

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
ESCOLA DE ENGENHARIA DE SÃO CARLOS
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA DE ESTRUTURAS

PATRICIA TONON

*Combinação de discretizações isogeométrica
e por elementos finitos na análise de
interação fluido-estrutura (**Colocar a capa
oficial**)*

SÃO CARLOS/SP
2021

PATRICIA TONON

*Combinação de discretizações isogeométrica
e por elementos finitos na análise de
interação fluido-estrutura (**Colocar a capa
oficial**)*

Texto apresentado para o exame de qualificação ao doutorado no Programa de Pós-Graduação em Engenharia de Estruturas da Escola de Engenharia de São Carlos da Universidade de São Paulo, como parte dos requisitos para obtenção do título de Doutor em Ciências, Programa: Engenharia Civil (Estruturas).

Área de Concentração: Estruturas

Orientador: Prof. Dr. Rodolfo André Kuche Sanches

SÃO CARLOS/SP
2021

RESUMO

TONON, P. Combinação de discretizações isogeométrica e por elementos finitos na análise de interação fluido-estrutura. 2021. 177 p. Qualificação da Tese (Doutorado em Engenharia de Estruturas) – Departamento de Engenharia de Estruturas, Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2021.

Este trabalho apresenta o desenvolvimento de uma ferramenta computacional para a análise numérica de problemas de interação fluido-estrutura, em que o domínio do fluido é discretizado por meio da combinação de aproximações baseadas na Análise Isogeométrica e no Método dos Elementos Finitos tradicional. Consideram-se escoamentos incompressíveis, sendo o domínio fluido representado por uma discretização global fixa e não conforme à estrutura, sobre a qual se sobrepõe uma discretização local, mais refinada e adaptada à interface fluido-estrutura. O escoamento incompressível, tanto no caso da discretização isogeométrica quanto no dos elementos finitos, é solucionado por meio de uma formulação estabilizada, permitindo aproximações de mesma ordem para as variáveis de velocidade e pressão, com integração temporal implícita realizada pelo método de marcha no tempo α -generalizado. O acoplamento entre os modelos local e global de fluido é tratado por uma formulação estabilizada do método Arlequin, que consiste em superpor dois modelos — um discretizado por elementos finitos e outro por análise isogeométrica — e compatibilizá-los por meio de um campo de multiplicadores de Lagrange definido sobre uma região denominada zona de colagem. Para garantir a estabilidade do campo de multiplicadores e ampliar a flexibilidade da formulação, adiciona-se uma parcela estabilizadora baseada no resíduo da equação governante. A movimentação do modelo local de fluido, bem como o acoplamento com a estrutura, são viabilizados pela adoção de uma descrição Lagrangiana-Euleriana Arbitrária das equações governantes. A estrutura é modelada por meio de elementos de casca com cinemática de Reissner-Mindlin, utilizando uma formulação posicional do método dos elementos finitos em descrição Lagrangiana total, adequada à análise dinâmica com grandes deslocamentos. O acoplamento fluido-estrutura é realizado por um esquema particionado forte do tipo bloco-iterativo, que assegura a interação consistente entre os dois meios. Além de garantir uma discretização com resolução suficiente para capturar efeitos localizados próximos à estrutura, como os associados à camada limite, a metodologia proposta combina as vantagens dos métodos de malhas móveis e de malhas fixas (contornos imersos), permitindo a simulação eficiente de problemas que, no contexto de métodos de malhas móveis tradicionais, exigiriam remalhamento global. A abordagem desenvolvida também proporciona maior flexibilidade na escolha das discretizações e melhora o desempenho computacional em análises tridimensionais complexas de interação fluido-estrutura.

Palavras-chave: *Interação Fluido-Estrutura. Análise Isogeométrica. Método dos Elementos Finitos. Método Arlequin. Descrição Lagrangiana-Euleriana Arbitrária*

ABSTRACT

TONON, P. **Combination of isogeometric and finite element discretizations for fluid-structure interaction analysis.** 2021. 177 p. Thesis qualification (Doctorate in Structural Engineering) – Department of Structural Engineering, São Carlos School of Engineering, University of São Paulo, São Carlos, 2021.

review at the end This work presents the development of a computational tool for numerical analysis of fluid-structure interaction problems, in which the fluid domain is discretized by combining approximations based on Isogeometric Analysis (IGA) and the traditional Finite Element Method (FEM). Incompressible flows are considered, with the fluid domain represented by a fixed global discretization, nonconforming with the structure, upon which a refined local discretization, adapted to the fluid–structure interface, is superposed. The incompressible flow, both in the isogeometric and finite element discretizations, is solved through a stabilized formulation that allows equal-order interpolation for velocity and pressure fields, with implicit time integration performed using the α -generalized time-marching method. The coupling between the local and global fluid models is handled by a stabilized formulation of the Arlequin method, which consists in superposing two models—one discretized by finite elements and the other by isogeometric analysis—and enforcing compatibility through a field of Lagrange multipliers defined over a region called the gluing zone. To ensure the stability of the multiplier field and enhance the flexibility of the formulation, a stabilization term based on the residual of the governing equations is added. The motion of the local fluid model, as well as the coupling with the structure, is achieved through an Arbitrary Lagrangian–Eulerian (ALE) description of the governing equations. The structure is modeled using Reissner–Mindlin shell elements within a positional finite element formulation under a total Lagrangian description, suitable for dynamic analyses involving large displacements. The fluid–structure coupling is performed using a strong partitioned block-iterative scheme that ensures consistent interaction between the two media. In addition to providing a discretization capable of capturing localized effects near the structure—such as boundary-layer phenomena—the proposed methodology combines the advantages of moving-mesh and fixed-mesh (immersed boundary) methods. This approach enables efficient simulation of problems that, in the context of traditional moving-mesh methods, would require global remeshing, while also offering greater flexibility in the choice of discretizations and improved computational performance in complex three-dimensional FSI analyses.

Keywords: *Fluid-structure interaction. Isogeometric analysis. Finite Element Method. Arlequin Method. Arbitrary Lagrangian-Eulerian Description*

LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1 – Volume de controle infinitesimal: Fluxo de massa	32
Figura 2.2 – Volume de controle infinitesimal: Componentes de força na direção y_1 .	34
Figura 2.3 – Volume de controle infinitesimal: Fluxo de quantidade de Movimento .	35
Figura 2.4 – Domínio para o problema da DFC	36
Figura 2.5 – Domínios utilizados para a descrição Lagrangiana-Euleriana arbitrária .	37
Figura 2.6 – Elementos Finitos: representação espacial e paramétrica	42
Figura 2.7 – Cilindro: Geometria, condições de contorno e malha de elementos finitos.	51
Figura 2.8 – Cilindro: Coeficientes aerodinâmicos	53
Figura 2.9 – Cilindro: Campos de velocidade para $Re = 100$	54
Figura 2.10–Cilindro: Campos de pressão para $Re = 100$	55
Figura 2.11–Cavidade quadrada: Geometria, condições de contorno e malha de elementos finitos	56
Figura 2.12–Cavidade quadrada: Perfis de velocidade adimensionalizados nas direções y_1 e y_2	57
Figura 2.13–Cavidade quadrada: Campos de velocidade - plano y_1y_2	58
Figura 2.14–Cavidade quadrada: Campos de pressão - plano y_1y_2	59
Figura 3.1 – NURBS: espaço físico, espaço paramétrico, espaço indicial e espaço parental	63
Figura 3.2 – <i>B-Splines quadráticas</i>	65
Figura 3.3 – Curva <i>B-Spline</i>	66
Figura 3.4 – Refinamento h para um curva <i>B-Spline</i>	69
Figura 3.5 – Projeção transformativa de entidade <i>B-Spline</i>	70
Figura 3.6 – Funções base univariadas na interface entre <i>Patches</i>	73
Figura 3.7 – Cilindro: Divisão dos <i>Patches</i>	76
Figura 3.8 – Cilindro: Obtenção da circunferência	77
Figura 3.9 – Cilindro: Obtenção da superfície	78
Figura 3.10–Cilindro: Obtenção do sólido	79
Figura 3.11–Cilindro: Malha de células físicas	80
Figura 3.12–Cilindro: Coeficientes aerodinâmicos	82
Figura 3.13–Cilindro: Campos de velocidade para $Re = 1000$ - plano y_1y_2	83
Figura 3.14–Cilindro: Campos de pressão para $Re = 1000$ - plano y_1y_2	84
Figura 3.15–Degrau: Geometria - plano y_1y_2	85
Figura 3.16–Degrau: Malha de células físicas - plano y_1y_2	85

Figura 3.17–Degrau: Comprimento do vórtice principal	87
Figura 3.18–Degrau: Campos de velocidade	88
Figura 3.19–Degrau: Campos de pressão	88
Figura 4.1 – Cinemática de um sólido deformável	91
Figura 4.2 – Mudança no volume	92
Figura 4.3 – Mudança de área	93
Figura 4.4 – Volume infinitesimal: componentes de tensão	94
Figura 4.5 – Tetraedro elementar	95
Figura 4.6 – Sólido sob carregamento externo	95
Figura 4.7 – Mapeamento da superfície média da casca	99
Figura 4.8 – Vetores generalizados	100
Figura 4.9 – Casca: Geometria e Malha	104
Figura 4.10–Casca: Deslocamento vertical nó central A	105
Figura 4.11–Casca: Deslocamento vertical nó central A - referência	105
Figura 4.12–Casca: Campos de deslocamentos	106
Figura 5.1 – Partição de domínios para a técnica dos espaços de funções combinados	109
Figura 5.2 – Espaços de funções na técnica de partição de domínios - Problema unidimensional	112
Figura 5.3 – Cavidade: geometria e condições de contorno	114
Figura 5.4 – Cavidade 2D: Malhas Global e Local	115
Figura 5.5 – Cavidade 2D: Zona de sobreposição	115
Figura 5.6 – Cavidade 2D: Solução do problema de Navier Stokes para $Re = 100$	116
Figura 5.7 – Cavidade 2D: Perfis de velocidade	116
Figura 6.1 – Domínio local e global	120
Figura 6.2 – Função Ponderadora	122
Figura 6.3 – Domínio Arlequin móvel	132
Figura 6.4 – Aerofólio: Geometria	134
Figura 6.5 – Aerofólio: Malha Monomodelo (MEF)	135
Figura 6.6 – Aerofólio: Discretização das malhas global e local	135
Figura 6.7 – Aerofólio: Coeficiente de Arrasto	136
Figura 6.8 – Aerofólio: Coeficiente de Arrasto	137
Figura 6.9 – Aerofólio: Campo de velocidade	137
Figura 6.10–Aerofólio: Campo de pressão	138
Figura 6.11–Aerofólio Mov.: Geometria	139
Figura 6.12–Aerofólio Mov.: Coeficiente de Arrasto	140
Figura 6.13–Aerofólio Mov.: Coeficiente de Sustentação	140
Figura 6.14–Aerofólio Mov.: Campos de velocidade	141
Figura 6.15–Aerofólio Mov.: Campos de pressão	142
Figura 7.1 – Domínios Computacional para análise de problemas de IFE	144

Figura 7.2 – Discretizações não-coincidentes no contorno IFE	146
Figura 7.3 – Cavidade fundo flexível 2D: geometria e propriedades físicas (valores adimensionais)	152
Figura 7.4 – Cavidade fundo flexível 2D: Discretizações	153
Figura 7.5 – Cavidade com fundo flexível 2D: Deslocamento do ponto A para obtidas com o modelo Arlequin	154
Figura 7.6 – Cavidade com fundo flexível 2D: Deslocamento do ponto A comparado com resultados de referências e monomodelo	154
Figura 7.7 – Cavidade fundo flexível 2D: Campos de velocidade	155
Figura 7.8 – Cavidade fundo flexível 2D: Campos de Pressão	156
Figura 7.9 – Cavidade fundo flexível 3D: Geometria e propriedades físicas	156
Figura 7.10–Cavidade fundo flexível 3D: Discretização	157
Figura 7.11–Cavidade fundo flexível 3D: Deslocamento vertical do ponto A	158
Figura 7.12–Cavidade fundo flexível 3D: Campos de velocidade	159
Figura 7.13–Cavidade fundo flexível 3D: Campos de Pressão	160
Figura 7.14–Casca: Campos de Deslocamentos	161
Figura 7.15–Painel Flexível: Geometria e condições de contorno (dimensões em cm) .	161
Figura 7.16–Painel Flexível: Discretização	162
Figura 7.17–Painel Flexível: Deslocamento em A	163
Figura 7.18–Painel Flexível: Campos de velocidade	164
Figura 7.19–Painel Flexível: Campos de pressão	165
Figura 7.20–Painel Flexível: Deformada da malha em nT	166
Figura 7.21–Turbina monomodelo: Geometria	166
Figura 7.22–Turbina monomodelo: Malhas	168
Figura 7.23–Turbina monomodelo: Deslocamento em y_3 no ponto A	168
Figura 7.24–Turbina monomodelo: Velocidade angular no ponto A	169
Figura 7.25–Turbina monomodelo: Campos de velocidade	170
Figura 7.26–Turbina monomodelo: Campos de pressão	171
Figura 7.27–Turbina modelo Arlequin: Geometria	172
Figura 7.28–Turbina modelo Arlequin: Malhas	173
Figura 7.29–Turbina modelo Arlequin: Deslocamento no ponto A	173
Figura 7.30–Turbina modelo Arlequin: Velocidade angular no ponto A	174
Figura 7.31–Turbina modelo Arlequin: Campos de velocidade	174
Figura 7.32–Turbina modelo Arlequin: Campos de pressão	175

LISTA DE TABELAS

Tabela 2.1 – Comparaço entre valores obtidos e valores de referência	53
Tabela 3.1 – Cilindro: Número de pontos de controle por <i>patch</i>	81
Tabela 3.2 – Degrau: Número de pontos de controle por <i>patch</i>	86
Tabela 6.1 – Aerofólio: Número de pontos de controle por <i>patch</i>	136
Tabela 7.1 – Cavidade fundo flexível 2D: Discretizações	152

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	15
1.1	Apresentação do texto	17
1.2	Estado da Arte	18
1.2.1	<i>Dinâmica dos fluidos computacional</i>	19
1.2.2	<i>Dinâmica de estruturas computacional considerando grandes deslocamentos</i>	21
1.2.3	<i>Acoplamento fluido-estrutura</i>	22
1.2.4	<i>Métodos Multiescala e Técnicas de partição de domínios</i> . .	24
1.3	Objetivos	26
1.4	Metodologia	27
1.5	Justificativa	28
2	DINÂMICA DOS FLUIDOS COMPUTACIONAL	31
2.1	Equações governantes na descrição Euleriana	32
2.1.1	<i>Equação da conservação da massa</i>	32
2.1.2	<i>Equação da quantidade de movimento</i>	33
2.1.3	<i>Formulação forte da mecânica dos fluidos</i>	35
2.2	Descrição Euleriana-Lagrangiana arbitrária (ALE)	36
2.3	Forma fraca e discretização espacial das equações governantes	40
2.3.1	<i>Método dos elementos finitos</i>	40
2.3.2	<i>Discretização Espacial</i>	41
2.3.3	<i>Parâmetros de estabilização</i>	45
2.4	Integração Temporal	47
2.5	Implementação Computacional	50
2.6	Verificação e Aplicações	50
2.6.1	<i>Escoamento sobre um cilindro</i>	50
2.6.2	<i>Cavidade quadrada</i>	53
3	ANÁLISE ISOGEOMÉTRICA APLICADA À DINÂMICA DOS FLUIDOS COMPUTACIONAL	61
3.1	Noções Gerais de IGA	62
3.2	<i>B-Splines</i>	63
3.2.1	<i>Vetor de knots</i>	63
3.2.2	<i>Funções base e suas derivadas</i>	64
3.2.3	<i>Geometrias B-Splines</i>	66
3.2.4	<i>Refinamento</i>	67
3.3	NURBS	70
3.3.1	<i>Funções base NURBS e suas derivadas</i>	71
3.3.2	<i>Geometria NURBS</i>	72
3.3.3	<i>Múltiplos Patches</i>	72
3.4	Análise Isogeométrica	73

<i>3.4.1</i>	<i>Parâmetros de estabilização</i>	74
3.5	Verificação e aplicações	76
<i>3.5.1</i>	<i>Escoamento sobre um cilindro</i>	76
<i>3.5.1.1</i>	<i>Geração da malha NURBS</i>	76
<i>3.5.1.2</i>	<i>Análise numérica</i>	79
<i>3.5.2</i>	<i>Escoamento em um canal com degrau</i>	81
4	DINÂMICA DOS SÓLIDOS COMPUTACIONAL	89
4.1	Cinemática dos corpos deformáveis	90
4.2	Equilíbrio de corpos deformáveis	93
<i>4.2.1</i>	<i>Estado de tensão em um ponto</i>	93
<i>4.2.2</i>	<i>Equilíbrio em descrição Lagrangiana</i>	94
<i>4.2.3</i>	<i>Conservação da Energia e Equilíbrio</i>	96
<i>4.2.4</i>	<i>Modelo constitutivo de Saint-Venant-Kirchhoff</i>	98
4.3	Método dos Elementos Finitos	98
<i>4.3.1</i>	<i>Elemento finito de Casca</i>	99
<i>4.3.2</i>	<i>Integração Temporal e solução do problema não-linear</i>	101
<i>4.3.3</i>	<i>Implementação Computacional</i>	103
4.4	Exemplo de aplicação - Casca cilíndrica com <i>snap through</i> dinâmico	103
5	TÉCNICA DE PARTIÇÃO DE DOMÍNIO POR COMBINAÇÃO DOS ESPAÇOS DE FUNÇÕES	107
5.1	Função de combinação	110
5.2	Aplicação da técnica a Dinâmica dos Fluidos Computacional	111
5.3	Implementação Computacional	111
5.4	Exemplo - Cavidade com partição de domínio e combinação MEF-IGA	114
6	MÉTODO ARLEQUIN ESTABILIZADO	119
6.1	Método Arlequin	119
6.2	Método Arlequin clássico aplicado a problemas de escoamentos incompressíveis	121
6.3	Método Arlequin estabilizado aplicado à problemas de escoamentos incompressíveis	125
<i>6.3.1</i>	<i>Parâmetro de estabilização para técnica RBSAM</i>	127
<i>6.3.2</i>	<i>Integração Temporal e processo de solução</i>	129
6.4	Superposição de modelos móveis	130
6.5	Implementação Computacional	132
6.6	Exemplos	133
<i>6.6.1</i>	<i>Escoamento sobre aerofólio NACA 0012 fixo</i>	134
<i>6.6.2</i>	<i>Aerofólio com movimento de arfagem prescrito</i>	138
7	ACOPLAMENTO FLUIDO-ESTRUTURA	143
7.1	Condições de acoplamento	144
7.2	Acoplamento com malhas não coincidentes	145
7.3	Acoplamento particionado forte - bloco-iterativo	146
<i>7.3.1</i>	<i>Implementação computacional</i>	148
<i>7.3.2</i>	<i>Movimentação da Malha</i>	148

7.4	Exemplos de problemas de IFE	150
<i>7.4.1</i>	<i>Cavidade com fundo flexível - 2D</i>	<i>151</i>
<i>7.4.2</i>	<i>Cavidade com fundo flexível - 3D</i>	<i>155</i>
<i>7.4.3</i>	<i>Painel flexível submetido a escoamento com desprendimento de vórtices</i>	<i>158</i>
<i>7.4.4</i>	<i>Turbina</i>	<i>163</i>
<i>7.4.4.1</i>	<i>Turbina - monomodelo</i>	<i>163</i>
<i>7.4.4.2</i>	<i>Turbina - modelo Arlequin</i>	<i>169</i>
REFERÊNCIAS		177

CAPÍTULO

1

INTRODUÇÃO

A interação fluido-estrutura caracteriza-se por ser uma classe de problemas em que existe uma interdependência nos comportamentos do fluido e da estrutura. O comportamento do fluido depende do formato da estrutura e sua movimentação, assim como, o movimento e a deformação da estrutura dependem das forças que provém do fluido.

A modelagem numérica dos problemas da engenharia estrutural é um ramo vastamente desenvolvido, sendo a análise de estruturas por elementos finitos em softwares comerciais uma prática corrente entre os engenheiros. Entretanto, quando fala-se de interação fluido-estrutura (IFE), esses softwares encontram-se muito longe de atender à demanda dos engenheiros. Problemas que envolvem a interação entre fluido e estrutura estão presentes em diversas áreas da engenharia, pode-se citar, por exemplo, a ação do vento sobre edifícios, aerodinâmica de modelos automotivos, problemas de *flutter* em estruturas aeronáuticas e de pontes, ou ainda problemas de escoamento de sangue sobre vasos sanguíneos e órgãos, entre muitos outros. A análise experimental de tais problemas, em geral, é muito custosa e envolve muito tempo, desta forma, é de interesse o desenvolvimento de métodos numéricos que representem adequadamente tais análises e que possibilitem que sejam realizadas dentro de um tempo razoável. O crescimento da informática tem auxiliado nesse processo, embora, ainda muitas análises somente sejam possíveis de serem realizadas em grandes *clusters*, e algumas, devido à complexidade dos problemas, não possam ser simuladas sem grandes simplificações.

A análise computacional dos problemas de IFE envolvem basicamente três partes: dinâmica dos fluidos computacional, mecânica dos sólidos computacional e acoplamento entre os meios fluido e sólido. Uma das maiores dificuldades encontrada nessa área diz respeito ao acoplamento entre fluido e sólido visto que para fluidos aplica-se, em geral, uma descrição matemática Euleriana, e para sólidos, Lagrangiana. O processo de acoplamento é realizado basicamente utilizando-se duas possíveis técnicas: métodos de rastreamento de

interface (*interface tracking*) ou método de malhas adaptadas e os métodos de captura de interface (*interface capturing*) ou método de malhas não-adaptadas.

Nos métodos de rastreamento de interface, a malha do fluido é adaptada à forma da interface sólido-fluido e acompanha seu movimento, requerendo, dessa forma, procedimentos de atualização da malha do fluido ao longo da análise. Nesse tipo de metodologia uma descrição Lagrangiana-Euleriana arbitrária pode ser aplicada ao fluido, permitindo a movimentação do domínio computacional de maneira independente do movimento do fluido. Essa técnica é adequada para problemas em que a estrutura sofre deslocamentos em pequenas escalas comparados à configuração inicial da estrutura, sem que haja mudança topológica do domínio do fluido, visto que grandes distorções do domínio fluido, em geral, acarretam na necessidade de técnicas de remalhamento, que apresentam um custo computacional muito elevado.

No método de captura de interface se utiliza uma malha fixa para o fluido, na qual o sólido se encontra imerso. Um dos aspectos importantes desse método diz respeito à localização do contorno da estrutura dentro da malha do fluido, podendo ser resolvido por exemplo com o uso de uma função *level-set* baseada na distância assinalada ao contorno. Essa técnica, embora possa ser aplicada para grandes deslocamentos, em geral não é adequada para levar em consideração efeitos localizados que precisem de uma maior precisão da malha, como por exemplo, em regiões de camada limite na vizinhança da estrutura.

Neste trabalho de doutorado, para análise de problemas de IFE tridimensionais, utilizou-se uma técnica para a partição do domínio do fluido, com malhas superpostas, no intuito de unir as vantagens das metodologias de rastreamento de interface e de captura de interface e ao mesmo tempo proporcionar a combinação de diferentes técnicas de discretizações para as malhas. Nesse contexto, duas discretizações espaciais para o fluido são utilizadas, uma malha global maior, menos refinada e fixa no espaço, e uma malha local menor, mais refinada, em contato com a estrutura e que se move para acomodar as deformações da estrutura. Uma das discretizações pode ser isogeométrica, enquanto a outra em elementos finitos tradicional. Como consequência, caso seja necessária a realização de remalhamento, o mesmo pode ser realizado apenas na malha local, diminuindo o custo computacional.

A proposta inicial da tese de doutorado era a realização do acoplamento entre as malhas através de uma técnica de modificação do espaço das funções base em uma zona de sobreposição, de maneira a preservar à independência linear das funções e a partição da unidade. Tal formulação, se mostrou eficiente para alguns problemas estudados, entretanto, em simulações mais complexas, a metodologia não apresentou o comportamento esperado. Dessa forma, em alinhamento com os objetivos desse trabalho, utilizou-se para o acoplamento o método Arlequin em sua forma estabilizada, conforme será retratado ao longo do texto.

Neste capítulo são apresentados o estado da arte dos principais assuntos envolvidos no desenvolvimento deste projeto, os objetivos, a metodologia aplicada e a justificativa para esta pesquisa.

1.1 Apresentação do texto

Este texto está dividido em 8 capítulos os quais serão descritos sucintamente na continuação.

No *Capítulo 1* introduz-se e contextualiza-se o tema de pesquisa. Na sequência, no estado da arte, faz-se uma breve apresentação de algumas das formulações mais utilizadas para a solução dos problemas que envolvem a interação fluido-estrutura e métodos de partição de domínios. Por fim, apresentam-se os objetivos, a metodologia e justificava desta pesquisa.

O *Capítulo 2* comprehende a descrição da técnica numérica utilizada para a resolução de problemas da dinâmica dos fluidos computacional. Apresentam-se inicialmente as equações governantes em sua forma forte em descrição Euleriana, expandindo-as na continuação para uma descrição Euleriana-Lagrangiana arbitrária. Na sequência, a formulação fraca é obtida através da aplicação do método dos resíduos ponderados utilizando a técnica clássica de Galerkin e apresenta-se a discretização espacial das equações. Para contornar as instabilidades típicas que ocorrem quando aplicado o método de Galerkin, e afim de contornar a condição LBB, apresenta-se uma metodologia estabilizada. Para a integração temporal das equações, o método α -generalizado aplicado é exposto. Ao final, o algoritmo da implementação computacional é apresentado e alguns exemplos são avaliados para a verificação do programa.

No *Capítulo 3*, apresenta-se a análise isogeométrica aplicada à Dinâmica dos Fluidos Computacional (DFC) por meio da utilização de funções NURBS. O capítulo se inicia com uma breve contextualização do tema, seguida da descrição das funções-base *B-Splines* e de suas principais características, culminando na geração de geometrias a partir dessas funções. Em seguida, introduzem-se as funções NURBS, construídas a partir das *B-Splines*, destacando-se a obtenção de curvas, superfícies e sólidos NURBS. A abordagem isogeométrica é então detalhada, evidenciando a substituição das tradicionais funções polinomiais de Lagrange, utilizadas no Método dos Elementos Finitos clássico, por funções NURBS na discretização das geometrias e variáveis. Além disso, são explicados os parâmetros de estabilização empregados nas equações governantes discretizadas via IGA. Por fim, verifica-se a implementação computacional da DFC com análise isogeométrica por meio de exemplos numéricos.

O *Capítulo 4* apresenta uma breve revisão sobre a mecânica dos sólidos voltada a cinemática e ao equilíbrio de corpos deformáveis em descrição Lagrangiana, assim como elenca o princípio da estacionariedade de energia e a apresenta o modelo constitutivo de

Saint-Venant-Kirchhoff adotado nesse trabalho. Na sequência, apresentam-se os conceitos do método dos elementos finitos posicional e o elemento finito de casca a ser utilizado nesse projeto para análise não-linear dinâmica de sólidos. Por fim, o algoritmo da implementação computacional é exibido e um problema de casca cilíndrica com *snap through* dinâmico é simulado.

No *Capítulo 5* a técnica de partição de domínios é apresentada. Descreve-se inicialmente a combinação proposta para os espaços de funções respectivos as malhas local e global com intuito de obter-se um novo espaço de funções independentes na zona de sobreposição. Na sequência, descreve-se a metodologia para o cálculo da função ponderadora de combinação dentro do domínio. O roteiro de implementação computacional é então exibido, e apresenta-se, um exemplo de verificação voltado à dinâmica dos fluidos computacional.

No *Capítulo 6* apresenta-se a técnica de decomposição de domínios através do método Arlequin estabilizado (RBSAM). A primeira parte do capítulo foi dedicada a descrever o método clássico de Arlequin, para na sequência, introduzir a metodologia estabilizada para a solução de escoamentos incompressíveis. Apresenta-se na sucessão do capítulo a extensão da metodologia para problemas de contorno móveis. Ao final, o algoritmo de implementação é apresentado, bem como, exemplos de validação são avaliados.

No *Capítulo 7* discorre-se sobre a formulação utilizada para análise de problemas de Interação Fluido-Estrutura. No texto, apresentam-se as condições de acoplamento necessárias a solução de um problema de IFE, a técnica de movimentação de malha utilizada, e a metodologia de transferência de condições de contorno em uma interface entre fluido e sólido com malhas não coincidentes. Descreve-se na continuação do texto a teoria envolvida no esquema de acoplamento particionado forte adotado. Por fim, o algoritmo de implementação computacional e exemplos de validação são apresentados.

No *Capítulo 8* são apresentadas as considerações finais sobre o trabalho desenvolvido.

1.2 Estado da Arte

Nesta seção apresenta-se uma breve contextualização das formulações mais importantes relacionadas à metodologia aplicada neste projeto para a resolução dos problemas de interação fluido-estrutura. Assim, aborda-se brevemente o estado da arte da mecânica dos fluidos computacional aplicada a problemas de contornos móveis, mecânica dos sólidos computacional aplicada a problemas dinâmicos com grandes deslocamentos, técnicas de acoplamento numérico fluido-estrutura e métodos de decomposição de domínios e multiescala.

1.2.1 Dinâmica dos fluidos computacional

Na dinâmica dos fluidos computacional (DFC) técnicas numéricas são aplicadas para obtenção de uma solução aproximada para o conjunto de equações que descrevem o comportamento dos fluidos no espaço e no tempo, visto que a solução analítica para esses problemas é conhecida para poucos e simples casos. Os principais tópicos abordados aqui são referentes às diferentes metodologias aplicadas no que diz respeito a: discretização espacial, métodos de estabilização e modelagem de escoamentos turbulentos.

No que diz respeito à discretização espacial a DFC desenvolveu-se inicialmente no âmbito do método das diferenças finitas e do método dos volumes finitos (ver, por exemplo, ??) e ??)). O método dos elementos finitos (MEF), por sua vez, popularizou-se inicialmente em análises de estruturas na década de 50, com problemas baseados em princípios variacionais. Alguns anos depois, passou a ser usado também em problemas da DFC, visto que o mesmo apresenta algumas propriedades vantajosas, como por exemplo, a capacidade de discretizar geometrias complexas com o uso de malhas não estruturadas arbitrárias e a facilidade de aplicação de condições de contorno em geometrias complexas e de alta ordem (????).

Umas das dificuldades encontradas na aplicação do MEF à dinâmica dos fluidos computacional é o fato de que, ao adotar-se o método clássico de Galerkin na discretização espacial das equações que descrevem o comportamento dos fluidos em descrição Euleriana, obtém-se matrizes assimétricas, e, em escoamentos com convecção dominante, surgem variações espúrias nas variáveis transportadas. Esse problema pode ser amenizado à medida que a malha de elementos finitos é refinada, entretanto, é desejável que o método escolhido apresente resultados estáveis mesmo em malhas mais grosseiras.

Para resolver tal dificuldade, algumas técnicas de estabilização foram propostas, a exemplo da metodologia *Stream-Upwind/Petrov-Galerkin* - SUPG (??), *Galerkin Least-Squares-GLS* (??) e *Sub-Grid Scale-SGS* (??). Todas essas formulações baseiam-se na introdução de termos estabilizantes ao problema, contendo as variações espúrias que ocorrem em problemas com convecção dominante. Outra possibilidade, diz respeito ao uso do método Taylor-Galerkin (T-G), introduzido por ??) onde a estabilização é obtida pela introdução de termos de mais alta ordem para a expansão em série de Taylor no processo de discretização temporal.

Uma das metodologias mais difundidas para estabilização dos termos convectivos, é a técnica SUPG, aplicada nesse estudo, que consiste em adicionar à forma fraca da equação da quantidade de movimento, o resíduo da equação da quantidade de movimento ponderado por uma função especialmente escolhida para adicionar difusão na direção das linhas de corrente. Diversos autores contribuíram para consolidação dessa técnica, dentre os quais pode-se citar, ??), ??), ??). O parâmetro adimensional estabilizador cuja função é aplicar uma escala na parcela adicionada, possui sua obtenção discutida em diversos trabalhos, tais como os ??) e ??).

Outra dificuldade da DFC diz respeito aos escoamentos incompressíveis. Ao levar-se em conta a incompressibilidade do escoamento, obtém-se a chamada equação da continuidade, onde tem-se apenas o termo do divergente do vetor velocidade. Do ponto de vista computacional, esse aspecto traz problemas na obtenção do campo de pressão. Nesses casos, a utilização da pressão e da velocidade como variáveis primárias aproximadas por funções de forma de mesmo grau pode conduzir instabilidades na resolução do sistema. Essas instabilidades podem ser contornadas utilizando elementos que respeitem a restrição de *Ladyzhenskaya-Babuška-Brezzi* ou LBB, onde a pressão é interpolada por funções de forma de ordem menor, sendo tais elementos conhecidos como Taylor-Hood (??????).

Uma metodologia de estabilização semelhante à técnica SUPG foi também desenvolvida para contornar esse problema (????). Essa metodologia é conhecida como PSPG (*Pressure stabilized Petrov-Galerkin*), adotada nesse estudo, e consiste em adicionar à forma fraca da equação da continuidade o resíduo da equação da quantidade de movimento ponderado pelo gradiente da equação da continuidade multiplicado por uma constante estabilizadora.

Outra consideração importante nas simulações numéricas diz respeito à reprodução de escoamentos turbulentos. As equações de Navier-Stokes descrevem tanto escoamentos laminares como turbulentos, entretanto, a utilização da chamada Simulação Direta de Turbulência leva a custos computacionais elevados, visto que requer uma malha refinada de maneira a representar adequadamente todas as escalas de turbulência. Para contornar esse problema, diferentes técnicas podem ser empregadas, destacando-se os métodos *Reynolds-Averaged Navier-Stokes* (RANS) (????) e Simulações de grandes Vórtices (LES) (????????).

Os métodos RANS baseiam-se na decomposição das variáveis de fluxo em uma média temporal e uma componente de flutuação. Essa abordagem permite que as equações governantes sejam manipuladas de forma a representar as médias de longo prazo do fluxo, enquanto as flutuações turbulentas são tratadas como termos adicionais, muitas vezes modelados por equações de fechamento. A definição da média pode variar conforme as características do problema. Nas simulações de grandes vórtices o objetivo principal é capturar as estruturas turbulentas de grande escala, que são responsáveis pela maior parte da transferência de momento e energia, e aplicar um modelo para os vórtices de pequena escala.

O método Variacional Multiescala (VMS) (?????????) tem intuito de garantir concomitantemente a estabilização para os efeitos de convecção, para o campo de pressão e para problemas de vorticidade. O método, a partir de princípios variacionais, propõem a representação do problema físico por meio de sua decomposição em grandes e pequenas escalas, resolvendo-as separadamente. A modelagem do espaço de pequenas escalas é realizado em termos de resíduos das equações de conservação de massa e de conservação da quantidade de movimento. Essa metodologia tem se mostrado adequada para tratamento

de problemas de camada limite ou turbulência, os quais apresentam um intervalo de escalas muito amplos.

A Análise Isogeométrica (IGA - *Isogeometric Analysis*) é uma metodologia para análise numérica de problemas descritos por equações diferenciais e foi introduzida primeiramente por ??). Pode-se dizer que se trata de uma generalização do método dos elementos finitos clássico, a partir do uso de funções base especiais. Na análise isogeométrica, as funções base utilizadas são aquelas aplicadas nos sistemas CAD (*Computed Aided Design*), ou seja, nas tecnologias aplicadas na engenharia de *design*, animação, artes gráficas e visualização. Dentro das possibilidades de funções, as mais conhecidas são as funções NURBS(*Non-Uniform Rational B-Splines*) ??), fazendo que esse seja um ponto de partida para os estudos sobre IGA. Um dos principais objetivos do desenvolvimento dessa ferramenta é a integração entre os sistemas CAD e as técnicas numéricas baseadas em elementos finitos, as quais requerem a geração de malhas baseadas nos dados obtidos em programas CAD.

Uma das principais vantagens do uso dessa metodologia é representação exata de geometrias mesmo em malhas pouco refinadas, visto que essas funções são capazes de representar exatamente seções cônicas, círculos, cilindros, esferas e elipsoides. Além disso, outra característica matemática que a torna uma boa opção a ser utilizada, é a suavidade das funções NURBS, que são continuas $p - 1$ vezes entre os elementos, sendo p o grau da função base. A descrição exata das geometrias é uma característica desejável em problemas que envolvem fenômenos de camada limite, os quais dependem fortemente da precisão geométrica da superfície do corpo imerso no escoamento. Alguns problemas envolvendo escoamentos turbulentos e interação fluido-estrutura, podem ser consultados em: ???????????).

Outras metodologias aplicando diretamente funções *B-Splines* também tem se mostrado eficiente para a análise de problemas da dinâmica dos fluidos computacional, como pode ser visto nos trabalhos de ?????).

1.2.2 Dinâmica de estruturas computacional considerando grandes deslocamentos

A análise de interação fluido estrutura recai muitas vezes em problemas onde é necessário a consideração da não linearidade geométrica da estrutura devido aos grandes deslocamentos ou a efeitos acoplados de membrana e flexão. Dentro desse grupo de problemas pode-se citar *flutter* de grande amplitude, sistemas de desaceleração (paraquedas), aplicações biomédicas, entre outros.

A solução numérica de problemas estruturais é realizada tradicionalmente aplicando-se o método dos elementos finitos. Dentro do contexto da análise não-linear de estruturas utilizando MEF, a formulação corrotacional proposta por ??) é muito popular e descreve

a mudança de configuração da estrutura decompondo os movimentos do sólido em rígido e de deformação, e descrevendo-os em termos dos deslocamentos e rotações nodais. Essa formulação, aplicada para pórticos, treliças e cascas, pode ser vista nos trabalhos de ?????????????).

A formulação corrotacional, ao descrever rotações como parâmetros nodais, apresenta uma limitação para grandes deslocamentos, visto que não se pode aplicar a propriedade comutativa a essa grandeza. Para resolver este problema, utilizam-se formulações linearizadas de Euler-Rodrigues para aproximação das rotações, conforme pode ser visto, por exemplo, em ???).

A conservação da energia nessa formulação é um assunto muito controverso em problemas de dinâmica não-linear de cascas e barras. Isso porque no uso da formulação corrotacional, as rotações finitas, que são parâmetros nodais, apresentam objetividade apenas para pequenos incrementos, além disso, a aplicação da formulação resulta em matriz de massa variável, proibindo o uso de algumas processos de integração temporal bem estabelecidos (??).

Motivado por ??), ??) introduz uma formulação baseada em posições, sem rotações como parâmetros nodais. Essa formulação tem sido aplicada com sucesso para problemas de pórticos e cascas (????????????), incluindo problemas de interação fluido-estrutura (?????????).

Em ??), os autores utilizam o integrador temporal de Newmark para análise de problemas dinâmicos não-lineares de estruturas de cascas no contexto da IFE com grandes deslocamentos e rotações de corpo rígido. Nesse trabalho, os autores apresentam a prova da conservação da quantidade de movimento linear e angular no uso dessa metodologia, e testam a estabilidade e conservação de energia para problemas com pequenas deformações.

Baseado no último trabalho citado, neste projeto, aplica-se a formulação Lagrangiana total para elementos de cascas baseada em posições e vetores generalizados, o que evita o uso de aproximações para grandes rotações e permite o uso do integrador de Newmark nos problemas dinâmicos da IFE que apresentam grandes deslocamentos e rotações.

1.2.3 Acoplamento fluido-estrutura

O problema de interação fluido-estrutura pode ser descrito como um conjunto de equações diferenciais e condições de contornos associadas ao fluido e a estrutura que precisam ser satisfeitas ao mesmo tempo. Como sólidos e fluidos geralmente apresentam descrições matemáticas diferentes, sendo os sólidos tradicionalmente analisados por descrições Lagrangianas e os fluidos por descrições Eulerianas, um dos desafios da análise computacional de IFE é o acoplamento entre os dois meios. A solução de acoplamento a ser aplicada pode ser classificada em dois tipos de metodologias: métodos de rastreamento de interface (*interface tracking*) ou método de malhas adaptadas e métodos de captura de interface (*interface capturing*) ou método de malhas não-adaptadas (????).

Nos métodos de rastreamento de interface, à medida em que a interface fluido-estrutura move, o domínio espacial do fluido muda seu formato, e a malha do fluido é movimentada para acomodar a mudança da interface. Nesse tipo de metodologia duas possíveis técnicas podem ser aplicadas na modelagem do domínio fluido: a descrição Lagrangiana-Euleriana arbitrária (???????) ou a formulação Espaço-Tempo (*Space-Time - ST*) (??????), sendo que ambas permitem a movimentação arbitrária da discretização espacial. A principal vantagem do método de malhas adaptadas é a capacidade de controlar a dimensão da malha próxima a interface, bem como a conformidade dos domínios, e como consequência, garantir a precisão dos resultados nessa região.

A técnica empregada para movimentação de malhas é muito importante nesse tipo de problemas, pois deve ser eficiente de maneira a resultar em elementos que possuam uma mínima distorção e alteração de volume, e de forma a evitar que a malha necessite ser reconstruída. Diversas técnicas têm sido desenvolvidas para essa finalidade e podem ser divididas em três categorias. Na primeira os deslocamentos são impostos na interface entre estrutura e fluido e o campo de deslocamentos é obtido através da resolução de um problema de valor de contorno, formulando-se o problema através de analogia de molas (??), sólido (????), suavização Laplaciana (??), entre outras.

O segundo grupo são esquemas ponto-a-ponto, nos quais os deslocamentos da malha são diretamente interpolados a partir dos deslocamentos impostos na interface (??????). Existem ainda métodos híbridos, que combinam vantagens de diferentes técnicas de movimentação de malhas (????).

Nos métodos rastreamento de interface, no entanto, em alguns casos o remalhamento torna-se inevitável, como em problemas com grandes distorções do domínio ou em problemas com mudanças topológicas, fazendo com que o custo computacional se torne muito elevado.

Por sua vez, os métodos de captura de interface são capazes de lidar com mudanças topológicas e grandes deslocamentos. Para isso, utilizam-se os chamados métodos de contornos imersos, introduzido por ??), nos quais mantém-se a malha do fluido fixa e permite-se que a estrutura move-se dentro dessa malha. Nesses métodos é necessário que as posições da estrutura sejam identificadas dentro da malha do fluido a cada passo de tempo (????). Uma das formas de identificação é realizada através de uma função distância assinalada do contorno da estrutura (método *level-set*). Nesse contexto, pode-se citar os trabalhos de ??) aplicados no âmbito dos volumes finitos e de ??) e ??) em elementos finitos. A principal desvantagem desse tipo de metodologia é que a resolução da discretização na camada limite fica limitada a discretização da malha de elementos finitos onde a interface estiver posicionada no instante de análise.

A resolução dos problemas da IFE pode ser realizada através de duas variações principais: Métodos particionados (???????????) e métodos monolíticos (?????????). No primeiro grupo, as equações para fluido e estrutura são resolvidas separadamente, sendo as condições de acoplamento transmitidas de um meio para o outro na interface, em geral, em

termos de condições de Dirichlet-Neumann. No segundo grupo, de métodos monolíticos, fluido e estrutura são tratados como entidade única, com um único sistema de equações gerado para fluido e estrutura, sendo as condições de contorno de interface atendidas de maneira implícita durante o processo.

As técnicas de acoplamento particionado do tipo Dirichlet-Neumann caracterizam-se pela aplicação na interface de condições de contorno de Dirichlet no fluido (velocidades provenientes da movimentação da estrutura) e de Neumann no sólido (forças provenientes da variação dos campos de pressão e das tensões viscosas no fluido). Essas formulações podem ainda ser classificadas em fracas (explícitas), ou fortes (implícitas). No acoplamento particionado fraco, as equações são resolvidas de uma maneira desacoplada e só no passo de tempo seguinte são aplicadas as condições de contorno na interface. Para o acoplamento particionado forte usa-se de processos iterativos de acoplamento dentro de um passo de tempo. Esse tipo de resolução, aplicada nesse trabalho, também é conhecida como bloco-iterativa (??), na qual ocorre uma modificação da matriz tangente com relação ao método monolítico, sendo os sistemas do fluido, da estrutura e da malha tratados em blocos separados. Esse tipo de metodologia particionada facilita a solução dos problemas de IFE devido ao total desacoplamento entre os *solvers* de estrutura e de fluido.

Os esquemas particionados podem apresentar, entretanto, algumas desvantagens, como a defasagem que pode ocorrer entre as integrações temporais do fluido e da estrutura quando as condições de contorno na interface entre fluido e estrutura são aplicadas de maneira explícita, e, ainda, instabilidades numéricas como o efeito de massa adicionada (??). Em escoamentos governados pelo campo de pressão, a ação do fluido sobre a estrutura funciona como uma massa adicional, alterando sua inércia (??). Em escoamentos incompressíveis, nos quais a densidade do sólido e do fluido são muito próximas ou quando a estrutura é muito esbelta esse fenômeno pode ocasionar instabilidades numéricas em técnicas de acoplamento particionado fraco ou dificuldades de convergência no caso da esquema particionado forte.

Uma das formas de contornar esse problema é a alteração do esquema de acoplamento do tipo Dirichlet-Neumann para condições de contorno de Robin, que consiste em uma combinação linear das condições de Dirichlet e Neumann, ver por exemplo, ??). Outra possibilidade é a metodologia introduzida por ??), chamada de *augmented mass* que consiste em multiplicar a massa da matriz tangente respectiva à estrutura por um fator que dependerá do tipo de problema em análise. Cabe ressaltar ainda, para os casos de acoplamento do tipo bloco-iterativo, o uso da relaxação de Aitken, proposto por ??), e que demonstra-se muito eficiente em trabalhos sequentes (????).

1.2.4 Métodos Multiescala e Técnicas de partição de domínios

Em diversas áreas da engenharia se faz necessário levar em consideração efeitos localizados, geralmente de menor escala, em um modelo global. Dentro da análise estrutural

pode-se citar problemas de fissuras, orifícios, imperfeições; na mecânica dos fluidos, problemas de camada limite, a interface entre dois fluidos; e na interação fluido-estrutura a interface entre estrutura-fluido, entre outros.

Para uma solução precisa desse tipo de problemas, faz-se necessário a aplicação de técnicas que levem em consideração os efeitos locais, mas ao mesmo tempo não tornem a simulação inviável devido ao seu custo computacional.

O método dos elementos finitos, tradicionalmente aplicado para as análises numéricas de equações diferenciais, foi desenvolvido a partir de um modelo mecânico de meio contínuo, apresentando pouca flexibilidade para a consideração desses efeitos. Os refinamentos p e h são metodologias eficientes, entretanto, para alguns problemas dinâmicos, demandam técnicas de remalhamento, e podem ser muito caros computacionalmente.

Em busca de aprimorar o Método dos Elementos Finitos (MEF), diversas propostas têm sido apresentadas para aumentar a flexibilidade na resolução de problemas multiescala, como pode-se citar, por exemplo, o caso dos elementos finitos difusos (??) onde o conceito de partículas foi introduzido, resultando em uma generalização do método dos elementos finitos sem a necessidade de malha. Ou ainda, o método de Galerkin livre de elementos que é uma combinação entre métodos sem malha e o MEF (ver ??). Com esse mesmo intuito pode-se citar o método de partição da unidade (??), o método dos elementos finitos generalizado (G-FEM) (??) e o método dos elementos finitos estendido (X-FEM) (??), os quais introduzem o enriquecimento à base aproximadora por meio de funções capazes de capturar efeitos localizados. Os métodos G-FEM e X-FEM são, entretanto, fortemente dependentes do conhecimento local da solução, ou de pelo menos, seu aspecto espacial.

Pesquisas como as de ??) propõem enriquecimentos descontínuos nos espaços funcionais, incorporando modos regulares por meio de formulações discretas de Galerkin e multiplicadores de Lagrange. Além disso, métodos de discretização que não dependem diretamente da interface, fundamentados na técnica de Nitsche, foram desenvolvidos para lidar com problemas envolvendo descontinuidades materiais, como demonstrado no estudo de ??).

Dentro do contexto da mecânica dos fluidos, ????) introduziram a técnica *EDICT* (*Enhanced-Discretization Interface-Capturing Technique*) para captura de interface com aprimoramento da discretização para problemas bifásicos ou com superfície livre. Para isso, nessa região de interface definem-se um subconjunto de elementos (sub-malhas), que posteriormente são refinados sucessivamente, de modo a melhorar a precisão da solução. Como resultado obtém-se uma discretização melhorada para capturar a interface, entretanto, as sub-malhas provenientes, não representam com exatidão descontinuidades na interface. Uma versão mais eficiente dessa técnica foi proposta em ??), na qual um método iterativo multinível é projetado para a captura de efeitos do escoamento em pequenas escalas, permitindo a simulação de problemas mais complexos.

No âmbito da DFC pode-se citar ainda o método Variacional Multiescala (VMS)

(??) que utiliza o conceito de micromodelos e macromodelos, sendo que os micromodelos capturam efeitos em pequenas escalas de maneira a corrigir os macromodelos.

Outro grupo de métodos proposto para flexibilizar o MEF em problemas com efeitos locais são os baseados em superposição de um domínio local a um domínio global. A técnica Chimera definida por ??) traz a introdução de orifícios na região de superposição dos modelos, definindo um contorno artificial para o modelo global, e a transmissão de dados ocorre através desses contornos artificiais gerados. O método S (??) trata o modelo local como um enriquecimento ao global, e a solução é obtida através da soma dos campos de interesse de cada domínio.

O método Arlequin (????), por sua vez também baseia-se na superposição de modelos de modo a combinar um modelo local mais refinado a um global, no entanto, esse processo é realizado através do cruzamento e colagem entre os modelos em uma zona de superposição e fazendo-se o uso para tal de multiplicadores de Lagrange. O método Arlequin vem sendo utilizado amplamente em diversas áreas da mecânica dos sólidos (ver, por exemplo, ?????????????), na DFC e IFE, entretanto, ainda é pouco explorado. ??) aplica a metodologia para análise de escoamentos compressíveis, e ??) para análise de escoamentos incompressíveis e de IFE para problemas bidimensionais. Nesse trabalho será feita uma extensão do trabalho de ??) para problemas tridimensionais de IFE e levando em consideração diferentes discretizações matemáticas para as malhas global e local.

1.3 Objetivos

O principal objetivo deste trabalho é o desenvolvimento e implementação computacional de uma formulação para análise de problemas tridimensionais de interação fluido-estrutura. A formulação deve permitir a consideração de efeitos localizados por meio de uma técnica de partição de domínios, além de viabilizar o uso combinado de aproximações por elementos finitos clássicos e análise isogeométrica.

Para tal finalidade, enumeram-se os seguintes objetivos específicos:

- Expansão de um código computacional para análise de escoamentos incompressíveis baseado em método dos elementos finitos tradicional para um código que contemple análise de problemas da DFC tridimensionais e que inclua a possibilidade de discretização através de análise isogeométrica;
- Estudo de técnicas de partição de domínios para levar em conta efeitos localizados no âmbito da DFC;
- Implementação da técnica de partição de domínios no código de dinâmica dos fluidos computacional contemplando problemas da DFC com contornos móveis;

- Estudo aprofundado de um código pré-desenvolvido de análise não-linear geométrica de estruturas de cascas utilizando o MEF posicional;
- Acoplamento entre os códigos computacionais da DFC e de sólido através do emprego de uma técnica particionada do tipo bloco-iterativa;
- Validação dos códigos computacionais através da simulação de problemas da dinâmica dos fluidos, dinâmica das estruturas e problemas IFE.

1.4 Metodologia

Em função da complexidade envolvida na implementação computacional dos códigos desenvolvidos optou-se pelo uso da linguagem de programação C++ orientada a objetos, visto que esta linguagem já vem sendo utilizada com sucesso no grupo de trabalho da presente estudante de doutorado. Além disso, a programação orientada a objetos proporciona uma maior modularidade dos códigos desenvolvidos e uma maior facilidade para o acoplamento entre módulos distintos. Todas as implementações são realizadas utilizando bibliotecas, compiladores e softwares livres ou de código aberto, em ambiente Linux.

O projeto de pesquisa iniciou-se pela dinâmica dos fluidos computacional tendo como base os desenvolvimentos realizados em ??) e um código computacional de dinâmica dos fluidos para análises de escoamentos incompressíveis bidimensionais desenvolvido por ??) e ??) em seus trabalhos de mestrado e doutorado respectivamente. Primeiramente, ampliou-se o código pré-existente de maneira que o mesmo contemplasse análises de problemas tridimensionais. Na sequência, incluiu-se a este código baseado em método dos elementos finitos clássico a possibilidade do uso de análise isogeométrica.

A partir desse ponto, iniciou-se o processo de estudo da metodologia de decomposição de domínios e sua implementação para problemas bidimensionais da DFC foi realizada, conforme a formulação apresentada no Capítulo 5. Devido a dificuldades encontradas para simulação de problemas mais complexos, o método Arlequin (??), em sua versão estabilizada conforme o trabalho de ??), foi estudado e implementado computacionalmente para problemas bidimensionais e tridimensionais da DFC.

Para a análise dos problemas não-lineares geométricos de estruturas de cascas baseado no MEF posicional, estudaram-se os textos apresentados em ???? e ??), e empregou-se um código computacional cedido pelo pesquisador Rosicley Júnior Rodrigues Rosa desenvolvido em seu trabalho de mestrado (??) com linguagem de programação em C++ orientada a objeto e Phyton.

Na sequência deste projeto, realizou-se o acoplamento entre os códigos de fluidos e de estrutura, utilizando-se a metodologia de acoplamento particionado forte através da técnica bloco-iterativa.

Para maior eficiência na resolução dos problemas, os códigos da DFC, de estruturas e de IFE apresentam paralelização em protocolo MPI (*Message passing interface*). O processamento paralelo acontece a partir da divisão do domínio de elementos finitos entre os processos, o qual é realizado através da biblioteca METIS¹. O METIS proporciona divisão do domínio de elementos finitos em número semelhantes de elementos entre os processos e agrupando-os por proximidade geométrica.

É importante ressaltar que os códigos contam com a interface e implementações do pacote PETSc². Essa biblioteca é desenvolvida em código aberto e possui uma grande quantidade de método iterativos e diretos para solução de sistemas algébricos e também pré-condicionadores. Além do mais, o PETSc possui uma interface bem desenvolvida com outras bibliotecas, como por exemplo, com o METIS citado anteriormente.

As malhas de elementos finitos utilizadas nas análises são obtidas através do software GMSH³ e a etapa de pós-processamento e visualização é realizada no Kitware Paraview⁴ e Gnuplot⁵. Para problemas aplicando a análise isogeométrica, a etapa de pré-processamento é realizada com um código desenvolvido pela autora e seu orientador durante seu trabalho de mestrado (??).

No que diz respeito à infraestrutura, utiliza-se o *cluster* disponível no Laboratório de Informática e de Mecânica Computacional (LIMC) do SET para a simulação de problemas mais complexos, e um computador pessoal para a simulação de problemas mais simples.

1.5 Justificativa

A motivação central desta pesquisa decorre da relevância científica e tecnológica dos problemas de interação fluido-estrutura (IFE) e das limitações das metodologias atualmente disponíveis para sua análise numérica. Embora os avanços recentes em dinâmica dos fluidos computacional, mecânica dos sólidos computacional e técnicas de acoplamento tenham possibilitado progressos significativos na modelagem desses problemas, ainda persistem desafios importantes, especialmente quando se trata de situações envolvendo grandes deslocamentos estruturais, escoamentos tridimensionais incompressíveis a altos números de Reynolds e grandes distorções ou mudanças topológicas no domínio do fluido.

Do ponto de vista computacional, os métodos tradicionais de acoplamento com malhas móveis apresentam limitações relacionadas ao elevado custo de remalhamentos sucessivos, inevitáveis em problemas com grandes distorções do domínio fluido. Por outro lado, os métodos de malhas fixas, embora adequados para lidar com grandes distorções no domínio do fluido, e até mesmo mudanças topológicas, apresentam deficiências na

¹ Disponível em: <<http://glaros.dtc.umn.edu/gkhome/metis/metis/overview>>

² Disponível em: <<https://www.mcs.anl.gov/petsc/>>

³ Disponível em: <<https://gmsh.info/>>

⁴ Disponível em: <<https://www.paraview.org/>>

⁵ Disponível em: <<https://gnuplot.info/>>

representação de fenômenos localizados, como os efeitos de camada limite em torno de estruturas imersas. Assim, fica justificada a busca por técnicas capazes de combinar as vantagens das abordagens existentes e, ao mesmo tempo, mitigar suas limitações.

Nesse contexto, a proposta de utilizar técnicas de decomposição de domínio com malhas superpostas apresenta-se como uma alternativa promissora. A superposição de uma malha local (móvel e conforme à estrutura) à uma malha global (fixa e menos refinada), possibilita tanto o tratamento adequado de problemas grandes escalas de deslocamento, incluindo alguns problemas com distorção indefinida do domínio do fluido, como ocorre em diversos caos que envolvem estruturas rotativas, quanto a captura precisa de efeitos de fronteira, reduzindo a necessidade de remalhamentos extensivos. Além disso, a adoção de diferentes discretizações — combinando elementos finitos e análise isogeométrica — permite explorar as vantagens de cada metodologia, tais como a flexibilidade geométrica dos elementos finitos e a descrição exata de superfícies e continuidade elevada das funções NURBS.

Adicionalmente, a literatura ainda é incipiente no que se refere à aplicação conjunta da análise isogeométrica e do método dos elementos finitos em problemas de IFE tridimensionais. A investigação do método de combinação dos espaços de funções e do método Arlequin estabilizado, aplicados ao acoplamento entre malhas globais e locais tridimensionais, representa uma contribuição original deste trabalho, tanto no âmbito teórico quanto no computacional. Em particular, o uso do método Arlequin estabilizado para escoamentos incompressíveis tridimensionais e sua extensão para a análise de problemas de IFE tridimensionais configuraram avanço frente às metodologias atualmente disponíveis, e ao considerar a combinação elementos fintos - análise isogeométrica esse avanço torna-se ainda mais relevante.

Portanto, esta tese justifica-se pela necessidade de desenvolver e consolidar técnicas numéricas mais eficientes e robustas para a análise de problemas complexos de interação fluido-estrutura. O desenvolvimento proposto possui potencial para aplicação para aplicações práticas em diversos ramos da engenharia, tais como análise aeroelástica, projeto de estruturas submetidas à ação do vento, projetos de aerogeradores, dinâmica de sistemas biomecânicos e estudo de fenômenos hidrodinâmicos em engenharia naval e oceânica.

CAPÍTULO

2

DINÂMICA DOS FLUIDOS COMPUTACIONAL

O escoamento isotérmico de um fluido newtoniano é descrito pelas equações advindas da conservação da quantidade de movimento, ou de Navier-Stokes, e da conservação de massa. Nos casos em que ocorram variações significativas no campo de temperatura, ou em escoamentos compressíveis, a equação da conservação de energia deve ser adicionada ao sistema. Essas equações governantes, juntamente com as relações constitutivas, resultam em um sistema de equações diferenciais não lineares que descrevem o comportamento do escoamento no tempo e no espaço.

Neste trabalho, são investigados escoamentos incompressíveis, isotérmicos e com contornos móveis. As seções seguintes apresentam a abordagem adotada para a resolução desse tipo de problema, bem como sua implementação computacional. Utiliza-se uma formulação Arbitrária Euleriana-Lagrangiana (ALE) para representar as equações, e a discretização espacial é realizada por meio do método dos elementos finitos (FEM) ou da análise isogeométrica (IGA).

Para tratar questões numéricas recorrentes nesse sistema de equações, como as oscilações espúrias em casos de convecção dominante, típicas da aplicação do método dos resíduos ponderados baseado na formulação clássica de Galerkin, emprega-se a metodologia SUPG. Adicionalmente, a estabilização PSPG é aplicada com o objetivo de contornar a condição imposta pelo critério de *Ladyzhenskaya-Babuška-Brezzi* (LBB). A integração no tempo é conduzida por meio do método α -generalizado.

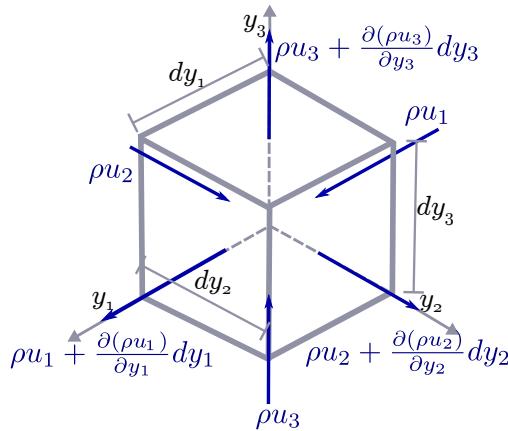
Ao final deste capítulo, é apresentado um algoritmo que detalha o esquema computacional de solução dos problemas da DFC, seguido pela resolução de alguns casos clássicos, utilizados como verificação da metodologia proposta.

2.1 Equações governantes na descrição Euleriana

2.1.1 Equação da conservação da massa

Considere um volume de controle infinitesimal fixo no espaço, permeável a matéria e submetido a uma escoamento de velocidade \mathbf{u} , com componentes u_1 , u_2 , e u_3 (conforme Figura 2.1). Para um intervalo de tempo infinitesimal dt , a lei da conservação da massa impõe que a variação de massa dentro do volume de controle seja igual ao fluxo líquido de massa que atravessa suas fronteiras, que pode ser expresso matematicamente da seguinte forma:

Figura 2.1 – Volume de controle infinitesimal: Fluxo de massa



Fonte: Elaborada pela autora

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} dV = (\rho u_1 dA_1 + \rho u_2 dA_2 + \rho u_3 dA_3) - \left(\left(\rho u_1 + \frac{\partial \rho u_1}{\partial y_1} dy_1 \right) dA_1 + \left(\rho u_2 + \frac{\partial \rho u_2}{\partial y_2} dy_2 \right) dA_2 + \left(\rho u_3 + \frac{\partial \rho u_3}{\partial y_3} dy_3 \right) dA_3 \right), \quad (2.1)$$

com ρ a massa específica do fluido e dA_i a área referente à face ortogonal ao eixo y_i . Considerando que $dV = dy_1 dy_2 dy_3 = dy_1 dA_1 = dy_2 dA_2 = dy_3 dA_3$ e manipulando-se algebraicamente a Equação 2.1 chega-se a seguinte expressão:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{\partial \rho u_1}{\partial y_1} - \frac{\partial \rho u_2}{\partial y_2} - \frac{\partial \rho u_3}{\partial y_3}. \quad (2.2)$$

Para escoamentos incompressíveis, quando ρ é constante ao longo do tempo, a equação fica reduzida a:

$$\frac{\partial u_1}{\partial y_1} + \frac{\partial u_2}{\partial y_2} + \frac{\partial u_3}{\partial y_3} = 0, \quad (2.3)$$

ou ainda:

$$\nabla_y \cdot \mathbf{u} = 0. \quad (2.4)$$

2.1.2 Equação da quantidade de movimento

Para um volume de controle infinitesimal, a lei da conservação da quantidade de movimento afirma que a variação temporal da quantidade de movimento no interior do volume é determinada pela diferença entre o fluxo de quantidade de movimento que entra e o que sai pelas suas fronteiras, somada à resultante das forças aplicadas sobre o volume de controle.

Para chegar-se à equação da quantidade de movimento em sua forma conservativa partindo desse princípio, inicia-se com a avaliação das forças que atuam sobre um volume de controle infinitesimal no instante atual. Considerando o equilíbrio das forças externas e internas na direção y_1 , de acordo o volume apresentado na Figura 2.2, chega-se na seguinte relação:

$$\begin{aligned} F_1 = & -(\sigma_{11}dy_2dy_3 + \sigma_{12}dy_1dy_3 + \sigma_{13}dy_1dy_2) + \\ & \left(\left(\sigma_{11} + \frac{\partial \sigma_{11}}{\partial y_1} dy_1 \right) dy_2 dy_3 + \left(\sigma_{12} + \frac{\partial \sigma_{12}}{\partial y_2} dy_2 \right) dy_1 dy_3 + \left(\sigma_{13} + \frac{\partial \sigma_{13}}{\partial y_3} dy_3 \right) dy_1 dy_2 \right) + \\ & b_1 dy_1 dy_2 dy_3, \end{aligned} \quad (2.5)$$

onde F_1 representa a resultante das forças externas na direção y_1 ; σ_{ij} são as componentes ij do tensor de tensões Cauchy ($\boldsymbol{\sigma}$); e b_1 representa a componente na direção y_1 do vetor força de campo por unidade de volume \mathbf{b} . Dividindo-se Equação 2.5 por dV e efetuando as subtrações, têm-se a força resultante por unidade de volume (q_1) dada por:

$$q_1 = \frac{\partial \sigma_{11}}{\partial y_1} + \frac{\partial \sigma_{12}}{\partial y_2} + \frac{\partial \sigma_{13}}{\partial y_3} + b_1. \quad (2.6)$$

Considerando-se o equilíbrio das forças nas direções y_2 e y_3 , pode-se escrever também:

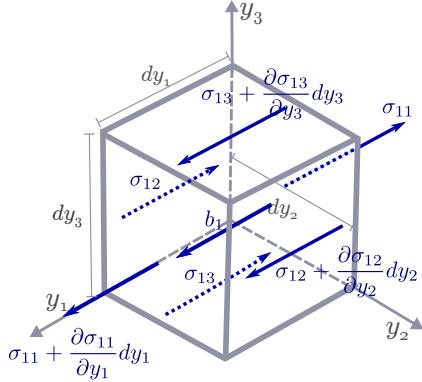
$$q_2 = \frac{\partial \sigma_{21}}{\partial y_1} + \frac{\partial \sigma_{22}}{\partial y_2} + \frac{\partial \sigma_{23}}{\partial y_3} + b_2, \quad (2.7)$$

$$q_3 = \frac{\partial \sigma_{31}}{\partial y_1} + \frac{\partial \sigma_{32}}{\partial y_2} + \frac{\partial \sigma_{33}}{\partial y_3} + b_3, \quad (2.8)$$

ou ainda:

$$\mathbf{q} = \nabla_y \cdot \boldsymbol{\sigma} + \mathbf{b}. \quad (2.9)$$

Figura 2.2 – Volume de controle infinitesimal: Componentes de força na direção y_1



Fonte: Elaborada pela autora

Realizando-se o balanço da quantidade de movimento no volume de controle infinitesimal da Figura 2.3, e aplicando-se a lei da conservação da quantidade de movimento, pode-se chegar a seguinte equação:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} dV = & u_1 \rho \mathbf{u} dA_1 + u_2 \rho \mathbf{u} dA_2 + u_3 \rho \mathbf{u} dA_3 - \\ & \left(\left(u_1 \rho \mathbf{u} + \frac{\partial u_1 \rho \mathbf{u}}{\partial y_1} dy_1 \right) dA_1 + \left(u_2 \rho \mathbf{u} + \frac{\partial u_2 \rho \mathbf{u}}{\partial y_2} dy_2 \right) dA_2 + \right. \\ & \left. \left(u_3 \rho \mathbf{u} + \frac{\partial u_3 \rho \mathbf{u}}{\partial y_3} dy_3 \right) dA_3 \right) + \mathbf{q} dV, \end{aligned} \quad (2.10)$$

dividindo-se a Equação 2.10 por dV e efetuando-se as subtrações, chega-se a:

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} = -\frac{\partial u_1 \rho \mathbf{u}}{\partial y_1} - \frac{\partial u_2 \rho \mathbf{u}}{\partial y_2} - \frac{\partial u_3 \rho \mathbf{u}}{\partial y_3} + \mathbf{q}, \quad (2.11)$$

ou ainda:

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla_y \cdot (\mathbf{u} \otimes \mathbf{u}) - \mathbf{f} \right) - \nabla_y \cdot \boldsymbol{\sigma} = \mathbf{0}, \quad (2.12)$$

com $\mathbf{f} = \rho \mathbf{b}$ que representa a força de campo por unidade de massa.

Da consideração da equação da continuidade, a Equação 2.12 pode ser rescrita ainda em sua forma convectiva como:

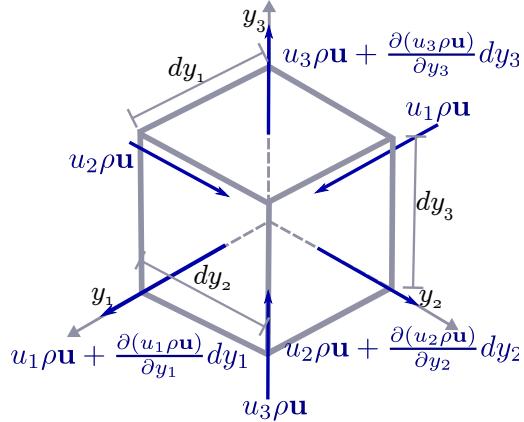
$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla_y) \mathbf{u} - \mathbf{f} \right) - \nabla_y \cdot \boldsymbol{\sigma} = \mathbf{0}. \quad (2.13)$$

O tensor de tensões de Cauchy $\boldsymbol{\sigma}$ é definido para fluidos newtonianos incompressíveis pela seguinte relação constitutiva:

$$\boldsymbol{\sigma} = -p \mathbf{I} + 2\mu \boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{u}), \quad (2.14)$$

onde p representa a pressão, μ a viscosidade dinâmica do fluido e $\boldsymbol{\varepsilon}(\bullet)$ é o tensor taxa de

Figura 2.3 – Volume de controle infinitesimal: Fluxo de quantidade de Movimento



Fonte: Elaborada pela autora

deformação infinitesimal, definido como:

$$\boldsymbol{\varepsilon}(\bullet) = \frac{1}{2} (\boldsymbol{\nabla}_y(\bullet) + \boldsymbol{\nabla}_y(\bullet)^T). \quad (2.15)$$

2.1.3 Formulação forte da mecânica dos fluidos

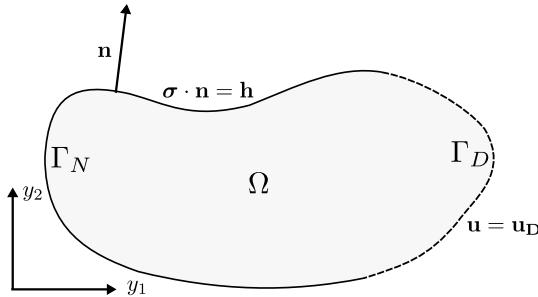
Seja $\Omega \in \mathbb{R}^{n_{\text{sd}}}$, com $n_{\text{sd}} = 1, 2, 3$ definindo a dimensão do domínio espacial do escoamento com contorno $\Gamma = \Gamma_D \cup \Gamma_N$, no instante $t \in (0, T)$ (ver Figura 2.4).

Para escoamentos incompressíveis isotérmicos o fluido possui movimento descrito pela equação da quantidade de movimento, ou equações de Navier-Stokes (Equação 2.13) e da conservação de massa (Equação 2.4). Para completar a formulação da mecânica dos fluidos, condições de contorno devem ser especificadas. Em geral, em uma dada parte do contorno espacial, condições de contorno essenciais (Dirichlet) ou naturais (Neumann) são aplicadas. Dessa forma, o escoamento é governado pelo seguinte conjunto de equações:

$$\begin{cases} \rho \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \boldsymbol{\nabla}_y \mathbf{u} - \mathbf{f} \right) - \boldsymbol{\nabla}_y \cdot \boldsymbol{\sigma} = \mathbf{0} \text{ em } \Omega \\ \boldsymbol{\nabla}_y \cdot \mathbf{u} = 0 \text{ em } \Omega \\ \mathbf{u} = \mathbf{u}_D \text{ em } \Gamma_D \\ \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n} = \mathbf{h} \text{ em } \Gamma_N, \end{cases} \quad (2.16)$$

sendo Γ_D a porção do contorno com condições de contorno de Dirichlet, representadas pelo campo de velocidades \mathbf{u}_D , e Γ_N aquela com condições de contorno de Neumann, descritas pelas forças de superfície \mathbf{h} . A variável \mathbf{n} representa o vetor unitário normal ao contorno Γ_N .

Figura 2.4 – Domínio para o problema da DFC



Fonte: Elaborada pela autora

2.2 Descrição Euleriana-Lagrangiana arbitrária (ALE)

A descrição Lagrangiana-Euleriana arbitrária (??) representa uma generalização da descrição puramente Lagrangiana e da descrição puramente Euleriana do movimento do contínuo. A descrição Lagrangiana fixa a atenção em pontos materiais do contínuo, enquanto que na descrição Euleriana considera-se uma porção fixa do espaço ocupada pelo contínuo, e analisam-se os pontos materiais que passam por essa porção ao longo do tempo. Como consequência, na descrição puramente Lagrangiana a malha computacional move-se com o contínuo, enquanto que na Euleriana a malha computacional mantém-se fixa. Por sua vez, na descrição Lagrangiana-Euleriana arbitrária, trabalha-se com pontos de referência que podem movimentar-se, mas de maneira independente do movimento dos pontos materiais do contínuo analisado.

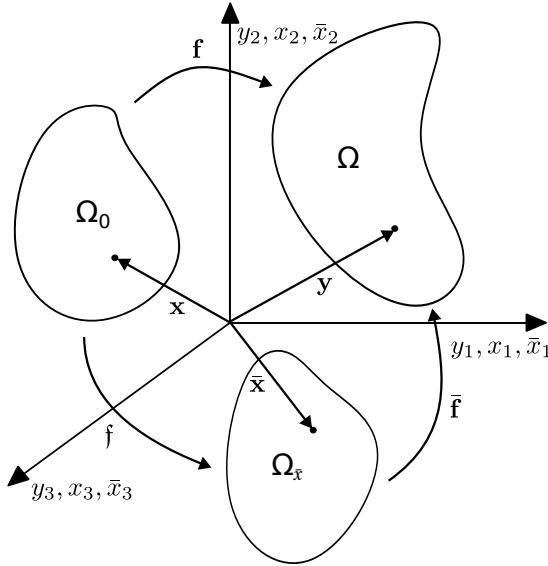
Para a aplicação dessa metodologia às equações governantes da mecânica dos fluidos é importante a definição de três domínios, de acordo com a Figura 2.5. O domínio inicial, chamado de **domínio material** (Ω_0), que é definido pelas coordenadas dos pontos materiais \mathbf{x} ; O domínio atual, chamado de **domínio espacial** (Ω), definido pelas coordenadas \mathbf{y} ; e por fim, o **domínio de referência** ($\bar{\Omega}_{\bar{x}}$) com coordenadas dos pontos de referência $\bar{\mathbf{x}}$.

Considera-se nesse texto, o domínio de referência, $\bar{\Omega}_{\bar{x}}$, como sendo a configuração inicial da malha, enquanto que a configuração atual da malha e do contínuo consistem ambas na referência espacial Ω .

As coordenadas no domínio atual do contínuo, Ω , podem ser mapeadas a partir do domínio inicial (Ω_0) ou a partir do domínio de referência ($\bar{\Omega}_{\bar{x}}$) utilizando as seguintes funções de mapeamento:

$$\mathbf{y} = \mathbf{f}(\mathbf{x}, t) = \bar{\mathbf{f}}(\bar{\mathbf{x}}, t). \quad (2.17)$$

Figura 2.5 – Domínios utilizados para a descrição Lagrangiana-Euleriana arbitrária



Fonte: Elaborada pela autora

Da mesma forma, o domínio de referência, pode ser mapeado a partir do domínio inicial por:

$$\bar{\mathbf{x}} = \mathbf{f}(\mathbf{x}, t). \quad (2.18)$$

A velocidade dos pontos da malha é calcula por:

$$\bar{\mathbf{u}} = \frac{\partial \bar{\mathbf{f}}(\bar{\mathbf{x}}, t)}{\partial t} \Big|_{\bar{\mathbf{x}}}, \quad (2.19)$$

e a velocidade dos pontos materiais no instante t é obtida pela derivada do vetor posição \mathbf{y} mantendo \mathbf{x} fixo:

$$\mathbf{u} = \frac{\partial \mathbf{f}(\mathbf{x}, t)}{\partial t} \Big|_{\mathbf{x}} = \frac{\partial \mathbf{y}(\mathbf{x}, t)}{\partial t} \Big|_{\mathbf{x}}. \quad (2.20)$$

As matrizes jacobianas dos mapeamentos considerando a dependência do espaço e do tempo são dadas por:

$$\mathbf{F} = \frac{\partial (\mathbf{f}(\mathbf{x}, t), t)}{\partial (\mathbf{x}, t)} = \begin{bmatrix} \frac{\partial \mathbf{y}}{\partial \mathbf{x}} & \mathbf{u} \\ \mathbf{0}^T & 1 \end{bmatrix}, \quad (2.21)$$

$$\bar{\mathbf{F}} = \frac{\partial (\bar{\mathbf{f}}(\bar{\mathbf{x}}, t), t)}{\partial (\bar{\mathbf{x}}, t)} = \begin{bmatrix} \frac{\partial \mathbf{y}}{\partial \bar{\mathbf{x}}} & \bar{\mathbf{u}} \\ \mathbf{0}^T & 1 \end{bmatrix}, \quad (2.22)$$

$$\mathfrak{F} = \frac{\partial(\mathbf{f}(\mathbf{x}, t), t)}{\partial(\mathbf{x}, t)} = \begin{bmatrix} \frac{\partial \bar{\mathbf{x}}}{\partial \mathbf{x}} & \mathbf{w} \\ \mathbf{0}^T & 1 \end{bmatrix}, \quad (2.23)$$

sendo $\mathbf{w} = \left. \frac{\partial \bar{\mathbf{x}}}{\partial t} \right|_{\mathbf{x}}$.

Considerando que $\mathbf{f}(\mathbf{x}, t) = \bar{\mathbf{f}} \circ \mathfrak{f}$, pode-se escrever:

$$\frac{\partial(\mathbf{f}(\mathbf{x}, t), t)}{\partial(\mathbf{x}, t)} = \frac{\partial(\bar{\mathbf{f}}(\bar{\mathbf{x}}, t), t)}{\partial(\bar{\mathbf{x}}, t)} \cdot \frac{\partial(\mathfrak{f}(\mathbf{x}, t), t)}{\partial(\mathbf{x}, t)}, \quad (2.24)$$

que pode ser rescrita como:

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial \mathbf{y}}{\partial \mathbf{x}} & \mathbf{u} \\ \mathbf{0}^T & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial \bar{\mathbf{x}}}{\partial \mathbf{x}} & \bar{\mathbf{u}} \\ \mathbf{0}^T & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \frac{\partial \bar{\mathbf{x}}}{\partial \mathbf{x}} & \mathbf{w} \\ \mathbf{0}^T & 1 \end{bmatrix}. \quad (2.25)$$

Dessa forma, pode-se estabelecer uma relação entre a velocidade da malha e a velocidade do ponto material:

$$\mathbf{u} = \bar{\mathbf{u}} + \frac{\partial \mathbf{y}}{\partial \bar{\mathbf{x}}} \cdot \mathbf{w} \quad (2.26)$$

Supondo agora uma grandeza física escalar, denominada de $g(\mathbf{y}, t)$ na configuração espacial, de $g^*(\bar{\mathbf{x}}, t)$ na configuração de referência, e $g^{**}(\mathbf{x}, t)$ na configuração material. Pode-se escrever então:

$$g^{**}(\mathbf{x}, t) = g(\mathbf{f}(\mathbf{x}, t), t), \quad (2.27)$$

ou:

$$g^{**} = g \circ \mathbf{f}, \quad (2.28)$$

o que permite escrever o seguinte gradiente:

$$\frac{\partial g^{**}(\mathbf{x}, t)}{\partial(\mathbf{x}, t)} = \frac{\partial g(\mathbf{y}, t)}{\partial(\mathbf{y}, t)} \cdot \frac{\partial \mathbf{f}(\mathbf{x}, t)}{\partial(\mathbf{x}, t)}, \quad (2.29)$$

que em forma matricial é apresentado como:

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial g^{**}}{\partial \mathbf{x}} & \frac{\partial g^{**}}{\partial t} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial g}{\partial \mathbf{y}} & \frac{\partial g}{\partial t} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \frac{\partial \mathbf{y}}{\partial \mathbf{x}} & \mathbf{u} \\ \mathbf{0}^T & 1 \end{bmatrix}. \quad (2.30)$$

Essa expressão nos permite escrever a derivada temporal da variável na configuração material:

$$\frac{\partial g^{**}}{\partial t} = \frac{\partial g}{\partial t} + \frac{\partial g}{\partial \mathbf{y}} \cdot \mathbf{u}, \quad (2.31)$$

que é justamente a derivada material de g . Para facilitar a visualização pode tirar os sobrescritos $**$, e então:

$$\frac{Dg}{Dt} = \frac{\partial g}{\partial t} \Big|_{\mathbf{x}} = \frac{\partial g}{\partial t} \Big|_{\mathbf{y}} + \mathbf{u} \cdot \nabla_y g. \quad (2.32)$$

Usando essa mesma metodologia pode-se escrever a transformação de $g^*(\bar{\mathbf{x}}, t)$ para a referência material da seguinte forma:

$$g^{**} = g^* \circ \mathfrak{f}, \quad (2.33)$$

que resulta no seguinte gradiente

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial g^{**}}{\partial \mathbf{x}} & \frac{\partial g^{**}}{\partial t} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial g^*}{\partial \bar{\mathbf{x}}} & \frac{\partial g^*}{\partial t} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \frac{\partial \bar{\mathbf{x}}}{\partial \mathbf{x}} & \mathbf{w} \\ \mathbf{0}^T & 1 \end{bmatrix}, \quad (2.34)$$

com a segunda coluna resultando em:

$$\frac{\partial g^{**}}{\partial t} = \frac{\partial g^*}{\partial t} + \frac{\partial g^*}{\partial \bar{\mathbf{x}}} \cdot \mathbf{w}. \quad (2.35)$$

Utilizando-se a expressão apresenta na Equação 2.26 e substituindo-a em 2.35, resulta em:

$$\frac{\partial g^{**}}{\partial t} = \frac{\partial g^*}{\partial t} + \frac{\partial g^*}{\partial \mathbf{y}} \cdot (\mathbf{u} - \bar{\mathbf{u}}). \quad (2.36)$$

Removendo-se os sobrescritos $(**)$ e $(*)$, chega-se a equação fundamental para os desenvolvimentos utilizando a metodologia ALE:

$$\frac{Dg}{Dt} = \frac{\partial g}{\partial t} \Big|_{\mathbf{x}} = \frac{\partial g}{\partial t} \Big|_{\bar{\mathbf{x}}} + (\mathbf{u} - \bar{\mathbf{u}}) \cdot \nabla_y g. \quad (2.37)$$

Utilizando-se a definição de derivada material da Equação 2.32 e comparando com a Equação 2.13, pode-se rescrever a equação da quantidade de movimento da seguinte forma:

$$\rho \left(\frac{D\mathbf{u}}{Dt} - \mathbf{f} \right) - \nabla_y \cdot \boldsymbol{\sigma} = \mathbf{0}. \quad (2.38)$$

Para expressar então a equação da quantidade de movimento em uma descrição Euleriana-Lagrangeana, basta substituir na Equação 2.38 a definição de derivada material apresentada na Equação 2.37, e têm-se finalmente:

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} \Big|_{\bar{\mathbf{x}}} + (\mathbf{u} - \bar{\mathbf{u}}) \cdot \nabla_y \mathbf{u} - \mathbf{f} \right) - \nabla_y \cdot \boldsymbol{\sigma} = \mathbf{0}. \quad (2.39)$$

A equação da continuidade independe da movimentação da malha. Dessa forma a Equação 2.4 se mantém a mesma para as análises usando uma descrição ALE. Assim, reescrevendo o conjunto de equações da DFC apresenta na Equação 2.16 para um descrição ALE, têm-se:

$$\begin{cases} \rho \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} \Big|_{\bar{\mathbf{x}}} + (\mathbf{u} - \bar{\mathbf{u}}) \cdot \nabla_y \mathbf{u} - \mathbf{f} \right) - \nabla_y \cdot \boldsymbol{\sigma} = \mathbf{0} \text{ em } \Omega \\ \nabla_y \cdot \mathbf{u} = 0 \text{ em } \Omega \\ \mathbf{u} = \mathbf{u}_D \text{ em } \Gamma_D \\ \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n} = \mathbf{h} \text{ em } \Gamma_N, \end{cases} \quad (2.40)$$

2.3 Forma fraca e discretização espacial das equações governantes

Tomando-se a forma forte das equações governantes da DFC em descrição ALE, aplica-se o método de resíduos ponderados para se chegar à forma fraca e proceder com a discretização espacial. Os espaços de dimensão finita das funções tentativa que descrevem a velocidade e a pressão são chamados de \mathcal{S}_u e \mathcal{S}_p respectivamente, e definidos como:

$$\mathcal{S}_u = \left\{ \mathbf{u} \mid \mathbf{u}(\cdot, t) \in (H^1(\Omega))^{n_{sd}}, \mathbf{u} = \mathbf{u}_D \text{ em } \Gamma_D \right\} \quad (2.41)$$

e

$$\mathcal{S}_p = \left\{ p \mid p(\cdot) \in L^2(\Omega), \int_{\Omega} p \, d\Omega = 0 \text{ se } \Gamma = \Gamma_N \right\}, \quad (2.42)$$

sendo $(H^1(\Omega))^{n_{sd}}$ o espaço de funções vetoriais com derivadas de quadrado integrável sobre Ω e $L^2(\Omega)$ o espaço de funções escalares que são de quadrado integrável sobre Ω .

O espaço das funções teste ou funções peso das equações da quantidade de movimento e da continuidade são definidos respectivamente por:

$$\mathcal{V}_u = \left\{ \mathbf{w} \mid \mathbf{w}(\cdot) \in (H^1(\Omega))^{n_{sd}}, \mathbf{w} = \mathbf{0} \text{ em } \Gamma_D \right\}, \quad (2.43)$$

$$\mathcal{V}_p = \mathcal{S}_p. \quad (2.44)$$

Aplicando-se o método dos resíduos ponderados sobre as equações Equação 2.39 e Equação 2.4, integrando-se por partes o termo referente ao tensor de tensões de Cauchy, empregando-se o teorema da divergência e levando-se em consideração a condição de homogeneidade da função \mathbf{w} sobre o contorno Γ_D , obtém-se a forma fraca. A solução do problema consiste então em encontrar $\mathbf{u} \in \mathcal{S}_u$ e $p \in \mathcal{S}_p$, de tal modo que $\forall \mathbf{w} \in \mathcal{V}_u$ e $q \in \mathcal{V}_p$, as seguintes expressões sejam verdadeiras:

$$\int_{\Omega} \mathbf{w} \cdot \rho \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} \Big|_{\bar{x}} + (\mathbf{u} - \bar{\mathbf{u}}) \cdot \nabla_y \mathbf{u} - \mathbf{f} \right) d\Omega + \int_{\Omega} \boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{w}) : \boldsymbol{\sigma} d\Omega - \int_{\Gamma_N} \mathbf{w} \cdot \mathbf{h} d\Gamma_N = 0, \quad (2.45)$$

$$\int_{\Omega} q (\nabla_y \cdot \mathbf{u}) d\Omega = 0. \quad (2.46)$$

2.3.1 Método dos elementos finitos

Antes de prosseguir com a discretização espacial da forma fraca do conjunto de equações da Mecânica dos Fluidos, é fundamental compreender os princípios básicos do Método dos Elementos Finitos. A discretização espacial tanto pelo método dos elementos finitos, como pela técnica de análise isogeométrica (Capítulo 3), consiste em, dado um problema com domínio Ω , dividi-lo em subdomínios Ω^e , também chamados de elementos

ou células, de forma que:

$$\Omega \approx \Omega^h = \bigcup_{e=1}^{n_{\text{el}}} \Omega^e, \quad (2.47)$$

onde Ω^h é o domínio discretizado por subdomínios, com o índice h se referindo ao tamanho representativo dos elementos, e n_{el} representando o número total de elementos.

Da mesma forma o contorno do domínio também é discretizado da seguinte forma:

$$\Gamma \approx \Gamma^h = \bigcup_{b=1}^{n_{\text{eb}}} \Gamma^b, \quad (2.48)$$

onde n_{eb} representa o número de elementos que formam o contorno.

No Método dos Elementos Finitos, cada subdomínio, denominado elemento, é composto por um conjunto de pontos, chamados nós. As variáveis de interesse do problema, que incluem a geometria na abordagem isoparamétrica, são aproximadas pela combinação linear de um número finito de funções associadas aos nós, chamadas funções de forma, multiplicadas por variáveis chamadas parâmetros nodais. As funções de forma utilizadas no Método dos Elementos Finitos satisfazem, em geral, a propriedade de partição da unidade, ou seja, a soma das funções de forma associadas a todos os nós de um elemento resulta em 1 para qualquer ponto dentro do domínio paramétrico do elemento. A técnica de elementos finitos pode ser estudada nos diversos livros disponíveis sobre o assunto, tais como ???).

Nesse trabalho são utilizadas funções de forma quadráticas do tipo polinômios de Lagrange, sendo empregados elementos isoparamétricos triangulares para o caso 2D e tetraédricos para o caso 3D. Na Figura 2.7a e Figura 2.7b, pode-se observar os elementos finitos 2D e 3D respectivamente bem como os espaços paramétricos adimensionais adotados para definir as funções de forma.

Adotar a abordagem isoparamétrica implica que a geometria do problema é descrita também pela combinação entre funções de forma e as coordenadas nodais da malha, conforme equação abaixo:

$$\mathbf{y}^h = \sum_{A=1}^{n_{\text{nos}}} \mathbf{y}_A N_A(\mathbf{y}), \quad (2.49)$$

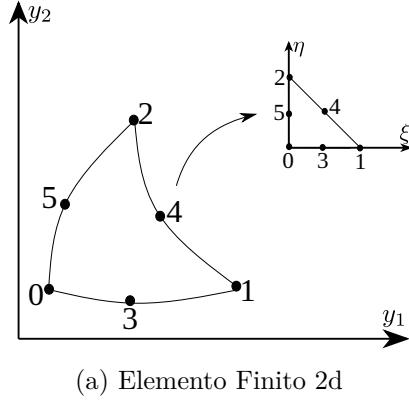
sendo que para uma geometria tridimensional o vetor \mathbf{y} possui coordenadas y_1, y_2 e y_3 , as quais representam as posições físicas do domínio; O subíndice "A" representa o índice dos nós da malha, n_{nos} o número total de nós e N as funções de forma da discretização.

A discretização das variáveis de interesse para DFC no contexto do método dos elementos finitos serão apresentados no seguinte capítulo (subseção 2.3.2).

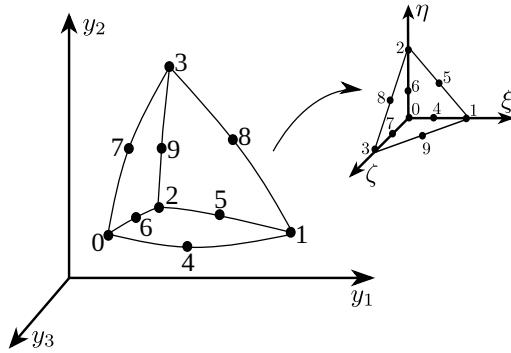
2.3.2 Discretização Espacial

Os espaços de função tentativa para velocidade e pressão, bem como as funções teste, no contexto dos método dos elementos finitos, são dados pela combinação linear de

Figura 2.6 – Elementos Finitos: representação espacial e paramétrica



(a) Elemento Finito 2d



(b) Elemento Finito 3d

Fonte: Elaborada pela autora

parâmetros nodais com funções de forma definidas sobre cada subdomínio, atendendo à partição da unidade, de forma que o problema da dinâmica dos fluidos fica definido como: encontrar $\mathbf{u}^h \in \mathcal{S}_u^h$ e $p^h \in \mathcal{S}_p^h$, de tal modo que $\forall \mathbf{w}^h \in \mathcal{V}_u^h$ e $q^h \in \mathcal{V}_p^h$ a seguinte expressão seja verdadeira:

$$\int_{\Omega} \mathbf{w}^h \cdot \rho \left(\frac{\partial \mathbf{u}^h}{\partial t} \Big|_{\bar{x}} + (\mathbf{u}^h - \bar{\mathbf{u}}^h) \cdot \nabla_y \mathbf{u}^h - \mathbf{f}^h \right) d\Omega + \int_{\Omega} \boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{w}^h) : \boldsymbol{\sigma}(\mathbf{u}^h, p^h) d\Omega \\ - \int_{\Gamma_N} \mathbf{w}^h \cdot \mathbf{h}^h d\Gamma_N + \int_{\Omega} q^h (\nabla_y \cdot \mathbf{u}^h) d\Omega = 0, \quad (2.50)$$

onde:

$$\mathbf{u}^h(\mathbf{y}, t) = \sum_{A=1}^{n_{\text{nos}}} \mathbf{u}_A(t) N_A(\mathbf{y}), \quad (2.51)$$

$$p^h(\mathbf{y}, t) = \sum_{A=1}^{n_{\text{nos}}} p_A(t) N_A(\mathbf{y}), \quad (2.52)$$

$$\mathbf{w}^h(\mathbf{y}) = \sum_{A=1}^{n_{\text{nos}}} \mathbf{w}_A N_A(\mathbf{y}), \quad (2.53)$$

$$q^h(\mathbf{y}) = \sum_{A=1}^{n_{\text{nos}}} q_A N_A(\mathbf{y}), \quad (2.54)$$

sendo as variáveis \mathbf{w}_A e q_A arbitrárias nas aproximações.

No entanto, as formulações obtidas pelo método de Galerkin são conhecidas por apresentarem oscilações espúrias em escoamentos dominados pela convecção. Uma das formas de se lidar com esse problema é a utilização de métodos estabilizados, como *Streamline-Upwind/Petrov-Galerkin* (SUPG) (????), aplicado nesse trabalho. Essa metodologia consiste em adicionar à equação da quantidade de movimento, o seu resíduo ponderado por $\tau_{\text{SUPG}} ((\mathbf{u}^h - \bar{\mathbf{u}}^h) \cdot \nabla_y \mathbf{w}^h)$, onde τ_{SUPG} é um parâmetro de estabilização. Do ponto de vista numérico a aplicação de sobre o termo convectivo da equação da quantidade de movimento dá origem a um termo difusivo adicional, cuja viscosidade tem magnitude τ_{SUPG} , e é responsável por garantir a estabilidade numérica em problemas com convecção dominante.

Para os problemas de escoamentos incompressíveis aqui analisados, deve-se levar em conta que os campos de velocidade e pressão não podem ser aproximados arbitrariamente, podendo levar à ocorrência de oscilações espúrias no campo de pressão. Para evitar isso, podem ser escolhidos elementos Taylor-Hood que obedecam, à condição de *Ladyzhenskaya-Babuška-Brezzi* (LBB) (??????), ou pode-se recorrer a um método estabilizado.

Neste trabalho, para estabilização da pressão, emprega-se a técnica *Pressure Stabilization Petrov Galerkin* (PSPG) (????). Essa técnica consiste em adicionar à equação da continuidade, o resíduo da equação da quantidade de movimento ponderada pela função $\tau_{\text{PSPG}} (\frac{\nabla_y q^h}{\rho})$, onde τ_{PSPG} é um parâmetro de estabilização. Essa estabilização cria termos dependentes da pressão na equação da continuidade, responsáveis pela flexibilização do campo de pressão e por contornar a condição LBB.

Por fim, para prover maior estabilização em problemas com formação de vórtices, adiciona-se à equação da quantidade de movimento o resíduo da equação da continuidade ponderado por $\nu_{\text{LSIC}} \rho (\nabla_y \cdot \mathbf{w}^h)$ (??), sendo ν_{LSIC} um parâmetro de estabilização. A estabilização ν_{LSIC} dá origem a um termo do tipo mínimos quadrados, e que também introduz na formulação uma difusão artificial.

Nota-se que a consistência da formulação estabilizada é garantida, uma vez que são adicionados às equações seus resíduos ponderados. Os parâmetros de estabilização τ_{SUPG} , τ_{PSPG} e ν_{LSIC} têm função de proporcionar uma solução estável e otimizar a convergência durante o refinamento de malha. A obtenção dos parâmetros estabilizadores será discutida na subseção 2.3.3.

Por fim, o problema da dinâmica dos fluidos passa a ser a determinação de $\mathbf{u}^h \in \mathcal{S}_u^h$ e $p^h \in \mathcal{S}_p^h$, de tal modo que $\forall \mathbf{w}^h \in \mathcal{V}_u^h$ e $q^h \in \mathcal{V}_p^h$ as seguintes expressões sejam verdadeiras:

$$\begin{aligned} & \int_{\Omega} \mathbf{w}^h \cdot \rho \left(\frac{\partial \mathbf{u}^h}{\partial t} \Big|_{\bar{\mathbf{x}}} + (\mathbf{u}^h - \bar{\mathbf{u}}^h) \cdot \nabla_y \mathbf{u}^h - \mathbf{f}^h \right) d\Omega + \int_{\Omega} \boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{w}^h) : \boldsymbol{\sigma}(\mathbf{u}^h, p^h) d\Omega \\ & - \int_{\Gamma_N} \mathbf{w}^h \cdot \mathbf{h}^h d\Gamma_N + \sum_{e=1}^{n_{el}} \int_{\Omega^e} \tau_{SUPG} ((\mathbf{u}^h - \bar{\mathbf{u}}^h) \cdot \nabla_y \mathbf{w}^h) \cdot \mathbf{r}_M(\mathbf{u}^h, p^h) d\Omega \\ & + \sum_{e=1}^{n_{el}} \int_{\Omega^e} \rho \nu_{LSIC} \nabla_y \cdot \mathbf{w}^h r_C(\mathbf{u}^h) d\Omega = 0, \end{aligned} \quad (2.55)$$

e

$$\int_{\Omega} q^h \nabla_y \cdot \mathbf{u}^h d\Omega + \sum_{e=1}^{n_{el}} \int_{\Omega^e} \tau_{PSPG} \left(\frac{\nabla_y q^h}{\rho} \right) \cdot \mathbf{r}_M(\mathbf{u}^h, p^h) d\Omega = 0, \quad (2.56)$$

onde \mathbf{r}_M e r_C são os resíduos da equação da quantidade de movimento e da equação da continuidade, respectivamente, dados por:

$$\mathbf{r}_M(\mathbf{u}^h, p^h) = \rho \left(\frac{\partial \mathbf{u}^h}{\partial t} \Big|_{\bar{\mathbf{x}}} + (\mathbf{u}^h - \bar{\mathbf{u}}^h) \cdot \nabla_y \mathbf{u}^h - \mathbf{f}^h \right) - \nabla_y \cdot \boldsymbol{\sigma}(\mathbf{u}^h, p^h), \quad (2.57)$$

$$r_C(\mathbf{u}^h) = \nabla_y \cdot \mathbf{u}^h. \quad (2.58)$$

A solução de modelos móveis requer a utilização de uma técnica adequada para movimentação da malha local. A técnica utilizada nesse trabalho é conhecida como MJBS (Mesh-Jacobian Based Stiffening) introduzida por ??) e será abordada na subseção 7.3.2.

Visto que existem funções teste separadas para a velocidade e pressão, pode-se definir dois vetores residuais correspondentes a equação da quantidade de movimento (\mathbf{R}_M) e a equação da continuidade (\mathbf{R}_C). Considerando a arbitrariedade de \mathbf{w}_A e q_A , têm-se:

$$\mathbf{R}_M = [(\mathbf{R}_M)_{A,i}], \quad (2.59)$$

$$\mathbf{R}_C = [(\mathbf{R}_C)_A], \quad (2.60)$$

com:

$$\begin{aligned} (\mathbf{R}_M)_{A,i} = & \int_{\Omega} N_A \mathbf{e}_i \cdot \rho \left(\frac{\partial \mathbf{u}^h}{\partial t} \Big|_{\bar{\mathbf{x}}} + (\mathbf{u}^h - \bar{\mathbf{u}}^h) \cdot \nabla_y \mathbf{u}^h - \mathbf{f}^h \right) d\Omega + \int_{\Omega} \boldsymbol{\varepsilon}(N_A \mathbf{e}_i) : \boldsymbol{\sigma}(\mathbf{u}^h, p^h) d\Omega \\ & - \int_{\Gamma_N} N_A \mathbf{e}_i \cdot \mathbf{h}^h d\Gamma_N + \sum_{e=1}^{n_{el}} \int_{\Omega^e} \tau_{SUPG} ((\mathbf{u}^h - \bar{\mathbf{u}}^h) \cdot \nabla_y N_A \mathbf{e}_i) \cdot \mathbf{r}_M(\mathbf{u}^h, p^h) d\Omega \\ & + \sum_{e=1}^{n_{el}} \int_{\Omega^e} \rho \nu_{LSIC} (\nabla_y \cdot N_A \mathbf{e}_i) r_C(\mathbf{u}^h) d\Omega, \end{aligned} \quad (2.61)$$

e:

$$(\mathbf{R}_C)_A = \int_{\Omega} N_A \nabla_y \cdot \mathbf{u}^h d\Omega + \sum_{e=1}^{n_{el}} \int_{\Omega^e} \tau_{PSPG} \left(\frac{\nabla_y N_A}{\rho} \right) \cdot \mathbf{r}_M(\mathbf{u}^h, p^h) d\Omega, \quad (2.62)$$

com $i = 1, 2$ para problemas 2D e $i = 1, 3$ para problemas 3D.

Considerando $\dot{\mathbf{U}}$, \mathbf{U} e \mathbf{p} os vetores nodais dos graus de liberdade respectivos a velocidade, aceleração e pressão, pode-se escrever a forma semidiscreta do problema da DFC como: Encontrar $\dot{\mathbf{U}}$, \mathbf{U} e \mathbf{p} de maneira que

$$\mathbf{R}_M(\dot{\mathbf{U}}, \mathbf{U}, \mathbf{p}) = \mathbf{0}, \quad (2.63)$$

e

$$\mathbf{R}_C(\dot{\mathbf{U}}, \mathbf{U}, \mathbf{p}) = \mathbf{0}. \quad (2.64)$$

2.3.3 Parâmetros de estabilização

Para a utilização da metologia estabilizada da DFC, descrita nesse capítulo, a definição adequada dos parâmetros de estabilização desempenha papel fundamental na precisão e estabilidade numérica.

Desde os primeiros desenvolvimentos relacionados aos métodos estabilizados houve um amadurecimento das expressões de definição dos parâmetros τ , as quais passam a levar em consideração formulações mais robustas, sendo adaptadas tanto para elementos de ordem elevadas, quanto para malhas mais complexas, como as usadas em análise isogeométrica.

Considerando que nesse trabalho dois tipos de aproximações espaciais são utilizadas, uma baseada no FEM e outra baseada em IGA, adotam-se os parâmetros propostos mais recentemente por ??, ??, ??), que são adequados para ambas aproximações.

Para essa opção é necessário definir-se o tensor métrico do elemento no espaço. Com essa finalidade, descreve-se inicialmente a matriz Jacobiana \mathbf{Q} , como:

$$\mathbf{Q} = \left(\frac{\partial \mathbf{y}}{\partial \boldsymbol{\xi}} \right), \quad (2.65)$$

com $\boldsymbol{\xi}$ representando as coordenadas do espaço paramétrico, com componentes ξ, η e ζ .

Para que a ordem polinomial seja levada em consideração, ou, outros fatores como a dimensão do elemento no espaço paramétrico, aplica-se à \mathbf{Q} , uma matriz de transformação (\mathbf{D}), conforme a seguinte expressão:

$$\hat{\mathbf{Q}} = \mathbf{Q}\mathbf{D}^{-1}. \quad (2.66)$$

O comprimento direcional do elemento fica definido como:

$$h_{RQD} = 2(\mathbf{r}\mathbf{r} : \mathbf{G})^{-\frac{1}{2}}, \quad (2.67)$$

o fator 2 vem de um típico espaço paramétrico, que é um quadrado ou um cubo com lado de comprimento 2. \mathbf{r} é o vetor unitário na direção do gradiente da intensidade da velocidade e \mathbf{G} o tensor métrico do elemento, os quais são representados respectivamente como:

$$\mathbf{r} = \frac{\nabla_y \|\mathbf{u}^h - \bar{\mathbf{u}}^h\|}{\|\nabla_y \|\mathbf{u}^h - \bar{\mathbf{u}}^h\|\|} \quad (2.68)$$

e

$$\mathbf{G} = \hat{\mathbf{Q}}^{-T} \cdot \hat{\mathbf{Q}}^{-1}. \quad (2.69)$$

Para elementos finitos com funções de forma polinomiais de Lagrange de ordens p_ξ , p_η e p_ζ nas direções paramétricas ξ , η e ζ , respectivamente, com $\xi, \eta, \zeta \in [-1, 1]$, a matriz \mathbf{D} é definida por:

$$\mathbf{D} = \begin{bmatrix} p_\xi & 0 & 0 \\ 0 & p_\eta & 0 \\ 0 & 0 & p_\zeta \end{bmatrix}. \quad (2.70)$$

Em geral, se escolhe o espaço paramétrico baseado em razões como eficiência da integração numérica ou conveniência de implementação. A maioria das metodologias utilizadas para definir o comprimento do elemento não levam este fator em consideração. Para essa finalidade, em ??), apresenta-se a matriz de transformação (\mathbf{D}) como:

$$\mathbf{D} = \frac{\partial \hat{\boldsymbol{\xi}}}{\partial \boldsymbol{\xi}}, \quad (2.71)$$

com $\hat{\boldsymbol{\xi}}$ chamado de espaço de paramétrico de preferência.

Para elementos simplex, buscando encontrar uma expressão que leve a um comprimento de elemento que não possua variação em função da ordenação dos nós, os autores introduziram um espaço paramétrico preferido que consiste em um elemento simplex regular com distância entre vértices de 2, e chegaram a seguinte expressão para \mathbf{D} quando $n_{sd} = 2$:

$$\mathbf{D} = \frac{\sqrt{2}}{2} \begin{bmatrix} \sqrt{3} + 1 & \sqrt{3} - 1 \\ \sqrt{3} - 1 & \sqrt{3} + 1 \end{bmatrix}, \quad (2.72)$$

e para $n_{sd} = 3$:

$$\mathbf{D} = \frac{\sqrt{2}}{3} \begin{bmatrix} 4 & 1 & 1 \\ 1 & 4 & 1 \\ 1 & 1 & 4 \end{bmatrix}. \quad (2.73)$$

A definição da matriz \mathbf{D} para elementos isogeométricos será descrita na subseção 3.4.1.

Além disso, nessa metodologia, o comprimento do elemento é limitado pelos mínimos e máximos valores representados abaixo:

$$h_{min} \equiv 2 \min_r \left((\mathbf{r} \mathbf{r} : \mathbf{G})^{-\frac{1}{2}} \right), \quad (2.74)$$

$$h_{max} \equiv 2 \max_r \left((\mathbf{r} \mathbf{r} : \mathbf{G})^{-\frac{1}{2}} \right), \quad (2.75)$$

que podem ser reescritos como:

$$h_{min} = 2(\lambda_{max}\mathbf{G})^{-\frac{1}{2}}, \quad (2.76)$$

$$h_{max} = 2(\lambda_{min}\mathbf{G})^{-\frac{1}{2}}, \quad (2.77)$$

onde λ_{max} e λ_{min} representam os máximos e mínimos autovalores da matriz \mathbf{G} .

Por fim, os parâmetros de estabilização são escritos como:

$$\tau_{SUPG} = \tau_{PSPG} = \left(\frac{1}{\tau_{SUGN1}^2} + \frac{1}{\tau_{SUGN2}^2} + \frac{1}{\tau_{SUGN3}^2} \right)^{-\frac{1}{2}}, \quad (2.78)$$

$$\nu_{LSIC} = \tau_{SUPG} \|\mathbf{u}^h - \bar{\mathbf{u}}^h\|^2, \quad (2.79)$$

onde:

$$\tau_{SUGN1}^{-2} = (\mathbf{u}^h - \bar{\mathbf{u}}^h) (\mathbf{u}^h - \bar{\mathbf{u}}^h) : \mathbf{G}, \quad (2.80)$$

$$\tau_{SUGN2} = \frac{\Delta t}{2}, \quad (2.81)$$

e

$$\tau_{SUGN3}^{-1} = \nu \left(\mathbf{r}_{reg} \mathbf{r}_{reg} : \mathbf{G} + (1 - \mathbf{r}_{reg}^2) 4 h_{min}^{-2} \right), \quad (2.82)$$

sendo \mathbf{r}_{reg} definido como:

$$\mathbf{r}_{reg} = \frac{\nabla_y \|\mathbf{u}^h - \bar{\mathbf{u}}^h\|}{\|\nabla_y \|\mathbf{u}^h - \bar{\mathbf{u}}^h\|\| + \varepsilon (\|\nabla_y \|\mathbf{u}^h - \bar{\mathbf{u}}^h\|\|)_0}, \quad (2.83)$$

com ε uma constante pequena e $(\|\nabla_y \|\mathbf{u}^h - \bar{\mathbf{u}}^h\|\|)_0$ um valor de referência. Os termos τ_{SUGN1} , τ_{SUGN2} e τ_{SUGN3} são parâmetros correspondentes aos termos convectivos, inerciais e viscosos, respectivamente.

2.4 Integração Temporal

Para a integração temporal das equações governantes, utiliza-se o método α -generalizado. Esse método foi proposto inicialmente por ??) no contexto da mecânica das estruturas, e foi estendido para o contexto da dinâmica dos fluidos computacional por ??).

Considerando que o tempo da análise do problema é definido por um intervalo de $[0, T]$, o qual é particionado em subintervalos $\Delta t_n = t_{n+1} - t_n$, com t_n e t_{n+1} os instantes anterior e atual, respectivamente. A solução do problema consiste em: conhecida a solução nos graus de liberdade nodais ($\dot{\mathbf{U}}$, \mathbf{U} e \mathbf{p}) no passo de tempo n , encontrar a solução no passo de tempo $n + 1$ de forma que:

$$\mathbf{R}_M(\dot{\mathbf{U}}_{n+\alpha_m}, \mathbf{U}_{n+\alpha_f}, \mathbf{p}_{n+1}) = \mathbf{0}, \quad (2.84)$$

$$\mathbf{R}_C(\dot{\mathbf{U}}_{n+\alpha_m}, \mathbf{U}_{n+\alpha_f}, \mathbf{p}_{n+1}) = \mathbf{0}, \quad (2.85)$$

com:

$$\dot{\mathbf{U}}_{n+\alpha_m} = \dot{\mathbf{U}}_n + \alpha_m (\dot{\mathbf{U}}_{n+1} - \dot{\mathbf{U}}_n), \quad (2.86)$$

$$\mathbf{U}_{n+\alpha_f} = \mathbf{U}_n + \alpha_f (\mathbf{U}_{n+1} - \mathbf{U}_n), \quad (2.87)$$

sendo $\dot{\mathbf{U}}_{n+\alpha_m}$ e $\mathbf{U}_{n+\alpha_f}$ valores intermediários entre t_n e t_{n+1} do vetor aceleração e velocidade. A relação entre os valores nodais de aceleração e velocidade são calculados de acordo com fórmula discreta de Newmark (ver, por exemplo, (??)):

$$\mathbf{U}_{n+1} = \mathbf{U}_n + \Delta t ((1 - \gamma) \dot{\mathbf{U}}_n + \gamma \dot{\mathbf{U}}_{n+1}). \quad (2.88)$$

Os parâmetros que definem o instante intermediário, no qual as variáveis serão calculadas, são determinados de forma a proporcionarem estabilidade e precisão ao método. Seguindo a metodologia proposta por ??), uma precisão de segunda ordem é obtida, para casos lineares, desde que:

$$\gamma = 1/2 + \alpha_m - \alpha_f, \quad (2.89)$$

enquanto que a estabilidade do problema é incondicional com:

$$\alpha_m \geq \alpha_f \geq 1/2. \quad (2.90)$$

Para proporcionar a precisão de segunda-ordem de convergência e estabilidade da solução, pode-se calcular o parâmetro γ de acordo com Equação 2.89 e α_m , α_f , através de (??):

$$\alpha_m = \frac{1}{2} \left(\frac{3 - \rho_\infty}{1 + \rho_\infty} \right) \quad (2.91)$$

e

$$\alpha_f = \frac{1}{1 + \rho_\infty}. \quad (2.92)$$

O parâmetro ρ_∞ é conhecido como raio espectral da matriz de amplificação quando $\Delta t_n \rightarrow \infty$. Esse parâmetro controla a dissipação numérica em altas frequências realizada pelo processo de integração e está contido no intervalo de $[0, 1]$. Para $\rho_\infty = 0$ a dissipação é máxima e para $\rho_\infty = 1$ não há introdução de difusão numérica ao método.

Para a solução do sistema de equações não lineares compostas por Equação 2.84 e Equação 2.85 utiliza-se o método de Newton-Raphson. O método pode ser separado em duas etapas, uma etapa preditiva e outra iterativa corretiva (??).

Na etapa preditiva, conhecida a solução em um passo de tempo n , prediz-se a solução em $n + 1$ com as seguintes equações:

$$\dot{\mathbf{U}}_{n+1}^0 = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \dot{\mathbf{U}}_n, \quad (2.93)$$

$$\mathbf{U}_{n+1}^0 = \mathbf{U}_n, \quad (2.94)$$

$$\mathbf{p}_{n+1}^0 = \mathbf{p}_n, \quad (2.95)$$

onde o índice 0 representa a iteração de número zero.

Na etapa iterativa corretiva, itera-se sobre a Equação 2.84 e Equação 2.85 até que elas sejam satisfeitas, considerando uma tolerância prescrita, ou até que se alcance uma quantidade máxima de iterações pré-estabelecida. Essa etapa é composta por três fases. A fase 1 consiste em determinar os valores no instante intermediário para as variáveis nodais na iteração i :

$$\dot{\mathbf{U}}_{n+\alpha_m}^i = \dot{\mathbf{U}}_n + \alpha_m (\dot{\mathbf{U}}_{n+1}^i - \dot{\mathbf{U}}_n), \quad (2.96)$$

$$\mathbf{U}_{n+\alpha_f}^i = \mathbf{U}_n + \alpha_f (\mathbf{U}_{n+1}^i - \mathbf{U}_n), \quad (2.97)$$

$$\mathbf{p}_{n+1}^i = \mathbf{p}_{n+1}^i. \quad (2.98)$$

Na fase 2, com os valores intermediários das variáveis nodais resolve-se o sistema linear resultante da linearização das equações Equação 2.84 e Equação 2.85 com respeito às variáveis de interesse \mathbf{p}_{n+1} e $\dot{\mathbf{U}}_{n+1}$:

$$\left. \frac{\partial \mathbf{R}_M}{\partial \dot{\mathbf{U}}_{n+1}} \right|_i \Delta \dot{\mathbf{U}}_{n+1}^i + \left. \frac{\partial \mathbf{R}_M}{\partial \mathbf{p}_{n+1}} \right|_i \Delta \mathbf{p}_{n+1}^i = -\mathbf{R}_M^i, \quad (2.99)$$

$$\left. \frac{\partial \mathbf{R}_C}{\partial \dot{\mathbf{U}}_{n+1}} \right|_i \Delta \dot{\mathbf{U}}_{n+1}^i + \left. \frac{\partial \mathbf{R}_C}{\partial \mathbf{p}_{n+1}} \right|_i \Delta \mathbf{p}_{n+1}^i = -\mathbf{R}_C^i. \quad (2.100)$$

Por fim, na fase 3 atualiza-se a solução através das seguintes relações:

$$\dot{\mathbf{U}}_{n+1}^{i+1} = \dot{\mathbf{U}}_{n+1}^i + \Delta \dot{\mathbf{U}}_{n+1}^i, \quad (2.101)$$

$$\mathbf{U}_{n+1}^{i+1} = \mathbf{U}_{n+1}^i + \gamma \Delta t \Delta \mathbf{U}_{n+1}^i, \quad (2.102)$$

$$\mathbf{p}_{n+1}^{i+1} = \mathbf{p}_{n+1}^i + \Delta \mathbf{p}_{n+1}^i. \quad (2.103)$$

Na utilização do método α -generalizado as integrais das equações Equação 2.84 e Equação 2.85 são avaliadas no instante $t = t_{n+\alpha_f}$, de forma que:

$$\int_{\Omega} (.) d\Omega = \int_{\Omega_{t_{n+\alpha_f}}} (.) d\Omega, \quad (2.104)$$

e, por consequência:

$$\Omega_{t_{n+\alpha_f}} = \left\{ \mathbf{y}^h \mid \mathbf{y}^h(\bar{\mathbf{x}}^h, t_{(n+\alpha_f)}) = \alpha_f \mathbf{y}^h(\bar{\mathbf{x}}^h, t_{n+1}) + (1 - \alpha_f) \mathbf{y}^h(\bar{\mathbf{x}}^h, t_n) \right\}. \quad (2.105)$$

2.5 Implementação Computacional

O Algoritmo que descreve a implementação computacional tanto de problemas utilizando o método dos elementos finitos, quanto para problemas utilizando a análise Isogeométrica, é apresentado no Alg. 1.

Algoritmo 1 Algoritmo para problemas de dinâmica dos fluidos computacional

- 1: **para** o passo de tempo 0 até T **faça**
- 2: *i* = 0;
- 3: Predição da solução: aplicação das Equação 2.93, Equação 2.94 e Equação 2.95;
- 4: **enquanto** ($\epsilon <$ tolerância) **faça**
- 5: *i*++;
- 6: Interpolação das variáveis do problema: aplicação da Equação 2.96, Equação 2.97 e Equação 2.98;
- 7: Cálculo do incremento nas variáveis do problema: $\dot{\mathbf{U}}_{n+1}$ e \mathbf{p}_{n+1} de acordo com as Equação 2.99 e Equação 2.100;
- 8: Atualização da solução: calculadas de acordo com Equação 2.101, Equação 2.102 e Equação 2.103.
- 9: Cálculo do erro:

$$\epsilon = \left\| \mathbf{R}_M^i \right\|_{L^2} \quad (2.106)$$

- 10: **fim enquanto**
 - 11: Atualização das variáveis do passo anterior;
 - 12: **fim para**
-

2.6 Verificação e Aplicações

Para a verificação dos códigos baseados no método dos elementos finitos, adotam-se 2 exemplos muito populares nas bibliografias: Escoamento sobre um cilindro e o problema da cavidade quadrada, os quais são apresentados na subseções sequentes.

2.6.1 Escoamento sobre um cilindro

O estudo do problema de um escoamento sobre um cilindro 2D teve como principal intuito a análise dos coeficientes aerodinâmicos medidos ao longo do tempo e verificar consequentemente se o modelo é capaz de reproduzir os fenômenos relacionados à formação e desprendimento de vórtices característicos desse problema. Para isso, diferentes números de Reynolds (Re) foram estudados, $Re = 40$, $Re = 100$ e $Re = 1000$, os quais são calculados de acordo com a seguinte equação:

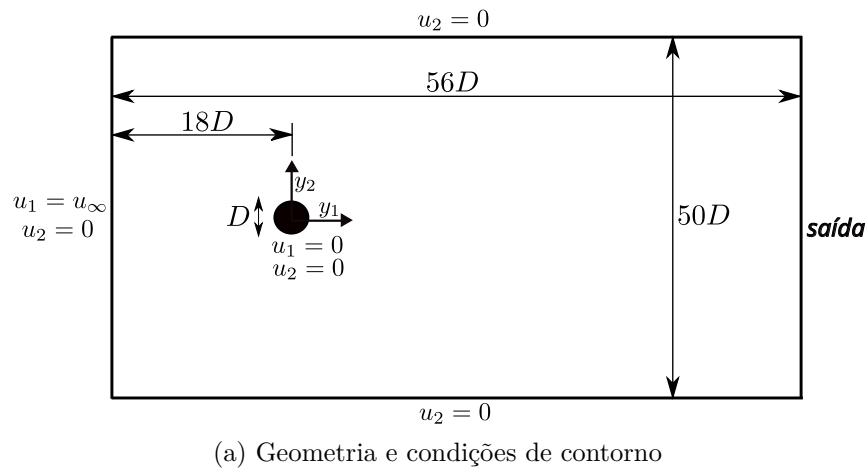
$$Re = \frac{\rho L \|\mathbf{u}_\infty\|}{\mu} = \frac{L \|\mathbf{u}_\infty\|}{\nu}, \quad (2.107)$$

com L a dimensão característica do problema, sendo nesse caso o diâmetro do cilindro, e ν a viscosidade cinemática do fluido.

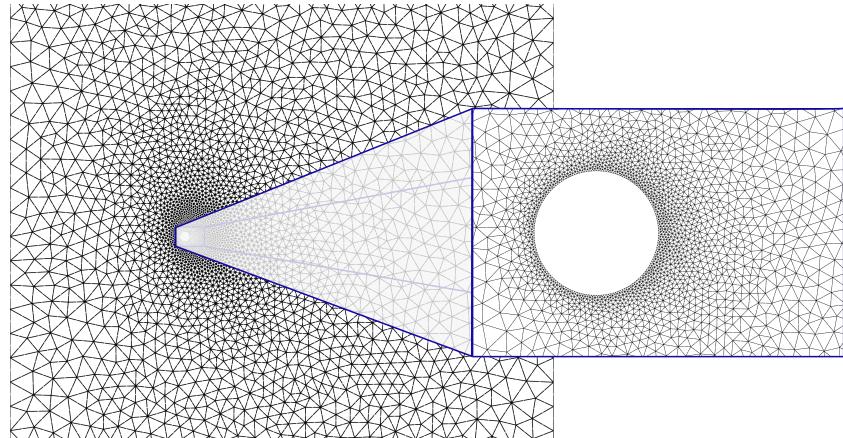
A geometria e condições de contorno são apresentadas na Figura 2.8a. Como pode-se observar trata-se de um domínio retangular, parametrizado em função do diâmetro do cilindro, com um perfil constante de velocidade na entrada e condição de parede lisa nas paredes superior e inferior. No contorno denominado como *saída*, não se conhece o comportamento do escoamento, desta forma, determina-se sua posição no domínio computacional a uma distância grande o suficiente de maneira a não interferir no comportamento do escoamento.

Na Figura 2.8b pode-se observar a malha não-estruturada de elementos finitos utilizada para esse problema, composta por 9122 elementos triangulares quadráticos e 18508 nós. O problema foi simulado para um velocidade de entrada $u_\infty = 1,0$, $\rho = 1,0$, $\Delta t = 0,05$, e $\rho_\infty = 0,5$.

Figura 2.7 – Cilindro: Geometria, condições de contorno e malha de elementos finitos.



(a) Geometria e condições de contorno



(b) Discretização espacial

Fonte: Elaborada pela autora

Para o cálculo dos coeficientes aerodinâmicos é necessário definir-se primeiramente

as forças de arrasto - horizontal (F_D) e de sustentação - vertical (F_L), que são induzidas por tensões desviadoras e hidrostáticas e são calculadas pelas seguintes equações:

$$F_D = \int_{\Gamma_c} \boldsymbol{\sigma}_{1j} n_j d\Gamma_c, \quad (2.108)$$

$$F_L = \int_{\Gamma_c} \boldsymbol{\sigma}_{2j} n_j d\Gamma_c, \quad (2.109)$$

nas quais o símbolo Γ_c representa o contorno do cilindro e n_j é o vetor normal à esse contorno na direção j , com $j = 1, 2$. Os coeficientes de arrasto e sustentação são definidos respectivamente por:

$$C_D = \frac{F_D}{0,5\rho\|\mathbf{u}_\infty\|^2 L}, \quad (2.110)$$

$$C_L = \frac{F_L}{0,5\rho\|\mathbf{u}_\infty\|^2 L}, \quad (2.111)$$

Devido ao fenômeno de desprendimento de vórtices que ocorre a partir de determinado número de Reynolds do escoamento, é usual determinar-se a frequência deste fenômeno através do número adimensional de Strouhal (St), dado por:

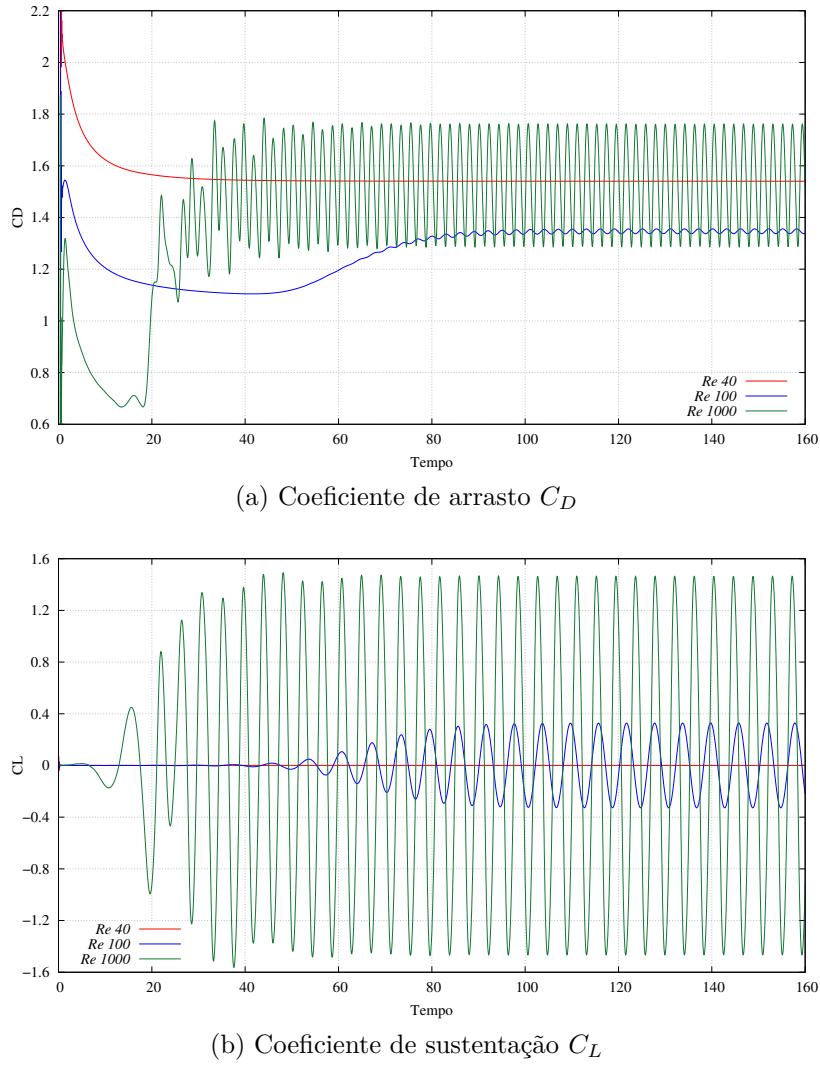
$$St = \frac{f_v L}{\|\mathbf{u}_\infty\|}, \quad (2.112)$$

com f_v sendo a frequência de desprendimento dos vórtices.

Como pode-se observar na Figura 2.8 para $Re = 40$, os coeficientes de arrasto e de sustentação, após o escoamento entrar em fase estacionária, se mantém constantes ao longo de todo o tempo de análise. Isso ocorre, visto que para Reynolds entre 5 à 50, aproximadamente, formam-se dois vórtices simétricos e estacionários na região logo após o cilindro. Posteriormente, o par de vórtices se quebra e passa existir a chamada esteira de Von Karmán, que ocorre devido à formação de vórtices de maneira alternada entre as regiões superior e inferior do cilindro, o que pode ser notado também na Figura 2.8 para $Re = 100$ e $Re = 1000$. Os valores do coeficiente de Strouhal, para $Re = 100$ e $Re = 1000$, assim como os valores médios obtidos para o coeficiente de arrasto (C_{Dmed}) para $Re = 40$, $Re = 100$ e $Re = 1000$ são apresentados na Tab. 2.1 juntamente com os valores de referência provenientes do trabalho de ??).

Nas Figura 2.9 e Figura 2.10 podem ser observados os campos de velocidade e pressão ao longo de um ciclo de desprendimento de vórtices para $Re = 100$. Pode-se notar nessas imagens, a formação e o desprendimento de vórtices na esteira de Von Karmán.

Figura 2.8 – Cilindro: Coeficientes aerodinâmicos



Fonte: Elaborada pela autora

Tabela 2.1 – Comparaçāo entre valores obtidos e valores de referência

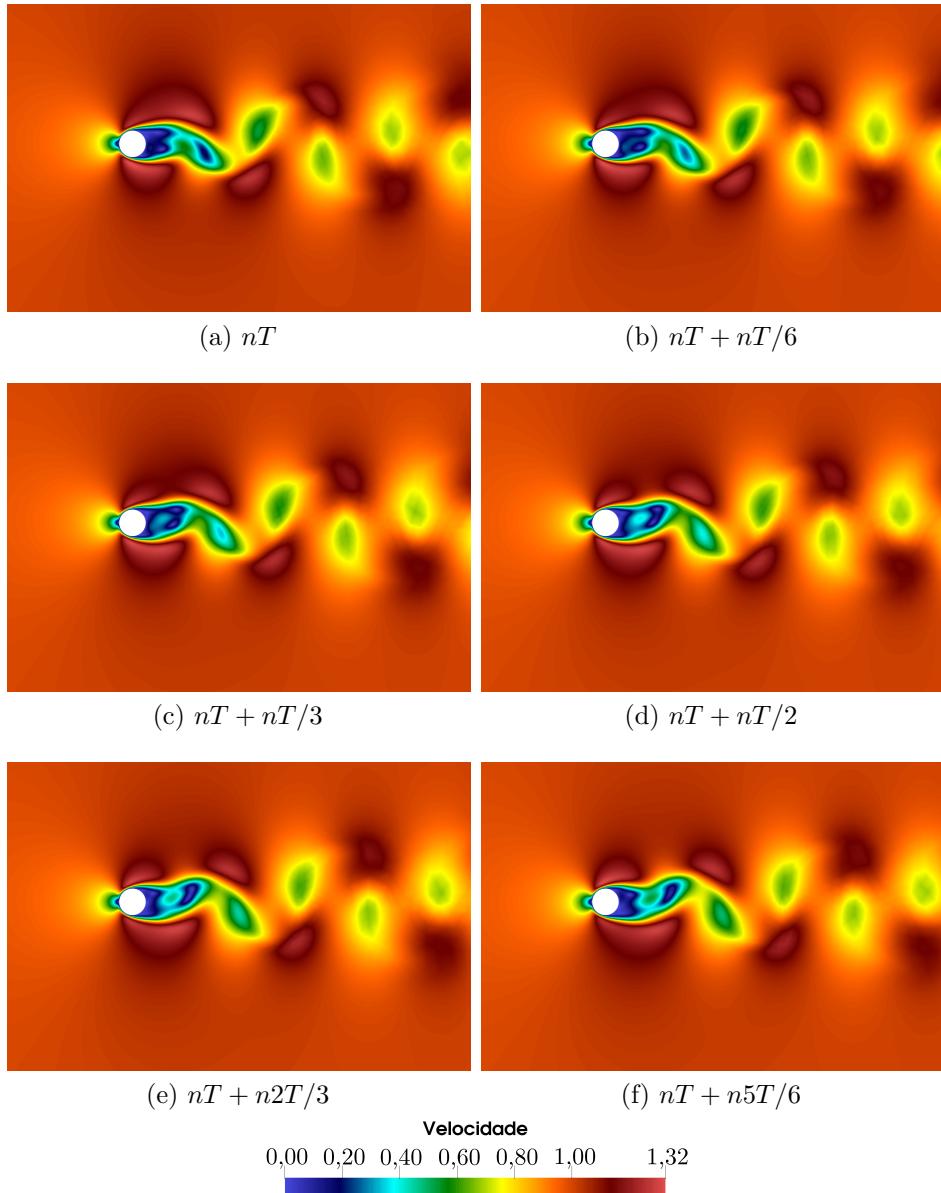
Re	C_{Dmed}		St	
	Presente estudo	Referência	Presente estudo	Referência
40	1,54	1,59	-	-
100	1,35	1,33	0,166	0,163
1000	1,52	1,51	0,238	0,235

Fonte: Elaborada pela autora.

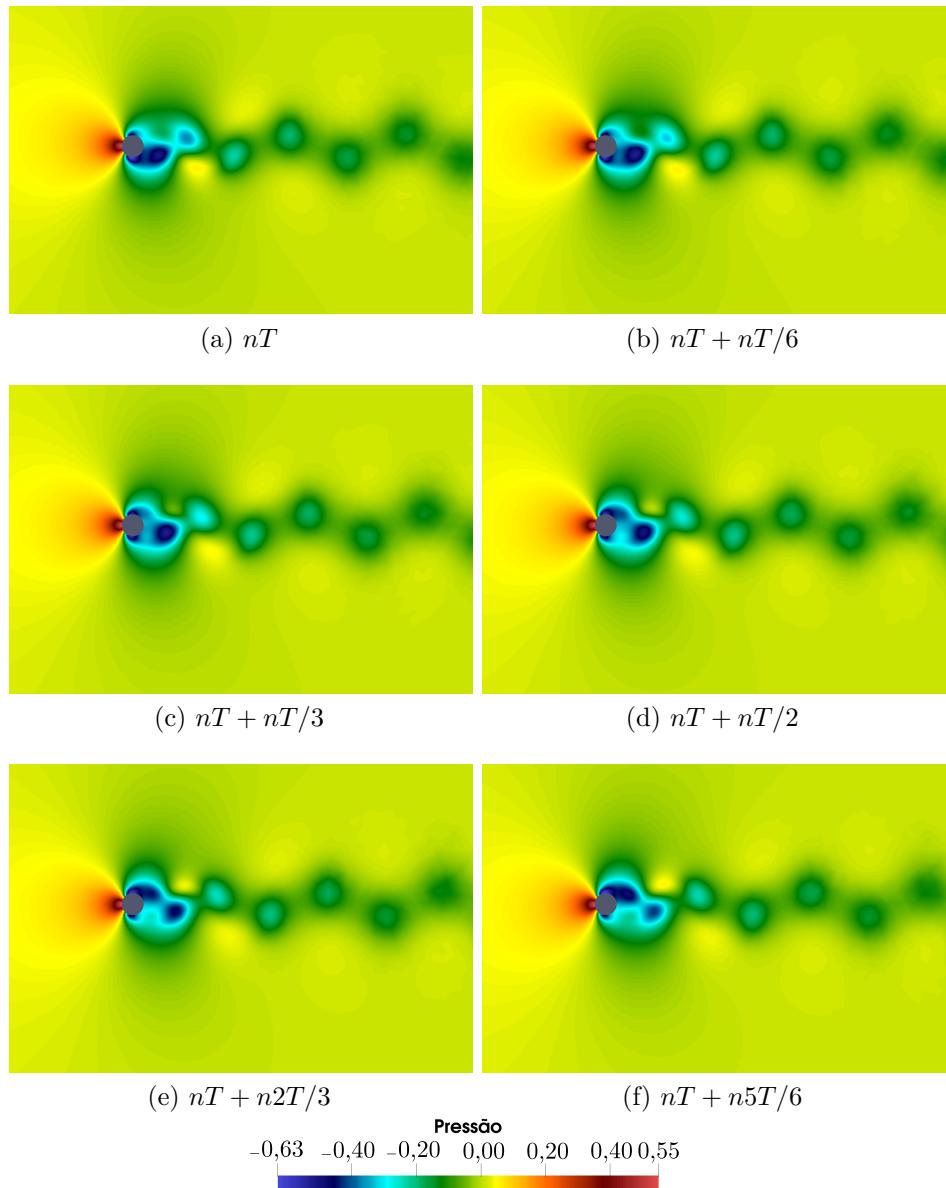
2.6.2 Cavidade quadrada

Para a verificação do código 3D utilizando elementos finitos o problema de uma cavidade quadrada com velocidade prescrita u_∞ em sua parede superior foi estudado. A geometria do problema em questão e o conjunto de suas condições de contorno são

Figura 2.9 – Cilindro: Campos de velocidade para $Re = 100$



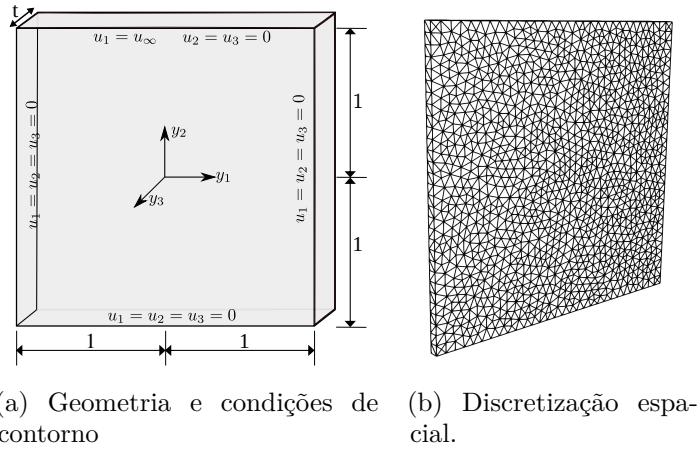
Fonte: Elaborada pela autora

Figura 2.10 – Cilindro: Campos de pressão para $\text{Re} = 100$ 

Fonte: Elaborada pela autora

apresentadas na Figura 2.12a. As paredes da cavidade são rígidas, com paredes laterais e do fundo com condição de aderência, e adicionalmente, condição de simetria na direção y_3 . A cavidade possui na direção y_3 uma espessura de 0,03. A discretização espacial em elementos finitos utilizada é apresentada na Figura 2.12b, a qual consiste em 7252 elementos tetraédricos quadráticos e 14727 nós.

Figura 2.11 – Cavidade quadrada: Geometria, condições de contorno e malha de elementos finitos



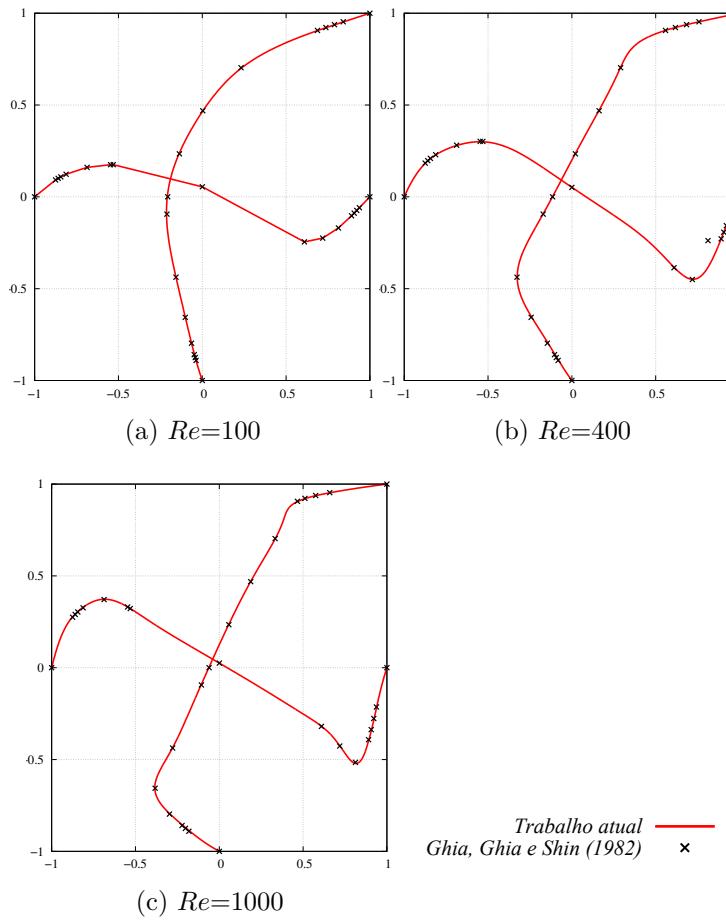
Fonte: Elaborada pela autora

O problema é estudado para os números de Reynolds: 100, 400 e 1000. O número de Reynolds foi calculado de acordo com Equação 2.107, com L equivalente ao comprimento do lado da cavidade. O problema foi simulado para uma velocidade na parede superior de $u_\infty = 1,0$, $\rho = 1,0$, $\Delta t = 0,05$, e $\rho_\infty = 0$, sendo a viscosidade do fluido variada de modo a alterar o número de Reynolds. A simulação foi mantida até que se atingiu o estado estacionário de escoamento.

Os perfis de velocidade adimensionaisizados ($\mathbf{u}/\mathbf{u}_\infty$) ao longo de duas linhas centrais nas direções y_1 e y_2 posicionadas no centro da espessura da direção y_3 da cavidade são apresentados na Figura 2.12 e comparados com a referência de ??).

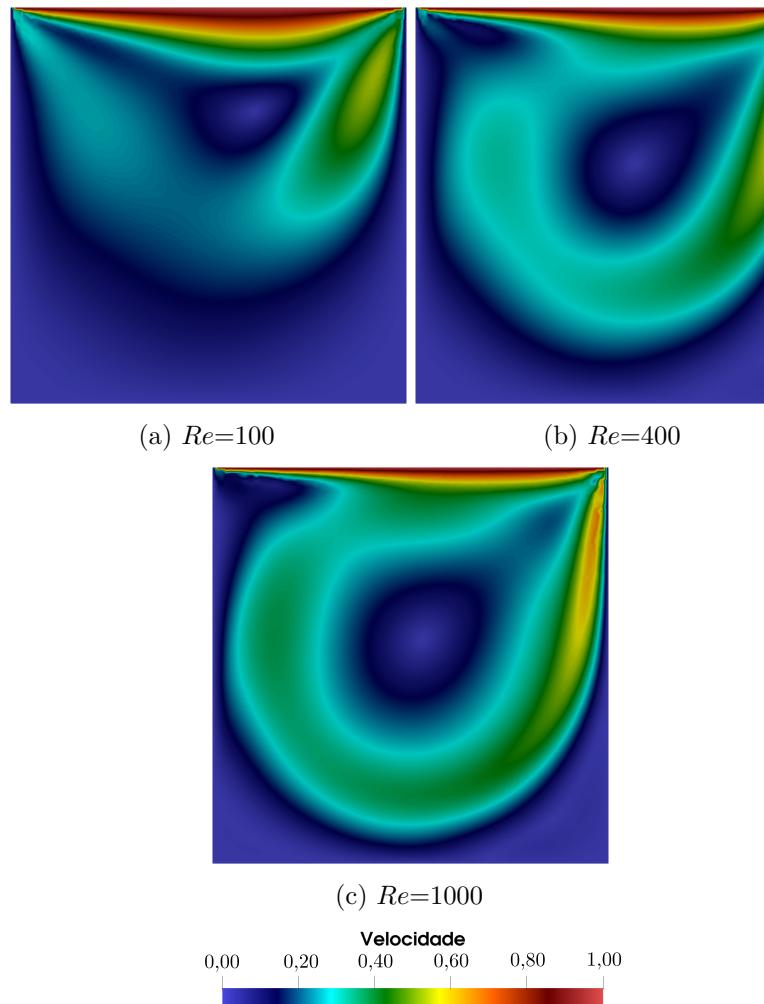
Os campos de velocidade e de pressão são apresentados nas figuras Fig 2.13 e 2.14 respectivamente. Ressalta-se que para a solução do problema, por se tratar de um problema com todos os contornos com condição de Dirichlet impostos, a pressão torna-se indefinida. Por esse motivo, prescreveu-se uma pressão $p = p_{ref} = 0.0$ no canto superior direito da cavidade.

Figura 2.12 – Cavidade quadrada: Perfis de velocidade adimensionalizados nas direções y_1 e y_2



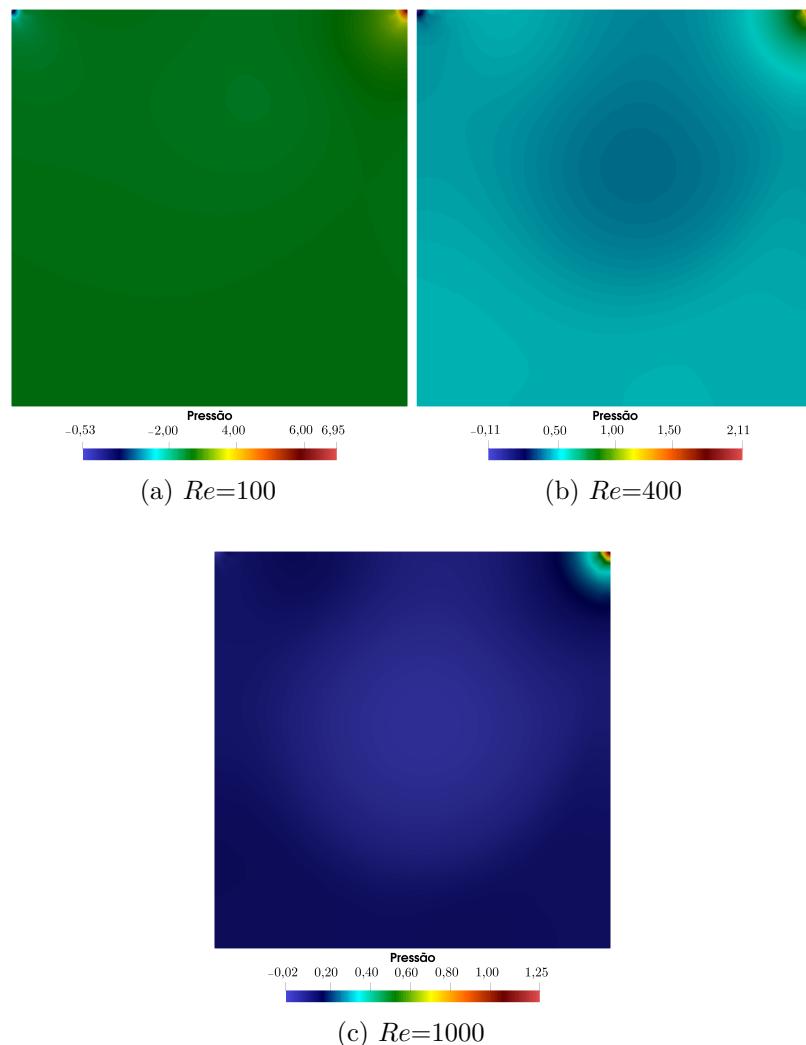
Fonte: Elaborada pela autora

Figura 2.13 – Cavidade quadrada: Campos de velocidade - plano y_1y_2



Fonte: Elaborada pela autora

Figura 2.14 – Cavidade quadrada: Campos de pressão - plano y_1y_2



Fonte: Elaborada pela autora

CAPÍTULO

3

ANÁLISE ISOGEOMÉTRICA APLICADA À DINÂMICA DOS FLUIDOS COMPUTACIONAL

A Análise Isogeométrica (IGA) é uma técnica numérica introduzida por ??) para obtenção de soluções aproximadas de equações diferenciais. O método pode ser entendido como uma generalização do método dos elementos finitos clássicos a partir do uso de funções base especiais.

Na Análise Isogeométrica, as funções base escolhidas na discretização da geometria do problema e de suas variáveis são aquelas utilizadas nos sistemas CAD, sendo as funções do tipo NURBS as mais aplicadas (ver, por exemplo, ??)). O grande impulso para o desenvolvimento da técnica foi proporcionar a integração entre a engenharia de *design*, com modelos baseados em CAD, e as simulações numéricas, com modelos principalmente baseados no MEF, de forma que ambas trabalhem com somente um modelo geométrico.

A IGA apresenta vantagens significativas, uma vez que permite a representação exata de diversas geometrias comuns, como seções cônicas, círculos, cilindros, esferas e elipsóides, além de dispor de algoritmos eficientes e estáveis para a geração de objetos NURBS. As funções NURBS, em particular, possuem propriedades matemáticas que as tornam adequadas para aplicações numéricas, destacando-se a elevada suavidade, a alta capacidade de aproximação e a possibilidade de refinamento local por meio da inserção de *knots*, os quais correspondem às coordenadas do espaço paramétrico nas quais as funções são definidas.

Este capítulo apresenta uma breve introdução à Análise Isogeométrica (IGA) e sua relação com o Método dos Elementos Finitos clássico. Inicialmente, são descritas

as funções base B-spline, suas principais características e a construção de geometrias associadas. Em seguida, introduzem-se as funções NURBS, destacando sua formulação e aplicações geométricas. A análise isogeométrica é então introduzida no contexto da dinâmica dos fluidos computacional, enfatizando suas particularidades quanto à discretização das variáveis e da geometria, aos métodos de integração numérica e à determinação dos parâmetros de estabilização. Por fim, são apresentados exemplos numéricos que validam a formulação proposta. As referências bibliográficas que fundamentam esta construção são ??) e ??).

3.1 Noções Gerais de IGA

No contexto do MEF isoparamétrico, a formulação é construída a partir da definição de uma malha e de seus elementos, os quais são representados tanto no espaço físico quanto no espaço paramétrico. Cada elemento é caracterizado pelas coordenadas de seus nós, sendo os graus de liberdade do problema associados aos valores das funções de forma interpolados nesses pontos nodais.

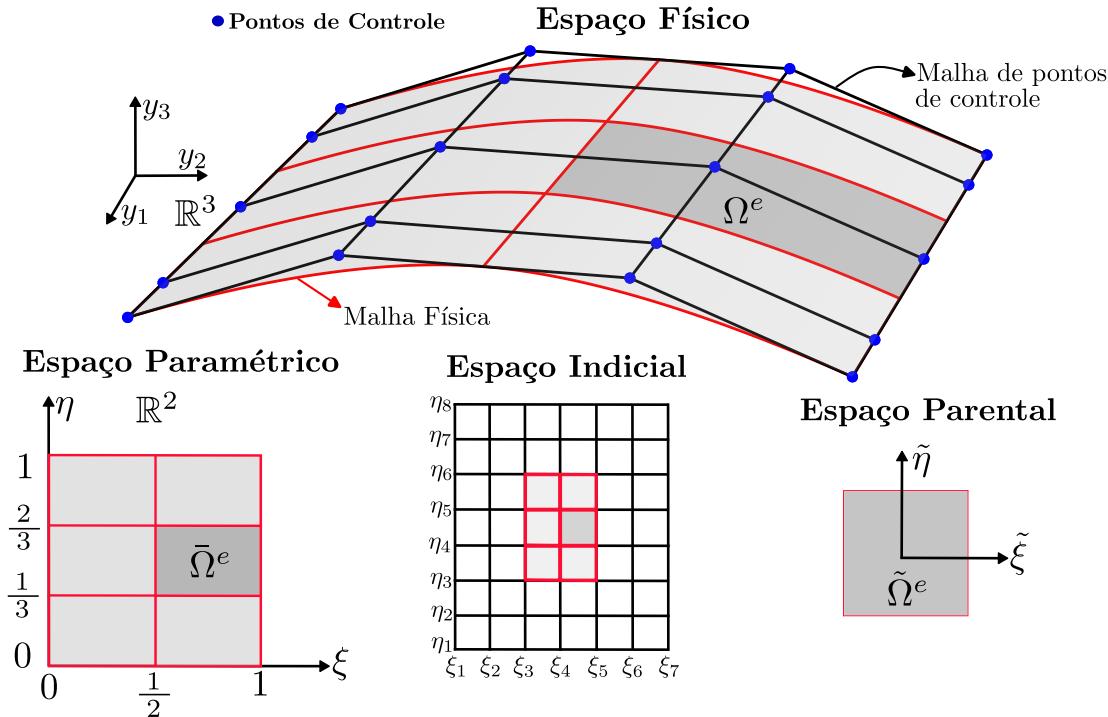
Dentro da IGA têm-se duas noções de malha: uma malha de pontos de controle e uma malha física. A malha de pontos de controle é muito semelhante a uma malha de elementos finitos, entretanto, ela não define a geometria, ela é apenas um esqueleto que controla o formato da geometria (ver Figura 3.1), visto que as funções de forma baseadas em *B-Splines* não são necessariamente interpolatórias. Dessa forma, os graus de liberdade do problema são associados aos pontos de controle, cujas posições não coincidem, necessariamente, com a geometria representada.

A malha física representa a geometria discretizada. Dentro da malha física podem ser definidos dois tipos de elementos, um macro-elemento, denominado de *patch*, e o *knot span*, que é o equivalente a um elemento finito e será denominado como célula ao longo desse texto. Cada *patch* é composto por um conjunto de células. Muitas geometrias simples podem ser discretizadas apenas com um *patch*, entretanto, a depender da complexidade da geometria ou de requisitos de parametrização, se torna necessário o uso de um conjunto de *patches*. As células são representações geométricas de linhas, superfícies e volumes nos espaços físicos unidimensional, bidimensional e tridimensional respectivamente.

Cada *patch* e suas respectivas células possuem uma representação no espaço paramétrico (Figura 3.1), que é o espaço onde as funções base são definidas. O espaço paramétrico, para os casos de funções univariadas, é definido por um *knot vector*, aqui denominado de vetor de *knots*, que é um conjunto de *knots* ou coordenadas paramétricas. As células são constituídas pelo espaço entre dois *knots* consecutivos. O espaço onde se representam todas as células, inclusive as nulas (quando mais de um *knot* ocupa a mesma posição), é chamado de espaço indicial.

Por fim, na análise isogeométrica conta-se ainda com o espaço parental, que é o

Figura 3.1 – NURBS: espaço físico, espaço paramétrico, espaço indicial e espaço parental



Fonte: Elaborada pela autora

espaço de integração numérica das funções base, em geral, definido de forma adimensional $[-1, 1]$ dentro de uma célula. Na Figura 3.1 pode-se observar os espaços relatados para uma superfície 3D construída por funções base quadráticas e apenas um *patch*.

3.2 B-Splines

Para a construção de uma geometria NURBS, é fundamental compreender as funções base *B-splines* e suas particularidades. Essas funções servem como o ponto de partida para a definição de curvas, superfícies e sólidos NURBS, sendo essenciais para o entendimento da flexibilidade e controle geométrico oferecido por esse modelo. As *B-splines* são funções construídas através de um vetor de coordenadas paramétricas (vetor de *knots*) e que dependem de um conjunto de pontos de controle, sendo esses elementos responsáveis por estabelecer a forma geométrica e o grau de continuidade da curva ou superfície.

3.2.1 Vetor de *knots*

As funções *B-Splines*, utilizadas na construção das NURBS, são definidas em um espaço paramétrico que é comum a um conjunto de células ou *patch*. O espaço paramétrico

unidimensional é construído através de um vetor de *knots*, que consiste em um conjunto não decrescente de coordenadas paramétricas, definido como: $\Xi = [\xi_0, \xi_1, \dots, \xi_{n+p+1}]$, sendo que $\xi_i \in \mathbb{R}$ e representa a i -ésima coordenada paramétrica com $i = 0, 1, \dots, n + p + 1$, e p corresponde ao grau polinomial das funções. O parâmetro n equivale ao índice da última função base nesta direção paramétrica, sendo o conjunto de funções base indexado de 0 a n , totalizando $n + 1$ funções. Os *knot spans*, ou intervalo entre *knots*, definem células no espaço paramétrico, cujos contornos são mapeados pelas funções base para formar a malha no espaço físico.

O vetor de *knots* pode ser classificado como uniforme, quando as coordenadas paramétricas são igualmente espaçadas, e como não-uniformes, caso contrário. A multiplicidade de um *knot* pode ser superior a um, influenciando diretamente na continuidade e na forma das funções base, conforme será visto posteriormente. Os vetores de *knots* conhecidos como abertos, são frequentemente utilizados nas literaturas de CAD, e caracterizam-se por ter a primeira e a última coordenada paramétrica repetidas $p + 1$ vezes. Este fato garante que as funções sejam interpolatórias nos extremos do espaço paramétrico e nas bordas entre *patches*, proporcionando, por exemplo, a homogeneidade com respeito às condições de contorno essenciais.

3.2.2 Funções base e suas derivadas

As funções base *B-Splines* (N^b) univariadas são definidas a partir de um vetor de *knots* unidimensional, sendo para $p = 0$, escritas através da seguinte relação:

$$N_{i,0}^b(\xi) = \begin{cases} 1 & \text{if } \xi_i \leq \xi < \xi_{i+1}, \\ 0 & \text{caso contrário} \end{cases}, \quad (3.1)$$

enquanto que para funções com $p \geq 1$ são definidas como:

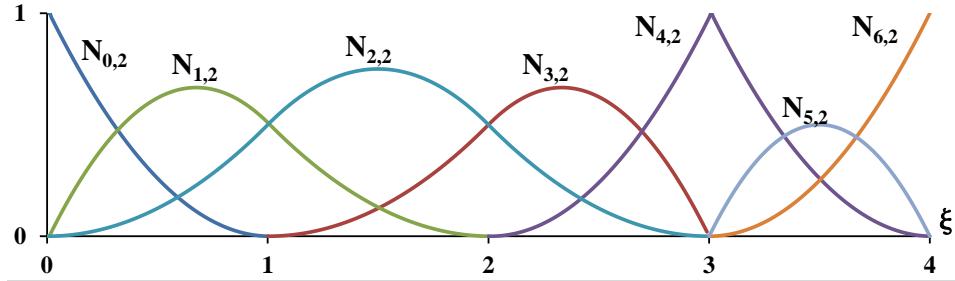
$$N_{i,p}^b(\xi) = \frac{\xi - \xi_i}{\xi_{i+p} - \xi_i} N_{i,p-1}^b(\xi) + \frac{\xi_{i+p+1} - \xi}{\xi_{i+p+1} - \xi_{i+1}} N_{i+1,p-1}^b(\xi), \quad (3.2)$$

com $i = 0, 1, \dots, n$.

Essas equações são conhecidas como a fórmula recursiva de *Cox-de Boor* (????). Para funções *B-Splines* de grau $p = 0$ ou $p = 1$, obtém-se, respectivamente, as mesmas funções constantes e lineares por partes utilizadas no método dos elementos finitos clássico.

Na Figura 3.2, pode-se observar funções *B-Splines* quadráticas construídas sobre o vetor de *knots* não-uniforme aberto $\Xi = [0, 0, 0, 1, 2, 3, 3, 4, 4, 4]$. A figura evidencia que, devido à repetição de $p + 1$ vezes dos *knots* nas extremidades do vetor, as funções base se tornam interpolatórias nesses pontos. Ademais, a presença de um *knot* com multiplicidade 2 em $\xi = 3$ reduz a regularidade da função base nesse ponto, resultando na descontinuidade da sua derivada. Em termos gerais, a continuidade de uma função *B-Spline* em uma coordenada paramétrica é dada por C^{p-m} , onde m é a multiplicidade do *knot*.

Figura 3.2 – B-Splines quadráticas



Fonte: Elaborada pela autora

As principais propriedades das funções *B-Splines* são:

- **Partição da Unidade:** $\sum_{i=0}^n N_{i,p}^b(\xi) = 1$;
- **Positividade:** Todas as funções base são positivas, ou seja, $N_{i,p}^b \geq 0, \forall \xi$;
- **Suavidade:** função de ordem p é, em geral, $p - 1$ vezes continua no contorno das células;
- **Supor te Compacto:** O suporte de cada $N_{i,p}^b$ está contido no intervalo $[\xi_i, \xi_{i+p+1}]$, ou seja, em cada célula, apenas $p + 1$ funções são não nulas.

A derivada de uma função de forma *B-Spline* pode ser calculada recursivamente em termos de funções base de ordem menor. Considerando uma função de ordem p e vetor de *knots* Ξ , a derivada da i -ésima função de forma pode ser escrita como:

$$\frac{d}{d\xi} N_{i,p}^b(\xi) = \frac{p}{\xi_{i+p} - \xi_i} N_{i,p-1}^b(\xi) - \frac{p}{\xi_{i+p+1} - \xi_{i+1}} N_{i+1,p-1}^b(\xi). \quad (3.3)$$

Essa expressão pode ser generalizada para derivadas de ordem superior através de:

$$\frac{d^k}{d\xi^k} N_{i,p}^b(\xi) = \frac{p!}{(p-k)!} \sum_{j=0}^k \alpha_{k,j} N_{i+j,p-k}^b(\xi), \quad (3.4)$$

sendo k a k -ésima derivada da função $N_{i,p}^b(\xi)$ e:

$$\alpha_{0,0} = 1, \quad (3.5)$$

$$\alpha_{k,0} = \frac{\alpha_{k-1,0}}{\xi_{i+p-k+1} - \xi_i}, \quad (3.6)$$

$$\alpha_{k,j} = \frac{\alpha_{k-1,j} - \alpha_{k-1,j-1}}{\xi_{i+p+j-k+1} - \xi_{i+j}} \quad j = 1, \dots, k-1, \quad (3.7)$$

$$\alpha_{k,k} = \frac{-\alpha_{k-1,k-1}}{\xi_{i+p+1} - \xi_{i+k}}. \quad (3.8)$$

Algoritmos eficientes para a determinação das funções de forma *B-Splines* e de suas derivadas podem ser encontradas em ??).

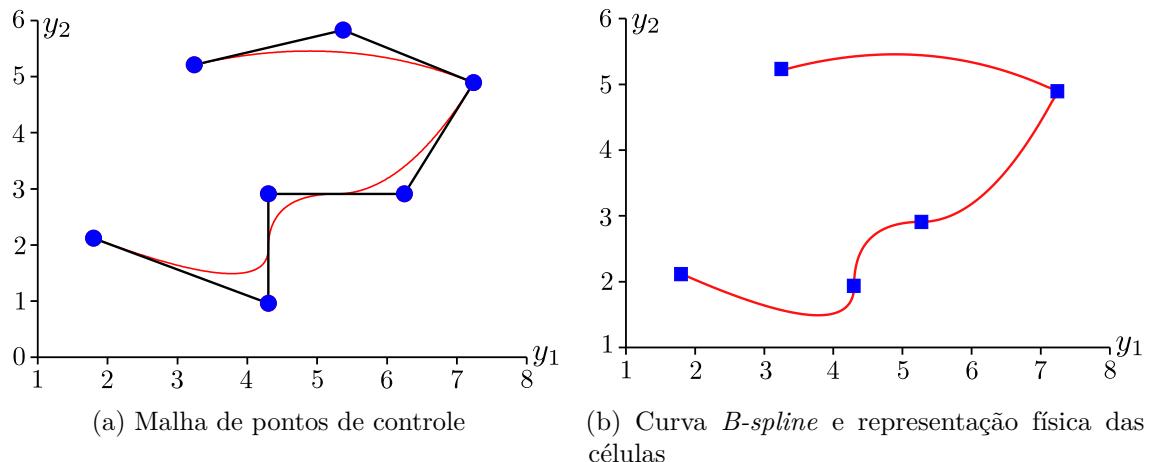
3.2.3 Geometrias B-Splines

Uma curva *B-Spline* é construída a partir da combinação linear entre funções base e um conjunto de pontos de controle. Considerando um conjunto de $n + 1$ funções base $N_{i,p}^b$ e respectivos pontos de controle $\mathbf{B}_i \in \mathbb{R}^{n_{sd}}$ com $i = 0, 1, \dots, n$, uma curva polinomial por partes *B-Spline* univariada é definida como:

$$\mathbf{C} = \mathbf{y}(\xi) = \sum_{i=0}^n N_{i,p}^b(\xi) \mathbf{B}_i, \quad (3.9)$$

com y_1 , y_2 e y_3 as componentes do vetor de coordenadas físicas \mathbf{y} . Utilizando as funções *B-Splines* apresentadas na Figura 3.2 e uma malha de $n + 1$ pontos de controle, obtém-se a curva apresentada na Figura 3.4a. Na Figura 3.4b pode-se observar as células físicas equivalentes a essa combinação.

Figura 3.3 – Curva *B-Spline*



Fonte: Elaborada pela autora

A partir da Figura 3.4a pode-se constatar que a curva *B-Spline* interpola o primeiro e o último ponto de controle, que é uma característica das curvas construídas com funções descritas a partir de vetores de *knots* abertos. Adicionalmente nota-se que, devido à multiplicidade do *knot* de coordenada paramétrica $\xi = 3$, existe um ponto de controle intermediário também interpolando a curva. Coordenadas paramétricas com multiplicidade maior ou igual ao grau polinomial p resultam, por definição, em interpolação dos pontos de controle associados. Além disso, a curva possui continuidade $C^{p-1} = C^1$ em todos os lugares, exceto em $\xi = 3$, onde equivale a $C^{p-2} = C^0$, que trata-se de uma propriedade herdada das funções base.

Conforme observado nas figuras: Figura 3.4a e Figura 3.4b, muitas das características de curvas *B-Splines* são consequências das propriedades das funções *B-splines*. Outra importante propriedade dessas curvas é a Transformação Afim, que significa que uma transformação afim de uma curva *B-spline* é obtida aplicando a transformação diretamente

aos pontos de controle. Além disso, devido ao suporte compacto das funções base, as curvas *B-Splines* possuem característica denominada de *localidade*, que significa que, movendo-se um ponto de controle, afeta-se não mais do que $p+1$ células na curva. Outras propriedades matemáticas das curvas *B-Splines* podem ser consultadas em detalhes em ??).

Uma superfície *B-spline* é obtida analogamente à curva *B-spline*. Dado uma rede de pontos de controle $\mathbf{B}_{i,j} \in \mathbb{R}^{n_{\text{sd}}}$ com $i = 0, 1, \dots, n$ e $j = 0, 1, \dots, m$, e vetores de *knots* $\Xi = [\xi_0, \xi_1, \dots, \xi_{p+n+1}]$, $\mathcal{H} = [\eta_0, \eta_1, \dots, \eta_{q+m+1}]$, a superfície é obtida através do produto tensorial entre $(n+1)$ funções univariadas $N_{i,p}^b(\xi)$ e $(m+1)$ funções univariadas $M_{j,q}^b(\eta)$ da seguinte forma:

$$\mathbf{S} = \mathbf{y}(\xi, \eta) = \sum_{i=0}^n \sum_{j=0}^m N_{i,p}^b(\xi) M_{j,q}^b(\eta) \mathbf{B}_{i,j}, \quad (3.10)$$

onde q representa o grau das $m+1$ funções na direção paramétrica η . Muitas das propriedades das superfícies *B-Splines* são resultado da natureza do produto tensorial que as geram. A base de funções apresenta propriedade de positividade e formam uma partição de unidade, de forma que: $\forall(\xi, \eta) \in [\xi_0, \xi_1, \dots, \xi_{p+n+1}] \times [\eta_0, \eta_1, \dots, \eta_{q+m+1}]$:

$$\sum_{i=0}^n \sum_{j=0}^m N_{i,p}^b(\xi) M_{j,q}^b(\eta) = \left(\sum_{i=0}^n N_{i,p}^b(\xi) \right) \left(\sum_{j=0}^m M_{j,q}^b(\eta) \right) = 1. \quad (3.11)$$

O suporte, por exemplo, de uma função bivariada $\hat{N}_{i,j:p,q}^b(\xi, \eta) = N_{i,p}^b(\xi) M_{j,q}^b(\eta)$ é equivalente à: $[\xi_i, \xi_{i+p+1}] \times [\eta_j, \eta_{j+q+1}]$.

Por fim, um sólido *B-Spline* é obtido através do produto tensorial entre funções univariadas $N_{i,p}^b$, $M_{j,q}^b$, $L_{k,r}^b$, construídas sobre os vetores de *knots* $\Xi = [\xi_0, \xi_1, \dots, \xi_{p+n+1}]$, $\mathcal{H} = [\eta_0, \eta_1, \dots, \eta_{q+m+1}]$ e $\mathcal{Z} = [\zeta_0, \zeta_1, \dots, \zeta_{r+l+1}]$ respectivamente, e um conjunto de pontos de controle $\mathbf{B}_{i,j,k} \in \mathbb{R}^{n_{\text{sd}}}$ com $i = 0, 1, \dots, n$, $j = 0, 1, \dots, m$, $k = 0, 1, \dots, l$, da seguinte forma:

$$\mathbf{T} = \mathbf{y}(\xi, \eta, \zeta) = \sum_{i=0}^n \sum_{j=0}^m \sum_{k=0}^l N_{i,p}^b(\xi) M_{j,q}^b(\eta) L_{k,r}^b(\zeta) \mathbf{B}_{i,j,k}, \quad (3.12)$$

na qual r representa o grau das $l+1$ funções base na direção paramétrica ζ . As propriedades de um sólido *B-Spline*, correspondem às generalizações trivariadas das propriedades das superfícies *B-Spline*. Além disso, o suporte de uma função trivariada $\hat{N}_{i,j,k:p,q,r}^b(\xi, \eta, \zeta) = N_{i,p}^b(\xi) M_{j,q}^b(\eta) L_{k,r}^b(\zeta)$ está contido no intervalo $[\xi_i, \xi_{i+p+1}] \times [\eta_j, \eta_{j+q+1}] \times [\zeta_k, \zeta_{k+r+1}]$.

3.2.4 Refinamento

Um dos aspectos mais relevantes das *B-splines* é a flexibilidade na forma de enriquecimento da base, permitindo aprimorar sua representação sem alterar a geometria subjacente nem sua parametrização. Dentre os principais procedimentos utilizados, destacam-se: a inserção de *knots* (ou refinamento h), que consiste na subdivisão da malha; a elevação de grau (ou refinamento p), que aumenta a ordem polinomial das funções base; o refinamento k , que promove simultaneamente um aumento da ordem e da continuidade

entre células; e, por fim, o refinamento *hpk*, que combina de forma coordenada as três estratégias anteriores, oferecendo maior controle e eficiência na representação da geometria e na solução numérica de problemas.

Neste trabalho, será adotado na geração das geometrias o refinamento *h*, baseado na inserção de *knots*. Por essa razão, somente essa estratégia será abordada ao longo desse texto.

O enriquecimento das funções base utilizando a inserção de *knots* é realizado sem que se altere uma curva geometricamente ou parametricamente. Para essa finalidade, considerando o vetor de *knots* $\Xi = [\xi_0, \xi_1, \dots, \xi_{n+p+1}]$, será introduzido o conceito de vetor de *knots* estendido, o qual compreende em: $\bar{\Xi} = [\bar{\xi}_0 = \xi_0, \bar{\xi}_1, \dots, \bar{\xi}_{n+m+p+1} = \xi_{n+p+1}]$. As $(n+m+1)$ novas funções de base *B-Splines* são determinadas através da Equação 3.1 e Equação 3.2, aplicando-as ao vetor de *knots* $\bar{\Xi}$. Os $(n+m+1)$ novos pontos de controle $\bar{\mathcal{B}} = [\bar{\mathbf{B}}_0, \bar{\mathbf{B}}_1, \dots, \bar{\mathbf{B}}_{n+m}]^T$ são obtidos através da combinação linear dos $(n+1)$ pontos de controle originais, $\mathcal{B} = [\mathbf{B}_0, \mathbf{B}_1, \dots, \mathbf{B}_n]^T$, por:

$$\bar{\mathcal{B}} = \mathbf{T}^p \mathcal{B}, \quad (3.13)$$

, com:

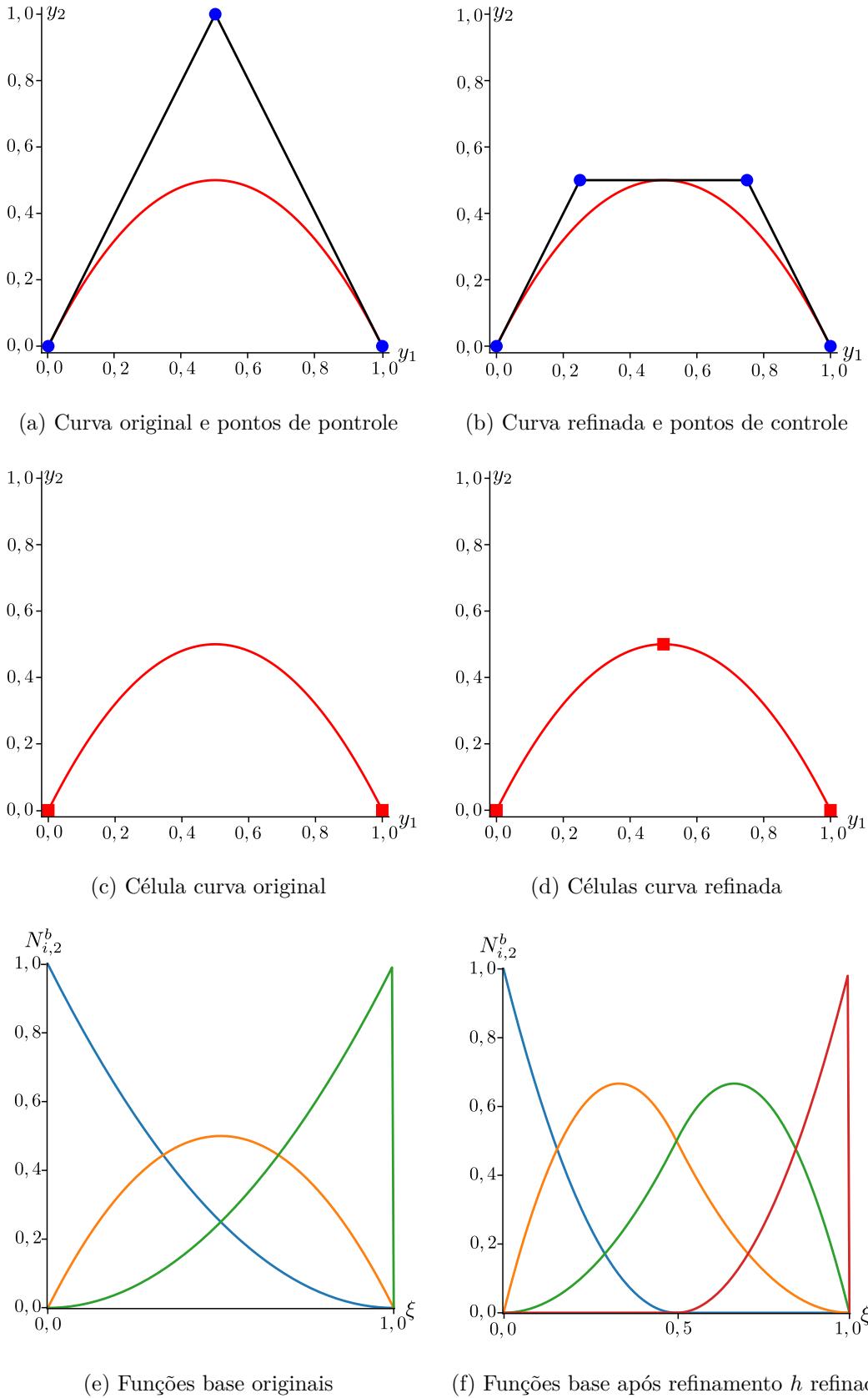
$$\mathbf{T}_{ij}^0 = \begin{cases} 1 & \text{se } \bar{\xi}_i \in [\xi_j, \xi_{j+1}) \\ 0 & \text{caso contrário} \end{cases}, \quad (3.14)$$

$$\mathbf{T}_{ij}^{q+1} = \frac{\bar{\xi}_{i+q} - \xi_j}{\xi_{j+q} - \xi_j} \mathbf{T}_{ij}^q + \frac{\xi_{j+q+1} - \bar{\xi}_{i+q}}{\xi_{j+q+1} - \xi_{j+1}} \mathbf{T}_{ij+1}^q \text{ com } q = 0, 1, 2, \dots, p-1, \quad (3.15)$$

sendo $i = 0, 1, \dots, (n+m)$ e $j = 0, 1, \dots, n$.

Considerando uma curva quadrática *B-spline* construída sobre um vetor de *knots* aberto $\Xi = [0, 0, 0, 1, 1, 1]$ apresentada na Figura 3.5a juntamente com sua rede de pontos de controle. Essa curva, possui apenas uma célula no espaço físico, conforme pode ser observado na Figura 3.5c, e 3 funções base no espaço paramétrico (Figura 3.5e). Ao realizar-se a inserção de um *knot*, $\xi = 1/2$, o vetor de *knots* estendido fica definido como: $\bar{\Xi} = [0, 0, 0, 1/2, 1, 1, 1]$. Aplicando-se as Equação 3.1 e Equação 3.2 à esse vetor de coordenadas paramétricas, obtém-se as 4 funções base apresentadas na Figura 3.5f definidas sobre 2 células do espaço paramétrico. Após o emprego do refinamento *h*, a geometria da curva é preservada. No entanto, como ilustrado na Figura 3.5d, uma nova célula física é inserida, além de que, de acordo com a Figura 3.5b, a malha de pontos de controle é modificada, com o acréscimo de um novo ponto e o reajuste de suas posições.

Para fins práticos, o processo de refinamento consiste na inserção consecutiva de coordenadas paramétricas ao vetor de (*knots*) até que se alcance a discretização desejada. Um algoritmo mais eficiente para realizar esse procedimento de refinamento pode ser encontrado em ??). Esse procedimento pode ser aplicado analogamente à superfícies e sólidos, aplicando-se a inserção de *knots* nas direções paramétricas desejadas.

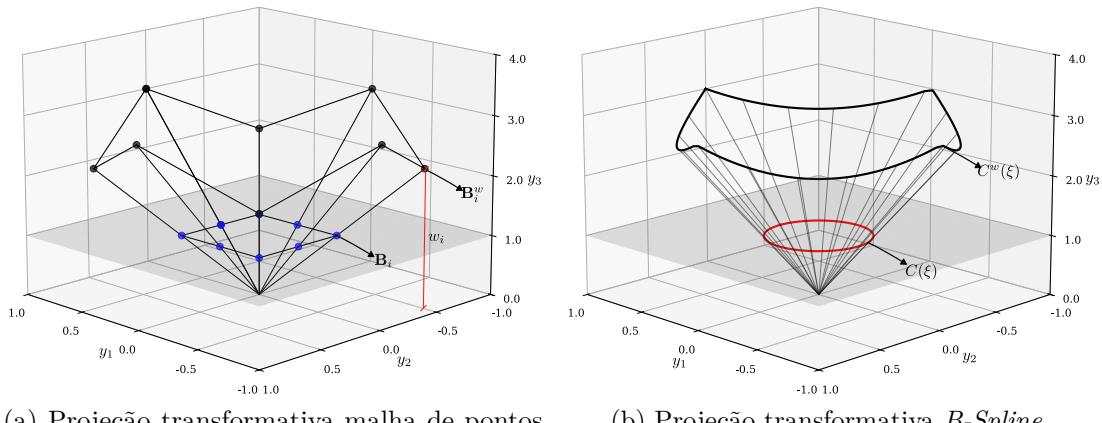
Figura 3.4 – Refinamento h para um curva B-Spline

Fonte: Elaborada pela autora

3.3 NURBS

Uma geometria NURBS no $\mathbb{R}^{n_{sd}}$ pode ser entendida, do ponto de vista geométrico, como a transformação projetiva de uma geometria *B-Spline* no $\mathbb{R}^{n_{sd}+1}$. Nesse contexto, geometrias cônicas podem ser construídas exatamente através de curvas quadráticas por partes. Na Figura 3.6b, apresenta-se uma curva NURBS $\mathbf{C}(\xi)$ no \mathbb{R}^2 , que representa de forma exata uma circunferência, a qual foi obtida a partir da transformação projetiva de uma curva quadrática por partes *B-Spline* ($\mathbf{C}^w(\xi)$) no \mathbb{R}^3 . A transformação é realizada através da projeção em um plano $y_3 = 1$ de cada ponto da curva projetiva ($\mathbf{C}^w(\xi)$) através de um raio que passa pela origem.

Figura 3.5 – Projeção transformativa de entidade *B-Spline*



Fonte: Elaborada pela autora

O mesmo procedimento de transformação pode ser realizado para obtenção dos pontos de controle NURBS (Figura 3.6a) a partir de pontos de controle projetivos (\mathbf{B}_i^w), usando a seguinte relação:

$$(\mathbf{B}_i)_j = (\mathbf{B}_i^w)_j / w_i, \quad j = 1, \dots, n_{sd}, \quad (3.16)$$

$$w_i = (\mathbf{B}_i^w)_{n_{sd}+1}, \quad (3.17)$$

com $(\mathbf{B}_i)_j$ o j-ésimo componente do vetor \mathbf{B}_i e w_i refere-se ao i-ésimo peso, que consiste na coordenada y_3 dos pontos de controle projetivos para o exemplo citado.

Para a aplicação dessa mesma transformação para cada ponto da curva, será utilizado um conceito de função peso, dada por:

$$W(\xi) = \sum_{\hat{i}=0}^n N_{\hat{i},p}^b(\xi) w_{\hat{i}}, \quad (3.18)$$

e a curva NURBS pode ser definida como:

$$(\mathbf{C}(\xi))_j = (\mathbf{C}^w(\xi))_j / W(\xi), \quad j = 1, \dots, n_{\text{sd}}. \quad (3.19)$$

Tanto \mathbf{C}^w como $W(\xi)$ são funções polinomiais por partes, dessa forma, $\mathbf{C}(\xi)$ é uma função racional por partes.

3.3.1 Funções base NURBS e suas derivadas

Matematicamente, uma função NURBS é obtida pela racionalização de uma função *B-Spline*. A racionalização dessa função ocorre através da razão entre dois polinômios. Uma função racional NURBS (R) é construída através da seguinte expressão:

$$R_{i,p}(\xi) = \frac{N_{i,p}^b(\xi) w_i}{\sum_{\hat{i}=0}^n N_{\hat{i},p}^b(\xi) w_{\hat{i}}}. \quad (3.20)$$

com w_i e $w_{\hat{i}} \in \mathbb{R}$, sendo $i = \hat{i} = 0, 1, \dots, n$.

A derivada de uma função $R_{i,p}$ é obtida aplicando simplesmente a regra do quociente à expressão da Equação 3.20:

$$\frac{d}{d\xi} R_{i,p}(\xi) = w_i \frac{W(\xi) (N_{i,p}^b)'(\xi) - W'(\xi) N_{i,p}^b(\xi)}{(W(\xi))^2}, \quad (3.21)$$

com:

$$(N_{i,p}^b)'(\xi) \equiv \frac{d}{d\xi} N_{i,p}^b(\xi), \quad (3.22)$$

e:

$$W'(\xi) = \sum_{\hat{i}=0}^n (N_{\hat{i},p}^b)'(\xi) w_{\hat{i}}. \quad (3.23)$$

A k -ésima derivada de $R_{i,p}$ é obtida em termos de derivadas de menores ordem, através da seguinte expressão:

$$\frac{d^k}{d\xi^k} R_{i,p}(\xi) = \frac{A_i^{(k)}(\xi) - \sum_{j=1}^k \binom{k}{j} W^{(j)}(\xi) \frac{d^{(k-j)}}{d\xi^{(k-j)}} R_{i,p}(\xi)}{W(\xi)} \quad (3.24)$$

com:

$$\binom{k}{j} = \frac{k!}{j!(k-j)!}, \quad (3.25)$$

$$W^{(j)}(\xi) = \frac{d^j}{d\xi^j} W(\xi), \quad (3.26)$$

e:

$$A_i^{(k)}(\xi) = w_i \frac{d^k}{d\xi^k} N_{i,p}^b(\xi) \text{ sem soma em } i. \quad (3.27)$$

3.3.2 Geometria NURBS

Uma curva NURBS é obtida através da combinação linear entre as funções base NURBS e um conjunto de pontos de controle, conforme expresso pela equação abaixo:

$$\mathbf{C} = \mathbf{y}(\xi) = \sum_{i=0}^n R_{i,p}(\xi) \mathbf{B}_i, \quad (3.28)$$

cujos pontos de controle e pesos são escolhidos criteriosamente de forma a obter-se a geometria desejada.

Analogamente uma superfície NURBS é obtida através das seguintes relações:

$$R_{i,j:p,q}(\xi, \eta) = \frac{N_{i,p}^b(\xi) M_{j,q}^b(\eta) w_{i,j}}{\sum_{\hat{i}=0}^n \sum_{\hat{j}=0}^m N_{\hat{i},p}^b(\xi) M_{\hat{j},q}^b(\eta) w_{\hat{i},\hat{j}}}, \quad (3.29)$$

$$\mathbf{S} = \mathbf{y}(\xi, \eta) = \sum_{i=0}^n \sum_{j=0}^m R_{i,j:p,q}(\xi, \eta) \mathbf{B}_{i,j}, \quad (3.30)$$

com $w_{i,j}$ e $w_{\hat{i},\hat{j}} \in \mathbb{R}$, sendo $i = \hat{i} = 0, 1, \dots, n$ e $j = \hat{j} = 0, 1, \dots, m$, correspondem aos pesos relativos às funções $N_{i,p}^b(\xi) M_{j,q}^b(\eta)$ e $N_{\hat{i},p}^b(\xi) M_{\hat{j},q}^b(\eta)$ respectivamente. Por fim, um sólido NURBS é obtido por:

$$R_{i,j,k:p,q,r}(\xi, \eta, \zeta) = \frac{N_{i,p}^b(\xi) M_{j,q}^b(\eta) L_{k,r}^b(\zeta) w_{i,j,k}}{\sum_{\hat{i}=0}^n \sum_{\hat{j}=0}^m \sum_{\hat{k}=0}^l N_{\hat{i},p}^b(\xi) M_{\hat{j},q}^b(\eta) L_{\hat{k},r}^b(\zeta) w_{\hat{i},\hat{j},\hat{k}}}, \quad (3.31)$$

$$\mathbf{T} = \mathbf{y}(\xi, \eta, \zeta) = \sum_{i=0}^n \sum_{j=0}^m \sum_{k=0}^l R_{i,j,k:p,q,r}(\xi, \eta, \zeta) \mathbf{B}_{i,j,k}, \quad (3.32)$$

onde $w_{i,j,k}$ e $w_{\hat{i},\hat{j},\hat{k}} \in \mathbb{R}$, sendo $i = \hat{i} = 0, 1, \dots, n$, $j = \hat{j} = 0, 1, \dots, m$ e $k = \hat{k} = 0, 1, \dots, l$, correspondem aos pesos relativos às funções $N_{i,p}^b(\xi) M_{j,q}^b(\eta) L_{k,r}^b(\zeta)$ e $N_{\hat{i},p}^b(\xi) M_{\hat{j},q}^b(\eta) L_{\hat{k},r}^b(\zeta)$, respectivamente.

3.3.3 Múltiplos Patches

Na grande maioria das situações práticas, é necessário para descrever um domínio computacional o uso de múltiplos *patches* NURBS, isto se deve ao fato que o produto tensorial do espaço paramétrico não é adequado para a representação de domínios complexos multiplamente conectados. Ademais, mesmo para domínios simples, do ponto de vista da simulação numérica, o uso de múltiplos *patches* pode ser necessário em algumas circunstâncias, conforme será visto na seção de exemplos.

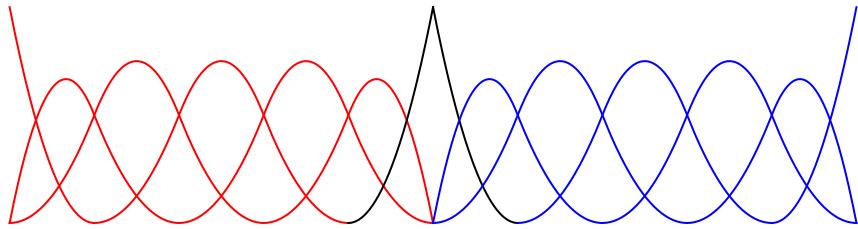
???) cita que o uso de múltiplos *patches* pode facilitar a análise numérica quando diferentes materiais e modelos físicos são utilizados em diferentes partes do domínio. E, além disso, em processamento paralelo, pode se tornar conveniente, do ponto de vista de estruturas de dados, não ter um único *patch* entre diferentes processadores.

A utilização de múltiplos *patches* implica na compatibilização da discretização na interface entre *patches* adjacentes, ou seja, a parametrização e o mapeamento devem ser

idênticos nesses locais. Cada ponto de controle em uma face de *patches* adjacentes deve possuir um correspondente na outra face. Esses pontos iguais são tratados como um único ponto de controle dentro do sistema global resultante da análise numérica.

Ressalta-se ainda, que na interface entre os *patches*, devido a natureza interpolatória do vetores de *knots* abertos, as funções base terão continuidade C_0 , conforme pode ser observado na Figura 3.6, onde apresentam-se as funções base univariadas na interface entre dois *patches*.

Figura 3.6 – Funções base univariadas na interface entre *patches*



Fonte: Elaborada pela autora

3.4 Análise Isogeométrica

Para a aplicação da IGA no contexto da Dinâmica dos Fluidos Computacional, será utilizada como base a metodologia apresentada no Capítulo 2. Nesse contexto, a aproximação da geometria, realizada no contexto do MEF pela Equação 2.49, será substituída pela abordagem Isogeométrica através do uso de geometrias NURBS, descritas pelas equações: Equação 3.28, Equação 3.30 ou Equação 3.32 para os casos de curvas, superfícies ou sólidos, respectivamente.

As funções tentativa para velocidade e pressão, e as funções teste associadas à elas, apresentadas nas Equação 2.51 à Equação 2.54 como N , são equivalentes à $R_{i,p}(\xi)$, $R_{i,j:p,q}(\xi, \eta)$ e $R_{i,j,k:p,q,r}(\xi, \eta, \zeta)$ a depender da geometria em análise.

A integração numérica nas células é realizada através da quadratura Gaussiana. Considerando o domínio paramétrico de uma célula: $\tilde{\Omega}^e$, e o domínio de integração ou parental: $\tilde{\Omega}^e$, apresentados na Figura 3.1, definidos respectivamente pelos vetores de coordenadas paramétricas $\xi(\xi, \eta, \zeta)$ e $\tilde{\xi}(\tilde{\xi}, \tilde{\eta}, \tilde{\zeta})$, a matriz jacobiana do mapeamento do espaço físico, com coordenadas $\mathbf{y}(y_1, y_2, y_3)$, para o espaço de quadratura, é definida por:

$$\frac{d\mathbf{y}}{d\tilde{\xi}} = \frac{d\mathbf{y}}{d\xi} \frac{d\xi}{d\tilde{\xi}}, \quad (3.33)$$

com $\tilde{\xi}, \tilde{\eta}, \tilde{\zeta} \in [-1, 1]$.

O primeiro termo à direita da igualdade da Equação 3.33 é calculado a partir das derivadas parciais da Equação: Equação 3.28, Equação 3.30 ou Equação 3.32, a depender do tipo da geometria em questão (curva, superfície ou sólido, respectivamente).

Para a obtenção do segundo termo à direita, primeiramente é necessário definir-se a relação entre as coordenadas do domínio paramétrico e do domínio parental. Considerando-se a célula $\bar{\Omega}^e = [\xi_i, \xi_{i+1}] \times [\eta_j, \eta_{j+1}] \times [\zeta_k, \zeta_{k+1}]$, pode-se calcular $\xi, \eta, \zeta \in \bar{\Omega}^e$ a partir de $\tilde{\xi}, \tilde{\eta}, \tilde{\zeta} \in \tilde{\Omega}^e$ através das seguintes relações:

$$\xi = \xi_i + (\tilde{\xi} + 1) \left(\frac{\xi_{i+1} - \xi_i}{2} \right), \quad (3.34)$$

$$\eta = \eta_i + (\tilde{\eta} + 1) \left(\frac{\eta_{i+1} - \eta_i}{2} \right), \quad (3.35)$$

e

$$\zeta = \zeta_i + (\tilde{\zeta} + 1) \left(\frac{\zeta_{i+1} - \zeta_i}{2} \right), \quad (3.36)$$

assim, $\frac{d\xi}{d\tilde{\xi}}$ é obtido derivando-se parcialmente às expressões apresentadas em: Equação 3.34, Equação 3.35 e Equação 3.36.

3.4.1 Parâmetros de estabilização

Para a determinação dos parâmetros de estabilização τ , de acordo com o exposto na subseção 2.3.3, faz-se necessário a determinação de um tensor métrico, \mathbf{G} (Equação 2.69), o qual depende da matriz jacobiana transformada, $\hat{\mathbf{Q}}$, definida na Equação 2.66.

Devido a diferença entre o espaço paramétrico utilizado na definição das funções de base e do espaço paramétrico de integração, definido aqui como espaço parental, a matriz \mathbf{Q} será reescrita como:

$$\mathbf{Q} = \left(\frac{\partial \mathbf{y}}{\partial \tilde{\xi}} \right). \quad (3.37)$$

Para a obtenção de $\hat{\mathbf{Q}}$, de acordo com a Equação 2.66, define-se a matriz \mathbf{D} para análise isogeométrica, de acordo com o trabalho de ??), como:

$$\mathbf{D} = \left(\frac{\partial \hat{\xi}}{\partial \tilde{\xi}} \right), \quad (3.38)$$

que representa a relação entre o espaço paramétrico de preferência, onde o comprimento efetivo da célula deve ser medido, e o espaço de integração, onde são definidos os pontos de quadratura.

O espaço paramétrico de preferência, para problemas unidimensionais, é definido para cada célula por meio de uma interpolação usando polinômios de Bernstein B_b^p de ordem p :

$$\hat{\xi}(\tilde{\xi}) = \sum_{b=0}^p \hat{\xi}_b B_b^p(\tilde{\xi}), \quad (3.39)$$

com os pontos de controle de Bézier, $\hat{\xi}_b$, definidos igualmente espaçados da seguinte maneira:

$$\hat{\xi}_b = \frac{\Delta\hat{\xi}}{p} b, \quad (3.40)$$

sendo $\Delta\hat{\xi}$ o comprimento paramétrico da célula de Bézier.

Os pontos de controle correspondentes no espaço de integração são dados por:

$$\tilde{\xi}_a = \frac{\Delta\hat{\xi}}{p} \sum_{b=0}^p b \left\{ \mathbf{C}^{-1} \right\}_{ba}, \quad (3.41)$$

com $a = 0, \dots, p$. \mathbf{C} consiste no operador de extração de Bézier, que relaciona as funções B-spline globais às funções de Bernstein locais, cuja obtenção, nesse trabalho, é realizada de acordo com o exposto em ??).

O comprimento efetivo da célula para $a = 1, \dots, p$ pode ser calculado por:

$$\Delta\tilde{\xi}_a = \tilde{\xi}_a - \tilde{\xi}_{a-1} \quad (3.42)$$

$$= \frac{\Delta\hat{\xi}}{p} \sum_{b=0}^p b \left(\left\{ \mathbf{C}^{-1} \right\}_{ba} - \left\{ \mathbf{C}^{-1} \right\}_{ba-1} \right). \quad (3.43)$$

A partir disso pode-se definir o razão entre o comprimento da célula de Bézier e o comprimento efetivo da célula. Considerando um problema 1D, uma das proposta dos autores para D , utilizada nesse trabalho, chama-se *RQD-MAX* e consiste em:

$$D = \frac{\Delta\hat{\xi}}{\min_{a=1,\dots,p} \Delta\tilde{\xi}_a}, \quad (3.44)$$

resultando em:

$$D = p \left(\min_{a=1,\dots,p} \sum_{b=0}^p b \left(\left\{ \mathbf{C}^{-1} \right\}_{ba} - \left\{ \mathbf{C}^{-1} \right\}_{ba-1} \right) \right)^{-1} \quad (3.45)$$

$$= p \max_{a=1,\dots,p} \left(\sum_{b=0}^p b \left(\left\{ \mathbf{C}^{-1} \right\}_{ba} - \left\{ \mathbf{C}^{-1} \right\}_{ba-1} \right) \right)^{-1} \quad (3.46)$$

Para múltiplas dimensões o coeficiente de transformação D é obtido individualmente para cada uma das direções do espaço paramétrico, e os componentes da matriz de transformação \mathbf{D} são determinados como:

$$D_{ij} = D^i \delta_{ij}, \quad (3.47)$$

$i, j = 1, \dots, n_{pd}$, sendo n_{pd} a dimensão do espaço paramétrico.

3.5 Verificação e aplicações

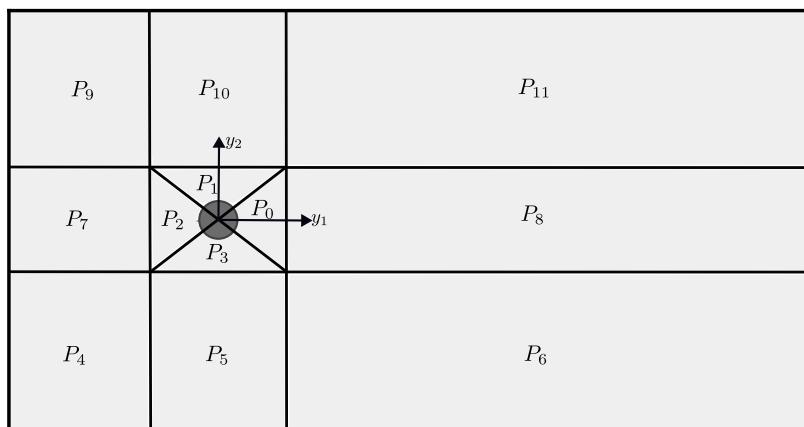
Para aplicação da IGA em problemas da DFC utilizou-se o roteiro da implementação computacional apresentada no seção 2.5, levando-se em consideração as mudanças na formulação salientadas na seção 3.4. Os exemplos escolhidos para a verificação do código computacional foram o escoamento sobre um cilindro, e um escoamento sobre canal com degrau, em ambas análises, fez-se uso de células 3d. Os resultados obtidos são apresentados nas subseções sequentes.

3.5.1 Escoamento sobre um cilindro

3.5.1.1 Geração da malha NURBS

Para a análise do problema de escoamento sobre um cilindro utilizando-se IGA com células 3d, por se tratar de uma geometria de simples complexidade, a malha foi desenvolvida pela própria autora. Para isso, inicialmente, com base nas dimensões bidimensionais do exemplo apresentado na subseção 2.6.1, dividiu-se o domínio físico em 12 *patches*, conforme pode ser observado no esquema apresentado na Figura 3.7.

Figura 3.7 – Cilindro: Divisão dos *Patches*



Fonte: Elaborada pela autora

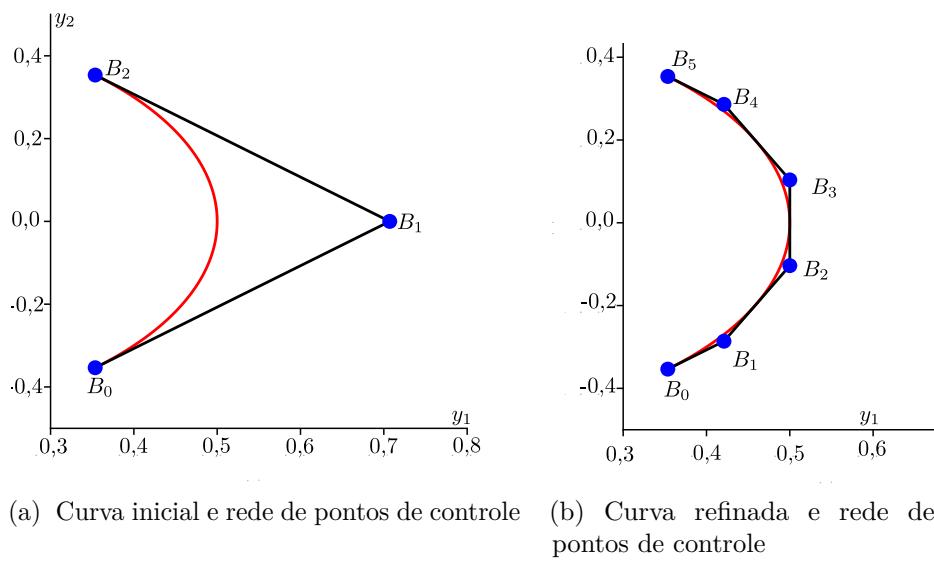
O processo de geração da malha, simplificadamente, consiste em se escolher vetores de *knots*, pontos de controle, e pesos adequados para a descrição da geometria de cada *patch*, assegurando simultaneamente o refinamento necessário para a análise numérica.

Para a geração do primeiro *patch*, P_0 , o qual contém 1/4 do cilindro em seu interior, iniciou-se pela discretização de uma circunferência definida na direção paramétrica ξ . Utilizando o número mínimo de pontos de controle necessários para representar exatamente 1/4 de circunferência, de diâmetro D , com o uso de funções quadráticas NURBS, o vetor de *knots* aberto foi definido por: $\Xi = [0, 0, 0, 1, 1, 1]$, os pontos de controle como: $\mathbf{B}_0 = [\frac{\sqrt{2}D}{4}, -\frac{\sqrt{2}D}{4}, 0]$, $\mathbf{B}_1 = [\frac{D}{\sqrt{2}}, 0, 0]$, $\mathbf{B}_2 = [\frac{\sqrt{2}D}{4}, \frac{\sqrt{2}D}{4}, 0]$, e os pesos: $w_0 = 1$, $w_1 = \frac{\sqrt{2}}{2}$ e

$w_2 = 1$. A disposição dos pontos de controle e a curva resultante, podem ser observados na Figura 3.9a.

Na sequência realizou-se o procedimento de refinamento por inserção sucessiva de coordenadas paramétricas no vetor de *knots*. O algoritmo utilizado para este procedimento pode ser encontrado em ??). Na Figura 3.9b apresenta-se um exemplo dos pontos de controle resultantes após a inserção das coordenadas paramétricas $1/4$, $1/2$ e $3/4$. Essa inserção resultará em três novas células físicas. A quantidade de coordenadas paramétricas a ser inserida depende da discretização requerida à análise numérica.

Figura 3.8 – Cilindro: Obtenção da circunferência



(a) Curva inicial e rede de pontos de controle (b) Curva refinada e rede de pontos de controle

Fonte: Elaborada pela autora

Dando continuidade a descrição exemplificativa da geometria do *patch* P_0 , gerou-se uma curva na direção paramétrica ξ que define o contorno direito do domínio. A curva é definida considerando o vetor de *knots* atualizado $\Xi = [0, 0, 0, 1/4, 1/2, 3/4, 1, 1, 1]$, e, consiste em uma reta cujas coordenadas de suas extremidades inicial e final são: $\mathbf{y}_0 = [2, -2, 0]$ e $\mathbf{y}_1 = [2, 2, 0]$, respectivamente. Os 6 pontos de controle são distribuídos sobre a reta através de um espaçamento não uniforme: nas extremidades, a distância entre pontos consecutivos corresponde à metade do espaçamento adotado no interior, enquanto a região central é subdividida uniformemente, conforme pode ser observado na Figura 3.10a. Essa distribuição não uniforme dos pontos de controle, proporcionada para essa discretização, uma distribuição uniforme das células mapeadas no espaço físico. Para essa curva, os todos os pesos foram definidos como 1.

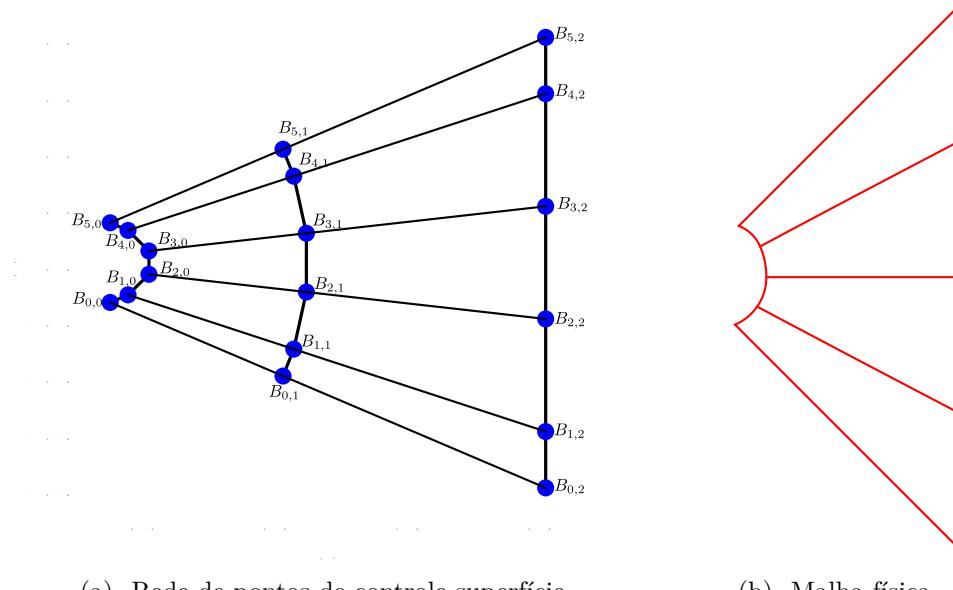
A superfície do domínio foi gerada discretizando-se a direção η do espaço paramétrico. Para isso, os $m + 1$ pontos de controle nessa direção foram posicionados ao longo das retas que conectam os pontos de controle da primeira camada (circunferência) aos da última camada (reta). A distribuição desses pontos seguiu uma progressão geométrica, de modo

que as células menores se localizassem próximas ao cilindro, captando adequadamente os efeitos de camada limite. Para garantir que essa distribuição também se refletisse nas células mapeadas para o espaço físico, aplicou-se um fator de correção aos pontos de controle intermediários $B_{i,1}$ e $B_{i,m-1}$, para $i = 0, 1, \dots, n$, deslocando-os em direção aos pontos de controle das extremidades.

A fim de exemplificar a geração da superfície, adotou-se a discretização mínima necessária, utilizando apenas três pontos de controle na direção η , para o emprego de funções quadráticas e vetor de *knots* aberto $\mathcal{H} = [0, 0, 0, 1, 1, 1]$, conforme pode-se observar na Figura 3.10a. Na Figura 3.10b apresentam-se as células mapeadas do espaço paramétrico para o espaço físico. Salienta-se que os pontos de controle obtidos nessa etapa foram definidos com peso unitário.

Para a simulação numérica apresentada na sequência a quantidade de pontos de controle na direção η foi definida em função da necessidade de discretização para o problema. Para um vetor de *knots* abertos com coordenadas interiores de multiplicidade unitária, a quantidade de células (*ncel*) está relacionada a quantidade de pontos de controle por $ncel = npc - deg$, sendo *npc* o número de pontos de controle e *deg* o grau das funções na direção paramétrica em questão.

Figura 3.9 – Cilindro: Obtenção da superfície

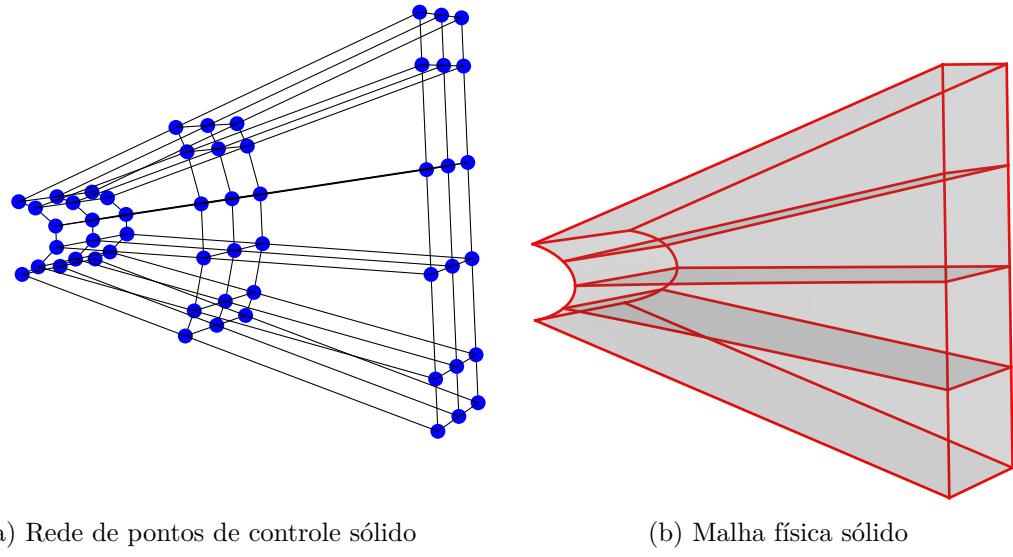


Fonte: Elaborada pela autora

Por fim, para a geração do sólido NURBS, com apenas uma camada de células na direção paramétrica ζ , correspondente à direção y_3 do espaço físico deste problema, foram utilizadas funções quadráticas, um vetor de *knots* aberto $\mathcal{Z} = [0, 0, 0, 1, 1, 1]$, assim como pontos de controle distribuídos uniformemente e de peso unitário. Na Figura 3.11a pode-se

observar a rede de pontos de controle resultante, na qual a nomenclatura dos pontos foi omitida para facilitar a visualização. Na Fig. 3.11b apresenta-se a malha física derivada da discretização exemplificativa do *patch* P_0 .

Figura 3.10 – Cilindro: Obtenção do sólido



Fonte: Elaborada pela autora

Para os *patches* P_1 , P_2 e P_3 , utiliza-se a mesma parametrização de P_0 , obtendo-se seus pontos de controle por rotação dos pontos de controle de P_0 , de modo que cada um seja ajustado ao quadrante do cilindro correspondente.

Para a geração dos demais *patches* retangulares, P_4 à P_{11} , definiu-se a direção paramétrica ξ respectiva à direção física y_1 , η correspondente à y_2 e ζ à y_3 . A quantidade de pontos de controle em cada direção foi definida a partir do número de células desejadas para a análise numérica. Considerando o exposto anterior para o *patch* P_0 , a distribuição dos pontos de controle foi realizada de forma a se obter células físicas igualmente espaçadas, ou, arranjadas com um espaçamento que segue uma distribuição geométrica. Os pontos de controle foram definidos com peso unitário. Os vetores de *knots* são abertos e com espaçamento interior subdividido de maneira uniforme. As funções NURBS utilizadas foram quadráticas.

Destaca-se que na discretização de todos os *patches* é necessário garantir uma parametrização idêntica nos planos que apresentam fronteira com outro *patch*.

3.5.1.2 Análise numérica

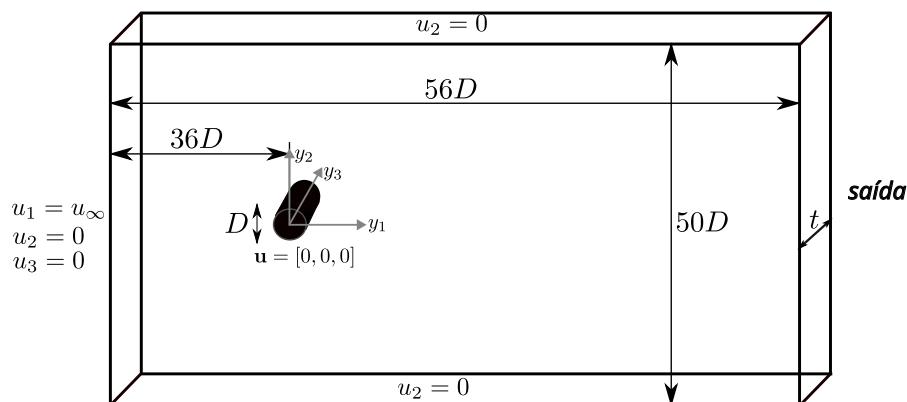
Conforme exposto na subseção 2.6.1 o estudo do problema de escoamento sobre um cilindro proporciona avaliar se o modelo computacional implementado é capaz de reproduzir os fenômenos relacionados à formação e desprendimentos de vórtices, além de propiciar a

validação do código através da comparação dos coeficientes aerodinâmicos medidos ao longo do tempo com referências bibliográficas disponíveis na literatura especializada. Visando a verificação do código de IGA com células 3D analisa-se o problema do escoamento sobre o cilindro para $Re = 40$, $Re = 100$, e, $Re = 1000$.

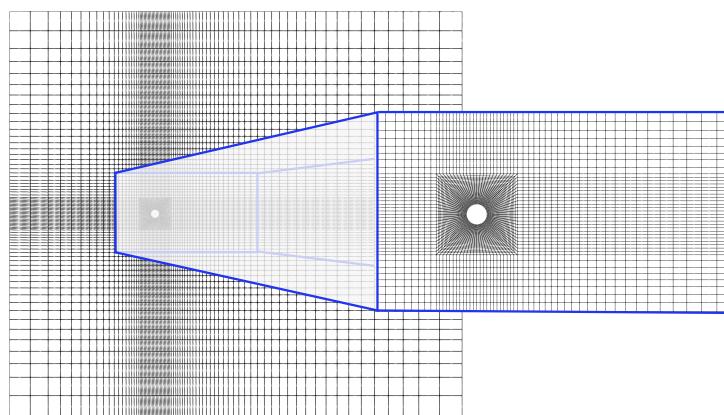
O domínio do problema simulado é um volume retangular discretizado em função do diâmetro do cilindro e é apresentado na Figura 3.12a. A dimensão t na direção y_3 é equivalente à $0,01D$. Aplica-se um perfil de velocidade constante na entrada do domínio, $\mathbf{u} = [u_\infty, 0, 0]$, e condições de parede lisa são atribuídas às paredes superior e inferior, enquanto que para as frontal e dos fundos condições de simetria são aplicadas.

A malha isogeométrica utilizada é apresentada na Figura 3.12b e na Tabela 3.1 pode-se observar a quantidade de pontos de controle em cada uma das direções paramétricas utilizados na discretização de cada um dos *patches* que compõe a malha, resultando em 30228 pontos de controle e 8728 células físicas.

Figura 3.11 – Cilindro: Malha de células físicas



(a) Cilindro: Geometria e condições de contorno



(b) Discretização espacial - plano y_1y_2

Fonte: Elaborada pela autora

O problema é simulado para um velocidade de entrada $u_\infty = 1,0$, $\rho = 1,0$, $\Delta t = 0,05$, e $\rho_\infty = 0,5$, sendo a viscosidade variada de acordo com o número de Reynolds

Tabela 3.1 – Cilindro: Número de pontos de controle por *patch*

<i>Patch</i>	ξ	η	ζ	<i>Patch</i>	ξ	η	ζ
0	26	34	3	6	42	28	3
1	26	34	3	7	20	26	3
2	26	34	3	8	42	26	3
3	26	34	3	9	20	28	3
4	20	28	3	10	26	28	3
5	26	28	3	11	42	28	3

Fonte: Elaborada pelo autor.

desejado. Calculam-se os coeficientes aerodinâmicos, C_D e C_L , a partir das definições de forças de arrasto e de sustentação apresentadas respectivamente nas Equação 2.108 e Equação 2.109, através das seguintes equações:

$$C_D = \frac{F_D}{0,5\rho\|\mathbf{u}_\infty\|^2 Lt}, \quad (3.48)$$

$$C_L = \frac{F_L}{0,5\rho\|\mathbf{u}_\infty\|^2 Lt}, \quad (3.49)$$

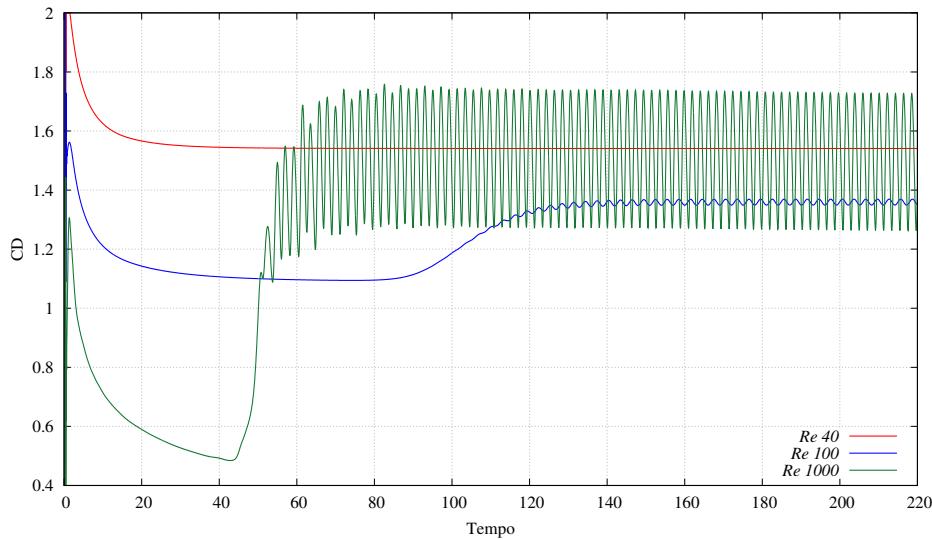
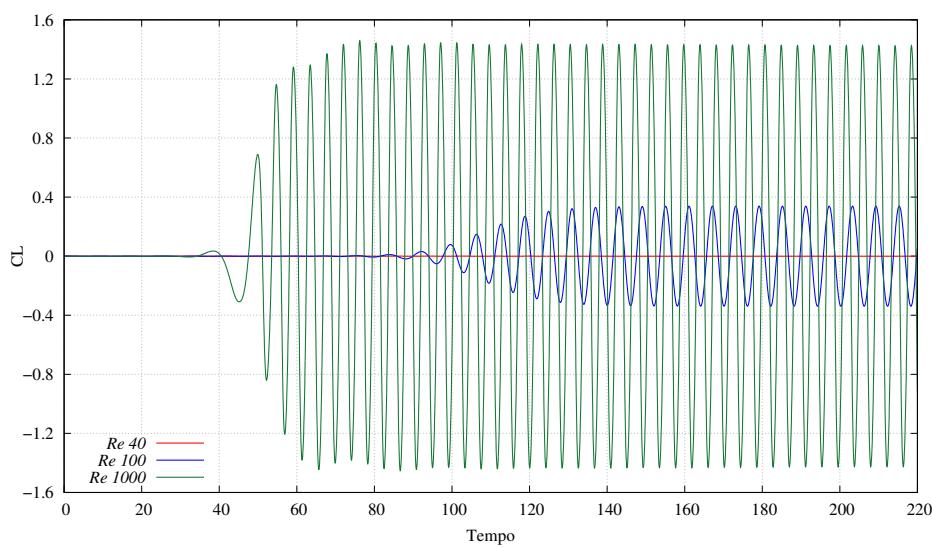
Nas Figs. 3.13a e 3.13b, apresenta-se a variação ao longo do tempo dos coeficientes aerodinâmicos C_D e C_L . Os valores do coeficiente de arrasto médio obtidos com a malha isogeométrica com células 3d foram: $C_{Dmed} = 1,54$ para $Re = 40$, $C_{Dmed} = 1,36$ para $Re = 100$ e $C_{Dmed} = 1,49$ para $Re = 1000$. Ressalta-se, que apesar dos valores de C_{Dmed} estarem bem próximos aos da simulação com MEF tradicional da subseção 2.6.1, para as análises utilizando IGA, foram necessários mais passos de tempo para o início do processo de desprendimento de vórtices, nos casos de $Re = 100$ e $Re = 1000$.

Nas Figura 3.13 e Figura 3.14 são apresentados os campos de velocidade e pressão ao longo de um ciclo de desprendimento de vórtices para $Re = 1000$.

3.5.2 Escoamento em um canal com degrau

O problema de escoamento em canal com degrau consiste na aplicação de um perfil de velocidade parabólico na entrada de um canal, o qual caracteriza-se pela presença de um degrau próximo a entrada do escoamento. A existência do degrau acarreta na formação de um vórtice de recirculação, chamado aqui de vórtice primário, o qual aumenta de tamanho, a medida que se eleva o número de Reynolds do escoamento. A dimensão do vórtice primário, para diferentes números de Reynolds, será alvo de avaliação nessa seção, através da análise comparativa deste dado com bibliografias de referência.

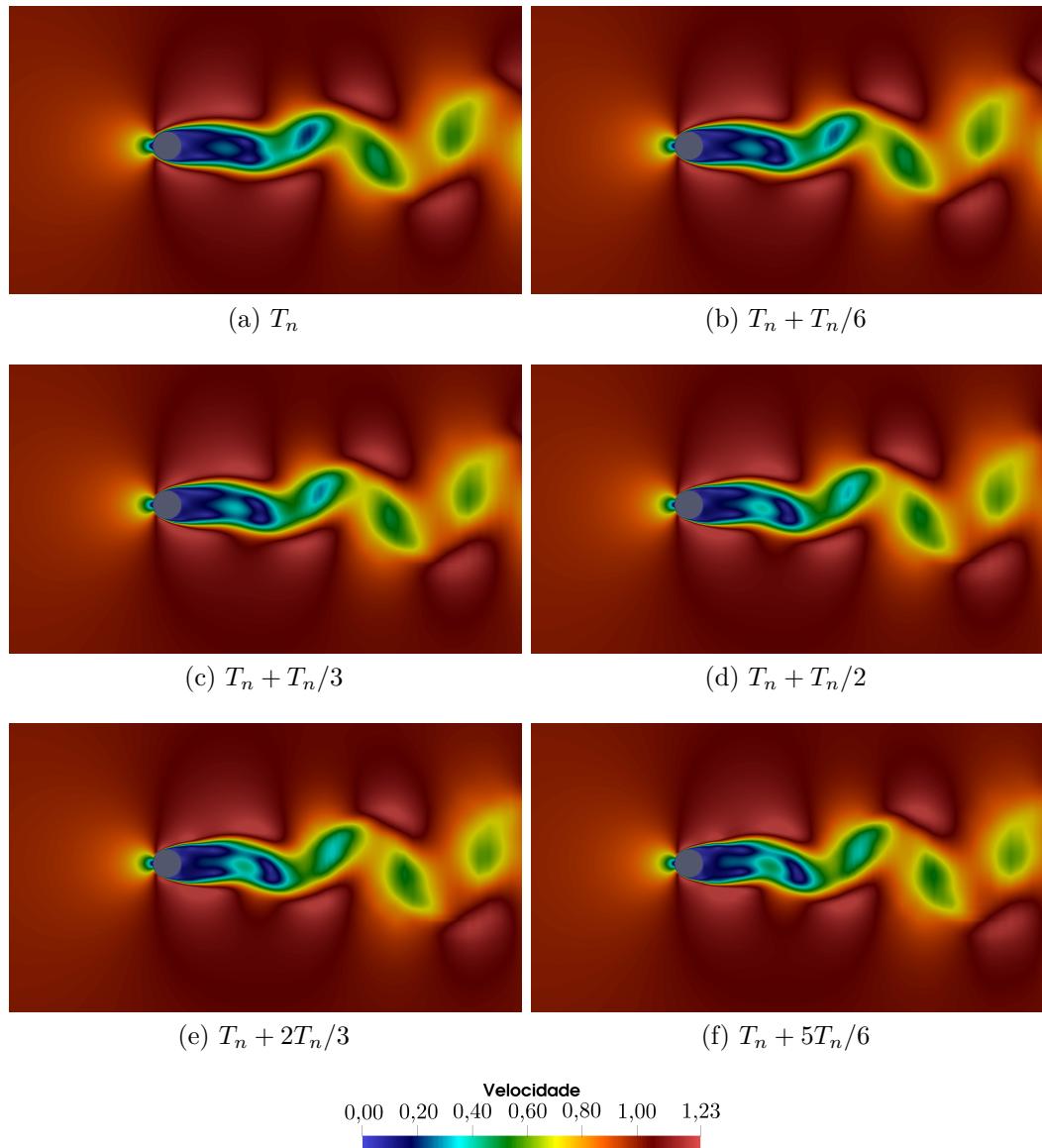
Figura 3.12 – Cilindro: Coeficientes aerodinâmicos

(a) Coeficiente de arrasto C_D (b) Coeficiente de sustentação C_L

$Re = 40$ ————— $Re = 100$ ————— $Re = 1000$ —————

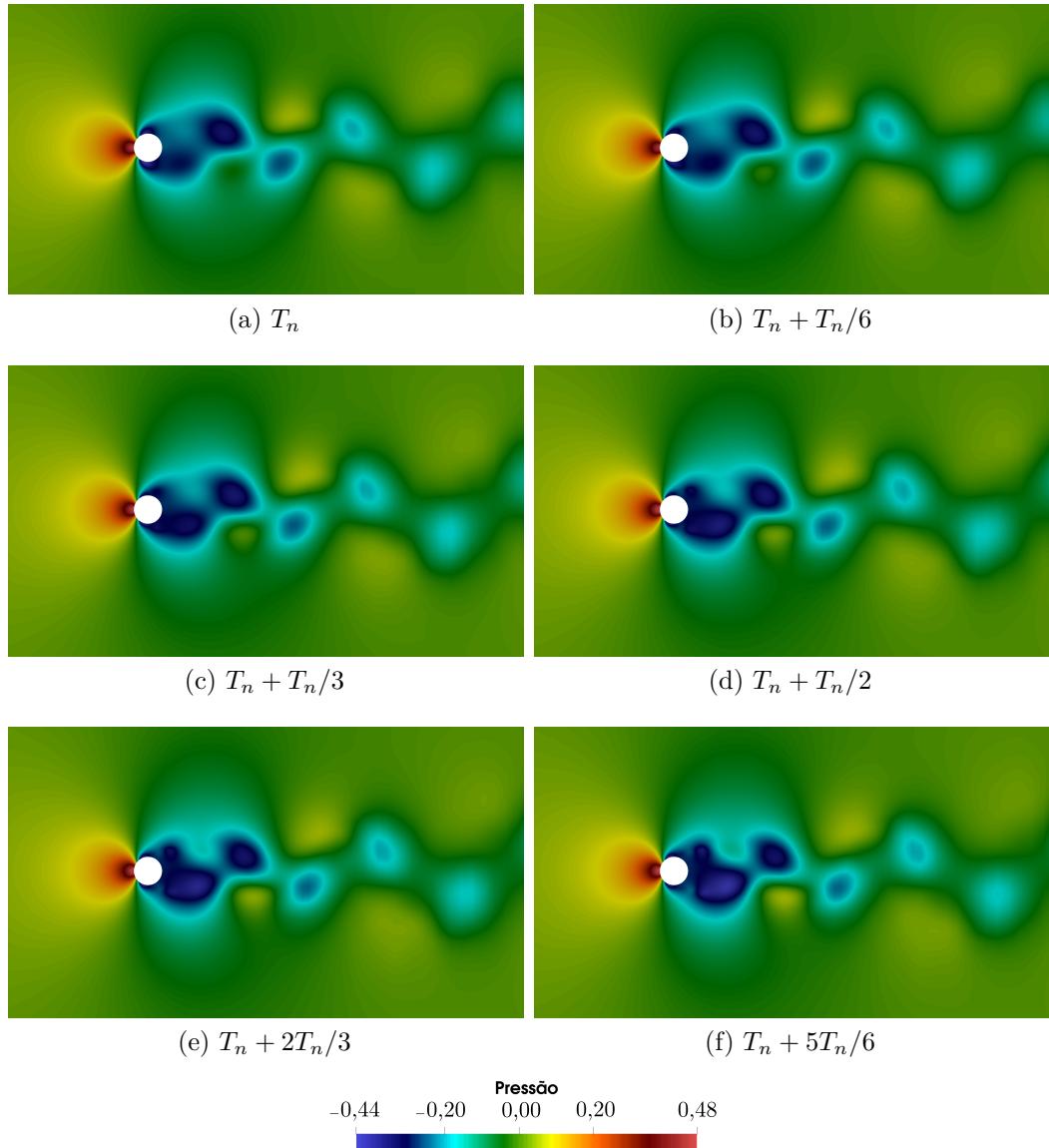
Fonte: Elaborada pela autora

Figura 3.13 – Cilindro: Campos de velocidade para $\text{Re} = 1000$ - plano y_1y_2



Fonte: Elaborada pela autora

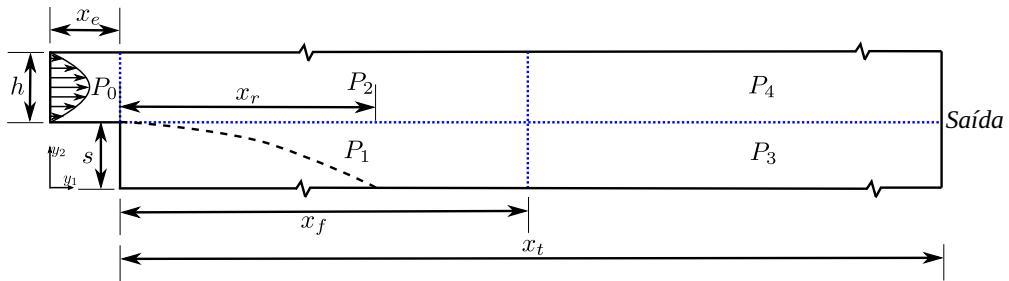
Figura 3.14 – Cilindro: Campos de pressão para $\text{Re} = 1000$ - plano y_1y_2



Fonte: Elaborada pela autora

Na Figura 3.15 apresenta-se a configuração geral da geometria do canal, que foi discretizado através do uso de células isogeométricas 3d definidas dentro de cinco *patches* que descrevem o domínio do problema. As dimensões do canal são: $h = 1,0m$, $s = 0,94m$, $x_e = 1,0m$, $x_f = 15m$ e $x_t = 30m$. A profundidade do canal adotada, na direção y_3 , é equivalente a $0,1m$. Devido a pequena dimensão definida em y_3 a simulação numérica realizada é caracterizada como um escoamento em domínio bidimensional.

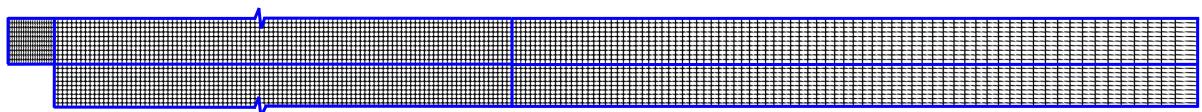
Figura 3.15 – Degrau: Geometria - plano y_1y_2



Fonte: Elaborada pela autora

Para a geração da geometria NURBS, os 5 *patches*, denominados P_0, P_1, P_2, P_3 e P_4 , são discretizados em todas as direções paramétricas com funções base quadráticas e com vetores de *knots* abertos de coordenadas paramétricas igualmente espaçados em seu interior. Os pontos de controle para os *patches* P_0, P_1 e P_2 foram distribuídos no espaço físico, direções y_1, y_2 e y_3 , de maneira a se obter células igualmente espaçadas. Ressalta-se, que o número de células está relacionado a quantidade de pontos de controle por $ncel = npc - deg$. Para os *patches* P_3 e P_4 , na direção do espaço físico y_2 e y_3 , os pontos de controle são posicionadas de maneira a gerar células uniformes, e, na direção y_1 , são distribuídos de maneira a se obter células em progressão geométrica, aumentando de tamanho no sentido do contorno de saída, conforme pode ser observado na Figura 3.16. Na Tabela 3.2 apresenta-se o número de pontos de controle em cada direção paramétrica para cada *patch*, resultando em 17640 pontos de controle e 4800 células.

Figura 3.16 – Degrau: Malha de células físicas - plano y_1y_2



Fonte: Elaborada pela autora

Para a simulação numérica, aplicou-se condição de aderência nos contornos contidos nos planos y_1y_3 e y_1y_3 , exceto naqueles com condições de entrada ou de saída. Nos contornos

Tabela 3.2 – Degrau: Número de pontos de controle por *patch*

<i>Patch</i>	ξ	η	ζ
0	22	12	3
1	152	12	3
2	152	12	3
3	82	12	3
4	82	12	3

Fonte: Elaborada pelo autor.

contidos nos planos y_1y_2 aplicou-se condição de simetria. O perfil parabólico adotado na entrada do domínio é descrito pela seguinte equação:

$$u_1 = V_{max} \left(1 - \left(\frac{(y_2 - s) - h/2}{h/2} \right)^2 \right), \quad (3.50)$$

com velocidade $V_{max} = 10m/s$ e $u_2 = u_3 = 0$ nesse contorno.

O escoamento sobre o degrau é caracterizado por produzir áreas de recirculação onde o fluido se separa e forma vórtices. A distância entre o degrau e o ponto de recolamento do vórtice principal, x_r , é uma das principais características verificadas nesse problema. A dimensão dos vórtices varia em função do número de Re, o qual é calculado de acordo com ??), por:

$$Re = \frac{\rho \left(\frac{2V_{max}}{3} \right) 2h}{\mu}. \quad (3.51)$$

Foram selecionados três diferentes número de Reynolds para as análises: $Re = 100$, $Re = 400$ e $Re = 800$, os quais são obtidos a partir da variação da viscosidade do fluido. Considerou-se $\rho = 1kg/m^3$, $\Delta t = 0,05s$, e $\rho_\infty = 0,5$.

De acordo com os experimentos realizados por ??), as medições do comprimento do vórtice primário, logo a jusante do degrau na parte inferior, identificam o regime do escoamento como laminar ($Re < 1200$), transitório ($1200 < Re < 6600$) e turbulento ($Re > 6600$). Além disso, o autor constatou em seus ensaios que para $Re < 400$ o escoamento é predominantemente bidimensional, enquanto que para Reynolds superiores, o escoamento apresenta regiões de comportamento tridimensional.

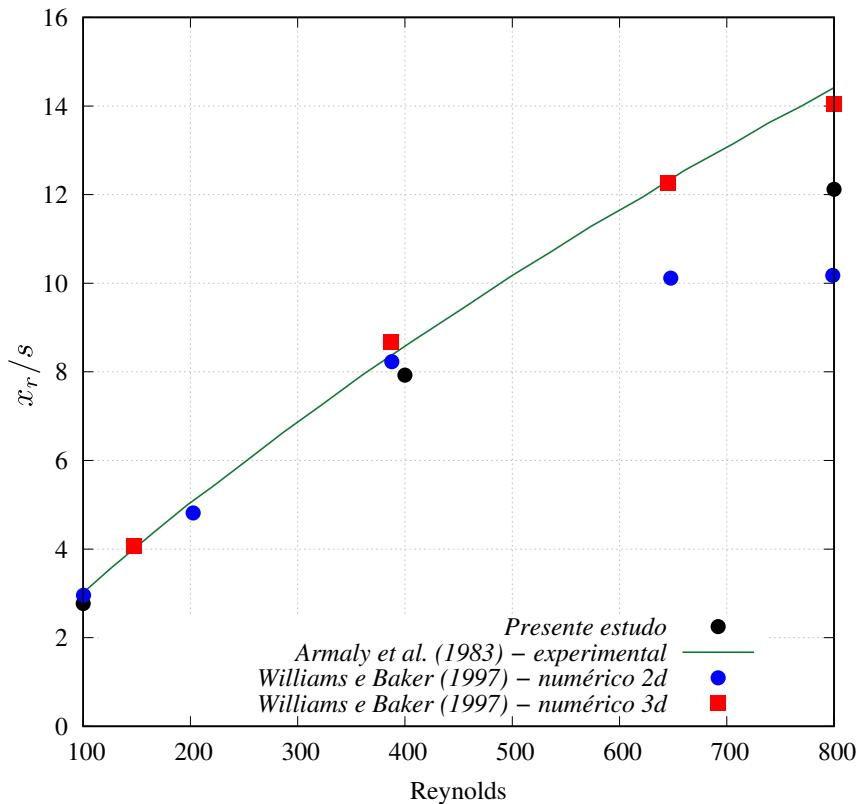
??) em suas análises constatou o surgimento de uma bolha de separação adicional ao longo do piso do canal, a jusante da separação primária, a qual desaparece para $Re > 2300$. Outra região de separação secundária também foi observada ao longo da parede superior, a jusante do degrau, desenvolvendo-se a partir de $Re = 400$ e permanecendo durante todo o regime de transição.

Na Figura 3.17 são apresentados os comprimentos de recolamento do vórtice

primário adimensionais (x_r/s) obtidos nesse trabalho, juntamente com os valores adaptados dos ensaios experimentais de ??) e os resultados de análises 2d e 3d de ??). Com essa figura é possível observar que a medida que o número de Reynolds aumenta, os resultados obtidos do presente estudo se afastam dos valores de referência respectivos ao estudo experimental e da simulação tridimensional. Este fato ocorre visto que o ensaio experimental foi realizado em um canal com $2m$ profundidade na direção y_3 , enquanto que a simulação atual conta com apenas uma célula nessa direção, sendo então incapaz de captar os fenômenos tridimensionais que ocorrem a medida que o número de Reynolds cresce.

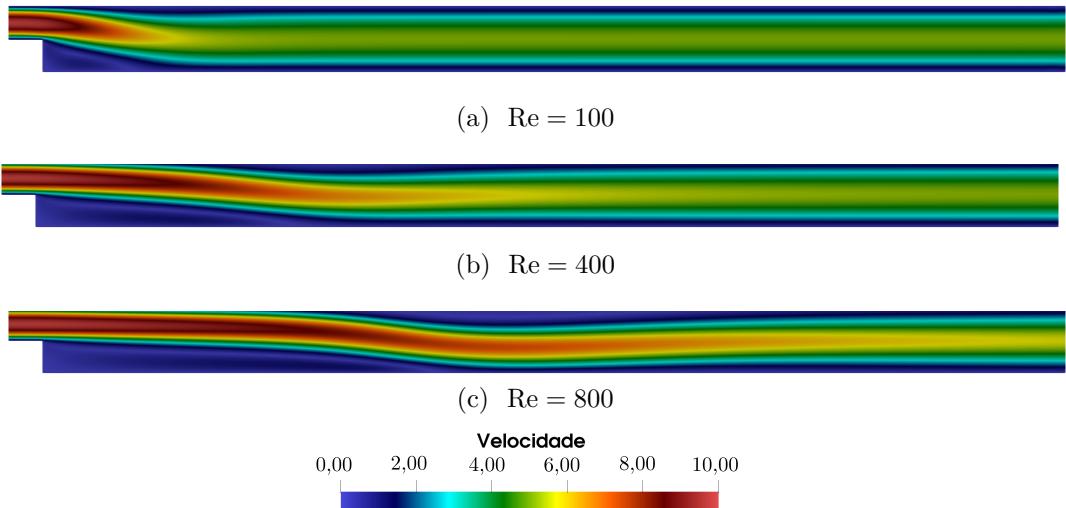
Na Figura 3.18 pode-se observar os campos de velocidade para o domínio completo para $Re = 100$, $Re = 400$ e $Re = 800$. Para $Re = 800$ constatou-se a formação de um vórtice secundário na parede superior, conforme havia sido relatado pelos autores previamente citados, conforme pode ser observado na Figura 3.19c. Por fim, na Figura 3.19 é possível observa-se os campos de pressão para todos os números de Reynolds simulados.

Figura 3.17 – Degrau: Comprimento do vórtice principal



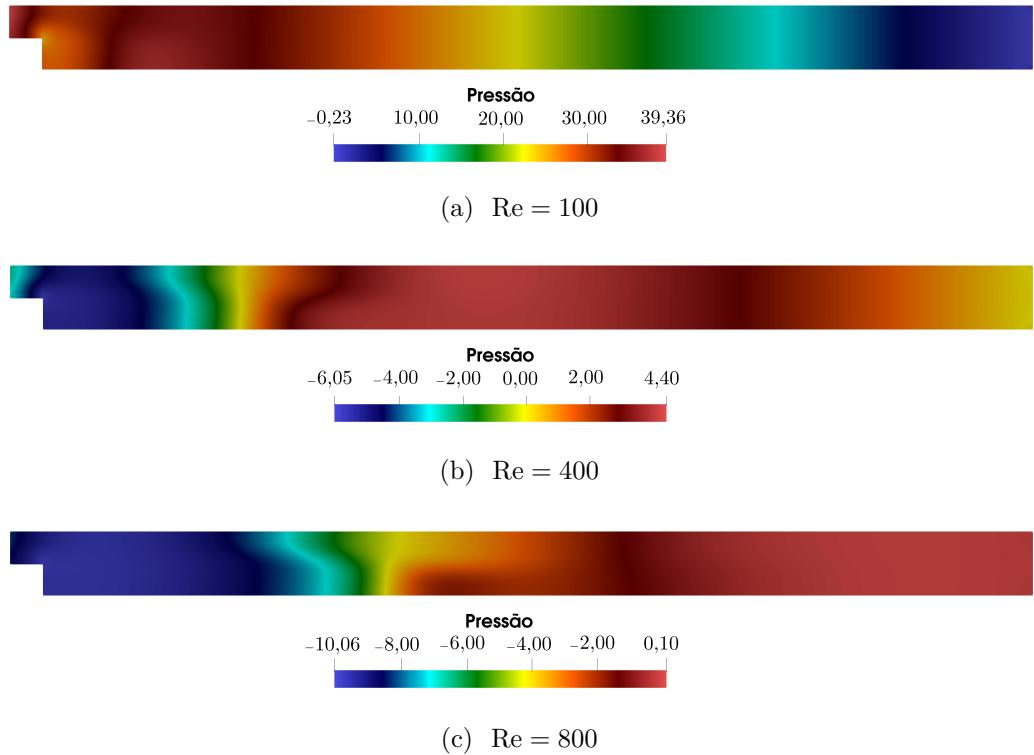
Fonte: Elaborada pela autora

Figura 3.18 – Degrau: Campos de velocidade



Fonte: Elaborada pela autora

Figura 3.19 – Degrau: Campos de pressão



Fonte: Elaborada pela autora

CAPÍTULO

4

DINÂMICA DOS SÓLIDOS COMPUTACIONAL

Assim como no caso da Mecânica dos Fluidos, um sólido é modelado como um corpo contínuo, com seu movimento governado por um conjunto de equações provenientes da lei da conservação da quantidade de movimento, lei da conservação da massa e lei da conservação de energia. Entretanto, diferentemente dos fluidos, os sólidos possuem resistência às solicitações tangenciais até que alcance seu limite resistente, e por isso, apresentam deslocamentos e deformações finitos.

As variáveis de interesse na resolução do conjunto de equações que descrevem o comportamento do sólido são os deslocamentos, ou, posições atuais ao longo do tempo, dessa forma, uma descrição do tipo Lagrangiana é mais adequada para essas análises.

Nesse contexto, o comportamento estrutural pode ser classificado como linear ou não linear. No contexto do comportamento não linear, em geral, as não linearidades envolvidas podem ser de natureza geométrica, quando associadas à presença de grandes deslocamentos e rotações que não permitem aproximar a configuração atual pela inicial, ou de natureza física, quando resultam de modificações na relação constitutiva do material.

Para problemas de sólidos com comportamento elástico, quando houver a possibilidade de grandes deslocamentos, a não-linearidade geométrica deve ser contemplada no modelo matemático. Para isso, altera-se a forma de consideração do equilíbrio das forças no sólido. Enquanto que em uma modelagem geometricamente linear o equilíbrio é considerado na configuração inicial, que é muito próxima a configuração atual do corpo, em uma análise não-linear geométrica, o equilíbrio é considerado na configuração atual (ver, por exemplo ??) e ??).

Em muitos problemas da IFE, tal como o *flutter*, grandes deslocamentos estão

envolvidos. Desse modo, neste estudo utiliza-se uma formulação não-linear geométrica dinâmica de cascas baseada em uma descrição Lagrangiana Total para as análise dinâmica de estruturas.

A formulação é baseada no método dos elementos finitos com abordagem posicional (????), onde as variáveis principais são as posições nodais. Escolheu-se trabalhar com elementos de cascas, uma vez que esses podem representar a maioria dos problemas estruturais tridimensionais.

Considera-se a cinemática de Reissner-Mindlin, e adotam-se como parâmetros nodais as posições da superfície média, vetores generalizados, inicialmente unitários e perpendiculares à superfície média, e um termo de enriquecimento que permite considerar variação linear de deformação na direção da espessura, de acordo com ??). Isso permite um mapeamento completo e flexível do elemento deformado.

Neste capítulo, a formulação é apresentada a partir da descrição da cinemática e das condições de equilíbrio dos corpos deformáveis, com o objetivo de se deduzirem as equações globais de equilíbrio na descrição Lagrangiana, seguida pela introdução do modelo constitutivo de *Saint-Venant-Kirchhoff*. Em seguida, aborda-se a formulação do método dos elementos finitos baseada em posição para ao elemento finito de casca adotado, a técnica de integração temporal e o algoritmo para solução, juntamente com um exemplo. Essa formulação foi desenvolvida, verificada e validada em diversos estudos (?????????) **citar trabalhos com casca dinâmica** e o código computacional já disponível no grupo de pesquisa foi aproveitado, de modo que não se preocupa com validação do código.

4.1 Cinemática dos corpos deformáveis

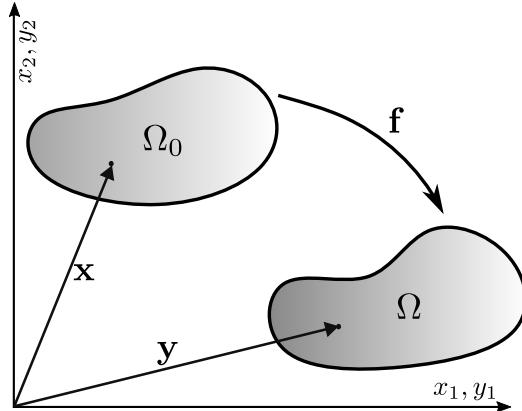
Um sólido deformável quando sujeito à ações externas, sofre uma mudança de configuração. Nesta seção busca-se definir medidas pontuais para a deformação. Na Figura 4.1, pode-se observar um sólido na sua configuração inicial Ω_0 , com coordenadas materiais descritas por \mathbf{x} , e o mesmo sólido no instante atual, representado por Ω , com coordenadas espaciais \mathbf{y} .

A função mudança de configuração, denominada de \mathbf{f} , mapeia cada ponto da posição inicial para a atual, de modo que:

$$\mathbf{y} = \mathbf{f}(\mathbf{x}, t). \quad (4.1)$$

Uma medida de deformação Lagrangeana deve quantificar a mudança de forma em cada ponto do contínuo em relação ao estado inicial. Para o caso de grandes deslocamentos, assunto deste estudo, a medida de deformação deve ser independente de movimento de corpo rígido ou da escolha dos eixos de referência, ou seja, deve ser uma medida objetiva. A medida de deformação é descrita em termos do gradiente da função mudança de configuração, \mathbf{A} , definido como:

Figura 4.1 – Cinemática de um sólido deformável



Fonte: Elaborada pela autora

$$\mathbf{A} = \nabla_{\mathbf{x}}(\mathbf{f}) = \nabla_{\mathbf{x}}\mathbf{y}. \quad (4.2)$$

onde o subscrito \mathbf{x} indica que o gradiente é tomado segundo as coordenadas da configuração material inicial.

A partir de \mathbf{A} , é possível definir o tensor de deformações de Green-Lagrange (ver por exemplo ??), que é uma medida de deformação objetiva e normalizada dada por:

$$\mathbf{E} = \frac{1}{2} (\mathbf{C} - \mathbf{I}), \quad (4.3)$$

onde \mathbf{C} é um tensor simétrico denominado de tensor de alongamento à direita de Cauchy-Green dado por:

$$\mathbf{C} = \mathbf{A}^t \cdot \mathbf{A} = \mathbf{A} \cdot \mathbf{A}^t. \quad (4.4)$$

A partir do gradiente da função mudança de configuração pode-se estabelecer uma relação entre um vetor qualquer \mathbf{u} definido na configuração inicial e seu equivalente na configuração atual \mathbf{v} através da seguinte expressão:

$$\mathbf{v} = \mathbf{A} \cdot \mathbf{u} \quad (4.5)$$

Para a obtenção posteriormente das equações de equilíbrio em descrição Lagrangiana, faz-se necessário abordar as relações de mudança de volume e de área que ocorrem da configuração inicial para a atual.

No estabelecimento de uma relação entre o volume inicial e final, definem-se dois volumes infinitesimais, um inicial dV_0 e um final dV , apresentados na Figura 4.2. O volume infinitesimal inicial dV_0 pode ser calculado por:

$$dV_0 = (\mathbf{dx}_1 \wedge \mathbf{dx}_2) \cdot \mathbf{dx}_3 = \det(\mathbf{dx}_1, \mathbf{dx}_2, \mathbf{dx}_3), \quad (4.6)$$

com \mathbf{dx}_1 , \mathbf{dx}_2 e \mathbf{dx}_3 vetores materiais que definem o volume inicial. O volume atual pode ser expresso então, por:

$$dV = (\mathbf{dy}_1 \wedge \mathbf{dy}_2) \cdot \mathbf{dy}_3 = \det(\mathbf{dy}_1, \mathbf{dy}_2, \mathbf{dy}_3), \quad (4.7)$$

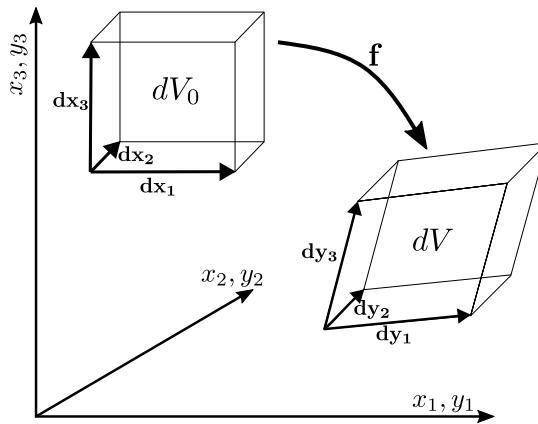
sendo \mathbf{dy}_1 , \mathbf{dy}_2 e \mathbf{dy}_3 aos mesmos vetores \mathbf{dx}_1 , \mathbf{dx}_2 e \mathbf{dx}_3 após a mudança de configuração.

Tendo em vista a expressão 4.5, pode-se reescrever a Equação 4.7, como:

$$dV = \det(\mathbf{A}) \cdot \det(\mathbf{dx}_1, \mathbf{dx}_2, \mathbf{dx}_3) = J dV_0, \quad (4.8)$$

na qual J representa o determinante Jacobiano da função mudança de configuração.

Figura 4.2 – Mudança no volume



Fonte: Elaborada pela autora

Para escrever a relação entre uma área definida na configuração inicial e o seu valor na configuração atual, considera-se o cilindro apresentado na Figura 4.3 em suas configurações inicial e atual. Sendo \mathbf{N} e \mathbf{n} os versores unitários normais às áreas inicial dA_0 e atual dA . Os volumes na configuração inicial (dV_0) e na configuração atual (dV) são calculados por:

$$dV_0 = \mathbf{u} \cdot \mathbf{dA}_0 = \mathbf{u} \cdot \mathbf{N} dA_0, \quad (4.9)$$

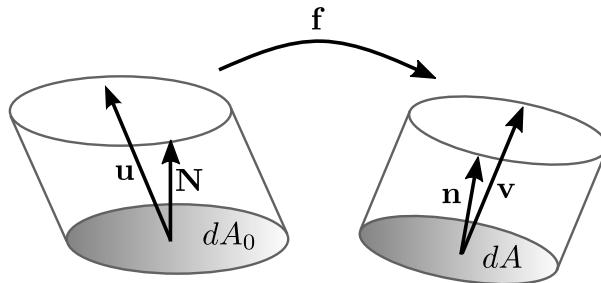
$$dV = \mathbf{v} \cdot \mathbf{dA} = \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} dA, \quad (4.10)$$

com \mathbf{u} e \mathbf{v} vetores não coplanares com as áreas inicial e atual, que ligam os centros da base e do topo do cilindro.

Considerando a relação da Equação 4.5, pode-se escrever o volume na configuração atual, dV , como:

$$dV = \mathbf{u} \cdot \mathbf{A}^t \cdot \mathbf{n} dA = J dV_0 = J \mathbf{u} \cdot \mathbf{N} dA_0. \quad (4.11)$$

Figura 4.3 – Mudança de área



Fonte: Elaborada pela autora

Pré-multiplicando-se a Equação 4.11 por $((\mathbf{A}^t)^{-1})$ e considerando-se a arbitrariedade de \mathbf{u} , chega-se a conhecida fórmula de Nanson, descrita como:

$$\mathbf{n}dA = J\mathbf{A}^{-t} \cdot \mathbf{N}dA_0. \quad (4.12)$$

4.2 Equilíbrio de corpos deformáveis

4.2.1 Estado de tensão em um ponto

Um corpo contínuo, ao ser submetido a ações externas, desenvolve forças internas de modo a garantir o equilíbrio dinâmico ou estático. A medida dessas forças internas em cada ponto material é fundamental dentro da para a aplicação das leis que governam o movimento dos sólidos.

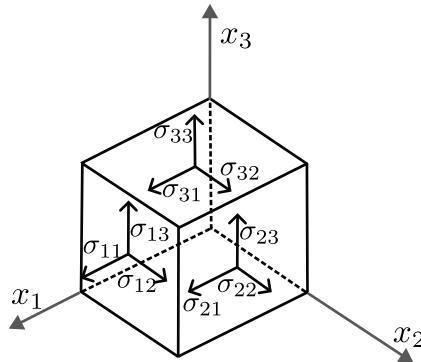
Considerando um corpo qualquer, na configuração atual, sujeito a um conjunto equilibrado de forças externas, ao fazer-se a extração de um volume elementar infinitesimal, conforme pode ser observado na Figura 4.4, considerando as forças que o restante do corpo exerce de forma distribuída sobre cada uma de suas faces são obtidas as componentes cartesianas de tensão, com uma componente normal e duas componentes tangenciais (de cisalhamento) em cada face. Essa medida de tensão é denominada tensão de Cauchy, sendo suas componentes designadas por σ_{ij} , com i referindo-se ao plano de atuação e j indicando a direção de atuação da componente.

O tensor de tensões de Cauchy ($\boldsymbol{\sigma}$) contém todas as informações de tensão em um ponto, sendo representado por:

$$\boldsymbol{\sigma} = \begin{bmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} & \sigma_{13} \\ \sigma_{21} & \sigma_{22} & \sigma_{23} \\ \sigma_{31} & \sigma_{32} & \sigma_{33} \end{bmatrix}. \quad (4.13)$$

Ao realizar-se o equilíbrio de momentos sobre um elemento infinitesimal, nota-se

Figura 4.4 – Volume infinitesimal: componentes de tensão



Fonte: Elaborada pela autora

que σ é simétrico (Teorema de Cauchy), e pode ser reescrito como:

$$\sigma = \begin{bmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} & \sigma_{13} \\ \sigma_{12} & \sigma_{22} & \sigma_{23} \\ \sigma_{13} & \sigma_{23} & \sigma_{33} \end{bmatrix}. \quad (4.14)$$

Vale ressaltar que, a tensão de Cauchy é definida na configuração atual do contínuo, e por isso, trata-se de uma medida Euleriana de tensão, portanto inadequada para a formulação pretendida.

Extraindo-se do corpo contínuo um volume tetraédrico (Figura 4.5), no plano inclinado, cujo versor normal é \mathbf{n} , surge o vetor tensão de Cauchy designado por \mathbf{t} . Considerando que a área do plano inclinado seja dA , enquanto que as áreas correspondentes aos planos coordenados são suas projeções, pode-se calcular o equilíbrio do tetraedro em cada direção, chegando-se a seguinte expressão:

$$\mathbf{t} = \sigma^t \cdot \mathbf{n} = \sigma \cdot \mathbf{n}. \quad (4.15)$$

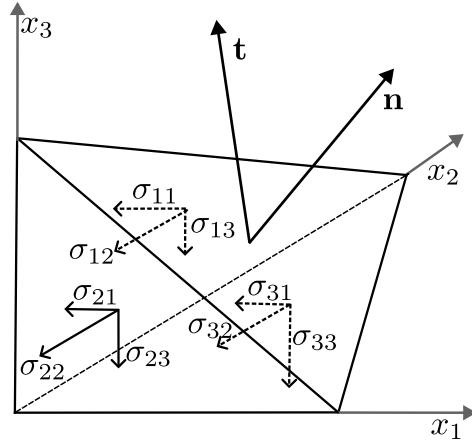
Essa expressão é conhecida por fórmula de Cauchy. Caso o plano inclinado esteja no contorno do corpo (superfície externa), \mathbf{t} se iguala às forças de superfície (\mathbf{p}) que atuam no ponto considerado do contorno, ou seja:

$$\mathbf{p} = \sigma^t \cdot \mathbf{n} = \sigma \cdot \mathbf{n}. \quad (4.16)$$

4.2.2 Equilíbrio em descrição Lagrangiana

Para a obtenção das equações de equilíbrio em descrição Lagrangiana, será utilizada como ponto de partida a equação de equilíbrio local na descrição Euleriana. Para isso, considere o sólido apresentado na Figura 4.6, o qual está submetido a forças de corpo, \mathbf{b} , e a forças de superfície, \mathbf{p} . Extraindo-se um elemento infinitesimal deste corpo que sofreu mudança de configuração, e aplicando-se a segunda Lei de Newton sobre esse elemento,

Figura 4.5 – Tetraedro elementar



Fonte: Elaborada pela autora

chega-se à equação do movimento de Cauchy, que define o equilíbrio de forma local (forma local da primeira Lei do movimento de Euler), também chamada de equação da quantidade de movimento:

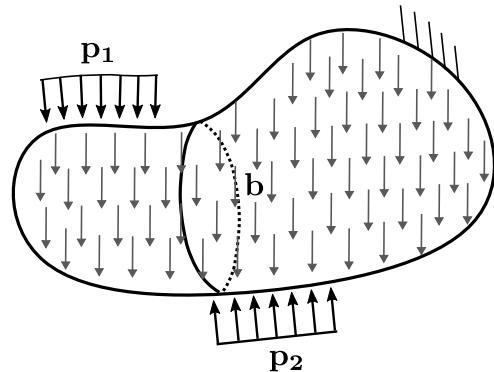
$$\nabla_y \cdot \boldsymbol{\sigma}^t + \mathbf{b} = \rho \ddot{\mathbf{y}}, \quad (4.17)$$

ou ainda, em notação indicial:

$$\sigma_{ji,j} + b_i = \rho \ddot{y}_i, \quad (4.18)$$

com ρ representando a massa específica do material na configuração atual e $\ddot{\mathbf{y}}$ é a derivada material da velocidade do ponto material (aceleração do corpo).

Figura 4.6 – Sólido sob carregamento externo



Fonte: Elaborada pela autora

Ao integrar-se a Equação 4.17 no volume do sólido, utilizando o Teorema da Divergência, chega-se a:

$$\int_A \boldsymbol{\sigma}^t \cdot \mathbf{n} dA + \int_V \mathbf{b} dV = \int_V \rho \ddot{\mathbf{y}} dV \quad (4.19)$$

ou, ainda:

$$\int_A \mathbf{p} dA + \int_V \mathbf{b} dV = \int_V \rho \ddot{\mathbf{y}} dV \quad (4.20)$$

Considerando as relações de mudança de área e volume, apresentadas nas equações Equação 4.8 e Equação 4.12, e que da equação da conservação da massa (M) tem-se que:

$$M = \int_{V_0} \rho_0 dV_0 = \int_{V(t)} \rho(t) dV. \quad (4.21)$$

Considerando as Eqs. (?? e ??) na ??, escreve-se a forma global da equação da quantidade de movimento na descrição Lagrangiana total como:

$$\int_{A_0} \mathbf{P}^t \cdot \mathbf{N} dA_0 + \int_{V_0} \mathbf{b}_0 dV_0 = \int_{V_0} \rho_0 \ddot{\mathbf{y}} dV_0, \quad (4.22)$$

na qual o primeiro tensor de tensão de Piola-Kirchhoff (\mathbf{P}) é definido como $\mathbf{P}^t = J \boldsymbol{\sigma}^t \cdot \mathbf{A}^{-t}$, e o subíndice 0, refere-se à configuração inicial.

Considerando-se o Teorema da Divergência a Equação 4.22 e a arbitrariedade do volume, chega-se à versão local da equação de equilíbrio em descrição Lagrangiana, expressa por:

$$\nabla_{\mathbf{x}} \cdot \mathbf{P}^t + \mathbf{b}_0 = \rho_0 \ddot{\mathbf{y}}. \quad (4.23)$$

4.2.3 Conservação da Energia e Equilíbrio

No estudo do equilíbrio de corpos deformáveis a análise da energia mecânica é um assunto de grande importância. A energia mecânica é formada basicamente por três parcelas: energia potencial das forças externas (\mathbb{P}), energia de deformação (\mathbb{U}_e) e energia cinética (\mathbb{K}). A energia total mecânica (Π) é um funcional obtido pela soma dessas três parcelas, sendo escrita da seguinte maneira:

$$\Pi = \mathbb{P} + \mathbb{K} + \mathbb{U}_e. \quad (4.24)$$

O princípio da estacionariedade da energia define que um corpo quando em equilíbrio apresenta a primeira variação do funcional de energia mecânica nula, sendo o equilíbrio estável quando a posição de equilíbrio representa um mínimo local para a energia mecânica total. Este princípio, para uma descrição das equações de equilíbrio em posições, pode ser expresso matematicamente da seguinte forma:

$$\delta \Pi = \frac{\partial \Pi}{\partial \mathbf{y}} \cdot \delta \mathbf{y} = \mathbf{0}, \quad (4.25)$$

ou, dada a arbitrariedade de $\delta\mathbf{y}$, como:

$$\delta\Pi = \delta\mathbb{P} + \delta\mathbb{K} + \delta\mathbb{U}_e. \quad (4.26)$$

Um incremento de energia mecânica específica (energia mecânica por unidade de volume) pode ser obtido pelo produto escalar da Equação 4.23 por um incremento de posição $\delta\mathbf{y}$, e, integrando-se sobre o domínio inicial, têm-se:

$$\delta\Pi = \int_{V_0} (\rho_0 \ddot{\mathbf{y}} - \nabla_{\mathbf{x}} \cdot \mathbf{P}^t - \mathbf{b}_0) \cdot \delta\mathbf{y} dV_0 = 0 \quad (4.27)$$

Ao integrar-se por partes o segundo termo da Equação 4.27 e utilizar-se o Teorema da Divergência, chega-se a seguinte expressão:

$$\delta\Pi = \int_{V_0} \rho_0 \ddot{\mathbf{y}} \cdot \delta\mathbf{y} dV_0 - \int_{A_0} \mathbf{P}^t \cdot \mathbf{N} \cdot \delta\mathbf{y} dA_0 + \int_{V_0} \mathbf{P}^t : \nabla_{\mathbf{x}}(\delta\mathbf{y}) dV_0 - \int_{V_0} \mathbf{b}_0 \cdot \delta\mathbf{y} dV_0 = 0 \quad (4.28)$$

A Equação 4.28 pode ainda ser reformulada, considerando que $\nabla_{\mathbf{x}}(\delta\mathbf{y}) = \delta\mathbf{A}$ e que $\mathbf{P}^t \cdot \mathbf{N}$ representa as forças de superfície na configuração inicial (\mathbf{p}_0) como:

$$\delta\Pi = \int_{V_0} \rho_0 \ddot{\mathbf{y}} \cdot \delta\mathbf{y} dV_0 - \int_{A_0} \mathbf{p}_0 \cdot \delta\mathbf{y} dA_0 + \int_{V_0} \mathbf{P}^t : \delta\mathbf{A} dV_0 - \int_{V_0} \mathbf{b}_0 \cdot \delta\mathbf{y} dV_0 = 0. \quad (4.29)$$

Conforme relatou-se, o tensor de Piola-Kirchhoff de primeira espécie não é necessariamente simétrico, desta forma, torna-se mais conveniente adotar uma medida de tensão que resulte em um tensor simétrico. Com essa finalidade, adota-se um tensor \mathbf{S} , de forma que:

$$\mathbf{P} = \mathbf{S}^t \cdot \mathbf{A}^t, \quad (4.30)$$

com \mathbf{S} conhecido como tensor de Piola-Kirchhoff de segunda espécie.

Utilizando-se a relação apresentada na Equação 4.30 na Equação 4.29, chega-se a:

$$\delta\Pi = \int_{V_0} \rho_0 \ddot{\mathbf{y}} \cdot \delta\mathbf{y} dV_0 - \int_{A_0} \mathbf{p}_0 \cdot \delta\mathbf{y} dA_0 + \int_{V_0} \mathbf{S} : \delta\mathbf{E} dV_0 - \int_{V_0} \mathbf{b}_0 \cdot \delta\mathbf{y} dV_0 = 0. \quad (4.31)$$

A Equação 4.31, será adicionada ainda uma parcela referente a possibilidade de carregamentos pontuais, sendo expressa então, por:

$$\delta\Pi = \int_{V_0} \rho_0 \ddot{\mathbf{y}} \cdot \delta\mathbf{y} dV_0 - \int_{A_0} \mathbf{p}_0 \cdot \delta\mathbf{y} dA_0 + \int_{V_0} \mathbf{S} : \delta\mathbf{E} dV_0 - \int_{V_0} \mathbf{b}_0 \cdot \delta\mathbf{y} dV_0 - \mathbf{F} \cdot \delta\mathbf{y} = 0. \quad (4.32)$$

Partindo-se da Equação 4.32, encontra-se a relação entre suas componentes e as parcelas de energia mecânica, dessa forma, têm-se:

$$\delta\mathbb{P} = - \int_{A_0} \mathbf{p}_0 \cdot \delta\mathbf{y} dA_0 - \int_{V_0} \mathbf{b}_0 \cdot \delta\mathbf{y} dV_0 - \mathbf{F} \cdot \delta\mathbf{y}, \quad (4.33)$$

$$\delta\mathbb{K} = \int_{V_0} \rho_0 \ddot{\mathbf{y}} \cdot \delta\mathbf{y} dV_0, \quad (4.34)$$

$$\delta \mathbb{U}_e = \int_{V_0} \mathbf{S} : \delta \mathbf{E} dV_0. \quad (4.35)$$

4.2.4 Modelo constitutivo de Saint-Venant-Kirchhoff

A lei constitutiva hiperelástica de Saint-Venant-Kirchhoff estabelece uma relação linear entre o tensor das tensões de Piola Kirchhoff de segunda espécie e o tensor de deformação de Green, e pode ser escrita pela expressão generalizada da energia de deformação por:

$$u_e = \frac{1}{2} \mathbf{E} : \mathbb{C} : \mathbf{E}, \quad (4.36)$$

ou, em notação indicial:

$$u_e = \frac{1}{2} E_{kl} C_{klij} E_{ij} \quad (4.37)$$

com \mathbb{C} representando o tensor constitutivo elástico isotrópico, que é um tensor de quarta ordem definido como:

$$\mathbb{C}_{ijkl} = \left(\kappa - \frac{2}{3} G \right) \delta_{ij} \delta_{kl} + G (\delta_{ik} \delta_{jl} + \delta_{il} \delta_{jk}), \quad (4.38)$$

sendo δ_{ij} o delta de Kronecker, κ e G os módulos volumétrico e de cisalhamento respectivamente, os quais são calculados através das seguintes relações:

$$\kappa = \lambda + \frac{2}{3} G, \quad (4.39)$$

$$G = \frac{\mathbb{E}}{2(1+\nu)}, \quad (4.40)$$

$$\lambda = \frac{\nu \mathbb{E}}{(1+\nu)(1-2\nu)}, \quad (4.41)$$

com \mathbb{E} sendo o módulo de elasticidade longitudinal e ν o coeficiente de Poisson. Ressalta-se que essa lei constitutiva aqui utilizada é adequada para grandes deslocamentos, entretanto, a mesma é adequada somente para deformações pequenas a moderadas por permitir a inversão do material.

4.3 Método dos Elementos Finitos

Conforme discutido na subseção 2.3.1, o método dos elementos finitos baseia-se na substituição do contínuo por um conjunto finito de subdomínios, denominados elementos finitos. Em cada um desses elementos, as variáveis de interesse — incluindo a própria geometria — são aproximadas, de modo que o problema contínuo é convertido em um problema discreto, caracterizado por um número finito de incógnitas.

Nesta subseção será apresentada formulação do Método dos Elementos Finitos baseada em posições aplicada à cinemática de cascas.

4.3.1 Elemento finito de Casca

Esta formulação foi desenvolvida por ??), e consistia inicialmente em 6 graus de liberdade por nó, sendo 3 referentes à posições e 3 referentes às componentes do vetor generalizado. Em ??) inclui-se a formulação um sétimo parâmetro, que considera a taxa de variação linear da espessura, para lidar com o fenômeno de travamento volumétrico. ??) apresentam a formulação dinâmica empregando a cinemática com 7 graus de liberdade aplicada ao problema de interação fluido-estrutura, sendo essa a abordagem adotada aqui.

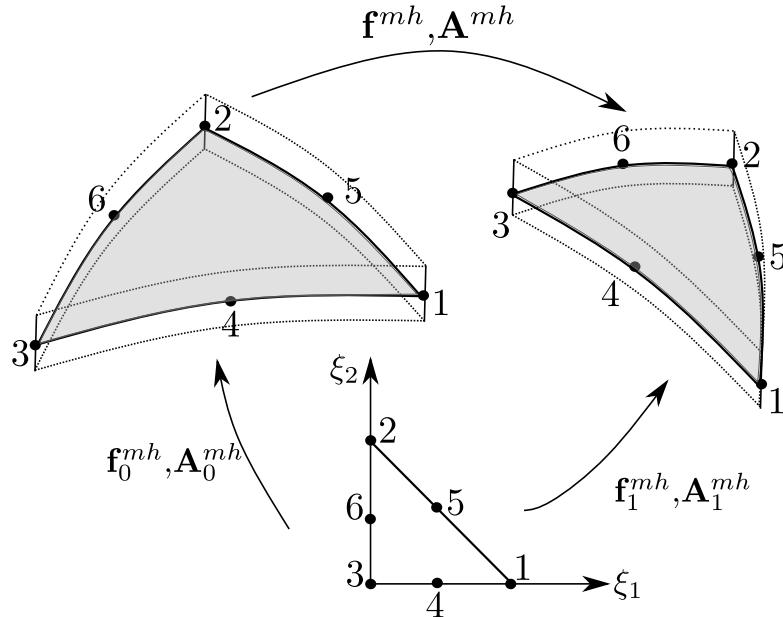
As cascas são sólidos que possuem uma de suas dimensões muito menor do que as outras, assim o mapeamento do seu domínio pode ser facilitado tomando-se a superfície média como referência. Os mapeamentos das configurações inicial e atual das configurações inicial e atual dos pontos da superfície média, conforme pode ser observado na Figura 4.7, são definidos respectivamente como:

$$\mathbf{f}_0^{mh}(\xi_1, \xi_2) = \mathbf{x}^{mh}(\xi_1, \xi_2) = N_l(\xi_1, \xi_2) \mathbf{x}_l^{mh} \quad (4.42)$$

$$\mathbf{f}_1^{mh}(\xi_1, \xi_2) = \mathbf{y}^{mh}(\xi_1, \xi_2) = N_l(\xi_1, \xi_2) \mathbf{y}_l^{mh}, \quad (4.43)$$

onde \mathbf{x}_l^{mh} e \mathbf{y}_l^{mh} representam, respectivamente, os vetores dos parâmetros de posição inicial e atual da superfície média respectivos ao nó l , com $N_l(\xi_1, \xi_2)$ sendo a forma do nó l calculada no ponto de coordenadas paramétricas (ξ_1, ξ_2) .

Figura 4.7 – Mapeamento da superfície média da casca



Fonte: Elaborada pela autora

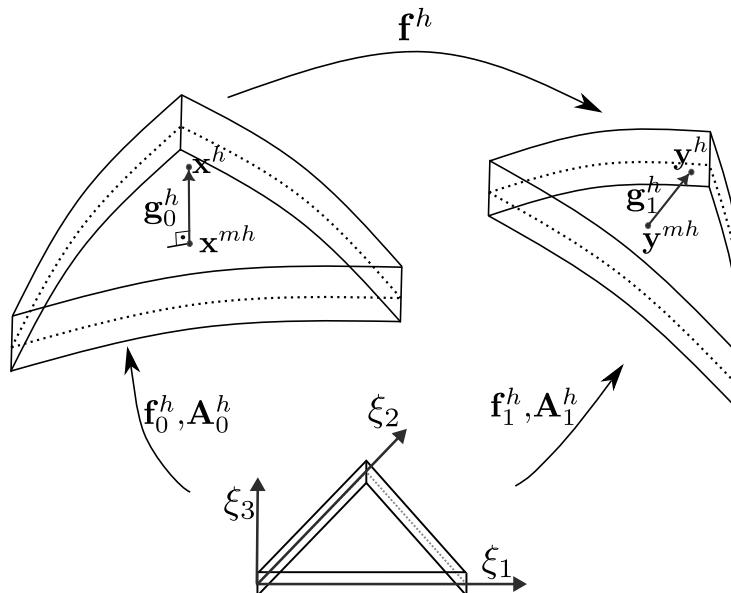
Os demais pontos do domínio são mapeados por meio da soma da posição de um ponto na superfície média com um vetor generalizado \mathbf{g}_0^h para a configuração inicial ou \mathbf{g}_1^h para a configuração atual. Observa-se que \mathbf{g}_0^h é normal à superfície média na configuração inicial, conforme pode ser observado na Figura 4.8, enquanto \mathbf{g}_1^h pode não ser normal à superfície média deformada. Desta forma, o mapeamento completo de um elemento de casca é:

$$\mathbf{f}_0^h(\xi_1, \xi_2, \xi_3) = \mathbf{x}^h(\xi_1, \xi_2, \xi_3) = \mathbf{f}_0^{mh}(\xi_1, \xi_2) + \mathbf{g}_0^h(\xi_1, \xi_2, \xi_3) \quad (4.44)$$

$$\mathbf{f}_1^h(\xi_1, \xi_2, \xi_3) = \mathbf{y}^h(\xi_1, \xi_2, \xi_3) = \mathbf{f}_1^{mh}(\xi_1, \xi_2) + \mathbf{g}_1^h(\xi_1, \xi_2, \xi_3), \quad (4.45)$$

em que ξ_3 é a coordenada adimensional na direção da espessura da casca, variando de -1 a 1.

Figura 4.8 – Vetores generalizados



Fonte: Elaborada pela autora

Os vetores generalizados \mathbf{g}_0^h e \mathbf{g}_1^h podem ser expressos por:

$$\mathbf{g}_0^h(\xi_1, \xi_2, \xi_3) = \frac{h_0}{2} \xi_3 N_l(\xi_1, \xi_2) \cdot (\mathbf{e}_x)_l, \quad (4.46)$$

$$\mathbf{g}_1^h(\xi_1, \xi_2, \xi_3) = \frac{h_0}{2} [\xi_3 + \eta_l N_l(\xi_1, \xi_2) \xi_3^2] N_l(\xi_1, \xi_2) \cdot (\mathbf{e}_y)_l, \quad (4.47)$$

onde h_0 representa a espessura média inicial do elemento de casca, $(\mathbf{e}_x)_l$ é o l -ésimo valor nodal do vetor unitário normal à linha de referência inicial, $(\mathbf{e}_y)_l$ o l -ésimo valor nodal do vetor generalizado, de norma irrestrita, na configuração atual e η_l é o l -ésimo valor nodal da chamada de taxa linear de variação da espessura.

Dessa forma, a função mudança de configuração pode ser definida através da seguinte relação:

$$\mathbf{f}^h = \mathbf{f}_1^h \circ (\mathbf{f}_0^h)^{-1}. \quad (4.48)$$

De forma análoga pode-se representar o gradiente de \mathbf{f}^h como:

$$\mathbf{A}^h = \mathbf{A}_1^h \cdot (\mathbf{A}_0^h)^{-1}, \quad (4.49)$$

em que $\mathbf{A}^h = \nabla_{\mathbf{x}} \mathbf{f}^h$, $\mathbf{A}_0^h = \frac{\partial \mathbf{f}_0^h}{\partial \xi}$ e $\mathbf{A}_1^h = \frac{\partial \mathbf{f}_1^h}{\partial \xi}$.

Assim, o alongamento à direta de Cauchy-Green e a deformação de Green podem ser escritos em função de \mathbf{A}_0^h e \mathbf{A}_1^h , como:

$$\mathbf{C} = \mathbf{A}^t \cdot \mathbf{A} = (\mathbf{A}_1^h \cdot (\mathbf{A}_0^h)^{-1})^t \cdot (\mathbf{A}_1^h \cdot (\mathbf{A}_0^h)^{-1}), \quad (4.50)$$

$$\mathbf{E} = \frac{1}{2} (\mathbf{C} - \mathbf{I}) = \frac{1}{2} \left((\mathbf{A}_1^h \cdot (\mathbf{A}_0^h)^{-1})^t \cdot (\mathbf{A}_1^h \cdot (\mathbf{A}_0^h)^{-1}) - \mathbf{I} \right). \quad (4.51)$$

Partindo do mapeamento apresentado é possível escrever o funcional de energia mecânica em função dos parâmetros nodais apresentados, e ao discretizar-se as equações no tempo, a solução do problema consiste encontrar os parâmetros nodais que satisfaçam:

$$\frac{\partial \Pi^h}{\partial \mathbf{y}_l^{mh}} = \frac{\partial \Pi^h}{\partial (\mathbf{e}_y)_l} = \frac{\partial \Pi^h}{\partial \eta_l} = \mathbf{0}. \quad (4.52)$$

4.3.2 Integração Temporal e solução do problema não-linear

Para a tornar o equacionamento mais compacto, reescreve-se o equilíbrio baseado na energia da variável \mathbf{Y} , que consiste em um vetor que contém todos os parâmetros nodais da estrutura (posições, vetores generalizados e taxa de variação linear da espessura) de forma que:

$$\frac{\partial \Pi}{\partial \mathbf{Y}} = \frac{\partial \mathbb{P}}{\partial \mathbf{Y}} + \frac{\partial \mathbb{K}}{\partial \mathbf{Y}} + \frac{\partial \mathbb{U}_e}{\partial \mathbf{Y}} = \mathbf{0}, \quad (4.53)$$

ou ainda,

$$-\mathbf{F}^{ext}(t) + \mathbf{M}\ddot{\mathbf{Y}} + \mathbf{F}^{int}(\mathbf{Y}) + \mathbf{C}\dot{\mathbf{Y}} = \mathbf{0}, \quad (4.54)$$

onde $\mathbf{F}^{int}(\mathbf{Y})$ representa as forças internas provenientes da variação da energia potencial interna, \mathbf{M} é a conhecida como matriz de massa e \mathbf{F}^{ext} advém da variação da energia potencial das forças externas. O termo \mathbf{C} representa uma matriz de amortecimento viscoso e os pontos sobreescritos indicam derivadas materiais no tempo.

Neste trabalho, para a discretização temporal das equações, será utilizado o integrador de Newmark, visto que o mesmo demonstrou estabilidade e eficácia na vasta gama de trabalhos envolvendo o MEF posicional com sua aplicação ((????????????)).

A integração temporal das equações inicia-se com a discretização do tempo de maneira que:

$$t_{n+1} = t_n + \Delta t, \quad (4.55)$$

onde t_{n+1} representa o instante atual, t_n o instante final do passo de tempo anterior e Δt o intervalo do passo de tempo utilizado na discretização. Utilizando as aproximações de Newmark, posição, velocidade e aceleração nos instantes $n + 1$ e n são relacionados por:

$$\mathbf{Y}_{n+1} = \mathbf{Y}_n + \Delta t \dot{\mathbf{Y}}_n + \left(\frac{1}{2} - \beta \right) \Delta t^2 \ddot{\mathbf{Y}}_n + \beta \Delta t^2 \ddot{\mathbf{Y}}_{n+1}, \quad (4.56)$$

$$\dot{\mathbf{Y}}_{n+1} = \dot{\mathbf{Y}}_n + (1 - \gamma) \Delta t \ddot{\mathbf{Y}}_n + \gamma \Delta t \ddot{\mathbf{Y}}_{n+1}, \quad (4.57)$$

em que β e γ são parâmetros dependentes do comportamento assumido para a aceleração. Para um aceleração constante, hipótese adotada neste trabalho, $\gamma = 1/2$ e $\beta = 1/4$.

Partindo das equações Equação 4.56 e Equação 4.57 é possível escrever a aceleração e a velocidade atual em função das posições no instante $n + 1$, as incógnitas do problema, e das demais variáveis do passo anterior:

$$\ddot{\mathbf{Y}}_{n+1} = \frac{1}{\beta \Delta t^2} \mathbf{Y}_{n+1} - \mathbf{Q}(t_n), \quad (4.58)$$

$$\dot{\mathbf{Y}}_{n+1} = \frac{\gamma}{\beta \Delta t} \mathbf{Y}_{n+1} + \mathbf{R}(t_n) - \gamma \Delta t \mathbf{Q}(t_n), \quad (4.59)$$

em que:

$$\mathbf{Q}(t_n) = \frac{\mathbf{Y}_n}{\beta \Delta t^2} + \frac{\dot{\mathbf{Y}}_n}{\beta \Delta t} + \left(\frac{1}{2\beta} - 1 \right) \ddot{\mathbf{Y}}_n, \quad (4.60)$$

$$\mathbf{R}(t_n) = \dot{\mathbf{Y}}_n + \Delta t (1 - \gamma) \ddot{\mathbf{Y}}_n. \quad (4.61)$$

Utilizando as equações Equação 4.58 e Equação 4.59 na equação do equilíbrio em forma matricial (Equação 4.54), tem-se para o instante t_{n+1} a seguinte relação:

$$\mathbf{F}_{n+1}^{int} - \mathbf{F}_{n+1}^{ext} + \frac{\mathbf{M}}{\beta \Delta t^2} \mathbf{Y}_{n+1} - \mathbf{M} \mathbf{Q}_n + \mathbf{C} \mathbf{R}_n + \frac{\gamma \mathbf{C}}{\beta \Delta t} \mathbf{Y}_{n+1} - \gamma \Delta t \mathbf{C} \mathbf{Q}_n = \mathbf{0}, \quad (4.62)$$

Pode-se escrever ainda o problema não linear definido pela Equação 4.62 em função do resíduo da equação governante discretizada no espaço e no tempo, como:

$$\mathbf{R}_S(\mathbf{Y}_{n+1}) = \mathbf{F}_{n+1}^{int} - \mathbf{F}_{n+1}^{ext} + \frac{\mathbf{M}}{\beta \Delta t^2} \mathbf{Y}_{n+1} - \mathbf{M} \mathbf{Q}_n + \mathbf{C} \mathbf{R}_n + \frac{\gamma \mathbf{C}}{\beta \Delta t} \mathbf{Y}_{n+1} - \gamma \Delta t \mathbf{C} \mathbf{Q}_n = \mathbf{0}. \quad (4.63)$$

O problema não linear da Equação 4.63 é resolvido por meio do método iterativo de Newton-Raphson. Para isso, realiza-se uma expansão em série de Taylor de primeira ordem:

$$\mathbf{R}_S(\mathbf{Y}_{n+1}^{i+1}) \approx \mathbf{R}_S(\mathbf{Y}_{n+1}^i) + \Delta \mathbf{R}_S(\mathbf{Y}_{n+1}^i) \Delta \mathbf{Y}_{n+1}^i \quad (4.64)$$

em que i indica o índice da iteração atual. Na primeira iteração para o cálculo de \mathbf{Y}_{n+1} utiliza-se como predição da iteração anterior os valores das variáveis no passo de tempo n .

O método de Newton-Raphson consiste em resolver o seguinte sistema:

$$\Delta \mathbf{R}_S (\mathbf{Y}_{n+1}^i) \Delta \mathbf{Y}_{n+1}^i = -\mathbf{R}_S (\mathbf{Y}_{n+1}^i) \quad (4.65)$$

com:

$$\Delta \mathbf{R}_S (\mathbf{Y}_{n+1}^i) = \frac{\partial^2 \Pi}{\partial \mathbf{Y}^2} = \frac{\partial^2 \mathbb{U}_e}{\partial \mathbf{Y}^2} + \frac{\mathbf{M}}{\beta \Delta t^2} + \frac{\gamma \mathbf{C}}{\beta \Delta t}. \quad (4.66)$$

A cada iteração de Newton-Raphson atualiza-se a posição, a aceleração e a velocidade de acordo com as seguintes equações:

$$\mathbf{Y}_{n+1}^{i+1} = \mathbf{Y}_{n+1}^i + \Delta \mathbf{Y}_{n+1}^i \quad (4.67)$$

$$\ddot{\mathbf{Y}}_{n+1}^{i+1} = \frac{\mathbf{Y}_{n+1}^{i+1}}{\beta \Delta t^2} + \mathbf{Q}_n \quad (4.68)$$

$$\dot{\mathbf{Y}}_{n+1}^{i+1} = \frac{\gamma \mathbf{Y}_{n+1}^{i+1}}{\beta \Delta t} + \mathbf{R}_n - \gamma \Delta t \mathbf{Q}_n \quad (4.69)$$

Para mais detalhes a cerca da obtenção das matrizes e vetores do método, recomenda-se a consulta de ??).

4.3.3 Implementação Computacional

O código empregado para a simulação das estruturas de cascas neste trabalho foi desenvolvido anteriormente dentro do grupo de pesquisas, sendo a versão utilizada aqui desenvolvida pelo doutorando Rosicley Junior Rodrigues Rosa, e empregada também no trabalho de mestrado de ??), ambos do Programa de Pós-Graduação em Engenharia de Estruturas da Escola de Engenharia de São Carlos - USP.

O código foi desenvolvido em linguagem C++ utilizando paralelização em protocolo MPI e conta com elementos triangulares de 3, 6 ou 10 nós, respectivamente com aproximação linear, quadrática e cúbica. Ressalta-se que a implementação conta com uma estratégia de acoplamento entre elementos não coplanares, que pode ser vista em ??). O algoritmo que descreve a implementação computacional pode ser visualizado em Alg. 2. No algoritmo a variável \mathbf{X} consiste em um vetor das variáveis nodais na configuração inicial.

4.4 Exemplo de aplicação - Casca cilíndrica com *snap through* dinâmico

Nesta seção apresenta-se um problema clássico que trata-se de uma casca cilíndrica submetida a um carregamento concentrado em seu centro geométrico. Proposto inicialmente no trabalho de (??), o problema apresenta grande não-linearidade geométrica devido ao efeito de *snap-through*.

Algoritmo 2 Algoritmo para problemas não-lineares dinâmicos utilizando MEF posicional

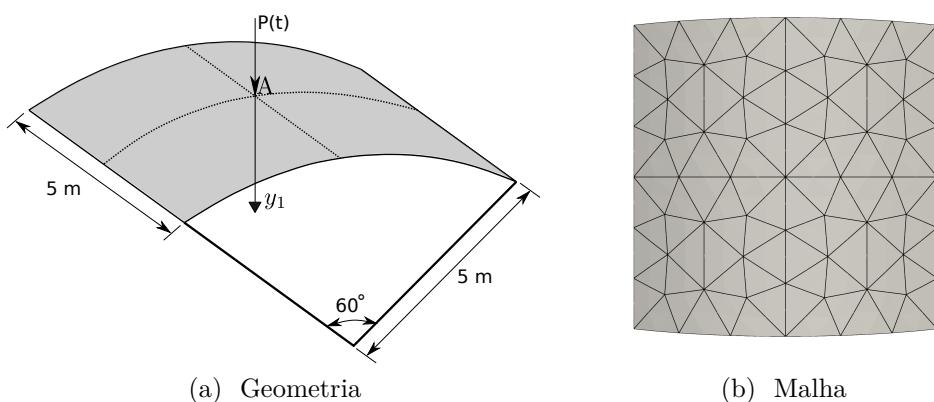
```

1: Adota-se  $\mathbf{Y} = \mathbf{X}$ ;
2: para cada passo de tempo 0 até  $T$  faça
3:    $i \leftarrow 0$ ;
4:   Predição da solução:
5:    $\mathbf{Y}_{n+1}^0 = \mathbf{Y}_n$ ;
6:    $\dot{\mathbf{Y}}_{n+1}^0 = \dot{\mathbf{Y}}_n$ ;
7:    $\ddot{\mathbf{Y}}_{n+1}^0 = \ddot{\mathbf{Y}}_n$ ;
8:   Calcula-se o nível de força aplicado  $\mathbf{F}_{n+1}^{ext}(t_{n+1})$  e/ou as posições prescritas  $\mathbf{Y}_{n+1}$ ;
9:   Calculam-se os valores de  $\mathbf{Q}_n$  (Equação 4.60) e  $\mathbf{R}_n$  (Equação 4.61);
10:  enquanto  $\epsilon >$  tolerância faça
11:     $i \leftarrow i + 1$ ;
12:    Cálculo do incremento da variável do problema  $\mathbf{Y}_{n+1}^i$  de acordo com a
        Equação 4.65;
13:    Atualização da solução de acordo com Equação 4.67, Equação 4.68 e
        Equação 4.69;
14:    Cálculo do erro:
15:     $\epsilon = \|\Delta \mathbf{R}_S(\mathbf{Y}_{n+1}^{i+1})\|_{L^2}$  ou  $\epsilon = \|\Delta \mathbf{Y}_{n+1}^{i+1}\|_{L^2}$ ;
16:  fim enquanto
17:  Atualiza-se a solução do passo anterior:
18:   $\mathbf{Y}_n = \mathbf{Y}_{n+1}$ ;
19:   $\dot{\mathbf{Y}}_n = \dot{\mathbf{Y}}_{n+1}$ ;
20:   $\ddot{\mathbf{Y}}_n = \ddot{\mathbf{Y}}_{n+1}$ ;
21: fim para

```

A geometria do problema em questão é apresentada na Figura 4.10a, sendo a espessura da casca equivalente a 0,1m. A malha de elementos finitos que representa a superfície média da estrutura utilizada pode ser visualizada na Figura 4.10b, a qual é composta por 104 elementos quadráticos e 233 nós.

Figura 4.9 – Casca: Geometria e Malha



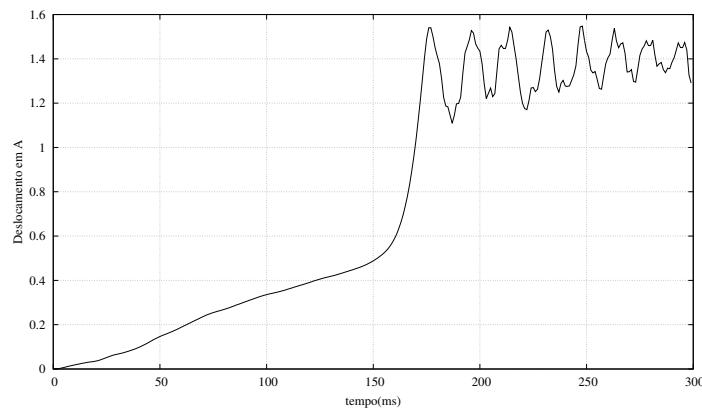
Fonte: Elaborada pela autora

Os contornos esquerdo e direito da chapa são considerados simplesmente apoiados.

O carregamento aplicado ao ponto central (ponto A) $P(t)$ é aplicado linearmente no intervalo $t = 0s$ até $t = 0,2s$, com $P(0) = 0kN$ e $P(2s) = 200000kN$, e então mantido constante. As características físicas do material utilizado são: $\mathbb{E} = 200GPa$, $\nu = 0,25$ e $\rho = 10000kg/m^3$ e o passo de tempo adotado na simulação é $\Delta_t = 0,001s$.

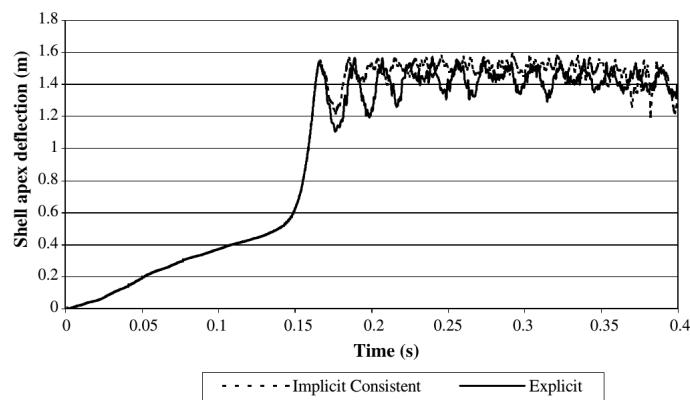
O deslocamento vertical do nó central da casca obtido nesse trabalho pode ser visualizado na Figura 4.10, enquanto que, para o autor de referência na Figura 4.11. O resultado obtido está de acordo com os resultados de ??). Os campos de deslocamentos para os instantes $t = 140ms$, $t = 165ms$, $t = 174ms$ e $t = 177ms$ são apresentados na Figura 4.12.

Figura 4.10 – Casca: Deslocamento vertical nó central A



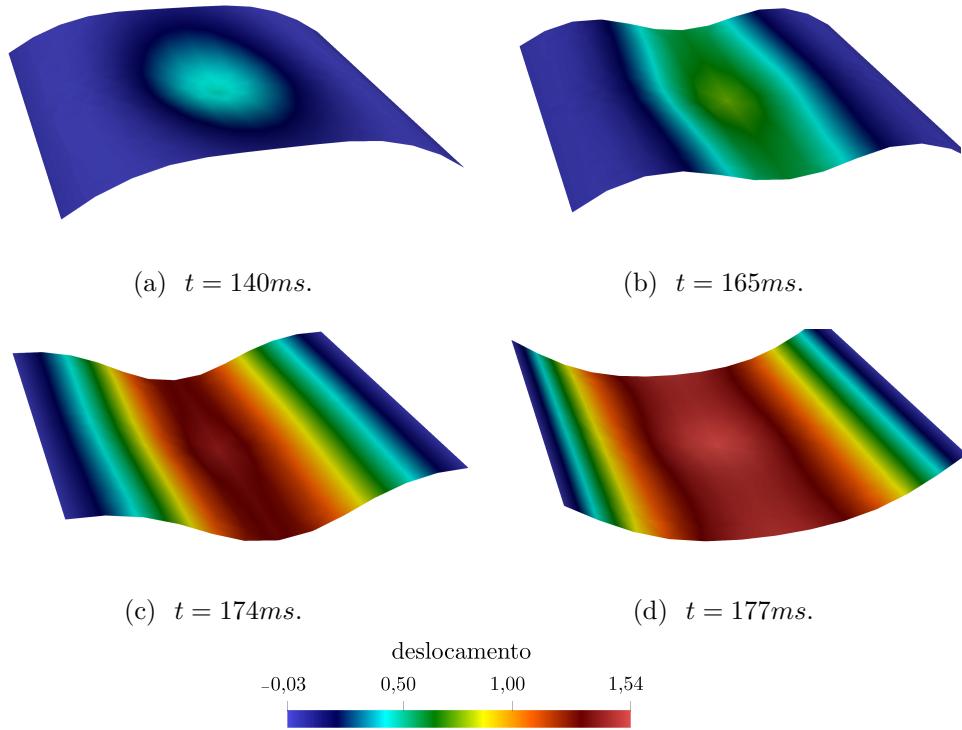
Fonte: Elaborada pela autora

Figura 4.11 – Casca: Deslocamento vertical nó central A - referência



Fonte: ??)

Figura 4.12 – Casca: Campos de deslocamentos



Fonte: Elaborada pela autora



TÉCNICA DE PARTIÇÃO DE DOMÍNIO POR COMBINAÇÃO DOS ESPAÇOS DE FUNÇÕES

Muitas aplicações de engenharia envolvem efeitos localizados, são os casos, por exemplo, de fissuras na mecânica dos sólidos, interface entre dois tipos diferentes de fluidos na mecânica dos fluidos, ou ainda, a camada limite na interface entre sólido e fluido, entre outros. Para uma análise computacional realística desses problemas, os efeitos locais devem ser apropriadamente representados e a um custo computacional razoável.

Neste trabalho busca-se empregar método de partição de domínios, no contexto da DFC, para permitir uma malha local mais refinada sobreposta a uma malha global. Essa malha local é conforme ao contorno da estrutura, e, nos casos de interação fluido-estrutura, deforma-se acompanhando a movimentação da estrutura. O intuito disso é melhorar a precisão local da análise numérica, permitir a combinação de diferentes técnicas de discretização, especificamente a isogeométrica e a de elementos finitos, e viabilizar a simulação de problemas com grandes escalas de deslocamentos, sem a necessidade de reconstrução da malha global.

Duas técnicas foram consideradas para este estudo. A primeira, denominada técnica de combinação de espaços de funções, foi introduzida nos trabalhos de ??) e ??), consiste em ponderar os espaços de função local e global sobre uma zona de superposição e combiná-las formando um novo espaço enriquecido. A segunda é a forma estabilizada do Método Arlequin apresentada por ??), que consiste em superpor os modelos local e global em uma zona de colagem, ponderando por uma função de particionamento e acoplando os modelos por um campo de multiplicadores de Lagrange, adicionando uma técnica de estabilização

baseada no resíduo para flexibilizar a escolha dos espaços de aproximação. Mover isso para a introdução, combinando com o texto que já está lá

A primeira técnica de partição de domínio considerada para combinar modelos global e local, Elementos Finitos - Isogeométrico, é denominada técnica de combinação de espaços de funções e foi introduzida nos trabalhos de ??) e ??). Essa técnica consiste em ponderar os espaços de função local e global sobre uma zona de superposição e combiná-las formando um novo espaço enriquecido de funções base linearmente independentes.

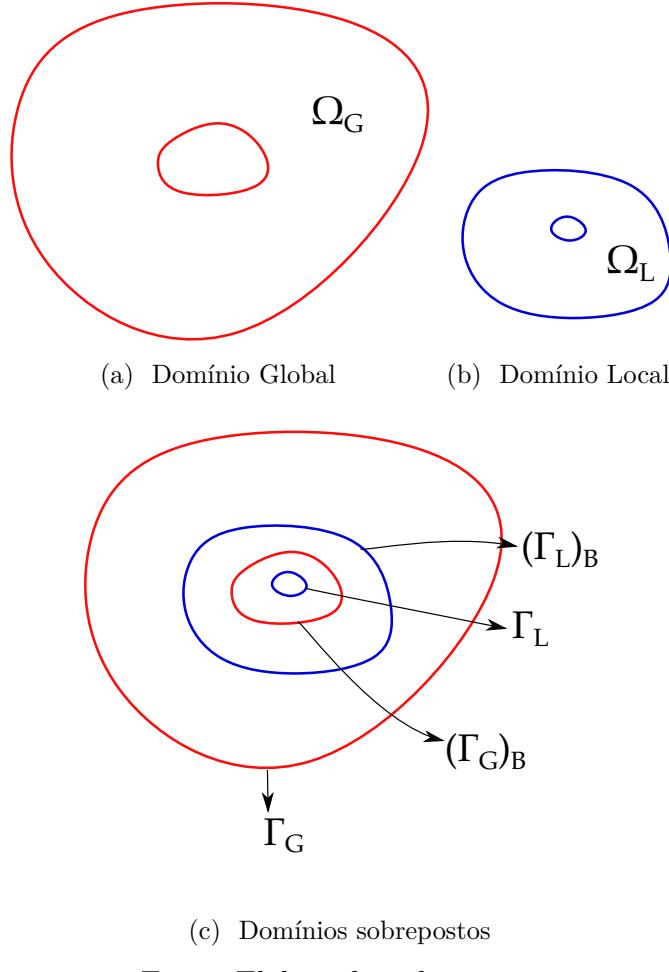
Essa técnica foi aplicada com bastante sucesso no campo da mecânica da fratura elástico-linear com grandes deslocamentos como pode ser visto nos trabalhos de ??) e ??). Ressalta-se que, embora a técnica se mostre bastante promissora, no contexto da dinâmica dos fluidos computacional, especialmente quando associada às técnicas de estabilização empregadas neste trabalho, ainda é necessário um estudo mais aprofundado para a determinação de parâmetros de estabilização SUPG e PSPG adequados na região de sobreposição, e por isso não foi descartada neste trabalho após alguns estudos. Essa conclusão foi obtida a partir das simulações realizadas ao longo deste doutorado. Para problemas de menor complexidade ou com baixos números de Reynolds, como o caso da cavidade apresentado na seção 5.4, os resultados foram bastante satisfatórios; contudo, para problemas mais complexos, foram observadas dificuldades de convergência quando aplicadas as técnicas SUPG e PSPG.

Para o entendimento da técnica de partição de domínios define-se inicialmente um domínio global Ω_G e um domínio local, Ω_L , apresentados na Figura 5.1, sendo o domínio local menor que o global e contendo a região com efeitos localizados. O domínio total de estudo é então composto por: $\Omega = \Omega_G \cup \Omega_L$.

Os contornos físicos de Ω (Figura 5.2c), podem ser divididos em $\Gamma_G = (\Gamma_G)_D \cup (\Gamma_G)_N$, relacionado ao domínio global, e, $\Gamma_L = (\Gamma_L)_D \cup (\Gamma_L)_N$ relacionado ao domínio local, sendo os subíndices D e N respectivos aos contornos de Dirichlet e Neumann respectivamente. É importante ressaltar que os contornos físicos podem ou não estar presentes, ou ainda, podem existir apenas condições de Dirichlet ou apenas condições de Neumann. O contorno não-físico $(\Gamma_G)_B$ define o limite da influência do domínio global na região de superposição, enquanto que, $(\Gamma_L)_B$ é o contorno que define o limite da influência do domínio local. Assim, a zona de superposição, Ω_B , é definida como: $\Omega_B = \Omega_G \cap \Omega_L$, sendo limitada pelos contornos $(\Gamma_L)_B$ e $(\Gamma_G)_B$.

Considerando um problema cujas funções tentativa nos domínios global e local seja caracterizada respectivamente por $u_G(\mathbf{y})$, definida no espaço finito de funções \mathcal{S}_u^G , e $u_L(\mathbf{y})$, definida no espaço finito de funções \mathcal{S}_u^L , sendo as funções teste global $w_G(\mathbf{y})$ e local $w_L(\mathbf{y})$ definidas nos espaços \mathcal{V}_u^G e \mathcal{V}_u^L , respectivamente. A união direta dos espaços de funções na zona de sobreposição obviamente não resulta em um espaço que respeita a partição da unidade nas funções de forma e nem que seja garantida a independência linear. Dessa forma, utiliza-se uma função ponderadora de combinação $b(\mathbf{y})$, de maneira que as funções

Figura 5.1 – Partição de domínios para a técnica dos espaços de funções combinados



Fonte: Elaborada pela autora

tentativa e teste sejam:

$$u(\mathbf{y}) = b(\mathbf{y})u_G(\mathbf{y}) + (1 - b(\mathbf{y}))u_L(\mathbf{y}), \quad (5.1)$$

$$w(\mathbf{y}) = b(\mathbf{y})w_G(\mathbf{y}) + (1 - b(\mathbf{y}))w_L(\mathbf{y}), \quad (5.2)$$

com $b(\mathbf{y})$ apresentando valor unitário sobre o domínio global livre (sem sobreposições), valor zero no domínio local livre, e apresentando uma transição suave na região de sobreposição.

Os espaços enriquecidos na região de superposição de malhas, são definidos por \mathcal{S}_{enr} e \mathcal{V}_{enr} , correspondentes às funções tentativa e teste respectivamente. A solução de um problema típico de valor de contorno recai em encontrar $u^h \in \mathcal{S}_{enr}$ tal que $\forall w^h \in \mathcal{V}_{enr}$:

$$B(u^h, w^h) = F(w^h), \quad (5.3)$$

com $B(\bullet, \bullet)$ e $F(\bullet)$ sendo operadores bilineares e lineares respectivamente. A discretização de $u^h(\mathbf{y})$ e $w^h(\mathbf{y})$ no contexto dos elementos finitos é obtida através das seguintes relações:

$$u^h(\mathbf{y}) = \sum_{A=1}^{(n_{np})_G} (u_G)_A b(\mathbf{y}) (N_G)_A(\mathbf{y}) + \sum_{A=1}^{(n_{np})_L} (u_L)_A (1 - b(\mathbf{y})) (N_L)_A(\mathbf{y}), \quad (5.4)$$

$$w^h(\mathbf{y}) = \sum_{A=1}^{(n_{np})_G} (w_G)_A b(\mathbf{y})(N_G)_A(\mathbf{y}) + \sum_{A=1}^{(n_{np})_L} (w_L)_A (1 - b(\mathbf{y}))(N_L)_A(\mathbf{y}), \quad (5.5)$$

com N_G e N_L sendo as funções de forma global e local; e $(n_{np})_G$ e $(n_{np})_L$ o número de funções de forma nas discretizações global e local respectivamente.

5.1 Função de combinação

Considerando que as funções $b(\mathbf{y})(N_G)$ e $(1 - b(\mathbf{y}))(N_L)$ sejam linearmente independentes sobre Ω_B , e que as funções base local e global sejam discretizadas com polinômios de igual ordem p e constituam funções base independentes dentro das discretizações local e global, a escolha de b um grau acima das funções base, ou seja, grau $p+1$, irá proporcionar uma nova base de grau consistente com o número de funções base disponíveis em cada ponto da zona de superposição. A nova base, que continua sendo um polinômio de grau p fora do domínio de sobreposição, torna-se um polinômio de ordem $2p+1$ dentro da zona de sobreposição, evitando dependência linear entre as funções de forma e cumprindo a partição da unidade.

Nesse trabalho aplicam-se funções de forma locais e globais de grau polinomial quadrático. Dessa forma, a função ponderadora de combinação foi definida como cúbica e é expressa por:

$$b(\mathbf{y}) = \begin{cases} 2 \left(\frac{Y_L(\mathbf{y})}{\delta(\mathbf{y})} \right)^3 - 3 \left(\frac{Y_L(\mathbf{y})}{\delta(\mathbf{y})} \right)^2 & \text{se } Y_G(\mathbf{y}) > 0 \text{ e } Y_L(\mathbf{y}) > 0 \\ 1 & \text{se } Y_L(\mathbf{y}) \leq 0 \\ 0 & \text{se } Y_G(\mathbf{y}) \leq 0 \end{cases}, \quad (5.6)$$

com $Y_L(\mathbf{y})$ a função distância assinalada medida a partir de $(\Gamma_L)_B$, com valores positivos dentro do domínio local e negativos fora, e $Y_G(\mathbf{y})$ a função distância assinalada medida a partir de $(\Gamma_G)_B$, sendo positiva se o ponto pertence à Ω_G , e negativa, caso contrário. Nota-se que os pontos em que ambas funções distância assinalada são positivas estão contidos dentro da zona de sobreposição. O parâmetro δ é obtido por $\delta(\mathbf{y}) = Y_L(\mathbf{y}) + Y_G(\mathbf{y})$, e coincide com a espessura da zona de sobreposição quando $(\Gamma_L)_B$ e $(\Gamma_G)_B$ são paralelos.

Na prática, considera-se que o domínio global tem o tamanho do domínio total, ficando a definição de $(\Gamma_G)_B$ para uma etapa posterior, baseado na forma do modelo local. Os elementos e nós da malha global, sem suporte físico após a obtenção do novo espaço de funções, são desativados da análise. O contorno $(\Gamma_G)_B$ pode ser obtido através de uma réplica do contorno $(\Gamma_L)_B$ a uma distância paralela δ do mesmo.

Após a definição $(\Gamma_G)_B$ é necessária uma metodologia eficiente para determinação das funções base globais com pequena influência dentro da zona de sobreposição, visto que essas podem levar a um sistema mal condicionado. Para resolver esse problema, utiliza-se, para todos os nós globais A da análise, uma variável definida como:

$$(M_G)_{AA} = \int_{\Omega} b(\xi) N_A(\xi) b(\xi) N_A(\xi) d\Omega, \quad (5.7)$$

e define-se um valor M_{min} para $(M_G)_{AA}$. Os nós globais são desativados se $(M_G)_{AA} < M_{min}$.

Na Figura 5.2 apresenta-se um exemplo unidimensional da técnica de partição de domínios. Na Figura 5.3a observam-se as funções globais definidas inicialmente sobre todo o domínio, e a função ponderadora de modificação $b(y)$ com valor unitário sobre o domínio global livre e com transição suave sobre a região de sobreposição. Na Figura 5.3b representam-se as funções locais definidas somente no domínio local e a função ponderadora de modificação $1 - b(y)$ com valor unitário sobre o domínio local livre e com transição suave sobre a zona de sobreposição. Por fim, na Figura 5.3c apresenta-se o novo espaço de funções independentes que cumprem com a partição da unidade e possuem grau polinomial 5. Nota-se nessa figura a desativação das funções de forma globais que estão sobre o domínio local livre.

5.2 Aplicação da técnica a Dinâmica dos Fluidos Computacional

Para o emprego da metodologia nas análises da DFC as aproximações apresentadas nas Equação 5.4 e Equação 5.5 devem ser aplicadas nas funções tentativa para velocidade e pressão, e nas funções teste associadas à elas, apresentadas nas Equação 2.51 à Equação 2.54.

Conforme relatado, os parâmetros de estabilização utilizados na técnica da DFC ainda necessitam de um estudo mais aprofundado, entretanto, para estudos iniciais, fez-se a combinação dos parâmetros calculados em cada uma das discretizações sobre a zona de sobreposição:

$$\tau_{SUPG}(\mathbf{y}) = b(\mathbf{y})(\tau_{SUPG})^G(\mathbf{y}) + (1 - b(\mathbf{y}))(\tau_{SUPG})^L(\mathbf{y}), \quad (5.8)$$

$$\tau_{PSPG}(\mathbf{y}) = b(\mathbf{y})(\tau_{PSPG})^G(\mathbf{y}) + (1 - b(\mathbf{y}))(\tau_{PSPG})^L(\mathbf{y}), \quad (5.9)$$

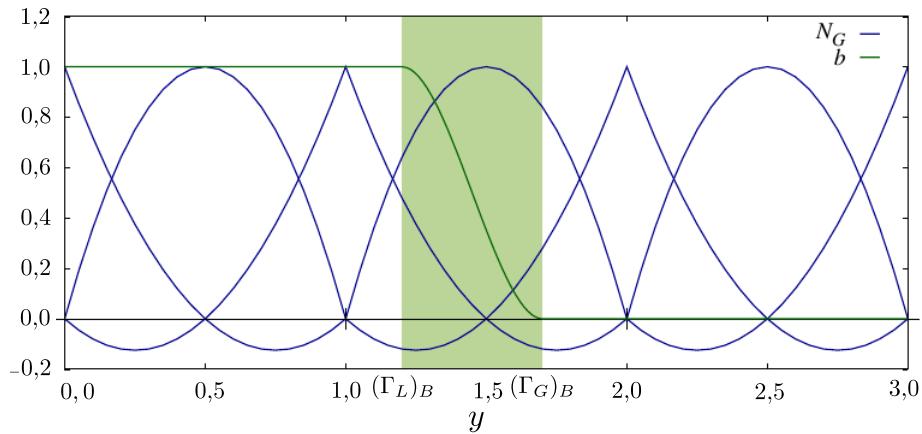
$$\nu_{LSIC}(\mathbf{y}) = b(\mathbf{y})(\nu_{LSIC})^G(\mathbf{y}) + (1 - b(\mathbf{y}))(\nu_{LSIC})^L(\mathbf{y}), \quad (5.10)$$

com $(\tau_{SUPG})^G$, $(\tau_{PSPG})^G$ e $(\nu_{LSIC})^G$ os parâmetros de estabilização calculados na malha global; $(\tau_{SUPG})^L$, $(\tau_{PSPG})^L$ e $(\nu_{LSIC})^L$ os parâmetros de estabilização calculados na malha local, todos conforme a Eq. Colocar referência para a eq que define os parâmetros.

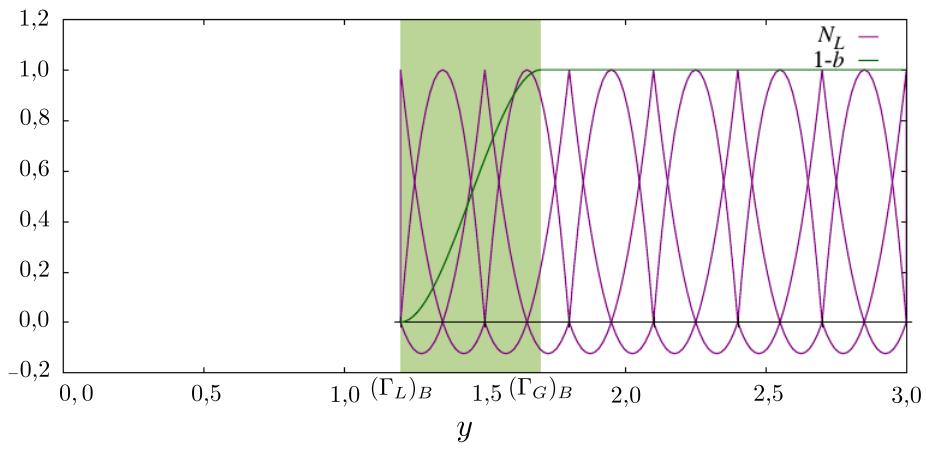
5.3 Implementação Computacional

O método dos espaços de funções combinados foi implementado para a solução de escoamentos incompressíveis seguindo a formulação apresentada nos capítulos 2 e 3. Nesse código, após a leitura dos dados respectivos às malhas global e local, segue-se com a

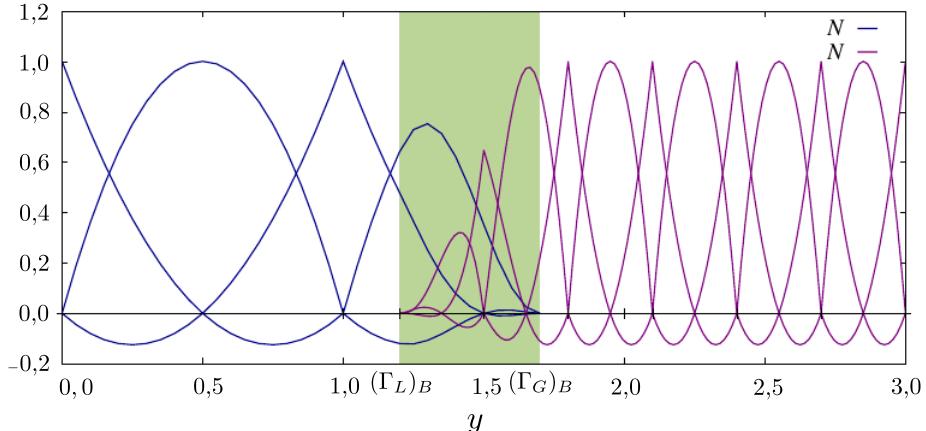
Figura 5.2 – Espaços de funções na técnica de partição de domínios - Problema unidimensional



(a) Funções globais e função ponderadora (b).



(b) Funções locais e função ponderadora ($1-b$)



(c) Novo espaço de funções

Fonte: Elaborada pela autora

definição da distância assinalada respectiva a todos os nós da malha global e da malha local com respeito aos contornos $(\Gamma_G)_B$ e $(\Gamma_L)_B$, respectivamente. O contorno $(\Gamma_G)_B$ é obtido a partir dos dados de entrada, onde define-se a espessura da zona de sobreposição. De posse da distância assinalada e espessura da zona de sobreposição, são definidos quais elementos das malhas local e global fazem parte da zona de sobreposição. Qualquer elemento que possua 1 ou mais nós dentro da zona de sobreposição é considerado como um elemento contribui com ela.

As equações na região de sobreposição são integradas sobre o elemento local, dessa forma, no pré-processamento, os pontos de integração da malha local são projetados sobre a malha global e o elemento global e suas coordenadas paramétricas correspondentes a cada ponto são armazenados.

Na etapa de pré-processamento, são determinados ainda os nós inativos da malha global, sejam porque o domínio de suas funções de forma encontram-se fora da zona de sobreposição, ou, porque possuem pequena influência dentro da mesma, de acordo com a expressão apresentada na Equação 5.7.

Finalmente, o processo de marcha no tempo se inicia da maneira explicitada no Item 2.5 levando-se em consideração que as funções tentativa e peso, e os parâmetros de estabilização são modificados de acordo com o apresentado neste capítulo. O algoritmo que descreve esse processo de solução pode ser visualizado no Alg. 3.

Algoritmo 3 Algoritmo para problemas da dinâmica dos fluidos computacional com a técnica de partição de domínios

- 1: Cálculo da distância assinalada dos nós e pontos de controle aos contornos;
- 2: Determinação dos elementos e células da zona de sobreposição;
- 3: Busca da correspondência dos pontos de integração da malha local na malha global;
- 4: Definição dos nós inativos da malha global;
- 5: **para** o passo de tempo 0 até T **faça**
- 6: *i* = 0;
- 7: Predição da solução: aplicação das Equação 2.93, Equação 2.94 e Equação 2.95;
- 8: **enquanto** ($\epsilon <$ tolerância) **faça**
- 9: *i*++;
- 10: Interpolação das variáveis do problema: aplicação da Equação 2.96, Equação 2.97 e Equação 2.98;
- 11: Cálculo do incremento nas variáveis do problema: $\dot{\mathbf{U}}_{n+1}$ e \mathbf{p}_{n+1} de acordo com as Equação 2.99 e Equação 2.100;
- 12: Atualização da solução: calculadas de acordo com Equação 2.101, Equação 2.102 e Equação 2.103.
- 13: Cálculo do erro:

$$\epsilon = \|\mathbf{R}_M^i\|_{L^2} \quad (5.11)$$

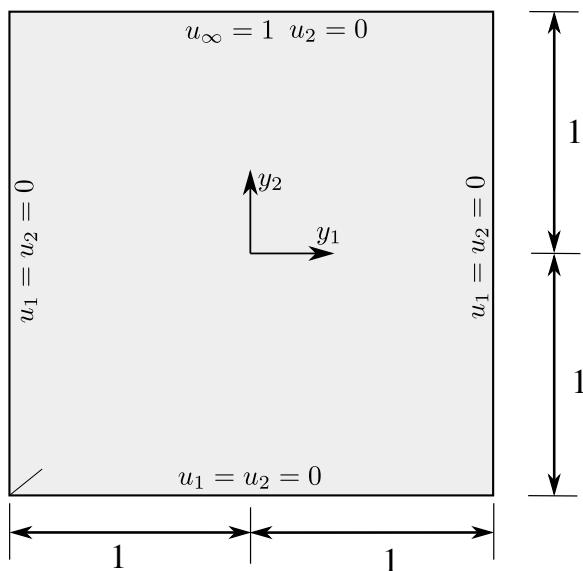
- 14: **fim enquanto**
 - 15: Atualização das variáveis do passo anterior;
 - 16: **fim para**
-

5.4 Exemplo - Cavidade com partição de domínio e combinação MEF-IGA

Para verificar a metodologia de partição de domínios com sobreposição de malhas, neste item apresenta-se a solução estacionária do problema de Navier Stokes para a cavidade 2D.

A geometria do problema e suas condições contorno são apresentadas na Figura 5.3. O problema foi avaliado para um número de Reynolds = 100, calculado de acordo com Equação 2.107 e $\rho = 1,0$.

Figura 5.3 – Cavidade: geometria e condições de contorno



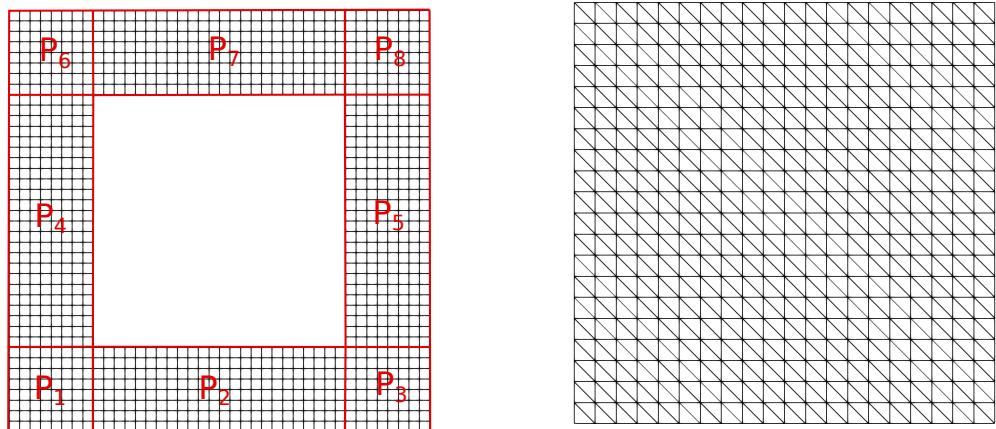
Fonte: Elaborada pela autora

Sabe-se que nas paredes da cavidade podem haver efeitos de camada limite, dessa forma, definiu-se uma malha local que circunda a cavidade de acordo com a Figura 5.5a. A malha local foi discretizada através de uma aproximação isogeométrica e foi definida com 1440 pontos de controle que foram divididos em 8 diferentes *patches*, chamados de P_1, P_2, \dots, P_8 . Os *patches* P_1, P_3, P_6 e P_8 possuem 64 células e os P_2, P_4, P_5 e P_7 192 células.

A malha global por sua vez é definida para toda a seção da cavidade, sendo composta por 800 elementos triangulares quadráticos e 1681 nós, de acordo com Figura 5.5b.

Definiu-se uma espessura para a zona de sobreposição equivalente a $\delta = 0,1$ e medida paralelamente ao contorno fictício local (Γ_L)_B. As células e elementos pertencentes à zona de sobreposição, tanto para a malha local quanto para a malha global, podem ser vistos nas Figura 5.6a e Figura 5.6b, respectivamente.

Figura 5.4 – Cavidade 2D: Malhas Global e Local

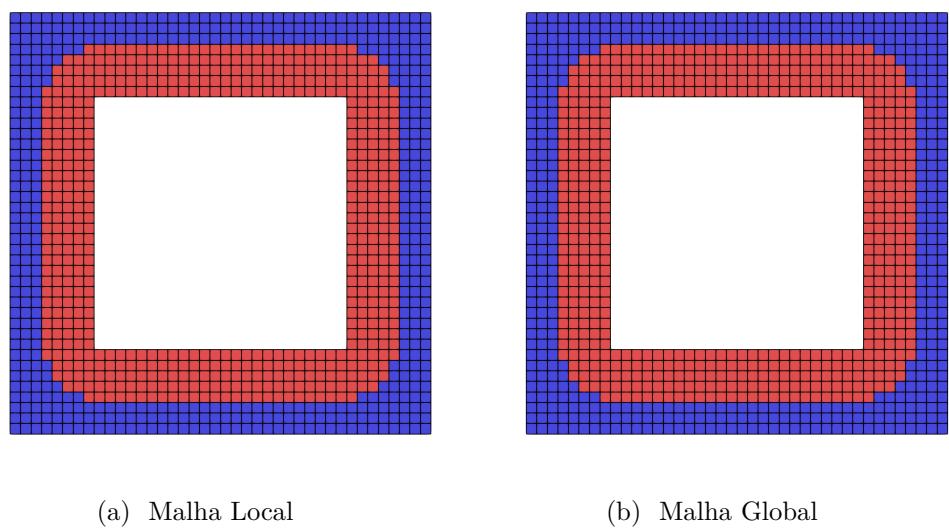


(a) Malha Local

(b) Malha Global

Fonte: Elaborada pela autora

Figura 5.5 – Cavidade 2D: Zona de sobreposição



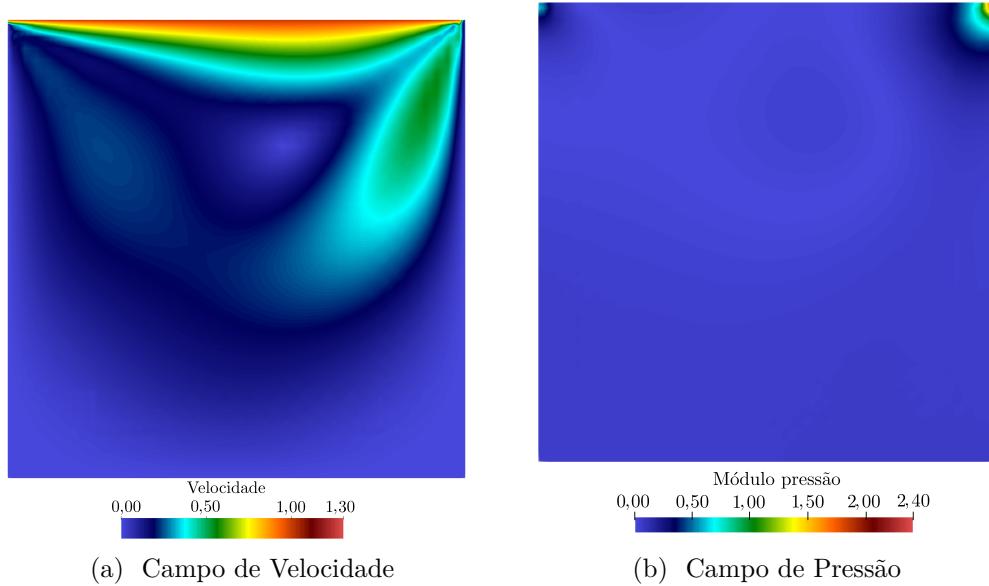
(a) Malha Local

(b) Malha Global

Fonte: Elaborada pela autora

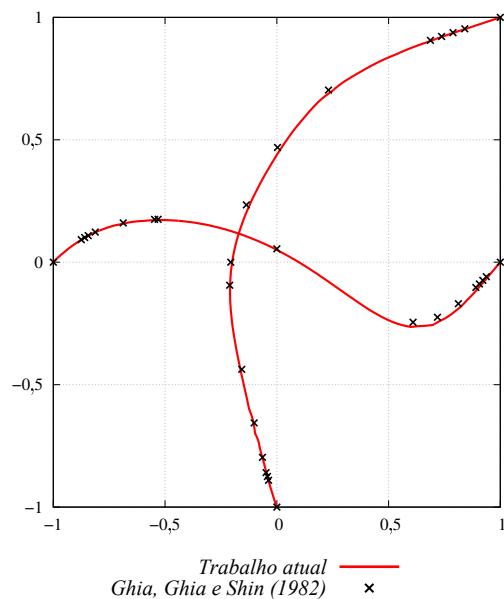
Os campos de velocidade e pressão obtidos são apresentados nas Figura 5.7a e Figura 5.7b. Os perfis de velocidade adimensionalizados ($\mathbf{u}/\mathbf{u}_\infty$) horizontal e vertical ao longo de duas linhas centrais nas direções y_1 e y_2 da cavidade são apresentados na Figura 5.7 e comparados com os resultados de ??).

Figura 5.6 – Cavidade 2D: Solução do problema de Navier Stokes para $Re = 100$



Fonte: Elaborada pela autora

Figura 5.7 – Cavidade 2D: Perfis de velocidade



Fonte: Elaborada pela autora

Por enquanto vamos deixar assim, mas acho que devemos incluir mais exemplos aqui... Pelo menos exemplos que eu rodei. Na verdade, o importante seria colocar exemplos que apresentaram problema de convergência.

TÉCNICA DE DECOMPOSIÇÃO DE DOMÍNIOS ATRAVÉS DO MÉTODO ARLEQUIN ESTABILIZADO - RBSAM

Com intuito de superar as dificuldades encontradas com a técnica de partição de domínios apresentada no Capítulo 5, considera-se o método Arlequin, que permite também levar em conta efeitos localizados através do uso de um modelo local mais refinado superposto a um modelo global com discretização mais grosseira. No método Arlequin, o acoplamento entre os modelos é realizado através da sobreposição e colagem entre dos modelos em uma região denominada zona de colagem através de multiplicadores de Lagrange.

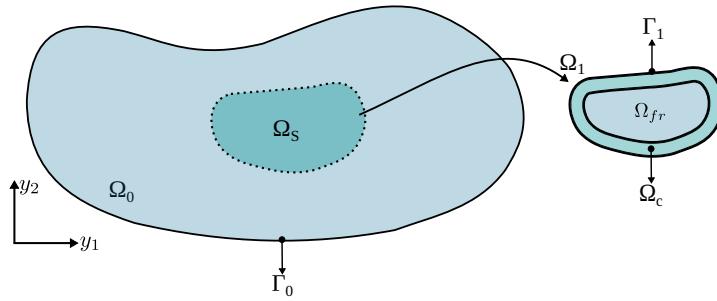
A primeira parte deste capítulo descreve o método clássico de Arlequin, introduzido por ??). Em seguida, é apresentada a forma estabilizada do método (RBSAM) proposta por ??) no contexto de escoamentos incompressíveis, seguida da extensão dessa metodologia para problemas com contornos móveis. Por fim são apresentados o algoritmo implementado e exemplos de validação

6.1 Método Arlequin

O método Arlequin foi introduzido por ??), e é baseado em três principais ideias (ver Figura 6.1) ??):

- Um domínio local Ω_1 é sobreposto em um domínio global Ω_0 em uma zona de interesse de modo a representar efeitos localizados;
- Os modelos são colados um ao outro em uma subzona da zona de superposição (Ω_s), chamada de zona de colagem (Ω_c), através de um operador de acoplamento conveniente;
- Garante-se a distribuição da energia entre os modelos através do emprego de uma função ponderadora, definida a partir da partição da unidade;

Figura 6.1 – Domínio local e global



Fonte: Elaborada pela autora

Dessa forma, o domínio computacional do problema é definido por:

$$\Omega = \Omega_0 + \Omega_1, \quad (6.1)$$

e a zona de superposição Ω_s é definida da seguinte forma:

$$\Omega_s = \Omega_0 \cap \Omega_1, \quad (6.2)$$

$$\Omega_s = \Omega_c \cup \Omega_{fr}, \quad (6.3)$$

$$\Omega_s > 0, \quad (6.4)$$

sendo Ω_{fr} a chamada zona livre.

Umas das formas mais comuns de se realizar o acoplamento entre domínios é através de campos de multiplicadores de Lagrange. Uma forma generalizada de representar os operadores de acoplamento, conforme ??), é:

$$(\boldsymbol{\lambda}, \Delta \mathbf{u}) = \int_{\Omega_c} k_0 [\boldsymbol{\lambda} \cdot \Delta \mathbf{u}] + k_1 [\boldsymbol{\varepsilon}(\boldsymbol{\lambda}) : \boldsymbol{\varepsilon}(\Delta \mathbf{u})] \, d\Omega_c, \quad (6.5)$$

onde $\boldsymbol{\lambda}$ é o campo de multiplicadores de Lagrange, $\Delta \mathbf{u} = \mathbf{u}_0|_{\Omega_c} - \mathbf{u}_1|_{\Omega_c}$ é a diferença entre os campos acoplados na zona de colagem. k_0 e k_1 são constantes estritamente positivas.

Quando $k_0 > 0$ e $k_1 = 0$ têm-se o operador de acoplamento L^2 . Esse operador estabelece a continuidade de ordem 0 do campo compatibilizado, o que significaria que ele

garante, de forma fraca, a continuidade das variáveis ao longo da zona de colagem. Para valores $k_0 > 0$ e $k_1 > 0$ obtém-se o operador de acoplamento H^1 , estabelecendo continuidade de ordem 1 do campo compatibilizado, garantindo, de forma fraca, a continuidade de uma combinação de variáveis e seu Laplaciano (??).

O sucesso do método depende da escolha apropriada dos parâmetros k_0 e k_1 . Para o acoplamento utilizando L^2 , devido a simplicidade da aplicação da restrição dos campos compatibilizados na zona de colagem, o condicionamento do sistema depende fortemente do valor do parâmetro k_0 , sendo esta uma das razões pela qual a maioria dos trabalhos realizados com o método Arlequin empregam o operador H^1 . A obtenção de parâmetros ótimos para o método pode ser uma tarefa difícil, sendo esse um dos fatores que levaram ??) ao desenvolvimento da técnica RBSAM que será discutida na próxima seção.

A definição do espaço de funções para o multiplicador de Lagrange é muito importante. O método apresenta flexibilidade para usar uma discretização diferente da zona de colagem, entretanto, usualmente se adota um subconjunto do espaço de funções de um dos modelos sobrepostos. A escolha por um modelo ou outro pode conduzir a um maior ou menor acoplamento, sendo a escolha definida em função da aplicação desejada.

Por fim, para que o método não adicione energia ao sistema, é necessário que seja definida uma função ponderadora, denominada (α), que garanta a distribuição da energia do sistema ao longo dos modelos sobrepostos. Em geral, essa função é definida da seguinte forma:

$$\begin{cases} \alpha_0 \in [ka; 1] \text{ em } \Omega, \\ \alpha_0 = 1 \text{ em } \Omega_0 \setminus \Omega_1, \\ \alpha_0 = k_a > 0 \text{ em } \Omega_{fr}, \\ \alpha_0 + \alpha_1 = 1 \text{ em } \Omega, \end{cases} \quad (6.6)$$

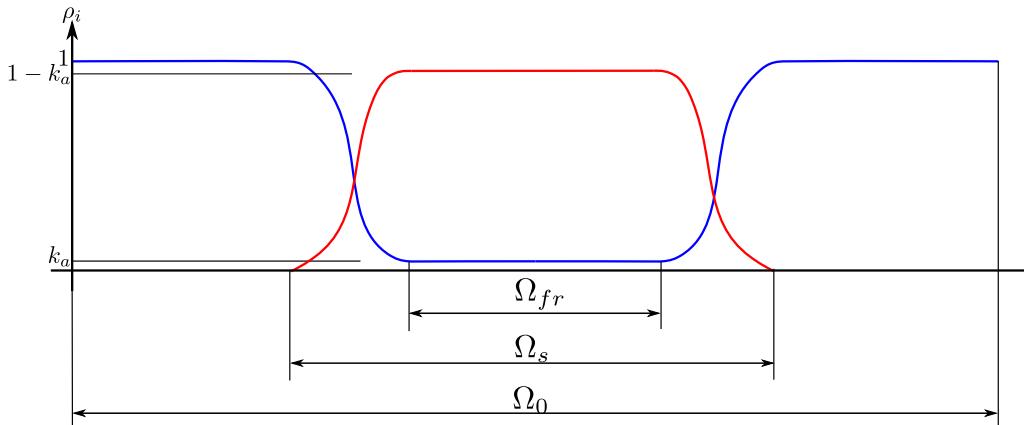
com k_a uma constante arbitrariamente pequena para o método de Arlequin ser relevante (??), conforme pode ser observado na Figura 6.2.

No caso deste trabalho, adotou-se para α_0 e α_1 na zona de colagem funções lineares da distância ao contorno Γ_1 , de modo que:... **Colocar as funções adotadas em função da distância assinalada....**

6.2 Método Arlequin clássico aplicado a problemas de escoamentos incompressíveis

O método Arlequin vem sendo aplicado amplamente em diversos trabalhos da mecânica dos sólidos nas últimas décadas. No que diz respeito a materiais incompressíveis, pode-se citar o trabalho de ??), no qual os autores desenvolvem uma técnica para

Figura 6.2 – Função Ponderadora



Fonte: Elaborada pela autora

análise empregando elementos do tipo Taylor-Hood, que satisfazem a condição LBB. Essa metodologia é testada também para problemas descritos pelas equações de Stokes.

De acordo com os autores ??) a principal dificuldade encontrada para aplicação do método Arlequin no contexto de materiais incompressíveis é que duas restrições devem ser aplicadas concomitantemente: a compatibilização dos campos de interesse na zona de colagem e a condição de incompressibilidade do material nessa mesma região. Os autores apontaram que a imposição da condição de incompressibilidade em ambos os modelos pode gerar problema de redundância, acarretando em um sistema algébrico associado singular.

A solução proposta por ??) trabalho foi a aplicação da condição de incompressibilidade em cada ponto do domínio computacional apenas uma vez. A metodologia consiste então em escolher um dos modelos no qual no qual é removida a condição de incompressibilidade dos elementos total ou parcialmente localizados na zona de colagem (Ω_c). Indiferente do modelo eleito para a remoção da condição de incompressibilidade na zona de colagem, na zona livre, a condição de incompressibilidade é removida do modelo global. Deve-se destacar que, no trabalho citado, existem algumas recomendações com relação a estabilidade da metodologia, como por exemplo, a necessidade de existir pelo menos um elemento global na zona livre. Tal trabalho não explora as possíveis mudanças que acarretariam na estabilidade numérica em caso de sucessivas remoções e inclusões de condição de incompressibilidade no caso de um modelo local móvel.

Por esse motivo, neste trabalho, opta-se pela adoção da formulação estabilizada. Para a construção do método Arlequin é necessário retornar às equações para um monomodelo apresentadas no Cap. 2, as quais representam a forma fraca estabilizada das equações da quantidade de movimento e da continuidade. Entretanto, será usada inicialmente uma descrição Euleriana das equações.

Considerando os espaços de dimensão finita das funções tentativa que descrevem a velocidade (\mathcal{S}_{ui}^h) e a pressão (\mathcal{S}_{pi}^h), bem como seus respectivos espaços de funções testes

\mathcal{V}_{ui}^h e \mathcal{V}_{pi}^h , com $i = 0, 1$ indicando o índice do modelo, definidos como:

$$\mathcal{S}_{ui}^h = \left\{ \mathbf{u}_i^h \mid \mathbf{u}_i^h(\cdot, t) \in (H^{1h}(\Omega_i), \mathbf{u}_i^h = \mathbf{u}_{Di}^h \text{ em } \Gamma_{Di}) \right\} \quad (6.7)$$

$$\mathcal{S}_{pi}^h = \left\{ p_i^h \mid p_i^h(\cdot) \in L^{2h}(\Omega_i) \right\}, \quad (6.8)$$

$$\mathcal{V}_{ui}^h = \left\{ \mathbf{w}_i^h \mid \mathbf{w}_i^h(\cdot) \in H^{1h}(\Omega_i), \mathbf{w}_i^h = \mathbf{0} \text{ em } \Gamma_{Di} \right\}, \quad (6.9)$$

e

$$\mathcal{V}_{pi}^h = \mathcal{S}_{pi}^h. \quad (6.10)$$

Analogamente, os espaços das funções tentativa (\mathcal{M}^h) e teste (\mathcal{Q}^h) para o campo dos multiplicadores de Lagrange ($\boldsymbol{\lambda}$) são definidos como:

$$\mathcal{M}^h = \left\{ \boldsymbol{\lambda}^h \mid \boldsymbol{\lambda}^h(\cdot) \in H^{1h}(\Omega_c) \right\} \quad (6.11)$$

$$\mathcal{Q}^h = \mathcal{M}^h. \quad (6.12)$$

A aplicação do operador de acoplamento L^2 à formulação clássica Arlequin consiste em, dados os espaços tentativa e teste apresentados nas equações anteriores, encontrar $(\mathbf{u}_0^h, p_0^h, \mathbf{u}_1^h, p_1^h, \boldsymbol{\lambda}^h) \in \mathcal{S}_{u0}^h \times \mathcal{S}_{p0}^h \times \mathcal{S}_{u1}^h \times \mathcal{S}_{p1}^h \times \mathcal{M}^h$ de maneira que $\forall \mathbf{w}_0^h \in \mathcal{V}_{u0}^h, q_0^h \in \mathcal{V}_{p0}^h, \mathbf{w}_1^h \in \mathcal{V}_{u1}^h, q_1^h \in \mathcal{V}_{p1}^h$, e $\forall \boldsymbol{\zeta}^h \in \mathcal{Q}^h$:

$$\begin{aligned} & \int_{\Omega_0} \alpha_0 \rho \mathbf{w}_0^h \cdot \frac{\partial \mathbf{u}_0^h}{\partial t} d\Omega_0 + \int_{\Omega_0} \alpha_0 \rho \mathbf{w}_0^h \cdot (\mathbf{u}_0^h \cdot \boldsymbol{\nabla}_y) \mathbf{u}_0^h d\Omega_0 \\ & + \int_{\Omega_0} \alpha_0 \boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{w}_0^h) : \boldsymbol{\sigma}(\mathbf{u}_0^h, p_0^h) d\Omega_0 \\ & + \sum_{e=1}^{n_{el}} \int_{\Omega_e} \tau_{\text{SUPG}} ((\mathbf{u}_0^h \cdot \boldsymbol{\nabla}_y) \mathbf{w}_0^h) \cdot \mathbf{r}_{M0}^h(\mathbf{u}_0^h, p_0^h) d\Omega_0 \end{aligned} \quad (6.13)$$

$$\begin{aligned} & + \sum_{e=1}^{n_{el}} \int_{\Omega_e} \nu_{\text{LSIC}} \boldsymbol{\nabla}_y \cdot \mathbf{w}_0^h r_{C0}^h(\mathbf{u}_0^h) d\Omega_0 + \chi_0 \int_{\Omega_c} \mathbf{w}_0^h \cdot \boldsymbol{\lambda}^h d\Omega_c \\ & = \int_{\Omega_0} \alpha_0 \rho \mathbf{w}_0^h \cdot \mathbf{f}_0^h d\Omega_0 + \int_{\Gamma_{N0}} \alpha_0 \mathbf{w}_0^h \cdot \mathbf{h}_0^h d\Gamma_{N0}, \\ & \int_{\Omega_0} \alpha_0 q_0^h \boldsymbol{\nabla}_y \cdot \mathbf{u}_0^h d\Omega_0 + \sum_{e=1}^{n_{el}} \int_{\Omega_e} \tau_{\text{PSPG}} \left(\frac{\boldsymbol{\nabla}_y q_0^h}{\rho} \right) \cdot \mathbf{r}_{M0}^h(\mathbf{u}_0^h, p_0^h) d\Omega_0, \end{aligned} \quad (6.14)$$

$$\begin{aligned}
& \int_{\Omega_1} \alpha_1 \rho \mathbf{w}_1^h \cdot \frac{\partial \mathbf{u}_1^h}{\partial t} d\Omega_1 + \int_{\Omega_1} \alpha_1 \rho \mathbf{w}_1^h \cdot (\mathbf{u}_1^h \cdot \nabla_y) \mathbf{u}_1^h d\Omega_1 \\
& + \int_{\Omega_1} \alpha_1 \boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{w}_1^h) : \boldsymbol{\sigma}(\mathbf{u}_1^h, p_1^h) d\Omega_1 \\
& + \sum_{e=1}^{n_{\text{el}}} \int_{\Omega_e} \tau_{\text{SUPG}} ((\mathbf{u}_1^h \cdot \nabla_y) \mathbf{w}_1^h) \cdot \mathbf{r}_{\text{M1}}^h (\mathbf{u}_1^h, p_1^h) d\Omega_1 \\
& + \sum_{e=1}^{n_{\text{el}}} \int_{\Omega_e} \nu_{\text{LSIC}} \nabla_y \cdot \mathbf{w}_1^h r_{\text{C1}}^h (\mathbf{u}_1^h) d\Omega_1 + \chi_1 \int_{\Omega_c} \mathbf{w}_1^h \cdot \boldsymbol{\lambda}^h d\Omega_c \\
& = \int_{\Omega_1} \alpha_1 \rho \mathbf{w}_1^h \cdot \mathbf{f}_1^h d\Omega_1 + \int_{\Gamma_{N1}} \alpha_1 \mathbf{w}_1^h \cdot \mathbf{h}_1^h d\Gamma_{N1},
\end{aligned} \tag{6.15}$$

$$\int_{\Omega_1} \alpha_1 q_1^h \nabla_y \cdot \mathbf{u}_1^h d\Omega_1 + \sum_{e=1}^{n_{\text{el}}} \int_{\Omega_e} \tau_{\text{PSPG}} \left(\frac{\nabla_y q_1^h}{\rho} \right) \cdot \mathbf{r}_{\text{M1}}^h (\mathbf{u}_1^h, p_1^h) d\Omega_1 = 0, \tag{6.16}$$

$$\int_{\Omega_c} \boldsymbol{\zeta}^h \cdot (\mathbf{u}_0^h - \mathbf{u}_1^h) d\Omega_c = 0, \tag{6.17}$$

onde \mathbf{r}_{Mi}^h e r_{Ci}^h são os resíduos da equação da quantidade de movimento e da equação da continuidade, com $i = 0, 1$, respectivamente, dados por:

$$\mathbf{r}_{\text{Mi}}^h (\mathbf{u}_i^h, p_i^h, \boldsymbol{\lambda}^h) = \alpha_i \rho \left(\frac{\partial \mathbf{u}_i^h}{\partial t} + (\mathbf{u}_i^h \cdot \nabla_y) \mathbf{u}_i^h - \mathbf{f}_i^h \right) - \alpha_i \nabla_y \cdot \boldsymbol{\sigma} (\mathbf{u}_i^h, p_i^h) + \chi_i \boldsymbol{\lambda}^h, \tag{6.18}$$

$$r_{\text{Ci}}^h (\mathbf{u}_i^h) = \alpha_i \nabla_y \cdot \mathbf{u}_i^h, \tag{6.19}$$

com χ_i descrito da maneira que se segue:

$$\chi_i = \begin{cases} (-1)^i & \text{se } \mathbf{y} \in \Omega_c \\ 0 & \text{se } \mathbf{y} \notin \Omega_c. \end{cases}. \tag{6.20}$$

O problema descrito pelas equações 6.13 à 6.17 é à versão clássica do método de Arlequin para o problema de Navier-Stokes estabilizado pela técnica PSPG/SUPG. Matematicamente trata-se de um problema de ponto de sela decorrente de uma formulação mista. Entretanto, desde que a condição LBB seja satisfeita, existe solução para o problema e ela é única.

Em ??) pode-se encontrar uma vasta análise matemática acerca das questões relacionadas com estabilidade, convergência e relevância do método. Os autores relatam, por exemplo, a necessidade de emprego de funções ponderadoras contínuas quando utilizado o operador de acoplamento L^2 , o que não ocorre com o operador H^1 . Além disso, os autores destacam que espaços muito refinados para os multiplicadores de Lagrange podem levar a uma solução não convergente, independente do tipo de operador de acoplamento. Esse problema ocorre devido à forte dependência da discretização do modelo global na solução.

O problema descrito no método Arlequin clássico é análogo a formulação mista em elementos finitos para escoamentos incompressíveis, que limita a escolha das funções aproximadoras para o campo de velocidade e pressão. No caso da mecânica dos fluidos,

conforme apresentado no Cap. 2, uma forma de superar as restrições LBB é o uso de métodos estabilizados como o PSPG. Seguindo essa mesma filosofia, ??) introduzem uma técnica de estabilização consistente que será apresentada na seguinte seção.

6.3 Método Arlequin estabilizado aplicado à problemas de escoamentos incompressíveis

Com intuito de superar a condição LBB para o método Arlequin, ??) desenvolvem uma técnica de estabilização consistente baseada em resíduo. Para isso, introduz-se uma parcela adicional à equação dos campos de multiplicadores de Lagrange, que leva em conta o gradiente de ζ^h e o resíduo da equação da quantidade de movimento:

$$\sum_{e=1}^{n_{\text{el}}} \int_{\Omega_e^c} \frac{\tau_{ARLQ0}}{\rho} \nabla_y \zeta^h : \nabla_y \mathbf{r}_{M0}^h (\mathbf{u}_0^h, p_0^h) d\Omega_c - \sum_{e=1}^{n_{\text{el}}} \int_{\Omega_e^c} \frac{\tau_{ARLQ1}}{\rho} \nabla_y \zeta^h : \nabla_y \mathbf{r}_{M1}^h (\mathbf{u}_1^h, p_1^h) d\Omega_c, \quad (6.21)$$

sendo τ_{ARLQ0} e τ_{ARLQ1} parâmetros de estabilização, respectivamente da malha global e local. A obtenção destes parâmetros será abordada na subseção seguinte.

Dessa forma, pode-se definir a solução do problema de Navier-Stokes para escoamentos incompressíveis utilizando a técnica de Arlequin estabilizada da seguinte forma: Encontrar $(\mathbf{u}_0^h, p_0^h, \mathbf{u}_1^h, p_1^h, \boldsymbol{\lambda}^h) \in \mathcal{S}_{u0}^h \times \mathcal{S}_{p0}^h \times \mathcal{S}_{u1}^h \times \mathcal{S}_{p1}^h \times \mathcal{M}^h$ de maneira que $\forall \mathbf{w}_0^h \in \mathcal{V}_{u0}^h$, $q_0^h \in \mathcal{V}_{p0}^h$, $\mathbf{w}_1^h \in \mathcal{V}_{u1}^h$, $q_1^h \in \mathcal{V}_{p1}^h$, e $\forall \zeta^h \in \mathcal{Q}^h$:

$$\begin{aligned} & \int_{\Omega_0} \alpha_0 \rho \mathbf{w}_0^h \cdot \frac{\partial \mathbf{u}_0^h}{\partial t} d\Omega_0 + \int_{\Omega_0} \alpha_0 \rho \mathbf{w}_0^h \cdot (\mathbf{u}_0^h \cdot \nabla_y) \mathbf{u}_0^h d\Omega_0 \\ & + \int_{\Omega_0} \alpha_0 \boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{w}_0^h) : \boldsymbol{\sigma}(\mathbf{u}_0^h, p_0^h) d\Omega_0 \\ & + \sum_{e=1}^{n_{\text{el}}} \int_{\Omega_e^c} \tau_{SUPG} ((\mathbf{u}_0^h \cdot \nabla_y) \mathbf{w}_0^h) \cdot \mathbf{r}_{M0}^h (\mathbf{u}_0^h, p_0^h) d\Omega_c \\ & + \sum_{e=1}^{n_{\text{el}}} \int_{\Omega_e^c} \nu_{LSIC} \nabla_y \cdot \mathbf{w}_0^h r_{C0}^h (\mathbf{u}_0^h) d\Omega_c + \chi_0 \int_{\Omega_c} \mathbf{w}_0^h \cdot \boldsymbol{\lambda}^h d\Omega_c \\ & = \int_{\Omega_0} \alpha_0 \rho \mathbf{w}_0^h \cdot \mathbf{f}_0^h d\Omega_0 + \int_{\Gamma_{N0}} \alpha_0 \mathbf{w}_0^h \cdot \mathbf{h}_0^h d\Gamma_{N0}, \end{aligned} \quad (6.22)$$

$$\int_{\Omega_0} \alpha_0 q_0^h \nabla_y \cdot \mathbf{u}_0^h d\Omega_0 + \sum_{e=1}^{n_{\text{el}}} \int_{\Omega_e^c} \tau_{PSPG} \left(\frac{\nabla_y q_0^h}{\rho} \right) \cdot \mathbf{r}_{M0}^h (\mathbf{u}_0^h, p_0^h) d\Omega_0, \quad (6.23)$$

$$\begin{aligned}
& \int_{\Omega_1} \alpha_1 \rho \mathbf{w}_1^h \cdot \frac{\partial \mathbf{u}_1^h}{\partial t} d\Omega_1 + \int_{\Omega_1} \alpha_1 \rho \mathbf{w}_1^h \cdot (\mathbf{u}_1^h \cdot \boldsymbol{\nabla}_y) \mathbf{u}_1^h d\Omega_1 \\
& + \int_{\Omega_1} \alpha_1 \boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{w}_1^h) : \boldsymbol{\sigma}(\mathbf{u}_1^h, p_1^h) d\Omega_1 \\
& + \sum_{e=1}^{n_{\text{el}}} \int_{\Omega_e} \tau_{\text{SUPG}} ((\mathbf{u}_1^h \cdot \boldsymbol{\nabla}_y) \mathbf{w}_1^h) \cdot \mathbf{r}_{\text{M1}}^h (\mathbf{u}_1^h, p_1^h) d\Omega_1 \\
& + \sum_{e=1}^{n_{\text{el}}} \int_{\Omega_e} \nu_{\text{LSIC}} \boldsymbol{\nabla}_y \cdot \mathbf{w}_1^h r_{\text{C1}}^h (\mathbf{u}_1^h) d\Omega_1 + \chi_1 \int_{\Omega_c} \mathbf{w}_1^h \cdot \boldsymbol{\lambda}^h d\Omega_c \\
& = \int_{\Omega_1} \alpha_1 \rho \mathbf{w}_1^h \cdot \mathbf{f}_1^h d\Omega_1 + \int_{\Gamma_{N1}} \alpha_1 \mathbf{w}_1^h \cdot \mathbf{h}_1^h d\Gamma_{N1},
\end{aligned} \tag{6.24}$$

$$\int_{\Omega_1} \alpha_1 q_1^h \boldsymbol{\nabla}_y \cdot \mathbf{u}_1^h d\Omega_1 + \sum_{e=1}^{n_{\text{el}}} \int_{\Omega_e} \tau_{\text{PSPG}} \left(\frac{\boldsymbol{\nabla}_y q_1^h}{\rho} \right) \cdot \mathbf{r}_{\text{M1}}^h (\mathbf{u}_1^h, p_1^h) d\Omega_1 = 0, \tag{6.25}$$

$$\begin{aligned}
& \int_{\Omega_c} \boldsymbol{\zeta}^h \cdot (\mathbf{u}_0^h - \mathbf{u}_1^h) d\Omega_c + \sum_{e=1}^{n_{\text{el}}} \int_{\Omega_e} \frac{\tau_{\text{ARLQ0}}}{\rho} \boldsymbol{\nabla}_y \boldsymbol{\zeta}^h : \boldsymbol{\nabla}_y \mathbf{r}_{\text{M0}}^h (\mathbf{u}_0^h, p_0^h) d\Omega_c \\
& - \sum_{e=1}^{n_{\text{el}}} \int_{\Omega_e} \frac{\tau_{\text{ARLQ1}}}{\rho} \boldsymbol{\nabla}_y \boldsymbol{\zeta}^h : \boldsymbol{\nabla}_y \mathbf{r}_{\text{M1}}^h d\Omega_c = 0,
\end{aligned} \tag{6.26}$$

com os resíduos \mathbf{r}_{Mi}^h e r_{Ci}^h escritos conforme as Equação 6.18 e Eq .6.19.

O sistema resultante pode ser reescrito em notação matricial como:

$$\begin{bmatrix} \mathbf{K}_0 & \mathbf{0} & \hat{\mathbf{L}}_0 \\ \mathbf{0} & \mathbf{K}_1 & -\hat{\mathbf{L}}_1 \\ \mathbf{L}_0^T & -\mathbf{L}_1^T & \mathbf{E} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \bar{\mathbf{U}}_0 \\ \bar{\mathbf{U}}_1 \\ \boldsymbol{\Lambda} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{F}_0 \\ \mathbf{F}_1 \\ \mathbf{F}_{\Lambda} \end{bmatrix}. \tag{6.27}$$

Considerando $i = 0, 1$ designando os modelos global e local respectivamente, têm-se a definição dos termos da Equação 6.27 como: \mathbf{K}_i é uma matriz que representa os termos provenientes das matrizes referentes as equações da quantidade de movimento e da continuidade para o modelo i ; $\hat{\mathbf{L}}_i$ matriz que representa os termos de acoplamento do modelo i ; \mathbf{L}_i^T matriz procedente dos termos da equação de restrição e de componentes da estabilização RBSAM do modelo i ; \mathbf{E} apresenta termos oriundos da estabilização RBSAM; $\bar{\mathbf{U}}_i$ representa os vetores nodais dos graus de liberdade respectivos a velocidade e pressão do modelo i ; $\boldsymbol{\Lambda}$ representa os graus de liberdade respectivos aos multiplicadores de Lagrange; \mathbf{F}_i representa os vetores provenientes das equações da quantidade de movimento e da continuidade para o modelo i ; \mathbf{F}_{Λ} representa os termos vetoriais advindos da estabilização RBSAM.

Note que na estabilização Arlequin baseada no resíduo (RBSAM) não existem elementos zeros na diagonal da matriz, diferente do mesmo problema na formulação clássica Arlequin. No trabalho de ??) pode-se encontrar a análise de estabilidade dessa técnica e testes numéricos que avaliam o condicionamento do sistema algébrico e a convergência do método.

O problema de Arlequin não linear apresentado nas equações: Equação 6.22 à 6.26 pode ser reescrito em sua forma semi-discreta residual para $i = 0, 1$, da seguinte maneira:

$$\begin{aligned}
R_{M,i} = & \int_{\Omega_i} \alpha_i \rho \mathbf{w}_i^h \cdot \frac{\partial \mathbf{u}_i^h}{\partial t} d\Omega_i + \int_{\Omega_i} \alpha_i \rho \mathbf{w}_i^h \cdot (\mathbf{u}_i^h \cdot \nabla_y) \mathbf{u}_i^h d\Omega_i \\
& + \int_{\Omega_i} \alpha_i \boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{w}_i^h) : \boldsymbol{\sigma}(\mathbf{u}_i^h, p_i^h) d\Omega_i \\
& + \sum_{e=1}^{n_{el}} \int_{\Omega_e} \tau_{SUPG} ((\mathbf{u}_i^h \cdot \nabla_y) \mathbf{w}_i^h) \cdot \mathbf{r}_{Mi}^h(\mathbf{u}_i^h, p_i^h) d\Omega_i \\
& + \sum_{e=1}^{n_{el}} \int_{\Omega_e} \nu_{LSIC} \nabla_y \cdot \mathbf{w}_i^h r_{Ci}^h(\mathbf{u}_i^h) d\Omega_i + \chi_i \int_{\Omega_c} \mathbf{w}_i^h \cdot \boldsymbol{\lambda}^h d\Omega_c \\
& - \int_{\Omega_i} \alpha_i \rho \mathbf{w}_i^h \cdot \mathbf{f}_i^h d\Omega_i - \int_{\Gamma_i} \alpha_i \mathbf{w}_i^h \cdot \mathbf{h}_i^h d\Gamma_i
\end{aligned} \tag{6.28}$$

$$R_{C,i} = \int_{\Omega_i} \alpha_i q_i^h \nabla_y \cdot \mathbf{u}_i^h d\Omega_i + \sum_{e=1}^{n_{el}} \int_{\Omega_e} \tau_{PSPG} \left(\frac{\nabla_y q_i^h}{\rho} \right) \cdot \mathbf{r}_{Mi}^h(\mathbf{u}_i^h, p_i^h) d\Omega_i, \tag{6.29}$$

$$\begin{aligned}
R_L = & \int_{\Omega_c} \boldsymbol{\zeta}^h \cdot (\mathbf{u}_0^h - \mathbf{u}_1^h) d\Omega_c + \sum_{e=1}^{n_{el}} \int_{\Omega_e} \frac{\tau_{ARLQ0}}{\rho} \nabla_y \boldsymbol{\zeta}^h : \nabla_y \mathbf{r}_{M0}^h(\mathbf{u}_0^h, p_0^h) d\Omega_c \\
& - \sum_{e=1}^{n_{el}} \int_{\Omega_e} \frac{\tau_{ARLQ1}}{\rho} \nabla_y \boldsymbol{\zeta}^h : \nabla_y \mathbf{r}_{M1}^h(\mathbf{u}_1^h, p_1^h) d\Omega_c.
\end{aligned} \tag{6.30}$$

Considerando $\dot{\mathbf{U}}_i$, \mathbf{U}_i , \mathbf{p}_i e $\boldsymbol{\Lambda}$ os vetores nodais dos graus de liberdade respectivos a aceleração, velocidade, pressão e multiplicadores de Lagrange, pode-se escrever o problema semidiscreto da DFC como: Determinar $\dot{\mathbf{U}}_0$, \mathbf{U}_0 , \mathbf{p}_0 , $\dot{\mathbf{U}}_1$, \mathbf{U}_1 , \mathbf{p}_1 e $\boldsymbol{\Lambda}$ de maneira que:

$$R_{M0}(\dot{\mathbf{U}}_0, \mathbf{U}_0, \mathbf{p}_0, \boldsymbol{\Lambda}) = \mathbf{0}, \tag{6.31}$$

$$R_{C0}(\dot{\mathbf{U}}_0, \mathbf{U}_0, \mathbf{p}_0, \boldsymbol{\Lambda}) = \mathbf{0}, \tag{6.32}$$

$$R_{M1}(\dot{\mathbf{U}}_1, \mathbf{U}_1, \mathbf{p}_1, \boldsymbol{\Lambda}) = \mathbf{0}, \tag{6.33}$$

$$R_{C1}(\dot{\mathbf{U}}_1, \mathbf{U}_1, \mathbf{p}_1, \boldsymbol{\Lambda}) = \mathbf{0}, \tag{6.34}$$

$$R_L(\dot{\mathbf{U}}_0, \mathbf{U}_0, \mathbf{p}_0, \dot{\mathbf{U}}_1, \mathbf{U}_1, \mathbf{p}_1, \boldsymbol{\Lambda}) = \mathbf{0}. \tag{6.35}$$

6.3.1 Parâmetro de estabilização para técnica RBSAM

No método Arlequin estabilizado, há ainda a necessidade de definição do parâmetro de estabilização τ_{ARLQ} , o qual deve possuir valor suficiente para estabilizar os campos de multiplicadores de Lagrange sem, no entanto, comprometer a convergência do método.

Para a definição de τ_{ARLQ} toma-se como referência os trabalhos de ?? e ?? nos quais se apresenta uma vasta quantidade de informação a cerca das técnicas para obtenção dos parâmetros de estabilização das equações da DFC (τ_{SUPG} , τ_{PSPG} , ν_{LSIC}).

Para um bom condicionamento do sistema, busca-se que os termos estabilizantes adicionados possuam magnitude próxima aos termos da equação de acoplamento. Assim,

calcula-se τ_{ARLQi} por meio da relação entre normas de vetores que compõem a formulação por elementos finitos, definindo-se um parâmetro para cada um dos modelos por meio de:

$$\tau_{ARLQi} = \left(\frac{1}{(\tau_{A_i})^2} + \frac{1}{(\tau_{B_i})^2} + \frac{1}{(\tau_{C_i})^2} + \frac{1}{(\tau_{D_i})^2} + \frac{1}{(\tau_{E_i})^2} \right)^{-\frac{1}{2}}, \quad (6.36)$$

com $i = 0, 1$ definindo os modelos global e local, respectivamente e:

$$\tau_{A_i} = \left(\frac{1}{(\tau_{A_i^0})^2 + (\tau_{A_i^1})^2} \right)^{-\frac{1}{2}}, \quad (6.37)$$

$$\tau_{B_i} = \left(\frac{1}{(\tau_{B_i^0})^2 + (\tau_{B_i^1})^2} \right)^{-\frac{1}{2}}, \quad (6.38)$$

$$\tau_{C_i} = \left(\frac{1}{(\tau_{C_i^0})^2 + (\tau_{C_i^1})^2} \right)^{-\frac{1}{2}}, \quad (6.39)$$

$$\tau_{D_i} = \left(\frac{1}{(\tau_{D_i^0})^2 + (\tau_{D_i^1})^2} \right)^{-\frac{1}{2}}, \quad (6.40)$$

$$\tau_{E_i} = \left(\frac{1}{(\tau_{E_i^0})^2 + (\tau_{E_i^1})^2} \right)^{-\frac{1}{2}}, \quad (6.41)$$

sendo as variáveis das equações 6.37 a 6.41 as seguintes normas vetoriais:

$$\tau_{A_i^0} = \frac{\|\mathbf{M}_{\lambda_0}\|}{\|\mathbf{t}_i\|}; \quad \tau_{A_i^1} = \frac{\|\mathbf{M}_{\lambda_1}\|}{\|\mathbf{t}_i\|}; \quad (6.42)$$

$$\tau_{B_i^0} = \frac{\|\mathbf{M}_{\lambda_0}\|}{\|\mathbf{j}_i\|}; \quad \tau_{B_i^1} = \frac{\|\mathbf{M}_{\lambda_1}\|}{\|\mathbf{j}_i\|}; \quad (6.43)$$

$$\tau_{C_i^0} = \frac{\|\mathbf{M}_{\lambda_0}\|}{\|\mathbf{k}_i\|}; \quad \tau_{C_i^1} = \frac{\|\mathbf{M}_{\lambda_1}\|}{\|\mathbf{k}_i\|}; \quad (6.44)$$

$$\tau_{D_i^0} = \frac{\|\mathbf{M}_{\lambda_0}\|}{\|\mathbf{p}_i\|}; \quad \tau_{D_i^1} = \frac{\|\mathbf{M}_{\lambda_1}\|}{\|\mathbf{p}_i\|}; \quad (6.45)$$

$$\tau_{E_i^0} = \frac{\|\mathbf{M}_{\lambda_0}\|}{\|\boldsymbol{\Gamma}_i\|}; \quad \tau_{E_i^1} = \frac{\|\mathbf{M}_{\lambda_1}\|}{\|\boldsymbol{\Gamma}_i\|}; \quad (6.46)$$

Por fim, os vetores em questão, são definidos através das seguintes relações:

$$\mathbf{M}_{\lambda_0} = \int_{\Omega_c} N_k \cdot \mathbf{u}_0^h d\Omega_c, \quad (6.47)$$

$$\mathbf{M}_{\lambda_1} = - \int_{\Omega_c} N_k \cdot \mathbf{u}_1^h d\Omega_c, \quad (6.48)$$

$$\mathbf{t}_i = \int_{\Omega_c} \boldsymbol{\nabla}_y N_k : \alpha_i \boldsymbol{\nabla}_y \left((\mathbf{u}_i^h \cdot \boldsymbol{\nabla}_y) \mathbf{u}_i^h \right) d\Omega_c, \quad (6.49)$$

$$\mathbf{j}_i = \int_{\Omega_c} \boldsymbol{\nabla}_y N_k : \alpha_i \boldsymbol{\nabla}_y \left(\frac{\partial \mathbf{u}_i^h}{\partial t} \right) d\Omega_c, \quad (6.50)$$

$$\mathbf{k}_i = \int_{\Omega_c} \boldsymbol{\nabla}_y^2 N_k : \alpha_i 2\mu \boldsymbol{\nabla}_y \cdot \boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{u}_i^h) d\Omega_c, \quad (6.51)$$

$$\mathbf{p}_i = \int_{\Omega_c} \boldsymbol{\nabla}_y N_k : \alpha_i \boldsymbol{\nabla}_y (-\boldsymbol{\nabla}_y p_i^h) d\Omega_c, \quad (6.52)$$

$$\boldsymbol{\Gamma}_i = \int_{\Omega_c} \boldsymbol{\nabla}_y N_k : \boldsymbol{\nabla}_y (\chi(i) \boldsymbol{\lambda}^h) d\Omega_c, \quad (6.53)$$

com k representando o índice dos graus de liberdade do campo de multiplicadores de Lagrange.

6.3.2 Integração Temporal e processo de solução

Quanto ao procedimento de integração temporal, utiliza-se o método α -generalizado conforme a metodologia apresentada na seção 2.4, para a solução do sistema de equações não lineares composto por Equação 6.31 a Equação 6.35, utiliza-se o método de Newton-Raphson. A solução resulta em uma etapa preditiva e outra iterativa corretiva.

Na etapa preditiva, conhecida a solução em um passo de tempo n , prediz-se a solução no passo seguinte ($n + 1$) através das seguintes relações:

$$\dot{\mathbf{U}}_{0(n+1)}^0 = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \dot{\mathbf{U}}_{0(n)}, \quad (6.54)$$

$$\mathbf{U}_{0(n+1)}^0 = \mathbf{U}_{0(n)}, \quad (6.55)$$

$$\mathbf{p}_{0(n+1)}^0 = \mathbf{p}_{0(n)}, \quad (6.56)$$

$$\dot{\mathbf{U}}_{1(n+1)}^0 = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \dot{\mathbf{U}}_{1(n)}, \quad (6.57)$$

$$\mathbf{U}_{1(n+1)}^0 = \mathbf{U}_{1(n)}, \quad (6.58)$$

$$\mathbf{p}_{1(n+1)}^0 = \mathbf{p}_{1(n)}, \quad (6.59)$$

$$\boldsymbol{\Lambda}_{(n+1)}^0 = \boldsymbol{\Lambda}_{(n)}, \quad (6.60)$$

onde o superíndice 0 representa a iteração de número zero, enquanto que os subíndices 0 e 1 representam as variáveis do modelo global e local, respectivamente.

A etapa iterativa corretiva é constituída por três fases. A fase 1 consiste em determinar os valores no instante intermediário para as variáveis nodais na iteração i por meio de:

$$\dot{\mathbf{U}}_{0(n+\alpha_m)}^i = \dot{\mathbf{U}}_{0(n)} + \alpha_m (\dot{\mathbf{U}}_{0(n+1)}^i - \dot{\mathbf{U}}_{0(n)}) , \quad (6.61)$$

$$\mathbf{U}_{0(n+\alpha_f)}^i = \mathbf{U}_{0(n)} + \alpha_f (\mathbf{U}_{0(n+1)}^i - \mathbf{U}_{0(n)}) , \quad (6.62)$$

$$\mathbf{p}_{0(n+1)}^i = \mathbf{p}_{0(n+1)}^i , \quad (6.63)$$

$$\dot{\mathbf{U}}_{1(n+\alpha_m)}^i = \dot{\mathbf{U}}_{1(n)} + \alpha_m (\dot{\mathbf{U}}_{1(n+1)}^i - \dot{\mathbf{U}}_{1(n)}) , \quad (6.64)$$

$$\mathbf{U}_{1(n+\alpha_f)}^i = \mathbf{U}_{1(n)} + \alpha_f (\mathbf{U}_{1(n+1)}^i - \mathbf{U}_{1(n)}) , \quad (6.65)$$

$$\mathbf{p}_{1(n+1)}^i = \mathbf{p}_{1(n+1)}^i , \quad (6.66)$$

$$\boldsymbol{\Lambda}_{(n+1)}^i = \boldsymbol{\Lambda}_{(n+1)}^i . \quad (6.67)$$

Na fase 2, com os valores intermediários das variáveis nodais resolve-se o sistema resultante da linearização das equações Equação 6.31 à Equação 6.35 com respeito às variáveis de interesse $\dot{\mathbf{U}}_{0(n+1)}$, $\mathbf{p}_{0(n+1)}$, $\dot{\mathbf{U}}_{1(n+1)}$, $\mathbf{p}_{1(n+1)}$ e $\boldsymbol{\Lambda}_{(n+1)}$, calculando-se uma correção para essas variáveis:

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial R_{M0}}{\partial \dot{\mathbf{U}}_{0(n+1)}^i} & \frac{\partial R_{M0}}{\partial \mathbf{p}_{0(n+1)}^i} & \mathbf{0} & \mathbf{0} & \frac{\partial R_{M0}}{\partial \boldsymbol{\Lambda}_{(n+1)}^i} \\ \frac{\partial R_{C0}}{\partial \dot{\mathbf{U}}_{0(n+1)}^i} & \frac{\partial R_{C0}}{\partial \mathbf{p}_{0(n+1)}^i} & \mathbf{0} & \mathbf{0} & \frac{\partial R_{C0}}{\partial \boldsymbol{\Lambda}_{(n+1)}^i} \\ \mathbf{0} & \mathbf{0} & \frac{\partial R_{M1}}{\partial \dot{\mathbf{U}}_{1(n+1)}^i} & \frac{\partial R_{M1}}{\partial \mathbf{p}_{1(n+1)}^i} & \frac{\partial R_{M1}}{\partial \boldsymbol{\Lambda}_{(n+1)}^i} \\ \mathbf{0} & \mathbf{0} & \frac{\partial R_{C1}}{\partial \dot{\mathbf{U}}_{1(n+1)}^i} & \frac{\partial R_{C1}}{\partial \mathbf{p}_{1(n+1)}^i} & \frac{\partial R_{C1}}{\partial \boldsymbol{\Lambda}_{(n+1)}^i} \\ \frac{\partial R_L}{\partial \dot{\mathbf{U}}_{0(n+1)}^i} & \frac{\partial R_L}{\partial \mathbf{p}_{0(n+1)}^i} & \frac{\partial R_L}{\partial \dot{\mathbf{U}}_{1(n+1)}^i} & \frac{\partial R_L}{\partial \mathbf{p}_{1(n+1)}^i} & \frac{\partial R_L}{\partial \boldsymbol{\Lambda}_{(n+1)}^i} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Delta \dot{\mathbf{U}}_{0(n+1)}^i \\ \Delta \mathbf{p}_{0(n+1)}^i \\ \Delta \dot{\mathbf{U}}_{1(n+1)}^i \\ \Delta \mathbf{p}_{1(n+1)}^i \\ \Delta \boldsymbol{\Lambda}_{(n+1)}^i \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -R_{M0} \\ -R_{C0} \\ -R_{M1} \\ -R_{C1} \\ -R_L \end{bmatrix} \quad (6.68)$$

Atualiza-se então, na fase 3, as variáveis incógnitas por meio de:

$$\dot{\mathbf{U}}_{0(n+1)}^{i+1} = \dot{\mathbf{U}}_{0(n+1)}^i + \Delta \dot{\mathbf{U}}_{0(n+1)}^i , \quad (6.69)$$

$$\mathbf{U}_{0(n+1)}^{i+1} = \mathbf{U}_{0(n+1)}^i + \gamma \Delta t \Delta \mathbf{U}_{0(n+1)}^i , \quad (6.70)$$

$$\mathbf{p}_{0(n+1)}^{i+1} = \mathbf{p}_{0(n+1)}^i + \Delta \mathbf{p}_{0(n+1)}^i , \quad (6.71)$$

$$\dot{\mathbf{U}}_{1(n+1)}^{i+1} = \dot{\mathbf{U}}_{1(n+1)}^i + \Delta \dot{\mathbf{U}}_{1(n+1)}^i , \quad (6.72)$$

$$\mathbf{U}_{1(n+1)}^{i+1} = \mathbf{U}_{1(n+1)}^i + \gamma \Delta t \Delta \mathbf{U}_{1(n+1)}^i , \quad (6.73)$$

$$\mathbf{p}_{1(n+1)}^{i+1} = \mathbf{p}_{1(n+1)}^i + \Delta \mathbf{p}_{1(n+1)}^i , \quad (6.74)$$

$$\boldsymbol{\Lambda}_{1(n+1)}^{i+1} = \boldsymbol{\Lambda}_{1(n+1)}^i + \Delta \boldsymbol{\Lambda}_{1(n+1)}^i . \quad (6.75)$$

Na utilização do método α -generalizado as integrais das equações são avaliadas no instante $t = t_{n+\alpha_f}$. As relações entre velocidade, aceleração, e os parâmetros utilizados pelo método podem ser consultados na seção 2.4.

6.4 Superposição de modelos móveis

As equações Equação 6.22 à Equação 6.26 resolvem problemas de escoamentos incompressíveis em uma discretização Euleriana. Entretanto, tem-se como objetivo a

movimentação do domínio local do fluido (ver Figura 6.3) para acomodar a movimentação da estrutura nos problemas de IFE, ou para representar o deslocamento de um objeto imerso no escoamento. Nota-se que o modelo global mantém sua geometria inalterada na mudança de passo de tempo, enquanto que o modelo local é movimentado para representar uma nova localização de um objeto imerso. Vale ressaltar que o contorno do domínio do modelo local (Γ_1) é conhecido em t_n e em t_{n+1} , e que a zona de superposição Ω_s é definida em diferentes posições em cada instante.. Assim, faz-se uso de uma descrição Lagrangiana-Euleriana Arbitrária (ALE) no modelo local (Ω_1) enquanto que o domínio global (Ω_0) mantém-se fixo e com descrição Euleriana.

Para análise de domínios móveis do tipo Euleriano-ALE, a Equação 6.24 é reescrita, levando-se em consideração as definições apresentadas na seção 2.2, resultando em:

$$\begin{aligned} & \int_{\Omega_1} \alpha_1 \rho \mathbf{w}_1^h \cdot \frac{\partial \mathbf{u}_1^h}{\partial t} \Big|_{\bar{\mathbf{x}}} d\Omega_1 + \int_{\Omega_1} \alpha_1 \rho \mathbf{w}_1^h \cdot ((\mathbf{u}_1^h - \bar{\mathbf{u}}_1^h) \cdot \nabla_y \mathbf{u}_1^h) d\Omega_1 \\ & + \int_{\Omega_1} \alpha_1 \boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{w}_1^h) : \boldsymbol{\sigma}(\mathbf{u}_1^h, p_1^h) d\Omega_1 \\ & + \sum_{e=1}^{n_{el}} \int_{\Omega_e} \tau_{SUPG} ((\mathbf{u}_1^h - \bar{\mathbf{u}}_1^h) \cdot \nabla_y \mathbf{w}_1^h) \cdot \mathbf{r}_{M1}^h(\mathbf{u}_1^h, p_1^h) d\Omega_1 \\ & + \sum_{e=1}^{n_{el}} \int_{\Omega_e} \nu_{LSIC} \nabla_y \cdot \mathbf{w}_1^h r_{C1}^h(\mathbf{u}_1^h) d\Omega_1 \\ & + \chi_1 \int_{\Omega_c} \mathbf{w}_1^h \cdot \boldsymbol{\lambda}^h d\Omega_c = \int_{\Omega_1} \alpha_1 \rho \mathbf{w}_1^h \cdot \mathbf{f}_1^h d\Omega_1 + \int_{\Gamma_{N1}} \alpha_1 \mathbf{w}_1^h \cdot \mathbf{h}_1^h d\Gamma_{N1}, \end{aligned} \quad (6.76)$$

enquanto o resíduo apresentado na Equação 6.18 passa a ser escrito para $i = 1$, como:

$$\mathbf{r}_{M1}^h(\mathbf{u}_1^h, p_1^h, \boldsymbol{\lambda}^h) = \alpha_1 \rho \left(\frac{\partial \mathbf{u}_1^h}{\partial t} \Big|_{\bar{\mathbf{x}}} + (\mathbf{u}_1^h - \bar{\mathbf{u}}_1^h) \cdot \nabla_y \mathbf{u}_1^h - \mathbf{f}_1^h \right) - \alpha_1 \nabla_y \cdot \boldsymbol{\sigma}(\mathbf{u}_1^h, p_1^h) + \chi_1 \boldsymbol{\lambda}^h. \quad (6.77)$$

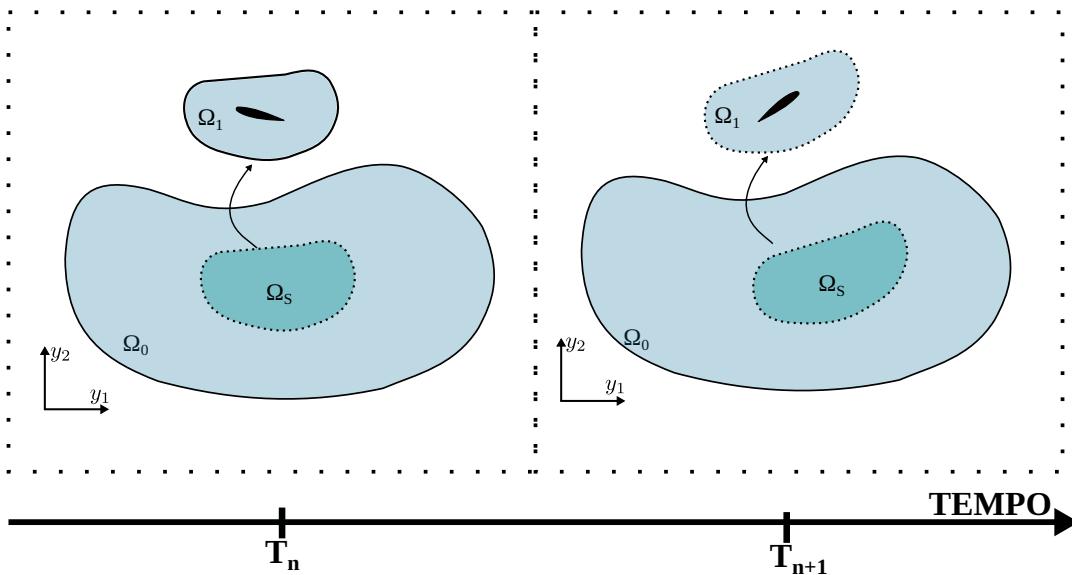
Além da consideração da descrição ALE para o modelo local, deve-se ressaltar que a função ponderadora α_i passa a ser uma variável temporal, ou seja, $\alpha_i(t)$, visto que a zona de superposição Ω_s é definida em diferentes posições em cada instante de tempo. Dessa forma, a integração temporal utilizando-se o método α -generalizado deve considerar essa variação através da seguinte interpolação para o instante intermediário:

$$\alpha_{i(n+\alpha_f)} = \alpha_{i(n)} + \alpha_f (\alpha_{i(n+1)} - \alpha_{i(n)}). \quad (6.78)$$

A solução de modelos móveis requer a utilização de uma técnica adequada para movimentação da malha local. A técnica utilizada nesse trabalho toma como base o método MJBS (Mesh-Jacobian Based Stiffening) introduzido por ??) e será abordada na subseção 7.3.2. **Não é melhor você colocar que está utilizando a versão da técnica desenvolvida no seu artigo? Afinal, é um caso particular ela.**

O campo dos multiplicadores de Lagrange, neste estudo, é definido do espaço de funções da malha local. Tal escolha ocorre pelo fato de que, mesmo em problemas em que se

Figura 6.3 – Domínio Arlequin móvel



Fonte: Elaborada pela autora

tenham grandes deslocamentos, a quantidade de elementos locais da zona de superposição permanece inalterada, fazendo com que o sistema algébrico mantenha-se com dimensão constante ao longo do tempo, diminuindo assim, o custo computacional.

6.5 Implementação Computacional

A implementação desse método envolve a realização de algumas etapas adicionais no início de cada iteração, sendo essas: 1. Determinação de distâncias assinaladas; 2. Determinação da zona de colagem; 3. Determinação da função ponderadora; 4. Encontro de correspondência dos pontos de quadratura do modelo local no modelo global.

A etapa 1 consiste em determinar a distância assinalada com relação ao contorno Γ_1 de todos os pontos (nós para malha de elementos finitos ou pontos de controle para malha isogeométrica) que compõe cada um dos modelos. Na etapa 2, a partir da distância assinalada, são definidos os elementos locais que fazem parte da zona de colagem em função da espessura adotada para essa região, previamente indicada pelo usuário. A função ponderadora para os modelos (etapa 3) é determinada em função da função distância assinalada e da espessura da zona de colagem de acordo com ?? Colocar equação.

Uma das maiores dificuldades da técnica Arlequin diz respeito à integração numérica do operador de acoplamento por demandar integral de funções definidas em modelos distintos. Neste estudo, a integração numérica é definida sobre a malha local, desta forma, durante o pré-processamento de cada iteração para solução do sistema, realiza-se um processo de busca de correspondência (etapa 4) na malha global para cada ponto de

integração da malha local, determinando-se o vetor de coordenadas locais e o elemento da malha global correspondente a cada ponto de integração da malha local na zona de colagem.

É importante notar que, antes das etapas 1 a 4, é necessário que a malha local tenha sido atualizada, o que é feito ao final de cada iteração.

O Algoritmo que descreve a implementação computacional é apresentado no Alg. 4. A implementação computacional e resolução do sistema de equações resultantes ocorreu de forma análoga ao monomodelo descrito na seção 2.5. O índice i apresentado diz respeito à iteração de Newton-Raphson.

Algoritmo 4 Algoritmo para problemas móveis da DFC utilizando técnica ARLEQUIN RBSAM

- 1: **para** o passo de tempo 0 até T **faca**
- 2: *i* = 0; **defina i**
- 3: Predição da solução: aplicação da Equação 6.54, Equação 6.55, Equação 6.56, Equação 6.57, Equação 6.58, Equação 6.59 e Equação 6.60;
- 4: **enquanto** ($\epsilon <$ tolerância) **faca**
- 5: *i*++;
- 6: Cálculo da distância assinalada dos nós e pontos de controle ao contorno Γ_1 ;
- 7: Determinação da zona de colagem Ω_c ;
- 8: Definição da função de ponderadora de acordo com Equação 6.6;
- 9: Busca pela correspondência entre os pontos de integração da malha local na malha global;
- 10: Interpolação das variáveis do problema: aplicação da Equação 6.61, Equação 6.62, Equação 6.63, Equação 6.64, Equação 6.65, Equação 6.66 e Equação 6.67;
- 11: Cálculo da correção das variáveis do problema: Resolução do sistema apresentado na Equação 6.68;
- 12: Atualização da solução: cálculo de acordo com (6.69), Equação 6.70, Equação 6.71, Equação 6.72, Equação 6.73, Equação 6.74 e Equação 6.75;
- 13: Cálculo do erro:

$$\epsilon = \|R_{M0}^i + R_{M1}^i\|_{L^2}; \quad (6.79)$$

- 14: Movimentação da malha;
 - 15: **fim enquanto**
 - 16: **fim para**
-

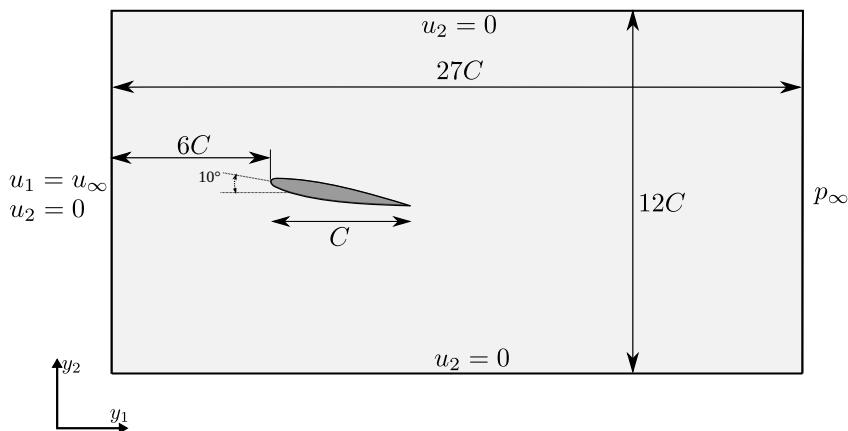
6.6 Exemplos

Para a verificação da implementação do método Arlequin estabilizado, dois exemplos amplamente explorados nas bibliografias são simulados. O primeiro exemplo, trata-se de escoamento sobre um aerofólio NACA 0012 fixo, enquanto o segundo, com intuito de verificar o método aplicado a problemas com contornos móveis, trata do mesmo aerofólio NACA 0012, porém com um movimento de arfagem prescrito.

6.6.1 Escoamento sobre aerofólio NACA 0012 fixo

Considera-se um aerofólio NACA 0012 com corda de comprimento adimensional unitário e ângulo de ataque de 10° , submetido a um escoamento incompressível viscoso com Reynolds (Re) 1000 calculado a partir da dimensão do aerofólio e da velocidade de entrada do escoamento. Foram utilizados ainda como parâmetros de análise: $u_\infty = 1,0$, $\rho = 1,0$, $\Delta t = 0,02$, e $\rho_\infty = 0,75$. O domínio do problema é apresentado na Figura 6.4, onde são indicadas as dimensões em termos do comprimento da corda do aerofólio. Na face esquerda o fluido entra com velocidade u_∞ na direção y_1 . Os contornos superior e inferior possuem condição de contorno de parede lisa, enquanto a face da direita considera-se força de superfície nula ($p_\infty = 0$).

Figura 6.4 – Aerofólio: Geometria



Fonte: Elaborada pela autora

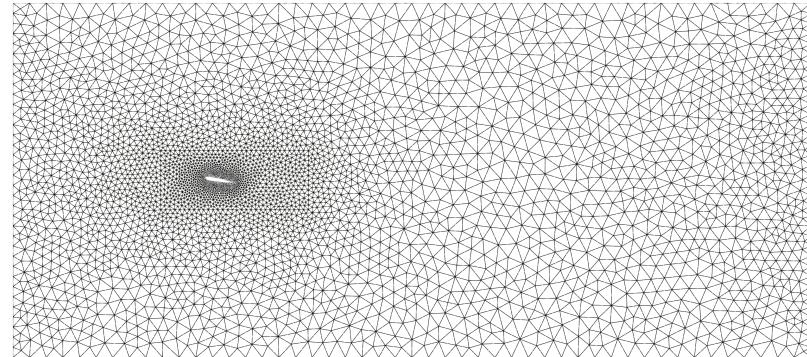
Para fins de comparação, simula-se inicialmente o problema com uma malha única de elementos finitos, denominada aqui monomodelo. O monomodelo é discretizado com 9240 elementos triangulares quadráticos e 18792 nós (Figura 6.5).

Para o método Arlequin, utiliza-se uma discretização global isogeométrica (IGA) e uma malha local, mais refinada, em elementos finitos (MEF), como apresentado na Figura 6.7a com detalhe da discretização local na Fig. 6.7b. A malha global isogeométrica é constituída por 9 *patches*, totalizando 15561 pontos de controle e 14025 células. A discretização em cada *patch* pode ser visualizada na Tabela 6.1. A malha local por sua vez é composta por 5214 elementos triangulares quadráticos e 10670 nós.

Na Figura 6.7b pode-se observar em vermelho os elementos que fazem parte da zona de colagem. A espessura da zona de colagem foi definida como 0,2, compreendendo 628 elementos triangulares quadráticos e 1428 nós. A constante do operador de acoplamento L^2 foi definida como $k_0 = 10$.

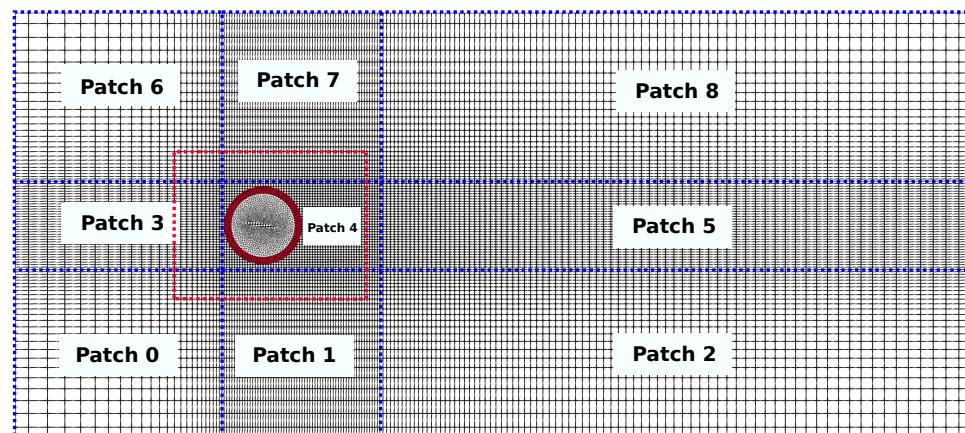
Nesse problema, observa-se o surgimento de uma esteira de vórtices a jusante do aerofólio, que resulta em um número de Strouhal (St) equivalente a 0,877. Esse valor

Figura 6.5 – Aerofólio: Malha Monomodelo (MEF)

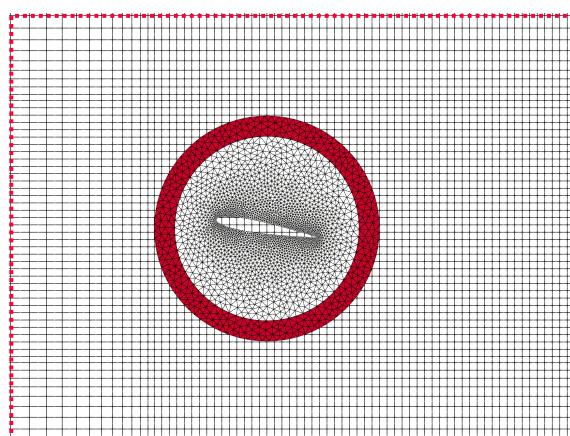


Fonte: Elaborada pela autora

Figura 6.6 – Aerofólio: Discretização das malhas global e local



(a) Discretização da malha global (IGA) e local (MEF)



(b) Discretização da malha local

Fonte: Elaborada pela autora

Tabela 6.1 – Aerofólio: Número de pontos de controle por *patch*

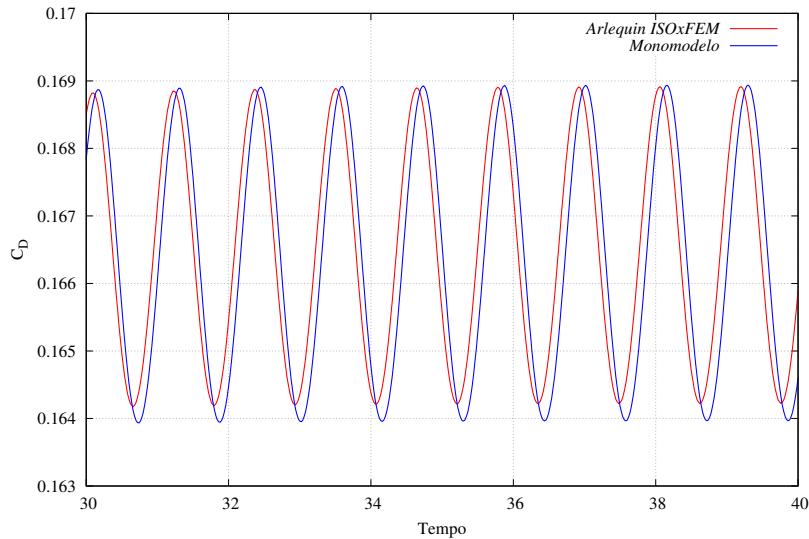
<i>Patch</i>	ξ	η
0	27	27
1	62	27
2	82	27
3	27	37
4	62	37
5	82	37
6	27	27
7	62	27
8	82	27

Fonte: Elaborada pelo autor.

encontra-se em concordância com o obtido por ??) de 0,862.

Nas Figura 6.7 e Figura 6.8 apresentam-se os resultados de coeficiente de arrasto e sustentação obtidos para as análises realizadas. Pode-se observar que os resultados obtidos com o modelo baseado no método Arlequin estabilizado estão de acordo com os obtidos para o modelo usando monomodelo.

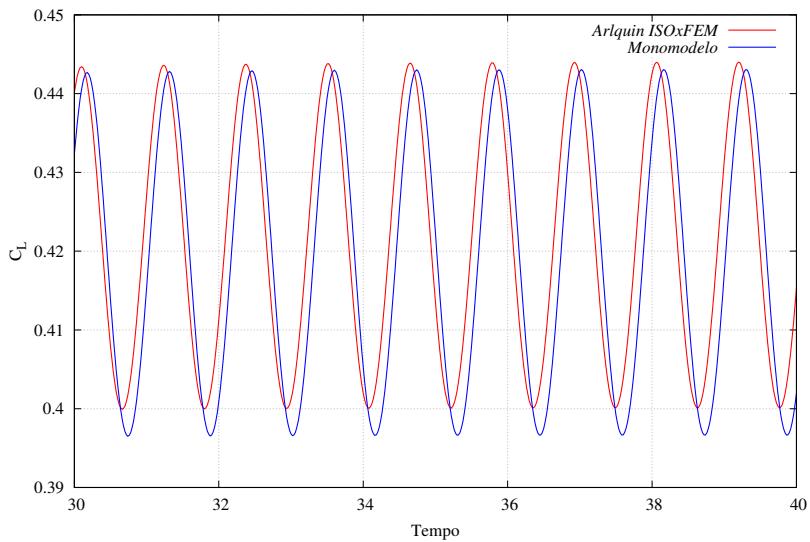
Figura 6.7 – Aerofólio: Coeficiente de Arrasto



Fonte: Elaborada pela autora

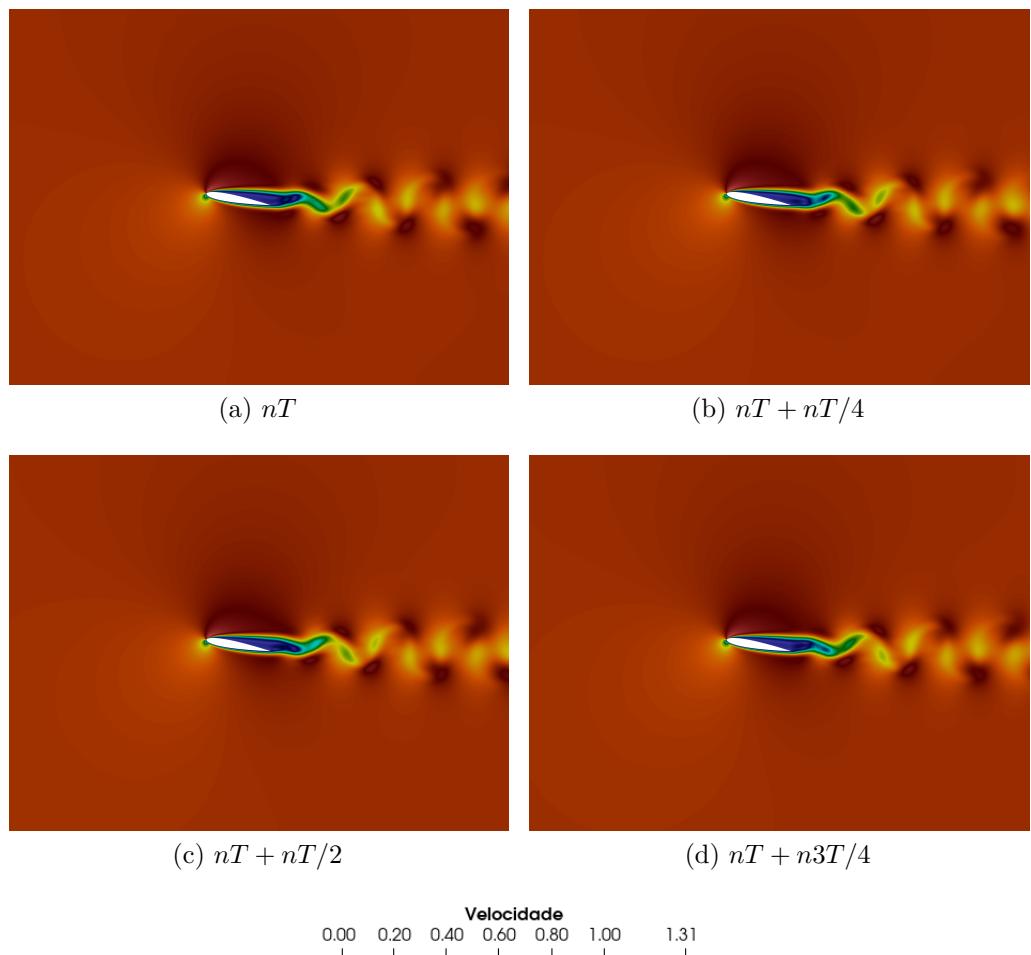
Nas Figuras 6.9 e 6.10 estão apresentados os campos de velocidade e pressão respectivamente para o período de um ciclo.

Figura 6.8 – Aerofólio: Coeficiente de Arrasto



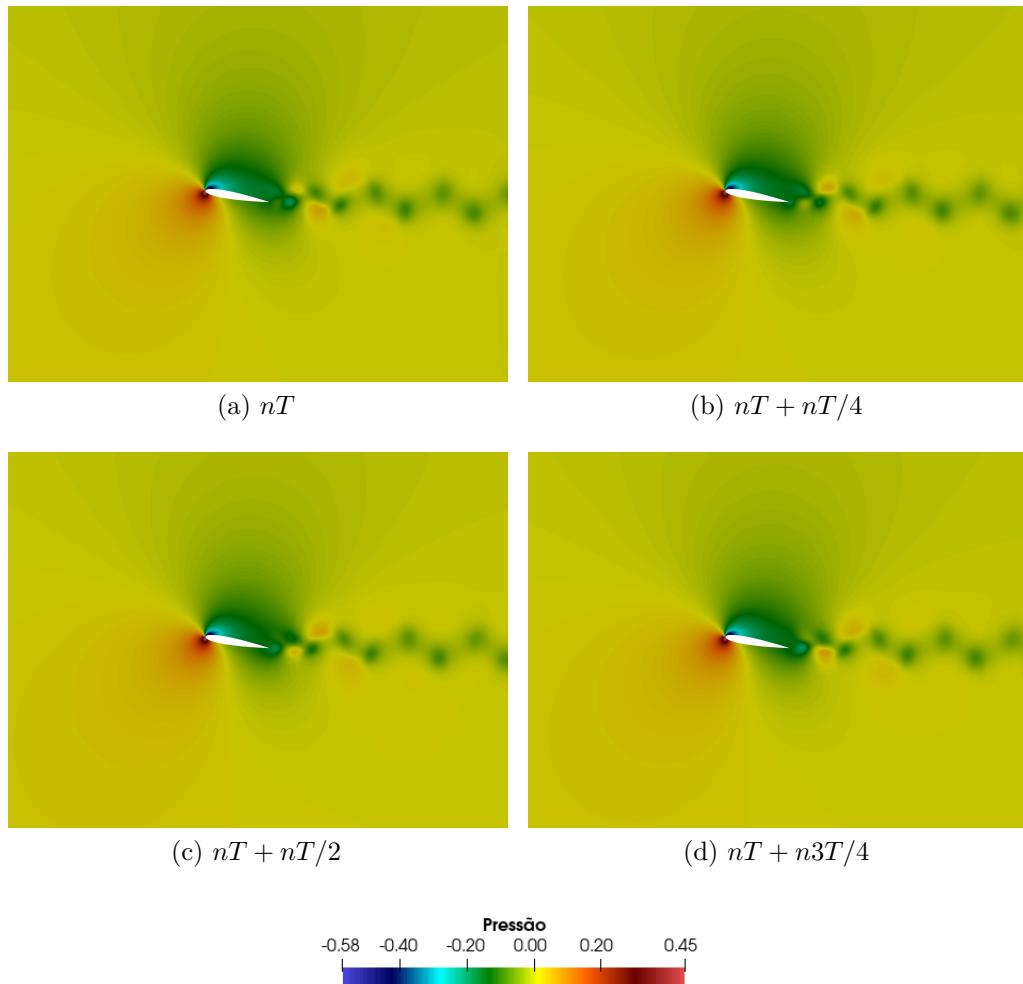
Fonte: Elaborada pela autora

Figura 6.9 – Aerofólio: Campo de velocidade



Fonte: Elaborada pela autora

Figura 6.10 – Aerofólio: Campo de pressão



Fonte: Elaborada pela autora

6.6.2 Aerofólio com movimento de arfagem prescrito

Para a verificação computacional da técnica Arlequin estabilizada aplicada a problemas com contornos móveis considera-se o mesmo aerofólioda subseção 6.6.1, porém agora com um movimento de arfagem oscilatório. O aerofólio apresenta variação do ângulo de ataque em 20° , iniciando o movimento em 10° e finalizando-o em 30° .

Para descrever-se tal movimento aplica-se o movimento de rotação de corpo rígido sobre o ponto médio da corda, de acordo com a relação:

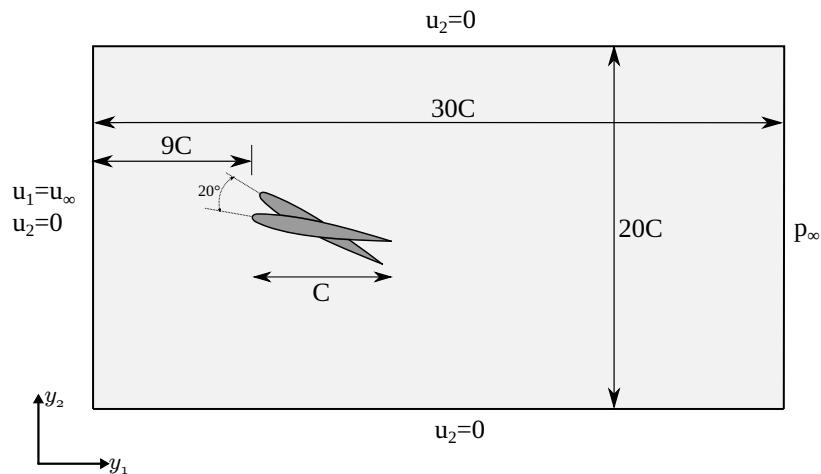
$$\theta = \frac{\theta_{max} + \theta_{min}}{2} - \frac{\theta_{max} - \theta_{min}}{2} \cos \omega_f t, \quad (6.80)$$

com $\omega_f = 2\pi f_o$, sendo f_o a frequência de oscilação, adotada nesse estudo como 1.0, $\theta_{max} = 30^\circ$ e $\theta_{min} = 10^\circ$.

As dimensões da geometria do domínio computacional são alteradas (ver Figura 6.11) para capturar os efeitos dos desprendimentos de vórtices, que para esse problema, ocorrem

em uma faixa mais ampla. Os demais parâmetros de análise foram mantidos iguais aos apresentados no exemplo da subseção 6.6.1.

Figura 6.11 – Aerofólio Mov.: Geometria



Fonte: Elaborada pela autora

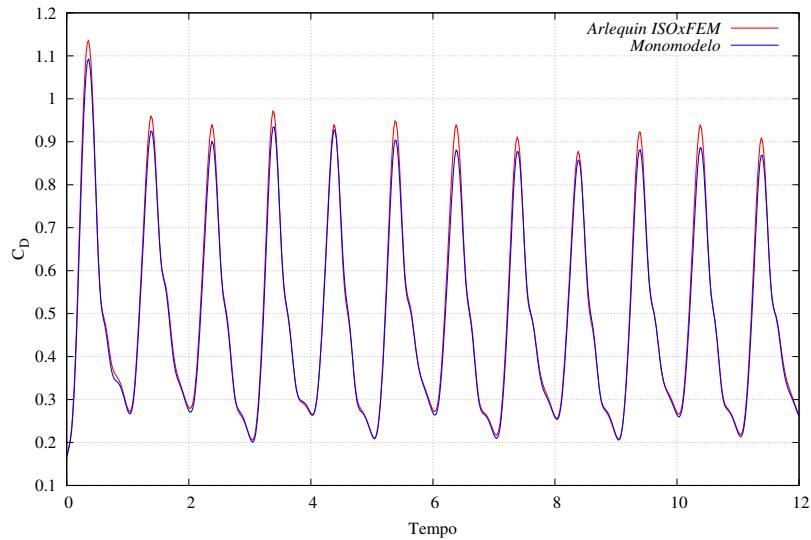
Novamente são analisadas 2 discretizações: 1. Monomodelo; 2. Combinação de duas malhas através do método Arlequin estabilizado. O monomodelo emprega uma malha com 12438 elementos triangulares quadráticos e 25188 elementos. **Um desses deve ser o número de nós. Corrija..** As discretizações global e local para o método Arlequin são as mesmas do problema da subseção 6.6.1, incluindo a quantidade de elementos na zona de colagem.

É importante ressaltar que, para iniciar a simulação desse exemplo, utilizou-se como campo inicial de velocidade e pressão, valores obtidos em uma solução de longo termo do aerofólio na condição de repouso.

A variação dos coeficientes de arrasto e sustentação ao longo do tempo são apresentados nas Figura 6.12 e Figura 6.13. Nota-se nas imagens que o monomodelo e o modelo Arlequin estão consistentes em suas respostas. Soluções semelhantes podem ser observados no trabalho de ??).

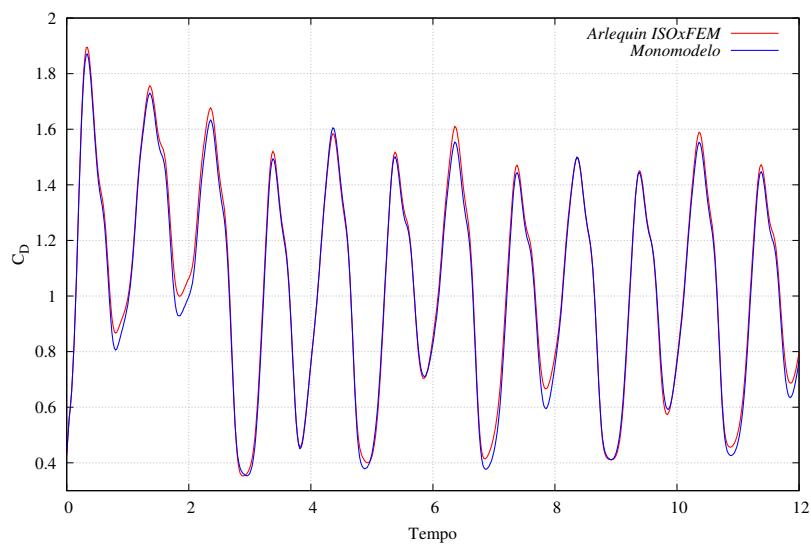
Nas Figura 6.14 e 6.15 são apresentados os campos de velocidade e pressão em diferentes instantes dentro de um ciclo do movimento oscilatório prescrito.

Figura 6.12 – Aerofólio Mov.: Coeficiente de Arrasto



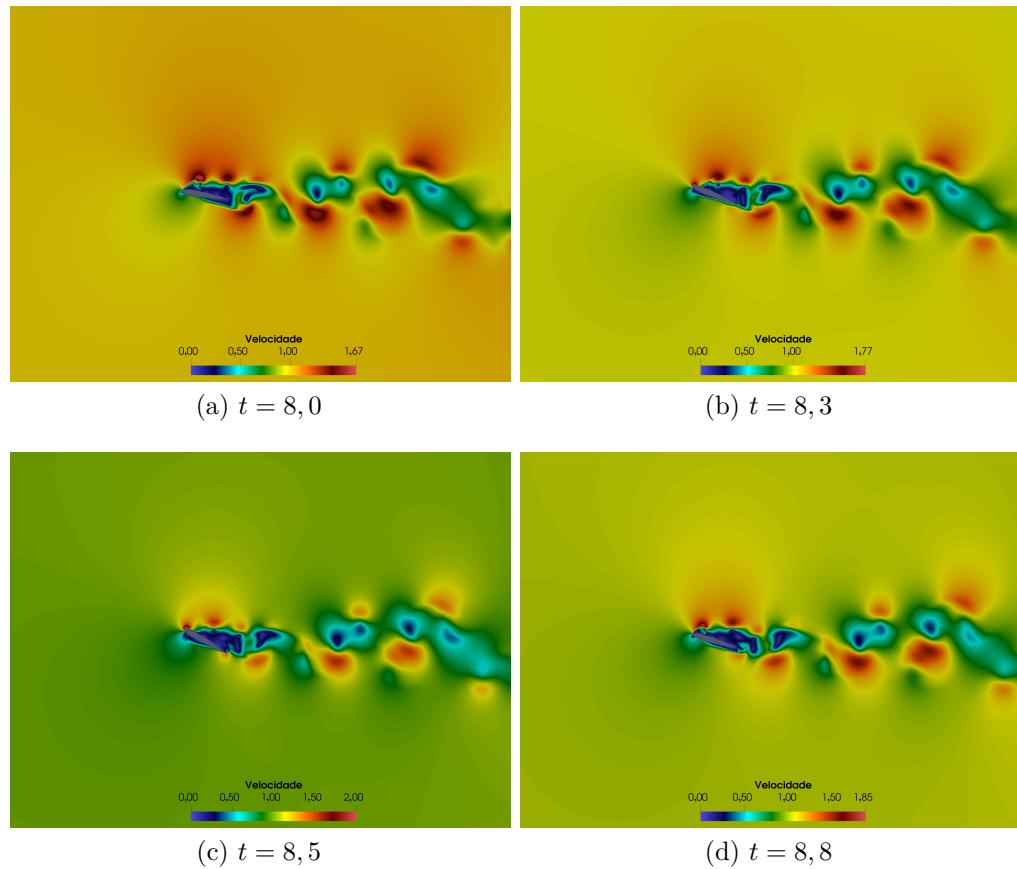
Fonte: Elaborada pela autora

Figura 6.13 – Aerofólio Mov.: Coeficiente de Sustentação



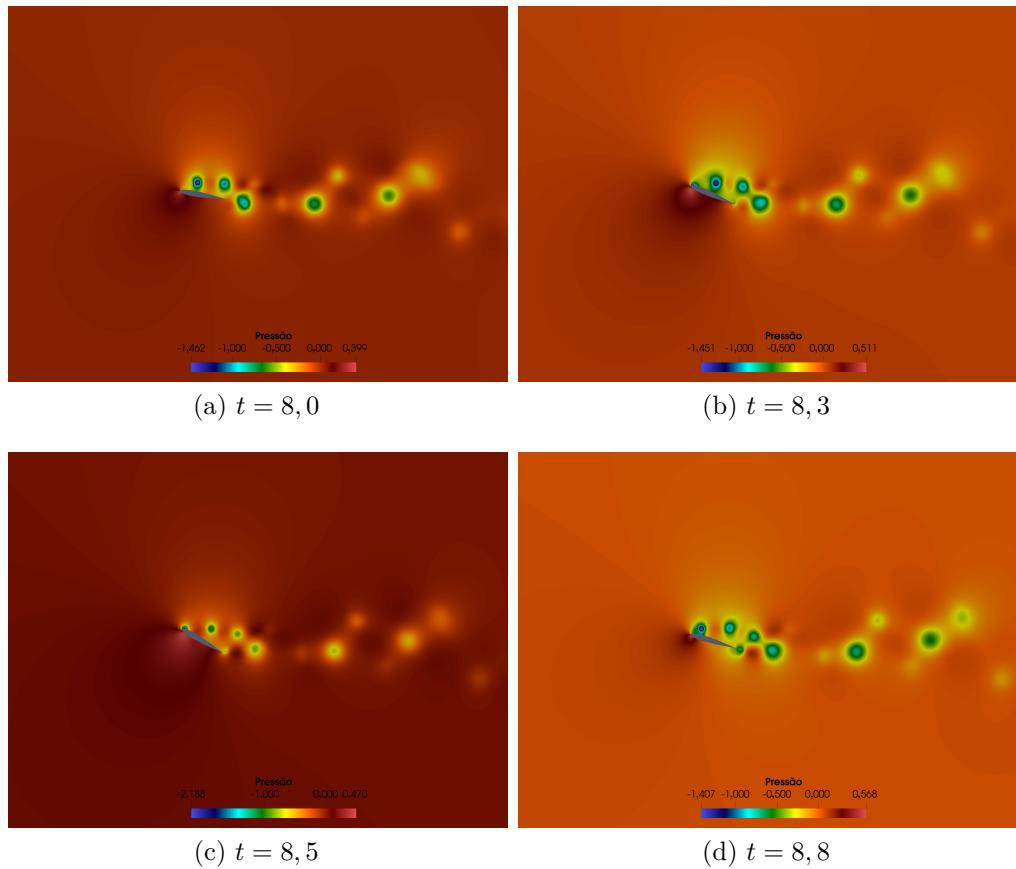
Fonte: Elaborada pela autora

Figura 6.14 – Aerofólio Mov.: Campos de velocidade



Fonte: Elaborada pela autora

Figura 6.15 – Aerofólio Mov.: Campos de pressão



Fonte: Elaborada pela autora



INTERAÇÃO FLUIDO-ESTRUTURA

Ao longo deste trabalho, conforme apresentado nos capítulos anteriores, foi desenvolvido um código computacional para análise de fluidos incompressíveis que permite a decomposição do domínio para capturar efeitos localizados por meio da técnica Arlequin estabilizada. Além disso, para esta pesquisa, foi disponibilizado pelo grupo de pesquisa um código computacional para a análise não-linear de estruturas de cascas pelo método dos elementos finitos posicional. Com base nesses desenvolvimentos, optou-se por um esquema de acoplamento particionado forte entre fluido e estrutura. Neste capítulo é apresentada a técnica de acoplamento particionado adotada. Essa abordagem foi escolhida por proporcionar uma total modularidade entre os códigos para o fluido e para a estrutura, o que facilita a solução dos problemas que aqui serão propostos.

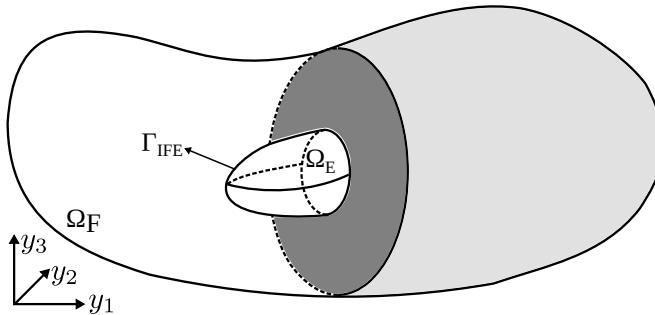
Nesse contexto, para o acoplamento, utiliza-se a técnica de malhas móveis para o modelo local do fluido, em contato com a estrutura, o qual baseia-se na descrição ALE, enquanto a malha global permanece fixa, com descrição Euleriana, fazendo com que o método possa ser classificado como uma técnica híbrida.

No texto a seguir descrevem-se as condições de acoplamento e técnica para a solução particionada do problema de IFE, a técnica de movimentação de malha utilizada nesse estudo, e a metodologia de transferência de condições de contorno (Dirichlet-Neumann) com malhas não coincidentes na interface fluido-estrutura. Por fim, o algoritmo de implementação computacional é proposto e exemplos de verificação e de aplicação são propostos e simulados.

7.1 Condições de acoplamento

O domínio computacional para a análise de problemas de interação fluido-estrutura (Figura 7.1), denominado de Ω_{IFE} , é composto pela união entre os domínios da estrutura Ω_E e do fluido Ω_F , ou seja, $\Omega_{IFE} = \Omega_F \cup \Omega_E$, com Γ_{IFE} representando o contorno que define a interface fluido-estrutura.

Figura 7.1 – Domínios Computacional para análise de problemas de IFE



Fonte: Elaborada pela autora

O domínio computacional não se sobrepõe, por isso, é necessário que em Γ_{IFE} existam condições físicas adicionais para se realizar o acoplamento. ??) cita que o acoplamento é garantido ao se atender as seguintes condições no contorno Γ_{IFE} : condição cinemática, condição dinâmica e condição geométrica.

A condição cinemática refere-se ao fato de que a velocidade do fluido e do sólido na interface devem ser iguais. A condição dinâmica, refere-se à existência de continuidade do vetor tensão de Cauchy na direção normal ao contorno Γ_{IFE} , enquanto a condição geométrica refere-se à conformidade entre estrutura e fluido na interface.

Nos esquemas de acoplamento monolítico, as condições cinemática e dinâmica são atendidas de maneira implícita, visto que os meios são tratados no mesmo contexto matemático. Para esquemas particionados, como o deste estudo, essas condições são atendidas através da transferência de condições de contorno apropriadas de um meio para outro durante o processo iterativo de solução, ou a cada passo de tempo.

Para a condição cinemática tem-se:

$$\mathbf{u} = \dot{\mathbf{y}} \text{ no contorno } \Gamma_{IFE}, \quad (7.1)$$

atendida através da aplicação dos valores de $\dot{\mathbf{y}}$ nos nós (ou pontos de controle) que compõe a malha do fluido na interface fluido-estrutura.

A condição dinâmica, prescreve a continuidade da tensão (da componente normal à interface para o caso de condição de parede lisa, ou de todas as componentes para o caso de condição de aderência). Neste trabalho considera-se apenas a condição de aderência, de modo que a condição dinâmica é dada por:

$$\boldsymbol{\sigma}_E \mathbf{n}_E + \boldsymbol{\sigma}_F \mathbf{n}_F = \mathbf{0} \text{ no contorno } \Gamma_{IFE}, \quad (7.2)$$

na qual, $\boldsymbol{\sigma}_E$ representa as tensões de Cauchy da estrutura, $\boldsymbol{\sigma}_F$ as tensões de Cauchy no fluido, e \mathbf{n}_E e \mathbf{n}_F representam os vetores normais no contorno Γ_{IFE} apontando para o fluido e para a estrutura, respectivamente. Essa condição é imposta ao longo do processo bloco-iterativo de solução através da aplicação da força de superfície $\boldsymbol{\sigma}_F \mathbf{n}_E$ no contorno da estrutura em contato com o fluido.

Já a condição geométrica está relacionada ao fato que os domínios computacionais Ω_E da estrutura e Ω_F do fluido devem sempre coincidir em Γ_{IFE} , ou seja, não devem existir superposições ou frestas nessa interface. No contexto desse estudo essa condição é atendida através de uma movimentação adequada da malha local (Método Arlequin), que se deforma para acomodar a mudança de configuração da estrutura. A técnica de movimentação de malha adotada é apresentada na subseção 7.3.2.

7.2 Acoplamento com malhas não coincidentes

Em diversas situações é interessante que mas malhas do fluido e da estrutura possam ser diferentes no contorno Γ_{IFE} , inclusive que podendo ter aproximações distintas. Assim, é importante uma metodologia que possibilita o acoplamento de discretizações com nós não coincidentes na interface fluido-estrutura.

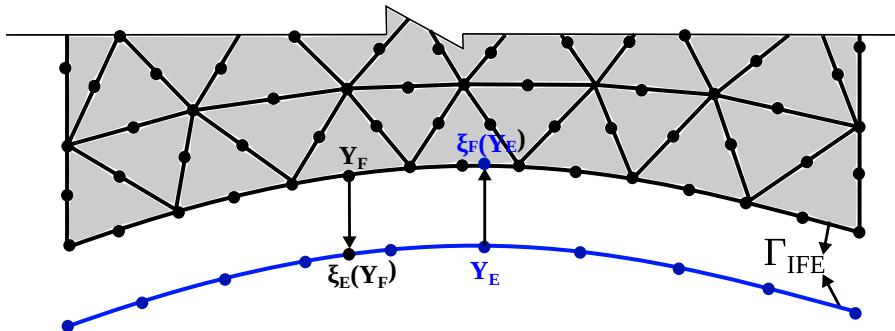
O procedimento adotado nesse trabalho pode ser entendido a partir da Figura 7.2. Durante a etapa de pré-processamento, cada nó do contorno da estrutura \mathbf{y}_E é projetado sobre o contorno do fluido, indentificando-se a coordenada local do ponto do fluido mais próximo $\xi_F(\mathbf{y}_E)$, bem como o elemento em que está inserido. Da mesma forma, cada nó do contorno do fluido \mathbf{y}_F é projetado sobre o contorno da estrutura, e encontra-se uma coordenada paramétrica equivalente $\xi_E(\mathbf{y}_F)$.

A forma mais correta de fazer é projetar cada ponto de quadratura da estrutura no fluido para poder calcular a força de superfície. Isso está explicado no artigo do Jeferson de 2019. Na forma como você está apresentando (acredito que seja também o que está implementado), as forças de superfície vão ser aproximadas pelas funções de forma do sólido.... (Veja seção 4.1-4.3 do artigo do Jeferson)

Está faltando explicar a transferência das condições de acoplamento (seção 4.3 do artigo do Jeferson)

De maneira prática, para cada nó do fluido, é aplicada a velocidade interpolada na malha da estrutura sobre as coordenadas locais referentes ao nó do fluido. O mesmo é feito para o deslocamento da malha do fluido. Já para a estrutura, para cada nó, calcula-se o valor nodal da força de superfície no ponto da malha do fluido correspondente ao nó,

Figura 7.2 – Discretizações não-coincidentes no contorno IFE



Fonte: Elaborada pela autora

A figura não parece mostrar os pontos mais próximos (projeção normal ao contorno), mas sim uma projeção vertical, isso porque você afastou artificialmente os contornos... Não precisa mudar, mas é bom registrar isso. Os símbolos também estão diferentes do texto.

e então interpola-se a força de superfície em cada ponto de quadratura no momento da integração para a obtenção do vetor de forças nodais equivalentes.

7.3 Acoplamento particionado forte - bloco-iterativo

Como discutido no capítulo ?? colocar referência para a introdução os problemas de IFE são caracterizados pela interdependência entre o fluido e a estrutura, visto que o comportamento do escoamento depende do formato e do movimento da estrutura, enquanto que o movimento e deformação da estrutura dependem das forças do fluido que atuam sobre ela. Matematicamente pode-se descrever os problemas de IFE como conjuntos de equações e condições de contorno associadas ao fluido e a estrutura que devem ser satisfeitas simultaneamente.

As equações completas que definem o problema de IFE, discretizadas com base no modelo numérico adotado, conduzem a um sistema de equações não-lineares que devem ser resolvidas a cada passo de tempo representado da seguinte maneira (??):

$$\mathbf{N}_1(\mathbf{d}_1, \mathbf{d}_2, \mathbf{d}_3) = \mathbf{0}, \quad (7.3)$$

$$\mathbf{N}_2(\mathbf{d}_1, \mathbf{d}_2, \mathbf{d}_3) = \mathbf{0}, \quad (7.4)$$

$$\mathbf{N}_3(\mathbf{d}_1, \mathbf{d}_2, \mathbf{d}_3) = \mathbf{0}, \quad (7.5)$$

em que \mathbf{N}_1 , \mathbf{N}_2 e \mathbf{N}_3 representam as equações que descrevem o fluido, a estrutura e a malha, respectivamente; e, \mathbf{d}_1 , \mathbf{d}_2 , \mathbf{d}_3 são vetores com as variáveis nodais incógnitas de cada meio. A resolução dessas equações através do método de Newton-Raphson conduz ao seguinte sistema linear de equações:

$$\begin{bmatrix} \mathbf{A}_{11} & \mathbf{A}_{12} & \mathbf{A}_{13} \\ \mathbf{A}_{21} & \mathbf{A}_{22} & \mathbf{A}_{23} \\ \mathbf{A}_{31} & \mathbf{A}_{32} & \mathbf{A}_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{x}_1 \\ \mathbf{x}_2 \\ \mathbf{x}_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{c}_1 \\ \mathbf{c}_2 \\ \mathbf{c}_3 \end{bmatrix}. \quad (7.6)$$

sendo $\mathbf{c}_1 = -\mathbf{N}_1$, $\mathbf{c}_2 = -\mathbf{N}_2$, $\mathbf{c}_3 = -\mathbf{N}_3$; \mathbf{x}_1 , \mathbf{x}_2 e \mathbf{x}_3 são os incrementos às soluções \mathbf{d}_1 , \mathbf{d}_2 e \mathbf{d}_3 , respectivamente; e $\mathbf{A}_{ij} = \frac{\partial \mathbf{N}_i}{\partial \mathbf{d}_j}$.

??) apresentam uma classificação da metodologia de acoplamento segundo a forma de resolver esse sistema de equações não-lineares. As categorias definidas pelos autores são: técnica direta, técnica bloco-iterativa e técnica quase-direta.

A técnica direta é equivalente à solução monolítica, e consiste na resolução a cada iteração de Newton-Raphson do sistema apresentado na Equação (7.6) de forma completa. Embora essa técnica evite problemas de convergência e estabilidade numérica em casos fortemente acoplados, conduz a um custo computacional maior, apresenta complexidade na obtenção das submatrizes que estão fora da diagonal e limita a modularidade do método.

Na técnica quase-direta, a solução da malha é desacoplada da solução dos problemas físicos, de forma que a cada iteração fluido e estrutura são resolvidos de maneira monolítica, no entanto a malha é atualizada por meio de um sistema separado.

Por fim, a técnica bloco-iterativa consiste em desprezar as submatrizes da matriz tangente que estão fora da diagonal em ??, o que resulta em 3 sistemas que podem ser resolvidos de forma independente. Assim, a cada iteração, inicia-se com a solução do sistema referente ao fluido, atualizando-se as variáveis do fluido antes de partir para a solução da estrutura. Então atualiza-se as variáveis da estrutura e soluciona-se o sistema referente à malha, atualizando-se as posições da malha do fluido e partindo para a próxima iteração. Dessa forma o problema a ser resolvido a cada iteração i do método de Newton-Raphson consiste na solução sequencial do seguinte conjunto de equações:

$$\left. \frac{\partial \mathbf{N}_1}{\partial \mathbf{d}_1} \right|_{(\mathbf{d}_1^i, \mathbf{d}_2^i, \mathbf{d}_3^i)} \Delta \mathbf{d}_1^i = -\mathbf{N}_1 (\mathbf{d}_1^i, \mathbf{d}_2^i, \mathbf{d}_3^i) \quad (7.7)$$

$$\mathbf{d}_1^{i+1} = \mathbf{d}_1^i + \Delta \mathbf{d}_1^i \quad (7.8)$$

$$\left. \frac{\partial \mathbf{N}_2}{\partial \mathbf{d}_2} \right|_{(\mathbf{d}_1^{i+1}, \mathbf{d}_2^i, \mathbf{d}_3^i)} \Delta \mathbf{d}_2^i = -\mathbf{N}_2 (\mathbf{d}_1^{i+1}, \mathbf{d}_2^i, \mathbf{d}_3^i) \quad (7.9)$$

$$\mathbf{d}_2^{i+1} = \mathbf{d}_2^i + \Delta \mathbf{d}_2^i \quad (7.10)$$

$$\left. \frac{\partial \mathbf{N}_3}{\partial \mathbf{d}_3} \right|_{(\mathbf{d}_1^{i+1}, \mathbf{d}_2^{i+1}, \mathbf{d}_3^i)} \Delta \mathbf{d}_3^i = -\mathbf{N}_3 (\mathbf{d}_1^{i+1}, \mathbf{d}_2^{i+1}, \mathbf{d}_3^i) \quad (7.11)$$

$$\text{e} \quad (7.12)$$

$$\mathbf{d}_3^{i+1} = \mathbf{d}_3^i + \Delta \mathbf{d}_3^i. \quad (7.13)$$

Nota-se que o ocorre é apenas uma modificação da matriz tangente com relação ao método direto, de forma semelhante ao método de Gauss-Seidel. Este fato, faz com

que a resposta obtida após a convergência não seja alterada em relação à técnica direta, entretanto, a convergência do problema pode ser afetada devido às modificações na matriz tangente.

Em certos problemas envolvendo estruturas leves, a resposta estrutural pode tornar-se extremamente sensível a pequenas variações nas forças provenientes do fluido. Esse fenômeno pode levar à divergência da técnica de bloco iterativo. Para contornar essa dificuldade adota-se, neste trabalho, a estratégia proposta por ??), denominada *Augmented A₂₂*, na qual a matriz de massa da estrutura (que compõe \mathbf{A}_{22}) é aumentada por um fator ponderador especificado pelo usuário. Essa modificação ocorre sem alterar \mathbf{c}_1 , \mathbf{c}_2 e \mathbf{c}_3 , ou seja, sem modificar as equações não-lineares. Dessa forma, a consistência fica garantida e a massa estrutural real do problema permanece inalterada.

7.3.1 Implementação computacional

A implementação computacional para a solução do problema de IFE de acordo com a técnica de acoplamento forte do tipo bloco-iterativo é resumida no Algoritmo. 5. Nesse algoritmo, \mathbf{t}^E representa as forças de superfície no contorno Γ_{IFE} aplicadas à estrutura, e as medidas de convergência ϵ_F , ϵ_E e ϵ_M são normas vetoriais L_2 aplicadas sobre o resíduo das respectivas equações diferenciais.

7.3.2 Movimentação da Malha

Para a satisfação da condição geométrica nos problemas de IFE desse trabalho, uma técnica adequada de movimentação de malha deve ser aplicada. É necessário que o método de movimentação de malha seja robusto o suficiente para que garanta uma discretização adequada (ou seja, com elementos geometricamente aceitáveis, com áreas e volumes maiores do que zero e com ângulos que não estejam próximos de 0° nem de 180°) durante toda a análise.

Dentre as técnicas constantes na literatura, destacam-se aquelas que impõem os deslocamentos da estrutura na malha do fluido ao longo do contorno Γ_{IFE} , determinando o campo de deslocamentos no restante da malha do fluido por meio da resolução de um problema de valor de contorno (PVC). Neste trabalho, será adotada essa abordagem, formulando o problema com base na equivalência entre a movimentação da malha e um problema de elasticidade linear, atribuindo-se a cada elemento uma rigidez diferente de acordo com a técnica MJBS (*Mesh-Jacobian Based Stiffening*), apresentada por ??) e ??), que visa preservar os aspectos dos elementos menores, impedindo inversão de elementos ou que elementos assumam volume muito pequeno.

Nesse método, o movimento da malha é determinado usando um problema da elasticidade de Dirichlet fictício, descrito como:

Algoritmo 5 Algoritmo para solução de problemas IFE

1: **Pré processamento - método Arlequin RBSAM aplicado à DFC**

2: Cálculo da distância assinalada dos nós e pontos de controle ao contorno Γ_1 ;

3: Determinação da zona de colagem Ω_c ;

4: Definição da função ponderadora de acordo com Equação (6.6);

5: Busca pela correspondência entre os pontos de integração da malha local na malha global na zona de colagem;

6: **Pré processamento - IFE**

7: Busca por coordenadas paramétricas correspondentes aos nós da malha do fluido na malha da estrutura no contorno Γ_{IFE} ;

8: Busca por coordenadas paramétricas correspondentes aos nós da malha da estrutura na malha do fluido no contorno Γ_{IFE} ;

9: **para** o passo de tempo 0 até $npt - 1$ **faça**

10: *i* $\leftarrow 0$;

11: Predição da solução fluido (ver Algoritmo 4);

12: Predição da solução estrutura (ver Algoritmo 2);

13: **enquanto** ($\epsilon <$ tolerância) **faça**

14: *i* $\leftarrow i + 1$;

15: **Fluido**

16: Resolve-se o problema da DFC na iteração *i* (Algoritmo 4);

17: Atualiza as forças de superfície no contorno Γ_{IFE} ($\mathbf{t}^E = -\boldsymbol{\sigma}_F \cdot \mathbf{n}_F$) ;

18: **Estrutura**

19: Resolve o problema da estrutura na iteração *i* (Algoritmo 2)

20: Atualiza velocidade e acelerações no fluido no contorno Γ_{IFE} ;

21: Atualiza posição da interface da malha no contorno Γ_{IFE} ;

22: **Malha**

23: Resolve o problema de malha através da Equação (7.11);

24: Atualiza as variáveis da malha na iteração *i* através da Equação (7.13);

25: Calcula medida de convergência ϵ_M ;

26: **se** ϵ_F , ϵ_E e $\epsilon_M < tol$ **então**

27: Sair do loop;

28: **fim se**

29: **fim enquanto**

30: Atualiza os valores das variáveis do fluido, estrutura e malha do passo anterior;

31: **fim para**

$$\int_{\Omega_{\tilde{t}}} \boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{w}_M^h) : \boldsymbol{\sigma}_M (\bar{\mathbf{z}}^h - \bar{\mathbf{z}}_{\tilde{t}}^h) d\Omega = 0, \quad (7.14)$$

na qual \mathbf{w}_M^h é a função teste; $\bar{\mathbf{z}}^h$ é o deslocamento medido da configuração de referência, com coordenadas $\bar{\mathbf{x}}^h$, até a configuração atual \mathbf{y}^h ($\mathbf{y}^h = \bar{\mathbf{x}}^h + \bar{\mathbf{z}}^h$); e $\bar{\mathbf{z}}_{\tilde{t}}^h$ representa o deslocamento da configuração de referência até a configuração da malha no instante \tilde{t} , de modo que $\mathbf{y}_{\tilde{t}}^h$ ($\mathbf{y}_{\tilde{t}}^h = \bar{\mathbf{x}} + \bar{\mathbf{z}}_{\tilde{t}}^h$); $\boldsymbol{\sigma}_M$ representa o tensor de tensões segundo a hipótese de pequenos deslocamentos.

A escolha para \tilde{t} é geralmente $\tilde{t} = t_n$ quando se calcula a configuração da malha no instante t_{n+1} (ver ??) para maiores detalhes).

O tensor de tensão é calculado através da seguinte relação:

$$\boldsymbol{\sigma}_M(\mathbf{z}) = \frac{E_M}{1 + \nu_M} \left(\frac{\nu_M}{(1 - 2\nu_M)} \text{tr}(\boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{z})) \mathbf{I} + \boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{z}) \right) \quad (7.15)$$

com E_M e ν_M sendo respectivamente o módulo de Elasticidade e o coeficiente de Poisson fictícios.

Nos problemas de IFE, demanda-se maior controle da resolução da malha próxima a interface dos meios fluidos e sólidos, para representar os efeitos de camada limite, e como consequência, a obtenção de soluções mais acuradas nessas regiões críticas. Por outro lado, a discretização mais refinada é mais afetada pela deformação. Assim, visando preservar a geometria dos elementos menores, deve-se aumentar para enrijecendo os menores mais do que os maiores, no método MJBS a equação da elasticidade fica descrita ao final como:

$$\int_{\Omega_{\tilde{t}}} \boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{w}_M^h) : \boldsymbol{\sigma}_M (\bar{\mathbf{z}}^h - \bar{\mathbf{z}}_{\tilde{t}}^h) \left(\frac{J_M}{(J_M)_0} \right)^{-\chi_M} d\Omega = 0, \quad (7.16)$$

onde J_M é o determinante Jacobiano do mapeamento do espaço local adimensional para a configuração do elemento em \tilde{t}

$$J_M = \det \left(\frac{\partial \mathbf{y}_{\tilde{t}}^h}{\partial \xi} \right), \quad (7.17)$$

$(J_M)_0$ é um parâmetro livre tal que $(J_M)_0 >$, que pode ser adotado como o jacobiano médio na malha inicial, e χ_M determina a ordem pela qual a rigidez aumenta à medida que o tamanho dos elementos diminui, sendo adotado nas simulações deste trabalho $\chi_M = 1,0$.

7.4 Exemplos de problemas de IFE

Para a verificação da metodologia proposta para a análise de problemas de IFE com decomposição de domínio, são considerados 3 problemas. O primeiro consiste em uma cavidade retangular preenchida por fluido, com fundo flexível e velocidade tangencial oscilatória imposta ao escoamento no topo, sendo um problema tipicamente bidimensional. O segundo problema é uma extensão do anterior, onde a cavidade é cúbica e o fundo é representado por uma placa elástica apoiada em todos os lados, tornando o problema

tridimensional. O terceiro problema consiste em um painel engastado em um bloco rígido de seção retangular submetido a um escoamento com desprendimento de vórtices. Em todos esses casos foram utilizadas malhas tridimensionais.

Por fim, busca-se aplicar a ferramenta desenvolvida para a simulação de um problema mais complexo onde não é possível a simulação apenas com a deformação e movimentação da malha do fluido. Para isso, primeiramente considera-se uma turbina hidráulica composta por uma hélice flexível (rotor) vinculada a um eixo e imersa em um duto cilíndrico, que é simulado com apenas um modelo empregando-se elementos finitos. Visando melhorar a eficiência, são adicionadas pás diretoras fixas à montante do rotor, o que demanda o emprego do método Arlequin com domínio local móvel para que seja possível a simulação.

7.4.1 Cavidade com fundo flexível - 2D

O problema da cavidade com fundo flexível trata-se de uma extensão do problema clássico da cavidade quadrada com velocidade prescrita em sua parede superior (??) colocar referência para a seção onde a cavidade rígida foi estudada. Diversos autores estudaram numericamente este problema, tais como ??) e ??), e por isso, é utilizada no processo de verificação da metodologia proposta nesta tese.

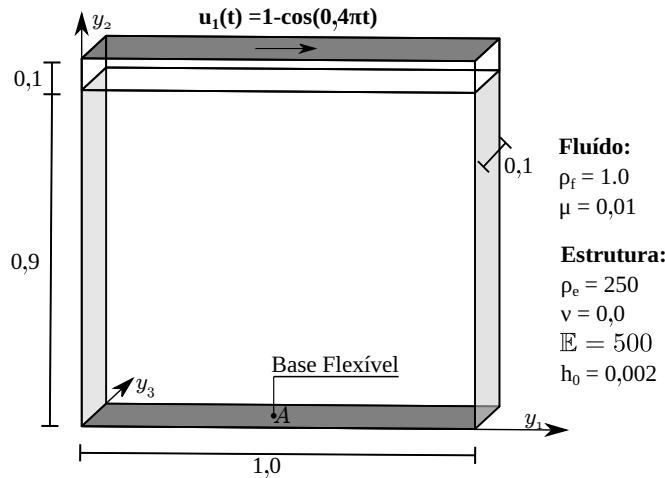
Considera-se a cavidade da Figura 7.3, composta por paredes laterais rígidas com aderência e um fundo flexível composto por uma placa elástica fina com espessura adimensional 0,002. No topo uma velocidade oscilatória horizontal $u_1(t) = 1 - \cos(0,4\pi t)$ é aplicada, sendo as demais componentes de velocidade (u_2 e u_3) nulas. As paredes anterior e posterior são consideradas lisas, conferindo aspecto bidimensional ao escoamento. As paredes laterais apresentam abertura no topo onde são aplicadas condições homogêneas de Neumann. Dada à característica bidimensional do problema, adota-se uma discretização 3D com uma espessura de 0,1. Adotou-se condição de simetria para o fluido na direção y_3 . A geometria inicial e as características físicas adotadas de forma adimensional são apresentadas na Figura 7.3.

A placa fina possui condições de deslocamentos nulos em suas laterais esquerda e direita, enquanto nos lados perpendiculares a y_3 , o deslocamento bem como a componente do vetor generalizado na direção y_3 são nulos.

No que diz respeito a integração temporal utiliza-se $\Delta t = 0,1$, e $\rho_\infty = 0,0$ (fluído). A escolha por uma integração temporal com máxima dissipação se deu por conta do trabalho de ??) que reporta que a regra trapezoidal de integração leva a resultados instáveis para esse problema.

São analisadas três diferentes discretizações para o modelo Arlequin, sendo as malhas globais em discretização isogeométrica com funções de forma quadráticas (AIG) e as malhas locais, mais refinadas e estruturadas, em elementos finitos (MEF) tetraédricos quadráticos. Além disso, os resultados foram comparados com uma discretização somente

Figura 7.3 – Cavidade fundo flexível 2D: geometria e propriedades físicas (valores adimensionais)



Fonte: Elaborada pela autora

em elementos finitos tetraédricos quadráticos, chamada de monomodelo. A quantidade de nós, ou pontos de controle (PC), e de elementos ou células, para cada uma dessas discretizações é apresentada na Tabela 7.1, assim como detalhes da discretização da placa, na qual foram utilizados elementos triangulares quadráticos estruturados. Na tabela ML e MG são abreviações para malha local e malha global respectivamente, e El representa os elementos ou células.

Tabela 7.1 – Cavidade fundo flexível 2D: Discretizações

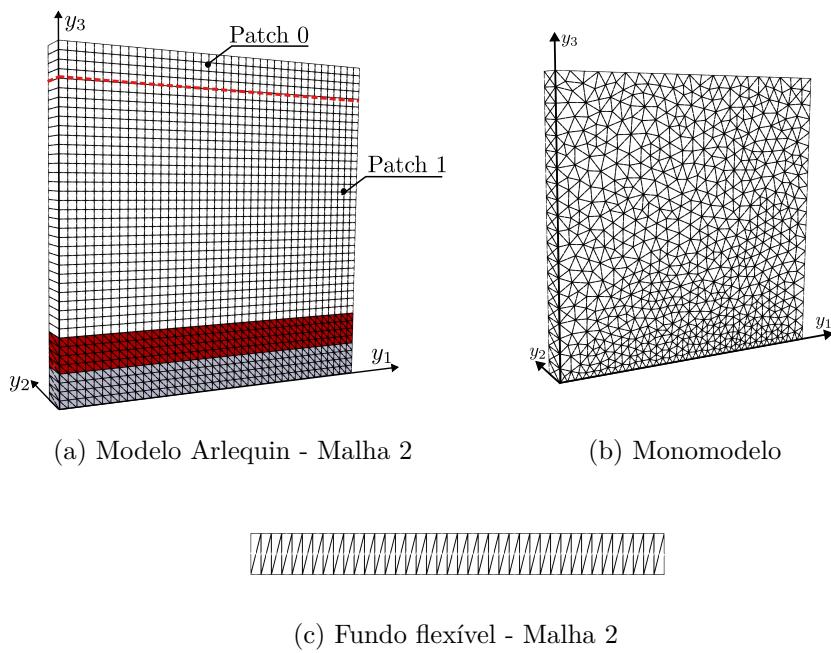
	Nós/PC-ML	El-ML	Nós/PC-MG	El-MG
Arlequin - Malha 0	315	120	504	100
Arlequin - Malha 1	1107	480	1584	400
Arlequin - Malha 2	4131	1920	5544	1600
Monomodelo	-	-	9389	4563
Estrutura - Malha 0	-	-	63	20
Estrutura - Malha 1	-	-	123	40
Estrutura - Malha 2	-	-	243	80

Fonte: Elaborada pela autora.

A malha isogeométrica é composta por 2 *patches* (observar Figura 7.5a). Essa discretização com 2 *patches* é necessária para gerar pontos de controle interpolatórios

positionados na linha que separa as paredes laterais das aberturas, possibilitando a adequada aplicação das condições de contorno. Na Figura 7.5a pode ser observada também a composição do modelo Arlequin. A região em vermelho da malha local corresponde aos elementos que fazem parte da zona de colagem. A espessura da zona de colagem foi definida como 0,1. A constante do operador de acoplamento L^2 é especificada como $k_0 = 10$. A quantidade de elementos na zona de colagem para malha 0, 1 e 2 foram respectivamente de 60, 240, 960, e de nós 189, 615 e 2187. Na Figura 7.5b apresenta-se a malha do monomodelo e na Figura 7.5c a malha 2 do problema Arlequin.

Figura 7.4 – Cavidade fundo flexível 2D: Discretizações



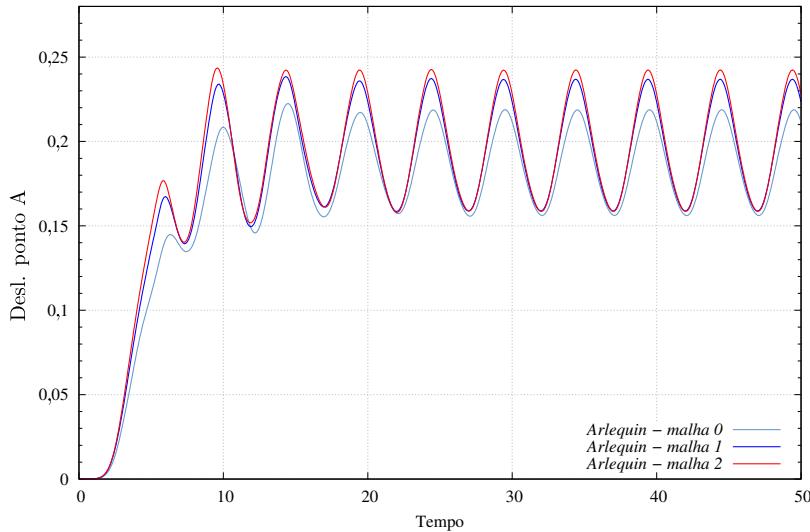
Fonte: Elaborada pela autora

Neste problema adotou-se a técnica *Augmented A22*, multiplicando-se a parcela da matriz tangente referente à matriz de massa da estrutura por um fator 2,0 para garantir a convergência do acoplamento forte.

Na Figura 7.5 são apresentados os deslocamentos da placa no ponto A (ver Figura 7.3) para os modelos Arlequin (malha 0, malha 1 e malha 2), enquanto na Figura 7.6 são comparados os resultados do modelo Arlequin composto pela malha 2, mais refinada, com os resultados de referência. Pode-se observar nessa última figura, que os resultados obtidos com o modelo Arlequin são compatíveis com os obtidos com o monomodelo. As diferenças encontradas entre a amplitude dos deslocamentos obtidos nesse trabalho com as referências podem ser atribuídas às diferentes formulações e discretizações adotadas para a modelagem do fluido e da estrutura. Vale ressaltar que, apesar das discretizações distintas entre o monomodelo e o modelo Arlequin, os resultados obtidos apresentam concordância satisfatória **Eu não achei isso, inclusive acho que seria interessante colocar tudo em um**

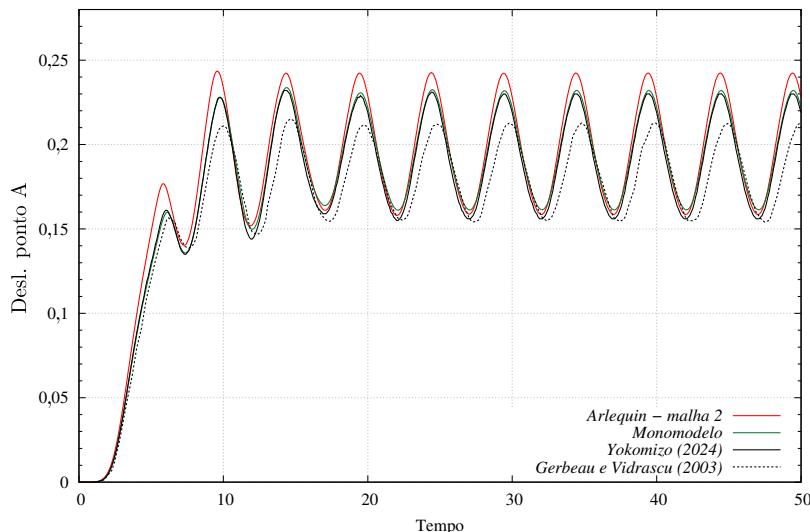
gráfico só, já que o resultado da malha 1 deve ficar mais próximo tanto ao monomodelo quanto ao resultado do Matheus.

Figura 7.5 – Cavidade com fundo flexível 2D: Deslocamento do ponto A para obtidas com o modelo Arlequin



Fonte: Elaborada pela autora

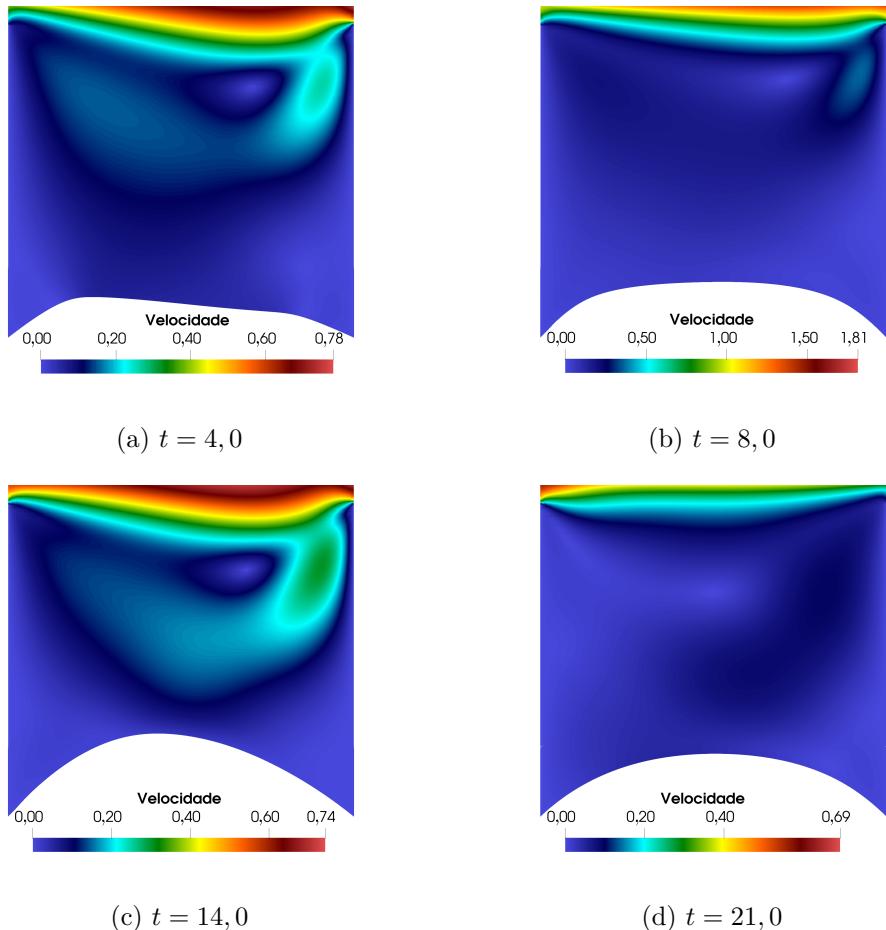
Figura 7.6 – Cavidade com fundo flexível 2D: Deslocamento do ponto A comparado com resultados de referências e monomodelo



Fonte: Elaborada pela autora

Nas Figuras 7.7 e 7.8 é apresentado o campo de velocidade Seriam do valor absoluto da velocidade? e o campos de pressão em diferentes instantes durante a análise.

Figura 7.7 – Cavidade fundo flexível 2D: Campos de velocidade



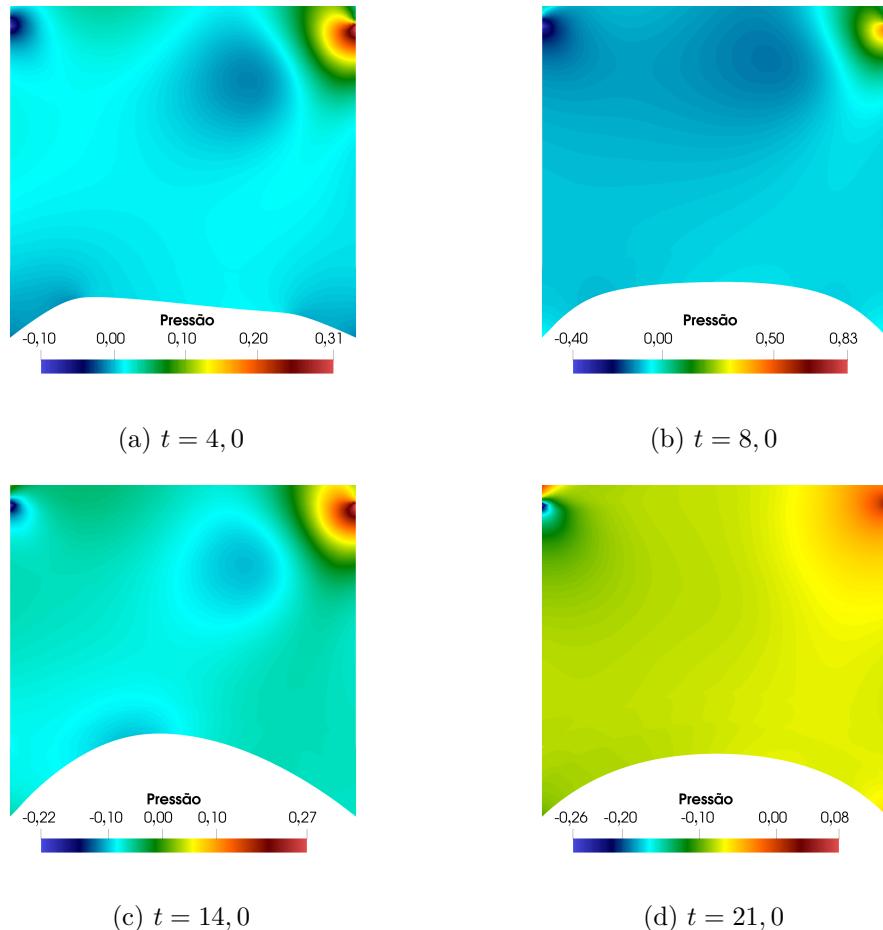
Fonte: Elaborada pela autora

7.4.2 Cavidade com fundo flexível - 3D

Este problema, proposto inicialmente por ??) é uma variação do exemplo 7.4.1 de modo a conferir caráter tridimensional. A profundidade da cavidade agora possui dimensão adimensional unitária, conforme pode ser visualizado na Figura 7.9, além disso, a base flexível possui restrição de deslocamentos em todos os 4 bordos. As demais características são idênticas às do problema 2D.

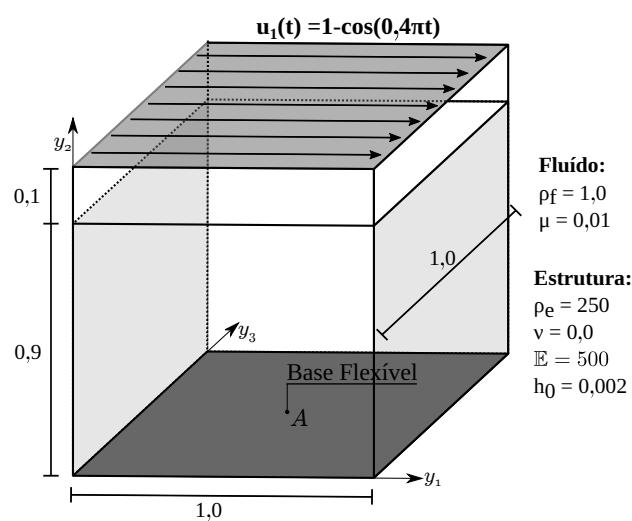
São adotadas duas diferentes discretizações: 1. Modelo Arlequin (ver Figura 7.11a), sendo a malha global em discretização isogeométrica (AIG) com funções base quadráticas e a malha local, mais refinada e conforme à estrutura, em elementos finitos (MEF) tetraédricos quadráticos; 2. Monomodelo (Figura 7.11b) discretizado com elementos finitos tetraédricos quadráticos. Para ambos modelos utilizou-se uma placa discretizada com elementos finitos triangulares quadráticos de casca conforme apresentado na Figura 7.11c.

Figura 7.8 – Cavidade fundo flexível 2D: Campos de Pressão



Fonte: Elaborada pela autora

Figura 7.9 – Cavidade fundo flexível 3D: Geometria e propriedades físicas

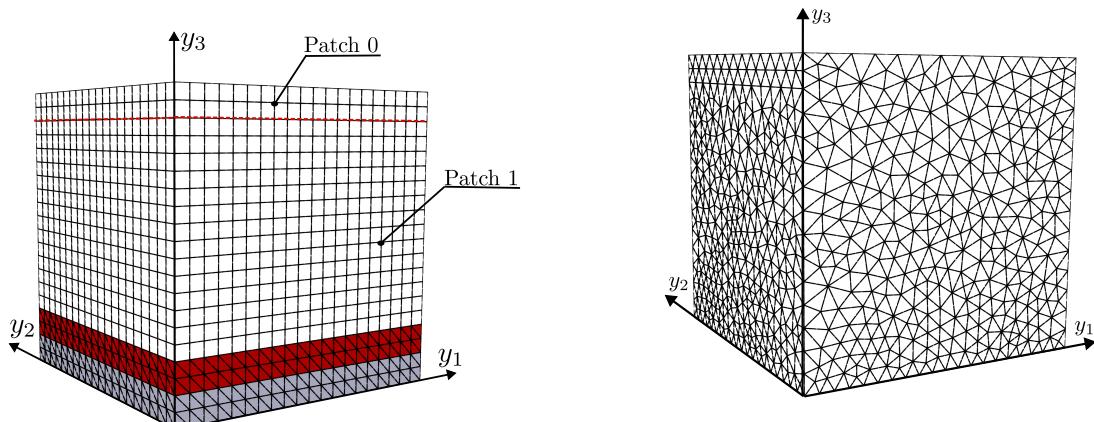


Fonte: Elaborada pela autora

O modelo Arlequin é composto por uma malha global discretizada com 2 *patches* que totalizam 8000 células e 11616 pontos de controle. A malha local possui 9600 elementos e 15129 nós. A zona de colagem (área vermelha da Figura 7.11a) é composta por 4800 elementos e 8405 nós. O monomodelo foi discretizado com 15895 elementos e 25127 nós. A malha da placa é constituída por 1969 nós e 944 elementos.

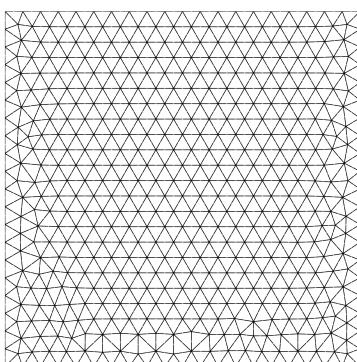
Na Figura 7.11 observa-se o deslocamento do ponto A, localizado no centro da placa flexível, ao longo do tempo, onde são comparados os resultados deste trabalho com os de ??, ?? e ??). As diferenças encontradas entre a amplitude dos deslocamentos obtidos nesse trabalho com as referências podem ser atribuídas para as diferentes formulações e discretizações adotadas para a modelagem do fluido e da placa.

Figura 7.10 – Cavidade fundo flexível 3D: Discretização



(a) Malhas do modelo Arlequin

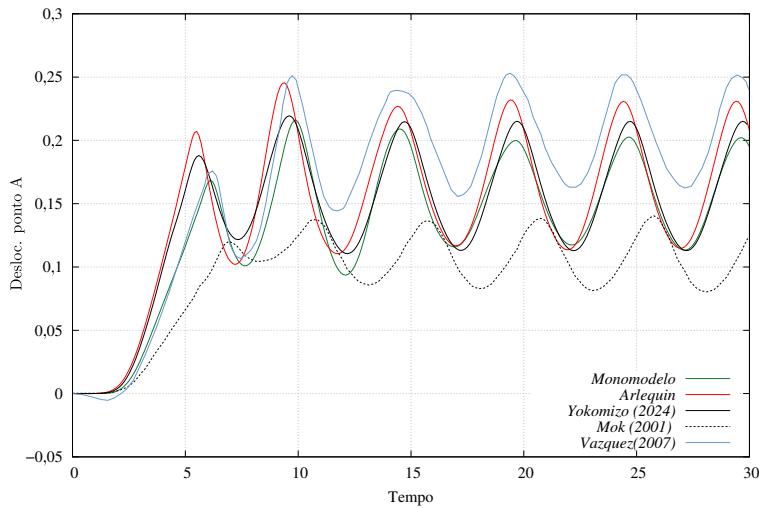
(b) Malha do Monomodelo



(c) Malha da placa

Fonte: Elaborada pela autora

Figura 7.11 – Cavidade fundo flexível 3D: Deslocamento vertical do ponto A



Fonte: Elaborada pela autora

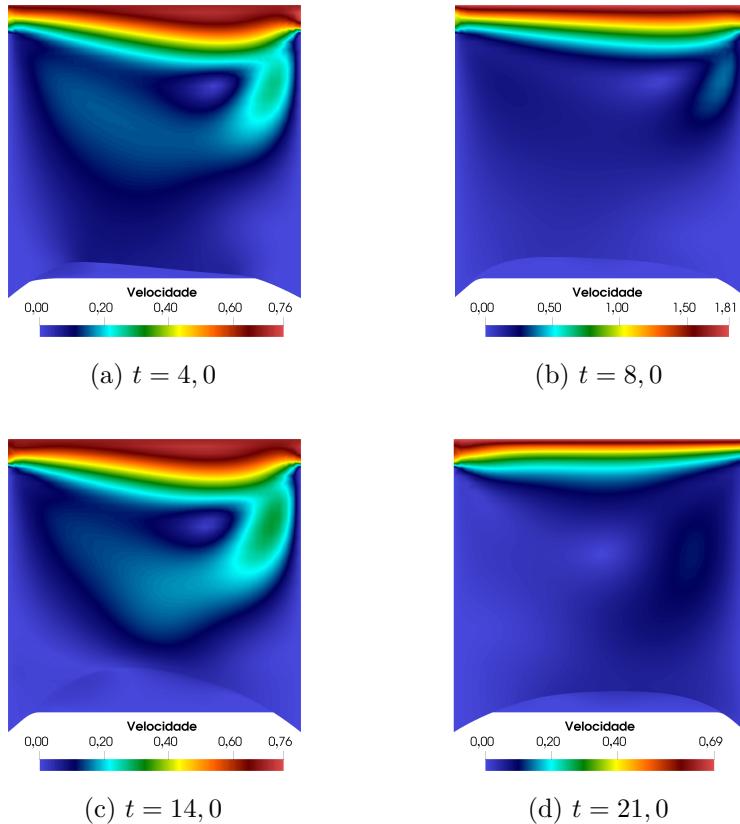
Na Figura 7.12 apresenta-se os campos de velocidade em diferentes instantes ao longo da análise para uma seção $y_1 \times y_3$ em $y_2 = 0,5$; na Figura 7.13, para esses mesmos instantes e seção, são apresentados os campos de pressão. Por fim, na Figura 7.14 podem ser visualizados os deslocamentos na placa nesses instantes.

7.4.3 Painel flexível submetido a escoamento com desprendimento de vórtices

O problema desta subseção consiste em um painel flexível engastado a um prisma rígido, conforme Figura 7.15. Dada a complexidade dos fenômenos envolvidos, este exemplo caracteriza-se por ser amplamente utilizados na literatura para verificação de formulações numéricas para IFE, sendo inicialmente proposto por ??), e mais tarde, reformulado por ??). A segunda versão, que é a adotada aqui, apresenta a mesma geometria da original, entretanto, possui alteração na velocidade de entrada e nas propriedades elásticas da estrutura, tornando-a menos propícia a instabilidades numéricas decorrentes de acoplamento particionado. Esse problema apresenta comportamento bidimensional, sendo simulado aqui por meio de discretização 3D com espessura constante de 0,1 cm.

A geometria e as condições de contorno são apresentadas na ??, sendo a velocidade na entrada $u_\infty = 31,5$ cm/s. O fluido possui propriedades físicas do ar: viscosidade dinâmica de $\mu = 1,82 \times 10^{-4}$ g/(cm · s) e massa específica $\rho_f = 1,18 \times 10^{-3}$ g/cm³. Tomando-se por referência o comprimento do prisma obtém-se o número de Reynolds $Re = 204$. A placa possui espessura de 0,06 cm, massa específica $\rho_e = 2,0$ g/cm³, e módulo de elasticidade caracterizado por $E = 2,0 \cdot 10^5$ g/(cm · s²). Devido ao comportamento bidimensional do problema aplica-se para a placa um coeficiente de Poisson $\nu = 0,0$.

Figura 7.12 – Cavidade fundo flexível 3D: Campos de velocidade



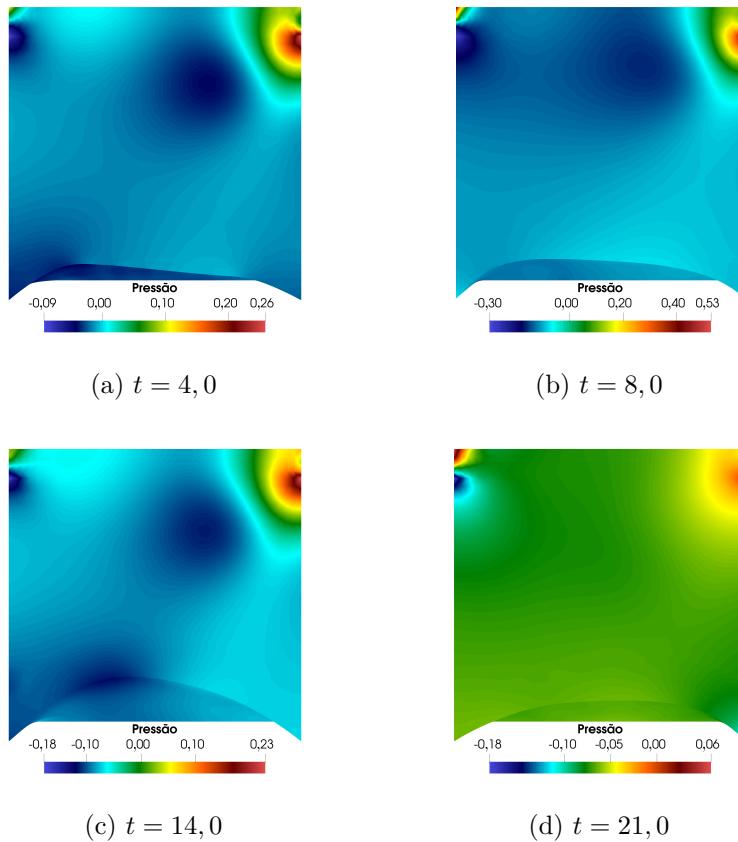
Fonte: Elaborada pela autora

A simulação é conduzida utilizando o modelo Arlequin com a discretização global isogeométrica com funções quadráticas, com 1800 elementos e 5952 pontos de controle, e discretização local com elementos finitos tetraédricos quadráticos, com 1821 elementos e 4251 nós, (Figura 7.17a). A zona de colagem possui espessura de 0,2cm, representada em vermelho na Figura 7.17a, contendo 1821 elementos e 4251 nós da malha local. Como referência adota-se uma discretização monomodelo (Figura 7.17b) com 13315 elementos finitos tetraédricos quadráticos e 26599 nós. Em ambos os modelos, a estrutura é discretizada por 108 elementos finitos de casca triangulares quadráticos e 273 nós, conforme ilustrado na Figura 7.17c. No que diz respeito à integração temporal, utiliza-se $\rho_\infty = 0,5$ (fluído), e $\Delta t = 5 \times 10^{-4}s$.

As unidades não podem ficar em itálico. Você precisa usar ou colocar fora do modo de equação... Além disso, precisa de espaço entre os valores e as unidades. Dica: $f_1 = 0,61$ Hz o til faz com que não haja quebra de linha...

???) obtiveram em suas simulações uma frequência de desprendimento de vórtices, considerando a placa como rígida, de $f_f = 3,7Hz$. De acordo com a teoria clássica da dinâmica das estruturas as três primeiras frequências naturais de vibração para essa estrutura de placa são $f_1 = 0,61Hz$, $f_2 = 3,80Hz$ e $f_3 = 10,63Hz$. Dessa forma, espera-se

Figura 7.13 – Cavidade fundo flexível 3D: Campos de Pressão



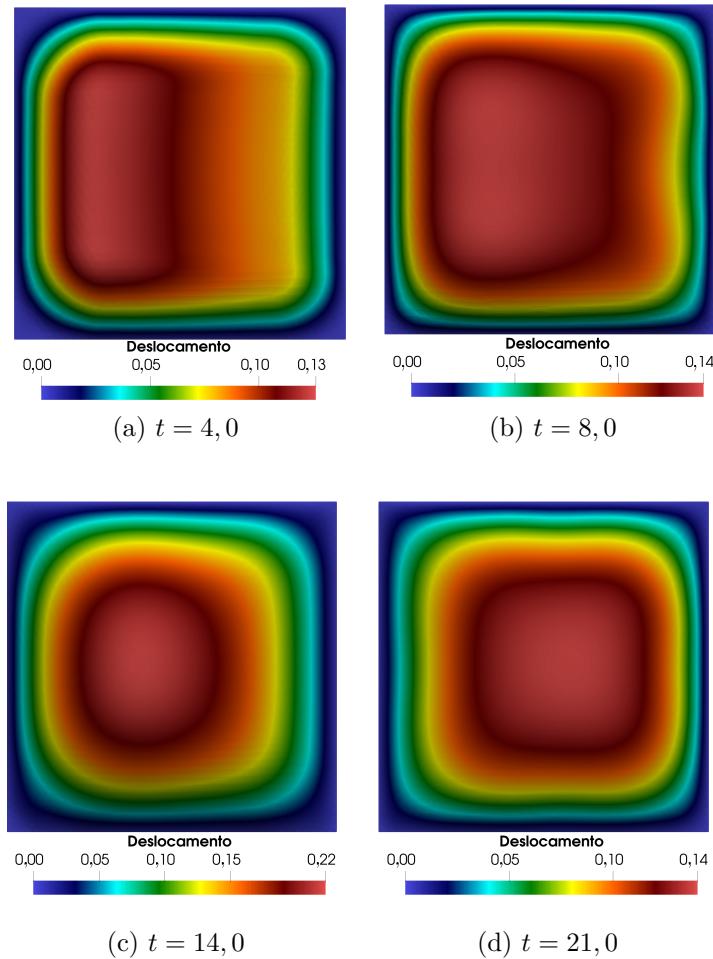
Fonte: Elaborada pela autora

que a frequência de vibração da estrutura para o problema de IFE fique próxima à sua segunda frequência natural.

A simulação empregando o monomodelo apresentou colapso da malha (emaranhamento) próximo aos 8 s desestabilizando a simulação (ver Fig. [Colocar figura ilustrando o colapso da malha do monomodelo.](#)). Esse colapso indica que o modelo da seção ??, não foi capaz de representar adequadamente a mudança de forma da estrutura com grandes deslocamentos através da deformação da malha adotada para o monomodelo. Embora isso possa ser contornado por diferentes soluções, foge ao escopo deste trabalho. Já no modelo Arlequin, os contornos externos da malha local também são deformáveis, o que permitiu a simulação completa.

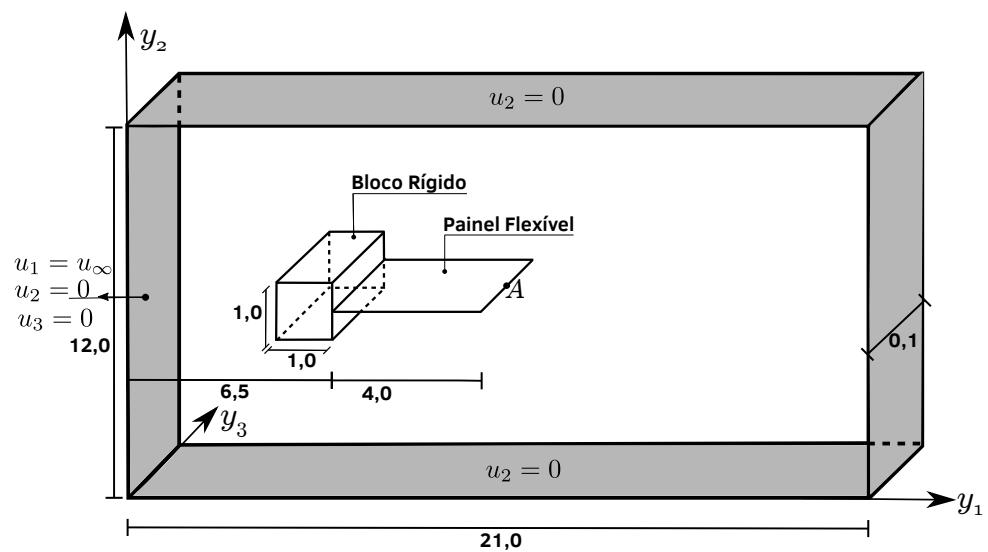
A Figura 7.17 apresenta deslocamento vertical na extremidade livre da placa (ponto A) ao longo do tempo comparando-se os resultados do modelo Arlequin, do monomodelo e a envoltória dos resultados obtidos por ??), onde nota-se correspondência satisfatória entre os resultados do modelo Arlequin com o monomodelo até o momento até próximo de 8 s, quando ocorre o colapso da malha do monomodelo, e boa correspondência também com os resultados de ??). Nota-se que a placa apresenta amplitude crescente de vibração até certo ponto da análise, e a partir de quando a amplitude mantém-se aproximadamente

Figura 7.14 – Casca: Campos de Deslocamentos



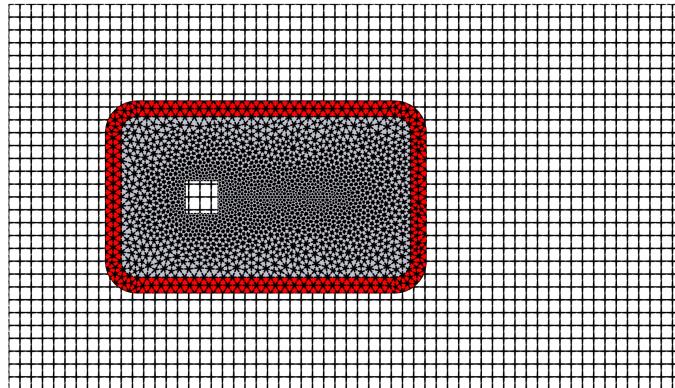
Fonte: Elaborada pela autora

Figura 7.15 – Painel Flexível: Geometria e condições de contorno (dimensões em cm)

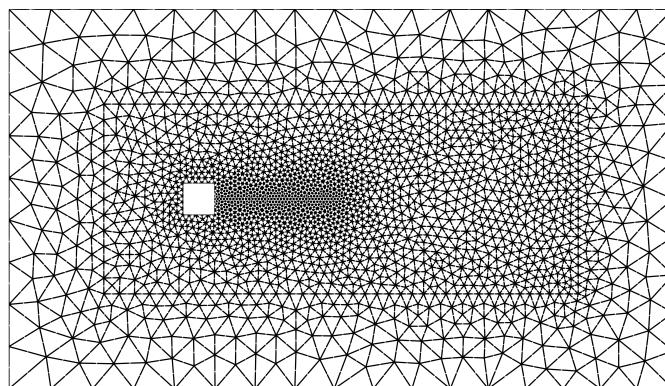


Fonte: Elaborada pela autora

Figura 7.16 – Painel Flexível: Discretização



(a) Malhas do modelo Arlequin



(b) Malha do monomodelo



(c) Malha da placa

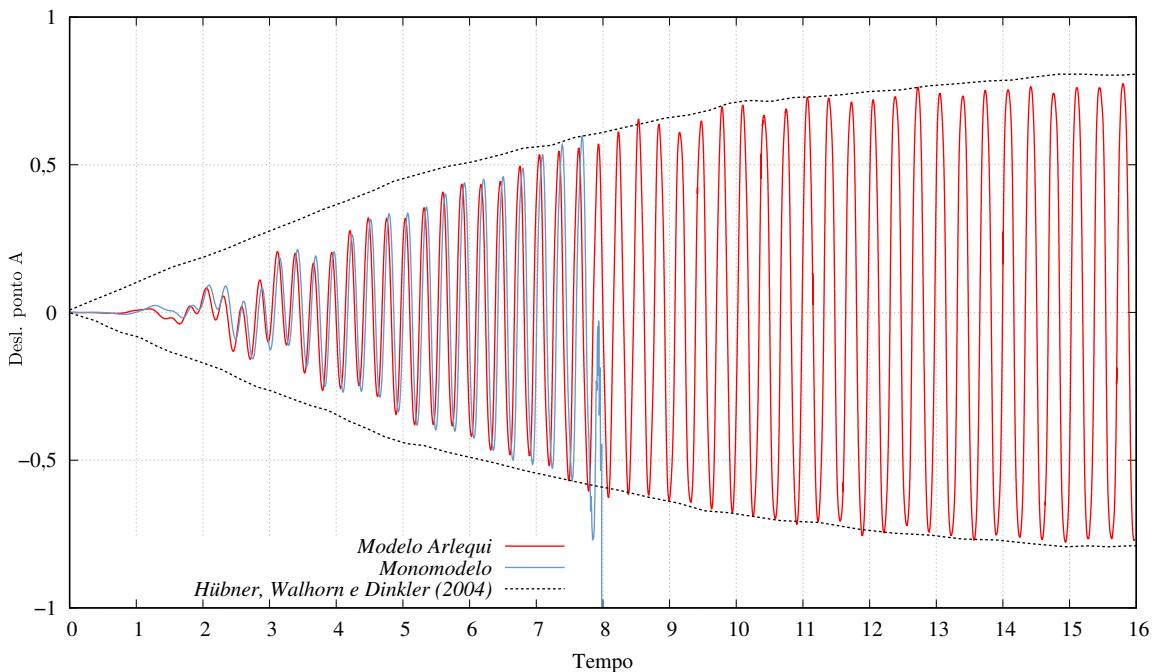
Fonte: Elaborada pela autora

constante e muito próxima aos resultados da referência.

A frequência de vibração calculada a partir da média dos períodos entre $t = 8s$ e $t = 16s$ resultante da simulação com o modelo Arlequin é de $3,07Hz$, próxima aos $3,1$ Hz reportado por ??). Observa-se que a frequência de vibração da estrutura, difere tanto da frequência natural quanto da frequência de desprendimento de vórtices para a placa rígida, o que é devido aos fenômenos que ocorrem no acoplamento entre os dois meios.

Considerando um ciclo de movimento da estrutura T (aproximadamente periódico) apresentam-se a distribuição do módulo da velocidade (Figura 7.18) e a distribuição de pressão (Figura 7.19) para alguns instantes. Na Figura 7.20 apresenta-se a configuração da malha local para o instante de maior deslocamento do problema.

Figura 7.17 – Painel Flexível: Deslocamento em A



Fonte: Elaborada pela autora

7.4.4 Turbina

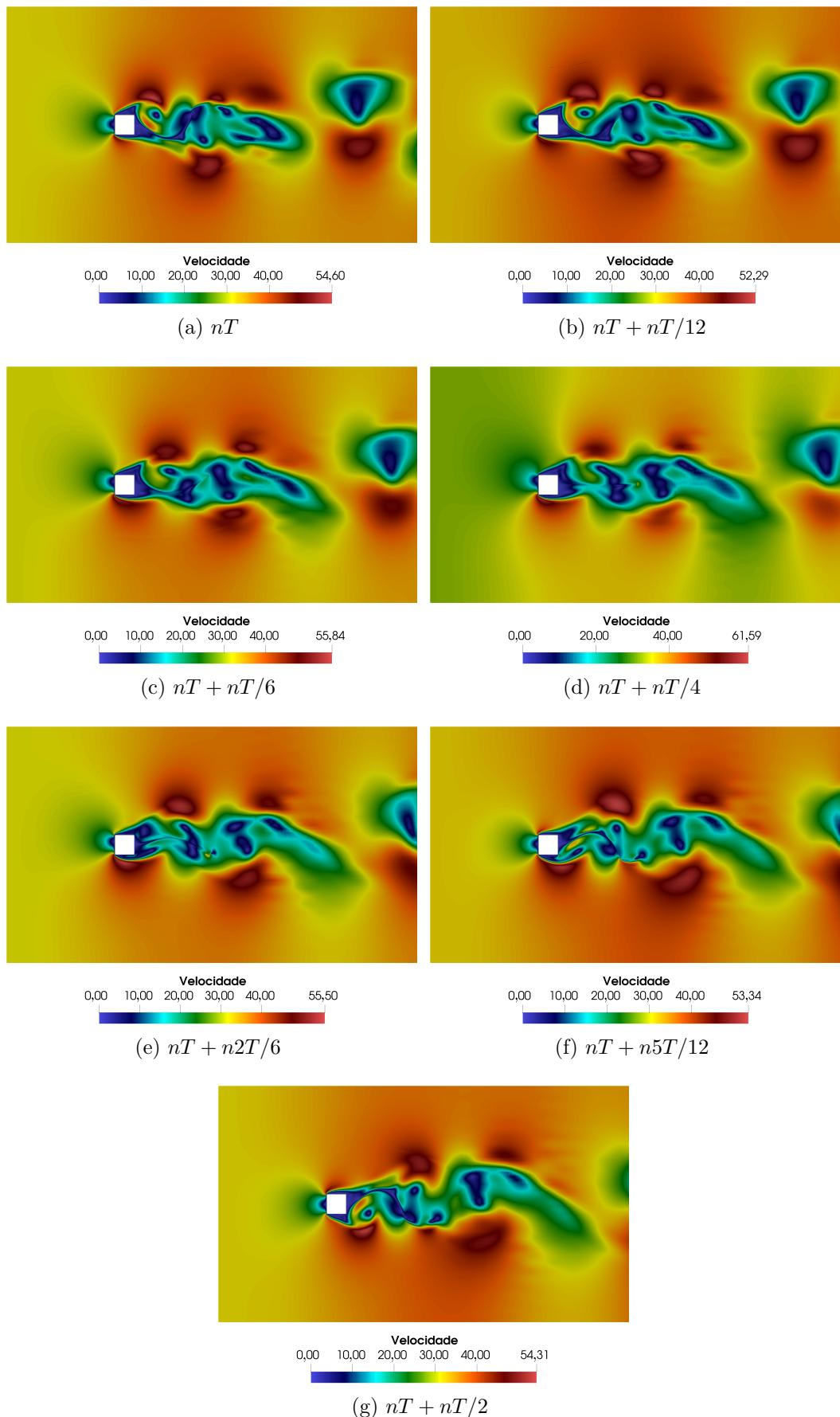
Como última aplicação, propõe-se um problema tridimensional que não pode ser simulado diretamente com métodos de malhas móveis, e que neste caso pode ser simulado com a aplicação da técnica de superposição proposta. Este problema consiste em uma turbina hidráulica com pás diretoras fixas e um rotor, com uma pressão superior à atmosférica aplicada na entrada. Inicialmente realiza-se um estudo prévio apenas com o rotor, o qual é simulado utilizando um monomodelo de elementos finitos. Posteriormente considera-se a turbina com as pás diretoras representadas por uma discretização isogeométrica global e insere-se o rotor por meio de uma discretização flobal por elementos finitos, o qual pode mover-se e deformar-se de modo a acomodar a rotação e deformação do rotor.

7.4.4.1 Turbina - monomodelo

Considera-se a turbina formada por um tubo cilíndrico por onde ocorre o escoamento, dentro do qual encontra-se um rotor flexível acoplado a um eixo. Este eixo extende-se à montante do rotor e é encapsulado por um tubo rígido de diâmetro menor conforme ilustra a Figura 7.21. Os parâmetros adotados para a descrição da geometria são: comprimento do tubo $L = 0,684\text{dm}$, diâmetro do tubo $D_t = 1,74\text{dm}$ e diâmetro do encapsulamento $d = 0,6\text{dm}$.

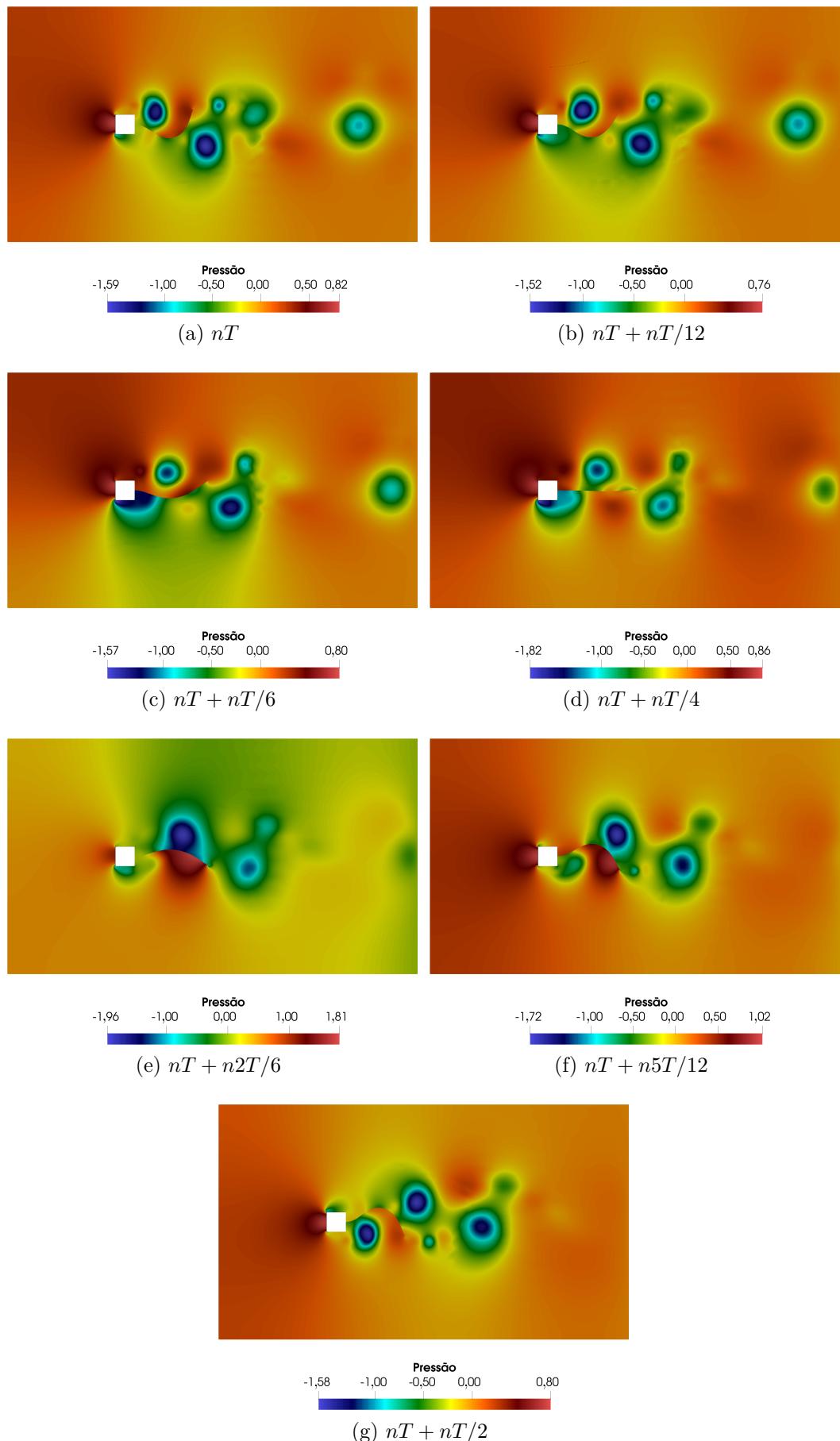
Durante a rotação da turbina, toda a malha de elementos finitos do fluido é

Figura 7.18 – Painel Flexível: Campos de velocidade



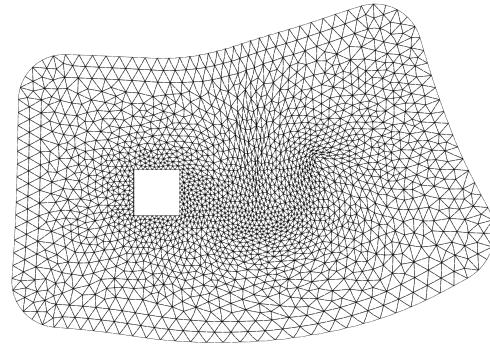
Fonte: Elaborada pela autora

Figura 7.19 – Painel Flexível: Campos de pressão



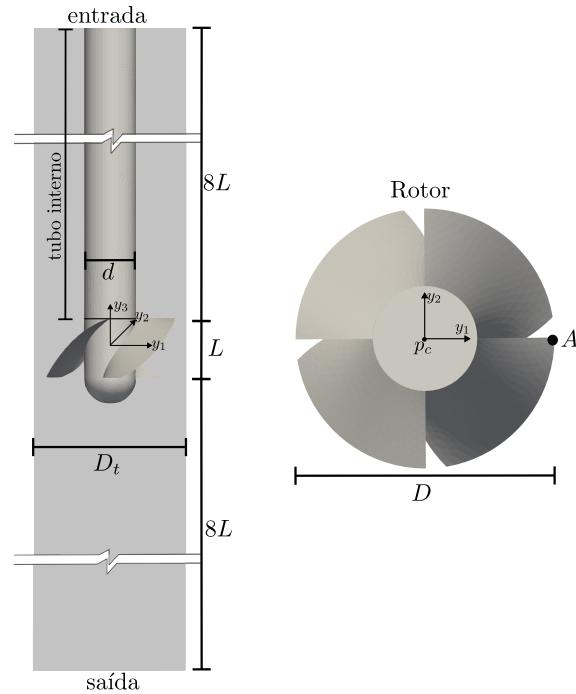
Fonte: Elaborada pela autora

Figura 7.20 – Painel Flexível: Deformada da malha em nT



Fonte: Elaborada pela autora

Figura 7.21 – Turbina monomodelo: Geometria



Fonte: Elaborada pela autora

deslocada e deformada para acomodar a movimentação da estrutura. Para isso, aplica-se à malha, no contorno externo e no contorno do encapsulamento do eixo, a rotação calculada no centro do rotor. Na interface fluido-estrutura flexível, são aplicados os deslocamentos da estrutura, já na entrada e na saída, considera-se a componente de deslocamento na direção y_3 nula e as demais componentes livres.

Para o fluido considera-se velocidade nula no contorno externo do tubo bem como no contorno do encapsulamento e velocidade igual à da estrutura na interface fluido-estrutura flexível, enquanto na entrada é aplicada uma força de superfície de $100kPa$ no sentido de deslocar o fluido para dentro da turbina, e na saída força de superfície nula. O fluido possui propriedades físicas da água, que consistem em viscosidade dinâmica de $\mu = 1,00 \times 10^{-4}kg/(dm.s)$ e massa específica equivalente a $\rho_f = 1,00kg/dm^3$.

O rotor consiste em uma hélice de 4 pás com espessura constante $t_p = 0,02dm$, com diâmetro de ponta (*tip*) $D = 1,5dm$. As pás são acopladas a um cubo (*hub*) de diâmetro $d = 0,60dm$ com parede de espessura $t_c = 0,1dm$. Considera-se que o cubo se conecta a um eixo, de mesmo diâmetro e espessura do cubo, o qual se prolonga até a entrada do escoamento por dentro do encapsulamento rígido. A geometria da pás foi gerada utilizando o software CFTurbo®¹, sendo as coordenadas e conectividades da malha apresentados no Anexo colocar em anexo e referenciair aqui. Selecionou-se um aço para compor o material da estrutura com densidade de massa $\rho_e = 8,0Kg/dm^3$, e módulo de elasticidade de $E = 2,0 \times 10^{10}kg/(dm.s^2)$. A superfície superior do eixo consiste em um disco com a mesma espessura e material do eixo, onde o nó central possui todas as componentes de deslocamento restritas, enquanto os demais nós dessa superfície possuem apenas os deslocamentos na direção y_3 restritos. Dada a rigidez do eixo, os deslocamentos do mesmo são pequenos o suficiente para que seja possível desconsiderar o contato com o encapsulamento.

No que diz respeito a integração temporal considera-se $\Delta t = 1 \times 10^{-3}s$, e para o fluido um raio espectral $\rho_\infty = 0,5$.

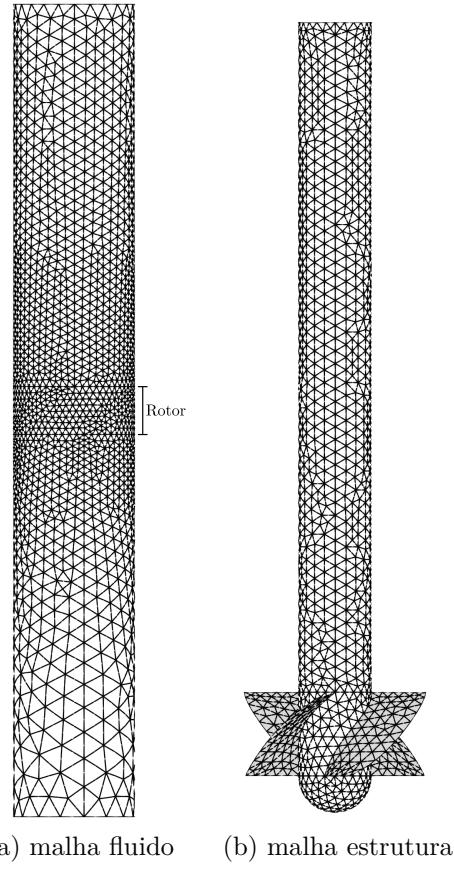
A malha utilizada para a discretização do domínio do fluido, apresentada na Figura 7.23a, é composta por 49239 elementos tetraédricos quadráticos e 76548 nós, enquanto que, a malha da discretização da estrutura (ver Figura 7.23b) é composta por 3807 elementos de casca triangulares quadráticos e 7791 nós.

A fim de se analisar os deslocamentos máximos nas pás ao longo do tempo na direção y_3 , demarcou-se um ponto *A* na extremidade de uma das pás do rotor, conforme pode ser visualizado na Figura 7.21. Os deslocamento deste nó ao longo do tempo é apresentado na Figura 7.23. Ao realizar-se a média dos deslocamentos a partir do instante $t = 0,2s$ até o final da análise ($t = 0,5s$), obteve-se um valor deslocamento médio de $-0,0127355cm$ neste ponto.

Além disso, acompanhou-se a velocidade angular deste mesmo ponto ao longo

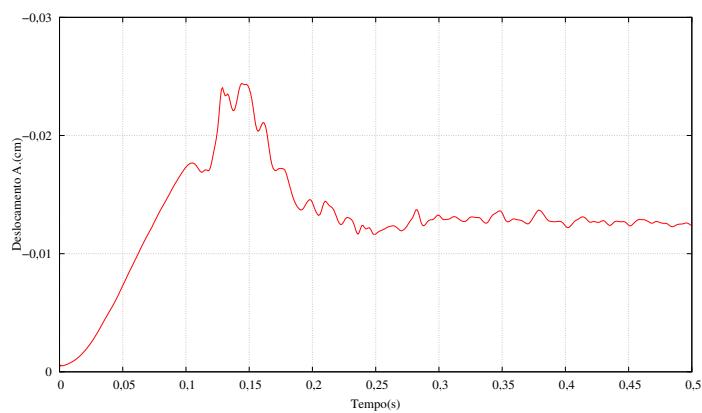
¹ Disponível em: <<https://www.cfturbo.com>>

Figura 7.22 – Turbina monomodelo: Malhas



Fonte: Elaborada pela autora

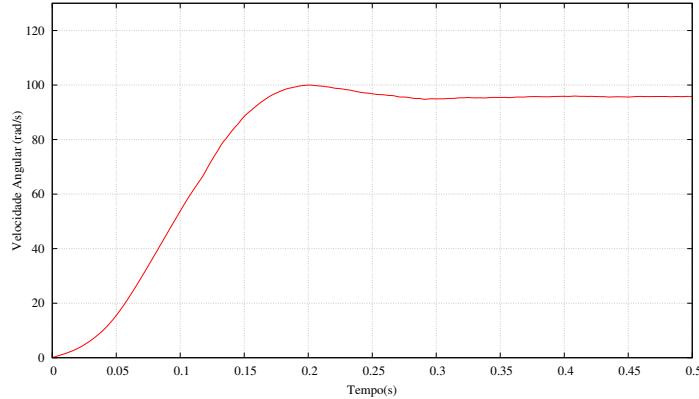
Figura 7.23 – Turbina monomodelo: Deslocamento em y_3 no ponto A



Fonte: Elaborada pela autora

do tempo. Conforme pode-se observar na Figura 7.24, a velocidade angular aumenta até o instante $t = 0,2\text{s}$ e depois mantém-se com valor aproximadamente constante de $96,25\text{ rad/s}$.

Figura 7.24 – Turbina monomodelo: Velocidade angular no ponto A



Fonte: Elaborada pela autora

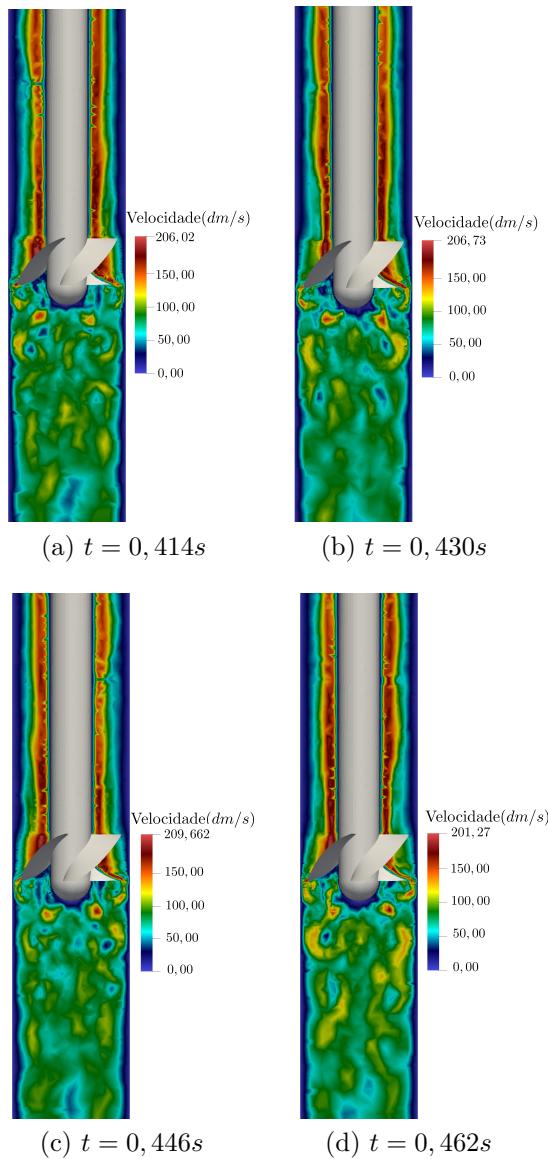
Por fim, apresentam-se os campos do módulo de velocidade e da pressão obtidos ao longo de uma rotação completa das pás dos rotores. Os campos podem ser visualizados na Figura 7.25 e Figura 7.26. Considerando-se a velocidade média do fluido na saída do tubo no final do tempo de análise, obtém-se uma vazão de $128,77\text{dm}^3/\text{s}$.

7.4.4.2 Turbina - modelo Arlequin

Na segunda etapa de análise, adicionam-se 4 pás diretoras rígidas e fixas ao tubo interno à montante do rotor, conforme pode ser observado na Figura 7.27. As demais características do domínio do fluido e da estrutura utilizadas para a simulação do monomodelo (subseção 7.4.4.1), assim como as propriedades físicas dos meios apresentados, foram mantidas. **as pás foram consideradas rígidas ou flexíveis? Isso precisa ficar claro... Também precisa descrever brevemente a geração da geometria das pás diretoras e acrescentar anexo com a malha utilizada....**

Uma discretização global isogeométrica é empregada para descrever o domínio do fluido com o encapsulamento e as pás diretoras. Essa discretização é construída com auxílio de 21 *patches*, e possui 21438 pontos de controle e 9660 células, com funções de forma quadráticas, conforme a figura 7.29b. O domínio local, no qual o rotor está contido, é discretizado com uma malha em elementos finitos com 26052 nós e 40766 elementos tetraédricos quadráticos, sendo ilustrada na Figura 7.29a, onde a zona de colagem, é destacada com a cor vermelha, possuindo espessura de 0,129 dm e compreendendo 6782 elementos finitos e 3257 nós do modelo local. A constante do operador de acoplamento L^2 foi especificada como $k_0 = 10$.

Figura 7.25 – Turbina monomodelo: Campos de velocidade



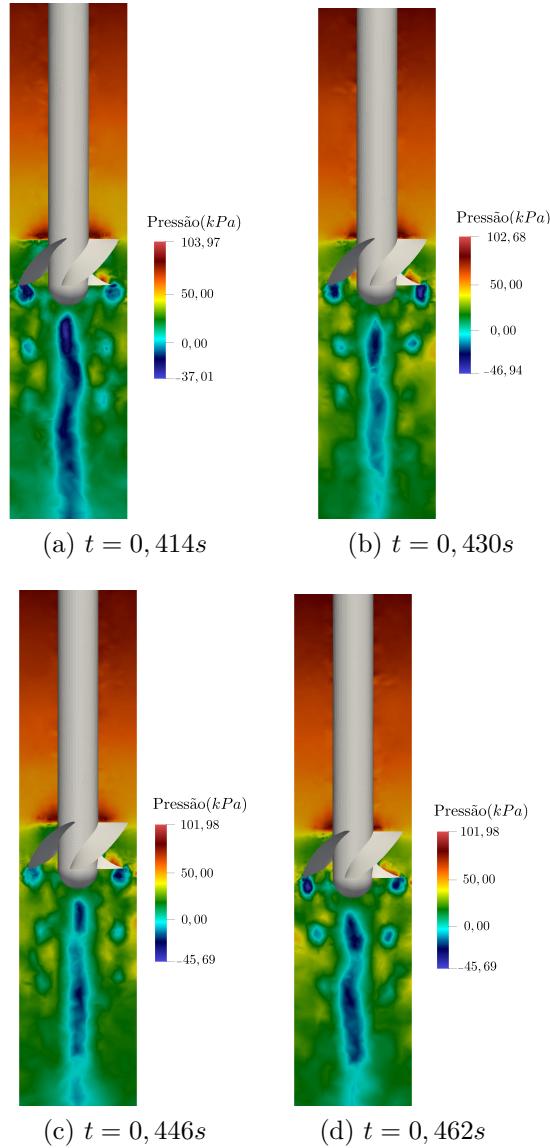
Fonte: Elaborada pela autora

Ressalta-se que, para a simulação deste problema, foram utilizados como campo inicial de pressão e velocidade, valores obtidos em uma solução de longo termo da turbina na condição de repouso. Na Figura 7.29 pode ser observado o deslocamento vertical (direção y_3) no ponto A da pá do rotor (conforme Figura 7.21), cuja a média ao longo do tempo foi de -0.02436cm .

Na Figura 7.30 pode-se observar a velocidade angular ao longo do tempo. Fazendo-se a média da velocidade angular a partir de $t = 0,15\text{s}$ até o final da análise ($t = 0,35\text{s}$), obteve-se uma velocidade de $119,75 \text{ rad/s}$.

Na Figura 7.31 são apresentados os campos de velocidade do escoamento ao longo de uma rotação das pás da turbina. Realizando-se o cálculo da vazão na seção de saída do

Figura 7.26 – Turbina monomodelo: Campos de pressão

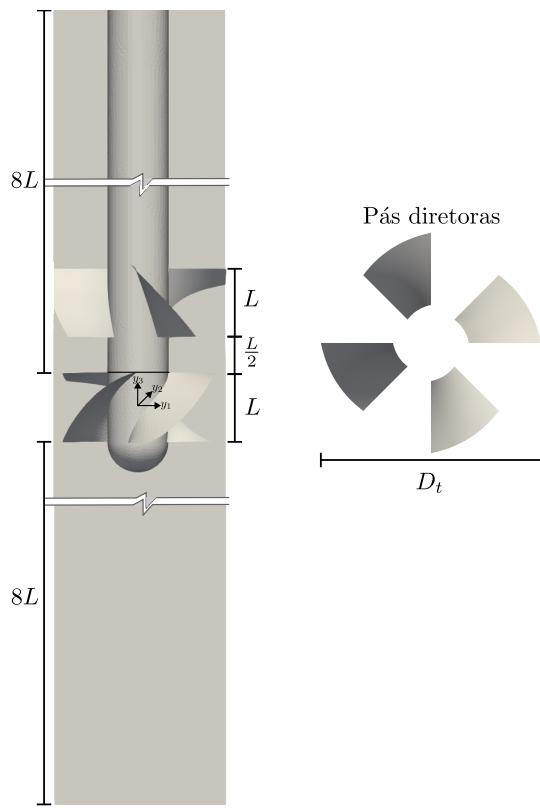


Fonte: Elaborada pela autora

escoamento no final do tempo de análise, obteve-se um valor de $139,58 dm^3/s$. Nota-se que obteve-se um aumento de aproximadamente 8% na vazão com o auxílio das pás diretoras. Na Figura 7.32 pode-se observar os campos de pressão do escoamento ao longo de uma rotação da turbina.

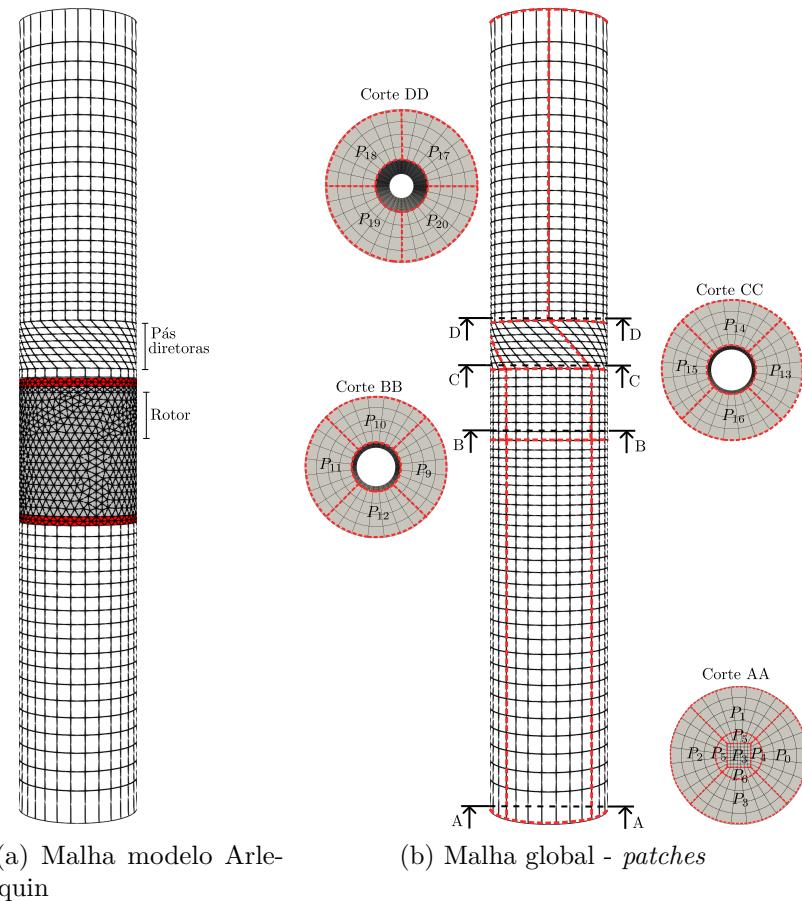
Embora de maneira qualitativa, os resultados deste exemplo confirmam o potencial da metodologia proposta para problemas de estruturas com grandes rotações de corpo rígido.

Figura 7.27 – Turbina modelo Arlequin: Geometria



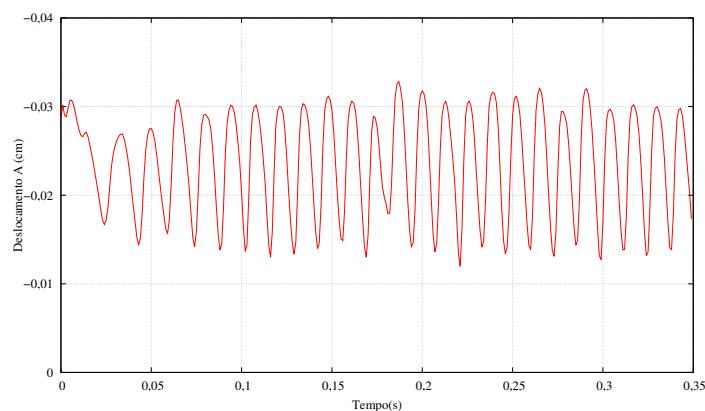
Fonte: Elaborada pela autora

Figura 7.28 – Turbina modelo Arlequin: Malhas



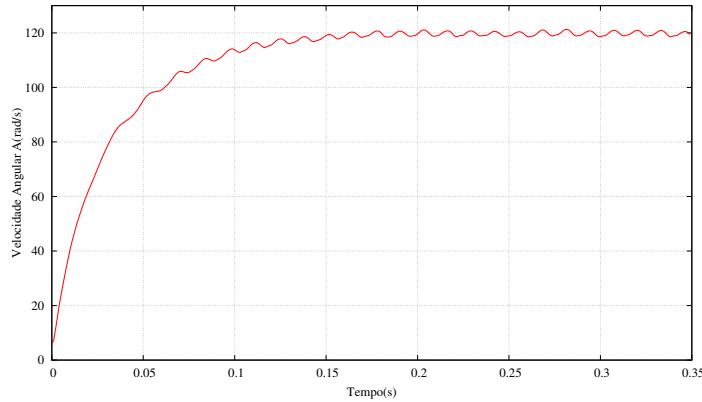
Fonte: Elaborada pela autora

Figura 7.29 – Turbina modelo Arlequin: Deslocamento no ponto A



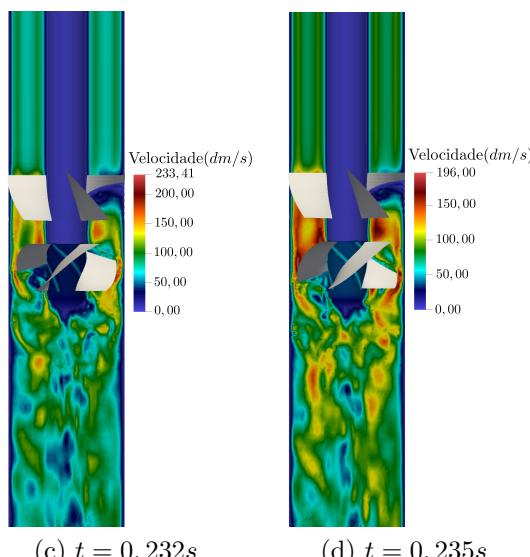
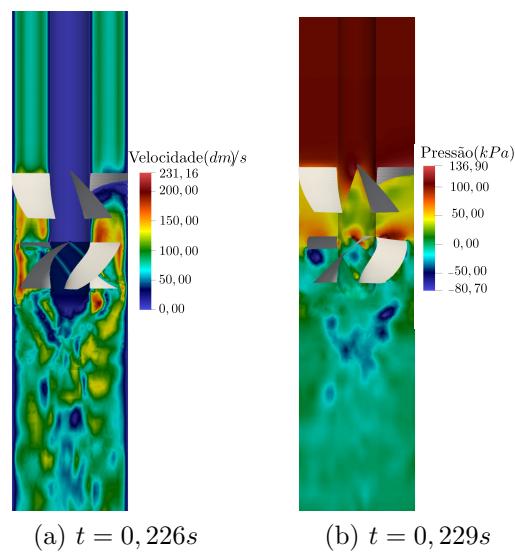
Fonte: Elaborada pela autora

Figura 7.30 – Turbina modelo Arlequin: Velocidade angular no ponto A



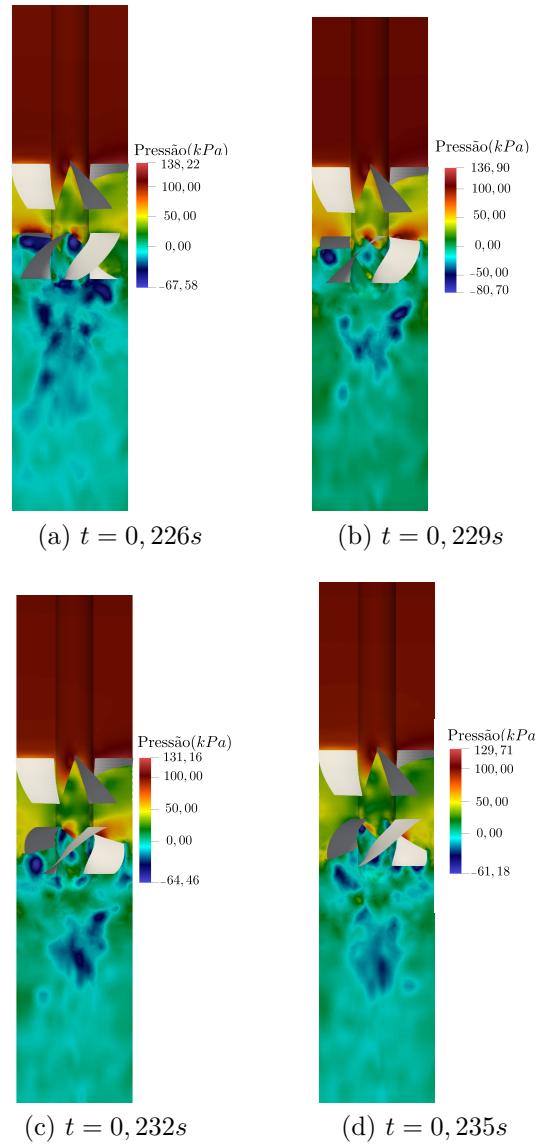
Fonte: Elaborada pela autora

Figura 7.31 – Turbina modelo Arlequin: Campos de velocidade



Fonte: Elaborada pela autora

Figura 7.32 – Turbina modelo Arlequin: Campos de pressão



Fonte: Elaborada pela autora

REFERÊNCIAS
