



UNIVERSIDADE FEDERAL DO CEARÁ
CENTRO DE TECNOLOGIA
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA HIDRÁULICA E AMBIENTAL
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA CIVIL

BRUNO ARAÚJO PAIVA

**PROPOSIÇÃO DE UM NOVO MODELO PARA A SIMULAÇÃO COMPUTACIONAL
DA CAVITAÇÃO RESULTANTE DO GOLPE DE ARIETE EM ADUTORAS**

FORTALEZA
2019

BRUNO ARAÚJO PAIVA

PROPOSIÇÃO DE UM NOVO MODELO PARA A SIMULAÇÃO COMPUTACIONAL DA
CAVITAÇÃO RESULTANTE DO GOLPE DE ARÍETE EM ADUTORAS

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Civil da Universidade Federal do Ceará, como requisito parcial à obtenção do título de mestre em Engenharia Civil. Área de concentração: Recursos Hídricos.

Orientador: Prof. Marco Aurelio Holanda de Castro, Ph.D.

FORTALEZA

2019

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação
Universidade Federal do Ceará
Biblioteca Universitária
Gerada automaticamente pelo módulo Catalog, mediante os dados fornecidos pelo(a) autor(a)

P166p Paiva, Bruno Araújo.
Proposição de um novo modelo para a simulação computacional da cavitação resultante do golpe de arfete em adutoras / Bruno Araújo Paiva. – 2019.
123 f. : il. color.

Dissertação (mestrado) – Universidade Federal do Ceará, Centro de Tecnologia, Programa de Pós-Graduação em Engenharia Civil: Recursos Hídricos, Fortaleza, 2019.
Orientação: Prof. Dr. Marco Aurelio Holanda de Castro.

1. Método das Características. 2. Cavitação. 3. Celeridade Variável. I. Título.

CDD 627

BRUNO ARAÚJO PAIVA

PROPOSIÇÃO DE UM NOVO MODELO PARA A SIMULAÇÃO COMPUTACIONAL DA
CAVITAÇÃO RESULTANTE DO GOLPE DE ARIETE EM ADUTORAS

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Civil da Universidade Federal do Ceará, como requisito parcial à obtenção do título de mestre em Engenharia Civil. Área de concentração: Recursos Hídricos.

Aprovada em: 08/02/2019.

BANCA EXAMINADORA

Prof. Marco Aurelio Holanda de Castro, Ph.D. (Orientador)
Universidade Federal do Ceará (UFC)

Prof. Iran Eduardo Lima Neto, Ph.D.
Universidade Federal do Ceará (UFC)

Prof. D. Sc. Alexandre Kepler Soares
Universidade Nacional de Brasília (UNB)

A Deus.

*E a todos que contribuíram e acreditaram
nesta conquista.*

AGRADECIMENTOS

Antes de tudo, dedico este trabalho ao pai de todos, o nosso bom Deus, aquele que rege o universo, que possibilitou o meu recomeço como profissional, eterno aprendiz, filho, parceiro e amigo.

A minha Mãe Jucileide, exemplo de pessoa, que desde sempre me ensinou acreditar em coisas grandes e o mais importante não desistir, transmitindo seu amor e carinho. Ao meu irmão Felipe, meu companheiro de todas as horas, sempre me incentivando, mesmo em dias cansativos, como ele diz “não deixe as coisas para depois, não deixe a peteca cair”. Meu pai Francisco Luis mesmo distante, sempre me incentivou a fazer mestrado. A minha companheira Bianca, sempre me ajudando independente da hora, transmitindo tranquilidade, carinho e amor. Eu amo todos.

A todos de minha família, meus avós, minha tias, primos e primas, que acreditam em meu potencial, que apesar da distância estão presentes com palavras boas.

Aos professores que fizeram parte da minha vida, desde a infância até a graduação, em especial o Prof Luis Henrique, fazendo despertar o anseio para seguir uma carreira acadêmica, pois foi através de sua pesquisa, que pude esclarecer melhor sobre o que era importante para meu futuro.

Ao Prof. Marco Aurélio Holanda de Castro, por ter me acolhido como orientando, pela paciência e prontidão. Por acreditar em meu potencial, pois mesmo antes de entrar no mestrado lhe admirava. Como Professor, ensinou o lado moderno e versátil da ciência e da engenharia. Como Orientador, ensinou o propósito de um verdadeiro pesquisador e o principal ensinamento: “... não complique...”. A minha mais sincera gratidão.

Ao João Marcelo Costa Barbosa muito obrigado pela orientação e prontidão em ter me socorrido durante toda esta dissertação. Aquele que se manteve sempre prestativo e incentivando-me a avançar na programação em Java para o desenvolvimento dos nossos trabalhos científicos. A minha mais sincera gratidão.

Ao corpo docente da Pós-Graduação em Engenharia Civil, Recursos Hídricos, em especial aos Professores Assis Filho, Carlos Pestana, Iran Eduardo, José Capelo, Kenedy, Nilson, Paulo Roberto, Thomas Ballestero e Ticiania, obrigado pelo incentivo à produção acadêmica, pelo apoio e dedicação ao aluno durante as aulas.

Aos colegas de laboratório, contribuindo com suas palavras de incentivo.

Aos colegas da turma de 2017: Átila Alves, Celso Lira Jr, Danilo Jorge, Ítalo Ruan, Larissa Zaira, Lucas Falcão, Renata Locarno, Victor Porto e Tácio, melhor turma não há. Ao parceiro de pesquisa e colega de turma Vicente de Castro, amigo de todas as horas, que busca a minúcia da informação para afirmar as coisas sem titubear, pragmático e exemplo de superação. Que nossa parceria e amizade perdure por tempo indeterminado. Mesmo em horas, que não tinha a quem socorrer, esteve comigo, tenho somente a agradecer.

Aos colaboradores do Departamento de Engenharia Hidráulica e Ambiental que sempre estiveram à postos para tudo o que precisei, em especial ao Erivelton, Shirley e Edineuza, que se empenham bastante em ajudar no nosso dia-a-dia e nos socorrer em problemas diversos.

A CAPES pelo auxílio financeiro com a disponibilização e manutenção da bolsa para mestrado.

“O senhor é meu pastor e nada me faltará”

Salmo 23

RESUMO

No estado transitório de um sistema, a ocorrência de pressão de vapor pode ser encontrada em algumas situações, tais como, baixa carga do sistema, picos altos do sistema ou situações de rápida produção do transiente. Com isso, uma cavidade de vapor é produzida no fluxo, ocasionando eventualmente uma separação de coluna no líquido. Posteriormente, no encontro do líquido, altas pressões são formadas, prejudicando significativamente a tubulação. A cavitação é debatida e estudada até os dias atuais, mesmo com várias pesquisas desenvolvidas, pois existem alguns modelos que exigem dados difíceis de serem adquiridos, tornando-se complexo quando se pretende realizar uma simulação computacional. O método utilizado no presente trabalho tem como base para seus cálculos o método das características, tornando um modelo simples, o qual é chamado de modelo de cavidade de gás discreto. O modelo utilizado, se comparado a outros, tais como, modelo de cavidade de vapor discreto, separação de coluna com velocidade da onda constante e não liberação de ar é bem mais intuitivo e de fácil simulação computacional, todavia, sua principal deficiência está nas oscilações numéricas que tendem a um menor amortecimento da onda. Posto que, este modelo de cavitação pode evidenciar o fenômeno transiente, pois sempre se adota a carga de pressão mínima igual a pressão de vapor. Ademais, para facilitar a modelagem e expor de forma geral a análise transitória, considerou-se um vázio dentro do sistema, sendo assim modifica-se a análise, pois anteriormente se tinha gás e vapor analisados dentro do sistema. Simulou-se o método de cavitação no software chamado de UFC7, dando suporte para validação com os dados experimentais disponíveis nos trabalhos do Nguyen, Bergant e Pezzinga. Que por sua vez, mostrou-se muito próximo, comparando com os gráficos de cada nó contido no modelo. Entretanto, com a modelagem numérica computacional da cavitação, os resultados foram de grande relevância, pois o método numérico apresentou variações de carga de pressão próximas aos dados experimentais, formando um produto final de validade comprovada.

Palavras-chave: Método das Características. Cavitação. Celeridade Variável.

ABSTRACT

In the transient state of a system, the occurrence of steam pressure can be found in some situations, such as low system load, high system peaks or transient rapid production situations. Therefore, a vapor cavity is produced in the flow, eventually causing a column separation in the liquid. Subsequently, in the encounter of the liquid, high pressures are formed, significantly damaging the piping. Cavitation is debated and studied until today, even with several researches developed, because there are some models that require hard data to be acquired, becoming complex when performing a computational simulation. The method used in this work is based on its calculations the method of the characteristics, making a simple model, which is called a discrete gas cavity model. The model used, compared to others, such as discrete steam cavity model, column separation with constant wave velocity and non-air release is much more intuitive and easy computational simulation, however, its main deficiency is the oscillations which tend to be less damped by the wave. Since, this model of cavitation can evidence the transient phenomenon, since it always adopts the load of minimum pressure equal to steam pressure. In addition, in order to facilitate the modeling and general exposition of the transient analysis, a void was considered within the system, thus modifying the analysis, since previously there was gas and steam analyzed within the system. The cavitation method was simulated in the software called UFC7, giving support for validation with the experimental data available in the works of Nguyen, Bergant and Pezzinga. Which in turn, proved to be very close, comparing with the graphics of each node contained in the model. However, with numerical computational modeling of cavitation, the results were of great relevance, as the numerical method showed pressure load variations close to the experimental data, forming a last product of proven validity.

Keywords: Characteristic Method. Cavitation. Variable Celerity.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1	– Fechamento Instantâneo da Válvula ($0 < t \leq L/a$)	27
Figura 2	– Fechamento Instantâneo da Válvula ($L/a < t \leq 2.L/a$)	28
Figura 3	– Fechamento Instantâneo da Válvula ($2.L/a < t \leq 3.L/a$)	28
Figura 4	– Fechamento Instantâneo da Válvula ($3.L/a < t \leq 4.L/a$)	28
Figura 5	– Malha Característica Conceitual	33
Figura 6	– Relação de carga de pressão com o tempo	40
Figura 7	– Quadros da representação das zonas de cavitação formadas durante o fenômeno de separação coluna na tubulação	43
Figura 8	– Cavitação e formação do colapso em uma tubulação	45
Figura 9	– Curvas para o DVCM e para DGCM	47
Figura 10	– Esboço que define o modelo de cavidade discreta	48
Figura 11	– MOC	49
Figura 12	– Oscilações numéricas de pressão resultantes do DVCM	49
Figura 13	– Taxa da velocidade da onda	53
Figura 14	– Fluxograma das etapas para modelagem do método de cavitação	70
Figura 15	– Exemplo de planilha para a modelagem da cavitação (Parte 1)	71
Figura 16	– Exemplo de planilha para a modelagem da cavitação (Parte 2)	72
Figura 17	– Exemplo de planilha para a modelagem da cavitação (Parte 3)	72
Figura 18	– Exemplo de planilha para a modelagem da cavitação (Parte 4)	72
Figura 19	– Oscilações de pressão esperadas com a produção do modelo no Excel	72
Figura 20	– Interface principal UFC7 com a leitura dos testes de Nguyen (2009)	76
Figura 21	– Variações da carga de pressão – Nó válvula	77
Figura 22	– Variações da carga de pressão – Nó 2	77
Figura 23	– Variações da carga de pressão	78

Figura 24 – Variações da vazão – Nó válvula	78
Figura 25 – Variações da vazão – Nó 2	79
Figura 26 – Variações da vazão – Nó 3	79
Figura 27 – Variações da carga de pressão – Nó válvula	80
Figura 28 – Variações da carga de pressão – Nó 2	80
Figura 29 – Variações da carga de pressão – Nó 3	81
Figura 30 – Interface principal UFC7 com a leitura dos testes de Pezzinga e Scandura (1995)	83
Figura 31 – Variações da carga de pressão – Nó Válvula	84
Figura 32 – Variações da vazão – Nó 2	84
Figura 33 – Interface principal UFC7 com a leitura dos testes de Lessa (1984)	86
Figura 34 – Variações da carga de pressão – Nó 4	87
Figura 35 – Variações da carga de pressão – Nó 16	87
Figura 36 – Variações da vazão – Nó 18	88
Figura 37 – Interface principal UFC7 com a leitura dos testes de Bergant e Simpson (1991)	89
Figura 38 – Variações da carga de pressão – Nó 1	90
Figura 39 – Variações da carga de pressão – Nó 2	90
Figura 40 – Variações da carga de pressão – Nó 3	91
Figura 41 – Variações da vazão – Nó 1	91
Figura 42 – Variações da vazão – Nó 2	92
Figura 43 – Variações da vazão – Nó 3	92
Figura 44 – Variações da carga de pressão – Nó 1	93
Figura 45 – Variações da carga de pressão – Nó 2	93
Figura 46 – Variações da carga de pressão – Nó 3	94
Figura 47 – Interface principal UFC7 com a leitura dos testes de adutora Cuiá	96

Figura 48 – Variações da carga de pressão – Nó 1	96
Figura 49 – Variações da carga de pressão – Nó 7	97
Figura 50 – Variações da vazão – Nó 7	97
Figura 51 – Interface principal UFC7 com a leitura dos testes de adutora com ferro	99
Figura 52 – Variações da vazão – Nó 22	100
Figura 53 – Variações da carga de pressão – Nó 1	100
Figura 54 – Variações da carga de pressão – Nó 18	101
Figura 55 – Envoltórias do MOC – Nguyen (2009)	108
Figura 56 – Envoltórias da Cavitação – Nguyen (2009)	108
Figura 57 – Envoltórias do MOC – Pezzinga e Scandura (1995)	109
Figura 58 – Envoltórias da Cavitação – Pezzinga e Scandura (1995)	109
Figura 59 – Envoltórias do MOC – Lessa (1984)	110
Figura 60 – Envoltórias da Cavitação – Lessa (1984)	110
Figura 61 – Envoltórias do MOC – Bergant e Simpson (1991)	111
Figura 62 – Envoltórias da Cavitação – Bergant e Simpson (1991)	111
Figura 63 – Envoltórias do MOC – Adutora Cuiá	112
Figura 64 – Envoltórias da Cavitação – Adutora Cuiá	112
Figura 65 – Envoltórias do MOC – Adutora com ferro	113
Figura 66 – Envoltórias da Cavitação – Adutora com ferro	113

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Dados de entrada (Principais) – Nguyen (2009)	75
Tabela 2 – Dados de entrada (Auxiliares) – Nguyen (2009)	75
Tabela 3 – Dados de entrada (Contornos) – Nguyen (2009)	76
Tabela 4 – Dados de entrada (Simulação) – Nguyen (2009)	76
Tabela 5 – Dados de entrada (Principais) – Pezzinga e Scandura (1995)	82
Tabela 6 – Dados de entrada (Auxiliares) – Pezzinga e Scandura (1995)	82
Tabela 7 – Dados de entrada (Contornos) – Pezzinga e Scandura (1995)	82
Tabela 8 – Dados de entrada (Simulação) – Pezzinga e Scandura (1995)	83
Tabela 9 – Dados de entrada (Principais) – Lessa (1984)	85
Tabela 10 – Dados de entrada (Auxiliares) – Lessa (1984)	85
Tabela 11 – Dados de entrada (Contornos) – Lessa (1984)	85
Tabela 12 – Dados de entrada (Simulação) – Lessa (1984)	86
Tabela 13 – Dados de entrada (Principais) – Bergant e Simpson (1991)	88
Tabela 14 – Dados de entrada (Contornos) – Bergant e Simpson (1991)	89
Tabela 15 – Dados de entrada (Simulação) – Bergant e Simpson (1991)	89
Tabela 16 – Dados de entrada (Principais 1º parte) – adutora Cuiá	95
Tabela 17 – Dados de entrada (Principais 2º parte) – adutora Cuiá	95
Tabela 18 – Dados de entrada (Contornos) – adutora Cuiá	95
Tabela 19 – Dados de entrada (Simulação) – adutora Cuiá	96
Tabela 20 – Dados de entrada (Principais 1º parte) – adutora com ferro	98
Tabela 21 – Dados de entrada (Principais 2º parte) – adutora com ferro	98
Tabela 22 – Dados de entrada (Contornos) – adutora com ferro	99
Tabela 23 – Dados de entrada (Simulação) – adutora com ferro	99
Tabela 24 – Dados experimentais Nó 2 – Nguyen (2009)	114

Tabela 25 – Dados experimentais Nó 3 – Nguyen (2009)	116
Tabela 26 – Dados experimentais Nó Válvula – Pezzinga e Scandura (1995)	118
Tabela 27 – Dados experimentais Nó 1 – Bergant e Simpson (1991)	121

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

CLF	Condição de estabilidade de Courant-Friedrich-Levy
MOC	<i>Method of Characteristics</i> (Método das Características, em português)
CC	Condições de Contorno
DVCM	<i>Discrete Vapor Cavity Model</i> (Modelo de Cavidade de Vapor Discreto, em português)
DGCM	<i>Discrete Gas Cavity Model</i> (Modelo de Cavidade de Gás Livre Discreto, em português)
EDO	Equações Diferenciais Ordinárias
EDP	Equações Diferenciais Parciais
MDF	Método das Diferenças Finitas

LISTA DE SÍMBOLOS

Símbolos Alfabéticos

a	Celeridade - $[LT^{-1}]$
a_i^{k+1}	Celeridade da onda em um passo de tempo k (atual) num trecho i - $[LT^{-1}]$
A	Área da seção transversal do tubo - $[L^2]$
c_l	Parâmetro adimensional referente à restrição do tubo no sistema - adimensional
C_N	Condição de Courant – adimensional
C	Constante desconhecida – adimensional
D	Diâmetro do tubo - $[L]$
e	Espessura da parede do tubo - $[L]$
E	Módulo de Young/Elasticidade do material - $[ML^{-1}T^{-2}]$
f	Fator de atrito de Darcy-Weisbach - adimensional
g	Aceleração da gravidade - $[LT^{-2}]$
H	Carga de pressão - $[L]$
H_o	Carga de pressão inicial - $[L]$
H_p	Carga de pressão em cada seção computacional – $[L]$
H_b	Carga de pressão barométrica – $[L]$
K	Módulo de elasticidade volumétrica de um fluido - $[ML^{-1}T^{-2}]$
K^*	Módulo de elasticidade volumétrica de um fluido após um incremento ΔP - $[ML^{-1}T^{-2}]$
K_m	Módulo de elasticidade volumétrica efetivo de uma mistura gás/líquido - $[ML^{-1}T^{-2}]$
L	Comprimento do tubo – $[L]$
L, L_1, L_2	Operadores lineares do MOC – adimensional
M_g	Massa de gás livre – $[M]$
n	Constante anisotrópica - adimensional
P	Pressão de um fluido na tubulação - $[ML^{-1}T^{-2}]$
P_v	Pressão de vapor de um líquido - $[ML^{-1}T^{-2}]$
P_g^*	Pressão absoluta do gás - $[ML^{-1}T^{-2}]$
P_i^k	Pressão na tubulação em um passo de tempo k (anterior) num trecho i - $[ML^{-1}T^{-2}]$
Q	Vazão volumétrica do fluido do tubo - $[L^3T^{-1}]$
R_g	Constante do gás – adimensional
R	Constante característica – adimensional

T	Temperatura absoluta – $[\theta]$
T_c	Tempo de fechamento da válvula - [T]
t	Tempo - [T]
t_{in}	Tempo de início da cavidade de vapor discreta – [T]
V_{VC}	Volume de cavidade de vapor discreto – $[L^3]$
V	Velocidade média do fluido na seção transversal do tubo - $[LT^{-1}]$
V_o	Velocidade no estado permanente - $[LT^{-1}]$
x	Espaço no eixo x - [L]
z	Elevação da tubulação – [L]

Símbolos Gregos

ΔP	Variação de pressão na tubulação - $[ML^{-1}T^{-2}]$
ΔH	Variação da carga piezométrica - [L]
Δt	Intervalo de tempo - [T]
Δx	Distância ou variação no espaço no eixo x - [L]
ε	Fração do volume de ar disperso - adimensional
ε_v	Fração de vazio disperso - adimensional
ε_i^k	Fração de vapor num passo de tempo k (anterior) num trecho i - adimensional
ε_i^{k+1}	Fração do vapor num passo de tempo k+1 (atual) num trecho i - adimensional
ρ	Massa Específica de um fluido - $[ML^{-3}]$
ρ_g	Massa Específica de um gás - $[ML^{-3}]$
ρ_l	Massa Específica de um líquido - $[ML^{-3}]$
ρ_m	Massa Específica de uma mistura gás/líquido - $[ML^{-3}]$
λ	Multiplicador da combinação linear do MOC – adimensional
θ	Característica do fechamento da válvula – adimensional
Φ	Constante desconhecida – adimensional

Símbolos Diversos

∂H	Variação diferencial parcial na carga de pressão - [L]
∂Q	Variação diferencial parcial na vazão volumétrica - $[L^3T^{-1}]$
dt	Variação diferencial do tempo - [T]
dx	Variação diferencial do comprimento da tubulação - [L]
∂t	Variação diferencial parcial no tempo - [T]

∂x	Varição diferencial parcial no espaço no eixo x - [L]
$\%V$	Fração de volume adicional de líquido – adimensional
ΔV	Volume adicional de líquido – [L ³]
V	Volume de líquido – [L ³]
V_m	Volume da mistura – [L ³]
V_v	Volume total de vapor - [L ³]
V_g	Volume total de gás - [L ³]
V_g^*	Volume total de gás após um incremento ΔP - [L ³]
V_l	Volume total de líquido - [L ³]
V_l^*	Volume total de líquido após um incremento ΔP - [L ³]
V_t	Volume total de gás + líquido - [L ³]
V_t^*	Volume total de gás + líquido após um incremento ΔP - [L ³]

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	22
1.1	Problematização e Contextualização	22
1.2	Objetivos	24
<i>1.2.1</i>	<i>Objetivo Geral</i>	24
<i>1.2.2</i>	<i>Objetivos específicos</i>	25
1.3	Organização dos capítulos	25
2	REFERENCIAL TEÓRICO	27
2.1	Transitório hidráulico	27
<i>2.1.1</i>	<i>Método das Características (MOC)</i>	29
<i>2.1.2</i>	<i>Condições de contorno desenvolvidas pelo método das características</i>	33
2.2	Cavitação	36
<i>2.2.1</i>	<i>Pressão de vapor</i>	36
<i>2.2.2</i>	<i>Ar incorporado no sistema hidráulico</i>	36
<i>2.2.3</i>	<i>Definição da cavitação e separação de coluna</i>	39
2.3	Modelos numéricos de cavitação	43
<i>2.3.1</i>	<i>Modelos de cavidade única discreta</i>	46
<i>2.3.2</i>	<i>Modelos de cavidade múltipla discreta</i>	47
<i>2.3.3</i>	<i>Modelo de cavidade de vapor discreto</i>	48
<i>2.3.4</i>	<i>Modelo de cavidade de gás discreto</i>	51
<i>2.3.5</i>	<i>Fluxo de água rasa ou modelos de fluxo separados</i>	55
<i>2.3.6</i>	<i>Modelos de cavitação vaporosa de duas fases ou distribuídos</i>	57
2.4	Estudo breve do fator de atrito	59
<i>2.4.1</i>	<i>Modelos de fator de atrito</i>	59
3	DESENVOLVIMENTO DO MODELO NUMÉRICO DE CELERIDADE VARIÁVEL	62
4	METODOLOGIA	69
4.1	Definição do objeto de estudo	69
4.2	Ideias iniciais e etapas para obtenção do objeto de estudo	69
4.3	Ferramentas para modelagem do método de cavitação e MOC	71
<i>4.3.1</i>	<i>Utilização do Excel</i>	71
<i>4.3.2</i>	<i>Utilização do Java</i>	73

4.4	Validação do modelo	73
4.4.1	<i>Comparar os modelos com os dados experimentais</i>	74
4.4.2	<i>Comparar os modelos sem os dados experimentais</i>	74
4.4.3	<i>Comparar os diferentes tipos de fração de vazão</i>	74
5	RESULTADOS	75
5.1	Simulações com Reservatório – Tubulação – Válvula	75
5.1.1	<i>Simulação do teste realizado por Chaudhry (1990)</i>	75
5.1.2	<i>Simulação do teste realizado por Pezzinga e Scandura (1995)</i>	82
5.1.3	<i>Simulação do teste realizado por Lessa (1984)</i>	85
5.2	Simulações com Bomba – Tubulação – Reservatório	88
5.2.1	<i>Simulação do teste realizado por Bergant e Simpson (1991)</i>	88
5.2.2	<i>Simulação na adutora Cuiá</i>	95
5.2.3	<i>Simulação na adutora com ferro</i>	98
6	CONCLUSÃO	102
	REFERÊNCIAS	104
	APÊNDICE A – ENVOLTÓRIAS RESULTANTES DO UFC7 (Nguyen, 2009)	108
	APÊNDICE B – ENVOLTÓRIAS RESULTANTES DO UFC7 (Pezzinga e Scandura, 1995)	109
	APÊNDICE C – ENVOLTÓRIAS RESULTANTES DO UFC7 (Lessa, 1984)	110
	APÊNDICE D – ENVOLTÓRIAS RESULTANTES DO UFC7 (Bergant e Simpson, 1991)	111
	APÊNDICE E – ENVOLTÓRIAS RESULTANTES DO UFC7 (Adutora Cuiá)	112
	APÊNDICE F – ENVOLTÓRIAS RESULTANTES DO UFC7 (Adutora com ferro)	113
	APÊNDICE G – DADOS EXPERIMENTAIS DO NÓ 2 (Nguyen, 2009)	114
	APÊNDICE H – DADOS EXPERIMENTAIS DO NÓ 3 (Nguyen, 2009)	116
	APÊNDICE I – DADOS EXPERIMENTAIS DO NÓ VÁLVULA (Pezzinga e Scandura, 1995)	118

APÊNDICE J – DADOS EXPERIMENTAIS DO NÓ 1 (Bergant e Simpson, 1991)	121
---	------------

1 INTRODUÇÃO

No presente tópico será abordado o conceito do fenômeno que envolve o estudo, como ele acontece e suas consequências, em seguida dará ênfase ao método mais utilizado para descrever o problema, juntamente com observação da temática principal do trabalho, por fim será exposto os objetivos gerais e específicos.

1.1 Problematização e Contextualização

A canalização principal destinada a conduzir água entre as unidades de um sistema de abastecimento que antecede a rede de distribuição dá-se o nome de adutora, que por sua vez, poderá transportar água de forma gravitacional ou por recalque, dependendo do local a ser instalado. Logo, o processo anterior à instalação é chamado de projeto, no qual por seu turno, requer um ótimo dimensionamento, prevendo suas possíveis falhas e os fenômenos conhecidos (AZEVEDO NETTO, 2018). Dentre estes fenômenos, destaca-se o transiente hidráulico, que é atribuído a qualquer variação de pressão no sistema hidráulico, normalmente associado a uma mudança no gradiente de velocidade, pode ser provocada por um fechamento ou abertura de válvula, da partida ou da parada no bombeamento ou na mudança operacional de turbinas (KARADŽIĆ, 2018).

Devido a essas mudanças, altas e baixas pressões são formadas, surgindo uma onda com velocidade próxima da velocidade do som no líquido. Com a intensidade da onda, equipamentos sofrem sérios riscos de ficarem danificados ou até mesmo de entrarem em colapso, ocasionando perdas materiais ou até perdas humanas. Visto que, compreende-se a importância do estudo do fluxo num regime transiente, demandando mais difusão nos cursos de engenharia (BARBOSA et al., 2018).

Durante o período transitório, ocorrem variações de pressão e vazão em um curto ou longo espaço de tempo, podendo provocar o chamado de golpe de aríete, cujo sinônimo é fluxo instável do qual o nome originou-se após um som característico que ocorreu durante uma pancada de um martelo. Para melhor compreensão do transiente hidráulico, efeitos colaterais devem ser considerados, tais como cavitação transitória e separação de coluna (ADAMKOWSKI & LEWANDOWSKY, 2009).

A fim de solucionar e entender o fenômeno, cientistas vêm estudando há mais de um século, iniciando os estudos de transientes em fluidos, com a investigação das ondas sonoras

no ar, propagação de ondas em águas rasas e fluxo de sangue nas artérias. Chaudhry (2014), Wylie et al. (1993) estudaram o golpe de aríete, aplicando-o computacionalmente, analisando modelos de redes de distribuição e mistura gás/líquido.

O principal modelo utilizado é o método das características (MOC), consistindo em uma operação numérica de fácil iteratividade, que se baseia no conceito de derivada total no cálculo diferencial. As equações que governam o transiente hidráulico formam uma equação diferencial parcial linear de 2ª ordem Quasi-Hiperbólica. Através do método das diferenças finitas, essas equações são transformadas em homogêneas, ou seja, trabalha-se somente com uma variável independente. O MOC possui uma facilidade de aplicação computacional, ampliando o nível de análise técnica através de modelos mais robustos (SOARES et al., 2015).

Na análise transitória de fluidos, normalmente supõem-se que não exista ar no sistema. Na verdade, a entrada de ar, bolsões de ar presos, gás livre e gases dissolvidos frequentemente estão presentes na tubulação. Todavia, as bolhas de ar evoluem no líquido durante a passagem de transientes de baixa pressão. Contudo, quando o líquido está sujeito à alta pressão no regime transitório, o gás livre será comprimido e alguns podem ser dissolvidos no líquido, dessa forma, entende-se que o processo depende bastante da pressão e do tempo.

Os efeitos do ar aprisionado em sistemas de tubulação sob pressão podem ser benéficos ou prejudiciais, o resultado depende das características do fluido estudado, a natureza e a causa do transitório. Pesquisas revelam que previsões razoáveis de surtos de pressão inicial são obtidas pela inclusão da liberação de gás. Porém, a existência de bolhas de ar no interior do fluido, juntamente com a presença de bolsas de ar, dificulta a análise das pressões transitórias e torna cada vez mais complicado prever os reais efeitos das pressões dos surtos (NGUYEN, 2009).

No estado transitório de um sistema, a ocorrência de pressão de vapor pode ser determinada em algumas situações, tais como, baixa carga do sistema, pontos altos do sistema ou situações de rápida produção do transiente. Desse modo, uma cavidade de vapor é produzida no fluxo, ocasionando eventualmente uma separação de coluna no líquido. Posteriormente, na rejunção da coluna líquida, altas pressões são formadas, prejudicando significativamente a tubulação (SANTORO, 2018).

Segundo Chaudhry (2014), a velocidade da onda em um líquido com pequena quantidade de gases não dissolvidos é menor do que um em líquido puro. Ademais, a velocidade da onda pode ser reduzida até 75%, dependendo do teor de gás.

A dificuldade de obtenção de algumas variáveis torna o modelo mais simplificado, de forma que, ao se aplicar na modelagem computacional, percebem-se distorções da análise real experimental. Visto isto, modelos que dependem de variáveis desconhecidas não evoluíram. Portanto, conhecer novas variáveis, por meio de testes experimentais associados a um modelo numérico, impactará em um avanço para ciência da engenharia hidráulica.

Nguyen (2009) diz que, apesar das bolhas de ar diminuírem, a velocidade da onda no início do processo transitório, a pressão de pico torna-se maior, principalmente depois do primeiro pico. O sistema de cavitação é debatido e estudado até os dias atuais, mesmo com várias pesquisas desenvolvidas, pois existem alguns modelos que exigem dados difíceis de serem adquiridos, tornando-se inviável quando se pretende realizar uma simulação computacional. Destacam-se neste trabalho três autores, são eles Chaudhry (2014), Wylie et al. (1993) e Nguyen (2009), que defendem a mesma ideia e utilizam como base para seus cálculos o MOC padrão, tornando um modelo simples, o qual é chamado de modelo de cavidade de vapor discreto (DGCM) (IVLJANIN, 2018).

Comparado a outros modelos, como por exemplo, modelo de cavidade de gás livre discreto, separação de coluna (DAUDE, 2018) com velocidade da onda constante e não liberação de ar é bem mais intuitivo e fácil de simular computacionalmente, apesar disso sua principal deficiência está nas oscilações numéricas e surtos irrealistas que aparecem nos históricos de pressão calculados, quando as regiões de cavitação distribuída ocorrem (TWYMAN, 2018).

Posto que, este modelo de cavitação pode evidenciar o fenômeno transiente, pois sempre se adota a carga de pressão mínima igual a pressão de vapor. Ademais, para facilitar a modelagem e expor de forma geral a análise transitória, considerou-se um vazio dentro do sistema, sendo assim modifica-se a análise, pois anteriormente se tinha gás e vapor analisados dentro do sistema (ZHOU, 2018).

1.2 Objetivos

1.2.1 Objetivo Geral

O objetivo geral é propor um novo modelo para a simulação computacional da cavitação resultante do golpe de aríete em adutoras, considerando velocidade da onda variável com o tempo, dependendo da pressão pontual em uma mistura bifásica.

1.2.2 Objetivos específicos

Os objetivos específicos do presente trabalho são motivados por uma modelagem computacional de um novo modelo para o cálculo da cavitação no golpe de aríete:

- Estudo dos principais modelos existentes com a consideração do ar ou/e gás na tubulação;
- Desenvolvimento do modelo para o cálculo da cavitação;
- Implementação computacional do modelo proposto;
- Simulação dos testes experimentais de Nguyen, Bergant e Pezzinga;
- Simulação do modelo com o protótipo de Lessa;
- Simulação do modelo com a adutora Cuiá e adutora com ferro;
- Comparação com o modelo tradicional que não considera ar dentro da tubulação;
- Comparação entre valores de fração de vazio.

1.3 Organização dos capítulos

Capítulo 1 - Definição do fenômeno, bem como a importância e a necessidade do seu estudo e os objetivos para realização do trabalho.

Capítulo 2 - Definição do transiente hidráulico, tal como suas etapas e possíveis consequências geradas pelo seu efeito, definição da pressão de vapor, histórico da cavitação, modelos de cavitação e suas importâncias e a definição de cavitação bem como sua revisão bibliográfica.

Capítulo 3 - Modelo matemático baseado no método das características e o desenvolvimento do modelo com velocidade variável a cada passo de tempo.

Capítulo 4 - Modelagem computacional (Sistema UFC7), objeto de estudo, cronograma da modelagem e o uso de ferramentais para o desenvolvimento da pesquisa.

Capítulo 5 - Descrição dos Problemas com testes experimentais, identificar dados do problema de Nguyen (2009), Bergant (1991) e Pezzinga (1995), simular a adutora Cuiá e adutora com ferro, aplicação computacional dos problemas, exposição do modelo de cavitação comparando com os dados experimentais e aplicação computacional do modelo de cavitação.

Capítulo 6 - Conclusão dos estudos e recomendações de trabalhos futuros.

Apêndice - Envoltórias de todos os problemas utilizados, dados experimentais de Nguyen, dados experimentais de Pezzinga e os dados experimentais de Bergant.

2 REFERENCIAL TEÓRICO

No presente tópico será abordado assuntos gerais do fenômeno transiente hidráulico, bem como, as equações que o regem e o método adotado, em seguida será esclarecido a cavitação, os métodos abordados, sendo que foram tomados como fonte a revisão do Bergant (2006).

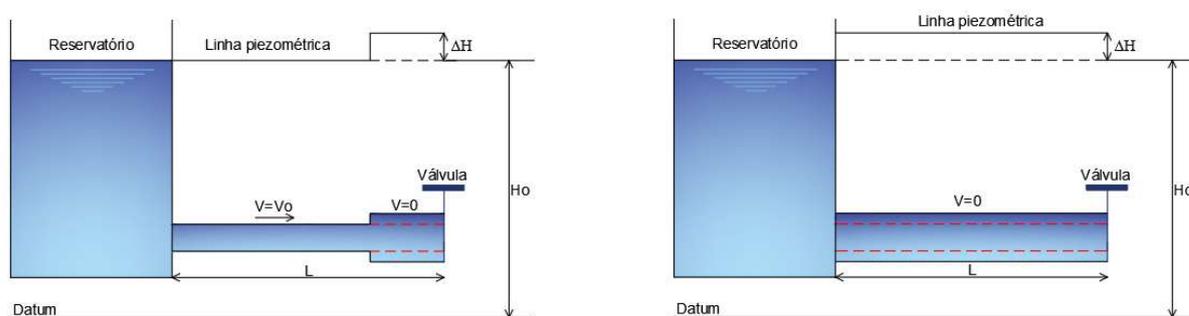
2.1 Transitório hidráulico

O escoamento de água através de condutos forçados dá-se em regime permanente com as condições de contorno do sistema em estado pleno. Entretanto ao sofrer perturbações tais como, fechamento ou abertura de uma válvula, desligamento de uma bomba, ativação de uma turbina, sua carga e vazão modificarão com o tempo, resultando no transiente hidráulico.

De forma ilustrativa através de 4 etapas, expõe-se o fenômeno do transiente hidráulico, considerando um sistema com um reservatório a montante e uma válvula a jusante, com perda de carga na tubulação desprezível, com sistema perfeitamente elástico e com o escoamento por gravidade.

1ª etapa: Com o fechamento instantâneo da válvula, a velocidade atinge zero, produzindo um aumento súbito de pressão próximo a válvula, com isso o tubo poderá se expandir dependendo do material. Na Figura 1, expõe a velocidade da onda se deslocando em direção ao reservatório, provocando uma diferença de carga entre a tubulação e o reservatório.

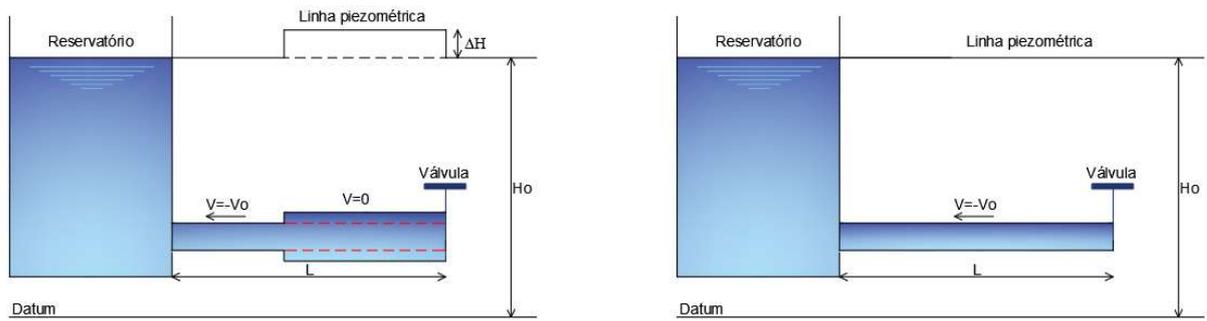
Figura 1 – Fechamento Instantâneo da Válvula ($0 < t \leq L/a$)



Fonte: Chaudhry apud Barbosa (2014, com Adaptações).

2ª etapa: Após a velocidade atingir zero, o fluido na tubulação será deslocado até o reservatório ocasionado pela diferença de pressão entre os elementos. Na Figura 2 representam esse processo que continua até o tempo $2 \cdot L/a$ e o diferencial se tornar nulo.

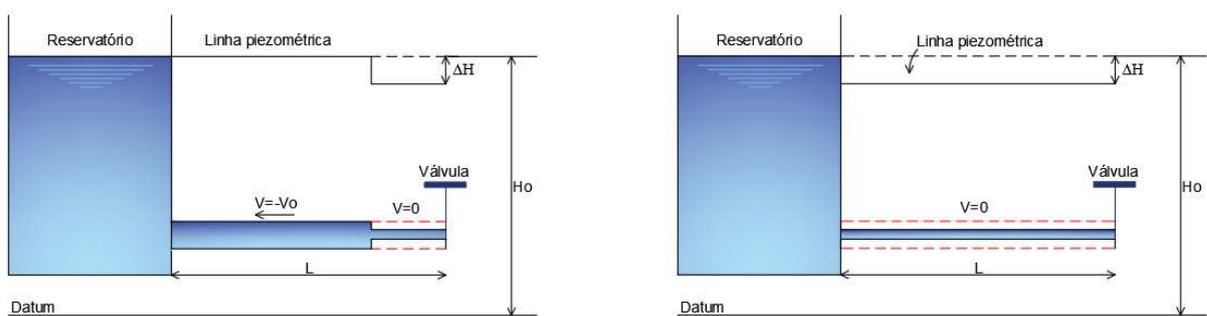
Figura 2 – Fechamento Instantâneo da Válvula ($L/a < t \leq 2.L/a$)



Fonte: Chaudhry apud Barbosa (2014, com Adaptações).

3ª etapa: Com o fluxo se deslocando até o reservatório, a velocidade tende a ficar zero, ocasionando redução da pressão. Na Figura 3 expõe-se tal fato, provocando compressão na tubulação dependendo do material.

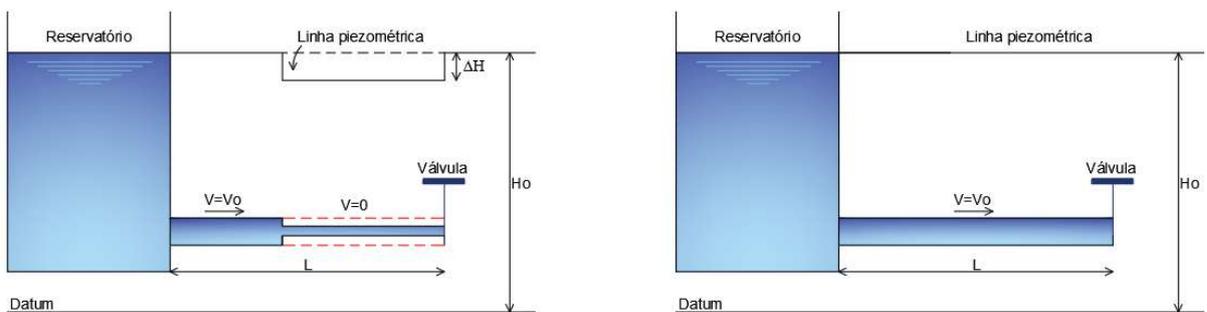
Figura 3 – Fechamento Instantâneo da Válvula ($2.L/a < t \leq 3.L/a$)



Fonte: Chaudhry apud Barbosa (2014, com Adaptações).

4ª etapa: Após a velocidade de o fluido atingir zero, o fluxo se desloca em direção a válvula até o diferencial de pressão ficar nulo. Na Figura 4, exhibe este fato, que após a 4ª fase o processo poderá ser repetido, dependendo da intensidade da onda.

Figura 4 – Fechamento Instantâneo da Válvula ($3.L/a < t \leq 4.L/a$)



Fonte: Chaudhry apud Barbosa (2014, com Adaptações).

O fenômeno apresentado anteriormente teve um caráter simplista para melhor entendimento, tornando o processo didático. Pois existe considerações muito importante que influenciam no sistema, modificando a intensidade da onda e a duração do efeito. No entanto, para melhor clareza e aprofundamento pode-se considerar o efeito do ar dentro da tubulação, efeito do atrito além do reservatório a nível variável.

2.1.1 Método das Características (MOC)

O modelo aborda um sistema numérico de fácil investigação computacional, pois os dados necessários são de acessível conhecimento e calculáveis. Chaudhry, 2014, adotou em um conduto fechado algumas hipóteses a fim de simplificar a derivação das equações analisadas, sendo em função posição e tempo.

O fluxo no conduto é unidimensional, a parede do conduto e o fluido são linearmente elásticos, o mesmo permanece cheio de fluido a uma pressão que excede o vapor pressão do líquido ou a pressão de liberação de gás. As equações governantes para o fluxo de fluido transitório na tubulação são as equações fundamentais.

As Equações Fundamentais e o Método das Características (MOC)

As equações fundamentais são desenvolvidas com base no teorema fundamental de Reynolds, que por sua vez, teve seu desenvolvimento com base nas biografias consagradas, de Wilie (1993) e Chaudhry (2014).

- Equação do momentum:

$$L_1 = gH_x + V_t + \frac{f}{2D}V|V| = 0 \quad (4)$$

- Equação da continuidade:

$$L_2 = H_t + \frac{a^2}{g}V_x = 0 \quad (5)$$

Em que:

f - Fator de atrito de Darcy-Weisbach

D - Diâmetro do tubo - [L]

V - Velocidade média do fluido na seção transversal do tubo - [LT⁻¹]

H - Carga de pressão - [L]

a - Celeridade - [LT⁻¹]

g - Aceleração da gravidade - [LT⁻²]

Por meio de uma combinação linear das equações (4) e (5), com o auxílio de um multiplicador desconhecido, λ (lambda), tem-se:

$$L = L_1 + \lambda \cdot L_2 \quad (6)$$

Em que:

L, L_1, L_2 - Operadores lineares do MOC

λ - Multiplicador da combinação linear do MOC

Sendo:

$$gH_x + V_t + \frac{f}{2D}V|V| + \lambda \cdot \left(H_t + \frac{a^2}{g}V_x \right) = 0 \quad (7)$$

Readequando a equação (7), de modo que se possa isolar λ e agrupar as variáveis H e V , tem-se:

$$\lambda \cdot \left(\frac{g}{\lambda}H_x + H_t \right) + \left(\lambda \frac{a^2}{g}V_x + V_t \right) + \frac{f}{2D}V|V| = 0 \quad (8)$$

Segundo Wylie, et al. (1993) ambas as variáveis \mathbf{H} e \mathbf{V} são dependentes de \mathbf{x} e \mathbf{t} . No cálculo fundamental, a variável \mathbf{x} pode-se enquadrar como função de \mathbf{t} , ou seja, o comprimento pode variar infinitesimalmente em função do tempo. Para Chaudhry (2014), se $\mathbf{H} = \mathbf{H}(\mathbf{x}, \mathbf{t})$ e $\mathbf{V} = \mathbf{V}(\mathbf{x}, \mathbf{t})$, tem-se:

$$\frac{dH}{dt} = H_x \frac{dx}{dt} + H_t \quad (9)$$

$$\frac{dV}{dt} = V_x \frac{dx}{dt} + V_t \quad (10)$$

Ao analisar as equações (8), (9), e (10), percebe-se que:

$$\frac{dx}{dt} = \frac{g}{\lambda} = \lambda \frac{a^2}{g} \quad (11)$$

Com isso, a equação (8) torna-se uma EDO ao substituir as equações (9) e (10):

$$\lambda \cdot \frac{dH}{dt} + \frac{dV}{dt} + \frac{f}{2D} V|V| = 0 \quad (12)$$

Ao isolar λ na equação (11), tem-se:

$$\lambda = \pm \frac{g}{a} \quad (13)$$

Substituindo λ na equação (11), encontra-se a relação entre x e t abaixo:

$$\frac{dx}{dt} = \pm a \quad (14)$$

A equação (14) dá a ideia de movimento da onda de pressão (WOOD et al., 2005) e o sinal de positivo ou negativo indica a direção da propagação da celeridade a (WYLIE et al. 1993; CHAUDHRY, 2014). Por convenção, o sinal positivo de a se refere a movimentação gráfica da esquerda para a direita em modelagem de adutora e sentido horário para redes ramificadas e/ou malhadas.

$$C^+ \rightarrow \begin{cases} \frac{g}{a} \frac{dH}{dt} + \frac{dV}{dt} + \frac{f}{2D} V|V| = 0 \\ \frac{dx}{dt} = +a \end{cases} \quad (15)$$

$$(16)$$

$$C^- \rightarrow \begin{cases} -\frac{g}{a} \frac{dH}{dt} + \frac{dV}{dt} + \frac{f}{2D} V|V| = 0 \\ \frac{dx}{dt} = -a \end{cases} \quad (17)$$

Sendo as equações (15) e (17) intituladas como Equações de Compatibilidade (CHAUDHRY, 2014). Os dois valores reais para λ foram usados para converter as duas EDPs (Equações 4 e 5) em duas EDOs totais (Equações 15 e 17). Porém as equações (15) e (17) somente serão validadas se as equações (16) e (18) forem satisfeitas.

Com o desenvolvimento de transformação linear adquirem-se equações diferenciais ordinárias como demonstrado anteriormente, de tal forma que se pode representar a linha característica da seguinte forma. Sendo que Q_p e C_p representam a linha característica positiva **AP** (Figura 5):

$$C^+ : Q_p = C_p - C_a H_p \quad (19)$$

$$C_p = Q_A + C_a H_A - R \cdot Q_A |Q_A| \quad (20)$$

$$\frac{dt}{dx} = +\frac{1}{a} \quad (21)$$

Q_n e C_n representam a linha característica negativa **BP**:

$$C^- : Q_n = C_n + C_a H_p \quad (22)$$

$$C_n = Q_B - C_a H_B - R \cdot Q_A |Q_A| \quad (23)$$

$$\frac{dt}{dx} = -\frac{1}{a} \quad (24)$$

Onde:

$$C_a = \frac{gA}{a} \quad (25)$$

$$R = \frac{f \cdot \Delta t}{2DA} \quad (26)$$

Em que:

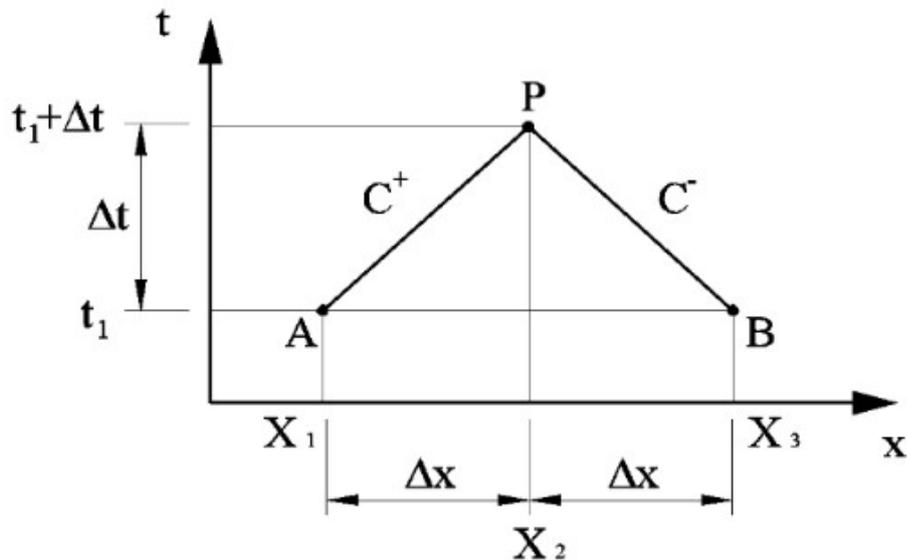
Δt - Intervalo de tempo - [T]

Q - Vazão volumétrica do fluido do tubo - [L³T⁻¹]

H - Carga de pressão - [L]

Os subscritos **A** e **B** referem-se respectivamente as secções antes e depois de **P**, num passo de tempo anterior (Figura 5).

Figura 5 – Malha Característica Conceitual



Fonte: Chaudhry (2014).

2.1.2 Condições de contorno desenvolvidas pelo método das características

- Condição de Contorno do Reservatório a Montante com Nível Constante

$$Q_{pi,1} = \frac{-1 + \sqrt{1 + 4 \cdot k_1 \cdot (C_{ni} + C_{ai} \cdot H_{res})}}{2 \cdot k_1} \quad (27)$$

$$H_{pi,1} = H_{res} \quad (28)$$

$$k_1 = \frac{C_a \cdot (1 + k)}{2 \cdot g \cdot A_i^2} \quad (29)$$

- Condição de Contorno do Reservatório a Jusante com Nível Constante

$$Q_{pi,n+1} = \frac{1 - \sqrt{1 - 4 \cdot k_2 \cdot (C_{pi} - C_{ai} \cdot H_{res})}}{2 \cdot k_2} \quad (30)$$

$$H_{pi,n+1} = H_{res} \quad (31)$$

$$k_2 = \frac{C_a \cdot (1 - k)}{2 \cdot g \cdot A_i^2} \quad (32)$$

- Condição de Contorno para Ponta Seca

$$H_{pi,n+1} = \frac{C_{pi}}{C_{ai}} \quad (33)$$

$$Q_{pi,n+1} = 0 \quad (34)$$

- Condição de Contorno da Válvula a Jusante

$$Q_{pi,n+1} = 0,5 \cdot (-C_v + \sqrt{C_v^2 + 4 \cdot C_{pi} \cdot C_v}) \quad (35)$$

$$H_{pi,n+1} = \frac{C_p - Q_p}{C_a} \quad (36)$$

$$C_v = \frac{(\tau \cdot Q_{oi,n+1})^2}{C_a \cdot H_{oi,n+1}} \quad (37)$$

$$\tau = \frac{C_d \cdot A_v}{(C_d \cdot A_v)_o} \quad (38)$$

$$Q_{oi,n+1} = (-C_d \cdot A_v)_o + \sqrt{2 \cdot g \cdot H_{oi,n+1}} \quad (39)$$

Em que:

C_d – Coeficiente de descarga da válvula – adimensional

A_v – Área da válvula - [L²]

$(C_d \cdot A_v)_o$ – Estado inicial da válvula

$C_d \cdot A_v$ – Estado atual da válvula

$$H_{oi,n+1} = \text{carga a montante da válvula} \quad (40)$$

- Condição de Contorno de Junção Simples entre Duas Tubulações

$$H_{pi,n+1} = H_{pi+1,1} \quad (41)$$

$$H_{pi,n+1} = \frac{C_{pi} - C_{ni+1}}{C_{ai} - C_{ai+1}} \quad (42)$$

$$Q_{pi,n+1} = C_{pi} - C_{ai} \cdot H_{pi,n+1} \quad (43)$$

$$Q_{pi+1,1} = C_{ni+1} + C_{ai+1} \cdot H_{pi+1,1} \quad (44)$$

- Condição de Contorno da Bomba Centrífuga quando Há um Fechamento Imediato da Válvula de Retenção

$$Q_{pi,1} = \frac{-1 + \sqrt{1 + 4 \cdot C_{ai} \cdot C_8 (C_{ni} - C_{ai} \cdot H_{8h})}}{2 \cdot C_{ai} \cdot C_8} \quad (45)$$

$$H_{pi,1} = H_{8h} - C_8 \cdot Q_{pi,1}^2 \quad (46)$$

$$C_8 = \frac{(H_{8h} - H_r)}{Q_r^2} \quad (47)$$

2.2 Cavitação

2.2.1 Pressão de vapor

Os líquidos evaporam-se porque as moléculas escapam da superfície líquida. Esses corpúsculos de vapor exercem uma pressão parcial na superfície, conhecida como pressão de vapor. Se o espaço acima do líquido encontra-se confinado, depois de um tempo consideravelmente grande, a quantidade de moléculas de vapor que se choca contra a superfície líquida e se condensam, tornam-se exatamente iguais a porção de moléculas que escapam em qualquer intervalo de tempo e por consequência existe um equilíbrio.

Quando a pressão for acima do líquido, esta é igual à pressão de vapor do líquido, com isso se produz a ebulição. Por exemplo, a ebulição da água pode ocorrer a temperatura ambiente sem que a pressão reduza suficientemente. Em muitas situações de fluxo de líquidos é possível produzir pressão muito baixa em certos lugares do sistema. A pressão podendo ser igual a pressão de vapor. Quando isso ocorre o líquido se converte rapidamente em vapor. Este fenômeno se conhece por cavitação.

Forma-se uma bolsa ou uma cavidade de vapor em expansão rápida, a qual usualmente é arrastada desde o ponto de origem até entrar nas regiões de onde o fluxo tem pressão maiores que a pressão de vapor. A cavidade colapsa.

2.2.2 Ar incorporado no sistema hidráulico

Whiteman (1959) e Pearsall (1962) foram os pioneiros no estudo dos efeitos do ar no regime transiente num sistema de bombeamento, mostrando através de seus testes que uma pequena quantidade de ar pode produzir efeitos significativos no fluxo transitório. Por falta de computadores, até meados de 1960, os estudos eram baseados em ábacos e procedimentos aritméticos. No entanto, Lai (1961), Streeter e Lai (1963) e Van de Riet (1964) ampliaram os estudos do golpe de aríete com o uso da modelagem computacional (CHAUDHRY, 2014).

Nos últimos 50 anos, o método das características é utilizado para solucionar o efeito do golpe de aríete, sendo uma base de cálculo numérica computacional executada por Wylie & Streeter (1967). Enever (1972), Kranenburg (1974), Wiggert e Sundquist (1979), Wylie (1980), Hadj-Taieb & Lili (1998) e Kessal & Amaouche (2001) abordaram os efeitos da liberação de vapor e gases dissolvidos no líquido em estado transitório (CHAUDHRY, 2014).

Pearsall (1965), em experimento, constatou uma redução na velocidade da onda com a presença de ar ou gás livre, provocando variações nas pressões transitórias. Uma limitação nos modelos expostos exigiu-se suposições bastante arbitrárias da taxa de liberação de ar (CHAUDHRY, 2014).

Com a consideração do efeito do ar, Brown (1968) e Provoost (1976) fizeram o modelo concentrado vaporoso, que aprisiona cavidades de vapor a seções fixas usando uma velocidade de onda constante, mostrando-se satisfatório em transientes lentos, no entanto, esboçou instabilidade nos eventos de desligamento de bomba (CHAUDHRY, 2014).

Também Fox (1972) e Wylie (1980) criaram o modelo de liberação de ar, que adota um gás livre distribuído por toda tubulação, exigindo velocidades de ondas variáveis em função da quantidade de ar e a pressão local, expondo resultados satisfatórios nos cenários de parada de bomba, porém susceptível ao amortecimento numérico (CHAUDHRY, 2014).

Em uma modelagem multifásica, existe uma quantidade considerável de fração de vazios, exigindo movimento de duas fases entre a água e as bolhas de ar. Isso pode ser feito variando os dois componentes envolvidos, havendo necessidade de obedecer às equações do momento, para um modelo de fluido homogêneo, assumindo as mesmas velocidades em todas as fases, pelo MOC fica difícil usar multifases, pois não prevê ondas vazias, relatado por Falk & Gudmundsson (2000) e Huygens (1998).

Lauchlan *et al.* (2005), mostrou que os modelos expostos anteriormente podem ser considerados adequados, porém indicam que comportamentos errôneos do transiente ocorrerão, necessitando de um desenvolvimento adicional dos modelos para tornar mais próximo dos dados observados.

Epstein (2008) introduziu um método integral, que leva em conta movimento entre a mistura e a compressibilidade do líquido, substituindo equações diferenciais de balanço parcial e condições iniciais por um sistema aproximado de primeira ordem utilizando uma variante do método integral. Em termos computacionais mostrou-se bastante simples e eficiente ao avaliar o impacto da compressibilidade do líquido, quando há um aumento da pressão.

Jonsson (1985) e Burrows & Qiu (1995) estudaram sobre compressão de ar, sendo que o primeiro realizou testes com velocidade constante e o segundo atribuiu uma velocidade variável a cada passo de tempo, necessitando de dados de campo ou de laboratórios de alta qualidade. Muitas pesquisas existem sobre a presença de ar na tubulação, cada cientista possui um pensamento, no entanto melhorias são recomendáveis, afim de obter menor discrepância entre o modelo e os dados observados.

Kapelan et al. (2003) e Covas et al. (2003) identificaram um aumento de pressão de pico e distorções transitórias de bolsas de ar. Independentemente, Lai et al. (2000) investigaram o golpe de aríete em presença em vazios de gás não condensável, juntamente com cavidades de vapor, entretanto descobriu-se que, embora a presença de ar seja geralmente benéfica na redução cargas de golpe de aríete, isso pode resultar em um aumento no transiente (isto é, não o primeiro pico de pressão positiva).

Os testes experimentais de Van de Sande & Belde (1981) apresentaram valores de pico de pressão superiores aos calculados pela equação de Joukowsky. Ao se referir a esse resultado experimental, De Almeida (1983) citou cinco razões possíveis para obter grandes pressões devido ao colapso da cavidade, incluindo: distribuição de velocidade não uniforme, efeitos de atrito instáveis, efeito elástico separação de coluna, efeitos locais e pontuais ao longo da tubulação. O efeito elástico da separação de coluna foi o resultado do tempo de existência da cavidade não sendo um valor inteiro de $2L / a$. Ele apresentou uma expressão para estimar o limite superior da sobrepressão em um sistema sem atrito.

Hadj-Taieb & Lili (2000) analisaram o fluxo transitório de partículas homogêneas de misturas bifásicas entre líquido/gasoso em oleodutos, levando em conta o efeito de elasticidade do tubo na propagação da onda de pressão. Os modelos desenvolvidos usaram o gás-fluido, relação de massa que é assumida como constante e não depende da pressão. Chaiko e Brinckman (2002) analisaram o transiente hidráulico em linha de tubo com uma bolsa de ar presa, usando três diferentes modelos unidimensionais de complexidade variável.

Wang et al. (2003) introduziu um modelo computacional que combina o método das características e a teoria das ondas de choque para simular a propagação de surtos de pressão com a formação de uma bolsa de ar em tubulações.

Cannizzaro e Pezzinga (2005) examinaram o efeito da cavitação na troca térmica entre as bolhas de gás e as líquido por meio de um modelo 2-D. Eles usaram equações de continuidade para gás, equação de continuidade para equações de mistura, energia e momento para a solução. O modelo bidimensional de temperatura e massa constantes foram capazes de prever os dados experimentais apenas no primeiro conjunto de oscilações. Eles descobriram que a incorporação de troca térmica entre as bolhas de gás e o líquido circundante no modelo melhorou o desempenho.

Segundo Bergant (2006), a separação de coluna pode ter um efeito trágico em um sistema de tubulação. Um exemplo famoso é o acidente na usina hidrelétrica de Oigawa, em 1950, no Japão, em que três trabalhadores morreram com seu projeto realizado no início do

século XX. Tal fato ocorreu por um rápido fechamento da válvula devido à drenagem de um sistema de controle de óleo durante a manutenção, formando uma onda de golpe de ar de alta pressão que dividiu a comporta aberta. Pois com a liberação resultante da água gerou uma onda de baixa pressão, ocasionando uma separação substancial da coluna que causou o esmagamento de uma porção significativa da tubulação a montante devido à pressão atmosférica externa.

Segundo Jaeger (1948) alguns dos acidentes mais graves causados por golpe de aríete em tubulações de pressão estão relacionadas à vibração, ressonância e oscilação automática. Kottmann (1989), descreveu dois acidentes relacionados à separação de colunas em que dois trabalhadores morreram. List et al. (1999) relataram danos severos ao revestimento de um duto de descarga de bombas de 7 km de comprimento e 0,6 m de diâmetro, resultando em vazamentos. A causa foi o colapso da cavidade de vapor.

2.2.3 Definição da cavitação e separação de coluna

No estado transitório de um sistema, a ocorrência de pressão de vapor pode ser determinada em algumas situações, tais como, baixa carga do sistema, picos altos do sistema ou situações de rápida produção do transiente. Com isso, uma cavidade de vapor é produzida no fluxo, ocasionando eventualmente uma separação de coluna no líquido. Posteriormente, no encontro do líquido, altas pressões são formadas, prejudicando significativamente a tubulação.

Um sistema com cavitação e separação de coluna do fluxo poderá ter três divisões: Golpe de aríete: a fração de vazio é pequena, logo a velocidade da onda não depende da pressão; Cavitação: as bolhas de gás estão dispersas em todo líquido, causando redução da velocidade por efeito termodinâmico, conseqüentemente, é dependente da pressão; Separação de coluna: forma-se uma cavidade, a qual se expande e se contrai dependendo do fluxo.

Essas regiões podem ocorrer simultaneamente no mesmo sistema, primeiramente devido à redução de pressão, forma-se um fluxo com cavitação (na parte superior da tubulação, em alguns pontos), em seguida, por redução adicional da pressão, origina-se separação de coluna. Que por sua vez, ao aumentar a pressão, se chocam provocando uma sobrepressão, voltando a região do golpe de aríete (KJERRUMGAARD, 2018).

A sequência de eventos entre a redução da pressão e o início da explosão da cavitação ocorre em poucos milésimos de segundos. As ondas de pressão positiva do sistema fazem-se compressão nas bolhas, além da diminuição gradativa da cavitação, resultando no aumento da pressão, chamando-se de sobrepressão.

De modo geral, no projeto hidráulico envolvendo transientes em fluidos no estado líquido é evitar a separação de coluna, conforme descrito nos critérios de projeto de golpe de ariete de Parmakian (1955).

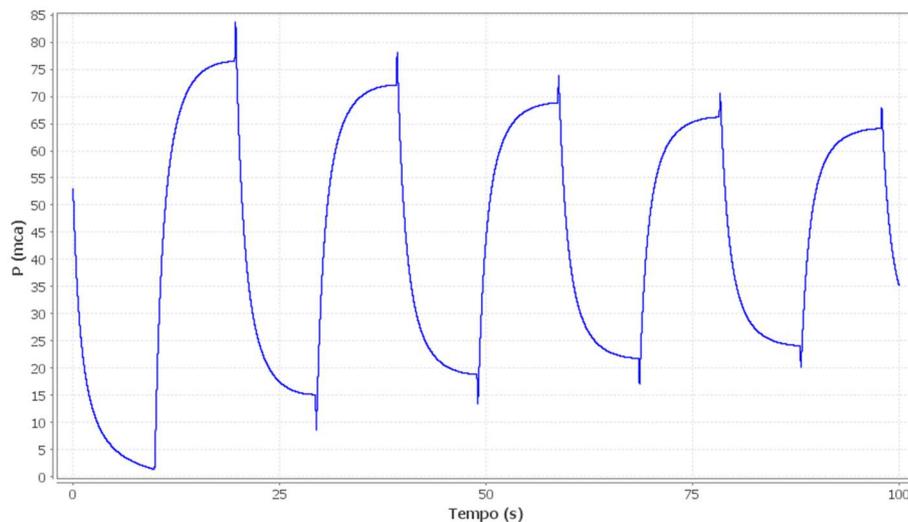
Bergant (2006) apud Lupton (1953) observou que as altas pressões acumulativas de pico são perigosas e recomendou “que, para garantir a imunidade contra o perigo de surto, a separação vazia deve ser evitada em todo o sistema em questão”. Bergant (2006) apud Martin (1973) destacou que, tanto na Europa como nos EUA, a modelagem para a separação de colunas ou evitar a cavitação ainda era objeto de muitos debates. No entanto, hoje há relutância de muitos projetistas em aceitar a ocorrência de qualquer separação de colunas. Vários autores concluíram que, se não puder ser evitado, devem ser tomadas medidas para minimizar o impacto quando as colunas de líquido se juntarem novamente.

A pressão de uma cavidade é a soma das pressões parciais dos vapores dos líquidos e dos gases liberados. No entanto, a pressão dos vapores do líquido é igual em qualquer situação, porém as pressões dos gases oscilam (CHAUDHRY, 2014).

Segundo Tanahashi & Kasahara (1970), na ocorrência de cavidades ao longo de um determinado sistema, o segundo pico de pressão pode ser superior ao primeiro, embora o primeiro pico é geralmente mais alto. A Figura 6 esboça a relação entre carga de pressão e o tempo.

$$H_{max2} > H_{max1} \quad (48)$$

Figura 6 – Relação de carga de pressão com o tempo



Fonte: Próprio (2019).

Com a mistura entre as bolhas e o líquido, a dissipação das ondas de pressão torna-se mais rápida, sendo um aditivo de calor transmitido pela expansão e contração das bolhas (BERNARDINIS et al.,1975).

Segundo Streeter (1982), a difusão do gás no fluido é um processo relativamente lento, pequenas quantidades de gases envolvidos durante a maioria do transiente e a concentração de gás muda sutilmente, contudo, com a forte influência entre a fração de gás livre, a velocidade das ondas de pressão, é provável que tenha uma grande influência no comportamento de baixa pressão nas ondas do transientes.

Em um modelo matemático, Kranenburg (1974), considerou as três regiões, obtendo resultados válidos tanto para a cavitação quanto para o golpe de aríete. Essa análise, por diferenças finitas, apresentou resultados aceitáveis, apesar de vários avanços em modelos matemáticos a quantidade de ar arrastado aprisionado e liberado ainda não foi solucionada.

Embora as velocidades de onda reduzam muito rapidamente com o aumento do conteúdo de ar para uma determinada pressão, um aumento na pressão retorna altas velocidades de onda.

A velocidade da onda em um líquido com pequena quantidade de gases não dissolvidos é menor do que um líquido puro. Segundo Pearsall (1965), a velocidade da onda pode ser reduzida até 75%, dependendo do teor de gás (CHAUDHRY, 2014).

Segundo Weyler et al. (1971), o comportamento não adiabático de uma bolha esférica devido a um esforço de cisalhamento é da seguinte forma:

$$\tau_b = \Phi \cdot \varepsilon_v \cdot \rho \cdot g \cdot D \cdot |\Delta H| \cdot \frac{V}{\Delta x \cdot |V|} \quad (49)$$

Em que:

ε_v - Fração de vazio disperso em forma de bolha

ρ - Massa Específica de um fluido - [ML⁻³]

g - Aceleração da gravidade - [LT⁻²]

D - Diâmetro do tubo - [L]

Δx - Distância ou variação no espaço no eixo x - [L]

ΔH - Variação da carga piezométrica - [L]

V - Velocidade média do fluido na seção transversal do tubo - [LT⁻¹]

Φ - Constante desconhecida, no entanto, dados experimentais de Baltzer (1967), revelaram $\Phi \cdot \varepsilon_v = 225$.

Nguyen (2009) diz que apesar das bolhas de ar diminuírem a velocidade da onda no início do processo transitório, a pressão de pico torna-se maior, principalmente depois do primeiro pico.

A queda das ondas de pressão se torna geralmente mais rápida devido a efeitos de ar livre, atrito variável e vibração estrutural no sistema. A cavitação ocorre quando a pressão cai para a pressão do vapor do líquido e o fluxo monofásico é transformado em fluxo bifásico. As equações clássicas do golpe de ariete não são válidas em regiões de cavitação.

Diante disso, existem três objetivos de modelar um sistema com cavitação, o primeiro objetivo de modelar a separação de colunas é prever as pressões que ocorrem quando grandes cavidades de vapor colapsam. O segundo objetivo é prever o tempo dos eventos. Um terceiro objetivo pode ser prever a resposta estrutural de tubos e suportes.

O sistema de cavitação é debatido e estudado até os dias atuais mesmo com várias pesquisas desenvolvidas, pois existem alguns modelos que exigem dados difíceis de serem adquiridos, tornando-se inviável quando se pretende realizar uma simulação computacional. Destacam-se nesse trabalho três autores, são eles Chaudhry, Wylie & Streeter e Nguyen, todos defendem ideias concordantes e utilizam como base para seus cálculos o MOC, tornando um modelo simples a qual é chamado pelo Nguyen de modelo de cavidade de gás livre discreto (DGCM).

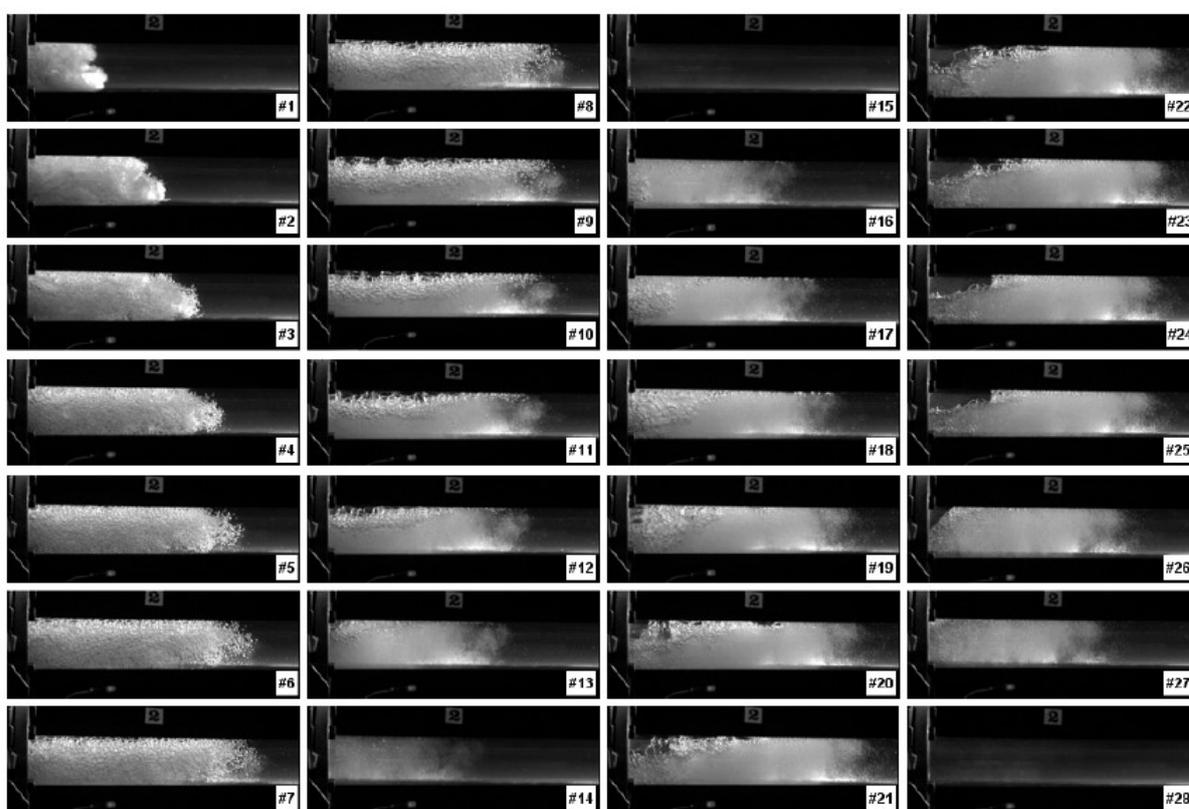
Comparado a outros modelos, tais como, modelo de cavidade de vapor discreto, coluna de separação com velocidade da onda constante e não liberação de ar, ele bem mais intuitivo e fácil de simulação computacional, no entanto sua principal deficiência está nas oscilações numéricas e surtos irrealistas que aparecem nos históricos de pressão calculados, quando as regiões de cavitação distribuída ocorrem.

Segundo Nguyen (2009), sempre que a pressão cair abaixo de pressão de vapor, tem-se que a pressão mínima permaneceu em pressão de vapor durante o tempo deste transiente. Para pequenos valores a suposição de mistura de gás líquido é ainda aplicável. Entretanto, quando os valores são grandes frações de unidade, torna-se um fluxo de espuma que pode separar o escoamento do canal aberto com o gás fluir por cima dele.

O líquido no estado transitório em um sistema de tubulação é dividido em dois regimes de fluxo. O primeiro é referido como o regime de golpe de ariete onde a carga está acima da pressão de vapor do líquido. O segundo é o regime de cavitação, onde a carga está na pressão de vapor do líquido.

Segundo Streeter (1993), o regime de cavitação em tubulações agora é diferenciado em dois grupos que é distinguido pela magnitude da fração de vazio. Cujas definições são a razão entre o volume do vapor e o volume total da mistura líquido/vapor. Os dois tipos de cavitação em tubulações são: cavidade de vapor e cavitação vaporosa distribuída. A Figura 7 demonstra de forma prática as zonas de cavitação formadas durante o fenômeno de separação de coluna na tubulação.

Figura 7 – Quadros da representação das zonas de cavitação formadas durante o fenômeno de separação de coluna na tubulação



Fonte: Adamkowski e Lewandowski (2014).

2.3 Modelos numéricos de cavitação

A evolução dos modelos numéricos ganhou força a partir dos anos 60, pois antes desse período os procedimentos eram baseados em gráficos e métodos aritméticos. O advento dos computadores tornou-se imprescindível, tornando as análises mais abrangente, pois problemas mais complexos ganharam viabilidade para análise do fenômeno do golpe de aríete.

De acordo com Bergant (2006), alguns dos primeiros estudos de separação de colunas líquidas usando um modelo numérico de simulação computacional, incluem o trabalho

de Thibessard (1961) em Liège na Bélgica, Streeter e Wylie (1967), Baltzer (1967) na Universidade de Michigan, Siemons (1967) em Delft, na Holanda, e Weyler (1969) e Weyler et al. (1971) na Universidade de Michigan.

As equações unidimensionais podem representar uma etapa do trassinete hidráulico chamado de separação de coluna, a qual expõem individualmente cada estado físico particular do líquido. Incluindo os estados de líquido, uma mistura de bolhas de líquido e vapor, além das cavidades de vapor discretas.

Segundo Bergant (2006) o conjunto de equações inclui:

- Equações do golpe de aríete que descrevem o estado líquido;
- Equações para uma cavidade de vapor discreta ou uma cavidade intermediária que separe as regiões de cavitação líquida e vaporosa ao longo da tubulação ou nos limites;
- Equações de fluxo bifásico para uma mistura homogênea de líquido e vapor líquido;
- Equações de choque para a condensação de misturas líquido-vapor de volta à fase líquida.

Ao longo do tempo modelos numéricos são estudados e desenvolvidos, que por vez, leva em consideração fatores visualizados por cada autor, um dos principais modelos é considerar o fluxo unidimensional incluindo valores médio de velocidades transversais ao longo do sistema.

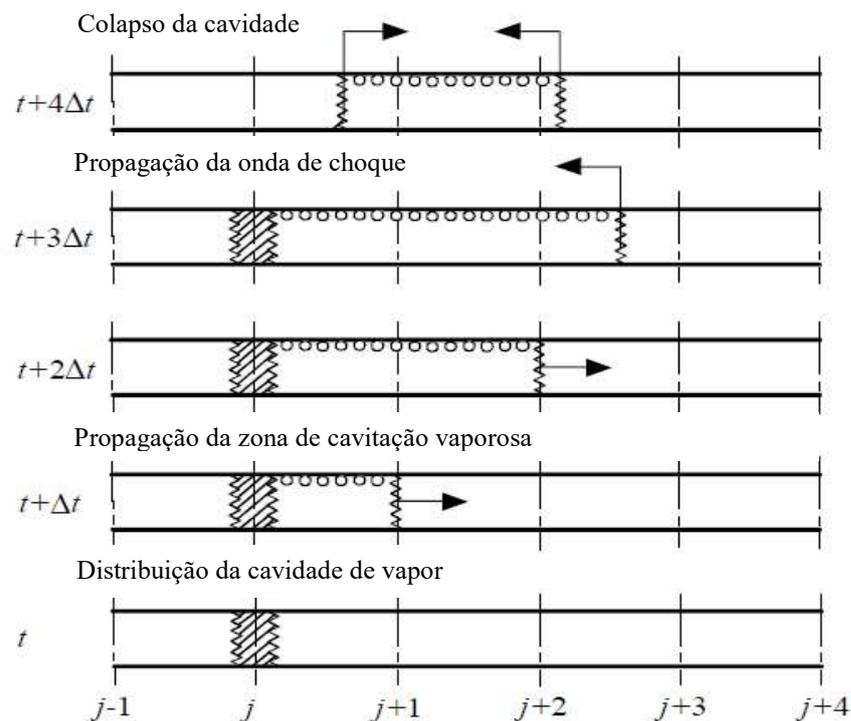
Primeiramente, sabe-se a existência de gases dissolvidos no líquido, que por sua vez evoluirá com a queda de pressão até torna-se pressão de vapor. Wylie & Streeter (1993), consideram em detalhes esse aspecto citado anteriormente.

- Considera-se um volume de cavidade de vapor menor que o volume de alcance no modelo numérico;
- A pressão na cavidade é igual à pressão de vapor;
- O vapor condensa-se completamente antes do instante em que se junta as colunas de líquido ou o colapso da cavidade contra o limite;
- A fração de vazio do vapor em uma mistura bifásica é muito menor que uma unidade, de modo que a massa e o momento das bolhas podem ser desprezados;
- O efeito de tensão superficial que resulta em uma diferença de pressão nas bolhas de vapor é ignorado (Sundquist 1977);

- As velocidades do líquido e da bolha de vapor na mistura são as mesmas durante a cavitação vaporosa (Prosperetti e Van Wijngaarden 1976);
- A bolha de vapor não é influenciada pela expansão e compressão das bolhas vizinhas de vapor líquido (Brennen 1973);
- O aumento da temperatura na frente de uma onda de choque é pequeno, portanto, as condições isotérmicas na interface prevalecem (Campbell e Pitcher, 1958).

Considerações e suposições são feitas em todos os modelos, mas a ideia real que mostra a formação da cavitação até seu colapso a cada passo de tempo ao longo do sistema é igual para a maioria dos modelos desenvolvidos, a partir deste tópico as descrições dos modelos basearam-se no trabalho de Bergant (2006). Na Figura 8 expõem-se a cavitação em todas suas etapas ao longo do golpe de aríete.

Figura 8 – Cavitação e formação do colapso em uma tubulação



Fonte: Bergant e Simpson (1992, com adaptações).

2.3.1 Modelos de cavidade única discreta

De acordo com Bergant (2006), os modelos numéricos de cavidade de vapor única trabalham com separações de colunas locais, limitando-se ao uso de uma única cavidade, na região alta da tubulação ou em uma mudança na inclinação da tubulação.

Boa parte das soluções gráficas de problemas relacionados ao golpe de aríete abordou essa modelagem. Um exemplo de modelo que usa essa ideia é a teoria da coluna rígida, calculando o comportamento de sistemas com cavidades únicas.

Várias análises do método de cavidade única foram realizadas, Mostowsky (1929) simulou o modelo com uma válvula a jusante, explanando por meio de gráficos um diagrama com pressão e tempo para uma tubulação sem atrito. Em seguida, com um diagrama de velocidade e tempo, será determinado o tempo de separação de coluna.

Segundo Bergant (2006), um dos primeiros modelos matemáticos apresentados de uma única cavidade de vapor foi apresentado por Angus (1935), posteriormente LeConte (1937) e Bergeron (1939) apresentaram um exemplo da formação de uma cavidade em uma válvula, usando o método gráfico com inclusão das perdas por atrito na tubulação.

A teoria de coluna rígida para determinar a intensidade do aumento de pressão quando as colunas se colidirem por meio de linhas de descarga de bombas, foi estudada por Kephart e Davis (1961), Em seguida houve pesquisas que agruparam o atrito não linear em seus cálculos, que anos depois se transforma em aplicação computacional descrevendo cavitação vaporosa usando apenas uma única cavidade em um oleoduto Streeter e Wylie (1967).

Weyler (1969) continuou os estudos de separação de colunas líquidas na Universidade de Michigan, com seu modelo numérico de cavidade única de vapor na válvula. Não foi permitido que as cavidades se formassem nas outras seções computacionais.

Safwat (1972), também considerou o problema de atenuação de onda e introduziu um conceito de tensão de cisalhamento equivalente. Kranenburg (1974) discordou de Weyler e Safwat e argumentou que o comportamento termodinâmico era essencialmente isotérmico e que nenhuma dissipação ocorreria devido a esse mecanismo de tensão de cisalhamento da bolha. A oscilação de pressão da cavidade de vapor discreta é calculado pela equação de continuidade:

$$V_{VC} = \int_{t_{in}}^t A(V - V_u)dt \quad (50)$$

Em que:

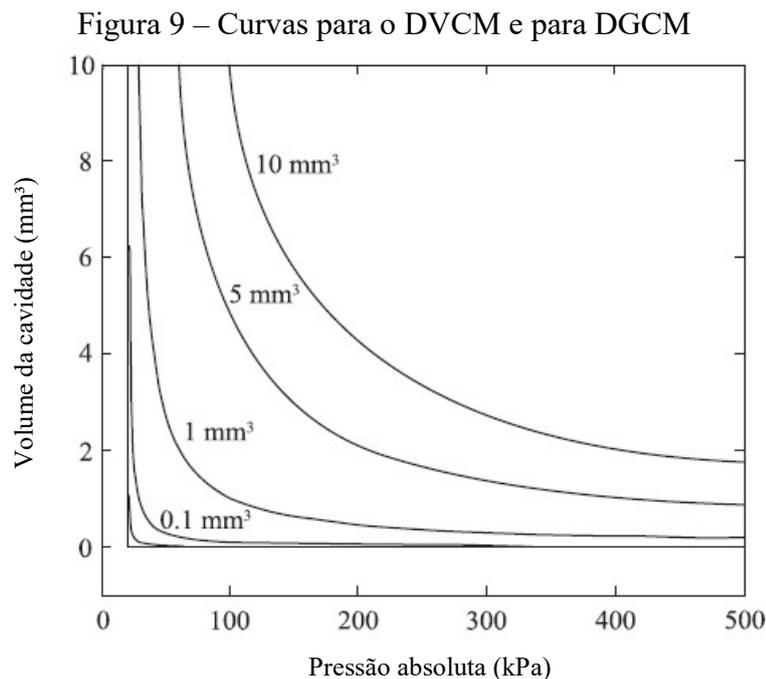
V_{VC} - Volume de cavidade de vapor discreto – [L³]

t_{in} - Tempo de início da cavidade de vapor discreta – [T]

2.3.2 Modelos de cavidade múltipla discreta

Para a modelagem da separação de coluna líquida e regiões de cavitação vaporosa, utiliza-se cavidades discretas em todas as seções computacionais. Para melhor aplicação e utilização do método das características, será aplicado em todas as seções computacionais, mesmo em regiões de cavitação vaporosa.

Os dois modelos são semelhantes, no entanto o modelo de cavidade de gás discreto (DGCM) contém uma quantidade de gás livre presumida como concentrada em cada seção computacional. A Figura 9 expõe as curvas do dois principais modelos de multipla cavidade.



Fonte: Bergeron apud Bergant (1950, com adaptações).

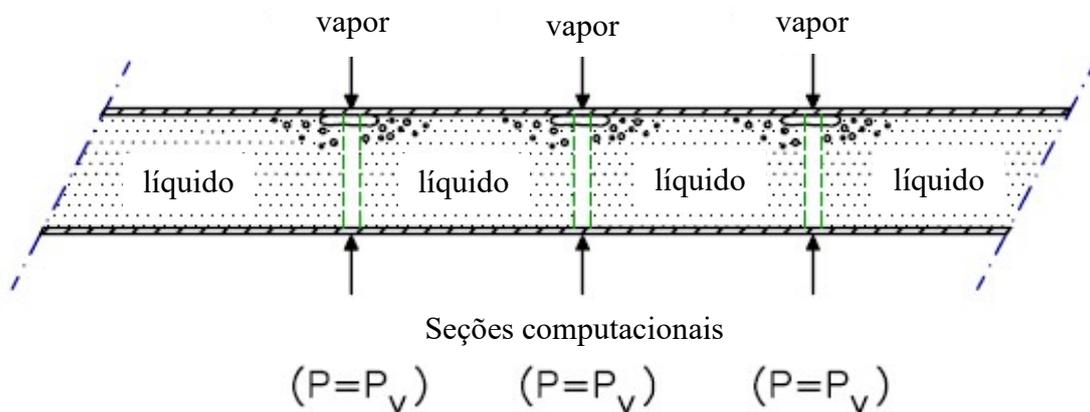
Segundo Bergant (2006), Bergeron (1950) considerou a formação de uma cavidade em um local afastado de uma bomba, em locais de cavidades potenciais identificados a partir do perfil da tubulação. No entanto, O'Neill (1959) e Sharp (1965) explanaram que o trabalho de Bergeron não explicava uma cavidade de vapor intermediária que se formava distante da válvula de controle, logo após o primeiro colapso da cavidade na válvula.

De acordo com Bergant (2006) o encontro de duas ondas de golpe de aríete de baixa pressão criou uma pressão potencial muito menor do que a pressão de vapor e resultou na formação de uma cavidade intermediária, que por sua vez, o limite inferior para modelagem reais será o valor da pressão de vapor, aumentando seu volume à medida que atinge essa pressão.

2.3.3 Modelo de cavidade de vapor discreto

Segundo Bergant (2006) o modelo de cavidade de vapor discreto (DVCM) permanece como o modelo mais usado para separação de colunas e cavitação distribuída no momento atual. Além do mais, seu ponto positivo é que ele é facilmente implantado e mostra muitos recursos dos eventos físicos de separação de colunas em tubulações. O primeiro desenvolvimento do modelo de cavidade de vapor discreto parece ser de Thibessard (1961) e independentemente por Streeter (1969) e Tanahashi e Kasahara (1969). A Figura 10 demonstra as cavidades discretas em cada seção computacional.

Figura 10 – Esboço que define o modelo de cavidade discreta



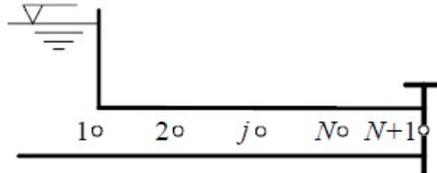
Fonte: Tijsseling et al. apud Bergant (1996, com adaptações).

O lado negativo do DVCM é em não diferenciar entre cavidades de vapor localizadas e a cavitação vaporosa distribuída (Simpson e Wylie 1989, Bergant e Simpson 1999). As cavidades de vapor ficam presas a seções computacionais com uma velocidade de onda de pressão constante.

Com a formação de uma cavidade, uma seção computacional é tratada como uma condição de contorno. Adiante a pressão será ajustada igual à pressão de vapor do líquido até

que a cavidade entre em colapso. Como indicado na Figura 11, usa-se o MOC como método para solucionar o modelo DVCM.

Figura 11 – MOC



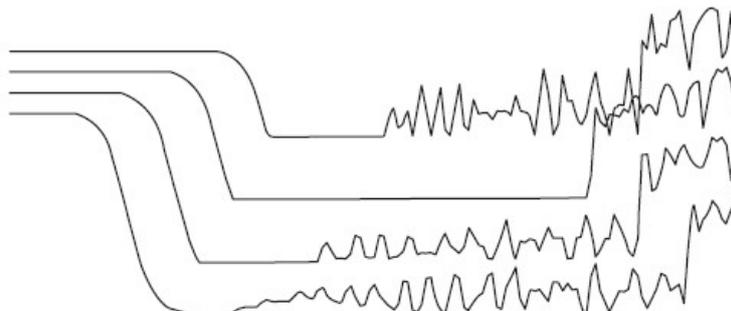
Fonte: Bergant (2006).

Acumula-se em cada seção computacional o volume da cavidade em todas as regiões onde existe pressão de vapor, no entanto, se o volume diminuir até tornar-se zero ou negativo o cálculo retorna ao padrão do método das características.

Segundo Bergant (2006), foi através de uma comparação dos resultados do DVCM e os resultados experimentais de Li & Walsh (1964) que preveu-se a intensidade das pressões enquanto o tempo de permanência da separação de coluna não foi bem previsto.

Bergant (2006) ressaltou que apesar do modelo de cavidade de vapor discreto tenha sido formulado corretamente por Thibessard (1961), Streeter (1969) e Tanahashi e Kasahara (1969), estes pesquisadores não aplicaram o modelo a regiões de cavidade distribuída. Que por sua vez, alguns anos depois, aplicou-se esse conceito com De Vries (1972) sendo o primeiro a relatar oscilações numéricas (como exposto na Figura 12) induzidas pelo colapso simulado de uma região de cavitação distribuída. Para suprimir essas oscilações, ele adicionou pequenas quantidades de gás livre às cavidades discretas, permitindo a presença de gás livre no líquido.

Figura 12 – Oscilações numéricas de pressão resultantes do DVCM



Fonte: De Vries apud Bergant (1972)

O método DVCM, apresenta picos não realistas devido ao colapso de múltiplas cavidades, pensando nisso varios pesquisadores realizaram métodos para atenuar esse efeito, com isso Bergant (1992) reuniu e classificou os principais modelos incorporados.

Kot & Youngdahl (1978) realizaram uma interpolação espacial para um conjunto completo de equações de compatibilidade do golpe de aríete. Em seguida, Anderson e Arfaie (1991) fizeram a metodologia. Miwa et al. (1990) corrigiram artificialmente o intervalo de tempo numérico para $\Delta t = 0,95\Delta x/a$ a partir daí usaram interpolações espaciais, sendo esta a causa do amortecimento numérico (Goldberg e Wylie, 1983), podendo suprimir os pulsos de pressão física.

Weyler et al. (1971) atribuíram a tensão de cisalhamento da bolha adicional à expansão não-adiabática e ao colapso das bolhas de gás presentes em todo o fluxo de cavitação de baixa pressão. Safwat (1975) e De Bernardinis et al. (1975) fizeram testes semelhantes. Anos depois, Alexandrou e Wylie (1986) provaram de forma analítica as perdas termodinâmicas durante a separação de coluna, afirmando que elas são muito menores do que as perdas por atrito na tubulação. Kojima et al. (1984) implementaram o modelo de atrito variável de Zielke (1968) em um modelo de separação de colunas. Shuy e Apelt (1983), Brunone e Greco (1990), Bergant e Simpson (1994), Bughazem e Anderson (1996, 2000) e Bergant e Tijsseling (2001) realizaram a mesma simulação.

Safwat e Van Den Polder (1973) permitiram a formação de cavidades discretas apenas em locais preestabelecidos, que por sua vez usou-se como limites e assim evitaram problemas com o colapso multi-cavidades. Uma desvantagem deste método seria que o usuário pré-selecionasse os locais potenciais onde as cavidades de vapor localizadas poderiam se formar. Contudo, a média das descargas não tem significado físico. Golia e Greco (1990) permitiram que cavidades se formassem em um número selecionado de seções computacionais na tubulação. Em outras seções, a pressão caiu abaixo da pressão do vapor líquido, o que não é fisicamente realista. Por fim, vários autores alternaram o valor do fator de ponderação ψ resultando em picos de pressão com supressão significativa.

Kranenburg (1974) usou um filtro numérico para suprimir oscilações hipotéticas. Bergant e Simpson (1994) compararam um número de modelos de separação de colunas de tubos. Eles descobriram que dentro do MOC, a grade escalonada é preferida acima da grade retangular, que na verdade compreende duas grades escalonadas independentes. O modelo com grade escalonada e um valor de **1,0** de **1,0** (DVCM) apresentou resultados razoavelmente

precisos quando o número de alcances foi restrito com a razão entre o tamanho máximo da cavidade e o volume de alcance deveria ser inferior a 10%.

Nguyen (2009) fez mudanças significativas atribuindo um modelo com velocidade de onda variável, que por sua vez varia a cada passo de tempo com dependência principal da pressão pontual e a fração de vazio atual.

2.3.4 Modelo de cavidade de gás discreto

Segundo Bergant et al. (2006) em sua revisão, Brown foi o primeiro pesquisador a tentar descrever a separação da coluna líquida com efeitos do ar no sistema hidráulico de adução de água. Considerou-se o ar distribuído equitativamente em bolsões concentrados ao longo de toda a tubulação, com a inclusão do ar no sistema, a celeridade da onda de pressão diminuiu. Assumiu-se uma pequena bolsa concentrada de ar de localização permanente, no entanto o ar diluído foi negligenciado quando a pressão atinge um valor limite, voltando a solução de golpe de aríete (KJERRUMGAARD, 2018).

O DGCM se trata de um modelo numérico que foi usado para modelar cavitação gasosa nos últimos 30 anos, mas não tão amplamente quanto DVCM. O modelo numérico utiliza volumes de gás livres para simular o gás livre distribuído (BERGANT, 2006).

Este modelo foi desenvolvido por De Vries (1973), Provoost (1976), Provoost e Wylie (1981) e Wylie (1984). O modelo de cavidade de gás livre discreto é uma modificação do modelo de cavidade de vapor discreto.

Uma quantidade de gás livre foi incorporada em cada seção computacional. Wylie (1984) e Wylie e Streeter (1993) descreveram o modelo de gás livre discreto para simular cavitação vaporosa e gasosa no estado transitório. Os volumes de gás em cada seção computacional foram expandidos e contraídos conforme a variação da pressão.

Expõe-se a seguir a equação que representa a lei dos gases ideais:

$$\alpha = \frac{M_g \cdot R_g \cdot T}{P_g^* \cdot V_m} \quad (51)$$

Em que:

M_g - Massa de gás livre – [M]

R_g - Constante do gás

T - Temperatura absoluta – [θ]

V_m - Volume da mistura – [L³]

P_g^* - Pressão absoluta do gás - [ML⁻¹T⁻²]

$$V_g = \alpha \cdot V_m = \frac{P_{g0}^* \cdot \alpha_0 \cdot V_m}{P_g^*} = \frac{C}{H_p - z + H_b - \frac{P_v^*}{\gamma}} \quad (52)$$

Em que:

C - Constante desconhecida = $\frac{P_{g0}^* \cdot \alpha_0 \cdot V_m}{\gamma}$

z - Elevação da tubulação – [L]

H_p - Carga de pressão em cada seção computacional – [L]

H_b - Carga de pressão barométrica – [L]

Para o cálculo do volume de vapor tem-se a seguinte equação:

$$\frac{dV_g}{dt} = Q_P - Q_{Pu} \quad (53)$$

Em que Q_P e Q_{Pu} são respectivamente os fluxos a montante e a jusante em cada seção computacional.

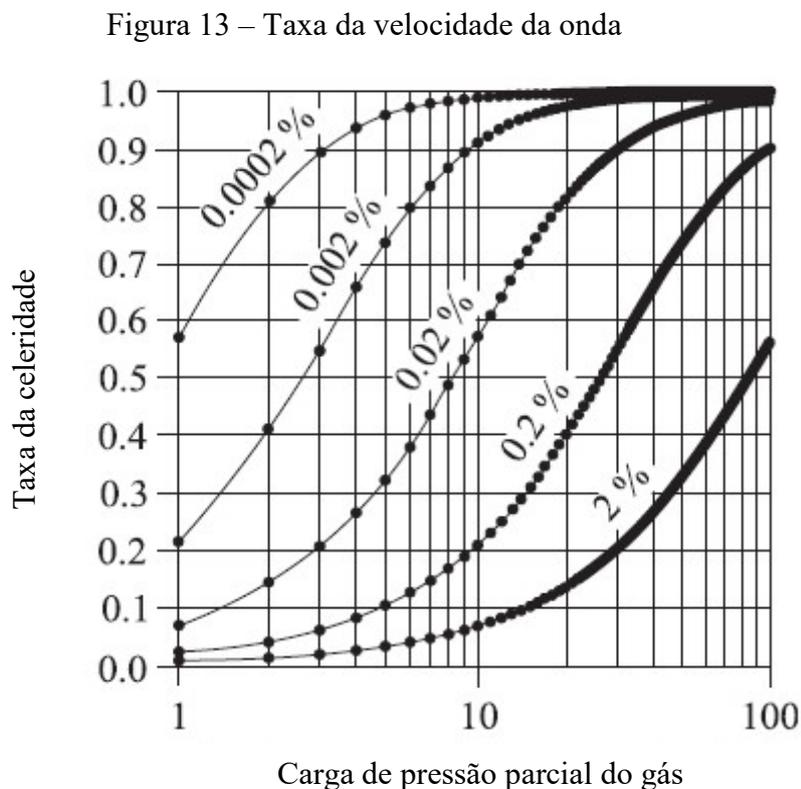
Vários esquemas foram propostos para integrar a equação do volume de gás. No entanto a regra trapezoidal produziu oscilações de pressão de alta frequência, diferentemente da integração que apresentou amortecimento nas oscilações. Wylie (1984) integrou a Equação (54) e introduziu uma direção de tempo, fator de ponderação ψ para controlar oscilações numéricas. A solução escrita para a grade escalonada do MOC é representada a seguir (BERGANT, 2006):

$$V_g^t = V_g^{t-2\Delta t} + [\psi \cdot (Q_P^t - Q_{Pu}^t) + (1 - \psi) \cdot (Q_P^{t-2\Delta t} - Q_{Pu}^{t-2\Delta t})] \cdot 2 \cdot \Delta t \quad (54)$$

Em que, V_g^t e $V_g^{t-2\Delta t}$ são os volumes de gás atual e no passo de tempo anterior respectivamente. O intervalo de valores de ψ foi de zero a um, no entanto, a seleção de um valor superior a **0,5** foi recomendada para evitar oscilações. O esquema de integração direta do valor

de ψ igual a **1,0** resultou em oscilações numéricas mínimas (BERGANT, 1992; WYLIE & STREETER, 1993; SIMPSON & BERGANT, 1994).

Já Liou (1999, 2000) recomendou um valor de ψ próximo ou igual a **1,0** em combinação com um número suficiente de alcances computacionais. Em um tratado rigoroso do método numérico, aplicando a análise de Von Neumann a um conjunto linearizado de equações, Liou demonstrou a velocidade da onda de pressão numérica convergindo com a teórica física. Ele explicou por que o DCGM exhibe recursos de velocidade de onda variável não linear como exposto na Figura 13



Fonte: Liou (2000).

Wylie & Streeter (1993) compararam o desempenho do DGCM com os dados experimentais onde apenas uma cavidade de vapor se formou adjacente à válvula sem cavitação distribuída. Os resultados mostram claramente a ocorrência de pulsos de pressão de curta duração de diferentes magnitudes relativas e larguras (BERGANT, 2006).

Wylie & Streeter (1993) compararam os resultados do DGCM com os resultados experimentais em um sistema de baixa fração de vazios durante eventos transitórios rápidos. Comparações favoráveis foram obtidas, embora um comportamento altamente não linear tenha

sido observado. A variação da velocidade da onda com pressão em um sistema com gás livre foi demonstrada.

Wylie & Streeter (1993) testaram o DGCM para um caso de fluxo borbulhante em que o ar foi disperso na fase líquida contínua. Os resultados experimentais foram retirados de Akagawa e Fujii (1987). Eles consideraram três diferentes distribuições na aplicação da DGCM. A comparação de resultados numéricos e experimentais para dois dos três casos foi bastante favorável, apesar dos resultados serem extremamente sensíveis à quantidade de gás livre no sistema. No terceiro caso, com uma fração vazia uniforme de uma seção e uma fase única a montante, o DGCM produziu oscilações que não estavam presentes nos resultados experimentais.

Bergant e Simpson (1999) validaram o DGCM com os resultados dos dados experimentais para um fechamento rápido de uma válvula a jusante. Bergant (2006), descreveu as análises da seguinte forma. Primeiro, foram comparados os resultados para duas velocidades de fluxo iniciais diferentes ($V_0 = 0,30$ e $1,40$ m / s) em um tubo inclinado para cima. O caso de baixa velocidade representou um evento de separação de coluna com uma pressão máxima maior que o valor de Joukowsky, no entanto, o caso de separação de coluna de alta velocidade gerou uma pressão máxima menor que a pressão de fechamento da válvula. Posteriormente, foram considerados os resultados para duas cargas de pressão diferentes ($H_0 = 12,0$ e $22,0$ m) no reservatório a montante e uma velocidade de fluxo inicial $V_0 = 0,30$ m / s. O fechamento da válvula para uma carga fixa inferior gerou uma separação da coluna com uma oscilação de pressão de curta duração.

A influência da inclinação do tubo foi investigada através da comparação de ensaios experimentais em um tubo inclinado para baixo e para cima para uma velocidade de fluxo inicial idêntica $V_0 = 0,71$ m / s e pressão estática idêntica na válvula de 20,0 m. Os autores encontraram regiões com colapso ligeiramente diferente da cavidade na válvula e uma intensidade de cavitação levemente alterada ao longo da tubulação para duas situações. As diferenças foram causadas pelas distinções na carga de pressão fixa (linha de grade hidráulica) e a direção da ação da gravidade.

Além disso, os autores apresentaram uma comparação global do DGCM e os resultados experimentais para um número de regimes de fluxo em tubos inclinados para baixo e para cima com 30 diferentes casos. Uma comparação foi feita para a carga máxima na válvula e a duração do volume máximo na cavidade da válvula. A concordância entre os resultados

computados e medidos foi aceitável. Barbero e Ciaponi (1992) realizaram uma análise de comparação global similar entre simulações e medidas do DGCM.

2.3.5 Fluxo de água rasa ou modelos de fluxo separados

Este tipo de modelo numérico descreve a separação de colunas líquidas ou regiões de cavitação com a teoria de águas rasas ou canal aberto. Onde as regiões do golpe de aríete são calculadas pelo método das características. Enquanto as regiões de águas rasas são limitadas separadamente (BERGANT, 2006).

A modelagem com um escoamento de água superficial de regiões de pressão de vapor, forneceu a primeira tentativa real de uma descrição mais realista da cavitação transitória. Pensava-se que as bolhas de vapor se formavam, logo depois subiam rapidamente e se aglomeravam para formar uma única cavidade longa e fina quando a pressão atingia a pressão de vapor (PROVOOST, 1976).

Li (1962, 1963) apresentou um estudo da mecânica do escoamento de um fluido na tubulação após uma separação da coluna líquida local em uma válvula de fechamento a montante. Um exemplo numérico do movimento e propagação da mistura entre vapor/líquido foi considerado quando uma válvula a montante se fechava instantaneamente em um tubo inclinado de 3,9 m de comprimento.

Ademais, o espalhamento da mistura foi descrito por teoria das águas rasas usando duas equações diferenciais parciais quase lineares. O estudo revelou que o espalhamento da superfície pode ser negligenciado no cálculo da pressão do golpe de aríete resultante do colapso da cavidade. Uma pequena variação na pressão de vapor ocorreu durante a existência da cavidade que por sua vez pode ser considerado como constante. Com isso, usou-se a teoria da coluna líquida rígida, o que exigiu uma suposição de que o tempo de existência da cavidade era comparado com $2l/a$ (BERGANT, 2006).

Baltzer (1967) desenvolveu um modelo numérico de fluxo de água rasa para separação de coluna em uma válvula enquanto as equações de golpe de aríete foram aplicadas na parte restante do tubo. Desta forma, o movimento e o colapso de uma cavidade de vapor formada no lado a montante de uma válvula foram considerados. Uma vez que a cavidade de vapor se formou, ela geralmente se expandirá e se propagará na direção do fluxo como uma bolha (BERGANT, 2006).

Siemons (1967), no Laboratório de Hidráulica de Delft também desenvolveu um modelo de fluxo de águas rasas de separação de coluna líquida para descrever o fluxo de cavitação. Que por sua vez, a espessura da cavidade foi considerada pequena em comparação com o diâmetro do tubo. Visto que, Lax propôs um esquema de diferenças finitas para resolver as equações. No entanto, Siemons salientou que o aumento da pressão no colapso não seria grande (BERGANT, 2006).

Dijkman & Vreugdenhil (1969) reestruturou o modelo de Siemons (1967), considerando o caso de liberação de gás em uma única cavidade em um ponto alto em uma tubulação. Contudo, o aumento de pressão, após a compressão da cavidade incorporando gases dissolvidos, foi concluído como sendo menos grave do que para o caso somente de vapor. Por sua vez, as equações de fluxo de gás foram resolvidas em conjunto com as equações de fluxo de águas rasas. Além disso, aplicou-se o método das características para resolver o sistema hiperbólico de quarta ordem.

Segundo Bergant (2006), Kalkwijk & Kranenburg (1971) observaram que os resultados de Siemons não mantinham um balanço de massa no limite da cavidade e, portanto, questionavam a validade da conclusão sobre a geração de altas pressões. A transição da região do golpe de aríete para a região de cavitação foi um dos principais problemas com a abordagem do fluxo de águas rasas. Por essa razão, Kranenburg (1974) concluiu que a descrição da separação por fluxo cavitado e coluna líquida por fluxo superficial de água não parece atraente. Outro problema dizia a respeito do surgimento de ondas gravitacionais. Além disso, o modelo foi concluído como fisicamente incorreto para tubulações verticais.

Bergant (2006), Marsden & Fox (1976) apresentaram um modelo numérico em que a região de fluxo de baixa pressão foi descrita pelas equações diferenciais parciais do fluxo de canal aberto. Os autores usaram uma abordagem semelhante à adotada por Baltzer (1967). No entanto, nenhuma evidência de predição de altas pressões foi encontrada em seu estudo, com isso os autores concluíram que o projeto não econômico de tubulações resultou em um colapso de cavidade calculado por técnicas normais.

Fox e McGarry (1983) expuseram uma variante do modelo de cavidade discreta com uma cavidade assumida para ocupar a porção superior da tubulação e se espalhar por um comprimento Δx . Efeitos termodinâmicos foram incluídos, mas os autores concluíram que sua influência era insignificante se a pressão de vapor do líquido fosse pequena (BERGANT, 2006).

2.3.6 Modelos de cavitação vaporosa de duas fases ou distribuídas

Este tipo de modelo numérico separa as regiões de golpe de aríete das regiões de cavitação vaporosas distribuídas. A velocidade e a fração de vapor são computadas na região da mistura. A fração vazia é definida como:

$$\varepsilon_v = \frac{V_v}{V_m} \quad (55)$$

Em que:

V_m - Volume da mistura – [L³]

V_v - Volume total de vapor - [L³]

ε_v - Fração de vazio disperso em forma de bolha

Segundo Bergant (2006), a pesquisa relacionada à cavitação em tubulações foi realizada no Laboratório de Hidráulica de Delft na Universidade de Tecnologia de Delft, na Holanda. Kalkwijk & Kranenburg (1971) apresentaram uma teoria para descrever a ocorrência de cavitação vaporosa distribuída em uma tubulação horizontal chamando a teoria de modelo de bolha. Na abordagem do modelo ignorou-se o conteúdo de gás livre no líquido e a difusão do gás em direção às cavidades. Para simulação, considerou-se uma falha na bomba final a montante.

Kalkwijk & Kranenburg (1971), exibiram duas abordagens para a teoria. A primeira abordagem foi baseada no comportamento dinâmico das bolhas de gás. Porém, o método falhou no ponto em que os raios das bolhas excederam um valor crítico. Com essa dimensão, as bolhas tornaram-se instáveis e as características tornaram-se imaginárias. Geurst (1985) disse que para resolução desse problema incorpora-se massa na mistura. A segunda abordagem distinguiu-se entre as regiões com e sem cavitação. Para isto, diferentes sistemas de equações foram abordados para o golpe de aríete e a região de cavitação vaporosa (Kranenburg 1972). Dessa forma, verificou-se uma celeridade da onda na região de cavitação reduzida a zero, em relação às partículas de fluido (BERGANT, 2006).

Além disso, Kalkwijk & Kranenburg (1971) assumiram que o líquido em uma região de cavitação tinha uma pressão igual à pressão de vapor. Expressões analíticas foram desenvolvidas para a velocidade e fração de vazios em zona vaporosa em uma tubulação horizontal. Quando uma região de cavitação estagna seu crescimento, um choque se forma na transição do golpe de aríete para a região vaporosa, que penetrou na região de cavitação. Essa

análise foi descrita usando as leis de conservação de massa e momento, que resultaram em equações de choque análogas às equações de um salto hidráulico em movimento (BERGANT, 2006).

Outrossim, em 1971 apresentaram resultados experimentais, observando a dispersão da onda negativa para pressões abaixo da pressão atmosférica atribuindo esse fato ao crescimento de núcleos. Diante disso, observou-se uma presença de gás livre após a passagem da onda de choque que declinou na região vaporosa, e isso sugeria que o conteúdo de gás desempenhava certo papel. As computações não exibiram o efeito dispersivo observado para os resultados experimentais. Em conclusão, os autores afirmaram que “este método fornece uma descrição do comportamento geral do processo” (BERGANT, 2006).

O uso de métodos analíticos para o tratamento da região de cavitação e o cálculo do choque e o colapso da bolha, foram explicitamente implementados para evitar distorções numéricas (Vreugdenhil et al. 1972). Um número de cálculos sistemáticos para uma linha de descarga da bomba fixa horizontalmente, apresentou uma pressão máxima após a cavitação não excedendo a pressão de operação em estado estacionário para a bomba (BERGANT, 2006).

Kranenburg (1972) usou um esquema de duas etapas de Lax-Wendroff. Para tal, utilizou-se uma viscosidade numérica para suprimir a instabilidade não linear, resultando na propagação do desenvolvendo de ondas de choque sobre vários “pontos de malha”, como descrito por Richtmeyer & Morton (1967). Contudo, um operador de suavização foi introduzido para reduzir oscilações e instabilidade dos cálculos, causado pela pressão que caía para a pressão de vapor. Por fim, considerou-se a separação da coluna líquida em pontos de malha onde se pode esperar que ocorra (BERGANT, 2006).

Kranenburg (1974), apresentou um extenso trabalho sobre o efeito do gás livre na tubulação, descrevendo de forma detalhada o fenômeno da cavitação transitória. Deste modo, expôs um modelo matemático unidimensional simplificado, conhecido como o modelo de “fluxo simplificado de bolhas”, utilizando equações de continuidade e momento em forma de conservação para as regiões vaporosas (BERGANT, 2006).

Além de tudo, descobriu que havia uma dificuldade considerável em usar o método de características devido à dependência da pressão da velocidade da onda pertinente à presença de gás livre. Com isto, ele afirmou que descontinuidades ou choques entre o golpe de aríete e a região vaporosa deveriam ser encaixados na solução contínua apenas para casos simples. Visto que, simplificou a abordagem de modelagem, assumindo para toda tubulação o regime de fluxo de bolhas ou cavitação de vapor, mesmo para as regiões de golpe de aríete. Assim sendo, um

termo de tensão superficial modificado foi usado para alcançar essa simplificação, resultando em um modelo que não mostrava transições explícitas entre o golpe de aríete e a região de cavitação vaporosa (BERGANT, 2006).

Wylie & Streeter (1978), apresentaram um desenvolvimento analítico similar de um modelo para cavitação vaporosa em uma tubulação horizontal. No exemplo considerou-se uma ruptura de uma tubulação no reservatório a montante.

Wylie & Streeter (1993), desenvolveram um modelo específico envolvendo cavitação vaporosa se referindo como um “modelo analítico”. Entretanto, a região de cavitação vaporosa distribuída é descrita pelo fluxo bifásico de equações para uma mistura homogênea de líquido e bolhas de vapor líquido, a partir dessa mistura, considera-se uma limitação na pressão negativa ao atingir a pressão de vapor, essas ondas de pressão geradas no modelo não se propagam através de uma zona de cavitação vaporosa distribuída (BERGANT, 2006).

2.4 Estudo breve do fator de atrito

2.4.1 Modelos de fator de atrito

De acordo com Bergant (2006), a validação experimental de modelos de atrito quase-constante para transientes rápidos sem separação de colunas mostrou discrepâncias significativas na atenuação e temporização das histórias de pressão. Comparou-se o modelo matemático com os dados experimentais de Holmboe & Rouleau (1967), Vardy (1980), Brunone & Greco (1990), Golia (1990), Bergant & Simpson (1994), Brunone et al. (1995), Bughazem & Anderson (1996), Bergant et al. (2001) e Shu (2003).

O fator de atrito na maioria dos modelos numéricos sempre teve uma consideração quase constante, que por sua vez incorporou-se na maioria dos modelos de separação de colunas. Este parâmetro pode contribuir para imprecisões dos resultados do modelo numérico. A influência de efeitos do fator de atrito variável durante a separação da coluna não foi estudada em profundidade. Incorporou-se um número de modelos do fator de atrito variável para o fluxo de líquido em modelos de cavidade discreta padrão que são utilizados na maioria dos softwares de simulação transiente de engenharia (Safwat et al. 1986; Dudlik 1999).

Numerosos modelos de fator de atrito variável foram propostos até hoje, incluindo modelos de um (1D) e (2D) (Stecki & Davis, 1986; Brereton & Mankbadi, 1995; Gündogdu &

Çarpinlioglu, 1999). Outrossim, os modelos 1D aproximam o perfil real da velocidade da seção transversal e as correspondentes perdas viscosas de diferentes maneiras.

Shuy & Apelt (1983), realizaram uma análise numérica com cinco diferentes modelos de atrito, modelos de fator de atrito fixo, quasi-constante e três variáveis. Ademais, Carstens & Roller (1959), Trikha (1975) e Hino et al. (1977) incorporaram os modelos em um DVCM padrão. Os autores estudaram transientes 'lentos' em duas tubulações longas com respectivos comprimentos (2,3 km e 9 km). Que por sua vez encontraram pequenas diferenças nos resultados dos cinco modelos para o caso do golpe de aríete puro. Além disso, grandes discrepâncias entre os cinco resultados diferentes ocorreram para o caso de separação de colunas, pois esta tem uma variação muito rápida na pressão e na velocidade do fluxo quando os vazios colapsam.

Brunone & Greco (1990) e Golia & Greco (1990) usaram o modelo DVCM em combinação com o modelo de fator de atrito variável de Golia (1990). Com isto, compararam-se os resultados numéricos com os resultados das medições do golpe de aríete 'rápido' e da separação das colunas líquidas. Discrepâncias significativas entre o experimento e a teoria foram encontradas para todas os testes quando se utiliza um termo de atrito quase-constante.

Os resultados do modelo de Golia mostraram uma melhor concordância entre os resultados computados e medidos. Visualizando uma concordância melhor para o caso do golpe de aríete do que para o caso de separação de colunas. Brunone et al. (1991) aplicaram seu modelo de fator de atrito variável no DVCM. Expondo resultados para o caso de separação de coluna com semelhança nos resultados com o modelo de Golia.

Bergant e Simpson (1994) investigaram o desempenho dos modelos quase-constante e os três tipos distintos de modelos do fator de atrito variável são: os de Zielke (1968), Hino et al. (1977) e Brunone et al. (1991). Os modelos do fator de atrito foram introduzidos em um DVCM padrão usando a grade escalonada do método de características. Os resultados dos cálculos foram comparados com os resultados experimentais para um fechamento de válvula rápido em um sistema simulado por um fechamento de válvula.

Zielke & Brunone et al. em seu modelo de fator de atrito variável mostraram um melhor ajuste para o caso de ausência de separação de coluna, ou seja, somente para o golpe de aríete. A eficácia dos modelos numéricos distinguiu-se para o caso da separação de colunas, pois o DVCM é inconsistente devido ao colapso de múltiplas cavidades (Simpson e Bergant 1994).

Bughazem & Anderson (2000), estenderam o estudo anterior de Anderson & Arfaie (1991) para o DVCM modificado que simula a velocidade de onda levemente variável. Por fim, o estudo mostrou que a eficácia do modelo do fator de atrito variável de Brunone não parece ter sido influenciada pela escolha do modelo de separação de colunas.

As perdas de cargas provocadas pelo atrito são afetadas pela instabilidade no fluxo, posteriormente causando turbulência. Segundo Kita *et al.* (1980), em transientes muito lentos, a aproximação das perdas por atrito mostra resultados satisfatórios.

Nguyen (2009), mostrou que em transientes mais rápidos o fator de atrito variável é maior, no entanto, uma representação adequada do atrito variável é necessário. Um modelo de atrito variável com inclusão do ar e celeridade variável foi desenvolvido por Nguyen. Considerou-se neste modelo as perdas devido à natureza do fluxo e características do fluido.

Norooz & Shamlo (2016), analisou e adaptou o modelo com fator de atrito variável, utilizando como referência Vitkovsky (1998), Brunone (1991) e Brown (1996). Desta forma, uniu o presente modelo ao modelo de cavidade de vapor discreto bidimensional, por fim comparou o modelo 1D com o 2D, mostrando que obteve resultados mais satisfatórios comparados as análises experimentais quando se trata das oscilações de pressão.

3 DESENVOLVIMENTO DO MODELO NUMÉRICO DE CELERIDADE VARIÁVEL

No presente modelo de cavitação usa-se como base padrão o MOC, sendo que se incorporou o ar no sistema, a velocidade da onda e o passo de tempo variável. Aborda-se um sistema numérico de fácil investigação computacional, pois os dados necessários são de fáceis conhecimentos e calculáveis. Chaudhry, 2014, adotou em um conduto fechado algumas hipóteses a fim de simplificar a derivação das equações analisadas, sendo em função de posição e tempo.

O fluxo na conduta é unidimensional.

A parede do conduto e o fluido são linearmente elásticos.

O conduto permanece cheio de fluido a uma pressão que excede o vapor pressão do líquido ou a pressão de liberação de gás.

As equações governantes para o fluxo de fluido transitório na tubulação são:

- Equação do momento:

$$L_1 = \frac{\partial Q}{\partial t} + gA \frac{\partial H}{\partial x} + RQ|Q| = 0 \quad (56)$$

- Equação da continuidade:

$$L_2 = a^2 \frac{\partial Q}{\partial x} + gA \frac{\partial H}{\partial t} = 0 \quad (57)$$

Wylie & Streeter (1993) e Chaudhry (1987) desenvolveram detalhadamente a equação da velocidade de onda em sistema de fluidos sob condição instável:

$$a^2 = \frac{K/\rho}{[1 + (K/E) \cdot (D/e) \cdot c_l]} \quad (58)$$

Em que:

K - Módulo de elasticidade volumétrica de um fluido - $[ML^{-1}T^{-2}]$

ρ - Massa Específica de um fluido - $[ML^{-3}]$

E - Módulo de Young/Elasticidade do material - $[ML^{-1}T^{-2}]$

e - Espessura da parede do tubo - $[L]$

c_l - Parâmetro adimensional referente à restrição do tubo no sistema

Segundo Nguyen (2009) com seu modelo de cavitação base, em um mesmo instante é possível ter variações de velocidade de onda devido as variações de propriedade do fluido. Assim sendo, ignorar a variação da velocidade de onda pode levar a erros na previsão do transiente real, então diferente da equação citada anteriormente, Nguyen introduziu um modelo de velocidade de onda variável levando em consideração a variação local dessa velocidade devido ao conteúdo de ar local e seus respectivos efeitos.

Assumiu-se uma massa de controle da mistura entre o gás e o líquido contendo um volume de gás em forma de pequenas bolhas livre (PEARSALL, 1965);

$$V_l = (1 - \varepsilon) \cdot V_t \quad (59)$$

$$V_g = \varepsilon \cdot V_t \quad (60)$$

Em que:

V_l - Volume total de líquido - [L³]

V_t - Volume total de gás + líquido - [L³]

V_g - Volume total de gás - [L³]

ε - Fração do volume de ar disperso em forma de bolha

Assume-se um incremento de pressão ΔP no líquido, considerando a partir da equação do módulo de elasticidade K em volume de um fluido a variação do volume provocado pela variação da pressão (ROBERSON & CROWE, 1997):

$$V_l^* = V_l \cdot (1 + \% \Delta V) \quad (61)$$

$$K = - \Delta P / (\Delta V / V) \quad (62)$$

$$\% \Delta V = \Delta V / V \quad (63)$$

Em que:

V_l^* - Volume total de líquido após um incremento ΔP - [L³]

$\%V$ - Fração de volume adicional de líquido – adimensional

ΔV - Volume adicional de líquido – $[L^3]$

V - Volume de líquido – $[L^3]$

ΔP - Variação de pressão na tubulação - $[ML^{-1}T^{-2}]$

K - Módulo de elasticidade volumétrica de um fluido - $[ML^{-1}T^{-2}]$

Substitui a equação (63) na equação (62), obtém-se a seguinte equação:

$$\%V = - \Delta P / K \quad (64)$$

Substituindo a equação (64) na equação (61), encontra-se a equação do volume do líquido com aditivo de pressão:

$$V_l^* = V_l \cdot (1 - \Delta P / K) \quad (65)$$

$$V_l^* = (1 - \Delta P / K) \cdot (1 - \varepsilon) \cdot V_t \quad (66)$$

Entende-se que o volume do gás seja distribuído na forma de pequenas bolhas, além disso há uma mudança politrópica devido ao calor que está sendo transferido para água (NGUYEN, 2009). O processo politrópico é definido como qualquer processo reversível que satisfaça a equação:

$$P \cdot (V_g)^n = \text{constante} \quad (67)$$

Os processos isotérmicos, adiabáticos, isocóricos e isobáricos são casos particulares dos politrópicos. Logo, um aditivo de pressão provoca alteração no volume resultando na seguinte equação:

$$P \cdot (V_g)^n = (P + \Delta P) \cdot (V_g^*)^n \quad (68)$$

Em que:

V_g^* - Volume total de gás após um incremento ΔP - [L^3]

P - Pressão de um fluido na tubulação - [$ML^{-1}T^{-2}$]

Isolando a variável do novo volume a equação (68), tem-se:

$$V_g^* = \left(\frac{P}{P + \Delta P} \right)^{1/n} \cdot V_g \quad (69)$$

Sabe-se que o volume total é a soma do volume do gás com o volume do líquido:

$$V_t^* = V_l^* + V_g^* \quad (70)$$

Em que:

V_t^* - Volume total de gás + líquido após um incremento ΔP - [L^3]

Substituindo a equação (66) e a equação (69) na equação (70), obtém-se:

$$V_t^* = (1 - \Delta P/K) \cdot (1 - \varepsilon) \cdot V_t + \left(\frac{P}{P + \Delta P} \right)^{1/n} \cdot \varepsilon \cdot V_t \quad (71)$$

Aplicando a Série de Taylor de forma que o coeficiente politrópico deixe de ser expoente, tem-se a seguinte equação:

$$\left(1 + \frac{\Delta P}{P} \right)^{-1/n} \approx \left(1 - \frac{1}{n} \cdot \frac{\Delta P}{P} \right) \quad (72)$$

Em que:

n - Constante anisotrópica

Então, substituindo a equação (72) em (71) e simplificando a equação (71), resulta-se:

$$\frac{V_t^*}{V_t} = 1 - \left(\frac{\varepsilon \Delta P}{n P} + \frac{\Delta P}{K} \right) \quad (73)$$

Assim, o módulo de elasticidade efetivo do fluido com fração de ar incorporado e uma pressão \mathbf{P} , é exposta como:

$$K^* = \frac{\Delta P}{\left(1 - \frac{V_t^*}{V_t}\right)} = \frac{1}{\left(\frac{1}{K} + \frac{\varepsilon}{nP}\right)} \quad (74)$$

Em que:

K^* - Módulo de elasticidade volumétrica de um fluido após um incremento ΔP - [ML⁻¹T⁻²]

O módulo de elasticidade efetivo da mistura, incluindo efeitos de distensibilidade e condição de restrição da tubulação é dada por:

$$\frac{1}{K_m} = \frac{1}{K} + \frac{\varepsilon}{nP} + \frac{c_l D}{eE} \quad (75)$$

Em que:

K_m - Módulo de elasticidade volumétrica efetivo de uma mistura gás/líquido - [ML⁻¹T⁻²]

Assim, a velocidade da onda com fração de ar adicionado é dada por:

$$a = \left[\frac{K_m}{\rho_m} \right]^{1/2} \quad (76)$$

Em que:

ρ_m - Massa Específica de uma mistura gás/líquido - [ML⁻³]

Substituindo a equação (66) na equação (67), obtém-se:

$$a = \left[\rho_m \cdot \left(\frac{1}{K} + \frac{\varepsilon}{nP} + \frac{c_l D}{eE} \right) \right]^{-1/2} \quad (77)$$

Onde ρ_m é a densidade de massa equivalente da mistura, sendo que se desprezou o peso do gás livre por ser um valor muito pequeno, como mostra a seguir:

$$\rho_m = \rho_l(1 - \varepsilon) + \rho_g \varepsilon \approx \rho_l(1 - \varepsilon) \quad (78)$$

Em que:

ρ_g - Massa Específica de um gás - [ML⁻³]

ρ_l - Massa Específica de um líquido - [ML⁻³]

Segue a equação para um sistema de fluido, com o t igual a $k \cdot \Delta t$ e uma localização dada por x igual a $i \cdot \Delta x$, a velocidade da onda é a_i^{k+1} , a pressão absoluta é P_i^k e a fração de vazio é ε_i^k :

$$a_i^{k+1} = \left[\rho_l(1 - \varepsilon_i^k) \cdot \left(\frac{1}{K} + \frac{\varepsilon_i^k}{nP_i^k} + \frac{c_l D}{eE} \right) \right]^{-1/2} \quad (79)$$

Em que:

ε_i^k - Fração de vazio em um passo de tempo k (anterior) num trecho i

P_i^k - Pressão na tubulação em um passo de tempo k (anterior) num trecho i - [ML⁻¹T⁻²]

a_i^{k+1} - Celeridade da onda em um passo de tempo k (atual) num trecho i - [LT⁻¹]

O presente modelo depende da fração de vazio em um determinado nó e passo tempo ao longo da tubulação, somado a uma pressão local transitória, além do índice de vazio de vapor inicial e a pressão de vapor, sendo que, os dois últimos são fixos ao longo da simulação:

Se $P_i^{k+1} > P_v$ então (Pressão atual maior que a pressão de vapor)

$$\varepsilon_i^{k+1} = \varepsilon_v \quad (80)$$

Se $P_i^{k+1} = P_v$ então (Pressão atual igual que a pressão de vapor)

$$\varepsilon_i^{k+1} = (\varepsilon_i^k + \varepsilon_v) \quad (81)$$

Em que:

ε_i^{k+1} - Fração de vazio em um passo de tempo k (atual) num trecho i

P_i^{k+1} - Pressão na tubulação em um passo de tempo k (atual) num trecho i - $[ML^{-1}T^{-2}]$

P_v - Pressão de vapor de um líquido - $[ML^{-1}T^{-2}]$

Também, a condição de estabilidade numérica de Courant, CLF, foi utilizada para o cálculo do Δx :

$$C_N = \frac{a\Delta t}{\Delta x} \quad (82)$$

Em que:

C_N - Condição de Courant

4 METODOLOGIA

4.1 Definição do objeto de estudo

O estudo visa modelar computacionalmente um método de cavitação resultante do fenômeno do golpe de aríete em adutoras. Para isso, serão utilizadas ferramentas de orientação ao objeto mais especificamente o desenvolvedor “Java Development Kit”, trabalhando com interface gráfica para melhor visualização dos efeitos do golpe e suas oscilações de pressão. Ademais, será utilizado o Excel para estudo preliminar da teoria como porta de entrada do modelo proposto.

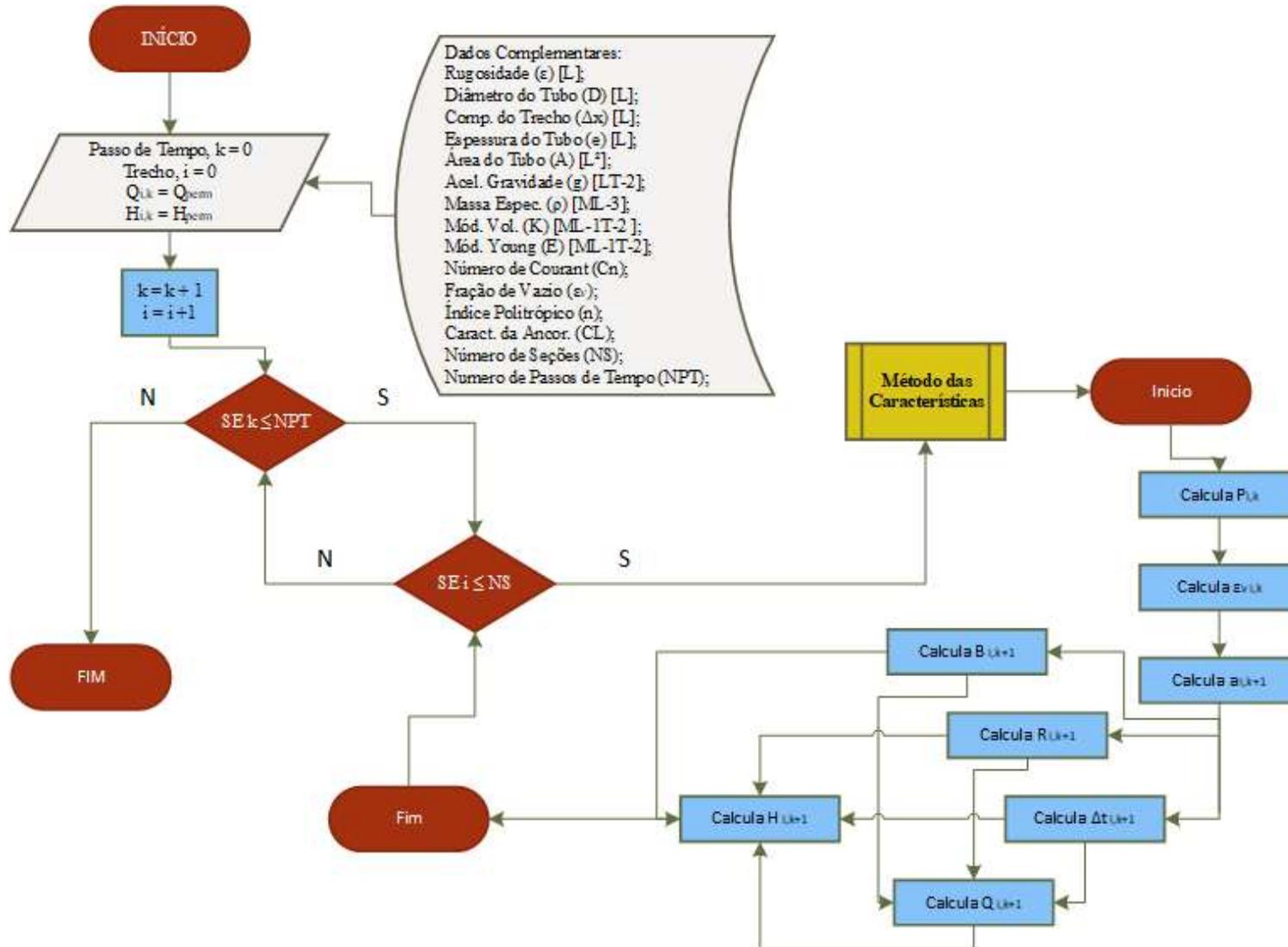
Este método proposto, trabalha com celeridade variável ao longo do tempo com a inclusão de duas fases no sistema, ou seja, trabalha com ar + líquido. O modelo de cavitação retrata uma realidade importante, pois, no momento em que a pressão em um determinado ponto atinge a pressão de vapor, o seu valor não diminui, pelo contrário, à medida que atinge essa carga, o volume de vazios é acumulado, podendo preencher toda a seção da tubulação ou parte dela (NGUYEN, 2009 apud TWYMAN, 2018).

Portanto, com caráter direto, o objeto da pesquisa é modelar um método bifásico computacionalmente com abordagem qualitativa, ou seja, que transponha resultados condigno com as análises experimentais e as teorias sobre o tema. Outrossim, haverá estudo bibliográfico sobre incorporação do ar no sistema de adução de água, para análise posterior com as situações propostas.

4.2 Ideias iniciais e etapas para obtenção do objeto de estudo

O método de cavitação trabalha dentro do MOC, pois a mudança principal se baseia na celeridade variável, fluxo bifásico e nas considerações de limite inferior das pressões. Para inicialização do modelo calcula-se o escoamento no estado permanente, obtendo o fator de atrito, celeridade inicial, carga inicial do sistema em todas as seções computacionais, determinação da pressão de vapor, pois a mesma depende da altitude que se encontra e a temperatura ambiente. A partir disso segue-se um roteiro próximo ao método das características como está exposto na Figura 14.

Figura 14 – Fluxograma das etapas para modelagem do método de cavitação



Fonte: Próprio (2019).

4.3 Ferramentas para modelagem do método de cavitação e MOC

4.3.1 Utilização do Excel

Inicialmente, após o estudo do método e promover as mudanças necessárias para elaboração do novo modelo, considera-se uma fração de vazío inicial, diferente de alguns autores que adotam vapor de água e gás na simulação. Por meio das dificuldades para obter dados experimentais de vapor e gás, unificou-se o parâmetro afim de simplificar, sendo que, tudo que não for líquido no sistema é fração de vazío.

Para desenvolver uma planilha no Software Excel que simule o modelo, entende-se que o problema do Nguyen (2009) é o ideal, pois é um teste que se baseou no fechamento de uma válvula e possui dados experimentais.

Essa planilha contemplará contornos de reservatório a montante, junção e válvula a jusante, baseados no método das características. Os dados de entrada ficarão organizados do lado esquerdo de forma separada tornando mais fácil uma possível mudança em algum parâmetro.

Posteriormente, escolherá o número de divisões da tubulação para organização das colunas, pois para cada seção haverá uma carga de pressão, vazão, celeridade, variação do tempo e fração de vazío, que por sua vez, não é constante, pois depende da topologia analisada, intensidade da onda e vários outros fatores.

Por fim, simulará com os dados utilizados por Nguyen (2009) variando alguns fatores, tais como, tempo de fechamento da válvula e fração de vazío inicial, até o comportamento permanecer próximo as análises experimentais. A seguir por meio de Figuras, exibirá um exemplo de organização de planilha para o cálculo da cavitação em regime transitório para um sistema Reservatório – Tubulação Horizontal na Cota Zero – Válvula.

Figura 15 – Exemplo de planilha para a modelagem da cavitação (Parte 1)

	t (s)	Q_R (m ³ /s)	Q_2 (m ³ /s)	Q_3 (m ³ /s)	Q_V (m ³ /s)	CV	CP	Fechamento	CdAtual	AreaAtual	τ
0	0.0	0.00128	0.00128	0.00128	0.00128	-	-	1.00000	0.70000	1.00000	1.00000
1	0.0	0.00129	0.00129	0.00129	0.00129	0.0201408	0.00137	1.00000	0.70000	1.00000	1.00000
2	0.0	0.00130	0.00130	0.00130	0.00130	0.0105959	0.00146	1.00000	0.70000	1.00000	1.00000
3	0.0	0.00130	0.00130	0.00130	0.00130	0.0105973	0.00146	1.00000	0.70000	1.00000	1.00000
4	0.1	0.00130	0.00130	0.00130	0.00130	0.0105509	0.00146	1.00000	0.70000	1.00000	1.00000
5	0.1	0.00130	0.00130	0.00130	0.00130	0.0104955	0.00146	1.00000	0.70000	1.00000	1.00000
6	0.1	0.00130	0.00130	0.00130	0.00130	0.0104402	0.00146	1.00000	0.70000	1.00000	1.00000

Fonte: Próprio (2019).

Figura 16 – Exemplo de planilha para a modelagem da cavitação (Parte 2)

t (s)	H _R (m)	H ₂ (m)	H ₃ (m)	H _V (m)	P1 (m)	P2 (m)	P3 (m)	PV (m)	ei1	ei2
0.0	18.46	16.057316	13.654632	11.2519	28.7900	26.3873	23.9846	21.5819	0.0014	0.0014
0.0	18.46	16.057316	13.654632	11.333807	28.7900	26.3873	23.9846	21.6638	0.0014	0.0014
0.0	18.46	16.057316	13.717322	11.587951	28.7900	26.3873	24.0473	21.9180	0.0014	0.0014
0.0	18.46	15.897727	13.788055	11.696343	28.7900	26.2277	24.1181	22.0263	0.0014	0.0014
0.1	18.46	15.973883	13.697633	11.744646	28.7900	26.3039	24.0276	22.0746	0.0014	0.0014

Fonte: Próprio (2019).

Figura 17 – Exemplo de planilha para a modelagem da cavitação (Parte 3)

ei3	eiv	b1	b2	b3	bv	r1	r2	r3	rv	a1	a2
0.0014	0.0014										
0.0014	0.0014	137277.8	137277.8	137277.8	137277.8	1.0193E+08	1E+08	1E+08	1E+08	715	715
0.0014	0.0014	90360.93	86884.9	75035.54	72220.37	67095688.12	6.5E+07	5.6E+07	5.4E+07	470.637205	452.533
0.0014	0.0014	90360.93	86884.9	75108.21	72541.09	67095688.12	6.5E+07	5.6E+07	5.4E+07	470.637205	452.533
0.0014	0.0014	90360.93	86646.88	75190	72676.91	67095688.12	6.4E+07	5.6E+07	5.4E+07	470.637205	451.293
0.0014	0.0014	90360.93	86760.58	75085.41	72737.25	67095688.12	6.4E+07	5.6E+07	5.4E+07	470.637205	451.885
0.0014	0.0014	90360.93	86861.04	75152.41	72766.31	67095688.12	6.4E+07	5.6E+07	5.4E+07	470.637205	452.408

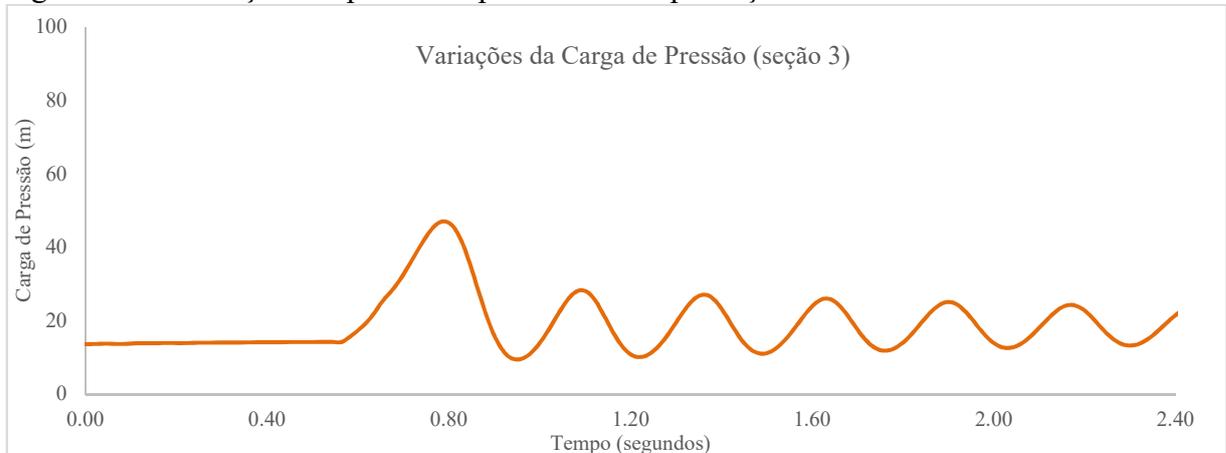
Fonte: Próprio (2019).

Figura 18 – Exemplo de planilha para a modelagem da cavitação (Parte 4)

a3	av	Δt1 (s)	Δt2 (s)	Δtv (s)	Δtmenor (s)
		0.00999	0.00999	0.00999	0.00998601
715	715	0.01427	0.01427	0.01427	0.01426573
390.816	376.154	0.02254	0.0261	0.02712	0.02253981
391.195	377.824	0.02254	0.02607	0.027	0.02253981
391.621	378.532	0.0226	0.02605	0.02695	0.02260173

Fonte: Próprio (2019).

Figura 19 – Oscilações de pressão esperadas com a produção do modelo no Excel



Fonte: Próprio (2019).

4.3.2 Utilização do Java

Para implementação computacional do modelo numérico, por meio da linguagem JAVA, será realizada uma incorporação ao software UFC7, que dispõe de uma ampla quantidade de bibliotecas, de fácil interação com o usuário, gerando gráficos de formas diferentes para análises, além de sua facilidade de manipulação computacional, sendo pensado com o conceito que possibilita ampliação e melhorias, transcrevendo bem a afinidade do objeto de pesquisa do presente trabalho com as linhas de pesquisas do departamento (BARBOSA, 2018).

Possui dispositivos de atenuação para efeito do golpe, com diversas opções para o projetista, ademais a simulação poderá ser feita com uma configuração bomba – reservatório ou reservatório – válvula.

Na parte interna do programa, o software utilizado é o Java, que facilitará bastante a implantação do método, pois sua principal virtude é trabalhar com orientação ao objeto, podendo dividir as etapas de todo o processo, evitando erros e simplificando as mudanças futuras. A cronologia a ser usada, se orientará pela planilha a ser desenvolvida e a sequência de etapas exposto na Figura 14.

4.4 Validação do modelo

Segundo Streeter (2000), as soluções exatas para determinar fluxos tridimensionais e variando com o tempo geralmente não estão disponíveis, especialmente aqueles que são governados por geometrias mais complexas.

Normalmente, o engenheiro utiliza estratégias de análise e soluções simplificadas. Diante disso, Streeter apresentou 3 soluções diferentes de simplificação, cada uma dependendo de alguma forma de construção de um modelo do processo para resolver o problema. Sendo, as soluções matemáticas exatas, experimentos ou simulações laboratoriais e as soluções numéricas computacionais. Para alcançar a credibilidade do problema proposto utiliza-se combinações de soluções observando a consistência das respostas dos diferentes métodos. O processo de comparação de informação laboratorial com um modelo de solução exata se conhece como validação. Ademais, pode-se utilizar para estender a validade do problema, soluções anteriores conhecidas, como de costume elabora-se soluções exatas baseadas em modelos numéricos ou simulações laboratoriais.

Há 3 considerações gerais para saber o tipo de solução utilizar. A primeira é quando se conhece sobre os processos físicos que governam o campo do fluxo e se as equações governantes estão bem estabelecidas e aceitas. A segunda é a consideração de como a variável é fisicamente no espaço e tempo. A terceira é a consideração que se refere como é complexa ou simples a geometria do fluxo. Em geral, se as equações matemáticas ou funções ainda não tiverem sido estabelecidas para uma determinada geometria ou processo de fluxo, experimentos de laboratório são tradicionalmente realizados.

4.4.1 Comparar os modelos com os dados experimentais

O modelo será simulado no UFC7, possuindo dados de entradas compatíveis com os adquiridos em alguns trabalhos.

- Nguyen (2009), modelo simulado a partir do fechamento de uma válvula
- Pezzinga (1995), modelo simulado a partir do fechamento de uma válvula
- Bergant (1991), modelo simulado a partir da interrupção de uma bomba

Para efeito de comparação o MOC sem consideração dos vazios também será simulado, dando possibilidade para análise de qual modelo se comporta melhor.

4.4.2 Comparar os modelos sem os dados experimentais

Adutoras também serão simuladas, mas como não há dados experimentais a análise será realizada entre o modelo de cavitação e o que não considera a incorporação do ar no sistema.

- Adutora Cuiá
- Adutora com ferro
- Teste da análise do Lessa (1984)

4.4.3 Comparar os diferentes tipos de fração de vazio

Para finalizar a análise do modelo, serão feitas várias simulações variando a fração de vazio inicial, afim de identificar o comportamento das oscilações de pressão, previamente sabe-se que quanto maior a quantidade de vazio menor será a velocidade da onda, por esse motivo se faz necessário essa abordagem.

5 RESULTADOS

5.1 Simulações com Reservatório – Tubulação – Válvula

5.1.1 Simulação do teste realizado por Chaudhry (1990)

O primeiro modelo utilizado para simulação do método de cavitação após a elaboração em Java no sistema UFC7 foi do Chaudhry (1990) sendo que os dados foram coletados pelo trabalho do Nguyen (2009). Algumas informações não estavam claras, tais como, tempo de fechamento da válvula, tipo de válvula pois com ela tem-se o valor do coeficiente de descarga e a fração de vazio, no entanto, essa última foi um parâmetro novo adotado neste trabalho. A seguir serão expostos os dados de entrada utilizados e a interface do UFC7 com a leitura do teste realizado por Nguyen (2009).

Tabela 01 – Dados de entrada (Principais) – Nguyen (2009)

DADOS PRINCIPAIS			
TRECHOS	1	2	3
COTA MONTANTE (m)	0	0	0
COTA JUSANTE (m)	0	0	0
COMPRIMENTO (m)	8	13.1	9.5
DIÂMETRO (mm)	38	38	38
TIPO DE ANCORAGEM	Ancorado contra movimento longitudinal	Ancorado contra movimento longitudinal	Ancorado contra movimento longitudinal
TIPO DE MATERIAL	indefinido	indefinido	indefinido
RUGOSIDADE (mm)	0.1	0.1	0.1

Fonte: Próprio (2019).

Tabela 02 – Dados de entrada (Auxiliares) – Nguyen (2009)

DADOS AUXILIARES			
TRECHOS	1	2	3
MATERIAL	indefinido	indefinido	indefinido
FATOR DE ATRITO	0.0205	0.0205	0.0205
DIÂMETRO NOMINAL (mm)	38	38	38
DIÂMETRO INTERNO (mm)	26	26	26
PRESSÃO MÁXIMA DE SERVIÇO (mca)	100	100	100
MÓDULO DE ELASTICIDADE DO MATERIAL (GPa)	2,886	2,886	2,886
COEFICIENTE DE POISSON	0.38	0.38	0.38
ESPESSURA (mm)	6	6	6
CELERIDADE DA ONDA (m/s)	715	715	715

Fonte: Próprio (2019).

Tabela 03 – Dados de entrada (Contornos) – Nguyen (2009)

RESERVATÓRIO MONTANTE	
VAZÃO (m ³ /s)	0.00128
CARGA NO RESERVATÓRIO (m)	18.46
VÁLVULA	
TIPO DE VÁLVULA	globo
DIÂMETRO INTERNO DA VÁLVULA (m)	26
TEMPO DO INICIO DO FECHAMENTO DA VÁLVULA (s)	0.5
TEMPO DE FECHAMENTO DA VÁLVULA (s)	0.4

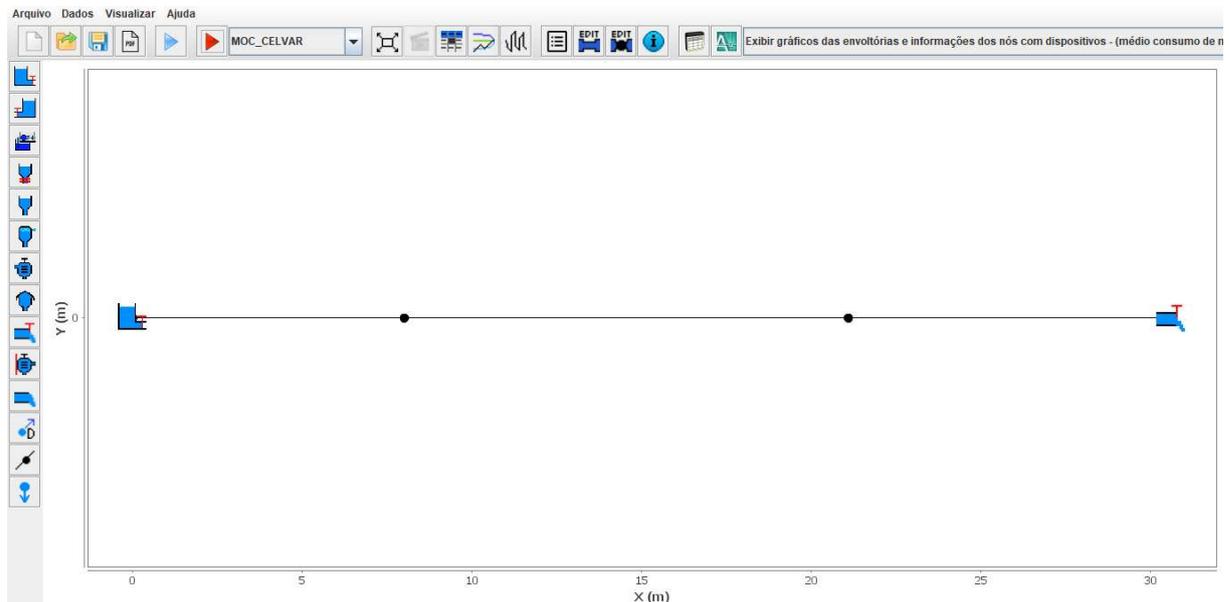
Fonte: Próprio (2019).

Tabela 04 – Dados de entrada (Simulação) – Nguyen (2009)

DADOS DA SIMULAÇÃO	
DURAÇÃO DA SIMULAÇÃO (s)	2.4
DIVISÕES DO MENOR TRECHO	25
DENSIDADE DO FLUIDO (Kg/m ³)	999
MÓDULO DE ELASTICIDADE (Pa)	2.19E+09
VISCOSIDADE CINEMÁTICA (m ² /s)	0.000001

Fonte: Próprio (2019).

Figura 20 – Interface principal UFC7 com a leitura dos testes de Nguyen (2009)

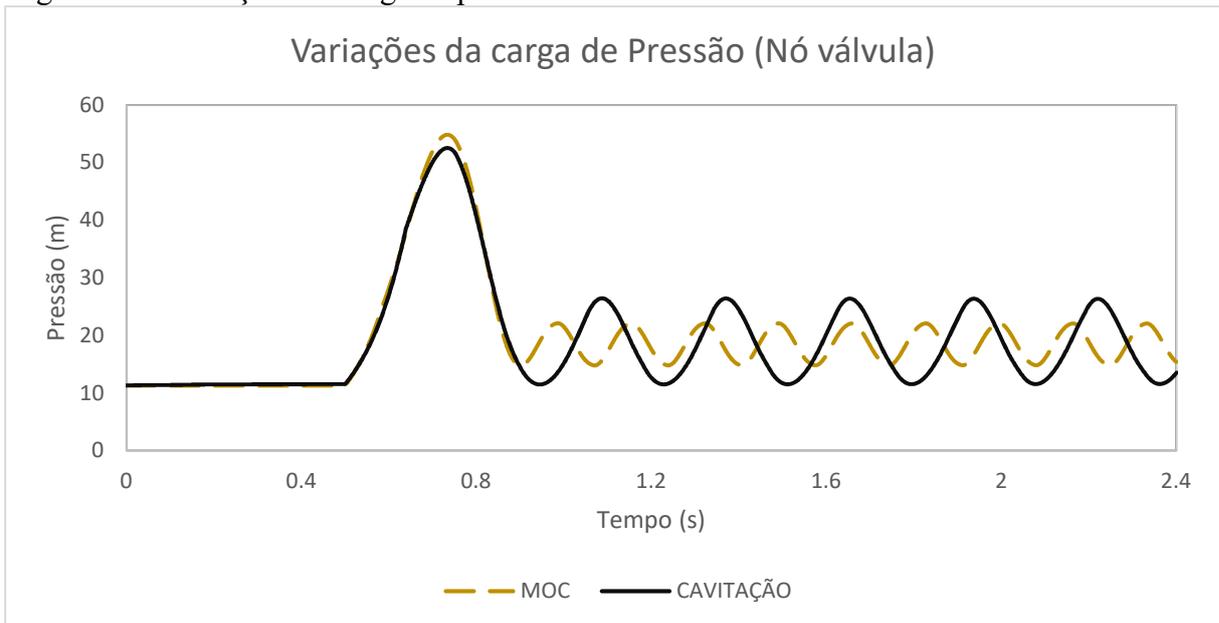


Fonte: Próprio (2019).

A partir dos dados carregados, realizou-se testes com diversos valores para a fração de vazio, em seguida escolheu-se o valor que produziu uma curva da carga de pressão mais próxima dos dados experimentais, resultando em um valor de $\varepsilon_v = 0.0014$. Sendo que, todos os nós foram analisados e comparados com os testes experimentais existentes e o método das

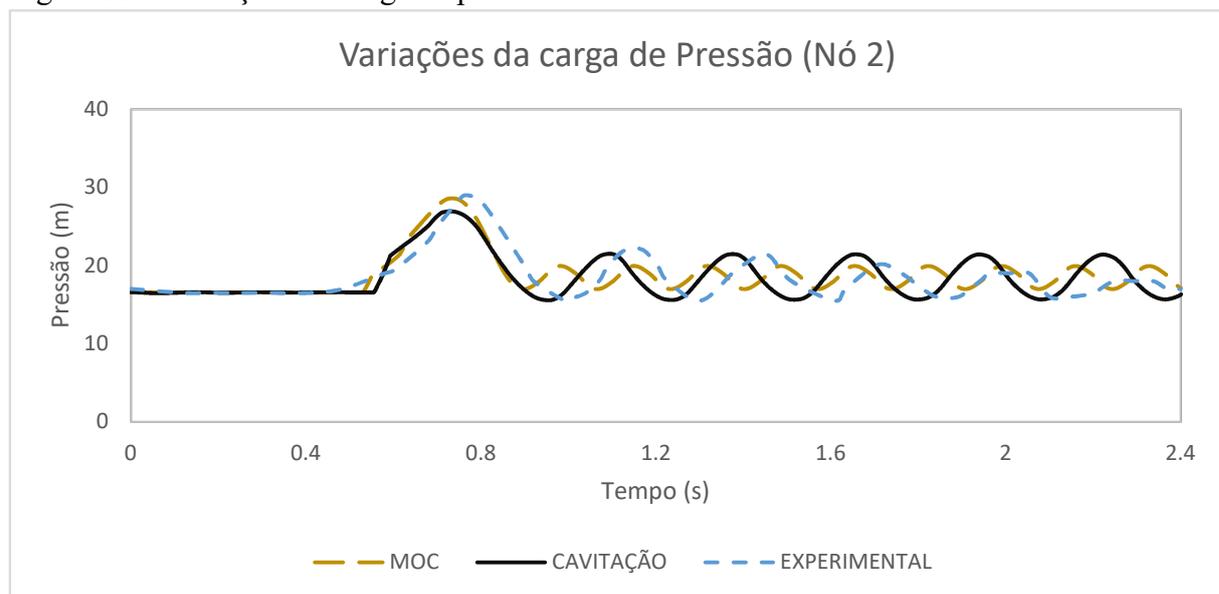
características (celeridade constante e uma única fase). Nó da válvula foi comparado os dados resultantes do MOC – CAVITAÇÃO, posteriormente nos Nós 2 e 3 teve comparação entre o MOC – CAVITAÇÃO – EXPERIMENTAL, a seguir seguem os resultados, vale ressaltar que as comparações entre as oscilações de vazões são entre MOC – CAVITAÇÃO em todos os nós: **OBS:** MOC (método das características com celeridade da onda constante e uma única fase) e CAVITAÇÃO (método das características com celeridade da onda variável e bifásico).

Figura 21 – Variações da carga de pressão – Nó válvula



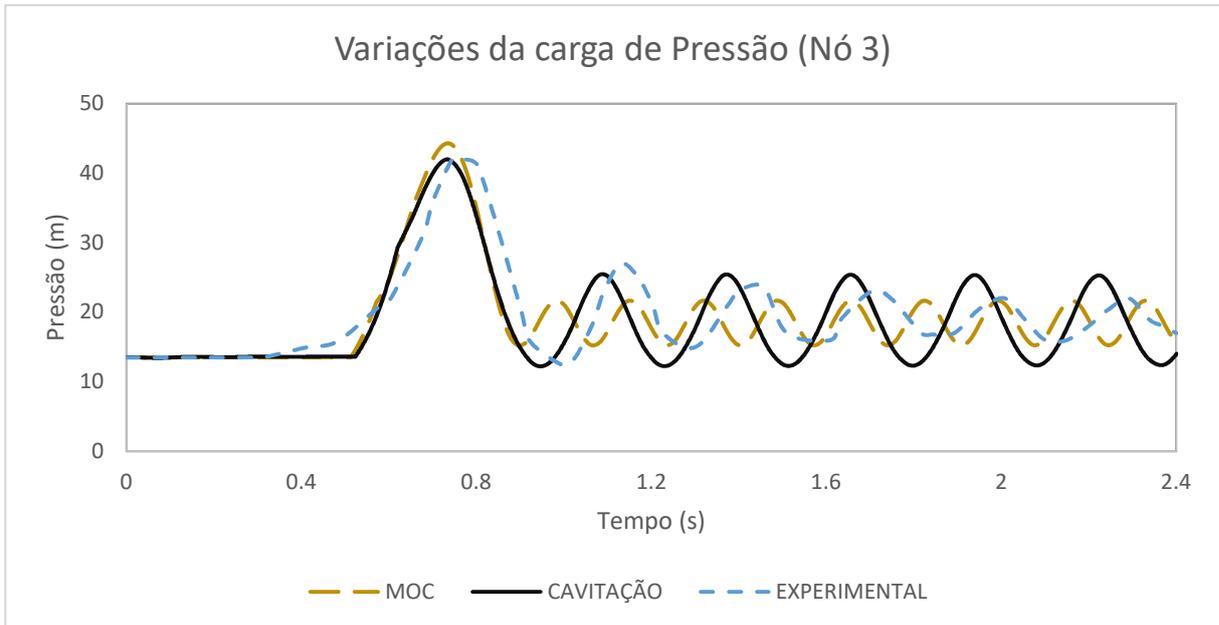
Fonte: Próprio (2019).

Figura 22 – Variações da carga de pressão – Nó 2



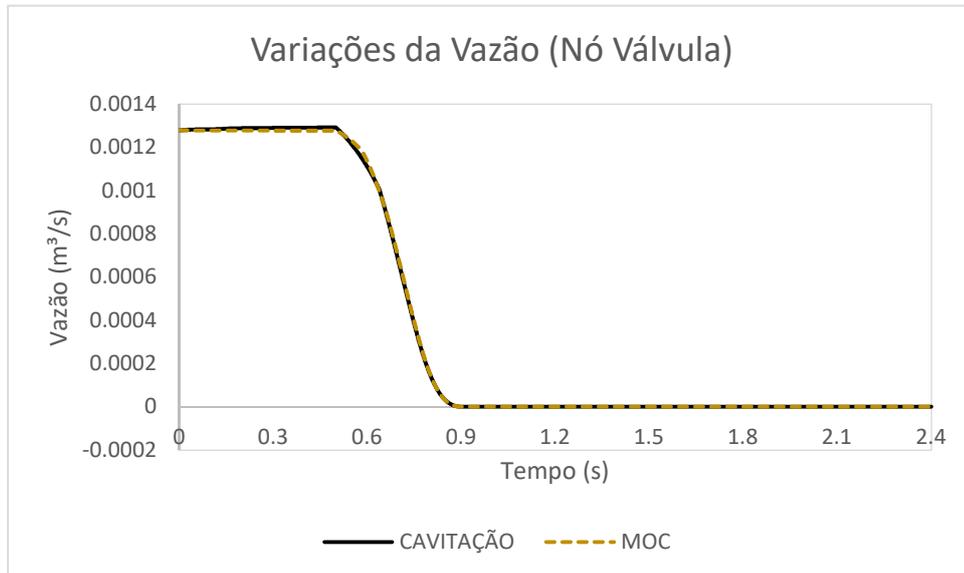
Fonte: Próprio (2019).

Figura 23 – Variações da carga de pressão – Nó 3



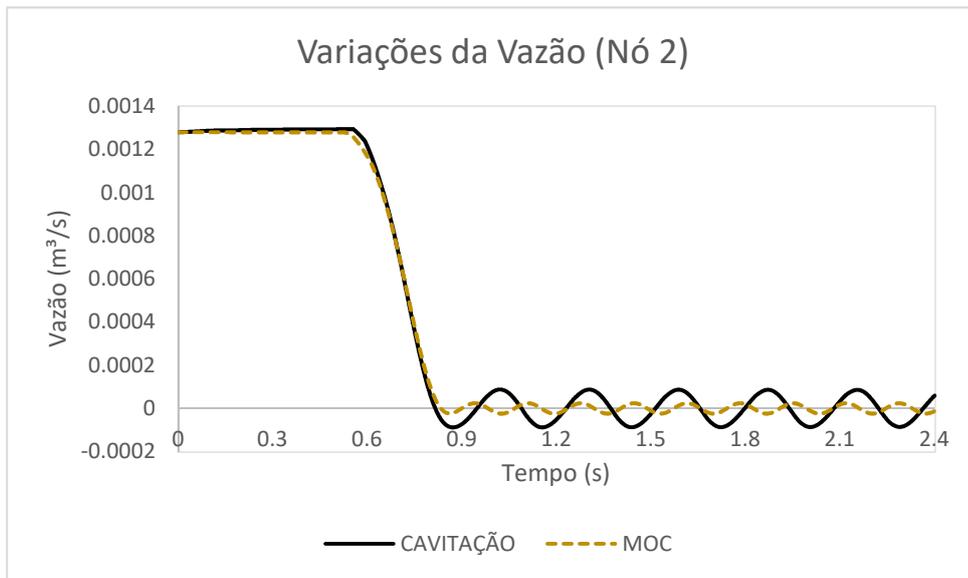
Fonte: Próprio (2019).

Figura 24 – Variações da vazão – Nó válvula



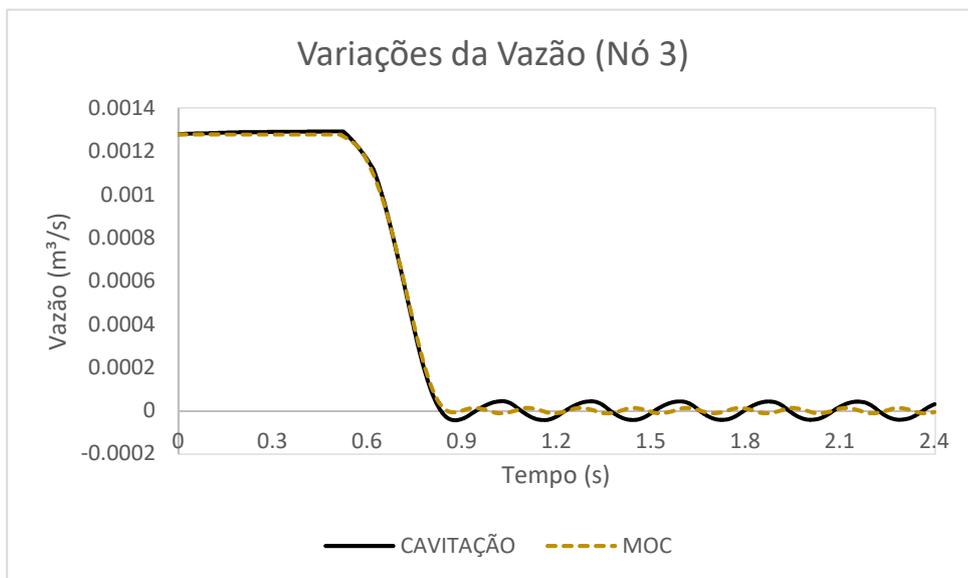
Fonte: Próprio (2019).

Figura 25 – Variações da vazão – Nó 2



Fonte: Próprio (2019).

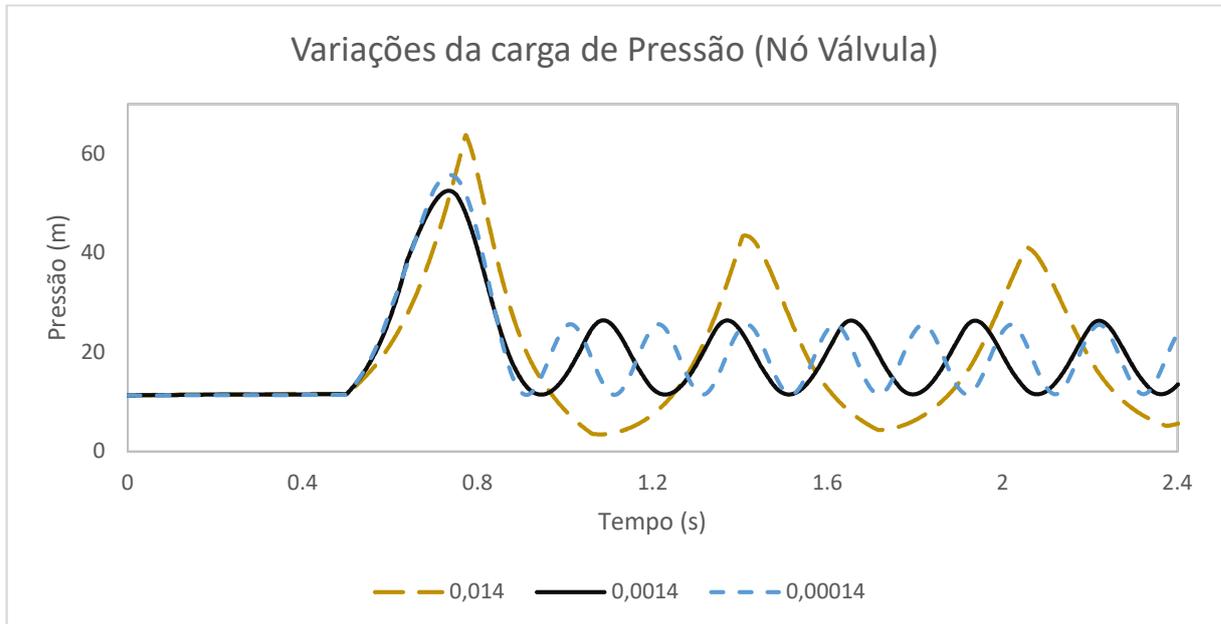
Figura 26 – Variações da vazão – Nó 3



Fonte: Próprio (2019).

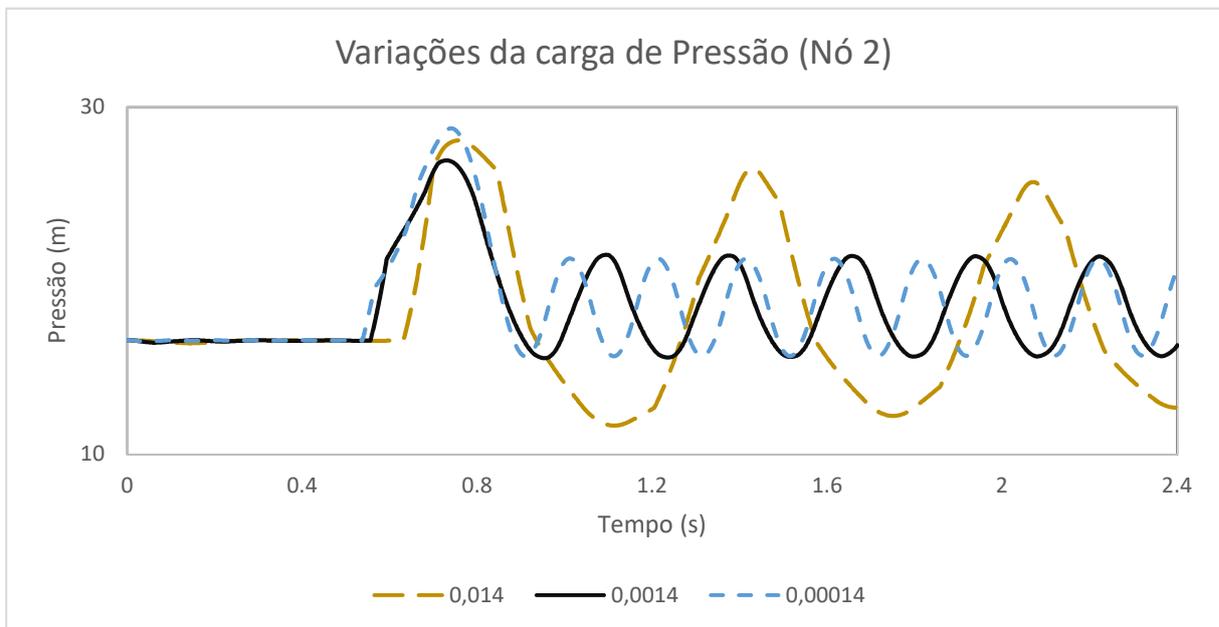
- Para melhor entendimento do método comparou-se variações da fração de vazio

Figura 27 – Variações da carga de pressão – Nó válvula



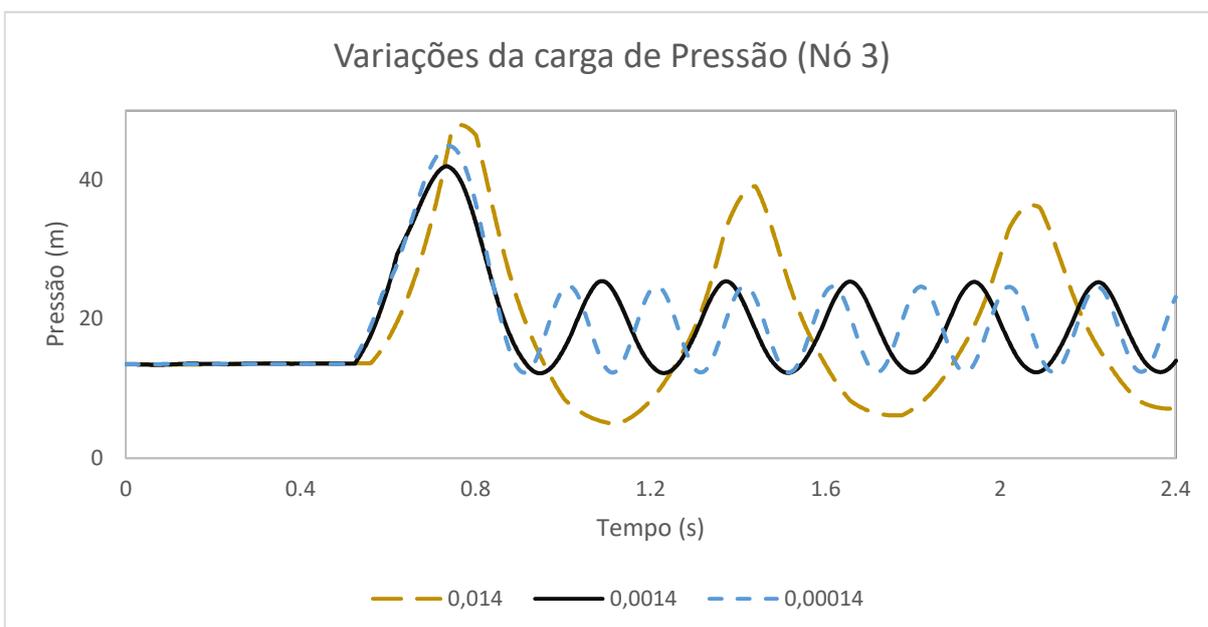
Fonte: Próprio (2019).

Figura 28 – Variações da carga de pressão – Nó 2



Fonte: Próprio (2019).

Figura 29 – Variações da carga de pressão – Nó 3



Fonte: Próprio (2019).

Sabe-se que a quantidade de fração de vazio influencia na celeridade da onda, consequentemente interfere nas oscilações de pressão e vazão. Com isso, ao analisar as Figuras 21, 22 e 23 percebeu-se que o pico máximo de pressão é menor comparado ao MOC, mas por outro lado é muito próximo dos dados experimentais, se diferindo somente nas oscilações ao longo do tempo, pois possui um amortecimento menor, gerando uma duração mais prolongada do golpe.

Segundo alguns autores esse problema é comum neste método, que usa como base o DGCM. Ademais, ao analisar de forma prática, com um pensamento de projetista e científico, percebeu-se que a aplicação do modelo MOC para entendimento do fenômeno é mais viável, pois torna-se possível trabalhar com uma margem de segurança, lembrando que esse problema não gerou separações de coluna devido suas configurações, funcionando somente na etapa de golpe de aríete.

Em termo de vazão como mostra nas Figuras 24, 25 e 26 acontece a mesma situação o MOC varia com uma suavidade maior, consequente da celeridade da onda. Por fim, através da comparação entre as frações de vazios, percebe-se que quanto maior for este parâmetro tem-se um menor amortecimento da onda, ou seja, a quantidade de picos torna-se inferior comparando com o mesmo tempo de simulação. Além disso, apresenta pontos de carga bem superior, essa variação é causada pelo valor da pressão pontual, que varia conforme o desenvolvimento do modelo, sendo utilizada diretamente no cálculo da celeridade da onda.

5.1.2 Simulação do teste realizado por Pezzinga e Scandura (1995)

O segundo modelo utilizado para simulação do método de cavitação após a elaboração em Java no sistema UFC7 foi do Pezzinga e Scandura (1995) sendo que os dados foram coletados pelo trabalho do Ghidaoui e Mansour (2002). Como no modelo anterior não há dados da fração de vazios disponíveis. A seguir serão expostos os dados de entrada utilizados e a interface do UFC7 com a leitura do teste realizado por Pezzinga e Scandura (1995).

Tabela 05 – Dados de entrada (Principais) – Pezzinga e Scandura (1995)

DADOS PRINCIPAIS		
TRECHOS	1X7	2
COTA MONTANTE (m)	0	0
COTA JUSANTE (m)	0	0
COMPRIMENTO (m)	10	7.8
DIÂMETRO (mm)	50	50
TIPO DE ANCORAGEM	Ancorado contra movimento longitudinal	Ancorado contra movimento longitudinal
TIPO DE MATERIAL	indefinido	indefinido
RUGOSIDADE (mm)	0.0015	0.0015

Fonte: Próprio (2019).

Tabela 06 – Dados de entrada (Auxiliares) – Pezzinga e Scandura (1995)

DADOS AUXILIARES	
TRECHOS	1X8
MATERIAL	indefinido
FATOR DE ATRITO	0.033
DIÂMETRO NOMINAL (mm)	50
DIÂMETRO INTERNO (mm)	53.2
PRESSÃO MÁXIMA DE SERVIÇO (mca)	100
MÓDULO DE ELASTICIDADE DO MATERIAL (GPa)	207
COEFICIENTE DE POISSON	0.3
ESPESSURA (mm)	3.5

Fonte: Próprio (2019).

Tabela 07 – Dados de entrada (Contornos) – Pezzinga e Scandura (1995)

RESERVATÓRIO MONTANTE	
VAZÃO (m³/s)	0.0006
CARGA NO RESERVATÓRIO (m)	52,789

VÁLVULA	
TIPO DE VÁLVULA	borboleta
DIÂMETRO INTERNO DA VÁLVULA (mm)	53.2
TEMPO DO INICIO DO FECHAMENTO DA VÁLVULA (s)	0
TEMPO DE FECHAMENTO DA VÁLVULA (s)	0.04

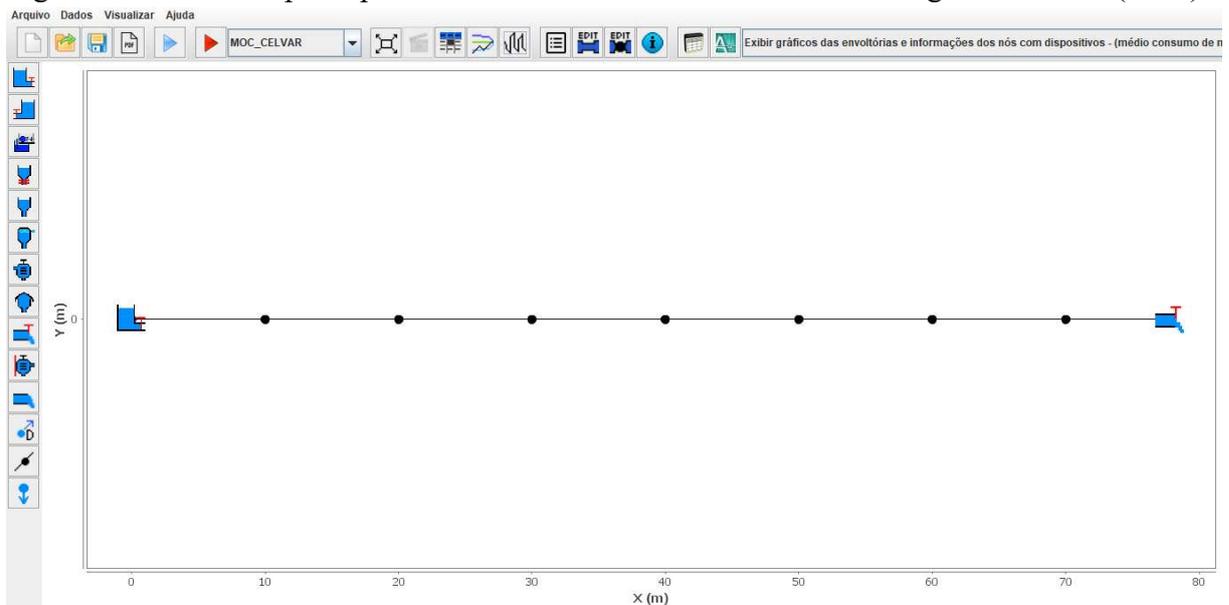
Fonte: Próprio (2019).

Tabela 08 – Dados de entrada (Simulação) – Pezzinga e Scandura (1995)

DADOS DA SIMULAÇÃO	
DURAÇÃO DA SIMULAÇÃO (s)	2
DIVISÕES DO MENOR TRECHO	50
DENSIDADE DO FLUIDO (Kg/m ³)	1000.00
MÓDULO DE ELASTICIDADE (Pa)	2.19E+09
VISCOSIDADE CINEMÁTICA (m ² /s)	0.000001

Fonte: Próprio (2019).

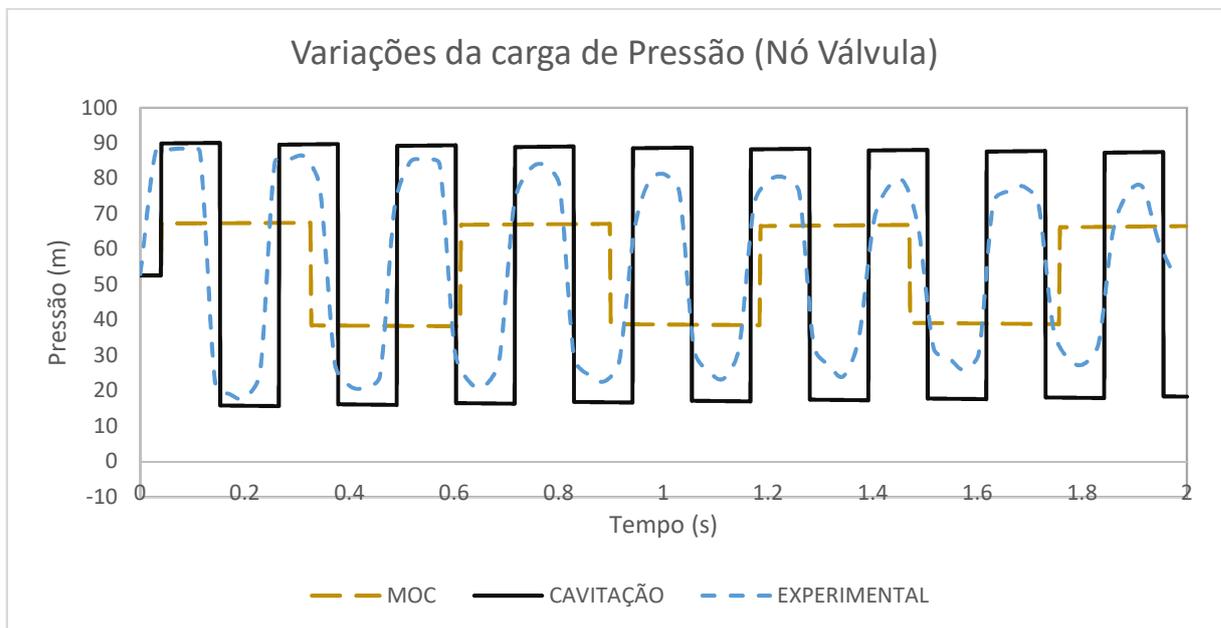
Figura 30 – Interface principal UFC7 com a leitura dos testes de Pezzinga e Scandura (1995)



Fonte: Próprio (2019).

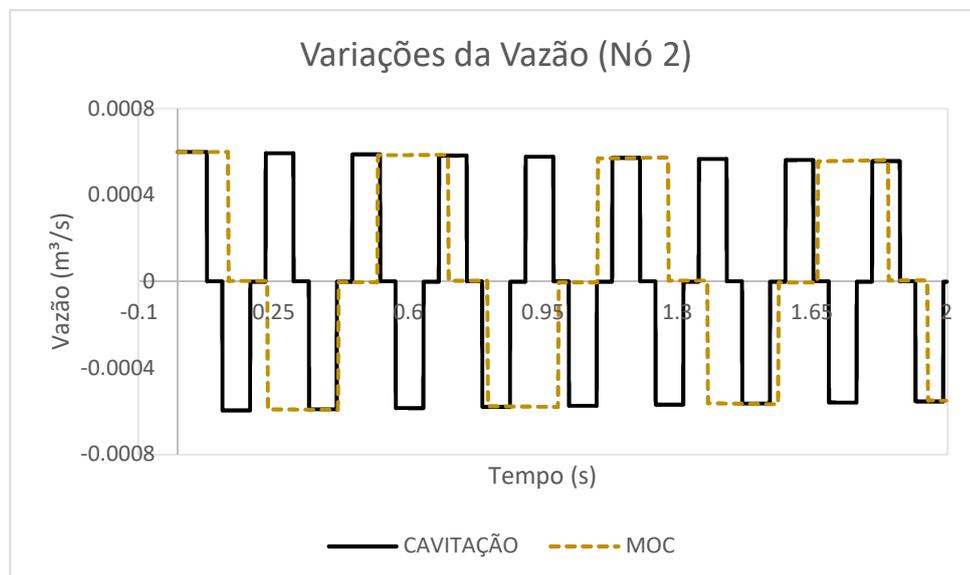
Afim de verificar a semelhança entre o método CAVITAÇÃO e o método MOC considerou-se uma fração de vazio $\varepsilon_v = 0.00$, visando um resultado semelhante, pois a equação torna-se idêntica. Sendo que, o nó da válvula foi analisado e comparado com o teste experimental existente e o método das características (celeridade constante e uma única fase). O nó da válvula foi comparado os dados resultantes do MOC – CAVITAÇÃO – EXPERIMENTAL, posteriormente, vale ressaltar que as comparações entre as oscilações de vazões são entre MOC – CAVITAÇÃO no segundo nó:

Figura 31 – Variações da carga de pressão – Nó Válvula



Fonte: Próprio (2019).

Figura 32 – Variações da vazão – Nó 2



Fonte: Próprio (2019).

Ao analisar a Figura 31, percebe-se que o pico máximo de pressão é maior comparado ao MOC, resultado de uma inconsistência numérica, provocada pela celeridade da onda. No entanto, os dados EXPERIMENTAIS se diferem nos valores dos picos ao longo do tempo. Em termo de vazão como mostra na Figura 32 o comportamento entre o MOC e cavitação se assemelhou.

5.1.3 Simulação do teste realizado por Lessa (1984)

O terceiro modelo utilizado para simulação do método de cavitação após a elaboração em Java no sistema UFC7 foi do Lessa (1984). A seguir serão expostos os dados de entrada utilizados e a interface do UFC7 com a leitura do teste realizado por Lessa (1984).

Tabela 09 – Dados de entrada (Principais) – Lessa (1984)

DADOS PRINCIPAIS		
TRECHOS	1X16	2
COTA MONTANTE (m)	0	0
COTA JUSANTE (m)	0	0
COMPRIMENTO (m)	10	3.2
DIÂMETRO (mm)	100	100
TIPO DE ANCORAGEM	Ancorado contra movimento longitudinal	Ancorado contra movimento longitudinal
TIPO DE MATERIAL	indefinido	indefinido
RUGOSIDADE (mm)	0.045	0.045

Fonte: Próprio (2019).

Tabela 10 – Dados de entrada (Auxiliares) – Lessa (1984)

DADOS AUXILIARES	
TRECHOS	1X17
MATERIAL	indefinido
FATOR DE ATRITO	0.019
DIÂMETRO NOMINAL (mm)	100
DIÂMETRO INTERNO (mm)	105.3
PRESSÃO MÁXIMA DE SERVIÇO (mca)	100
MÓDULO DE ELASTICIDADE DO MATERIAL (GPa)	207
COEFICIENTE DE POISSON	0.3
ESPESSURA (mm)	3.5

Fonte: Próprio (2019).

Tabela 11 – Dados de entrada (Contornos) – Lessa (1984)

RESERVATÓRIO MONTANTE	
VAZÃO (m ³ /s)	0.00037
CARGA NO RESERVATÓRIO (m)	17,503
VÁLVULA	
TIPO DE VÁLVULA	borboleta
DIÂMETRO INTERNO DA VÁLVULA (mm)	105.3

TEMPO DO INICIO DO FECHAMENTO DA VÁLVULA (s)	0
TEMPO DE FECHAMENTO DA VÁLVULA (s)	0.1

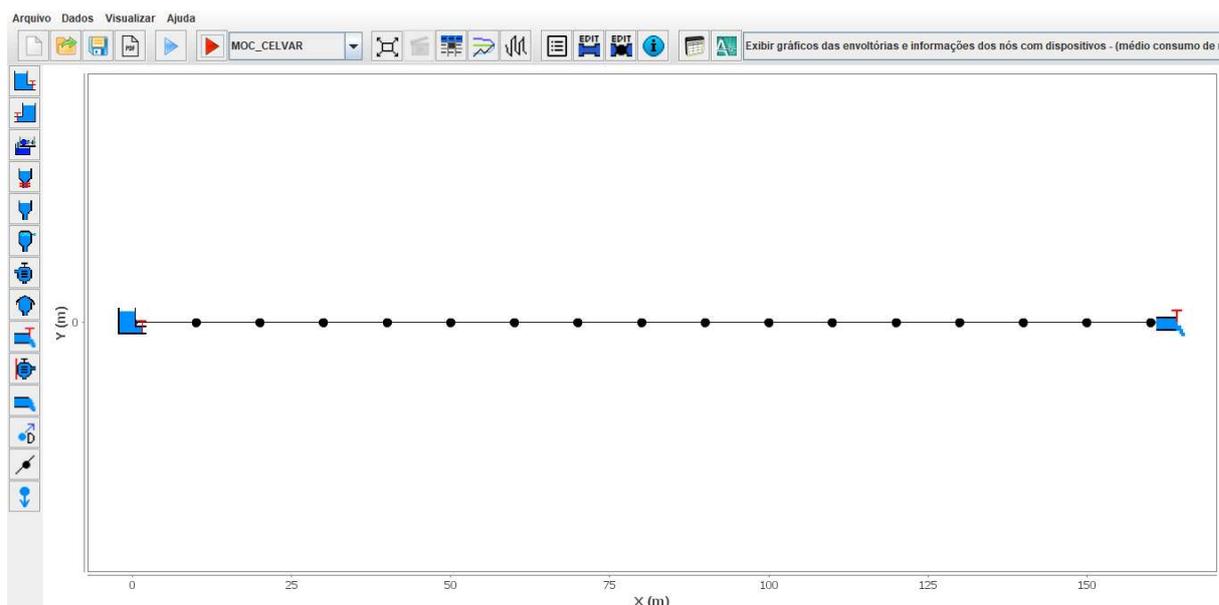
Fonte: Próprio (2019).

Tabela 12 – Dados de entrada (Simulação) – Lessa (1984)

DADOS DA SIMULAÇÃO	
DURAÇÃO DA SIMULAÇÃO (s)	2
DIVISÕES DO MENOR TRECHO	4
DENSIDADE DO FLUIDO (Kg/m ³)	1000.00
MÓDULO DE ELASTICIDADE (Pa)	2.19E+09
VISCOSIDADE CINEMÁTICA (m ² /s)	0.000001

Fonte: Próprio (2019).

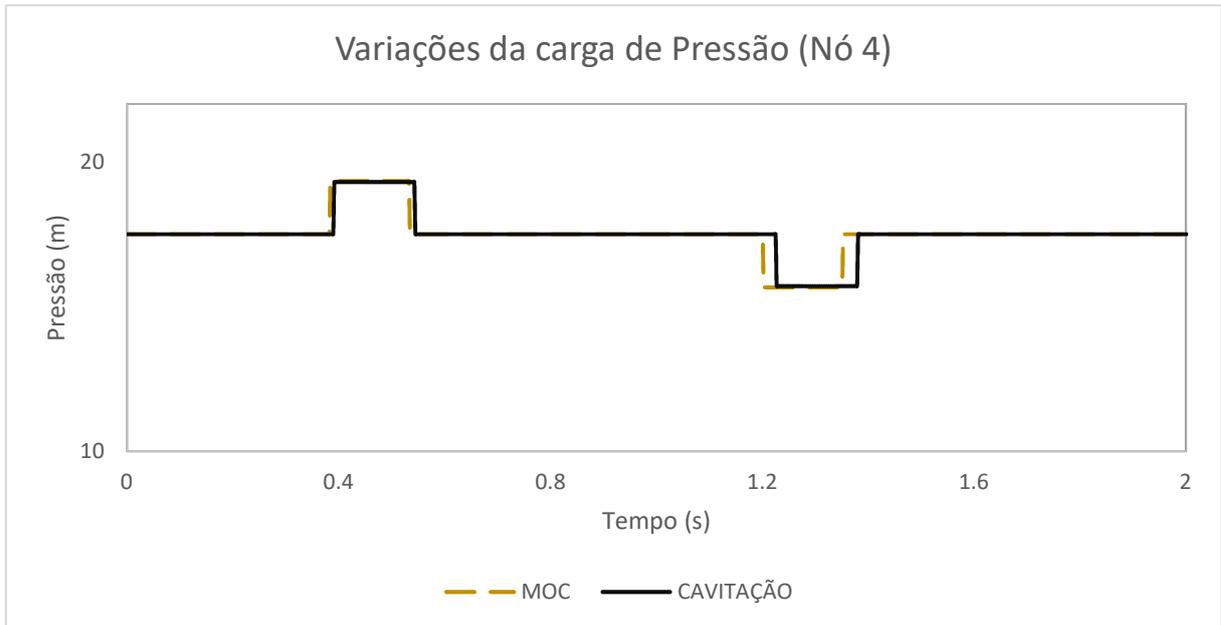
Figura 33 – Interface principal UFC7 com a leitura dos testes de Lessa (1984)



Fonte: Próprio (2019).

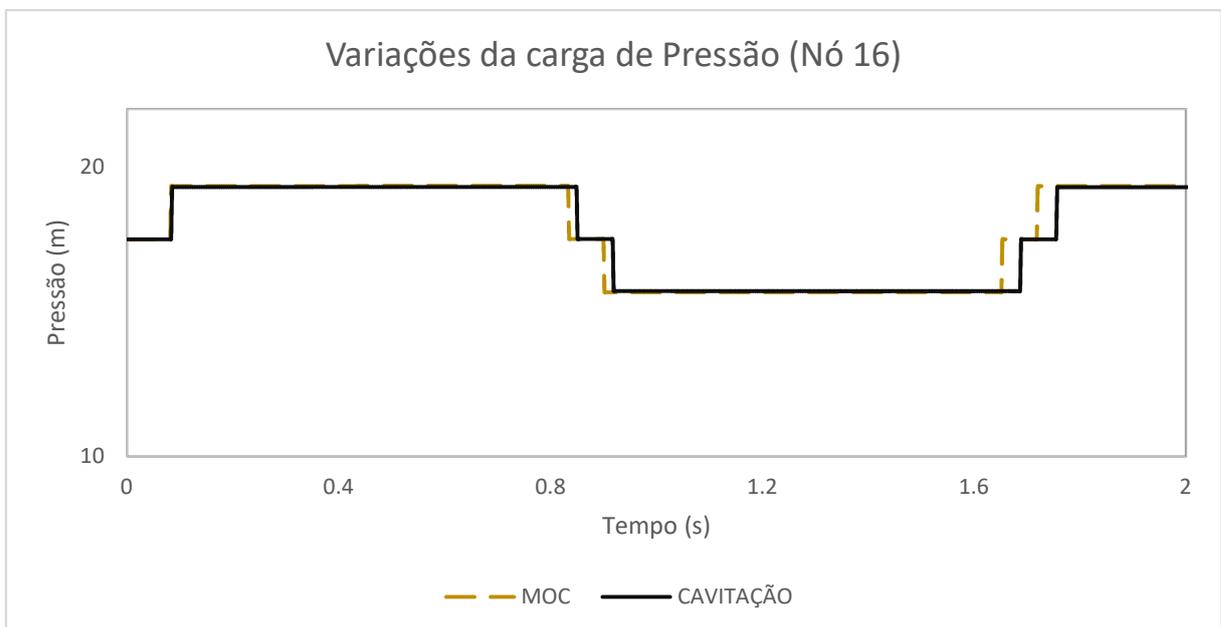
Não existe informações para a fração de vazio desse problema, lembrando que o método aborda um gás inicial e vapor ao longo da simulação, diante disso realizaram-se testes com diversos valores, em seguinte simulou-se o transiente hidráulico com o valor que apresentou curvas de carga de pressão mais próximas ao MOC, sendo $\varepsilon_v = 0.0001$. Sendo que, o nó da válvula foi analisado e comparado com o método das características tradicional (celeridade constante e uma única fase), vale ressaltar que as comparações entre as oscilações de vazões são entre MOC – CAVITAÇÃO no segundo nó:

Figura 34 – Variações da carga de pressão – Nó 4



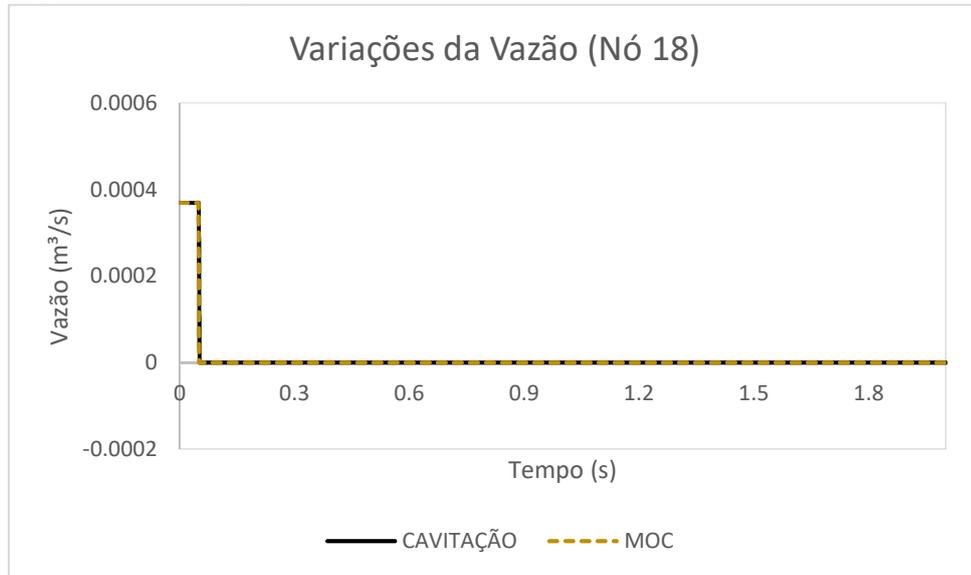
Fonte: Próprio (2019).

Figura 35 – Variações da carga de pressão – Nó 16



Fonte: Próprio (2019).

Figura 36 – Variações da vazão – Nó 18



Fonte: Próprio (2019).

Ao analisar a Figura 34 e 35 percebe-se que os picos máximos de pressão são praticamente convergentes, com isso, apresentaram um amortecimento idêntico, diferente das análises anteriores. Em termo de vazão como mostra na Figura 36 o comportamento entre o MOC e cavitação se assemelhou.

5.2 Simulações com Bomba – Tubulação – Reservatório

5.2.1 Simulação do teste realizado por Bergant e Simpson (1991)

Através de uma interrupção abrupta de uma bomba centrífuga simulou-se o método de CAVITAÇÃO após a elaboração do modelo em Java no sistema UFC7. Como nos modelos anteriores não há dados da fração de vazios disponível. Serão expostos os dados de entrada utilizados, acompanhado da interface no software, efetuando a leitura dos dados do teste realizado por Bergant e Simpson (1991).

Tabela 13 – Dados de entrada (Principais) – Bergant e Simpson (1991)

DADOS PRINCIPAIS			
TRECHOS	1	2	3
COTA MONTANTE (m)	5	5	377
COTA JUSANTE (m)	5	377	377
COMPRIMENTO (m)	33.1	371	37.4

DIÂMETRO (mm)	200	200	200
TIPO DE ANCORAGEM	Ancorado contra movimento longitudinal	Ancorado contra movimento longitudinal	Ancorado contra movimento longitudinal
TIPO DE MATERIAL	aço	aço	aço
RUGOSIDADE (mm)	2.35	2.35	2.35

Fonte: Próprio (2019).

Tabela 14 – Dados de entrada (Contornos) – Bergant e Simpson (1991)

BOMBA	
NÚMERO DE BOMBAS NO SISTEMA	1
VAZÃO TOTAL DO SISTEMA (m ³ /s)	0.05
NÚMERO DE ROTAÇÕES POR BOMBA (rpm)	1485
VAZÃO INICIAL DE UMA BOMBA (m ³ /s)	0.05
ALTURA MONOMÉTRICA (m)	382
ROTAÇÃO DE MAIOR EFICIÊNCIA (rpm)	1485
RENDIMENTO DA BOMBA	0.45
MOMENTO DE INERCIA (Kg.m ²)	21.8

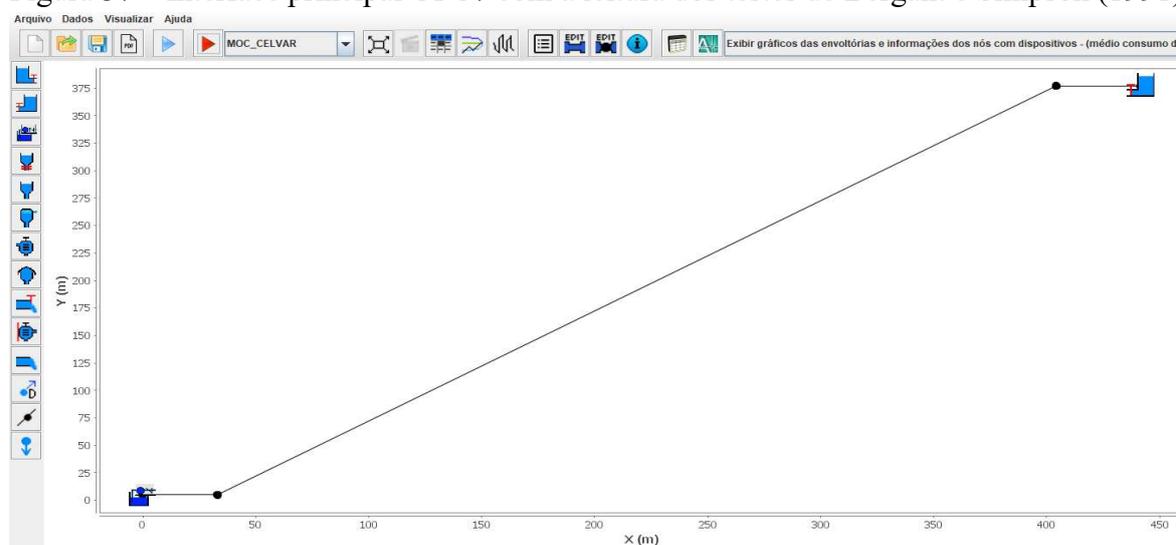
Fonte: Próprio (2019).

Tabela 15 – Dados de entrada (Simulação) – Bergant e Simpson (1991)

DADOS DA SIMULAÇÃO	
DURAÇÃO DA SIMULAÇÃO (s)	10
DIVISÕES DO MENOR TRECHO	20
DENSIDADE DO FLUIDO (Kg/m ³)	999
MÓDULO DE ELASTICIDADE (Pa)	2.19E+09
VISCOSIDADE CINEMÁTICA (m ² /s)	0.0000010

Fonte: Próprio (2019).

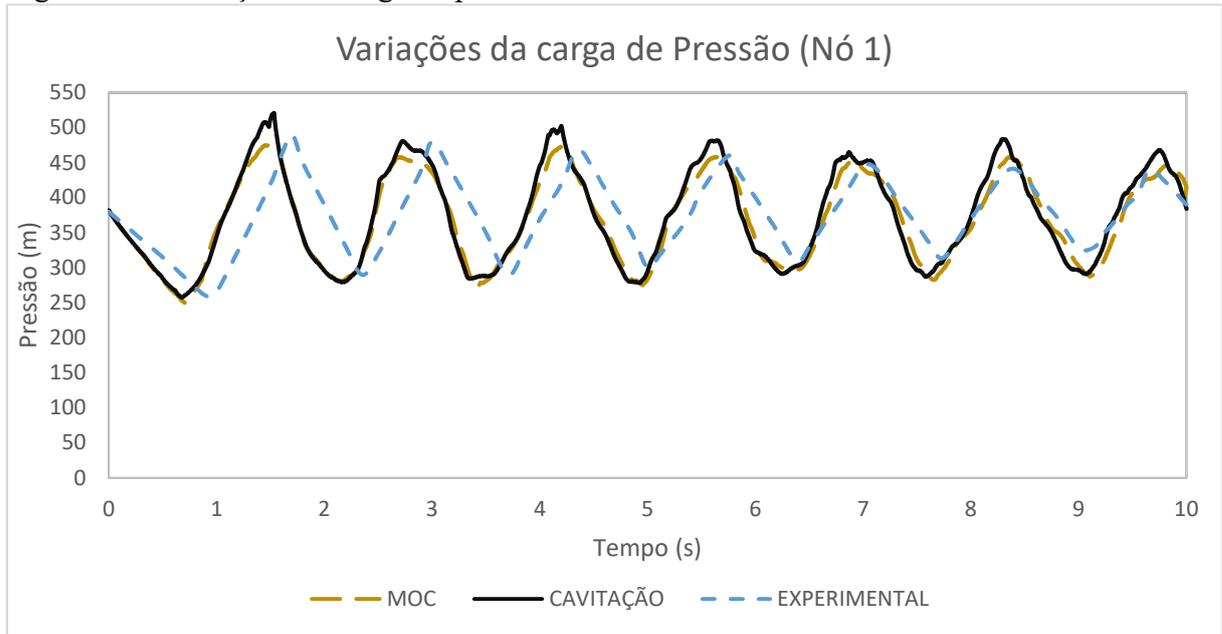
Figura 37 – Interface principal UFC7 com a leitura dos testes de Bergant e Simpson (1991)



Fonte: Próprio (2019).

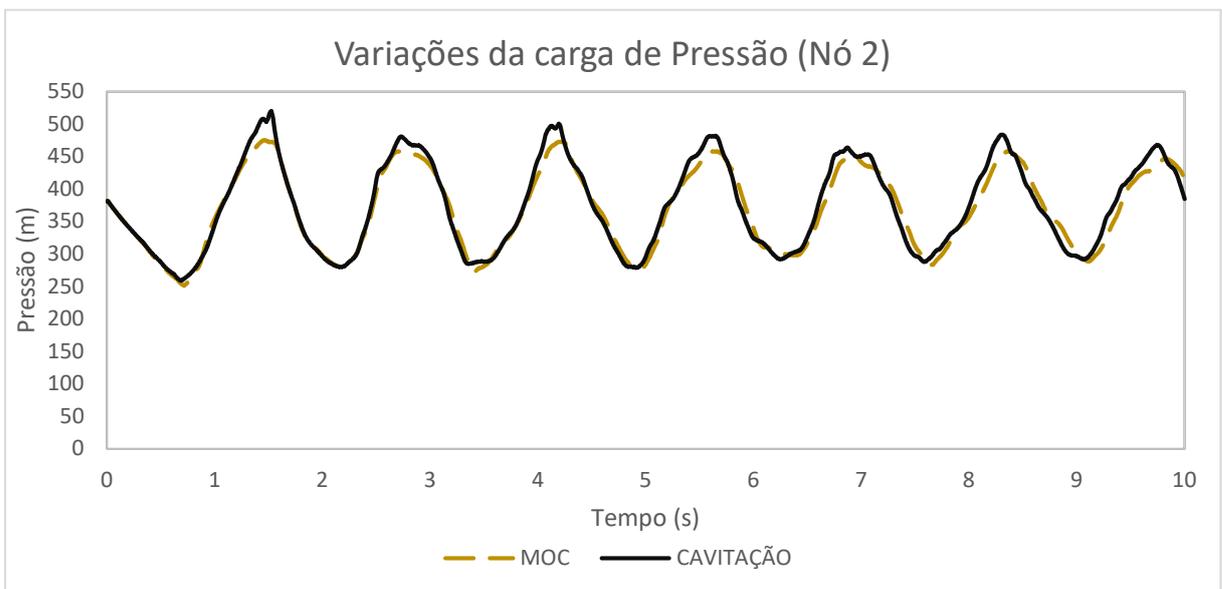
Realizou-se a simulação com uma fração de vazios $\varepsilon_v = 0.0021$, sendo que, nó 1 foi comparado com os dados resultantes do MOC – CAVITAÇÃO - EXPERIMENTAL, posteriormente nos nós 2 e 3 checou-se entre o MOC – CAVITAÇÃO, a seguir seguem os resultados, vale ressaltar que as comparações entre as variações de vazões são entre MOC – CAVITAÇÃO em todos os nós:

Figura 38 – Variações da carga de pressão – Nó 1



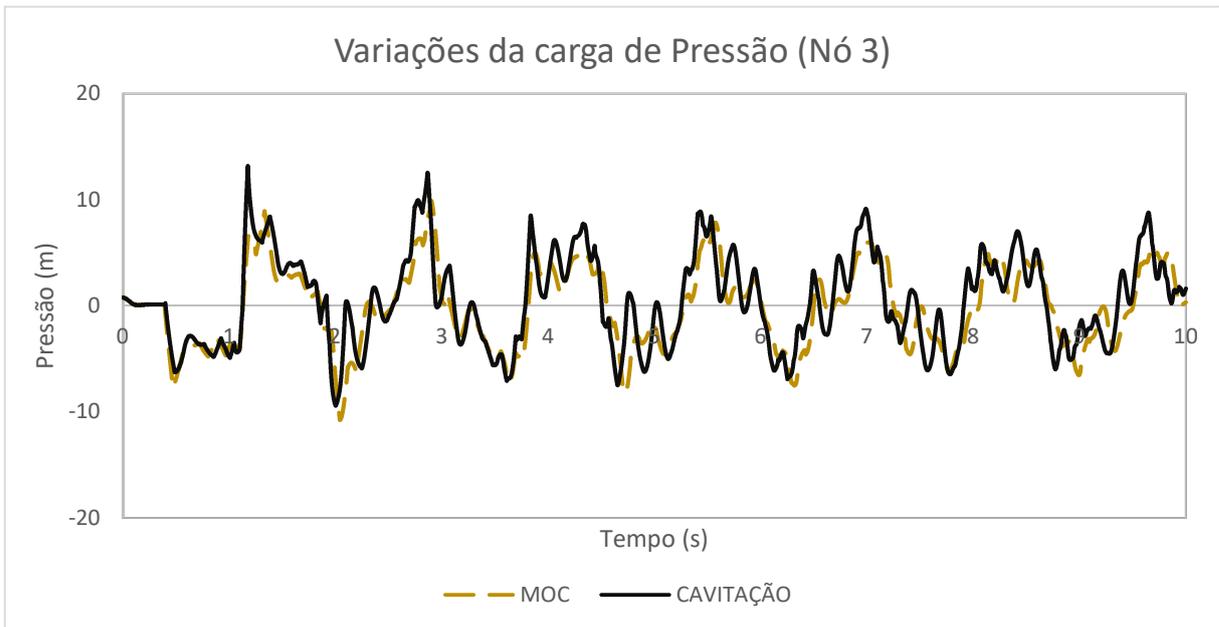
Fonte: Próprio (2019).

Figura 39 – Variações da carga de pressão – Nó 2



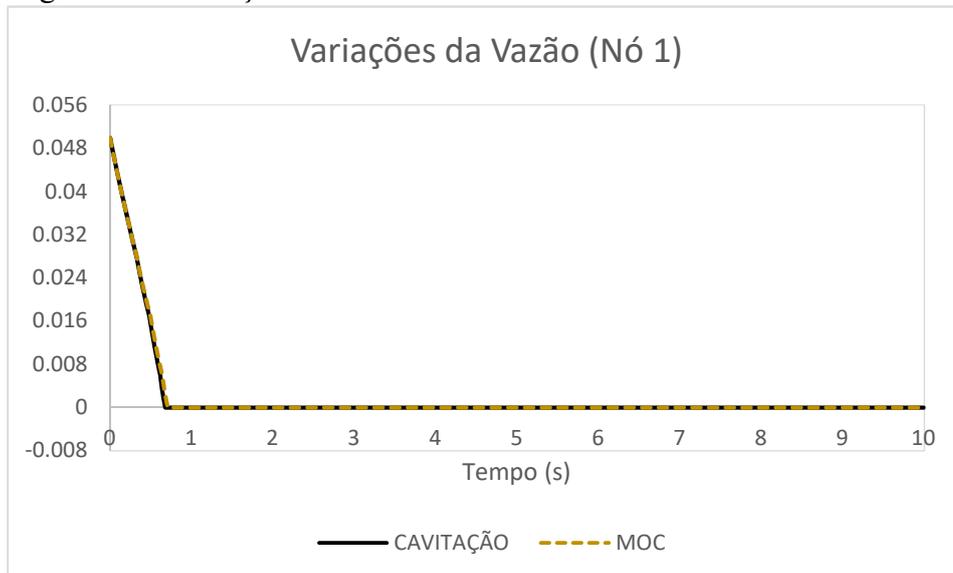
Fonte: Próprio (2019).

Figura 40 – Variações da carga de pressão – Nó 3



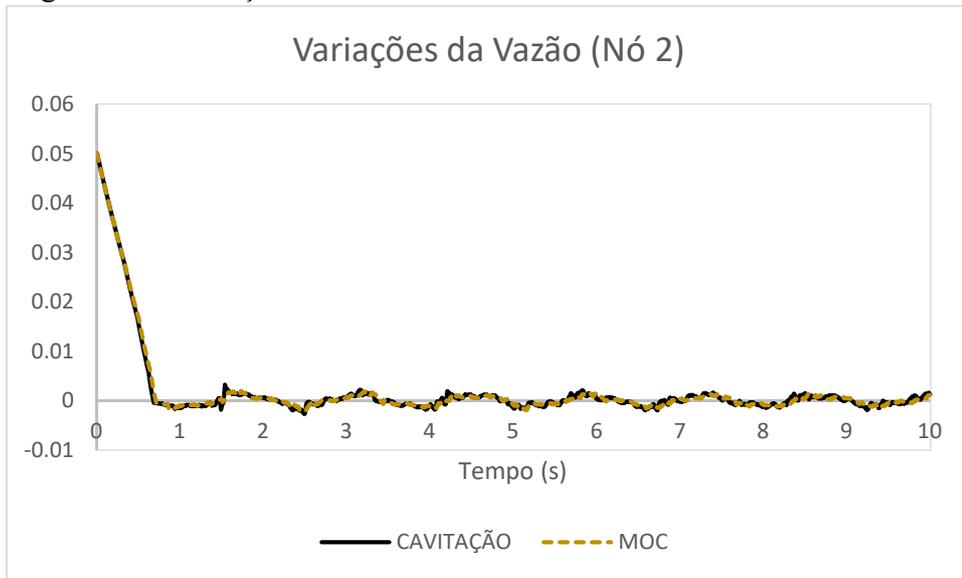
Fonte: Próprio (2019).

Figura 41 – Variações da vazão – Nó 1



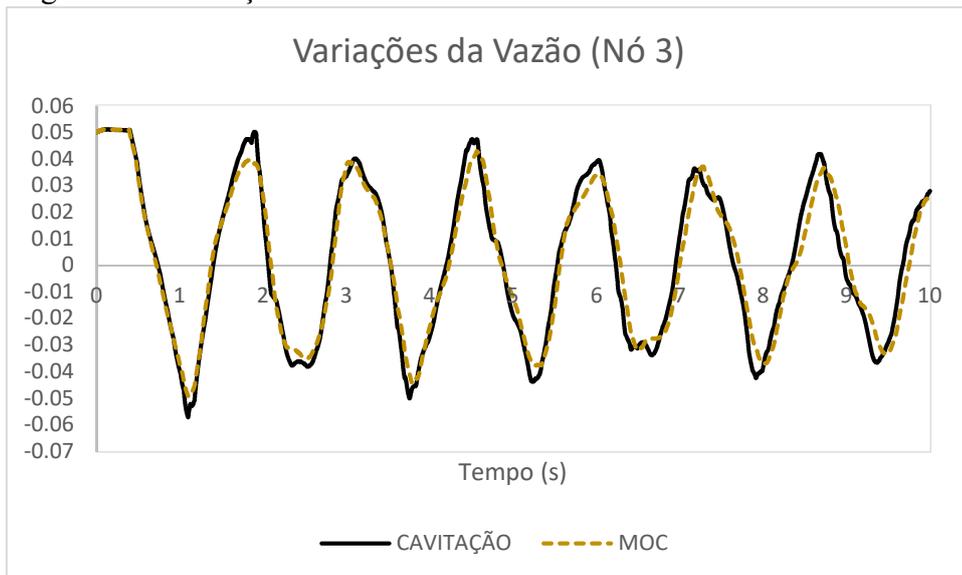
Fonte: Próprio (2019).

Figura 42 – Variações da vazão – Nó 2



Fonte: Próprio (2019).

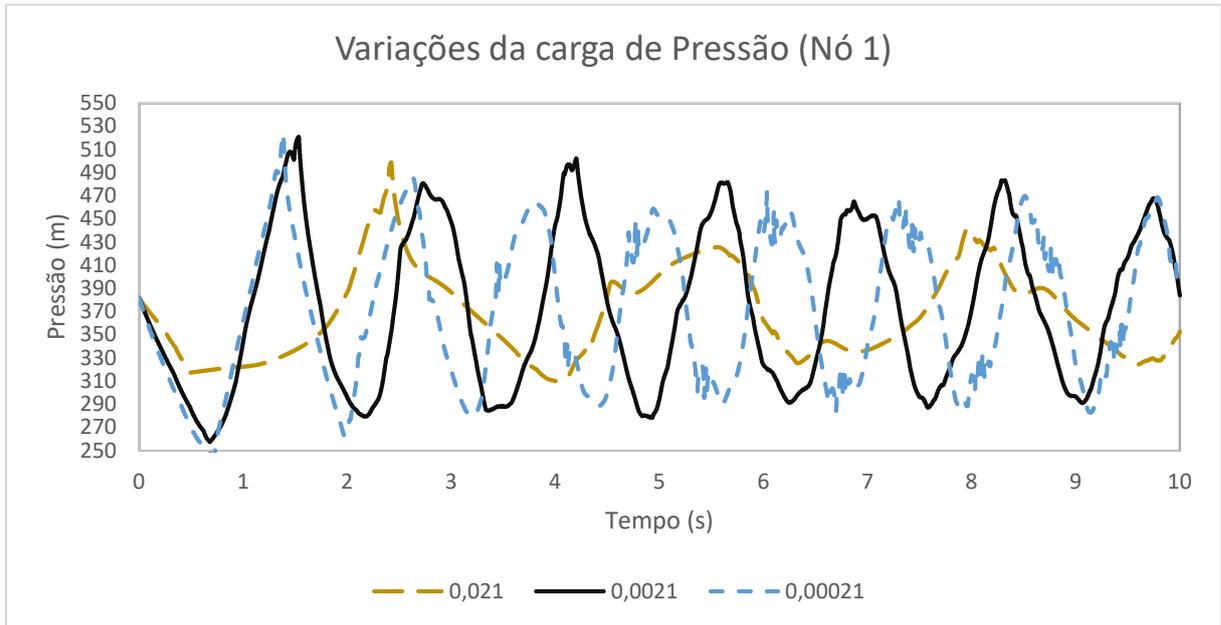
Figura 43 – Variações da vazão – Nó 3



Fonte: Próprio (2019).

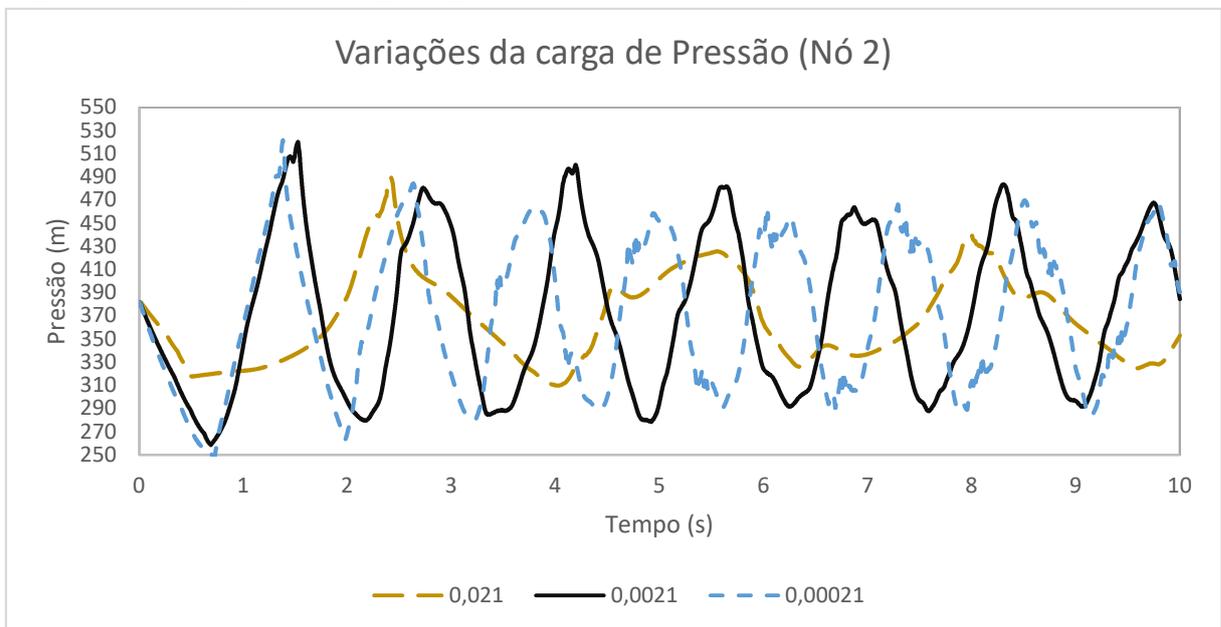
- Para melhor entendimento do método comparou-se variações da fração de vazio

Figura 44 – Variações da carga de pressão – Nó 1



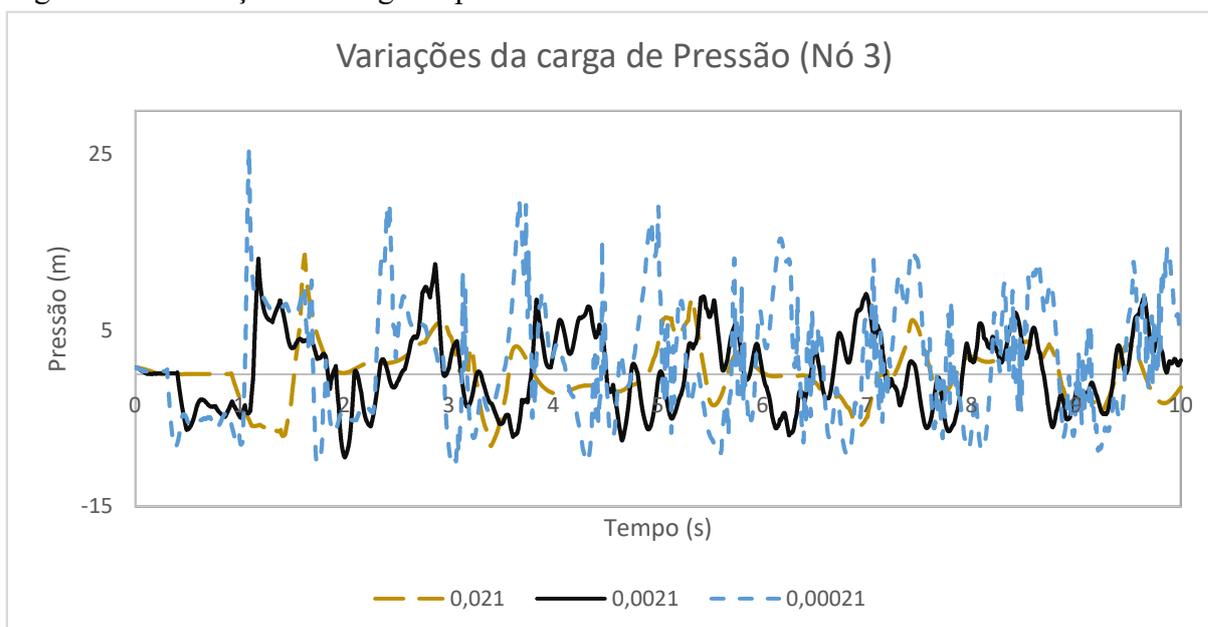
Fonte: Próprio (2019).

Figura 45 – Variações da carga de pressão – Nó 2



Fonte: Próprio (2019).

Figura 46 – Variações da carga de pressão – Nó 3



Fonte: Próprio (2019).

Sabe-se que a quantidade de fração de vazio influencia na celeridade da onda, consequentemente interfere nas variações da carga de pressão. Portanto, ao analisar as Figuras 38, 39 e 40 percebe-se que o pico máximo de pressão é maior comparado ao MOC, isto pode ser explicado pela topologia do modelo ou pela compressão das bolhas formadas nas seções inclinadas, provocando um aditivo de pressão positiva. No entanto, o resultado mostrou-se muito próximo dos dados experimentais, pois Bergant et al. (1991) constataram que havia gás livre no escoamento. Ademais, ao analisar de forma prática, com um pensamento de projetista, percebe-se que o modelo de cavitação é mais viável, pois torna-se possível trabalhar com uma margem de segurança.

Em termo de vazão como mostra nas Figuras 41, 42 e 43 a oscilações ficaram próximas, pois o reflexo da onda de atraso no reservatório não causa mudança brusca em termos de vazão, principalmente em pequenos volumes. Por fim, através da comparação entre as frações de vazios, percebe-se que quanto maior for este parâmetro tem-se pontos altos de menor dimensão, complementado por uma quantidade inferior de picos comparando com o mesmo tempo de simulação.

5.2.2 Simulação na adutora Cuiá

Simulou-se o método de cavitação após a elaboração em Java no sistema UFC7 foi da adutora Cuiá, utilizando uma fração de vazão $\varepsilon_v = 0.0029$. A seguir serão expostos os dados de entrada utilizados e a interface do UFC7 com a leitura dos dados da adutora Cuiá. Além das comparações realizadas entre MOC – CAVITAÇÃO.

Tabela 16 – Dados de entrada (Principais 1º parte) – adutora Cuiá

DADOS PRINCIPAIS	
TRECHOS	1X7
DIÂMETRO (mm)	300
TIPO DE ANCORAGEM	Ancorado contra movimento longitudinal
TIPO DE MATERIAL	PVC defofo
RUGOSIDADE (mm)	0.001500

Fonte: Próprio (2019).

Tabela 17 – Dados de entrada (Principais 2º parte) – adutora Cuiá

DADOS PRINCIPAIS		
COTA MONTANTE (m)	COTA JUSANTE (m)	COMPRIMENTO (m)
3.61	2.50	200
2.50	11.00	500
11.00	8.00	430
8.00	27.69	60
27.69	37.80	110
37.80	39.35	50
39.35	40.00	420

Fonte: Próprio (2019).

Tabela 18 – Dados de entrada (Contornos) – adutora Cuiá

BOMBA	
NÚMERO DE BOMBAS NO SISTEMA	1
VAZÃO TOTAL DO SISTEMA (m³/s)	0.1010
NÚMERO DE ROTAÇÕES POR BOMBA (rpm)	1750
VAZÃO INICIAL DE UMA BOMBA (m³/s)	0.1010
ALTURA MONOMÉTRICA (m)	53
ROTAÇÃO DE MAIOR EFICIENCIA (rpm)	1750
RENDIMENTO DA BOMBA	0.7300
MOMENTO DE INERCIA (Kg.m²)	3.5590

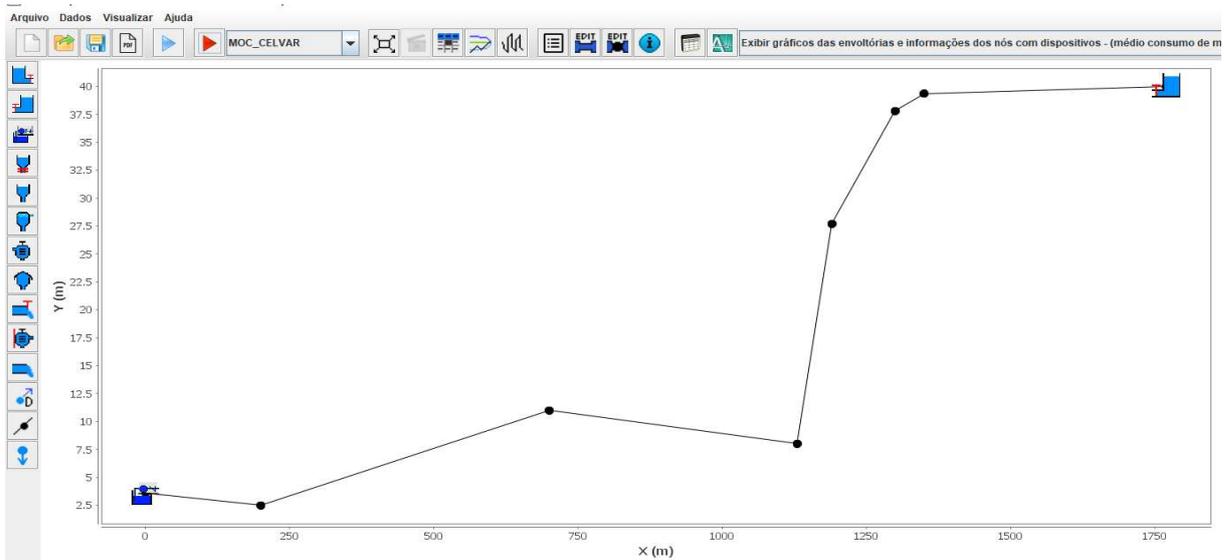
Fonte: Próprio (2019).

Tabela 19 – Dados de entrada (Simulação) – adutora Cuiá

DADOS DA SIMULAÇÃO	
DURAÇÃO DA SIMULAÇÃO (s)	100
DIVISÕES DO MENOR TRECHO	7
DENSIDADE DO FLUIDO (Kg/m ³)	1000.00
MÓDULO DE ELASTICIDADE (Pa)	2.19E+09
VISCOSIDADE CINEMÁTICA (m ² /s)	0.000001

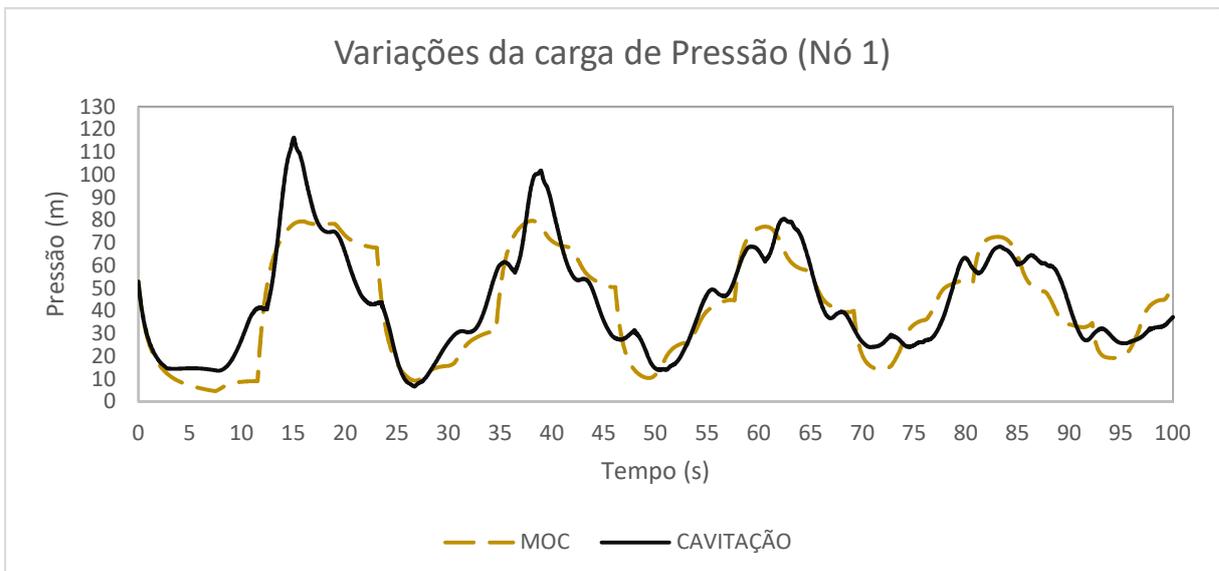
Fonte: Próprio (2019).

Figura 47 – Interface principal UFC7 com a leitura dos testes de adutora Cuiá



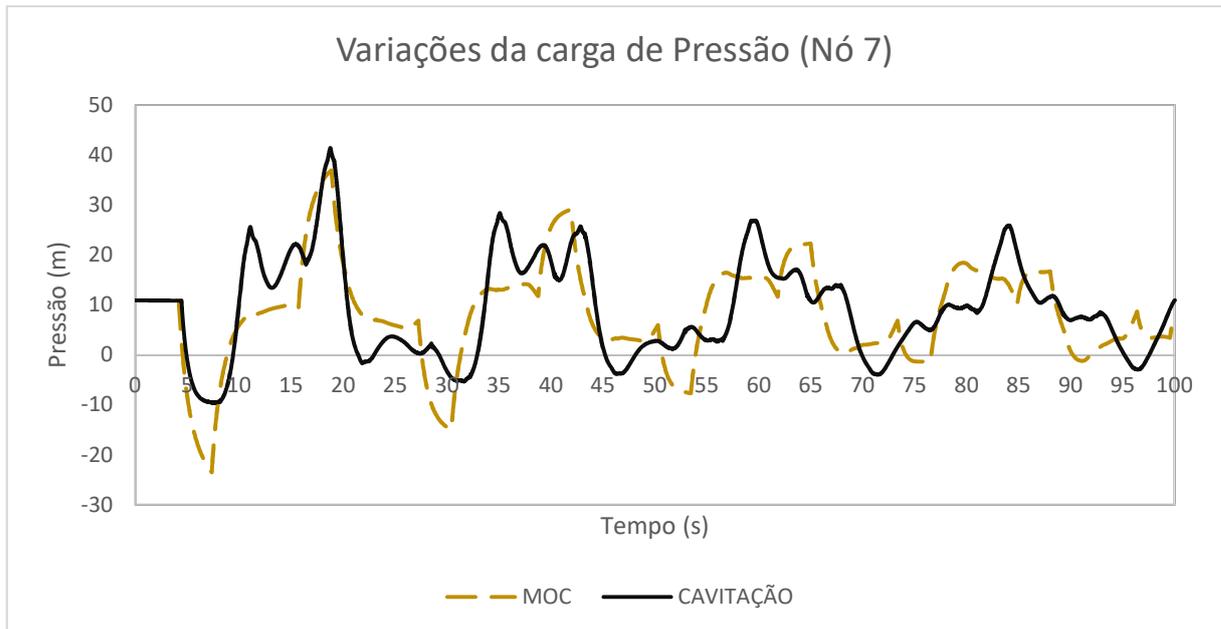
Fonte: Próprio (2019).

Figura 48 – Variações da carga de pressão – Nó 1



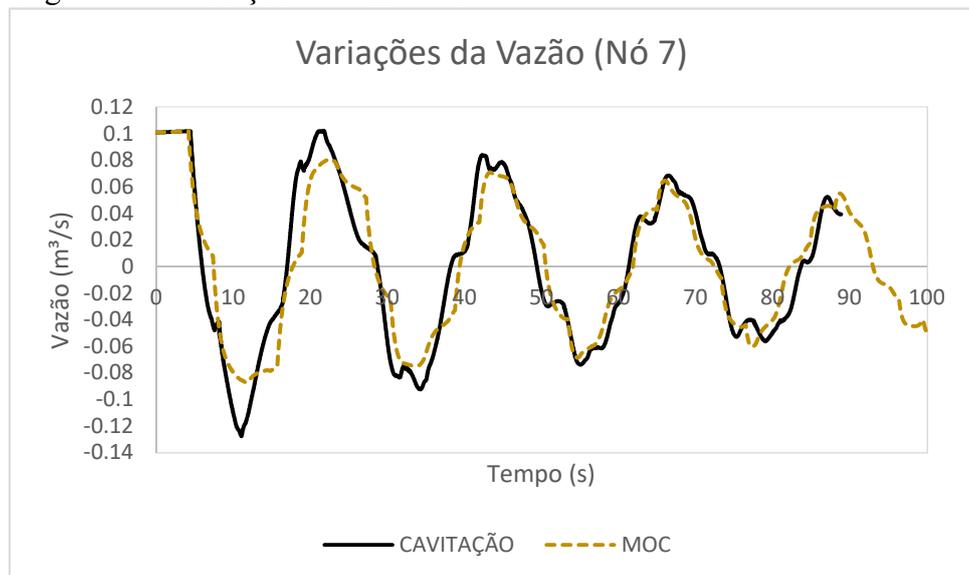
Fonte: Próprio (2019).

Figura 49 – Variações da carga de pressão – Nó 7



Fonte: Próprio (2019).

Figura 50 – Variações da vazão – Nó 7



Fonte: Próprio (2019).

Este problema tem uma inclinação de quase 90° indicando resultados interessantes em cada nó analisado. Nó 1, por exemplo, apresentou pontos altos com dimensão mais elevada do que o modelo MOC, possivelmente influenciado pela onda refletida na bomba. Nó 7, se destaca pela separação da coluna líquida, sendo um dos motivos que impulsionou o aditivo de pressão de sobrepressão.

5.2.3 Simulação na adutora com ferro

Simulou-se com uma fração de vazio $\varepsilon_v = 0.0015$, Todos os Nós foram comparados entre o MOC – CAVITAÇÃO. A seguir serão expostos os dados de entrada utilizados e a interface do UFC7 com a leitura dos dados da adutora com ferro, posteriormente os resultados.

Tabela 20 – Dados de entrada (Principais 1º parte) – adutora com ferro

DADOS PRINCIPAIS	
TRECHOS	1X22
DIÂMETRO (mm)	150
TIPO DE ANCORAGEM	Ancorado contra movimento longitudinal
TIPO DE MATERIAL	FoFo K7 JTI
RUGOSIDADE (mm)	0.260000

Fonte: Próprio (2019).

Tabela 21 – Dados de entrada (Principais 2º parte) – adutora com ferro

DADOS PRINCIPAIS		
COTA MONTANTE (m)	COTA JUSANTE (m)	COMPRIMENTO (m)
254.00	262.70	500.00
262.70	251.20	300.00
251.20	267.00	400
267.00	246.00	700
246.00	273.00	800
273.00	259.20	400
259.20	269.50	500
269.50	260.00	900
260.00	273.00	400
273.00	273.00	600
273.00	309.70	1200
309.70	296.10	400
296.10	318.50	400
318.50	307.50	200
307.50	347.50	700
347.50	323.50	200
323.50	357.20	800
357.20	321.80	500
321.80	344.20	300
344.20	325.70	300
325.70	365.00	500

365.00 | 358.50 | 300
 Fonte: Próprio (2019).

Tabela 22 – Dados de entrada (Contornos) – adutora com ferro

BOMBA	
NÚMERO DE BOMBAS NO SISTEMA	1
VAZÃO TOTAL DO SISTEMA (m ³ /s)	0.0160
NÚMERO DE ROTAÇÕES POR BOMBA (rpm)	3550
VAZÃO INICIAL DE UMA BOMBA (m ³ /s)	0.0160
ALTURA MONOMÉTRICA (m)	190.00
ROTAÇÃO DE MAIOR EFICIENCIA (rpm)	3550
RENDIMENTO DA BOMBA	0.4800
MOMENTO DE INERCIA (Kg.m ²)	0.9000

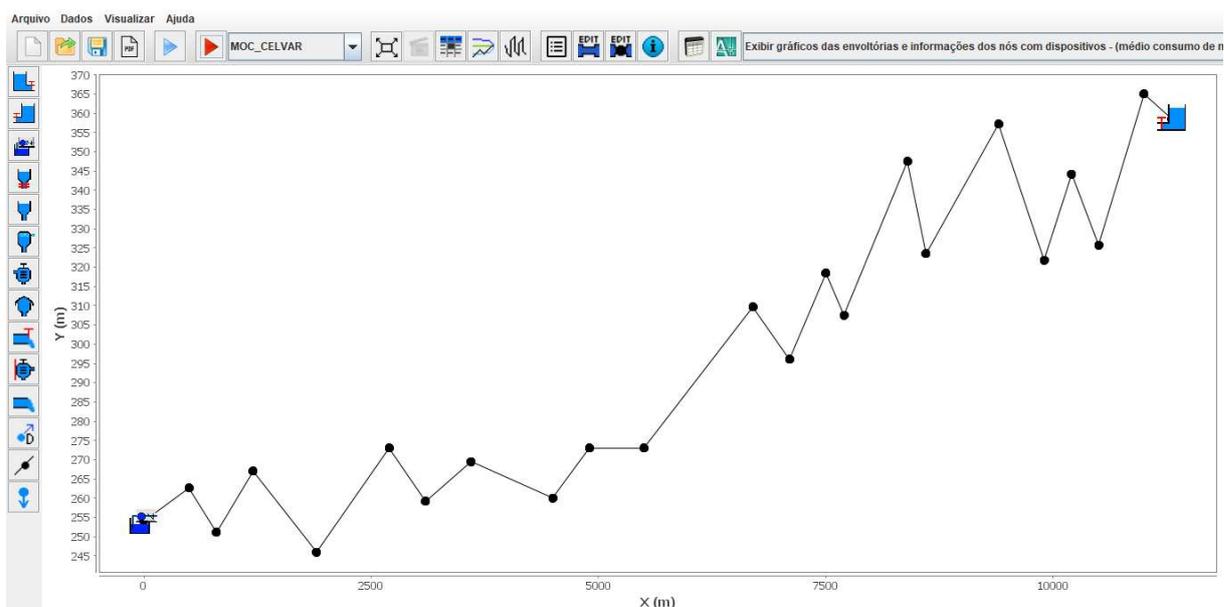
Fonte: Próprio (2019).

Tabela 23 – Dados de entrada (Simulação) – adutora com ferro

DADOS DA SIMULAÇÃO	
DURAÇÃO DA SIMULAÇÃO (s)	100
DIVISÕES DO MENOR TRECHO	7
DENSIDADE DO FLUIDO (Kg/m ³)	1000.00
MÓDULO DE ELASTICIDADE (Pa)	2.19E+09
VISCOSIDADE CINEMÁTICA (m ² /s)	0.000001

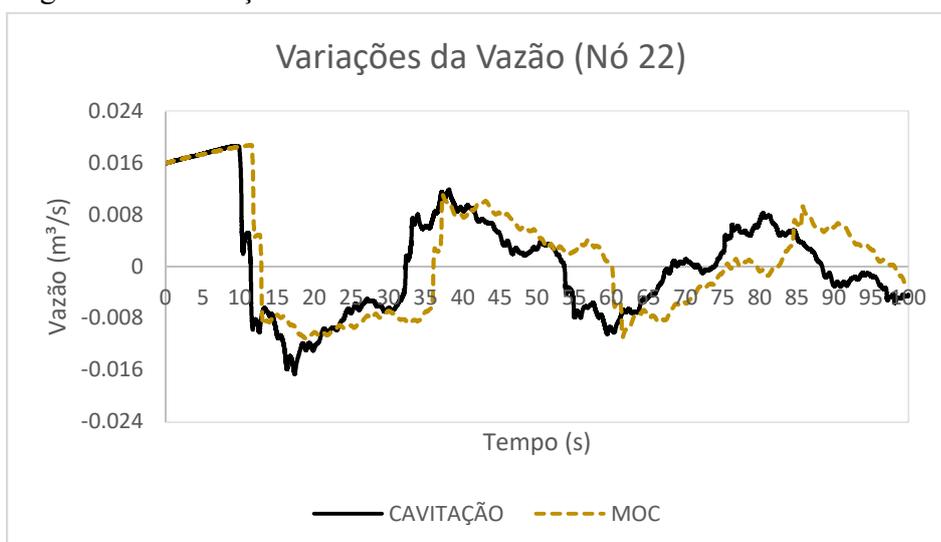
Fonte: Próprio (2019).

Figura 51 – Interface principal UFC7 com a leitura dos testes de adutora com ferro



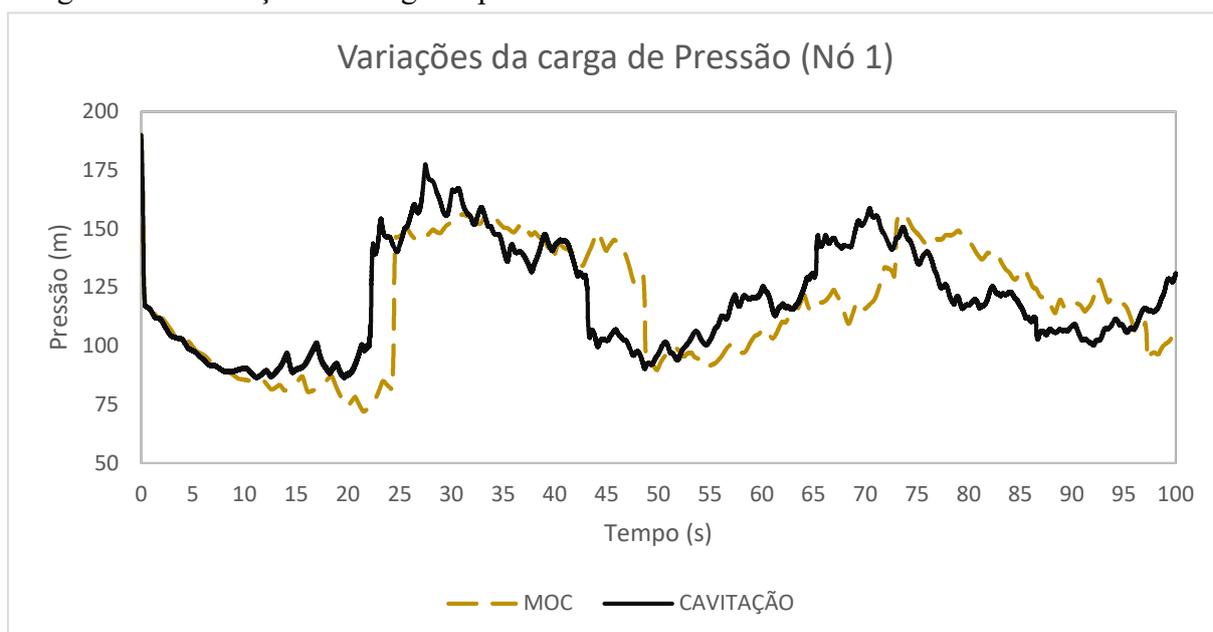
Fonte: Próprio (2019).

Figura 52 – Variações da vazão – Nó 22



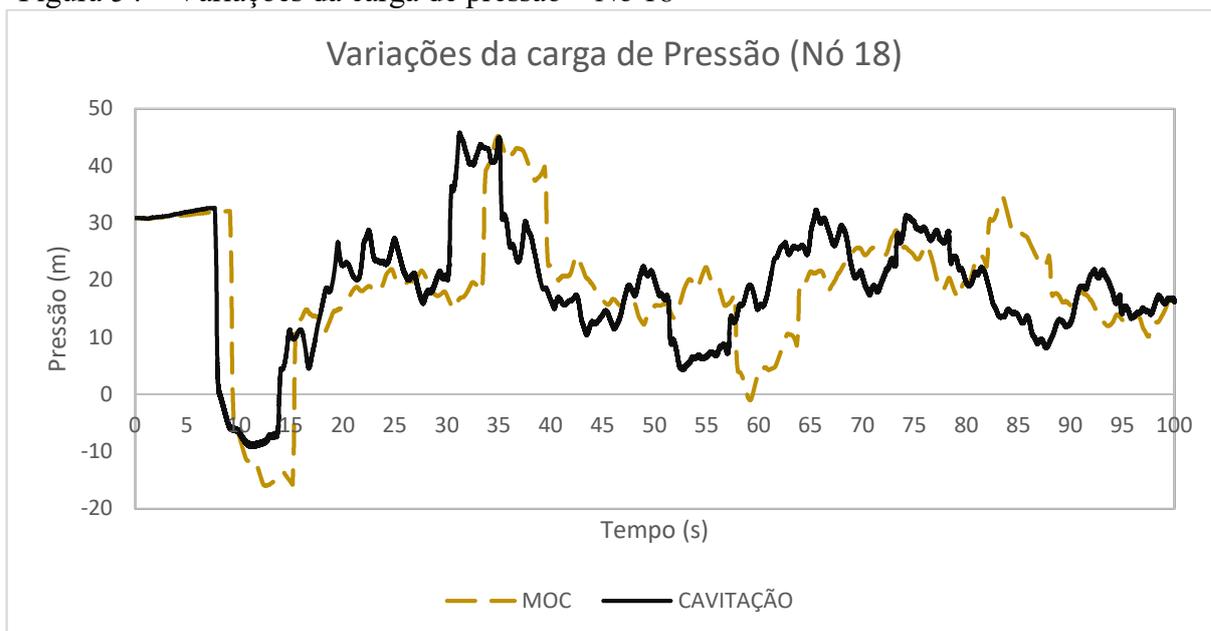
Fonte: Próprio (2019).

Figura 53 – Variações da carga de pressão – Nó 1



Fonte: Próprio (2019).

Figura 54 – Variações da carga de pressão – Nó 18



Fonte: Próprio (2019).

O modelo CAVITAÇÃO apresentou picos maiores do que o modelo MOC, houve separação da coluna líquida, provocando um aditivo de pressão pelo efeito de rejunção da coluna líquida, vale ressaltar que outros aspectos podem ter influenciados, tal como, topologia da adutora, compressão e expansão das bolhas. Ademais, vale ressaltar que o método de cavitação como mostrado na Figura 54, tem pressão negativa limite, diferente do MOC.

6 CONCLUSÃO

O transiente hidráulico pode ser provocado por diversas formas, tais como, partida ou parada de uma bomba, fechamento ou abertura de uma válvula e mudanças operacionais de turbinas. Com isso situações de alta e baixa pressão poderão ocorrer dependendo da intensidade do golpe e da configuração do problema.

Modelos numéricos computacionais que caracterizam o fenômeno com proximidade de dados experimentais foram citados neste trabalho, mais especificamente modelos que incorporam ar no sistema, com isso um método foi proposto e aferido.

Buscou-se contemplar diversas situações para obter uma análise mais precisa, tais como:

- ❖ Fechamento de válvula e interrupção de bomba com variação de diâmetro das tubulações,
- ❖ Fechamento de válvula e Interrupção de bomba com tubulações planas e inclinadas,
- ❖ Fechamento de válvula e Interrupção de bomba com variações de vazão, fechamento de válvula e Interrupção de bomba com diversas frações de vazios,
- ❖ Fechamento de válvula e Interrupção de bomba com tipos diferentes de tubulações.

A inclusão do ar no sistema gera uma alteração na velocidade da onda, com isso as oscilações de pressão e vazão sofrem modificação em seu comportamento. Outro fator importante é a limitação inferior da carga de pressão, que em alguns modelos o parâmetro inferior expõe valores absurdos, pois ao atingir a pressão de vapor tende a aumentar seu volume, podendo gerar uma separação da coluna líquida.

Os resultados se mostraram promissores em situações que acontecem ou não separação da coluna líquida, pois, os dados foram próximos dos dados experimentais e na maioria dos testes o ponto alto da carga de pressão foi maior do que a simulação realizada pelo modelo MOC. Esse fato não tem uma explicação precisa, pois há várias situações que possibilitam esse aditivo de pressão, a topologia do modelo, mecanismo de compressão e expansão das bolhas, fator de atrito constante e efeito da rejunção da coluna líquida.

Vale ressaltar o sistema UFC7, que simula ambos os modelos depois da contribuição deste trabalho, dando uma liberdade maior de escolha quando se pretende analisar o golpe de aríete e a cavitação.

O modelo mostrou-se promissor, pois se consegue conhecer o transiente hidráulico, desde a situação de golpe de aríete até a separação de coluna, além disso, a quantidade de vazão que há no sistema pode ser conhecida e suas posições.

Mas, para trabalhos futuros sugere-se algumas definições mais claras, tais como:

- ✓ Um modelo para determinar a fração de vazão;
- ✓ Estudar um novo método, como método dos volumes finitos, CFD;
- ✓ Incorporar o fator de atrito variável neste modelo;
- ✓ Estudar o comportamento mais profundo das bolhas de ar;
- ✓ Estudar um modelo de fluxo Bidimensional.

REFERÊNCIAS

- ADAMKOWSKI, A.; LEWANDOWSKI, M. A new method for numerical prediction of liquid column separation accompanying hydraulic transients in pipelines. **Journal of fluids engineering**, v. 131, n. 7, p. 071302, 2009.
- ADAMKOWSKI, A., LEWANDOWSKI, M. Cavitation characteristics of shutoff valves in numerical modeling of transients in pipelines with column separation. **Journal of Hydraulic Engineering**, v. 141, n. 2, p. 04014077, 2014.
- AZEVEDO NETTO, J. M., et al. **Manual de Hidráulica**. São Paulo: Editora Edgard Blücher, 2018.
- BALTZER, R. A. **A Study of Column Separation Accompanying Transients Flow of Liquids in Pipes**. 1967. 279 f. Tese (Doutorado em Engenharia Civil) – University of Michigan, Michigan, 1967.
- BARBOSA, J. M. C. **Modelagem computacional de transientes hidráulicos em ventosas de tríplex função e non slam considerando as curvas de admissão**. 2015. 118 f. Tese (Doutorado em Engenharia Civil: Recursos Hídricos) – Centro de Tecnologia, Universidade Federal do Ceará, Fortaleza, 2015.
- BARBOSA, J. M. C.; COSTA, J. N. A.; PAIVA, B. A.; SANDERS NETO, V. C.; DE CASTRO, M. A. H. Modelagem computacional de transientes hidráulicos em ventosas de tríplex função e non slam considerando as curvas de admissão e expulsão de ar comerciais. XXVIII CONGRESSO LATINOAMERICANO DE HIDRÁULICA, 2018, Buenos Aires. p. 259-269.
- BERGANT, A.; SIMPSON, A. R.; SIJAMHODZIC, E. Water hammer analysis of pumping systems for control of water in underground mines. In: PROCEEDINGS OF MINE WATER CONGRESS LJUBLJANA, 1991, Ljubljana. p. 9-20.
- BERGANT, A.; SIMPSON, A. R. Interface model for transient cavitating flow in pipelines. **Unsteady flow and fluid transients**, Adelaide, v. 6, p. 333-342, 1992.
- BERGANT, A.; SIMPSON, A. R. Cavitation inception in pipeline column separation. In: PROCEEDINGS OF THE 28TH IAHR CONGRESS, Graz, Austria, CD-ROM. 1999.
- 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, 2006.
- BRUNONE, B.; GOLIA, U. M.; GRECO, M1. Effects of two-dimensionality on pipe transients modeling. **Journal of Hydraulic Engineering**, v. 121, n. 12, p. 906-912, 1995.
- BURROWS, R.; QUI, D. Q. Effect of air pockets on pipeline surge pressure. **Journal of Water, Maritime and Energy**, v. 112, p. 349-361. 1995.

CANNIZZARO, D.; PEZZINGA, G. Energy dissipation in transient gaseous cavitation. **Journal of Hydraulic Engineering**, v. 131, n. 8, p. 724-732, 2005.

CHAUDHRY M. H. **Applied Hydraulic Transients**. Columbia: Springer New York Heidelberg Dordrecht London, 2014.

DAUDE, F.; TIJSSELING, A. J.; GALON, P. Numerical investigations of water-hammer with column-separation induced by vaporous cavitation using a one-dimensional Finite-Volume approach. **Journal of Fluids and Structures**. v. 83, p. 91-118, 2018.

EPSTEIN, M. A simple approach to the prediction of waterhammer transients in a pipe line with entrapped air. **Nuclear Engineering and Design**. v. 238, p. 2182-2188. 2008.

FERREIRA, F. E. F. R. **Modelagem computacional de efeitos dinâmicos de dissipação de energia em transientes hidráulicos**. 2011. 132 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Civil: Recursos Hídricos) - Centro de Tecnologia, Universidade Federal do Ceará, Fortaleza, 2011.

GHIDAOU, M. S.; MANSOUR, S. Efficient treatment of the Vardy–Brown unsteady shear in pipe transients. **Journal of Hydraulic Engineering**, v. 128, n. 1, p. 102-112, 2002.

HADJ-TAIEB, E.; LITI, T. Transient flow of homogeneous gas-liquid mixtures in pipelines. **International Journal of Numerical Method for Heat & Fluid Flow**, v. 8, n. 3, p. 350-368. 1998.

HUYGENS, M.; VERHOEVEN, R.; VAN POCKE, L. Air entrainment in water hammer phenomena. **Advances in Fluid Mechanics II**, v. 21, p. 273-282. 1998.

IVLJANIN, B.; STEVANOVIC, V. D.; GAJIC, A. Water hammer with non-equilibrium gas release. **International Journal of Pressure Vessels and Piping**, v. 165, p. 229-240, 2018.

KARADŽIĆ, U. et al. Water Hammer and Column Separation Induced by Simultaneous and Delayed Closure of Two Valves. **Strojniski Vestnik/Journal of Mechanical Engineering**, v. 64, n. 9, 2018.

KESSAL, M.; AMAOUCHE, M. Numerical simulation of transient vaporous and gaseous cavitation in pipelines. **International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow**, v. 11, p. 121-137. 2001

KJERRUMGAARD J. Implementation and Validation of a Free Open Source 1D Water Hammer Code. **Fluids**, v. 3, n. 3, p. 64, 2018.

KJERRUMGAARD J. **Modelling of a Two Phase Water Hammer**. 2018. 149 f. Dissertação (Proces og forbraendings teknologi) – Aalborg University Esbjerg, Aalborg, 2018.

LAI, C. **A study of waterhammer including effect of hydraulic losses**. 1967. 107 f. Tese (Doutorado em Engenharia Civil) – University of Michigan, Michigan, 1961.

LAI, A. et al. Investigation of waterhammer in piping networks with voids containing non-condensable gas. **Nuclear Engineering and Design**, v. 197, n. 1-2, p. 61-74, 2000.

- LAUHLAN, C. S.; ESCARAMEIA, M.; MAY, R. W. P.; BURROWS, R.; GAHAN, C. **Air in pipelines, a literature review**, HR Wallingford, 2005.
- LESSA, R. C. **Transientes hidráulicos em sistemas complexos de adução de água**. 1984. 134 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Civil) – Universidade de São Paulo, São Carlos, 1984.
- NGUYEN, D. T. **Fluid Transients in Complex Systems with Air Entrainment**. 2009. 161 f. Tese (Doutorado) – National University of Singapore, Singapore, 2009.
- NOROOZ, R.; SHAMLOO, H. Quasi-Two-Dimensional Discrete Vapour Cavity Model. In: Proc., 15th Iranian Hydraulic Conf. Tehran, Iran: Iranian Hydraulic Association. 2016.
- PEZZINGA, Giuseppe; SCANDURA, Pietro. Unsteady flow in installations with polymeric additional pipe. **Journal of Hydraulic Engineering**, v. 121, n. 11, p. 802-811, 1995.
- SANTORO, V. C.; CRIMÌ, A.; PEZZINGA, G. Developments and Limits of Discrete Vapor Cavity Models of Transient Cavitating Pipe Flow: 1D and 2D Flow Numerical Analysis. **Journal of Hydraulic Engineering**, v. 144, n. 8, p. 04018047, 2018.
- SHU, Jian-Jun. Modelling vaporous cavitation on fluid transients. **International Journal of Pressure Vessels and Piping**, v. 80, n. 3, p. 187-195, 2003.
- SHU, Jian-Jun. A finite element model and electronic analogue of pipeline pressure transients with frequency-dependent friction. **arXiv preprint arXiv:1403.2604**, 2013.
- SOARES, A. K.; MARTINS, N.; COVAS, D. IC. Investigation of transient vaporous cavitation: experimental and numerical analyses. **Procedia Engineering**, v. 119, p. 235-242, 2015.
- STREETER, V. L. Transient cavitating pipe flow. **ASCE Journal of Hydraulic Engineering** **109(HY11)**, p. 1408-1423. 1982.
- STREETER, V. L. et al. **Mecánica de fluidos**. Colômbia: McGraw-Hill, 2000.
- TANAHASHI, T.; KASAHARA, E. Comparison between Experimental and Theoretical Results of the Waterhammer with Water Column Separations. **Bull. Japan Soc. of Mech. Engrs.**, v. 13, n. 61, p. 914-925. 1970.
- TIJSSELING, A. S.; VARDY, A. E.; FAN, D. Fluid-structure interaction and cavitation in a single-elbow pipe system. **Journal of Fluids and Structures**, v. 10, n. 4, p. 395-420, 1996.
- TWYMAN, J. Golpe de Ariete y Separación de la Columna Debido al Apagado de la Bomba. **Revista Ingeniería de Obras Civiles**, v. 8, n. 1, p. 28, 2018.
- TWYMAN, J. Análisis implícito del flujo transitorio de agua con aire disuelto. **Ingeniería del agua**, v. 22, n. 1, p. 27-36, 2018.

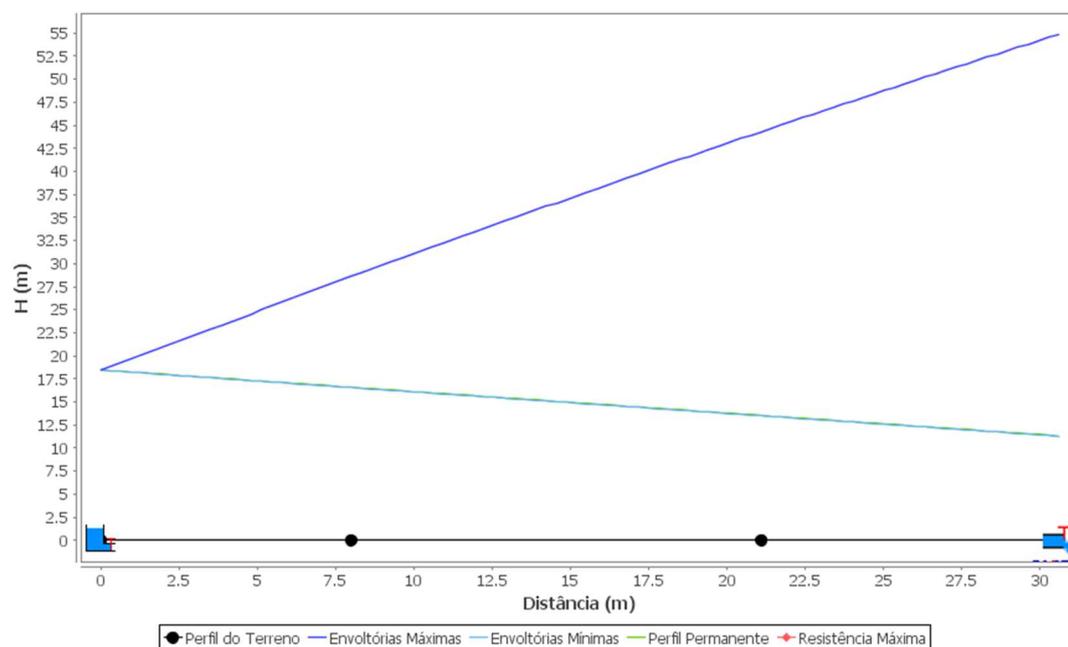
WANG, K.; SHEN, Q.; ZHANG, B. Modeling propagation of pressure surges with the formation of an air pocket in pipelines. **Computers & fluids**, v. 32, n. 9, p. 1179-1194, 2003.
WYLIE, E. B.; STREETER, V. L.; SUO, L. **Fluid Transient in Systems**. New Jersey: Prentice Hall, 1993.

WOOD, D. J.; LINGIREDDY, S.; BOULOS, P. F.; KARNEY, B. W.; MCPHERSON, D. L. Numerical methods for modelling transient flow in distribution systems. **Journal AWWA**. v. 97, n. 7, p. 104-115, 2005.

ZHOU, L. et al. Godunov-Type Solutions with Discrete Gas Cavity Model for Transient Cavitating Pipe Flow. **Journal of Hydraulic Engineering**, v. 144, n. 5, p. 04018017, 2018.

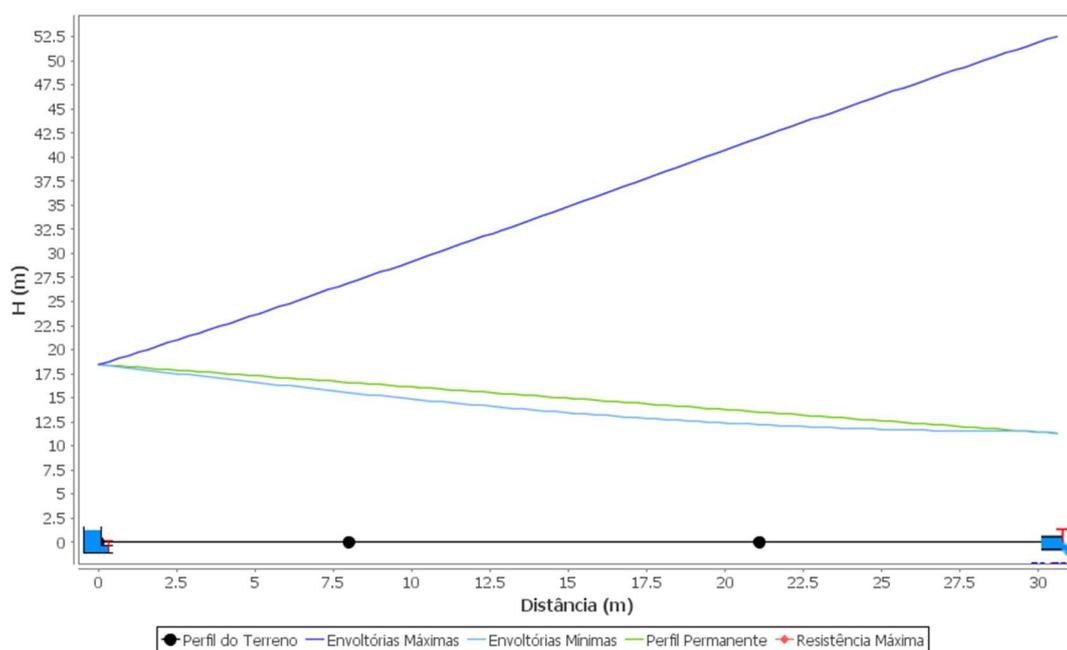
APÊNDICE A – ENVOLTÓRIAS RESULTANTES DO UFC7 (Nguyen, 2009)

Figura 55 – Envoltórias do MOC – Nguyen (2009)



Fonte: Próprio (2019).

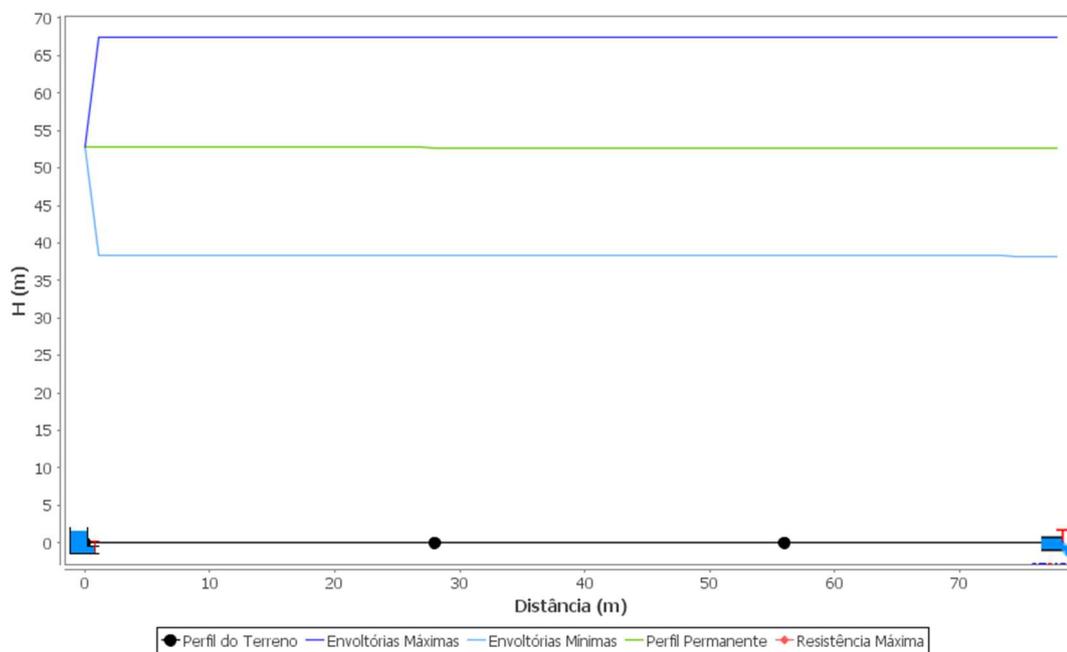
Figura 56 – Envoltórias da Cavitação – Nguyen (2009)



Fonte: Próprio (2019).

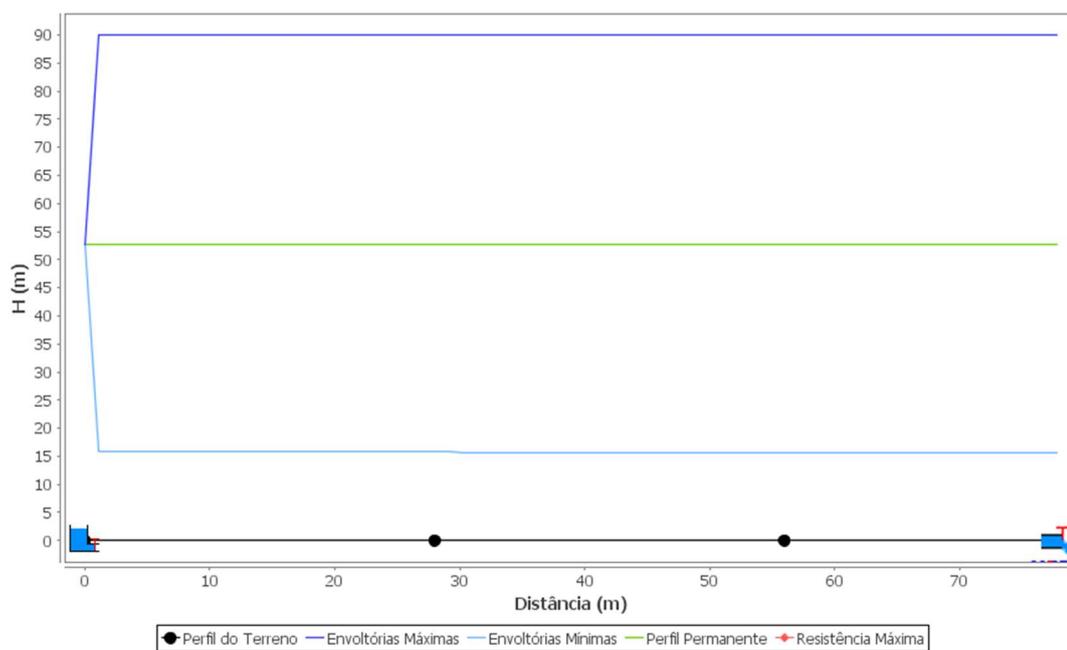
APÊNDICE B – ENVOLTÓRIAS RESULTANTES DO UFC7 (Pezzinga e Scandura, 1995)

Figura 57 – Envoltórias do MOC – Pezzinga e Scandura (1995)



Fonte: Próprio (2019).

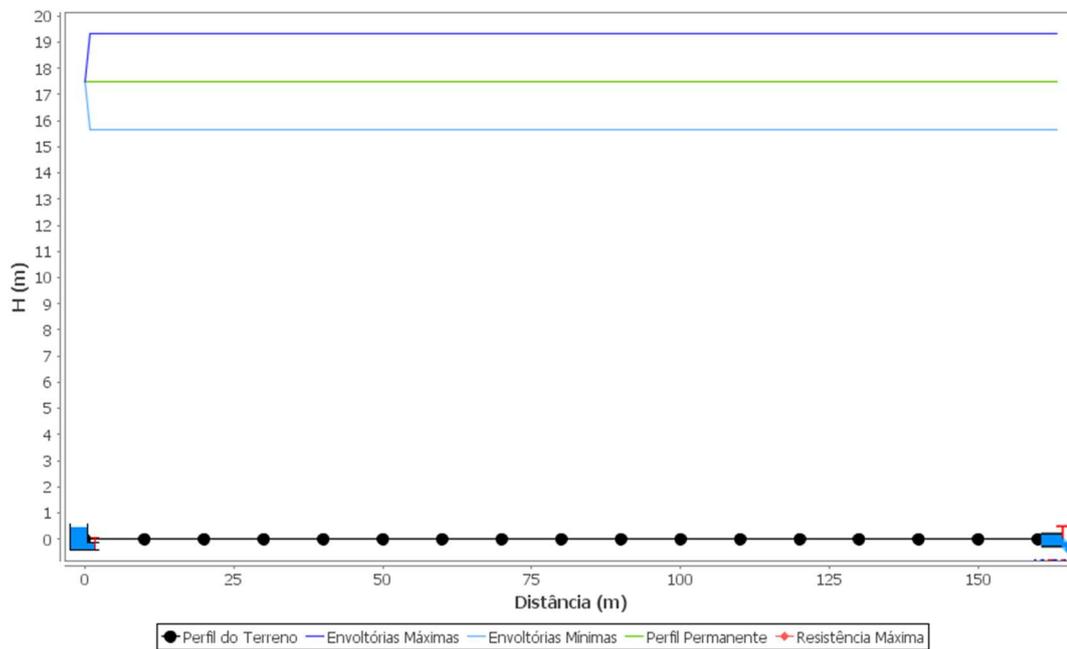
Figura 58 – Envoltórias da Cavitação – Pezzinga e Scandura (1995)



Fonte: Próprio (2019).

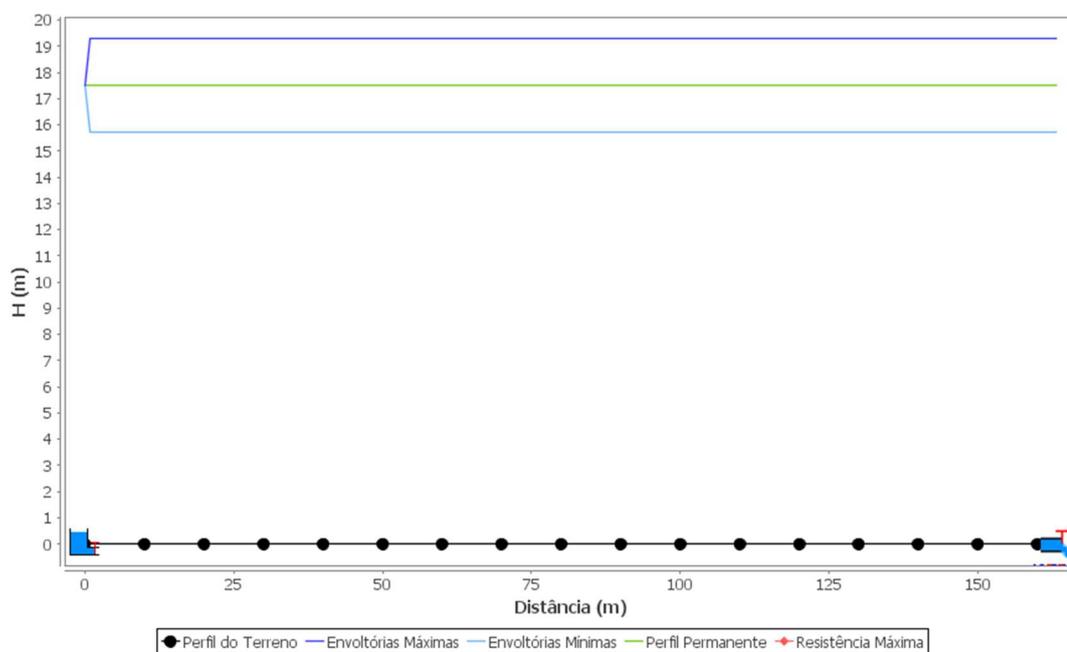
APÊNDICE C – ENVOLTÓRIAS RESULTANTES DO UFC7 (Lessa, 1984)

Figura 59 – Envoltórias do MOC – Lessa (1984)



Fonte: Próprio (2019).

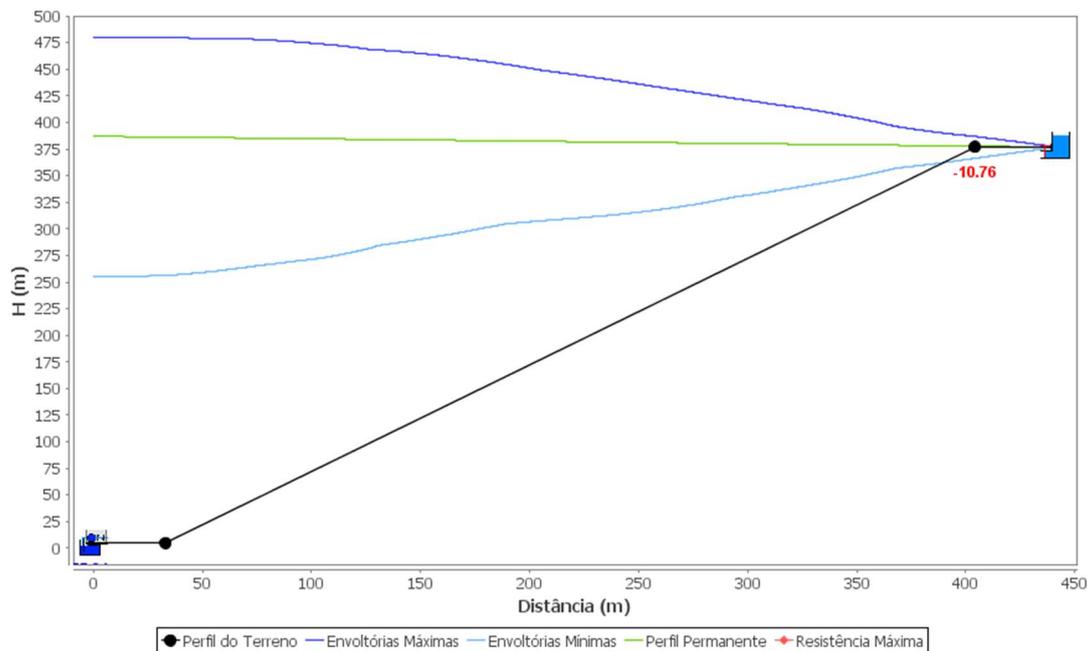
Figura 60 – Envoltórias da Cavitação – Lessa (1984)



Fonte: Próprio (2019).

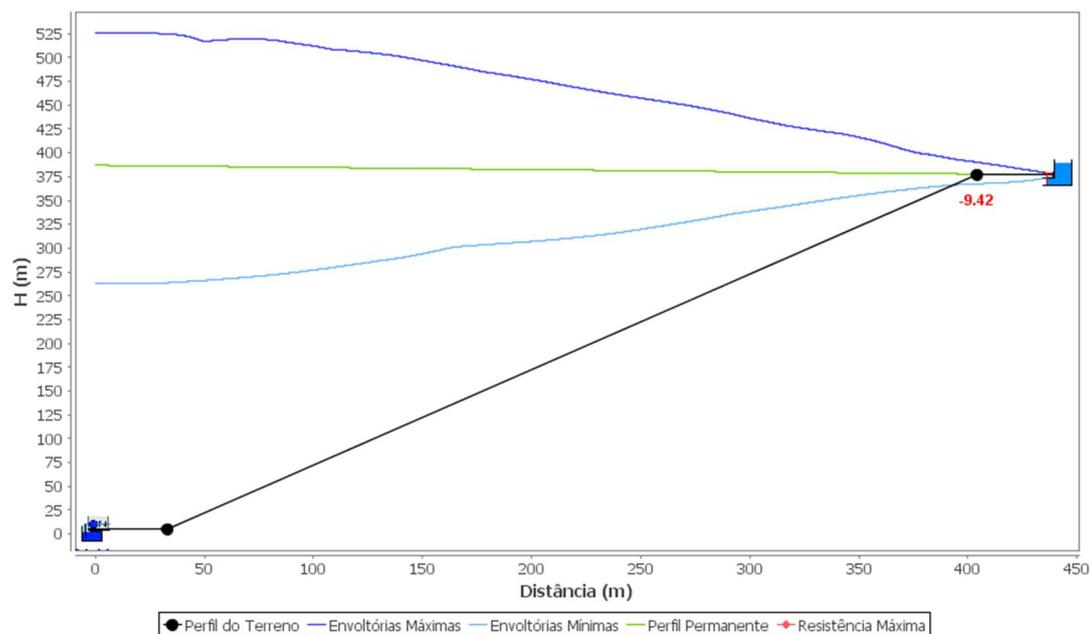
APÊNDICE D – ENVOLTÓRIAS RESULTANTES DO UFC7 (Bergant e Simpson, 1991)

Figura 61 – Envoltórias do MOC – Bergant e Simpson (1991)



Fonte: Próprio (2019).

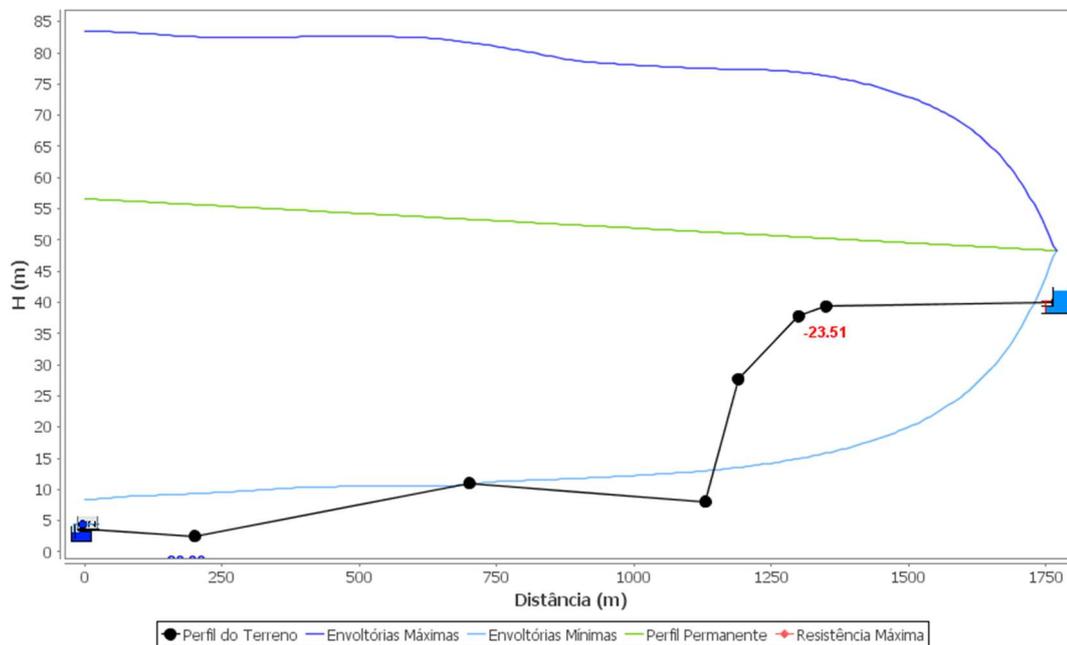
Figura 62 – Envoltórias da Cavitação – Bergant e Simpson (1991)



Fonte: Próprio (2019).

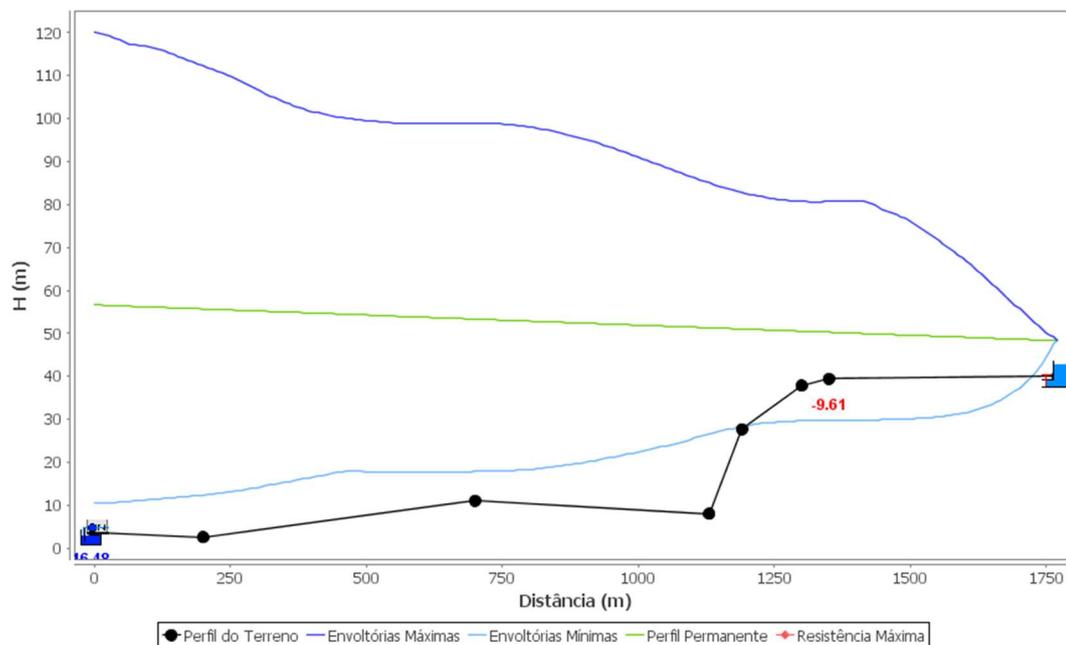
APÊNDICE E – ENVOLTÓRIAS RESULTANTES DO UFC7 (Adutora Cuiá)

Figura 63 – Envoltórias do MOC – Adutora Cuiá



Fonte: Próprio (2019).

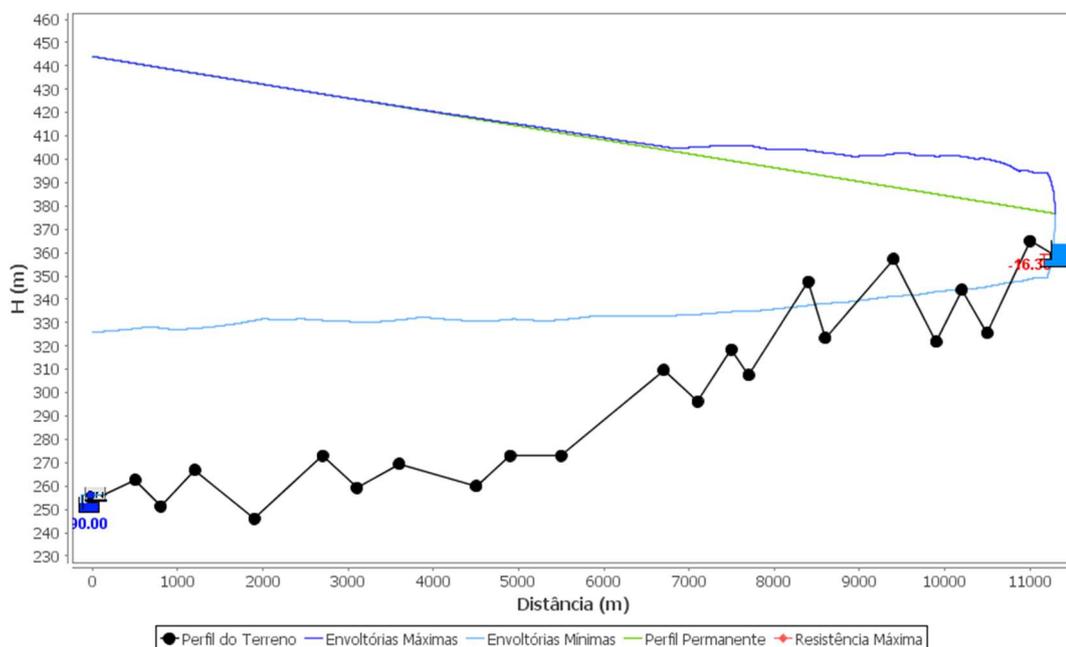
Figura 64 – Envoltórias da Cavitação – Adutora Cuiá



Fonte: Próprio (2019).

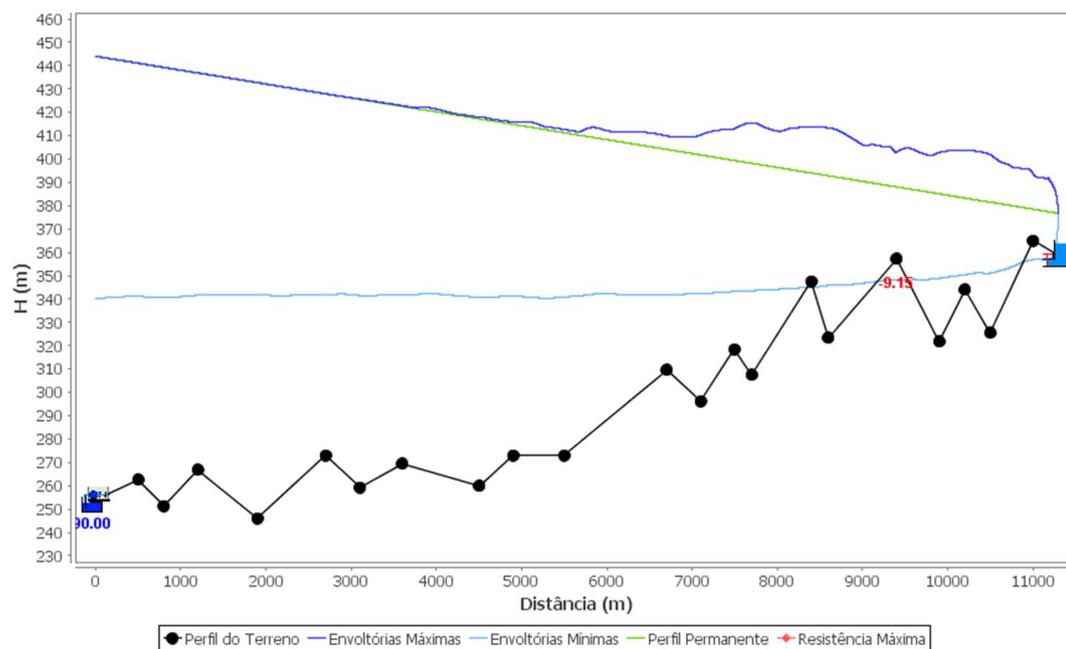
APÊNDICE F – ENVOLTÓRIAS RESULTANTES DO UFC7 (Adutora com ferro)

Figura 65 – Envoltórias do MOC – Adutora com ferro



Fonte: Próprio (2019).

Figura 66 – Envoltórias da Cavitação – Adutora com ferro



Fonte: Próprio (2019).

APÊNDICE G – DADOS EXPERIMENTAIS DO NÓ 2 (Nguyen, 2009)

Tabela 24 – Dados experimentais N° 2 –
Nguyen (2009)

Tempo (s)	Carga de pressão (m)
0.000	17.000
0.118	16.500
0.191	16.500
0.289	16.500
0.313	16.500
0.410	16.500
0.483	17.000
0.580	19.000
0.604	19.500
0.677	23.000
0.701	25.000
0.745	28.000
0.765	29.000
0.804	28.000
0.899	20.000
0.921	18.000
0.993	15.500
1.018	16.000
1.040	16.500
1.070	18.000
1.092	20.000
1.130	22.000
1.170	22.000
1.203	20.000
1.227	18.000
1.301	15.500
1.375	19.000

1.398	20.000
1.442	21.500
1.464	21.000
1.510	18.000
1.609	15.500
1.634	17.000
1.703	20.000
1.748	19.500
1.817	16.700
1.842	16.000
1.892	16.000
1.941	18.000
1.964	19.000
2.009	19.000
2.054	19.000
2.100	16.000
2.150	16.000
2.199	16.500
2.247	18.000
2.292	18.000
2.337	18.000
2.370	17.000
2.400	17.000

Fonte: Nguyen (2009).

APÊNDICE H – DADOS EXPERIMENTAIS DO NÓ 3 (Nguyen, 2009)

Tabela 25 – Dados experimentais N° 3 –
Nguyen (2009)

Tempo (s)	Carga de pressão (m)
0.000	13.500
0.118	13.500
0.191	13.500
0.289	13.500
0.313	13.500
0.410	14.933
0.483	15.850
0.580	20.980
0.604	22.020
0.677	31.000
0.701	36.000
0.745	42.000
0.765	42.000
0.804	41.000
0.899	21.000
0.921	16.000
0.993	12.500
1.018	13.000
1.040	15.000
1.070	19.000
1.092	23.000
1.130	27.000
1.170	25.000
1.203	21.000
1.227	17.000
1.301	15.000
1.375	21.000

1.398	23.000
1.442	24.000
1.464	23.000
1.510	17.000
1.609	16.000
1.634	19.000
1.703	23.000
1.748	22.000
1.817	17.000
1.842	16.800
1.892	17.000
1.941	20.000
1.964	21.000
2.009	22.000
2.054	19.000
2.100	16.000
2.150	16.000
2.199	18.000
2.247	20.500
2.292	22.000
2.337	19.000
2.370	18.000
2.400	17.000

Fonte: Nguyen (2009).

**APÊNDICE I – DADOS EXPERIMENTAIS DO NÓ VÁLVULA (Pezzinga e Scandura,
1995)**

Tabela 26 – Dados experimentais Nó
Válvula – Pezzinga e Scandura (1995)

Tempo (s)	Carga de pressão (m)
0	52.97
0.029	87.3
0.057	88.2
0.086	88.4
0.114	87.5
0.143	22.5
0.172	19
0.2	18
0.229	25.3
0.257	84.5
0.286	85.5
0.315	86
0.343	77.4
0.372	27.5
0.4	21.4
0.429	20.9
0.458	24.2
0.486	71.8
0.515	84.5
0.543	85.1
0.572	84
0.601	31.2
0.629	22.5
0.658	21.4
0.686	28.8
0.715	73.3

0.744	82.5
0.772	83.8
0.801	78
0.829	29.3
0.858	24.5
0.887	22.7
0.915	28.2
0.944	65.4
0.972	79.2
1.001	81.2
1.03	76.1
1.058	31.7
1.087	25.3
1.116	23.6
1.144	32.1
1.173	72.8
1.201	79.4
1.23	80.3
1.259	76.1
1.287	32.6
1.316	27.3
1.344	24.2
1.373	35
1.402	68.2
1.43	77.7
1.459	79
1.487	65.6
1.516	32
1.545	29.3
1.573	26
1.602	30.6

1.63	73.3
1.659	76.4
1.688	77.7
1.716	72.8
1.745	37.2
1.773	29.1
1.802	27.5
1.831	33.4
1.859	65.4
1.888	76.1
1.916	77.4
1.945	62.6
1.974	52.97

Fonte: Ferreira (2011).

APÊNDICE J – DADOS EXPERIMENTAIS DO NÓ 1 (Bergant e Simpson, 1991)

Tabela 27 – Dados experimentais N° 1 –
Bergant e Simpson (1991)

Tempo (s)	Carga de pressão (m)
0.000	380.000
0.500	315.000
0.700	287.000
0.900	260.000
1.000	265.000
1.500	420.000
1.600	460.000
1.700	490.000
1.800	450.000
2.000	390.000
2.200	330.000
2.350	290.000
2.500	320.000
2.700	380.000
2.900	440.000
3.000	480.000
3.150	445.000
3.300	405.000
3.500	350.000
3.700	290.000
3.850	325.000
4.000	370.000
4.200	420.000
4.350	468.000
4.500	440.000
4.650	400.000
4.850	350.000

5.000	300.000
5.120	320.000
5.370	370.000
5.500	410.000
5.750	460.000
5.850	435.000
6.000	400.000
6.170	360.000
6.380	310.000
6.500	330.000
6.650	365.000
6.810	400.000
7.000	445.000
7.130	440.000
7.310	400.000
7.500	360.000
7.640	330.000
7.750	315.000
8.000	370.000
8.140	400.000
8.350	440.000
8.500	430.000
8.640	400.000
8.810	370.000
9.000	328.000
9.150	330.000
9.200	345.000
9.300	360.000
9.450	390.000
9.550	405.000
9.650	440.000

9.790	425.000
10.000	390.000

Fonte: Bergant e Simpson (1991).