equations on staggered grids: the accuracy of three variations”**. Journal of Computational Physics 153(2), 660-665.

Baier, G. e Graham, M. D., 1998, **“Two-Fluid Taylor-Couette Flow: Experiments and Linear Theory for Immiscible Liquids Between Corotating Cylinder”** Physics of Fluids, vol. 10(12), pp. 3045-3055.

Blom, F. J. 1998 **“A monolithical fluid-structure interaction algorithm applied to piston problem”**. Computer methods in applied mechanics and engineering, pp.369-391.

Campregher, R. J. **“Modelagem Matemática Tridimensional para Problemas de Interação Fluido-Estrutura”**. Tese de doutorado do Programa de Pós Graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Uberlândia 2005.

Carey, G.F. e Oden, J.T. **“Finite elements: fluid mechanics”**. New York: Prentice-Hall, 1986. v. 6.

Chorin, A. (1968). **“Numerical solution of the Navier-Stokes equations”**. Math. Comp. 22, 745-762.

Coles, D, 1963, **“Transition in Circular Couette Flow”**, J. Fluid Mech., 21, pp. 385-421.

Czarny, O., Serre, E., Bontoux, P. e Lueptow, R. M., 2001, **“Identification of Complex Flows in Taylor-Couette Counter-rotating Cavities”**, Compte-Rendus de l’Académie des Sciences- Paris, Série IIb – Mécanique/Mechanics, 329, pp.727-733.

Davey, A., 1962, **“The Growth of Taylor Vortices in Flow Between Rotating Cylinders”**, J. Fluid Mech., vol. 14, pp. 336-338.

Enriquez-Remigio, S. A. e Silveira-Neto, A. **“A new modeling of fluid-structure interaction problems through immersed boundary method/virtual physical model (IBM/VPM)”**. In: CONGRESSO BRASILEIRO DE ENGENHEIRA MECÂNICA, 2007, Brasília. Anais... Brasília: ABCM, 2007. 1CD-ROM.

Fox, R. W. e McDonald, A. T. **“Introdução à mecânica dos fluidos”**. Editado por LTC-Livros Técnicos e Científicos Editora S. A, Rio de Janeiro, RJ, 201.

Goldstein, D., Handler, R. e Sirovitch, L., 1993 **“Modeling a no-slip flow boundary with an external force field”**, Journal of Computational Physics 150, 354-366.

He, J. W., Glowinsky, R., Metcalfe, R., Nordlander, A., e Periaux, J., 2000 **“Active Control and Drag Optimization for Flow Past a Circular Cylinder I. Oscillatory cylinder Rotation”**, Journal of Computational Physics 163, 83-117.

Hu, F. C., e Kelly, R. **“Effect of a time-periodic axial Shear Flow Upon the Onset of Taylor Vortices”**. Physical Review E, vol. 51(4), pp. 3242-3251, 1995.

Hwang, J.-Y. e Yang, K.-S., 2004, **“Numerical Study of Taylor-Couette Flow with an Axial Flow”**, Computers & Fluids, 33, pp. 97-118.

Johnson, E. C. and Lueptow, R. M., 1997, **“Hydrodynamic Stability of Flow Between Rotating Porous Cylinders with Radial and Axial Flow”**, Physics of Fluids, 9, pp. 3687-3696.

Juric, D. e G. Tryggvason., 1996, **“A front-tracking method for dendritic solidification”**, Journal of Computational Physics 123, 127–148.

Kitatani Junior, S. **“Modelagem matemática e simulação numérica para solução de problemas de interação fluido-estrutura utilizando metodologia de fronteira imersa”**, Dissertação de doutorado do Programa de Pós Graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Uberlândia 2009.

Kim, J. e Moin, P., 1985, **“Application of a Fractional Step Method to Incompressible Navier-Stokes Equations”**, J. Comp. Phys., 59, pp. 308-323.

Kupferman, R. 1998, **“A Numerical Study of the Axisymmetric Couette-Taylor Problem Using a Fast High-Resolution Second-Order Central Scheme”**, SIAM. J. Sci. Comp., 20(3), pp. 858-877.

Lai, M., 1998 **“Simulations of the flow past an array of circular cylinders as a test of the Immersed Boundary Method”**, PhD Dissertation, New York University.

Lima e Silva, A. L. F., Silveira-Neto, A. e Damasceno, J., 2003 **“Numerical simulation of two-dimensional flows over a circular cylinder using the immersed boundary method”**, Journal of Computational Physics 198, 351-370.

Lopez, J. M., Hart, J. E., Marques, F., Kittelman, S. e Shen, J., 2002, **“Instability and Mode Interaction in a Differentially-Driven Rotating Cylinder”**, 180, pp. 78-98.

Lopez, J. M. and Marques, F., 2002a, **“Modulated Taylor-Couette Flow. Onset of Spiral modes”**, Theor. And Comp. Fluid Dynamics, 16, pp. 59-69.

Ludweig, H. **“Stabilität der Strömung in einem Zylindrischen Ringraum”**. Zeitschrift für Flugwissenschaften, vol. 8, pp. 135, 1960.

Ludweig, H. **“Experimentelle Nachprüfung der Stabilitätstheorien für Reibungsfreie Strömungen mit Schraubenlinienformigen Strömmlinien”**, Zeitschrift für Flugwissenschaften, vol. 12, pp. 304-309, 1964.

Lueptow, R. M. e Docter, A. M. K., 1992, **“Stability of Inelastic Non-Newtonian Fluids in Couette Between Concentri Cyllinders: a Finite-Element Study”**, J. Non-Newtonian Fluid Mech., 43, pp. 165-177.

Maliska, C. R. **“Transferência de calor e mecânica dos fluidos computacional”**. São Paulo: Livros Técnicos e Científicos, 1995.

Mariano, F. P., **“Acoplamento entre os métodos pseudo-espectral de Fourier e da fronteira imersa”**. Relatório de qualificação de doutorado do Programa de Pós Graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Uberlândia 2009.

Mariano, F. P., **“Simulação de escoamentos não periódicos utilizando a metodologia pseudo-espectral de Fourier acoplado com o método da fronteira imersa”**. Dissertação de doutorado do Programa de Pós Graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Uberlândia 2007.

Meseguer, A., e MARQUEZ. F. **“On the Competition Between Centrifugal and Shear Instability in Spiral Couette Flow”**. J. Fluid Mech., vol. 402, pp. 33-56, 2000.

Meseguer, A., e Marques, F., 2001, **“On the Competition Between Centrifugal and Shear Instability in Spiral Poiseuille Flow”**, Journal of Fluid Mechanics, vol. 455, pp. 129-148.

Meyer, K. A., 1967, **“Time-Dependent Numerical Study of Taylor Vortex Flow”**, Phys. Fluids, vol. 10, pp. 1874-1879.

Mohd-Yusof, J. (1997) **“Combined immersed boundaries/B-splines methods for simulations of flow in complex geometries”**, In CTR Annual Research Briefs, NASA Ames/Stanford University.

Oliveira, J.E.S. **“Método da fronteira imersa aplicado à modelagem matemática e simulação numérica de escoamentos turbulentos sobre geometrias móveis e deformáveis”**. Tese de doutorado do Programa de Pós Graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Uberlândia 2006.

Padilla, E.L.M. **“Aplicações de simulação numérica para análise de escoamentos não newtonianos transicionais em canais anulares com excentricidade variável: parte II”**. Projeto de Pesquisa desenvolvida no Laboratório de Mecânica dos Fluidos da Faculdade de Engenharia Mecânica 2009.

Padilla, E.L.M. **“Aplicação de simulação numérica para análise de escoamentos transicionais em canais cilíndrico-anulares com excentricidade variável”**. Projeto de Pesquisa desenvolvida no Laboratório de Mecânica dos Fluidos da Faculdade de Engenharia Mecânica 2007.

Padilla, E. L . M., 2004, **“Simulação de Grandes Escalas da Transição à Turbulência em Sistemas Rotativos com Transferência de Calor”**, Tese de Doutorado, Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia.

Padilla, E. L. M. e Silveira Neto A., 2008, **“Aplicações de Simulação Numérica para Análise de Escoamentos não Newtonianos Transicionais em Canais Anulares com Excêntricidade Variável: Parte II”**, Relatório Parcial No 5, UFU/CENPES, p. 1-9.

Padilla, E. L. M., Martins, A. L. e Silveira Neto, A., **“Taylor Couette Flow in an Eccentric Annular Channel”**, 19th International Congress of Mechanical Engineering, Brasília, COBEM, 2007a, v.1. p.1 – 7.

Padilla, E. L. M., Martins, A. L., e Silveira Neto, A., **“Experimentação numérica sobre escoamentos em canais anulares”**, 4º PDPETRO, 2007b Campinas

Padilla, E. L. M., Martins, A. L., e Silveira Neto, A., 2005, **“Large-Eddy Simulation of the Three-Dimensional Unstable Flow in a Lid-Driven Cavity”**, 18th International Congress of Mechanical Engineering, Ouro Preto, v. 1. p. 1-8.

Padilla, E. L. M., Martins, A. L. e Silveira-Neto, A., 2006, **“Simulação Numérica de Escoamentos Internos Tridimensionais Usando o Método de Fronteira Imersa”**, Congresso Brasileiro de Engenharia e Ciências Térmicas, Curitiba, vol. 1, pp. 1-8.

Padilla, E.L.M e Silveira-Neto, A., 2003 **“Influence of Different Types of Filters for Dynamic Modeling in Large-Eddy Simulation”**, Proceedings of XXIV Iberian Latin-American Congress on Computational Methods in Engineering, Ouro Preto – MG, pp. CIL 189-32.

Parker, J. e Marati, P. 1996, **“An Investigation of Turbulent Taylor-Couette Flow Using Laser Doppler Velocimetry in a Reactive Index Matched Facility”**, J. of Fluids Engineering, vol. 118(4), pp. 810-818.

Patankar, S. V. **“Numerical heat transfer and fluid flow”**. New York: Hemisphere, 1980.

Pellew, A., e Southwell, R. V., 1940, Proc. R. Sci., ser. A, vol. 176, pp. 312-343.

Peskin, C. (1972) **“Flow patterns around heart valves: A numerical method”** Journal of Computational Physics 10, 252-271.

Peskin, C. (1977) **“Numerical analysis of blood flow in the heart.”** Journal of Computational Physics 25, 220-252.

Phil. Trans. Roy. Soc. Lond., A223, pp. 289-343.

Raupp, E. M., 2007, **“Estudo numérico do escoamento ao redor de um cilindro oscilante”**, Dissertação de Mestrado, Universidade de São Paulo (USP), São Paulo.

Rayleigh, L., 1916, **“On the Dynamics of Revolving Fluids”**, Proc. Roy. Soc. Lond. A93, pp. 148-154.

Roma, A., Peskin, C. e Berger, M., 1999 **“An adaptive version of the immersed boundary method”**, Journal of Computational Physics 153, 509-534.

Shu, C.; Liu, N.; Chew, Y. T. **“A novel immersed boundary velocity correction-lattice Boltzmann method and its application to simulate flow past a circular cylinder”**. Journal of Computational Physics, New York, v. 226, p. 1607-1622, 2007.

Silva, A. S. **“Modelagem Matemática de interação fluido-estrutura utilizando o método de fronteira imersa”**. Tese de doutorado do Programa de Pós Graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Uberlândia 2008.

Stone, H. L., 1968, **“Iterative Solution of Implicit Approximations of Multidimensional Partial Differential Equations”**, SIAMJ Numer. Anal., vol. 5, pp. 530-558.
Stuart, J. T., 1958, J. Fluid Mech., vol. 4, pp. 1-21.

Su, S. W., Lai, M. C. e Lin, C. A. **“An immersed boundary technique for simulating complex flows with rigid boundary”**. Computers & Fluids, New York, v. 36, p. 313-324, 2007.

Taylor, G. I., 1923, **“Stability of a Viscous Liquid Contained Between Two Rotary Cylinders”**.

Teixeira, P. R. F. **“Simulação numérica da interação de escoamentos tridimensionais de fluidos compressíveis e incompressíveis e estruturas deformáveis usando o método de elementos finitos”**. Tese de doutorado, UFRGS, Rio Grande do Sul, 2001.

Teixeira, P. R. F., Awruch, A. M. 2005 **“Numerical simulation of fluid-structure interaction using the finite element method”**. Computer Fluids, 34, pp.249-273.

Unverdi, S. e Tryggvason, G., 1992 **“Numerical investigation of transition and weak turbulent flow past a sphere”**. Journal of Computational Physics 100,45-73.

Vedovoto, J. M. **“Modelagem Matemática e simulação numérica de escoamentos incompressíveis sobre geometrias complexas tridimensionais utilizando o método de fronteira imersa”**. Dissertação de mestrado do Programa de Pós Graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Uberlândia 2007.

Weisberg, A. B., Kevrekidis, I. G. e Smits, A. J., 1997, **“Delaying Transition in Taylor-Couette Flow with Axial Motion of the Inner Cylinder”**, J. Fluid Mech., vol. 11, pp. 1-12.

Wereley, S. T. e Lueptow, R. M., 1998, “**Spatio-Temporal Character of Non-Wavy and Wavy Taylor-Couette Flow**”, J. Fluid Mech, 11(12), pp. 3637-49.

Wereley, S. T. e Lueptow, R. M., 1999, “**Velocity Field for Taylor Couette Flow with an axial Flow**”, Physics of Fluids, 11, pp. 3637-3649.

Zeli Wang, Jianren Fan e Kun Luo, 2007 “**Combined multi-direct forcing and immersed boundary method for simulating flows with moving particles**”, International Journal of Multiphase Flow 34, 283-302.

ZIENKIEWICZ, O.C. e TAYLOR, R. L. “**The finite element method solid and fluid mechanics, dynamics and non-linearity**”. 4th ed. London: McGraw-Hill Book, 1991. v. 2. **for CFD**”, 1994, DCW Industries, Inc.

APÊNDICE

APÊNDICE 1- UTILIZAÇÃO DE ESPESSURA NA GERAÇÃO DO CORPO IMERSO NA METODOLOGIA DE FRONTEIRA IMERSA

Na tentativa de simular e aplicar condições de contorno tanto na região interna e externa do corpo imerso representado pelo método de fronteira imersa foi proposto à adição de uma espessura ao corpo, cujo objetivo é simular o escoamento em torno de um objeto parado, esperando que a velocidade no interior deste seja nula.

A espessura é necessária, pois os pontos lagrangeanos externos ficam responsáveis por distribuir a força lagrangiana ambos os lados do domínio e os pontos lagrangeanos internos são responsáveis por amortecer a força euleriana aplicada pela espessura externa na região interna, desta forma, pode-se obter velocidade nula no interior do objeto imerso.

Na figura abaixo é mostrado à forma clássica de geração da malha lagrangeana representando um objeto circular imerso no escoamento (Fig. 60-a) e o corpo com espessura (Fig. 60-b), sendo utilizado um espaçamento (Δx) entre as malhas lagrangeanas.

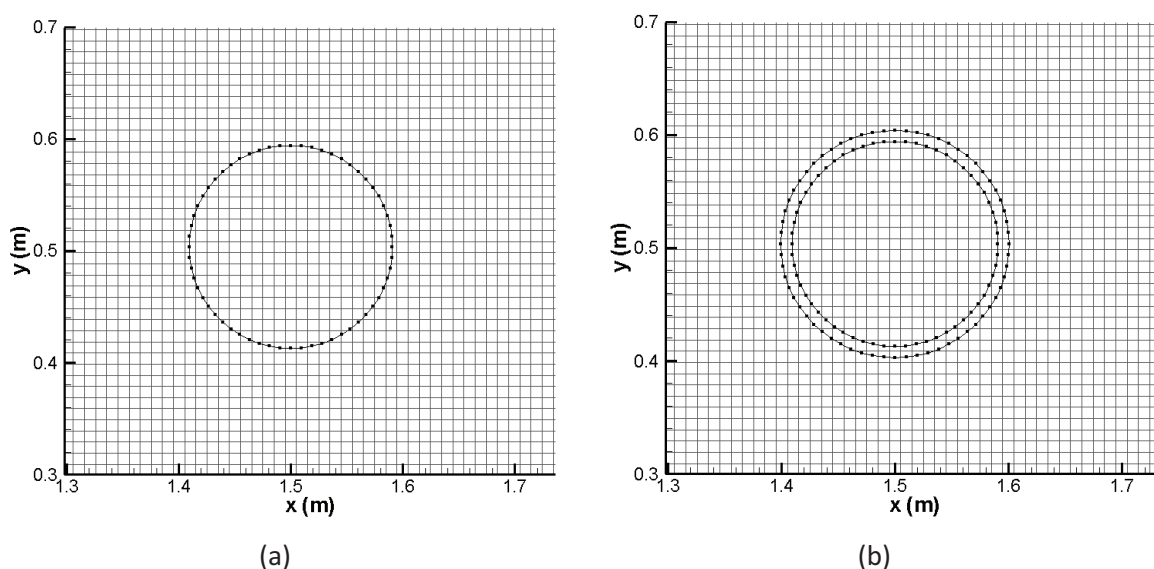


Figura 60- Representação de geração das malhas.

Na simulação utilizando a malha tradicional, a força lagrangeana é distribuída em ambos os lados do objeto imerso, gerando assim um escoamento virtual no interior do mesmo,

já utilizando a espessura, a força é amortecida pelos pontos lagrangeanos internos e é possível obter um resultado coerente no escoamento. Avaliando o perfil da componente de velocidade u para o caso com espessura é possível perceber que a região interna ao objeto fica com velocidade nula, indicando que a utilização da malha com espessura torna-se uma alternativa para resolver problemas em ambos os lados do domínio (Fig. 61).

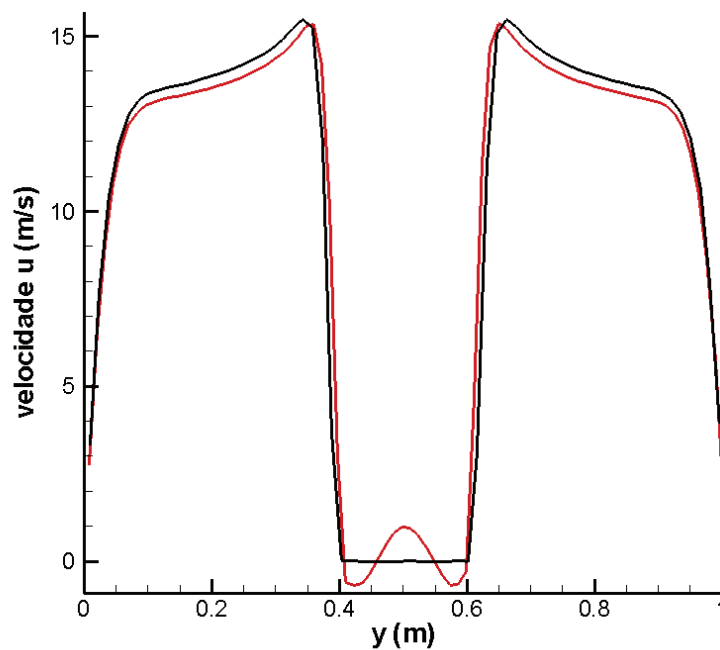


Figura 61- Perfil de velocidade u no centro do objeto.