UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
ESCOLA DE ENGENHARIA DE SÃO CARLOS

PEDRO AUGUSTO FERNANDES PEREIRA

ESTUDO DO FENÔMENO DE FORMAÇÃO E COLAPSO DE
MACRO CAVIDADES EM LÍQUIDOS.

São Carlos – SP

2014

PEDRO AUGUSTO FERNANDES PEREIRA

ESTUDO DO FENÔMENO DE FORMAÇÃO E COLAPSO DE
MACRO CAVIDADES EM LÍQUIDOS.

Dissertação apresentada à Escola de Engenharia de São Carlos, da Universidade de São Paulo, como parte dos requisitos para obtenção do título de Mestre em Engenharia Mecânica.

Área de concentração: Térmica e Fluidos

Orientador: Prof. Titular Harry Edmar Schulz

ESTE EXEMPLAR TRATA-SE DA
VERSÃO CORRIGIDA.
A VERSÃO ORIGINAL ENCONTRA-SE
DISPONÍVEL JUNTO AO
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA
MECANICA DA EESC-USP.

São Carlos – SP

2014

AUTORIZO A REPRODUÇÃO TOTAL OU PARCIAL DESTE TRABALHO,
POR QUALQUER MEIO CONVENCIONAL OU ELETRÔNICO, PARA FINS DE
ESTUDO E PESQUISA, DESDE QUE CITADA A FONTE

P426e Pereira, Pedro Augusto Fernandes
Estudo do fenômeno de formação e colapso de macro
cavidades em líquidos / Pedro Augusto Fernandes
Pereira; orientador Harry Edmar Schulz. São Carlos,
2014.

Dissertação (Mestrado) - Programa de Pós-Graduação
em Engenharia Mecânica e Área de Concentração em
Térmica e Fluidos -- Escola de Engenharia de São
Carlos da Universidade de São Paulo, 2014.

1. Macro cavidades. 2. Expansão de bolha
unidimensional. 3. Dinâmica de bolhas. 4. Equilíbrio
metaestável. 5. Cavitação utilizável. I. Título.

FOLHA DE JULGAMENTO

Candidato: Engenheiro **PEDRO AUGUSTO FERNANDES PEREIRA.**

Título da dissertação: "Estudo do fenômeno de formação e colapso de macro cavidades em líquidos".

Data da defesa: 02/04/2014

Comissão Julgadora:

Resultado:

Prof. Titular **Harry Edmar Schulz (orientador)**
(Escola de Engenharia de São Carlos/EESC)

APROVADO

Prof. Dr. **Nivaldo Aparecido Correa**
(Universidade Federal de São Carlos/UFSCar)

Aprovado

Prof. Dr. **Marcio Ricardo Salla**
(Universidade Federal de Uberlândia/UFU)

APROVADO

Coordenador do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica:
Prof. Associado **Marcelo Areias Trindade**

Presidente da Comissão de Pós-Graduação:
Prof. Titular **Denis Vinicius Coury**

AGRADECIMENTOS

Ao professor Dr. Harry Edmar Schulz pela orientação desta pesquisa, por todos os ensinamentos, pela dedicação e sobretudo pela forma apaixonada com que ele trabalha, mostrando beleza em todos os fenômenos e inspirando em todos paixão pelo trabalho, pelo estudo e pela pesquisa.

Ao professor Dr. Geraldo Lombardi pelas grandes ideias, pelo incentivo a novas perspectivas, pelos constantes testes, e pelas boas conversas.

Aos técnicos Hélio José Donizeti Trebi e Jorge Nicolau dos Santos, pelo auxílio sempre que necessário.

Ao Dr. Oscar Hernandez Rodriguez pela ajuda, pelas ideias e pelo equipamento.

Ao Dr. Marcelo Souza de Castro pela ajuda quando necessário.

À todos os professores do NETeF, os quais contribuíram muito para meu crescimento.

À meus pais que sempre me apoiaram e me proporcionaram tudo que eu precisei para chegar aqui.

À minha irmã Ana Cláudia, que sempre me mostrou o caminho.

À Jorge Luís Mazzeo Mariano, Leonardo Leite e Maicon Aparecido Pinheiro, grandes amigos e sem os quais eu não teria seguido para a pós-graduação.

À Andressa Silva Rezende, pelo apoio em todos os momentos, por sempre me incentivar, por estar sempre disposta a me ajudar e por estar sempre ao meu lado.

À CAPES pelo apoio financeiro no desenvolvimento deste trabalho.

RESUMO

PEREIRA, P. A. F. **Estudo do fenômeno de formação e colapso de macro cavidades em líquidos**. 2014. 70p. Dissertação (Mestrado) – Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2014.

A cavitação e a dinâmica de bolhas são tópicos bastante recorrentes na literatura, devido sobretudo a seus efeitos em diversos tipos de fenômenos, como transferência de calor e escoamento em tubos. Considerando fases líquidas, sabe-se que estas estruturas de cavidade estão normalmente associadas ao equilíbrio metaestável, alcançado devido a quedas locais de pressão ou ao superaquecimento de uma substância pura (ou quase). Nestes casos é necessária a inicialização da mudança de fase através de algum mecanismo adequado, o qual gera uma sequência rápida de fenômenos. Apesar de comumente associado a danos, recentemente vários estudos vêm mostrando aplicações práticas deste tema, além de um campo ainda pouco explorado, que é o das macro cavidades. Essas cavidades podem ser geradas através do aquecimento de água a baixa pressão, sob condições específicas, criando sequências “explosivas” e formando movimentos como pistão para a água no interior de um invólucro convenientemente dimensionado. Este fenômeno mostra-se semelhante em diversos aspectos às micro cavidades, mais especificamente às cavidades próximas a superfícies livres, embora, sem dúvida, em escala muito maior. Os aspectos mencionados foram filmados com câmeras de alta velocidade e as características observadas foram comparadas com aquelas observadas em micro escala. Vários testes foram desenvolvidos de forma a melhor entender a dinâmica da formação e colapso dessas estruturas, sobretudo levando em conta um comportamento mais unidimensional para a evolução da bolha. Através de várias aproximações e análise de diferentes hipóteses para a variação de pressão e para a força de resistência, soluções analíticas e numéricas foram obtidas para a força exercida no fundo do contêiner e para a expansão e colapso das bolhas ao longo do tempo. As soluções propostas, em comparação com os dados experimentais, mostraram boa concordância entre si, sugerindo que os aspectos fundamentais da dinâmica da cavidade foram devidamente considerados e quantificados.

Palavras-chave: Macro cavidades, expansão de bolha unidimensional, dinâmica de bolhas, equilíbrio metaestável, cavitação utilizável.

ABSTRACT

PEREIRA, P. A. F. **Study of the phenomenon of formation and collapse of macro cavities in liquids.** 2014. 70p. Dissertação (Mestrado) – Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2014.

Cavitation and bubble dynamics are fairly recurring topics in literature, mostly due to their effects in various types of phenomena such as heat transfer and flow in pipes. Considering liquid phases, it is known that these cavity structures are normally associated with the metastable equilibrium, reached due to local pressure drop or overheating of a pure substance (or nearly so). In these cases, the phase change requires a startup via some appropriate mechanism, which generates a fast sequence of phenomena. Although commonly associated with damage, recently several studies shown practical applications of these topics, and a still little explored field emerged, which is the field of macro cavities. These cavities can be generated by heating water at a low pressure, under specific conditions, creating an “explosive” sequences and forming “piston like” movements for the water inside a properly scaled casing. This phenomenon appears to be similar in many aspects to micro cavities, more specifically for cavities near free surfaces, although, without doubt, on a much larger scale. The mentioned aspects were filmed with high-speed cameras and the main features were compared with those observed in micro scale. Several tests have been developed to better understand the dynamics of the formation and collapse of these structures, especially taking into account a more one-dimensional behavior to the evolution of the bubble. Through various approximations, and analysis of different assumptions for the variation of pressure and the resistance force, analytical and numerical solutions were obtained for the force exerted on the bottom of the container and the expansion and collapse of bubbles over time. The proposed solutions in comparison with experimental data showed good agreement between each other suggesting that the fundamental aspects of the dynamics of the cavity were properly considered and quantified.

Keywords: Macro cavities, one-dimensional bubble expansion, bubble dynamics, metastable equilibrium, usable cavitation.

LISTA DE FIGURAS

Figura 3.1: Classificação dos estados de equilíbrio (TESTER; MODELL, 1996, tradução livre).	22
Figura 3.2: Mudança de estados estado para líquidos (FRANC; MICHEL., 2004, tradução livre)	23
Figura 3.3: Diagrama de pressão por volume específico. (BRENEN, 1995, tradução livre)...	24
Figura 3.4: Diagrama do colapso de uma bolha em contato com uma parede (PLESSET; CHAPMAN, 1970).	27
Figura 3.5: Modelo de colapso de bolhas próximas a uma superfície livre (DUCHEMIN et al., 2002).....	28
Figura 3.6: Modelo para bolha num fluido em repouso (FRANC; MICHEL, 2004).....	29
Figura 3.7: A Figura (A) mostra um contêiner cilíndrico com um volume de líquido em repouso e em equilíbrio térmico com o ambiente. O contêiner também está em repouso, fixado com uma mola em sua parte superior. Nesse esquema a fonte de energia é um feixe de luz convergente. A Figura (B) mostra o Sistema durante a evolução da bolha. O índice c em x denota o movimento do contêiner (SCHULZ et al. 2012).	32
Figura 3.8: Sequência de frames e esquema mostrando o colapso a formação da cavidade como toróide (SCHULZ et al. 2012).	35
Figura 3.9: Mecanismos propostos para a formação do Climbing film (SCHULZ et al. 2012).	35
Figura 4.1: Fotografia e medidas da lâmpada de mercúrio. Dimensões em mm.	37
Figura 4.2: Vista geral do contêineres e definição das dimensões D (diâmetro) e Z (altura total).	38
Figura 4.3: Mão francesa utilizada como suporte (a) e célula de carga (b).....	39
Figura 4.4: Placas de PVC (a) e O-rings (b).....	39
Figura 5.1: a) Contêiner com líquido. A estrela no fundo indica a fonte de calor. t_1 representa o tempo antes da formação da cavidade. t_2 representa o tempo após a formação da cavidade. b) A forma mais simplificada da evolução do excesso de pressão (E_p) na atmosfera inferior (p_i), assumida constante em dois passos.	42
Figura 5.2: Geometria do experimento. As variáveis aqui se referem ao movimento do fluido, enquanto a Figura 5.1 se refere ao movimento do contêiner.....	46
Figura 6.1: Climbing film.....	51
Figura 6.2: Formação do “rebound” após o colapso da bolha.....	52

Figura 6.3: Efeito de espalhamento sobre o jato reentrante	53
Figura 6.4: Sequência de frames mostrando a formação do jato central sob a superfície livre.	54
Figura 6.5: Detalhes da evolução da cavidade gerando a quebra do recipiente.	55
Figura 7.1: Arranjo experimental: Contêiner, estrutura de suporte e mola (Adaptado de Schulz et al., (2012)).	56
Figura 7.2: Gráfico da variação da amplitude com o tempo para as quatro execuções (x_{c2} da Figura 5.1a). A linha cheia representa a predição das eqs. (20) e (21). A velocidade da câmera foi de 500 fps.	57
Figura 7.3: Forças observadas usando eq. (51). Forças calculadas pelas eqs. (20) e (21) (linha sólida).	58
Figura 7.4: Comparação entre os dados para o primeiro contêiner da Figura 4.2.	59
Figura 7.5: Comparação entre os dados para o segundo contêiner da Figura 4.2.	59
Figura 7.6: Comparação entre os dados para o terceiro contêiner da Figura 4.2.	60
Figura 7.7: Comparação entre os dados para o quarto contêiner da Figura 4.2.	60

LISTA DE SIMBOLOS

A	= área transversal do contêiner, m^2
a	= constante de proporcionalidade, $N/(m/s)$
b_x	= força de campo na direção x , N/kg
C	= constante de integração
C_1	= constante
C_2	= constante
C_3	= constante
C_d	= coeficiente de arrasto,
c_{pg}	= calor específico do gás a pressão constante, $J/(kg.K)$
c_{vg}	= calor específico do gás a volume constante, $J/(kg.K)$
Cr	= ponto crítico
D	= diâmetro do contêiner, m
E_p	= “excesso de pressão”, Pa
F_R	= soma das forças de resistência, N
g	= aceleração da gravidade, m/s^2
H	= altura da coluna de água, m
h	= amplitude adimensional da cavidade
K	= constante da mola, N/m
L	= amplitude da bolha, m
l_0	= distância do centro da bolha até a superfície livre, m
m	= massa do contêiner, kg
N	= constante de proporcionalidade
p	= pressão, Pa
p_g	= pressão parcial dos gases não condensáveis, Pa
p_l	= pressão na parte inferior do involucro, Pa
p_u	= pressão na parte superior do involucro, Pa
p_v	= pressão de vapor, Pa
Q	= constante a ser ajustada
R	= raio da bolha, m
R_0	= raio inicial, m
$R_{0máx}$	= maior raio de uma bolha, m

R_{ext}	= resultante das forças na parte externa do contêiner, N
R_{int}	= resultante das forças na parte interna do contêiner, N
R_{liq}	= força resultante no líquido, N
R_l	= raio do volume de líquido em consideração, m
S	= espaço acima do líquido, m
T	= temperatura, °C
t	= tempo, s
t_a	= intervalo de tempo em que há a aceleração da bolha para cima, s
t_{max}	= tempo para a cavidade atingir a amplitude máxima, s
t_p	= tempo em que o contêiner atinge o seu deslocamento máximo
Tr	= ponto triplo
t_t	= tempo total do fenômeno, s
u	= velocidade na direção x, m/s
u_a	= velocidade no tempo t_a , m/s
V	= volume específico, m ³ /Kg
Vol	= volume do líquido no contêiner, m ³
W	= constante a ser ajustada, N/m ^Q
W_c	= peso do contêiner, N
W_l	= peso do líquido, N
x_{c0}	= deslocamento inicial do contêiner, m
x_{c1}	= deslocamento do fluido, m
x_{c2}	= deslocamento da mola adicional induzido pela cavidade, m
x_{ca}	= deslocamento do contêiner no tempo t_a , m
x_{cp}	= deslocamento do contêiner no tempo t_p , m
Z	= comprimento do contêiner, m

Caracteres gregos

μ	= viscosidade, Pa.s
α	= constante de proporcionalidade, Pa/(m/s)
Δt	= intervalo de tempo, s
θ	= constante

ρ	= densidade, kg/m ³
τ_0	= tensão de cisalhamento entre o container e o líquido, Pa
τ_{rr}	= tensão radial, Pa
τ	= tempo característico de colapso de Rayleigh
η	= relação entre raio da bolha e distância até a superfície livre
ϕ	= tempo adimensional
γ	= razão entre os calores específicos dos gases a pressão constante e a volume constante
σ	= tensão superficial, N/m

Subscritos

∞	= relativo a um ponto fora da bolha onde a propriedade considerada é uniforme
0	= relativo ao estado inicial
a	= relativo a aceleração
c	= relativo ao movimento do contêiner em x
$c0$	= relativo contêiner no tempo 0
$c1$	= relativo contêiner no tempo 1
$c2$	= relativo contêiner no tempo 2
con	= relativo ao contêiner
l	= relativo ao líquido
liq	= relativo ao líquido
max	= relativo aos valores máximos
p	= relativo a pressão
R	= relativo a forças de resistência
rr	= relativo ao plano normal e a direção normal ao raio da bolha
t	= relativo ao tempo total
u	= relativo a parte acima do líquido

SUMÁRIO

RESUMO.....	7
ABSTRACT	9
LISTA DE FIGURAS.....	11
1 – INTRODUÇÃO	19
2 – OBJETIVOS	21
3 - REVISÃO BIBLIOGRÁFICA.....	22
3.1 – Classificação de estados de equilíbrio	22
3.2 – Mudança de fase.....	23
3.3 – Evolução da bolha	26
3.3.1 <i>Colapso próximo à paredes</i>	26
3.3.2 – <i>Colapso próximo à superfícies livres</i>	27
3.4 – As principais formas de cavitação	28
3.5 – Equação de Rayleigh-Plesset.....	29
3.6 – Macro cavidades	32
3.6.1 – <i>Equacionamento para macro cavidades</i>	32
3.6.2 – <i>Evolução da bolha</i>	34
4 – DIMENSIONAMENTO E MONTAGEM DO EXPERIMENTO.....	37
4.1- O suporte	38
4.1.1- <i>Mão francesa</i>	38
4.1.2 - <i>célula de carga</i>	39
4.1.3 - <i>Placas de PVC</i>	39
4.1.4 – <i>O-rings</i>	40
4.2 - Preparo do experimento.....	40
4.2.1 - <i>Preparo do líquido interno</i>	40
4.2.2 - <i>Geração de calor</i>	40
4.3 - Equipamentos de medição e registro utilizados.....	41
5 – DESENVOLVIMENTOS TEÓRICOS	42
5.1 – Modelo para a variação da força e amplitude do movimento do contêiner	42

5.2 – Equação de movimento unidimensional para macro cavidades.....	45
5.2.1 – Pressão constante e FR proporcional ao quadrado da velocidade.....	46
5.2.2 Aproximação com pressão constante e FR proporcional à força impulsora.....	48
5.2.3 Aproximação com a lei dos gases perfeitos.....	50
6 - DESCRIÇÃO DA FENOMENOLOGIA	51
6.1 – Diferenças decorrentes do formato dos contêineres	52
6.2 – Diferenças devido ao comprimento dos recipientes.....	52
6.3 – Interferência devido à forma de aquecimento	54
6.4 – Ocorrências pontuais	55
7 – COMPARAÇÃO ENTRE RESULTADOS EXPERIMENTAIS E PREDIÇÕES TEÓRICAS.	56
7.1 – Resultados para predição da variação da amplitude do movimento e da força sob o contêiner	56
7.1.1 – Previsões para a amplitude do movimento do contêiner	56
7.1.2 – Previsões para a variação da força	57
7.2 – Resultados para a predição da variação da amplitude da bolha.....	58
8 - COMPARAÇÕES COM O DESENVOLVIMENTO DA EQUAÇÃO DE RAYLEIGH-PLESSET	62
9 – CONCLUSÕES.....	65
10 – BIBLIOGRAFIA	67

1 – INTRODUÇÃO

Assuntos como cavidades em meio líquido e dinâmica de bolhas vêm sendo estudados já desde longa data, principalmente devido aos seus efeitos adversos em obras humanas e equipamentos, como a corrosão em tubulações, bombas, hélices, vertedores e túneis de barragens, entre outros. Juntamente com efeitos como vibração, perda de eficiência e ruído, estas são apresentadas como características indesejáveis em aparelhos mecânicos (e.g. SÁNCHEZ et al., 2008, d'AGOSTINO; SALVETTI, 2007) e implicam geralmente em custos elevados na manutenção, substituição, ou reconstrução das obras e de equipamentos afetados pela cavitação. Falvey (1990) descreve impressionantes consequências de erosão produzida por cavitação. Efeitos indesejáveis podem também ser encontrados na fotomedicina, durante angioplastias com pulso de laser, cirurgias ortopédicas, odontologia e oftalmologia. A energia do laser pode ser absorvida pelo tecido ao redor, gerando bolhas de cavitação e ondas de choque, as quais podem causar danos ao tecido (KODAMA; TOMITA, 2000).

Entretanto, nos últimos anos, o foco do estudo do fenômeno de cavitação, isto é, o aparecimento de cavidades de vapor em um meio líquido inicialmente homogêneo (FRANC; MICHEL, 2004), tem mudado sensivelmente, analisando-se seu uso “positivo” (inclusive com exemplos no reino animal) e buscando criar aplicações de cunho tecnológico. Assim, observa-se, por exemplo, a cavitação como instrumento de defesa de camarões pistola (ou camarão-de-estalo), o qual se utiliza de jatos de água com alta velocidade, formados através do rápido fechamento de suas garras como forma de atordoar suas presa e afugentar atacantes (LOHSE et al., 2001 e VERSLUIS et al., 2000, PATEK; CALDWELL, 2005). Em termos tecnológicos, o seu potencial erosivo é usado na indústria de mineração como mecanismo de corte e perfuração de rochas através de jatos cavitantes, sendo este mecanismo relacionado a alta liberação de energia no impacto das bolhas com sólidos e subsequente colapso das mesmas (ALEHOSSEIN; QIN, 2007). Azuma et al. (2007) e Assis et al. (2007), mencionam o uso de cavitação como um desinfetante físico de águas contaminadas, no qual ondas de alta pressão e micro jatos de alta velocidade podem eliminar microrganismos presentes em efluentes. Um outro fenômeno bem intrigante relacionado a cavitação, que é alvo de pesquisas que consideram a estrutura atômica dos líquidos, é a sonoluminescência, no qual alguns fluidos em repouso, quando excitados por frequências sonoras, emanam luz, como descrito por Gaitan et al. (1992), Brenner et al.(2002), e Wrbanek et al.(2009). Há também a utilização de cavitação na biomedicina, em cirurgias celulares e ultrassônicas, como exposto por Brujan (2011), nas quais

a formação de cavidades, induzidas por laser ou pulso sonoro, é o mecanismo para a transferência de genes com ultrassom assistido e a aplicação localizada de drogas.

Apesar de uma extensa literatura acerca de cavitação e dinâmica de bolhas, as pesquisas, de forma geral, concentram-se apenas em fenômenos relacionados a micro cavidades, havendo pouquíssima informação acerca da geração e dinâmica de cavidades com diâmetros maiores que a ordem de grandeza de 10^{-3} m.

Schulz et al. (2012) mostram, em um trabalho talvez pioneiro acerca do tema, como macro cavidades da ordem de 10^{-1} m podem ser geradas em um contêiner preenchido com água (em estado líquido e em vapor), produzindo forças de até 476 N, que resultam no deslocamento do recipiente que contém o líquido. Este mesmo mecanismo de geração de cavidades, sujeito a um estudo mais detalhado para o entendimento de seus parâmetros condicionantes, pode conduzir à utilização do trabalho gerado pelo movimento do contêiner, em situações nas quais se dispõe de um excedente de energia, como a utilização de luz solar para ativar a geração da bolha. Vê-se que, em tais condições, pode-se pensar em um trabalho mantido de maneira sustentável.

O presente estudo envolve dificuldades vinculadas à quantificação dos fenômenos que determinam as forças e o próprio trabalho gerado com o equipamento proposto. É, portanto, nessa quantificação que o estudo em discussão se concentra. Não obstante, infere-se a possibilidade de uso do princípio aqui exposto em equipamentos de pequeno porte, que usariam a energia solar. Mesmo sendo de pequeno porte, dada a valorização atual da discussão acerca de energia sustentável, processos alternativos de produção de trabalho e suas aplicações podem se tornar mais úteis (e, dependendo do desenrolar das questões energéticas, mais relevantes). Essa possibilidade está momentaneamente mais vinculada, como mencionado, a equipamentos de menor capacidade de produção de trabalho.

2 – OBJETIVOS

Este estudo tem por objetivo a análise da dinâmica e do equacionamento para a formação e subsequente comportamento de macro cavidades em um invólucro (recipiente) com água a baixa pressão.

Os objetivos específicos são:

- Descrição da cavitação e da dinâmica de bolhas;
- Montagem do arranjo experimental unidimensional;
- Produção de trabalho através da geração de macro cavidades no fluido contido no invólucro (recipiente);
- Estudo do balanço de forças para o sistema, utilizando o equacionamento já elaborado para o problema, mas aplicando-o em situações “reais”, isto é, considerando a não-linearidade do fenômeno em si;

3 - REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Neste capítulo é feita uma revisão bibliográfica dos princípios básicos da cavitação e do comportamento de bolhas, os quais serviram como parâmetros básicos de comparação no estudo de macro cavidades.

3.1 – Classificação de estados de equilíbrio

De acordo com Tester e Modell (1996), o termo equilíbrio é utilizado, em uma forma mais ampla, como forma para descrever estados em que o sistema está completamente estável, sendo o adjetivo estável uma forma de classificar estados os quais, após a aplicação de uma perturbação, tendem a voltar para a configuração original (seu estado original). Porém, alternativamente, existem quatro classificações de estado de equilíbrio, conforme a Figura 3.1.

Figura 3.1: Classificação dos estados de equilíbrio (TESTER; MODELL, 1996, tradução livre).

A Figura 3.1 descreve os estados de equilíbrio a partir de uma analogia de uma esfera apoiada em uma superfície e sob um campo gravitacional (com sentido para baixo). Se após a esfera ser empurrada para a direita ou esquerda (perturbação) ela voltar a sua posição inicial, o estado é estável (caso a), caso a esfera siga para outra posição de equilíbrio, o estado é instável (caso c) e se qualquer perturbação alterar a posição da esfera e ela mantiver a posição na qual ela foi posta, o estado é neutro (caso d). O caso b, metaestável, se refere a posições nas quais a esfera voltaria após pequenas perturbações, mas existe uma posição na qual ela ficaria mais estável e teria menor energia potencial.

Como quase todos os sistemas reais são metaestáveis para uma perturbação de magnitude suficientemente grande, nesse texto são considerados como metaestáveis estados que resistam apenas a perturbações pequenas sem que haja mudança no equilíbrio.

3.2 – Mudança de fase

A mudança de estado das substâncias usualmente observadas ocorre frequentemente em situações já bem descritas na literatura de termodinâmica, como Moran e Shapiro (2006) e Tester e Modell (1996), e depende diretamente de dois fatores preponderantes: pressão e temperatura (não se está mencionando a composição da substância, uma vez que o presente estudo considera apenas a água). Nos líquidos, a mudança para o estado gasoso pode ser idealmente descrita variando apenas um dos fatores mencionados, ou seja, quando a temperatura cresce acima dos valores da temperatura de vapor, ou quando a pressão decresce abaixo da pressão de vapor. Isto está ilustrado na Figura 3.2, que apresenta o diagrama Pressão (p) por temperatura (T) e a curva da pressão de vapor (p_v) com o ponto crítico indicado por Cr , sendo o ponto crítico definido como o ponto do diagrama de fase no qual os valores máximos e mínimos da Isoterma teórica somem e a descontinuidade desaparece (Figura 3.3). Em outros termos, em se aumentando a pressão ou a temperatura, não há mais a curva de transição abrupta. O ponto triplo está indicado por Tr na Figura, sendo a única posição em que os estados líquido, sólido e gasoso podem coexistir. Nesse caso, não se trata, geralmente, de um “final de curva”, mas usualmente do “início de curva” que trata apenas dos casos líquido e gasoso.

Figura 3.2: Mudança de estados estado para líquidos (FRANC; MICHEL., 2004, tradução livre)

Um líquido que se encontra no estado inicial indicado por F pode sofrer cavitação ou ebulição, conforme sofra variações de pressão ou temperatura nos sentidos indicados pelas setas vertical e horizontal, respectivamente. Podemos ver, dessa forma, que os dois fenômenos são similares. Considerando um líquido a baixa pressão e sendo aquecido, como no presente estudo, a cavidade neste líquido estaria sendo formada, seguindo esta definição, por ebulição.

É importante destacar que a curva $p_v(T)$ não é uma divisão absoluta entre os estados líquido e gasoso. Sob circunstâncias especiais um líquido pode suportar, por exemplo, pressões muito menores que a pressão de vapor.

Na Figura 3.3, sendo V o volume específico, pode-se ver outro diagrama de fase bem conhecido, no qual a partir do ponto crítico temos à esquerda e à direita, respectivamente, as curvas de líquido saturado e de vapor saturado (esta última também denominada de binodal), que são limites nos quais o fluido se mantém como apenas uma fase simples. De acordo com Brennen (1995), um estado pode ser obtido pelo outro através de uma mudança volumétrica isotérmica, que passa por vários estados intermediários, os quais são altamente instáveis. Devido a esta instabilidade a transição de fase não ocorre de acordo com a isotérmica teórica, ou curva de Van Der Waals, ocorrendo na realidade mais proximamente a uma isoterma horizontal, correspondente com a separação da fase inicialmente homogênea em duas fases coexistentes.

Figura 3.3: Diagrama de pressão por volume específico. (BRENNEN, 1995, tradução livre)

Passando pelos pontos máximo e mínimo da isoterma teórica e se encontrando no ponto crítico, observa-se a curva spinodal (spinodal do líquido e spinodal do vapor na Figura 3.3). Os espaços delimitados pelas curvas spinodal e binodal são de especial interesse no presente estudo. O caminho determinado pela isoterma teórica dentro desta região pode ser realizado na prática, sob condições especiais. Partindo do ponto A, realizando uma expansão isotérmica, chega-se ao estado B, a partir do qual pode-se seguir dois caminhos distintos: Caso aja pontos de nucleação suficientes (como micro bolhas, impurezas ou ranhuras na parede), ocorre a mudança de fase e segue-se para o estado C. Caso não aja pontos de nucleação, tende-se a manter a fase homogênea até um estado tal como D, o qual também poderia ser obtido através de uma curva isobárica, caso partíssemos de D'. Estados tais como D são chamados Superaquecidos. Uma análise análoga pode ser feita partindo-se de E e F' para chegar em F, sendo estados como esse chamados de subresfriados. As diferenças de temperatura entre D e D' e entre F e F' são chamadas respectivamente de superaquecimento e subresfriamento.

Estados de equilíbrio que seguem a isoterma teórica, tais como D e F são classificados como metaestáveis e, devido à alta instabilidade, pequenas perturbações, como pontos de nucleação ou ondas de choque, podem levar a uma súbita mudança de fase, liberando uma grande quantidade de energia. Este é o fenômeno de interesse no presente estudo. Quando o processo ocorre em líquidos, tem-se como resultado a formação de bolhas (ou cavidades) de vapor, o que, juntamente com a dinâmica das mesmas, é o fenômeno por trás da cavitação.

De acordo com F; MICHEL, (2004) e com Brennen (1995), existem vários fatores que podem levar a instabilidades no fluido, fazendo com que o mesmo não suporte mais o equilíbrio metaestável e ocorra a mudança de fase. Fatores típicos são:

- Impurezas, as quais podem servir como pontos de nucleação;
- Micro bolhas formadas por gases não condensáveis dissolvidas no líquido, as quais podem ser levadas à perda de coesão devido a mudanças na temperatura ou na pressão e, ao se romperem, servem como pontos de nucleação, formando uma reação em cadeia que faz com que a mudança de fase ocorra;
- Flutuações de pressão turbulentas;
- Altas velocidades locais geradas devido à natureza do escoamento (como hélices, bombas hidráulicas e golpes de aríete) ou a geometria da parede do escoamento (como redução da área transversal, ou curvaturas dos dutos);
- A rugosidade da parede pode criar esteiras de vórtices localizadas, nas quais cavidades podem ocorrer e se desenvolver;

- Vibrações de alta amplitude;
- Choque com partículas de alta energia;
- Súbita aceleração de sólidos submersos num líquido em repouso;
- Os vazios efêmeros que podem ocorrer devido aos próprios movimentos térmicos das moléculas (randômicos) e que servem como pontos de nucleação.

3.3 – Evolução da bolha

O processo de cavitação/ebulição pode ser separado em dois passos, 1) sua formação e 2) o seu desenvolvimento e colapso. Esta definição é conveniente em termos práticos pois, para o caso de cavidades ainda não desenvolvidas, é importante entender o limiar da mudança de fase, para que assim possa-se evitá-lo (em caso de efeitos negativos) ou acelerá-lo, caso a cavitação seja desejada. Já para cavidades desenvolvidas deve-se focar nos danos/perdas ou nos efeitos desejados que estão em andamento. O mecanismo de colapso de uma bolha pode variar significativamente dependendo dos seus arredores e, dessa forma, há vários estudos acerca desta dinâmica. Franc e Michel (2004) citam quatro casos diferentes, sendo eles: 1) Uma bolha em um fluido em repouso; 2) Próxima a uma parede; 3) Entre duas paredes e 4) próximo a uma superfície livre. Devido ao escopo deste trabalho, o texto concentra-se nos colapsos próximos a paredes e a superfície livres (casos 2 e 4 mencionados).

3.3.1 Colapso próximo à paredes

Plesset e Chapman (1970), através de análise numérica e comparação com dados experimentais e fotografias, chegaram à Figura 3.4 como sendo os passos do colapso de uma bolha em contato com uma parede. Os autores mencionados informam que, para o colapso de uma bolha ligeiramente afastada da parede, as características principais continuaram as mesmas.

Durante o colapso, a parte em contato com a parede tende a se achatar, enquanto a face superior desenvolve uma mudança de curvatura sob alta pressão, esta curvatura se torna paulatinamente convexa, formando-se rapidamente um jato “central” (jato reentrante) e com velocidade crescente, perfurando a bolha e atingindo a parede. Esse desenvolvimento faz com que a bolha se torne uma cavidade no formato de um toro, ou toróide (do inglês, “torus like cavity”), que é um formato aproximado ao de uma câmara de pneu.

Figura 3.4: Diagrama do colapso de uma bolha em contato com uma parede (PLESSET; CHAPMAN, 1970).

Devido à alta velocidade e grande energia liberada na formação e impacto desses jatos reentrantes, eles são frequentemente associados como o mecanismo hidrodinâmico pelo qual ocorre a erosão por cavitação.

3.3.2 – Colapso próximo à superfícies livres

Para superfícies livres, de acordo com Chahine (1982), sendo $R_{0\text{máx}}$ o maior raio de uma bolha (não necessariamente esférica) ao iniciar o seu colapso, l_0 a distância de seu centro até a superfície livre e $\eta = R_{0\text{máx}}/l_0$, pode-se ter duas situações distintas:

- Se $\eta < 0,3$, a implosão da bolha é quase esférica, comportando-se como uma bolha em um fluido em repouso (sem fronteiras por perto), e assim não ocorrem perturbações na superfície livre;

- Se $\eta \geq 0,3$, a parte superior da bolha (mais livre ao movimento) começa a se alongar, formando um jato que segue em direção à superfície livre e com velocidade superior ao do resto da bolha. Este jato se projeta através da superfície livre, podendo atingir tamanhos várias vezes maior que o raio da bolha, ocorrendo também a formação de uma gotícula na ponta do jato, a qual tende a se separar devido à instabilidade de Savart-Plateau-Rayleigh (que envolve forças de tensão superficial, gravitacionais e de inércia). Ao mesmo tempo pode ocorrer a formação de um jato reentrante a partir da superfície livre, o qual se comporta de forma semelhante ao

jato formado em bolhas próximas a paredes. A Figura 3.5 mostra um modelo do padrão de colapso obtido por Duchemin et al. (2002) através de análise numérica, evidenciando o jato que ascende a partir da superfície livre.

Figura 3.5: Modelo de colapso de bolhas próximas a uma superfície livre (DUCHEMIN et al., 2002)

3.4 – As principais formas de cavitação

Durante a sua formação, a cavitação pode tomar diversas formas e, apesar da forte dependência inicial para com seus arredores, após o desenvolvimento, modificar significativamente o padrão de escoamento. Franc e Michel dividem a cavitação em três padrões básicos:

- Bolhas isoladas transientes: As quais são formadas em regiões de baixa pressão, através do rápido crescimento de microbolhas (de ar dissolvido). Estas bolhas são subsequentemente carregadas com o escoamento e desaparecem;

- Cavidade de placa ou grudada: Aparecem normalmente grudadas a um corpo sólido, onde aparecem baixas pressões locais devido ao escoamento, como em turbinas e hélices.

- Vórtices cavitantes: Formam-se nos núcleos de baixa pressão de vórtices em esteiras turbulentas ou, como um padrão regular em vórtices de pontas de asa 3D ou lâminas propulsoras.

No presente estudo as bolhas são geradas em fluidos em repouso, devido a mudanças de temperatura e não de pressão, impostas eventualmente pelo escoamento. Assim, as bolhas aqui estudadas transcendem esta primeira classificação, sendo talvez melhor referenciadas como “cavidades de ebulição” (termo nosso).

3.5 – Equação de Rayleigh-Plesset

Franc e Michel. descreve que um dos problemas mais básicos e mais bem descrito na literatura de cavitação é o problema de uma bolha esférica, com um centro fixo e que sofre uma mudança de pressão uniforme no infinito (ponto do fluido suficientemente distante da bolha). Apesar de ser um caso simples, ele mostra características fundamentais de vários casos reais, como colapso de bolhas, oscilação de bolhas e formação de bolhas através de um núcleo. O problema foi resolvido em 1917 por Rayleigh, inicialmente para um fluido não viscoso. Adicionalmente, em 1954 Plesset considerou o caso geral de fluidos viscosos e não compressíveis, gerando a equação de Rayleigh-Plesset. Essa equação é largamente citada na literatura (Ex FRANC; MICHEL, 2004; BRENNEN, 1995; CHAHINE, 1982; ZHANG et al., 2008) e, devido as suas considerações básicas, representam um bom padrão de comparação. A Figura 3.6 mostra o arranjo deste problema, no qual a variação de $R(t)$ (o raio) provoca variação de $p(r,t)$ (a pressão) e de $u(r,t)$ (a velocidade);

Figura 3.6: Modelo para bolha num fluido em repouso (FRANC; MICHEL, 2004)

Para resolver a equação, as seguintes hipóteses foram consideradas:

- O líquido é incompressível e Newtoniano;
- Os efeitos gravitacionais são considerados desprezíveis;
- O conteúdo de ar da bolha é considerado constante, e sua inércia e a troca de calor com o ambiente são desconsiderados;

- A bolha está saturada com vapor, e sua pressão é a pressão de vapor na temperatura do líquido ao redor;
- A transferência de massa através da interface é desprezível, o que faz com que a velocidade do líquido na interface seja igual à velocidade da interface;
- Em um ponto distante da bolha, a velocidade é assumida como zero ($u(\infty, t) = 0$) e a pressão ($p_\infty(t)$) é considerada como dada (conhecida).

Para um fluido com viscosidade μ , a tensão normal na interface é dada por:

$$\tau_{rr}(R, t) = -p(R, t) + 2\mu \left. \frac{\partial u}{\partial r} \right|_{r=R} \quad (1)$$

Sendo τ_{rr} a tensão radial (o índice rr indica que a tensão é exercida no plano normal ao raio, e que a força é normal ao plano), e $p(R, t)$ a pressão total dentro da bolha.

O balanço de forças normais é dado por:

$$-\tau_{rr}(R, t) = p_v(R, t) + p_g(t) - \frac{2\sigma}{R} \quad (2)$$

Onde a parte direita da equação representa a pressão interna da bolha e é resultado da soma das pressões de vapor (p_v), da pressão parcial dos gases não condensáveis dentro da bolha (p_g) e subtraído da tensão superficial da bolha ($2\sigma/R$).

Assumindo uma transformação adiabática para os gases não condensáveis, a pressão instantânea e a inicial podem ser relacionadas pela seguinte equação:

$$p_g(t) = p_{g0} \left[\frac{R_0}{R(t)} \right]^{3\gamma} \quad (3)$$

Na qual γ é a razão entre os calores específicos dos gases a pressão constante e a volume constante, respectivamente c_{pg} e c_{vg} e R_0 o raio inicial da bolha.

De 1, 2 e 3 segue que:

$$p(R, t) = p_v + p_{g0} \left[\frac{R_0}{R} \right]^{3\gamma} - \frac{2\sigma}{R} + 2\mu \left. \frac{\partial u}{\partial r} \right|_{r=R} \quad (4)$$

Inicialmente a bolha é considerada em equilíbrio, então:

$$p_{\infty 0} = p_v + p_{g0} - \frac{2\sigma}{R_0} \quad (5)$$

Sendo o índice 0 referente ao estado inicial.

Devido à simetria esférica, o escoamento é de fonte ou sumidouro e dessa forma irrotacional. Como a conservação de massa para um fluido incompressível gera $\text{div } \vec{V} = 0$, resulta:

$$u(r, t) = \frac{dR}{dt} \frac{R^2}{r^2} + p_{g0} - \frac{2\sigma}{R_0} \quad (6)$$

Partindo da equação de Navier-Stokes e sabendo que, para este caso particular, os termos viscosos podem ser anulados, a equação de quantidade de movimento, tanto para os fluidos viscosos como para os não viscosos, pode ser simplificada para:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} \quad (7)$$

Levando em consideração as equações anteriores e com a devida manipulação algébrica, chega-se à equação 8, denominada de equação de Rayleigh-Plesset:

$$\rho \left[R \frac{dR^2}{dt^2} + \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 \right] = p_v - p_{\infty}(t) + p_{g0} \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma} - \frac{2\sigma}{R} - 4u \frac{dR}{dt} \frac{1}{R} \quad (8)$$

Para um fluido invíscido (sem viscosidade), o termo $4u \frac{dR}{dt} \frac{1}{R}$ desaparece, o que reproduz a equação de Rayleigh. Franc e Michel (2004) dizem que, embora a equação de Rayleigh-Plesset seja para um caso bem simples, a experiência mostra que ela pode se aplicar a alguns casos mais complexos, como o da bolha em movimento.

3.6 – Macro cavidades

Apesar da vasta bibliografia em cavitação, a sua quase totalidade se concentra em cavidades de pequenos diâmetros e apenas nos últimos anos encontra-se alguma referência às macro cavidades, especificamente com o trabalho de Schulz et al. (2012), que mostram como gerar cavidades com diâmetro maior que 10^{-1}m a partir de água confinada em um contêiner de vidro.

A Figura 3.7 mostra o arranjo utilizado no trabalho, no qual a partir de um aquecimento concentrado no fundo do contêiner, cria-se um sistema metaestável que, ao atingir o seu “limite estável”, realiza uma rápida vaporização e cria um movimento como pistão no líquido acima da bolha assim gerada.

Figura 3.7: A Figura (A) mostra um contêiner cilíndrico com um volume de líquido em repouso e em equilíbrio térmico com o ambiente. O contêiner também está em repouso, fixado com uma mola em sua parte superior.

Nesse esquema a fonte de energia é um feixe de luz convergente. A Figura (B) mostra o Sistema durante a evolução da bolha. O índice c em x denota o movimento do contêiner (SCHULZ et al. 2012).

3.6.1 – Equacionamento para macro cavidades

Schulz et al. (2012) apresentam o seguinte equacionamento para o problema, considerando a Figura 3.7:

Para que uma bolha se forme é necessário que $p_l > W_l/A + p_u$, ou:

$$p_l = \frac{4W_l}{\pi D^2} + p_u + E_p \quad (9)$$

Na qual p_l é a pressão no fundo do contêiner, p_u a pressão que o gás exerce sob o líquido, W_l é o peso do líquido e E_p é um “excesso de pressão”. A força resultante no líquido, R_{liq} , é dada por:

$$R_{liq} = -(p_l - p_u) \frac{\pi D^2}{4} + \tau_0 \pi D H + W_l = -E_p \frac{\pi D^2}{4} + \tau_0 \pi D H \quad (10)$$

τ_0 é a tensão de cisalhamento. Para t_2 , instante em que a cavidade força o movimento do líquido, a resultante das forças na parte interna do contêiner é:

$$R_{int} = \left[(p_l - p_u) \frac{\pi D^2}{4} - \tau_0 \pi D H \right] = W_l + \left[\frac{E_p \pi D^2}{4} - \tau_0 \pi D H \right] \quad (11)$$

As forças “externas” são o peso do contêiner, W_c , a força da mola, e a soma das forças de resistência, F_R . A resultante é:

$$R_{ext} = W_c - K(x_{c0} + x_{c2}) \mp F_R \quad (12)$$

K é a constante da mola, N/m, x_{c0} é o deslocamento inicial, e x_{c2} é o deslocamento adicional induzido pela cavidade. F_R muda seu sinal para movimentos de descida e ascensão. A força resultante no contêiner, R_{con} , é a soma da eq. (11) e (12):

$$R_{con} = W_c + W_l - K(x_{c0} + x_{c2}) + \left[\frac{E_p \pi D^2}{4} - \tau_0 \pi D H \right] \mp F_R \quad (13)$$

Para t_1 , sistema em repouso, tem-se:

$$W_c + W_l - K x_{c0} = 0 \quad (14)$$

De eqs. (10), (13), e (14), as seguintes duas equações são obtidas:

$$m_{con} \frac{d u_c}{dt} = -K x_{c2} + \left[\frac{E_p \pi D^2}{4} - \tau_0 \pi DH \right] \mp F_R \quad (15a) \quad m_{liq} \frac{d u}{dt} = -E_p \frac{\pi D^2}{4} + \tau_0 \pi DH \quad (15b)$$

As equações (15a) e (15b) estão acopladas entre si através de τ_0 e E_p . Se ambas variáveis são funções apenas do tempo, as eqs. (15a) e (15b) podem ser vistas como equações diferenciais lineares independentes de segunda ordem para x_{c1} e x_{c2} . Assumindo que as forças de resistência são proporcionais à velocidade (BRONSON; COSTA, 2006, para problemas oscilatórios), $\tau_0 = \alpha (u + u_c)$ e $F_R = a dx_{c2}/dt$, onde α e a são constantes de proporcionalidade. Ambas equações (15a) e (15b) podem ser combinadas, fornecendo uma única equação final, na forma:

$$\frac{d^3 x_{c2}}{dt^3} + \left[\frac{a + \alpha \pi DH}{m_{con}} + \frac{\alpha \pi DH}{m_{liq}} \right] \frac{d^2 x_{c2}}{dt^2} + \left[\frac{K}{m_{con}} + \frac{\alpha \pi DH}{m_{con} m_{liq}} \right] \frac{dx_{c2}}{dt} + \frac{K \alpha \pi DH}{m_{con} m_{liq}} x_{c2} = \frac{\pi D^2}{4 m_{con}} \frac{d E_p}{dt} \quad (16)$$

Escolhas diferentes para as leis de resistência levam a resultados diferentes (Forças de resistência podem ser proporcionais ao quadrado da velocidade, por exemplo). Adicionalmente, a e α podem depender do escoamento (normalmente expresso como função do número de Reynolds).

3.6.2 – Evolução da bolha

No experimento de Schulz et al. (2012) as cavidades geradas cresciam até tomar a forma do recipiente (uma lâmpada de mercúrio), e moviam todo o líquido acima, gerando um forte movimento do contêiner e forças de até 476 N. Além deste comportamento, outras duas características do escoamento foram observadas:

- Jato reentrante e cavidade como toróide: Semelhante ao descrito na bibliografia de micro bolhas, em se tratando do colapso de bolhas próximo a paredes e a superfícies livres. A Figura 3.8 mostra a formação da cavidade como toróide obtida por Schulz et al. (2012).

Figura 3.8: Sequência de frames e esquema mostrando o colapso a formação da cavidade como toróide (SCHULZ et al. 2012).

- “Climbing film” (filme ascendente): Foi observada a formação de um filme de água que sobe mais rapidamente pela parede do contêiner do que a água nele contida e que, mesmo após a inversão do movimento da água, continua a subir até colidir com o topo do recipiente. Duas hipóteses foram levantadas para explicar este fenômeno: O acúmulo de água na parede devido ao formato do contêiner e a indução do acúmulo através da geração de movimentos laterais no interior do fluido que não são desacelerados quando o contêiner desacelera, permitindo o acúmulo de água junto à parede. A Figura 3.9 mostra o mecanismo de cada uma dessas hipóteses.

Figura 3.9: Mecanismos propostos para a formação do Climbing film (SCHULZ et al. 2012).

Este trabalho parte da ideia de Schulz et al. (2012), de forma a criar macro cavidades e verificar sua capacidade de realização de trabalho, além de quantificar o movimento através de

aproximações que linearizam a equação governante proposta ou quantificam representações mais simples da mesma.

Uma segunda parte do trabalho é desenvolver novas equações para a análise do problema e propor outros sistemas, de forma a se adaptar de forma mais condizente com um equacionamento unidimensional.

4 – DIMENSIONAMENTO E MONTAGEM DO EXPERIMENTO

Os primeiros testes foram realizados com um bulbo de lâmpada de mercúrio com as dimensões dadas na Figura 4.1. Os contatos de metal internos não puderam ser removidos sem que houvesse a abertura da lâmpada, o que enfraqueceria muito a sua resistência mecânica.

Como o movimento horizontal do fluido teve influência desprezível no movimento vertical do contêiner, a hipótese unidimensional foi utilizada no presente estudo, e, de forma a melhor analisar o desenvolvimento do fenômeno, o bulbo de lâmpada foi substituído por um contêiner de vidro de maior comprimento e menor diâmetro, representando de forma mais coerente o modelo teórico utilizado (unidimensional). Ainda um terceiro e quarto bulbo foram confeccionados (Figura 4.2), pois o segundo contêiner não permitia a desaceleração completa do volume de água, e o líquido se chocava com o topo do recipiente, assim permitindo a perda de dados referentes ao movimento completo do líquido. Desta forma, foram feitos mais dois tubos, sendo que no último houve mudança no diâmetro de forma a avaliar o efeito da variação do volume de água no experimento.

Figura 4.1: Fotografia e medidas da lâmpada de mercúrio. Dimensões em mm.

Tubos de vidro Pyrex foram então utilizados para a confecção dos novos contêineres. As dimensões dos contêineres podem ser vistos na Figura 4.2. Em todos os testes foram utilizadas colunas de água com aproximadamente a mesma altura (18 cm), a qual foi determinada experimentalmente como o valor máximo que se poderia utilizar de forma que não se rompesse o vidro nas condições de trabalho do presente estudo. Trata-se de um valor empírico vinculado, portanto, aos primeiros ensaios nesta linha de pesquisa.

Dimensões D e Z dos contêineres		
Número do contêiner	D (mm)	Z (mm)
1	60	950
2	60	950
3	60	450
4	32	900

Figura 4.2: Vista geral do contêineres e definição das dimensões D (diâmetro) e Z (altura total).

4.1- O suporte

Os experimentos anteriores (SCHULZ et al., 2012) mostraram que forças de grande magnitude estão envolvidas com este tipo de cavitação, dessa forma um sistema de suporte bem sólido deve ser utilizado para permitir medições adequadas, garantindo a integridade do contêiner. A estrutura do suporte, contudo, é composta por vários componentes como maneira de facilitar o manuseio da mesma. Estes componentes são descritos na sequência:

4.1.1- Mão francesa

Devido a grande força resultante do experimento, e de forma a evitar vibrações que possam afetar as medidas experimentais, foi necessária a montagem de uma mão francesa bem resistente e a sua fixação em uma coluna bem robusta, como pode-se ver na Figura 4.3.

Figura 4.3: Mão francesa utilizada como suporte (a) e célula de carga (b).

4.1.2 - célula de carga

Dois modelos de célula de carga foram utilizados, a primeira com limite de carga de 500 N (mostrada na Figura 4.3), enquanto a segunda com um limite de até 2000 N. A célula de carga foi ligada entre a mão francesa e a primeira placa de PVC e conectada em uma base de aquisição de dados.

4.1.3 - Placas de PVC

De forma a segurar o bulbo de vidro e permitir a conexão desse com a célula de carga, placas de PVC foram usadas, sendo conectadas por hastes de aço (Figura 4.2). Duas placas foram moldadas de forma a dar encaixe à base e ao topo da lâmpada, enquanto uma terceira foi moldada para conectar a célula de carga. Na Figura 4.4 pode-se observar as três placas usadas para um dos bulbos de vidro.

Figura 4.4: Placas de PVC (a) e O-rings (b).

4.1.4 – O-rings

Para amortecer o impacto da lâmpada com as placas de PVC e evitar quebras, dois O-rings foram colocados em cada uma das placas que se encaixam no vidro (Figura 4.4), ajustando perfeitamente os eventuais espaços e protegendo o contêiner.

4.2 - Preparo do experimento

Os tubos de vidro, com as dimensões específicas e abertas apenas em cima por um tubo capilar de 60-100 mm de comprimento, passaram por um processo de recozimento a 465° C por um período de 24h, dessa forma eliminando-se (idealmente) todas as tensões térmicas que pudessem estar residualmente no vidro.

4.2.1 - Preparo do líquido interno

Nos bulbos de vidro, após o recozimento, foram inseridos cerca de 15g de areia. A areia tem como objetivo evitar que, durante o aquecimento da parte inferior do contêiner, haja a formação de convecção térmica relevante, dessa forma mantendo a água aquecida no fundo, enquanto acumula a energia necessária para a nucleação. Em outros termos, a areia é uma forma de garantir que a nucleação ocorra junto ao fundo do contêiner.

Na sequência, o contêiner é preenchido com água até a metade e então o sistema é aquecido em um fogareiro, sendo levado à fervura até que se evapore parte substancial da água, sobrando apenas cerca de 18 cm de coluna de água. Nesse ponto do processo, com um maçarico a gás, o tubo capilar é derretido e lacrado com a água ainda fervendo, sendo o fogo imediatamente apagado. A lâmpada fica em repouso até que o equilíbrio térmico com o ambiente se estabeleça e, após pesagem, é montada no suporte já descrito.

4.2.2 - Geração de calor

No processo de preparação do líquido interno é utilizado um fogareiro fixo sobre um botijão de gás de 2 kg. Um cilindro de aço de aproximadamente 15 cm de diâmetro é colocado entre o fogo e o bulbo de vidro, de forma a canalizar o ar aquecido.

No experimento em si, a nucleação é forçada usando-se um isqueiro comum, o qual é mantido ligeiramente abaixo da lâmpada de forma que apenas a parte amarela da chama (ao

invés da azul) entre em contato com o vidro, evitando assim o aparecimento de tensões térmicas no vidro.

Embora ainda não aplicado, discute-se a utilização de espelhos e lentes para aproveitamento de luz solar para a ignição do processo.

4.3 - Equipamentos de medição e registro utilizados

Para registro dos dados experimentais foram utilizados os equipamentos conforme indicado na sequência:

- Células de carga: descrita no item 4.1.2
- Câmera filmadora:

No primeiro instante se utilizou a câmera Fujifilm Finepix HS 20, com velocidade de 320 qps na resolução 320 x 112 pixels.

Em etapas posteriores, de forma a se obter mais detalhes na visualização, foi utilizada a câmera Olympus I-speed 3 com resolução de 1200 x 128 pixels e 2000 qps.

5 – DESENVOLVIMENTOS TEÓRICOS

De forma a avaliar as hipóteses mais coerentes ao experimento, várias soluções aproximadas foram obtidas e testadas, as quais estão relatadas na sequência.

5.1 – Modelo para a variação da força e amplitude do movimento do contêiner

A sequência de passos apresentada aqui é baseada no estudo de Schulz et al. (2012). Esta sequência foi desenvolvida no contexto do presente estudo, constando em Pereira et al. (2013a). Considera-se o esquema do contêiner com líquido da Figura 5.1a.

Figura 5.1: a) Contêiner com líquido. A estrela no fundo indica a fonte de calor. t_1 representa o tempo antes da formação da cavidade. t_2 representa o tempo após a formação da cavidade. b) A forma mais simplificada da evolução do excesso de pressão (E_p) na atmosfera inferior (p_l), assumida constante em dois passos.

Partindo da eq. (16) e dividindo o fenômeno em duas etapas (aceleração e colapso da bolha), assume-se a e α como constantes para cada intervalo considerado. Se a evolução de E_p for conhecida, a eq. (16) se torna linear. No caso teórico mais simples $E_p = \text{constante}$ (relacionado com a pressão de vapor), é gerada a solução:

$$x_{c2} = C_1 e^{\theta_1 t} + C_2 e^{\theta_2 t} + C_3 e^{\theta_3 t}. \quad (17a)$$

θ_1 , θ_2 e θ_3 são combinações das constantes da eq. (16) e C_1 , C_2 e C_3 dependem das condições de contorno do problema. As raízes da equação característica de terceira ordem obtida para a equação 16 podem der a) três números reais, ou b) um raiz real e duas raízes complexas. Neste caso, a solução assume a seguinte forma:

$$x_{c2} = e^{\theta_1^* t} (C_1 \cos \theta_2^* t + C_2 \sin \theta_2^* t) + C_3 e^{\theta_3 t}. \quad (17b)$$

θ_1^* e θ_2^* são respectivamente a parte real e imaginária das constantes. Esse comportamento oscilatório amortecido é esperado, considerando o arranjo físico mostrado na Figura 5.1. Nesse estudo a eq. (17a) foi testada com uma função de dois passos para E_p , na forma dada pela Figura 5.1b. t_a é o intervalo de tempo em que há a aceleração da bolha para cima e t_t o tempo total do fenômeno. O movimento real deve considerar a possível variação de E_p . Para a determinação das constantes da equação, foi aplicado um procedimento de ajuste proposto por Schulz (2013), considerando a não linearidade da equação. θ_i pode variar de acordo com o intervalo considerado, pois a e α podem assumir diferentes valores para cada intervalo.

Schulz et al. (2012) usaram aproximação polinomial para avaliar E_p na eq. (16), baseado nas forças medidas. De forma a verificar a resposta às equações na forma mais simples, o sistema de dois passos para E_p mostrado na Figura 5.1b foi utilizado. Os dois passos representam: 1) A aceleração do líquido até que a velocidade máxima do contêiner seja atingida e, 2) a desaceleração do fluido com subsequente inversão do sentido da velocidade e descida (colapso da bolha). A Eq. (17) é solução para ambas as situações, mas coeficientes diferentes podem ocorrer, considerando variações em a e α . Schulz (2013) propôs o ajuste de equações não lineares composto pela soma de exponenciais para condições de contorno conhecidas, o qual foi utilizado aqui.

As seguintes condições de contorno foram utilizadas para o primeiro passo de E_p .

$$\begin{aligned}
(i_1) x_{c2} = 0 \quad \text{para } t = 0 \quad . \quad (ii_1) \frac{d x_{c2}}{dt} = 0 \quad \text{para } t = 0 \quad . \quad (iii_1) \frac{d^2 x_{c2}}{dt^2} = \frac{F_0}{m} \quad \text{para } t = 0. \\
(iv_1) x_{ca} = x_{c2} \quad \text{para } t = t_a \quad . \quad (v_1) \frac{d x_{c2}}{dt} = u_a \quad \text{para } t = t_a \quad . \quad (vi_1) \frac{d^2 x_{c2}}{dt^2} = 0 \quad \text{para } t = t_a.
\end{aligned}$$

Para o segundo passo de *Ep*, as condições adotadas foram:

$$\begin{aligned}
(i_2) x_{c2} = x_{ca} \quad \text{para } t = t_a \quad . \quad (ii_2) \frac{d x_{c2}}{dt} = u_a \quad \text{para } t = t_a \quad . \quad (iii_2) \frac{d^2 x_{c2}}{dt^2} = 0 \quad \text{para } t = t_a \\
(iv_2) x_{c2} = x_{cp} \quad \text{para } t = t_p \quad . \quad (v_2) \frac{d x_{c2}}{dt} = 0 \quad \text{para } t = t_p \quad . \quad (vi_2) \frac{d^2 x_{c2}}{dt^2} = \frac{F_p}{m} \quad \text{para } t = t_p
\end{aligned}$$

Tendo a forma da solução, o problema se resume em encontrar as constantes $C_1, C_2, C_3, \theta_1, \theta_2, \theta_3$ da eq. (17a). Para este estudo, $t_a = 15$ ms, $t_p = 25$ ms, $x_{ca} = 0,021$ m, $F_0/m = 340$ m/s², e $x_{cp} = 0.033$ m (menor valor observado). Para o primeiro passo os coeficientes dos argumentos das exponenciais foram obtidos usando a função auxiliar S e a solução de θ_3 mostrada na sequência (Veja SCHULZ, 2012 para detalhes da determinação da função S)

$$S = -\theta_{1or2} \left[x_{cA} \exp(-\theta_{1or2} t_A) + \frac{u_A^2}{F_0 / m} \right] - u_A \exp(-\theta_{1or2} t_A) \quad (18)$$

$$\theta_3 = \frac{\ln \left[\frac{x_{cA}}{F} \theta_1 \theta_2 - \frac{u_A}{F} (\theta_1 + \theta_2) \right]}{t_A} \quad (19)$$

A Eq. (18) fornece θ_1 e θ_2 obtidos para um valor fixo de S (o mesmo valor para θ_1 e θ_2). A Eq. (19) fornece então o valor de θ_3 . A solução de x_{c2} obtida é dada por:

$$x_{c2} = 1.08024 \exp(-44.830t) - 0.73091 \exp(-57.095t) + 0.34933 \exp(-19.170t). \quad (20)$$

Para o passo 2, a última condição de contorno ($vi-2$) não foi usada, pois os coeficientes dos argumentos das exponenciais foram escolhidos por tentativa, usando um programa de computador que armazenava os valores que indicam a menor diferença entre valores previstos

e observados para u_a e da amplitude em $t=60$ ms. A equação obtida para x_{c2} no segundo passo foi:

$$x_2 = 0.57444\exp(-110t) + 0.51945\exp(-90t) + 0.075988\exp(-190t). \quad (21)$$

5.2 – Equação de movimento unidimensional para macro cavidades

Considerando apenas a equação relativa à componente da velocidade para a direção x, a equação de Navier-Stokes, em coordenadas cartesianas, é apresentada da seguinte forma:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\mu}{\rho} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) + b_x \quad (22)$$

u , v e w são as componentes da velocidade nas direções x, y e z respectivamente. ρ e μ são a densidade e a viscosidade do fluido. b_x é a força de campo na direção x. Considerando a geometria do estudo e movimento ocorrendo apenas na direção x, segue que:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\mu}{\rho} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) + b_x \quad (23)$$

A força de campo b_x por unidade de massa é a aceleração da gravidade, $-g$. Os efeitos viscosos $\frac{\mu}{\rho} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right)$ implicam em resistência ao escoamento, expresso como a força F_R por unidade de massa. Os efeitos da tensão superficial foram negligenciados, assumindo simetria do menisco na superfície superior e inferior do líquido. Para a geometria do estudo, como expresso na Figura 5.2, o gradiente de pressão é dado por $-\left(\frac{p_l - p_u}{H}\right)$, o que resulta:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{1}{\rho} \left(\frac{p_l - p_u}{H} \right) - \frac{F_R}{\rho Vol} - g \quad (24)$$

Vol representa o volume de líquido no contêiner. Esta equação governante foi desenvolvida no contexto da linha de pesquisa que compreende o presente estudo. A solução desta equação requer o conhecimento de como p_l e p_u evoluem com o tempo, assim como uma definição conveniente das forças de resistência. Para este estudo foram consideradas duas

possibilidades para a pressão: 1) Pressão constante e 2) aproximação dos gases perfeitos. Três hipóteses diferentes foram usadas para F_R : 1) F_R proporcional ao quadrado da velocidade, 2) F_R proporcional a força impulsora e 3) F_R como função da distância. Tais possibilidades foram elaboradas na interação entre orientador e orientado no contexto desta dissertação, representando um trabalho dinâmico de busca da melhor resposta.

Figura 5.2: Geometria do experimento. As variáveis aqui se referem ao movimento do fluido, enquanto a Figura 5.1 se refere ao movimento do contêiner.

5.2.1 – Pressão constante e F_R proporcional ao quadrado da velocidade

Para F_R calculado como proporcional ao quadrado da velocidade e a área de contato, as condições do problema fornecem:

$$F_R = -C_d \rho u^2 (2\pi R_l H) \quad (25)$$

C_d é o coeficiente de arrasto e R_l é o raio do volume de líquido em consideração. Substituindo eq. (25) na eq. (24) resulta em:

$$\frac{du}{dt} = \left(\frac{p_l - p_u}{\rho H} \right) - \frac{2C_d u^2}{R_l} - g \quad (26)$$

Neste caso, eq. (26) assume a forma simplificada:

$$\frac{du}{dt} = -\Omega_1 - \Omega_2 u^2 \quad (27)$$

$$-\Omega_1 = \left(\frac{p_l - p_u}{\rho H} \right) - g \quad \text{e} \quad \Omega_2 = \frac{2C_d}{R} \quad (28)$$

O movimento é inicialmente desacelerado devido aos efeitos gravitacionais e viscosos. Desta forma a eq. (27) é válida enquanto o pistão de líquido estiver em ascensão. Depois de atingir a máxima altura e ocorrer a mudança no sentido do movimento, apesar de os efeitos viscosos continuarem, logicamente, a retardar o movimento, a gravidade passa a funcionar como um fator de aceleração para o sistema. Assim é necessário que se considere essa inversão do papel da gravidade na equação, resultando no seguinte para o movimento de descida:

$$\frac{du}{dt} = \Omega_3 - \Omega_2 u^2 \quad (29)$$

$$\Omega_3 = -\left(\frac{p_l - p_u}{\rho H} \right) + g \quad (30)$$

A Eq. (27) tem solução para u e L (onde $u = dL/dt$ e L é a amplitude da bolha, como mostrado na Figura 5.2) resultando em:

$$u = \sqrt{\frac{\Omega_1}{\Omega_2}} \tan(-\sqrt{\Omega_2 \Omega_1} t + C) \quad (31)$$

$$L = \left\{ \frac{u_{max} t_{max}}{C \tan C} \ln \left[\cos \left(C - C \frac{t}{t_{max}} \right) \right] \right\} + L_{max} \quad (32)$$

$$\Omega_1 = \frac{C}{tg C} \frac{u_{max}}{t_{max}} \quad (33)$$

$$\Omega_2 = \frac{C \tan C}{u_{max} t_{max}} \quad (34)$$

$$\cos C = \exp\left(-\frac{L_{max}}{u_{max} t_{max}} C \tan C\right) \quad (35)$$

Neste caso, a constante C deve ser determinada com base no valores conhecidos de L_{max} (amplitude máxima), u_{max} (velocidade máxima), e t_{max} (tempo necessário para atingir a amplitude máxima).

A Eq.(29), por outro lado, tem solução de u e L dadas por:

$$u = \sqrt{\frac{\Omega_3}{\Omega_2}} \left[1 - \frac{2}{1 + \exp\left(2\sqrt{\Omega_2\Omega_3}(t - t_{max})\right)} \right] \quad (36)$$

$$L = L_{max} - \left\{ \sqrt{\frac{\Omega_3}{\Omega_2}} t - \frac{1}{\Omega_2} \ln \left[\frac{1 + \exp\left(2\sqrt{\Omega_2\Omega_3}(t - t_{max})\right)}{2} \right] \right\} \quad (37)$$

$L=L_{max}$ em $t=t_{max}$. Neste caso, as constantes Ω_1 e Ω_2 devem ser determinadas.

5.2.2 Aproximação com pressão constante e F_R proporcional à força impulsora

Para F_R proporcional à força impulsora, as condições do problema fornecem:

$$F_R = -N\pi R_l^2 \left(\frac{p_l - p_u}{\rho H} \right) \quad (38)$$

N é uma constante de proporcionalidade. Substituindo eq. (38) na eq. (24) resulta em:

$$\frac{du}{dt} = \left(\frac{p_l - p_u}{\rho H} \right) \left(1 + \frac{N}{\rho H} \right) - g \quad (39)$$

Neste caso, a eq. (39) assume a seguinte forma simplificada:

$$\frac{du}{dt} = -\Omega_4 \quad (40)$$

$$-\Omega_4 = \left(\frac{p_l - p_u}{\rho H} \right) \left(1 + \frac{N}{\rho H} \right) - g \quad (41)$$

Considerando novamente a variação do efeito gravitacional para a inversão no sentido do movimento, uma nova equação é necessária para o movimento de descensão. Assim para a descida resulta:

$$\frac{du}{dt} = -\Omega_5 \quad (42)$$

$$\Omega_5 = \left(\frac{p_l - p_u}{\rho H} \right) \left(1 - \frac{N}{\rho H} \right) - g \quad (43)$$

A solução da eq.(40) para u e L é

$$u = u_0 - \Omega_4 t \quad (44)$$

$$L = u_0 t - \Omega_4 \frac{t^2}{2} \quad (45)$$

u_0 é a velocidade inicial. Adicionalmente a solução para a eq. (42) para u e L é

$$u = -\Omega_5 (t - t_{max}) \quad (46)$$

$$L = L_{max} - \Omega_5 \frac{(t - t_{max})^2}{2} \quad (47)$$

$-\Omega_4$ e Ω_5 devem ser determinados experimentalmente.

5.2.3 Aproximação com a lei dos gases perfeitos

Considerando que as massa contidas na forma gasosa nas partes inferior e superior não mudam durante a expansão e compressão, a lei dos gases perfeitos leva a:

$$\frac{du}{dt} = \left[\frac{p_{ol} L_{ol}}{\rho H} \frac{1}{L} - \frac{p_{ou} S_{ou}}{\rho H} \frac{1}{(Z - H - L)} \right] - \frac{F_R}{\rho Vol} - g \quad (48)$$

Na qual: p_{ol} e p_{ou} são, respectivamente, as pressões inferior e superior iniciais, enquanto L_{ol} e S_{ou} são respectivamente as dimensões verticais inferior e superior da fase gasosa. Neste caso, foi considerado que a velocidade é função da posição, $u = u(L)$, e que as forças de resistência também podem ser expressas como função da posição, $F_R = W(L_{max} - L)^Q$, onde W e Q são valores constantes a serem ajustados. A seguinte equação para L é então obtida:

$$\frac{d^2 L}{dt^2} = \left[\frac{p_{ol} L_{ol}}{\rho H} \frac{1}{L} - \frac{p_{ou} S_{ou}}{\rho H} \frac{1}{(Z - H - L)} \right] - \frac{W(L_{max} - L)^Q}{\rho Vol} - g \quad (49)$$

Z é o comprimento total do tubo, como mostrado na Figura 5.2

Definindo: $h = L/(Z - H)$, $\phi = t/t_{max}$, $\Gamma = g t_{max}^2 h_{max}/(Z - H)$, $\varphi = p_{ol} L_{ol} t_{max}^2 / \rho H (Z - H)^2$, $\beta = p_{ou} S_{ou} t_{max}^2 / \rho H (Z - H)^2$, $\theta = W t_{max}^2 h_{max}^{Q+1} (Z - H)^{Q-1} / (\rho Vol (Q + 1))$, e integrando uma vez, a seguinte equação de primeira ordem é obtida:

$$\frac{dh}{d\phi} = \pm \sqrt{2\varphi \ln \frac{h_{max}}{h} + 2\beta \ln \frac{(1 - h_{max})}{(1 - h)} + 2\Gamma \left(1 - \frac{h}{h_{max}}\right) + 2\theta \left(1 - \frac{h}{h_{max}}\right)^{Q+1}} \quad (50)$$

A condição de contorno de derivada nula no ponto de altura máxima foi utilizada. O sinal $\pm$ mostra que a equação deve ser aplicada de forma diferente para movimento de subida e descida.

6 - DESCRIÇÃO DA FENOMENOLOGIA

Em todos os experimentos se observa uma “explosão” dentro do tubo após alguns segundos de aquecimento, a qual se deve ao processo de rápido crescimento de uma bolha de vapor na base do líquido. O crescimento da bolha faz com que toda a coluna de água acima seja imediatamente acelerada, formando um movimento semelhante ao de pistões em motores. Este processo de formação juntamente com o colapso da bolha ocorre de forma “quase instantânea” (considerando a capacidade visual humana), durando apenas frações de segundo, o que faz com a força no fundo do bulbo de vidro atinja valores substanciais, mesmo que a energia utilizada no aquecimento seja pequena.

Através da análise dos vídeos de alta velocidade, foi observado o aparecimento de um filme líquido junto a parede interna do contêiner, o qual sobe com velocidade maior que a da coluna principal de líquido e continua subindo mesmo após a coluna líquida ter iniciado a descida. Este filme foi observado também por Schulz et al. (2012), sendo denominado climbing film (filme ascendente). A Figura 6.1 mostra uma sequência de frames em que o climbing film pode ser visualizado, sendo indicado por setas. A informação adicional com o uso da presente geometria é que o filme se forma mesmo para bulbos compostos de paredes paralelas, o que mostra que o mecanismo descrito pela Figura 3.9a, embora podendo ocorrer, não é relevante para a formação do filme. Conclui-se, então, que os movimentos internos no fluido é que estão levando à formação do filme ascendente.

Figura 6.1: Climbing film.

Após o completo colapso da cavidade, nota-se a formação de bolhas de vapor de menor diâmetro na parte central do líquido. Estas bolhas fazem rapidamente alguns ciclos de crescimento e colapso antes de desaparecerem completamente, semelhantemente ao comportamento de uma mola na dissipação de energia. Esse fenômeno, chamado na literatura

por “rebound” (repercussão ou “reformação”), é mostrado na Figura 6.2 e pode ser observado com bastante nitidez no equipamento aqui desenvolvido.

Figura 6.2: Formação do “rebound” após o colapso da bolha.

Outros fenômenos, mais específicos de cada experimento, foram observados, variando com a força da explosão, o formato do recipiente e o comprimento. Estes serão descritos na sequência.

6.1 – Diferenças decorrentes do formato dos contêineres

Nos experimentos feitos em lâmpadas de mercúrio se observa, durante o colapso da bolha, a formação de um jato central reentrante, o qual penetra a bolha com velocidade crescente e choca-se com a parede de vidro. Já em tubos de vidro compridos nota-se o início da formação de um jato reentrante na parte de baixo do líquido, o qual não consegue o seu total desenvolvimento, descendo de forma “espalhada” (não concentrada) e atuando de forma mais unidimensional, como era o esperado.

6.2 – Diferenças devido ao comprimento dos recipientes

Em recipientes menores, o pistão líquido (coluna principal de água) sobe rapidamente e colide com o topo do tubo, retornando rapidamente a descer. Durante a descida (colapso da bolha) a parte superior da coluna de líquido, assim como a inferior, mantém-se com características médias horizontais, porém o líquido pode permanecer “aderido” às paredes,

diminuindo o comprimento do pistão (altura da coluna inicial de líquido), conforme infere-se da Figura 6.3. Em alguns casos, o efeito do espalhamento foi bem mais expressivo, chegando a “suprimir” completamente a coluna líquida (isto é, todo o líquido ficou “aderido” à parede).

Figura 6.3: Efeito de espalhamento sobre o jato reentrante

Em contêineres maiores houve um desenvolvimento mais completo do fenômeno, de forma que o pistão líquido teve espaço suficiente para iniciar o movimento ascendente, desacelerar e descer sem se chocar com o topo do recipiente. Na parte superior da coluna de água, que anteriormente não demonstrava nenhum efeito expressivo, observou-se por vezes a formação de um jato central com o comportamento inverso ao que se observava nas lâmpadas de mercúrio. Assim como o filme líquido na parede, o jato central move-se com velocidade maior que a do pistão e, enquanto o pistão começa a descer, ele continua em movimento ascendente até colidir com o topo do recipiente e somente depois começar a descer, ainda com o formato intacto, como podemos ver na Figura 6.4.

Figura 6.4: Sequência de frames mostrando a formação do jato central sob a superfície livre.

É importante notar na Figura 6.4 que, no topo do jato central, forma-se uma gota, com aparente tendência de separação do resto do jato, como esperado devido a instabilidade de Savart-Plateau-Rayleigh, fator que deve ser confirmado em próximos experimentos. Estas formações são comuns na literatura, e embora Chahine (1982) cite que elas ocorrem desde que $\eta \geq 0,3$, nos experimentos de macro cavidades, nos quais devido ao grande tamanho das bolhas η está sempre acima deste valor, houve a formação apenas em alguns casos, denotando possíveis diferenças no mecanismo de formação destes jatos em macro cavidades.

6.3 – Interferência devido à forma de aquecimento

A forma de aquecimento mostrou grande influência na força da explosão, o que acarreta em comportamentos variáveis analogamente à variação de comprimento do recipiente. Se a explosão for muito forte, o desenvolvimento da cavidade se comporta como em um bulbo curto, e, se for fraca, o desenvolvimento será como em uma lâmpada maior.

A proximidade maior entre a chama e o fundo do recipiente resultou em uma explosão mais fraca, mas que necessita de menos tempo para iniciar, enquanto que em experimentos com

a chama mais distante é necessário um tempo bem maior para o início do processo, porém com o mesmo ocorrendo com grande intensidade.

6.4 – Ocorrências pontuais

Em alguns testes ocorreu a quebra da lâmpada devido ao impacto da água. Na Figura 6.5 se observa, por uma sequência de fotos, como a água quebra a parede lateral de vidro. Após a explosão e a resultante ascensão, o pistão de água desce, ricocheteia no fundo e volta a subir impactando o vidro lateral.

Figura 6.5: Detalhes da evolução da cavidade gerando a quebra do recipiente.

7 – COMPARAÇÃO ENTRE RESULTADOS EXPERIMENTAIS E PREDIÇÕES TEÓRICAS.

7.1 – Resultados para predição da variação da amplitude do movimento e da força sob o contêiner

Os resultados aqui apresentados são para o contêiner da Figura 4.1, o qual se move inicialmente para baixo, como reação ao movimento da água em seu interior, e então move-se para cima devido a mola em seu topo. Uma metodologia muito simples permitiu a quantificação do movimento, tendo os resultados experimentais sido coletados por Schulz et al. (2012) e utilizados para verificar a formulação do item 5.1: 1) O movimento foi gravado usando câmeras de alta velocidade; 2) Os frames foram individualizados durante a análise em câmera lenta; 3) Distâncias foram medidas digitalmente nestes frames; 4) gráficos mostrando o movimento ao longo do tempo foram plotados.

7.1.1 – Previsões para a amplitude do movimento do contêiner

A escala mostrada na Figura 7.1 permitiu comparações com distâncias obtidas digitalmente nos frames. A Figura 7.2 mostra a medida das amplitudes do movimento vertical do primeiro contêiner para as quatro execuções do estudo.

Figura 7.1: Arranjo experimental: Contêiner, estrutura de suporte e mola (Adaptado de Schulz et al., (2012).

Grandes amplitudes de movimento foram observadas, com máximo entre 33 e 44 mm, obtidos após 25-28 ms. Os diâmetros das cavidades foram similares ao diâmetro do contêiner.

Figura 7.2: Gráfico da variação da amplitude com o tempo para as quatro execuções (x_{c2} da Figura 5.1a). A linha cheia representa a predição das eqs. (20) e (21). A velocidade da câmera foi de 500 fps.

Observa-se, na Figura 7.2, que o equacionamento proposto no item 5.1 prevê adequadamente o movimento do contêiner, partindo do repouso, atingindo o pico e decaindo paulatinamente com o tempo.

7.1.2 – Previsões para a variação da força

Schulz et al. (2012) obtiveram o valor da força para mover o dispositivo através da multiplicação de d^2x_{c2}/dt^2 pelo valor total da massa (Contêiner + Estrutura de suporte = 287,8 g). A aceleração do contêiner, a partir dos dados de amplitude medidos, conforme descrito no item 7.1.1, foi calculada pela seguinte equação:

$$\frac{d^2 x_{c2}}{dt^2} = \frac{x_{c2}(t - 2\Delta t) + 4x_{c2}(t - \Delta t) - 6x_{c2}(t) + 4x_{c2}(t + \Delta t) + x_{c2}(t + 2\Delta t)}{8\Delta t^2}. \quad (51)$$

A Figura 7.3 mostra os valores calculados e principais tendências. A nuvem de pontos mostra: 1) Um pico máximo em 5 ms; 2) Um pique mínimo em 25 ms.

Figura 7.3: Forças observadas usando eq. (51). Forças calculadas pelas eqs. (20) e (21) (linha sólida).

Nesse caso observa-se que o equacionamento do item 7.1 foi capaz de reproduzir a ordem de grandeza dos resultados experimentais, mas não reproduziu a suavidade (igualdade da primeira derivada) entre os dois estágios nos quais foi dividido o fenômeno. Nesse caso, um equacionamento em que a imposição de suavidade é uma condição de contorno é aconselhado.

Vale frisar que foram efetuados experimentos para medidas de forças com os bulbos gerados para o presente estudo. Entretanto as forças envolvidas mostraram-se muito pequenas, não podendo ser registradas pelo equipamento anteriormente dimensionado. Este valor ínfimo de força ainda deve ser melhor entendido, uma vez que a geometria precedente havia permitido obter forças de magnitude perfeitamente mensurável. Adicionalmente, tendo havido o rompimento de bulbos durante os experimentos da presente pesquisa, sabe-se que os esforços são relevantes. O porquê da ausência de registro das forças, tendo havido movimentos amplos, ainda necessita de maiores estudos.

7.2 – Resultados para a predição da variação da amplitude da bolha

As Figuras 7.4, 7.5, 7.6 e 7.7 mostram os resultados obtidos para os quatro contêineres descritos na Figura 4.2. Em todas as figuras a linha azul representa os resultados experimentais, a linha vermelha pontilhada representa as predições para pressão constante e F_R proporcional ao quadrado da velocidade, a linha verde tracejada representa as predições para pressão constante e F_R proporcional a força impulsora, e a linha cinza representa as predições para a pressão seguindo a lei dos gases perfeitos e F_R dependendo da amplitude da bolha

Como pode ser observado, todas as predições permitem a obtenção de evoluções teóricas próximas à evolução de amplitude observada.

Figura 7.4: Comparação entre os dados para o primeiro contêiner da Figura 4.2.

Figura 7.5: Comparação entre os dados para o segundo contêiner da Figura 4.2.

Figura 7.6: Comparação entre os dados para o terceiro contêiner da Figura 4.2.

Figura 7.7: Comparação entre os dados para o quarto contêiner da Figura 4.2.

A altura adimensional indicada nas Figuras 7.4 a 7.7 foi definida como a razão entre a amplitude medida da bolha e a altura total da fase de vapor, isto é: $\text{Altura adimensional} = L/(Z-H)$ quando considerando as dimensões mostradas na Figura 5.2. O tempo adimensional

corresponde à razão entre o tempo medido e o tempo de impacto da primeira parte observável do líquido no fundo do contêiner.

De forma global, por comparação visual, os resultados da linha vermelha pontilhada, que representa as previsões para pressão constante e F_R proporcional ao quadrado da velocidade, acompanham mais proximamente o conjunto de resultados da linha azul (experimentais).

8 - COMPARAÇÕES COM O DESENVOLVIMENTO DA EQUAÇÃO DE RAYLEIGH-PLESSET

Embora a equação de Rayleigh-Plesset não tenha sido desenvolvida para ser aplicada ao caso de macro cavidades confinadas, sobretudo devido à diferença de geometria, pode-se utilizá-la para comparação entre as propostas em desenvolvimento nesta linha de pesquisa e os pontos de vista tradicionais encontrados na literatura, de forma a avaliar quais as diferenças nos próprios equacionamentos e aquelas resultantes do uso das equações.

Na sequência estão as aproximações de Rayleigh-Plesset e aquelas aqui desenvolvidas. A principal diferença nas equações obtidas está nas não linearidades. Na eq. (7) o termo $u \frac{\partial u}{\partial r}$ aparece devido à variação de velocidade ao longo da dimensão radial no veículo exterior à bolha (existente devido à condição de escoamento radial esférico), fator que é desconsiderado quando se estuda cavidades unidimensionais, com expansão da bolha a partir do fundo e manutenção da coluna de água. Na eq. (24) as não linearidades aparecem devido ao efeito viscoso com a parede do contêiner, enquanto para eq. (7) a viscosidade atua apenas intrinsicamente no líquido, que, devido às condições específicas, pode ser desconsiderada. O termo gravitacional também aparece diferentemente nas duas equações, uma vez que desenvolve um papel preponderante no colapso das macro cavidades.

A partir de aproximações nas quais se desconsideram os efeitos da viscosidade, dos gases não-condensáveis e da tensão superficial, pode-se desenvolver adiante as eqs. (7) e (8) chegando-se em (FRANC; MICHEL, 2004):

$$\rho \frac{dR^2}{dt} R^3 = -\frac{2}{3} (p_{\infty} - p_v) (R^3 - R_0^3) \quad (52)$$

E:

$$\frac{dR}{dt} = \sqrt{-\frac{2}{3} \frac{(p_{\infty} - p_v)}{\rho} \left(\frac{R_0^3}{R^3} - 1 \right)} \quad (53)$$

A eq. (52) foi desenvolvida para o crescimento da bolha, enquanto a eq. (53) foi para o colapso. Assim como para as equações desenvolvidas aqui, no capítulo 5, a mudança no movimento da bolha, após a completa expansão, cria a necessidade da análise do fenômeno através de duas equações, precisamente uma para o crescimento e outra para o colapso.

A integração numérica da eq. (53) permite calcular R como função do tempo, e obter o tempo característico de colapso de Rayleigh (FRANC; MICHEL, 2004):

$$\tau \cong 0.915 R_0 \sqrt{-\frac{\rho}{(p_{\infty} - p_v)}} \quad (54)$$

Pode-se calcular τ para os experimentos da Figura 4.2, como uma estimativa de tempo. Sendo as variáveis na consideração original: p_{∞} a pressão uniforme exterior a bolha, p_v a pressão de vapor e R_0 o raio da bolha ao iniciar o colapso. Para os experimentos aqui descritos considerou-se p_{∞} como a pressão inicial no fundo do contêiner (p_v + pressão devido a coluna de água) e R_0 como a amplitude da bolha no início do colapso (valor máximo da amplitude). A comparação com os dados experimentais pode ser vista na tabela 8.1.

Contêiner	τ (s)	Tempo de colapso experimental (s)
1	0,351	0,42
2	0,093	0,16
3	0,163	0,128
4	0,065	0,056

Tabela 8.1: Comparação entre tempos experimentais e o tempo característico de colapso de Rayleigh.

O que se observa nesta comparação é que, considerando o raio máximo a amplitude máxima como sendo R_0 , obtém-se tempos de colapso da ordem de grandeza daqueles obtidos pela equação 54. Esta constatação sugere que os termos dimensionais usados na equação 54

estão convenientemente justapostos, eventualmente elevados a expoentes adequados. Entretanto, há uma tendência que deve ainda ser melhor analisada. Observa-se que os maiores tempos experimentais implicam em menores tempos teóricos (equação 54), enquanto que os menores tempos experimentais implicam em maiores tempos teóricos. Este comportamento tendencioso de diferença pode estar indicando que as conclusões das considerações efetuadas no equacionamento ideal de Rayleigh-Plesset de fato devam sofrer alguma correção para representar outras geometrias.

Nos experimentos houve, portanto, uma tendência de reprodução da ordem de grandeza, mas acompanhada de uma tendência preferencial de desvio entre previsões via equacionamento tradicional e experimentação. O uso imediato da equação de Rayleigh-Plesset, portanto, parece ousado (ou ineficaz) para o trabalho com macro cavidades confinadas. Nesse sentido, a proposição de equações que considerem os efeitos resistivos, como aqui efetuada, parece mais adequada.

9 – CONCLUSÕES

Através de uma perspectiva unidimensional foram concebidos equipamentos capazes de produzir macro cavidades que atingiram amplitudes máximas maiores que 0,5 m, as quais, através de filmagens, possibilitaram visualizações adequadas das principais características deste fenômeno. Através destas imagens foi possível observar a intensa conversão entre líquido e vapor que ocorre durante o processo, além de fenômenos secundários como a formação de bolhas secundárias (“rebound”), formação de filmes aderentes ascendentes, jatos centrais entre outras características.

Apesar da grande diferença nas escalas, a dinâmica das macro cavidades mostrou grande similaridade com o que observa-se em micro bolhas, apresentando características como o jato central superior e o jato reentrante, este último levando à formação das “cavity like torus”. Interessantemente, estas semelhanças foram observadas mesmo tendo as macro cavidades sido desenvolvidas com características unidimensionais, indicando assim, que o melhor entendimento destas pode levar à melhor compreensão de fenômenos em micro escala. Estes últimos, devido à combinação entre as escalas de comprimento e velocidade são de difícil observação e medição.

Contrastando com o que foi obtido por Schulz et al. (2012), não houve registro de grandes valores de força devido ao movimento do contêiner. As tentativas de medição geraram valores muito baixos, de forma que o equipamento inicialmente proposto não foi capaz de realizar leitura (esforços aquém do valor mínimo registrável no equipamento). A razão desta diferença ainda não foi localizada, necessitando maiores estudos.

Apesar da grande quantidade de estudos em cavitação, a sua quase totalidade concentra-se no que se pode denominar de micro processos, e as equações clássicas da área mostram limitações para tratamento do problema de macro-escalas com parcelas dissipativas relevantes, servindo mais como “orientação de como proceder” com o equacionamento.

Uma formulação unidimensional para o movimento do contêiner foi desenvolvida no contexto desta linha de pesquisa e testada no presente estudo. Simplificações consideradas adequadas para a pressão e para a força de resistência foram efetuadas, considerando-se uma situação de dois passos para a pressão e uma lei de resistência usando a primeira potência da velocidade. A solução teórica para este caso, que se reduz à soma de três funções exponenciais foi testada, resultando em um comportamento geral da amplitude muito semelhante ao experimental. Entretanto, as predições de força mostraram descontinuidades nas derivadas temporais, as quais não foram observadas no comportamento médio dos dados medidos.

Adicionalmente, a evolução da cavidade foi equacionada considerando-se diferentes condições para a pressão dentro da bolha e para a força de resistência entre o líquido e a parede do contêiner. O equacionamento partiu das Equações de Navier-Stokes, chegando-se a uma equação governante muito simples para o caso uni-dimensional. Os resultados mostram que todas as predições levam a evoluções teóricas próximas às observadas experimentalmente, mas as melhores superposições foram obtidas por formulações considerando pressão constante na fase gasosa da água e forças de resistência proporcionais ao quadrado da velocidade.

As conclusões referentes à expansão da bolha (pressões constantes e força de resistência proporcional ao quadrado da velocidade) colocam-se alinhadas com conclusões independentes da literatura, ou voltadas à explicação da cavitação, ou voltadas à explicação da dissipação de energia em escoamentos.

Sugestão para trabalhos futuros:

- Investigar os fatores que influenciam de forma prática na força associada ao movimento do contêiner;
- Estudar o que determina a formação ou não dos jatos centrais direcionados para a superfície livre;
- Fazer medições da temperatura e pressão na parte interna da cavidade durante o fenômeno, de forma a comparar com as hipóteses levantadas e testar a simplificação da pressão constante, largamente usada na literatura.
- Montar sistemas que produzam macro cavidades com ignição por luz solar, através de reflexão por espelhos côncavos, estudando assim a possibilidade de geração de energia elétrica para equipamentos de baixo consumo.

Equipamentos propostos para uso em experimentos futuros (aqui mencionados não como relato, mas como indicação da continuidade dos experimentos):

- Termômetro para registro da variação da temperatura da água contida na base da lâmpada e da bolha durante os processos de crescimento e colapso
- Medidor de pressão para analisar o comportamento interno da bolha durante o crescimento e colapso.

10 – BIBLIOGRAFIA

ALEHOSSEIN, H.; QIN, Z. Numerical analysis of Rayleigh-Plesset equation for cavitating jets. **Int. Journal for Numerical Methods in engineering**, Vol 72, p.780-807, 2007.

ASSIS, M.P.; DALFRÉ Filho, J. G.; GENOVEZ, A. I. B. Equipamento tipo jato cavitante para a desinfecção de água. In: XVII SIMPOSIO BRASILEIRO DE RECURSOS HIDRICOS, 2007, São Paulo. **Anais do XVII Simposio brasileiro de recursos hídricos**, São Paulo, Brasil, 2007.

AZUMA, Y.; KATO, H.; USAMI, R.; FUKUSHIMA, T. Bacterial sterilization using cavitating jet. **Journal of Fluid Science and Technology**, Vol. 2, n.1, p. 270-281, 2007.

BRENNEN, C. E. **Cavitation and bubble dynamics**. New York: Oxford University Press, 1995, 294 p.

BRENNER, M.P.; HILGENFELDT, S.; DETLEF, L. Single bubble sonoluminescence. **Reviews of Modern Physics (The American Physical Society)**, Vol. 74, n. 2, p. 425-484, 2002.

BRONSON, R.; COSTA, G. **Differential Equations**. Schaum's Outline Series, 3rd ed, McGraw Hill, 2006, 385 p.

BRUJAN, E. A. **Cavitation in Non-Newtonian Fluids: With Biomedical and Bioengineering Applications**, Berlin-Heidelberg: Springer Verlag, 2011, 280 p.

CHAHINE, G. L. Experimental and asymptotic study of nonspherical bubble collapse. **Applied Scientific Research**, v. 38, p. 187-197, 1982.

D'AGOSTINO, L.; SALVETTI, M. V. (eds.). **Fluid dynamics of cavitation and cavitating turbopumps**. International Centre for Mechanical Sciences, CISM Courses and Lectures Vol 496, Springer Wien New York, 2007.

DUCHEMIN, L.; POPINET, S.; JOSSERAND, C.; ZALESKI, S. Jet formation in bubbles bursting at a free surface. **Physics of Fluids**, v. 14, 2002.

EPA. **Coal Mine Methane Recovery: A primer**, U.S. Environmental Protection Agency, Setembro, EPA-430-R-09-13, (2009).

FALVEY, H. T. **Cavitation in chutes and spillways**. Denver: United States Bureau of Reclamation, 1990, 145p.

FOX, R., PRITCHARD, P., MCDONALD, A., **Introdução à Mecânica dos Fluidos**. LTC, 6. ed, 2006.

FRANC, J.-P.; MICHEL, J.-P. **Fundamentals of Cavitation**. (Fluid mechanics & its applications, Vol. 76). Kluwer Academic Publishers, 2004.

GAITAN, D. F.; CRUM, L. A.; ROY, R. A.; CHURCH, C. C. Sonoluminescence and bubble dynamics for a single, stable, cavitation bubble. **The Journal of the Acoustical Society of America**, Vol. 91, n. 6, p. 3166-3183, 1992.

KODAMA, T.; TOMITA, Y., Cavitation bubble behavior and bubble-shock wave interaction near a gelatin surface as a study of in vivo bubble dynamics. **Appl. Phys. B** 70, p. 139-149, 2000.

LEIGHTON, T.G. Derivation of the Rayleigh-Plesset equation in terms of volume. ISVR Technical Report No. 308, University of Southampton, Institute of Sound & Vibration Research, 2007, 17 p.

LOHSE, D.; SCHMITZ, B.; VERSLUIS, M. Snapping shrimp make flashing bubbles. **Nature**, Vol 413, PP.477-478, 2001.

MORAN, M.; SHAPIRO, H. N. **Fundamentals of Engineering Thermodynamics**. 5nd edition. John Wiley & Sons, 2006.

PATEK, S. N.; CALDWELL, R. L. Extreme impact and cavitation forces of a biological hammer: strike forces of the peacock mantis shrimp *Odontodactylus scyllarus*. **The Journal of Experimental Biology**, Vol. 308, p. 3655-3664, 2005.

PEARSON, A.; COX, E.; BLAKE, J. R.; OTTO, S. R. Bubble interactions near a free surface. **Engineering Analysis with Boundary Elements**, v. 28, p. 295-313, 2004.

PEREIRA, P. A. F.; SCHULZ, H. E.; LOMBARDI, G. Generating work from macro cavities in superheated liquids. In: VII COMPUTATIONAL METHODS IN MULTIPHASE FLOW, 2013, LA CORUÑA. **Proc. of VII Computational Methods in Multiphase Flow**, La Coruña, Spain, p 299-310, 2013a.

PEREIRA, P. A. F.; SCHULZ, H. E.; LOMBARDI, G. Large Cavity Details For Superheated Liquids. In: 22TH INTERNATIONAL CONGRESS OF MECHANICAL ENGINEERING, 2013, Ribeirão Preto. **Anais of 22th International congress of mechanical engineering**, Ribeirão Preto, Brasil, 2013b.

PLESSET, M. S.; CHAPMAN, R. B. Collapse of an initially spherical vapor cavity in the neighborhood of a solid boundary. **California Institute of Technology, Report N° 85-49**, 1970.

SÁNCHEZ, R.; JUANA, L.; LAGUNA, F. V.; RODRIGUEZ-SINOBAS, L. Estimation of cavitation limits from local head loss coefficient. **Journal of Fluids Engineering**, Outubro, Vol 130, 9p, 2008.

SCHULZ, H. E, **Alternativas em Turbulência**. Rima Editora e EESC/USP, São Carlos, 2001.

SCHULZ, H. E, **O Essencial em Fenômenos de Transporte**. Rima Editora e EESC/USP, São Carlos, 2003.

SCHULZ, H. E.; LOMBARDI, G.; NASCIMENTO, F. J.; TREBI, H. J. D.; SANTOS, J. N. Dos; SIMÕES, A. L. A. Usable work of macro-scale cavities in liquids. **J. Braz. Soc. Mech. Sci. & Eng.**, Rio de Janeiro, v. 34, n. 4, 2012.

SCHULZ, H.E. Ajuste de equações não lineares com somas de exponenciais: a possibilidade de infinitas soluções. **Laboratory of Rheology and Turbulence, School of Engineering at São Carlos, University of São Paulo**, LTR Report 1/III/13, 2013.

SHIMA, A. Studies on bubble dynamics. **Shock Waves**, Vol. 7, p. 33-42, 1996.

STOKELY, K.; MAZZA, M. G.; STANLEY, H. E.; FRANZESE, G. **Metastable Water Under Pressure in Metastable System Under Pressure**. Springer, 2008

TESTER, J. W.; MODELL, M.; **Thermodynamics and its applications**. Prentice hall international series 3rd ed, 1996.

TOMITA, Y.; TSUBOTA, M.; AN-NAKA, N. Energy Evaluation of shock wave emission and bubble generation by laser focusing in liquid nitrogen. **International Symposium on Cavitation** (CAV 2001), session A2.006, 2001, 8 p.

TULLIS, J.P., **Hydraulics of pipelines – pumps, valves, cavitation, transients**. John Wiley and Sons, 1989, 266 p.

VERSLUIS, M.; SCHMITZ, B.; von der HEYDT, A.; LOHSE, D. How snapping shrimp snap: through cavitating bubbles. **Science**, Vol 289, pp.2114-2117, 2000.

WRBANEK, J. D.; FRALICK, G. C.; WRBANEK, S. Y.; HALL, N.C. Investigating sonoluminescence as a means of energy harvesting. In Millis, M.G. and Davies, E.W. (eds.) *Frontiers of propulsional science*, **American Inst. of Aeronautics and Astronautics**, Abstract NASA Technical Reports Server, p. 605-637, 2009.

YUSUPOV, V. L.; CHUDNOVSKII, V. M.; BAGRATASHVILI, V. N. Laser-Induced Hydrodynamics in Water and Biotissues nearby Optical Fiber Tip, In Schulz, H.E., Simões, A.L.A. and Lobosco, R.J., Eds., **Hydrodynamics: Advanced Topics**, Croatia,: Intech Open, Chapter 5, p. 95-142, 2011

ZHANG, A. M.; YAO, X., L., YU, X., B., The dynamics of three-dimensional underwater explosion bubble. **Journal of sound and vibration**, v. 311, p 1196-1212, 2008.