



INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES
Autarquia Associada à Universidade de São Paulo

**Modelo numérico para cálculo de transitório hidráulico com separação de
coluna e interação fluido-estrutura**

JOSIE AGUILA ALVES DE CAMPOS

**Dissertação apresentada como parte dos
requisitos para obtenção do Grau de
Mestre em Ciências na Área
de Tecnologia Nuclear - Reatores**

**Orientador:
Prof. Dr. Marcelo da Silva Rocha**

São Paulo

2023

INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES
Autarquia Associada à Universidade de São Paulo

**Modelo numérico para cálculo de transitório hidráulico com separação de
coluna e interação fluido-estrutura**

Versão Corrigida

Versão Original disponível no IPEN

JOSIE AGUILA ALVES DE CAMPOS

**Dissertação apresentada como parte
dos requisitos para obtenção do Grau
de Mestre em Ciências na Área
de Tecnologia Nuclear - Reatores**

**Orientador:
Prof. Dr. Marcelo da Sila Rocha**

São Paulo

2023

DEDICATÓRIA

A minha família

RESUMO

CAMPOS, Josie A. A. **Modelo numérico para cálculo de transitório hidráulico com separação de coluna e interação fluido-estrutura**. 2023. 111 p. Dissertação (Mestrado em Tecnologia Nuclear) Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares – IPEN, São Paulo.

Falha de energia de bombas, ações repentinas de válvulas e a operação de sistemas de controle automático são todos capazes de gerar ondas de alta pressão denominadas transitórios hidráulicos (TH). A severidade do fenômeno, assim como os danos causados, podem ser tais que este torna-se um ponto de atenção em projetos de transporte de fluidos. Este trabalho trata do estudo do fenômeno e do desenvolvimento de um código numérico computacional, dos TH com interação fluido-estrutura (IFE) e separação de coluna em uma dimensão em sistemas de tubulações de transporte de fluidos. O modelo de IFE foi considerado como problema de condições inicial e de contorno, representado por um sistema de equações diferenciais parciais hiperbólicas que descrevem, simultaneamente, a propagação de ondas de pressão no líquido e de ondas de esforços axiais na estrutura. A separação de coluna é tratada como condição de contorno. O método das características (MC), associado ao método de interpolações lineares, foi utilizado para a resolução do sistema de equações diferenciais parciais hiperbólicas. O modelo numérico proposto foi validado com dados experimentais base do artigo (BERGANT, ANTON et al., 2005) cedidos pelo autor. para um sistema composto por um reservatório com nível constante à montante com um tubo único, reto e uma válvula acoplada à jusante rigidamente fixa. O modelo numérico unidimensional (1D), baseado em formulações matemáticas propostas por (TIJSSELING, 1993) e (BERGANT, ANTON et al., 2008), foi implementado na linguagem *Python*® para analisar IFE e separação de coluna em um sistema reservatório-tubo-válvula.

Palavras-chave: Transitórios hidráulicos, interação fluido-estrutura, cavitação, coluna de separação.

ABSTRACT

CAMPOS, Josie A. A. **Numerical model for calculation of hydraulic transient with column separation and fluid-structure interaction.** 2023. 111 p. Dissertação (Mestrado em Tecnologia Nuclear) Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares – IPEN, São Paulo

Pump power failure, sudden valve actions, and the operation of automatic control systems are all capable of generating high pressure waves called hydraulic transients (HT). The severity of the phenomenon, as well as the damage caused, can be such that this becomes a point of attention in fluid transport projects. This work deals with the study of the phenomenon and the development of a numerical computational code, of HT with fluid-structure interaction (FSI) and column separation (CS) in one dimension in fluid transport piping systems. The FSI model was considered as a problem of initial and boundary conditions, represented by a system of hyperbolic partial differential equations that simultaneously describe the propagation of pressure waves in the liquid and of axial force waves in the structure. Column separation is treated as a boundary condition. The method of characteristics (MOC), associated with linear interpolations, was used to solve the system of hyperbolic partial differential equations. The proposed numerical model was validated with experimental data based on the article (BERGANT, ANTON et al., 2005) provided by author. for a system consisting of a reservoir with constant level at upstream with a single, straight pipe and a rigidly fixed downstream coupled valve. The one-dimensional numerical model (1D) based on mathematical formulations proposed by (TIJSSELING, 1993) and (BERGANT, ANTON et al., 2008) was implemented in the *Python*[®] language to analyze FSI and column separation in a reservoir-pipe-valve system.

Keywords: Hydraulic transients, fluid-structure interaction, cavitation, column separation.

SUMÁRIO

	Página
DEDICATÓRIA	3
RESUMO	4
ABSTRACT	5
SUMÁRIO	6
LISTA DE FIGURAS	9
LISTA DE TABELAS	11
SIMBOLOGIAS E ABREVIATURAS	12
1 INTRODUÇÃO	16
2 OBJETIVOS	18
3 REVISÃO DA LITERATURA	19
3.1 Transitórios hidráulicos	19
3.1.1 Transitórios em reatores nucleares:	23
3.2 Cavitação e separação de coluna.....	25
3.3 Dinâmica estrutural	31
3.4 Interação fluido - estrutura (IFE)	31
3.4.1 Graus de liberdade (GL)	33
3.4.2 Acoplamentos	33
3.5 Método das características (MC)	34
3.6 Modelagem numérica	34
3.6.1 Premissas	34
3.6.2 Transitório hidráulico (TH)	35
3.6.2.1 O modelo de cavidade de vapor discreta (DVCM)	36
3.6.2.2 Condição de contorno: reservatório	41
3.6.2.3 Condição inicial: estado estacionário	42
3.6.2.4 Condição de contorno: válvula	42
3.6.3 Transitório hidráulico (TH) com interação fluido-estrutura (IFE)	43
3.6.3.1 Módulo de elasticidade do fluido (K_f).....	43
3.6.3.2 Velocidade do som no fluido (c)	43
3.6.3.3 Equações governantes	45
3.6.3.4 Método das características aplicado às equações governantes ..	51
3.6.3.5 Condição inicial – Regime estacionário	55

3.6.3.6	Condição de contorno a montante – Reservatório	56
3.6.3.7	Condição de contorno a jusante – Válvula fechada	56
3.6.3.8	Condição de contorno - Separação de coluna	56
3.6.3.9	Malhas computacionais.....	57
3.6.3.10	Convergência e estabilidade	60
4	METODOLOGIA.....	61
4.1	Código computacional	62
4.2	Parâmetros	64
4.2.1	Espaçamento da malha (<i>grid</i>).....	64
4.2.2	Tempo máximo de simulação.....	64
4.2.3	Modelagem da válvula.....	65
4.2.4	Fator de ponderação no tempo (ψ).....	65
4.3	Validação	65
5	RESULTADOS E DISCUSSÃO.....	69
5.1	Custo computacional	70
5.2	Efeito da ponderação no tempo (ψ)	70
5.3	Transitório hidráulico e IFE - efeito de separação de coluna.	72
5.4	Espaçamento da malha (N_x)	74
5.4.1	Variação de N_x para $v_0 = 0,30$ m/s, $\psi = 1,0$	75
5.4.2	Variação de N_x para $v_0 = 0,30$ m/s, $\psi = 0,55$	77
5.4.3	Variação de N_x para $v_0 = 1,40$ m/s, $\psi = 1,0$	79
5.4.4	Variação de N_x para $v_0 = 1,40$ m/s, $\psi = 0,55$	81
5.5	Efeito do tempo de fechamento da válvula (t_c).....	83
5.5.1	Variação de t_c para pressões no ponto médio da tubulação	83
5.5.2	Variação de t_c para pressões na válvula	85
5.6	Validação	86
5.6.1	Comparativo com dados experimentais para velocidade inicial de fluxo 0,30 m/s.....	86
5.6.2	Comparativo com dados experimentais para velocidade inicial de fluxo 1,40 m/s.....	90
5.6.3	Tensão axial na tubulação	92
5.6.4	Considerações.....	94

6	CONCLUSÕES.....	95
7	SUGESTÕES E CONTINUIDADE.....	96
8	BIBLIOGRAFIA	97
	APÊNDICE – TABELAS DE PROPRIEDADES E PARÂMETROS	107

LISTA DE FIGURAS

FIGURA 1 - FLUXO EM REGIME PERMANENTE DE UM RESERVATÓRIO NA AUSÊNCIA DE ATRITO.....	19
FIGURA 2 - EVOLUÇÃO DE UMA ONDA DE PRESSÃO NA TUBULAÇÃO ILUSTRADA NA FIGURA 1.	20
FIGURA 3 - TRANSITÓRIOS HIDRÁULICOS REPORTADOS POR ANO.....	24
FIGURA 4 - TRANSITÓRIOS HIDRÁULICOS CLASSIFICADOS POR TIPO DE DANO SEVERO.....	24
FIGURA 5. PULSO DE PRESSÃO DE CURTA DURAÇÃO. (A) SISTEMA RESERVATÓRIO-TUBO-VÁLVULA. (B) CAMINHOS DE ONDA EM PLANO X-T. (C) HISTÓRICO DA ALTURA MANOMÉTRICA NA VÁLVULA.	28
FIGURA 6 - CATEGORIAS DE INTERAÇÃO FLUIDO-ESTRUTURA.	32
FIGURA 7 - REPRESENTAÇÃO DO ACOPLAMENTO LÍQUIDO-TUBULAÇÃO.....	33
FIGURA 8 - REPRESENTAÇÃO DO MODELO DE CAVIDADE DISCRETA.....	36
FIGURA 9 - MÉTODO DAS CARACTERÍSTICAS - MALHA ESCALONADA PARA SISTEMA RESERVATÓRIO- TUBULAÇÃO-VÁLVULA.	37
FIGURA 10 - MALHA PARA MÉTODO DAS CARACTERÍSTICAS COM FLUIDO BIFÁSICO.....	40
FIGURA 11. DELIMITAÇÃO DE VALIDADES DAS CONDIÇÕES.....	41
FIGURA 12 - VISTA DO PLANO X - R. AÇÃO DAS TENSÕES NA TUBULAÇÃO.	48
FIGURA 13 - VISTA DO PLANO R - ϕ . AÇÃO DAS TENSÕES RADIAIS NO ELEMENTO DA TUBULAÇÃO.....	48
FIGURA 14 - LINHAS CARACTERÍSTICAS QUE PASSAM PELO PONTO P NO PLANO X - T.	53
FIGURA 15 - PONTO P NA EXTREMIDADE.....	55
FIGURA 16 - PONTOS DA MALHA E LINHAS CARACTERÍSTICAS.	58
FIGURA 17 - PONTOS DA MALHA E LINHAS CARACTERÍSTICAS APÓS AJUSTE DA VELOCIDADE DE ONDA.	59
FIGURA 18 - INTERPOLAÇÕES SÃO NECESSÁRIAS NAS VIZINHANÇAS DAS EXTREMIDADES DA TUBULAÇÃO (INTERPOLAÇÃO NECESSÁRIA).	59
FIGURA 19 - FLUXOGRAMA DO MÉTODO DAS CARACTERÍSTICAS.....	66
FIGURA 20 - FLUXOGRAMA DO MÉTODO DVCM.	67
FIGURA 21 - FLUXOGRAMA DO TRANSITÓRIO HIDRÁULICO COM INTERAÇÃO FLUIDO ESTRUTURA.....	68
FIGURA 22. HMP E HV COM $v_0 = 0,30$ M/S PARA $\psi = 0,55$ E $\psi = 1,0$	71
FIGURA 23. HMP E HV COM $v_0 = 1,40$ M/S PARA $\psi = 0,55$ E $\psi = 1,0$	72
FIGURA 24. RESULTADO COMPARATIVO DOS OUTPUTS DOS CÓDIGOS TH_IFE E TH_IFE_SC COM $v_0 =$ $0,30$ M/S, $N_x = 64$ E $T_C = 0,009$ S.	73
FIGURA 25. RESULTADO COMPARATIVO DOS OUTPUTS DOS CÓDIGOS TH_IFE E TH_IFE_SC COM $v_0 =$ $1,40$ M/S, $N_x = 64$ E $T_C = 0,009$ S.	73
FIGURA 26. ALTURA MANOMÉTRICA NO PONTO MÉDIO DA TUBULAÇÃO COM VARIAÇÃO DE N_x , $v_0 = 0,30$ M/S E $\psi = 1,0$	75
FIGURA 27. ALTURA MANOMÉTRICA NA VÁLVULA COM VARIAÇÃO DE N_x , $v_0 = 0,30$ M/S E $\psi = 1,0$	76
FIGURA 28. ALTURA MANOMÉTRICA NO PONTO MÉDIO DA TUBULAÇÃO COM VARIAÇÃO DE N_x , $v_0 = 0,30$ M/S E $\psi = 0,55$	77
FIGURA 29. ALTURA MANOMÉTRICA NA VÁLVULA COM VARIAÇÃO DE N_x , $v_0 = 0,30$ M/S E $\psi = 0,55$	78

FIGURA 30. ALTURA MANOMÉTRICA NO PONTO MÉDIO DA TUBULAÇÃO COM VARIAÇÃO DE Nx , $v_0 = 1,40$ M/S E $\psi = 1,0$.	79
FIGURA 31. ALTURA MANOMÉTRICA NA VÁLVULA COM VARIAÇÃO DE Nx , $v_0 = 1,40$ M/S E $\psi = 1,0$.	80
FIGURA 32. ALTURA MANOMÉTRICA NO PONTO MÉDIO DA TUBULAÇÃO COM VARIAÇÃO DE Nx , $v_0 = 1,40$ M/S $\psi = 0,55$.	82
FIGURA 33. ALTURA MANOMÉTRICA NA VÁLVULA COM VARIAÇÃO DE Nx , $v_0 = 1,40$ M/S $\psi = 0,55$.	83
FIGURA 34. VARIAÇÃO DE TC PARA HMP, $v_0 = 0,30$ M/S, $Nx = 64$ E $\psi = 1,0$.	84
FIGURA 35. VARIAÇÃO DE TC PARA HMP, $v_0 = 1,40$ M/S, $Nx = 64$ E $\psi = 1,0$.	84
FIGURA 36. VARIAÇÃO DE TC PARA HV, $v_0 = 0,30$ M/S, $Nx = 64$ E $\psi = 1,0$.	85
FIGURA 37. VARIAÇÃO DE TC PARA HV, $v_0 = 1,40$ M/S, $Nx = 64$ E $\psi = 1,0$.	86
FIGURA 38. COMPARATIVO COM DADOS EXPERIMENTAIS PARA PONTO MÉDIO DA TUBULAÇÃO ($v_0 = 0,30$ M/S E $\psi = 1,0$).	87
FIGURA 39. COMPARATIVO COM DADOS EXPERIMENTAIS NA VÁLVULA ($v_0 = 0,30$ M/S E $\psi = 1,0$).	89
FIGURA 40. COMPARATIVO COM DADOS EXPERIMENTAIS PARA PONTO MÉDIO DA TUBULAÇÃO ($v_0 = 1,40$ M/S E $\psi = 1,0$).	90
FIGURA 41. COMPARATIVO COM DADOS EXPERIMENTAIS NA VÁLVULA ($v_0 = 1,40$ M/S E $\psi = 1,0$).	91
FIGURA 42. ALTURA MANOMÉTRICA E TENSÃO AXIAL NO PONTO MÉDIO DA TUBULAÇÃO ($v_0 = 0,30$ M/S, $Nx =$ 64 E $\psi = 1$).	93
FIGURA 43. ALTURA MANOMÉTRICA E TENSÃO AXIAL NO PONTO MÉDIO DA TUBULAÇÃO ($v_0 = 1,40$ M/S, $Nx =$ 64 E $\psi = 1$).	94

LISTA DE TABELAS

TABELA 1. CONFIGURAÇÃO COMPUTACIONAL UTILIZADA	70
TABELA 2. TEMPOS DE PROCESSAMENTO	70
TABELA 3. NX E SEUS CORRESPONDENTES ΔX E ΔT , $v_0 = 0,30$ M/S.....	75
TABELA 4. ALTURA MANOMÉTRICA MÁXIMO NO PONTO MÉDIO DA TUBULAÇÃO PARA CADA NX, $v_0 = 0,30$ M/S E $\psi = 1,0$	76
TABELA 5. ALTURA MANOMÉTRICA NA VÁLVULA PARA CADA NX, $v_0 = 0,30$ M/S E $\psi = 1,0$	77
TABELA 6. ALTURA MANOMÉTRICA MÁXIMO NO PONTO MÉDIO DA TUBULAÇÃO PARA CADA NX, $v_0 = 0,30$ M/S E $\psi = 0,55$	78
TABELA 7. ALTURA MANOMÉTRICA NA VÁLVULA PARA CADA NX, $v_0 = 0,30$ M/S E $\psi = 0,55$	78
TABELA 8. NX E SEUS CORRESPONDENTES ΔX E ΔT , $v_0 = 1,40$ M/S.....	79
TABELA 9. ALTURA MANOMÉTRICA MÁXIMO NO PONTO MÉDIO DA TUBULAÇÃO PARA CADA NX, $v_0 = 1,40$ M/S E $\psi = 1,0$	80
TABELA 10. ALTURA MANOMÉTRICA NA VÁLVULA PARA CADA NX, $v_0 = 1,40$ M/S E $\psi = 1,0$	81
TABELA 11. ALTURA MANOMÉTRICA MÁXIMA NO PONTO MÉDIO DA TUBULAÇÃO PARA CADA NX, $v_0 = 1,40$ M/S E $\psi = 0,55$	82
TABELA 12. HMP MÁXIMO E TEMPO DE OCORRÊNCIA PARA CADA NX, $v_0 = 0,30$ M/S E $\psi = 1,0$	88
TABELA 13. HV MÁXIMO E TEMPO DE OCORRÊNCIA PARA CADA NX, $v_0 = 0,30$ M/S E $\psi = 1,0$	89
TABELA 14. HMP MÁXIMO E TEMPO DE OCORRÊNCIA PARA CADA NX, $v_0 = 1,40$ M/S E $\psi = 1,0$	91
TABELA 15. HV MÁXIMO E TEMPO DE OCORRÊNCIA PARA CADA NX, $v_0 = 1,40$ M/S E $\psi = 1,0$	92
TABELA 16. PROPRIEDADES E PARÂMETROS PARA A SIMULAÇÃO $v_0 = 0,30$ M/S E $\psi = 0,55$	107
TABELA 17. PROPRIEDADES E PARÂMETROS PARA A SIMULAÇÃO $v_0 = 1,40$ M/S E $\psi = 0,55$	108
TABELA 18. PROPRIEDADES E PARÂMETROS PARA A SIMULAÇÃO $v_0 = 0,30$ M/S E $\psi = 1,0$	109
TABELA 19. PROPRIEDADES E PARÂMETROS PARA A SIMULAÇÃO $v_0 = 1,40$ M/S E $\psi = 1,0$	110
TABELA 20. PROPRIEDADES E PARÂMETROS PARA A SIMULAÇÃO DE ESCOAMENTO SEM OCORRÊNCIA DE CAVITAÇÃO ($v_0 = 0,10$ M/S E $\psi = 1,0$).	111

SIMBOLOGIAS E ABREVIATURAS

1D - Uma dimensão

2D - Duas dimensões

A_{in} - Área interna do tubo, [m²]

A_t - Área da seção transversal da seção anular do tubo, [m²]

ASME - *American Society of Mechanical Engineers*

BWR - Boiling Water Reactor

c - velocidade do som no fluido, [m/s]

c_0 - velocidade do som no fluido não confinado, [m/s]

c_1 - velocidade do som no fluido incompressível em tubo elástico, [m/s]

\tilde{c}_f - velocidade ajustada do som no fluido, [m/s]

c_f - velocidade real do som no fluido, [m/s]

c_t - velocidade da onda de tensão na parede do tubo, [m/s]

\tilde{c}_t - velocidade ajustada da onda de tensão na parede do tubo, [m/s]

C⁻ - equação característica negativa

C⁺ - equação característica positiva

CFL - Courant-Friedrich-Lewy

D_{in} - Diâmetro interno do tubo, [m]

DIN - *Deutsches Institut für Normung*

DVCM - modelo de cavidade de vapor discreta

dx - espaçamento (*grid*) infinitesimal da malha no espaço, [m]

dy - espaçamento (*grid*) infinitesimal da malha no tempo, [s]

E - Módulo de Young, [Pa]

e - espessura da parede do tubo, [m]

EDO - equação diferencial ordinária

EDP - equação diferencial parcial

f - fator de fricção de Darcy-Weisback

F_z - força axial devido à gravidade

GL - graus de liberdade

H - altura manométrica piezométrica

H_b - altura manométrica barométrica, [m]

H_0 - altura manométrica piezométrica no estado estacionário, [m]

H_i^t - altura manométrica piezométrica no ponto i e tempo t , [m]

$H_{i+1}^{t-\Delta t}$ - altura manométrica piezométrica no ponto $(i+1)$ e tempo $(t-\Delta t)$, [m]

$H_{i-1}^{t-\Delta t}$ - altura manométrica piezométrica no ponto $(i-1)$ e tempo $(t-\Delta t)$, [m]

H_{max} - altura manométrica máxima, [m]

H_{mp} - altura manométrica no ponto médio longitudinal da tubulação, [m]

H_{res} - altura manométrica no reservatório, [m]

H_{vap} - altura manométrica de vapor na temperatura T, [m]

i - passo no espaço

IFE - interação fluido-estrutura

IFE_TH - TH com IFE

IFE_TH_SC - TH com IFE e separação de coluna

j - passo no tempo

K_f - módulo de elasticidade do fluido

l - comprimento máximo da cavidade de vapor

LE - linha de energia

LP - linha piezométrica

m - constante ajustável

MC - método das características

NC - número de Courant

OSI - *Open Source Initiative*

P ou p - pressão, [Pa]

\bar{P} - pressão média axial, [Pa]

P_{ext} - pressão externa, [Pa]

P_{vap} - pressão de vapor absoluta na temperatura T, [Pa]

PWR - *Pressure Water Reactor*

$(Q_{in})_i^t$ - vazão de entrada no ponto i e tempo t , [m³/s]

Q_i^t - vazão no ponto i e tempo t , [m³/s]

$(Q_{in})_{i+1}^{t-\Delta t}$ - vazão de entrada no ponto $(i+1)$ e tempo $(t-\Delta t)$, [m³/s]

$Q_{i-1}^{t-\Delta t}$ - vazão no ponto $(i-1)$ e tempo $(t-\Delta t)$, [m³/s]

Q_0 - vazão no estado estacionário, [m³/s]

Q_v - vazão de descarga na válvula, [m³/s]

r - coordenada radial

R_{in} - raio interno do tubo, [m²]

T - temperatura, [°C]

t - tempo, [s]

t_c - tempo de fechamento real da válvula, [s]

TH - transitório hidráulico

$t_{\text{máx. simulação}}$ - tempo máximo de simulação, [s]

$t_{\text{travessia}}$ - tempo de travessia da onda de pressão de *upstream* para *downstream*, [s]

u_x - deslocamento longitudinal da tubulação, [m]

\dot{u}_x - velocidade axial da tubulação, [m/s]

$\overline{\dot{u}_x}$ - velocidade média axial da tubulação, [m/s]

\ddot{u}_x - aceleração longitudinal da tubulação, [m/s²]

\dot{u}_r - velocidade radial da tubulação, [m/s]

$\overline{\dot{u}_r}$ - velocidade média radial da tubulação, [m/s]

V - volume, [m³]

VC - volume de controle

V_{cv} - volume da cavidade de vapor, [m³]

v_f - velocidade do fluido, [m/s]

v_r - velocidade radial do fluido, [m/s]

$v_{r,ext}$ - velocidade radial do fluido externo, [m/s]

$v_{rel,f}$ - velocidade relativa entre o fluido e a parede do tubo, [m/s]

v_x - velocidade axial do fluido, [m/s]

v_0 - velocidade do fluido, [m/s]

\bar{v} - velocidade média axial, [m/s]

x - coordenada longitudinal espacial

α - fração de vapor

ΔH - aumento instantâneo de altura manométrica previsto por Joukowsky, [m]

ΔH_v - diminuição de altura manométrica na válvula, [m]

ΔP - variação de pressão, [Pa]

Δv - variação de velocidade, [m/s]

Δv_{cv} - diminuição da velocidade de retorno do fluido, [m/s]

Δx - espaçamento (*grid*) da malha no espaço, [m]

Δy - espaçamento (*grid*) da malha no tempo, [s]

μ_f - viscosidade dinâmica do fluido, [Pa.s]

ν - coeficiente de Poisson, [Pa]

θ - inclinação da tubulação em relação ao nível de referência, [rad]

ρ_f - massa específica do fluido, [kg/m³]

ρ_t - massa específica do material da tubulação, [kg/m³]

ψ - fator de ponderação numérico

γ_f - peso específico do fluido, [N/m³]

τ_v - constante de tempo adimensional de fechamento da válvula

τ_{xr} ou τ_{rx} - tensão de cisalhamento, [N/m²]

σ_{mp} - tensão axial no ponto médio da tubulação, [N/m²]

σ_r - tensão de radial, [N/m²]

σ_x - tensão de axial, [N/m²]

$\overline{\sigma_x}$ - tensão média axial, [N/m²]

σ_ϕ - tensão circunferencial, [N/m²]

$\overline{\sigma_\phi}$ - tensão média circunferencial, [N/m²]

1 INTRODUÇÃO

Preponderantemente, pesquisas e projetos de engenharia sobre transporte de fluidos têm como premissa o escoamento em regime permanente. No entanto, mudanças abruptas em condições de fluxo constantes em decorrência de manobras do sistema como, por exemplo, rápido fechamento ou abertura de válvulas, ou parada e partida de bombas; resultando em transientes hidráulicos também conhecidos como golpes de aríete ou transitório hidráulico.

Os picos de pressões gerados podem ser positivos (sobrepessão) e negativos (subpressão). Esse fenômeno pode, por sua vez, gerar novos picos de pressão que, somados aos anteriores, podem atingir níveis tais que comprometam o sistema e até mesmo o levam ao colapso. Quando a pressão cai abaixo de um certo nível, ocorre a cavitação, devendo ser feita uma distinção entre cavitação gasosa e de vapor.

A cavitação gasosa ocorre quando a pressão cai abaixo da pressão de saturação do gás, de modo que este sai da solução. É um processo relativamente lento em comparação com a cavitação de vapor. Cavitação de vapor ocorre quando a pressão cai à pressão de vapor ou abaixo desta. Cavidades de vapor se formam no líquido como pequenas bolhas dispersas ao longo de grandes extensões de tubo, chamando-se cavitação distribuída; quando essas cavidades coalescem formando uma bolha local ocupando grande parte da seção transversal do tubo, dá-se o nome de coluna de separação. As colunas de separação geralmente ocorrem perto de pontos específicos num sistema de tubulação, como válvulas, bombas, curvas e pontos altos. O colapso das colunas de separação geralmente é acompanhado pelo aumento quase instantâneo da pressão (TIJSSELING, 1996).

Os sistemas de tubulações sofrem forças dinâmicas severas resultantes de aumentos e reduções bruscas de pressão que, por sua vez, afetam a maneira como as ondas de pressão se propagam. Quando essas forças fazem o sistema se mover, a Interação Fluido-Estrutura (IFE) ocorre, de modo que o sistema de tubulações e o fluido não podem ser tratados separadamente e em uma análise teórica: mecanismos de interação devem ser considerados.

Conforme relatado em (ALMEIDA, 2018), embora o transiente hidráulico seja considerado em várias normas de projeto, como ASME e DIN; em nenhuma delas, a IFE é considerada diretamente.

Na prática, as análises de transitórios são realizadas a fim de se avaliar a segurança e integridade dos sistemas a que estão sujeitos. O dimensionamento desses sistemas deve obedecer às normas específicas, que consideram as cargas e esforços, mas também precisam ser analisados mediante condições de anormalidade, como pode ocorrer em um transitório hidráulico com separação de coluna.

Aprofundar o estudo nessa área é fundamental para projetos hidráulicos cada vez mais seguros, sobretudo, em sistemas críticos, como os de instalações nucleares.

Este trabalho trata do desenvolvimento de modelo numérico que utiliza o método das características (MC) para a integração das equações que regem os transitórios hidráulicos em sistemas sujeitos à cavitação e a interação do fluido com a estrutura (tubulação e válvula), para um sistema simplificado.

2 OBJETIVOS

O objetivo do presente trabalho é desenvolver um modelo numérico para a previsão do fenômeno do transitório hidráulico, com conseqüente cavitação (separação de coluna) e dos mecanismos de interação fluido-estrutura para um sistema reservatório-tubulação-válvula.

Acrescido a isso será realizada uma análise crítica do modelo de acoplamento das equações principais, modelo de previsão da cavitação, método de interpolação na malha “espaço x tempo” e, incluirá discussões sobre como a adoção de tais modelos afetam o fenômeno de interação fluido-estrutura.

3 REVISÃO DA LITERATURA

3.1 Transitórios hidráulicos

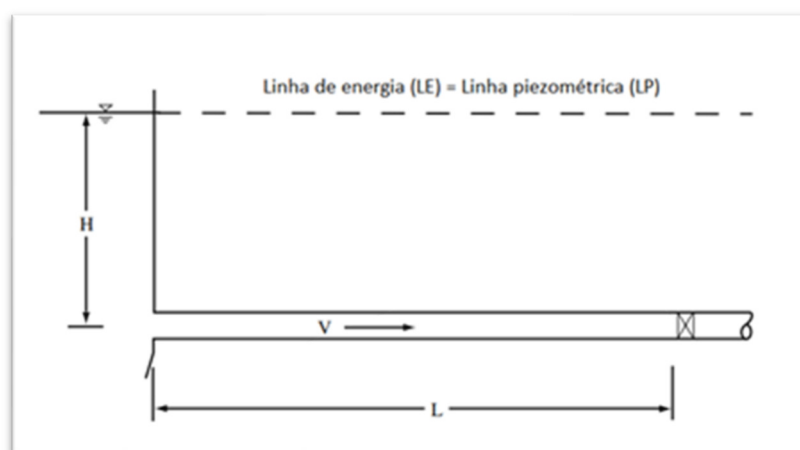
Quando as condições de um escoamento em regime permanente são alteradas, com o tempo, observa-se a transição para um escoamento em regime não permanente, que recebe o nome de Transitórios Hidráulicos (TH).

O TH é um tipo de fluxo instável num sistema de tubulação preenchido com fluido líquido, gerado por mudanças bruscas nas condições de escoamento do fluido. Essas mudanças são geralmente relacionadas ao rápido fechamento e abertura de válvulas, partida e parada de bombas, ruptura de tubulação (TIJSSELING, 1993).

Sob essas condições, os sistemas hidráulicos estão sujeitos a carregamentos ou cargas específicas, devido à variação na quantidade de movimento do fluido.

A Figura 1 (LAROOCK et al., 2000), apresenta um modelo simples de sistema composto por um reservatório, um tubo e uma válvula, no qual o transitório hidráulico é gerado pelo rápido fechamento de válvula.

Figura 1 - Fluxo em regime permanente de um reservatório na ausência de atrito.

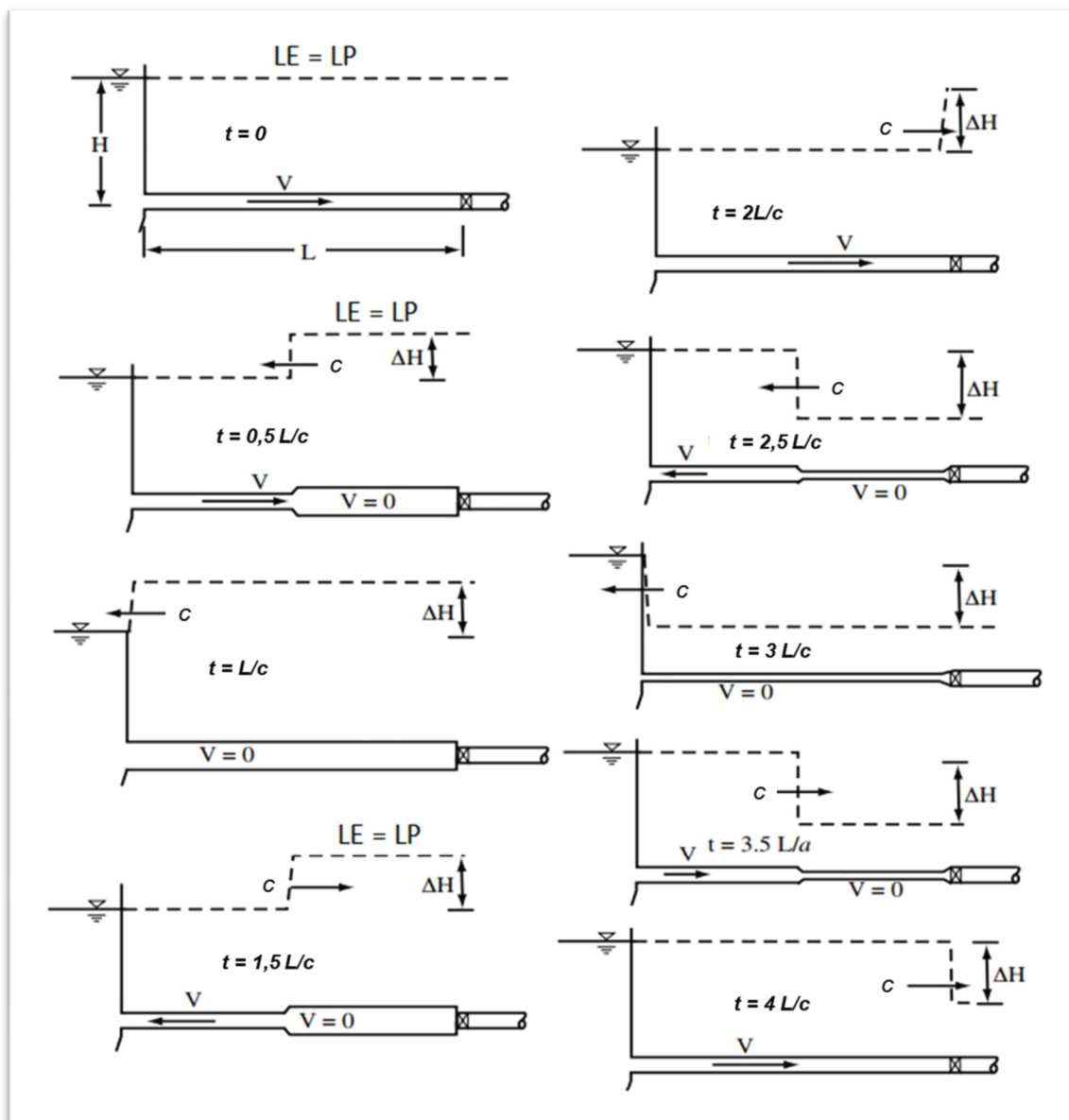


Fonte: (LAROOCK et al., 2000)

Na Figura 2 observa-se como as ondas do TH evoluem com o tempo. Assumindo fluxo constante no tubo com velocidade v . A linha piezométrica (LP) em todo a tubulação é H na ausência de atrito. Alteração na configuração da válvula causará um transiente na tubulação, tanto a montante quanto a jusante da válvula.

Um ciclo completo de um TH, na ausência de atrito viscoso, quando uma válvula é fechada instantaneamente.

Figura 2 - Evolução de uma onda de pressão na tubulação ilustrada na Figura 1.



Adaptado de (LAROCC et al., 2000).

Quando a válvula é instantaneamente fechada, a velocidade do fluido, que escoava no interior da tubulação, é repentinamente forçada a zero. Como consequência, a altura manométrica na válvula aumenta abruptamente em um valor $\Delta H = cv/g$, esse aumento é apenas suficiente para reduzir a quantidade de movimento do fluido à zero.

O aumento da pressão cria imediatamente duas outras mudanças na proximidade válvula: ligeiro aumento (ordem de 0,5%) da seção transversal do tubo e aumento da densidade do fluido.

O aumento na altura manométrica faz que uma onda de pressão se propague para montante com velocidade c , cuja magnitude é uma função das propriedades da tubulação e do fluido.

A frente da onda atinge o reservatório (L/c) segundos após o fechamento da válvula. Nesse instante, a velocidade é zero em toda a tubulação, a altura manométrica passa a ser $(H + \Delta H)$ em toda sua extensão.

Nessas condições, o fluido no tubo próximo à conexão do reservatório não está localmente em equilíbrio, uma vez que a altura manométrica no reservatório é apenas H . Portanto, o fluido começa a escoar em direção à região de menor pressão (o reservatório). Na ausência de atrito, essa velocidade para a esquerda é igual em magnitude à velocidade inicial, pois é impulsionada pelo mesmo incremento de carga ΔH ; e a fonte de líquido para este fluxo é o líquido comprimido que é “acumulado” na seção transversal.

O processo continua a evoluir com o tempo. No tempo ($2L/c$) após o início, a pressão em toda a tubulação voltou ao seu valor original, mas a velocidade da onda de pressão (c) invertida de sua direção original. Neste instante, o “acúmulo” de líquido comprimido é exaurido, e a onda de pressão parece sofrer um reflexo. Ou seja, a altura manométrica diminui ΔH abaixo da altura manométrica inicial, $(H - \Delta H)$, e a queda de pressão juntamente à válvula fechada fazem que a velocidade atrás da frente da onda volte a zero. Por trás dessa onda negativa, a seção transversal da tubulação retrai e o líquido se expande.

No tempo ($3L/c$), essa onda negativa atingiu o reservatório e a velocidade é zero em todos os lugares. No entanto, a altura manométrica próximo à conexão do reservatório, novamente, não está em equilíbrio com a altura manométrica no reservatório, então o fluido é “puxado” do reservatório para o tubo com velocidade v . Atrás da nova onda que avança a altura manométrica está em equilíbrio com o a altura manométrica do reservatório.

No tempo ($4L/c$), a onda atingiu a válvula; neste instante, todas as variáveis retornaram ao estado estacionário inicial (antes de a válvula ser fechada). Esta sequência de eventos é restabelecida indefinidamente em função da hipótese de fluido ideal (ou inexistência de perda de carga, ou inexistência de perda de

energia mecânica, ou inexistência de atrito viscoso). Evidenciando a necessidade de considerá-lo para obter resultados realistas.

Num TH, as ondas de pressão positivas ou negativas geradas no sistema podem ocorrer em amplitude e frequência tais que podem ultrapassar os limites de resistência dos materiais empregados nos componentes, provocando falhas catastróficas (ROCHA, M. S., 1998).

Pressões negativas podem atingir o limite da pressão de vapor do líquido, gerando os efeitos de cavitação, também potencialmente prejudicial.

O primeiro trabalho a respeito de TH é atribuído a Ménébréa (1858) que introduziu a técnica de análise de energia e a descrição do fenômeno (ANDERSON, 1976)

A teoria de TH é baseada nas pesquisas de Joukowsky (1898) e Allievi (1903); estudos baseados numa tubulação na qual escoava água proveniente de um reservatório, e repentinamente tem seu fluxo interrompido na descarga ocasionando um transitório hidráulico (U.S. NUCLEAR REGULATORY RESEARCH, 1997).

A onda de pressão resultante deste transiente viajará para o reservatório de origem na velocidade do som. Esse aumento de pressão é dado pela equação (1).

$$\Delta P = \rho_f c_f \Delta v \quad (1)$$

A equação (1) relaciona a mudança de pressão ΔP com a mudança de velocidade Δv pelo valor constante $\rho_f c_f$.

As simbologias utilizadas nos equacionamentos estão em *Simbologias e abreviaturas*.

Joukowsky usou a velocidade do som que contabiliza a compressibilidade do fluido e a elasticidade das paredes do tubo. Até a década de 1960, o método utilizado para o tratamento matemático de transitórios hidráulicos era o Método Gráfico; mas com o advento dos computadores o Método das Características (MC) tornou-se o comum para uma solução numérica aproximada desses transientes (TIJSSELING, 1993).

3.1.1 Transitórios em reatores nucleares:

Em usinas nucleares de potência, os sistemas de transporte de fluidos operam em condições de altas pressões e temperaturas, onde vapor e água se misturam e são usados para transportar grandes quantidades de energia, há potencial para geração de transiente hidráulico de duas fases (BEUTHE, 1997).

Esses grandes transientes de pressão são uma ameaça à integridade da tubulação e representam uma importante preocupação de segurança. Tais eventos podem causar tempo de inatividade não programado da planta

O TH pode ocorrer em qualquer sistema termohidráulico e pode alcançar níveis de pressão que excedem em muito a pressão de projeto de uma tubulação, podendo levar à falha de integridade.

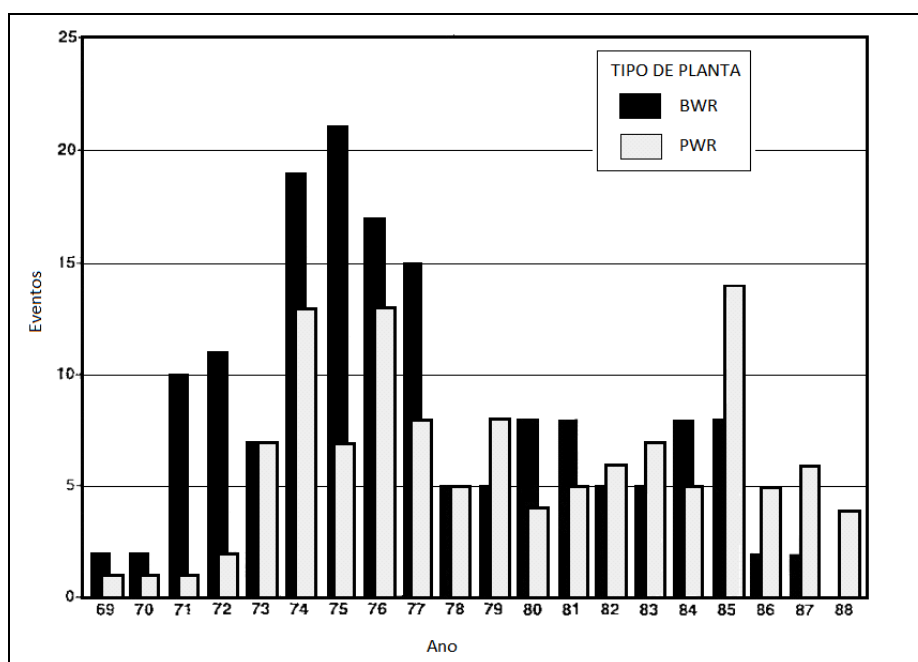
Há três tipos principais de transitório hidráulico severo ocorrendo em usinas de energia que pode resultar em danos significativos à planta (KALIATKA et al., 2006):

- Induzido por operação rápida de válvulas (abertura e fechamento);
- Induzido por vazios (cavitação);
- Induzido por condensação.

Em estudo desenvolvido por (ELECTRIC POWER RESEARCH INSTITUTE, 1996) foram compilados e analisados eventos ocorridos no período de 20 anos:

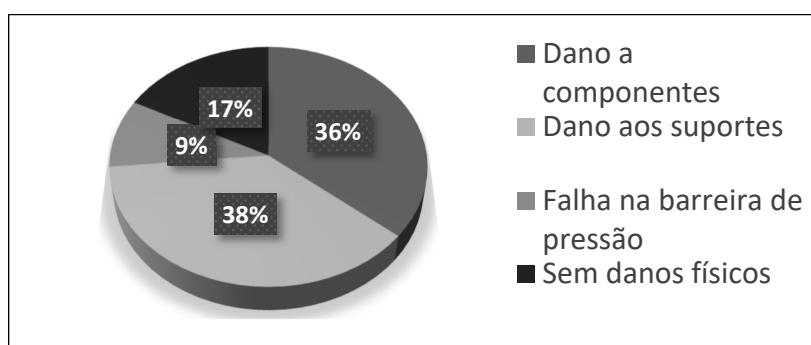
- 198 eventos (1969-1981): 123 em BWR e 71 em PWR (U.S. NUCLEAR REGULATORY COMMISSION, 1982);
- 52 eventos (1981-1988): 19 em BWR e 33 em PWR originários de pesquisas na Sala de Documentos Públicos do NRC dos EUA e Sistema de recuperação bibliográfica (U.S. NRC PUBLIC DOCUMENT BIBLIOGRAPHIC RETRIEVAL SYSTEM, [S.d.]); e
- 12 eventos: 4 em BWR e 8 em PWR (INSTITUTE OF NUCLEAR POWER OPERATIONS; NUCLEAR PLANT RELIABILITY DATA SYSTEM REPORTS, [S.d.]).

Figura 3 - Transitórios hidráulicos reportados por ano.



Fonte: (ELETIC POWER RESEARCH INSTITUTE, 1996)

Figura 4 - Transitórios hidráulicos classificados por tipo de dano severo.



Fonte:(ELETIC POWER RESEARCH INSTITUTE, 1996)

Este levantamento de dados relativos à ocorrência de transitórios hidráulicos enfatiza a necessidade de desenvolvimento de ferramentas que possibilitem a identificação, prevenção, mitigação desses eventos.

A previsão correta desses transientes é de extrema importância para a operação segura da planta.

3.2 Cavitação e separação de coluna

Baixas pressões durante eventos transitórios em tubulações geralmente resultam em cavitação. O termo cavitação é usado para nomear o surgimento e crescimento de cavidades no líquido devido a um transiente no qual a pressão local foi reduzida à pressão de vapor do líquido.

A cavitação altera significativamente a forma da onda de pressão e as equações clássicas de TH para fluxo de líquido não são mais válidas (BERGANT, ANTON et al., 2008).

Dependendo da geometria da tubulação e do gradiente de velocidade do fluido, essas cavidades podem crescer e coalescer a ponto de preencher a seção transversal da tubulação. E recebe o nome de separação de coluna (CHAUDHRY, 2014).

Dois tipos distintos de cavitação podem ocorrer (BERGANT, ANTON; SIMPSON, 1999):

- Localizada (separação de coluna): uma cavidade de vapor discreta com uma grande fração de vazio que pode se formar próximo a, por exemplo, uma válvula fechada ou ponto morto, ou no ponto alto de uma tubulação. Além disso, uma cavidade intermediária pode se formar como resultado da interação de duas ondas de baixa pressão ao longo da tubulação.
- Distribuída: é um tipo de cavitação, por vaporização, que pode se estender por longas seções da tubulação. Esse tipo de cavitação ocorre quando uma onda de rarefação diminui progressivamente a pressão em uma região extensa da tubulação para a pressão de vapor líquido.

A magnitude da fração de vazios (ou fração de vapor) é o critério para a diferenciação dos dois tipos (KRANENBURG, 1974a), definida como a razão entre o volume do vapor e o volume total da mistura líquido/vapor. A fração de vazios (α) depende da magnitude do gradiente de velocidade no fluxo.

A localização e a intensidade da cavitação são influenciadas por vários parâmetros do sistema, incluindo o tipo de transiente (fechamento rápido da válvula, falha da bomba, rejeição de carga da turbina), *layout* do sistema

(dimensões da tubulação, perfil e posicionamento das válvulas) e características do processo de transporte do fluido (vazão do fluido, altura manométrica do sistema, atrito na parede do tubo e propriedades do fluido).

O tamanho da cavidade aumenta até que a diferença entre a pressão interna e a diminuição da pressão externa seja suficiente para romper a tensão superficial da bolha. Uma vez que o tamanho crítico é atingido, a cavidade de vapor torna-se instável e se expande explosivamente num curto período (CHAUDHRY, 2014).

Outra possibilidade é a cavidade tornar-se tão grande que acaba por preencher toda a seção transversal do tubo e então divide o líquido em duas colunas, e essa cavidade de vapor cresce ou diminui de acordo com a dinâmica do sistema.

Separação de coluna refere-se a essa quebra de colunas de líquido em tubulações totalmente preenchidas. Isso pode ocorrer em um TH quando a pressão do fluido cai abaixo da pressão de vapor em locais específicos da tubulação, como extremidades fechadas e o fluxo monofásico passa a ser bifásico.

Em regiões de baixa pressão surgem ondas de rarefação que refletidas como ondas positivas (por exemplo, a partir de um reservatório), comprimem as bolhas na região do fluxo com cavitação e reduzem progressivamente o tamanho da cavidade produzida pela separação de colunas, conseqüentemente a cavidade colapsa e ocorre a junção das colunas separadas resultando em pressões muito elevadas (CHAUDHRY, 2014).

Se a separação da coluna ocorrer em mais de um local em no sistema, resultados experimentais (TANAHASHI; KASAHARA, 1970) mostram que o segundo pico de pressão pode ser maior que o primeiro, embora geralmente o primeiro pico de pressão seja o mais alto.

Isso trouxe a necessidade de desenvolver um modelo de separação de coluna que previsse as pressões que sucedem quando grandes cavidades de vapor colapsam, o tempo dos eventos e a resposta estrutural de tubulações e suportes.

A separação de coluna foi apresentada por Jaeger et al. (1965). e Martin (1973) fornecendo um resumo do desenvolvimento histórico de muitos aspectos do TH. Wylie e Streeter em seus três livros (1967, 1978a e 1993) abordam trabalhos anteriores e incluem seus próprios. De Almeida (1987) traz uma revisão do período de 1978 a 1987. Durante o período 1971 a 1991 um grupo de trabalho *International*

Association for Hydraulic Research (IAHR) realizou um grande esforço de pesquisa em relação à separação de coluna em sistemas hidráulicos, incluindo tópicos sobre nucleação e dinâmica de bolhas, fluxo, modelagem matemática dos fenômenos físicos básicos, simulação numérica de transientes em sistemas hidráulicos industriais, instrumentação e medições laboratoriais e protótipos (BERGANT, A. et al., 2004).

Joukowski (1898) descreve matematicamente muitos dos aspectos físicos da onda de pressão e sua propagação em sistemas líquidos e foi o primeiro a observar e entender o fenômeno de separação de coluna, um trecho de seu trabalho é literalmente transcrito em (BERGANT, A. et al., 2004).

Modelos numéricos de TH fornecem resultados fisicamente precisos, especialmente quanto ao primeiro pico de pressão, quando a pressão no sistema é superior à pressão de vapor líquido (Chaudhry 1979; Wylie e Streeter 1993).

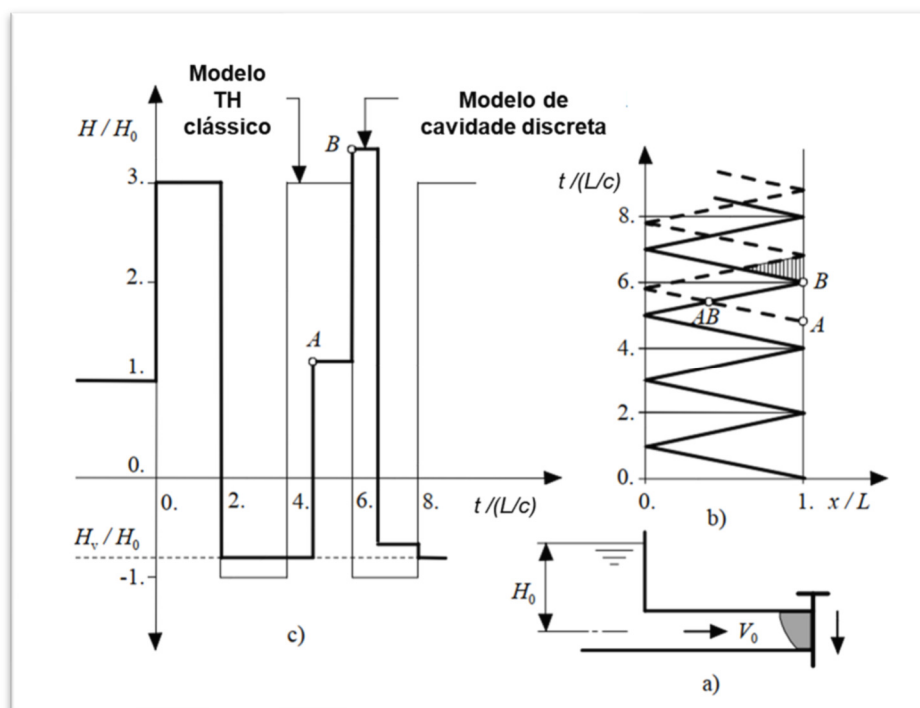
No artigo de (BERGANT, ANTON et al., 2006) é feita uma síntese sobre TH com cavitação, do qual transcreve-se a seguir o desenvolvimento do pico de pressão após colapso de uma cavidade.

O surgimento de picos de pressão severos após o colapso da cavidade foi estudado primeiramente por (ANGUS, 1935). Em um exemplo, a colisão de uma coluna de líquido com uma válvula fechada resultou em um pulso de pressão de curta duração e grande magnitude. A duração do pulso de pressão foi de cerca de um décimo de um período de $2L/a$ (ANGUS, 1937).

Um pulso de pressão de curta duração ($t < 2L/a$) (SIMPSON, A.R., 1986) devido ao colapso da cavidade é exibido na Figura 5 como um retardo no passo da curva de pressão-tempo (tracejada) sobreposta a outra curva de onda de pressão.

Ambos (SIMPSON, A.R., 1986) e (BERGANT, A., 1992) descrevem em detalhes a sequência de eventos que levam a um pulso de pressão de curta duração.

Figura 5. Pulso de pressão de curta duração. (a) Sistema reservatório-tubo-válvula. (b) Caminhos de onda em plano x-t. (c) Histórico da altura manométrica na válvula.



Adaptado de (BERGANT, ANTON et al., 2006)

Para ilustrar o fenômeno utilizou-se um sistema reservatório-tubo horizontal-válvula e fechamento rápido da válvula em como mostrado na Figura 5 (a) pode ser usado para ilustrar esse fenômeno.

O fechamento instantâneo da válvula interrompe o fluxo do líquido. A LP ao longo da tubulação é inicialmente constante (H_0). O aumento instantâneo da altura manométrica na válvula é prevista pela equação de Joukowsky. (2):

$$\Delta H = -\frac{c}{g} \Delta v \quad (2)$$

A onda de pressão viaja em direção ao reservatório, onde reflete negativamente, e retorna para a válvula fechada chegando no tempo $2L/c$ após o fechamento da válvula.

A Figura 5 (b) mostra o padrão de propagação e reflexão de ondas de pressão no sistema. A

Figura 5 (c) mostra as pressões próximas à válvula calculadas com modelo de TH clássico (linha fina) e pelo modelo de cavidade discreta (linha grossa).

O líquido flui na direção inversa (em direção ao reservatório) após o tempo $2L/c$. Paralisação total do fluxo na válvula agora requer uma queda na altura manométrica de $(c/g)v_0$; esta queda de pressão para o caso mostrado Figura 5 (c) (linha fina) resultaria em uma altura manométrica menor que a altura manométrica devido à pressão de vapor do fluido (linha tracejada horizontal).

Quando a pressão cai para a pressão de vapor do líquido (linha grossa na Figura 5 (c)), a velocidade na direção reversa não é reduzida a zero quando a onda de pressão reflete da válvula, mas para (MOSTOWSKY, 1929):

$$v_0 - \Delta v_{cv} = v_0 - \frac{g(H_0 + H_b - p_v/\gamma_f)}{c} \quad (3)$$

Desta maneira, a partir da válvula fechada, o fluxo continua em direção ao reservatório. O líquido se desprende da válvula e neste ponto uma cavidade começa a se formar. A cavidade comporta-se como uma condição de contorno de pressão fixa e ondas de pressão, com tempo de deslocamento L/a , se propagam do e para o reservatório.

A velocidade de retorno do líquido diminui em Δv_{cv} (equação (3)) cada vez que uma onda de pressão reflete na cavidade de vapor. Uma vez que a velocidade na válvula se torna positiva, a cavidade começa a encolher até finalmente colapsar (ponto A na Figura 5 (c)).

A altura manométrica causada pelo colapso da cavidade é menor do que a altura manométrica do TH no início do evento, mas a carga máxima de pressão (maior que Joukowsky) ocorre, neste exemplo, em um tempo de cerca de $6L/c$ na forma de uma estreita curta duração pulso (ponto B na Figura 5 (c)). Este pulso é a superposição das alturas manométricas de colapso da cavidade e da onda do reservatório duplicada devido a sua reflexão na válvula fechada.

A altura manométrica máxima resultante (linha grossa) é maior que a altura manométrica máximo previsto pela equação de Joukowsky (linha fina).

WYLIE e STREETER, 1978 mostram que o tempo de duração da primeira cavidade de vapor e a altura manométrica máxima devido ao colapso de

cavidade de vapor para o caso de fechamento instantâneo de válvula na extremidade da tubulação, respectivamente, pelas equações (4) e (5):

$$t_{cv} = \frac{2c}{g(H_0 + H_b - p_v/\gamma_f)} v_0 \frac{L}{c} = \frac{v_0 c}{g(H_0 + H_b - p_v/\gamma_f)} \frac{2L}{c} \quad (4)$$

$$= \frac{\Delta H}{g(H_0 + H_b - p_v/\gamma_f)} \frac{2L}{c}$$

$$H_{max} = \Delta H + 2(H_0 + H_b - p_v/\gamma_f) \quad (5)$$

Sendo H_{max} pode ser o dobro do valor da altura manométrica obtida por Joukowsky. Segundo (KOTTMANN, 1989) a situação pode ser ainda pior quando cavidades intermediárias se formam, pois o colapso de uma cavidade em pontos intermediários da tubulação podem causar aumentos de pressão de três vezes em relação a prevista por Joukowsky.

A localização e a intensidade da separação da coluna são influenciadas por diversos parâmetros do sistema como a causa do regime transiente, layout da tubulação e características hidráulicas (Bergant 1992; Bergant e Simpson 1999a). A combinação desses parâmetros dificulta a definição de critérios quanto à severidade da cavitação. Diversos pesquisadores dedicaram-se a este tema propondo critérios quantitativos e qualitativos para tratar a severidade da cavitação. FAN e TIJSSELING, 1992 basearam suas medidas na escala de tempo estrutural de vibração de uma tubulação fechada excitada por impacto externo. BERGANT, ANTON e SIMPSON, 1999 realizaram uma análise numérica paramétrica em um sistema reservatório-tubulação-válvula para calcular as condições críticas de fluxo que apresentam diferentes tipos de separação de coluna de acordo com a altura manométrica máxima. Classificaram os regimes transitórios de acordo com o estado físico do fluido e a pressão máxima na tubulação.

Já FANELLI, 2000 resumiu o trabalho experimental realizado entre 1971-1991 pelo IAHR, 2000 para desenvolver e validar modelos implementados em códigos de computador BERNARD, 2013 classificou qualitativamente os regimes transientes como BERGANT et al., 2006:

- Sem cavitação;

- Cavitação, mas a cavidade não colapsa;
- Cavitação com colapso da cavidade, mas sem altas pressões; e
- Cavitação com colapso da cavidade, mas com pressões excessivas.

3.3 Dinâmica estrutural

O interesse no comportamento dinâmico do sistema de tubulação é determinar com precisão as forças de reação, tensões e frequências de ressonância.

Análises de fluxo em regime permanente e transiente fornecem informações sobre o comportamento do fluido em condições operacionais. Já, as análises estática e dinâmica estrutural fornecem informações sobre o comportamento correspondente do sistema de tubulação. A análise do comportamento do fluido fornece pressões e velocidades; a análise estrutural fornece tensões dinâmicas, forças de reação e frequências de ressonância.

Os históricos de pressão, resultantes de uma análise TH, são usados como as cargas excitantes em uma análise dinâmica estrutural. E o movimento do tubo pode afetar significativamente as pressões dinâmicas. Portanto, a interação fluido-estrutura deve ser considerada (TIJSSELING, A. S., 1996).

3.4 Interação fluido - estrutura (IFE)

Pesquisadores no passado deixam claro que a teoria do TH clássico (WYLIE, E. B.; STREETER, 1978) era suficiente e adequada para prever cargas extremas em um sistema, desde que esteja rigidamente ancorado. No entanto, quando um sistema de tubulação tem certos graus de liberdade, desvios severos da teoria clássica podem ocorrer devido ao movimento do sistema.

IFE é essencialmente um fenômeno dinâmico no qual a interação é sempre causada por forças dinâmicas que atuam simultaneamente no fluido e na tubulação.

Muitas pesquisas foram focadas na compreensão e quantificação da interação mecânica entre fluxo transiente e a vibração resultante da estrutura da tubulação. Provavelmente, a motivação mais significativa para esse esforço veio da indústria de energia nuclear, onde houve uma série de incidentes com TH e movimentação de tubulações. Diretrizes de desempenho de projeto de tubulação, avanços numéricos recentes permitiram que os profissionais revisitassem a

maneira de como a interação entre a tubulação e o fluido é modelada, resultando em técnicas aprimoradas para previsão do IFE.

A interação fluido-estrutura em sistemas de tubulação consiste na transferência de quantidade de movimento e de forças entre a tubulação e o líquido contido durante o regime transiente. A interação se manifesta na vibração do tubo e perturbações na velocidade e pressão do líquido. As cargas resultantes transmitidas pela tubulação são transferidas para os acessórios de linha (suporte, ganchos, etc.) (WIGGERT; TIJSSELING, 2001).

Num sentido amplo, IFE abrange qualquer forma de transferência de energia entre o fluido e a estrutura. Na engenharia, considera-se que essa energia transferida é tipicamente cinética e elástica (IFE mecânica) ou térmica (IFE térmica), como exemplificado no esquema da Figura 6. Os efeitos da transferência de calor durante o fluxo transiente na tubulação são pouco significativos, os processos são considerados adiabáticos e as análises IFE são focadas principalmente na troca de quantidade de movimento entre o fluido e a estrutura do tubo (FERRAS et al., 2018).

A transferência de quantidade de movimento na estrutura pode ser abordada de duas maneiras (GIANNOPAPA, 2004):

Figura 6 - Categorias de interação fluido-estrutura.



- Considerando que a estrutura se move como um corpo rígido: nenhum evento transiente é considerado propagando-se pelo sólido, o elemento da estrutura se move como um corpo rígido e seu efeito no fluido é analisado; ou
- Pela propagação de uma excitação / deformação do sólido: os modos de vibração do elemento de estrutura são excitados e seus respectivos estados transientes são levados em consideração e

acoplados ao transiente do fluido. Os mecanismos de excitação podem ser causados por mudanças rápidas no fluxo e pressão ou podem ser iniciados por ação mecânica da tubulação.

3.4.1 Graus de liberdade (GL)

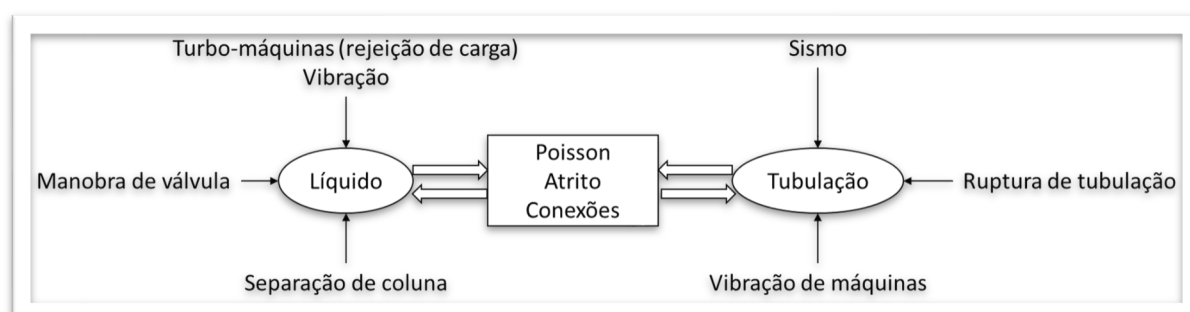
As análises IFE podem ser classificadas de acordo com as dimensões e os graus de liberdade (GL) com os quais o sistema de tubulação pode se mover. Os GL são o número de coordenadas ou parâmetros independentes que descrevem a posição ou configuração de um sistema mecânico a qualquer momento (SINGH et al., 2010).

3.4.2 Acoplamentos

São três mecanismos que acoplam o comportamento dinâmico do fluido e do sistema de tubulação (TIJSSELING; LAVOOIJ, 1990), representado esquematicamente na Figura 7:

- Acoplamento de atrito: representa o atrito mútuo entre o fluido e a tubulação;
- Acoplamento de Poisson: relaciona as pressões no fluido às tensões axiais na tubulação via a contração ou expansão de sua parede. O acoplamento de Poisson leva a ondas precursoras, induzidas por perturbações no líquido, que viajam mais rápido do que a frente de onda dos TH clássicos; e
- Acoplamento de conexão: descreve as forças locais agindo mutuamente entre o fluido e a tubulação sistema.

Figura 7 - Representação do acoplamento líquido-tubulação.



Adaptado de (WIGGERT; TIJSSELING, 2001)

O acoplamento de atrito e Poisson agem ao longo de todo o sistema de tubulação, acoplamento de conexão apenas em locais específicos, como em acessórios de linha (válvulas, conexões, cotovelos).

3.5 Método das características (MC)

Grande parte da análise de TH é realizada usando-se códigos baseados no método de características, devido à simplicidade tratar um incremento de tempo constante e adoção de uma discretização escalonada (SHARP, 1996).

O método das características é um procedimento matemático para a obtenção de uma solução geral de propagação de onda. A solução do MC descreve as linhas características (C^- e C^+) num plano $x-t$ de propagação da onda onde funções de v e H são constantes em vez das variáveis v e H . Quando as linhas características se interceptam, valores locais para v e para H são determinados (MOODY, 1990).

Em relação ao TH o MC tem muitas vantagens: a estabilidade está firmemente estabelecida, condições de contorno podem ser programadas facilmente e sistemas complexos podem ser manuseados. O detalhamento sobre o procedimento de cálculo utilizando MC pode ser encontrado em (TIJSSELING; LAVOOIJ, 1989).

3.6 Modelagem numérica

Apresentou-se um modelo matemático de uma dimensão, para o sistema reservatório – tubulação reta – válvula (ilustrado na Figura 1), que descreve o comportamento transiente em tubulação totalmente preenchida de líquido.

Este modelo é baseado no TH clássico e teoria de viga. IFE e separação de coluna serão considerados.

As equações governantes para uma tubulação reta são derivadas na seção 3.6.3.3 pela integração de equações básicas. Condições iniciais em estado estacionário são apresentadas na seção 3.6.3.5 e separação de coluna será tratada como condição de contorno.

3.6.1 Premissas

A modelagem apresentada é válida para as condições descritas abaixo. E para facilidade de entendimento, será segmentada em fluido, tubo e fluido-estrutura.

Tubulação:

- Reta, delgada, de paredes finas e seção transversal circular;
- Feito de material homogêneo, isotrópico (propriedades mecânicas do material que constitui um corpo são independentes da direção

em que estas são analisadas), linearmente elástico (tensão é linearmente proporcional à deformação);

- Imersa em fluido não viscoso (para que o escoamento do fluido externo não cause deslocamentos da parede da tubulação, caso contrário seria um acoplamento complexo);
- Sem restrições ao seu movimento axial;
- Sujeito a pequenas deformações;
- Válvula de fechamento instantâneo com restrições ao seu movimento na direção axial; e
- São desconsideradas a resistência a movimento radial por inércia, deformação por cisalhamento e rigidez à flexão.

Fluido:

- Newtoniano e homogêneo (a quantidade de gás livre e/ou liberado no líquido é considerado pequena); e
- Isotrópico (a resposta à aplicação de um estado de tensão depende linearmente das taxas de deformação e somente destas) e linearmente elástico.

O sistema fluido-tubulação submetido à condição isotérmica, atrito fluido-estrutura quase-estacionário, modelagem em uma dimensão com coordenada axial ao longo do centro do tubo. Esta aproximação é válida para comprimentos de onda longos ou baixas frequências (TIJSSELING, 1993).

Velocidades do fluido e tubulação foram consideradas muito menores que a velocidade de onda ($c_f \gg v$ e $c_t \gg \dot{u}_x$), conseqüentemente os termos convectivos serão negligenciados.

O modelo de cavitação adotado é o de vaporização. Baseia-se na restrição de que a pressão é igual à pressão de vapor do fluido sempre que houver a presença de bolhas.

3.6.2 Transitório hidráulico (TH)

As equações do TH são aplicadas quando a pressão está acima da pressão de vapor. Elas compreendem a equação de continuidade e a equação da quantidade de movimento.

Equação de continuidade (conservação de massa) desprezando-se os termos convectivos:

$$\frac{\partial H}{\partial t} + \frac{c^2}{gA_{in}} \frac{\partial Q}{\partial x} + \frac{Q \sin(\theta)}{A_{in}} = 0 \quad (6)$$

Equação de quantidade de movimento desprezando-se os termos convectivos:

$$\frac{\partial H}{\partial x} + \frac{1}{gA_{in}} \frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{fQ|Q|}{2gA_{in}^2 D_{in}} = 0 \quad (7)$$

3.6.2.1 O modelo de cavidade de vapor discreta (DVCM)

O modelo de cavidade de vapor discreta é o modelo mais utilizado para separação de coluna e cavitação. Sua vantagem significativa é ser um modelo facilmente implementado e que reproduz muitas características dos eventos físicos de separação de coluna em tubulações (BERGANT, A. et al., 2004).

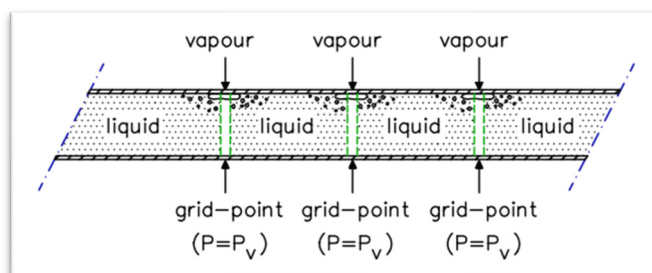
A metodologia DVCM é detalhada em (WYLIE, E. B.; STREETER, 1978).

As cavidades de vapor podem se formar em qualquer uma das seções computacionais se a pressão calculada ficar abaixo da pressão de vapor do líquido. Este método não diferencia especificamente entre cavidades de vapor localizadas e cavitação de vapor distribuída (SIMPSON, A.; WYLIE, E., 1989).

O método é, portanto, uma aproximação simplista da situação física real, pois a velocidade de onda constante c é assumida para ambas as regiões: TH e de separação de coluna. Assim, o DVCM converte as EDPs reais com uma velocidade de onda não constante (para as regiões com cavidades de vapor) em diferentes EDPs (com velocidade de onda constante assumida), e então tenta corrigir o erro no(s) limite(s) discreto(s) da cavidade de vapor (SIMPSON, ANGUS R.; BERGANT, 1994).

Para esta modelagem, as cavidades de vapor são confinadas em seções computacionais, e assume-se velocidade de onda de pressão constante para o fluido entre os pontos da malha, Figura 8.

Figura 8 - Representação do modelo de cavidade discreta.

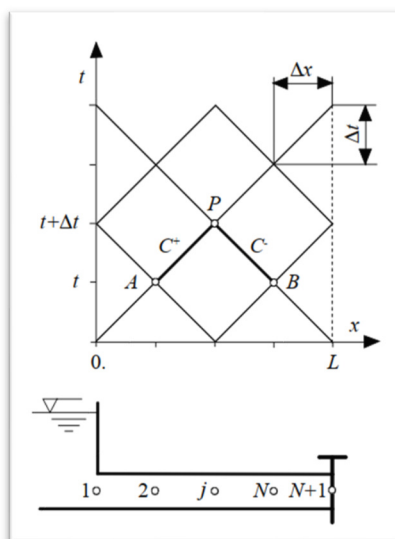


Fonte: (TIJSSELING, 1996).

Quando há a formação de uma cavidade vapor, esta seção computacional é tratada como uma condição de contorno interna fixa. A pressão nessa seção é fixada como a pressão de vapor do líquido até que a cavidade entre em colapso.

Tanto as entradas como as saídas das seções computacionais são calculadas, usando-se equações de compatibilidade para cada uma das equações características positivas e negativas (C^+ e C^-) dentro do método de características (MC).

Figura 9 - Método das características - malha escalonada para sistema reservatório-tubulação-válvula.



Fonte: (BERGANT, ANTON et al., 2006).

As equações de compatibilidade para a configuração ilustrada na Figura 9 são:

Sendo índice i o passo no espaço (eixo x).

$$C^+ : H_i^t = CP - BQ_i^t \quad (8)$$

$$C^- : H_i^t = CM + BQ_i^t \quad (9)$$

$$CP = H_{i-1}^{t-\Delta t} + BQ_{i-1}^{t-\Delta t} - RQ_{i-1}^{t-\Delta t} |Q_{i-1}^{t-\Delta t}| \quad (10)$$

$$CM = H_{i+1}^{t-\Delta t} - BQ_{i+1}^{t-\Delta t} + RQ_{i+1}^{t-\Delta t} |Q_{i+1}^{t-\Delta t}| \quad (11)$$

$$B = \frac{c}{gA_{in}} \quad (12)$$

$$R = \frac{f \cdot \Delta x}{2gA_{in}^2 D_{in}} \quad (13)$$

Das equações (8) e (9), obtém-se H_i^t :

$$H_i^t = \frac{CP + CM}{2} \quad (14)$$

A vazão no ponto i e tempo t é obtida pela equação:

$$Q_i^t = \frac{H_i^t - CM}{B} \quad (15)$$

No DVCM, as vazões de entrada (Q_{in}) e saída (Q) no ponto P podem ser diferentes. Em diferenças finitas, as equações (8) e (9) em P índice i (passo no espaço) tornam-se (BERGANT, A. et al., 2006):

$$H_i^t - H_{i-1}^{t-\Delta t} + \frac{c}{gA_{in}} [(Q_{in})_i^t - Q_{i-1}^{t-\Delta t}] + \frac{f \Delta x (Q_{in})_i^t |Q_{i-1}^{t-\Delta t}|}{2gA_{in}^2 D_{in}} = 0 \quad (16)$$

$$H_i^t - H_{i+1}^{t-\Delta t} + \frac{c}{gA_{in}} [Q_i^t - (Q_{in})_{i+1}^{t-\Delta t}] - \frac{f\Delta x Q_i^t |(Q_{in})_{i+1}^{t-\Delta t}|}{2gA_{in}^2 D_{in}} = 0 \quad (17)$$

$$CP_{bifásico} = H_{i-1}^{t-\Delta t} + BQ_{i-1}^{t-\Delta t} - RQ_{i-1}^{t-\Delta t} |Q_{i-1}^{t-\Delta t}| \quad (18)$$

Pode-se observar pela Figura 10 que há modificação nas vazões volumétricas na seção computacional onde há separação de coluna, o que influencia o equacionamento da equação característica negativa (C⁻), já que esta tem seu ponto inicial em $(Q_{in})_{i+1}^{t-\Delta t}$ e não em $Q_{i+1}^{t-\Delta t}$.

Assim, $Q_{i+1}^{t-\Delta t}$ foi substituída por $(Q_{in})_{i+1}^{t-\Delta t}$ na equação (11) resultando:

$$CM_{bifásico} = H_{i+1}^{t-\Delta t} - B(Q_{in})_{i+1}^{t-\Delta t} + R(Q_{in})_{i+1}^{t-\Delta t} |(Q_{in})_{i+1}^{t-\Delta t}| \quad (19)$$

Altura manométrica na seção computacional onde ocorre a separação de coluna é dado por:

$$H_i^t = \frac{CP_{bifásico} + CM_{bifásico}}{2} \quad (20)$$

Quando a pressão se torna menor ou igual à pressão de vaporização, os nós são tratados como nós de fronteira, com uma pressão fixa conforme descrito na equação (21).

$$H_{vap} = H_0 - \frac{P_{ext}}{\rho_f g} + \frac{P_{vap}}{\rho_f g} \quad (21)$$

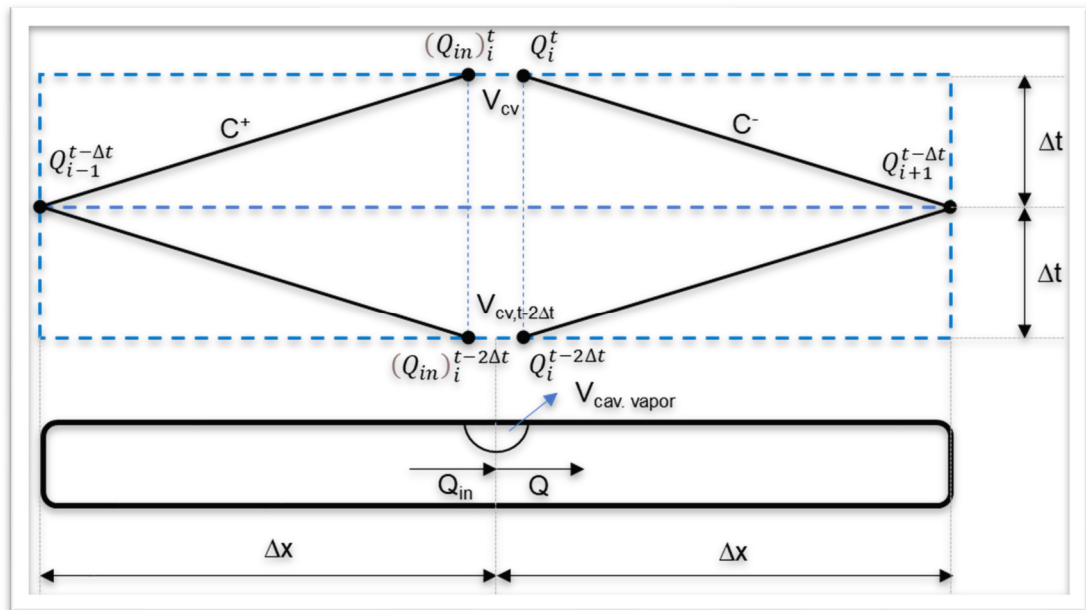
A vazão de entrada no ponto i e tempo t é calculada por:

$$(Q_{in})_i^t = \frac{CP_{bifásico} - H_i^t}{B} \quad (22)$$

O volume da cavidade de vapor (V_{cv}) em uma seção computacional em termos da diferença de vazão a jusante e a montante de um ponto P:

$$V_{cv} = \int_t^{t+\Delta t} [Q_i - (Q_{in})_i] dt \quad (23)$$

Figura 10 - Malha para método das características com fluido bifásico.



Adaptado de (JENSEN et al., 2018).

A integração numérica da equação (23) no MC com a discretização utilizada na Figura 10 é dada por:

$$V_{cv}^t = V_{cv}^{t-2\Delta t} + \Psi(Q_i^t - (Q_{in})_i^t) + 2\Delta t(1 - \psi)(Q_i^{t-2\Delta t} - (Q_{in})_i^{t-2\Delta t}) \quad (24)$$

Na qual V_{cv}^t e $V_{cv}^{t-2\Delta t}$ são os volumes das cavidades de vapor no tempo atual e em $2\Delta t$ antes, e ψ é um fator de ponderação numérico.

Quando o volume da cavidade de vapor torna-se zero ou negativo, significa que ocorreu o colapso desta cavidade; então, o sistema pode ser tratado como monofásico, e o cálculo do TH retorna ao procedimento padrão e $(Q_{in})_i^t = Q_i^t$.

Por recomendação de (SIMPSON, ANGUS R.; BERGANT, 1994) o comprimento máximo da cavidade de vapor (l) deve ser pequeno em comparação com o tamanho do *mesh* de discretização, o recomendado é:

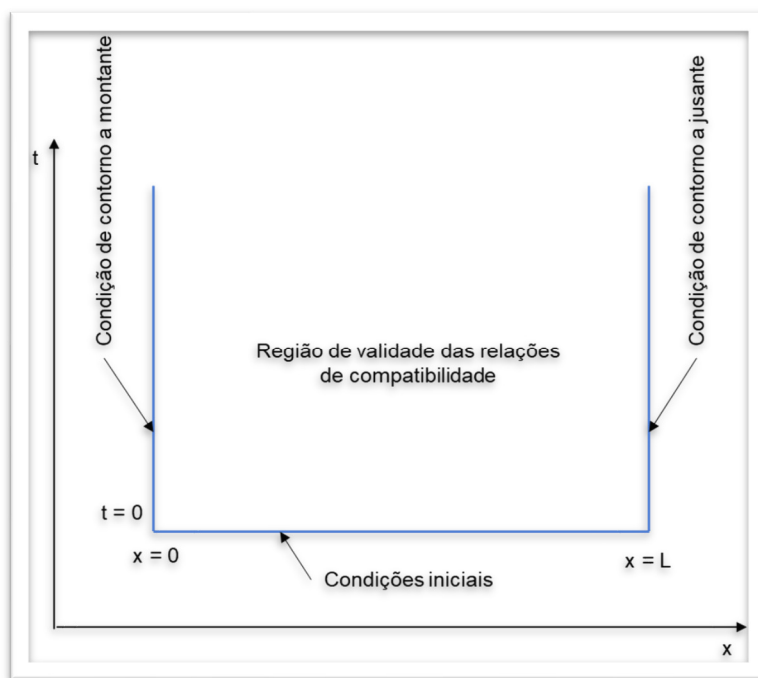
$$\frac{l}{\Delta x} < 0,1 \quad (25)$$

$$l = \frac{V_{cv}}{A_{in}} \quad (26)$$

Para regiões de cavitação distribuída, a condição (25) é satisfeita. Caso contrário, o modelo de cavidade discreta não é válido e a aplicação de modelos para escoamento tipo pistão bifásico, escoamento lento ou escoamento em canal aberto deve ser considerada. Para separação de coluna; entretanto a condição (25) pode algumas vezes ser violada (BERGANT, A. et al., 2006), pois a coluna a separação é um fenômeno local, e apenas alguns pontos da malha estão envolvidos.

As equações de compatibilidade (equações (8),(9),(16) e (17)) são válidas ao longo do comprimento da tubulação ($0 < x < L$) e condições de contorno são necessárias nas extremidades ($x = 0$ e $x = L$), como ilustrado na Figura 11.

Figura 11. Delimitação de validades das condições.



Neste trabalho, utilizou-se um sistema reservatório – tubulação – válvula para a modelagem numérica. As condições de contorno abordadas nos tópicos 3.6.2.2 a 3.6.2.4 fazem referência ao sistema de estudo.

3.6.2.2 Condição de contorno: reservatório

Assume-se que o reservatório é grande o suficiente para que a elevação do nível de fluido durante a operação possa ser desprezada e a altura manométrica no reservatório (H_{res}) é considerada constante.

3.6.2.3 Condição inicial: estado estacionário

No estado estacionário, a vazão volumétrica (Q_0) é constante através da tubulação. A altura manométrica na condição estacionária ($t = 0$ e $0 \leq x \leq L$) é calculado por:

$$H_i^t = H_{res} - \frac{f \cdot \Delta x}{2gA_{in}^2 D_{in}} Q_0 \quad (27)$$

3.6.2.4 Condição de contorno: válvula

Cada válvula tem diferentes características de cavitação, diferentes vazões e torques. Cavitação é um tipo complexo de assunto e por isso a modelagem correta do fechamento da válvula é importante pois afeta a magnitude e formato do pico de pressão resultante (JENSEN et al., 2018).

É possível aproximar o comportamento da válvula pela lei de manobra (WYLIE, E. B.; STREETER, 1978):

$$\tau_v = 1 - \left(\frac{t}{t_c}\right)^m \quad (28)$$

A constante m é ajustável. Se m é definido como zero para válvula de fechamento instantâneo, o que produz o pico máximo de pressão. Quando $0 < m < 1$, há uma rápida diminuição da vazão no início e uma lenta no final do fechamento. Quando $m > 1$, haverá uma lenta diminuição da vazão no início e rápida diminuição no final do fechamento.

A vazão de descarga da válvula (Q_v) para qualquer abertura é dada por:

$$Q_v = \frac{Q_0}{\sqrt{H_0}} \tau_v \sqrt{\Delta H} \quad (29)$$

Neste caso, ΔH é a perda de carga na válvula. E resolvendo simultaneamente as equações (8) e (29):

$$Q_p = -BC_v + \sqrt{(BC_v)^2 + 2C_v CP} \quad (30)$$

$$C_v = \frac{(Q_0 \tau_v)^2}{2H_0} \quad (31)$$

3.6.3 Transitório hidráulico (TH) com interação fluido-estrutura (IFE)

Mudanças rápidas no fluxo e na pressão do fluido ou por ação mecânica da tubulação podem gerar mecanismos de excitação que se manifestam na forma de vibração da tubulação e perturbações na velocidade e pressão do fluido.

A interação fluido-estrutura é modelada por um termo adicional (c_f , eq.(37)) na equação de continuidade, mas para calcular este termo são necessárias duas novas equações, (64) e (65), que descrevem os transientes axiais na parede do tubo. Felizmente, as novas equações podem ser resolvidas pelo MC, porque são análogas às equações clássicas do TH (BERGANT et al., 2008).

Neste trabalho as equações básicas (62) a (65) formam conjuntos hiperbólicos, resolvidos numericamente pelo método das características. A separação de coluna foi modelada na subseção 3.6.2.1 e será tratada como condição de contorno.

3.6.3.1 Módulo de elasticidade do fluido (K_f)

O módulo de elasticidade do fluido é a propriedade que relaciona mudanças de pressão com mudança de volume (ex: expansão e compressão) (CROWE et al., 2009). E a alteração de volume relaciona-se com a alteração de massa específica do fluido.

Para um fluido de massa específica (ρ_f) submetido a um incremento dP de pressão necessário para provocar uma variação ($d\rho_f/\rho_f$):

$$K_f = \frac{dP}{d\rho_f/\rho_f} \quad (32)$$

3.6.3.2 Velocidade do som no fluido (c)

O termo de compressibilidade do fluido será explicitado por meio da equação de estado que relaciona a massa específica à pressão.

Equação de estado:

$$\frac{\partial \rho_f}{\partial P} = \frac{\rho_f}{K_f} \quad (33)$$

As variáveis ρ_f e K são função de (P, T).

Para fluidos confinados em tubos a velocidade do som é bem menor, HELMHOLTZ (1848) foi o primeiro a sugerir que a diminuição da velocidade se

deve ao efeito da elasticidade dos tubos, mas o modelo teórico deste fenômeno para fluidos compressíveis em tubos elásticos surgiu décadas depois com (KORTEWEG, 1878).

A velocidade do som num fluido não confinado (c_0) é:

$$c_0 = \sqrt{\frac{K_f}{\rho_f}} \quad (34)$$

A velocidade do som num fluido compressível confinado (c_f) em um tubo flexível é (KORTEWEG, 1878):

$$\frac{1}{c_f^2} = \frac{1}{c_0^2} + \frac{1}{c_1^2} \quad (35)$$

$$c_1 = \sqrt{\frac{Ee}{\rho_f D_{in}}} \quad (36)$$

Em estudos conduzidos por (HALLIWELL, 1963) discutiu-se a disparidade nas fórmulas de velocidade de onda teóricas, e atribuiu-se essa diferença ao modo como são consideradas as interações com a estrutura.

Quando uma tubulação é submetida a um aumento da pressão, esta sofre dilatação transversal acompanhada de uma contração longitudinal. A relação entre a dilatação transversal relativa e a contração longitudinal relativa é constante nos limites elásticos, para um determinado material e é chamada de coeficiente de Poisson (ν) (ALMEIDA, 2018).

No intuito de diminuir a disparidade, foi introduzido um fator de correção (ψ), função do coeficiente de Poisson, no modelo de equação de onda para contemplar os diferentes suportes (WYLIE, E. B.; STREETER, 1978).

- $\psi = 1$: Para tubulação ancorada com juntas de dilatação em toda a sua extensão, a tensão axial é desprezível;
- $\psi = 1 - \nu^2$: Para tubulação totalmente ancorada restringindo o movimento axial, os deslocamentos axiais são desprezíveis; e
- $\psi = 1 - \nu / 2$: Para tubulação ancorada apenas a montante, tensão axial na parede do tubo é considerada proporcional à a pressão do fluido agindo em uma válvula fechada irrestrita a jusante.

Assim, a equação (35) é reescrita como:

$$c_f = \sqrt{\frac{K_f}{\rho_f} \left(1 + \psi \frac{D_{in} K_f}{eE}\right)^{-1}} \quad (37)$$

A equação (37) fornece a velocidade da onda de pressão (c_f) utilizada para cálculos de TH clássico (TIJSSELING, 1996).

A velocidade da onda de pressão é função das características do fluido (K_f, ρ_f) e das características da tubulação (material, geometria e seus vínculos).

3.6.3.3 Equações governantes

O fluido e a tubulação interagem via movimentação radial acoplada (TIJSSELING, 1993).

Fluido:

O ponto de partida são as equações de continuidade e de Navier-Stokes em 2D; expressas em coordenadas cilíndricas, sendo x eixo axial e r o eixo radial.

Considerando-se condição isotérmica, $p \ll K_f$, termos convectivos foram desconsiderados ($c_0 \gg v_x$ e v_r), e forças radiais devido à ação gravitacional são desconsideradas devido à simetria axial. Dessa forma, as equações de balanço de massa e balanço de quantidade de movimento para o fluido simplificam-se para:

Equação da continuidade (balanço de massa).

$$\frac{1}{K_f} \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_r) = 0 \quad (38)$$

Equação da quantidade de movimento na direção axial.

$$\rho_f \frac{\partial v_x}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial x} = \rho_f g \sin \theta + \frac{\mu_f}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial v_x}{\partial r} \right) \quad (39)$$

Equação da quantidade de movimento na direção radial.

$$\rho_f \frac{\partial v_r}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial r} = 0 \quad (40)$$

Nota-se que apesar de a densidade do fluido ser constante nas equações (39) e (40), a compressibilidade do fluido está presente no primeiro termo da equação (38).

Para converter as equações acima para 1D, em concordância com a teoria do TH clássico, as equações (38) e (39) serão multiplicadas por $2\pi r$, integradas em r de 0 até R_{in} e divididas por πR_{in}^2 .

Equação da continuidade (balanço de massa).

$$\frac{1}{K_f} \frac{\partial \bar{P}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \frac{2}{R_{in}} v_r \Big|_{r=R_{in}} = 0 \quad (41)$$

Equação da quantidade de movimento na direção axial.

$$\rho_f \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{P}}{\partial x} = \rho_f g \sin \theta + \mu_f \frac{2}{R_{in}} \frac{\partial v_x}{\partial r} \Big|_{r=R_{in}} \quad (42)$$

Sendo:

$$\bar{v} = \frac{1}{\pi R_{in}^2} \int_0^{R_{in}} 2\pi r v_x dr \quad (43)$$

$$\bar{P} = \frac{1}{\pi R_{in}^2} \int_0^{R_{in}} 2\pi r p dr \quad (44)$$

O último termo da equação (42) representa a tensão de cisalhamento (τ_0) entre o fluido e a parede da tubulação.

Para um fluido Newtoniano:

$$\tau_0 = -\mu_f \frac{\partial v_x}{\partial r} \Big|_{r=R_{in}} \quad (45)$$

Substituindo (45) em (42) a equação da quantidade de movimento na direção axial fica:

$$\rho_f \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{P}}{\partial x} = \rho_f g \sin \theta - \frac{2}{R_{in}} \tau_0 \quad (46)$$

Multiplicando a equação (40) por $2\pi r^2$, integradas em r de 0 até R_{in} e divididas por $2\pi R_{in}^2$ obtém-se a equação da quantidade de movimento na direção radial:

$$\frac{1}{2} \rho_f R_{in} \left. \frac{\partial v_r}{\partial t} \right|_{r=R_{in}} + p|_{r=R_{in}} - \bar{P} = 0 \quad (47)$$

Tubulação:

O ponto de partida são duas equações de quantidade de movimento expressas em coordenadas cilíndricas, sendo x eixo axial e r o eixo radial.

Os efeitos de resistência à flexão, inércia de rotação e cisalhamento transversal são desprezados na aproximação de longos comprimentos de onda; então no balanço de quantidade de movimento não é considerado. A densidade do material do tubo (ρ_t) é constante. Os termos convectivos são desprezados. As forças gravitacionais atuantes na tubulação não são consideradas. Com as considerações anteriores, as equações simplificadas são:

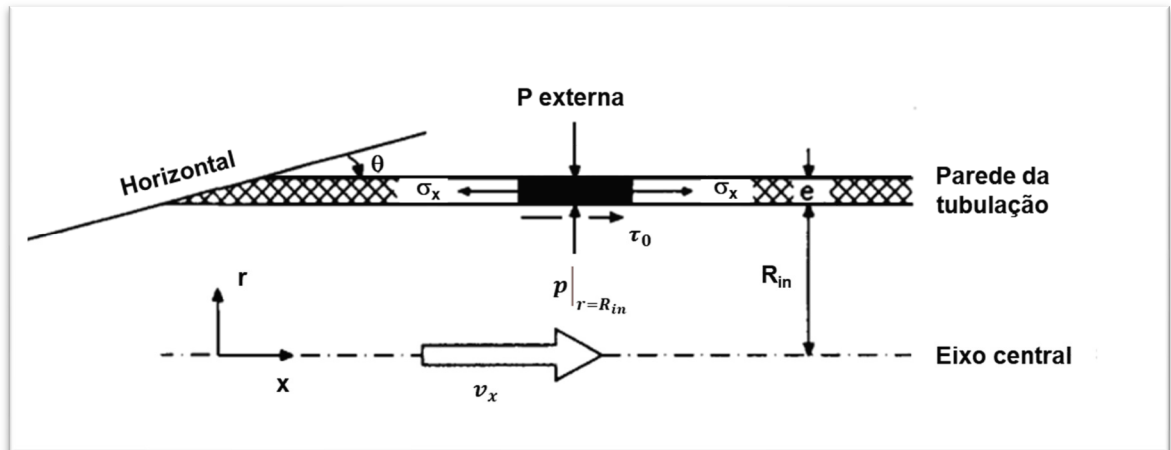
Equação da quantidade de movimento na direção axial.

$$\rho_t \frac{\partial \dot{u}_x}{\partial t} = \frac{\partial \sigma_x}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \tau_{xr}) + \rho_t g \sin \theta \quad (48)$$

Equação da quantidade de movimento na direção radial.

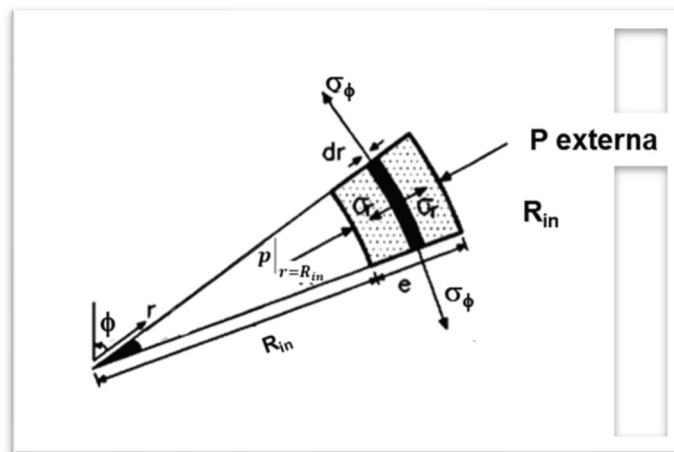
$$\rho_t \frac{\partial \dot{u}_r}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \sigma_r) + \frac{\partial \tau_{rx}}{\partial x} - \frac{\sigma_\phi}{r} \quad (49)$$

Figura 12 - Vista do plano x - r. Ação das tensões na tubulação.



Adaptado de (TIJSSELING, 1993).

Figura 13 - Vista do plano r - phi. Ação das tensões radiais no elemento da tubulação.



Adaptado de (TIJSSELING, 1993).

Para converter as equações acima para 1D, as equações (48) e (49) serão multiplicadas por $2\pi r$, integradas em r de R_{in} até $(R_{in} + e)$ e divididas por $[2\pi(R_{in} + 0,5e)e]$.

Equação da quantidade de movimento na direção axial.

$$\rho_t \frac{\partial \bar{u}_x}{\partial t} = \frac{\partial \bar{\sigma}_x}{\partial x} + \frac{(R_{in} + e)}{(R_{in} + 0,5e)e} \tau_{xr}|_{r=(R_{in}+e)} - \frac{R_{in}}{(R_{in} + 0,5e)e} \tau_{xr}|_{r=R_{in}} + \rho_t g \text{sen}\theta \quad (50)$$

Equação da quantidade de movimento na direção radial.

$$\rho_t \frac{\partial \bar{\dot{u}}_r}{\partial t} = \frac{(R_{in} + e)}{(R_{in} + 0,5e)e} \sigma_r|_{r=(R_{in}+e)} - \frac{R_{in}}{(R_{in} + 0,5e)e} \sigma_r|_{r=R_{in}} - \frac{1}{(R_{in} + 0,5e)} \bar{\sigma}_\phi \quad (51)$$

Sendo:

$$\bar{\dot{u}}_x = \frac{1}{2\pi(R_{in} + 0,5e)e} \int_{R_{in}}^{(R_{in}+e)} 2\pi r \dot{u}_x dr \quad (52)$$

$$\bar{\dot{u}}_r = \frac{1}{2\pi(R_{in} + 0,5e)e} \int_{R_{in}}^{(R_{in}+e)} 2\pi r \dot{u}_r dr \quad (53)$$

$$\bar{\sigma}_x = \frac{1}{2\pi(R_{in} + 0,5e)e} \int_{R_{in}}^{(R_{in}+e)} 2\pi r \sigma_x dr \quad (54)$$

$$\bar{\sigma}_\phi = \frac{1}{e} \int_{R_{in}}^{(R_{in}+e)} \sigma_\phi dr \quad (55)$$

As relações tensão - deslocamento completam o modelo matemático e são fornecidas pela lei de Hooke generalizada. O desenvolvimento algébrico pode ser consultado em (TIJSSELING, 1993).

$$\frac{\partial \bar{\sigma}_x}{\partial t} = E \frac{\partial \bar{\dot{u}}_x}{\partial x} + \nu \frac{\partial \bar{\sigma}_\phi}{\partial t} + \nu \frac{\partial \bar{\sigma}_r}{\partial t} \quad (56)$$

$$\bar{\sigma}_\phi = \frac{1}{2\pi(R_{in} + 0,5e)e} \int_{R_{in}}^{(R_{in}+e)} 2\pi \sigma_\phi dr \quad (57)$$

$$\bar{\sigma}_r = \frac{1}{2\pi(R_{in} + 0,5e)e} \int_{R_{in}}^{(R_{in}+e)} 2\pi \sigma_r dr \quad (58)$$

Acoplamento fluido – estrutura:

As equações do fluido e da tubulação são acopladas por meio de condições de contorno que representam o contato entre o fluido e a parede do tubo na interface $r = R_{in}$, na parte externa do tubo assume-se que existe uma pressão constante (P_{ext}).

As condições de contorno na interface são:

$$\tau_{xr}|_{r=R_{in}} = -\tau_0 \quad \tau_{xr}|_{r=(R_{in}+e)} = 0 \quad (59)$$

$$\sigma_r|_{r=R_{in}} = -p|_{r=R_{in}} \quad \sigma_r|_{r=(R_{in}+e)} = -P_{ext} \quad (60)$$

$$\dot{u}_r|_{r=R_{in}} = -v_r|_{r=R_{in}} \quad \dot{u}_r|_{r=(R_{in}+e)} = v_{r,ext} \quad (61)$$

Sob a hipótese do comprimento de onda longo, os termos de aceleração na direção radial podem ser desconsiderados. Isto equivale a dizer que a pressão do fluido é constante ao longo de cada seção da tubulação.

Após as devidas substituições e utilizando o fator de atrito de Darcy-Weisback (f), o modelo 1D de quatro equações, cujas incógnitas são H , v , σ_x e \dot{u}_x (LAVOOIJ; TIJSSELING, 1991) é apresentado abaixo.

Fluido:

Equação da continuidade (balanço de massa).

$$\frac{\partial v_f}{\partial x} + \frac{g}{c_f^2} \frac{\partial H}{\partial t} = 2v \frac{\partial \dot{u}_x}{\partial x} \quad (62)$$

Equação da quantidade de movimento na direção axial.

$$\frac{\partial v_f}{\partial t} + g \frac{\partial H}{\partial x} = -\frac{f}{4R_{in}} v_{rel,f} |v_{rel,f}| \quad (63)$$

Tubulação:

Equação da quantidade de movimento na direção axial.

$$\frac{\partial \dot{u}_x}{\partial t} - \frac{1}{\rho_t} \frac{\partial \sigma_x}{\partial x} = \frac{\rho_f A_{in}}{\rho_t A_t} \frac{f}{4R_{in}} v_{rel,f} |v_{rel,f}| + g \sin \theta \quad (64)$$

$$\frac{\partial \dot{u}_x}{\partial x} - \frac{1}{\rho_t c_t^2} \frac{\partial \sigma_x}{\partial t} = -\rho_f g \frac{R_{in} v}{eE} \frac{\partial H}{\partial t} \quad (65)$$

$$v_{rel,f} = v_f - \dot{u}_x \quad (66)$$

$$c_t^2 = \frac{E}{\rho_t} \quad (67)$$

3.6.3.4 Método das características aplicado às equações governantes

As equações de (62) a (65) podem ser escritas como se seguem (TIJSSELING, 1993).

Fluido:

$$\begin{aligned} & \frac{dv_f}{dt} + \frac{g}{c_f} \left(\frac{\tilde{c}_f}{c_f} \right) + 2v^2 \frac{R_{in} \rho_f}{e \rho_t} \frac{(c_f \tilde{c}_f)/c_t^2}{[1 - (\tilde{c}_f/c_t)^2]} \left\{ \frac{dH}{dt} - 2v \frac{(\tilde{c}_f/c_t)^2}{[1 - (\tilde{c}_f/c_t)^2]} \left(\frac{d\dot{u}_x}{dt} \right) \right. \\ & \quad \left. - \frac{2v}{\rho_t \tilde{c}_f} \frac{(\tilde{c}_f/c_t)^2}{[1 - (\tilde{c}_f/c_t)^2]} \left(\frac{d\sigma_x}{dt} \right) \right\} \quad (68) \\ & = -\frac{f}{4R_{in}} v_{rel,f} |v_{rel,f}| - 2v \frac{(\tilde{c}_f/c_t)^2}{[1 - (\tilde{c}_f/c_t)^2]} \left[\frac{\rho_f A_{in}}{\rho_t A_t} \frac{f}{4R_{in}} v_{rel,f} |v_{rel,f}| + g \sin \theta \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \frac{dv_f}{dt} - \frac{g}{c_f} \left(\frac{\tilde{c}_f}{c_f} \right) + 2v^2 \frac{R_{in} \rho_f}{e \rho_t} \frac{(c_f \tilde{c}_f)/c_t^2}{[1 - (\tilde{c}_f/c_t)^2]} \left\{ \frac{dH}{dt} + 2v \frac{(\tilde{c}_f/c_t)^2}{[1 - (\tilde{c}_f/c_t)^2]} \left(\frac{d\dot{u}_x}{dt} \right) \right. \\ & \quad \left. - \frac{2v}{\rho_t \tilde{c}_f} \frac{(\tilde{c}_f/c_t)^2}{[1 - (\tilde{c}_f/c_t)^2]} \left(\frac{d\sigma_x}{dt} \right) \right\} \quad (69) \\ & = -\frac{f}{4R_{in}} v_{rel,f} |v_{rel,f}| + 2v \frac{(\tilde{c}_f/c_t)^2}{[1 - (\tilde{c}_f/c_t)^2]} \left[\frac{\rho_f A_{in}}{\rho_t A_t} \frac{f}{4R_{in}} v_{rel,f} |v_{rel,f}| + g \sin \theta \right] \end{aligned}$$

Tubulação:

$$\begin{aligned}
& -v \frac{R_{in} \rho_f}{e \rho_t} \frac{(c_f/c_t)^2}{[1 - (c_f/c_t)^2]} \left(\frac{dv_f}{dt} \right) - v \frac{R_{in} \rho_f g}{e \rho_t c_t} \left(\frac{\tilde{c}_t}{c_t} \right) \frac{(c_f/c_t)^2}{[1 - (c_f/c_t)^2]} \frac{dH}{dt} \\
& + \left\{ 1 + 2v^2 \frac{R_{in} \rho_f}{e \rho_t} \frac{(c_f/c_t)^2}{[1 - (c_f/c_t)^2]} \right\} \left(\frac{d\dot{u}_x}{dt} \right) - \frac{1}{\rho_t c_t} \left(\frac{\tilde{c}_t}{c_t} \right) \left(\frac{d\sigma_x}{dt} \right) \\
& = \left\{ 1 + 2v^2 \frac{R_{in} \rho_f}{e \rho_t} \frac{(c_f/c_t)^2}{[1 - (c_f/c_t)^2]} \right\} \left[\frac{\rho_f A_{in}}{\rho_t A_t} \frac{f}{4R_{in}} v_{rel,f} |v_{rel,f}| + g \sin\theta \right] \\
& + v \frac{R_{in} \rho_f}{e \rho_t} \frac{(c_f/c_t)^2}{[1 - (c_f/c_t)^2]} \frac{f}{4R_{in}} v_{rel,f} |v_{rel,f}|
\end{aligned} \tag{70}$$

$$\begin{aligned}
& -v \frac{R_{in} \rho_f}{e \rho_t} \frac{(c_f/c_t)^2}{[1 - (c_f/c_t)^2]} \left(\frac{dv_f}{dt} \right) + v \frac{R_{in} \rho_f g}{e \rho_t c_t} \left(\frac{\tilde{c}_t}{c_t} \right) \frac{(c_f/c_t)^2}{[1 - (c_f/c_t)^2]} \frac{dH}{dt} \\
& + \left\{ 1 + 2v^2 \frac{R_{in} \rho_f}{e \rho_t} \frac{(c_f/c_t)^2}{[1 - (c_f/c_t)^2]} \right\} \left(\frac{d\dot{u}_x}{dt} \right) + \frac{1}{\rho_t c_t} \left(\frac{\tilde{c}_t}{c_t} \right) \left(\frac{d\sigma_x}{dt} \right) \\
& = \left\{ 1 + 2v^2 \frac{R_{in} \rho_f}{e \rho_t} \frac{(c_f/c_t)^2}{[1 - (c_f/c_t)^2]} \right\} \left[\frac{\rho_f A_{in}}{\rho_t A_t} \frac{f}{4R_{in}} v_{rel,f} |v_{rel,f}| + g \sin\theta \right] \\
& + v \frac{R_{in} \rho_f}{e \rho_t} \frac{(c_f/c_t)^2}{[1 - (c_f/c_t)^2]} \frac{f}{4R_{in}} v_{rel,f} |v_{rel,f}|
\end{aligned} \tag{71}$$

As velocidades de onda axiais reais (72) e (73) incluem os efeitos do acoplamento de Poisson (IFE).

$$\tilde{c}_f = \sqrt{0,5 \left[q^2 - \left(\sqrt{q^4 - 4c_f^2 c_t^2} \right) \right]} \tag{72}$$

$$\tilde{c}_t = \sqrt{0,5 \left[q^2 + \left(\sqrt{q^4 - 4c_f^2 c_t^2} \right) \right]} \tag{73}$$

$$q^2 = c_f^2 + c_t^2 + 2v^2 \left(\frac{\rho_f}{\rho_t} \right) \left(\frac{R_{in}}{e} \right) c_f^2 \tag{74}$$

Uma maneira conveniente de representar as equações (68) e (69), (70) e (71); respectivamente:

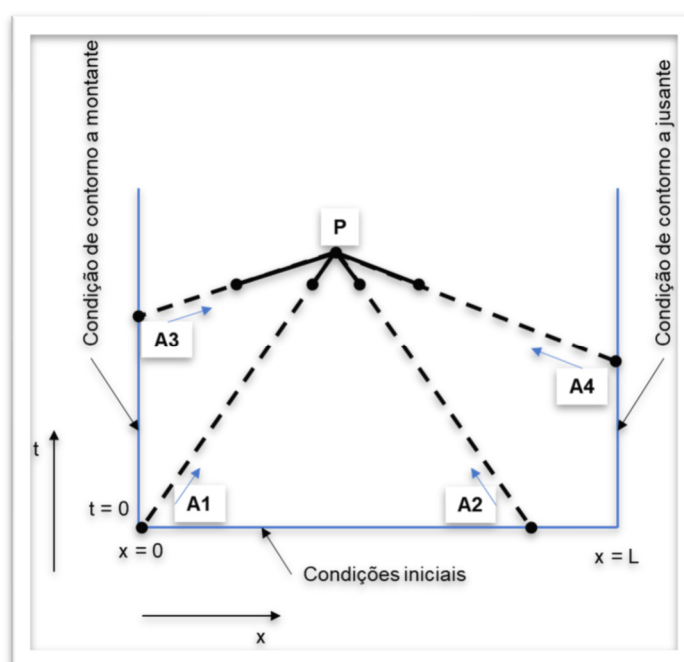
$$\alpha_f \left(\frac{dv_f}{dt} \right) \pm \beta_f \frac{dH}{dt} + v\gamma_f \left(\frac{d\dot{u}_x}{dt} \right) \pm v\delta_f \left(\frac{d\sigma_x}{dt} \right) = q_f(\dot{u}_x, v_f) \quad (75)$$

$$v\alpha_t \left(\frac{dv_f}{dt} \right) \pm v\beta_t \frac{dH}{dt} + \gamma_t \left(\frac{d\dot{u}_x}{dt} \right) \pm \delta_t \left(\frac{d\sigma_x}{dt} \right) = q_t(\dot{u}_x, v_f) \quad (76)$$

Os coeficientes $\alpha_f, \alpha_t, \beta_f, \beta_t, \gamma_f, \gamma_t, \delta_f, \delta_t$ representam os correspondentes coeficientes das equações (68) a (71).

As funções $q_f(\dot{u}_x, v_f)$ e $q_t(\dot{u}_x, v_f)$ representam o lado direito das equações (68) a (71).

Figura 14 - Linhas características que passam pelo ponto P no plano x - t.



Os pontos P e A_i ($i = 1, 2, 3$ e 4) são pontos no plano $x - t$ como mostrados na Figura 14. Os pontos A_i podem ser escolhidos arbitrariamente ao longo da equação característica.

Integrando (75) e (76) ao longo da equação característica:

$$\alpha_f(v_f^P - v_f^{A1}) + \beta_f(H_f^P - H_f^{A1}) + v\gamma_f(\dot{u}_x^P - \dot{u}_x^{A1}) + v\delta_f(\sigma_x^P - \sigma_x^{A1}) = \int_{A1}^P q_f dt \quad (77)$$

$$\text{Para } \frac{dx}{dt} = \tilde{c}_f$$

$$\alpha_f(v_f^P - v_f^{A2}) - \beta_f(H_f^P - H_f^{A2}) + v\gamma_f(\dot{u}_x^P - \dot{u}_x^{A2}) - v\delta_f(\sigma_x^P - \sigma_x^{A2}) = \int_{A2}^P q_f dt \quad (78)$$

$$\text{Para } \frac{dx}{dt} = -\tilde{c}_f$$

$$v\alpha_t(v_f^P - v_f^{A3}) + v\beta_t(H_f^P - H_f^{A3}) + \gamma_t(\dot{u}_x^P - \dot{u}_x^{A3}) + \delta_t(\sigma_x^P - \sigma_x^{A3}) = \int_{A3}^P q_t dt \quad (79)$$

$$\text{Para } \frac{dx}{dt} = \tilde{c}_t$$

$$v\alpha_t(v_f^P - v_f^{A4}) - v\beta_t(H_f^P - H_f^{A4}) + \gamma_t(\dot{u}_x^P - \dot{u}_x^{A4}) - \delta_t(\sigma_x^P - \sigma_x^{A4}) = \int_{A4}^P q_t dt \quad (80)$$

$$\text{Para } \frac{dx}{dt} = -\tilde{c}_t$$

Da integração das equações de compatibilidade pode ser visto que para um ponto P fora das condições de contorno, v_f, H, \dot{u}_x e σ_x no ponto P são determinadas por seus valores a “montante”. Entretanto, as condições de contorno são desconsideradas, a solução do sistema pode ser obtida pelas equações (77) a (80), desde que os valores iniciais de v_f, H, \dot{u}_x e σ_x sejam conhecidos.

A integral $\int_{Ai}^P q dt$ pode ser escrita genericamente na forma:

$$I = k_1 f \int_{Ai}^P v_{rel,f} |v_{rel,f}| dt + k_2 g \int_{Ai}^P \text{sen}\theta dt \quad (81)$$

$$\int_{Ai}^P v_{rel,f} |v_{rel,f}| dt = (v_{rel,f})_{Ai} |(v_{rel,f})_{Ai}| (t_P - t_{Ai}) \quad (82)$$

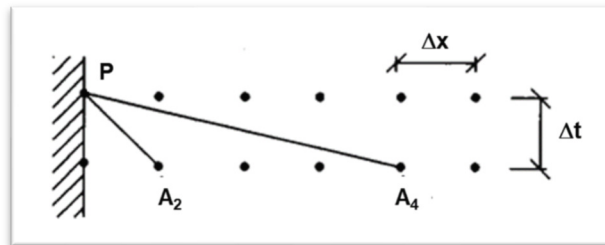
$$\int_{Ai}^P \text{sen}\theta dt = (t_P - t_{Ai}) \text{sen}\theta \quad (83)$$

Onde k_1 e k_2 são constantes conhecidas e oriundas dos coeficientes das equações (68) a (71).

A integração das equações de compatibilidade resulta em um sistema de quatro equações e quatro incógnitas $P(x,t)$, $v(x,t)$, $\sigma(x,t)$ e $\dot{u}(x,t)$. Este sistema 4x4 será usado para se obter a solução para pontos no interior da malha de processamento.

Quando o ponto P de interesse está em uma das extremidades (Figura 15); apenas 2 equações características encontrando P , ou seja, há 2 equações e 4 incógnitas (sistema 2x4). Sendo necessárias 2 condições de contorno para a resolução.

Figura 15 - Ponto P na extremidade.



Fonte: (TIJSSELING, 1993).

3.6.3.5 Condição inicial – Regime estacionário

A condição inicial é a solução das equações básicas para regime estacionário (TIJSSELING, 1993).

$$H(x, 0) = H_{res} - \rho_f \left(\frac{f}{4R_{in}} v_{rel,f} |v_{rel,f}| - g \text{sen}\theta \right) x \quad (84)$$

$$v_f(x, 0) = \text{constante} \quad (85)$$

$$\bar{\sigma}_x(x, 0) = \bar{\sigma}_x(0, 0) - \left[\frac{1}{\left(e + \frac{e^2}{2R_{in}} \right)} \frac{\rho_f f}{8} v_{rel,f} |v_{rel,f}| + \rho_t g \text{sen}\theta \right] x \quad (86)$$

$$\bar{\dot{u}}_x(x, 0) = 0 \quad (87)$$

3.6.3.6 Condição de contorno a montante – Reservatório

As condições de um reservatório, de altura manométrica constante com uma tubulação rigidamente conectada a ele, são:

$$H = H_{res} \quad (88)$$

$$u_x = 0 \quad (89)$$

3.6.3.7 Condição de contorno a jusante – Válvula fechada

Condições para uma válvula fixa de fechamento instantâneo (LAVOOIJ; TIJSSELING, 1991).

$$v_f(L, t) = 0 \quad (90)$$

$$u_x = 0 \quad (91)$$

3.6.3.8 Condição de contorno - Separação de coluna

O equacionamento matemático para a condição de separação de coluna é tratado na seção 3.6.2.1.

Na seção computacional onde ocorre a separação de coluna, não é permitido que a pressão local absoluta (P_{abs}) seja inferior à pressão de vapor (P_{vap}) do fluido. Nesta seção há a imposição de que:

$$P_{abs} = P_{vap} \quad (92)$$

O que é equivalente a:

$$H_{vap} = H_0 - x \operatorname{sen}\theta - \frac{P_{ext}}{\rho_f g} + \frac{P_{vap}}{\rho_f g} \quad (93)$$

O volume da cavidade de vapor é calculado por:

$$V_{cv} = V_{cv}(t - 2\Delta t) \pm A_{in}[v_f(t) - \dot{u}_x(t)]\Delta t \quad (94)$$

A cavidade de vapor colapsa quando $V_{cv} = 0$.

Quando a pressão absoluta se iguala à pressão de vapor, cavidades de vapor surgem. No presente modelo as cavidades são concentradas na seção computacional (i); entre as seções, assume-se que exista líquido puro onde as equações básicas de TH (62) a (65) ou (77) a (80) permanecem válidas. Isto significa que a velocidade da onda de pressão \tilde{c}_f é mantida entre os pontos. Ondas de pressão não se propagam através da região de cavitação desde que é assumido pressão de vapor constante. O colapso da cavidade de vapor provocada pela onda de pressão causa atraso na propagação, o que deve ser observado pela redução da velocidade de onda (TIJSSELING, 1993).

As cavidades de vapor concentradas nos pontos i não se movem, isso é consistente com a aproximação acústica desde que a escala de tempo seja acústica. Considera-se que os efeitos convectivos devido à presença de bolhas de vapor são pequenos.

O comprimento máximo da cavidade de vapor, equação (25), deve ser menor quando comparado ao comprimento de discretização espacial da malha. Para separação de coluna essa condição pode, às vezes, ser violada o que é aceitável pois a separação de coluna é um fenômeno local. Entretanto deve-se tomar cuidado quando a razão $\left(\frac{l}{\Delta x}\right)$ torna-se maior que 1, neste caso o contorno se move entre os pontos da malha e isso pode ser modelado de outra maneira.

A massa de vapor é desconsiderada assim como a influência do volume da cavidade de vapor no deslocamento radial da tubulação.

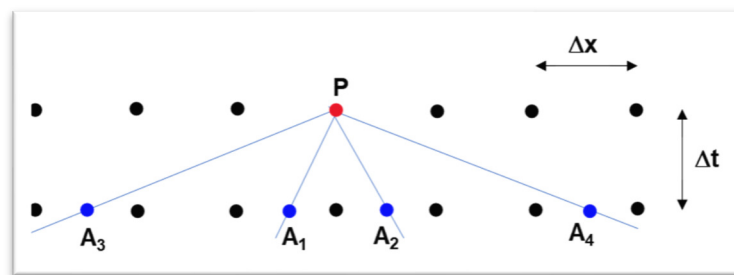
3.6.3.9 Malhas computacionais

As seções computacionais usadas na teoria clássica de TH é utilizada como ponto de partida. Ela baseia-se em linhas características nas quais as ondas de pressão se propagam. Os espaçamentos da malha (Δx e Δt) são constantes (LAVOOIJ; TIJSSELING, 1991). Os pontos P e A_i ($i = 1, 2, 3$ e 4) são pontos no plano $x - t$ como mostrados na Figura 16.

Geralmente o ponto P é escolhido de maneira a estar em distâncias iguais Δx e Δt no plano $x - t$, sendo Δt fixo e $\Delta x = L/Nx$.

Baseando-se no trabalho de (TIJSSELING, 1993), será utilizada a malha de onda de pressão ($\tilde{c}_f = \Delta x / \Delta t$). Em seu trabalho a escolha da velocidade de onda ajustada foi feita para evitar a necessidade de interpolações para se obter os valores de A_i , como pode ser visto na Figura 16, pois são conhecidos os valores apenas nos pontos da malha.

Figura 16 - Pontos da malha e linhas características.

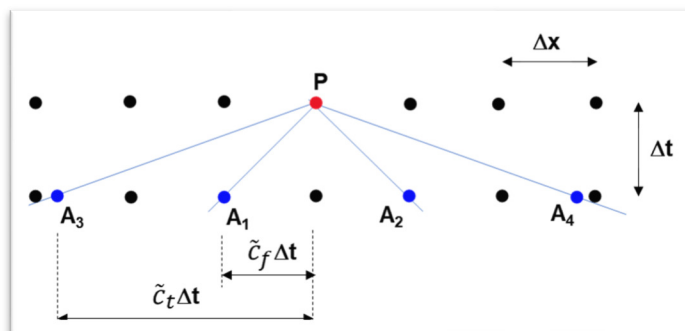


Adaptado de (TIJSSELING, 1993).

As interpolações causam amortecimento numérico principalmente quando há frentes de onda (WIGGERT; TIJSSELING, 2001), ainda assim se fazem necessárias nas vizinhanças das extremidades da tubulação quando a malha de onda de pressão é usada. Para resolver parcialmente essa deficiência, a malha do tempo foi refinada apenas nas vizinhanças das extremidades.

Os pontos A_i podem ser escolhidos arbitrariamente ao longo da equação característica com inclinação $(\pm 1/\tilde{c}_f)$ e $(\pm 1/\tilde{c}_t)$, no passo tempo anterior em relação ao ponto P , ou seja, se $P = (x_i, t_i)$ então $A_i = (x_i \pm (1/\tilde{c}_f)\Delta t, t_i - \Delta t)$ e $A_i = (x_i \pm (1/\tilde{c}_t)\Delta t, t_i - \Delta t)$, como na Figura 17.

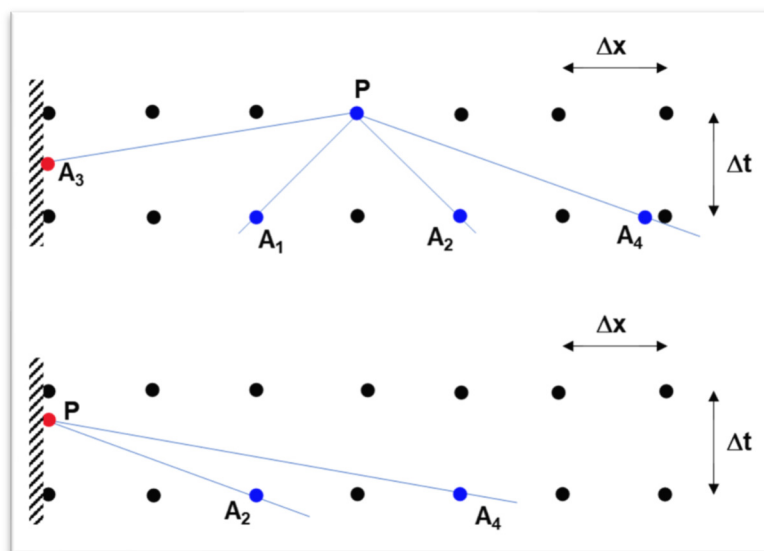
Figura 17 - Pontos da malha e linhas características após ajuste da velocidade de onda.



Adaptado de (TIJSSELING, 1993).

Os pontos A_1 e A_2 , contidos nas linhas características originadas nas equações do fluido (77) e (78), sempre coincidirão com pontos da malha, não havendo necessidade de interpolações. Diferentemente, os pontos A_3 e A_4 , contidos nas linhas características originadas das equações do tubo (79) e (80) sempre estarão fora dos pontos da malha. Por esse motivo haverá a necessidade de se interpolar os valores destes pontos de forma que os mesmos sejam conhecidos nos pontos da malha (ALMEIDA, 2018).

Figura 18 - Interpolações são necessárias nas vizinhanças das extremidades da tubulação (● interpolação necessária).



Adaptado de (TIJSSELING, 1993).

Nos limites ou nas suas proximidades, interpolações são necessárias para um dos quatro pontos A_1 , A_2 , A_3 , A_4 , como pode ser visto na Figura 18.

3.6.3.10 Convergência e estabilidade

Para uma solução numérica precisa de uma EDP, as aproximações de diferenças finitas devem satisfazer as condições de convergência e estabilidade (SMITH et al., 1985).

- Convergência:

Um equacionamento de diferenças finitas é considerado convergente se a solução exata da equação de diferenças finitas tende para a solução exata da EDP quando Δx e Δt tendem a zero (CHAUDHRY, 2014).

- Estabilidade:

Uma solução exata de uma equação de diferenças finitas é obtida apenas se os cálculos forem realizados com um número infinito de dígitos significativos. No entanto, erros de arredondamento são introduzidos a cada intervalo de tempo, pois os cálculos são feitos com um número finito de dígitos. Portanto, a solução numérica difere da solução exata (CHAUDHRY, 2014). Em cálculos passo a passo, o erro de arredondamento introduzido em qualquer etapa pode aumentar, diminuir ou permanecer o mesmo conforme o progresso dos cálculos.

Um esquema numérico é dito estável se a amplificação do erro de arredondamento para todas as seções ($i = 1$ a $n + 1$) permanece limitada quando o tempo t tende ao infinito. Se o erro de arredondamento aumenta à medida que a solução progride, o esquema é chamado de instável (SMITH et al., 1985).

Métodos para determinar os critérios de convergência ou estabilidade para equações diferenciais parciais não lineares não estão disponíveis. A estabilidade de um esquema numérico pode ser estudada examinando os resultados computacionais obtidos pela solução numérica das equações para diferentes razões $\Delta x/\Delta t$. Geralmente, os critérios de estabilidade para equações não lineares são determinados pela linearização ou pela negligência dos termos não lineares. Sendo razoável assumir que os critérios desenvolvidos por tal procedimento são válidos para as equações não lineares originais se os termos não lineares são relativamente pequenos em comparação com os outros termos das equações governantes.

A estabilidade de um esquema de diferenças finitas pode ser investigada usando um método desenvolvido por Von Neumann. Neste método, adequado apenas para equações lineares, os erros na solução numérica em um instante de

tempo são expressos em uma série de Fourier. Em seguida, é determinado se esses erros diminuem ou aumentam com o aumento do tempo. Um esquema é dito estável se os erros decaem com o tempo e instável se os erros aumentam com o tempo, e assim, pode-se mostrar que o esquema de diferenças finitas é estável se (CHAUDHRY, 2014):

$$\Delta x \geq c \cdot \Delta t \quad (95)$$

Essa condição é chamada de condição de estabilidade de *Courant-Friedrich-Lewy* (CFL). O número de *Courant* (NC), é definido como a razão entre a velocidade real da onda (c) e a velocidade numérica da onda ($\Delta x/\Delta t$); isto é:

$$NC = \frac{c \cdot \Delta t}{\Delta x} \quad (96)$$

Assim, para que o esquema numérico seja estável, o intervalo de tempo computacional (Δt) e o intervalo no espaço (Δx), devem ser selecionados de modo que $NC \leq 1$. O efeito deste termo na estabilidade foi investigado empiricamente (CHAUDHRY; HOLLOWAY, 1984) e (HOLLOWAY; HANIF CHAUDHRY, 1985) analisando um sistema de tubulação com um reservatório de nível constante em sua extremidade a montante e uma válvula na extremidade a jusante para diferentes velocidades de onda, fatores de atrito, etc.

4 METODOLOGIA

A presente trabalho se insere no contexto das pesquisas teóricas sobre o problema do TH em instalações de transporte de fluidos. O TH gerado é responsável por carregamentos hidrodinâmicos e mecânicos relevantes (pressões, vibrações, forças e deslocamentos) que devem ser previstos com a finalidade de se fazer dimensionamentos e análises seguras.

Modelos numéricos existem para simular tais eventos, sendo sempre incorporados nos modelos de interação fluido-estrutura (LESLIE; VARDY, 2001); (TIJSSELING, 1993). Estes modelos são descritos por equações diferenciais parciais hiperbólicas e são classificados de acordo com o seu número de equações, que por sua vez, refletem os esforços que são considerados na tubulação (ROCHA, R. G., 2011).

A definição de requisitos, subseção 3.6.1, consiste no tipo de sistema hidráulico a ser representado, componentes, condições de contorno, modelos representativos dos fenômenos (simplificações), fatores que influenciam no cálculo do transitório hidráulico.

4.1 Código computacional

Dois códigos numéricos (*IFE_TH* e *IFE_TH_SC*) foram elaborados para comparar o comportamento fluido-estrutura quando há a ocorrência da separação de coluna num sistema do tipo representado na Figura 1. Os códigos foram desenvolvidos na linguagem de programação *Python*, que é uma linguagem de acesso livre. O código foi desenvolvido sob uma licença de código aberto aprovada pela OSI, tornando-o livremente utilizável e distribuível, mesmo para uso comercial. A licença do Python é administrada pela *Python Software Foundation*.

O *Python Package Index* (PyPI) hospeda milhares de módulos de terceiros para *Python*. Tanto a biblioteca padrão do *Python* quanto os módulos de contribuição da comunidade permitem infinitas possibilidades¹.

Para o código TH com IFE (*IFE_TH*) foi utilizado o modelo composto de quatro equações diferenciais parciais (EDP) proposto por (TIJSSELING, 1993).

Para o código TH com IFE e separação de coluna (*IFE_TH_SC*) foi utilizado o modelo DVCM proposto por (WYLIE, E. B.; STREETER, 1978) com a separação de coluna tratada como condição de contorno (BERGANT, ANTON et al., 2008).

Com as equações continuidade e quantidade de movimento calcularam-se as condições iniciais do sistema, no estado estacionário, antes do fechamento da válvula.

O TH com IFE descrito pelo sistema de quatro equações governantes é um conjunto de equações diferenciais parciais hiperbólicas. A solução proposta utiliza o MC. Este método transforma o conjunto de EDPs em quatro equações diferenciais ordinárias (EDO). O MC tornou-se popular e é amplamente utilizado para a solução de problemas transitórios hidráulicos unidimensionais, especialmente se a velocidade da onda for constante. Este método provou ser superior aos outros em vários aspectos, como simulação correta de frente de ondas

¹ <https://www.python.org/about/>, 2023.

íngremes, ilustração da propagação das ondas, facilidade de programação e eficiência de cálculos (CHAUDHRY, 2014).

Nos códigos o sistema de EDOs obtidos pelo MC é solucionado pela função *fsolve* da biblioteca *SciPy*.

As interpolações, quando necessárias, seja no eixo horizontal ou no vertical, foram feitas por aproximações lineares. Traçando-se uma reta entre os valores a serem interpolados e pela equação desta reta obtiveram-se os valores interpolados das variáveis de interesse.

O código foi elaborado para simular transientes hidráulicos e exportar resultados na forma gráfica e de texto em arquivos *.pdf* e *.txt*. A critério do usuário, podem ser exportados os seguintes *outputs*:

- Altura manométrica ao longo da tubulação e tempo ($H = f(x,t)$);
- Tensão ao longo da tubulação e tempo ($\sigma = f(tx,t)$);
- Velocidade do fluido ao longo da tubulação e tempo ($v = f(x,t)$); e
- Velocidade da tubulação ao longo do seu comprimento longitudinal e tempo ($U = f(x,t)$)

Utilizaram-se as seguintes bibliotecas desta linguagem:

- NumPy (HARRIS et al., 2020): É uma biblioteca Python que fornece um objeto de matriz multidimensional, vários objetos derivados (como matrizes) e uma variedade de rotinas para operações rápidas em matrizes, incluindo matemática, lógica, manipulação de forma, classificação, seleção, álgebra linear básica, operações estatísticas básicas, simulação aleatória e mais²;
- Scipy (VIRTANEN, 2020): é uma biblioteca de algoritmos matemáticos e funções de conveniência construídas na extensão NumPy do Python. Fornece ao usuário comandos e classes de alto nível para manipular e visualizar dados³;
- *Matplotlib*: é uma biblioteca para criar visualizações estáticas, animadas e interativas em *Python*⁴.

² <https://numpy.org/doc/stable/>, 2023.

³ <https://docs.scipy.org/doc/scipy/tutorial/general.html>, 2023.

⁴ <https://matplotlib.org/stable/index.html>, 2023.

4.2 Parâmetros

A escolha dos parâmetros diz respeito à estabilidade e robustez do código numérico quanto à representatividade do fenômeno modelado.

Nos subitens desta seção são citados os parâmetros avaliados nesse trabalho.

4.2.1 Espaçamento da malha (*grid*)

Nas simulações de dinâmica de fluidos, a condição de *Courant* é particularmente importante para garantir que o intervalo de tempo seja pequeno o suficiente para capturar as mudanças rápidas nas variáveis de fluxo que ocorrem durante os transientes de fluido, conseqüentemente quanto maior N_y menor N_x . Em geral, o NC (equação (96)) menor ou igual a 1 é necessário para a estabilidade numérica (CHAUDHRY, 2014).

Neste trabalho, a escolha de N_x baseou-se em (SIMPSON, ANGUS R.; BERGANT, 1994) e atendimento à condição de *Courant*.

4.2.2 Tempo máximo de simulação

O tempo máximo de simulação é normalmente determinado pelo tempo que leva para o transiente atingir uma condição de estado estacionário ou um nível desejado de precisão na simulação.

No código desenvolvido neste trabalho, há duas opções para a escolha do tempo máximo:

- a) Sabendo-se o tempo para atingir o estado estacionário, o valor pode ser inserido diretamente como input; ou
- b) Utilizando-se do tempo de travessia da onda de pressão estimado usando-se o tempo que leva para uma onda de pressão se propagar pelo sistema e refletir de volta (equação (97)). Com posse deste dado, o tempo máximo de simulação pode ser calculado com base no número de oscilações completas da onda de pressão (equação (98)).

$$t_{travessia} = \frac{L}{c_f} \quad (97)$$

$$t_{m\acute{a}x\ simula\c{c}\tilde{a}o} = n^{\circ\ de\ oscila\c{c}\tilde{a}o\es} \cdot 4 \cdot t_{travessia} \quad (98)$$

4.2.3 Modelagem da válvula

As características hidráulicas das válvulas diferem grandemente dependendo de suas configurações internas e conseqüentemente a perda de carga provocada em função da abertura da mesma (WYLIE, E. B.; STREETER, 1978). Portanto a modelagem correta do fechamento da válvula é importante para a boa representação do fenômeno em estudo.

4.2.4 Fator de ponderação no tempo (ψ)

O fator de ponderação ψ controla o peso dos valores de volume de cavidade de vapor em t e em $t - 2\Delta t$ na seção computacional. Com $\psi = 0$ apenas valores em $t - 2\Delta t$ são usados e com $\psi = 1$ apenas valores em t são usados. É um parâmetro que tem como finalidade controlar oscilações numéricas que podem ocorrer na simulação do TH (JENSEN et al., 2018).

Espera-se que a simulação produza resultados instáveis para $\psi \ll 0,5$, devido ao excesso de confiança nas vazões "antigas"; e que um valor igual a 0,5 produza os resultados mais precisos, no entanto, é provável que haja oscilação numérica na simulação. A chance de oscilatório numérico é maior quando há pequenos volumes de vapor (alta pressão). Se o valor de ψ for próximo ou igual a 1 pode resultar na remoção das oscilações e atenuação das ondas de pressão (WYLIE, E. BENJAMIN et al., 1993).

Entretanto estudos do DVCM sugerem usar um fator de ponderação próximo para 1,0, restringindo o número de passos (SIMPSON, ANGUS R.; BERGANT, 1994).

4.3 Validação

O código foi validado confrontando-se os resultados obtidos com dados experimentais disponibilizados pelo Dr. Anton Bergant⁵ e disponível em literatura (BERGANT, ANTON et al., 2005) para um sistema hidráulico de simples configuração, no qual os transientes foram induzidos através da abertura ou fechamento de uma válvula.

Todo código é executado em um único arquivo extensão `.py`. Todos os parâmetros de entrada são inseridos pelo usuário no bloco `### INPUT ###`.

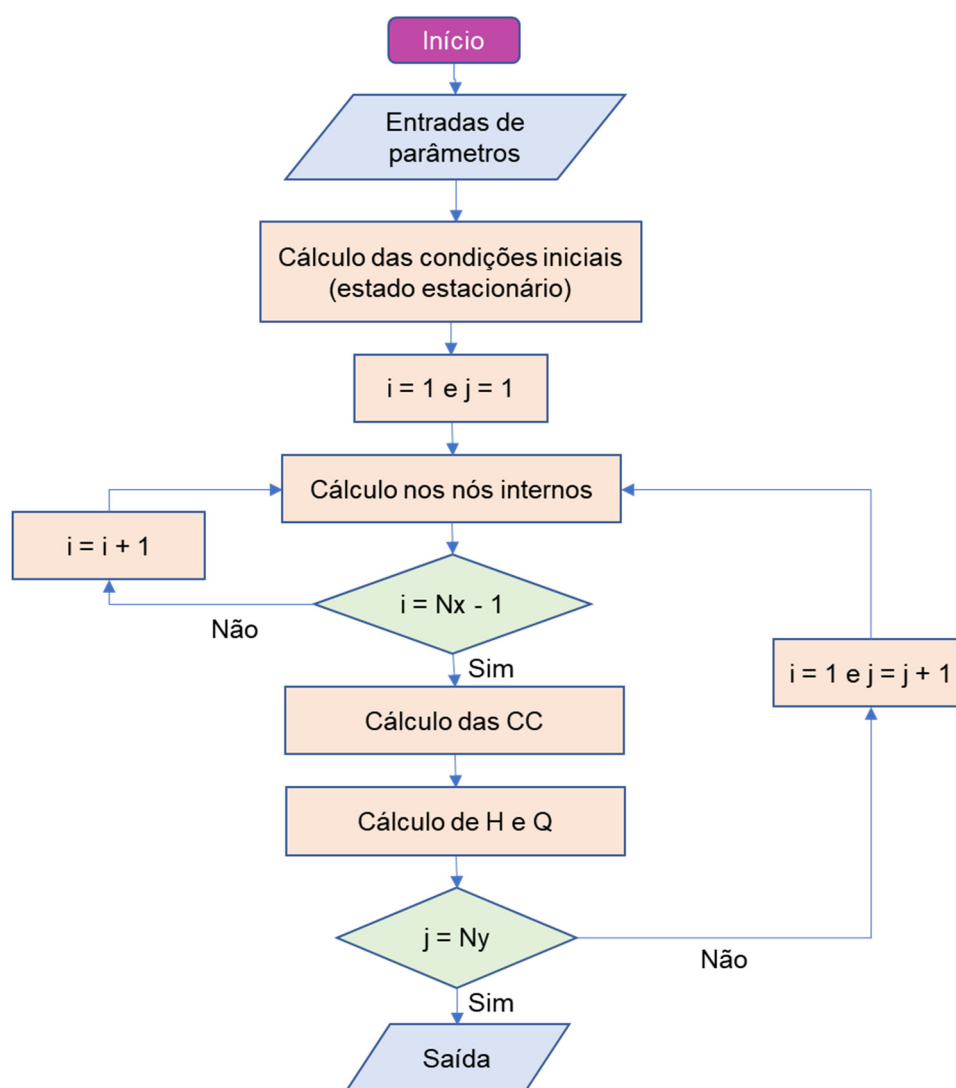
As condições de contorno implementadas no programa foram:

- Reservatório,
- Tubulação horizontal,

- Fechamento instantâneo da válvula, e
- Fator de fricção de Darcy.

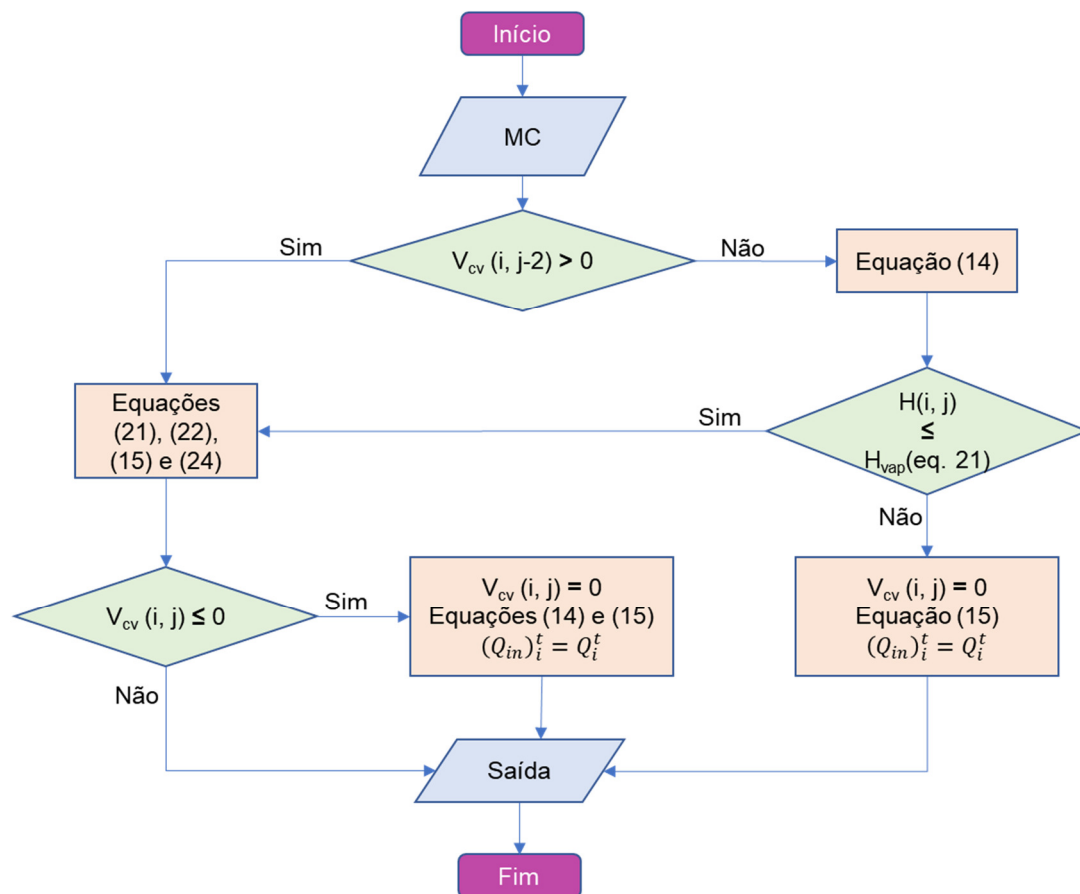
Os fluxogramas do MC, dos códigos são mostrados nas figuras Figura 19 à Figura 21.

Figura 19 - Fluxograma do método das características.



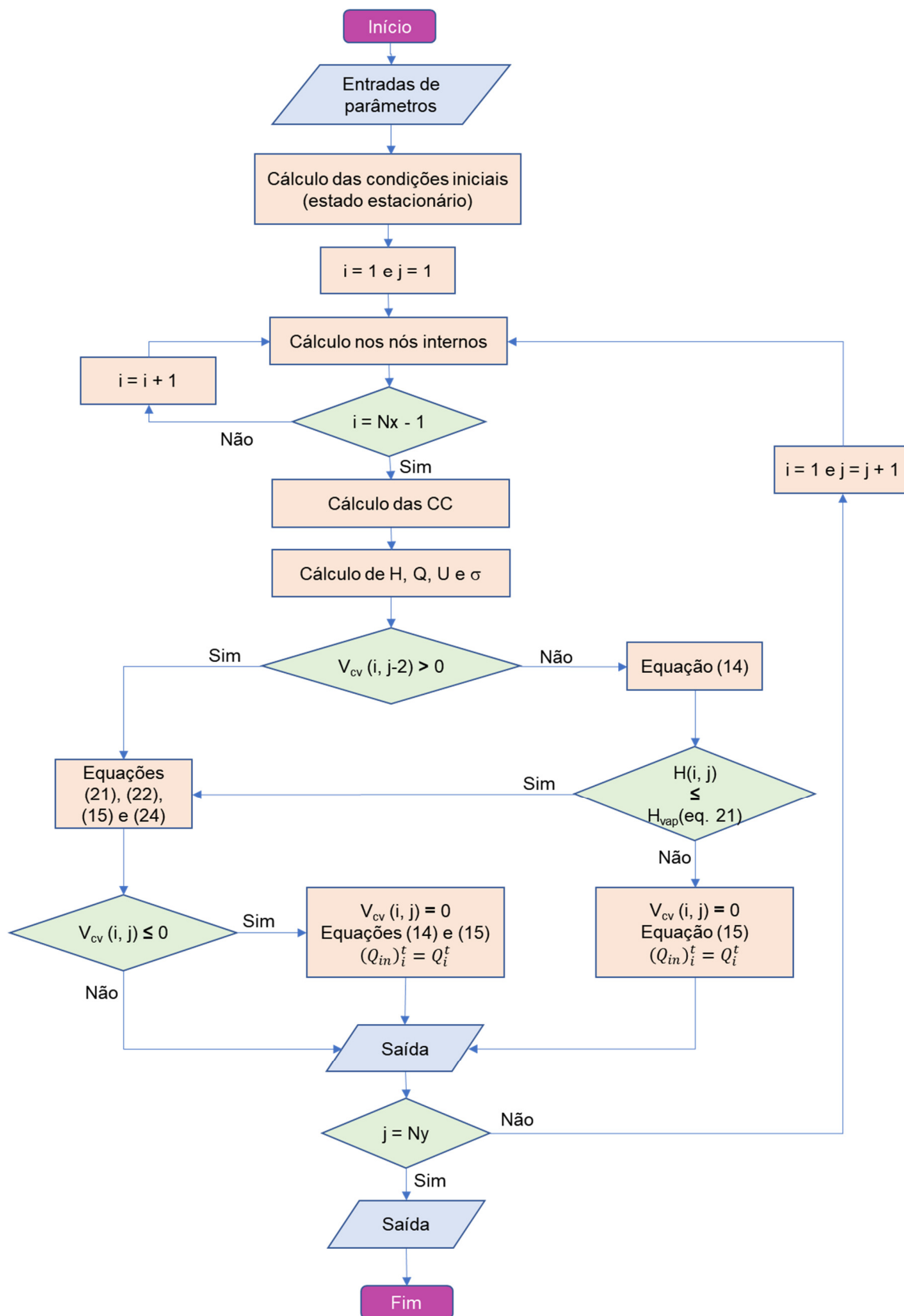
O programa começa com os parâmetros de entrada definidas pelo usuário. As condições do estado estacionário são calculadas antes do fechamento da válvula. Então o índice espacial (i), e o índice de tempo (j), são definidos como zero. Todos os nós internos são calculados para $(1 \leq i \leq N_x - 1)$ e $(1 \leq j \leq N_y)$. Quando $i = 0$ e $i = N_x$ as condições de contorno são as condições no reservatório e na válvula, respectivamente. Quando $j < N_y$, o passo é atualizado para $i = 1$ e $j = j + 1$. A simulação é finalizada e os dados podem ser emitidos quando $j = N_y$.

Figura 20 - Fluxograma do método DVCM.



O fluxograma do método de cálculo DVCM para nós internos pode ser visto na Figura 19. O bloco com $V_{cv}(i, j - 2) > 0$ investiga a presença de cavidade de vapor no passo de tempo anterior. Se houver cavidade, assume-se que o intervalo de tempo atual deve ser tratado como um limite de pressão. Se o nó for calculado como um limite de pressão, os cálculos são seguidos por uma verificação para saber se a cavidade de vapor é menor ou igual a zero. Se isto for verdade, assume-se que a cavidade de vapor colapsou, mas a pressão não subiu acima da pressão de vaporização do fluido e conseqüentemente há uma nova verificação da altura manométrica calculada e altura manométrica de vaporização ($H_i^j \leq H_{vap}$).

Figura 21 - Fluxograma do Transiente hidráulico com interação fluido estrutura.



5 RESULTADOS E DISCUSSÃO

Neste capítulo os resultados das simulações realizadas com o código desenvolvido são apresentados. Os *inputs* de cada simulação podem ser consultados nas Tabela 16 a Tabela 19, Apêndice.

O código de simulação exporta os resultados em formato gráfico e .txt.

A validação do código IFE_TH_SC foi feita comparando-se os resultados obtidos com resultados experimentais cedidos pelo Dr. Anton Bergant⁵, os quais foram utilizados para as análises discutidas no artigo (BERGANT, ANTON et al., 2005). Os parâmetros e propriedades utilizadas nas simulações são listados nas Tabela 16 a Tabela 19, Apêndice.

Ressalta-se que a atribuição de algumas propriedades do fluido e do material, com base em dados disponíveis na literatura, foram necessárias; uma vez que não houve disponibilização dos dados ou foi citado no artigo de referência:

- Densidade, módulo de Young, rugosidade, coeficiente de Poisson do material utilizado;
- Temperatura de realização do experimento; e
- Tipo de válvula utilizada.

Nas simulações considerou-se uma válvula tipo globo e seu coeficiente de descarga (Cd) foi modelado a partir dos dados característicos disponíveis na literatura (TULLIS, 1989, Fig. 4.3, p.91).

Para uma mesma condição termo hidráulica, utilizaram-se os códigos IFE_TH e IFE_TH_SC para demonstrar a necessidade de contemplar o fenômeno de cavitação ao modelo.

Foram realizadas simulações para avaliar o desempenho do código IFE_TH_SC:

- Efeito do espaçamento da malha (N_x) sobre o transitório hidráulico com separação de coluna;
- Efeito do fator de ponderação no tempo (ψ) sobre o transitório hidráulico com separação de coluna; e
- Efeito do tempo de fechamento da válvula (t_c) sobre o transitório hidráulico com separação de coluna.

⁵ https://www.iahr.org/individual-member/user?member_no=10145, 2023.

5.1 Custo computacional

As simulações foram feitas em um computador de uso doméstico com a configuração especificada na Tabela 1.

Tabela 1. Configuração computacional utilizada.

Processador	11th Gen Intel(R) Core(TM) i5-1135G7 @ 2.40GHz 2.42 GHz
RAM	8,00 GB
Tipo de sistema	Sistema operacional de 64 bits, processador baseado em x64
SO	Windows 11 Home

Na Tabela 2 estão os tempos de processamento de cada simulação em função da discretização N_x escolhida.

Tabela 2. Tempos de processamento.

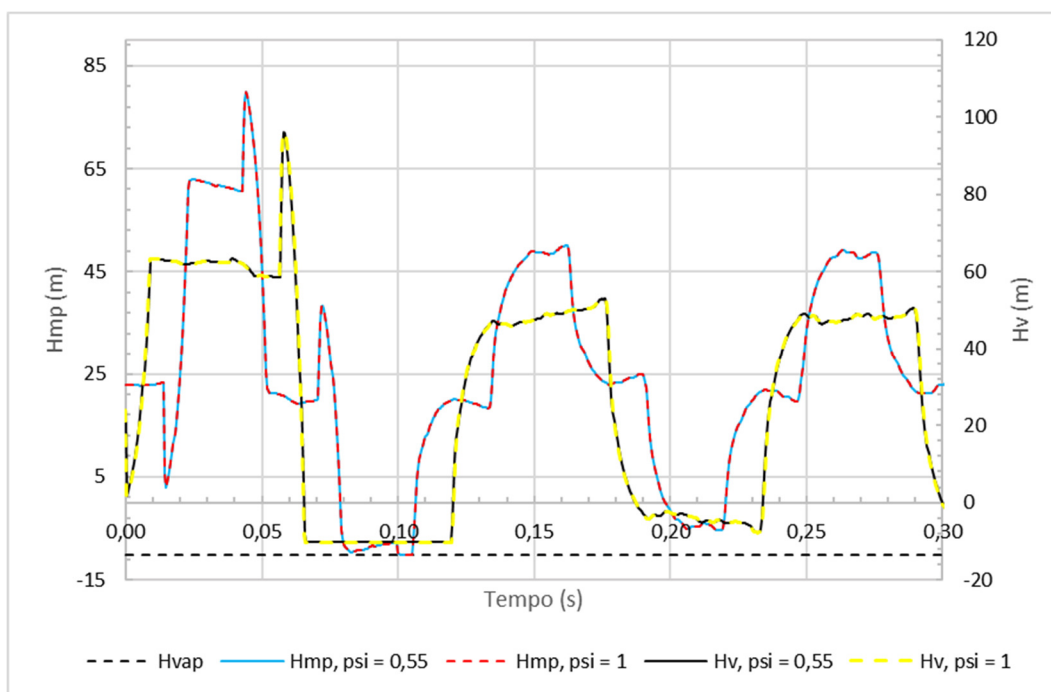
N_x	Tempo de processamento
16	25 s
32	1 min 20 s
64	6 min
128	28 min

5.2 Efeito da ponderação no tempo (ψ)

Para avaliar a influência do fator de ponderação no tempo (ψ) no TH, simulou-se a partir da situação de estado estacionário, o fluido escoando do reservatório à válvula com velocidades iniciais de 0,30 m/s e 1,40 m/s. A válvula (com $t_c = 0,009$ s), com restrição na direção axial, em $t = 0$, é fechada instantaneamente. Para a simulação utilizou-se $N_x = 64$ (correspondente a $\Delta x = 0,59$ m e $\Delta t = 0,45$ ms).

Escolheu-se $N_x = 64$ por melhor representar o TH com menor custo computacional. Os inputs das simulações constam nas Tabela 18 e Tabela 19, Apêndice.

Figura 22. H_{mp} e H_v com $v_0 = 0,30$ m/s para $\psi = 0,55$ e $\psi = 1,0$.



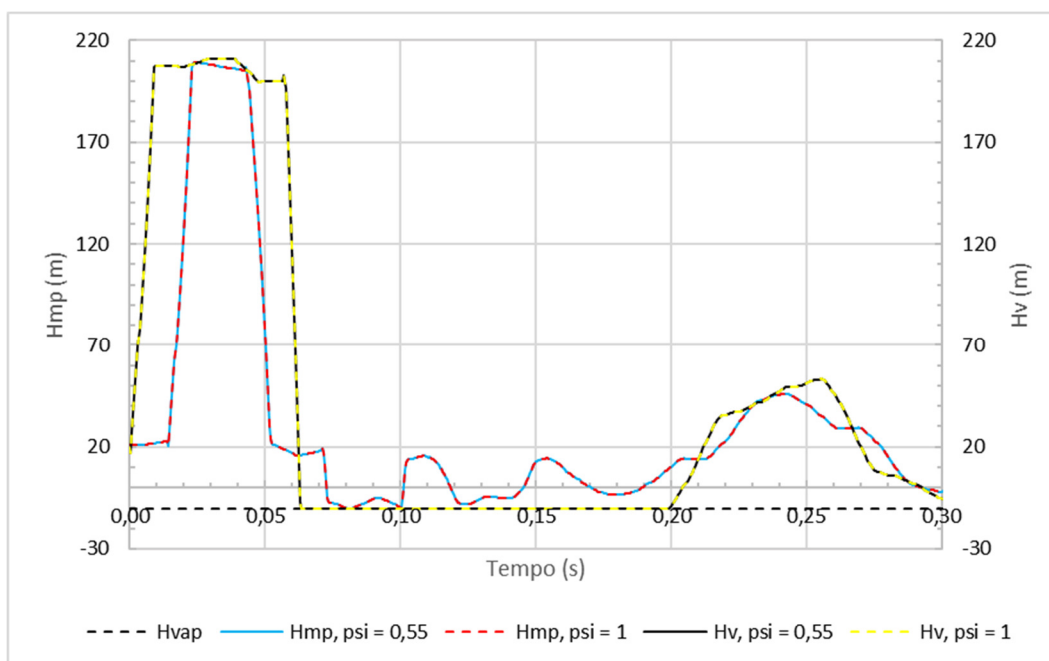
A Figura 22 mostra os resultados das simulações para o fluido com velocidade inicial de 0,30 m/s.

Os dois valores diferentes de fator de ponderação preveem as alturas manométricas, a altura manométrica máxima e seu tempo de forma semelhante, tanto no ponto médio da tubulação (H_{mp}) quanto na válvula (H_v). Diferentemente do relatado em literatura, na qual para $\psi = 0,55$ o comportamento é mais oscilatório quando comparado ao $\psi = 1,0$ (SHAMLOO et al., 2014).

Os resultados aqui obtidos podem ser justificados pelo uso de:

- Fator de atrito estacionário, calculado em função da velocidade inicial do fluido; conseqüentemente seu valor não é “atualizado” quando há alterações de vazões no decorrer da simulação; e
- Interpolações que resultam na atenuação das oscilações (TIJSSELING, 1993).

Figura 23. Hmp e Hv com $v_0 = 1,40$ m/s para $\psi = 0,55$ e $\psi = 1,0$.



A Figura 23 mostra os resultados das simulações para o fluido com velocidade inicial de 1,40 m/s.

Assim como ocorrido para a simulação de velocidade inicial de fluido 0,30 m/s, os dois valores diferentes de fator de ponderação preveem a altura manométrica máxima e seu tempo de forma semelhante, tanto no ponto médio da tubulação (Hmp) quanto na válvula (Hv).

A igualdade nos resultados aqui obtidos, apenas variando ψ , podem se justificar pelo uso de:

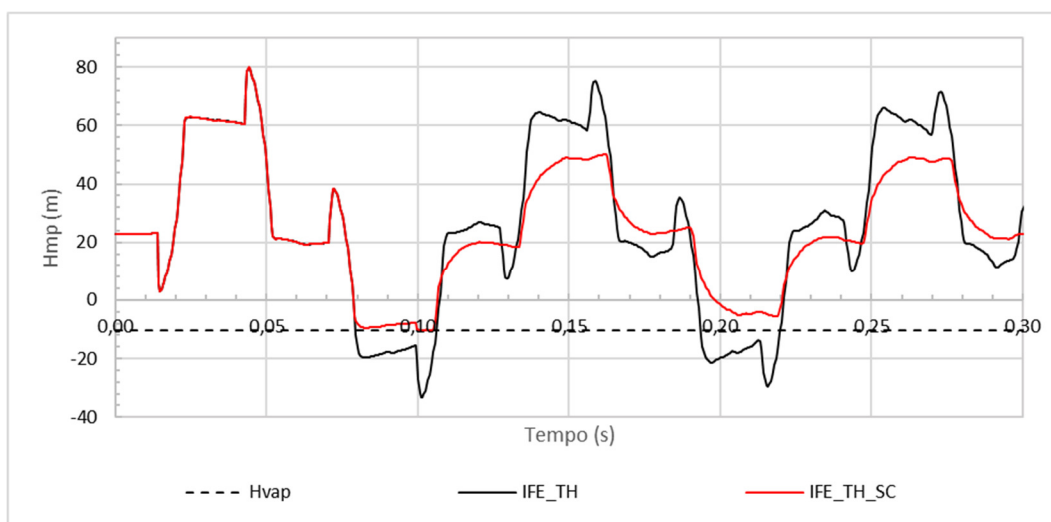
- Fator de atrito estacionário, calculado em função da velocidade inicial do fluido; conseqüentemente seu valor não é “atualizado” quando há alterações de vazões no decorrer da simulação; e
- Interpolações que resultam na atenuação das oscilações (TIJSSELING, 1993).

5.3 Transitório hidráulico e IFE - efeito de separação de coluna.

Utilizaram-se os dois códigos desenvolvidos (IFE_TH e IFE_TH_SC) para avaliar a influência da separação de coluna em estudos de transientes hidráulicos simulou-se a partir da situação de estado estacionário, o fluido escoando do reservatório à válvula com velocidades iniciais de 0,30 m/s e 1,40 m/s. A válvula (com $t_c = 0,009$ s), com restrição na direção axial, em $t = 0$, é fechada instantaneamente. Para a simulação utilizou-se $N_x = 64$ (correspondente a $\Delta x =$

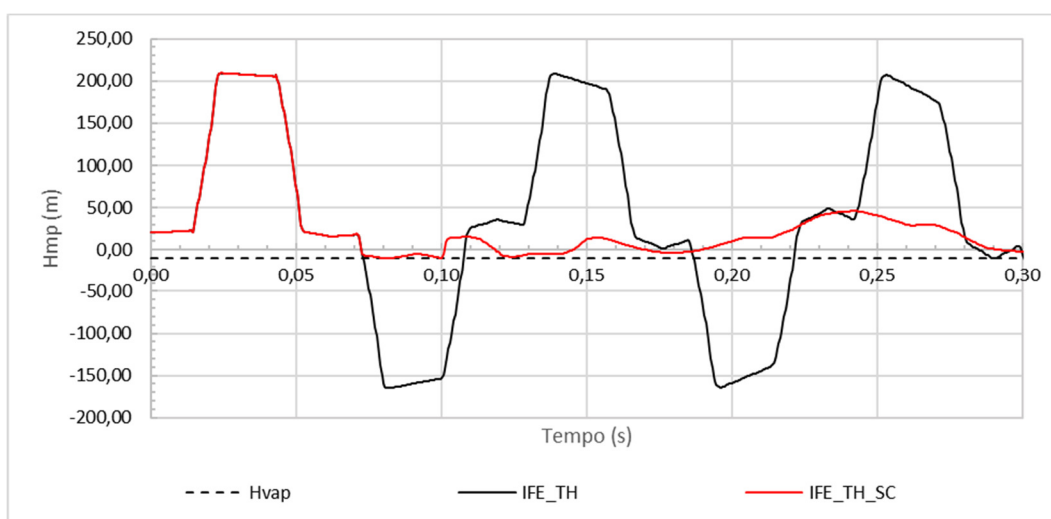
0,59 m e $\Delta t = 0,45$ ms). Os inputs das simulações constam na Tabela 18 e Tabela 19, Apêndice.

Figura 24. Resultado comparativo dos outputs dos códigos TH_IFE e TH_IFE_SC com $v_0 = 0,30$ m/s, $N_x = 64$ e $t_c = 0,009$ s.



Como pode ser visto na Figura 24 o primeiro pulso de pressão gerado pelos diferentes códigos são idênticos e se sobrepõem, porém quando a pressão no sistema cai abaixo da pressão de vaporização do fluido os resultados começam a divergir.

Figura 25. Resultado comparativo dos outputs dos códigos TH_IFE e TH_IFE_SC com $v_0 = 1,40$ m/s, $N_x = 64$ e $t_c = 0,009$ s.



Na Figura 25 o primeiro pulso de pressão gerado pelos diferentes códigos são idênticos e se sobrepõem, porém quando a pressão no sistema cai abaixo da pressão de vaporização do fluido os resultados das duas curvas divergem.

Os picos de pressão obtidos pelo IFE_TH não tiveram atenuação no decorrer do tempo simulado, porém a forma destes sofreram alteração devido à modelagem do fechamento da válvula que afeta o formato do pico de pressão resultante (JENSEN et al., 2018).

A curva de pressão simulada no IFE_TH_SC tem atenuação dos pulsos de pressão de curta duração mais forte isso pode ser atribuído à cavitação mais intensa ao longo do tubo.

Comparando-se as Figura 24 e Figura 25, para a velocidade inicial de fluido 1,40 m/s os efeitos de separação de coluna são mais intensos na altura manométrica resultante quando comparados aos de velocidade 0,30 m/s.

O código IFE_TH não contempla a formação de cavidades de vapor/separação de coluna e por isso a pressão atinge valores inferiores à pressão de vaporização do fluido, o que é fisicamente inconsistente. Como resultante da interação fluido-estrutura, as pressões máximas resultantes são superiores às simuladas no código IFE_TH_SC que contempla formação de cavidades de vapor/separação de coluna. A cavidade atua como um vácuo, um ponto de baixa pressão, retardando as colunas líquidas, que diminui de tamanho quando as colunas de líquido mudam a direção do fluxo causando um efeito de amortecimento ocasionando picos de pressão menores quando comparados aos gerados pelo IFE_TH.

Essas diferenças mostram a importância de se ter um código que tenha a previsão de formação de cavidades de vapor incorporada em sua rotina na avaliação de TH.

5.4 Espaçamento da malha (Nx)

Diferentes números de partições foram selecionados para cada simulação computacional $N_x = \{16, 32, 64, 128\}$ para examinar a robustez numérica do modelo. Para cada N_x avaliaram-se dois valores de fator de ponderação (ψ) 1,0 e 0,55.

Escolheram-se os valores de N_x e ψ com base na literatura (BERGANT, ANTON et al., 2005) e (JENSEN et al., 2018).

Simulou-se a partir da situação de estado estacionário, o fluido escoando do reservatório à válvula com velocidades iniciais de 0,30 m/s e 1,40 m/s. A válvula (com $t_c = 0,009$ s), com restrição na direção axial, em $t = 0$, é fechada instantaneamente.

Os inputs das simulações constam nas Tabela 18 e Tabela 19, Apêndice.

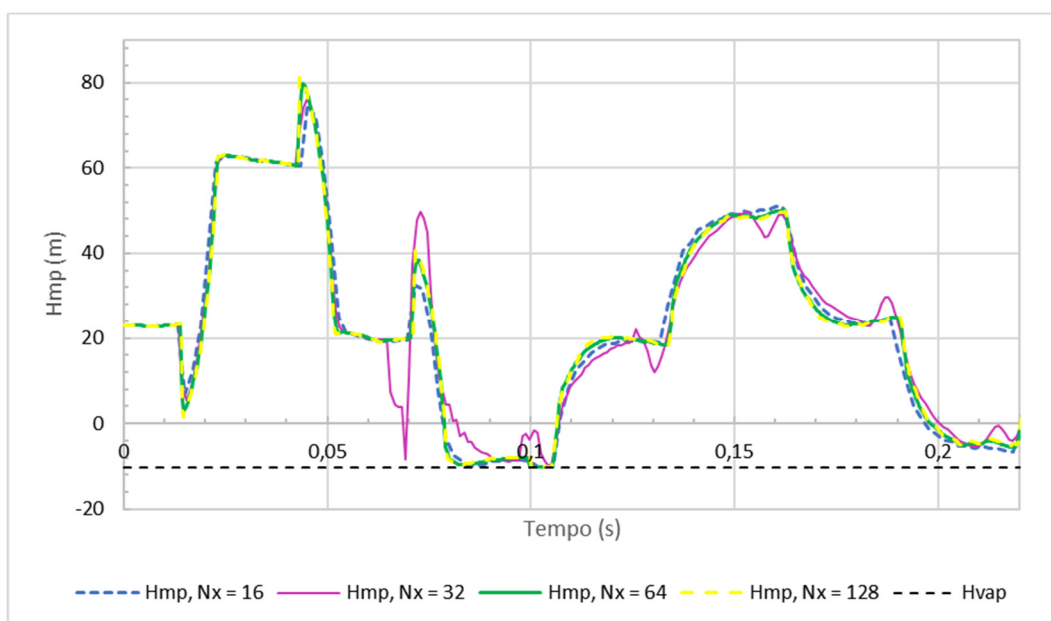
5.4.1 Variação de N_x para $v_0 = 0,30$ m/s, $\psi = 1,0$

Para a simulação utilizaram-se velocidade inicial do fluido 0,30 m/s, $\psi = 1,0$ e $N_x = \{16, 32, 64, 128\}$. Para cada partição N_x há um Δx e Δt correspondentes que podem ser consultados na Tabela 3.

Tabela 3. N_x e seus correspondentes Δx e Δt , $v_0 = 0,30$ m/s.

N_x	Δx (m)	Δt (ms)
16	2,48	1,88
32	1,20	0,90
64	0,59	0,45
128	0,29	0,22

Figura 26. Altura manométrica no ponto médio da tubulação com variação de N_x , $v_0 = 0,30$ m/s e $\psi = 1,0$.



No ponto médio da tubulação, para $v_0 = 0,30$ m/s as curvas de pressão são bastante semelhantes para $N_x = \{16, 64, 128\}$ e $N_x = \{64, 128\}$ há sobreposição das curvas durante todo o tempo simulado, Figura 26.

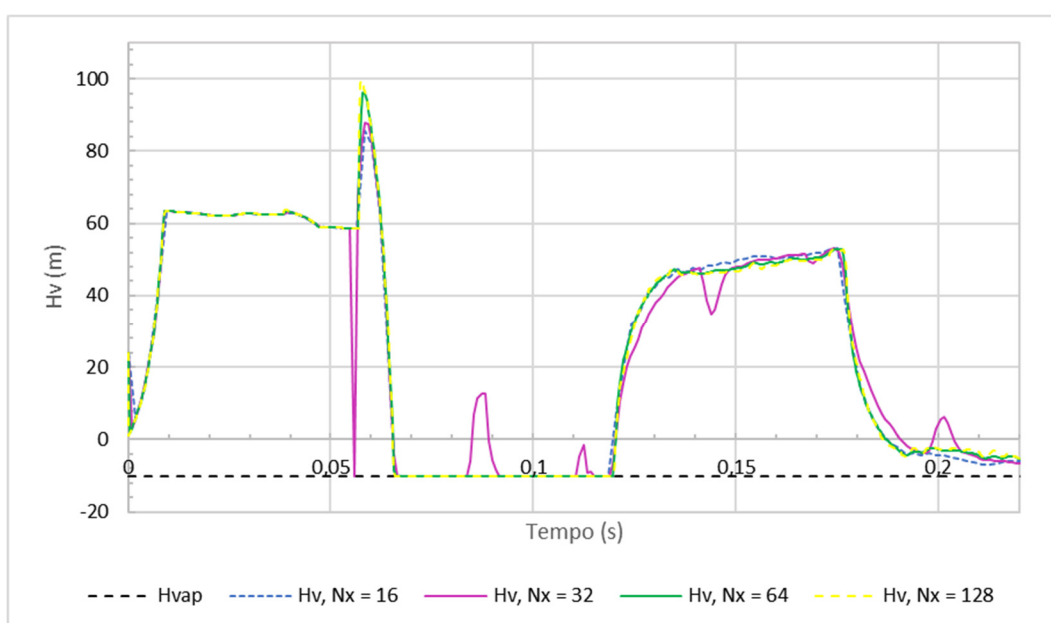
Para $N_x = 32$ observa-se um comportamento oscilatório diferente das demais curvas a partir de 0,062 s. As oscilações e picos de pressão não realistas podem decorrer do método DVCM adotado (SIMPSON, ANGUS R.; BERGANT, 1994). Esse comportamento será avaliado na validação do código.

Comparando-se os N_x , os picos iniciais quando utilizadas mais partições resultam em pressões maiores, Tabela 4.

Tabela 4. Altura manométrica máximo no ponto médio da tubulação para cada N_x , $v_0 = 0,30$ m/s e $\psi = 1,0$.

N_x	$H_{m\acute{a}x}$ (m)
16	74,92
32	76,20
64	79,88
128	81,47

Figura 27. Altura manométrica na válvula com variação de N_x , $v_0 = 0,30$ m/s e $\psi = 1,0$.



Na válvula, para $v_0 = 0,30$ m/s as curvas de pressão são bastante semelhantes para $N_x = \{16, 64, 128\}$ e $N_x = \{64, 128\}$ há sobreposição das curvas durante todo o tempo simulado, Figura 27.

Como o ocorrido para o ponto médio da tubulação, para $N_x = 32$ o comportamento oscilatório diferente das demais curvas se repete. As oscilações e picos de pressão não realistas podem decorrer do método DVCM adotado (SIMPSON, ANGUS R.; BERGANT, 1994). Esse comportamento será avaliado na validação do código.

Comparando-se os N_x , os picos iniciais quando utilizadas mais partições resultam em pressões maiores, Tabela 5.

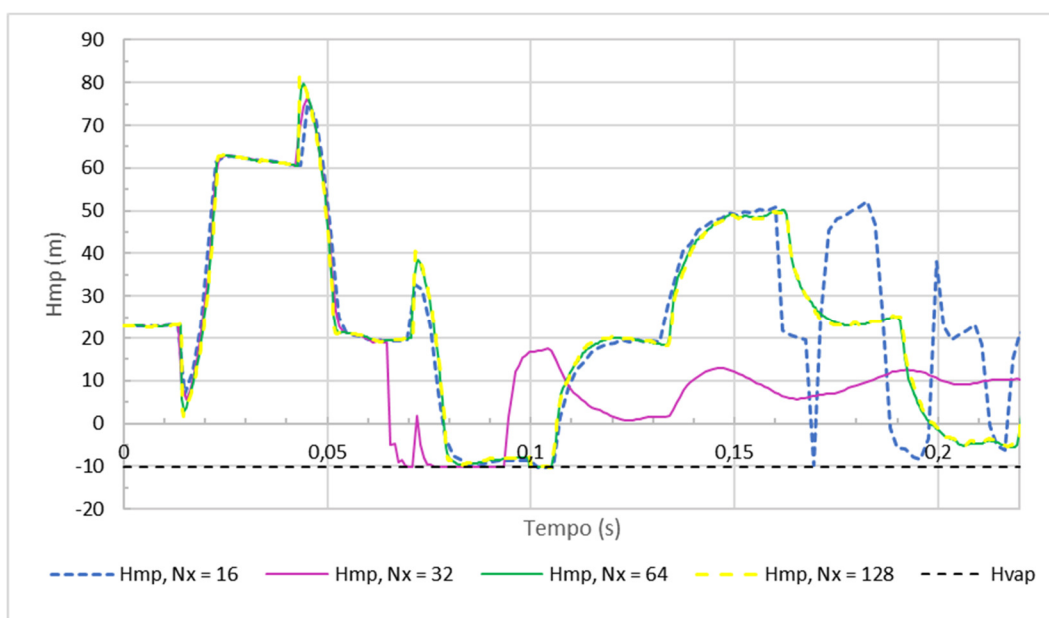
Tabela 5. Altura manométrica na válvula para cada N_x , $v_0 = 0,30$ m/s e $\psi = 1,0$.

N_x	$H_{m\acute{a}x}$ (m)
16	85,57
32	87,87
64	96,01
128	99,69

5.4.2 Variação de N_x para $v_0 = 0,30$ m/s, $\psi = 0,55$

Para a simulação utilizaram-se velocidade inicial do fluido 0,30 m/s, $\psi = 0,55$ e $N_x = \{16, 32, 64, 128\}$. Para cada partição N_x há um Δx e Δt correspondentes que podem ser consultados na Tabela 3.

Figura 28. Altura manométrica no ponto médio da tubulação com variação de N_x , $v_0 = 0,30$ m/s e $\psi = 0,55$.



No ponto médio da tubulação, para $v_0 = 0,30$ m/s as curvas de pressão são bastante semelhantes para $N_x = \{16, 64, 128\}$, em $N_x = \{16, 32\}$ e $N_x = \{64, 128\}$ há sobreposição das curvas nos instantes iniciais da simulação até 0,06 s, Figura 28.

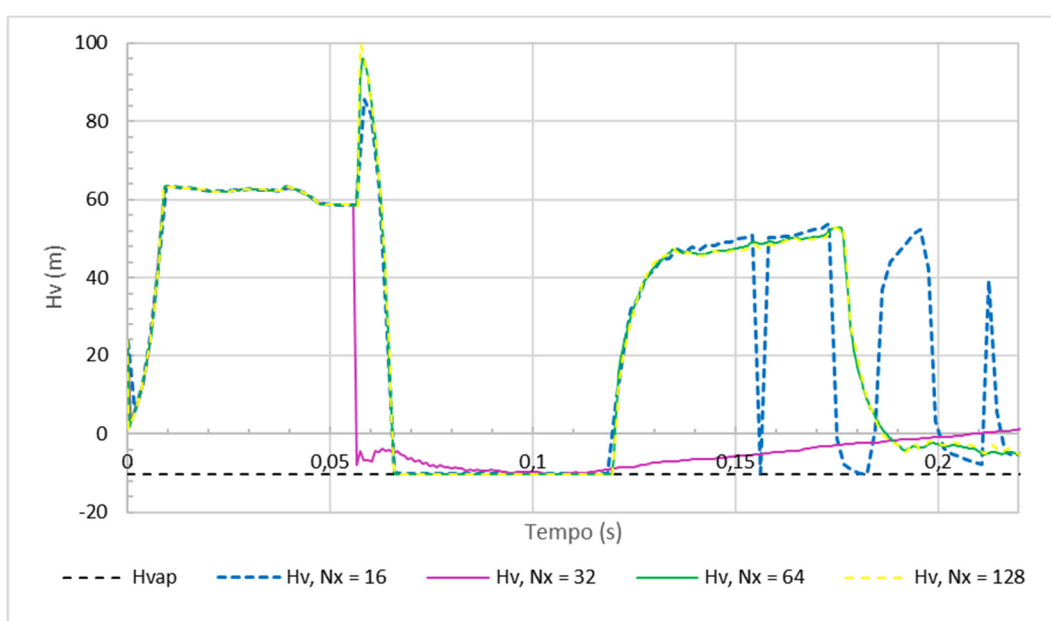
Para $N_x = 16$ observa-se que a frequência oscilatória é diferente das demais curvas a partir de 0,17 s. Para $N_x = 32$ observa-se um comportamento oscilatório e amortizado diferente das demais curvas a partir de 0,06 s. Esses comportamentos serão avaliados na validação do código.

Tabela 6. Altura manométrica máximo no ponto médio da tubulação para cada Nx , $v_0 = 0,30$ m/s e $\psi = 0,55$.

Nx	$H_{m\acute{a}x}$ (m)
16	74,92
32	76,20
64	79,88
128	81,47

Comparando-se os Nx , os picos iniciais quando utilizadas mais partições resultam em pressões maiores, Tabela 6.

Figura 29. Altura manométrica na válvula com variação de Nx , $v_0 = 0,30$ m/s e $\psi = 0,55$.



Na válvula, para $v_0 = 0,30$ m/s as curvas de pressão são bastante semelhantes para $Nx = \{16, 64, 128\}$ há sobreposição das curvas até 0,13 s de simulação, Figura 29. Para $Nx = 16$, a partir de 0,13 s houve aumento da frequência oscilatória quando comparado aos $Nx = 64$ e 128. A curva de $Nx = 32$ acompanha o comportamento das demais curvas até 0,057s, quando então há uma queda abrupta na pressão e forte amortização.

Tabela 7. Altura manométrica na válvula para cada Nx , $v_0 = 0,30$ m/s e $\psi = 0,55$.

Nx	$H_{m\acute{a}x}$ (m)
16	85,57
32	87,87
64	96,01
128	99,69

Comparando-se os N_x , os picos iniciais quando utilizadas mais partições resultam em pressões maiores, Tabela 7.

Para todas as simulações discutidas anteriormente, quando se compara a altura manométrica máxima simulada como função de N_x e ψ , nota-se que para uma mesma velocidade e mesmo N_x , os valores máximos de pressão não se alteram quando se varia o ψ . A altura manométrica mínima não é inferior à altura manométrica na pressão de vapor (-10,22 m), nas condições simuladas.

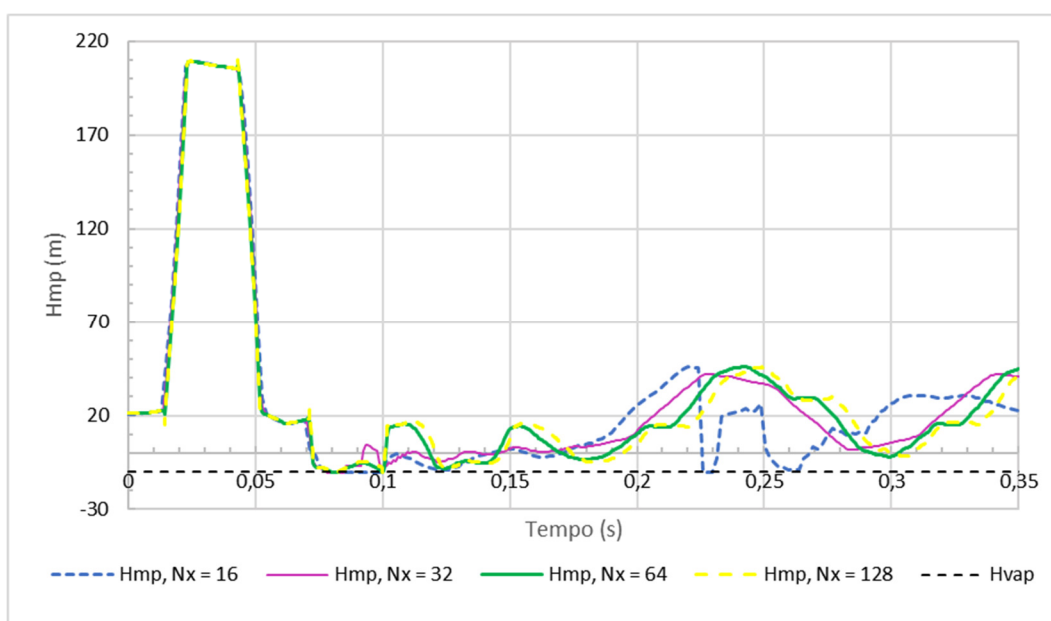
5.4.3 Variação de N_x para $v_0 = 1,40$ m/s, $\psi = 1,0$

Para a simulação utilizaram-se velocidade inicial do fluido 1,40 m/s, $\psi = 1,0$ e $N_x = \{16, 32, 64, 128\}$. Para cada partição N_x há um Δx e Δt correspondentes que podem ser consultados na Tabela 8.

Tabela 8. N_x e seus correspondentes Δx e Δt , $v_0 = 1,40$ m/s.

N_x	Δx (m)	Δt (ms)
16	2,48	1,88
32	1,20	0,90
64	0,59	0,45
128	0,29	0,22

Figura 30. Altura manométrica no ponto médio da tubulação com variação de N_x , $v_0 = 1,40$ m/s e $\psi = 1,0$.



No ponto médio da tubulação, para $v_0 = 1,40$ m/s as curvas de pressão resultantes das simulações se sobrepõem até 0,09s. A partir deste instante, as

curvas de $Nx = \{64, 128\}$ mantêm comportamentos semelhantes, diferentemente do ocorrido para $Nx = \{16, 32\}$ no intervalo 0,09 s – 0,2 s.

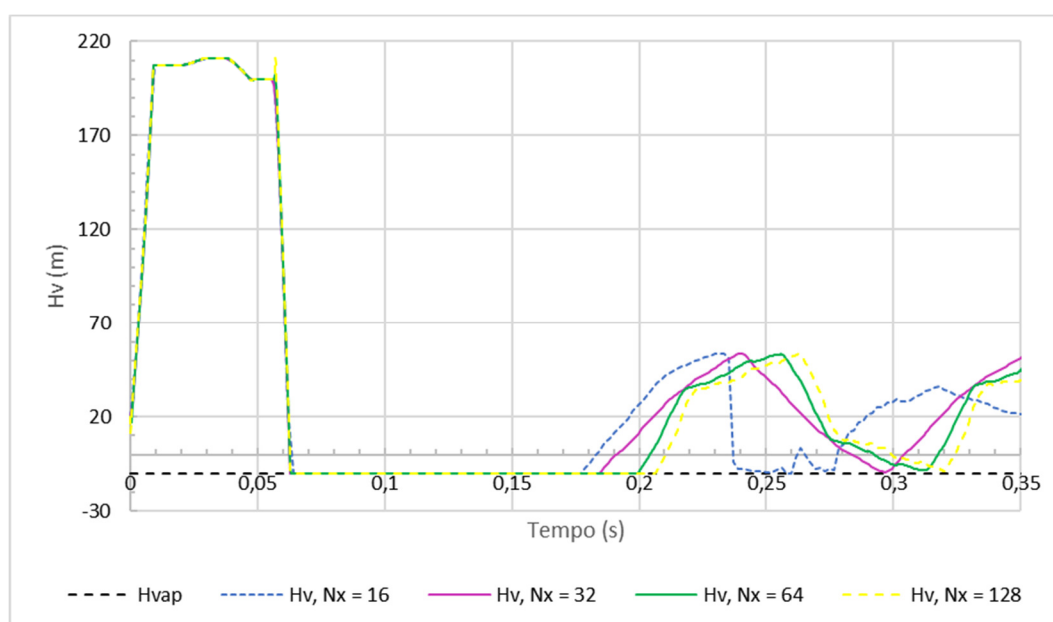
A partir de 0,2 s, as curvas de $Nx = \{32, 64, 128\}$ tem sua frequência e amplitudes com desempenhos semelhantes, mas diferenciam-se em relação ao amortecimento; quanto menor o Nx maior o amortecimento. Com $Nx = 16$ há maior frequência oscilatória quando comparada às demais curvas. As oscilações e picos de pressão não realistas podem decorrer do método DVCM adotado (SIMPSON, ANGUS R.; BERGANT, 1994) em conjunto com o reduzido particionamento (Nx). Esse comportamento será avaliado na validação do código.

Tabela 9. Altura manométrica máximo no ponto médio da tubulação para cada Nx , $v_0 = 1,40$ m/s e $\psi = 1,0$.

Nx	$H_{m\acute{a}x}$ (m)
16	209,09
32	209,16
64	209,27
128	211,54

Comparando-se os Nx , os picos iniciais, para $Nx = \{16, 32, 64\}$, quando utilizadas mais partições resultam em pressões ligeiramente maiores quanto mais partições utilizadas, Tabela 9. Analisando-se o maior e menor valor de altura manométrica máxima quando se varia Nx , a diferença entre eles é de 1,16%.

Figura 31. Altura manométrica na válvula com variação de Nx , $v_0 = 1,40$ m/s e $\psi = 1,0$.



No ponto médio da tubulação, para $v_0 = 1,40$ m/s as curvas de pressão resultantes das simulações se sobrepõem até 0,18s. A partir deste instante, as curvas de $Nx = \{32, 64, 128\}$ mantêm comportamentos semelhantes de frequência e amplitude, entretanto ao variar o Nx observa-se um atraso de respostas das curvas. Em $Nx = 16$, após 0,18s também se percebe a antecipação do pulso de pressão quando se avalia o conjunto de curvas, mas a partir de 0,25 s há uma queda abrupta de pressão e os resultados são bastante divergentes dos demais.

A avaliação das simulações quanto à representatividade do TH e divergências resultantes do método numérico adotado nas simulações serão discutidas na validação do código.

Tabela 10. Altura manométrica na válvula para cada Nx , $v_0 = 1,40$ m/s e $\psi = 1,0$.

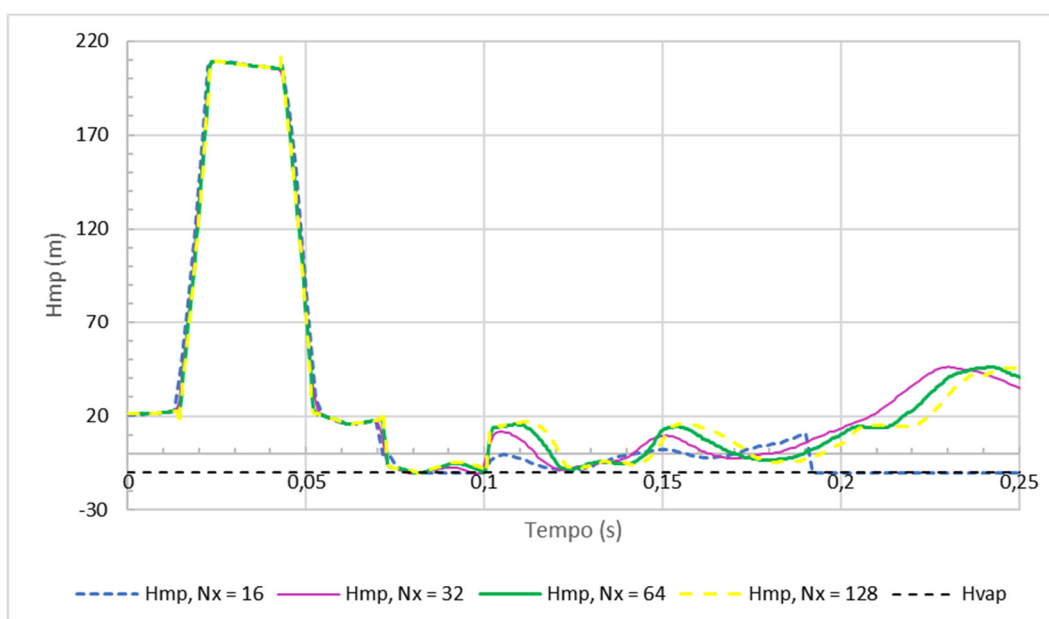
Nx	$H_{m\acute{a}x}$ (m)
16	211,00
32	211,07
64	211,14
128	211,44

Comparando-se os Nx , os picos iniciais, para $Nx = \{16, 32, 64, 128\}$, quando utilizadas mais partições resultam em pressões ligeiramente maiores quanto mais partições utilizadas, Tabela 10. Analisando-se o maior e menor valor de altura manométrica máxima quando se varia Nx , a diferença entre eles é de 0,21%.

5.4.4 Variação de Nx para $v_0 = 1,40$ m/s, $\psi = 0,55$

Para a simulação utilizaram-se velocidade inicial do fluido 1,40 m/s, $\psi = 0,55$ e $Nx = \{16, 32, 64, 128\}$. Para cada partição Nx há um Δx e Δt correspondentes que podem ser consultados na Tabela 8.

Figura 32. Altura manométrica no ponto médio da tubulação com variação de N_x , $v_0 = 1,40$ m/s $\psi = 0,55$.



No ponto médio da tubulação, para $v_0 = 1,40$ m/s as curvas de pressão resultantes das simulações se sobrepõem até 0,1s. A partir deste instante, as curvas de $N_x = \{64, 128\}$ mantêm comportamentos semelhantes, $N_x = \{16, 32\}$ no intervalo 0,1 s – 0,17 s têm frequências semelhantes com amplitudes diferentes; maior N_x maior amplitude.

A partir de 0,17 s, as curvas de $N_x = \{32, 64, 128\}$ tem sua frequência e amplitudes com desempenhos semelhantes, mas com defasagem de tempo entre si. Para a curva de $N_x = 16$ a pressão cai abruptamente e se iguala à pressão de vapor do fluido.

A avaliação desses comportamentos em relação será feita na validação do código.

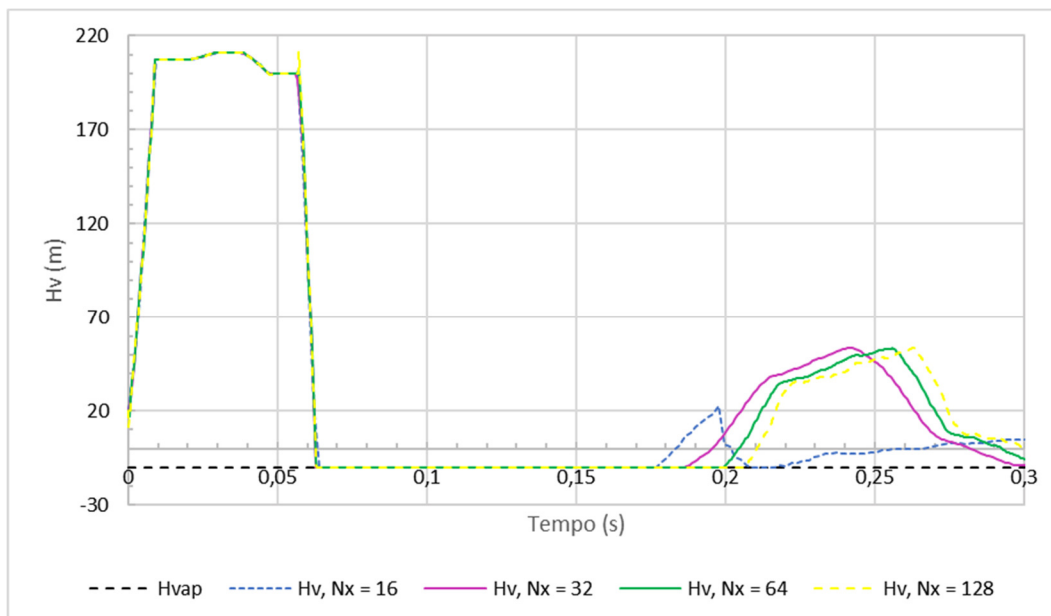
Tabela 11. Altura manométrica máxima no ponto médio da tubulação para cada N_x , $v_0 = 1,40$ m/s e $\psi = 0,55$.

N_x	Hmáx (m)
16	209,09
32	209,16
64	209,27
128	211,54

Comparando-se os N_x , os picos iniciais, para $N_x = \{16, 32, 64\}$, quando utilizadas mais partições resultam em pressões ligeiramente maiores quanto mais partições utilizadas para a simulação, Tabela 11. Comparando-se o maior e menor

valor de altura manométrica máxima quando se varia N_x , a diferença entre eles é de 1,17%.

Figura 33. Altura manométrica na válvula com variação de N_x , $v_0 = 1,40$ m/s $\psi = 0,55$.



5.5 Efeito do tempo de fechamento da válvula (t_c)

Para entender o efeito do tempo de fechamento da válvula no modelo numérico, simularam-se três tempos de fechamento rápido da válvula (0 s; 0,005 s e 0,009s) para as velocidades iniciais de fluido 0,30 m/s e 1,40 m/s.

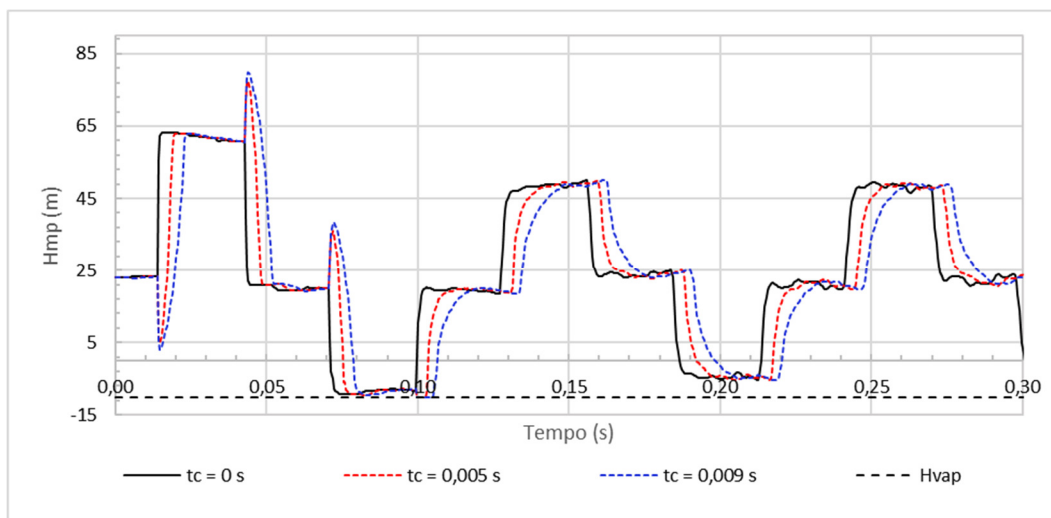
Escolheu-se para as simulações a partição $N_x = 64$ para permitir maior representatividade do fenômeno ao longo da tubulação com menor custo computacional e $\psi = 1$. Neste trabalho poderia ser escolhido $\psi = 0,55$ em vez de 1, pois como visto no item 5.2 os resultados numéricos não se alteraram com a variação de ψ .

Os inputs das simulações constam nas Tabela 18 e Tabela 19, Apêndice.

5.5.1 Variação de t_c para pressões no ponto médio da tubulação

As curvas na Figura 34 e Figura 35 correspondem às pressões no ponto médio da tubulação.

Figura 34. Variação de t_c para H_{mp} , $v_0 = 0,30$ m/s, $N_x = 64$ e $\psi = 1,0$.

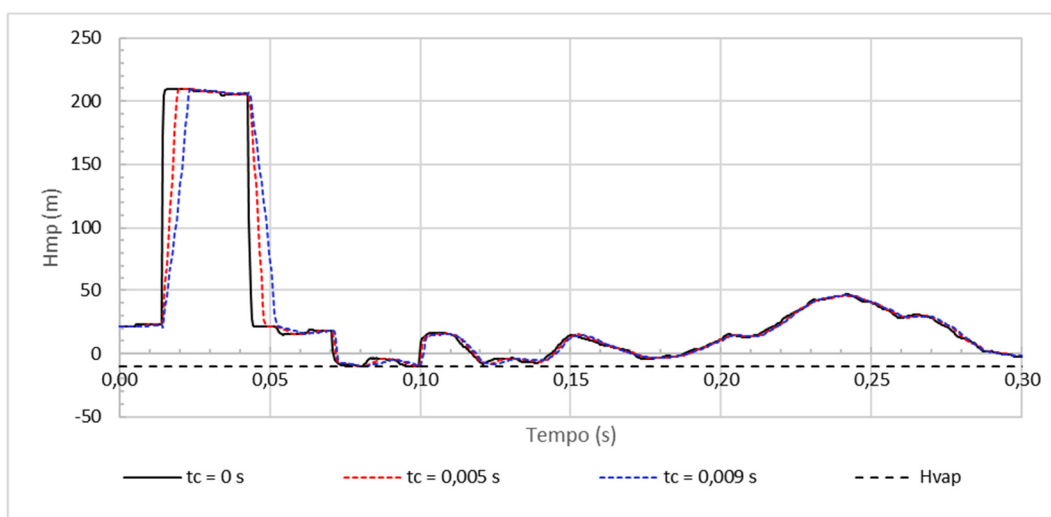


Os resultados numéricos representados pelas curvas da Figura 34 mostram que o aumento no tempo de fechamento da válvula produz picos de pressão em aproximadamente $t = 0,042$ s e $t = 0,052$ s, para $t_c = 0,005$ s e $t_c = 0,009$ s respectivamente, quando $t_c > 0$. Nas curvas de $t_c = 0,005$ s e $t_c = 0,009$ s no tempo 0,015 s há diminuição da pressão e posterior elevação; essa queda de pressão refere-se à diminuição de vazão na tubulação devido ao fechamento da válvula.

Em tempos maiores que 0,10 s o formato e magnitudes das curvas são semelhantes durante o tempo de simulação.

O aumento de t_c também provoca o atraso do pulso de pressão, ou seja, a demora no fechamento da válvula se traduz em elevações de pressão mais tardias em todo o período simulado.

Figura 35. Variação de t_c para H_{mp} , $v_0 = 1,40$ m/s, $N_x = 64$ e $\psi = 1,0$.



Os resultados numéricos representados pelas curvas da Figura 35 mostram que o aumento no tempo de fechamento da válvula produz picos de pressão mais afunilados quanto maior t_c , porém de mesma magnitude; com o aumento de t_c também se observa o atraso no histórico de pressões.

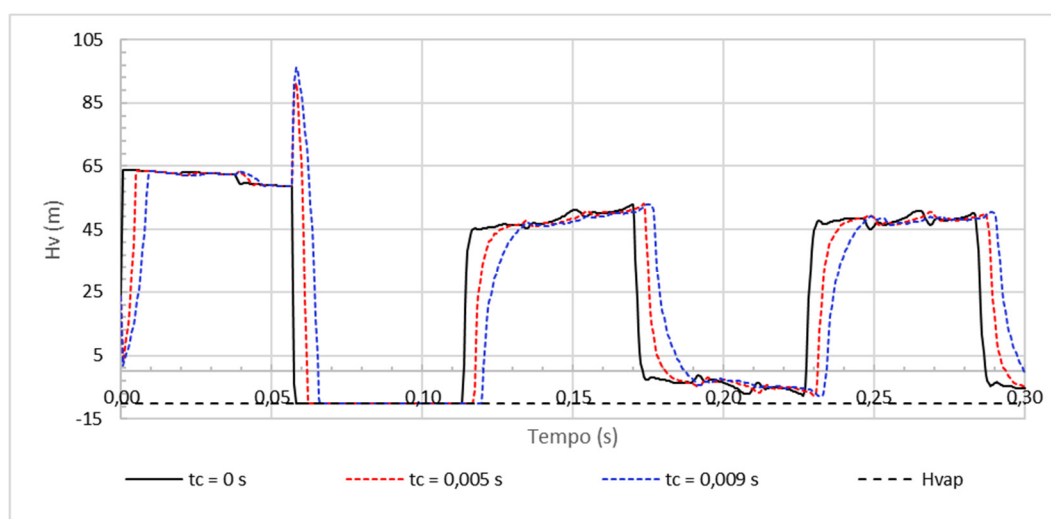
O aumento de t_c também provoca o atraso do pulso de pressão, ou seja, a demora no fechamento da válvula se traduz em elevações de pressão mais tardias em todo o período simulado.

Para tempos de simulação maiores que 0,06s pode-se dizer que as curvas são idênticas.

5.5.2 Variação de t_c para pressões na válvula

A curvas de pressão simuladas retratadas na Figura 36 e Figura 37 correspondem às pressões na válvula.

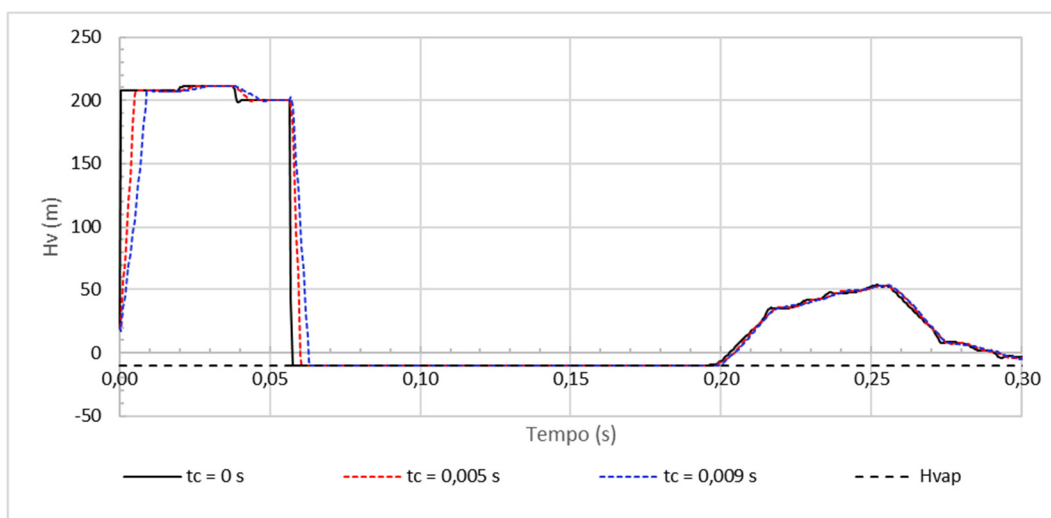
Figura 36. Variação de t_c para H_v , $v_0 = 0,30$ m/s, $N_x = 64$ e $\psi = 1,0$.



Os resultados numéricos expostos pelas curvas da Figura 36 mostram que o aumento no tempo de fechamento da válvula produz picos de pressão em aproximadamente $t = 0,06$ s quando $t_c > 0$, na opinião dessa autora esse comportamento é decorrente de erros associados ao método numérico.

Em tempos maiores que 0,07 s o formato e magnitudes das curvas são semelhantes durante o tempo de simulação, entretanto com o aumento de t_c há o atraso dos pulsos de pressão, ou seja, a demora no fechamento da válvula se traduz em elevações de pressão mais tardias em todo o período simulado.

Figura 37. Variação de t_c para H_v , $v_0 = 1,40$ m/s, $N_x = 64$ e $\psi = 1,0$.



As pelas curvas da Figura 37 mostram que o aumento no tempo de fechamento da válvula produz picos de pressão mais afunilados quanto maior t_c , porém de mesma magnitude; com o aumento de t_c também se observa o atraso no histórico de pressões.

Para tempos de simulação maiores que 0,07s pode-se dizer que as curvas são idênticas.

5.6 Validação

Uma análise numérica e experimental dos TH é apresentada para dois casos diferentes de velocidade inicial de fluxo $v_0 = \{0,30; 1,40\}$ m/s e altura manométrica estática constante no reservatório igual a 22 m.

Os resultados numéricos do IFE_TH_SC são comparados com os resultados de medidas experimentais⁶ para o ponto médio da tubulação e válvula. Corridas computacionais foram realizadas para um fechamento rápido da válvula fixa rigidamente posicionada na extremidade a jusante da tubulação. O tempo de fechamento da válvula é $t_c = 0,009$ s. Os inputs das simulações constam nas Tabela 18 e Tabela 19, Apêndice.

5.6.1 Comparativo com dados experimentais para velocidade inicial de fluxo 0,30 m/s

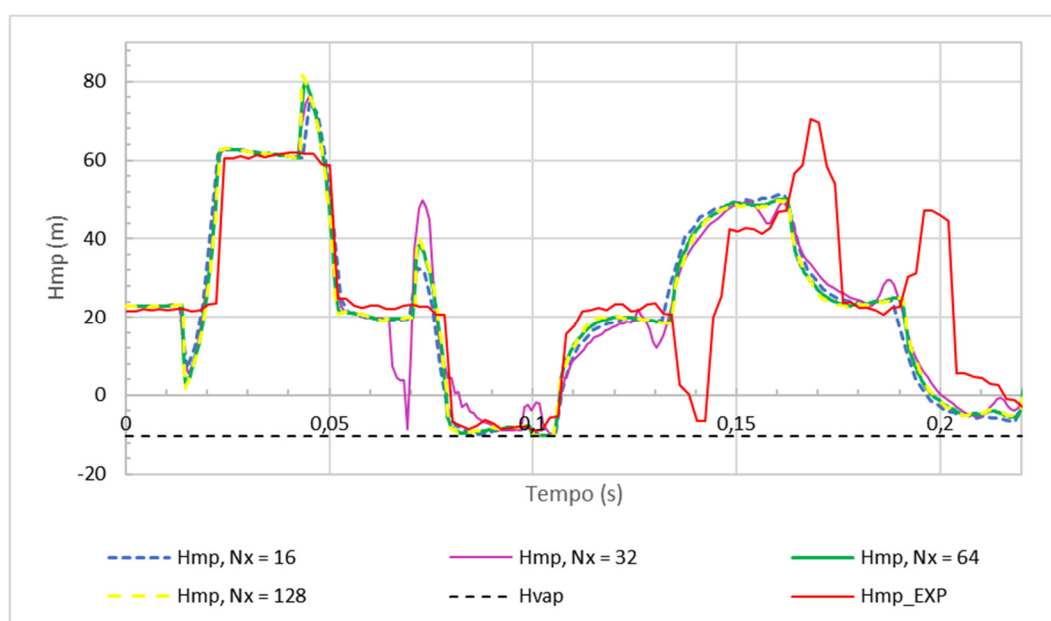
Na Figura 38 reproduziram-se os resultados das simulações para as partições $N_x = \{16, 32, 64, 128\}$, $v_0 = 0,30$ m/s e $\psi = 1$ juntamente com dados experimentais para o ponto médio da tubulação.

⁶ Dados experimentais cedidos por A. Bergant.

Para a validação, escolheu-se $\psi = 1$ por ser o fator de ponderamento utilizado por pesquisadores de referência no tema e, como discutido no subitem 5.2 para o modelo numérico adotado, valores calculados com $\psi = 1$ e $\psi = 0,55$ não apresentam diferença.

Tradicionalmente, um número menor de partições é usado na análise de TH mas um número maior deve fornecer resultados mais precisos (critérios de convergência e estabilidade) (BERGANT, ANTON et al., 2005).

Figura 38. Comparativo com dados experimentais para ponto médio da tubulação ($v_0 = 0,30$ m/s e $\psi = 1,0$).



Comparando-se as curvas simuladas com a experimental observa-se que no primeiro pulso de pressão as curvas de $Nx = \{16, 64, 128\}$ captaram com sucesso a elevação da altura manométrica devido ao fechamento da válvula, assim como a separação de coluna no intervalo 0,08 s – 0,11 s. O pico de pressão em 0,04 s para as curvas simuladas pode ser explicado pelo fato de o modelo DVCM gerar picos de pressão não reais devido a ondas de pressão refletidas nas cavidades de vapor e limites finais; e devido ao colapso de multicavidades (SIMPSON, ANGUS R; BERGANT, 1994) e aos erros associados ao método numérico utilizado.

Na Tabela 12 restringindo-se ao primeiro pico de pressão, compilaram-se os valores máximos de altura manométrica no ponto médio da tubulação e os tempos em que ocorrem, para as simulações e experimento.

Tabela 12. Hmp máximo e tempo de ocorrência para cada Nx , $v_0 = 0,30$ m/s e $\psi = 1,0$.

Nx	$H_{m\acute{a}x}$ (m)	t (s)	$H_{m\acute{a}x}^*$ (m) ⁷	t^* (s) ⁸
16	74,92	0,043	62,77	0,026
32	76,20	0,044	62,85	0,025
64	79,88	0,044	62,97	0,025
128	81,47	0,043	63,08	0,025
Experimental	61,84	0,031	61,84	0,031

Objetivou-se com essa tabela mostrar que ao serem desprezados os picos de pressão não realistas, resultantes do modelo DVCM adotado, as pressões máximas capturadas são muito próximas aos valores obtidos experimentalmente divergindo no máximo em 2% ($H_{m\acute{a}x}^*$ em $Nx = 128$); e os tempos de ocorrência são aproximadamente idênticos.

A simulação com $Nx = \{16, 64, 128\}$ consegue prever a segunda elevação da altura manométrica, porém de maneira amortizada. A amortização pode ser explicada pelo uso de interpolações lineares utilizadas no código para resolver as EDPs (TIJSSELING, 1993). Essas amortizações têm como ponto negativo a não captura de oscilações reais de pressão.

A queda de pressão em 0,015 s é decorrente da válvula globo utilizada no modelo numérico simulado. Pelo comparativo, nota-se que a válvula utilizada no experimento difere da modelada.

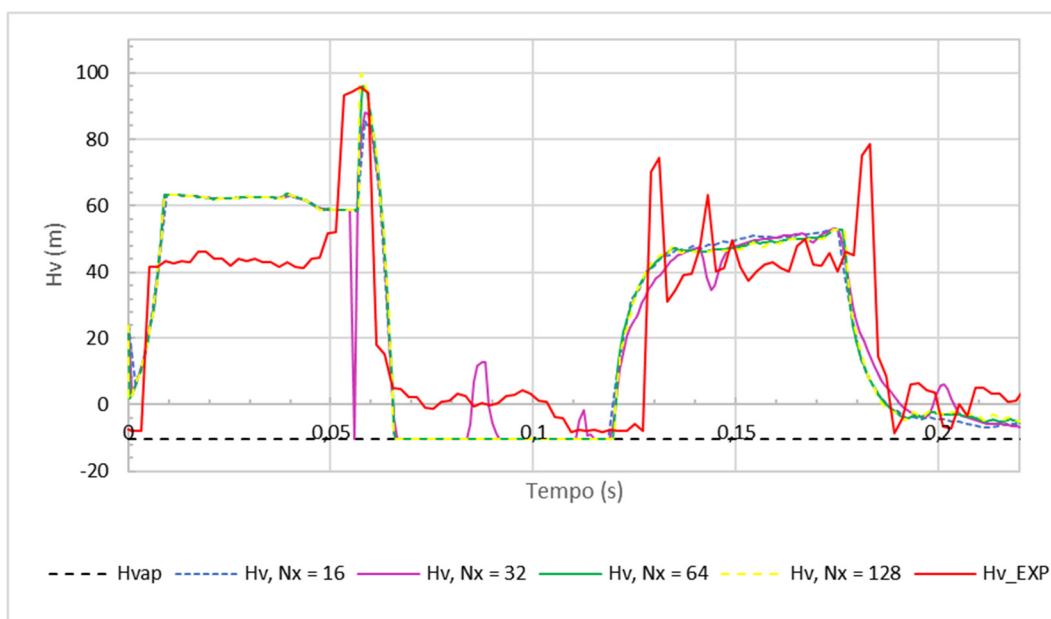
Quando se adota a partição $Nx = 32$ oscilações de pressão não reais são geradas ao longo da simulação, pode ser justificado por ondas de pressão refletidas nos limites finais e, no processo numérico, sua soma resulta em pressões menores e conseqüentemente o output do código é a queda abrupta de altura manométrica em 0,07s. E esse histórico de pressão se propaga para o cálculo nos passos seguintes.

Na Figura 39 reproduziram-se os resultados das simulações para as partições $Nx = \{16, 32, 64, 128\}$, $v_0 = 0,30$ m/s e $\psi = 1$ juntamente com dados experimentais na válvula.

⁷ Altura manométrica máxima das curvas simuladas, no ponto médio da tubulação, quando desprezado o pico de pressão não realista.

⁸ Tempo em que ocorre a altura manométrica máxima das curvas simuladas, no ponto médio da tubulação, quando desprezado o pico de pressão não realista.

Figura 39. Comparativo com dados experimentais na válvula ($v_0 = 0,30$ m/s e $\psi = 1,0$).



Comparando-se as curvas simuladas com a experimental observa-se que no primeiro pulso de pressão as curvas de $Nx = \{16, 32, 64, 128\}$ captaram o momento de elevação da altura manométrica, mas apenas $Nx = \{64\}$ obteve altura manométrica máxima devido ao fechamento da válvula próximo ao experimental (diferença de % para cima). Exceto pelas observações anteriores, os valores obtidos através das curvas de simulação não representam os dados experimentais, conforme compilado na Tabela 13. Isso pode ser explicado pela válvula escolhida no modelo numérico diferir da usada experimentalmente.

Tabela 13. H_v máximo e tempo de ocorrência para cada Nx , $v_0 = 0,30$ m/s e $\psi = 1,0$.

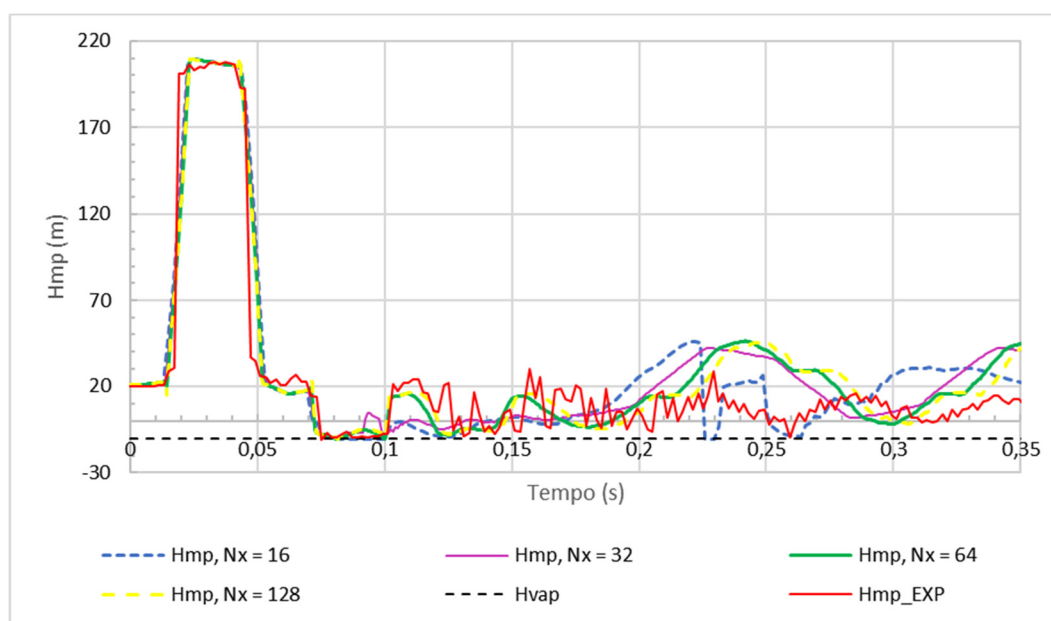
Nx	$H_{m\acute{a}x}$ (m)	t (s)
16	85,57	0,058
32	87,87	0,058
64	96,01	0,058
128	99,69	0,058
Experimental	95,5	0,057

A curva de $Nx = 32$ oscilações de pressão não reais são geradas ao longo da simulação, pode ser justificado por a ondas de pressão refletidas nos limites finais quando se adota a partição 32.

5.6.2 Comparativo com dados experimentais para velocidade inicial de fluxo 1,40 m/s

Na Figura 40 exibe-se os resultados das simulações para as partições $N_x = \{16, 32, 64, 128\}$, $v_0 = 1,40$ m/s e $\psi = 1$ juntamente com dados experimentais. Pela mesma justificativa exposta em 5.6.1, escolheu-se $\psi = 1$.

Figura 40. Comparativo com dados experimentais para ponto médio da tubulação ($v_0 = 1,40$ m/s e $\psi = 1,0$).



Confrontando-se as curvas simuladas com a experimental observa-se que no primeiro pulso de pressão as curvas de $N_x = \{16, 32, 64, 128\}$ captaram com sucesso a elevação de altura manométrica devido ao fechamento da válvula, assim como a separação de coluna no intervalo 0,07 s – 0,09 s.

Para tempos superiores a 0,1 s, as simulações não conseguem capturar o comportamento oscilatório dos dados experimentais os quais retratam a complexidade do fluxo devido às reflexões das ondas de pressão.

Devido à maior vazão inicial de fluido não ocorre a queda de pressão inicial resultante do fechamento da válvula globo utilizada no modelo numérico simulado como na Figura 38.

Na Tabela 14, compilaram-se os valores máximos de altura manométrica no ponto médio da tubulação e os tempos em que ocorrem, para as simulações e experimento.

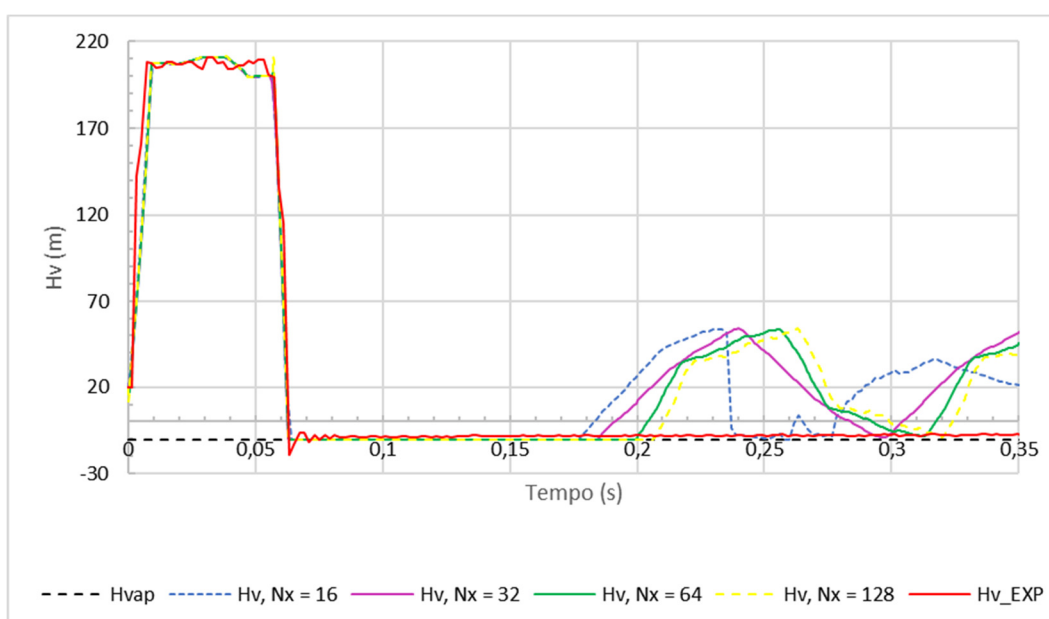
Tabela 14. Hmp máximo e tempo de ocorrência para cada Nx , $v_0 = 1,40$ m/s e $\psi = 1,0$.

Nx	Hmáx (m)	t (s)
16	209,10	0,026
32	209,20	0,025
64	209,30	0,024
128	211,50	0,043
Experimental	207,8	0,042

A partir dos dados da Tabela 14 nota-se que os valores máximos de altura manométrica no ponto médio da tubulação são ligeiramente superiores (0,67% para $Nx = \{16, 32, 64\}$ e 1,78% para $Nx = \{128\}$) ao valor obtido experimentalmente. Nos casos de $Nx = \{16, 32, 64\}$ houve a antecipação do pulso de pressão em aproximadamente 0,17s; para $Nx = \{128\}$ pode-se considerar que o tempo de captura do máximo de pressão foi o mesmo que o experimental.

Objetivou-se com essa tabela mostrar que ao serem desprezados os picos de pressão não realistas, resultantes do modelo DVCM adotado, as pressões máximas capturadas são muito próximas aos valores obtidos experimentalmente divergindo no máximo em 2% ($Hmp_{máx}^*$ em $Nx = 128$); e os tempos de ocorrência são aproximadamente idênticos.

Na Figura 41 exibem-se os resultados das simulações para as partições $Nx = \{16, 32, 64, 128\}$, $v_0 = 1,40$ m/s e $\psi = 1$ juntamente com dados experimentais na válvula. Pela mesma justificativa exposta em 5.6.1, escolheu-se $\psi = 1$.

Figura 41. Comparativo com dados experimentais na válvula ($v_0 = 1,40$ m/s e $\psi = 1,0$).

Na Tabela 15, estão os valores máximos de altura manométrica na válvula e os tempos em que ocorrem, para as simulações e experimento.

Tabela 15. H_v máximo e tempo de ocorrência para cada N_x , $v_0 = 1,40$ m/s e $\psi = 1,0$.

N_x	$H_{\text{máx}}$ (m)	t (s)
16	211,00	0,038
32	211,10	0,037
64	211,10	0,038
128	211,40	0,039
Experimental	210,9	0,038

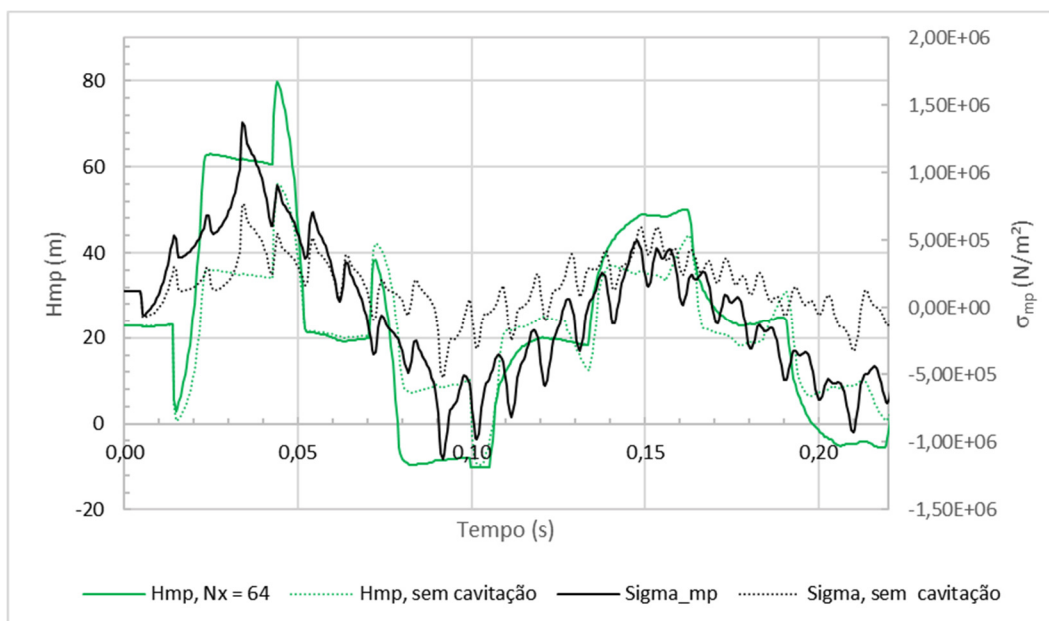
Comparando-se os resultados das simulações com os experimentais constata-se que as curvas de $N_x = \{16, 32, 64, 128\}$ capturaram, com bastante semelhança de tempo e magnitude, a elevação de altura manométrica devido ao fechamento da válvula, vide Tabela 15; assim como a separação de coluna no intervalo 0,06 s – 0,18 s.

Para tempos maiores que 0,18 s as simulações têm comportamento oscilatório diferentemente dos dados experimentais. A justificativa pode ser atribuído ao fato de que no experimento a válvula estava livre axialmente que possibilita o amortecimento do pulso de pressão na válvula; diferente das simulações com válvula fixa que é mais sensível aos efeitos de reflexões das ondas de pressão.

5.6.3 Tensão axial na tubulação

Os resultados teóricos das alturas manométricas, tensões axiais na tubulação para dois níveis de severidade de cavitação são exibidos nas Figura 42 e Figura 43 (linha cheia). Com os dados da Tabela 20 simulou-se o escoamento sem a ocorrência de cavitação (linha pontilhada) para comparação dos efeitos na altura manométrica e tensão axial.

Figura 42. Altura manométrica e tensão axial no ponto média da tubulação ($v_0 = 0,30$ m/s, $Nx = 64$ e $\psi = 1$).



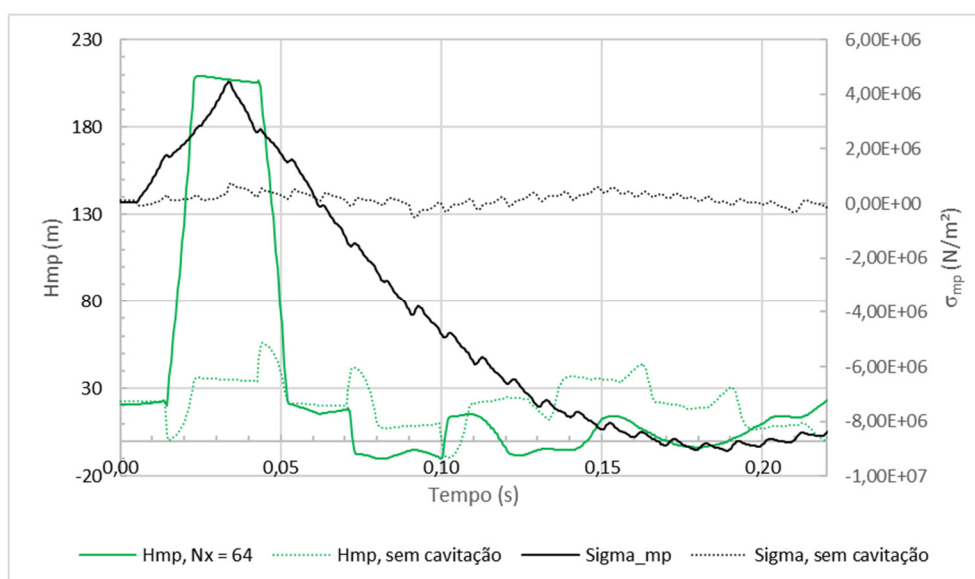
A Figura 42 traz os resultados da simulação para $v_0 = 0,30$ m/s, $Nx = 64$ e $\psi = 1$, assim como para o escoamento sem a ocorrência de cavitação.

Devido às rápidas flutuações de pressão, um tubo se expande ou se contrai, resultando em ondas de tensão axial na sua parede. As ondas de tensão, por sua vez, geram flutuações de pressão no fluido confinado.

As curvas com e sem cavitação, para altura manométrica e tensão axial na tubulação, apresentam comportamentos semelhantes diferindo em suas amplitudes. No TH com separação de coluna, as amplitudes nas curvas de altura manométrica e tensão são superiores às calculadas para o TH sem cavitação.

O perfil de aumento ou decréscimo da tensão axial acompanha o mesmo comportamento da altura manométrica calculada do sistema. O maior pico de tensão (linha cheia) ocorre em $t = 0,034$ s e corresponde ao colapso da primeira separação de coluna. O tempo de máxima tensão axial é aproximadamente igual ao tempo, $t = 0,031$ s, em que ocorre a máxima altura manométrica no experimento com $v_0 = 0,30$ m/s, Tabela 12.

Figura 43. Altura manométrica e tensão axial no ponto média da tubulação ($v_0 = 1,40$ m/s, $Nx = 64$ e $\psi = 1$).



A Figura 43 mostra os resultados numéricos para a simulação $v_0 = 1,40$ m/s, $Nx = 64$ e $\psi = 1$, assim como para o escoamento sem a ocorrência de cavitação.

O pico de tensão ocorre em $t = 0,03$ s (linha cheia) e corresponde ao colapso da primeira separação de coluna. O tempo de máxima tensão axial é antecipado em 0,12s em relação ao tempo, $t = 0,042$ s, em que ocorre a máxima pressão no experimento com $v_0 = 1,40$ m/s, Tabela 14.

Para a separação de coluna quando $v_0 = 1,40$ m/s, as curvas com e sem cavitação, para altura manométrica e tensão axial na tubulação, diferem em comportamentos e amplitudes. No TH com separação de coluna, há amplitudes nos picos de altura manométrica e tensão que não ocorrem no TH sem cavitação, demonstrando a severidade do TH devido à separação de coluna.

5.6.4 Considerações

Resultados teóricos e experimentais foram comparados nessa seção. Houve concordância entre os dados experimentais e os dados resultantes das simulações numéricas para os dois níveis de severidade de cavitação avaliados (moderado: $v_0 = 0,30$ m/s e severo: $v_0 = 1,40$ m/s). Considerando-se a complexidade do fenômeno, a altura manométrica máxima e o tempo de ocorrência do primeiro TH com separação de coluna foram previstos com boa precisão.

6 CONCLUSÕES

Neste trabalho, apresentou-se a implementação de dois códigos em *Python*® para simulação de TH em uma tubulação preenchida com líquido, com e sem separação de coluna incluindo efeitos combinados da interação fluido – estrutura, para um sistema reservatório-tubulação-válvula

Utilizaram-se equações governantes em uma dimensão (1D) derivadas da integração das equações gerais em três dimensões (3D) para o fluido e estrutura. O mecanismo de interação fluido-estrutura contemplou os acoplamentos de Poisson e de fricção. As equações derivadas são válidas para o fenômeno com comprimento de onda longo, comportamento característico de tubulações que respondem axialmente e por comprimento de onda do fluido grande em relação ao diâmetro da tubulação.

Para o fluido utilizou-se o modelo de atrito de Darcy-Weisback e o modelo DVCM para os efeitos da separação coluna, como condição de contorno.

As equações básicas válidas para a tubulação em questão foram formuladas como um conjunto de quatro EDPs hiperbólicas resolvidas pelo método das características, que é apresentado na literatura como sendo, provavelmente, a melhor solução para problemas hiperbólicos para sistemas no quais as perturbações se propagaram a velocidades constantes.

Validou-se o modelo IFE_TH_SC com dados experimentais base do artigo (BERGANT, ANTON et al., 2005) cedidos pelo autor.

Para os dados experimentais disponibilizados, o modelo proposto utilizando DVCM com acoplamento fluido estrutura forneceu um bom ajuste entre os dados experimentais e os dados resultantes das simulações numéricas para o primeiro pico de pressão nos dois níveis de severidade de cavitação avaliados (moderado: $v_0 = 0,30$ m/s e severo: $v_0 = 1,40$ m/s), sendo ligeiramente melhor para o experimento de $v_0 = 1,40$ m/s; isso porque o termo de atrito de Darcy-Weisback é capaz de prever a pressão no primeiro pico, mas à medida que a onda se propaga, o amortecimento da pressão não é suficiente (KWON, 2007).

Em vista da complexidade do fenômeno em estudo e com as hipóteses adotadas (subitem 3.6.1) para o modelo numérico elaborado, acrescidas da simplicidade do modelo teórico de cavitação DVCM; a altura manométrica máxima

e o tempo de ocorrência do primeiro TH com separação de coluna foram previstos com boa precisão, nas simulações realizadas com o código IFE_TH_SC.

7 SUGESTÕES E CONTINUIDADE

Como sugestões de continuidade deste trabalho recomendam-se:

- a) A implementação do termo de atrito transiente. É complexo computacionalmente, mas é essencial para uma estimativa mais precisa do comportamento transitório. Os três grupos principais são:
 - Baseado em convolução;
 - Baseado em aceleração instantânea; e
 - Termodinâmica irreversível estendida.
- b) Implementação do modelo DGCM (Modelo de Cavidade de Gás Discreta) para descrever a separação de coluna e comparação com o modelo DVCM; e
- c) Elaboração de metodologia que evite o uso de interpolações para a resolução do sistema de equações diferenciais parciais hiperbólicas.

8 BIBLIOGRAFIA

- [1] ALMEIDA, R. S. P. **Modelo Numérico para Cálculo do Transitório Hidráulico e Interação Fluido-Estrutura em Sistemas de Transporte de Fluidos**. 2018. 108 p. Dissertação (Mestrado em Tecnologia Nuclear) – Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares - IPEN, São Paulo, 2018.
- [2] ANDERSON, A. Menabrea's Note on Waterhammer: 1858. **Journal of the Hydraulics Division**, v. 102, n. 1, p. 29–39, jan. 1976. Disponível em: <https://ascelibrary.org/doi/10.1061/JYCEAJ.0004471>. Acesso em: 06 dez. 2022.
- [3] ANGUS, R. W. Simple graphical solution for pressure rise in pipes and discharge lines. Canada, p. 72–81, 264–273, 1935.
- [4] ANGUS, R. W. **Water hammer in pipes, including those supplied by centrifugal pumps: graphical treatment**. Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers Canadá: University of Toronto, 1937. 136.
- [5] BERGANT, A. **Kavitacijski tok med prehodnimi režimi v cevni sistemih. (Transient cavitating flow in pipelines.)**. 1992. PhD Thesis – University of Ljubljana, Ljubljana, Slovenia, 1992.
- [6] BERGANT, A. et al. Water hammer with column separation: A review of research in the twentieth century. Citation Key: Simpson, Angus & Tijsseling, Rris. (2004). Water hammer with column separation: a review of research in the twentieth century. Anxiety Stress and Coping - ANXIETY STRESS COPING., 2004. Disponível em:

https://www.researchgate.net/publication/228851496_Water_hammer_with_column_separation_a_review_of_research_in_the_twentieth_century. Acesso em: 07 dez. 2021.

[7] BERGANT, A.; SIMPSON, A. R.; TIJSSELING, A. S. Water hammer with column separation: A historical review. *Journal of Fluids and Structures*, v. 22, n. 2, p. 135–171, fev. 2006. Disponível em: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0889974605001520>. Acesso em: 06 dez. 2022.

[8] BERGANT, Anton; KARADIAE, U.; VÍTKOVSKÝ, J.; VUANOVIÆ, I.; SIMPSON, A. A discrete gas-cavity model that considers the frictional effects of unsteady pipe flow. *Stronjniski Vestnik-Journal of Mechanical Engineering*, v. 5111, p. 692–710, jan. 2005.

[9] BERGANT, Anton; SIMPSON, A. R. Pipeline Column Separation Flow Regimes. *Journal of Hydraulic Engineering*, v. 125, n. 8, p. 835–848, ago. 1999. Disponível em: <https://ascelibrary.org/doi/10.1061/%28ASCE%290733-9429%281999%29125%3A8%28835%29>. Acesso em: 06 dez. 2022.

[10] BERGANT, Anton; SIMPSON, A. R.; TIJSSELING, A. S. Water hammer with column separation: A historical review. *Journal of Fluids and Structures*, v. 22, n. 2, p. 135–171, 2006.

[11] BERGANT, Anton; TIJSSELING, A. S.; VÍTKOVSKÝ, J. P.; COVAS, D. I. C.; SIMPSON, A. R.; LAMBERT, M. F. Parameters affecting water-hammer wave

attenuation, shape and timing - Part 1: Mathematical tools. *Journal of Hydraulic Research*, v. 46, n. 3, p. 373–381, 2008.

[12] BERNARD, D. *NUMERIC MODELLING OF WATER HAMMER EFFECTS IN PENSTOCKS*. 2013. Master – University of Ottawa, Department of Civil Engineering, Ottawa, Canada, 2013.

[13] BEUTHE, T. G. Review of two-phase water hammer. 1997, Pinawa, Manitoba (Canadá). Disponível em: https://inis.iaea.org/search/search.aspx?orig_q=RN:30020437. Acesso em: 06 dez. 2021.

[14] CHAUDHRY, M. H. *Applied Hydraulic Transients*. New York, NY: Springer New York, 2014. Disponível em: <http://link.springer.com/10.1007/978-1-4614-8538-4>. Acesso em: 06 dez. 2022.

[15] CHAUDHRY, M. H.; HOLLOWAY, M. B. Stability of method of characteristics. In: WATER FOR RESOURCE DEVELOPMENT, 1984, p. 216–220.

[16] CROWE, C. T.; ELGER, D. F.; WILLIAMS, B. C.; ROBERSON, J. A. *Engineering fluid mechanics*. 9th ed, Hoboken, NJ: Wiley, 2009. 1 p.

[17] ELETRIC POWER RESEARCH INSTITUTE. *Water Hammer Handbook for Nuclear Plant Engineers and Operators TR-106438*. [S.l.]: Eletric Power Research Institute, maio 1996.

- [18] FAN, D.; TIJSSELING, A. Fluid-Structure Interaction With Cavitation in Transient Pipe Flows. ***Journal of Fluids Engineering***, v. 114, n. 2, p. 268–274, 1 jun. 1992. Disponível em: <https://asmedigitalcollection.asme.org/fluidsengineering/article/114/2/268/410883/FluidStructure-Interaction-With-Cavitation-in>. Acesso em: 11 dez. 2022.
- [19] FANELLI, M. ***Hydraulic Transients with water column separation, IAHR Working Group 1971-1991, Synthesis Report, Delft:IAHR and Milan:ENELCRIS***. [S.l: s.n.], 2000.
- [20] FERRAS, D.; MANSO, P.; SCHLEISS, A.; COVAS, D. One-Dimensional Fluid–Structure Interaction Models in Pressurized Fluid-Filled Pipes: A Review. ***Applied Sciences***, v. 8, n. 10, p. 1844, 8 out. 2018. Disponível em: <http://www.mdpi.com/2076-3417/8/10/1844>. Acesso em: 06 dez. 2022.
- [21] GIANNOPAPA, C. G. ***Fluid structure interaction in flexible vessels***. 2004. University of London, London, 2004.
- [22] HALLIWELL, A. R. Velocity of a Water-Hammer Wave in an Elastic Pipe. ***Journal of the Hydraulics Division***, v. 89, n. 4, p. 1–21, jul. 1963. Disponível em: <https://ascelibrary.org/doi/10.1061/JYCEAJ.0000897>. Acesso em: 07 dez. 2022.
- [23] HARRIS, C. R.; MILLMAN, K. J.; VAN DER WALT, S. J.; GOMMERS, R.; VIRTANEN, P.; COURNAPEAU, D.; WIESER, E.; TAYLOR, J.; BERG, S.; SMITH, N. J.; KERN, R.; PICUS, M.; HOYER, S.; VAN KERKWIJK, M. H.; BRETT, M.; HALDANE, A.; DEL RÍO, J. F.; WIEBE, M.; PETERSON, P.; GÉRARD-

MARCHANT, P.; SHEPPARD, K.; REDDY, T.; WECKESSER, W.; ABBASI, H.; GOHLKE, C.; OLIPHANT, T. E. Array programming with NumPy. *Nature*, v. 585, n. 7825, p. 357–362, 17 set. 2020. Disponível em: <https://www.nature.com/articles/s41586-020-2649-2>. Acesso em: 20 mar. 2023.

[24] HOLLOWAY, M. B.; HANIF CHAUDHRY, M. Stability and accuracy of waterhammer analysis. *Advances in Water Resources*, v. 8, n. 3, p. 121–128, set. 1985. Disponível em: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/0309170885900521>. Acesso em: 02 maio 2023.

[25] IAHR. *Hydraulic transients with water column separation: IAHR Working Group 1971 - 1991 synthesis report*. Delft: International Association of Hydraulic Engineering and Research, 2000. 782 p.

[26] INSTITUTE OF NUCLEAR POWER OPERATIONS; NUCLEAR PLANT RELIABILITY DATA SYSTEM REPORTS. , [S.d.]. [S.l: s.n.]

[27] JENSEN, R.; LARSEN, J.; LASSEN, K.; MANDØ, M.; ANDREASEN, A. Implementation and Validation of a Free Open Source 1D Water Hammer Code. *Fluids*, v. 3, n. 3, p. 64, 3 set. 2018. Disponível em: <http://www.mdpi.com/2311-5521/3/3/64>. Acesso em: 06 dez. 2022.

[28] KALIATKA, A.; USPURAS, E.; VAISNORAS, M. , 18 set. 2006. . Portorož, Slovenia: Nuclear Society of Slovenia. Disponível em: <http://www.djs.si/port2006>

- [29] KORTEWEG, D. J. Ueber die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalles in elastischen Röhren. ***Annalen der Physik und Chemie***, v. 241, n. 12, p. 525–542, 1878. Disponível em: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/andp.18782411206>. Acesso em: 07 dez. 2022.
- [30] KOTTMANN, A. ***Vorgänge beim Abreißen einer Wassersäule. (Phenomena during breakaway of a water column.)***. German: 3R International, 1989. 28, 106–110.
- [31] KRANENBURG, C. ***Transient cavitation in pipelines***. 1974a. PhD Thesis – Delft University of Technology, Dept. of Civil Engineering, Laboratory of Fluid Mechanics, Delft, The Netherlands, 1974a.
- [32] KWON, H. J. Analysis of transient flow in a piping system. ***KSCE Journal of Civil Engineering***, v. 11, n. 4, p. 209–214, jul. 2007. Disponível em: <http://link.springer.com/10.1007/BF02823986>. Acesso em: 19 jun. 2023.
- [33] LAROCK, B. E.; JEPSON, R. W.; WATTERS, G. Z. ***Hydraulics of pipeline systems***. Boca Raton, FL: CRC Press, 2000. 537 p.
- [34] LAVOOIJ, C. S. W.; TIJSSELING, A. S. Fluid-structure interaction in liquid-filled piping systems. ***Journal of Fluids and Structures***, v. 5, n. 5, p. 573–595, set. 1991. Disponível em: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0889974605800064>. Acesso em: 19 dez. 2022.

- [35] LESLIE, D. J.; VARDY, A. E. Practical Guidelines for fluid-structure interaction in pipelines: A review. 2001.
- [36] MOODY, F. J. *Introduction to unsteady thermofluid mechanics*. New York: Wiley, 1990. 654 p.
- [37] MOSTOWSKY, A. F. *Исследования о гидравлическом ударе в трубах при низком давлении. (Research of water hammer in pipes at low pressure.)*. Bulletins of the Moscow Transport Engineering Institute - in memory of F.E. DzerjinskyRussian: [s.n.], 1929. 11.
- [38] ROCHA, M. S. *Influência do fator de atrito no cálculo do transiente hidráulico*. 1998. Mestrado – Universidade Estadual de Campinas, Campinas, 1998.
- [39] ROCHA, R. G. *Interação Fluido-Estrutura em sistemas de tubulações conduzindo líquidos via Método de Glimm*. 2011. Doutorado – Universidade Federal Fluminense, Rio de Janeiro, 2011.
- [40] SHAMLOO, H.; NOROOZ, R.; MOUSAVIFARD, M. Investigation of Parameters Affecting Discrete Vapour Cavity Model. *International Journal of Civil Engineering and Geo-Environment*, v. 5, , jan. 2014. Disponível em: <http://ijceg.ump.edu.my>
- [41] SHARP, B. B.; SHARP, D. B. *Water hammer: practical solutions*. London : New York: Arnold ; Halsted Press, 1996. 172 p.

- [42] SIMPSON, A.; WYLIE, E. Towards an improved understanding of water hammer column separation in pipelines. The Institution of Engineers, Australia, p. 113–120, 1989. 31. ed., Disponível em: <http://trove.nla.gov.au/version/33864621>
- [43] SIMPSON, Angus R; BERGANT, A. **Angus Ross; Bergant, Anton Numerical comparison of pipe-column-separation models**. Journal of Hydraulic Engineering[S.l: s.n.], 1994. Disponível em: <http://www.asce.org/Content.aspx?id=29734>
- [44] SIMPSON, Angus R.; BERGANT, A. Numerical Comparison of Pipe-Column-Separation Models. **Journal of Hydraulic Engineering**, v. 120, n. 3, p. 361–377, mar. 1994. Disponível em: <https://ascelibrary.org/doi/10.1061/%28ASCE%290733-9429%281994%29120%3A3%28361%29>. Acesso em: 08 dez. 2022.
- [45] SIMPSON, A.R. **Large water hammer pressures due to column separation in sloping pipes**. 1986. PhD Thesis – The University of Michigan, Dept. of Civil Engineering, Ann Arbor, USA, 1986.
- [46] SINGH, R. K.; SINHA, S. K.; RAO, A. R. Study of incident water hammer in an engineering loop under two-phase flow experiment. **Nuclear Engineering and Design**, v. 240, n. 8, p. 1967–1974, ago. 2010.
- [47] SMITH, G. D.; SMITH, G. D.; SMITH, G. D. S. **Numerical solution of partial differential equations: finite difference methods**. [S.l.]: Oxford university press, 1985.

- [48] TANAHASHI, T.; KASAHARA, E. Comparisons between Experimental and Theoretical Results of the Waterhammer with Water Column Separations. ***Bulletin of JSME***, v. 13, n. 61, p. 914–925, 1970. Disponível em: http://www.jstage.jst.go.jp/article/jsme1958/13/61/13_61_914/_article. Acesso em: 14 mar. 2023.
- [49] TIJSSELING, A. S. Fluid-structure interaction in liquid-filled pipe systems: A review. ***Journal of Fluids and Structures***, v. 10, n. 2, p. 109–146, 1996.
- [50] TIJSSELING, A. S.; LAVOOIJ, C. S. W. Fluid-structure interaction in compliant piping systems. 1989, Cambridge, UK. p. 85–100.
- [51] TIJSSELING, A. S.; LAVOOIJ, C. S. W. ***Water hammer with fluid-structure interaction***. Applied Scientific Research[S.I.]: Kluwer Academic Publishers, 1990.
- [52] TIJSSELING, A. S., Tijsseling. ***Fluid-structure interaction in case of waterhammer with cavitation***. 1993. Delft University of Technology, Delft , Netherlands, 1993.
- [53] TULLIS, J. P. ***Hydraulics of pipelines: pumps, valves, cavitation, transients***. New York: Wiley, 1989. 266 p.
- [54] U.S. NRC PUBLIC DOCUMENT BIBLIOGRAPHIC RETRIEVAL SYSTEM. ***Licensee Event Reports, Inspection and Enforcement Reports, Preliminary Notification Reports, and General Power Reactor Docket Information***. [S.I.: s.n.], [S.d.]

- [55] U.S. NUCLEAR REGULATORY COMMISSION. **NUREG/CR-2059 - Compilation of Data Concerning Known and Suspected Water Hammer Events in Nuclear Power Plants**. [S.I.]: U.S. NRC, maio 1982.
- [56] U.S. NUCLEAR REGULATORY RESEARCH. **Screening Reactor Steam/Water Piping Systems for Water Hammer**. NUREG-CR-6519[S.I.: s.n.], 1997.
- [57] VIRTANEN, P. SciPy 1.0: fundamental algorithms for scientific computing in Python. **Nature Methods**, v. 17, n. 3, p. 261–272, 2 mar. 2020. Disponível em: <http://www.nature.com/articles/s41592-019-0686-2>. Acesso em: 20 mar. 2023.
- [58] WIGGERT, D. C.; TIJSSELING, A. S. Fluid transients and fluid-structure interaction in flexible liquid-filled piping. **Applied Mechanics Reviews**, v. 54, n. 5, p. 455–481, 1 set. 2001. Disponível em: <https://asmedigitalcollection.asme.org/appliedmechanicsreviews/article/54/5/455/445230/Fluid-transients-and-fluidstructure-interaction-in>
- [59] WYLIE, E. B.; STREETER, V. **Fluid Transients**. [S.I.]: McGraw-Hill Inc., 1978.
- [60] WYLIE, E. Benjamin; STREETER, V. L.; SUO, L. **Fluid transients in systems**. Englewood Cliffs, NJ: Prentice Hall, 1993. 463 p.

APÊNDICE – Tabelas de propriedades e parâmetros

Tabela 16. Propriedades e parâmetros para a simulação $v_0 = 0,30$ m/s e $\psi = 0,55$.

Propriedades e parâmetros			
g	9,81	[m/s ²]	aceleração da gravidade
Tubulação e acessórios de tubulação			
L	37,23	[m]	comprimento da tubulação
Din	2,21E-02	[m]	diâmetro interno da tubulação
Rin	1,11E-02	[m]	raio interno da tubulação
e	1,63E-03	[m]	espessura da parede da tubulação
E	1,24E+11	[Pa]	módulo de elasticidade da tubulação
rugosidade	7,00E-06	[m]	rugosidade absoluta
rho_t	8940	[kg/m ³]	massa específica do material da tubulação
ni	0,34	[adimensional]	coef. Poisson
theta	0,0545	[rad]	ângulo em relação ao datum da válvula.
tc	0,009	[s]	tempo real de fechamento da válvula
Pext	1,00E+05	[Pa]	pressão externa à tubulação
Fluido			
rho_f	998,2	[kg/m ³]	massa específica do fluido
kf	2,10E+09	[Pa]	compressibilidade do fluido
mi_f	1,00E-03	[kg/m.s]	viscosidade dinâmica
Hvap	-10,221	[m]	head de vaporização barométrico
ψ	0,55	[adimensional]	fator de ponderação do DVCM
Condições iniciais do sistema			
Hres	22	[m]	head no reservatório
Hd	0	[m]	head downstream
Sigma_d	0	[Pa]	tensão downstream (à direita da válvula fechada)
v0	0,30	[m/s]	velocidade inicial do fluido
U0	0	[m/s]	velocidade inicial da tubulação

Tabela 17. Propriedades e parâmetros para a simulação $v_0 = 1,40$ m/s e $\psi = 0,55$.

Propriedades e parâmetros			
g	9,81	[m/s ²]	aceleração da gravidade
Tubulação e acessórios de tubulação			
L	37,23	[m]	comprimento da tubulação
Din	2,21E-02	[m]	diâmetro interno da tubulação
Rin	1,11E-02	[m]	raio interno da tubulação
e	1,63E-03	[m]	espessura da parede da tubulação
E	1,24E+11	[Pa]	módulo de elasticidade da tubulação
rugosidade	7,00E-06	[m]	rugosidade absoluta
rho_t	8940	[kg/m ³]	massa específica do material da tubulação
ni	0,34	[adimensional]	coef. Poisson
theta	0,0545	[rad]	ângulo em relação ao datum da válvula.
tc	0,009	[s]	tempo real de fechamento da válvula
Pext	1,00E+05	[Pa]	pressão externa à tubulação
Fluido			
rho_f	998,2	[kg/m ³]	massa específica do fluido
kf	2,10E+09	[Pa]	compressibilidade do fluido
mi_f	1,00E-03	[kg/m.s]	viscosidade dinâmica
Hvap	-10,221	[m]	head de vaporização barométrico
ψ	0,55	[adimensional]	fator de ponderação do DVCM
Condições iniciais do sistema			
Hres	22	[m]	head no reservatório
Hd	0	[m]	head downstream
Sigma_d	0	[Pa]	tensão downstream (à direita da válvula fechada)
v0	1,40	[m/s]	velocidade inicial do fluido
U0	0	[m/s]	velocidade inicial da tubulação

Tabela 18. Propriedades e parâmetros para a simulação $v_0 = 0,30$ m/s e $\psi = 1,0$.

Propriedades e parâmetros			
g	9,81	[m/s ²]	aceleração da gravidade
Tubulação e acessórios de tubulação			
L	37,23	[m]	comprimento da tubulação
Din	2,21E-02	[m]	diâmetro interno da tubulação
Rin	1,11E-02	[m]	raio interno da tubulação
e	1,63E-03	[m]	espessura da parede da tubulação
E	1,24E+11	[Pa]	módulo de elasticidade da tubulação
rugosidade	7,00E-06	[m]	rugosidade absoluta
rho_t	8940	[kg/m ³]	massa específica do material da tubulação
ni	0,34	[adimensional]	coef. Poisson
theta	0,0545	[rad]	ângulo em relação ao datum da válvula.
tc	0,009	[s]	tempo real de fechamento da válvula
Pext	1,00E+05	[Pa]	pressão externa à tubulação
Fluido			
rho_f	998,2	[kg/m ³]	massa específica do fluido
kf	2,10E+09	[Pa]	compressibilidade do fluido
mi_f	1,00E-03	[kg/m.s]	viscosidade dinâmica
Hvap	-10,221	[m]	head de vaporização barométrico
ψ	1,0	[adimensional]	fator de ponderação do DVCM
Condições iniciais do sistema			
Hres	22	[m]	head no reservatório
Hd	0	[m]	head downstream
Sigma_d	0	[Pa]	tensão downstream (à direita da válvula fechada)
v0	0,30	[m/s]	velocidade inicial do fluido
U0	0	[m/s]	velocidade inicial da tubulação

Tabela 19. Propriedades e parâmetros para a simulação $v_0 = 1,40$ m/s e $\psi = 1,0$.

Propriedades e parâmetros			
g	9,81	[m/s ²]	aceleração da gravidade
Tubulação e acessórios de tubulação			
L	37,23	[m]	comprimento da tubulação
Din	2,21E-02	[m]	diâmetro interno da tubulação
Rin	1,11E-02	[m]	raio interno da tubulação
e	1,63E-03	[m]	espessura da parede da tubulação
E	1,24E+11	[Pa]	módulo de elasticidade da tubulação
rugosidade	7,00E-06	[m]	rugosidade absoluta
rho_t	8940	[kg/m ³]	massa específica do material da tubulação
ni	0,34	[adimensional]	coef. Poisson
theta	0,0545	[rad]	ângulo em relação ao datum da válvula.
tc	0,009	[s]	tempo real de fechamento da válvula
Pext	1,00E+05	[Pa]	pressão externa à tubulação
Fluido			
rho_f	998,2	[kg/m ³]	massa específica do fluido
kf	2,10E+09	[Pa]	compressibilidade do fluido
mi_f	1,00E-03	[kg/m.s]	viscosidade dinâmica
Hvap	-10,221	[m]	head de vaporização barométrico
ψ	1,0	[adimensional]	fator de ponderação do DVCM
Condições iniciais do sistema			
Hres	22	[m]	head no reservatório
Hd	0	[m]	head downstream
Sigma_d	0	[Pa]	tensão downstream (à direita da válvula fechada)
v0	1,40	[m/s]	velocidade inicial do fluido
U0	0	[m/s]	velocidade inicial da tubulação

Tabela 20. Propriedades e parâmetros para a simulação de escoamento sem ocorrência de cavitação ($v_0 = 0,10$ m/s e $\psi = 1,0$).

Propriedades e parâmetros			
g	9,81	[m/s ²]	aceleração da gravidade
Tubulação e acessórios de tubulação			
L	37,23	[m]	comprimento da tubulação
Din	2,21E-02	[m]	diâmetro interno da tubulação
Rin	1,11E-02	[m]	raio interno da tubulação
e	1,63E-03	[m]	espessura da parede da tubulação
E	1,24E+11	[Pa]	módulo de elasticidade da tubulação
rugosidade	7,00E-06	[m]	rugosidade absoluta
rho_t	8940	[kg/m ³]	massa específica do material da tubulação
ni	0,34	[adimensional]	coef. Poisson
theta	0,0545	[rad]	ângulo em relação ao datum da válvula.
tc	0,009	[s]	tempo real de fechamento da válvula
Pext	1,00E+05	[Pa]	pressão externa à tubulação
Fluido			
rho_f	998,2	[kg/m ³]	massa específica do fluido
kf	2,10E+09	[Pa]	compressibilidade do fluido
mi_f	1,00E-03	[kg/m.s]	viscosidade dinâmica
Hvap	-10,221	[m]	head de vaporização barométrico
ψ	1,0	[adimensional]	fator de ponderação do DVCM
Condições iniciais do sistema			
Hres	22	[m]	head no reservatório
Hd	0	[m]	head downstream
Sigma_d	0	[Pa]	tensão downstream (à direita da válvula fechada)
v0	0,10	[m/s]	velocidade inicial do fluido
U0	0	[m/s]	velocidade inicial da tubulação

INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES
Diretoria de Pesquisa, Desenvolvimento e Ensino
Av. Prof. Lineu Prestes, 2242 – Cidade Universitária CEP: 05508-000
Fone/Fax(0XX11) 3133-8908
SÃO PAULO – São Paulo – Brasil
<http://www.ipen.br>

**O IPEN é uma Autarquia vinculada à Secretaria de Desenvolvimento,
associada à Universidade de São Paulo e gerida técnica e
administrativamente pela Comissão Nacional de Energia Nuclear, órgão do
Ministério da Ciência, Tecnologia, Inovações e Comunicações.**
