

UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA “JULIO DE MESQUITA FILHO”
FACULDADE DE ENGENHARIA
CAMPUS DE ILHA SOLTEIRA

ANDRÉ LUÍS SEVERINO ABREGO

AVALIAÇÃO DA METODOLOGIA NUMÉRICA DE SOLUÇÃO DO PROBLEMA DE
INTERAÇÃO FLUIDO-ESTRUTURA EM UM MODELO DE VÁLVULA DO TIPO
PALHETA

EVALUATION OF THE NUMERICAL METHODOLOGY SOLUTION OF THE
FLUID-STRUCTURE INTERACTION PROBLEM IN A REED TYPE VALVE MODEL

Ilha Solteira
2018

UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA “JULIO DE MESQUITA FILHO”
FACULDADE DE ENGENHARIA
CAMPUS DE ILHA SOLTEIRA

ANDRÉ LUÍS SEVERINO ABREGO

AVALIAÇÃO DA METODOLOGIA NUMÉRICA DE SOLUÇÃO DO PROBLEMA DE
INTERAÇÃO FLUIDO-ESTRUTURA EM UM MODELO DE VÁLVULA DO TIPO
PALHETA

Orientador: Prof. Dr. José Luiz Gasche.

Coorientador: Prof. Dr. Douglas D. Bueno.

Dissertação apresentada à Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira da Universidade Estadual Paulista “Júlio de Mesquita Filho”, como parte dos requisitos exigidos para obtenção do título de Mestre em Engenharia Mecânica.

Área: Ciências Térmicas.

Ilha Solteira

2018

FICHA CATALOGRÁFICA

Desenvolvido pelo Serviço Técnico de Biblioteca e Documentação

A498a Abrego, André Luís Severino.
Avaliação da metodologia numérica de solução do problema de interação fluido-estrutura em um modelo de válvula do tipo palheta. / André Luís Severino Abrego. -- Ilha Solteira: [s.n.], 2018
157 f. : il.

Dissertação (mestrado) - Universidade Estadual Paulista. Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira. Área de conhecimento: Ciências Térmicas, 2018

Orientador: José Luiz Gasche
Co-orientador: Douglas D. Bueno
Inclui bibliografia

1. Compressor de refrigeração. 2. Válvula tipo palheta. 3. Interação fluido-estrutura. 4. Solução numérica.

CERTIFICADO DE APROVAÇÃO

TÍTULO DA DISSERTAÇÃO: Avaliação da Metodologia Numérica de Solução do Problema de Interação Fluido-Estrutura em um Modelo de Válvula do Tipo Palheta

AUTOR: ANDRÉ LUÍS SEVERINO ABREGO
ORIENTADOR: JOSE LUIZ GASCHE
COORIENTADOR: DOUGLAS DOMINGUES BUENO

Aprovado como parte das exigências para obtenção do Título de Mestre em ENGENHARIA MECÂNICA, área: CIÊNCIAS TÉRMICAS pela Comissão Examinadora:


Prof. Dr. JOSE LUIZ GASCHE
Departamento de Engenharia Mecânica / Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira


Prof. Dr. ANDRÉ LUIZ SEIXLACK
Departamento de Engenharia Mecânica / Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira


Dr. JÔNATAS FERREIRA LACERDA
Pesquisa e Desenvolvimento / Tecumseh do Brasil

Ilha Solteira, 28 de fevereiro de 2018

Dedico este trabalho a Deus e a minha família,
e em especial aos meus pais, Luís e Isabel,
aos meus irmãos Anderson, Bruna, Carlos e Vitória.
Aos meus avós em especial a minha vó Tereza que
já não está entre nós e a todos os meus amigos que
estiveram ao meu lado.

Agradecimentos

Agradeço, primeiramente, a Deus, por sempre estar presente em todos os momentos da vida.

Gostaria de agradecer aos meus pais, Luís e Isabel, e meus quatro irmãos Anderson, Bruna, Carlos e Vitória pela educação, paciência e incentivos em todos os momentos, bons ou ruins.

Agradeço em especial ao meu professor orientador José Luiz Gasche pela paciência e grande dedicação em me orientar, além de é claro da parceria que dura desde a minha graduação. Agradeço também por ser um exemplo de pessoa e honestidade.

Ao meu coorientador Douglas D. Bueno pela ajuda na escrita deste trabalho.

A todos os meus amigos que conheci durante a carreira acadêmica, em especial a Jeane, que é uma grande amiga, com a qual posso contar a qualquer momento.

Ao Departamento de Engenharia Mecânica e a Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira da Universidade Estadual Paulista, pela possibilidade de crescimento.

Ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq) pelo suporte financeiro, que possibilitou a execução deste trabalho.

“Comece fazendo o que é necessário, depois o que é possível, e de repente você estará fazendo o impossível.”

São Francisco de Assis

RESUMO

A maioria dos sistemas de refrigeração por compressão de vapor de uso doméstico utilizam compressores alternativos com válvulas automáticas do tipo palheta para controlar os processos de sucção e descarga do fluido refrigerante. O ciclo de operação dessas válvulas é descrito por uma série de fenômenos complexos que ocorrem em um curto período de tempo. Grande parte das perdas responsáveis pela redução da eficiência do compressor é devido aos fenômenos físicos que ocorrem nessas válvulas, predominantemente devido a interação fluido-estrutura. Assim, o estudo dessa dinâmica é essencial quando o objetivo é aumentar a eficiência do compressor. Estudar o problema usando técnicas da Mecânica dos Fluidos Computacional permite encontrar solução de forma relativamente rápida. Porém, desenvolver uma metodologia confiável exige o estudo detalhado de vários aspectos que podem influenciar os resultados e, principalmente, exige a validação experimental. Neste trabalho, propomos avaliar alguns desses aspectos para verificar suas influências na validação da metodologia por meio de dados experimentais. Para isso, um modelo de válvula tipo palheta em escala ampliada, muito usado como válvula de sucção, é testado experimentalmente e os resultados são usados para validar a metodologia numérica aplicada. A solução numérica do problema é realizada usando o código *Ansys*[®] *CFX* para a solução do escoamento do fluido e o código *Ansys*[®] *Mechanical* para a solução do problema estrutural da válvula. A solução do problema de interação fluido-estrutura é obtida usando uma metodologia particionada, na qual a discretização e a solução do problema nos domínios do sólido e do fluido são realizadas separadamente. Dados do deslocamento instantâneo da válvula são usados para estudar a influência de vários parâmetros adotados na solução numérica do problema. Os resultados mostram que o fator normal de rigidez, a força de pré-carga, a força de gravidade e a condição de contorno usada na solução do problema da estrutura, influenciam na solução do problema.

Palavras-chave: Compressor de refrigeração. Válvula tipo palheta. Interação fluido-estrutura. Solução numérica.

ABSTRACT

Most domestic vapor compressor refrigeration systems use reciprocating compressors with automatic reed type valves to control the suction and discharge processes of the refrigerant fluid. The operating cycle of these valves is described by a series of complex phenomena that occur in a short period of time. Most of the losses responsible for reducing the efficiency of the compressor are due to physical phenomena occurring in these valves, mainly due to the fluid-structure interaction. To study this problem is essential to improve the efficiency of the compressor. Performing this study by using Computational Fluid Dynamic methodologies allows relative fast solution of the problem. However, developing a reliable methodology requires detail study of several aspects that can influence the results and, mainly, requires the experimental validation. In this work, we propose to evaluate some of these aspects to verify their influence in the validation process of the numerical methodology through experimental data. Here, we experimentally test a large scale model of a reed type valve usually used as suction valve and the results are used to validate the numerical methodology. The numerical solution is obtained by using the Ansys[®] CFX code to solve the fluid flow and the Ansys[®] Mechanical code to solve the structural problem of the valve. In this methodology, we solve the fluid-structure interaction by using a segregated method in which the discretization and the solution of the problem in the solid and fluid domains are performed separately. Data for the instantaneous displacement of the valve are used to analyze the influence of several parameters applied to solve the problem. The results show that the stiffness normal factor, the preload force, the gravity force, and the boundary condition used to solve the structure of the valve, influence the numerical solution of the problem.

Keywords: Refrigeration compressor. Reed type valve. Fluid-structure interaction. Numerical solution.

LISTA DE SIGLAS

- CAD* - *Computer-Aided Design*
- CFD* - *Computational Fluid Dynamics*
- FSI* - *Fluid-Structure Interaction*

LISTA DE SÍMBOLOS

Letras Gregas

α	- Fator de relaxação	
γ	- Deformação elástica cisalhante	
Γ	- Fronteira	
Γ_{FS}	- Fronteira fluido-sólido	
Γ_{NS}	- Fronteira Neumann sólido	
Γ_{NF}	- Fronteira Neumann fluido	
Γ_{DS}	- Fronteira Dirichlet sólido	
Γ_{DF}	- Fronteira Dirichlet fluido	
Γ_{disp}	- Coeficiente de difusão da malha	
δ	- Deslocamento relativo da malha	[m]
δ_{ij}	- Delta de Kronecker	
ε^*	- Resíduo logarítmico normalizado	
ε	- Resíduo normalizado das grandezas trocadas na interface <i>FSI</i>	
ε	- Deformação elástica normal	
η	- Tolerância de penetração da metodologia de contato	[m]
κ	- Viscosidade volumétrica	[kg m ⁻¹ s ⁻¹]
κ, κ_t	- Funções de mapeamento	[kg m ⁻¹ s ⁻¹] ou
λ	- Segunda viscosidade do fluido, ou constante de Lamé, ou multiplicador de Lagrange	[kg m ⁻¹ s ⁻²] ou
μ	- Viscosidade dinâmica ou constante de Lamé	
ν	- Coeficiente de Poisson	
ρ, ρ_s	- Massa específica do fluido e do sólido	[kg m ⁻³]
σ, σ_{ij}	- tensor de Cauchy ou segundo tensor de Piola-Kirchhoff	[kg m ⁻¹ s ⁻²]
τ_{ij}	- Parte deviatórica do tensor de Cauchy	[kg m ⁻¹ s ⁻²]
τ_{ij}^R	- Tensor das tensões de Reynolds	[kg m ⁻¹ s ⁻²]
φ	- Vetor das grandezas trocadas na interface	
φ_t	- Função de mapeamento $\mathcal{B} \rightarrow \mathcal{S}$	
ϕ	- Variável genérica instantânea	

- ψ_t - Função de mapeamento $\mathcal{M} \rightarrow \mathcal{S}_t$
- χ_t - Função de mapeamento $\mathcal{M} \rightarrow \mathcal{B}_t$
- $\tilde{\omega}$ - Taxa específica de dissipação de energia cinética turbulenta $[m^2 s^{-3}]$

Letras latinas

\vec{b}	- Vetor de forças de campo específico	$[m s^{-2}]$
$\mathcal{B}, \mathcal{B}_t, \tilde{\mathcal{B}}$	- Representação de um corpo	
\vec{c}	- velocidade relativa	$[m s^{-1}]$
c_{ijrs}	- Coeficientes do tensor de quarta ordem isotrópicos	
$[C]$	- Matriz de amortecimento	$[kg s^{-1}]$
\mathbf{D}	- Tensor de deformação ou tensor das taxas de deformação	$[s^{-1}]$
E_{rs}	- Tensor de deformação de Almansi na configuração espacial e tensor finito de deformação de Green-Lagrange na configuração material	
f	- Função escalar genérica	
F	- Vetor força	$[kg m s^{-2}]$
G	- Módulo de cisalhamento	$[kg m^1 s^{-1}]$
i	- Índice usado na notação de Einstein	
\mathbf{I}	- Matriz tensor identidade	
j	- Índice usado na notação de Einstein	
k	- Índice usado na notação de Einstein	
$[K]$	- Matriz de rigidez	$[kg s^{-2}]$
m	- Ponto material na configuração referencial	
\mathcal{M}	- Configuração referencial	
$[M]$	- Matriz de massa	$[kg]$
p	- Pressão termodinâmica	$[kg m^{-1} s^{-2}]$
\bar{p}	- Pressão mecânica ou média normal	$[kg m^{-1} s^{-2}]$
\mathcal{P}	- Ponto material	
R	- Constante de um gás qualquer	$[m^2 s^{-2} K^{-1}]$
\mathbb{R}	- Conjunto dos números reais	
\mathbf{s}, s_{ij}	- Tensor da taxa de deformação	$[s^{-2}]$
$\mathcal{S}, \mathcal{S}_t$	- Configuração espacial	
t	- Tempo	$[s]$
T	- Temperatura	$[K]$
\mathbf{T}	- Tensor genérico das tensões podendo estar escrito na configuração espacial ou material	$[kg m^{-1} s^{-2}]$
\vec{u}	- Vetor deslocamento do domínio do sólido	$[m]$
\vec{u}_{FS}	- Deslocamento na interface fluido-sólido	$[m]$
\vec{v}	- Velocidade material, velocidade do domínio do fluido	$[m s^{-1}]$

\vec{v}_{FS}	- Velocidade na interface fluido-sólido	$[m s^{-1}]$
\hat{v}	- Velocidade das partículas materiais vista da configuração referencial	$[m s^{-1}]$
V_t	- Volume variável no tempo	$[m^3]$
\vec{w}	- Velocidade da malha	$[m s^{-1}]$
x	- Ponto material \mathcal{P} escrito em \mathcal{S}	
X	- Ponto material \mathcal{P} escrito em \mathcal{B}	
∂V_t	- Fronteira do volume de controle V_t	$[m^2]$

Operadores

$\frac{d}{dt}(\cdot)$ - Operador de derivada temporal total

$\frac{\partial}{\partial t}(\cdot)$ - Operador de derivada temporal parcial

∇ - Operador nabla

$\overline{(\cdot)}$ - Média de Reynolds, temporal

$(\cdot)'$ - Flutuação proveniente do processo de média de Reynolds

$\widetilde{(\cdot)}$ - Média de Favre

$(\cdot)''$ - Flutuação de Favre

Lista de Figuras

Figura 1	Sistema de Refrigeração padrão por compressão de vapor.	26
Figura 2	Representação esquemático de um compressor hermético (cortesia da Tecumseh do Brasil Ltda).	26
Figura 3	Modelo de sistema de válvulas usado em compressores domésticos.	27
Figura 4	Bancada experimental para o estudo do escoamento em válvula de compressores.	30
Figura 5	Modelo de válvula testada.	31
Figura 6	Seção de teste da bancada experimental.	32
Figura 7	Representação da interface que existe entre os domínios fluido e sólido nos fenômenos de <i>FSI</i>	33
Figura 8	Representação de uma malha usada na abordagem monolítica, com nós na interface coincidentes.	34
Figura 9	Representação de uma malha usada na abordagem particionada, com nós na interface não coincidentes.	35
Figura 10	Abordagens numéricas para resolver problemas de interação fluido-estrutura.	35
Figura 11	Fluxograma do processo iterativo <i>2-way</i> usado na abordagem particionada do <i>Ansys</i>	36
Figura 12	Processo de solução dos fenômenos <i>FSI</i> usando acoplamento fraco, no qual cada <i>solver</i> é resolvido apenas uma vez em cada passo de tempo.	38
Figura 13	Processo de solução dos fenômenos <i>FSI</i> usando acoplamento forte, no qual cada <i>solver</i> é resolvido mais de uma vez em cada passo de tempo.	38
Figura 14	Representação esquemática das diferenças entre as malhas escritas nas descrições Lagrangeana, Euleriana e <i>ALE</i>	40
Figura 15	Transformação do corpo <i>B</i> em função do tempo, em vários instantes de tempo.	41

Figura 16	Representação das funções de mapeamento entre as configurações material e espacial.	42
Figura 17	Representação da configuração referencial e das funções de mapeamento adicionais.	43
Figura 18	Possíveis condições de contorno em um problema de <i>FSI</i>	51
Figura 19	Vista dos domínios sólido e fluido e as condições de contorno para o domínio do fluido do modelo sem o suporte.	53
Figura 20	Detalhes das geometrias que formam o domínio do fluido para o modelo sem o suporte (vista explodida).	54
Figura 21	Condições de contorno do domínio sólido formado pela válvula e seu assento (vista explodida) para o modelo sem o suporte.	55
Figura 22	Vista dos domínios sólido e fluido e as condições de contorno para o domínio do fluido do modelo com o suporte.	55
Figura 23	Detalhes das geometrias que formam o domínio do fluido para o modelo com o suporte (vista explodida).	56
Figura 24	Corte da válvula para representar o suporte numericamente.	56
Figura 25	Condições de contorno do domínio sólido formado pela válvula e seu assento (vista explodida) para o modelo com o suporte.	57
Figura 26	Representação de um volume com velocidade w_j nas superfícies de fronteira - conservação da lei geométrica.	58
Figura 27	Exemplos da origem dos problemas não lineares em uma análise estrutural.	60
Figura 28	Exemplos da origem dos problemas não lineares em uma análise estrutural.	61
Figura 29	Tratamento numérico dado ao evento do contato.	62
Figura 30	Entidades geométricas do método <i>element-based finite volume</i>	64
Figura 31	Elemento de malha quadrilátero e os setores que delimitam volumes de controle.	64
Figura 32	Elemento hexaedro utilizado na discretização do domínio do fluido.	67

Figura 33	Elemento prismático de base triangular (<i>wedge</i>) utilizado no domínio do fluido.	67
Figura 34	Elemento sólido SOLID187 utilizado na malha do domínio do sólido.	70
Figura 35	Elementos de contato CONTA174 e TARGE170 utilizados para a metodologia de contato.	70
Figura 36	Configurações dos testes experimentais para um modelo de válvula.	74
Figura 37	Configurações de montagem da válvula com e sem pré-carga. . . .	75
Figura 38	Configurações de montagem da válvula com e sem suporte.	75
Figura 39	Posição de medição do deslocamento da válvula.	75
Figura 40	Deslocamento instantâneo da válvula para $Re = 4.000$, com suporte.	76
Figura 41	Deslocamento instantâneo da válvula para $Re = 10.000$, com suporte.	77
Figura 42	Deslocamento instantâneo da válvula para $Re = 14.000$, com suporte.	78
Figura 43	Deslocamento instantâneo da válvula para $Re = 18.000$, com suporte.	79
Figura 44	Abertura máxima do centro da válvula em função dos testes, para $Re = 4.000$, com suporte.	81
Figura 45	Abertura máxima do centro da válvula em função dos testes, para $Re = 10.000$, com suporte.	81
Figura 46	Abertura máxima do centro da válvula em função dos testes, para $Re = 14.000$, com suporte.	82
Figura 47	Abertura máxima do centro da válvula em função dos testes, para $Re = 18.000$, com suporte.	82
Figura 48	Gráfico densidade espectral de potência em função da frequência para a válvula de $0,4\text{ mm}$ com suporte; com e sem pré-carga.	83
Figura 49	Frequência do primeiro harmônico aeroelástico em função dos testes, para $Re = 4.000$, com suporte.	85
Figura 50	Frequência do primeiro harmônico aeroelástico em função dos testes, para $Re = 10.000$, com suporte.	85

Figura 51	Frequência do primeiro harmônico aeroelástico em função dos testes, para $Re = 14.000$, com suporte.	86
Figura 52	Frequência do primeiro harmônico aeroelástico em função dos testes, para $Re = 18.000$, com suporte.	86
Figura 53	Deslocamento instantâneo da válvula para $Re = 4.000$, sem suporte.	88
Figura 54	Deslocamento instantâneo da válvula para $Re = 6.000$, sem suporte.	89
Figura 55	Deslocamento instantâneo da válvula para $Re = 8.000$, sem suporte.	89
Figura 56	Deslocamento instantâneo da válvula para $Re = 10.000$, sem suporte.	90
Figura 57	Abertura máxima do centro da válvula em função dos testes, para $Re = 4.000$, sem suporte.	91
Figura 58	Abertura máxima do centro da válvula em função dos testes, para $Re = 6.000$, sem suporte.	92
Figura 59	Abertura máxima do centro da válvula em função dos testes, para $Re = 8.000$, sem suporte.	92
Figura 60	Abertura máxima do centro da válvula em função dos testes, para $Re = 10.000$, sem suporte.	93
Figura 61	Frequência do primeiro harmônico aeroelástico em função dos testes, para $Re = 4.000$, sem suporte.	94
Figura 62	Frequência do primeiro harmônico aeroelástico em função dos testes, para $Re = 6.000$, sem suporte.	95
Figura 63	Frequência do primeiro harmônico aeroelástico em função dos testes, para $Re = 8.000$, sem suporte.	95
Figura 64	Frequência do primeiro harmônico aeroelástico em função dos testes, para $Re = 10.000$, sem suporte.	96
Figura 65	Malha da estrutura com elementos tetraédricos para válvula com o suporte.	98
Figura 66	Malha da estrutura com elementos tetraédricos para válvula sem o suporte.	98

Figura 67	Malha do domínio do fluido com elementos do tipo prismático com base triangular (<i>wedge</i>) e com base quadrada (hexaedros) para válvula com o suporte.	99
Figura 68	Malha do domínio do fluido com elementos do tipo prismático com base triangular (<i>wedge</i>) e com base quadrada (hexaedros) para válvula sem o suporte.	100
Figura 69	Teste de independência de malha para as malhas 1 e 2 sem a convergência das variáveis <i>FSI</i>	101
Figura 70	Teste de independência de malha para as malhas 1 e 2 com a convergência das variáveis <i>FSI</i>	102
Figura 71	Teste de independência de malha para o número de Reynolds 12.000, nas malhas 1 e 2 com a convergência das variáveis <i>FSI</i> e para malha 2 sem convergência <i>FSI</i>	103
Figura 72	Teste de independência da malha temporal, com a malha espacial grosseira (Malha 2), para a válvula de $e = 0,4\text{mm}$ com suporte e $Re = 4.000$	104
Figura 73	Teste de independência da malha temporal, com a malha espacial grosseira (Malha 2), para a válvula de $e = 0,4\text{mm}$ com suporte e $Re = 10.000$	105
Figura 74	Influência do fator de normal de contato, $f = 10^{-2}$, $f = 10^{-1}$ e $f = 1$ sobre a dinâmica do centro da válvula em função do tempo.	106
Figura 75	Forma como a força de pré-carga é distribuída sobre a válvula.	108
Figura 76	Influência da pré-carga, introduzida como força distribuída nos valores de $F_{pré-carga} = 1\text{N}$ e $F_{pré-carga} = 2\text{N}$, sobre a dinâmica do centro da válvula.	108
Figura 77	Influência do campo gravitacional sobre o domínio (equação) do sólido.	109
Figura 78	Fixação Tipo 1: uma aresta e dois vértices.	111
Figura 79	Fixação Tipo 2: toda superfície colinear à aresta do suporte (superfície de corte).	111

Figura 80	Fixação Tipo 3: duas superfícies fixas - superfície de corte e uma faixa da superfície superior da válvula.	112
Figura 81	Comparação entre três configurações de fixação.	112
Figura 82	Comparação do resultado numérico sem pré-carga, com os resultados experimentais com e sem pré-carga para Reynolds 4000 e válvula de $e = 0,4\text{mm}$ com suporte.	114
Figura 83	Comparação do resultado numérico com força de pré-carga $F_{pc} = 1\text{N}$ com os resultados experimentais com e sem pré-carga para Reynolds 4.000 e válvula de $e = 0,4\text{mm}$ com suporte.	115
Figura 84	Comparação do o resultado numérico com força de pré-carga $F_{pc} = 2\text{N}$ com os resultados experimentais com e sem pré-carga para Reynolds 4.000 e válvula de $e = 0,4\text{mm}$ com suporte.	116
Figura 85	Comparação do resultado numérico sem pré-cargados com os resultados experimentais com e sem pré-carga para Reynolds 10.000 e válvula de $e = 0,4\text{mm}$ com suporte.	117
Figura 86	Comparação do resultado numérico sem pré-carga com os resultados experimentais com e sem pré-carga para Reynolds 14.000 e válvula de $e = 0,4\text{mm}$ com suporte.	117
Figura 87	Comparação do resultado numérico sem pré-carga com os resultados experimentais com e sem pré-carga para Reynolds 4.000 e válvula fixada sem suporte.	118
Figura 88	Comparação do o resultado numérico sem pré-carga com os resultados experimentais com e sem pré-carga para Reynolds 10.000 e válvula fixada sem suporte.	119
Figura 89	Posição do centro da válvula com suporte nos instantes de tempo analisados para o número de Reynolds 4.000.	120
Figura 90	Deslocamento da válvula fixada com suporte, para $Re = 4.000$, vista em corte lateral.	121
Figura 91	Campos de velocidade para o modelo de válvula fixada com suporte, $Re = 4.000$, vistas laterais em corte para os dois primeiros instantes de tempo, t_1 e t_2	122

Figura 92	Campos de velocidade para o modelo de válvula fixada com suporte, $Re = 4.000$, vistas laterais em corte para os dois últimos instantes de tempo, t_3 e t_4	123
Figura 93	Campos de velocidade para o modelo de válvula fixada com suporte, $Re = 4.000$, vistas frontais em corte para os dois primeiros instantes de tempo, t_1 e t_2	124
Figura 94	Campos de velocidade para o modelo de válvula fixada com suporte, $Re = 4.000$, vistas frontais em corte para os dois últimos instantes de tempo, t_3 e t_4	125
Figura 95	Posição do centro da válvula sem o suporte nos instantes de tempo analisados, Reynolds 4.000.	126
Figura 96	Deslocamento da válvula fixada sem suporte, para $Re = 4.000$, vista em corte lateral.	127
Figura 97	Campos de velocidade para o modelo de válvula fixada sem suporte, $Re = 4.000$, vistas laterais em corte para os dois primeiros instantes de tempo, t_1 e t_2	128
Figura 98	Campos de velocidade para o modelo de válvula fixada sem suporte, $Re = 4.000$, vistas laterais em corte para os dois últimos instantes de tempo, t_3 e t_4	129
Figura 99	Campos de velocidade para o modelo de válvula fixada sem suporte, $Re = 4.000$, vistas frontais em corte para os dois primeiros instantes de tempo, t_1 e t_2	130
Figura 100	Campos de velocidade para o modelo de válvula fixada sem suporte, $Re = 4.000$, vistas frontais em corte para os dois últimos instantes de tempo, t_3 e t_4	131
Figura B.1	Média temporal para turbulência transiente.	146
Figura C.1	Abertura máxima do centro da válvula em função dos testes, para $Re = 6.000$, com suporte.	151
Figura C.2	Abertura máxima do centro da válvula em função dos testes, para $Re = 8.000$, com suporte.	152

Figura C.3	Abertura máxima do centro da válvula em função dos testes, para $Re = 12.000$, com suporte.	152
Figura C.4	Abertura máxima do centro da válvula em função dos testes, para $Re = 16.000$, com suporte.	153
Figura C.5	Frequência do primeiro modo aeroelástico em função dos testes, para $Re = 6.000$, com suporte.	154
Figura C.6	Frequência do primeiro modo aeroelástico em função dos testes, para $Re = 8.000$, com suporte.	155
Figura C.7	Frequência do primeiro modo aeroelástico em função dos testes, para $Re = 12.000$, com suporte.	155
Figura C.8	Frequência do primeiro modo aeroelástico em função dos testes, para $Re = 16.000$, com suporte.	156

Lista de Tabelas

Tabela 5	Equações governantes e as equações constitutivas dos domínios fluido e sólido.	51
Tabela 6	Opções de condições de contorno para as fronteiras dos domínios fluido e sólido.	52
Tabela 7	Condições iniciais para o domínio do fluido	54
Tabela 8	Amplitudes máximas para os testes com suporte.	80
Tabela 9	Frequências do primeiro harmônico aeroelástico para os testes com suporte.	84
Tabela 10	Amplitudes máximas para os teste sem suporte.	90
Tabela 11	Frequências aeroelásticas para os teste sem suporte.	94
Tabela 12	Informações das malhas espaciais Malha 1 e Malha 2.	99
Tabela 13	Tempo de simulação em função do passo de tempo para a malha 2 com convergência das variáveis de interface.	105
Tabela 14	Configurações do modelos para o estudo da influência do fator normal de rigidez de contato.	106
Tabela 15	Variação da frequência do primeiro modo aeroelástico em função da mudança do fator normal de rigidez de contato.	107
Tabela 16	Variação da frequência de oscilação do centro da válvula em função da força da pré-carga.	109
Tabela 17	Configurações do modelo para o estudo do efeito da fixação da forma de fixação da válvula.	110
Tabela 18	Frequência aeroelástica em função da mudança de fixação.	113
Tabela 19	Configuração do modelo numérico para a compração com os resultados experimentais.	113

Sumário

	Página
1	INTRODUÇÃO 25
2	METODOLOGIA 30
2.1	METODOLOGIA EXPERIMENTAL 30
2.2	METODOLOGIA NUMÉRICA 33
2.2.1	Modelagem Física e Numérica 33
2.2.2	Metodologia de Discretização 63
2.2.3	Algoritmos de Solução 71
3	RESULTADOS 74
3.1	RESULTADOS EXPERIMENTAIS 74
3.1.1	Resultados dos Testes Experimentais para a Válvula Fixada Com o Suporte 76
3.1.2	Resultados dos Testes Experimentais para a Válvula Fixada Sem o Suporte 87
3.2	RESULTADOS NUMÉRICOS 97
3.2.1	Independência da Malha Espacial 97
3.2.2	Independência da Malha Temporal 103
3.2.3	Influência do Fator Normal de Rigidez de Contato no Deslocamento da Válvula 105
3.2.4	Influência da Pré-carga: Valor do Carregamento 107
3.2.5	Presença do Campo Gravitacional no Domínio do Sólido 109
3.2.6	Influência do Tipo de Fixação da Válvula com o Suporte 110
3.2.7	Comparação com os Resultados Experimentais 113
3.2.8	Campo de Velocidade e Deslocamento da Válvula 119

4	CONCLUSÕES	132
	REFERÊNCIAS	134
	APÊNDICE A – EQUAÇÕES CONSTITUTIVAS	139
A.1	VISÃO GERAL PARA UM CORPO ELÁSTICO E FLUIDO VISCOSO . . .	139
A.2	EQUAÇÕES CONSTITUTIVAS PARA MATERIAIS ELÁSTICOS	140
A.3	FLUIDO IDEAL E FLUIDO VISCOSO (NEWTONIANO)	141
	APÊNDICE B – FORMULAÇÃO PARA ESCOAMENTOS TURBULENTOS	146
B.1	MÉDIA DE FAVRE	147
	APÊNDICE C – FIGURAS ASSOCIADAS COM RESULTADOS EXPERIMENTAIS	151
C.1	DESLOCAMENTO MÁXIMO DA VÁLVULA – FIXAÇÃO COM SUPORTE	151
C.2	FREQUÊNCIA DE OSCILAÇÃO DA VÁLVULA – FIXAÇÃO COM SUPORTE	154

1 INTRODUÇÃO

Os sistemas de refrigeração que usam o ciclo por compressão de vapor são compostos basicamente por quatro componentes: compressor, condensador, dispositivo de expansão e evaporador (Figura 1). Nesse ciclo, uma mistura de líquido e vapor com elevada quantidade de líquido escoam pelo evaporador retirando calor, \dot{Q}_L , do ambiente que se deseja resfriar. O vapor – geralmente vapor superaquecido – que sai do evaporador é admitido pelo compressor, cuja função é que elevar a pressão, a temperatura e produzir o escoamento do fluido refrigerante pelo sistema pela adição de trabalho. Em seguida, vapor superaquecido em alta pressão e temperatura escoam pelo condensador, rejeitando calor, \dot{Q}_H , para o meio ambiente externo até se transformar em líquido – geralmente subresfriado. Finalmente, o fluido refrigerante é expandido em um dispositivo de expansão até a pressão do evaporador, onde o ciclo se completa.

A eficiência do ciclo depende da eficiência de cada um dos componentes, por eles estarem interligados (STOECKER; JONES, 1985). Por ser o componente que consome energia elétrica e que produz o escoamento do fluido refrigerante em todo o ciclo, o compressor exerce um papel importante na definição da eficiência do ciclo. Essa eficiência é definida pelo coeficiente de performance – COP – e calculada pela razão entre a energia retirada do espaço a ser refrigerado (capacidade de refrigeração, \dot{Q}_L) e o trabalho consumido no compressor (\dot{W}_c), ou seja,

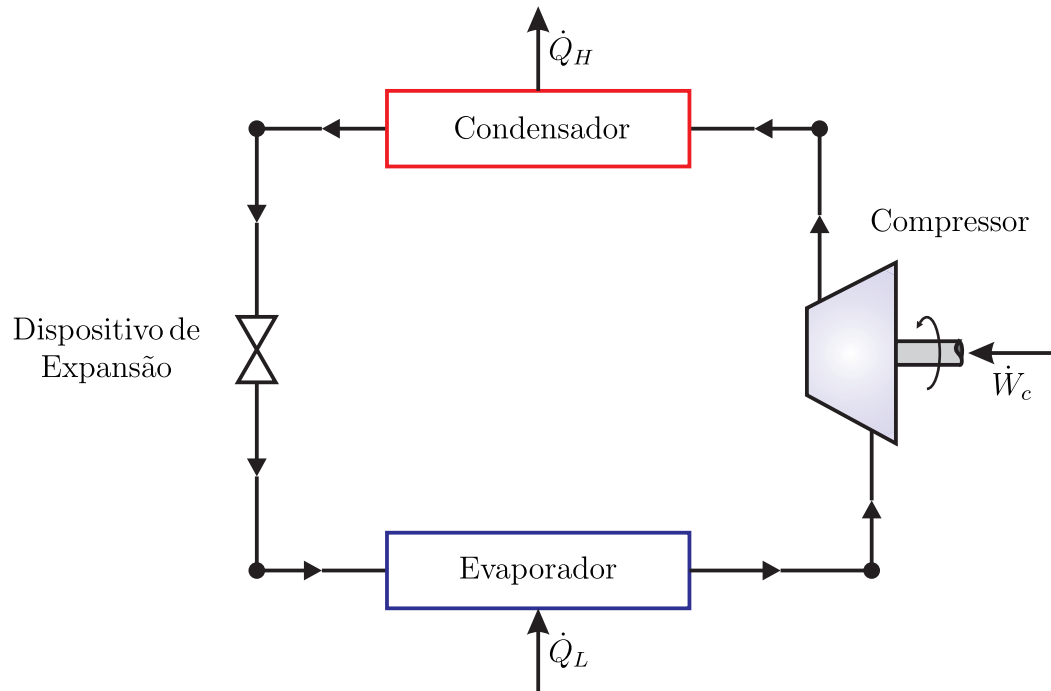
$$COP = \frac{\dot{Q}_L}{\dot{W}_c} \quad (1)$$

Portanto, reduzir o trabalho consumido no compressor, para uma capacidade de refrigeração definida, significa aumentar a eficiência do ciclo.

A maioria dos sistemas de refrigeração por compressão de vapor domésticos – refrigeradores, *freezers* e condicionadores de ar – usa compressores alternativos herméticos para transferir o trabalho necessário ao ciclo de refrigeração (Figura 2).

A eficiência termodinâmica desses compressores – que contabiliza as perdas relacionadas às irreversibilidades nos processos de sucção, compressão e descarga – situa-se na faixa de 80 a 83% (RIBAS, JR. et al., 2010). Esses autores também afirmam que 47% das perdas termodinâmicas são causadas pelos escoamentos nas linhas de sucção e de descarga para o caso de um compressor de elevada eficiência com capacidade de 900 BTU/h – na temperatura de evaporação de $-23,3^\circ\text{C}$ e temperatura de condensação de $32,2^\circ\text{C}$, operando com refrigerante R134a. Isso significa que cerca de 10% das perdas termodinâmicas totais do compressor são devidas ao atrito viscoso do escoamento

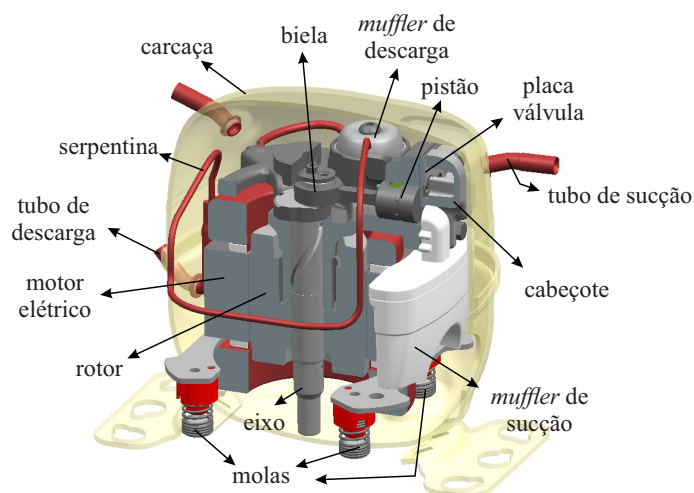
Figura 1: Sistema de Refrigeração padrão por compressão de vapor.



\dot{Q}_L : Taxa de calor transferido para a fonte fria (*Low Temperature*);
 \dot{Q}_H : Taxa de calor transferido para a fonte quente (*Hot Temperature*);
 \dot{W}_c : Potência do compressor.

Fonte: Autoria própria.

Figura 2: Representação esquemática de um compressor hermético (cortesia da Tecumseh do Brasil Ltda).

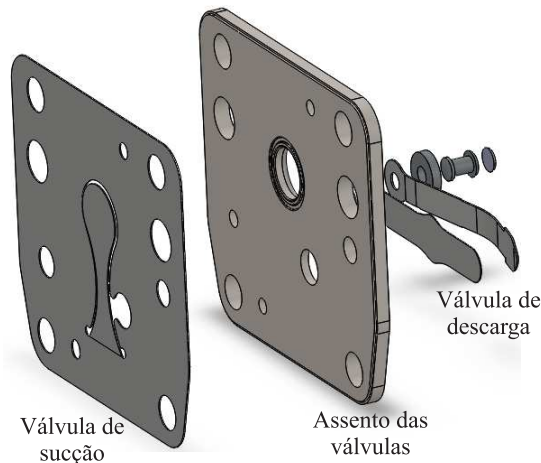


Fonte: Lacerda (2016).

de refrigerante ao longo de seu trajeto no compressor. Naturalmente, parte dessas perdas ocorre no escoamento pelas válvulas de sucção e de descarga por fazerem parte do

trajeto do gás refrigerante (Figura 3).

Figura 3: Modelo de sistema de válvulas usado em compressores domésticos.



Fonte: Autoria própria.

As válvulas de sucção e de descarga usadas nesses compressores são denominadas de automáticas por não serem comandadas por nenhum dispositivo externo (Figura 3). A abertura, o fechamento e a dinâmica do movimento desse tipo de válvula são governados por uma forte interação entre as forças causadas pelo escoamento sobre a estrutura da válvula e as forças causadas pela estrutura da válvula sobre o escoamento, fenômeno denominado de interação fluido-estrutura. Além disso, a existência de vários outros efeitos tornam o problema ainda mais complexo e altamente não linear: escoamento turbulento, gradiente adverso de pressão, regiões de recirculação, transientes rápidos, deformação elevada da válvula e impacto entre a válvula e seu assento.

Em função das dificuldades para resolver o problema completo de interação fluido-estrutura, várias abordagens simplificadas têm sido usadas ao longo dos últimos 50 anos, desde geometrias mais simples como o difusor radial, passando por metodologias que não levam em consideração o fenômeno de interação fluido-estrutura e o uso de acoplamento fraco (vide Fig. 12) para a solução do problema de interação fluido-estrutura. Embora facilitem a modelagem física e a solução numérica, essas simplificações podem levar a soluções completamente diferentes do problema físico real.

No modelo do difusor radial, tanto o assento da válvula — onde situa-se o orifício por onde o gás refrigerante escoava para dentro ou para fora do cilindro — como a própria lâmina são representados por discos concêntricos fixos (ANHÊ JR., 2010; COLACITI et al., 2007; DESCHAMPS; FERREIRA; PRATA, 1996; FERREIRA; PRATA; DESCHAMPS, 1987; FERREIRA; PRATA; DESCHAMPS, 1989; GASCHÉ, 1992; HAYASHI; MATSUI;

ITO, 1975; PIECHNA; MEIER, 1986; POSSAMAI, 1994; RAAL, 1978; SALINAS - CASANOVA, 2001). Com esse tipo de abordagem, os principais resultados obtidos são a área efetiva de força e a área efetiva de escoamento, que são dois parâmetros adimensionais usados no projeto e simulação de compressores. Embora muito simplificado, esse modelo propiciou uma evolução significativa no projeto das válvulas.

Um número menor de trabalhos usa o mesmo modelo do difusor radial, mas esses trabalhos já incluem o movimento do disco frontal – representando a válvula. Nesses trabalhos, o movimento é predito com um modelo simplificado unidimensional massa-mola-amortecedor de um grau de liberdade (DISCONZI, 2011; LOPES, 1996; MATOS, 2002; PEREIRA, 2006; PEREIRA et al., 2012). Trabalhos envolvendo o movimento da válvula com uma geometria real - ao invés de assumir a válvula como um disco circular - são ainda mais raros (MISTRY et al., 2012). Entretanto, esses autores simplificaram o modelo da dinâmica da válvula assumindo seu engaste livre: como se fosse uma viga em balanço, mas fixada por uma junta articulada, permitindo sua rotação livre.

Os trabalhos envolvendo simulação numérica do problema real de interação fluido-estrutura e utilizando geometrias reais de válvulas são raros e recentes (DHAR, DING e LACERDA, 2016; GASCHE et al., 2016; GONZALEZ et al., 2016; LEMKE et al., 2016; DIAS, 2016). Ainda assim, os modelos necessitam de aperfeiçoamento para representar fielmente o problema. Essa necessidade é explicitada nos resultados apresentados no trabalho desenvolvido por Dias (2016), no qual o problema foi formulado e resolvido considerando a geometria real da válvula e modelando tanto o fenômeno de interação fluido-estrutura como o impacto entre a válvula e seu assento. Entretanto, as comparações dos resultados numéricos com dados experimentais não são satisfatórias.

A ideia desse trabalho surgiu da necessidade de se aperfeiçoar o trabalho de Dias (2016). Para isso, uma nova geometria de válvula foi projetada, construída e testada experimentalmente usando a mesma bancada experimental de Arantes (2013), cujos resultados foram usados por Dias (2016) para validar sua metodologia numérica. Neste trabalho, medimos a dinâmica do movimento da válvula usando um medidor óptico de deslocamento e resolvemos numericamente o mesmo problema, modelando o problema de interação fluido-estrutura em sua forma completa e incluindo o impacto entre a válvula e seu assento. Analisamos a solução numérica do problema por meio do estudo do efeito de vários parâmetros físicos, da influência do tipo de acoplamento – forte ou fraco – usado na metodologia particionada de solução da interação fluido-estrutura e da influência da metodologia de contato entre a válvula e seu assento. Com isso pretendemos entender melhor o problema e identificar as possíveis razões das

divergências entre os resultados numéricos e experimentais obtidas por Dias (2016).

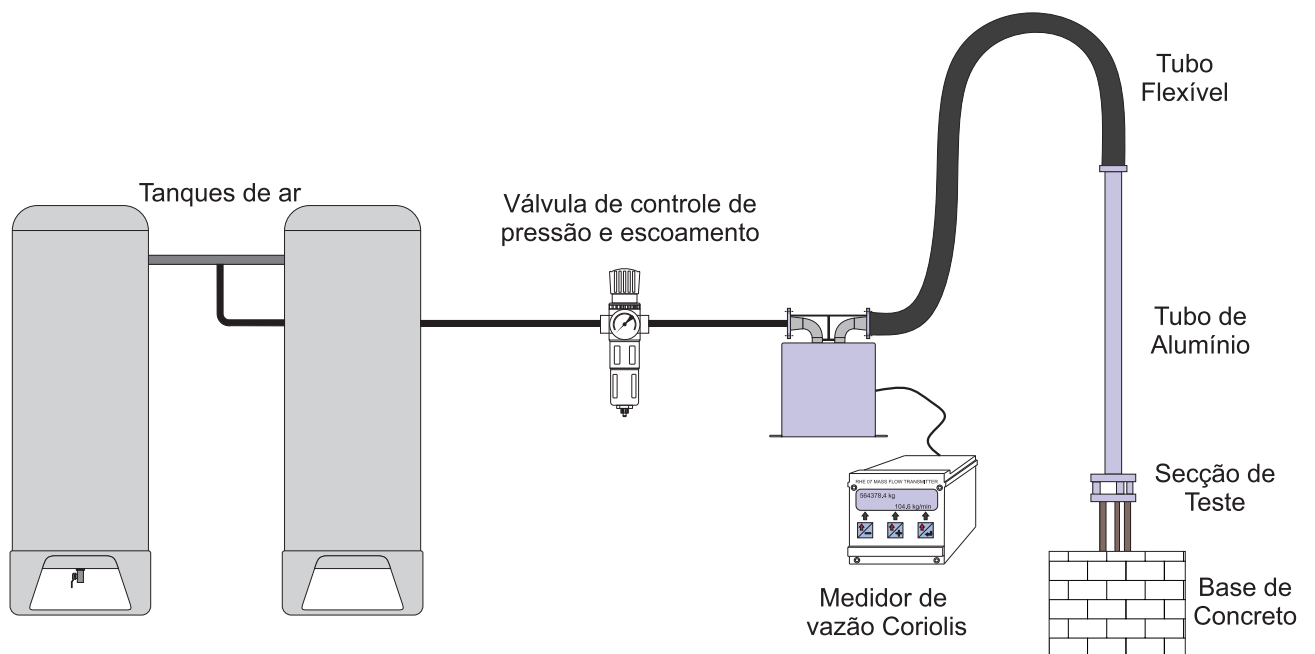
2 METODOLOGIA

Este trabalho apresenta resultados experimentais e numéricos para o movimento de um modelo ampliado de válvula de sucção muito utilizado em compressores herméticos de refrigeração. Neste capítulo apresentamos as metodologias experimentais e de solução numérica adotadas na abordagem do problema.

2.1 METODOLOGIA EXPERIMENTAL

O modelo da válvula foi testado em uma bancada experimental já existente, projetada para fornecer uma vazão constante de ar na seção de teste, onde o modelo da válvula é instalado. Um esquema da bancada é mostrado na Figura 4 e a descrição detalhada de seu funcionamento é apresentada por Arantes (2013).

Figura 4: Bancada experimental para o estudo do escoamento em válvula de compressores.



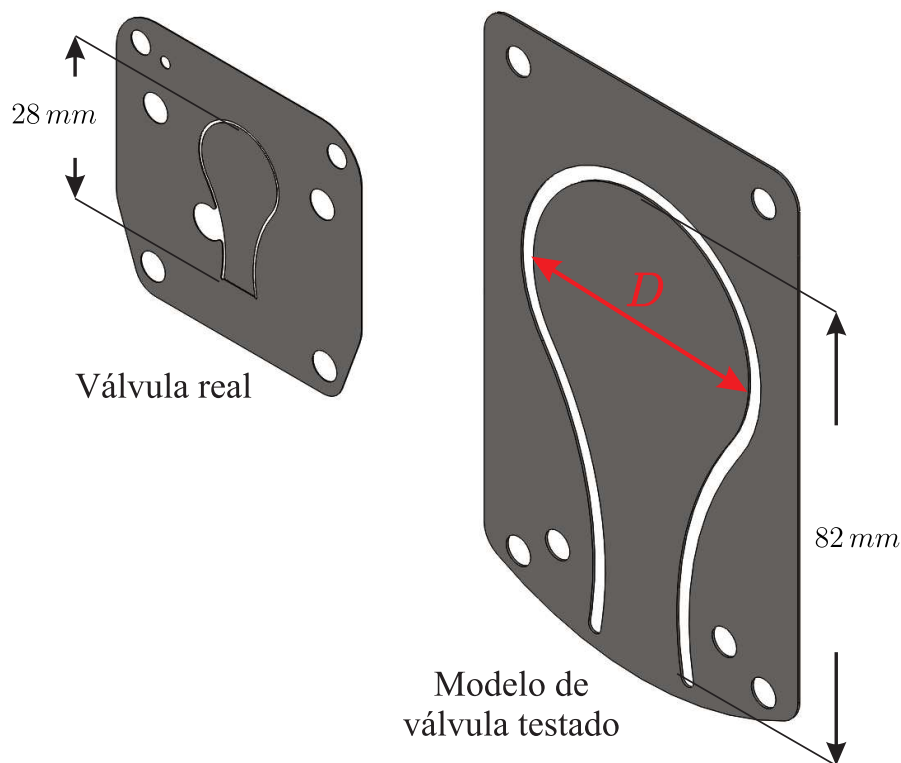
Fonte: Autoria própria.

A diferença entre a bancada experimental usada por Arantes (2013) e a que usamos nesse trabalho está na seção de teste, onde um novo modelo de válvula foi instalado.

Esse novo modelo é similar à válvula usada no compressor, mas com dimensões ampliadas – três vezes maior –, como mostrado na Figura 5. O processo de ampliação foi realizado de forma a manter a relação $D/d = 1,3$ constante, na qual, D e d correspondem, respectivamente, à dimensão da válvula na região de incidência do escoamento e

o diâmetro da tubulação de acesso do escoamento que representa o diâmetro da porta de sucção. A montagem do modelo de válvula é mostrado na Figura 6, na qual, essas dimensões podem ser visualizadas.

Figura 5: Modelo de válvula testada.



Fonte: Autoria própria.

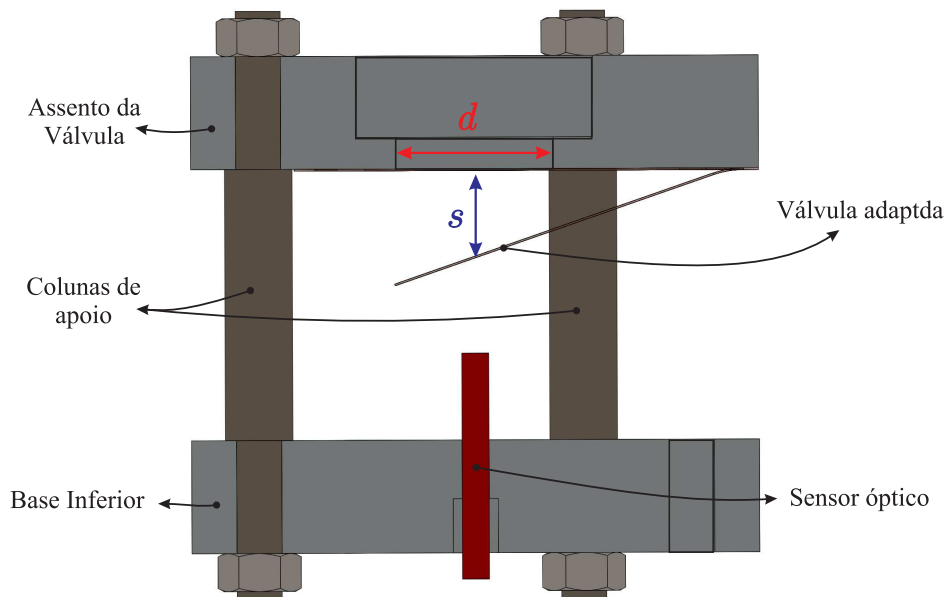
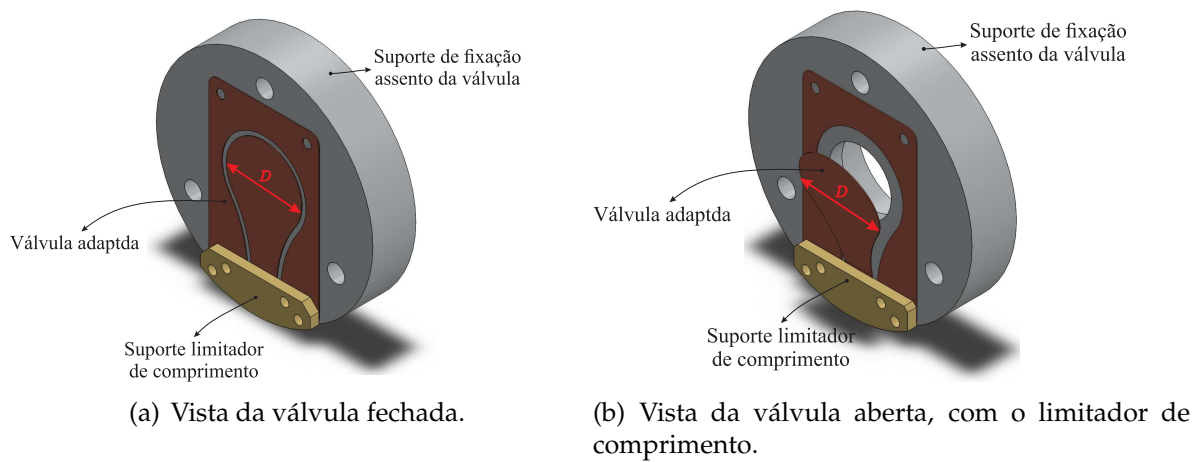
A fixação da válvula foi realizada de duas formas, uma com um limitador de comprimento (suporte) apresentado na Figura 6 e outra sem o limitador, maiores detalhes serão apresentados na seção de resultados experimentais.

Além da medição da vazão do escoamento por meio de um medidor tipo Coriolis – que possibilita a determinação do número de Reynolds do escoamento baseado no diâmetro da tubulação, d , – medimos o deslocamento instantâneo da válvula, s , usando um sensor óptico posicionado no suporte inferior da seção de teste Figura 6.

Testamos dois modelos de válvulas com espessuras diferentes, $e = 0,4 \text{ mm}$ e $e = 1,0 \text{ mm}$, para números de Reynolds do escoamento variando de 4.000 a 18.000, calculados na entrada da válvula, ou seja,

$$Re = \frac{\rho \bar{v} d}{\mu}, \quad (2)$$

Figura 6: Seção de teste da bancada experimental.



(c) Vista em corte da seção de teste montada com o sensor óptico e a válvula aberta.

Fonte: Autoria própria.

na qual, $\bar{v} = \bar{v}(\dot{m})$ é a velocidade média do escoamento na tubulação de acesso à válvula e d ao seu diâmetro. A massa específica, ρ , e a viscosidade dinâmica do ar, μ , foram calculados usando o mesmo procedimento adotado por Arantes (2013), ou seja,

$$\mu(T) = (0,872 + 7,029 \cdot 10^{-2}T - 3,81 \cdot 10^{-5}T^2) \times 10^{-6}, \quad (3)$$

na qual T é a temperatura absoluta [K]. Essa equação foi adaptada de Possamai (2004) e a massa específica foi determinada usando a equação de estado de gás ideal.

2.2 METODOLOGIA NUMÉRICA

2.2.1 Modelagem Física e Numérica

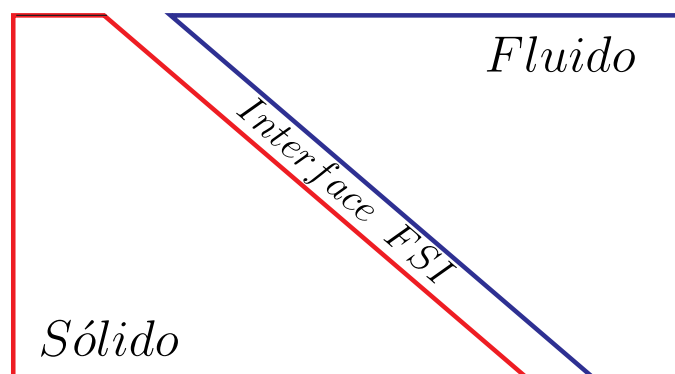
Para o entendimento do problema de interação fluido-estrutura da válvula, apresentamos uma breve descrição desse problema, além dos fundamentos matemáticos necessários para sua análise. Em particular, no presente trabalho usamos o *software Ansys® CFX* para resolver o campo de escoamento e o *Ansys® Mechanical* para resolver o problema da estrutura, cada qual usando sua metodologia de discretização.

Modelagem da Interface

Interação fluido-estrutura (*FSI*, do inglês *Fluid-Structure Interaction*), é uma área da engenharia que compreende o estudo de vários fenômenos físicos, os quais para serem adequadamente compreendidos e analisados, exigem a inclusão da dinâmica do sistema estrutural, bem como do fluido no qual a estrutura está imersa.

Os fenômenos de *FSI* podem ser encontrados em vários campos da ciência, da engenharia à medicina. Em geral, o que é comum a todos os problemas de *FSI* é a existência de uma interface entre os domínios do fluido e da estrutura, como mostra a Figura 7. Nessa interface, ambas as equações governantes do movimento e as condições de fronteira, dos dois domínios, devem ser satisfeitas simultaneamente.

Figura 7: Representação da interface que existe entre os domínios fluido e sólido nos fenômenos de *FSI*.

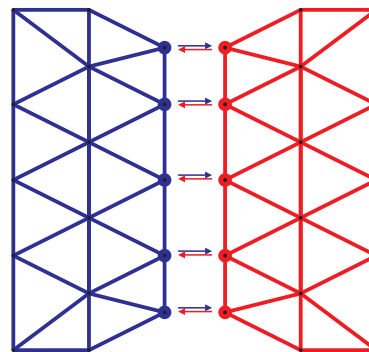


Fonte: Autoria própria.

A abordagem numérica e a discretização associada a ela possuem papéis relevantes no estudo dos problemas de *FSI*, particularmente na interface. Existem pelo menos

duas abordagens para resolver problemas de interação fluido-estrutura: a monolítica e a particionada. Na abordagem monolítica, também conhecida como método direto, os domínios são discretizados juntos (BLETZINGER, 2006). Dessa forma, as equações governantes do fluido e da estrutura discretizadas formam um único sistema de equações algébricas. Isto requer uma malha conforme na interface, como ilustra a Figura 8, na qual as posições dos nós coincidem. Uma vantagem de usar tal abordagem é que as condições de fronteira da interface são satisfeitas simultaneamente para ambos domínios. Contudo, esta abordagem necessita de um código integrado, no qual ambos domínios são resolvidos juntos em uma mesma iteração (ANSYS, 2006).

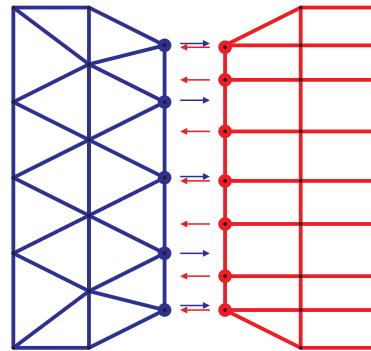
Figura 8: Representação de uma malha usada na abordagem monolítica, com nós na interface coincidentes.



Fonte: Autoria própria.

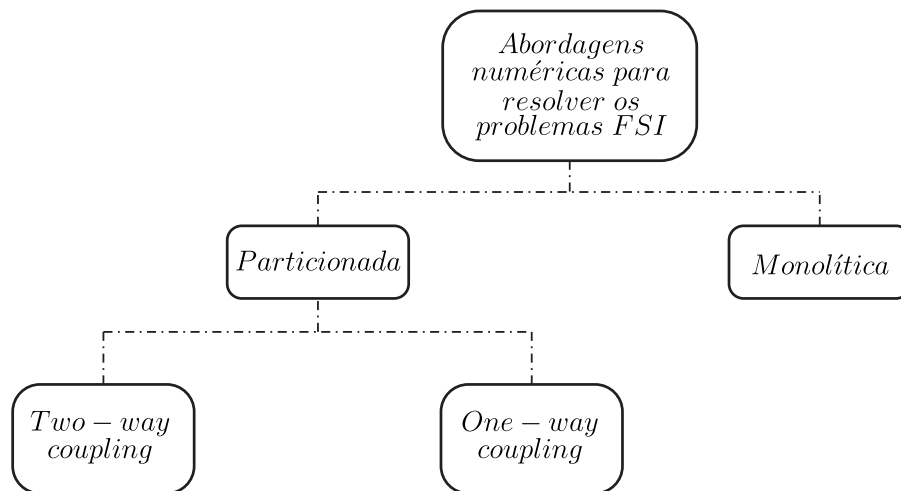
Outra opção de solução de problemas *FSI* é a abordagem particionada, na qual os domínios do fluido e da estrutura podem ser resolvidas usando códigos computacionais diferentes, do Inglês *solvers*, separados, e em uma ordem sequencial. Desta forma, a malha pode ser não conforme, Figura 9, o que significa que as posições nodais na interface não precisam necessariamente coincidir, do inglês, *nonmatching grids*. Esta abordagem permite o reuso dos métodos já existentes e desenvolvidos para cada campo, além de um método de acoplamento. Por meio do código de acoplamento, as informações da interface são transferidas e interpoladas, no caso de malha não conforme, entre os dois *solvers*. A flexibilidade do tratamento modular da abordagem particionada é a principal razão desta metodologia ser mais popular nos problemas de interação fluido-estrutura, (DEGROOTE; BATHHEM; VIERENDEELS, 2009). Além disso, as equações governantes de cada domínio podem ser resolvidos usando o método de discretização mais vantajoso para os mesmos (BLETZINGER; GALLINGER; KUPZOK, 2006). Uma visão geral dos dois procedimentos de solução de *FSI* pode ser visto na Figura 10.

Figura 9: Representação de uma malha usada na abordagem particionada, com nós na interface não coincidentes.



Fonte: Autoria própria.

Figura 10: Abordagens numéricas para resolver problemas de interação fluido-estrutura.



Fonte: Autoria própria.

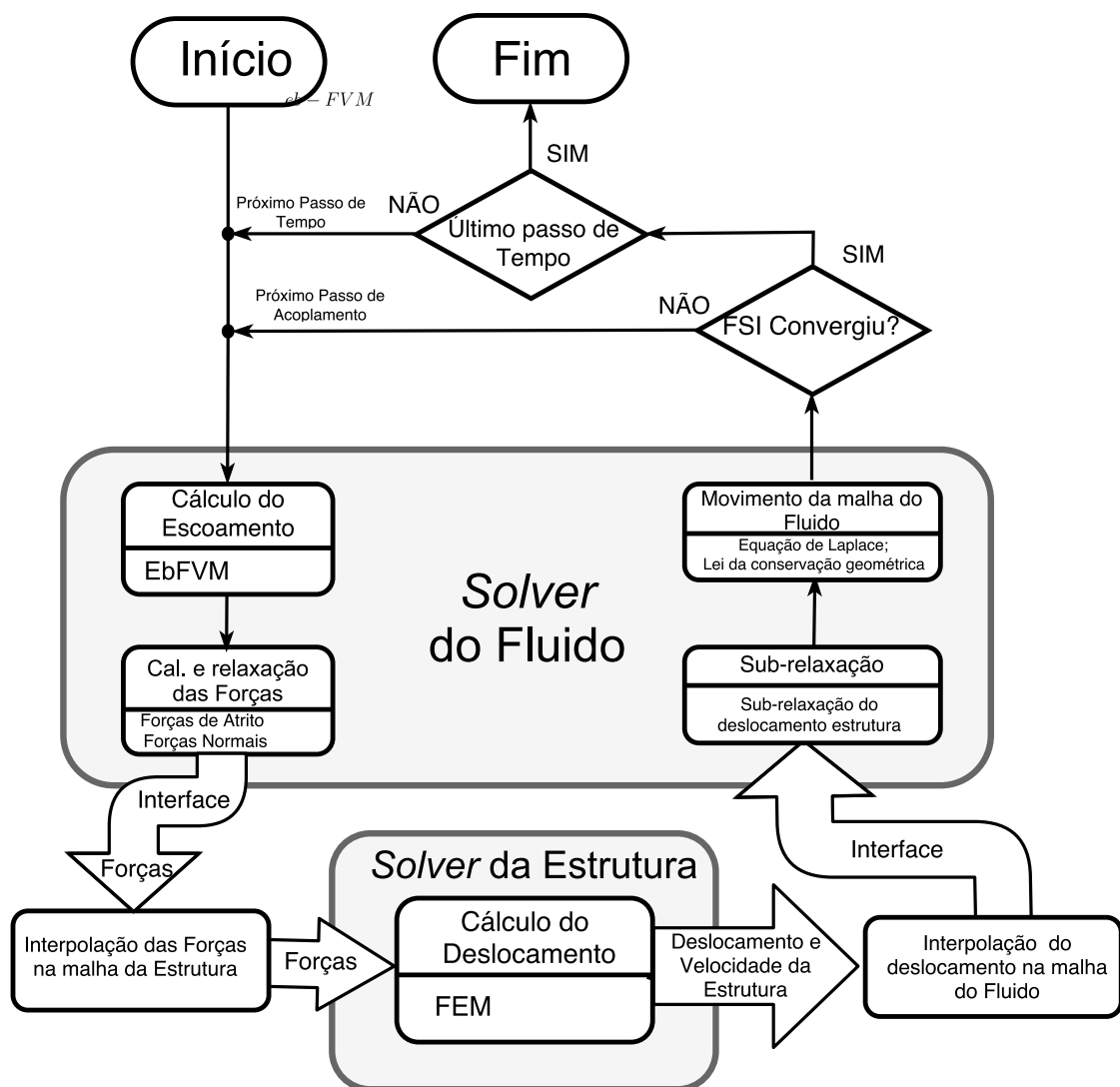
Abordagem particionada *one-way* e *two-way*

O método particionado *one-way* permite a troca de informações entre os dois *solvers* - sólido e fluido- apenas em uma direção. Por exemplo, em casos nos quais a deformação da estrutura é pequena, o *solvers* do fluido envia os dados de força sobre a estrutura para o *solvers* da estrutura, como condições de fronteira. O *solver* da estrutura calcula as deformações, porém, como o deslocamento é pequeno, essa informação não retorna ao *solver* que resolve o domínio do fluido.

Na abordagem particionada *two-way*, a transferência de dados ocorre nos dois sentidos da interface. A Figura 11 permite uma visão sobre o procedimento iterativo desta metodologia, na qual mostramos os métodos de discretização e solução numérica para ambos os domínios. Para o domínio do fluido, o ansys utiliza *EbFVM* (do inglês

Element-Based Finite Volume) e para o domínio da estrutura, o método de elementos finitos - *FEM* (sigla do inglês *Finite Element Method*) é usado. Esses métodos de discretização são discutidos em detalhes nas próximas seções. Ao inicializar, o campo de escoamento é determinado no domínio do fluido na geometria atual. A partir disso, o campo de tensão normal que age nas paredes da interface é calculado. Esses resultados são interpolados para a malha do sólido, e transferidos para o *solver* da estrutura como condições de fronteira de força distribuída. As deformações e velocidades são calculadas com modificação da malha. Nesse procedimento, essas informações são transferidas de volta ao solver do fluido e o problema é novamente resolvido no mesmo passo de tempo. Esse processo se repete até o estabelecimento da convergência.

Figura 11: Fluxograma do processo iterativo *2-way* usado na abordagem particionada do *Ansys*.



Fonte: Autoria própria.

O laço de iteração da interação fluido-estrutura é repetido até que o critério de convergência estabelecido seja atingido, que por definição ocorre quando o resíduo correspondente à velocidade, deslocamento e campo de tensões na interface são menores do que a tolerância definida, $toler = 10^{-3}$ neste trabalho. A convergência é medida por

$$\varepsilon^* = \frac{\log(\varepsilon/toler)}{\log(10/toler)}, \quad (4)$$

na qual, ε^* corresponde ao resíduo logaritmo normalizado de ε , e ε ao resíduo das variáveis trocadas na interface *FSI*, a saber, velocidade, deslocamento e campo de tensões,

$$\varepsilon = \frac{\|\varphi_{new} - \varphi_{pre}\|}{\|\varphi_{new}\|}, \quad (5)$$

em que $\|\cdot\|$ é a norma *L2* de um vetor (norma Euclidiana), φ_{new} o vetor de uma nova iteração das variáveis trocadas na interface, calculados no final de uma iteração *FSI*, e φ_{pre} o vetor de uma iteração anterior (ANSYS, 2006).

O valor real usado na próxima iteração é dado por

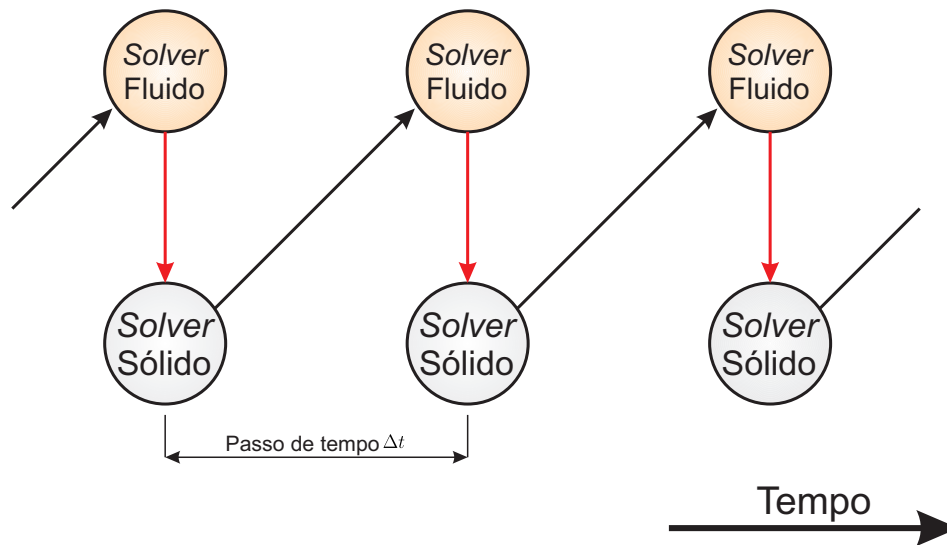
$$\varphi = \varphi_{pre} + \alpha(\varphi_{new} - \varphi_{pre}), \quad (6)$$

no qual, α é o fator de relaxação que deve ser especificado, geralmente, $0 < \alpha < 1$.

O fator de relaxação é usado para se obter maior estabilidade em problemas com forte acoplamento entre os códigos. As informações trocadas por eles, forças e deslocamentos, compõem o vetor φ .

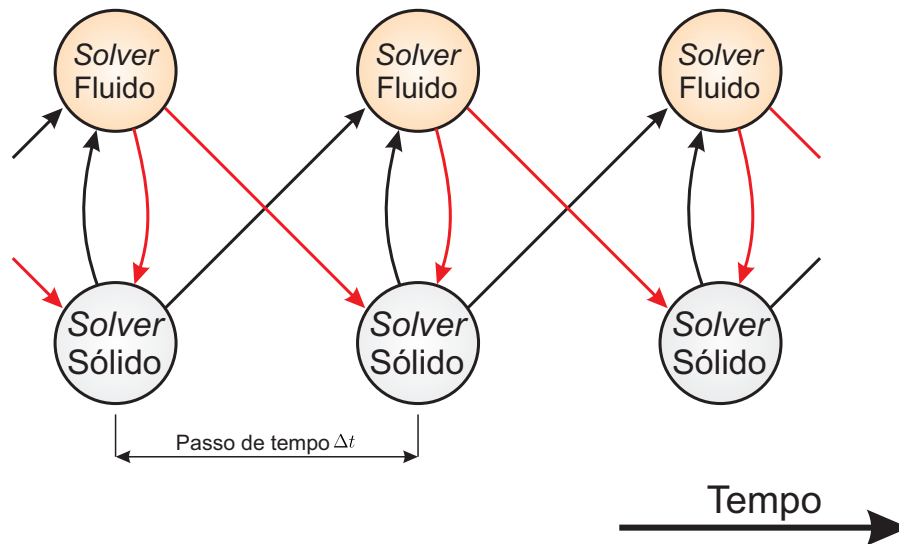
No *software Ansys*[®] a metodologia *two-way* ainda pode ser dividida em um acoplamento fraco ou forte. A diferença básica entre essas duas divisões se dá na quantidade de iterações de acoplamento que é feita. Se for feita apenas uma iteração, o processo é conhecido como acoplamento fraco ou explícito, uma vez que as informações para o cálculo do deslocamento ou das forças são obtidas do passo de tempo precedente (Figura 12). Contudo, se for realizada mais de uma iteração, o processo é conhecido como acoplamento forte ou implícito (Figura 13). O método implícito particionado usa técnicas predictoras-corretoras para cada iteração de acoplamento (ANSYS, 2006). O método explícito e *one-way* são equiparáveis em relação à precisão, tempo de simulação e problemas de convergência.

Figura 12: Processo de solução dos fenômenos *FSI* usando acoplamento fraco, no qual cada *solver* é resolvido **apenas** uma vez em cada passo de tempo.



Fonte: Autoria própria.

Figura 13: Processo de solução dos fenômenos *FSI* usando acoplamento forte, no qual cada *solver* é resolvido **mais** de uma vez em cada passo de tempo.



Fonte: Autoria própria.

Modelagem do Escoamento: Movimento do Contínuo

Para as metodologias monolítica e particionada a escolha apropriada da descrição da cinemática do contínuo possui papel fundamental. De fato, essa escolha determina a relação entre a deformação do contínuo e a malha que tenta representá-lo, além de

impor condições e a habilidade do método numérico em lidar com grandes distorções e com a posição exata das fronteiras e interfaces móveis (DONEA et al., 2004). Duas diferentes abordagens são comuns para descrever o movimento do contínuo. A descrição Lagrangeana ou material e a descrição Euleriana ou espacial.

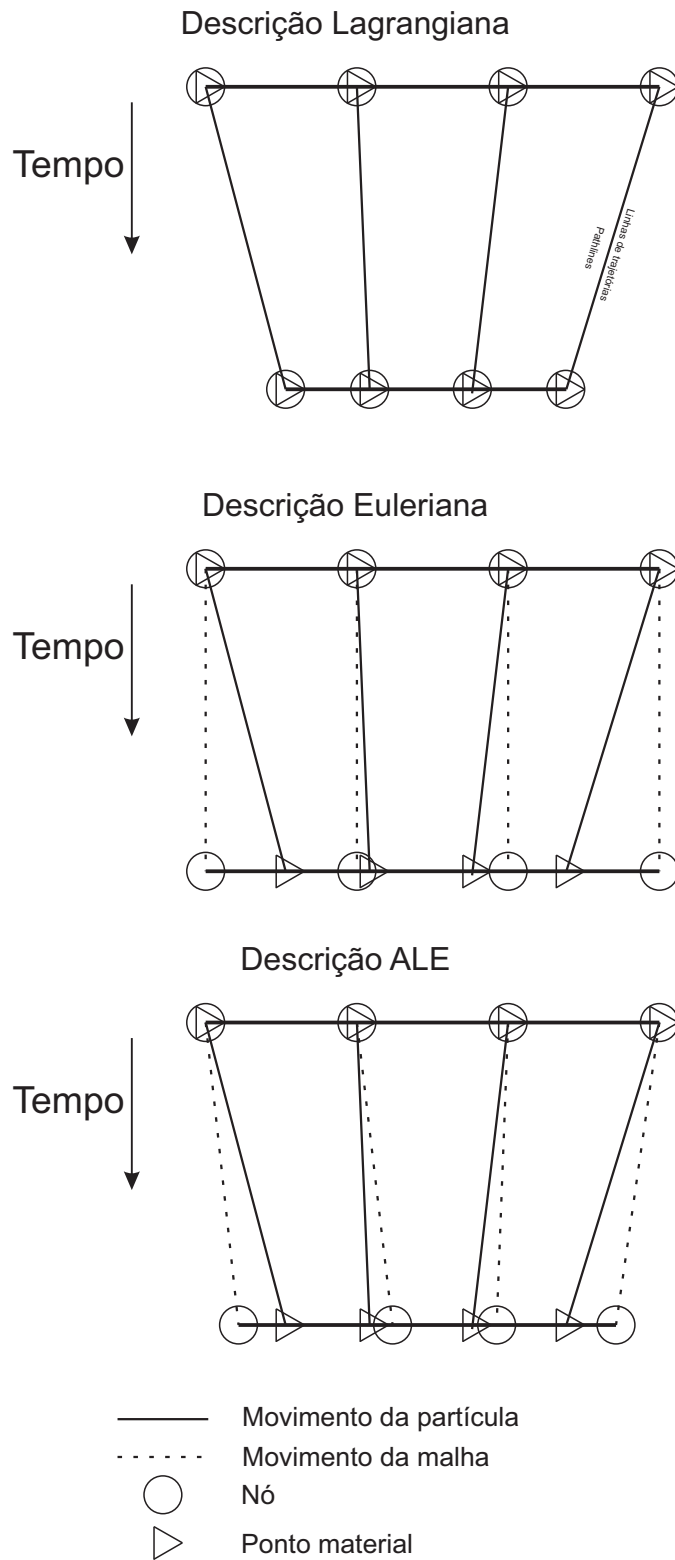
Na descrição Lagrangeana, os nós da malha são coincidentes com os pontos materiais em qualquer instante de tempo. Assim sendo, os elementos de malha se deformam com o material (Figura 14). A descrição Lagrangeana permite um fácil rastreamento das superfícies livre e interfaces, além de facilitar o tratamento de materiais cujas relações constitutivas dependem do “histórico”, materiais que possuem essas características são denominados de elastoplásticos. Sua desvantagem é a incapacidade de seguir grandes distorções do contínuo sem o uso do processo de remalhagem (*remeshing operation*) (DONEA et al., 2004).

Na descrição Euleriana os nós da malha não permanecem coincidentes com os pontos materiais. Como pode ser visto na Figura 14, a malha permanece fixa enquanto o meio se move através dela. Por permitir grandes deformações do contínuo, a abordagem Euleriana é amplamente usada na mecânica dos fluidos. Embora a metodologia Euleriana permita que o meio possua grandes distorções, a posição real das interfaces e fronteiras do contínuo (meio) ficam comprometidas.

De forma a contornar as deficiências encontradas nas metodologias puramente Euleriana ou Lagrangeana, uma terceira abordagem foi desenvolvida, conhecida como descrição *ALE* sigla do inglês *Arbitrary Lagrangian-Eulerian Description*. Essa metodologia é empregada em vários problemas nos quais o conhecimento exato da posição das fronteiras e a permissividade de grandes deformações do contínuo são importantes parâmetros do fenômeno como, por exemplo, nos problemas de interação fluido-estrutura. Em tal técnica, os nós da malha podem se mover com o contínuo na forma Lagrangeana, ou se manterem fixos como na descrição Euleriana, ou mesmo, como o nome da abordagem sugere, movem-se de forma arbitrária em relação ao contínuo, Figura 14. A liberdade de movimento da malha oferecida pela descrição *ALE* permite grandes distorções do contínuo se comparada com a metodologia puramente Lagrangeana, além de uma maior precisão das fronteiras do meio do que a oferecida pela abordagem Euleriana (DONEA et al., 2004).

Nas abordagens Lagrangeana, Euleriana e *ALE*, usa-se a definição de corpo, que é um objeto material que possui alguma propriedade física, como textura, cor, densidade, energia e outras. Seguiremos aqui as formulações apresentadas nas referências

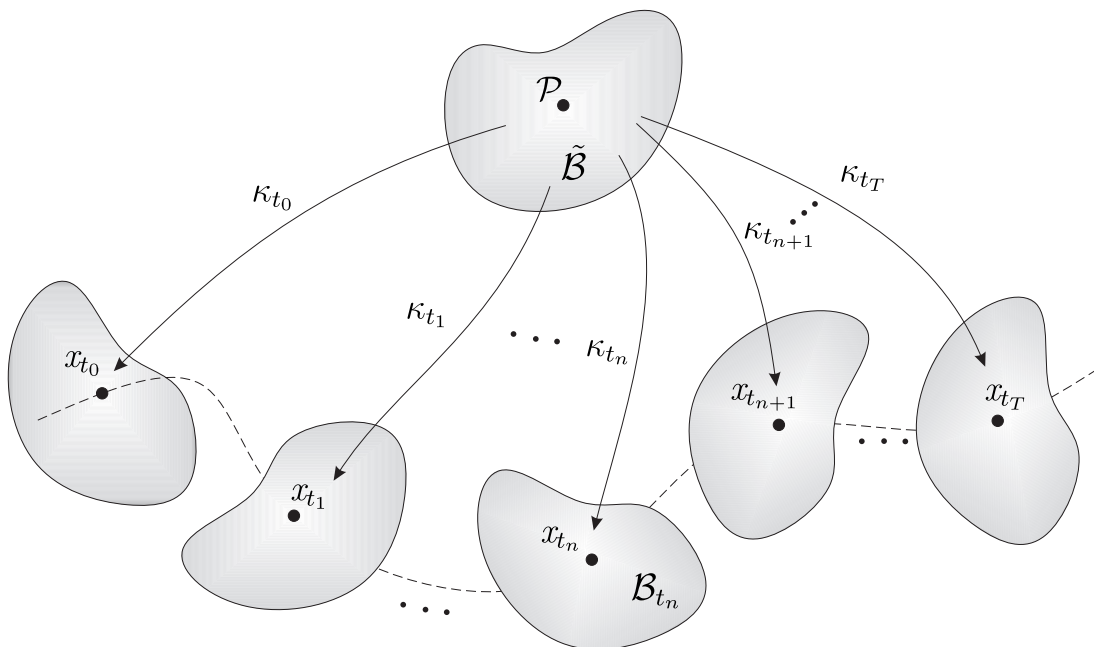
Figura 14: Representação esquemática das diferenças entre as malhas escritas nas descrições Lagrangeana, Euleriana e ALE.



Fonte: Adaptada de Donea et al. (2004).

de Donea et al. (2004), Belytschko, Liu e Moran (2000) e Malvern (1966). Matematicamente, um corpo $\tilde{\mathcal{B}}$ é definido como um conjunto aberto de infinitos pontos materiais $\mathcal{P} \in \tilde{\mathcal{B}}$. A localização do corpo $\tilde{\mathcal{B}}$ no \mathbb{R}^3 é denominada com uma configuração do corpo e pode ser matematicamente descrita pela relação $\kappa : \tilde{\mathcal{B}} \rightarrow \mathcal{B} \subset \mathbb{R}^3$. Sendo o movimento do corpo uma variável dependente do tempo, então, para cada $t \in [0, T] \subset \mathbb{R}^+$, que corresponde ao intervalo de tempo de interesse, a função $\kappa_t : \tilde{\mathcal{B}} \rightarrow \mathcal{B}_t \subset \mathbb{R}^3$ é conhecida como função de mapeamento que relaciona os pontos de \mathcal{B} em $\tilde{\mathcal{B}}$ para cada instante de tempo t , como mostra a Figura 15.

Figura 15: Transformação do corpo \mathcal{B} em função do tempo, em vários instantes de tempo.



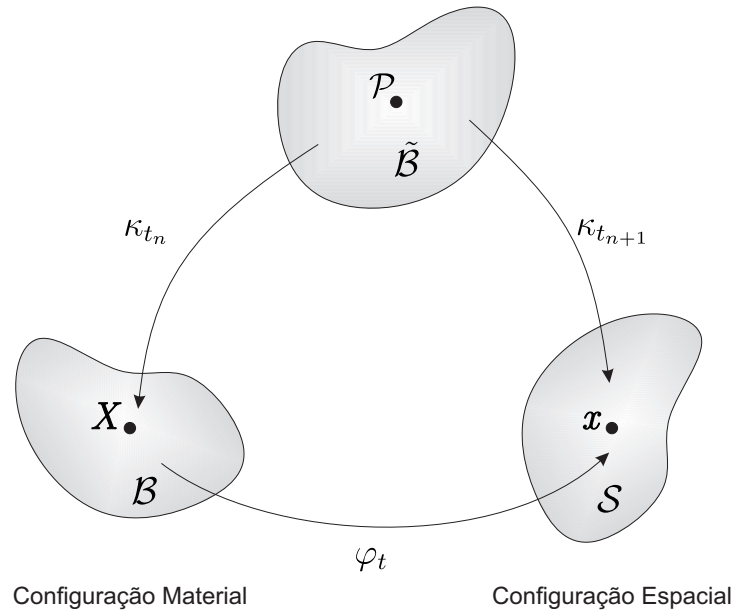
Fonte: Adaptada de Donea et al. (2004).

Escolhendo duas configurações nos instantes t_n e $t_{n+1} = t_n + \Delta t$ e nomeando a primeira como configuração material $\tilde{\mathcal{B}}$ e a segunda como configuração espacial \mathcal{S} , têm-se as funções de mapeamento κ e κ_{n+1} , que relacionam $\tilde{\mathcal{B}}$ com as configurações escolhidas (Figura 16). O ponto material \mathcal{P} do corpo $\tilde{\mathcal{B}}$ corresponde a \vec{X} na configuração material, e a \vec{x} na configuração espacial.

Uma observação importante a ser feita é que todas as funções de mapeamento que apresentaremos são funções do tempo e do espaço, logo, os processos de derivação e integração são operados em vetores ou tensores (NIELSEN, 2005).

Com base na Figura 16 pode-se definir a função que mapeia as configurações ma-

Figura 16: Representação das funções de mapeamento entre as configurações material e espacial.



Fonte: Adaptada de Donea et al. (2004).

terial e espacial, ou seja, o movimento dos pontos materiais da configuração material, \vec{X} , para a configuração espacial, \vec{x} é definido como

$$\begin{cases} \varphi_t : \mathcal{B} \rightarrow \mathcal{S} \\ (\vec{X}, t) \mapsto (\vec{x}, t) = \varphi_t(\vec{X}) = \varphi(\vec{X}, t), \end{cases} \quad (7)$$

o que permite ligar \vec{X} e \vec{x} no tempo, definido como

$$\vec{x} = \vec{x}(\vec{X}, t). \quad (8)$$

O gradiente da função de mapeamento, que está relacionado com o jacobiano da transformação e com a taxa de variação do ponto material na configuração espacial, \vec{x} , pode ser definido, na forma matricial, como

$$\frac{\partial \varphi}{\partial (\vec{X}, t)} = \begin{pmatrix} \frac{\partial \vec{x}}{\partial \vec{X}} & \vec{v} \\ 0^T & 1 \end{pmatrix}, \quad (9)$$

no qual, 0^T corresponde ao vetor linha nulo e \vec{v} a velocidade material definida como

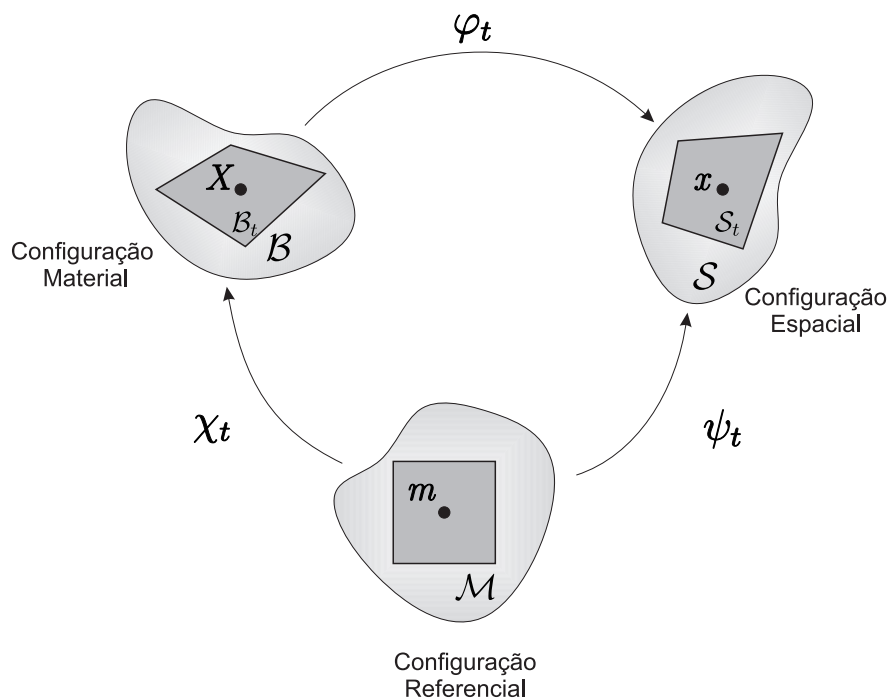
$$\vec{v} = \left. \frac{\partial \vec{x}}{\partial t} \right|_{\vec{X}}, \quad (10)$$

em que $(\cdot)|_{\vec{X}}$ significa mantendo a coordenada \vec{X} constante.

Definido corpo, sua representação matemática e a função de mapeamento, podemos agora escrever o seu movimento nas metodologias Lagrangeana, Euleriana e ALE. Para este propósito introduzimos uma configuração adicional às já apresentadas, espacial e material, chamada de configuração referencial \mathcal{M} , na qual a malha com as posições dos nós é localizada. Lembrando que a escolha da configuração referencial é totalmente arbitrária. Descrevemos o movimento do corpo na metodologia ALE, uma vez que pode se obter as outras duas como casos particulares.

Independente da descrição escolhida, o objetivo do estudo de deformações do contínuo é conhecer o movimento físico do corpo, φ_t . Assim, para descrevê-lo na metodologia ALE são necessários duas funções de mapeamento adicionais $\chi_t: \mathcal{M} \rightarrow \mathcal{B}_t$ (movimento material) e $\psi_t: \mathcal{M} \rightarrow \mathcal{S}_t$ (movimento da malha), sendo \mathcal{B}_t e \mathcal{S}_t , respectivamente, as configurações parametrizadas das configurações originais do corpo \mathcal{B} e \mathcal{S} . Portanto, tem-se $\varphi_t = \psi_t \circ \chi_t^{-1}$ relação mostrada na Figura 17. O ponto material escrito na configuração referencial será conhecido por \vec{m} .

Figura 17: Representação da configuração referencial e das funções de mapeamento adicionais.



Fonte: Adaptada de Donea et al. (2004)

A função de mapeamento da configuração referencial para a espacial representa o

movimento da malha e é descrita matematicamente como

$$\begin{cases} \psi_t : \mathcal{M} \rightarrow \mathcal{S}_t \\ (\vec{m}, t) \mapsto (\vec{x}, t) = \psi_t(\vec{m}) = \psi(\vec{m}, t), \end{cases} \quad (11)$$

e o seu gradiente é dado por

$$\frac{\partial \psi}{\partial(\vec{m}, t)} = \begin{pmatrix} \frac{\partial \vec{x}}{\partial \vec{m}} & \vec{w} \\ 0^T & 1 \end{pmatrix}, \quad (12)$$

em que, \vec{w} corresponde à velocidade da malha, dada por

$$\vec{w} = \left. \frac{\partial \vec{x}}{\partial t} \right|_{\vec{m}}, \quad (13)$$

ressaltando que tanto o corpo quanto a malha se movem.

A função de mapeamento da configuração referencial para a material, χ_t , pode ser interpretada como o movimento das partículas materiais em relação à configuração referencial. Assim, analisando a inversa da função de mapeamento χ_t^{-1} , tem-se que:

$$\begin{cases} \chi_t^{-1} : \mathcal{B}_t \rightarrow \mathcal{M} \\ (\vec{X}, t) \mapsto (\vec{m}, t) = \chi_t^{-1}(\vec{X}) = \chi^{-1}(\vec{X}, t) \end{cases} \quad (14)$$

e o gradiente pode ser calculado como:

$$\frac{\partial \chi^{-1}}{\partial(\vec{X}, t)} = \begin{pmatrix} \frac{\partial \vec{m}}{\partial \vec{X}} & \hat{v} \\ 0^T & 1 \end{pmatrix}, \quad (15)$$

e \hat{v} é definida como:

$$\hat{v} = \left. \frac{\partial \vec{m}}{\partial t} \right|_{\vec{X}}, \quad (16)$$

A relação entre as três velocidades, \vec{v} , \vec{w} e \hat{v} pode ser obtida diferenciando a relação das funções de mapeamento, dada por: $\varphi_t = \psi_t \circ \chi_t^{-1}$,

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varphi_t}{\partial(\vec{X}, t)} &= \frac{\partial \psi_t}{\partial(\vec{m}, t)} [\chi_t^{-1}(\vec{X}, t)] \cdot \frac{\partial \chi_t^{-1}}{\partial(\vec{X}, t)}(\vec{X}, t) \\ &= \frac{\partial \psi_t}{\partial(\vec{m}, t)}(\vec{m}, t) \cdot \frac{\partial \chi_t^{-1}}{\partial(\vec{X}, t)}(\vec{X}, t), \end{aligned} \quad (17)$$

ou na forma matricial

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial \vec{x}}{\partial \vec{X}} & \vec{v} \\ 0^T & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\partial \vec{x}}{\partial \vec{m}} & \vec{w} \\ 0^T & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \frac{\partial \vec{m}}{\partial \vec{X}} & \hat{v} \\ 0^T & 1 \end{pmatrix}, \quad (18)$$

Definindo-se a velocidade convectiva \vec{c} , que é a velocidade relativa entre a velocidade do corpo e a malha, tem-se que

$$\vec{v} = \vec{w} + \frac{\partial \vec{x}}{\partial \vec{m}} \hat{v}, \quad (19)$$

$$\vec{c} := \vec{v} - \vec{w} = \frac{\partial \vec{x}}{\partial \vec{m}} \hat{v}. \quad (20)$$

Salienta-se que as formulações Euleriana e Lagrangeana podem ser obtidas como casos particulares da Formulação *ALE*. Por exemplo, com a escolha de $\chi = I$, a Equação (14) se reduz a $\vec{X} = \vec{m}$, que resulta na descrição Lagrangeana: as velocidades material e da malha [Equações (10) e (13)] coincidem e a velocidade convectiva torna-se nula ($\vec{c} = \vec{0}$), ou seja, não aparece qualquer termo convectivo nas leis de conservação. Por outro lado, fazendo-se $\psi = I$, a Equação (11) torna-se $\vec{x} = \vec{m}$, implicando assim em uma descrição Euleriana: a velocidade da malha obtida pela Equação (13) torna-se nula e a velocidade convectiva \vec{c} é idêntica a velocidade material \vec{v} , ($\vec{c} = \vec{v}$). Embora a formulação *ALE* seja atrativa por permitir a mobilidade da malha, combinando assim as vantagens das formulações Lagrangeana e Euleriana, a metodologia escolhida para resolver o movimento da malha é crucial para que essa descrição funcione. Consequentemente, para que o método *ALE* seja aplicável numericamente, um algoritmo deve ser implementado para resolver o movimento da malha (DONEA et al., 2004). No *CFX* o movimento da malha é encontrado resolvendo-se uma equação de difusão.

Equações governantes do fluido

Em problemas de interação fluido-estrutura são usadas duas abordagens para os meios sólido e fluido. Normalmente, para o sólido, usa-se a abordagem Lagrangeana, desde que as deformações não sejam muito grandes, e para o fluido usa-se abordagem *ALE*, uma vez que o movimento da malha deve ser contabilizado. Desta forma, as equações governantes para o fluido são adaptadas para a abordagem *ALE*, enquanto as equações da estrutura são apresentadas na sua forma clássica.

A escolha da abordagem para representar o movimento dos meios e suas equações governantes deve ser adequada à metodologia de discretização numérica. No caso da estrutura, usa-se o método de Elementos Finitos, enquanto para o domínio do fluido usa-se o método de Volumes Finitos.

As equações governantes podem ser apresentadas na forma diferencial ou integral. A principal vantagem de representar tais equações na forma integral é que são pontos de partida para o uso das metodologias de Volumes Finitos ou Elementos Finitos.

Formas diferenciais

A forma diferencial *ALE* das equações de conservação de massa e quantidade de movimento são prontamente obtidas por meio das formas bem conhecidas Eulerianas escritas em notação de índice, como

Equação de conservação de massa:

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{\partial\rho}{\partial t} + v_i \frac{\partial\rho}{\partial x_i} = -\rho \frac{\partial v_i}{\partial x_i}, \quad (21)$$

Equação da quantidade de movimento:

$$\rho \frac{dv_i}{dt} = \rho \left(\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j} \right) = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} + \rho b_i, \quad (22)$$

nos quais, ρ é a massa específica, v_i é o vetor velocidade, σ_{ij} denota o tensor de tensões de Cauchy, b_i é o vetor de forças de campo específico.

Para obtermos a forma *ALE* das equações governantes é preciso substituir em todos os termos convectivos a velocidade material v_j pela velocidade relativa $c_j = v_j - w_j$. O resultado é dado por

Equação de conservação de massa:

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{\partial\rho}{\partial t} + c_i \frac{\partial\rho}{\partial x_i} = -\rho \frac{\partial v_i}{\partial x_i} \quad (23)$$

Equação da quantidade de movimento:

$$\rho \frac{dv_i}{dt} = \rho \left(\frac{\partial v_i}{\partial t} + c_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j} \right) = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} + \rho b_i \quad (24)$$

É importante notar que o lado esquerdo da equação está escrito na forma clássica Euleriana (forma espacial), enquanto o movimento arbitrário da malha é apenas refletido no lado direito.

Para fluidos Newtonianos, modelo adotado para o ar, a equação constitutiva para

o tensor de tensão é expressa por

$$\sigma_{ij} = -p\delta_{ij} + \tau_{ij}, \quad (25)$$

em que, p é a pressão, τ_{ij} corresponde à parte deviatórica do tensor σ_{ij} e se relaciona com o gradiente da velocidade da seguinte forma

$$\tau_{ij} = 2\mu s_{ij} + \lambda \frac{\partial v_k}{\partial x_k} \delta_{ij}, \quad (26)$$

na qual,

$$s_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right),$$

nos quais, s_{ij} corresponde a parte simétrica do tensor do gradiente de velocidade, δ_{ij} ao delta de Kronecker (função Identidade), μ corresponde a viscosidade dinâmica e assumimos que a segunda viscosidade possui a seguinte relação

$$\lambda = -\frac{2}{3}\mu. \quad (27)$$

A expressão acima corresponde à condição de Stokes (vide Apêndice A), assim,

$$\sigma_{ij} = -p\delta_{ij} - \frac{2}{3}\mu s_{kk}\delta_{ij} + 2\mu s_{ij}. \quad (28)$$

Formas integrais

A regra de Leibniz expressa para integrais multidimensionais no \mathbb{R}^3 é conhecida como o teorema de transporte de Reynolds e é o ponto de partida para encontrar as equações governantes na forma integral na referência ALE. Supõe-se um volume arbitrário V_t , que contenha o escalar, $f(\vec{x}, t)$, e que possua uma fronteira ∂V_t que se move com a velocidade da malha \vec{w} , assim

$$\frac{\partial}{\partial t} \Big|_m \int_{V_t} f(\vec{x}, t) dV = \int_{V_t} \frac{\partial f(\vec{x}, t)}{\partial t} \Big|_x dV + \int_{\partial V_t} f(\vec{x}, t) \vec{w} \cdot \vec{n} dS \quad (29)$$

A expressão relaciona a variação da propriedade $f(\vec{x}, t)$ na configuração referencial com a sua variação na configuração espacial. Assim, a variação total do escalar $f(\vec{x}, t)$ na configuração referencial é igual à soma da variação deste escalar na configuração espacial e o total que atravessou a fronteira ∂V_t .

Ao substituir a função escalar pela massa específica do fluido, ρ , obtém-se

$$\left. \frac{\partial}{\partial t} \right|_m \int_{V_t} \rho dV = \int_{V_t} \left. \frac{\partial \rho}{\partial t} \right|_x dV + \int_{\partial V_t} \rho \vec{w} \cdot \vec{n} dS. \quad (30)$$

Usando a variação local, $\partial(\cdot)/\partial t|_x$, dada pela Equação 21 e sabendo que $\vec{v} \cdot \nabla \rho + \rho \nabla \cdot \vec{v} = \nabla \cdot (\rho \vec{v})$, obtém-se

$$\left. \frac{\partial}{\partial t} \right|_m \int_{V_t} \rho dV = - \int_{\partial V_t} \rho (\vec{v} - \vec{w}) \cdot \vec{n} dS. \quad (31)$$

Usando o conceito de velocidade convectiva relativa, \vec{c} , têm-se:

$$\left. \frac{\partial}{\partial t} \right|_m \int_{V_t} \rho dV = - \int_{\partial V_t} \rho \vec{c} \cdot \vec{n} dS, \quad (32)$$

e finalmente, sabendo que a variável resultante da integral volumétrica depende apenas do tempo, t , obtém-se:

$$\frac{d}{dt} \int_{V_t} \rho dV = - \int_{\partial V_t} \rho \vec{c} \cdot \vec{n} dS, \quad (33)$$

que corresponde à equação da conservação da massa na forma integral segundo a abordagem *ALE*. Finalmente, realizando o mesmo procedimento para a quantidade de movimento linear o *momentum*, $\rho \vec{v}$, têm-se

Equação da quantidade de movimento:

$$\frac{d}{dt} \int_{V_t} \rho \vec{v} dV + \int_{\partial V_t} \rho \vec{v} (\vec{c} \cdot \vec{n}) dS = \int_{V_t} (\nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} + \rho \vec{b}) dV. \quad (34)$$

Modelo de turbulência

A maioria dos escoamentos que ocorre na natureza são turbulentos e, portanto, escoamentos laminares são exceções. A definição de turbulência nos escoamentos é geralmente por meio de suas características, tais como: aleatoriedade, alta difusividade, flutuações tridimensionais de vorticidade, entre outros (TENNEKES; LUMLEY, 1972). As equações de Navier-Stokes descrevem ambos os escoamentos, laminar e turbulento sem a necessidade de informações adicionais. Contudo, escoamentos com número de Reynolds realísticos são caracterizados por uma variedade de escalas de comprimento e tempo e, na maioria dos casos, a menor microescala que caracteriza a turbulência é menor que o volume finito da malha usado na simulação numérica.

A simulação das equações de Navier-Stokes de forma direta, ou seja, sem qualquer

modelagem para a turbulência, é conhecida como simulação numérica direta (*DNS* - do inglês *Direct Numerical Simulation*). Porém, o uso de tal metodologia requer um refinamento da malha ao nível das escalas de dissipação, microescalas de Kolmogorov, que carece de um poder computacional elevado. Para que os efeitos da turbulência sejam preditos sem o uso da abordagem direta, faz-se o uso de modelos de turbulência. A maioria dos modelos de turbulência são estatísticos, como os modelos de viscosidade turbulenta e os modelos das tensões de Reynolds, comumente conhecidos como *RANS* (do inglês *Reynolds-averaged Navier-Stokes equations*), as exceções são as metodologias *LES* (do inglês *Large Eddy Simulation*) e *DES* (do inglês *Detached Eddy Simulation*). Todos esses modelos estão disponíveis no software do *Ansys*[®] *CFX*. Os modelos estatísticos usam a decomposição de Reynolds, na qual, dado $\phi = \phi(\mathbf{x}, t)$, uma variável instantânea e aleatória qualquer, esta pode ser decomposta em uma parte média mais uma parte de flutuação em torno da média (Apêndice B). Na decomposição de Reynolds, a média temporal é normalmente usada em escoamentos incompressíveis. Contudo, como pode ser visto no Apêndice B, a média estatística, ou mesmo a média temporal, não são recomendadas para escoamento de fluidos compressíveis. Desta forma, uma média apropriada é a média ponderada pela massa específica, sugerida por Favre (WILCOX, 2006). Como no presente trabalho o escoamento é compressível, utilizaremos a média de Favre.

Quando os método de média de Reynolds ou de Favre são utilizados na equação da quantidade de momento linear, surge daí uma correlação dupla, que define o tensor de Reynolds. O surgimento do tensor de Reynolds nas equações médias leva ao problema de fechamento, ou seja, existe um número maior de variáveis do que de equações. Deste modo, os modelos de turbulência são usados para fechar o sistema de equações. Esses modelos podem ser divididos em modelos de viscosidade turbulenta e modelo para a equação de transporte para as tensões de Reynolds. Os modelos de viscosidade turbulenta podem ser de zero, uma ou duas equações. Nesse trabalho utilizamos, o modelo de duas equações $k - \omega$. Maiores detalhes do processo de média de Favre e da modelagem $k - \omega$ são apresentadas no Apêndice B.

Equação governante para o sólido na configuração Lagrangeana

Da perspectiva da cinemática, o princípio de conservação do momento linear deve ser satisfeito. Isto é expresso em termos das variáveis espaciais como

$$\rho_s \frac{d^2 \vec{u}}{dt^2} - \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} - \rho_s \vec{f} = 0, \quad (35)$$

ou

$$\rho_s \frac{d^2 u_i}{dt^2} - \frac{\sigma_{ij}}{dx_j} - \rho_s f_i = 0,$$

nos quais, ρ_s é a massa específica do sólido deformável, \vec{u} é o vetor deslocamento e \vec{f} as forças de campo e superfície (externas). O tensor de segunda ordem simétrico denota o tensor de tensões de Cauchy (GURTIN, 1968). Se o comportamento do material for elástico e linear, a equação constitutiva que o caracteriza é dada por

$$\sigma_{ij} = \lambda \epsilon_{kk} \delta_{ij} + 2\mu \epsilon_{ij}. \quad (36)$$

Nessa equação, conhecida como Lei de Hooke generalizada, λ e μ as constantes de Lamé, as quais dependem do material, e ϵ_{ij} é o tensor de deformação (Apêndice A). O módulo de elasticidade (ou módulo de Young), E , e o coeficiente de Poisson, ν , em muitos casos são empregados no lugar das constantes de Lamé

$$\lambda = \frac{E\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)}, \quad \mu = \frac{E}{2(1+\nu)}. \quad (37)$$

Para a formulação em Elementos Finitos usando a descrição lagrangeana é comum expressar a equação governante para o domínio do sólido na sua forma integral. Para isso usa-se o princípio de trabalho virtual na forma fraca. Dessa forma, a equação de equilíbrio dinâmico (Eq. 35) é integrada sobre um volume V com fronteira ∂V ao longo de um campo de deslocamento virtual $\delta \vec{x}$

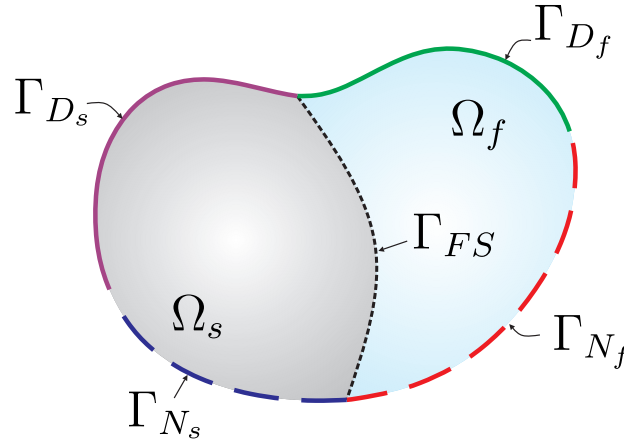
$$\int_V \left[\rho_s \frac{d^2 \vec{u}}{dt^2} \delta \vec{x} + \boldsymbol{\sigma} : \delta \boldsymbol{\epsilon} \right] dV = \int_V \rho_s \vec{f} \cdot \delta \vec{x} dV + \int_{\partial V} \vec{\tau} \cdot \delta \vec{x} dS. \quad (38)$$

Equações governantes para o problema de interação fluido-estrutura

O equacionamento para descrever a interação fluido-estrutura para o problema da válvula, que já foi detalhado nos tópicos anteriores, é resumido a seguir. Vale ressaltar que a equação de energia não é resolvida, pois assume-se que o escoamento é isotér-

mico na temperatura de 25° C. Para fechar o equacionamento do domínio do fluido usa-se a equação de estado para gases ideais. A Figura 18 mostra, de forma generalizada, as possíveis condições de contorno que podem existir em um problema de interação fluido-estrutura. A Tabela 5 organiza as equações governantes de cada domínio e suas respectivas equações constitutivas e de estado.

Figura 18: Possíveis condições de contorno em um problema de *FSI*.



Fonte: Autoria própria.

Tabela 5: Equações governantes e as equações constitutivas dos domínios fluido e sólido.

	Equações governantes	Equações constitutivas
Fluido	Conservação da massa: $\frac{\partial \rho}{\partial t} + c_i \frac{\partial \rho}{\partial x_i} = -\rho \frac{\partial v_i}{\partial x_i}$	Fluido newtoniano compressível: $\sigma_{ij} = -p\delta_{ij} + \tau_{ij}$
	Balanco de <i>momentum</i> : $\rho \left(\frac{\partial v_i}{\partial t} + c_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j} \right) = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} + \rho b_i$	Equação de estado gás ideal: $p = \rho RT$
Sólido	Conservação do momento linear: $\rho_s \frac{d^2 u_i}{dt^2} - \frac{\sigma_{ij}}{dx_j} - \rho_s f_i = 0$	Tensor de tensões de Cauchy: $\sigma_{ij} = \lambda \epsilon_{kk} \delta_{ij} + 2\mu \epsilon_{ij}$

As condições de fronteira para os domínios do sólido e do fluido podem ser condições de primeiro tipo (condição de Dirichlet) ou de segundo tipo (condição de Neumann) e na interface fluido-sólido, Γ_{FS} , as condições cinemática e dinâmica devem ser satisfeitas. Assim, têm-se

- Condição de cinemática: velocidade e deslocamento na interface Γ_{FS} :

$$\begin{aligned}\vec{v}_f &= \frac{\partial \vec{u}_s}{\partial t} \\ \vec{u}_f &= \vec{u}_s,\end{aligned}\tag{39}$$

- Condição dinâmica ou de tração na interface Γ_{FS} :

$$(\sigma_f \cdot \vec{n}_f)_{FS} = (\sigma_s \cdot \vec{n}_s)_{FS}.\tag{40}$$

As condições de contorno possíveis apresentadas pela Figura 18, são resumidas e escritas na Tabela 6.

Tabela 6: Opções de condições de contorno para as fronteiras dos domínios fluido e sólido.

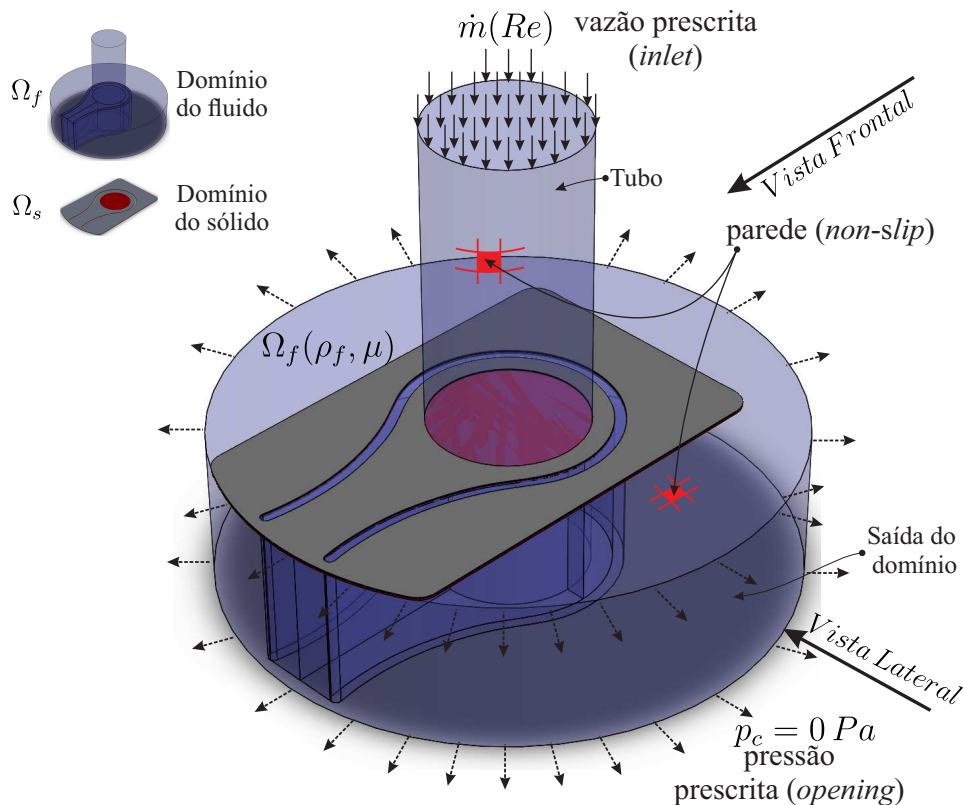
Domínio do sólido	Γ_{N_s}	$\sigma_s \cdot \vec{n}_s = \vec{0}$	Tração livre
	Γ_{D_s}	$\vec{u} = \vec{a}$	Deslocamento prescrito em \vec{a}
Domínio do fluido	Γ_{N_f}	$\sigma_f \cdot \vec{n}_f = p_c \vec{n}$	Pressão prescrita em p_c
	Γ_{D_f}	$\vec{v} = \vec{v}_c$	velocidade prescrita em \vec{v}_c

As Figuras 19 a 25 mostram detalhes dos domínios do sólido e do fluido para as duas configurações de fixação da válvula, **com** e **sem** suporte. Nessas figuras apresentamos as condições de contorno utilizadas.

As Figuras 19 e 22 mostra as condições de contorno para o domínio do fluido. Na entrada do tubo utiliza-se vazão prescrita em função do número de Reynolds ($\dot{m}[Re]$) (*inlet*), nas superfícies que representam a saída do domínio simulado utiliza-se uma pressão referencial de valor nulo ($p_c = 0$) (*opening*), nas superfícies restantes externas são utilizados a condição de não deslizamento (condição de parede).

As condições iniciais para o domínio do fluido são mostradas na Tabela 7.

Figura 19: Vista dos domínios sólido e fluido e as condições de contorno para o domínio do fluido do modelo **sem** o suporte.



Fonte: Autoria própria.

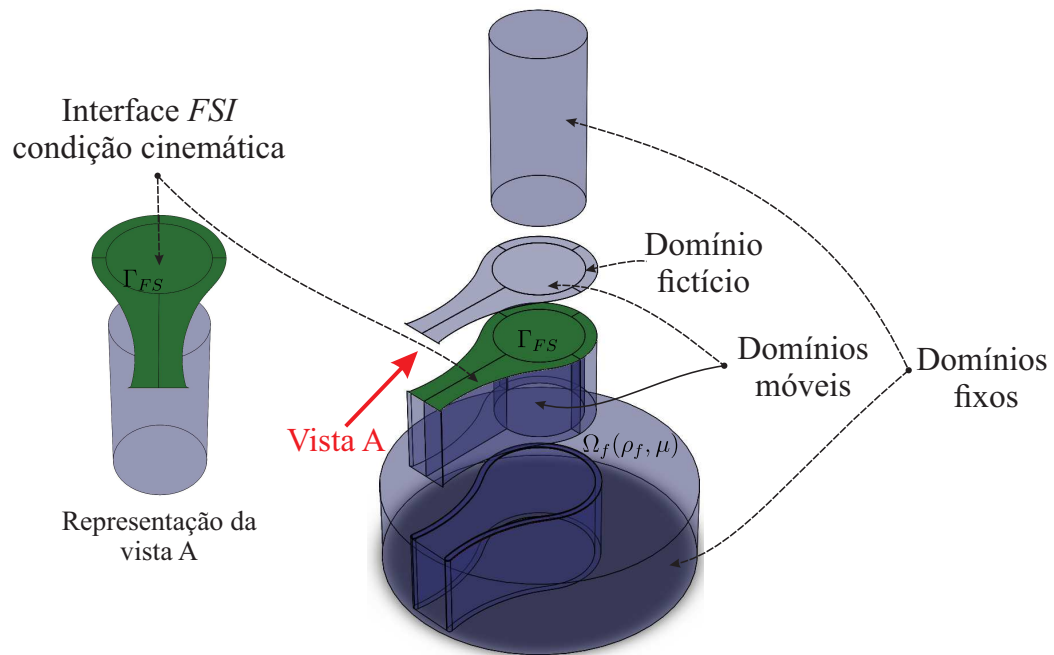
Nas Figuras 20 e 23 vemos que existe domínios móveis e fixos. A conexão entre as malhas desse dois domínios é feito pela metodologia de interfaces na qual as quantidades como massa e *momentum* são conservadas (*Conservative Interface Flux*)(ANSYS, 2006). Nessas figuras ainda vemos um domínio denominado de fictício, cuja existência se deve a uma limitação do software *CFX* na criação da malha (*remeshing*) durante a solução de problemas *FSI*. Em razão disso, criamos várias camadas de malha, que durante a abertura da válvula se expandem, com um número suficiente de divisões para que não haja grandes distorções nos elementos de malha. Maiores detalhes sobre esse assunto será encontrado no capítulo de resultados.

As regiões onde as condições da interface fluido-estrutura (cinemática e dinâmica) devem ser satisfeitas são mostradas nas Figuras 20 e 21 para a configuração **sem** suporte e nas Figuras 23 e 25 **com** o suporte.

A representação numérica do suporte é feita realizando um corte na válvula na seção colinear com a aresta do suporte como ilustra a Figura 24. A superfície que surge na válvula é fixada. Em um dos testes numéricos variamos o tipo de fixação nessa

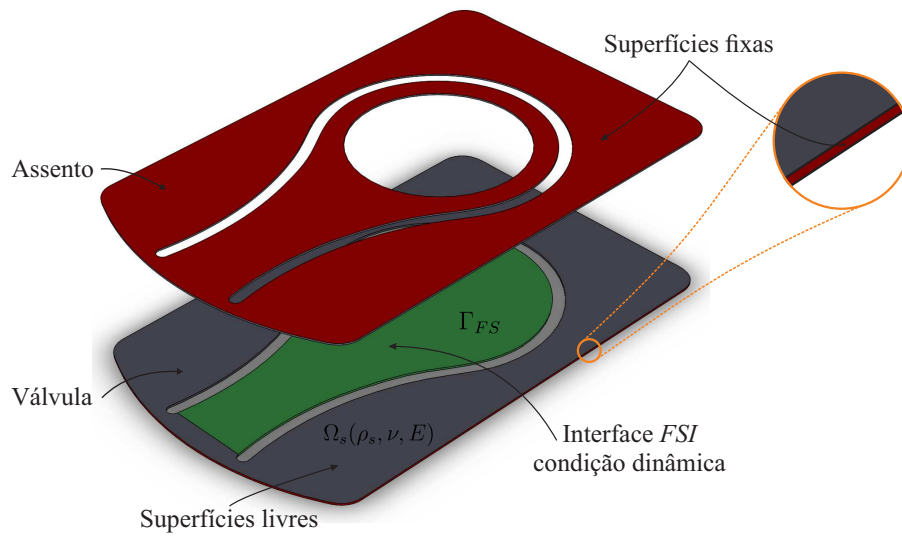
Tabela 7: Condições iniciais para o domínio do fluido

Condições iniciais	Fluido
Turbulência	Intensidade turbulenta $I = \frac{v'}{v} = 5\%$ razão de viscosidades $\frac{\mu_t}{\mu} = 10$
Pressão absoluta	$p = 97800 Pa$
pressão relativa na saída do domínio	$p_c = 0 Pa$
Campo de velocidade em todo domínio	$u = v = w = 0$

Figura 20: Detalhes das geometrias que formam o domínio do fluido para o modelo **sem** o suporte (vista explodida).

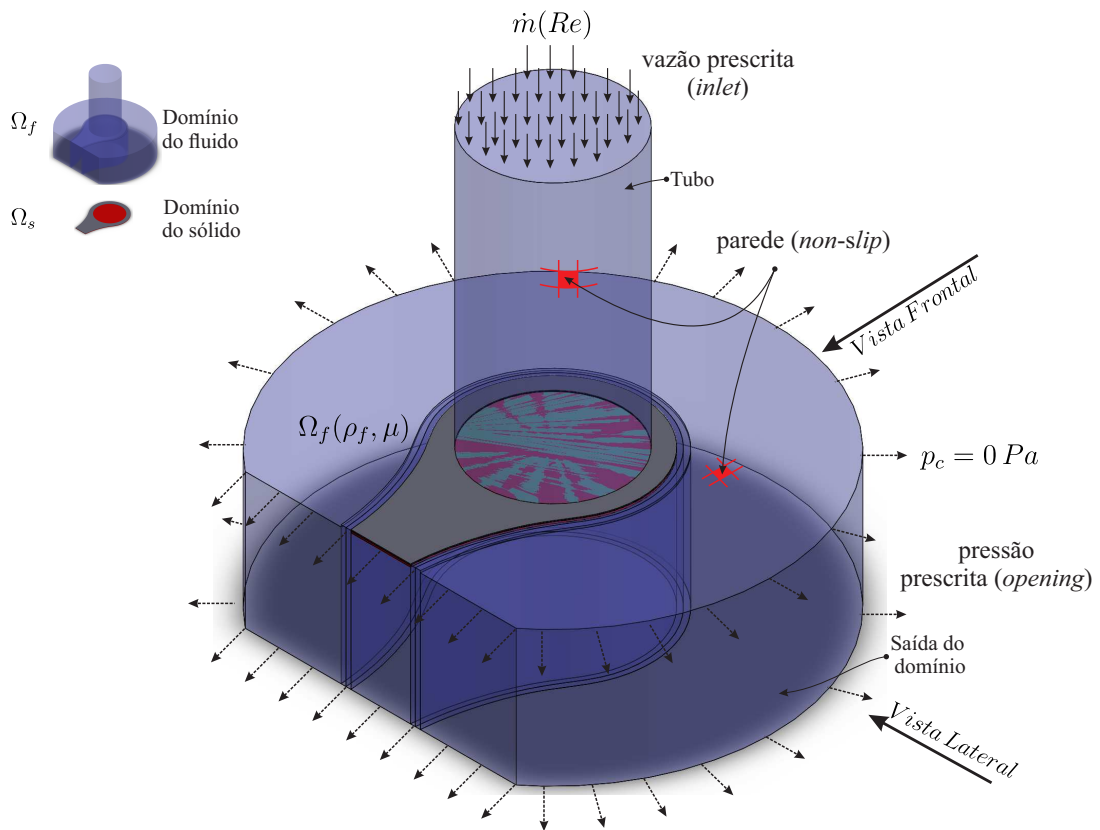
Fonte: Autoria própria.

Figura 21: Condições de contorno do domínio sólido formado pela válvula e seu assento (vista explodida) para o modelo **sem** o suporte.



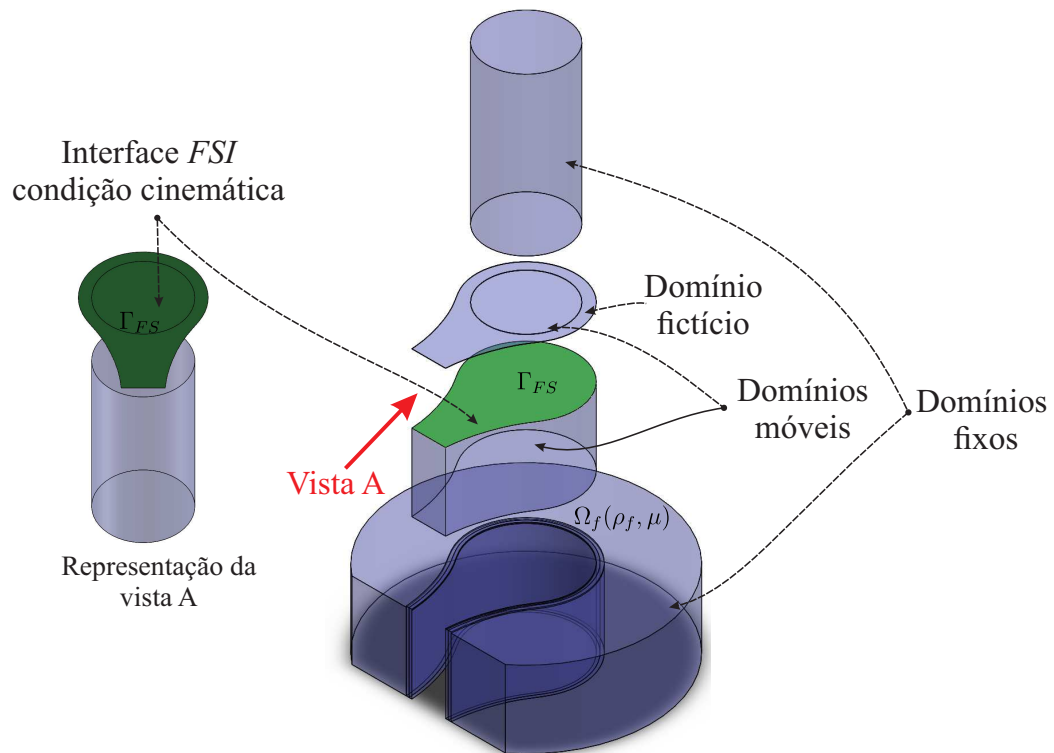
Fonte: Autoria própria.

Figura 22: Vista dos domínios sólido e fluido e as condições de contorno para o domínio do fluido do modelo **com** o suporte.



Fonte: Autoria própria.

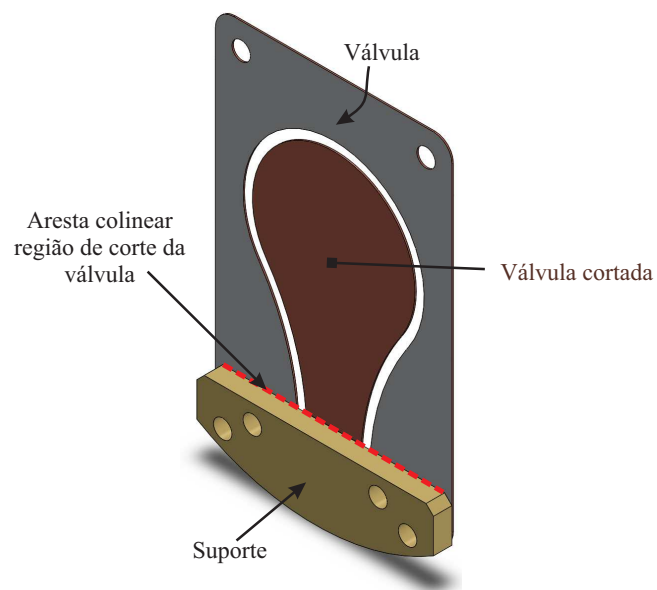
Figura 23: Detalhes das geometrias que formam o domínio do fluido para o modelo com o suporte (vista explodida).



Fonte: Autoria própria.

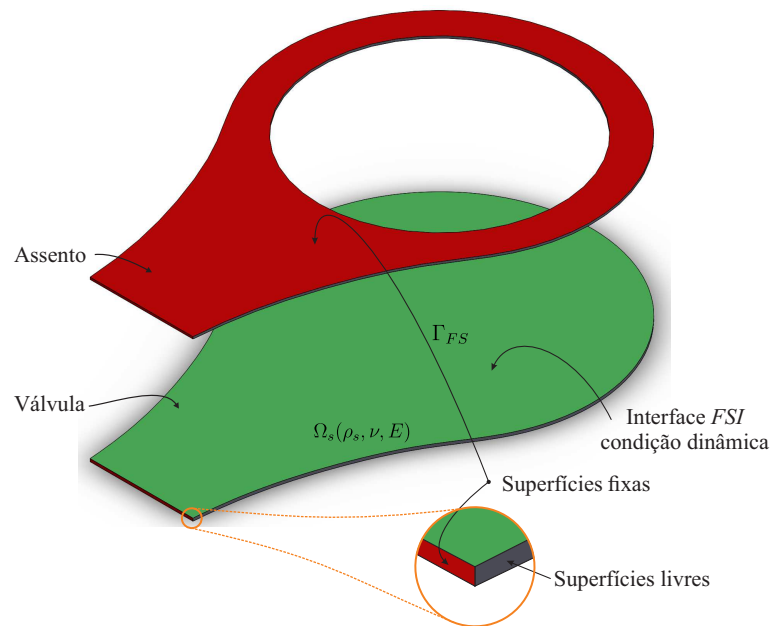
superfície.

Figura 24: Corte da válvula para representar o suporte numericamente.



Fonte: Autoria própria.

Figura 25: Condições de contorno do domínio sólido formado pela válvula e seu assento (vista explodida) para o modelo **com** o suporte.



Fonte: Autoria própria.

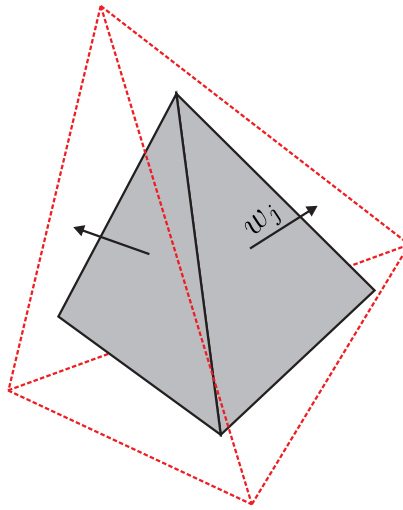
Equação do movimento da malha

Com as equações governantes do problema de *FSI*, a equação da lei da conservação geométrica, Eq. 41 (*GCL* do inglês *Geometric Conservation Law*), deve ser verificada, pois o uso de uma malha dinâmica no domínio do fluido pode trazer instabilidades para a solução do problema, além de gerar alguns termos fontes nas quantidades conservadas, caso a lei da conservação geométrica não for satisfeita (ANSYS, 2006). A lei da conservação geométrica relaciona a variação do volume de um elemento/volume de controle em função do tempo, com o volume “varrido” (*swept*) pela superfície de controle que possui velocidade w_j , como mostra a Figura 26. A velocidade w_j na interface *FSI* corresponde à velocidade do domínio do sólido, ou seja, a velocidade da válvula em um dado instante de tempo.

Segundo Ansys (2006), utiliza-se nas equações de conservação o exato volume varrido para ambos os termos: advectivo e transiente. Sendo assim, a *GCL* sempre será satisfeita e conservada. No entanto, existem vários conflitos na literatura sobre a praticidade do uso da *GCL*, uma vez que a solução deste campo uniforme, não gera uma condição nem suficiente nem necessária para a estabilidade numérica.

$$\frac{d}{dt} \int_{V_t} dV = \int_{\partial V} w_j n_j dS. \quad (41)$$

Figura 26: Representação de um volume com velocidade w_j nas superfícies de fronteira - conservação da lei geométrica.



Fonte: Autoria própria.

Para computar o movimento da malha pode-se usar diferentes metodologias, mas a metodologia empregada no código do CFX provém da solução uma equação de transporte difusivo, ou seja, uma equação de Laplace para o movimento da malha. A equação do movimento da malha (Eq. 42) só é resolvido para as regiões móveis mostradas nas Figuras 20 e 23.

A equação usada no software CFX para considerar o movimento da malha é a equação de Laplace dada por

$$\nabla \cdot (\Gamma_{disp} \nabla \delta) = 0 \quad (42)$$

no qual, δ é o deslocamento relativo à localização da malha anterior e Γ_{disp} é o coeficiente de difusão da malha, que determina a magnitude do deslocamento. Essa equação é resolvida antes da solução do escoamento no domínio do fluido. Com esse modelo o deslocamento aplicado na fronteira FSI é difundido para os outros pontos da malha (ANSYS, 2006).

Se o coeficiente de difusão da malha for uma constante ($\Gamma_{disp} = cte$) os deslocamentos aplicados nas fronteiras são difundidos de forma homogênea no restante do domínio da malha. No entanto, a difusão da malha pode variar no domínio e tal variação é importante em casos nos quais a qualidade da malha e a distribuição inicial devem ser preservados, tais como em geometrias com canto vivo ou camadas limites.

Aqui optamos por um valor constante.

Não linearidade: contato e impacto

No domínio estrutural existem três fontes de não linearidade: geométrica, material e o contato/impacto. A Figura 27 ilustra essas três formas de não linearidades.

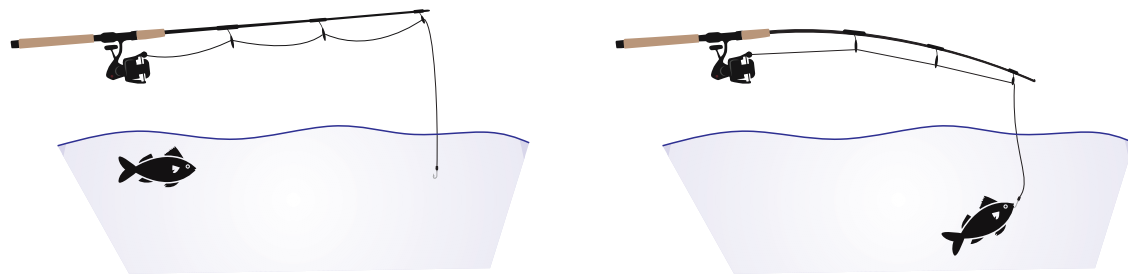
A não linearidade geométrica se deve a grandes deformações que uma estrutura experimenta quando exposta a uma carga externa, como ocorre com a vara de pescar quando tensionada por um peixe [Figura 27 (a)]. A relação deformação \times carga não é linear, mas isso não significa que o material experimenta, necessariamente, deformações plásticas.

Deformações acima do limite de escoamento do material geram a não linearidade material [Figura 27 (b)]. Estruturas que alcançam ou excedem esse limite, logo após a carga externa ser liberada, ficam deformadas de forma permanente.

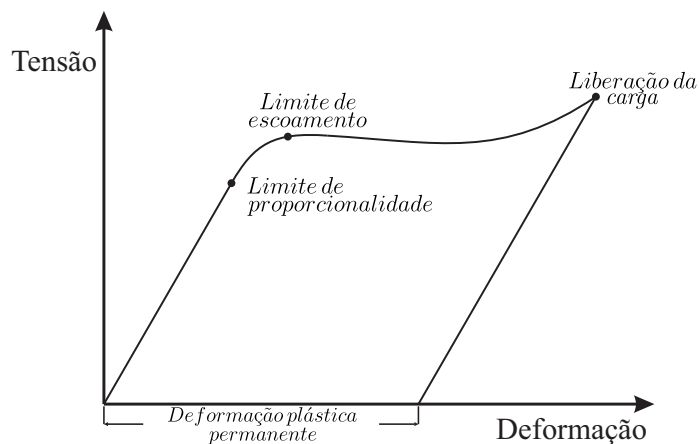
A não linearidade do contato entre dois corpos [Figura 27 (c)] surge do desconhecimento da fronteira e da tensão de contato. O contato é contabilizado com a introdução de uma força nas equações discretas do movimento do sólido.

No presente trabalho apenas a não linearidade proveniente do contato será considerada.

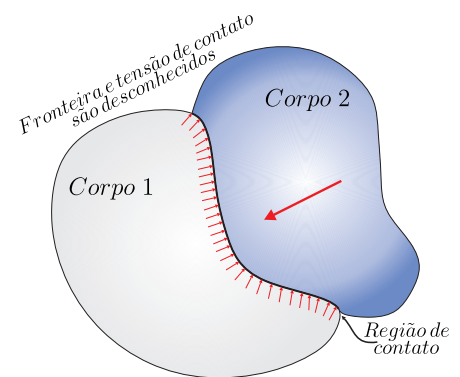
Figura 27: Exemplos da origem dos problemas não lineares em uma análise estrutural.



(a) Não linearidade geométrica.



(b) Não linearidade material.



(c) Não linearidade proveniente do contato

Fonte: Autoria própria.

Contato entre a válvula e seu assento

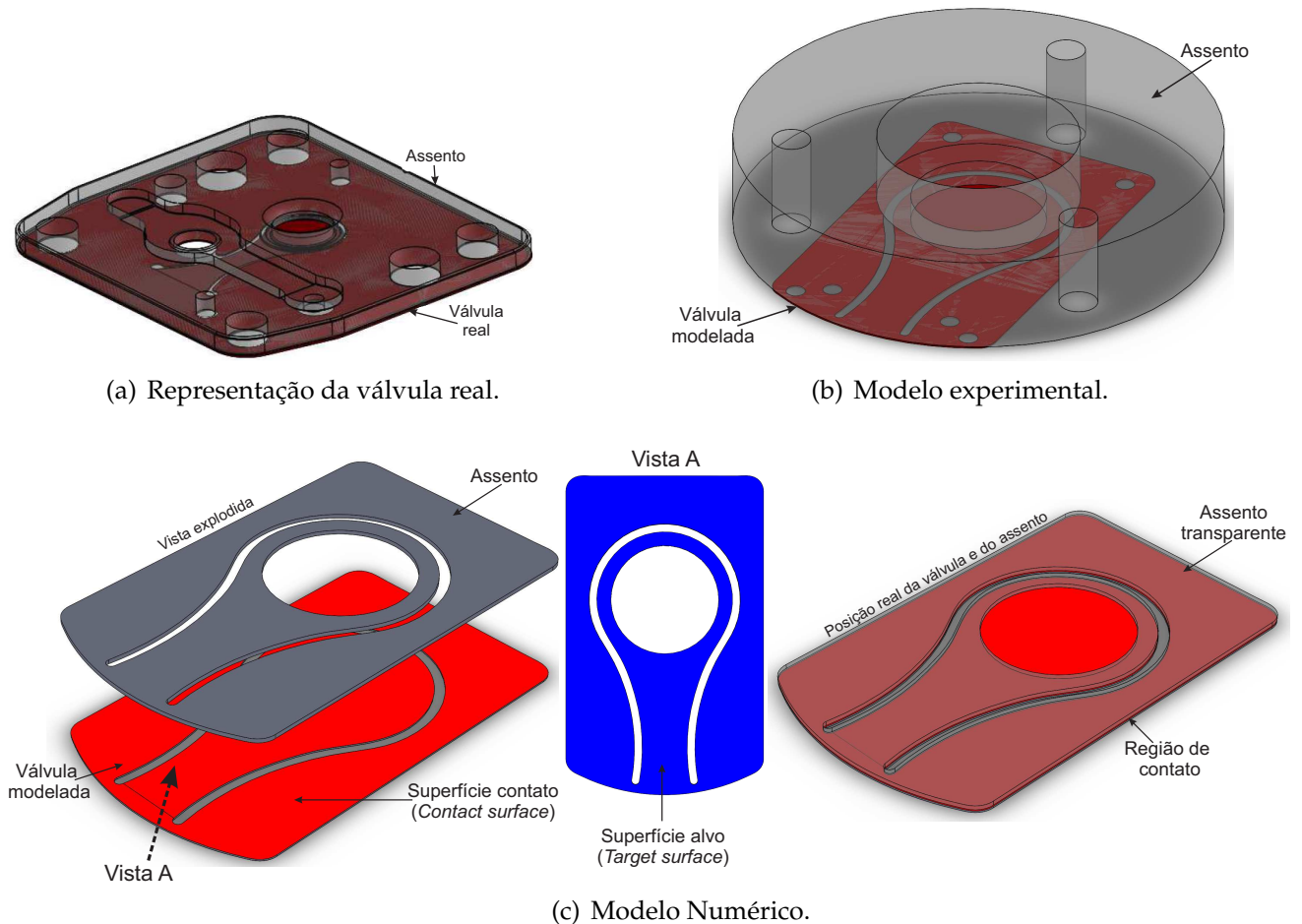
Tanto no experimento quanto no caso real no interior do compressor, existe o contato entre a válvula e seu assento, gerando assim uma não linearidade. Para a implementação numérica desse fenômeno utilizou-se a geometria da válvula e parte do assento, com o mesmo perfil que a válvula, Fig. 28. Existem várias metodologias numéricas para contabilizar o efeito do contato. O *Ansys® Mechanical* oferece três abordagens clássicas:

- *Pure penalty method*, método de penalidade;
- *Normal Lagrange*, multiplicador de Lagrange;
- *Augmented Lagrangian method*, combinação entre os métodos *penalty* e *normal Lagrange*.

Nesse trabalho foi utilizado a abordagem *Augmented Lagrangian*, que possui as van-

tagens das metodologias *Pure penalty* e *Normal Lagrange*. Essa metodologia necessita de elementos do tipo contato, que discretizam as superfícies que entram em contato, e serão apresentados nos capítulos subsequentes. As superfícies de contato são identificadas como *contact* e *target* (Figs. 28 e 29).

Figura 28: Exemplos da origem dos problemas não lineares em uma análise estrutural.



Fonte: Autoria própria.

No método *Augmented Lagrangian* realizam-se uma série de iterações, nas quais a força de penalidade é variada de forma a encontrar o multiplicador de Lagrange que resolva as Eqs. 43. Comparado com o método de penalidade pura o *Augmented Lagrangian* geralmente leva a matrizes melhores condicionadas e menos sensíveis à ordem de grandeza da rigidez de contato (ANSYS, 2009). A força de contato é definida como

$$F_c = \begin{cases} 0 & \text{se } \delta > 0 \\ k_n \delta + \lambda_{i+1} & \text{se } \delta \leq 0 \end{cases}, \quad (43)$$

no qual,

$$\lambda_{i+1} = \begin{cases} \lambda_i + k_n \delta & \text{se } |\delta| > \eta \\ \lambda_i & \text{se } |\delta| < \eta \end{cases}, \quad (44)$$

nos quais η é a tolerância de penetração, λ_i é o componente do multiplicador de Lagrange na interação i , k_n é a rigidez de contato e δ é o comprimento penetrado por uma superfície na outra. O multiplicador de Lagrange, λ_i , é calculado localmente e iterativamente para cada elemento (ANSYS, 2009).

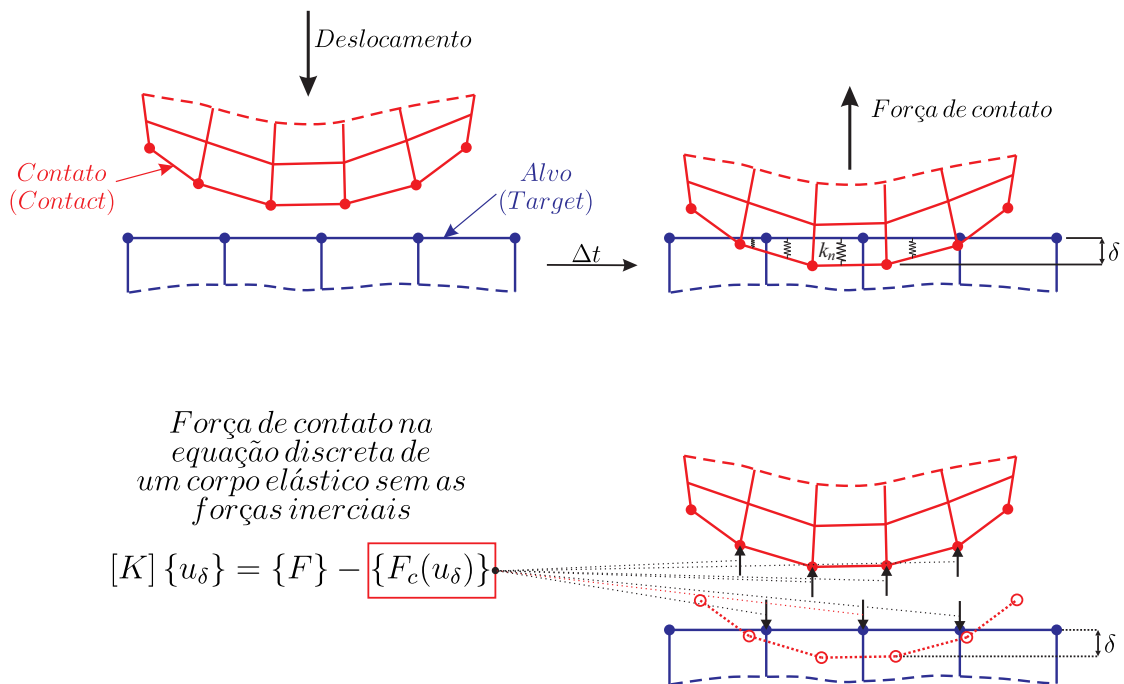
A rigidez de contato é uma função proporcional ao módulo de compressibilidade, K (*bulk modulus*), à área, A_e , e ao volume, V_e , dos elementos em contato, ou seja

$$k_n = f F(K, A_e, V_e), \quad (45)$$

no qual f é um fator escalar. Variar esse fator implica na variação da rigidez de contato. No capítulo de resultados será apresentado um teste no qual esse fator é modificado.

Observa-se na Equação 43 que a metodologia de contato *augmented Lagrangian* introduz uma força de penalidade que é função do comprimento em que uma superfície penetra na outra, ou seja, o quanto a superfície *contact* penetra na superfície *target* como ilustra a Fig. 29.

Figura 29: Tratamento numérico dado ao evento do contato.



Fonte: Adaptada de Ansys 2009.

2.2.2 Metodologia de Discretização

A solução analítica do conjunto de equações apresentadas na Tabela 5 existe somente para casos simples e sobre condições ideais. Assim para obter a solução de casos reais, como o de interação fluido-estrutura, uma metodologia numérica deve ser adotada para discretizá-las, obtendo-se aproximações algébricas, que são resolvidas usando-se métodos numéricos. Existem vários métodos de discretização para as equações governantes do domínio do fluido e do sólido. Os métodos utilizados nesse trabalho são apresentadas nas próximas seções.

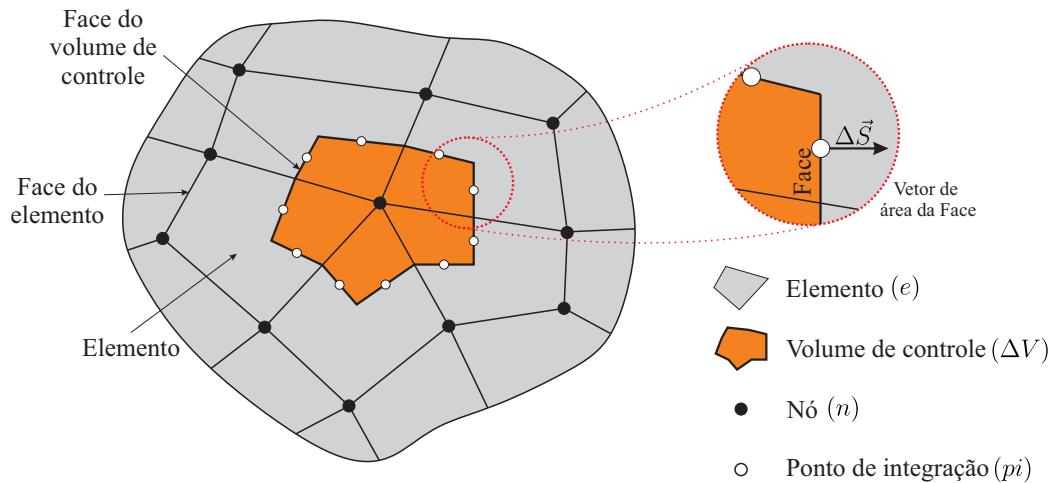
Discretização do Domínio do Fluido

O domínio do fluido é discretizado espacialmente usando uma malha que o divide em volumes de controle finitos. Assim, as equações governantes são integradas sobre cada volume de controle, de tal forma que variáveis relevantes tais como massa, *momentum* e energia são conservadas em cada volume de controle (ANSYS, 2006).

A metodologia utilizada pelo programa *Ansys*[®] CFX é o *EbFVM* (do inglês *Element-Based Finite Volume*), na qual o domínio do fluido é dividido em subdomínios conhecidos como elementos, que nesse trabalho são os do tipo hexaedros e prismáticos (*wedge*), Figs 32 e 33. Essas entidades são usadas para definir a geometria discreta do domínio e a variação espacial das propriedades físicas do meio. As variáveis do problemas são calculadas em pontos conhecidos como nós. Em volta de cada nó é construído um volume de controle, formado por partes dos elementos que compartilham o mesmo nó (Fig. 30). Todo volume de controle é limitado por um certo número de faces e é obtido unindo o centro de cada elemento vizinho com o ponto médio de seus dois lados. O centro de cada face é conhecido como ponto de integração.

Partindo das equações governantes na suas formas integrais (Eqs. 33 e 34), o primeiro passo para resolver numericamente essas equações diferenciais é criar um sistema acoplado de equações algébricas lineares. Para fazer isso converte-se cada termo dessas equações na sua forma discreta. Considere o elemento de malha da Figura 31, as integrais no volume são convertidas na sua forma discreta ao aproximar os valores específicos em cada setor e , em seguida, somar esses valores em todos os setores que contribuem para um volume de controle. As integrais de superfície são convertidas na sua forma discreta aproximando os fluxos nos pontos de integração, pi_n , os quais são localizados no centro de cada superfície (Face). Os fluxos totais são então avaliados so-

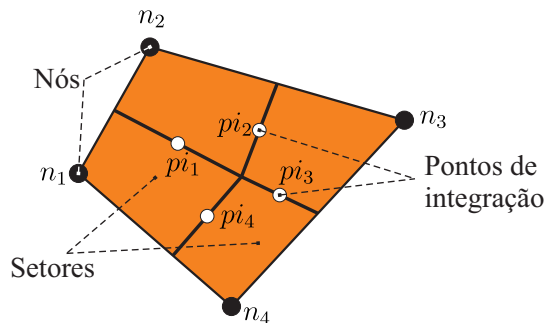
Figura 30: Entidades geométricas do método *element-based finite volume*.



Fonte: Adaptada de Hurtado et al. (2005).

mando os fluxos sobre os segmentos de superfície que formam o volume de controle.

Figura 31: Elemento de malha quadrilátero e os setores que delimitam volumes de controle.



Fonte: Adaptada de Hurtado et al. (2005).

Grande parte dos métodos de discretização para *CFD* são baseados em expansão em séries, tais como as séries de Taylor. Assim a ordem da acuracidade da aproximação é definida em função da ordem do expoente na qual a série foi truncada, tanto para a malha espacial quanto temporal. Aumentar a ordem do expoente geralmente implica que os erros reduzem mais rapidamente com o refinamento da malha ou diminuição do passo de tempo. No entanto, além de aumentar a carga computacional, as aproximações de alta ordem também são geralmente menos robustas, ou seja, numericamente menos estáveis, do que as de baixa ordem (ANSYS, 2006, p. 280).

As formas discretas das equações governantes do domínio do fluido são:

Equação de conservação da massa:

$$\Delta V \left(\frac{\rho - \rho^0}{\Delta t} \right) = - \sum_{pi} (\rho c_j \Delta n_j)_{pi}. \quad (46)$$

Equação da quantidade de movimento:

$$\Delta V \left(\frac{\rho v_i - \rho^0 v_i^0}{\Delta t} \right) + \sum_{pi} \dot{m}_{pi} v_{i pi} = \sum_{pi} (p \Delta n_i)_{pi} + \sum_{pi} \left(\mu_{ef} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) \Delta n_j \right)_{pi} + \Delta V S_{v_i}, \quad (47)$$

nos quais, ΔV corresponde ao volume de controle, Δt ao passo de tempo, Δn_j ao vetor normal as superfícies do volume de controle, o subscrito pi indica os pontos de integração e μ_{ef} corresponde a viscosidade dinâmica efetiva na qual já está contabilizado o efeito da turbulência. Nota se que o método de Euler de primeira ordem foi utilizado, no entanto o método de segunda ordem que foi utilizado nesse trabalho será apresentado adiante. O sobrescrito ⁰ refere-se ao passo de tempo anterior. A vazão discreta que passa pelas superfícies de controle é denotada por \dot{m}_{pi} e é definida como

$$\dot{m}_{pi} = (\rho c_j \Delta n_j)_{pi}. \quad (48)$$

Termo transiente

Para volumes de controles que não se deformam com o tempo, a aproximação do termo transiente para o n -ésimo passo de tempo é dado por

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho \phi dV \approx \Delta V \frac{(\rho \phi)^{n+\frac{1}{2}} - (\rho \phi)^{n-\frac{1}{2}}}{\Delta t}, \quad (49)$$

nos quais, os valores de início e fim do passo de tempo são denotados respectivamente pelos índices superiores $n - \frac{1}{2}$ e $n + \frac{1}{2}$.

No método de Euler *backward* de primeira ordem, o início e o fim do passo de tempo são aproximados respectivamente pelos valores antigo e atual da solução. Assim

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho \phi dV \approx \Delta V \frac{(\rho \phi) - (\rho^0 \phi^0)}{\Delta t}. \quad (50)$$

Nesse trabalho, no entanto, utilizou-se o método de Euler *backward* de segunda

ordem no qual o início e o fim do passo de tempo são aproximados por

$$\begin{aligned}(\rho\phi)^{n-\frac{1}{2}} &= (\rho\phi)^0 + \frac{1}{2} \left((\rho\phi)^0 - (\rho\phi)^{00} \right), \\ (\rho\phi)^{n+\frac{1}{2}} &= (\rho\phi) + \frac{1}{2} \left((\rho\phi) - (\rho\phi)^0 \right),\end{aligned}\tag{51}$$

resultado assim em:

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho\phi dV \approx \frac{\Delta V}{\Delta t} \left(\frac{3}{2} (\rho\phi) - 2 (\rho\phi)^0 + \frac{1}{2} (\rho\phi)^{00} \right).\tag{52}$$

Termos difusivos e advectivos

No método de volumes finitos a solução dos campos são armazenados nos centros dos volumes e, no caso do *EbFVM*, nos nós dos elementos de malha. Contudo, para se calcular diversos termos das equações discretizadas, a solução do campo ou gradientes devem ser aproximados nos pontos de integração (ANSYS, 2006).

Seja ϕ uma variável genérica, sua variação no interior do elemento é dado por

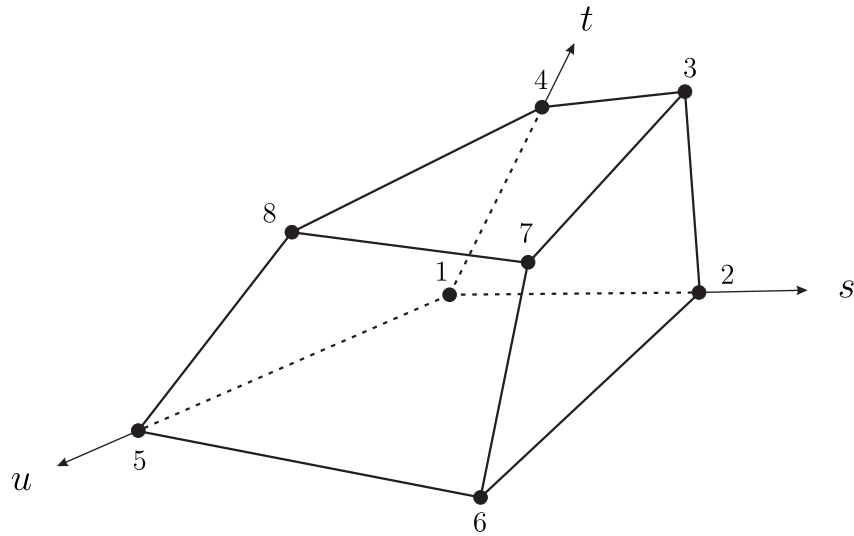
$$\phi = \sum_{i=1}^{N_{\text{nós}}} N_i \phi_i,\tag{53}$$

nas quais, N_i são as funções de forma para o nó i e ϕ_i o valor da variável ϕ nesse mesmo nó. As funções de forma são usadas para calcular várias propriedades geométricas como, por exemplo, as coordenadas dos pontos de integração. Essas funções dependem do tipo de elemento utilizado e no presente trabalho, para o domínio do fluido, foram utilizados dois tipos de elementos o hexaedro e o prismático de base triangular, *wedge*, mostrados, respectivamente, nas Figs. 32 e 33.

As funções de forma trilinear para o elemento da Figura 32 são

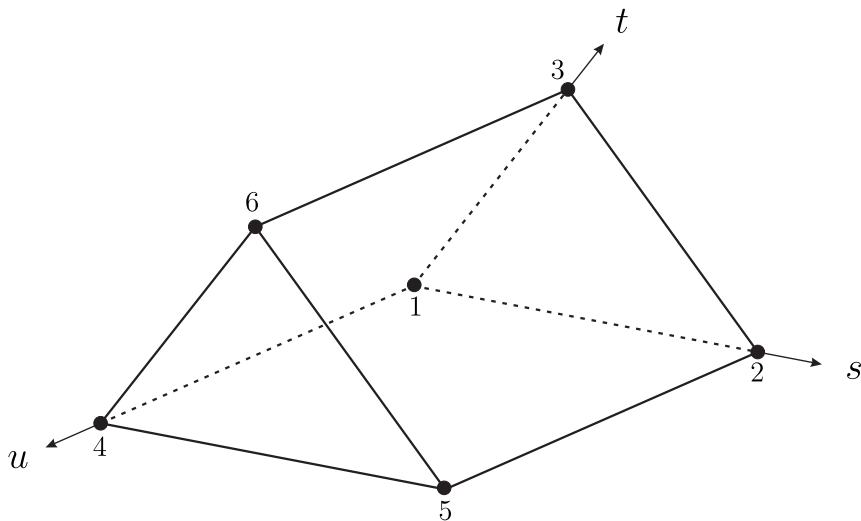
$$\begin{aligned}N_1(s, t, u) &= (1 - s)(1 - t)(1 - u), \\ N_2(s, t, u) &= s(1 - t)(1 - u), \\ N_3(s, t, u) &= st(1 - u), \\ N_4(s, t, u) &= (1 - s)t(1 - u), \\ N_5(s, t, u) &= (1 - s)(1 - t)u, \\ N_6(s, t, u) &= s(1 - t)u, \\ N_7(s, t, u) &= st u, \\ N_8(s, t, u) &= (1 - s)tu.\end{aligned}\tag{54}$$

Figura 32: Elemento hexaedro utilizado na discretização do domínio do fluido.



Fonte: Adaptada de Ansys 2006.

Figura 33: Elemento prismático de base triangular (*wedge*) utilizado no domínio do fluido.



Fonte: Adaptada de Ansys 2006.

As funções de forma trilinear para o elemento da Figura 33 são

$$N_1(s, t, u) = (1 - s - t)(1 - u),$$

$$N_2(s, t, u) = s(1 - u),$$

$$N_3(s, t, u) = t(1 - u),$$

$$N_4(s, t, u) = (1 - s - t)u,$$

$$N_5(s, t, u) = su,$$

$$N_6(s, t, u) = tu.$$

(55)

Discretização dos termos difusivos

Assim como na metodologia de elementos finitos no *EbFVM* as funções de forma são usadas para avaliar todas as derivadas espaciais dos termos difusivos. Por exemplo, para uma derivada na direção x no ponto de integração pi , obtém-se

$$\left. \frac{\partial \phi}{\partial x} \right|_{pi} = \sum_n \left. \frac{\partial N_n}{\partial x} \right|_{pi} \phi_n. \quad (56)$$

As derivadas cartesianas das funções de forma podem ser expressas em função das variáveis locais e do jacobiano da transformação.

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial N}{\partial x} \\ \frac{\partial N}{\partial y} \\ \frac{\partial N}{\partial z} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial x}{\partial s} & \frac{\partial y}{\partial s} & \frac{\partial z}{\partial s} \\ \frac{\partial x}{\partial t} & \frac{\partial y}{\partial t} & \frac{\partial z}{\partial t} \\ \frac{\partial x}{\partial u} & \frac{\partial y}{\partial u} & \frac{\partial z}{\partial u} \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} \frac{\partial N}{\partial s} \\ \frac{\partial N}{\partial t} \\ \frac{\partial N}{\partial u} \end{bmatrix}. \quad (57)$$

Discretização do gradiente de pressão

A integral de superfície do gradiente de pressão na equação de quantidade de movimento envolve a determinação do termo

$$(p \Delta n_{pi})_{pi}, \quad (58)$$

no qual p_{pi} é determinado usando a função de forma

$$p_{pi} = \sum_n N_n(s_{pi}, t_{pi}, u_{pi}) p_n. \quad (59)$$

Assim como nos termos difusivos, as funções de forma são usadas para interpolar o valor da pressão nos pontos de integração.

Discretização do termo advectivo

O termo advectivo no *Ansys® CFX* é discretizado na forma

$$\phi_{pi} = \phi_{up} + \beta \nabla \phi \cdot \vec{r}, \quad (60)$$

nos quais ϕ_{up} é a variável ϕ avaliada no nó *upwind* e \vec{r} é o vetor formado entre o nó *upwind* e o ponto de integração. A escolha das variáveis β e $\nabla \phi$ levam a diferentes

metodologias de discretização do termo advectivo (ANSYS, 2006), nesse trabalho é utilizado o método *High Resolution*.

Discretização do Domínio do Sólido

A equação de equilíbrio dinâmico (Eq. 38), integrada segundo o método variacional fraco, é o ponto de partida para a formulação em Elementos Finitos. O seguinte conjunto de equações matriciais não-lineares é resultado da aplicação dessa metodologia

$$[M]^t \{\ddot{u}\}^t + \{F\}_{int}^t = \{F\}_{ext}^t, \quad (61)$$

o qual representa o equilíbrio dinâmico no instante de tempo t . As forças podem ser calculadas como

$$\begin{aligned} \{F\}_{ext}^t &= \int_V \rho_s \vec{f} \cdot \delta \vec{x} dV + \int_{\partial V} \vec{\tau} \cdot \delta \vec{x} dS, \\ \{F\}_{int}^t &= \int_V \boldsymbol{\sigma} : \delta \boldsymbol{\varepsilon} dV, \end{aligned} \quad (62)$$

no qual $\vec{\tau}$ é o vetor de tração que atua na fronteira.

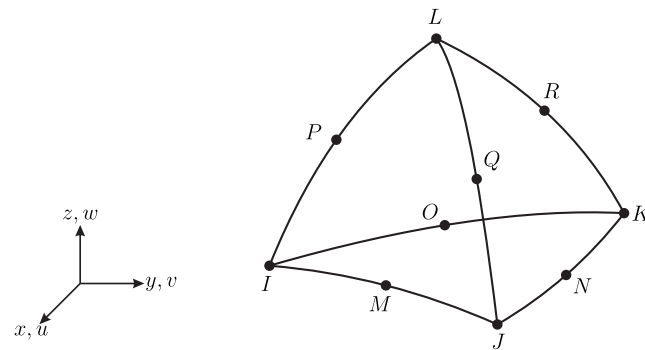
Na Equação 61 $[M]$ é a matriz de massas, $\{F\}_{int} = [K]\{u\}$ é o vetor de forças internas resultando, assim, na rigidez do sistema e $\{F\}_{ext}$ é o vetor de forças externas. Estratégias numéricas para a solução da Equação 61 podem gerar artificialmente efeitos inerciais indesejados sendo necessária a inclusão de um termo de amortecimento artificial, $[C]^t \{\dot{u}\}^t$. Portanto, a Equação 61 pode ser reescrita como

$$[M]\{\ddot{u}(t)\} + [C]\{\dot{u}(t)\} + [K]\{u(t)\} = \{F_{ext}(t)\} \quad (63)$$

na qual as matrizes de massa, rigidez e amortecimento são consideradas independentes do tempo.

No presente trabalho o tipo de elemento utilizado foi o SOLID187 (Figura 34), cujos detalhes das funções de forma podem ser encontrados em Ansys (2009).

Figura 34: Elemento sólido SOLID187 utilizado na malha do domínio do sólido.

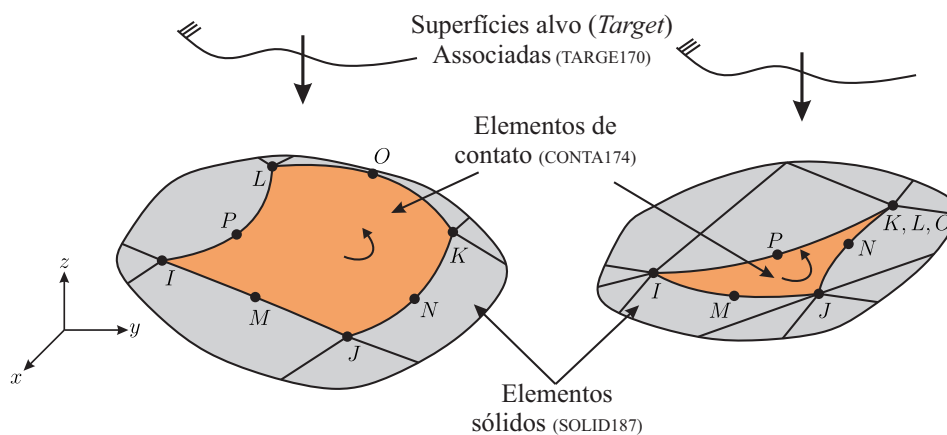


Fonte: Adaptada de Ansys 2009.

Elementos de contato

No domínio da estrutura existe o contato entre a válvula e seu assento (Fig. 28). Esse contato é modelado tomando uma superfície como *contact* (válvula) e a outra como *target* (assento). O CONTA174 é o elemento utilizado como de contato (*contact*) e TARGE170 é o utilizado como elemento alvo (*target*) (Fig. 35). Esses elementos estão localizados nas superfícies tridimensionais dos elementos do tipo sólido (SOLID187) eles possuem a mesma geometria e características que os elemento subjacentes.

Figura 35: Elementos de contato CONTA174 e TARGE170 utilizados para a metodologia de contato.



Fonte: Adaptada de Ansys 2009.

As equações governantes e a metodologia de tratamento da não-linearidade proveniente do contato já foram apresentadas.

2.2.3 Algoritmos de Solução

Nas próximas seções serão apresentados os métodos de solução utilizados pelos *solvers* do domínio do sólido e do fluido para resolver suas respectivas equações governantes em suas formas discretas.

Estratégia de Solução Para o Domínio do Fluido

O sistema de equações que surge ao se aplicar o método de Volumes Finitos às equações governantes pode ser escrito na seguinte forma

$$\sum_i a_i \phi_i = b_i, \quad (64)$$

nos quais ϕ é a variável genérica, solução do problema, a_i são os coeficientes da equação, b_i os termos independentes e índice inferior i identifica o volume de controle.

O *solver* do *CFX* utiliza a metodologia acoplada para resolver o conjunto formado pela equação de conservação da massa e *momentum*. Para essa metodologia, as variáveis ϕ , a_i e b_i podem ser escritas como

$$a_i = \begin{bmatrix} a_{uu} & a_{uv} & a_{uw} & a_{up} \\ a_{vu} & a_{vv} & a_{vw} & a_{vp} \\ a_{wu} & a_{wv} & a_{ww} & a_{wp} \\ a_{pu} & a_{pv} & a_{pw} & a_{pp} \end{bmatrix}_i, \quad (65)$$

$$\phi_i = \begin{bmatrix} u \\ v \\ w \\ p \end{bmatrix}_i,$$

e

$$b_i = \begin{bmatrix} b_u \\ b_v \\ b_w \\ b_p \end{bmatrix}_i.$$

O acoplamento das equações ocorre no nível matricial e nenhuma das linhas é tratada de forma diferente.

O *solver* CFX utiliza a técnica iterativa de fatorização *ILU* (do inglês *Incomplete Lower Upper*) para resolver o sistema de equações discretas, Eq. 64. A Equação 64 pode ser reescrita na forma matricial como

$$[A] \{\phi\} = \{b\}$$

nos quais $[A]$ é a matriz de coeficientes, $\{\phi\}$ é o vetor solução e $\{b\}$ é o vetor de coeficientes independentes. Essa equação é resolvida de forma iterativa e inicialmente é aproximada pela solução ϕ^n que é corrigida pelo fator ϕ' , levando a uma melhor aproximação da solução ϕ^{n+1} dada por

$$\phi^{n+1} = \phi^n + \phi', \quad (66)$$

na qual, ϕ' é solução da seguinte equação

$$A\phi' = r^n, \quad (67)$$

na qual, r^n é o resíduo que é obtido como

$$r^n = b - A\phi^n. \quad (68)$$

A repetição desse algoritmo levará à solução do sistema de equações discretas. Para cada variável ϕ o resíduo é normalizado como

$$[\tilde{r}_\phi] = \frac{[r_\phi]}{a_p \Delta\phi} \quad (69)$$

nos quais $[r_\phi]$ corresponde ao resíduo bruto do volume de controle e a_p e $\Delta\phi$ são coeficientes que dependem do volume e controle e da variável analisada. Suas definições e descrições não são apresentadas no guia do *Ansys*[®] CFX.

Abordagens de Solução da Equação Discreta do Domínio do Sólido

Existem dois métodos disponíveis no *Ansys*[®] *Mechanical* que são empregados para resolver a Equação 63: o método de integração por diferença central e o método de integração de Newmark (*HHT* sigla originada do nome dos autores do método Hilber Hughes Taylor). No presente trabalho foi utilizado o método de Newmark, pois é aconselhado o seu uso em análises transientes de forma implícita.

Para resolver as equações pelo método de integração *HHT* utilizamos o procedi-

mento de Newton-Raphson. Detalhes da abordagem *HHT* e da metodologia iterativa de Newton-Raphson podem ser encontrados em Ansys (2009).

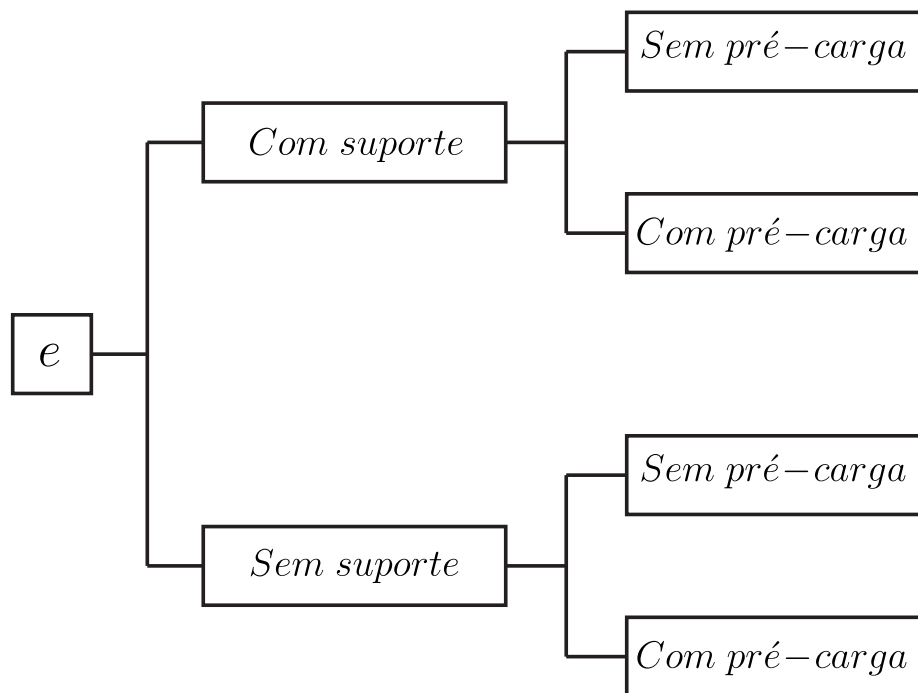
3 RESULTADOS

Este capítulo, assim como o capítulo 2, é dividido em duas seções principais: resultados experimentais e resultados numéricos.

3.1 RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Os testes experimentais foram realizados em um modelo de válvula com espessura de $0,4\text{mm}$, considerando quatro possibilidades de configurações. As quatro configurações referem-se ao tipo de carregamento (com e sem pré-carga) e ao tipo de fixação da válvula (com e sem suporte) resultando em quatro possibilidades de teste, como esquematizado na Fig. 36.

Figura 36: Configurações dos testes experimentais para um modelo de válvula.

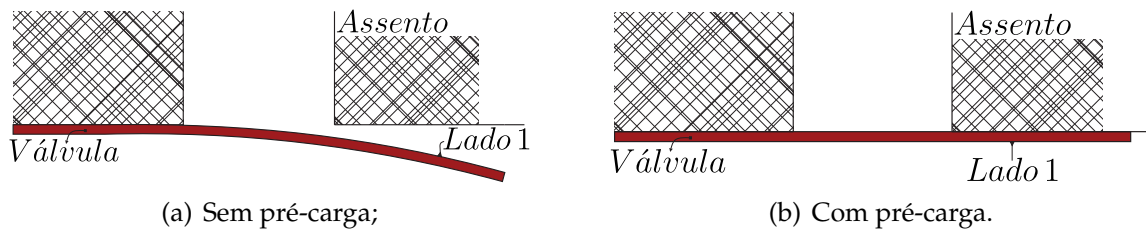


Fonte: Autoria própria.

As configurações **com** e **sem** pré-carga surgiram naturalmente em função do lado escolhido para fixar a válvula. Quando fixada em um dos lados surge uma folga entre a válvula e seu assento, configuração denominada “sem pré-carga”. Quando fixada do lado oposto, a válvula pressiona o assento, configuração denominada “com pré-carga” (Fig. 37). A deformação da válvula devido ao processo de fabricação (corte a laser) pode explicar essa diferença.

As configurações **com** e **sem** suporte são mostradas na Figura 38. A fixação da

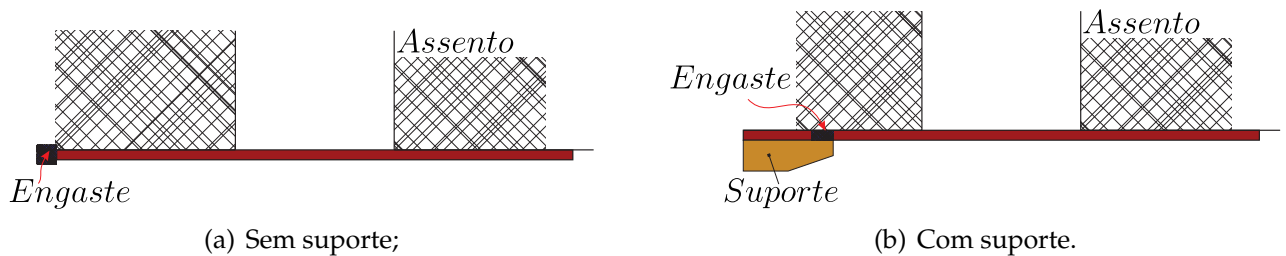
Figura 37: Configurações de montagem da válvula **com e sem** pré-carga.



Fonte: Autoria própria.

válvula com o suporte foi usada para variar sua posição em relação ao engaste, o que altera a rigidez do sistema sem a necessidade de fabricar outra válvula.

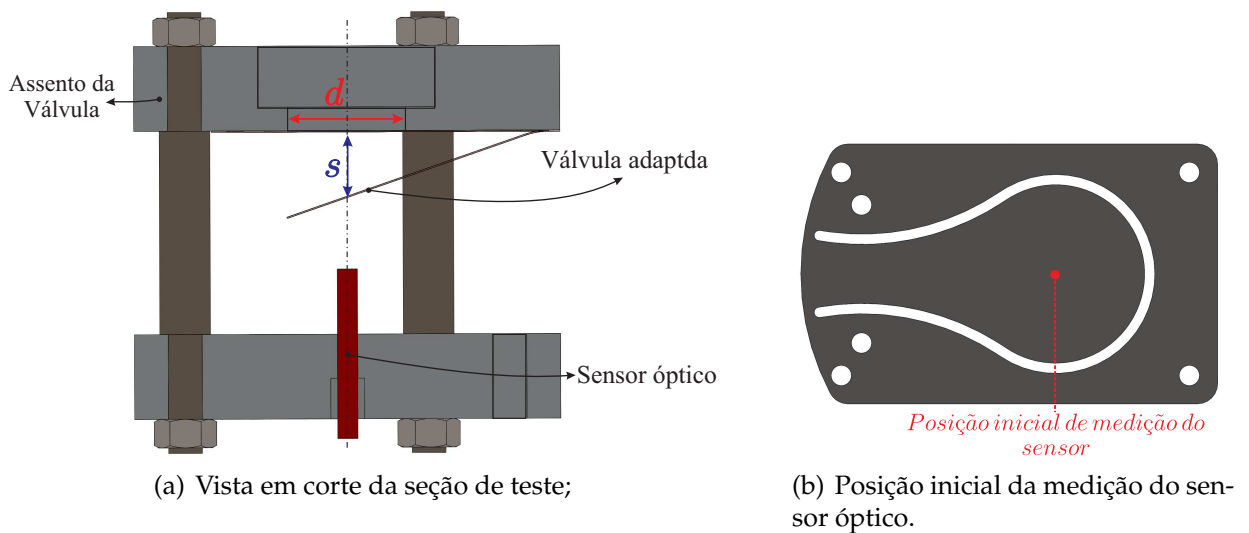
Figura 38: Configurações de montagem da válvula **com e sem** suporte.



Fonte: Autoria própria.

Os testes foram realizados para números de Reynolds variando de 4.000 a 18.000. O deslocamento instantâneo da válvula, s , foi medido na posição indicada na Figura 39.

Figura 39: Posição de medição do deslocamento da válvula.



Fonte: Autoria própria.

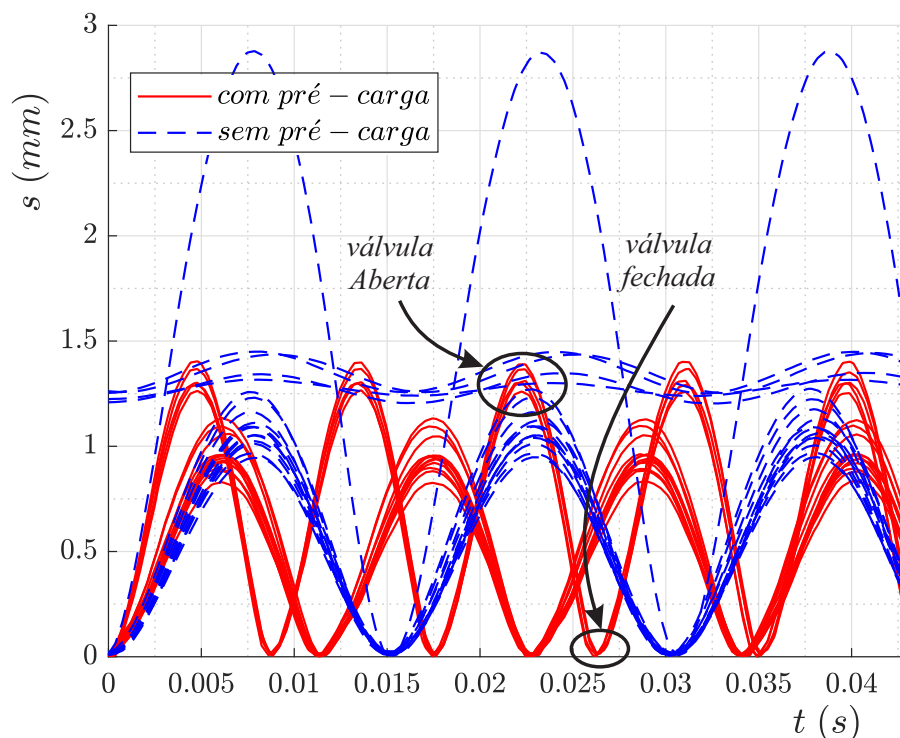
3.1.1 Resultados dos Testes Experimentais para a Válvula Fixada Com o Suporte

Nesta seção apresentamos os resultados experimentais para o deslocamento instantâneo da válvula – medido no centro da região circular da válvula (Figura 39) –, para a válvula montada com o suporte.

Deslocamentos Instantâneos da Válvula – Fixação com Suporte

As Figuras 40 a 43 mostram, respectivamente, os resultados para os números de Reynolds 4.000, 10.000, 14.000 e 18.000. A posição $s = 0\text{ mm}$ corresponde àquela na qual a válvula está completamente fechada e o valor máximo de s dos testes corresponde a posição de abertura máxima (Figura 40). Destacamos que a dispersão dos dados é elevada para os testes com os menores números de Reynolds, principalmente para os testes realizados sem pré-carga – em alguns testes a válvula oscila com amplitudes pequenas, permanecendo aberta durante os testes, ou seja, a distância s não atinge o valor nulo. À medida que o número de Reynolds do escoamento aumenta, a dispersão dos dados diminui. A dispersão dos dados para os testes com pré-carga são menores e diminuem significativamente com o aumento do número de Reynolds do escoamento.

Figura 40: Deslocamento instantâneo da válvula para $Re = 4.000$, com suporte.

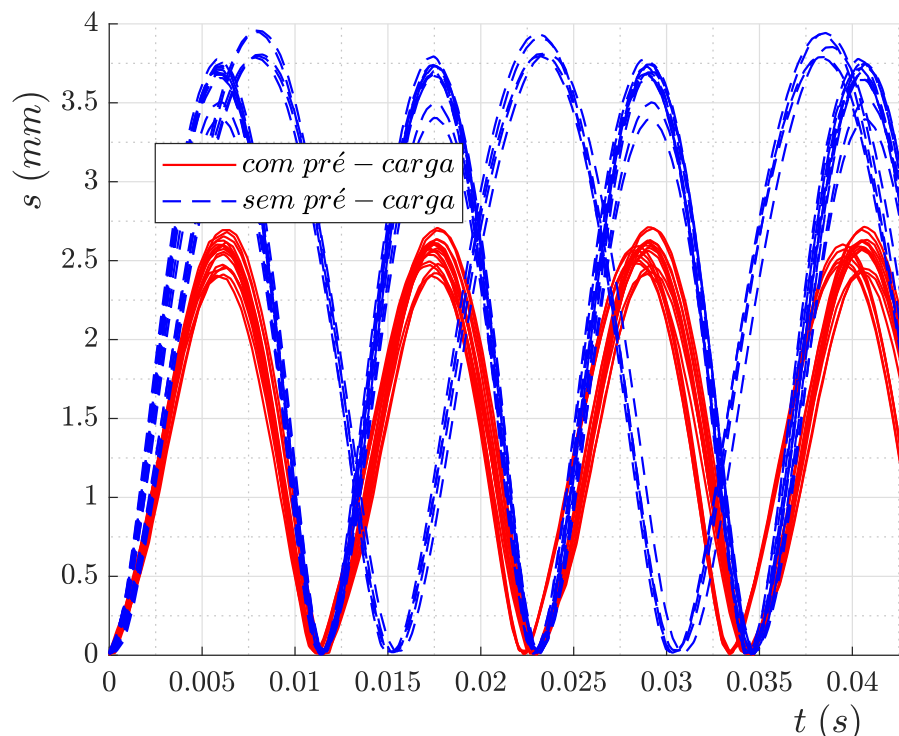


Fonte: Autoria própria.

Observa-se que existe uma dispersão dos resultados **com** e **sem** pré-carga. Essa dispersão corresponde à mudança do instante em que a válvula fecha (mudança da frequência de oscilação) e amplitude máxima de abertura. Vemos nas Figuras 40 a 43 que com o aumento do número de Reynolds essa dispersão diminui, ou seja, com o aumento do número de Reynolds os resultados dos diferentes testes realizados tendem a se aproximar no tempo de fechamento da válvula e na amplitude de abertura (Fig. 42). Os resultados que mais se aproximam com o aumento do número de Reynolds são os com pré-carga, pois vemos ainda diferenças no tempo de fechamento da válvula para os testes sem a presença da pré-carga.

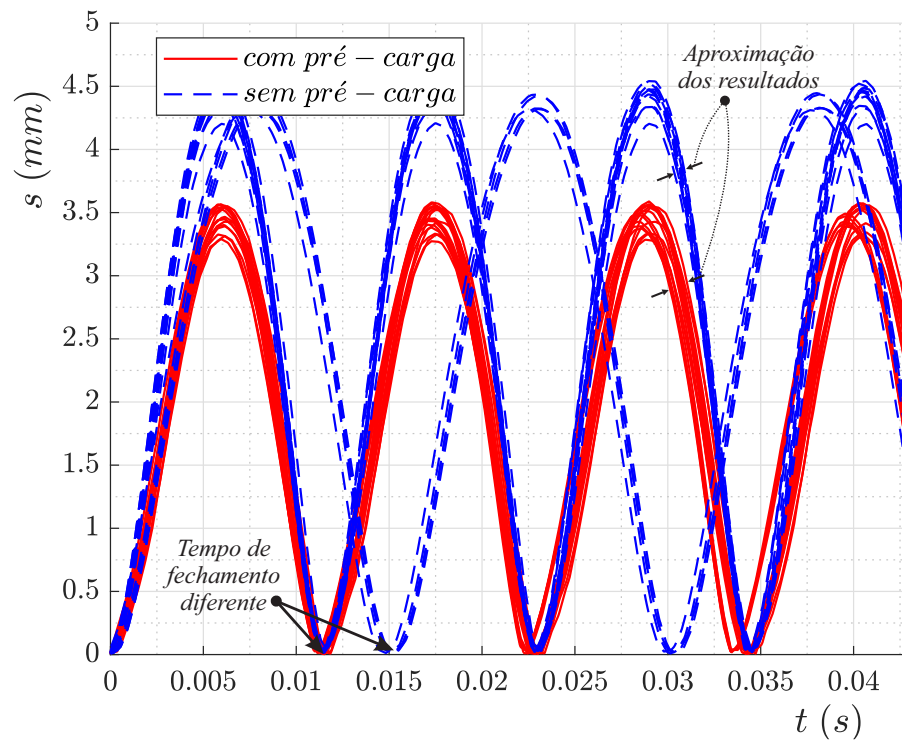
A dispersão elevada dos dados, principalmente para os testes realizados sem pré-carga, pode ocorrer em razão das sucessivas montagens e desmontagens da válvula na seção de testes. Isso ainda deve ser investigado com mais cuidado em trabalhos futuros com o objetivo de verificar se os diferentes comportamentos são provenientes de falhas de funcionamento da seção de testes ou de fenômenos físicos distintos que ainda não foram identificados.

Figura 41: Deslocamento instantâneo da válvula para $Re = 10.000$, **com** suporte.



Fonte: Autoria própria.

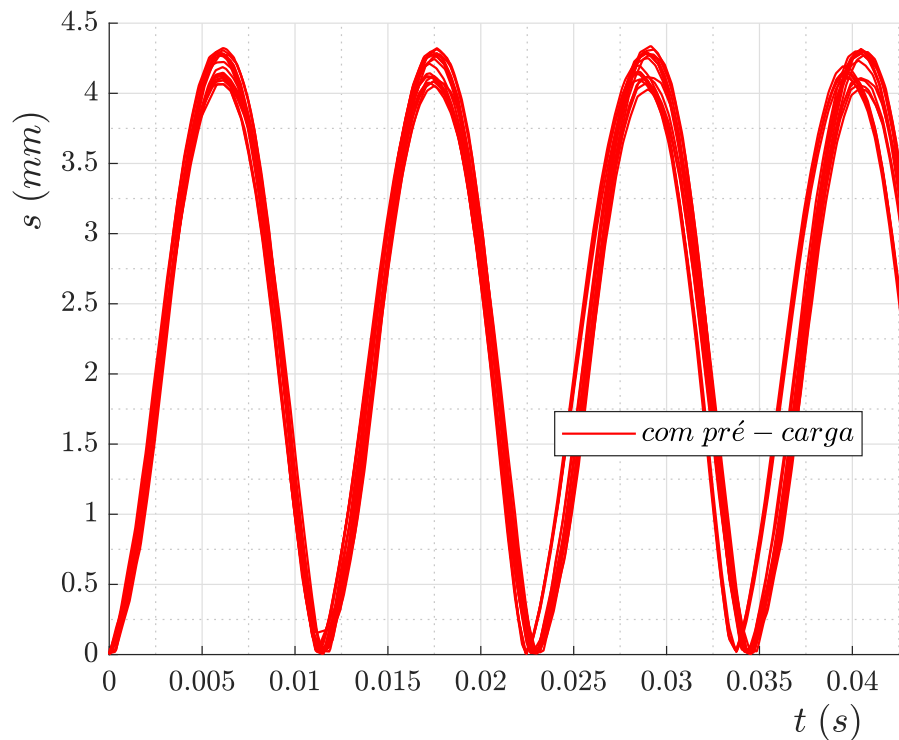
A faixa de leitura do sensor óptico é limitada em 5 mm e, por isso, nos testes sem pré-carga o valor máximo do número de Reynolds ensaiado foi 14.000 , pois para valores maiores o centro da válvula toca no sensor. Logo, a Figura 43 possui apenas os

Figura 42: Deslocamento instantâneo da válvula para $Re = 14.000$, **com** suporte.

Fonte: Autoria própria.

resultados dos testes com pré-carga. Nesses testes, nos quais a válvula é fixada com o suporte, os resultados sem pré-carga produzem sempre aberturas maiores do que os com pré-carga.

Figura 43: Deslocamento instantâneo da válvula para $Re = 18.000$, **com** suporte.



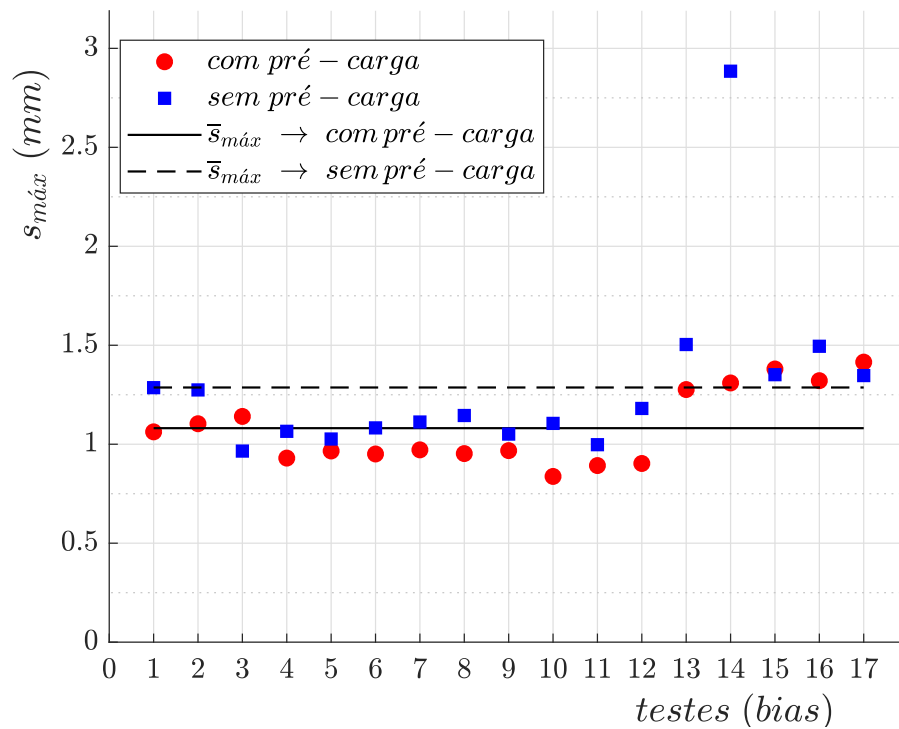
Fonte: Autoria própria.

A Tabela 8 mostra os valores médios das amplitudes máximas e seus respectivos desvios padrões. Os valores máximos da abertura da válvula para os diferentes testes realizados, com e sem a presença da pré-carga, além dos valores médios, são mostrados nas Figuras 44 a 47.

Tabela 8: Amplitudes máximas para os testes **com** suporte.

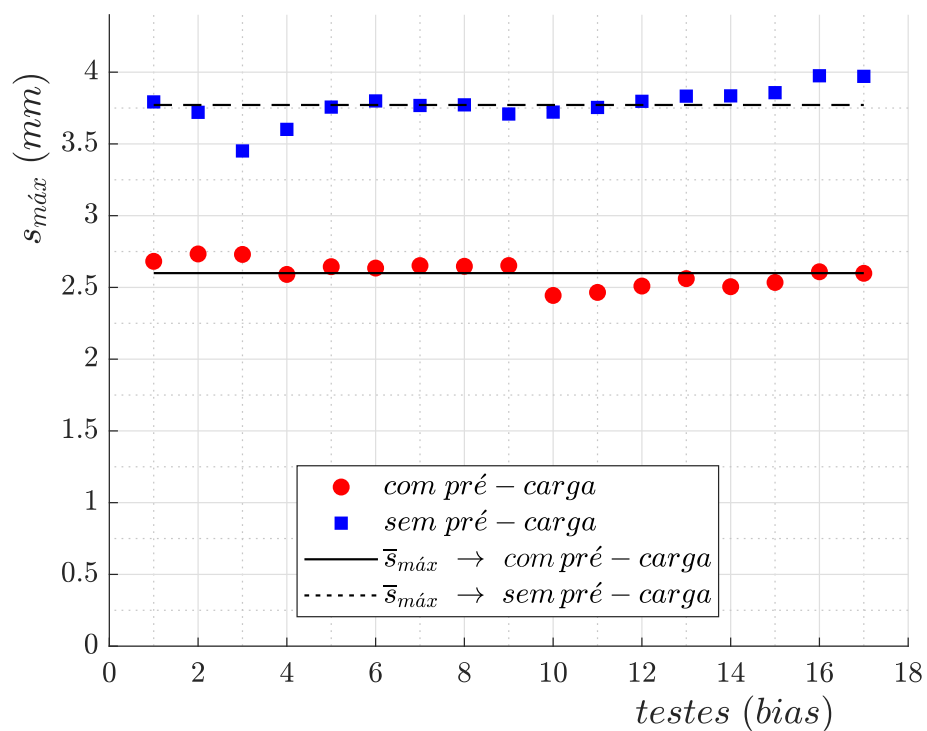
Reynolds	pré-carga	$\bar{s}_{máx}$ (mm)	$\sigma_{s_{máx}}$ (mm)	Representação
4.000	com	1,1	0,2	Figura 44
	sem	1,3	0,4	
6.000	com	1,7	0,3	Apêndice C
	sem	2,3	0,7	
8.000	com	2,1	0,1	Apêndice C
	sem	2,91	0,09	
10.000	com	2,60	0,09	Figura 45
	sem	3,8	0,1	
12.000	com	3,08	0,08	Apêndice C
	sem	4,13	0,09	
14.000	com	3,50	0,09	Figura 46
	sem	4,45	0,09	
16.000	com	3,90	0,09	Apêndice C
	sem	
18.000	com	4,2	0,1	Figura 47
	sem	

Figura 44: Abertura máxima do centro da válvula em função dos testes, para $Re = 4.000$, **com** suporte.



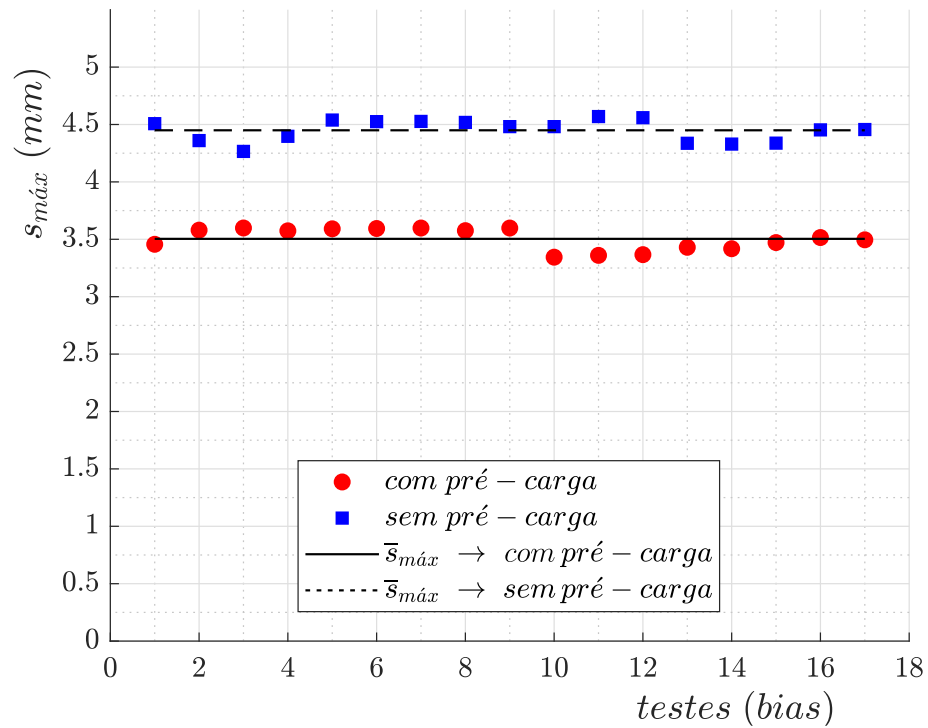
Fonte: Autoria própria.

Figura 45: Abertura máxima do centro da válvula em função dos testes, para $Re = 10.000$, **com** suporte.



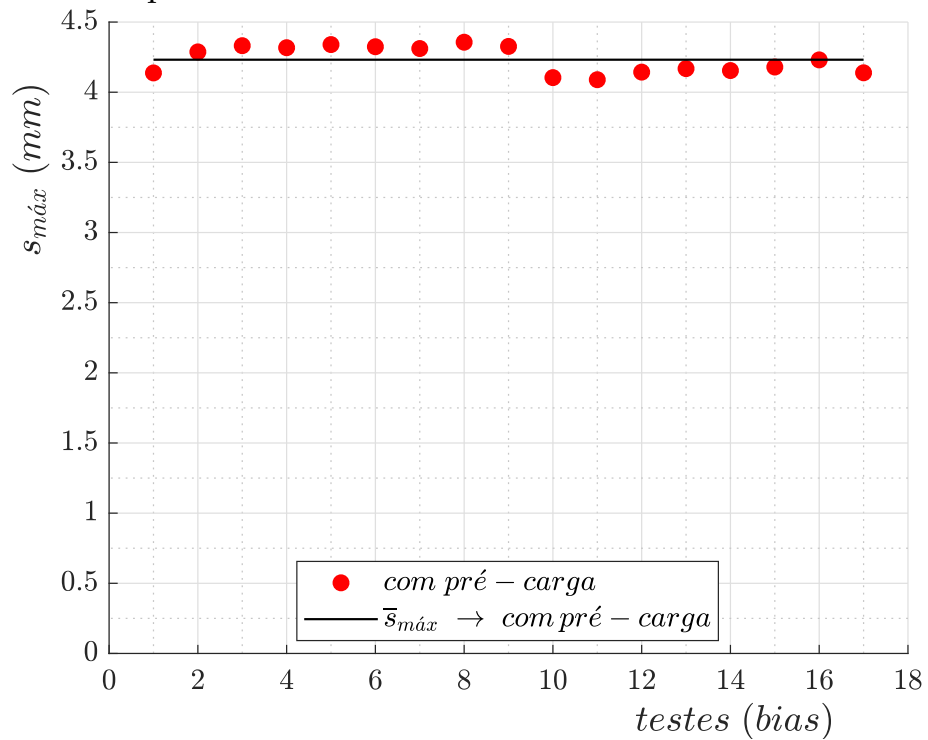
Fonte: Autoria própria.

Figura 46: Abertura máxima do centro da válvula em função dos testes, para $Re = 14.000$, **com** suporte.



Fonte: Autoria própria.

Figura 47: Abertura máxima do centro da válvula em função dos testes, para $Re = 18.000$, **com** suporte.



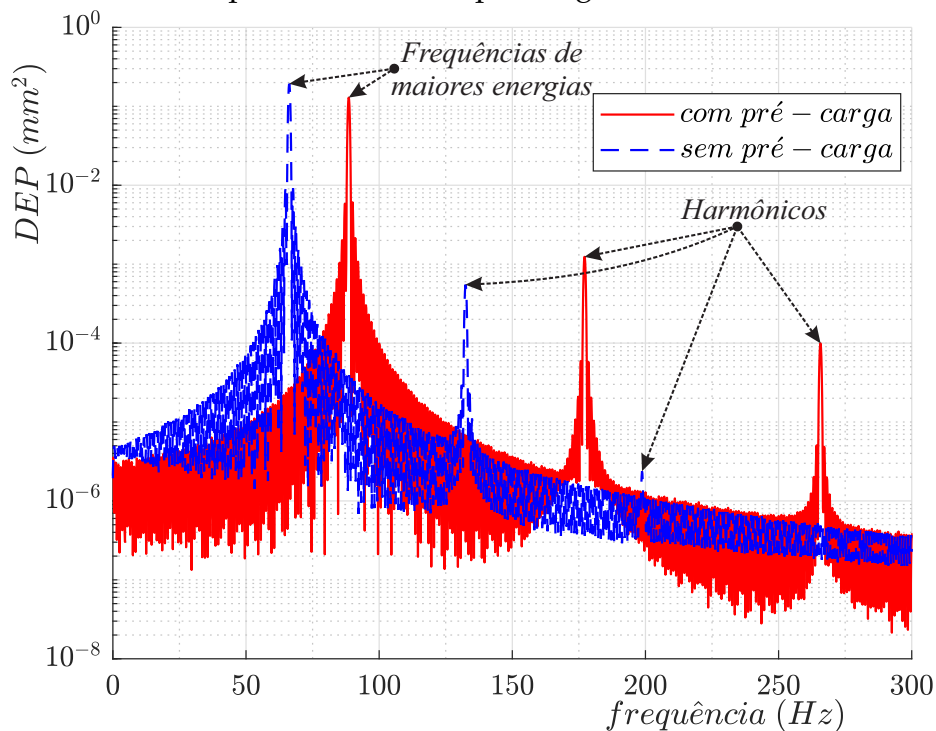
Fonte: Autoria própria.

Como pode ser observado pelas Figuras 44 a 47 mostradas nessa seção a amplitude máxima do centro da válvula aumenta em função do aumento do número de Reynolds. A dispersão dos dados diminui com o aumento da vazão, isso é comprovado com a diminuição do desvio padrão apresentado pela Tab. 8.

Resultados no Domínio da Frequência: Fixação Com Suporte

A análise no domínio da frequência é realizada com o auxílio do periodograma de Welch, desenvolvido por Peter D. Welch. Welch é um método de periodograma que apresenta melhorias em relação ao método desenvolvido por Bartlett. Detalhes desses métodos podem ser encontrados em Welch (1967) e Moses (2005). Essas metodologias geram estimadores da densidade espectral de potência. Neste trabalho usamos apenas a informação de maior “energia”, ou seja, desejamos saber a frequência que possui maior energia como ilustra a Fig. 48. Essa frequência é conhecida como harmônico aeroelástico fundamental ou primeiro harmônico aeroelástico.

Figura 48: Gráfico densidade espectral de potência em função da frequência para a válvula de 0,4mm com suporte; com e sem pré-carga.



DEP: Densidade Espectral de Potência
Fonte: Autoria própria.

Na Tabela 9 encontram-se os valores médios das frequências do primeiro harmônico aeroelástico em função do número de Reynolds e do tipo de carregamento (com e

sem pré-carga) e seus respectivos desvios padrões.

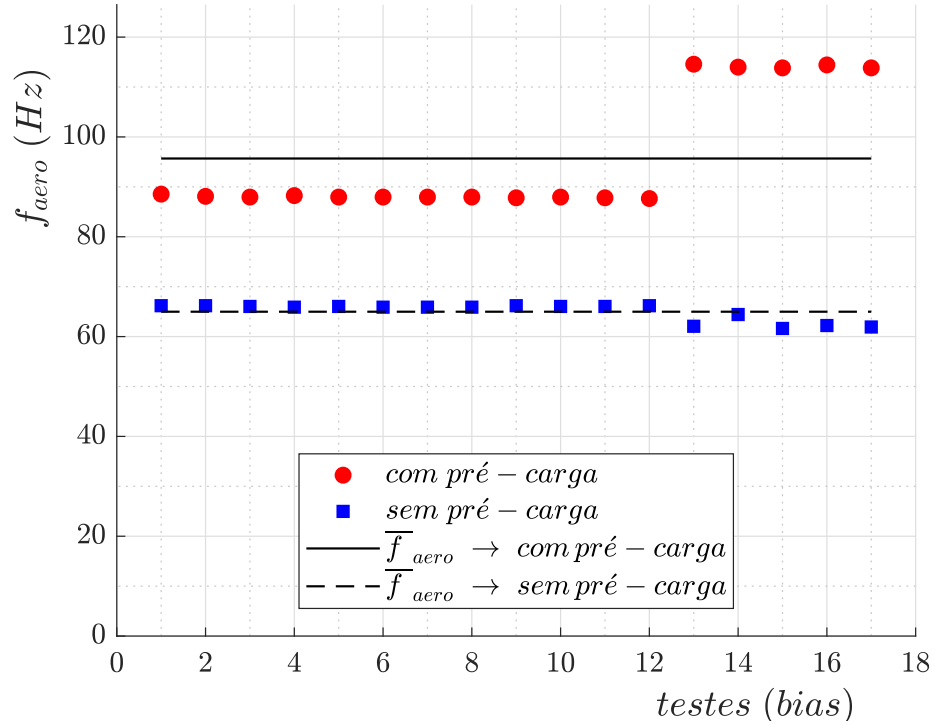
Tabela 9: Frequências do primeiro harmônico aeroelástico para os testes **com** suporte.

Reynolds	pré-carga	\bar{f}_{aero} (Hz)	$\sigma_{f_{aero}}$ (Hz)	Representação
4.000	com	95,7	12,3	Figura 49
	sem	65,0	1,8	
6.000	com	93,0	10,3	Apêndice C
	sem	68,2	6,6	
8.000	com	87,8	1,3	Apêndice C
	sem	70,4	8,5	
10.000	com	87,8	1,2	Figura 50
	sem	80,5	9,8	
12.000	com	87,8	1,2	Apêndice C
	sem	80,7	9,8	
14.000	com	87,7	1,1	Figura 51
	sem	80,8	9,9	
16.000	com	87,7	1,1	Apêndice C
	sem	
18.000	com	87,7	1,0	Figura 52
	Sem	

As distribuições dos valores da frequência do primeiro harmônico em função dos testes realizados são mostrados nas Figuras. 49 a 52, sendo cada uma associada a um número de Reynolds.

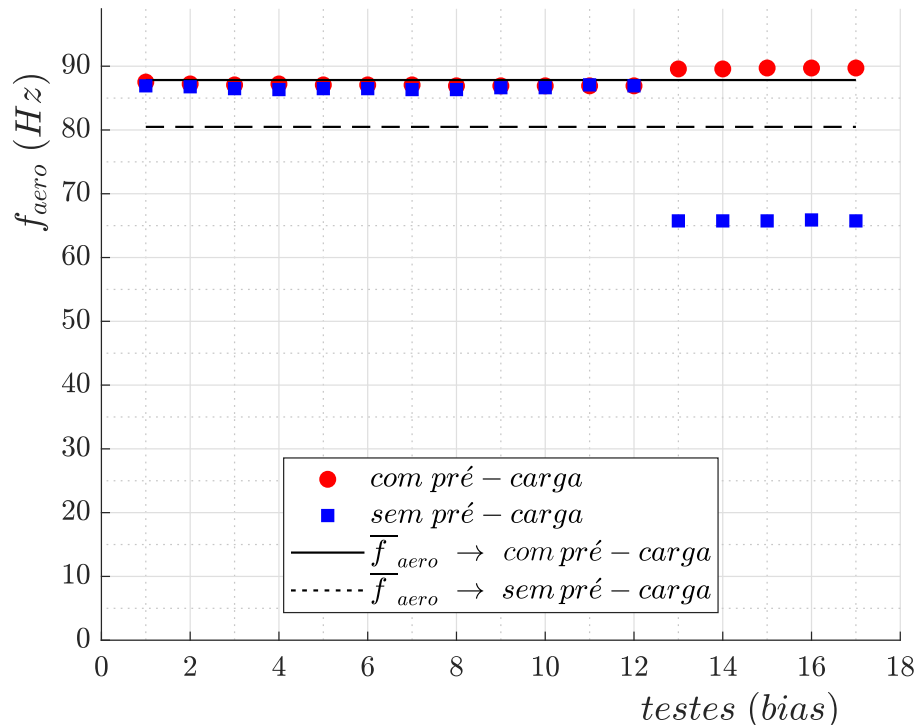
O valor médio da frequência aeroelástica para os testes com pré-carga diminui com o aumento do número de Reynolds, desde $\bar{f}_{aero} = 95,7$ (Hz) para $Re = 4.000$ até $\bar{f}_{aero} = 87,7$ (Hz) para $Re = 18.000$. Para os testes sem pré-carga o inverso acontece, ou

Figura 49: Frequência do primeiro harmônico aeroelástico em função dos testes, para $Re = 4.000$, **com** suporte.



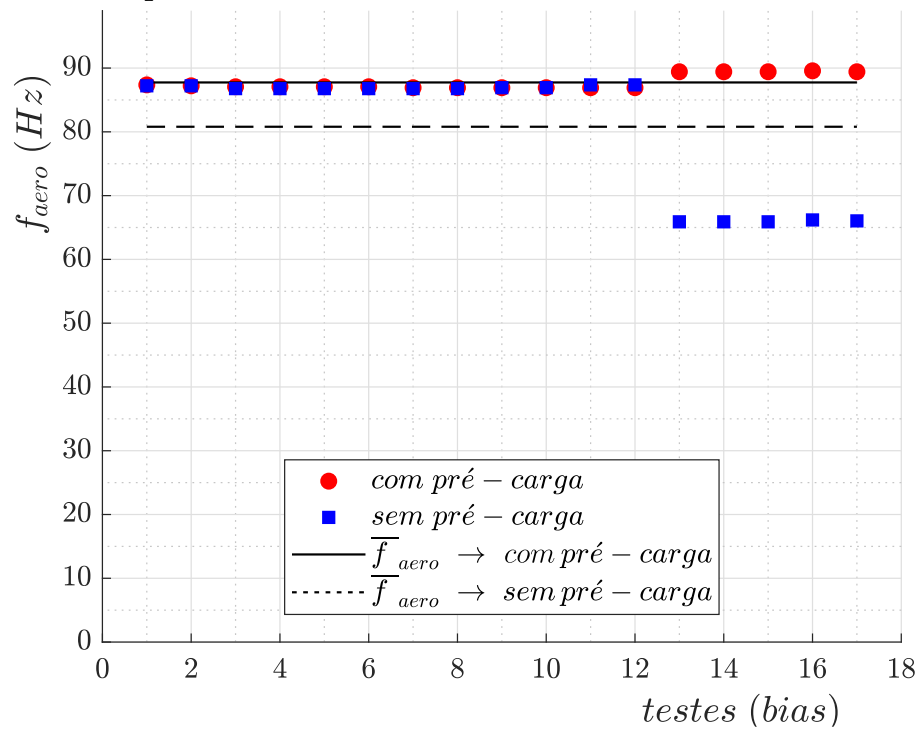
Fonte: Autoria própria.

Figura 50: Frequência do primeiro harmônico aeroelástico em função dos testes, para $Re = 10.000$, **com** suporte.



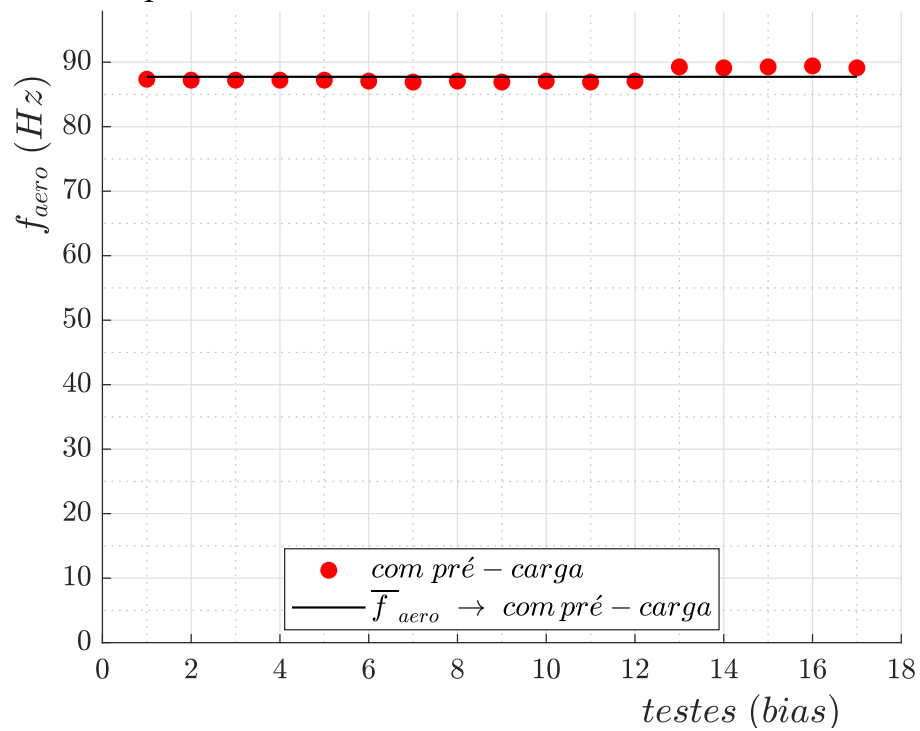
Fonte: Autoria própria.

Figura 51: Frequência do primeiro harmônico aeroelástico em função dos testes, para $Re = 14.000$, **com** suporte.



Fonte: Autoria própria.

Figura 52: Frequência do primeiro harmônico aeroelástico em função dos testes, para $Re = 18.000$, **com** suporte.



Fonte: Autoria própria.

seja, as frequências de oscilação médias aumentam com o aumento do número de Reynolds, desde $\bar{f}_{areo} = 65,0 (Hz)$ para $Re = 4.000$ até $\bar{f}_{areo} = 80,8 (Hz)$ para $Re = 14.000$. Essa variação do valor médio das frequências pode ser explicada pela presença do contato e do impacto durante os testes. Por exemplo, nos ensaios sem pré-carga para baixos valores de Reynolds, alguns testes oscilam como uma viga em balanço (Fig. 40), pois a sua frequência média aeroelástica é da mesma ordem de grandeza da frequência do primeiro modo de oscilação natural, $\mathcal{O}[\bar{f}_{areo} = 65,0 (Hz)] \sim \mathcal{O}[f_{1^\circ natural} \approx 60 (Hz)]$ para Reynolds de 4.000.

Observa-se, também, nas Figuras 49 a 52 que existe um salto de frequência para ambas condições de carregamento a partir do teste 14. Isso ocorre porque utilizamos condições diferentes para o escoamento inicial, ou seja, a velocidade de abertura da válvula que controla a vazão foi modificada. Entre os testes 1 a 13 essa válvula foi aberta lentamente e a partir do teste 14 ela foi aberta bruscamente. Esses saltos na frequência do primeiro harmônico aeroelástico mostram que o sistema válvula-escoamento é dependente das condições iniciais.

3.1.2 Resultados dos Testes Experimentais para a Válvula Fixada Sem o Suporte

Os resultados experimentais para a válvula de espessura $0,4 mm$ e fixada sem o suporte são apresentados nas próximas seções, para o domínio do tempo e da frequência.

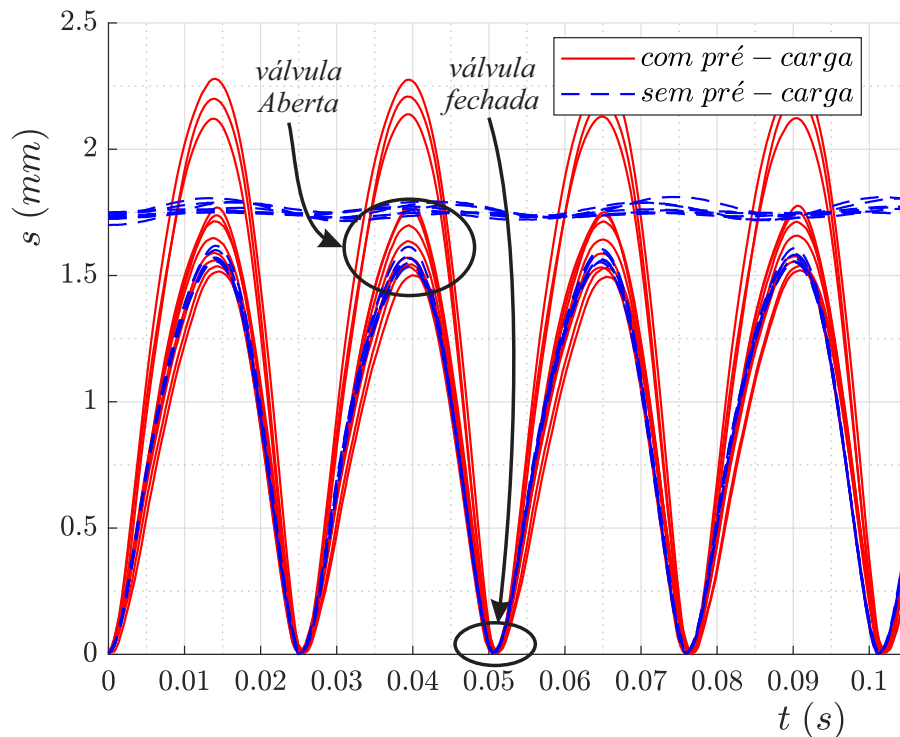
Deslocamento Instantâneo da Válvula – Fixação Sem Suporte

As Figuras 53 a 56 mostram, respectivamente, os resultados dos testes para escoamentos com números de Reynolds iguais a 4.000, 6.000, 8.000 e 10.000. Os resultados evidenciam que a dispersão dos dados também é elevada para os testes com os menores números de Reynolds, principalmente para os testes realizados sem pré-carga – novamente observamos que em alguns testes a válvula não fecha completamente, assim como ocorreu com os testes realizados com o suporte. À medida que o número de Reynolds do escoamento aumenta, a dispersão dos dados diminui. A dispersão dos dados para os testes com pré-carga são menores e também diminui com o aumento do número de Reynolds do escoamento.

Esses valores elevados de dispersão devem ser investigados com mais cuidado em futuros trabalhos com o objetivo de verificar se são provenientes de falhas de funcionamento da seção de testes ou causadas por fenômenos físicos distintos que ainda não

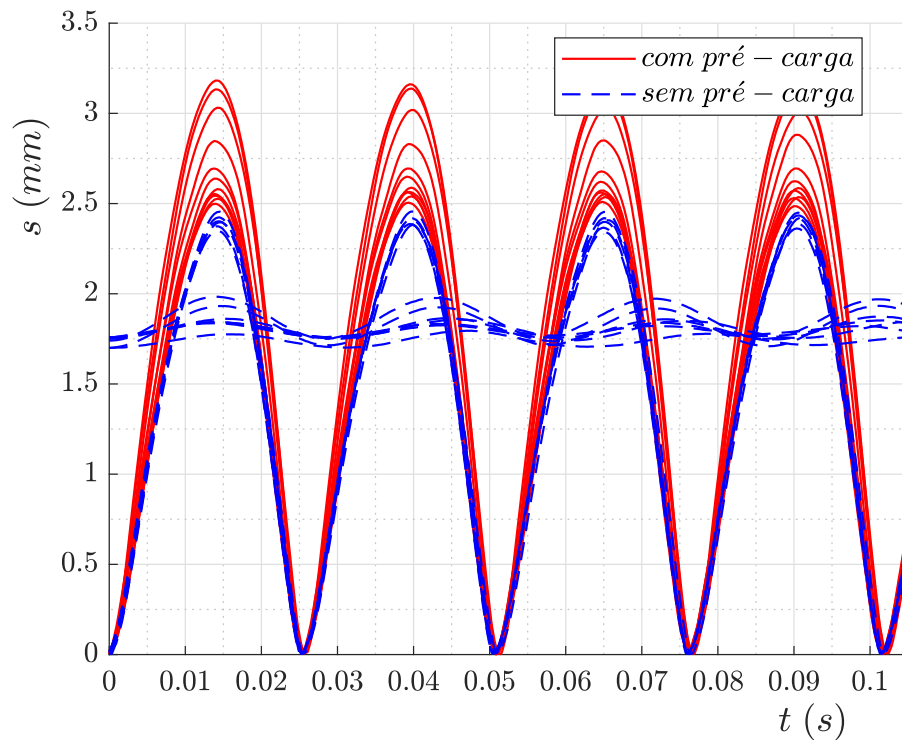
foram identificados.

Figura 53: Deslocamento instantâneo da válvula para $Re = 4.000$, **sem** suporte.

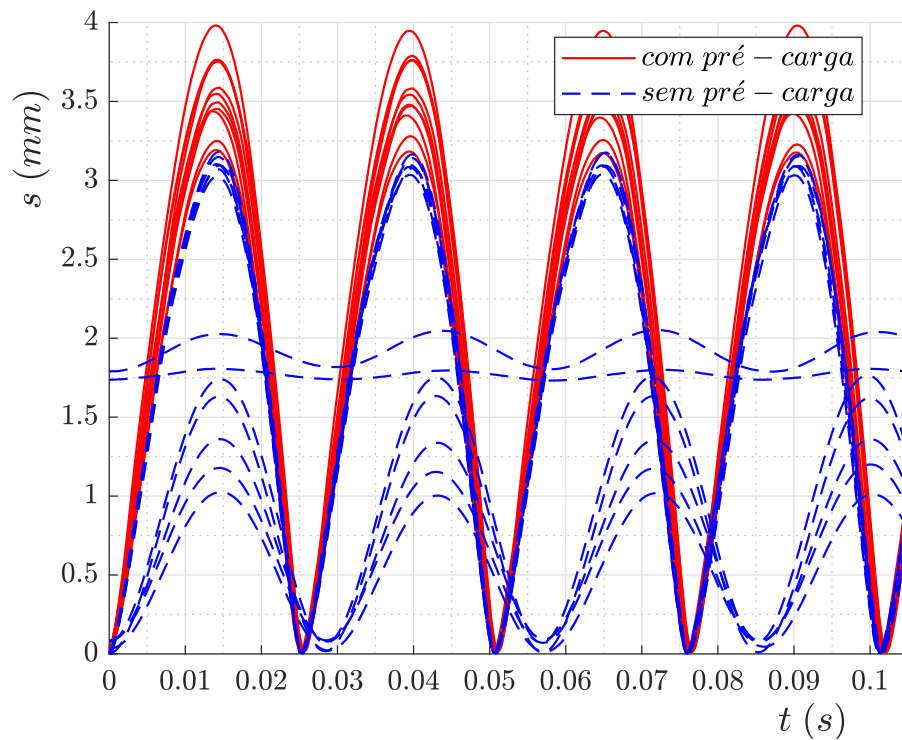


Fonte: Autoria própria.

Como apontado anteriormente, o valor de $s = 0\text{ mm}$ corresponde à posição onde o centro da válvula “toca” o seu assento (Fig. 53). O destaque do verbo tocar deve-se ao fato de que o centro não toca o assento efetivamente, pois nessa posição existe a saída da tubulação de alimentação do ar comprimido, no entanto, a área da válvula adjacente à saída da tubulação toca o assento. Vale observar que, os resultados sem pré-carga possuem amplitude menor do que os resultados com pré-carga, isso é o inverso do que aconteceu quando a válvula foi fixada com o suporte.

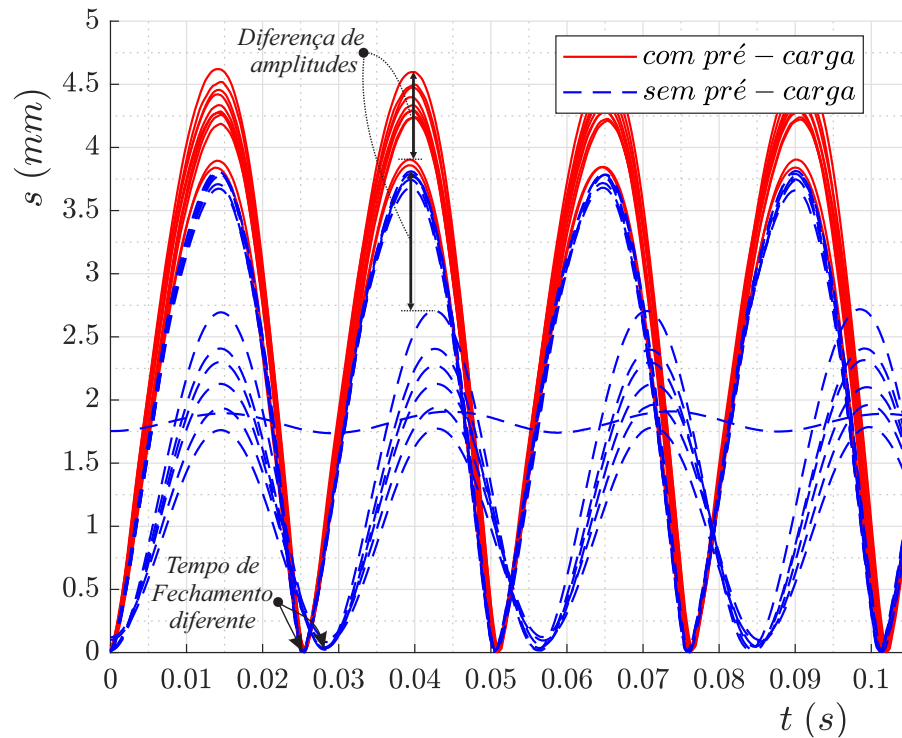
Figura 54: Deslocamento instantâneo da válvula para $Re = 6.000$, **sem** suporte.

Fonte: Autoria própria.

Figura 55: Deslocamento instantâneo da válvula para $Re = 8.000$, **sem** suporte.

Fonte: Autoria própria.

Figura 56: Deslocamento instantâneo da válvula para $Re = 10.000$, **sem** suporte.



Fonte: Autoria própria.

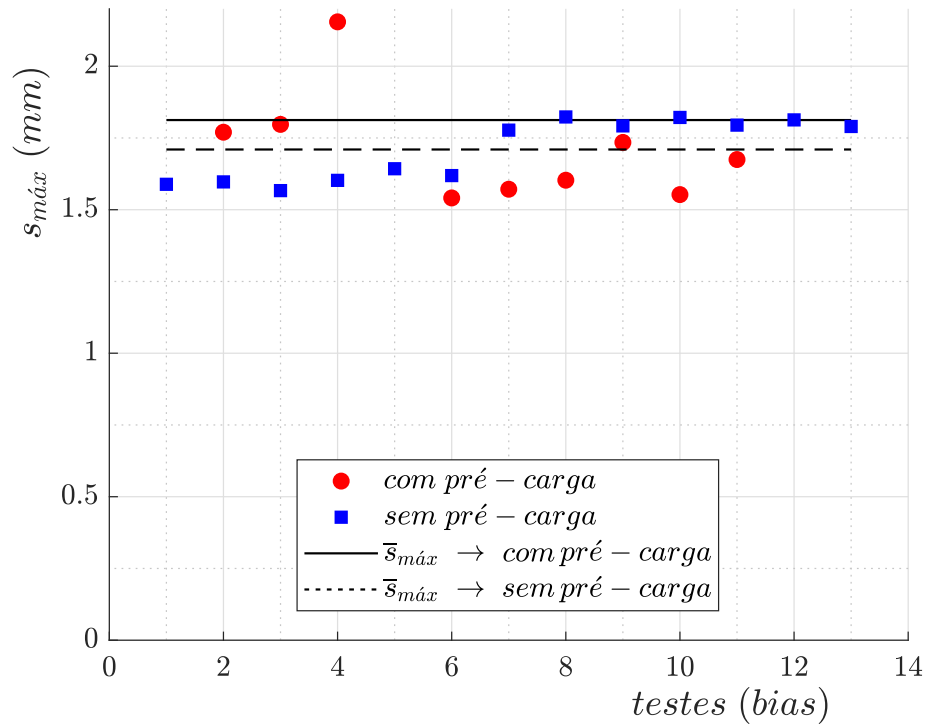
A Tabela 10 mostra os valores médios das amplitudes máximas e seus respectivos desvios padrões, para os valores de Reynolds de 4.000 a 10.000.

Tabela 10: Amplitudes máximas para os teste **sem** suporte.

Reynolds	pré-carga	$\bar{s}_{m\acute{a}x}$ (mm)	$\sigma_{s_{m\acute{a}x}}$ (mm)	Representação
4.000	com	1,8	0,3	Figura 57
	Sem	1,7	0,1	
6.000	com	2,8	0,2	Figura 58
	Sem	2,1	0,3	
8.000	com	3,6	0,2	Figura 59
	Sem	2,3	0,8	
10.000	com	4,3	0,2	Figura 60
	Sem	3,0	0,8	

As Figuras 57 a 60 mostram os valores da abertura máxima da válvula de $0,4\text{mm}$ **sem** o suporte para os carregamentos com e sem pré-carga. Os valores médios e os desvios padrões dos dados mostrados nessas figuras encontram-se na Tab. 10.

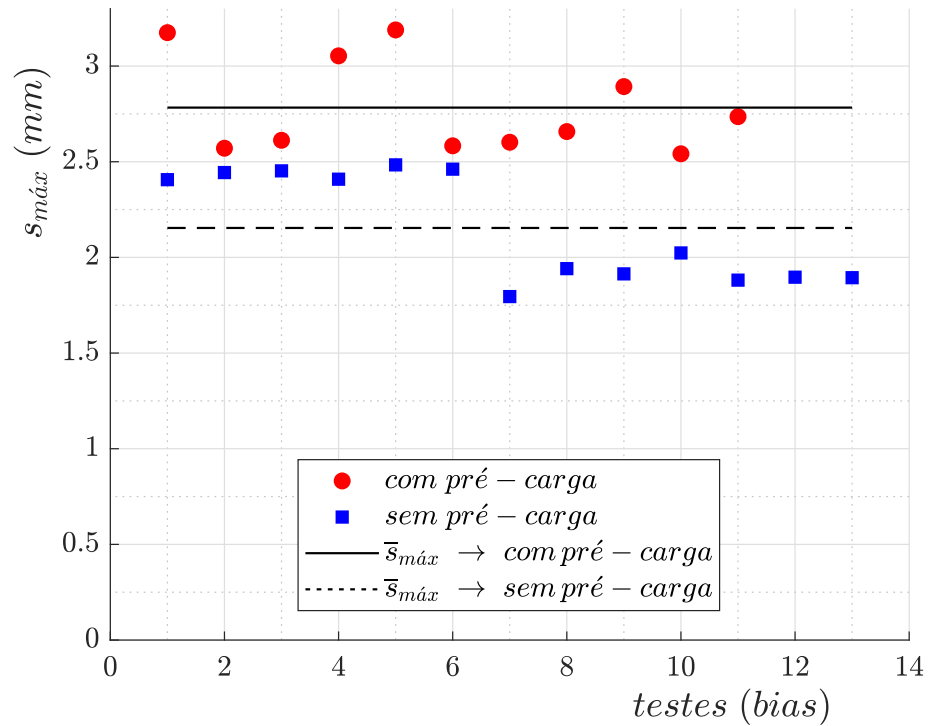
Figura 57: Abertura máxima do centro da válvula em função dos testes, para $Re = 4.000$, **sem** suporte.



Fonte: Autoria própria.

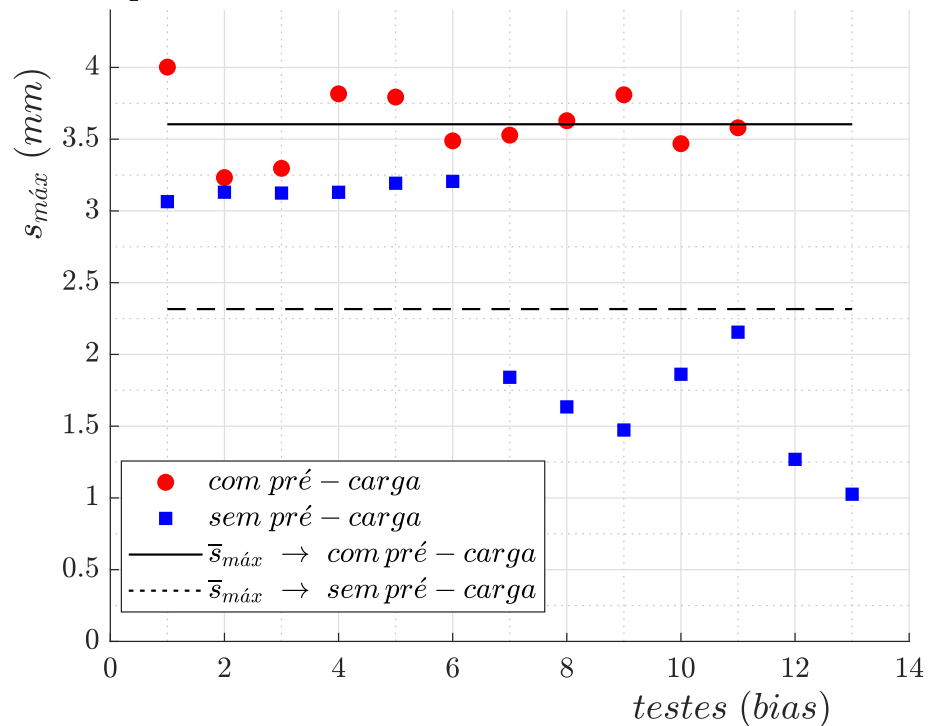
Obviamente o valor de deslocamento da válvula aumenta com o aumento do valor da vazão, porém diferente da configuração com o suporte, a dispersão dos dados não diminuiu continuamente com o aumento do número de Reynolds. Assim, não é possível concluir que independente do tipo de fixação o aumento da vazão levará a testes mais padronizados, mas sim que existe uma variável ainda não rastreada que influencia a dinâmica da válvula e varia de um teste para outro.

Figura 58: Abertura máxima do centro da válvula em função dos testes, para $Re = 6.000$, **sem** suporte.



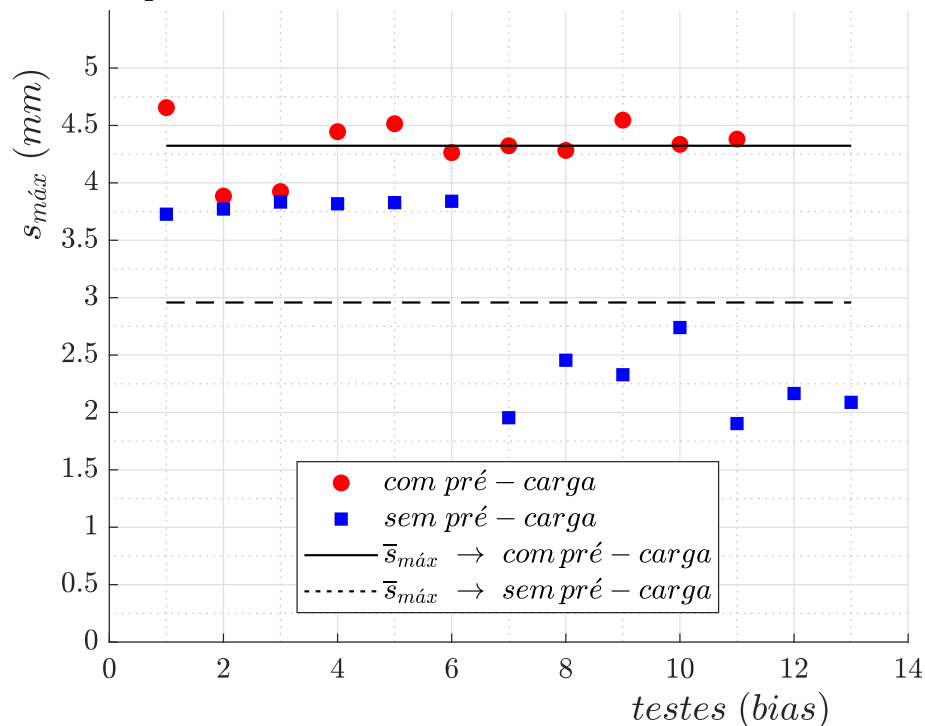
Fonte: Autoria própria.

Figura 59: Abertura máxima do centro da válvula em função dos testes, para $Re = 8.000$, **sem** suporte.



Fonte: Autoria própria.

Figura 60: Abertura máxima do centro da válvula em função dos testes, para $Re = 10.000$, **sem** suporte.



Fonte: Autoria própria.

Resultados no Domínio da Frequência: Fixação Sem Suporte

Na Tabela 11 apresentam-se os valores médios das frequências do primeiro harmônico aeroelástico dos vinte e quatro testes realizados em função do número de Reynolds, Re , e do tipo de carregamento, com e sem pré-carga, e também seus respectivos desvios padrões.

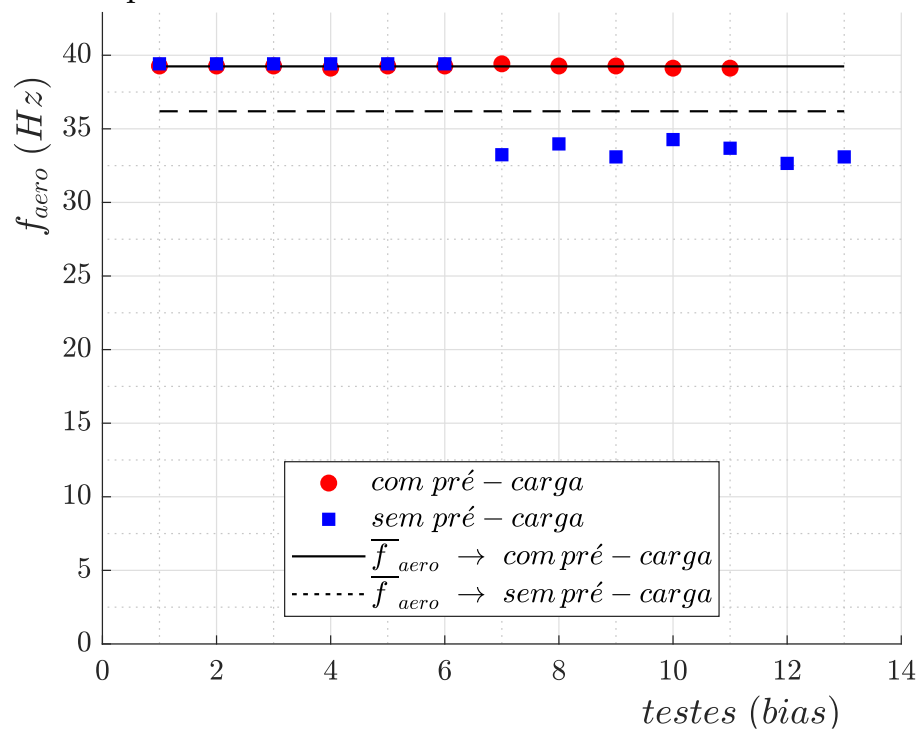
Nas Figuras 61 a 64 observamos os valores das frequências do harmônico aeroelástico fundamental para cada teste realizado em função do número de Reynolds e do tipo de carregamento. Os valores médios e dos desvios padrões dessas frequências encontram-se na Tab. 11.

Diferente do que ocorreu com a fixação com o suporte, os valores médios das frequências aeroelásticas não variam muito com o aumento de Reynolds sendo próximos de $\bar{f}_{areo} = 39 (Hz)$ para os teste com pré-carga, e $\bar{f}_{areo} = 37 (Hz)$ para os sem pré-carga.

Assim como nos resultados com suporte, no teste sem o suporte vemos um salto na frequência em função dos testes realizados (Figuras 61 a 64). O motivo desse salto deve-se à mudança nas condições de abertura da válvula que controla a vazão. Logo,

Tabela 11: Frequências aeroelásticas para os teste **sem** suporte.

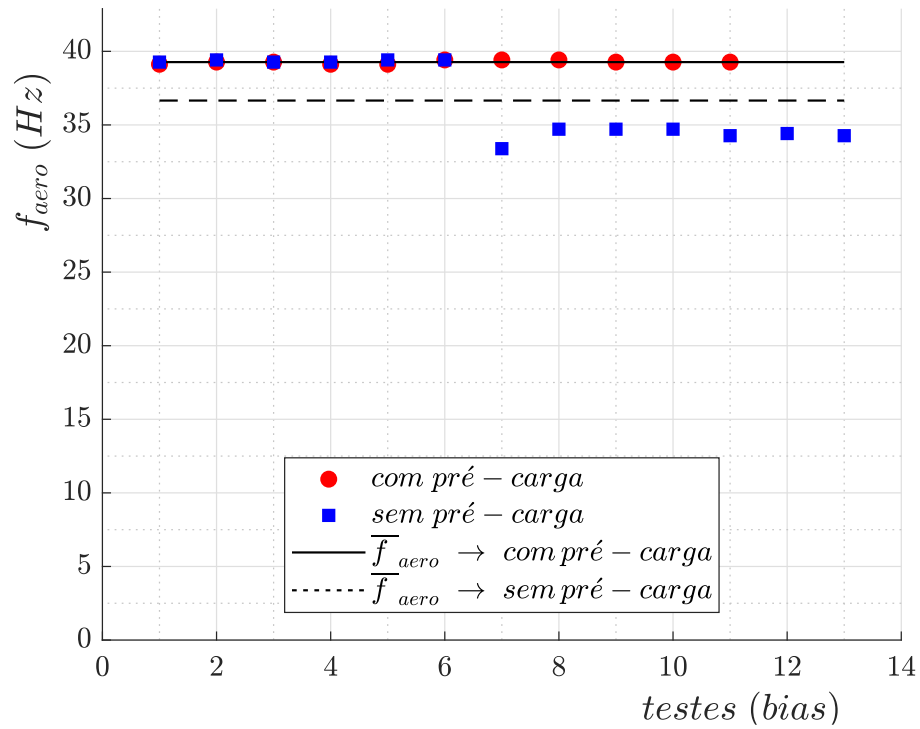
Reynolds	pré-carga	\bar{f}_{aero} (Hz)	σ_{faero} (Hz)	Representação
4.000	com	39,24	0,09	Figura 61
	Sem	36,2	3,1	
6.000	com	39,3	0,1	Figura 62
	Sem	36,7	2,6	
8.000	com	39,3	0,1	Figura 63
	Sem	37,0	2,4	
10.000	com	39,35	0,07	Figura 64
	Sem	37,2	2,2	

Figura 61: Frequência do primeiro harmônico aeroelástico em função dos testes, para $Re = 4.000$, **sem** suporte.

Fonte: Autoria própria.

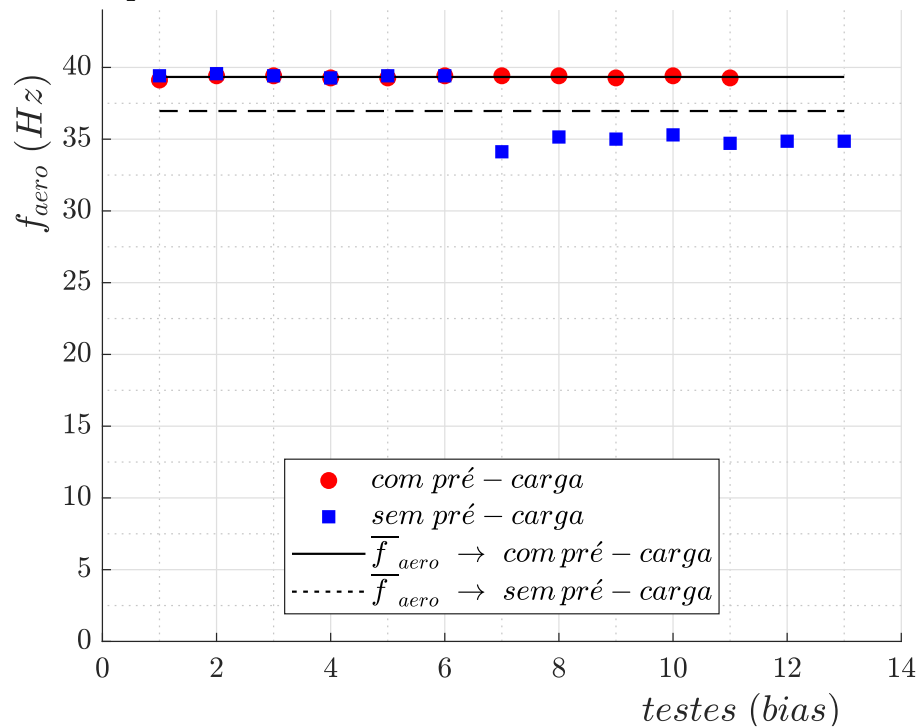
mais uma vez, pode-se dizer que o sistema válvula-escoamento depende das condições iniciais.

Figura 62: Frequência do primeiro harmônico aeroelástico em função dos testes, para $Re = 6.000$, **sem** suporte.



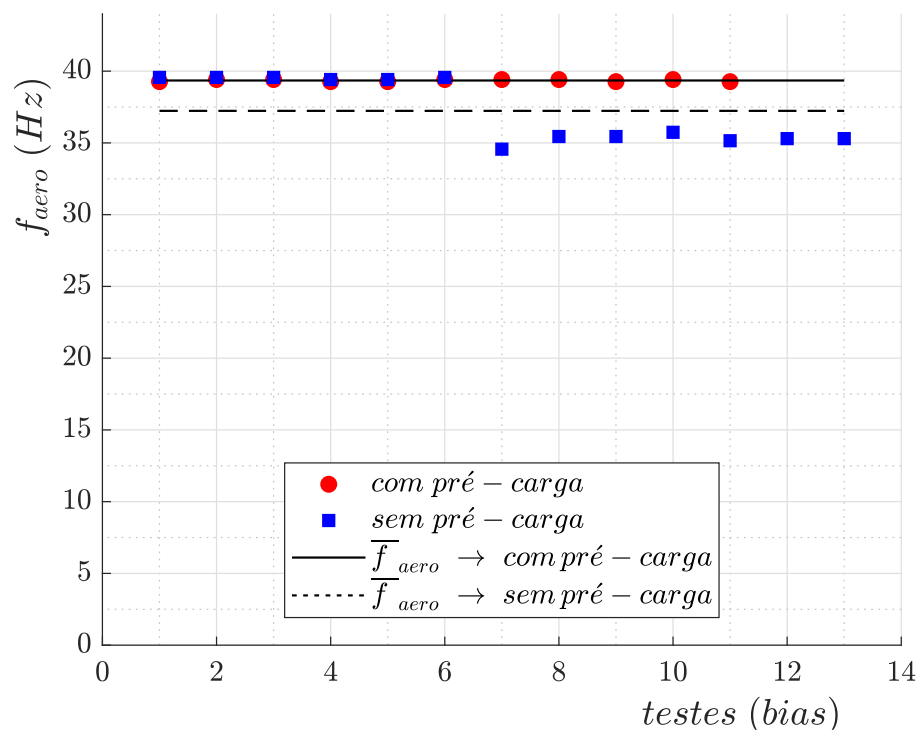
Fonte: Autoria própria.

Figura 63: Frequência do primeiro harmônico aeroelástico em função dos testes, para $Re = 8.000$, **sem** suporte.



Fonte: Autoria própria.

Figura 64: Frequência do primeiro harmônico aeroelástico em função dos testes, para $Re = 10.000$, sem suporte.



Fonte: Autoria própria.

3.2 RESULTADOS NUMÉRICOS

Nesse item serão apresentados os resultados numéricos para o mesmo modelo de válvula utilizado nos testes experimentais, com espessura de $s = 0,4\text{mm}$. Tais resultados consiste nos seguintes testes:

- Teste de convergência de malha-espacial e temporal;
- Influência da variação do fator normal de rigidez da metodologia de contato;
- Influência da pré-carga nos modelos numéricos;
- Inclusão das forças de campo no domínio do sólido;
- Modificação das condições de contorno para a fixação com o suporte;
- Validação dos resultados numéricos: comparação com os resultados experimentais;
- Apresentação dos campos de velocidades e do deslocamento para ambas as formas de fixação da válvula.

Os resultados numéricos foram obtidos em um computador com a seguintes características:

Processador Inter® Corel™ i7 – 2700k CPU @ 3,5GHz;

Memória RAM 24,0GB;

Sistema operacional Windows 7;

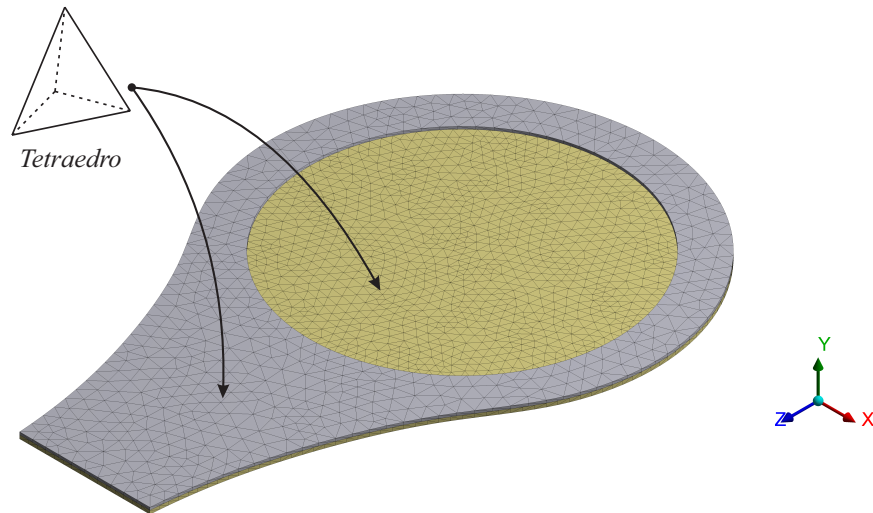
Ansys 15.0.

3.2.1 Independência da Malha Espacial

Os modelos geométricos e numéricos apresentados no capítulo de metodologia (Figuras 19 a 25) são utilizados como base para a geração das malhas do domínio do sólido e do fluido, como ilustra as Figs. 65 a 68. No domínio do sólido utilizam-se elementos do tipo tetraédricos para ambos tipos de fixação com e sem suporte, já no domínio do fluido utilizam-se elementos do tipo prismáticos de base triangular (*wedge*) e quadrada (hexaedros).

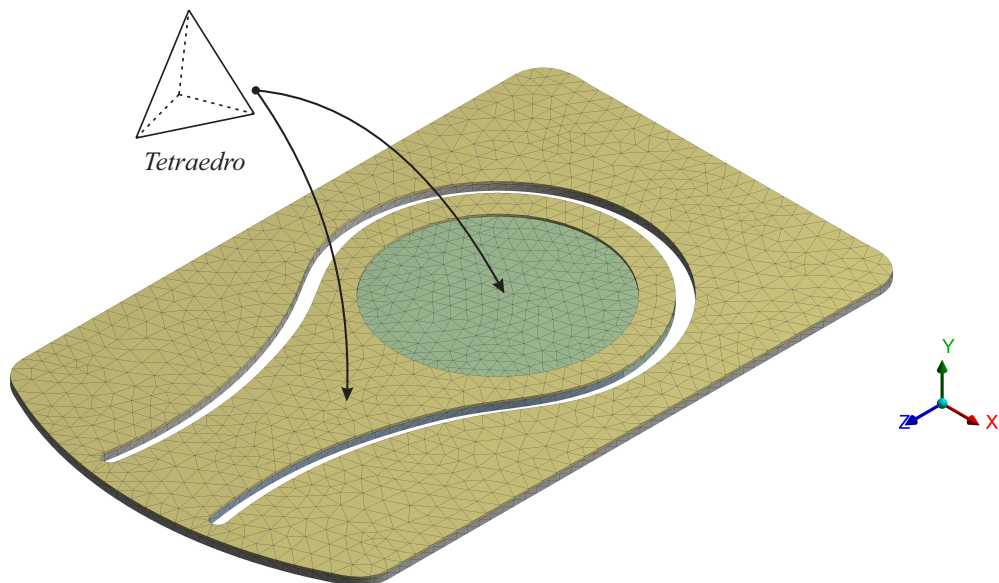
A licença acadêmica da *Ansys*® limita o tamanho máximo da malha em número de nós e elementos em 512k para o domínio do fluido e 32k para o domínio do sólido. Assim, o estudo da dependência da malha espacial para o domínio do fluido foi realizado

Figura 65: Malha da estrutura com elementos tetraédricos para válvula **com** o suporte.



Fonte: Autoria própria.

Figura 66: Malha da estrutura com elementos tetraédricos para válvula **sem** o suporte.

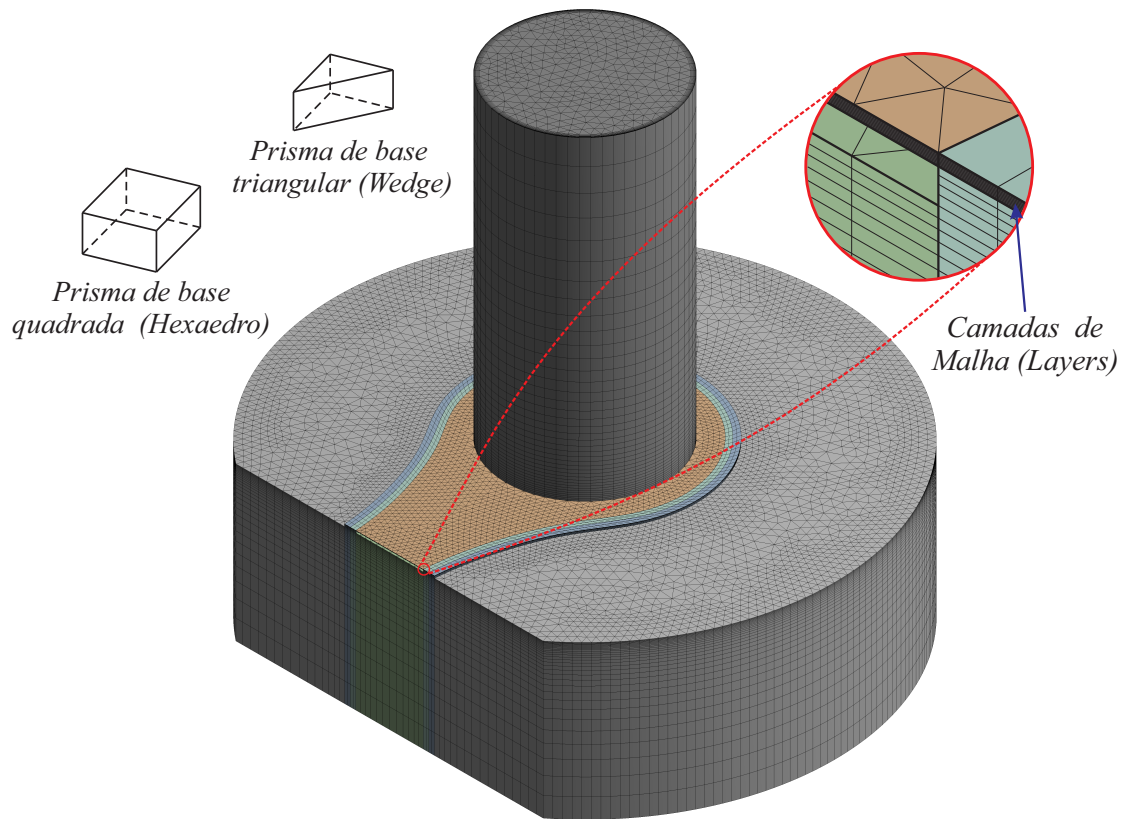


Fonte: Autoria própria.

utilizando dois tamanhos da malha, um no limite da licença (malha 1) e outro próximo à metade desse valor (malha 2) esses valores são mostrados na Tab. 12. O tamanho da malha espacial estrutural (domínio do sólido) foi mantida constante para as duas configurações de fixação, com e sem suporte.

Nas malhas dos domínios do fluido (Figuras 67 e 68) observamos os detalhes nos quais são mostrados a geração da malha para o volume fictício. Essa malha possui várias camadas (*Layers*) que se expandem quando a válvula abre. Como já foi expli-

Figura 67: Malha do domínio do fluido com elementos do tipo prismático com base triangular (*wedge*) e com base quadrada (hexaedros) para válvula **com** o suporte.



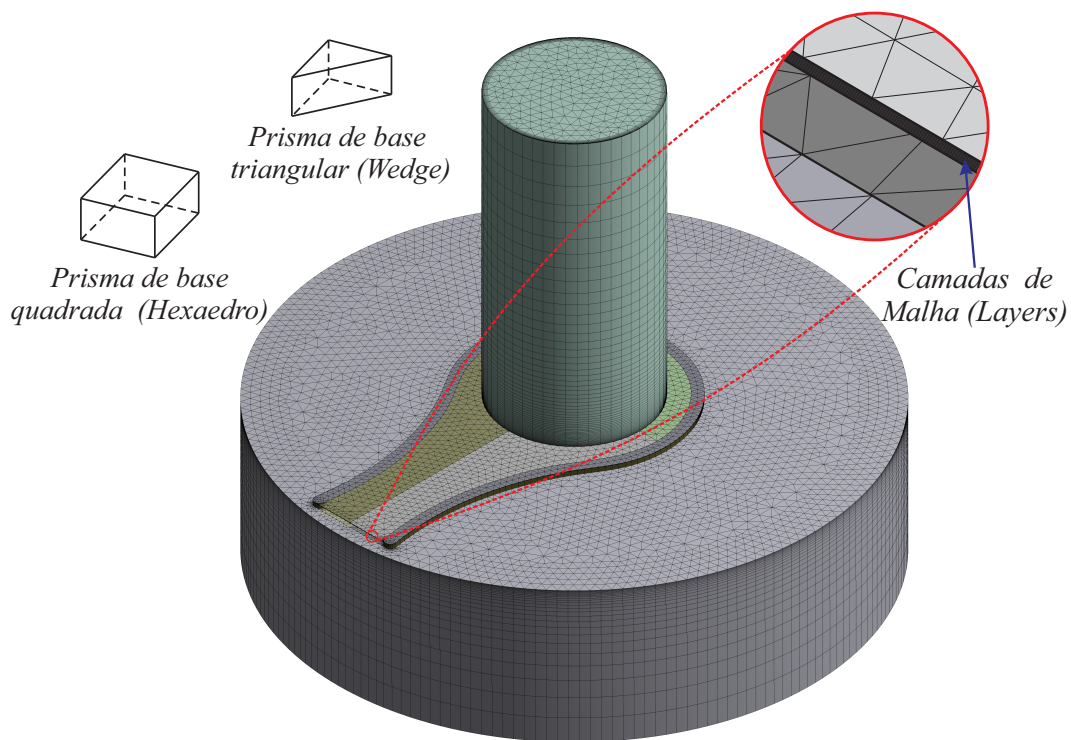
Fonte: Autoria própria.

Tabela 12: Informações das malhas espaciais Malha 1 e Malha 2.

	Fluido		Sólido	
	Nós	Elementos	Nós	Elementos
Malha 1	512k	~ 500k	32k	~ 25k
Malha 2	~ 280k	~ 280k	32k	~ 25k

cado, o volume fictício é utilizado porque o *solver* do domínio do fluido (CFX) não é habilitado a usar a metodologia de geração de malha (*remeshing*) nos problemas de FSI.

Figura 68: Malha do domínio do fluido com elementos do tipo prismático com base triangular (*wedge*) e com base quadrada (hexaedros) para válvula **sem** o suporte.

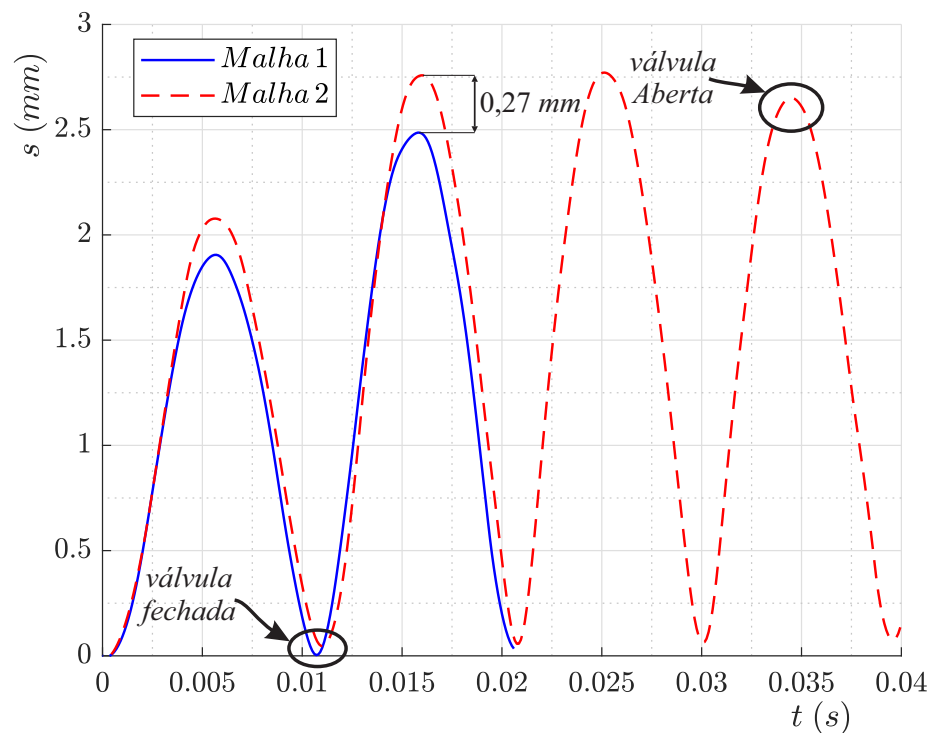


Fonte: Autoria própria.

Para as duas configurações de malha apresentadas na Tabela 12 utilizou-se o deslocamento do centro da válvula para verificar a dependência dos resultados com o tamanho e quantidade dos elementos. Os testes de dependência da malha espacial e temporal foram realizadas apenas para a configuração na qual a válvula é fixada com suporte. Os resultados nos quais a fixação é feita sem o suporte são apresentados, apenas, na comparação com os resultados experimentais.

A Figura 69 compara os resultados para as duas malhas (malha 1 e malha 2) em uma condição específica, o laço da interface fluido-estrutura é iterado apenas uma vez, ou seja, as informações trocadas entre os dois códigos ocorre apenas uma vez, configurando assim no modelo *two-way* fraca. A Figura 70 mostra os resultados no qual as informações trocadas entre os dois códigos convergem, modelo *two-way* forte. Ambas figuras mostram o deslocamento produzido para o número de Reynolds 4.000.

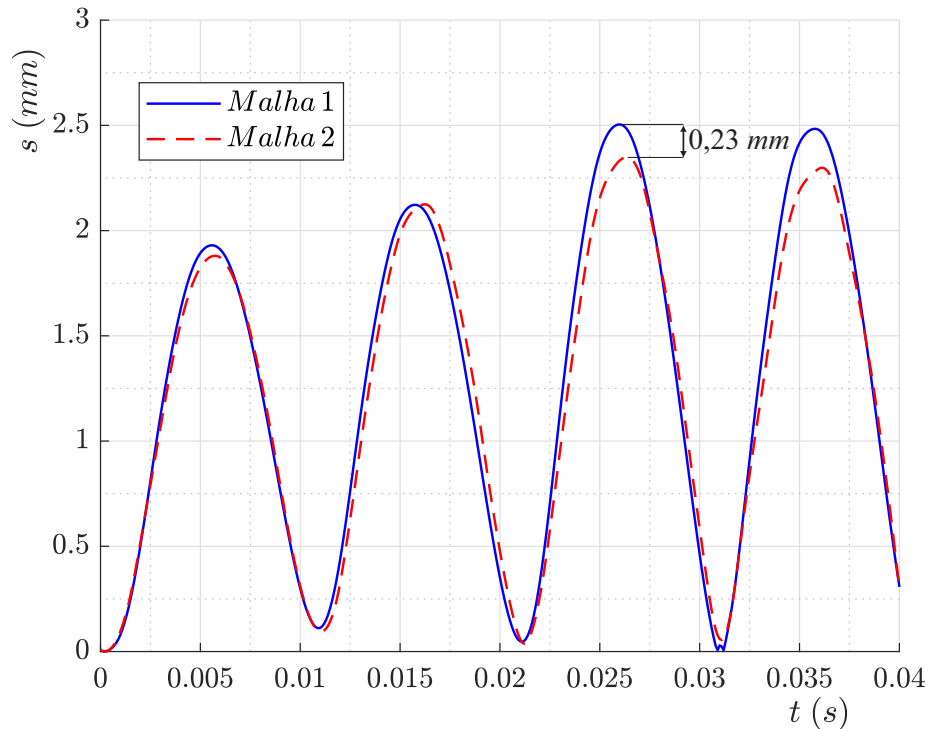
Figura 69: Teste de independência de malha para as malhas 1 e 2 sem a convergência das variáveis *FSI*.



Fonte: Autoria própria.

Primeiramente, analisando os resultados nos quais não há a convergência das condições de interface, notamos que a malha 2 resulta em uma maior amplitude em todos os instantes de tempo simulados, sendo a diferença entre as duas malhas da ordem de $s \sim 0,27\text{ mm}$, que corresponde a 10% da abertura máxima produzida pela malha 1 (Fig. 69).

Figura 70: Teste de independência de malha para as malhas 1 e 2 com a convergência das variáveis *FSI*.



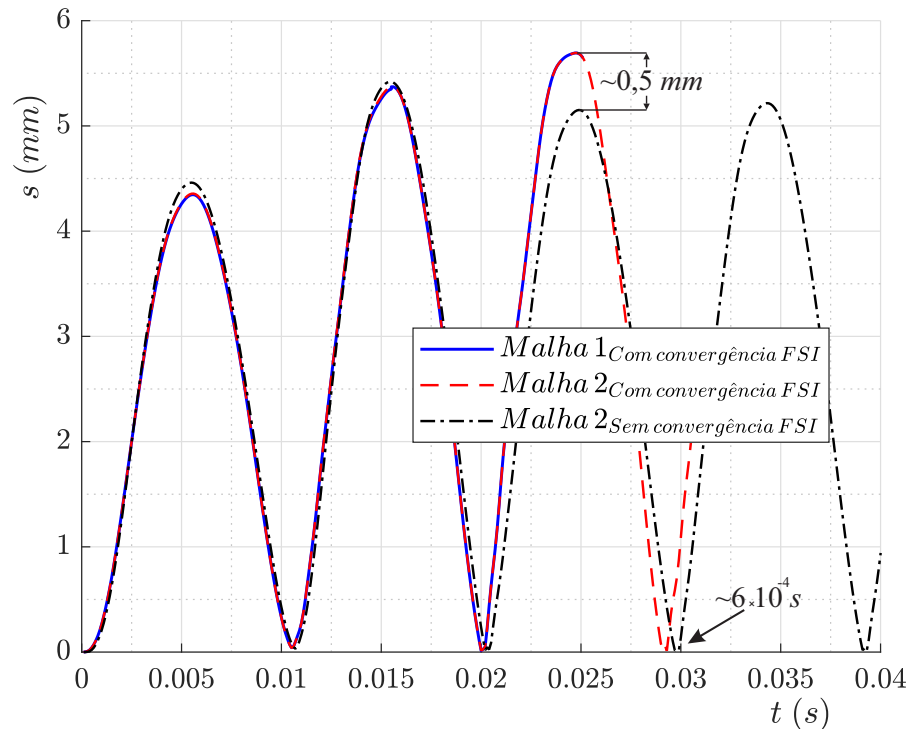
Fonte: Autoria própria.

O deslocamento do centro da válvula obtido com a malha 1, na condição de convergência das variáveis de interface, apresenta uma amplitude maior do que o obtido com a malha 2 a partir da terceira abertura da válvula $t \sim 0,027$ s (Fig. 70). A diferença do deslocamento nesse instante é da ordem de $s \sim 0,23$ mm, que corresponde a 9% do deslocamento máximo produzido pela malha 1.

Na Figura 71 comparamos os resultados dos dois tipos de malha com convergência das variáveis *FSI* com a malha 2 sem a convergência, a vazão testada para esses casos foi de $Re = 12000$. Como pode ser visto as duas malhas produzem praticamente a mesma trajetória do centro da válvula quando nessas existe a convergência do laço *FSI*, porém quando não há a convergência, surge uma diferença na terceira abertura de aproximadamente $s \sim 0,5$ mm (8% em relação a malha 1) e uma defasagem no tempo de fechamento da válvula de $\sim 6 \times 10^{-4}$ s.

Notamos que existem pequenas diferenças entre os resultados obtidos com as duas malhas. Como não foi possível realizar um maior refinamento da malha devido às limitações de licença do código computacional, a malha 1 deveria ser adotada na solução numérica do problema. Entretanto, como o tempo computacional dispendido para obter cada solução é muito elevado (vide Tabela 13, mesmo para a malha 2), a malha 2 foi

Figura 71: Teste de independência de malha para o número de Reynolds 12.000, nas malhas 1 e 2 com a convergência das variáveis *FSI* e para malha 2 sem convergência *FSI*.



Fonte: Autoria própria.

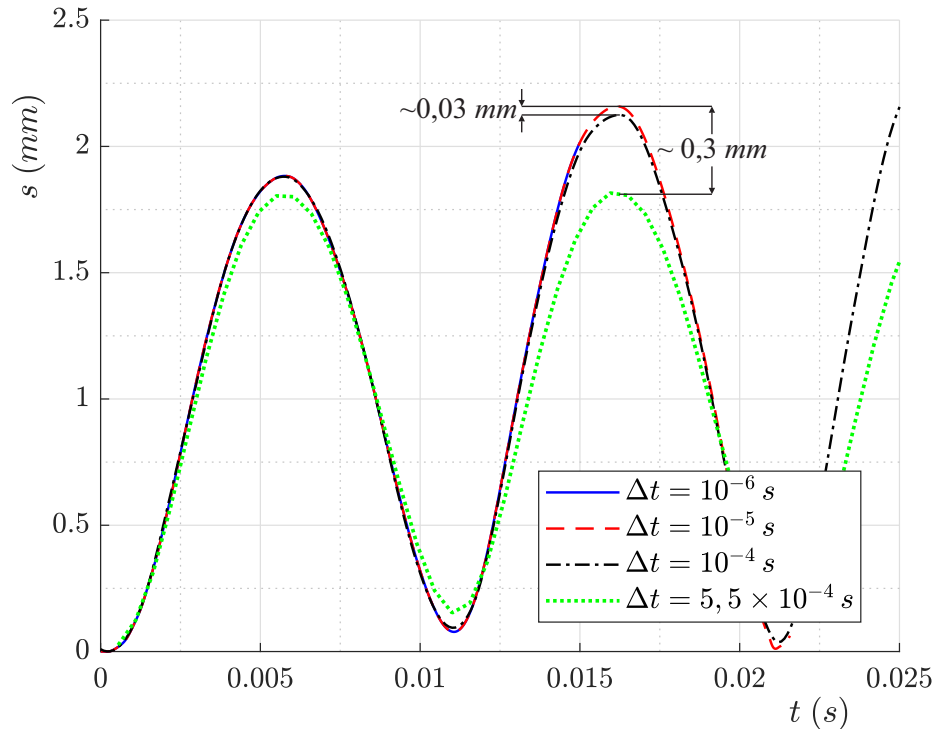
adotada para avaliar a influência dos parâmetros já citados: fator normal de rigidez, força de pré-carga, força gravitacional e condição de contorno da estrutura.

3.2.2 Independência da Malha Temporal

Para o estudo de independência do passo de tempo utilizamos a malha espacial mais grosseira (malha 2). A Figura 72 mostra os resultados para o número de Reynolds 4.000 e a Figura 73 para o número de Reynolds 10.000. Os passos de tempo escolhidos foram $\Delta t = 10^{-6} s$, $\Delta t = 10^{-5} s$, $\Delta t = 10^{-4} s$ e $\Delta t = 5,5 \times 10^{-4} s$.

Observa-se que na simulação com passo de tempo igual ou maior do que $\Delta t = 10^{-4} s$ a diferença na amplitude de abertura da válvula é da ordem de $s \sim 0,3 mm$ para $Re = 4.000$ e $s \sim 0,9 mm$ para $Re = 10.000$. Entre as simulações usando os passos de tempo $10^{-6} s$, $10^{-5} s$ e $10^{-4} s$ a diferença é praticamente 10 vezes menor, $s \sim 0,03 mm$ para $Re = 4.000$ e $s \sim 0,15 mm$ para $Re = 10.000$. Assim, o passo de tempo utilizado nos modelos numéricos foi de $\Delta t = 10^{-4} s$ por dois motivos. O primeiro deve-se ao fato de que a diferença do deslocamento existente nos passos de tempo $10^{-4} s$ e $10^{-5} s$ é desprezível

Figura 72: Teste de independência da malha temporal, com a malha espacial grosseira (Malha 2), para a válvula de $e = 0,4\text{ mm}$ com suporte e $Re = 4.000$.

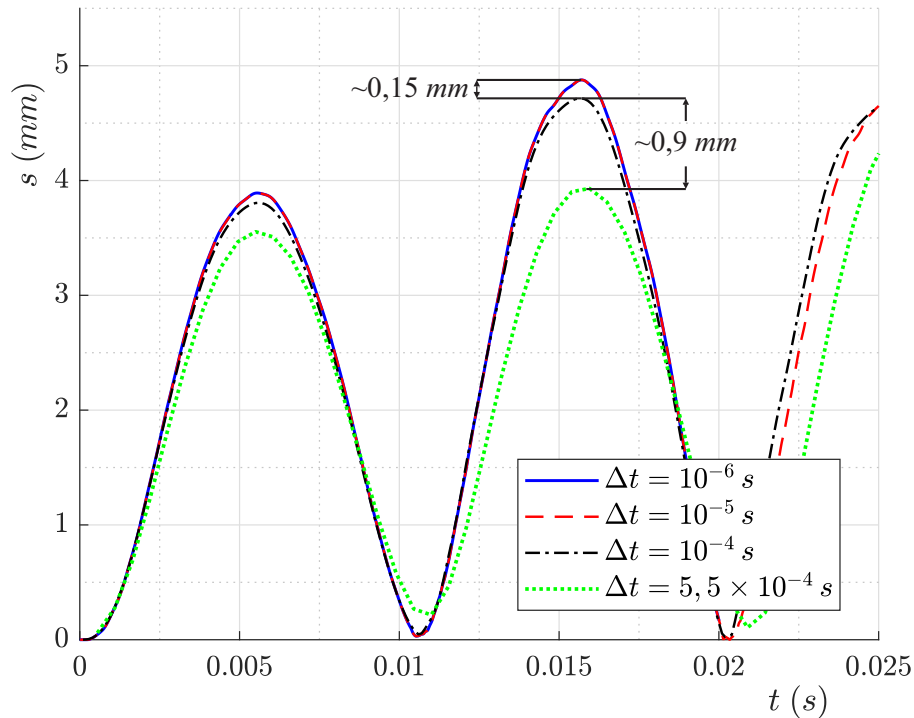


Fonte: Autoria própria.

quando comparado com os “erros” produzidos pelas diferentes malhas espaciais ($\sim 0,03 \ll \sim 0,3\text{ mm} \rightarrow Re = 4.000$), que a propósito não foi decidido qual o tamanho ideal. Outro motivo é a duração da simulações (*Wall Clock*), cujos tempos são apresentados na Tabela 13. O tempo total simulado usando como referência em todas as simulações foi $0,015\text{ s}$. Na Tabela 13 nota-se que, mesmo com a malha grosseira (malha 2) a duração da simulação para o menor passo de tempo ($\Delta t = 10^{-6}\text{ s}$) chega a mais de dois meses e meio, o que é impraticável do ponto de vista de pesquisa e /ou desenvolvimento de um produto.

Assim, os próximos estudos que serão apresentados foram simulados utilizando a malha 2 (espacial) com o avanço no tempo usando o passo de $\Delta t = 10^{-4}\text{ s}$. Alguns testes utilizarão a convergência do laço *FSI* e outros não, o que será especificado em cada seção. Portanto, apesar da limitação do tamanho da malha, apresentaremos os estudos da influência de alguns parâmetros no deslocamento da válvula.

Figura 73: Teste de independência da malha temporal, com a malha espacial grosseira (Malha 2), para a válvula de $e = 0,4\text{ mm}$ com suporte e $Re = 10.000$.



Fonte: Autoria própria.

Tabela 13: Tempo de simulação em função do passo de tempo para a malha 2 com convergência das variáveis de interface.

Passo de tempo	Duração da simulação	Tempo total simulado
Δt	Wall Clock	(referência)
10^{-6} s	81d 4h 56m 30s	$t = 0,015\text{ s}$
10^{-5} s	09d 15h 14m 50s	$t = 0,015\text{ s}$
10^{-4} s	01d 23h 06m 40s	$t = 0,015\text{ s}$
$5,5 \cdot 10^{-4}\text{ s}$	00d 05h 32m 40s	$t = 0,015\text{ s}$

3.2.3 Influência do Fator Normal de Rigidez de Contato no Deslocamento da Válvula

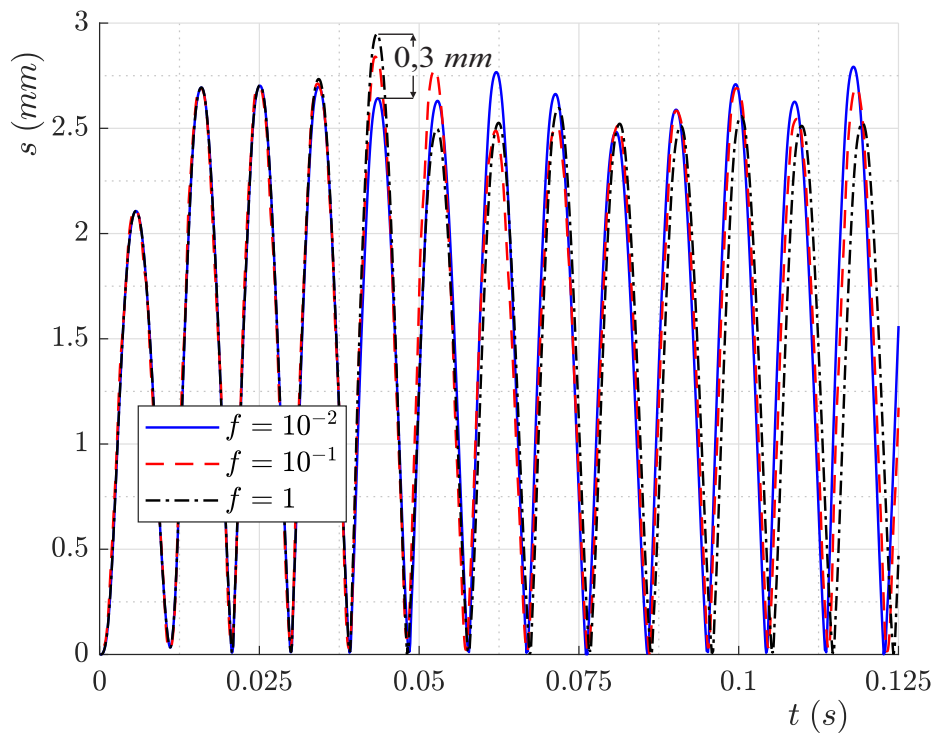
As configurações do modelo numérico usadas no estudo da influência do fator normal de rigidez são mostradas na Tabela 14. Os fatores normais de rigidez da metodologia de contato utilizados foram $f = 10^{-2}$, $f = 10^{-1}$ e $f = 1$ e o resultado das simulações

são mostrado na Fig. 74.

Tabela 14: Configurações dos modelos para o estudo da influência do fator normal de rigidez de contato.

Reynolds Re	4.000
Espessura e [mm]	0,4
Fixação	Com suporte
Carregamento	Sem pré-carga
Malha espacial	Malha 2
passo de tempo Δt [s]	10^{-4}
Convergência do laço FSI	Não

Figura 74: Influência do fator de normal de contato, $f = 10^{-2}$, $f = 10^{-1}$ e $f = 1$ sobre a dinâmica do centro da válvula em função do tempo.



Fonte: Autoria própria.

Observa-se na Figura 74 que, para os valores utilizados do fator normal de rigidez, o deslocamento do centro da válvula não se alterou até o instante $t \sim 0,04$ s, no qual, a

diferença entre os deslocamentos para os fatores normais $f = 1$ e $f = 10^{-2}$ é de aproximadamente $s \approx 0,3\text{mm}$. A partir desse instante de tempo existe uma defasagem entre os três testes, ou seja, as válvulas fecham em tempos ligeiramente diferentes.

O mesmo estudo analisado no domínio das frequências é apresentado na Tabela 15. Nessa tabela nota-se que a frequência do primeiro modo praticamente não se alterou com a variação do fator normal de rigidez.

Tabela 15: Variação da frequência do primeiro modo aeroelástico em função da mudança do fator normal de rigidez de contato.

Fator normal de rigidez f	10^{-2}	10^{-1}	1
Frequência do primeiro modo $f_{1^\circ \text{ modo}} [\text{Hz}]$	106,2	105,2	106,1

Com isso, observa-se que, a modelagem do contato pelo método *augmented Lagrangian* influencia muito pouco na resposta do sistema válvula-fluido com a variação do fator normal de rigidez. Assim, a escolha ideal do fator normal de rigidez está mais relacionada com as condições de convergência do método. Grandes valores de f permitem pequenas penetrações entre as superfícies em contato, embora criem instabilidades numéricas por introduzir no sistema algébrico matrizes mal-condicionadas. Pequenos valores de f levam a soluções mais estáveis, entretanto geram grandes penetrações entre as superfícies em contato.

3.2.4 Influência da Pré-carga: Valor do Carregamento

A configuração do modelo numérico utilizado no estudo da influência da pré-carga também é apresentada na Tabela 14, exceto pelo fato que existe a convergência do laço *FSI*, e que neste caso há pré-carga na válvula. A pré-carga é introduzida no modelo como uma força distribuída na superfície superior da válvula, como ilustra a Fig. 75.

Na Figura 76 são apresentados os resultados da influencia da pré-carga na dinâmica da válvula. Como se observa a pré-carga tem efeito tanto sobre amplitude quanto sobre o tempo de fechamento da válvula (frequência).

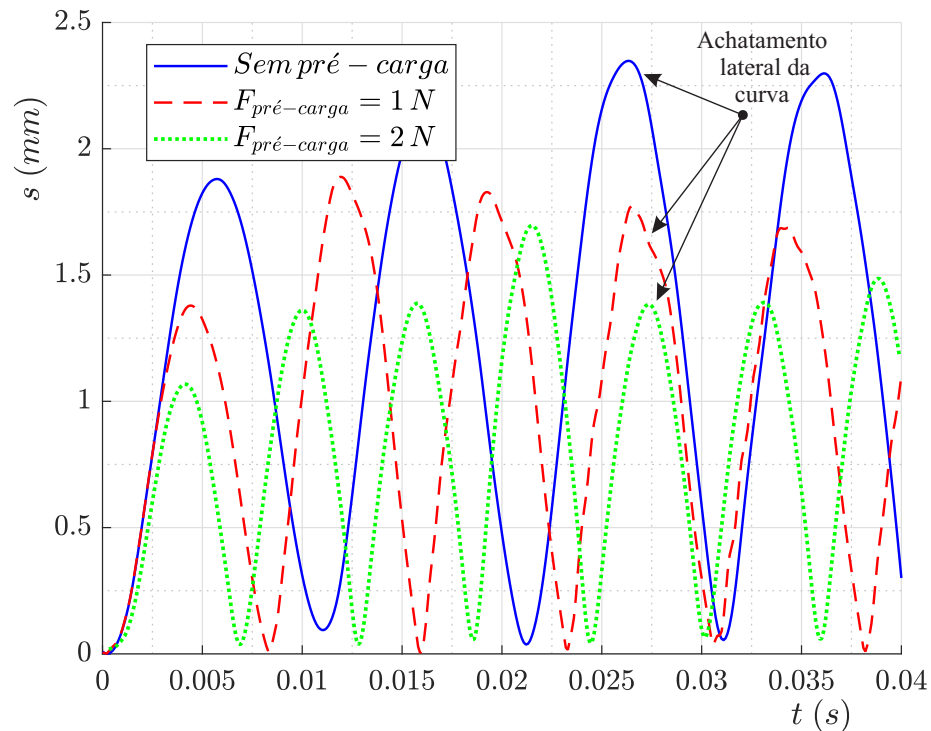
A força de pré-carga de $F_{pc} = 1\text{N}$ produz uma redução na amplitude da ordem de $s \sim 0,6\text{mm}$, 20% em relação ao teste sem pré-carga e a de $F_{pc} = 2\text{N}$ da ordem de 1mm , o que corresponde a uma redução de 40% em relação ao testes sem pré-carga. Além

Figura 75: Forma como a força de pré-carga é distribuída sobre a válvula.



Fonte: Autoria própria.

Figura 76: Influência da pré-carga, introduzida como força distribuída nos valores de $F_{pré-carga} = 1\text{ N}$ e $F_{pré-carga} = 2\text{ N}$, sobre a dinâmica do centro da válvula.



Fonte: Autoria própria.

disso, a força de pré-carga provoca mudanças na dinâmica da válvula, como pode ser visto pelo achatamento lateral das curvas mostradas na Fig. 76).

As influências dessas forças de pré-carga na frequência na oscilação da válvula são

mostradas na Tab. 16. Observa-se que a mudança de frequência é da ordem de 36 a 76 Hz. Assim, para a força de $f_{pc} = 1 N$, tem-se um aumento da frequência em 36% em relação ao teste sem pré-carga e para a força de $f_{pc} = 2 N$, tem-se um aumento de 76%. Na Figura 76 observa-se também que existe uma redução do tempo de fechamento da válvula com o aumento da força de pré-carga.

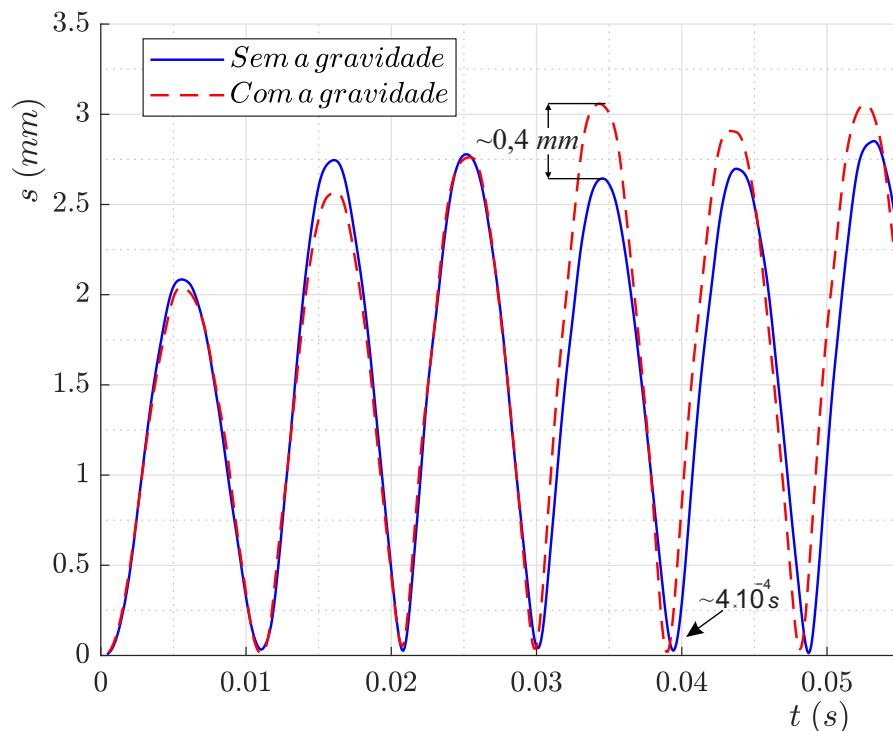
Tabela 16: Variação da frequência de oscilação do centro da válvula em função da força da pré-carga.

Força de pré-carga [N]	0	1	2
Frequência do primeiro modo $f_{1^{\circ} modo}$ [Hz]	100	136	176

3.2.5 Presença do Campo Gravitacional no Domínio do Sólido

A configuração do modelo usada nos testes que avaliam a influência da presença do campo gravitacional no domínio do sólido é a mesma apresentada na Tab. 14. A Figura 77 mostra os resultados para os testes com sem o efeito gravitacional.

Figura 77: Influência do campo gravitacional sobre o domínio (equação) do sólido.



Fonte: Autoria própria.

Observa-se que, os teste se diferenciam em $s \approx 0,4 \text{ mm}$ no instante $t \approx 0,035 \text{ s}$. A introdução dessa força de campo é uma explicação razoável da existência dessa diferença. Existe também um pequeno atraso no tempo de fechamento da válvula.

Assim, como o fator normal de rigidez, a introdução das força de campo no domínio do sólido (gravidade) influencia muito pouco na resposta do sistema válvula-fluido.

3.2.6 Influência do Tipo de Fixação da Válvula com o Suporte

A configuração do modelo usada no teste no qual se varia a forma como se fixa a válvula é apresentado na Tab. 17.

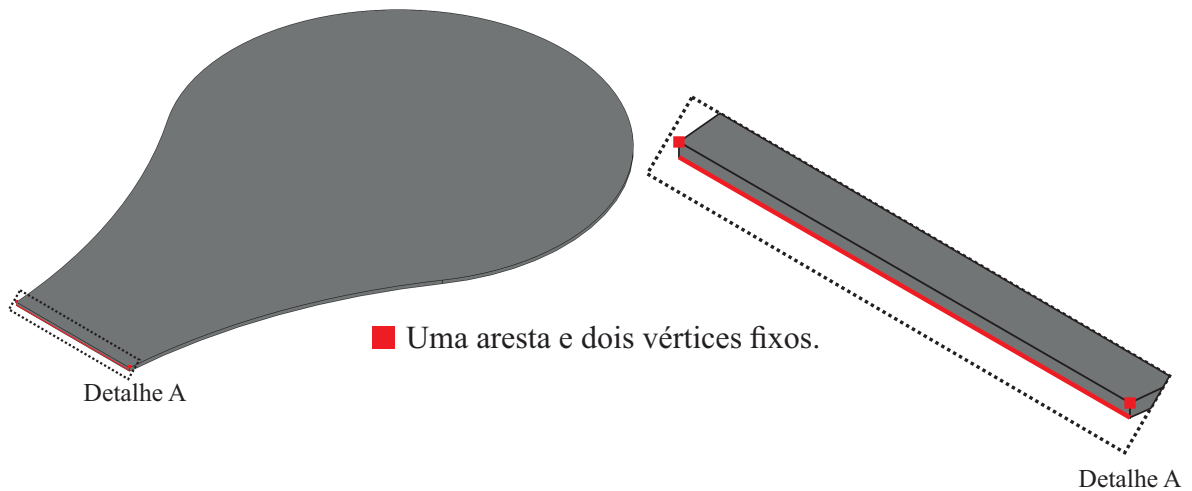
Tabela 17: Configurações do modelo para o estudo do efeito da fixação da forma de fixação da válvula.

Renolds Re	12.000
Espessura e [mm]	0,4
Fixação	Com suporte
Carregamento	Sem pré-carga
Malha espacial	Malha 2
passo de tempo Δt [s]	10^{-4}
Convergência do laço FSI	Sim

Os três tipos de fixação utilizados são mostrados nas Figuras 78 a 80 e são caracterizados como:

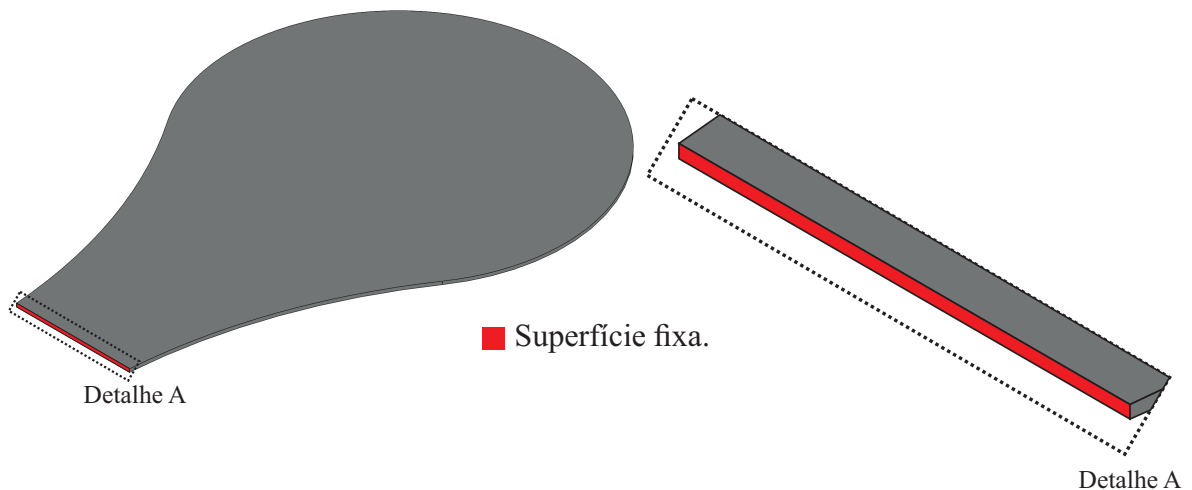
- Fixação do Tipo 1: uma aresta e os dois vértices opostos são fixados, Fig. 78;
- Fixação do Tipo 2: toda a superfície colinear com o final do suporte é fixada, Fig. 79;
- Fixação do Tipo 3: a superfície colinear com o final do suporte e uma faixa da superfície superior da válvula da ordem da espessura da válvula $\sim 0,4 \text{ mm}$, Fig. 80.

Figura 78: Fixação Tipo 1: uma aresta e dois vértices.



Fonte: Autoria própria.

Figura 79: Fixação Tipo 2: toda superfície colinear à aresta do suporte (superfície de corte).



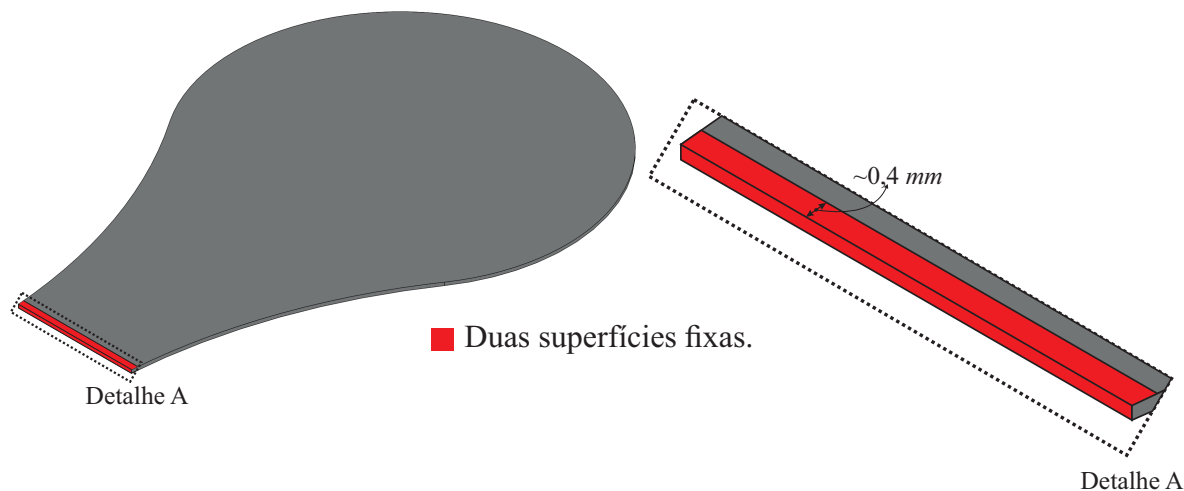
Fonte: Autoria própria.

A Figura 81 mostra os deslocamento do centro da válvula para os três tipos de fixação. Como pode se observa a escolha do tipo de fixação influencia muito a amplitude e o tempo de fechamento da válvula, variando até $s \approx 1,6\text{ mm}$ (um aumento de 20% em relação ao Tipo 2). A diferença de amplitude entre os Tipos 2 e 3 é de aproximadamente $s \approx 0,3\text{ mm}$, ou seja, a amplitude do Tipo 3 reduz em 5% em relação à fixação do Tipo 2.

Os diferentes resultados no domínio da frequência são apresentados na Tabela 18, na qual se observa que o aumento da região de fixação aumenta a frequência de oscilação, que é um reflexo do aumento da rigidez.

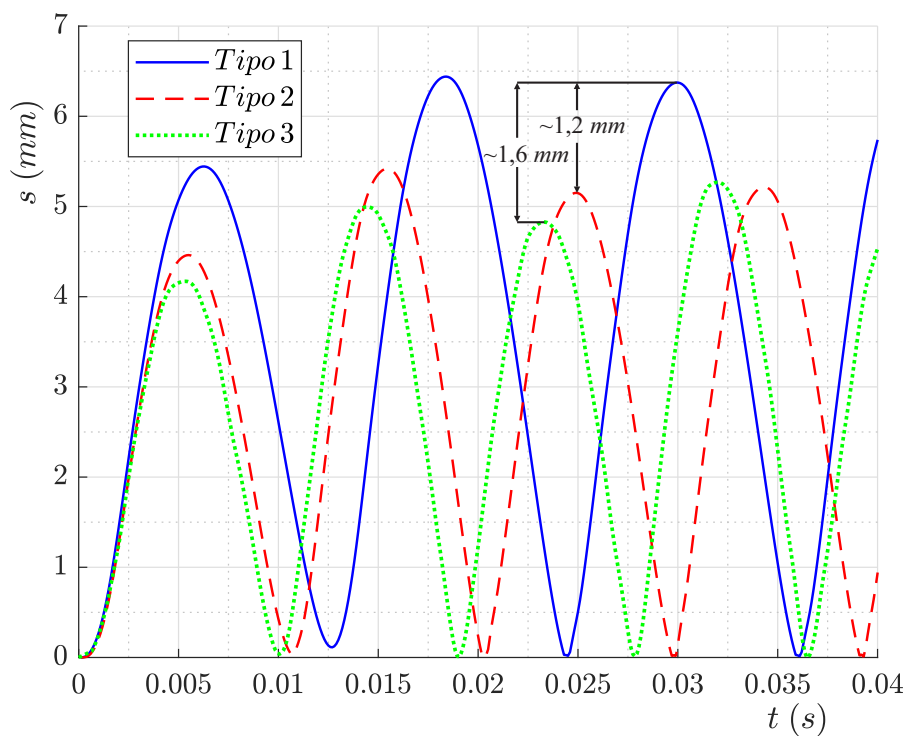
A frequência diminui em 9 Hz (9% em relação ao Tipo 2) quando deixamos de fixar

Figura 80: Fixação Tipo 3: duas superfícies fixas - superfície de corte e uma faixa da superfície superior da válvula.



Fonte: Autoria própria.

Figura 81: Comparação entre três configurações de fixação.



Fonte: Autoria própria.

toda a superfície de corte, e aumenta 15 Hz (15%) quando fixamos uma faixa a mais da superfície superior da válvula.

O suporte foi utilizado como uma forma de variar a rigidez do sistema sem necessitar da fabricação de outra válvula, no entanto, a forma como implementamos esse

Tabela 18: Frequência aeroelástica em função da mudança de fixação.

Tipo de fixação	1	2	3
Frequência do primeiro modo $f_{1^{\circ} modo}$	84 Hz	95 Hz	110 Hz

novo elemento numericamente introduziu uma complicação a mais que é escolher a melhor condição de contorno para a superfície que surge do “corte” (Fig. 24).

3.2.7 Comparação com os Resultados Experimentais

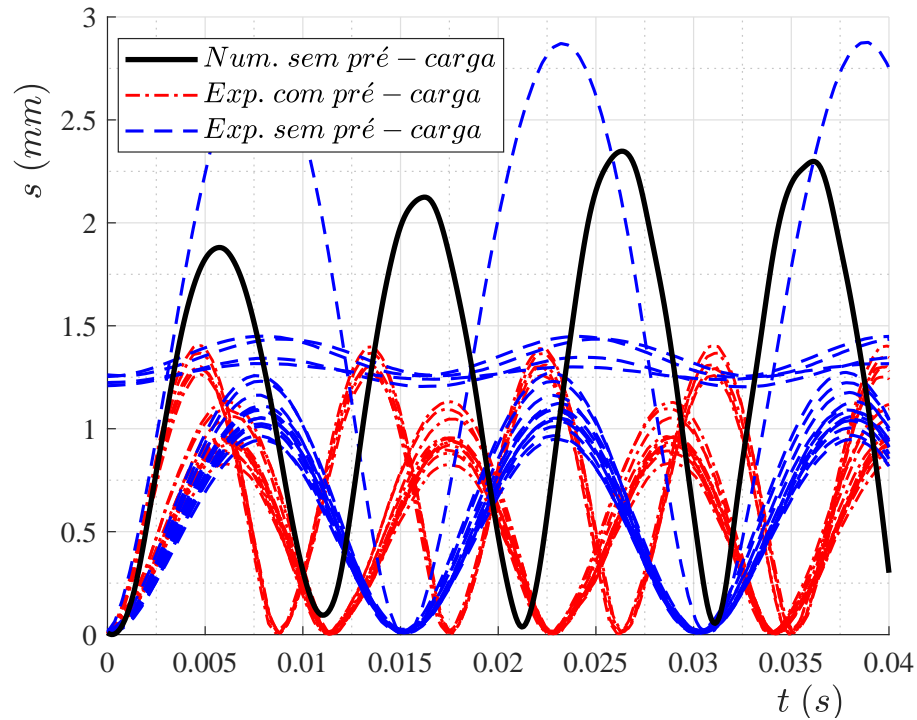
Válvula com o Suporte

A configuração do modelo numérico utilizada nos testes apresentados nas Figuras 82 a 84 é apresentada na Tabela 19. As Figuras 82 a 84 mostram a comparação dos resultados numéricos com e sem pré-carga com os testes experimentais.

Tabela 19: Configuração do modelo numérico para a comparação com os resultados experimentais.

Renolds Re	4.000
Espessura e [mm]	0,4
Fixação	Com suporte (tipo 1)
Carregamento	Sem pré-carga
Malha espacial	Malha 2
passo de tempo Δt [s]	10^{-4}
Convergência do laço FSI	Sim
Efeito da gravidade	Sim
Fator normal de rigidez	10^{-1}

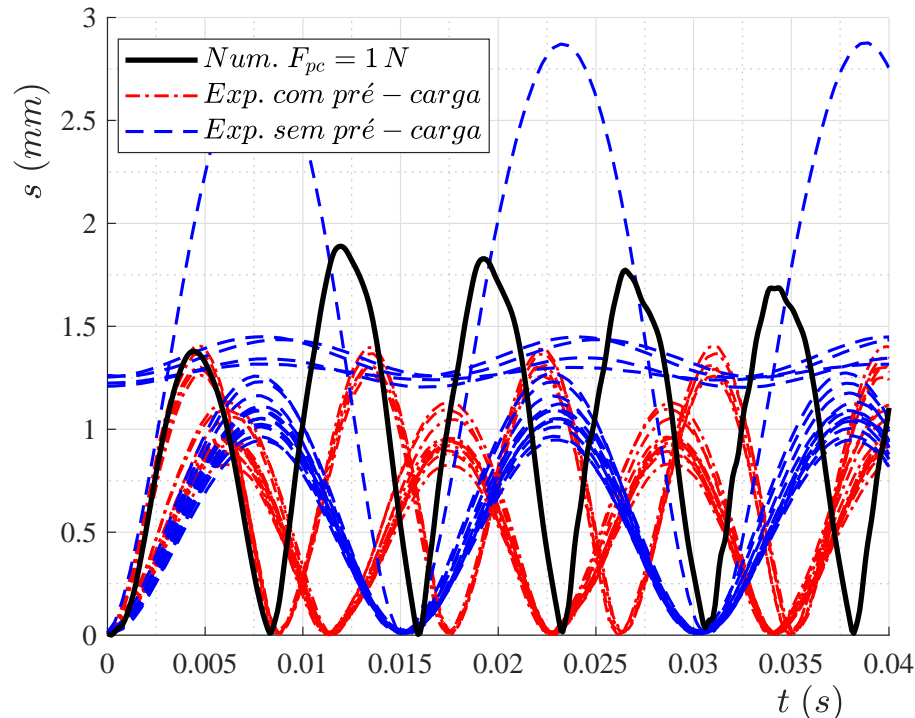
Figura 82: Comparação do resultado numérico sem pré-carga, com os resultados experimentais com e sem pré-carga para Reynolds 4000 e válvula de $e = 0,4\text{ mm}$ com suporte.



Fonte: Autoria própria.

Observa-se que na Figura 82 que o resultado numérico sem pré-carga possui amplitude maior que os resultados experimentais com pré-carga, além do tempo de fechamento da válvula ser diferente. Porém, para esse valor de Reynolds, existe um teste sem pré-carga experimental que possui amplitude maior que o resultado numérico. Vale lembrar que a malha utilizada é a mais grosseira.

Figura 83: Comparação do resultado numérico com força de pré-carga $F_{pc} = 1 N$ com os resultados experimentais com e sem pré-carga para Reynolds 4.000 e válvula de $e = 0,4 mm$ com suporte.

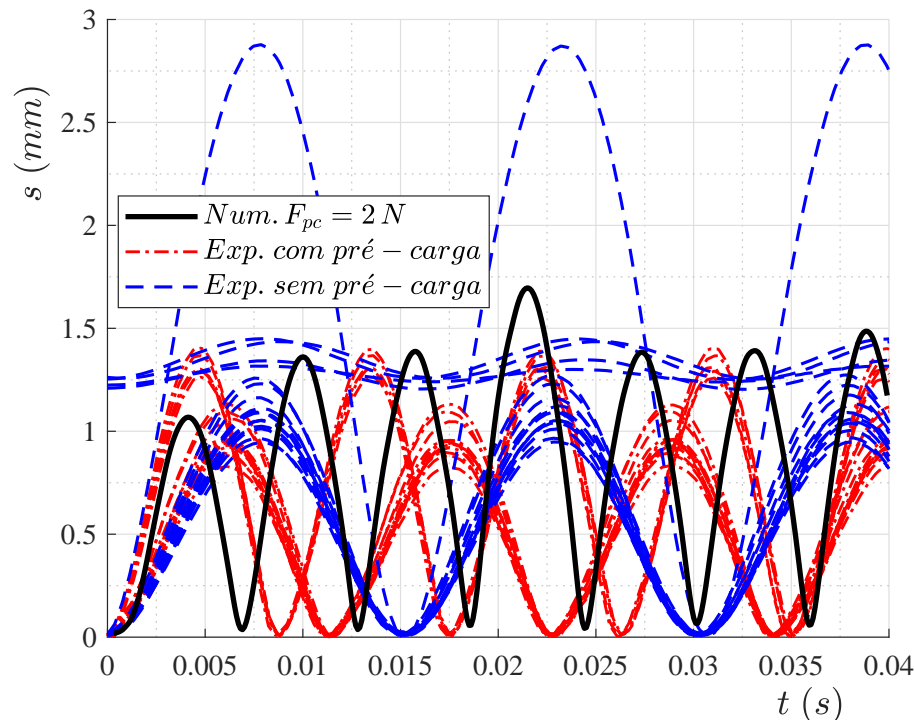


Fonte: Autoria própria.

A introdução da pré-carga no modelo numérico (Fig. 83 e 84) reduziu a amplitude de abertura, como já foi apresentado nas seções anteriores e alterou também a frequência de oscilação. Observe na Figura 83, que o resultado numérico possui a mesma amplitude de abertura no primeiro ciclo que um conjunto dos resultados com pré-carga experimental, variando depois disso no tempo de fechamento e na amplitude. Ao introduzir uma força de pré-carga ainda maior (Figura 84), a amplitude do resultado numérico iguala-se em ordem de grandeza com os resultados experimentais com pré-carga, porém ainda apresenta uma diferença no tempo de fechamento da válvula (frequência de oscilação).

A diferença entre o modelo numérico e experimental possui várias causas que foram apresentadas nas seções anteriores. Vários parâmetros que podem ser alterados numericamente, podendo assim, influenciar a amplitude e a frequência de oscilação. Um outro motivo deve-se ao desconhecimento do valor da força de pré-carga introduzida no experimento.

Figura 84: Comparação do o resultado numérico com força de pré-carga $F_{pc} = 2N$ com os resultados experimentais com e sem pré-carga para Reynolds 4.000 e válvula de $e = 0,4mm$ com suporte.



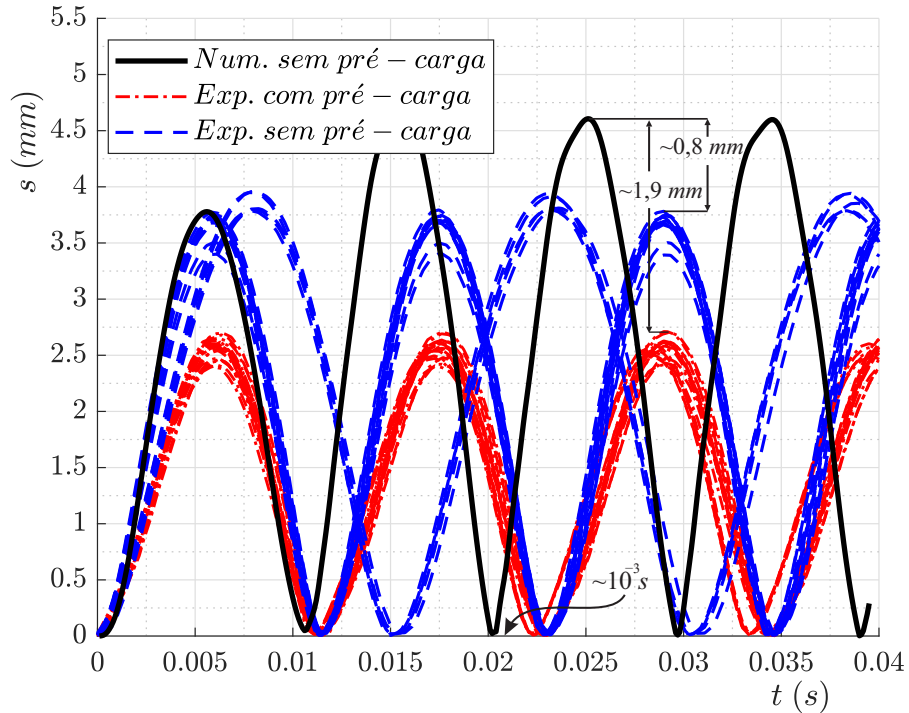
Fonte: Autoria própria.

As Figuras 85 e 86 mostram as comparações dos resultados numéricos obtidos segundo a mesma configuração apresentada pela Tabela 19 com exceção do número de Reynolds ($Re = 10.000$ e $Re = 14.000$). Observa-se que a abertura da válvula do modelo numérico é maior do que os resultados experimentais a partir do segundo ciclo, apresentando diferenças da ordem de $s \approx 1,9mm$ para $Re = 10000$ e $s \approx 1,8mm$ para o $Re = 14000$, quando esses são comparados com os resultados com pré-carga. Na Figura 86 observa-se também que o centro da válvula fica a $s \approx 0,2mm$ do centro, ou seja, segundo o modelo numérico a válvula não fecha totalmente.

Assim, como nos resultados de $Re = 4.000$, os parâmetros numéricos e experimentais influenciam na amplitude e na frequência dos resultados.

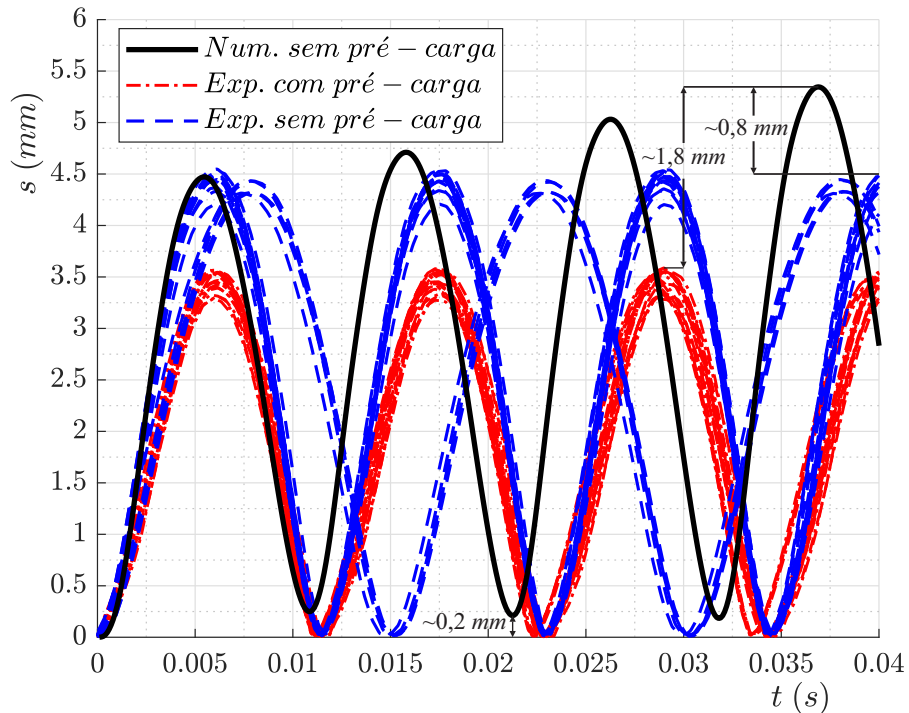
Vale ressaltar que os parâmetros foram estudados de forma individual, ou seja, não se verificou a influência da combinação de diferentes parâmetros sobre a dinâmica do sistema válvula-fluido.

Figura 85: Comparação do resultado numérico sem pré-cargados com os resultados experimentais com e sem pré-carga para Reynolds 10.000 e válvula de $e = 0,4\text{ mm}$ com suporte.



Fonte: Autoria própria.

Figura 86: Comparação do resultado numérico sem pré-carga com os resultados experimentais com e sem pré-carga para Reynolds 14.000 e válvula de $e = 0,4\text{ mm}$ com suporte.



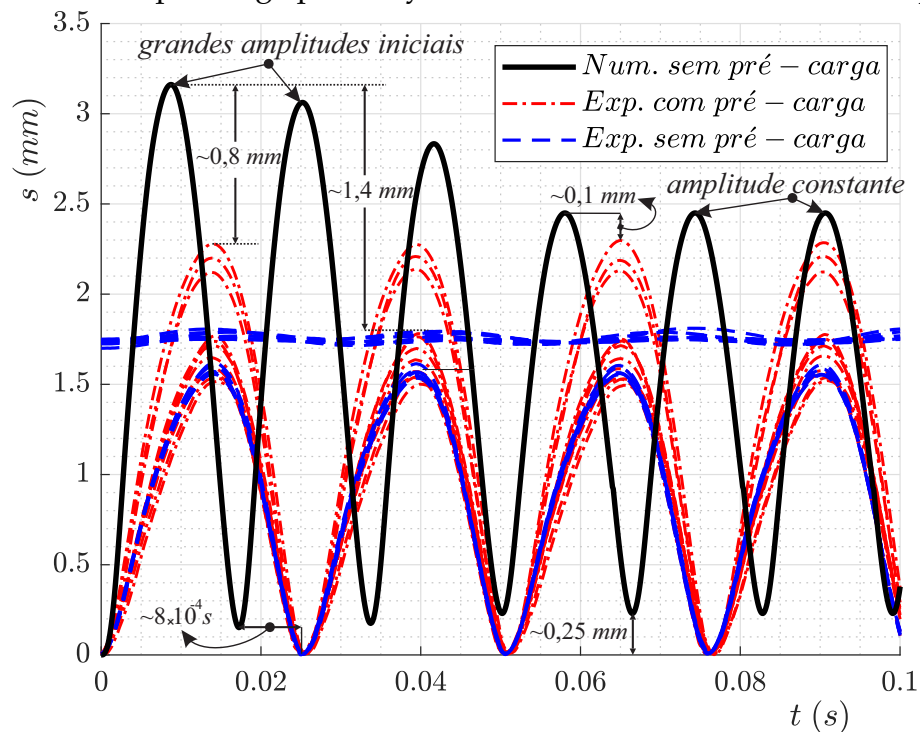
Fonte: Autoria própria.

Válvula Sem o Suporte

Os resultados para o modelo de válvula fixada sem o suporte são utilizados apenas nessa seção e são comparados com os resultados experimentais com e sem pré-carga. A configuração do modelo para essas simulações é a mesma mostrada na Tabela 19, exceto pelo fato de não haver o suporte neste caso.

A Figura 87 mostra o resultado da simulação com vazão de Reynolds $Re = 4.000$ para a válvula sem o suporte.

Figura 87: Comparação do resultado numérico sem pré-carga com os resultados experimentais com e sem pré-carga para Reynolds 4.000 e válvula fixada sem suporte.



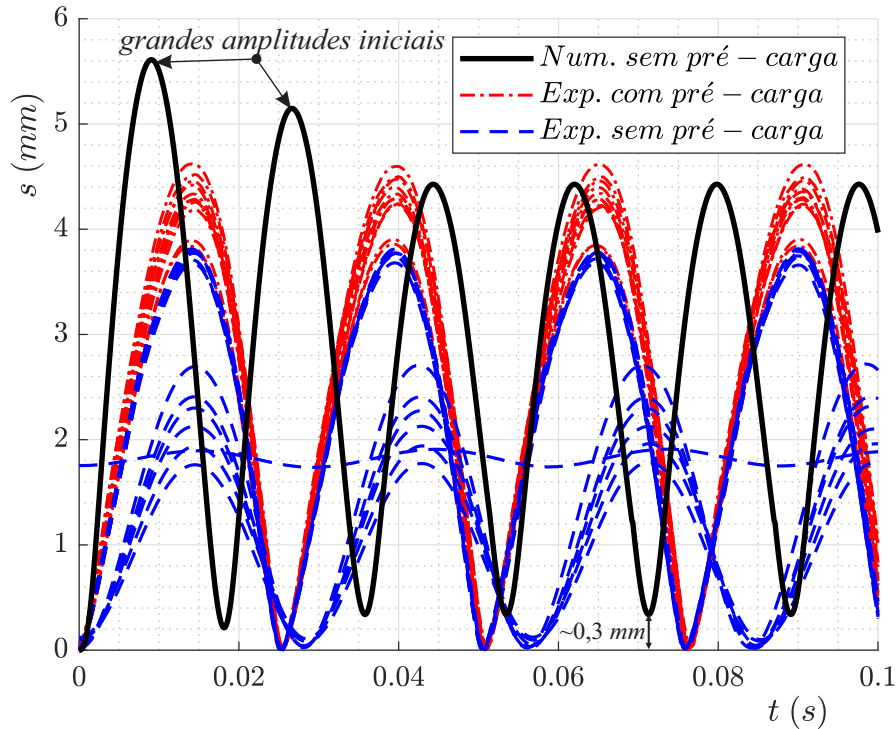
Fonte: Autoria própria.

Como vemos na Figura 87 os resultados não coincidem nem amplitude e nem no tempo de fechamento da válvula. No resultado numérico notamos grandes amplitudes iniciais e, em seguida, um amortecimento até atingir um regime permanente periódico (amplitudes constantes). Essas grandes amplitudes iniciais podem ser explicadas em razão do impacto que o escoamento tem sobre a válvula nos primeiros instantes de tempo (regime transiente), já que isso também ocorre nos experimentos. Porém, como esse efeito transitório é relativamente pequeno comparado com o tempo de aquisição dos dados experimentais e pelos métodos de janelamento e corte do sinal, esse efeito acaba sendo negligenciado. Na Figura 87 observamos também, que a diferença inicial

da amplitude $s \approx 0,8\text{ mm}$ e reduzida para $0,1\text{ mm}$ com o passar do tempo.

A Figura 88 mostra os resultados para o número de Reynolds 10.000. O modelo numérico não possui pré-carga e ambos resultados experimentais são também apresentados, com e sem pré-carga.

Figura 88: Comparação do o resultado numérico sem pré-carga com os resultados experimentais com e sem pré-carga para Reynolds 10.000 e válvula fixada sem suporte.



Fonte: Autoria própria.

Assim como para $Re = 4.000$, neste teste nem amplitude nem o tempo de fechamento da válvula coincidem existe também um regime transitório inicial com amplitudes maiores, estabilizando-se em seguida em um valor permanentemente periódico. Na Figura 88, observamos ainda que a partir do terceiro ciclo de abertura da válvula a amplitude coincide com os resultados experimentais.

Embora estudos dos parâmetros numéricos não tenham sido realizados para o modelo de válvula sem o suporte, podemos concluir que o tamanho da malha, a pré-carga, o fator normal de rigidez e a gravidade influenciam nesses resultados.

3.2.8 Campo de Velocidade e Deslocamento da Válvula

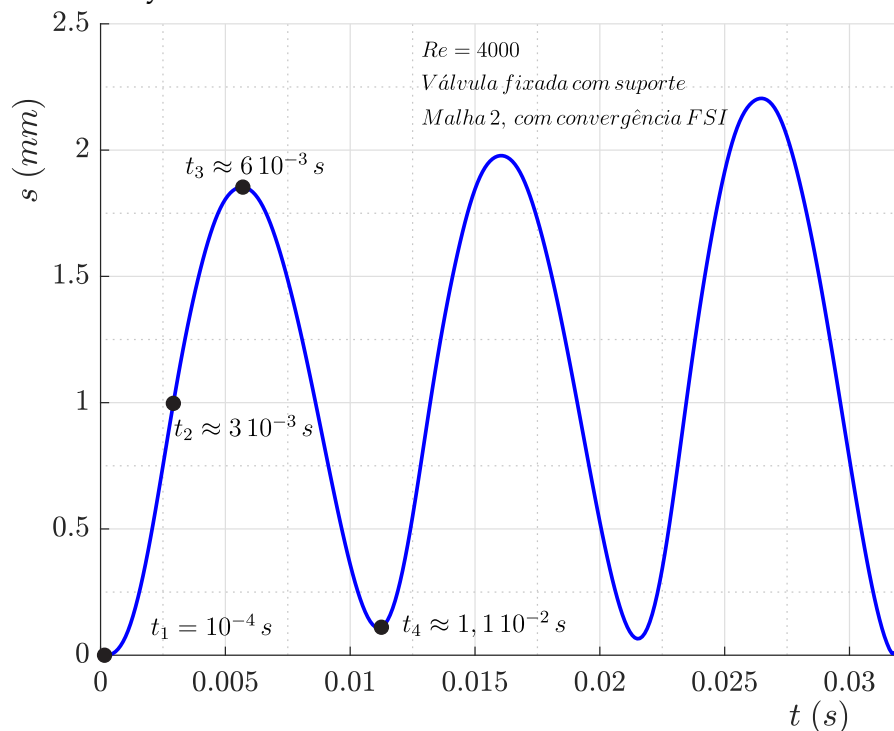
Nessa seção serão apresentados o campo de velocidade e o deslocamento da válvula para as duas formas de fixação testadas. A vazão foi configurada para $Re = 4.000$.

Serão apresentados 4 instantes de tempo para cada variável.

Válvula Fixada com Suporte

A Figura 89 apresenta o resultado da simulação na malha 2 com convergência das variáveis de interface. Nessa figura são destacado quatros instantes de tempo: $t_1 = 10^{-4} s$, $t_2 \approx 3 \times 10^{-3} s$, $t_3 \approx 6 \times 10^{-3} s$ e $t_4 \approx 1,1 \times 10^{-2} s$.

Figura 89: Posição do centro da válvula com suporte nos instantes de tempo analisados para o número de Reynolds 4.000.



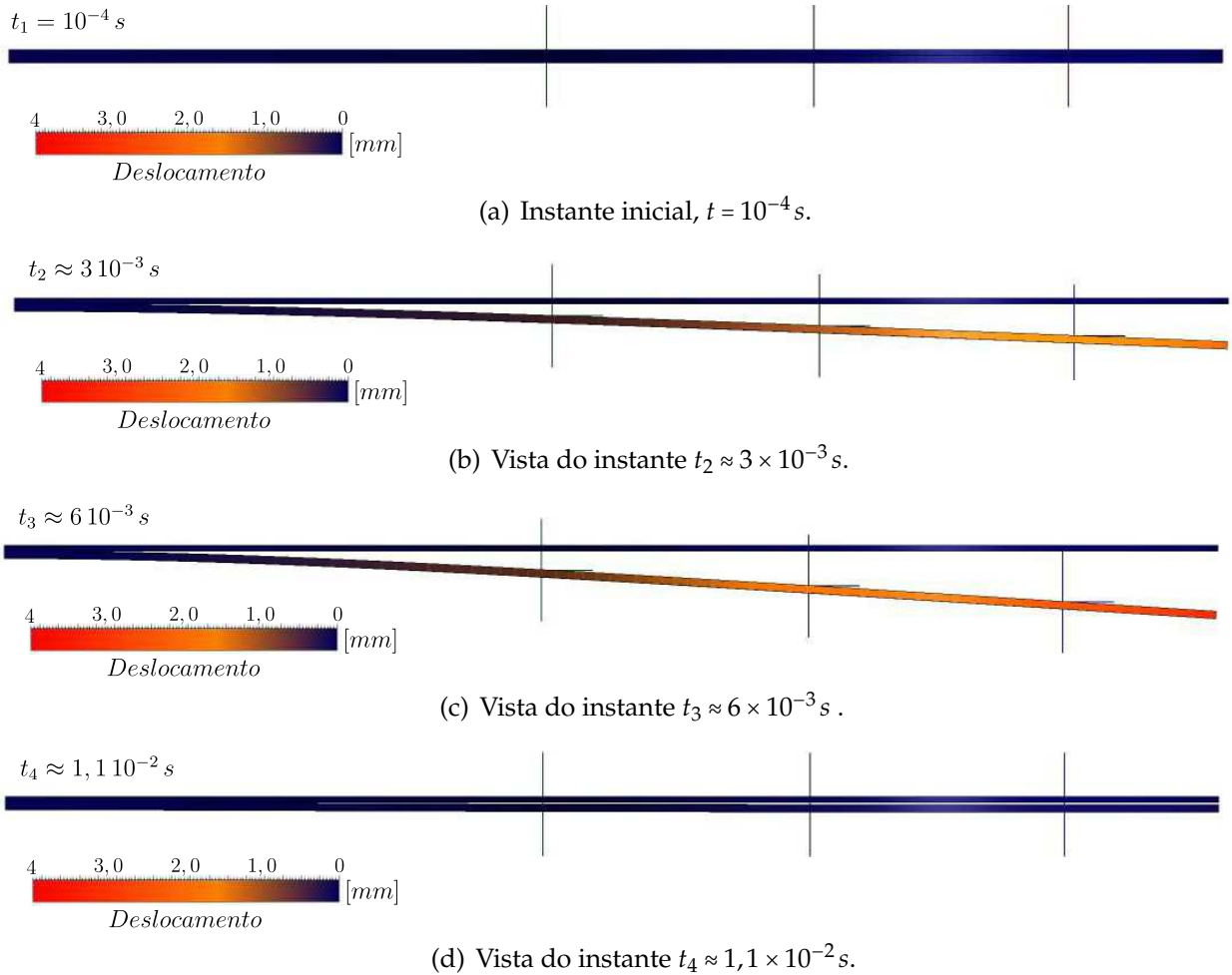
Fonte: Autoria própria.

A Figura 90 apresenta a válvula nos quatros instantes de tempo. Observa-se nas Figuras 89 e 90 que no instante t_4 a válvula não está totalmente fechada, ou seja, a válvula não toca o assento.

As Figuras 91 e 92 mostram os campos de velocidade para os quatro instantes de tempo. A vista dessas figuras corresponde a vista em corte apresentada na Fig. 22. A variável velocidade é avaliada localmente para cada instante de tempo.

Na Figura 91(b) nota-se que o escoamento possui uma direção preferencial ditada pela geometria da válvula e nota-se ainda a formação de vórtices. Esses vórtices se desprendem da válvula e segue a jusante do escoamento, como pode ser visto no detalhe da Fig. 92(a).

Figura 90: Deslocamento da válvula fixada com suporte, para $Re = 4.000$, vista em corte lateral.

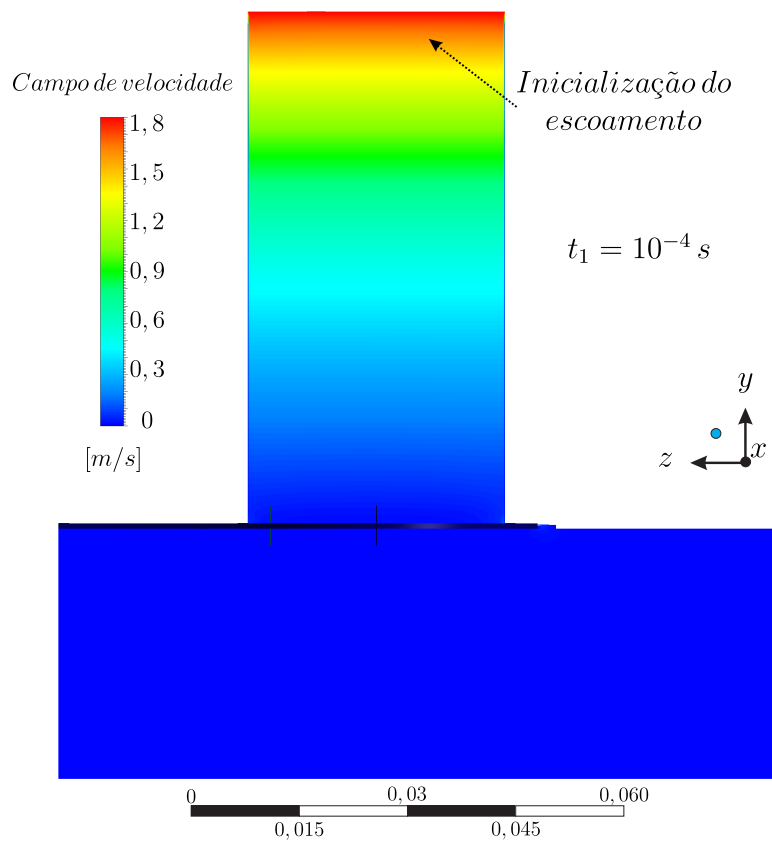


Fonte: Autoria própria.

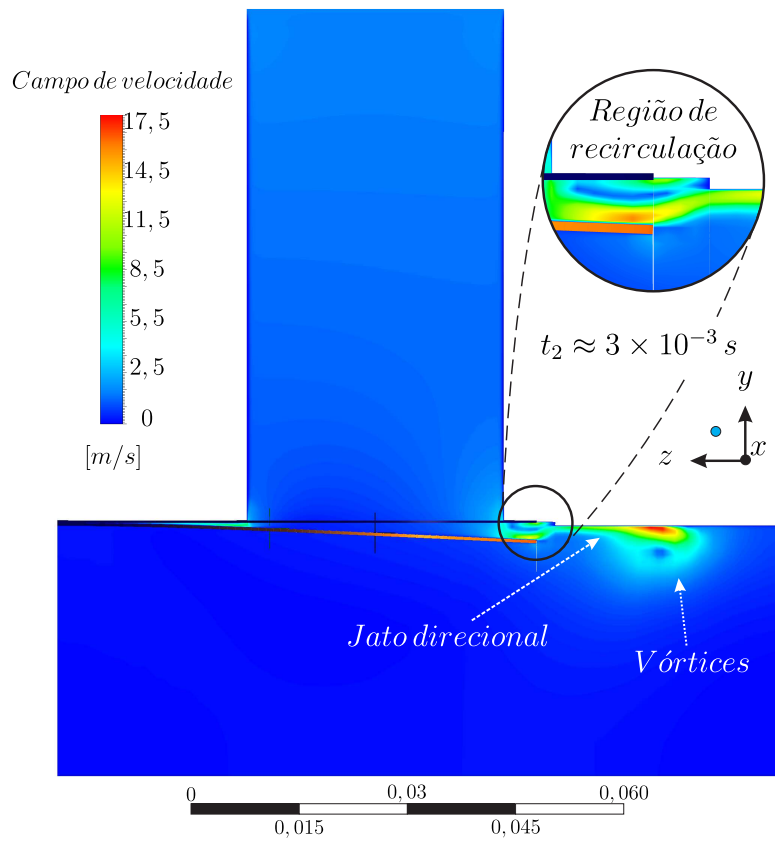
Pelo fato do instante inicial t_1 escolhido não ser nulo, vemos nas Figuras 91(a) e 93(a) a iminência do escoamento. As Figuras 93 e 94 mostram os campos de velocidade para a vista frontal em corte, também previamente indicada na Fig. 22. Nessas figuras a escala do campo de velocidade também é local e instantânea.

Nas Figuras 93 e 94, vemos também o desprendimento de vórtices (Figura 94(a)), e o “estrangulamento” do escoamento quando a válvula está fechando, gerando jatos mais tangentes ao assento da válvula, Fig. 94(b).

Figura 91: Campos de velocidade para o modelo de válvula fixada com suporte, $Re = 4.000$, vistas laterais em corte para os dois primeiros instantes de tempo, t_1 e t_2 .

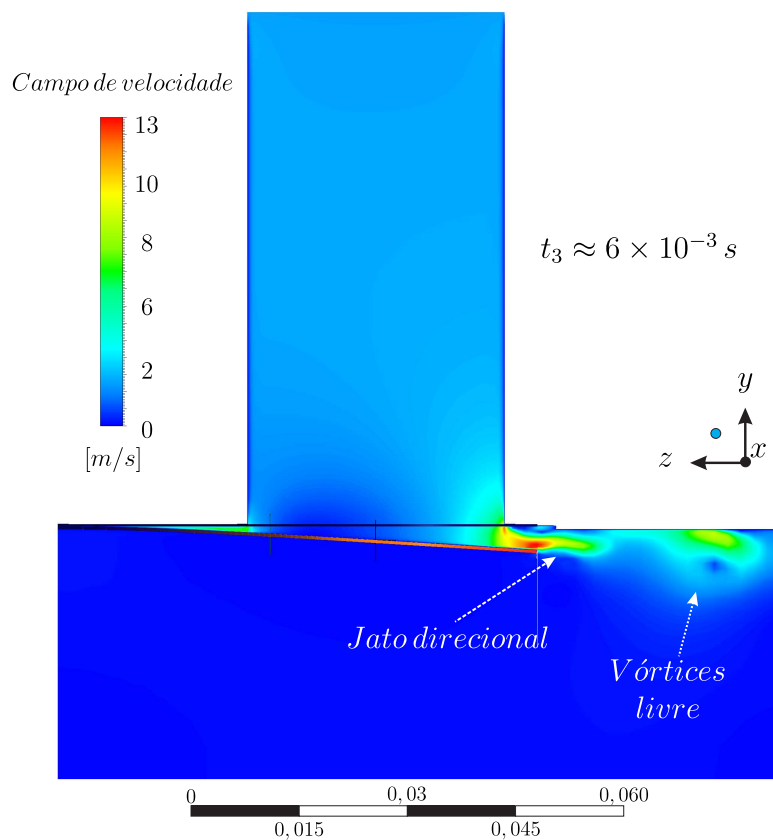


(a) Vista do instante $t_3 \approx 6 \times 10^{-3} s$.

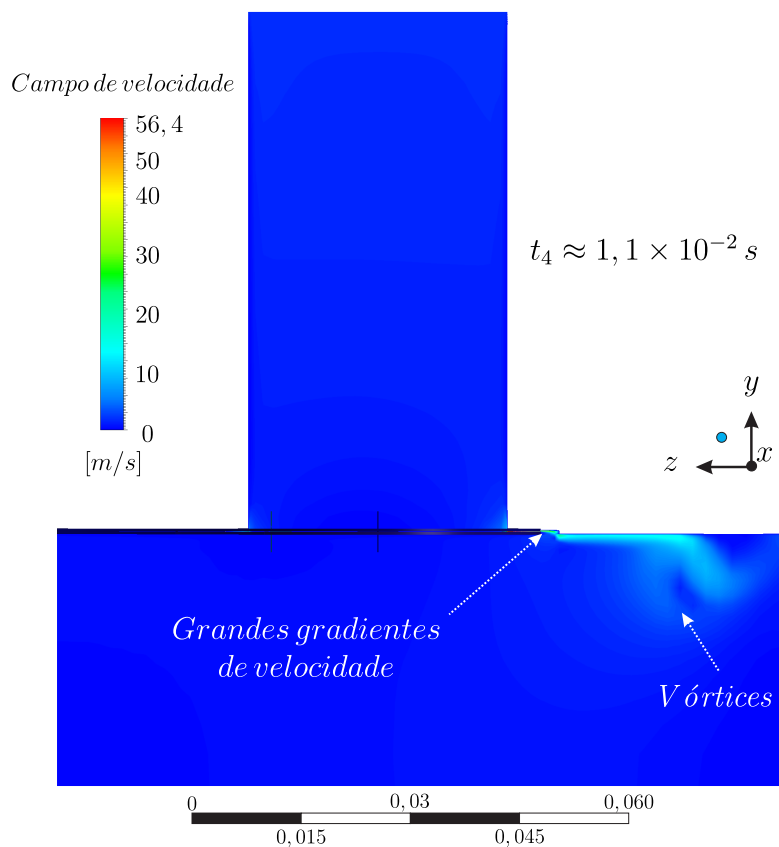


(b) Vista do instante $t_4 \approx 1,1 \times 10^{-2} s$.

Figura 92: Campos de velocidade para o modelo de válvula fixada com suporte, $Re = 4.000$, vistas laterais em corte para os dois últimos instantes de tempo, t_3 e t_4 .

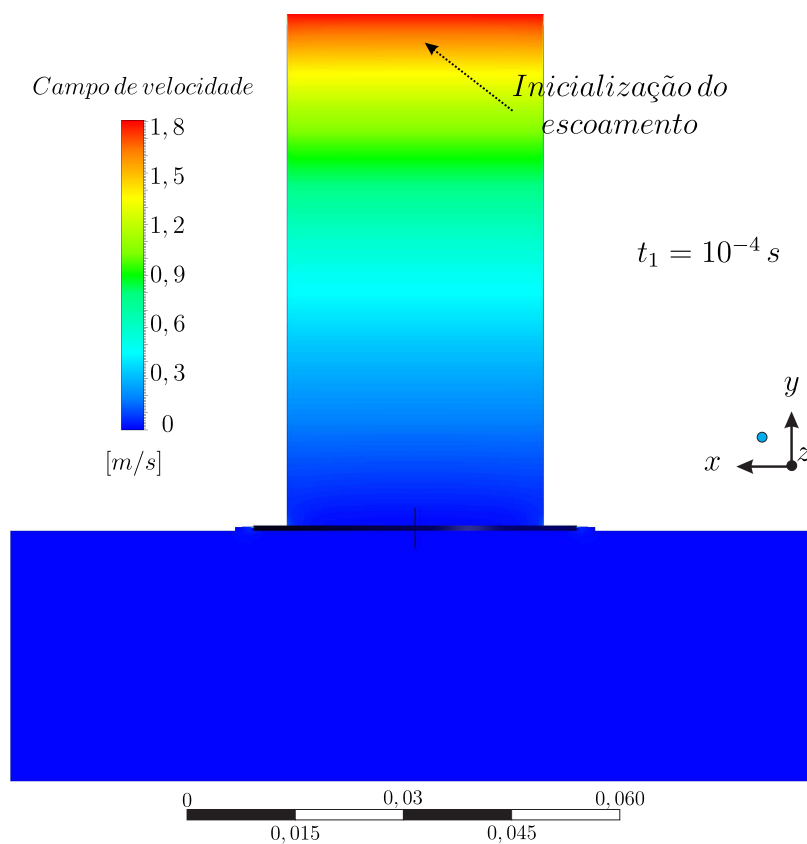


(a) Vista do instante $t_3 \approx 6 \times 10^{-3} s$.

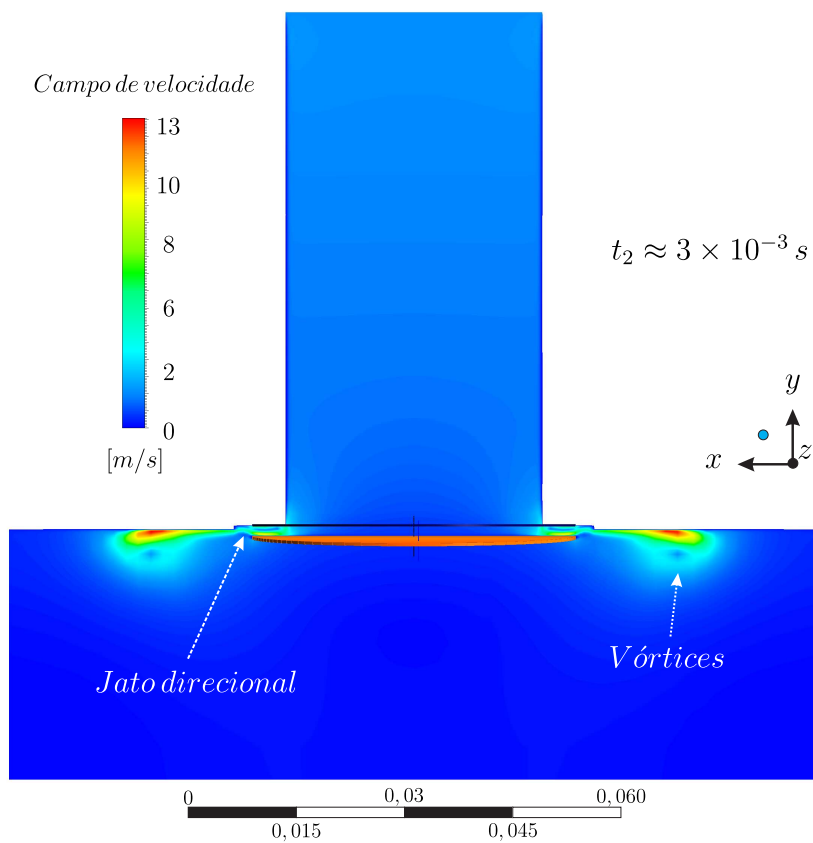


(b) Vista do instante $t_4 \approx 1,1 \times 10^{-2} s$.

Figura 93: Campos de velocidade para o modelo de válvula fixada com suporte, $Re = 4.000$, vistas frontais em corte para os dois primeiros instantes de tempo, t_1 e t_2 .

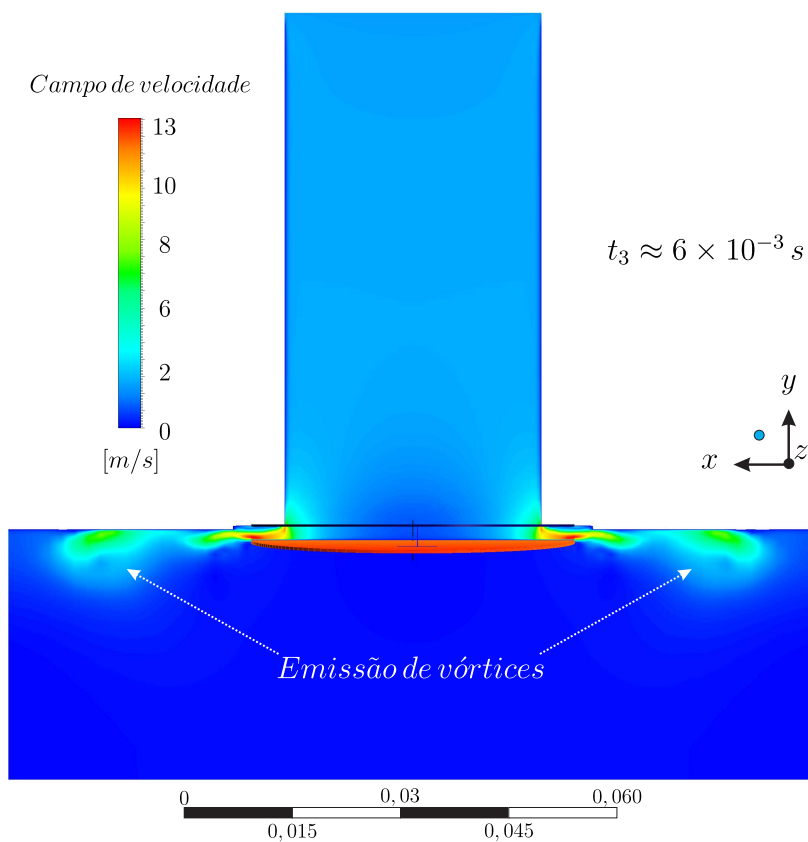


(a) Vista do instante $t_1 \approx 10^{-4} s$.

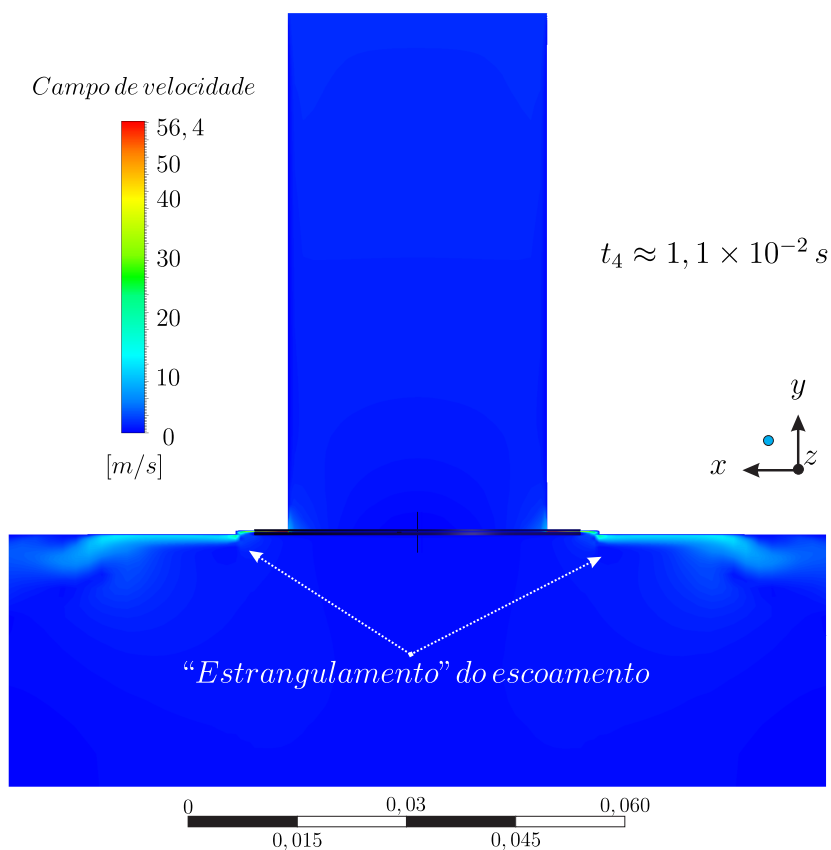


(b) Vista do instante $t_2 \approx 3 \times 10^{-3} s$.

Figura 94: Campos de velocidade para o modelo de válvula fixada com suporte, $Re = 4.000$, vistas frontais em corte para os dois últimos instantes de tempo, t_3 e t_4 .



(a) Vista do instante $t_3 \approx 6 \times 10^{-3} s$.



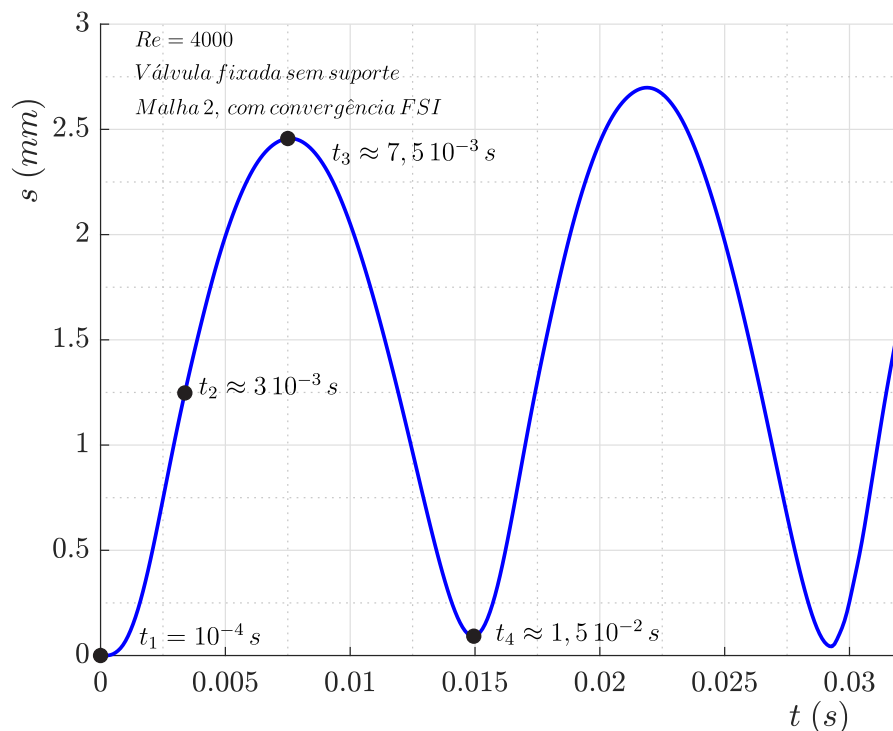
(b) Vista do instante $t_4 \approx 1,1 \times 10^{-2} s$.

Obviamente, o escoamento é radial e tangente ao perfil da válvula, como indica as Figs. 91 a Figuras 94. Nessas figuras vemos que o escoamento e o movimento da válvula, para os instantes de tempo analisados, praticamente não influenciam no domínio do fluido que fica logo abaixo da válvula.

Válvula Fixada sem Suporte

A Figura 95 mostra o deslocamento do centro da válvula fixada sem o suporte. Nessa figura são destacados os instantes de tempo $t_1 = 10^{-4} s$, $t_2 \approx 3 \times 10^{-3} s$, $t_3 \approx 7,5 \times 10^{-3} s$ e $t_4 \approx 1,5 \times 10^{-2} s$, que serão utilizados como pontos de referência para mostrar o deslocamento da válvula e o campo de velocidade dos testes para o valor de Reynolds 4.000.

Figura 95: Posição do centro da válvula sem o suporte nos instantes de tempo analisados, Reynolds 4.000.

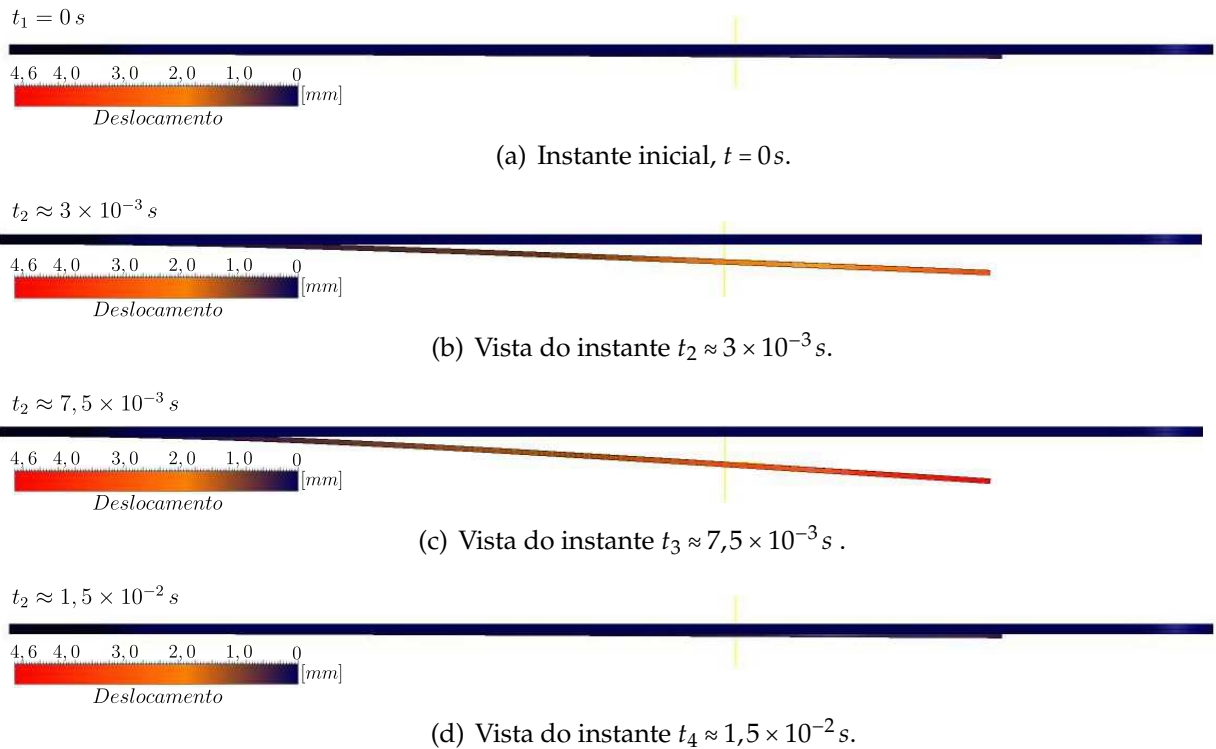


Fonte: Autoria própria.

A Figura 96 apresenta os quatro instantes de tempo do deslocamento da válvula. Nesse teste a abertura máxima é da ordem de $s \sim 4,6 mm$ na ponta da válvula.

Os campos de velocidade para o corte lateral são mostrados nas Figuras 97 e 98. Esse corte lateral foi apresentado na Figura 19.

Figura 96: Deslocamento da válvula fixada sem suporte, para $Re = 4.000$, vista em corte lateral.



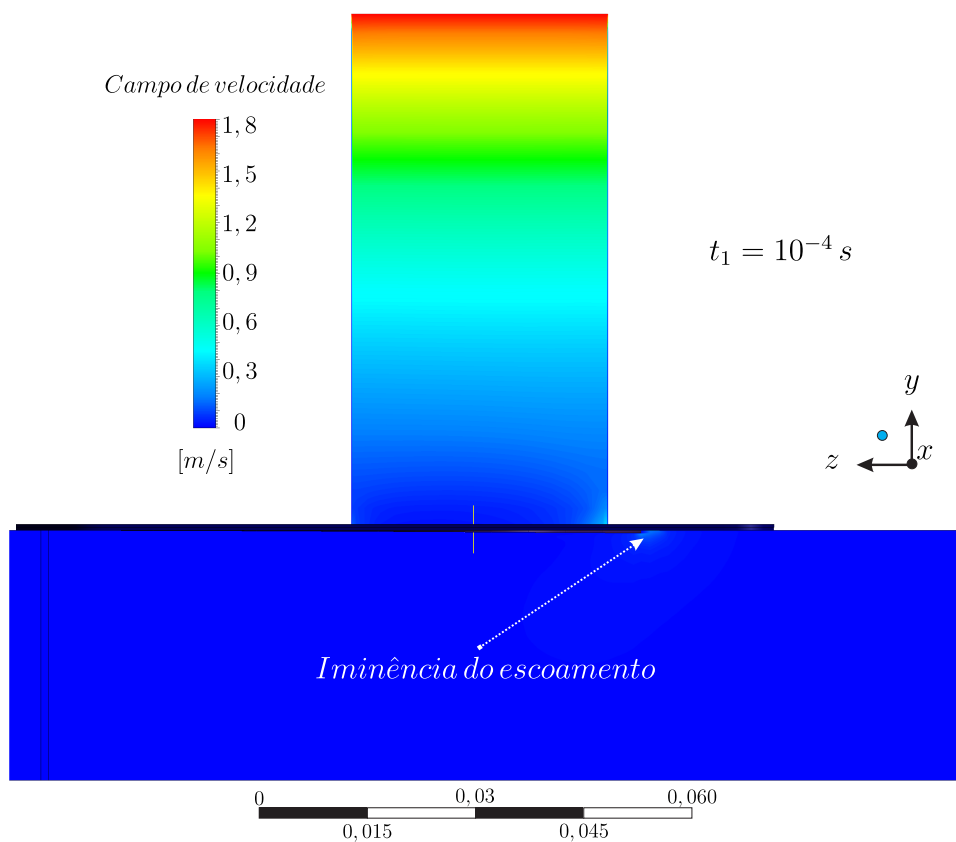
Fonte: Autoria própria.

As Figuras 97 e 98 mostram os campos de escoamento para um ciclo da válvula (abrir e fechar). Nessas figuras observamos a formação de vórtices na extremidade da válvula que se estendem com o jato direcionado pela válvula até a fronteira do domínio. O escoamento é “estrangulado” quando a válvula está fechando, limitando assim a passagem do fluido (Fig. 98(b)).

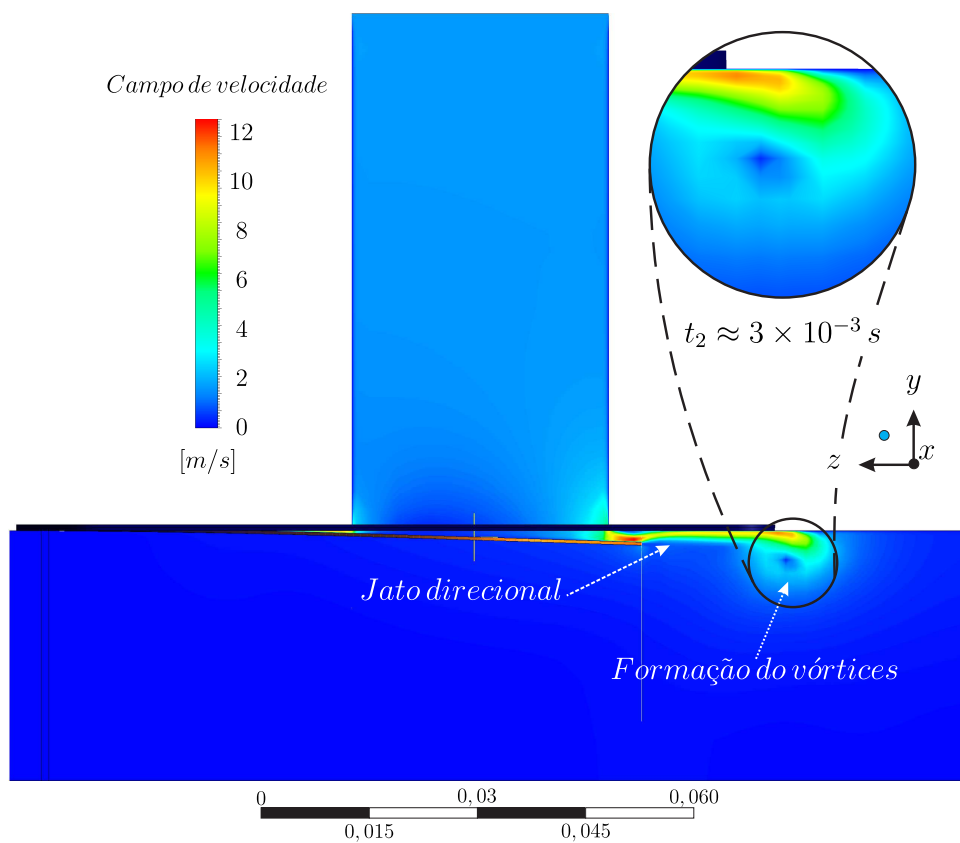
Nas Figuras 99 e 100 vemos o mesmo escoamento mostrados, respectivamente nas Figuras 97 e 98, porém com a vista frontal (de frente para a extremidade da válvula). A direção da vista frontal é indicada na Fig. 19.

Inicialmente (t_1) há movimento apenas no tubo como ilustra a Fig. 99(a). Logo em seguida, o escoamento é direcionado radialmente após incidir na válvula. Pequenos vórtices se formam na região próxima a borda da válvula e se desprendem. O jato se estende até o limite do domínio (saída do domínio). O escoamento possui perfil simétrico nos instantes de tempo apresentados, Fig. 99(b).

Figura 97: Campos de velocidade para o modelo de válvula fixada sem suporte, $Re = 4.000$, vistas laterais em corte para os dois primeiros instantes de tempo, t_1 e t_2 .

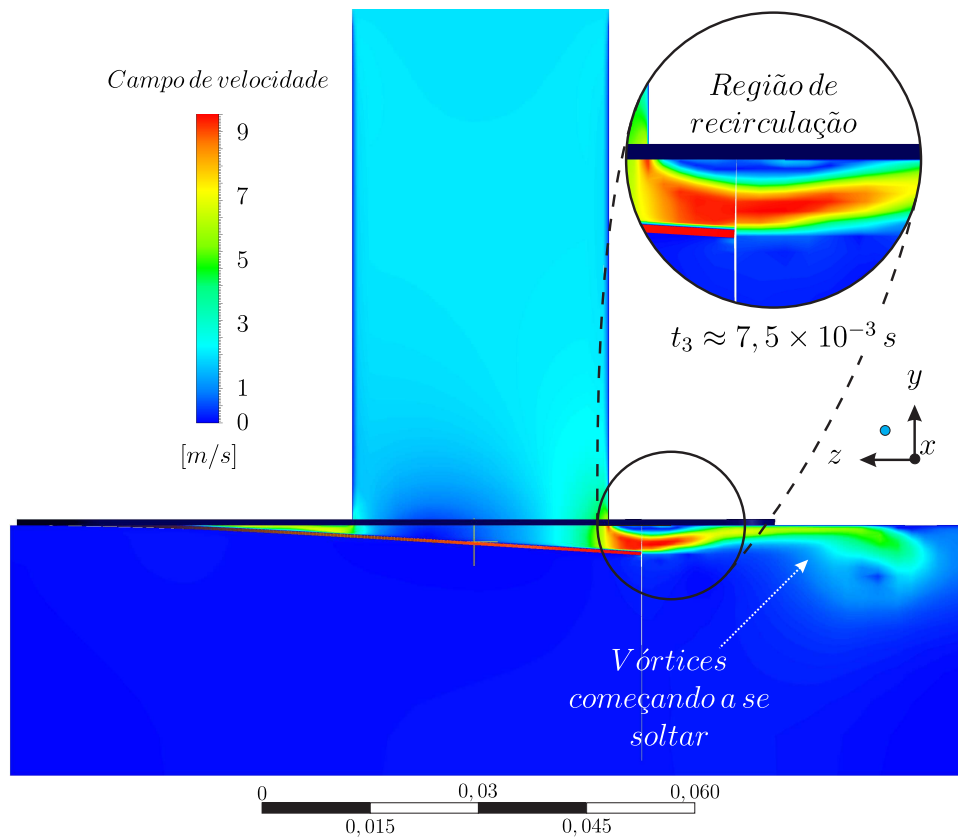


(a) Vista do instante $t_1 \approx 10^{-4} s$.

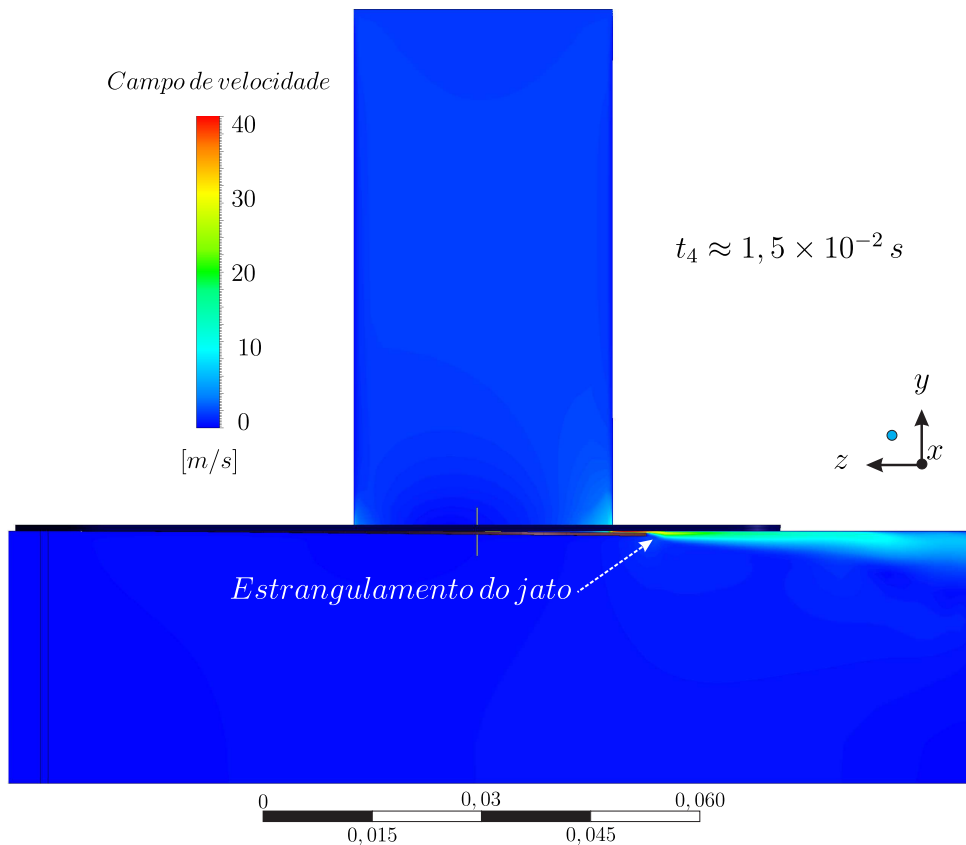


(b) Vista do instante $t_2 \approx 3 \times 10^{-3} s$.

Figura 98: Campos de velocidade para o modelo de válvula fixada sem suporte, $Re = 4.000$, vistas laterais em corte para os dois últimos instantes de tempo, t_3 e t_4 .

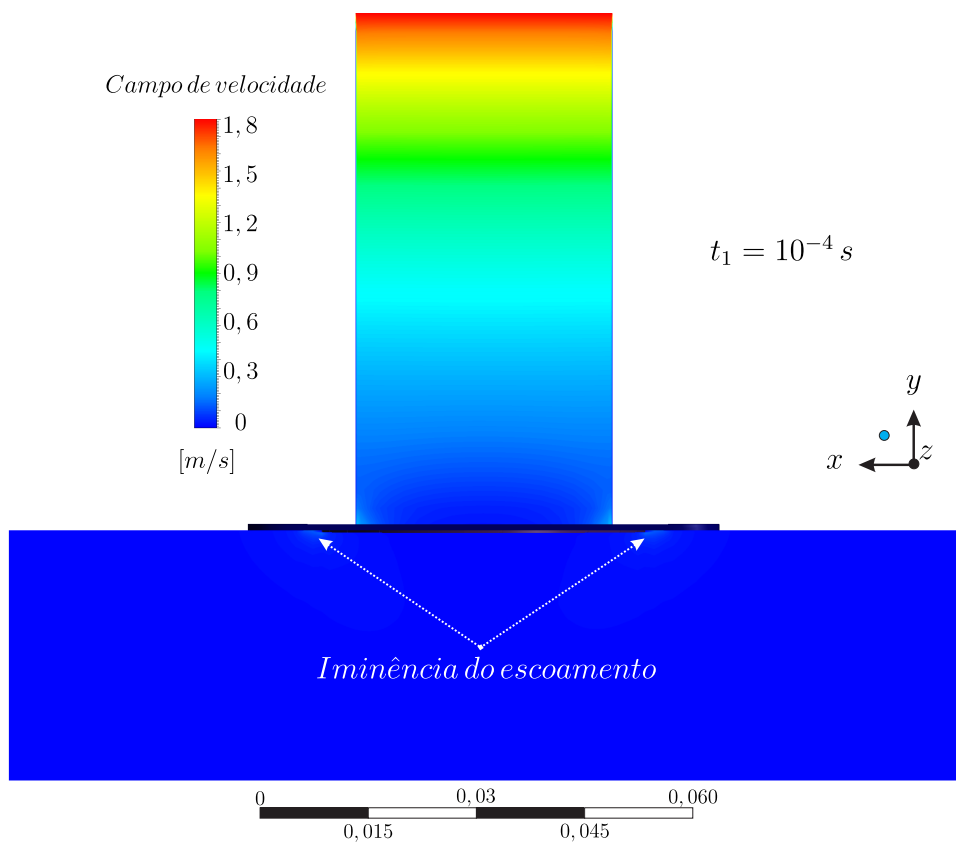


(a) Vista do instante $t_3 \approx 7,5 \times 10^{-3} s$.

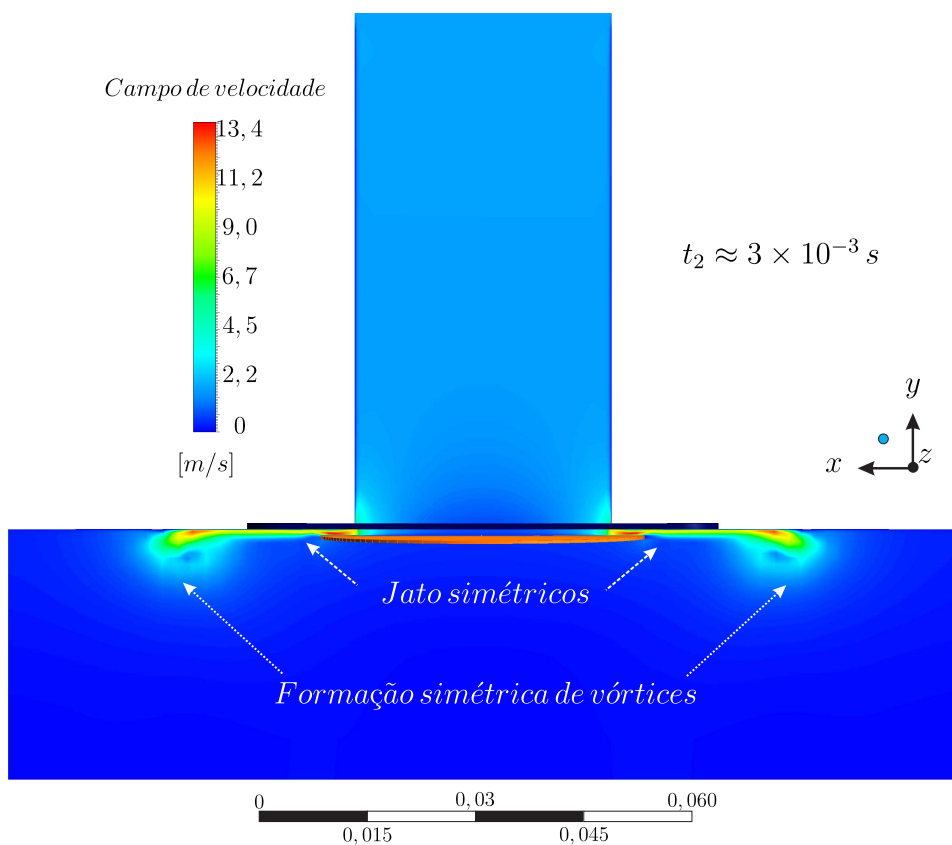


(b) Vista do instante $t_4 \approx 1,5 \times 10^{-2} s$.

Figura 99: Campos de velocidade para o modelo de válvula fixada sem suporte, $Re = 4.000$, vistas frontais em corte para os dois primeiros instantes de tempo, t_1 e t_2 .



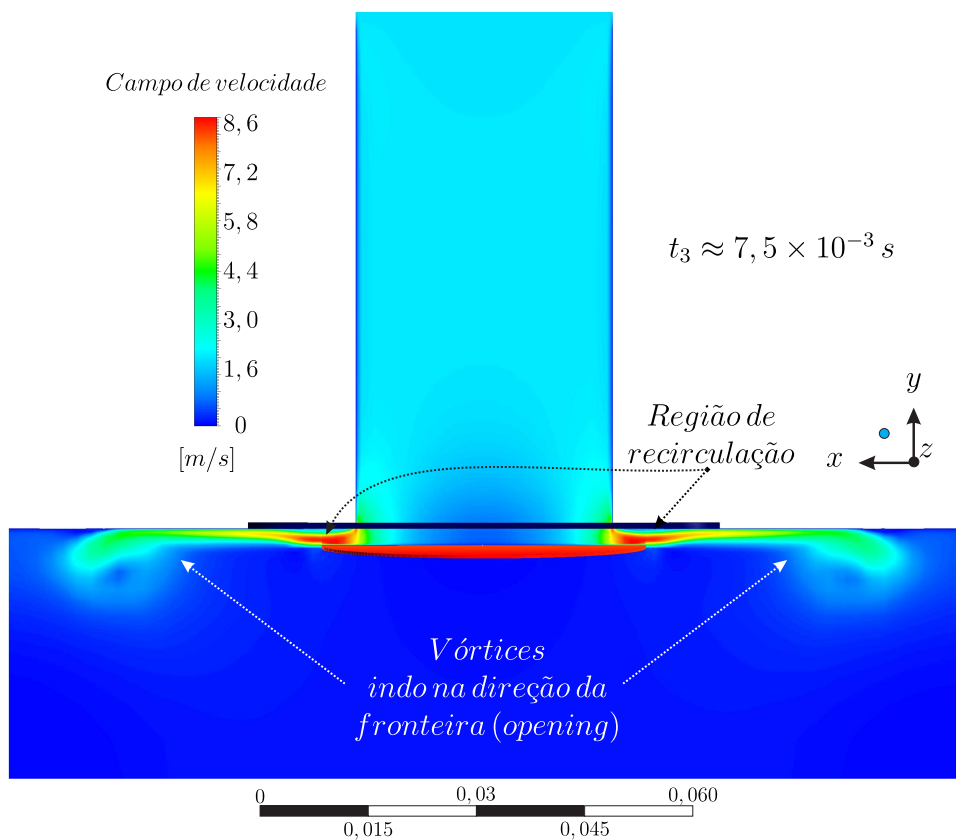
(a) Vista do instante $t_1 \approx 10^{-4} s$.



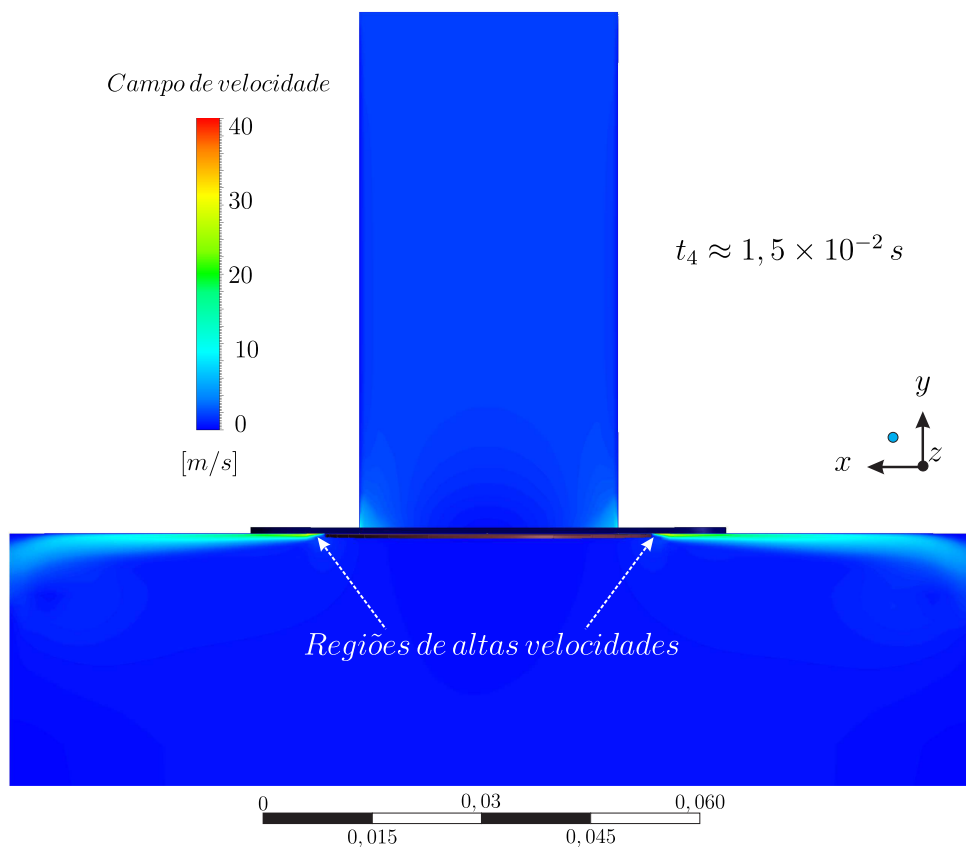
(b) Vista do instante $t_2 \approx 3 \times 10^{-3} s$.

Fonte: Autoria própria.

Figura 100: Campos de velocidade para o modelo de válvula fixada sem suporte, $Re = 4.000$, vistas frontais em corte para os dois últimos instantes de tempo, t_3 e t_4 .



(a) Vista do instante $t_3 \approx 7,5 \times 10^{-3} s$.



(b) Vista do instante $t_4 \approx 1,5 \times 10^{-2} s$.

4 CONCLUSÕES

Neste trabalho, estudamos numérica e experimentalmente o problema de interação fluido-estrutura existente nos escoamentos em válvulas do tipo palheta usadas em compressores de refrigeração. Esse problema tem sido muito estudado usando as metodologias experimental e numérica para válvulas funcionando nas condições normais de operação dos compressores. A vantagem disso é que os resultados podem ser diretamente aplicados no aperfeiçoamento do projeto dos compressores. A desvantagem disso é que os testes experimentais são muito mais difíceis de serem realizados e as metodologias numéricas, em sua grande maioria, devem ser simplificadas. Portanto, as validações das metodologias numéricas muitas vezes ficam comprometidas. Apenas na última década encontramos trabalhos aplicando técnicas da Mecânica dos Fluidos Computacional para a solução do problema de interação fluido-estrutura em sua forma completa, usando geometrias reais de válvulas. Ainda assim, os procedimentos de validação com resultados experimentais são raros e merecem atenção em relação às suas possíveis incertezas.

O estudo deste problema em um modelo de válvula em escala ampliada, operando em uma bancada de testes funcionando fora das condições normais de operação do compressor, objetiva reduzir estas incertezas e apresentar uma metodologia de solução numérica mais robusta para a solução do problema. A execução deste trabalho expôs as dificuldades para obter resultados experimentais com incertezas aceitáveis, assim como as dificuldades para se determinar uma metodologia numérica robusta para resolver o problema, mesmo usando códigos comerciais bem desenvolvidos como o código Ansys.

Os dados experimentais obtidos apresentaram dispersões elevadas para a amplitude e a frequência de movimento das válvulas, que podem ter ocorrido devido a falhas de funcionamento da seção de testes ou por fenômenos físicos distintos que ainda não foram identificados. Isso ainda deve ser investigado com mais cuidado em trabalhos futuros trabalhos. De qualquer forma, notamos claramente que a amplitude e a frequência de movimento das válvulas são significativamente dependentes da força de pré-carga com que as válvulas são montadas na seção de testes, podendo chegar a cerca de 50% para as amplitudes. Apenas esse dado já determina o cuidado que devemos ter ao prescrever corretamente os parâmetros físicos das válvulas a serem estudadas na metodologia numérica.

Os resultados numéricos mostraram que alguns fatores podem influenciar na so-

lução do problema: fator normal de rigidez usado na metodologia de contato, a força de pré-carga, a força gravitacional e as condições de contorno usadas na modelagem da estrutura. Embora não tenha sido possível realizar completamente os testes de convergência de malha, podemos dizer que o fator normal de rigidez influencia muito pouco a dinâmica da válvula e sua escolha está mais relacionada às condições de estabilidade do método de contato. Entretanto, notamos que a força de pré-carga, assim como observamos nos resultados experimentais, exerce influência significativa nos resultados – redução de até 40% na amplitude e aumento de até 76% na frequência para uma força de pré-carga de $2N$. Observamos também que a força gravitacional influencia menos os resultados da amplitude – em torno de 10%. As condições de contorno para prescrever a condição de engastamento da válvula - quando o suporte é usado – para a solução do problema da estrutura também influenciam significativamente os resultados das simulações numéricas, podendo modificar em até 30% a amplitude e 15% a frequência de movimento da válvula. Disso, podemos concluir que devemos conhecer com precisão a força de pré-carga aplicada na válvula, assim como aplicar corretamente as condições de contorno na posição de engaste da válvula.

Os trabalhos futuros deverá resolver o problema da elevada dispersão dos resultados experimentais por meio do projeto e construção de novas seções de testes, assim como realizar testes completos de independência de malhas. A partir disso, as propriedades das válvulas e suas condições de fixação na seção de testes devem ser conhecidas com precisão para que possam ser implementadas corretamente na metodologia numérica de solução do problema.

REFERÊNCIAS

- ARANTES, D. M. **Estudo experimental da interação fluido-estrutura em um modelo de válvula de compressor de refrigeração**. 2013. 127 f. (Mestrado). Engenharia Mecânica, Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira-Unesp, Ilha Solteira-SP, Brasil.
- ANHÊ JR., S. A. **Investigação numérica e experimental em válvulas de compressores herméticos**. 2010. 105 f. (Mestrado). Engenharia Mecânica, Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira-Unesp, Ilha Solteira-SP, Brasil.
- ANSYS, Inc. **Mechanical APDL coupled-filed analysis guide**. 12 ed. Cannonsburg: SAS IP Inc, 2009. 1226 p.
- ANSYS, Inc. **CFX solver theory guide**. 11 ed. Cannonsburg: ANSYS Europe Ltd, 2006. 312 p.
- BELYTSCHKO, T.; LIU, W. K.; MORAN, B.; ELKHODARY, K. **Nonlinear finite elements for continua and structures**. 2. ed. Londres: John Wiley & Sons, 2013. 830 p. ISBN: 9781118632703.
- BLETZINGER, K.; GALLINGER, T.; KUPZOK, A.; WÜCHNER, R. Partitioned strategies for optimization in FSI. In: EUROPEAN CONFERENCE ON COMPUTATIONAL FLUID DYNAMICS, 4., 2006, Egmond aan Zee – Holanda. **Proceedings of the... ECCOMAS**, 2006. p. 16 – 32. Disponível em: <<https://repository.tudelft.nl/islandora/object/uuid%3A8abc533d-b860-46c1-8868-5eabdb33e415>>. Acesso em: 1 ago. 2016.
- COLACITI, A. K.; LÓPES, L. M. V.; NAVARRO, H. A.; CABEZAS-GÓMEZ, L. Numerical simulation of a radial diffuser turbulent airflow. **Applied Mathematics and Computation**, New York, v. 189, p. 14, 2007.
- DEGROOTE, J.; BATHE, K. J.; VIERENDEELS, J. Performance of a new partitioned procedure versus a monolithic procedure in fluid-structure interaction. **Computers & Structures**, Elmsford, v. 87, p. 793 – 801, 2009. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.compstruc.2008.11.013>>. Acesso em: 1 jun. 2016.
- DESCHAMPS, C. J.; FERREIRA, R. T. S.; PRATA, A. T. **Turbulent flow through reed type valves of reciprocating compressors**. In: INTERNATINAL MECHANICAL ENGINEERING CONGRESS, 1996, Atlanta.
- DHAR, S.; DING, H.; LACERDA, J. **A 3-D transient CFD model of a reciprocating**

piston compressor with dynamic port flip valves. International Compressor Engineering Conference at Purdue. West Lafayette-IN, EUA 2016. Disponível em: <<https://docs.lib.purdue.edu/cgi/viewcontent.cgi?article=3470&context=icec>>. Acesso em: 04 abr. 2017.

DIAS, A. D. S. L. **Avaliação da aplicabilidade de modelos híbridos na simulação computacional de válvulas de compressores de refrigeração.** 2016. 94 f. (Mestrado). Engenharia Mecânica, Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira-Unesp, Ilha Solteira-SP, Brasil.

DISCONZI, F. P. **Análise numérica da transferência de calor no interior de cilindros de compressores alternativos de refrigeração doméstica.** 2011. 127 f. (Mestrado). Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis-SC, Brasil.

DONEA, J.; HUERTA, A.; PONTHOT, J. P.; FERRAN, A. R. Arbitrary lagrangian–eulerian methods. In: STEIN, E.; BORST, R.; HUGHES, T. J. R. **Encyclopedia of Computational Mechanics.** Nova Jersey: John Wiley & Sons, 2004. v. 1, cap. 14, p. 1 – 25.

FERREIRA, R. T. S.; PRATA, A. T.; DESCHAMPS, C. J. Laminar fluid flow in compressor valves: numerical and experimental results. **Fluid Flow and Heat Transfer in Reciprocating Machinery**, p. 6, 1987.

FERREIRA, R. T. S.; PRATA, A. T.; DESCHAMPS, C. J. Pressure distribution along valve reeds of hermetic compressors. **Experimental Thermal and Fluid Science**, New York, v. 2, n. 2, p. 201 – 207, 1989.

GASCHE, J. L. **Escoamento laminar através de válvulas excêntricas de compressores de refrigeração.** 1992. 149 f. (Mestrado). Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis-SC, Brasil.

GASCHE, J. L.; DIAS, A. D. S. L.; BUENO, D. B.; LACERDA, J. F. **Numerical simulation of a suction valve: comparison between a 3D complete model and a 1D model.** In: INTERNATIONAL COMPRESSOR ENGINEERING CONFERENCE AT PURDUE, 23, 2016, West Lafayette. **Proceeding of the...** West Lafayette-IN, EUA, 2016. Disponível em: <<https://docs.lib.purdue.edu/cgi/viewcontent.cgi?article=3460&context=icec>>. Acesso em: 04 abr. 2017.

GONZALEZ, I.; LEHMKUHL, O.; NASERI, A.; RIGOLA, J.; OLIVA, A. **Fluid-structure interaction of a reed type valve.** International Compressor

Engineering Conference at Purdue. West Lafayette-IN, EUA 2016.

GURTIN, M. E. **On the thermodynamics of material with memory**. Archive for Rational Mechanics and Analysis. Anal, 28, 40-60.

HAYASHI, S.; MATSUI, T.; ITO, T. Study of flow and thrust in nozzle-flapper valves. **Journal of Fluids Engineering**, New York, v. 97, p. 12, 1975.

HURTADO, F. S. V.; MALISKA, C. R.; SILVA, A. F. C.; CODAZZO, J. **An element - based finite volume formulation for reservoir simulation**. In: CILAMCE/IBERIAN LATIN AMERICAN CONGRESS ON COMPUTATION METHODS IN ENGINEERING, 26, 2005, Espírito Santo. **Proceedings of the...** Espírito Santo: AMC, 2005. Disponível em: <https://www.researchgate.net/publication/239576335_AN_ELEMENT-BASED_FINITE_VOLUME_FORMULATION_FOR_RESERVOIR_SIMULATION>. Acesso em: 05 abr. 2017.

LACERDA, J. F. **Aeroacústica computacional através de simulação numérica direta de escoamentos livres cisalhantes compressíveis**. 2016. 140 f. (Doutorado). Ciências de Computação e Matemática Computacional, Instituto de Ciências Matemáticas e de Computação – ICMC-USP, São Carlos-SP, Brasil. Disponível em: <<http://www.teses.usp.br/teses/disponiveis/55/55134/tde-29112016-094647/pt-br.php>>. Acesso em: 05 abr. 2018.

LEMKE, N. C.; KÖNIG, M.; HENNIG, J.; FÖRSTERLING, S.; KÖHLER, J. Transient experimental and 3D-FSI investigation of flapper valve dynamics for refrigerant compressors. In: INTERNATIONAL COMPRESSOR ENGINEERING CONFERENCE AT PURDUE. **Proceeding of the...** Lafayette: University Purdue, 2016. Disponível em: <<https://docs.lib.purdue.edu/cgi/viewcontent.cgi?article=3414&context=icec>>. Acesso em: 05 abr. 2017.

LOPES, M. N. **Uma metodologia para a análise do comportamento dinâmico de válvulas tipo palheta em escoamentos periódicos**. 1996. 95 f. (Mestrado). Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis-SC, Brasil.

MALVERN, L. E. **Introduction to the mechanics of a continuous medium**. 1. ed. Nova Jersey: Prentice-Hall, Inc., 1997. v. 33, 713 p. ISBN: 0134876032.

MATOS, F. F. D. S. **Análise numérica do comportamento dinâmico de válvulas tipo palheta de compressores herméticos**. 2002. 142 f. (Doutorado). Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis-SC, Brasil.

MISTRY, H.; BHAKTA, A.; DHAR S.; BAHADUR, V.; DEY, S. Capturing valve

dynamics in reciprocating compressors through computational fluid dynamics. In: INTERNATIONAL COMPRESSOR ENGINEERING CONFERENCE AT PURDUE. **Proceedings of the...** West Lafayette: University at Purdue, 2012. Disponível em: <https://www.researchgate.net/publication/274566325_Capturing_valve_dynamics_in_reciprocating_compressors_through_computational_fluid_dynamics>. Acesso em: 05 abr. 2017.

MOSES, R.; STOICA, P. **Spectral analysis of signals**. Nova Jersey: Prentice Hall, Inc., 2005. 447 p. ISBN: 10987654321.

NIELSEN, H. B. **Introduction to vector and matrix differentiation**. Copenhagen: Universidade de Copenhagen, 2005. p. 1 – 5. (Notas de leitura).

PEREIRA, E. L. L. **Análise de sistemas de válvulas automáticas de compressores alternativos**, 2006. 123 f. (Mestrado). Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis-SC, Brasil.

PEREIRA, E. L. L.; SANTOS, C. J.; DESCHAMPS, C. J.; KREMER, R. A Simplified computational fluid dynamics model for the suction processo of reciprocating compressor. In: INTERNATIONAL COMPRESSOR ENGINEERING CONFERENCE AT PURDUE. **Proceeding of the...** Lafayette: University Purdue, 2012. Disponível em: <<https://docs.lib.purdue.edu/cgi/viewcontent.cgi?article=3191&context=icec>>. Acesso em: 04 jun. 2016.

PIECHNA, J. R.; MEIER, G. E. A. **Numerical investigation of steady and unsteady flow in valve gap**. International Compressor Engineering Conference at Purdue. West Lafayette-IN, EUA 1986.

POSSAMAI, F. C. **Escoamento laminar através de válvulas inclinadas de compressores de refrigeração**. 1994. 109 f. (Mestrado). Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis-SC, Brasil.

RAAL, J. D. Radial source flow between parallel disks. **Journal of Fluid Mechanics**, New York, v. 85, p. 16, 1978.

RIBAS JR., F. A.; DESCHAMPS, C. J.; FAGOTTI, F.; MORRIESEN, A.; DUTRA, T. **Thermal analysis of reciprocating compressors – a critical review**. International Compressor Engineering Conference at Purdue. West Lafayette-In, EUA 2006.

SALINAS-CASANOVA, D. A. **Análise numérica do escoamento turbulento em válvulas automáticas de compressores**. 2001. 268 f. (Doutorado). Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis-SC, Brasil.

STOECKER W. F.; JONES, J. W. **Refrigeração e ar condicionado**. 1 ed. São Paulo: McGraw-Hill Ltda, 1985. 454 p.

TENNEKES, H.; LUMLEY, J. L. **A first course in turbulence**. 1. ed. Massachusetts: MIT Press, 1972. 320 p. ISBN: 0262200198.

WILCOX, D. C. **Turbulence modeling for CFD**. 3 ed. La Cañada: DCW Industries Inc., 2006. 447 p. ISBN: 0963605100.

WELCH, P. D. The use of Fast Fourier Transform for the estimation of power spectra: A method based on time averaging over short, modified periodograms. **IEEE Transactions on Audio and Electroacoustics, Piscataway**, v. 15. n. 2 p. 70 – 73. 1967. Disponível em: <<https://www.utd.edu/cpb021000/EE%204361/Great%20DSP%20Papers/Welchs%20Periodogram.pdf>>. Acesso em: 1 jun. 2016

APÊNDICE A – EQUAÇÕES CONSTITUTIVAS

As próximas seções apresentarão as equações constitutivas que completam as equações governantes para os domínios do sólido e do fluido. Será apresentado uma visão geral, e depois específica para cada domínio. A notação e o desenvolvimento das equações segue a descrição dada por Malvern (1986).

A.1 VISÃO GERAL PARA UM CORPO ELÁSTICO E FLUIDO VISCOSO

De forma geral, as equações constitutivas para um corpo elástico ideal e para um fluido viscoso podem ser escritas como:

$$\mathbf{T} = f(\mathbf{D}), \quad (70)$$

na qual, para ambos os meios, \mathbf{T} corresponde ao tensor de tensões, escrito em qualquer configuração. Esse tensor é função do tensor de deformação para o caso do material elástico ideal e é função da taxa de deformação para o caso do fluido viscoso.

A função que relaciona os dois tensores pode ser não linear, mas deve expressar uma relação bijetora. Como ambos tensores são de segunda ordem, uma transformação candidata a função é um tensor isotrópico de quarta ordem.

Tensor Isotrópico

Um tensor isotrópico é aquele que em os componentes cartesianos permanecem imutáveis através de transformações das coordenadas. Um exemplo trivial é o tensor zero de qualquer ordem. Todos os tensores de ordem zero (escalares) são isotrópicos, mas não existe tensor isotrópico de primeira ordem (vetor), exceto o vetor zero. O tensor unitário, no qual os componentes são dados em qualquer sistema cartesiano pelo delta de Kronecker δ_{ij} , é isotrópico, e pode ser provado que esse e qualquer múltiplo escalar dele são os únicos tensores isotrópicos de segunda ordem. Os únicos tensores isotrópicos não triviais de terceira ordem são os tensores de permutação e seus múltiplos.

O tensor isotrópico mais geral de quarta ordem tem a seguinte forma

$$c_{ijrs} = \lambda \delta_{ij} \delta_{rs} + \mu (\delta_{ir} \delta_{js} + \delta_{is} \delta_{jr}) + \nu (\delta_{ir} \delta_{js} - \delta_{is} \delta_{jr}), \quad (71)$$

em que, λ , μ e ν são escalares e possuem os mesmos valores em todos os sistemas de

coordenadas. Assim,

$$\sigma_{ij} = c_{ijrs} E_{rs}, \quad (72)$$

na qual E_{rs} corresponde ao tensor de deformação (tensor de deformação de Almansi) no domínio espacial, e o tensor finito de deformação de Green-Lagrange no domínio material, σ_{ij} corresponde ao tensor de tensões de Cauchy na configuração espacial, e na configuração material ao segundo tensor de Piola-Kirchhoff.

Supondo que pelo menos um dos dois tensores seja simétrico (σ_{ij} ou E_{rs}), podemos permutar um dos pares de índices sem perder a generalização. Por exemplo, supondo $\sigma_{ij} = \sigma_{ji}$, podemos escrever que $c_{ijrs} = c_{jirs}$. Consequentemente, o tensor de quarta ordem tem que ser simétrico em um par de índices (ij ou rs) o que fornece $\nu = 0$. Dessa forma o tensor de quarta ordem isotrópico mais específico e simétrico em ij ou rs pode ser escrito como

$$c_{ijrs} = \lambda \delta_{ij} \delta_{rs} + \mu (\delta_{ir} \delta_{js} + \delta_{is} \delta_{jr}). \quad (73)$$

Esse tensor é usado para definir as equações constitutivas dos materiais elástico e dos fluidos Newtonianos viscosos.

A.2 EQUAÇÕES CONSTITUTIVAS PARA MATERIAIS ELÁSTICOS

Quando um material é elástico e isotrópico, ou seja, quando não existem direções de deformações preferenciais no material, as constantes elásticas devem ser as mesmas, independente da escolha do sistema cartesiano (incluindo o sistema no terceiro diedro), Isso significa que c_{ijrs} são componentes de um tensor de quarta ordem isotrópico e simétrico nos índices ij e rs . Assim, partido da forma mais específica do tensor

$$\sigma_{ij} = [\lambda \delta_{ij} \delta_{rs} + \mu (\delta_{ir} \delta_{js} + \delta_{is} \delta_{jr})] E_{rs}, \quad (74)$$

e aplicando a condição de simetria em ambos os pares de índices, obtêm-se:

$$\sigma_{ij} = \lambda \delta_{ij} E_{kk} + 2\mu E_{ij}, \quad (75)$$

que corresponde à lei generalizada de Hooke para materiais isotrópico, nos quais, λ e μ são as constantes elástica de Lamé. Fazendo, $i = j$, tem-se o traço do tensor das tensões

$$\sigma_{ii} = (3\lambda + 2\mu) E_{ii}. \quad (76)$$

Sabendo-se que o índice i da última equação corresponde ao índice falso (repetido - *dummy index*), podemos substituí-lo por outro qualquer sem alterar a equação. Assim,

$$\sigma_{ij} = \lambda \delta_{ij} \frac{\sigma_{kk}}{(3\lambda + 2\mu)} + 2\mu E_{ij}. \quad (77)$$

Isolando o tensor das deformações, obtemos

$$E_{ij} = -\frac{\lambda \delta_{ij}}{2\mu(3\lambda + 2\mu)} \sigma_{kk} + \frac{1}{\mu} \sigma_{ij} \quad (78)$$

As duas constantes elásticas, λ e μ introduzida por Lamé em 1852 são relacionadas com constantes mais familiares como o módulo de cisalhamento G , o módulo de Young E e o coeficiente de Poisson ν , da seguinte forma

$$\mu = G = \frac{E}{2(1 + \nu)} \quad e \quad \lambda = \frac{\nu E}{(1 + \nu)(1 - 2\nu)}. \quad (79)$$

Assim, podemos escrever:

$$E_{ij} = -\frac{\nu}{E} \delta_{ij} \sigma_{kk} + \frac{1 + \nu}{E} \sigma_{ij}, \quad (80)$$

que fornece as seis equações clássicas da lei generalizada de Hooke para materiais elásticos.

$$\begin{aligned} \varepsilon_x &= \frac{1}{E} [\sigma_x - \nu(\sigma_y + \sigma_z)], \\ \varepsilon_y &= \frac{1}{E} [\sigma_y - \nu(\sigma_x + \sigma_z)], \\ \varepsilon_z &= \frac{1}{E} [\sigma_z - \nu(\sigma_y + \sigma_x)], \\ \gamma_{xy} &= \frac{\sigma_{xy}}{G}; \quad \gamma_{yz} = \frac{\sigma_{yz}}{G}; \quad \gamma_{zx} = \frac{\sigma_{zx}}{G}. \end{aligned} \quad (81)$$

A.3 FLUIDO IDEAL E FLUIDO VISCOSO (NEWTONIANO)

Experiências indicam que um fluido em repouso ou em movimento uniforme não pode sustentar uma tensão de cisalhamento. Assim, nesse fluido sobre essas condições, a máxima tensão cisalhante, em módulo, é zero, e a tensão é puramente hidrostática. Logo,

$$\sigma_{ij} = -\bar{p}_0 \delta_{ij} \quad \text{ou} \quad \boldsymbol{\sigma} = -\bar{p}_0 \mathbf{I}, \quad (82)$$

nos quais \mathbf{I} corresponde ao tensor unitário, \bar{p}_0 à pressão estática, que é a pressão média normal ($\bar{p}_0 = \sigma_{kk}/3$), no qual a barra distingue essa pressão da pressão termodinâmica p e o subscrito zero é adicionado para indicar que as propriedades pertencem à condição de repouso ou de um escoamento uniforme. Na termodinâmica, a pressão estática em um fluido considerado como substância pura em uma condição de equilíbrio termodinâmico pode ser relacionada com a massa específica, ρ , e a temperatura absoluta, T , por uma equação de estado $F(\bar{p}_0, \rho, T) = 0$. Na mecânica dos fluidos, define-se que a pressão termodinâmica p possui a mesma relação funcional com ρ e T que define a pressão estática em equilíbrio, assim:

$$F(p, \rho, T) = 0. \quad (83)$$

A Equação 83 é a equação de estado, algumas vezes conhecidas como equação de estado cinemática para os fluidos. Ainda, um exemplo de uma equação de estado é a equação de gás ideal, a saber:

$$p = \rho RT, \quad (84)$$

em que, R corresponde à constante de um gás particular.

Fluido Ideal Sem Atrito (Fluidos Invíscidos)

É definido como sendo um fluido que não pode sustentar tensões viscosas mesmo quando o fluido está em movimento. Nenhum fluido real na verdade é invíscido, porém em escoamentos longes de paredes os efeitos das forças de pressão e de campo são predominantes quando comparados aos efeitos viscosos. Assim tais escoamentos podem ser assumidos como invíscidos.

A equação constitutiva para um fluido invíscido pode ser escrita como:

$$\sigma_{ij} = -p\delta_{ij} \quad \text{ou} \quad \boldsymbol{\sigma} = -p\mathbf{I}, \quad (85)$$

em que, p corresponde à pressão termodinâmica que satisfaz uma equação de estado. Em um fluido ideal temos a seguinte igualdade $\bar{p} = p$.

Fluido Viscoso

Em um fluido viscoso em movimento não apenas as tensões de cisalhamento são desenvolvidas, mas também a pressão média, $\bar{p} = \sigma_{kk}/3$, pode se diferenciar da pressão termodinâmica p . Seguindo o desenvolvimento de Stokes (1845), assume-se que a diferença entre as tensões de um fluido em deformação e tensões de um fluido estático em equilíbrio é o acréscimo de uma função que depende da taxa de deformação. Assim:

$$\boldsymbol{\sigma} = -p\mathbf{I} + \mathbf{F}(\mathbf{D}), \quad (86)$$

no qual, o termo extra na equação conhecido como tensor de tensões viscosas e é calculado em termos de uma função do tensor da taxa de deformação. O tensor viscoso é o tensor total, $\boldsymbol{\sigma}$, menos o tensor de equilíbrio, $-p\mathbf{I}$, ou seja, $\boldsymbol{\sigma} + p\mathbf{I}$. Stokes considerou apenas o caso de viscosidade linear. Embora a função F possa ser não linear, a equação constitutiva acima é válida para os fluidos conhecidos como Stokeanos.

Quando a função F é linear, o fluido é conhecido como newtoniano e a equação constitutiva escrita em coordenadas cartesianas é dada por:

$$\sigma_{ij} = -p\delta_{ij} + c_{ijrs}D_{rs}, \quad (87)$$

em que, as componentes c_{ijrs} são constantes. Uma vez que os tensores σ_{ij} e D_{rs} são simétricos, é requerido que o tensor de quarta ordem deva ser simétrico nos dois pares de índice ij e rs , no qual, $D_{rs}^{\text{simétrico}} = s_{rs}$, e s_{rs} corresponde a parte simétrica tensor gradiente de velocidade, conhecido como tensor da taxa de deformação. Reduzimos assim, as constantes independente para 36. Logo, partindo de um tensor isotrópico específico de quarta ordem e aplicando a condição necessária de simetria temos:

$$c_{ijrs} = \lambda\delta_{ij}\delta_{rs} + \mu(\delta_{ir}\delta_{js} + \delta_{is}\delta_{jr}). \quad (88)$$

Assim, a equação constitutiva para fluido isotrópico é dada por:

$$\begin{aligned} \sigma_{ij} &= -p\delta_{ij} + \lambda s_{kk}\delta_{ij} + 2\mu s_{ij}, \\ \boldsymbol{\sigma} &= -p\mathbf{I} + \lambda \text{tr}(\mathbf{s})\mathbf{I} + 2\mu\mathbf{s}, \end{aligned} \quad (89)$$

no qual, $\text{tr}(\mathbf{s})$ corresponde ao traço do tensor \mathbf{s} , que equivale ao seu primeiro invariante. As constantes λ e μ e são parâmetros independentes que caracterizam os fluidos, são conhecidas como primeira e segunda viscosidades do fluido.

Pode-se escrever a equação constitutiva do fluido newtoniano em função dos ten-

sores deviatóricos, nos quais, $\tau_{ij} = \sigma_{ij} + \bar{p}\delta_{ij}$ e $s'_{ij} = s_{ij} - 1/3s_{kk}\delta_{ij}$, assim:

$$\tau_{ij} = (\bar{p} - p)\delta_{ij} + \left(\lambda + \frac{2}{3}\mu\right)s_{kk}\delta_{ij} + 2\mu s'_{ij}. \quad (90)$$

Sabendo, por definição, que tensores deviatóricos possuem traço nulo, ao se fazer $i = j$, obtém-se $\tau_{ii} = s'_{ii} = 0$ e $\delta_{ii} = 3$, logo:

$$(\bar{p} - p) + \left(\lambda + \frac{2}{3}\mu\right)s_{kk} = 0. \quad (91)$$

Assim, a outra forma de descrever a equação constitutiva para um fluido com comportamento Newtoniano é:

$$\begin{aligned} \tau_{ij} &= 2\mu s'_{ij}, \\ \text{e} \\ \bar{p} &= p - \kappa \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt}, \end{aligned} \quad (92)$$

na qual, κ é a viscosidade volumétrica (*bulk viscosity*), dada por:

$$\kappa = \lambda + \frac{2}{3}\mu. \quad (93)$$

O último termo foi encontrado usando a equação da continuidade:

$$s_{kk} = \nabla \cdot \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt}. \quad (94)$$

A pressão mecânica é iguala à pressão termodinâmica, $\bar{p} = p$, em duas situações:

$$\begin{aligned} s_{kk} &= 0, \quad \text{pois } \frac{d\rho}{dt} = 0, \\ \text{ou} \\ \kappa &= \lambda + \frac{2}{3}\mu = 0. \end{aligned} \quad (95)$$

A primeira condição ocorre quando o fluido é incompressível, logo em fluidos Newtonianos incompressíveis a pressão mecânica é igual a termodinâmica em todo instante. No entanto, nada se pode garantir quando o comportamento da viscosidade é não linear. A segunda condição é conhecida como condição de Stokes, onde a viscosidade volumétrica é nula, que é uma consequência de fazer a segunda viscosidade do

fluido, λ , proporcional à viscosidade dinâmica,

$$\lambda = \frac{2}{3}\mu, \quad (96)$$

ou seja, não haverá nenhuma contribuição à pressão média vinda do escoamento $\kappa s_{kk} = 0$, mesmo se o fluido não for compressível. Portanto, considerando a condição de Stokes, a equação constitutiva para fluidos newtonianos é dada por:

$$\begin{aligned} \sigma_{ij} &= -p\delta_{ij} + 2\mu \left[s_{ij} - \frac{1}{3}s_{kk}\delta_{ij} \right], \\ \boldsymbol{\sigma} &= -p\mathbf{I} + 2\mu \left[\mathbf{s} - \frac{1}{3}\text{tr}(\mathbf{s})\mathbf{I} \right]. \end{aligned} \quad (97)$$

Escrita em função dos tensores deviatóricos:

$$\begin{aligned} \tau_{ij} &= 2\mu s'_{ij}, \\ \text{e} \\ \bar{p} &= p \quad \text{com } \kappa = 0. \end{aligned} \quad (98)$$

APÊNDICE B – FORMULAÇÃO PARA ESCOAMENTOS TURBULENTOS

Para escoamentos incompressíveis turbulentos usa-se, normalmente, a média estatística (média temporal) para descrever uma variável instantânea:

$$v_i(\mathbf{x}, t) = \bar{v}_i(\mathbf{x}, t) + v'_i(\mathbf{x}, t), \quad (99)$$

no qual,

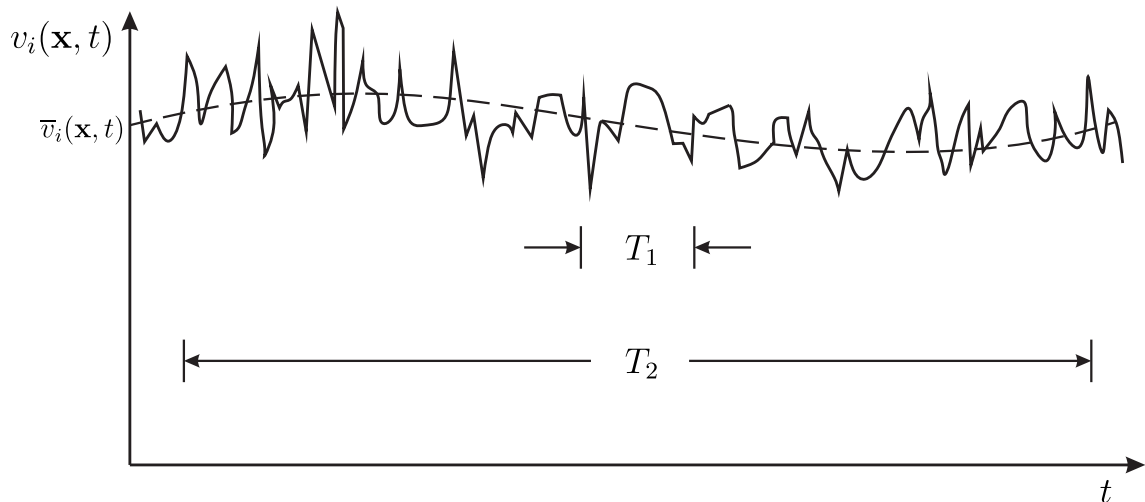
$$\bar{v}_i(\mathbf{x}, t) = \lim_{T \rightarrow \infty} \int_t^{t+T} v_i(\mathbf{x}, t) dt, \quad (100)$$

e $v'_i(\mathbf{x}, t)$ é a flutuação de v_i em torno do valor médio. Normalmente, a média temporal é aplicável para escoamentos com turbulência estacionária, onde o valor médio (\bar{v}_i) não varia com tempo. No entanto, existem alguns escoamentos onde o valor médio contém variações no tempo que não são de natureza turbulenta. Assim, para levar em conta essas variações, modifica-se a equação anterior da seguinte forma:

$$\bar{v}_i(\mathbf{x}, t) = \lim_{T \rightarrow \infty} \int_t^{t+T} v_i(\mathbf{x}, t) dt \quad T_1 \ll T \ll T_2, \quad (101)$$

de forma que o período de integração fica compreendido entre dois tempos característico: T_1 corresponde ao período de flutuação, o qual não necessitamos saber precisamente, e T_2 representa a escala de tempo que caracteriza a dependência da média temporal, a qual desejamos observar e que não surge da natureza turbulenta. A Figura B.1, de Wilcox (2006), mostra esse intervalo de tempo.

Figura B.1: Média temporal para turbulência transiente.



Fonte: Adaptada de Wilcox (2006).

B.1 MÉDIA DE FAVRE

A descrição do processo de média para escoamentos compressíveis apresentada aqui segue a descrição dada em Wilcox (2006). Quando o meio é compressível, devemos levar em conta as flutuações da densidade e da temperatura, juntamente com as flutuações de velocidade e pressão, que normalmente são tratadas pela média de Reynolds (média temporal). Usando a média temporal, as equações de conservação médias apresentam um termo adicional que não possui nenhum termo análogo nas equações instantâneas. Para ilustrar isso, consideramos a equação da continuidade. Supondo que a massa específica instantânea, ρ , pode ser escrita como a soma da sua média, $\bar{\rho}$, e da sua flutuação, ρ' :

$$\rho = \bar{\rho} + \rho' \quad (102)$$

e usando a decomposição de Reynolds para o termo de velocidade na equação da continuidade, tem-se:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} + \rho') + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \bar{v}_i + \rho' \bar{v}_i + \bar{\rho} v'_i + \rho' v'_i) = 0. \quad (103)$$

Aplicando a média temporal, obtemos a equação média de Reynolds da continuidade para escoamentos compressíveis:

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \bar{v}_i + \overline{\rho' v'_i}) = 0. \quad (104)$$

Usando a média temporal, surge um problema de fechamento na equação da continuidade, ou seja, necessitamos de uma correlação entre as flutuações ρ' e v'_i . Essa é uma tarefa muito mais complicada do que encontrar as correlações para as flutuações de *momentum* que surgem no caso de escoamentos incompressíveis. Além disso, usando essa abordagem para a equação de *momentum* surge uma correlação tripla de ρ' , v'_i e v'_j , o que aumenta ainda mais a complexidade de se obter aproximações para o fechamento do sistema de equações.

O problema de estabelecer uma forma apropriada para as equações médias foi dramaticamente simplificado pela introdução do processo de média ponderada pela densidade, sugerido por Favre (1965), que define uma velocidade média ponderada em massa, \tilde{v}_i :

$$\tilde{v}_i = \frac{1}{\bar{\rho}} \lim_{T \rightarrow \infty} \int_t^{t+T} \rho(\mathbf{x}, \tau) v_i(\mathbf{x}, \tau) d\tau, \quad (105)$$

em que, $\bar{\rho}$ é a média convencional da massa específica. Então, em função da média convencional de Reynolds, podemos concluir que:

$$\bar{\rho} \tilde{v}_i = \overline{\rho v_i}, \quad (106)$$

no qual, a barra denota a média convencional de Reynolds. O valor deste processo de média, conhecido como média de Favre, é óbvio quando expandimos o lado direito da Equação 106. Aplicando o processo de média de Reynolds obtemos:

$$\bar{\rho} \tilde{v}_i = \bar{\rho} \bar{v}_i + \overline{\rho' v_i'}. \quad (107)$$

Assim a equação da continuidade (Equação 104) se torna:

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{v}_i) = 0. \quad (108)$$

Assim, como é feito na decomposição de Reynolds, quando se faz a média de Favre é comum decompor as variáveis instantâneas como uma parte média e uma parte flutuante, isto é,

$$v_i = \tilde{v}_i + v_i''. \quad (109)$$

Então, temos a definição da média de Favre ao multiplicar por ρ e aplicar a média temporal. Logo, a equação anterior se torna:

$$\overline{\rho v_i} = \bar{\rho} \tilde{v}_i + \overline{\rho v_i''}. \quad (110)$$

Usando a definição da média de Favre, obtém-se:

$$\overline{\rho v_i''} = 0. \quad (111)$$

Embora o último termo apresentado seja nulo, a média estatística (temporal) da flutuação de Favre não é nula $\overline{v_i''}$. Portanto, definida a média de Favre, podemos reescrever as equações governantes nas suas formas médias para o domínio do fluido, escritas na abordagem *ALE*. Essas equações são as Equações 113, 114 e 115 e para obtê-las, as variáveis devem ser escritas da seguinte forma:

$$\begin{aligned} v_i &= \tilde{v}_i + v_i'', \\ \rho &= \bar{\rho} + \rho', \\ p &= P + p'. \end{aligned} \quad (112)$$

A equação da conservação da masa é dada por

$$\frac{d\bar{\rho}}{dt} = \frac{\partial\bar{\rho}}{\partial t} + \tilde{c}_i \frac{\partial\bar{\rho}}{\partial x_i} = -\bar{\rho} \frac{\partial\tilde{v}_i}{\partial x_i},$$

ou

$$\frac{\partial\bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho} \tilde{c}_i)}{\partial x_i} = -\bar{\rho} \frac{\partial w_i}{\partial x_i}, \quad (113)$$

no qual, $\tilde{c}_i = \tilde{v}_i - w_i$ corresponde à velocidade relativa. Para obter a Equação 113 usou-se a hipótese de que a velocidade da malha, w_i , não varia estatisticamente. Tem-se também a equação da quantidade de movimento na sua na forma conservativa:

$$\frac{\partial\bar{\rho} \tilde{v}_i}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho} \tilde{c}_j \tilde{v}_j)}{\partial x_j} + (\bar{\rho} \tilde{v}_i) \frac{\partial w_k}{\partial x_k} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} [\bar{\sigma}_{ij} - \overline{\rho v_j'' v_i''}]. \quad (114)$$

Dessa forma, tem-se explicitamente um termo que depende da velocidade da malha.

Essas equações governantes médias são semelhantes as suas formas “instantâneas”, diferenciando-se apenas pelo surgimento da correlação dupla das flutuações de Favre:

$$\bar{\rho} \tau_{ij}^R = -\overline{\rho v_j'' v_i''}, \quad (115)$$

na qual, $-\overline{\rho v_j'' v_i''}$ é o tensor das tensões de Reynolds definido pela média de Favre. Vale ressaltar que $c_j'' = v_j''$ e que as variáveis com barra ($\bar{\quad}$) são médias temporais, enquanto as variáveis com “til” ($\tilde{\quad}$) são médias de Favre. Esse tensor de Reynolds nas equações médias leva ao problema de fechamento, assim é necessário um modelo de turbulência. Nesse trabalho utilizou o modelo de duas equações $k - \omega$.

Para escoamentos compressíveis esse modelo usa a aproximação de Boussinesq, na qual as tensões de Reynolds são proporcionais ao gradiente de velocidade média, conhecida como hipótese de gradiente de difusão, de maneira análoga à relação do tensor deviatórico molecular:

$$\bar{\rho} \tau_{ij}^R = -\overline{\rho v_j'' v_i''} = 2\mu_T \left(\tilde{s}_{ij} - \frac{1}{3} \frac{\partial\tilde{v}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) - \frac{2}{3} \bar{\rho} k \delta_{ij}, \quad (116)$$

nos quais, μ_T corresponde a viscosidade turbulenta, \tilde{s}_{ij} é o tensor da taxa de deformação do escoamento médio e $k = \frac{1}{2} \overline{v_i'' v_i''}$ é a energia cinética turbulenta.

Uma das mais importantes considerações postuladas pela Equação 116 é garan-

tir que o traço de τ_{ij}^R seja $-2k \leftrightarrow tr(\tau_{ij}^R) = -2k$. Note que isto implica que a “segunda viscosidade turbulenta” deve ser igual a $-\frac{2}{3}\mu_T$ (o mesmo é considerado na equação original).

Os modelos de viscosidade turbulenta usam equações para estimar a viscosidade, μ_T . Nesse trabalho, usou-se o modelo de duas equações $k - \omega$, que aproxima o valor da viscosidade turbulenta como, $\mu_T = \frac{\bar{\rho}k}{\tilde{\omega}}$.

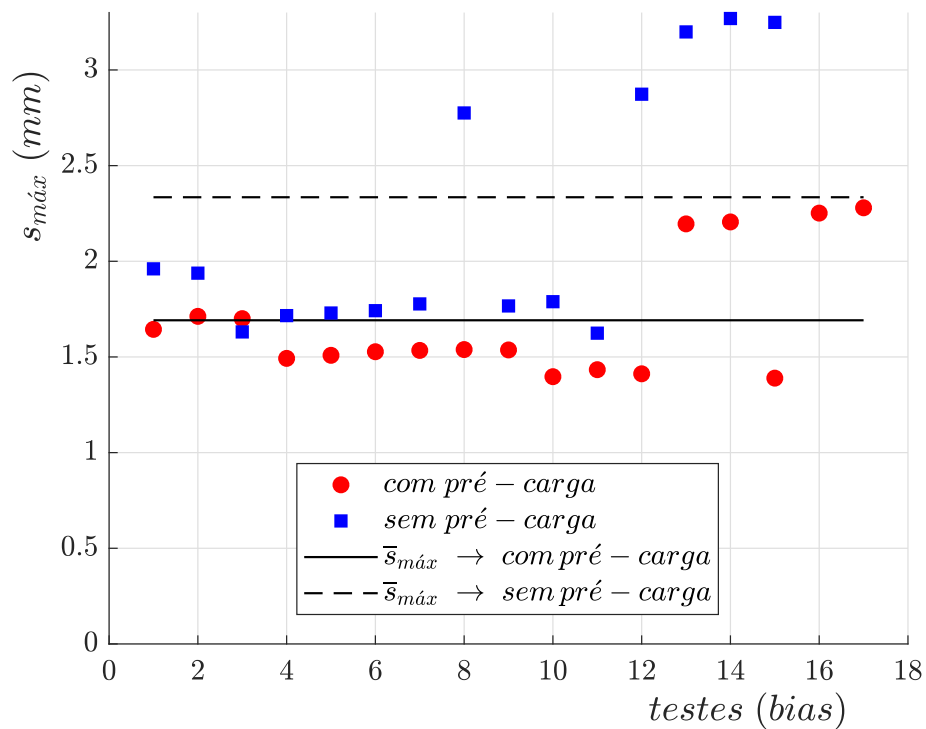
APÊNDICE C – FIGURAS ASSOCIADAS COM RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Os resultados aqui apresentados são complementares aos da seção de resultados experimentais. As figuras podem ser utilizadas como material de consulta e comparação.

C.1 DESLOCAMENTO MÁXIMO DA VÁLVULA – FIXAÇÃO COM SUPORTE

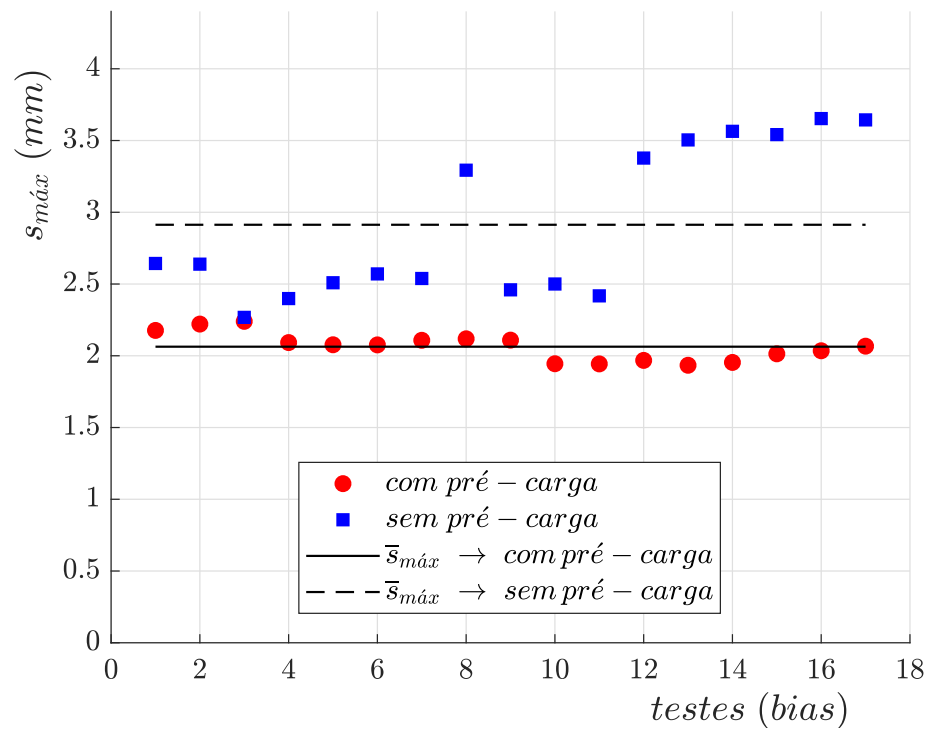
As Figuras C.1 a C.4 mostram os deslocamentos máximos em função dos testes realizado para a válvula fixada com suporte. Os números de Reynolds apresentados são 6.000, 8.000, 12.000 e 16.000. Os valores médios e os desvios padrões estão as Tabela 8, na seção dos resultados experimentais.

Figura C.1: Abertura máxima do centro da válvula em função dos testes, para $Re = 6.000$, **com** suporte.



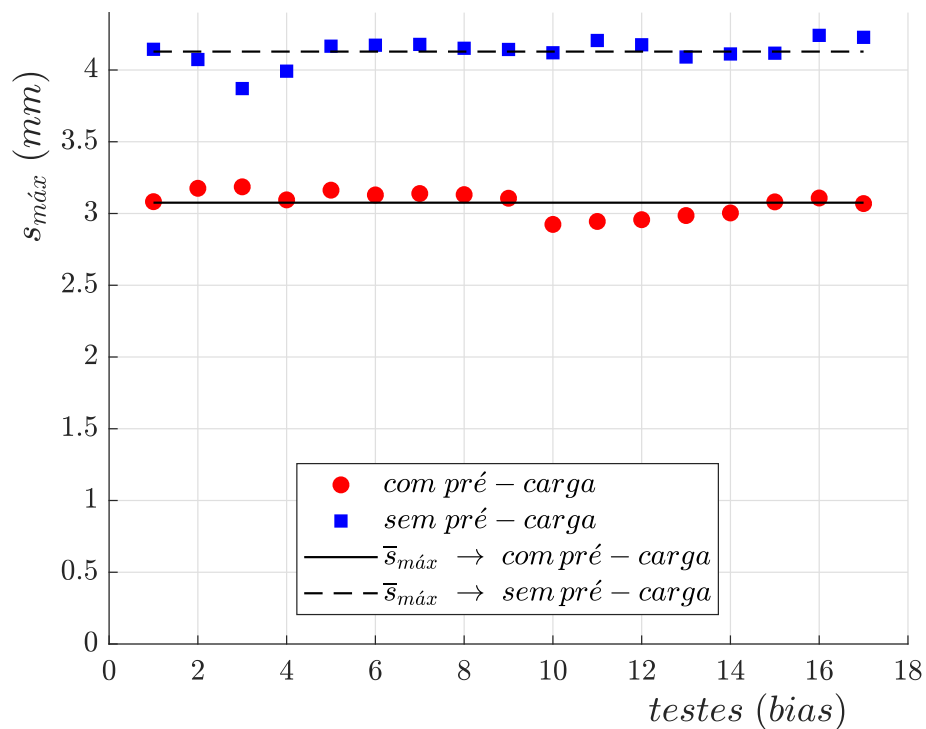
Fonte: Autoria própria.

Figura C.2: Abertura máxima do centro da válvula em função dos testes, para $Re = 8.000$, **com** suporte.



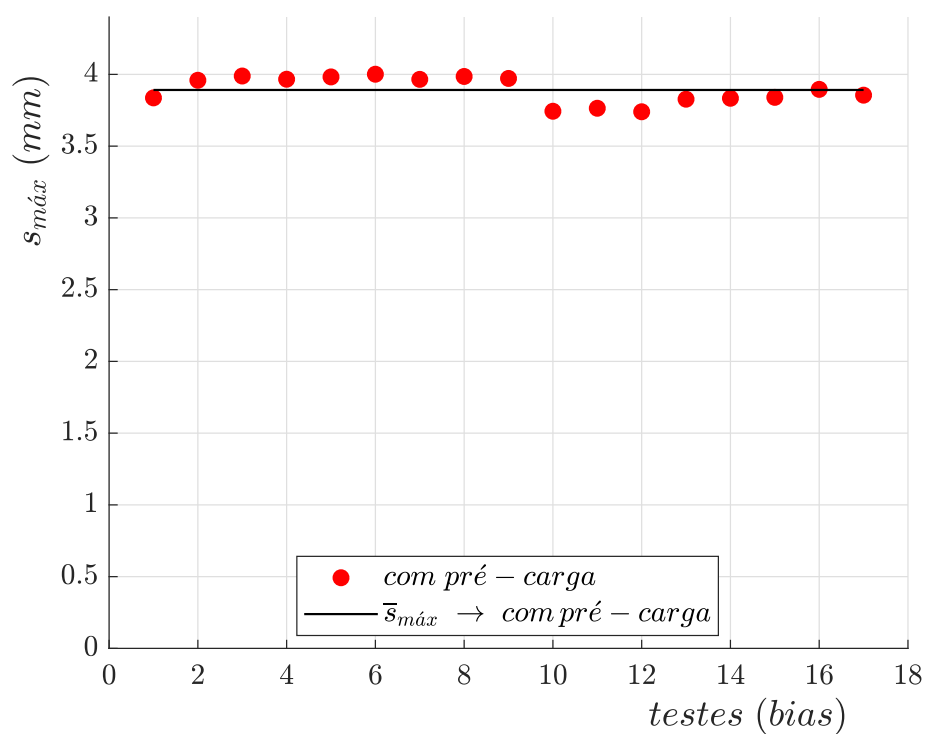
Fonte: Autoria própria.

Figura C.3: Abertura máxima do centro da válvula em função dos testes, para $Re = 12.000$, **com** suporte.



Fonte: Autoria própria.

Figura C.4: Abertura máxima do centro da válvula em função dos testes, para $Re = 16.000$, com suporte.

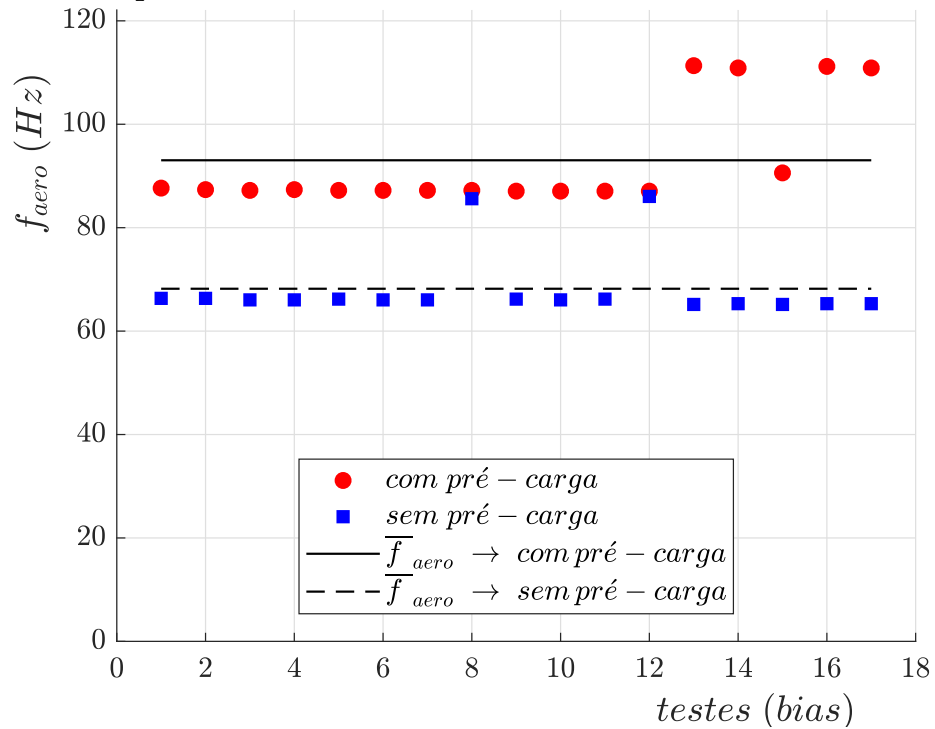


Fonte: Autoria própria.

C.2 FREQUÊNCIA DE OSCILAÇÃO DA VÁLVULA – FIXAÇÃO COM SUPORTE

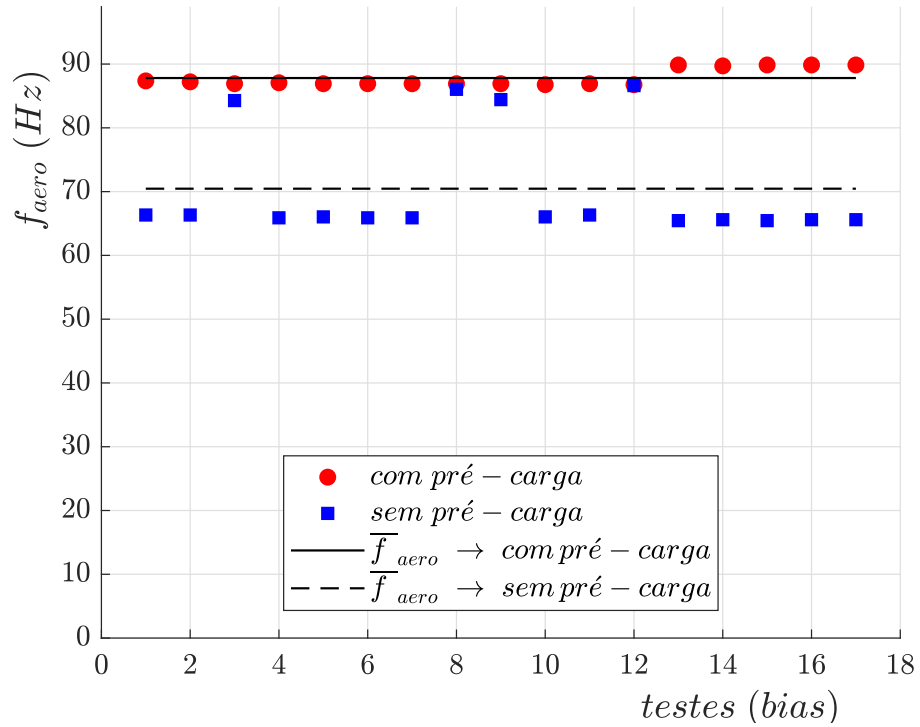
Nas Figuras C.5 a C.8 vemos os resultados da frequência do primeiro modo aeroelástico. Essas figuras estão as Tabela 9 que também é apresentada na seção de resultados experimentais.

Figura C.5: Frequência do primeiro modo aeroelástico em função dos testes, para $Re = 6.000$, com suporte.



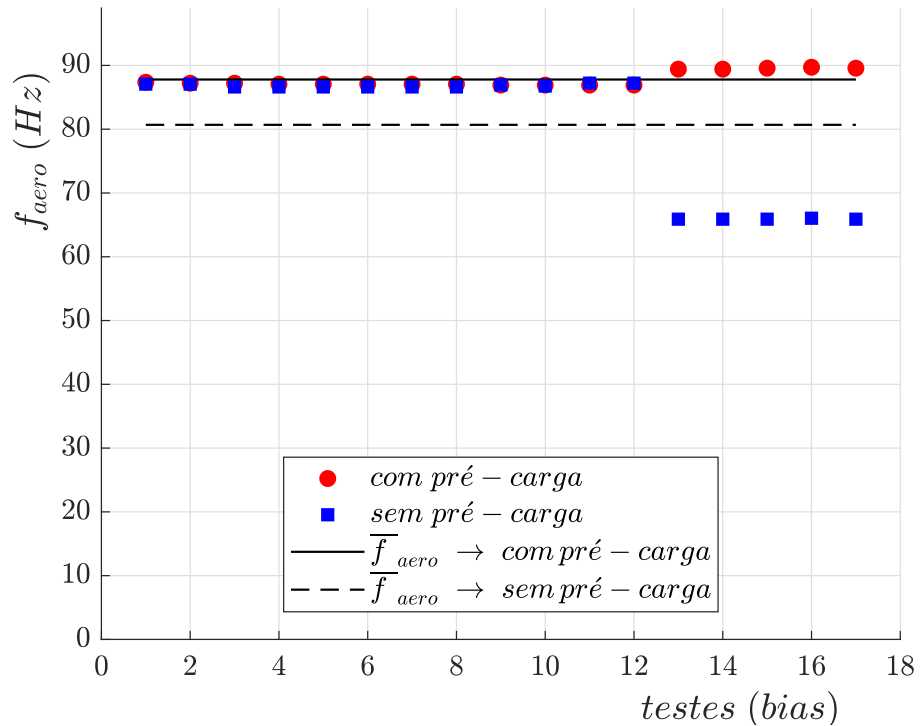
Fonte: Autoria própria.

Figura C.6: Frequência do primeiro modo aeroelástico em função dos testes, para $Re = 8.000$, **com** suporte.



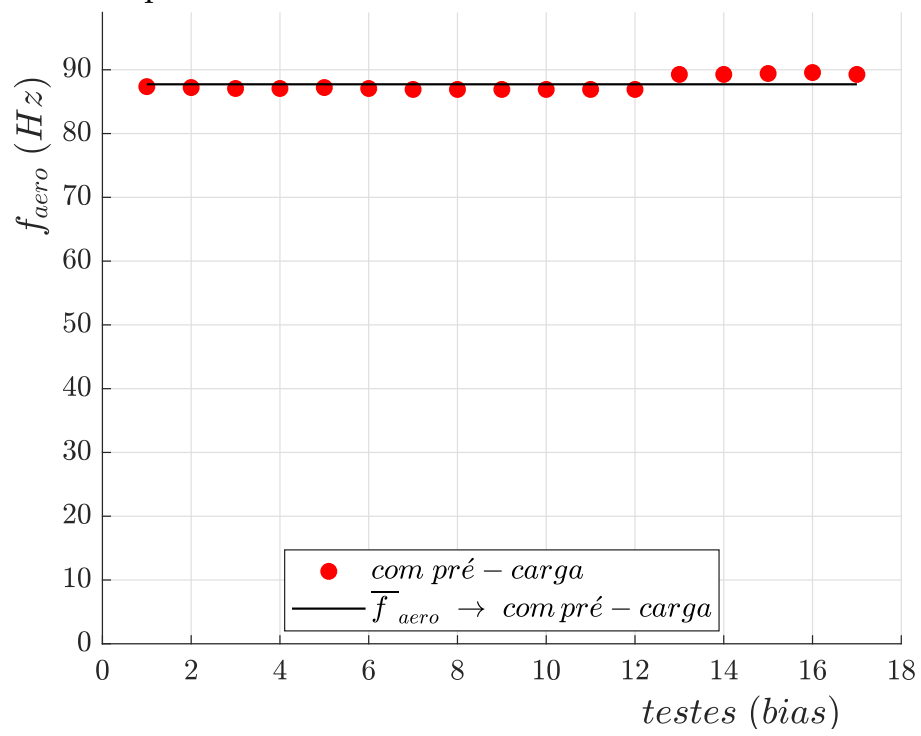
Fonte: Autoria própria.

Figura C.7: Frequência do primeiro modo aeroelástico em função dos testes, para $Re = 12.000$, **com** suporte.



Fonte: Autoria própria.

Figura C.8: Frequência do primeiro modo aeroelástico em função dos testes, para $Re = 16.000$, com suporte.



Fonte: Autoria própria.